

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA  
Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei"  
Corso di Laurea Magistrale in Astronomia

Tesi di Laurea Magistrale

## **Materia Oscura in Fisica e Astrofisica**

Relatore: Prof. Alberto Franceschini

Laureando: Zuccato Davide

Anno accademico 2016-2017

# Indice

<b>1</b>	<b>Evidenze di Materia Oscura in Astrofisica</b>	<b>3</b>
1.1	Galassie a spirale . . . . .	3
1.2	Galassie Nane . . . . .	11
1.2.1	Il fattore J . . . . .	12
1.3	Ammassi di Galassie . . . . .	20
1.3.1	Cinematica degli ammassi di Galassie . . . . .	21
1.3.2	Plasma intracluster . . . . .	23
1.3.3	Lenti gravitazionali . . . . .	24
1.3.3.1	La Teoria del <i>lensing</i> gravitazionale . . . . .	24
1.3.3.2	Applicazioni del <i>lensing</i> gravitazionale . . . . .	28
<b>2</b>	<b>Evidenze di Materia Oscura dalla cosmologia</b>	<b>32</b>
2.1	Cosmologia standard (SMoC) . . . . .	32
2.2	<i>Clustering</i> gerarchico . . . . .	34
2.2.1	Evoluzione simulata al computer delle strutture dell'Universo . . . . .	34
2.3	Anisotropie della CMB . . . . .	36
2.4	Densità della Materia Oscura . . . . .	39
2.5	Annichilazioni e decadimenti . . . . .	43
2.6	Cenni ai candidati di Materia Oscura particellare . . . . .	45
2.7	Buchi neri primordiali come Materia Oscura . . . . .	52
<b>3</b>	<b>Spiegazioni alternative agli effetti della Materia Oscura</b>	<b>54</b>
3.1	Gravità modificata : MOND . . . . .	54
3.1.1	AQUAL . . . . .	55
3.1.2	QUMOND . . . . .	57
3.2	Effetto di Campo Esterno (EFE) . . . . .	59
3.3	Confronto tra SMoC e MOND . . . . .	60
3.4	Test osservativi . . . . .	66

3.4.1	Teorema duale delle galassie nane . . . . .	66
3.4.2	Frizione dinamica . . . . .	75
3.4.3	Anisotropie nella distribuzione delle galassie nane satelliti . . . . .	75
3.4.4	Dinamica Invariante di Scala . . . . .	77
3.4.5	Test osservativi sull'effetto di campo esterno EFE . . . . .	81
3.4.6	Relazione tra Materia Oscura e Materia Barionica . . . . .	86
<b>4</b>	<b>Vincoli osservativi sulle particelle di Materia Oscura</b>	<b>89</b>
4.1	Test di laboratorio: LHC e XENON1T . . . . .	89
4.1.1	Large Hadron Collider . . . . .	89
4.1.2	XENON1T . . . . .	89
4.2	Ricerca dei prodotti di annichilazione della Materia Oscura: l'esperimento AMS . . . . .	95
4.3	Il Telescopio IAXO . . . . .	100
4.3.1	Il Telescopio Cherenkov MAGIC . . . . .	103
4.3.2	Ricerca di Materia Oscura nelle galassie nane con i telescopi IACT	103
4.3.3	Ricerca di Materia Oscura in varie strutture cosmiche . . . . .	105
4.3.4	Il telescopio CTA . . . . .	107
4.3.5	L'osservatorio CTA per future ricerche . . . . .	108
4.3.6	Ricerca di assioni tramite l'osservatorio CTA . . . . .	113
<b>A</b>	<b>Effetto Cherenkov e astronomia IACT</b>	<b>116</b>
A.1	Sciame atmosferico . . . . .	119
A.2	Sciame adronici . . . . .	119
A.3	Effetto elettromagnetico dello sciame . . . . .	120
	<b>Bibliografia</b>	<b>122</b>

# Elenco delle figure

1.1	Curva di rotazione della galassia M33 . . . . .	5
1.2	Curva di rotazione della Via Lattea . . . . .	8
1.3	Evidenza di Materia Oscura nella Via Lattea . . . . .	10
1.4	Confronto di 21 fattori J di galassie nane . . . . .	18
1.5	Confronto dei fattori J con Reticulum II . . . . .	19
1.6	Dispersione di velocità delle galassie in un ammasso di galassie . . . . .	21
1.7	Effetti di <i>lensing</i> . . . . .	25
1.8	Geometria del <i>lensing</i> . . . . .	26
1.9	<i>Lensing</i> ed anello di Einstein . . . . .	27
1.10	Mappa di convergenza di Abell2744 . . . . .	30
1.11	Ricostruzione di $k$ dell' Ammasso Proiettile . . . . .	31
2.1	Rete cosmica ( <i>cosmic web</i> ) . . . . .	36
2.2	Spettro di potenza di temperatura . . . . .	38
2.3	Materia Oscura e temperatura di <i>freeze out</i> . . . . .	41
2.4	Diagramma di Venn incompleto riguardo le teorie ed i candidati di Materia Oscura . . . . .	46
2.5	Limiti massa dei buchi neri primordiali . . . . .	52
3.1	Accelerazione di una particella in MOND . . . . .	56
3.2	Fallimenti della teoria cosmologica standard SMoC . . . . .	61
3.3	Fallimenti della teoria MOND . . . . .	65
3.4	Grafico di confidenza delle teorie . . . . .	68
3.5	Relazione di Tully Fisher barionica nella teoria MOND . . . . .	70
3.6	Galassie nane di tipologia A nella teoria MOND con relazione massa - raggio	73
3.7	Relazione del modello MOND tra massa - raggio per galassie nane di tipologia B . . . . .	74
3.8	VPOS + GPoA . . . . .	76
3.9	<i>Mass-Discrepancy-Acceleration</i> MDA . . . . .	79

3.10	Effetto di campo esterno nel Sistema Solare . . . . .	82
3.11	Profili di dispersione di velocità di vari ammassi globulari . . . . .	84
3.12	Profilo di dispersione di velocità di NGC 2419 . . . . .	85
3.13	Modelli di massa e curve di rotazione per galassie individuali . . . . .	87
3.14	Correlazione tra l'accelerazione centripeta osservata e calcolata . . . . .	88
4.1	Schema di rilevamento dello Xenon100 . . . . .	91
4.2	Rilevatore Xenon100 . . . . .	92
4.3	XENON1T . . . . .	93
4.4	Valori attesi di XENON1T . . . . .	94
4.5	Esperimenti XENON . . . . .	95
4.6	Il rilevatore AMS-02 . . . . .	96
4.7	Flussi AMS-02 . . . . .	98
4.8	Il telescopio IAXO . . . . .	100
4.9	L'elioscopio per assioni con i rilevatori a raggi X . . . . .	101
4.10	Schema del rilevatore dello IAXO . . . . .	102
4.11	Sensibilità dei telescopi . . . . .	104
4.12	Lista di alcuni obiettivi per la ricerca di Materia Oscura . . . . .	106
4.13	<i>Layout</i> dell'osservatorio CTA . . . . .	107
4.14	Limiti superiori del CTA per alcune galassie nane . . . . .	109
4.15	Limiti del CTA per un rilevamento a $5\sigma$ . . . . .	110
4.16	Fattore di boost $B_F$ per il CTA . . . . .	111
4.17	Prospettive di un segnale $\gamma$ dal <i>cluster</i> Fornax . . . . .	112
4.18	Schema di conversione per gli assioni . . . . .	114
A.1	Effetto Cherenkov schematico . . . . .	116
A.2	Polarizzazione circolare di un mezzo per l'effetto Cherenkov . . . . .	117
A.3	Polarizzazione a V per l'effetto Cherenkov . . . . .	118
A.4	Pioggia di fotoni . . . . .	120

# Introduzione

La comunità scientifica internazionale iniziò ad avere i primi indizi riguardo una componente di materia mancante nelle analisi delle strutture che compongono l'Universo nel 1933, anno in cui Zwicky osservò e teorizzò una componente di Materia Oscura in seguito alle osservazioni degli ammassi della Chioma e della Vergine. Venne trovata una discrepanza tra il valore della massa dell'ammasso calcolata con le dispersioni di velocità da quella stabilita con lo studio sulla luminosità. Ad esempio la massa totale dell'ammasso della Chioma calcolata mediante le dispersioni di velocità risultò 400 volte superiore alla stima della massa calcolata utilizzando la luminosità.

Nel 1970 l'argomento Materia Oscura cominciò a suscitare più interesse grazie a molteplici studi sull'argomento da parte di più scienziati come l'astrofisico estone Jaan Einasto, l'astrofisico americano Jeremiah P. Ostriker e il cosmologo americano-canadese Phillip James Edwin Peebles. Questi studiosi teorizzarono che dovevano essere presenti aloni più massivi per stabilizzare le galassie spirali.

Anche la cosmologia necessita della Materia Oscura per poter spiegare come le strutture emerse successivamente all'inflazione si siano evolute in galassie ed in ammassi di galassie che oggi osserviamo. La teoria cosmologica standard prevede che alcune fluttuazioni quantistiche dell'energia di punto zero, ovvero l'energia associata al vuoto, siano state amplificate dall'inflazione cosmica che ha avuto luogo subito dopo il Big Bang. Queste piccole perturbazioni di densità dell'Universo primordiale sono state in seguito amplificate dall'azione implacabile delle forze gravitazionali derivanti per la maggior parte dalla componente della Materia Oscura. Al momento la Materia Oscura è pensata nel modello cosmologico standard come una particella elementare non barionica debolmente interagente, creata nelle prime fasi dell'evoluzione cosmica.

Grazie ad esperimenti come COBE, il quale ha misurato le fluttuazioni di temperatura del fondo cosmico a microonde (CMB), si è giunti alla costruzione del modello  $\Lambda$ CDM a partire dagli anni 1990. L'aggiunta della componente di Materia Oscura, permette infatti di rappresentare correttamente lo spettro di potenza del CMB.

Nel 1983, è stata proposta alla comunità scientifica un'altra teoria per spiegare e riprodurre le proprietà dinamiche delle galassie come la loro curva di rotazione senza l'ausilio della Materia Oscura, utilizzando una teoria denominata MOND (MODified Newtonian Dynamics) che differisce dalla teoria Newtoniana standard.

Al momento, facendo riferimento al modello cosmologico standard, si sta tentando di spiegare questa componente di massa mancante mediante l'ipotesi di candidati di Materia Oscura particellare costruiti da teorie che si estendono oltre al modello standard, per poter poi effettuare delle ricerche nel settore fisico e astrofisico con strumenti all'avanguardia.

Nel frattempo la teoria MOND viene sviluppata per tentare di spiegare alcune incongruenze del modello cosmologico standard.

Nei prossimi anni, alcuni esperimenti come XENONnT o telescopi come il CTA potrebbero fornire una risposta a questo quesito aperto da molto tempo. La massa mancante che prende parte alla formazione delle strutture cosmiche potrebbe quindi essere formata da una particella che interagisce debolmente con la materia ordinaria. Questi esperimenti permetteranno quindi di scoprire o di imporre dei vincoli riguardo i candidati di Materia Oscura particellare previsti dalle estensioni del modello standard. Nel caso vengano imposti altri vincoli, teorie alternative come la MOND diventerebbero le migliori candidate per tentare di dare una spiegazione più corretta dell'Universo che ci circonda.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Frenk & White (2012) e Bekenstein & Milgrom (1984).

# Capitolo 1

## Evidenze di Materia Oscura in Astrofisica

Nell'attuale modello cosmologico standard (*Standard Model of Cosmology* - SMOc), la Materia Oscura compone il 23% in massa-energia dell'Universo. Dal 1933, la data in cui Fritz Zwicky ipotizzò questa componente grazie allo studio sul rapporto massa - luminosità dei *cluster* della Chioma e della Vergine, il problema della massa mancante che prende parte alla formazione e alla dinamica delle strutture rimane ancora irrisolto. Molti sforzi sono stati fatti e si stanno ancora facendo per capire la natura di questa componente mancante, ma al momento la spiegazione resta solo teorica e tutta da dimostrare. La prova principale che qualche tipo di materia, chiamata Materia Oscura, debba prendere parte nella composizione delle strutture assieme alla materia barionica, può essere dedotta dallo studio di galassie a spirale, galassie nane ed ammassi di galassie.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Bertone et al. (2005), Peter (2012), Paiano (2009/10) e Paiano et al. (2011).

### 1.1 Galassie a spirale

Un indizio riguardo la presenza di Materia Oscura che prende parte alla composizione ed alle proprietà delle strutture presenti nel nostro Universo si trova nelle galassie a spirale. Si deve perciò studiare la cinematica di queste galassie per poter avere un confronto tra la teoria e le osservazioni. Per poter studiare la cinematica delle galassie, un utile strumento è il calcolo della loro curva di rotazione, ovvero l'andamento della velocità rotazionale delle stelle che compongono la galassia sotto esame in base al raggio. Tra tutte le galassie disponibili, quelle a spirale hanno una vasta popolazione di stelle le cui orbite risultano quasi circolari attorno al centro della galassia. La maggior parte della massa delle galassie



a spirale è localizzata nel *bulge* della galassia, mentre le stelle posizionate nel disco orbitano attorno al *bulge*. Secondo la teoria, le stelle situate nel disco dovrebbero orbitare attorno al *bulge* seguendo la legge Kepleriana.

Per vedere se tale legge è rispettata, si passa alla misura della curva di rotazione di una galassia a spirale, ad esempio utilizzando la riga a 21 cm dell'idrogeno neutro, la quale è particolarmente utile per ottenere la curva di rotazione fino a grandi distanze radiali dal nucleo.

La riga a 21 cm dell'idrogeno neutro è una riga che si manifesta nello spettro elettromagnetico ad una lunghezza d'onda di 21 cm ed è una componente propria degli atomi di idrogeno. Sia il protone che l'elettrone che compongono l'atomo di idrogeno hanno un loro senso di rotazione attorno al proprio asse. Questo loro momento angolare intrinseco viene chiamato spin e può essere orario od antiorario, creando due combinazioni possibili nell'atomo di idrogeno. Il passaggio da una combinazione di spin parallelo, in cui sia l'elettrone che il protone ruotano nello stesso senso attorno al proprio asse, ad una di spin anti-parallelo, porta l'atomo di idrogeno in una configurazione ad energia minore, ed un fotone viene emesso.

Questa emissione attraversa il materiale opaco come le polveri interstellari, e fornisce una stima della curva di rotazione della galassia anche a grandi raggi, visto che viene rilevata anche in regioni più esterne a quelle in cui sono presenti le stelle, denotando la presenza di una componente gassosa molto estesa.

Con questi dati possiamo notare un andamento circa costante della velocità di rotazione delle stelle e del gas presenti nella galassia a spirale sotto esame, fino a grandi valori  $R$  della coordinata radiale. Invece, utilizzando la dinamica Newtoniana sarebbe prevista una tipica diminuzione Kepleriana, ossia la velocità delle stelle dovrebbe diminuire proporzionalmente a  $\frac{1}{\sqrt{R}}$ .

Dal momento che le galassie sono un sistema legato gravitazionalmente, esse seguono il teorema del viriale, il quale lega l'energia cinetica a quella potenziale, decretando che la struttura è in una condizione di equilibrio per cui:

$$T + \frac{U}{2} = 0 \quad (1.1)$$

con  $T$  energia cinetica e  $U$  quella potenziale, scritte come:

$$T = \frac{1}{2}mv^2(r) \quad U = -\frac{GmM(r)}{r} \quad (1.2)$$

dove  $r$  è il raggio,  $m$  massa dell'elemento, in questo caso una particella test o una stella,  $M(r)$  massa totale entro il raggio  $r$ ,  $G$  costante gravitazionale e  $v(r)$  velocità circolare attesa.

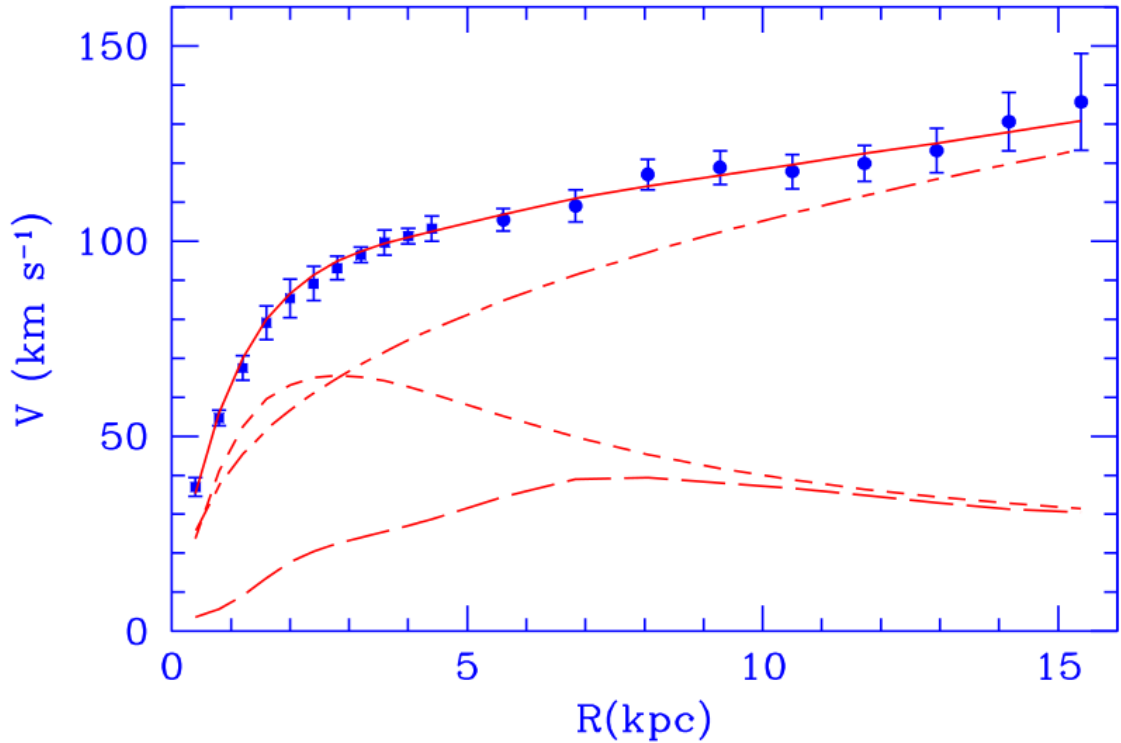


Figura 1.1: In questa immagine possiamo vedere la curva di rotazione (velocità di rotazione in base al raggio) della galassia M33. I punti blu sono ottenuti da misure della cinematica stellare e dalla riga a 21 cm dell'idrogeno, mentre la linea continua rossa è il miglior modello che rappresenta i dati. La linea rossa tratteggiata a linee corte è il disco stellare atteso, mentre quella con le linee lunghe è il contributo del gas. L'alone di Materia Oscura è rappresentato dalla linea rossa con punti e linee, e vediamo che diventa dominante al crescere del raggio. Figura da Corbelli & Salucci (2000).

La velocità circolare attesa si scrive come:

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad M(r) = 4\pi \int \rho(r)r^2 dr \quad (1.3)$$

dove  $\rho(r)$  è il profilo di densità di massa.

La velocità dovrebbe aumentare partendo dal centro galattico, ossia nella zona visibile della galassia, a causa dell'aumento della massa gravitante per poi successivamente diminuire dopo aver superato il disco ottico della galassia con un andamento  $\frac{1}{\sqrt{r}}$ . Grazie a questo l'integrale della massa oltre il disco galattico avrebbe quindi un andamento  $M(r) = \text{costante}$ .

I dati delle osservazioni, fatte ad esempio grazie alla riga a 21 cm dell'idrogeno visto che le analisi possono essere estese a raggi molto grandi, mostrano che la velocità circolare

non cala come previsto dall'equazione (1.3), ma anzi dopo un dato raggio corrispondente a quello del disco ottico, resta costante.

Questo genera il problema di una massa mancante, ovvero non rilevata dalle osservazioni in ottico detta appunto Materia Oscura, e per tale motivo si ipotizza quindi un alone di materia sconosciuta che produca gravità senza produrre emissione ottica, con densità  $\rho \propto \frac{1}{r^2}$  e massa  $M(r) \propto r$ .

In figura (1.1) si può vedere la curva di rotazione della galassia M33, dove le componenti di disco e gas sono rappresentate con le righe rosse tratteggiate. Per mettere d'accordo la teoria con le osservazioni, vediamo che è necessario introdurre l'alone di Materia Oscura, raffigurato con la linea rossa a punti e righe, per poter riuscire a rappresentare i dati in maniera ottimale, ed ottenere quindi l'andamento costante della velocità osservato.

Per studiare le varie curve di rotazione delle galassie, vari tipi di alone di Materia Oscura sono stati teorizzati per spiegare al meglio queste curve rotazionali osservate. Tra i più utilizzati ci sono l'alone sferico isoterma, il profilo di Navarro Frenck e White, il profilo di Einasto, il profilo di Moore ed un profilo generale in grado di ricostruire i precedenti variando i suoi parametri liberi.

L'alone sferico isoterma descrive un gas in equilibrio idrostatico e con temperatura uniforme. Questo modello produce un profilo di densità che è descritto dalla seguente formula:

$$\rho(r) = \frac{V_{max}^2}{4\pi GR_0^2 \left(1 + \frac{r^2}{R_0^2}\right)} = \frac{\rho_0}{1 + \left(\frac{r}{R_0}\right)^2} \quad V_{max} = \sqrt{4\pi G \rho_0 R_0^2} \quad (1.4)$$

con  $V_{max}$  velocità asintotica,  $R_0$  raggio del nucleo e  $\rho_0$  densità centrale.

Per  $r \ll R_0$  abbiamo una densità costante, mentre per  $r \gg R_0$  abbiamo un andamento  $\rho \simeq r^{-2}$  dove la massa è direttamente proporzionale al raggio e la velocità circolare è costante.

Il profilo di Navarro, Frenk e White (NFW) è stato ottenuto da simulazioni a N corpi basati su modello cosmologico  $\Lambda$ CDM, dove le galassie si formano entro aloni di Materia Oscura. Questi ultimi sono a loro volta formati dalla fusione di aloni più piccoli di Materia Oscura precedentemente collassati.

La distribuzione di densità è descritta dalla formula:

$$\rho(r) = \rho_s \frac{r_s}{r} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-2} \quad (1.5)$$

Alone	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	R
				[Kpc]
Isotermo	2	2	0	3.5
NFW	1	3	1	20
Moore	1.5	3	1.5	28

Tabella 1.1: Parametri liberi della formula generale di Bertone et al. (2005) per poter avere i profili di densità più utilizzati per ricreare la densità di Materia Oscura nelle galassie. I valori del raggio  $R$  variano da sistema a sistema.

con  $r_s$  raggio scala e  $\rho_s$  che variano da alone ad alone. Questo profilo di densità, se usato per le simulazioni di alone ad  $N$  corpi, presenta un picco di densità nei pressi del centro galattico dato che per piccoli raggi inferiori al raggio scala  $r_s$  la densità segue la relazione  $\rho \propto r^{-1}$ . Questo picco però non sembra essere presente dalle osservazioni.

Il profilo di Einasto non segue una legge di potenza nel centro galattico, ed è descritto da una densità di Materia Oscura di:

$$\rho(r) = \rho_s e^{-\frac{2}{\alpha} \left[ \left( \frac{r}{r_s} \right)^\alpha - 1 \right]} \quad (1.6)$$

con la pendenza logaritmica  $\alpha$ , il raggio scala  $r_s$  e la densità normalizzata  $\rho_s$  considerati come parametri liberi.

Il profilo di Moore è descritto da:

$$\rho(r) = \rho_s \left( \frac{r_s}{r} \right)^{1.16} \left( 1 + \frac{r}{r_s} \right)^{-1.84} \quad (1.7)$$

e presenta un andamento della densità a piccoli raggi più ripido rispetto a quello calcolato da NFW con  $\rho \propto r^{-1.4}$ .

Questo profilo di densità proviene dal lavoro di Bertone et al. (2005), ed in base al valore dei 4 parametri liberi  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $R$ , riproduce gli altri profili di densità descritti:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left( \frac{r}{R} \right)^\gamma \left[ 1 + \left( \frac{r}{R} \right)^\alpha \right]^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}}} \quad (1.8)$$

dove  $\rho_0$  è la densità centrale ed  $R$  è un parametro libero che varia in base al sistema considerato. In base alla scelta di tali parametri, le distribuzioni di densità elencate possono essere ottenute come descritto nella tabella (1.1).

Grazie al lavoro fatto da Huang et al. (2016) possiamo vedere nella figura (1.2), la curva di rotazione della nostra galassia Via Lattea, fino ad un raggio di 100 kpc, nella quale

osservare una possibile evidenza di Materia Oscura. La Materia Oscura qui ha un profilo di densità di Navarro Frenk White, grazie al quale si può ricavare la massa viriale  $M_{vir}$  racchiusa dentro al raggio viriale  $r_{vir}$  dell'alone teorizzato, ed il parametro di concentrazione, ovvero il rapporto tra il raggio viriale dell'alone  $r_{vir}$  ed il raggio scala  $r_s$ . Il valore della massa viriale stimata è all'incirca di  $M_{vir} = 0.90_{-0.08}^{+0.07} \times 10^{12} M_{\odot}$  entro un raggio di  $r_{vir} = 255.69_{-7.67}^{+7.67} \text{ kpc}$ , ed il parametro di concentrazione è di  $c = 18.06_{-0.90}^{+1.26}$ . I valori ottenuti grazie a questo metodo sono in accordo con le osservazioni fatte.

Partendo dalla densità  $\rho_s$  e dal raggio scala  $r_s$  hanno ottenuto anche la densità di Materia Oscura locale, con un valore di  $\rho_{\odot, \text{DarkM.}} = 0.32_{-0.02}^{+0.02} \text{ GeV/cm}^3$ , anche questo in accordo con le previsioni globali fatte da altri studiosi.

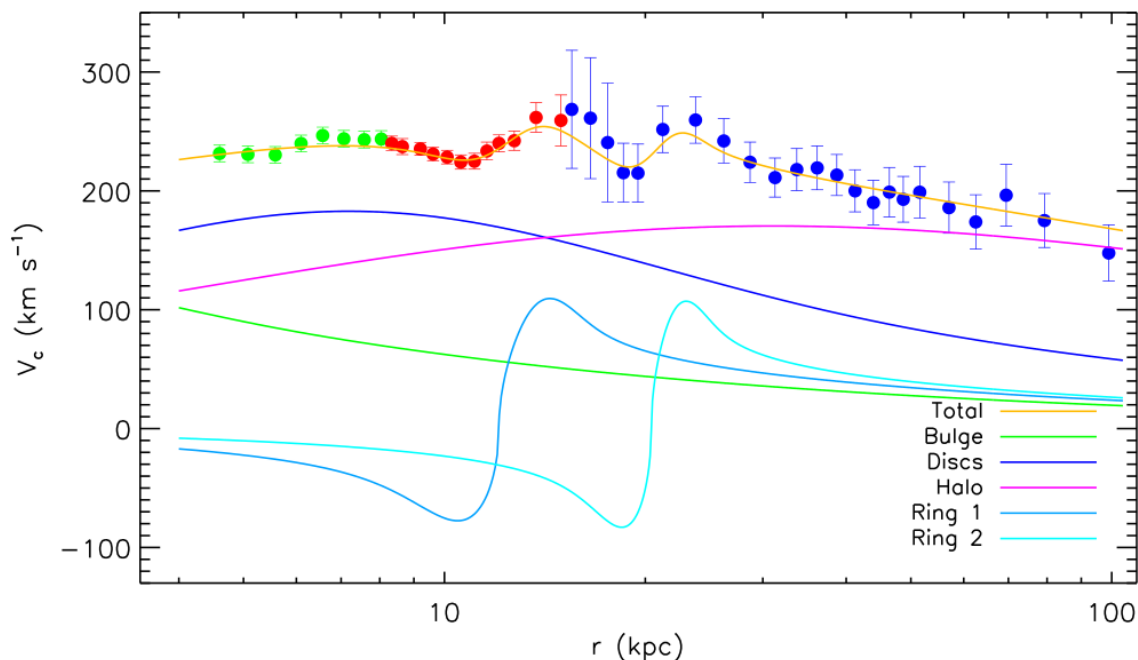


Figura 1.2: La curva di rotazione della nostra Via Lattea. La linea in giallo rappresenta la somma di tutti i contributi da tutte le componenti di massa. Le altre linee mostrano i migliori modelli che rappresentano le curve di rotazione dei vari componenti della Via Lattea. I dati della riga a 21 cm sono i cerchi verdi, le stelle primarie del gruppo delle giganti rosse (PRCGs) sono i cerchi rossi, mentre le giganti K d'alone sono i cerchi blu (HKGs). La linea blu rappresenta il disco atteso, in cui sono presenti il gas, il disco stellare spesso e il disco stellare fino. La linea viola rappresenta l'alone di Materia Oscura, usando un profilo sferico di Navarro Frenk White. La linea verde rappresenta il *bulge* galattico. In azzurro sono rappresentati gli ipotetici contributi dei due anelli di Materia Oscura previsti. Figura da Huang et al. (2016).

L'evidenza di una componente di Materia Oscura può essere vista osservando la curva di rotazione totale calcolata della nostra Via Lattea, la quale mostra due avvallamenti,

situati a 11 kpc ed a 19 kpc dal centro galattico, che potrebbero essere spiegati grazie all'esistenza di due anelli di Materia Oscura massivi situati nel loro modello a 13 e a 20 kpc, con un profilo di densità superficiale per ogni anello descritto da:

$$\Sigma(R) = \Sigma_{0,\text{ring}} e^{-\frac{(R-R_{\text{ring}})^2}{2\sigma_{\text{ring}}^2}} \quad (1.9)$$

Abbiamo perciò un anello con andamento Gaussiano che ha  $\Sigma_{0,\text{ring}}$  come densità centrale di superficie,  $R_{\text{ring}}$  raggio dell'anello ed  $\sigma_{\text{ring}}$  ampiezza gaussiana. Le masse sono stimate con un ordine di  $10^{10}M_{\odot}$ .

Una chiara evidenza della presenza di Materia Oscura si trova nel lavoro di Iocco et al. (2015), dove hanno calcolato la curva di rotazione della Via Lattea usando vari database, per confrontarla poi con altre curve di rotazione previste da modelli teorici di distribuzione di massa che utilizzano solamente la materia standard barionica. Le curve di rotazione provenienti dalle osservazioni sono state ottenute da misure della cinematica del gas, delle stelle e dei maser. Il lavoro fatto dimostra che i barioni sono fortemente sfavoriti nell'essere l'unica componente che forma la nostra galassia, anche se i calcoli si limitano al raggio Solare.

In figura (1.3) si può vedere un'evidente differenza tra le osservazioni e i modelli teorici, lungo l'intero intervallo galattocentrico dopo una distanza di 6-7 kpc.

Si dimostra quindi che della Materia Oscura deve essere presente nella zona centrale della Via Lattea, dato che la curva di rotazione calcolata dai modelli barionici si discosta da quella osservata. Nessuna informazione sulla natura o distribuzione della Materia Oscura può però essere ottenuta da questo.

Una conclusione importante riguardo l'analisi fatta si osserva nel pannello inferiore della figura (1.3), dove si rapporta il test  $\chi^2$  in base ai modelli barionici previsti dalla teoria.

Il test  $\chi^2$  verifica la bontà dell'ipotesi del test sotto esame, ovvero più questo valore è prossimo allo zero, più il modello teorico è in accordo con le osservazioni. Il test  $\chi^2$  è stato messo nel grafico in base al grado di libertà per ogni modello barionico e per tutti i dati fino ad una data distanza  $R$ , oltre i 2.5 kpc. L'evidenza della componente di Materia Oscura supera i  $5\sigma$  della linea rossa spessa già all'interno del circolo delimitato dal Sole  $R_0 = 8$  kpc per tutti i modelli barionici.

Si nota inoltre che le differenze tra le osservazioni e i modelli barionici sono maggiori verso le distanze galattocentriche più grandi, mentre a distanze minori abbiamo incertezze più piccole. Per parametri galattici fissi, ovvero la distanza dal centro galattico  $R_0$ , la velocità circolare  $v_0$  ed il moto peculiare solare  $(U, V, W)_{\odot}$ , il risultato ottenuto mostra la sua robustezza. Oltre a ciò sono stati successivamente modificati alcuni parametri fondamentali

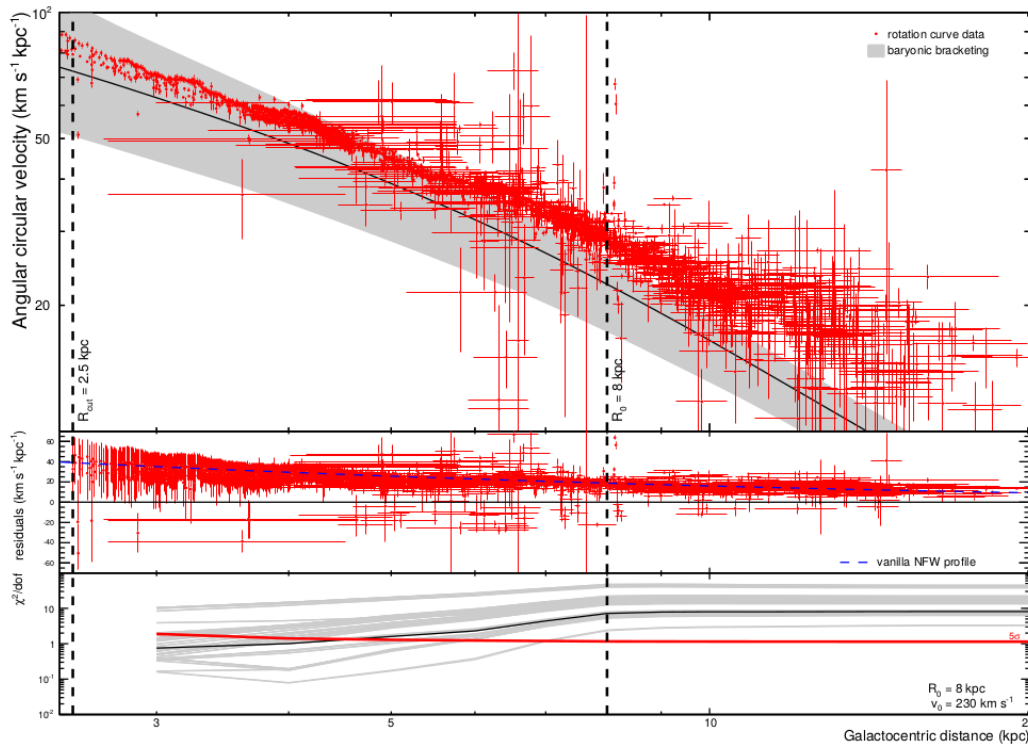


Figura 1.3: In questa figura possiamo vedere le evidenze di Materia Oscura della nostra Via Lattea. Nel pannello superiore si trovano le misure angolari della velocità rappresentate dai punti rossi, raggruppati assieme con il contributo di tutti i modelli barionici mostrati con le bande grigie, in funzione della distanza galattocentrica. Le barre di errore corrispondono ad un'incertezza di  $1\sigma$ , mentre le bande grigie mostrano la fascia di tutti i modelli barionici che includono un'incertezza  $1\sigma$ . La linea nera rappresenta il contributo di un modello barionico di riferimento. Nel pannello centrale si possono vedere i residui tra la velocità osservata e quella predetta per questo modello barionico. La linea blu tratteggiata mostra il contributo del profilo di Navarro Frenk White con un raggio scala di 20 kpc normalizzato per una densità di Materia Oscura di  $0.4 \text{ GeV}/\text{cm}^3$ . Nel pannello inferiore vediamo il  $\chi^2$  ridotto cumulativamente per ogni modello barionico in funzione della distanza galattocentrica. La linea nera mostra sempre il modello barionico di riferimento del primo pannello in alto, mentre la linea rossa spessa è il  $\chi^2$  ridotto, corrispondente a una significatività di  $5\sigma$ . In questa figura le distanze dal centro galattico sono considerate a  $R_0 = 8 \text{ kpc}$ , la velocità circolare locale  $v_0 = 230 \text{ km/s}$ , ignorando tutte le misure sotto ad un certo raggio  $R_{cut} = 2.5 \text{ kpc}$ . Figura da Iocco et al. (2015).

galattici, come ad esempio  $R_0$ ,  $v_0$ , il moto solare peculiare  $(U, V, W)_\odot$ , usando anche i dati della cinematica dei gas o delle stelle separatamente. Nonostante si siano usate anche differenti scelte, la conclusione resta la stessa, ovvero che i barioni non possono spiegare da soli la curva di rotazione osservata nell'interno della nostra Via Lattea.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Bertone et al. (2005), Peter (2012), Paiano (2009/10), Paiano et al. (2011), Moore et al. (1998).

## 1.2 Galassie Nane

Le galassie nane sono dei sistemi costituiti da un numero di stelle minore rispetto ad una galassia normale. Le cifre si aggirano attorno a qualche miliardo di stelle rispetto a qualche centinaio di miliardi di una galassia standard.

Queste galassie nane sono un interessante obiettivo dove cercare la Materia Oscura per molte ragioni, come ad esempio l'alto rapporto massa - luminosità, il quale indica la presenza di una componente di Materia Oscura che prende parte alla dinamica della galassia come avviene per le galassie normali e spiegato nella sezione (1.1), o l'assenza di fonti conosciute che emettono raggi  $\gamma$ , dato che se si notasse un'emissione  $\gamma$  proveniente da una galassia nana, essa potrebbe essere attribuita alla Materia Oscura dopo un evento di annichilazione tra particelle di Materia Oscura o un loro decadimento.

Nella tabella (1.2) sono elencate le galassie nane a noi più vicine con un alto rapporto di massa - luminosità, segno della presenza di una componente di Materia Oscura.

dSph	$D_{\odot}$	$L$	rapporto $M/L$
	[kpc]	$10^3 L_{\odot}$	
Segue 1	23	0.3	>1000
UMa II	32	2.8	1100
Willman 1	38	0.9	700
Coma Berenices	44	2.6	450
UMi	66	290	580
Sculptor	79	2200	7
Draco	82	260	320
Sextans	86	500	90
Carina	101	430	40
Fornax	138	15500	10

Tabella 1.2: Alcune galassie nane sferoidali della via lattea che rappresentano buoni candidati dove cercare tracce di Materia Oscura. Possiamo vedere la distanza dal nostro Sole  $D_{\odot}$ , la loro luminosità  $L$ , e il loro rapporto massa - luminosità. Tabella da De Angelis & Pimenta (2015).

Nel modello cosmologico standard, abbiamo due differenti tipologie di galassie nane, le galassie nane mareali e le galassie nane primordiali.

Le galassie nane mareali (*Tidal Dwarf Galaxies* - TDGs) si generano successivamente ad un incontro tra due galassie più grandi, con materiale gassoso prelevato dalle masse iniziali, senza l'ausilio della componente di Materia Oscura. Per questo motivo non sono buone candidate dove cercare segnali  $\gamma$ .

Le galassie nane primordiali (*Primordial Dwarf Galaxies* - PDGs), si formano in maniera classica, con materia standard che cade all'interno di un pozzo gravitazionale dell'alone



di Materia Oscura. In queste galassie si può ricercare un eventuale segnale  $\gamma$  proveniente dalla Materia Oscura.

Nel classico modello gerarchico di formazione delle galassie, queste galassie nane primordiali (PDGs) sono le prime strutture che collassano, formano stelle e successivamente, galassie più grandi grazie ad eventi di fusione ed accrescimento. Le PDGs rispetto alle TDGs hanno un tasso di formazione stellare (*Star Formation Rate* - SFR) minore ed una minore metallicità, perchè esse non possono usare nuovo materiale prelevato dalle galassie genitrici come nel caso delle TDGs.

La differenza che interessa tra le TDGs e le PDGs quindi, è la presenza o l'assenza della componente di Materia Oscura, dalla quale ci si attende un segnale  $\gamma$ .

### 1.2.1 Il fattore J

La teoria prevede che le galassie nane possano fornirci un flusso  $\gamma$  proveniente da annichilazione o da decadimento della Materia Oscura. Per studiare questo segnale, si scompone il flusso in due componenti: una componente che descrive la fisica sconosciuta delle particelle di Materia Oscura e una componente astrofisica che descrive la distribuzione spaziale, l'estensione dell'alone e le dimensioni della Materia Oscura.

La componente astrofisica del flusso  $\gamma$  atteso viene chiamata *J-factor* per il caso di annichilazione di Materia Oscura mentre *D-factor* per il caso di decadimento. Essa è importante per il fatto che permette un confronto tra le galassie nane studiate grazie al loro flusso  $\gamma$  atteso, indipendentemente dal modello fisico della Materia Oscura particellare usato.

Per poter giungere al fattore *J* o *D*, si deve ottenere il profilo di densità di massa delle galassie nane, il quale a sua volta può essere dedotto dai dati della cinematica delle stelle della galassia nana usando l'analisi di Jeans, che relaziona la distribuzione nello spazio delle fasi delle stelle all'alone di Materia Oscura, una volta assunta sia la simmetria sferica del sistema che l'equilibrio nella dinamica delle stelle che lo costituiscono.

Le galassie nane sono considerate come sistemi non collisionali. Le stelle che compongono una galassia sono teorizzate come un gas di particelle puntiformi che interagiscono a lungo raggio mediante la gravità anzichè a corto raggio come per le particelle di un gas mediante collisioni. Le stelle si trovano ad accelerare in modo regolare e non impulsivo, le collisioni singole in questa maniera non sono molto importanti. Per poter studiare questo gas di stelle non collisionale si usa l'equazione non collisionale di Boltzmann, la quale regola la loro funzione di distribuzione nello spazio delle fasi.

Facendo riferimento a Binney & Tremaine (2011), Cuomo (2015/16) e Munari (2014), per ottenere l'equazione non collisionale di Boltzmann e successivamente usarla per un'a-

analisi di Jeans, si parte dalla densità nello spazio delle fasi, la quale è descritta dalla funzione di distribuzione  $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ . Si considera il numero di particelle test presenti in un volume  $dx^3$  con centro in  $\vec{x}$ , con il vettore velocità in un volume  $d\nu^3$  con centro in  $\vec{v}$ .

Il numero di particelle test presenti nel volume infinitesimo dello spazio delle fasi è dato da:

$$dn = f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3x d^3\nu \quad (1.10)$$

avendo  $f \geq 0$  ovunque come da definizione. Se si specifica la funzione di distribuzione prendendo un istante  $t_0$ , si può capire come il sistema evolve negli istanti successivi.

Si definiscono nello spazio delle fasi il vettore posizione e il vettore velocità con:

$$\vec{w} \equiv (\vec{x}, \vec{v}) \quad \dot{\vec{w}} = (\dot{\vec{x}}, \dot{\vec{v}}) = (\vec{v}, -\vec{\nabla}\Phi) \quad (1.11)$$

con  $\Phi$  potenziale gravitazionale.

Si può scrivere un'equazione di continuità per  $f$  simile a quella di Liouville usata per la densità  $\rho$ , grazie al fatto che le particelle del fluido non collisionale non subiscono urti e cambi di posizione nello spazio delle fasi:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{\alpha=1}^6 \frac{\partial(f\dot{w}_\alpha)}{\partial w_\alpha} = 0 \quad (1.12)$$

con  $x_i$  e  $v_i$  coordinate indipendenti nello spazio delle fasi, perciò:

$$\sum_{\alpha=1}^6 \frac{\partial \dot{w}_\alpha}{\partial w_\alpha} = \sum_{i=1}^3 \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \dot{v}_i}{\partial v_i} \right) = - \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial v_i} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) = 0 \quad (1.13)$$

giustificando l'ultima uguaglianza con il fatto che il potenziale gravitazionale non dipende dalla velocità.

Si può quindi ottenere l'equazione non collisionale di Boltzmann:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{\alpha=1}^6 \dot{w}_\alpha \frac{\partial f}{\partial w_\alpha} = 0 \quad (1.14)$$

Si può passare ora dalla descrizione euleriana, dove si osserva come variano le proprietà del fluido osservando un punto fisso, a quella lagrangiana, nella quale il sistema di riferimento dell'osservatore coincide con quello dell'elemento del fluido.

Possiamo scrivere la derivata lagrangiana della funzione di distribuzione come:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{\alpha=1}^6 \dot{w}_\alpha \frac{\partial f}{\partial w_\alpha} \quad (1.15)$$

ottenendo che l'equazione di Boltzmann non collisionale risulta essere:

$$\frac{df}{dt} = 0 \quad (1.16)$$

la quale indica che il fluido nello spazio delle fasi è incomprimibile.

L'equazione di Boltzmann risulta essere di difficile risoluzione dal momento che nella funzione di distribuzione  $f$  sono presenti sette variabili. Se si considerano i momenti delle velocità dell'equazione di Boltzmann (1.16), si possono estrarre informazioni utili.

Si continua con la funzione di distribuzione, sviluppandola come

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left( v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} \right) = 0 \quad (1.17)$$

e integrando l'equazione su tutte le velocità, abbiamo l'equivalente al calcolo del momento delle velocità di ordine 0. Omettendo il simbolo della sommatoria quando gli indici si ripetono si ottiene:

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} d^3v + \int v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} d^3v - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \int \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3v = 0 \quad (1.18)$$

Il volume dello spazio delle fasi su cui stiamo integrando non dipende dal tempo, la velocità  $v_i$  non dipende da  $x_i$  ed il gradiente del potenziale non dipende dalla velocità. Grazie a ciò la derivata temporale, quella parziale  $\partial/\partial x_i$  ed il termine  $\partial\Phi/\partial x_i$  possono essere spostati fuori dagli integrali presenti nell'equazione (1.18). L'ultimo termine dell'equazione (1.18) si annulla. Questo perchè grazie all'uso del teorema della divergenza, il terzo termine di (1.18) si può intendere come un integrale di superficie. Se si fa tendere la superficie all'infinito, a distanza infinita non esistono stelle che acquisiscano velocità infinite, perciò la funzione di distribuzione  $f$  si annulla, molto più velocemente di quanto la superficie possa crescere.

Definendo la densità spaziale  $\nu$  e la velocità media  $\bar{v}_i$  si come:

$$\nu \equiv \int f d^3v \quad \bar{v}_i \equiv \int f v_i d^3v \quad \forall_{i=1,3} \quad (1.19)$$

dove  $\nu$  rappresenta l'insieme di stelle con centro in  $x$  per unità di volume  $d^3x$  con tutte le velocità consentite nello spazio delle fasi, si ottiene la seguente semplificazione di (1.18), che può essere vista come un'equazione di continuità:

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} + \frac{\partial(\nu \bar{v}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1.20)$$

Prendendo l'equazione (1.17), moltiplicando per  $v_j$ , integrando su tutte le velocità ed applicando il teorema della divergenza, si ottiene:

$$\frac{\partial(\nu \bar{v}_j)}{\partial t} + \frac{\partial(\nu \bar{v}_i \bar{v}_j)}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} = 0 \quad \text{con} \quad \bar{v}_i \bar{v}_j = \frac{1}{\nu} \int v_i v_j f d^3v \quad (1.21)$$

Possiamo ottenere da questa (1.21) quella equivalente all'equazione di Eulero con pochi passaggi.

Eseguendo la seguente operazione: (1.21)  $\cdot \bar{v}_j$  (1.20) ed introducendo il quadrato della dispersione di velocità  $\sigma_{ij}^2$ :

$$\sigma_{ij}^2 = \overline{(v_i - \bar{v}_i)(v_j - \bar{v}_j)} = \overline{v_i v_j} - \bar{v}_i \bar{v}_j \quad (1.22)$$

otteniamo pertanto questa equazione equivalente a quella del moto in fluidodinamica di Eulero:

$$\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial t} + \bar{v}_i \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} - \frac{1}{v} \frac{\partial (v \sigma_{ij}^2)}{\partial x_i} \quad (1.23)$$

dove  $-v \sigma_{ij}^2$  è il tensore di stress che descrive una pressione anisotropa, mentre l'ultimo termine dell'equazione equivale a quello della pressione descritta dall'equazione di Eulero  $-\nabla p$ .

Le equazioni (1.20), (1.21) ed (1.23) sono chiamate equazioni di Jeans in quanto sono state utilizzate da James Jeans nel 1919 per lo studio della dinamica stellare.

Si considera ora l'equazione non collisionale di Boltzmann (1.14) con coordinate sferiche e si prendono in esame i momenti, per ottenere anche l'equazione equivalente a quella di Eulero (1.23) in coordinate sferiche. Questo per poter studiare un sistema in equilibrio, considerandolo in uno stato stazionario con  $\bar{v}_r = \bar{v}_\theta = 0$  ed ottenere:

$$\frac{d(v \bar{v}_r^2)}{dr} + \frac{v}{r} [2\bar{v}_r^2 - (\bar{v}_\theta^2 + \bar{v}_\phi^2)] = -v \frac{d\Phi}{dr} \quad (1.24)$$

Imponendo la condizione che il sistema sia invariante per le rotazioni attorno al centro, ed introducendo per generalizzare le dispersioni  $\sigma$  al posto delle velocità, si ottengono le stesse strutture di densità e velocità in qualsiasi direzione lo si osservi. Il sistema appare statisticamente isotropico, quindi  $\bar{\sigma}_\theta^2 = \bar{\sigma}_\phi^2$ .

Il parametro di anisotropia  $\beta_{\text{ani}}$  indica il livello di anisotropia delle orbite. Questo parametro tiene conto degli eventi che agiscono sulle osservabili come ad esempio attriti e frizioni dinamiche, quindi conoscere  $\beta_{\text{ani}}$  aiuta a capire che processi hanno agito e in che misura. Si definisce con:

$$\beta_{\text{ani}} = 1 - \frac{\sigma_t^2}{\sigma_r^2} \quad (1.25)$$

dove  $\sigma_t$  è la dispersione di velocità tangenziale.

$$\sigma_t = \sqrt{\frac{\sigma_\theta^2 + \sigma_\phi^2}{2}} \quad (1.26)$$

Le strutture cosmiche si formano dal collasso delle perturbazioni, per questo motivo ci si aspetta che le dispersioni di velocità radiale siano maggiori di quelle a componente tangenziale.

Riscrivendo (1.24) e sostituendo l'equazione del potenziale gravitazionale con  $d\Phi/dr = GM(r)/r^2$ , si ottiene:

$$\frac{1}{v} \frac{d}{dr} (v\bar{v}_r^2) + 2 \frac{\beta_{\text{ani}} \bar{v}_r^2}{r} = - \frac{GM(r)}{r^2} \quad (1.27)$$

con  $v(r)$  densità stellare e  $\bar{v}_r^2(r)$  dispersione di velocità.

L'equazione di Jeans è:

$$M(r) = - \frac{r\sigma_r^2}{G} \left( \frac{d \ln v}{d \ln r} + \frac{d \ln \sigma_r^2}{d \ln r} + 2\beta_{\text{ani}} \right) \quad (1.28)$$

dove le particelle sono in equilibrio se soddisfano questa equazione, permettendo di tracciare il potenziale e ricostruirlo grazie alla loro dinamica.

Per una galassia nana sotto esame, come fatto da Bonnivard et al. (2015a), la massa al raggio  $r$  può essere scritta, trascurando un contributo inferiore all'1% della componente stellare:

$$M(r) = 4\pi \int_0^r \rho_{DM}(s) s^2 ds \quad (1.29)$$

con  $\rho_{DM}$  profilo di densità della Materia Oscura. La relazione tra  $M(r)$  e  $v(r)\bar{v}_r^2(r)$  è ottenuta dalla soluzione dell'equazione di Jeans. I moti propri interni delle stelle nelle galassie nane non sono risolti, così possiamo usare gli solamente le osservabili proiettate lungo la linea di vista:

$$\sigma_p^2(R) = \frac{2}{\Sigma(R)} \int_R^\infty \left( 1 - \beta_{\text{ani}}(r) \frac{R^2}{r^2} \right) \frac{v(r)\bar{v}_r^2(r)r}{\sqrt{r^2 - R^2}} dr \quad \Sigma(R) = 2 \int_R^{+\infty} \frac{v(r)rdr}{\sqrt{r^2 - R^2}} \quad (1.30)$$

dove  $R$  è il raggio proiettato,  $\sigma_p(R)$  è la velocità stellare proiettata e  $\Sigma(R)$  è il profilo di luce proiettato.

Con quest'analisi di Jeans sferica, grazie alla quale si può ottenere il profilo di densità di massa per una galassia nana, si può ricostruire il fattore astrofisico di un eventuale decadimento o annichilazione della Materia Oscura. Ci attendiamo quindi che qualche particella massiva debolmente interagente (*Weakly Interactive Massive Particle* - WIMP) possa decadere od annichilirsi ed emettere raggi  $\gamma$ , così l'oggetto sotto esame, per essere un buon obiettivo per la ricerca di Materia Oscura, non deve contenere alcuna sorgente gamma conosciuta.

Dal lavoro di Ackermann et al. (2015), otteniamo un flusso  $\phi_s(ph\ cm^{-2}s^{-1})$  atteso da un'eventuale annichilazione di Materia Oscura, con una distribuzione di densità fissata  $\rho_{DM}(r)$ :

$$\phi_s(\Delta\Omega) = \overbrace{\frac{1}{4\pi} \frac{\langle\sigma v\rangle}{2m_{DM}^2} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} dE_\gamma}^{fisica\ particelle} \underbrace{\int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s.} \rho_{DM}^2(r) dl d\Omega'}_{fattore\ J} \quad (1.31)$$

Possiamo vedere nell'equazione (1.31) che nel primo termine sono presenti le proprietà delle particelle fisiche: la massa della particella  $m_{DM}$ , la sezione d'urto di annichilazione mediata termicamente  $\langle\sigma v\rangle$  ed il rendimento differenziale dei raggi  $\gamma$  per annichilazione  $\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}$  integrato sull'intervallo di energia previsto dall'esperimento.

Nel fattore  $J$ , abbiamo l'integrale lungo la linea di vista (*line of sight* - l.o.s.) attraverso la distribuzione di Materia Oscura, integrato nuovamente sull'angolo solido  $\Delta\Omega$ . Quest'ultimo termine dipende dalla morfologia dell'alone di Materia Oscura e dalla distanza dalla sorgente. Esso prende in considerazione la distribuzione di Materia Oscura del sistema sotto esame.

Possiamo riscrivere il fattore  $J$  da solo come:

$$J = \int \int \rho_{DM}^2(l, \Omega) dl d\Omega \quad (1.32)$$

Nell'equazione (1.31) si può utilizzare al posto del fattore  $J$  il fattore  $D$ . Questo fattore  $D$  considera un eventuale processo di decadimento della Materia Oscura, nel caso in cui il candidato particellare di Materia Oscura non sia il più leggero e quindi il più stabile.

Il flusso atteso da un'eventuale decadimento della Materia Oscura si può rappresentare come:

$$\frac{d\phi_\gamma}{dE_\gamma} = \overbrace{\phi_D^{PP}(E_\gamma)}^{fisica\ particelle} \times \underbrace{D(\Delta\Omega)}_{fattore\ D} \quad (1.33)$$

mentre il fattore  $D$  da solo è scritto come:

$$D = \int \int \rho_{DM}(l, \Omega) dl d\Omega \quad (1.34)$$

Nel lavoro di Bonnevard et al. (2015a), possiamo vedere nella figura (1.4), una lista di 21 galassie nane conosciute con i loro fattori  $J$  confrontati.

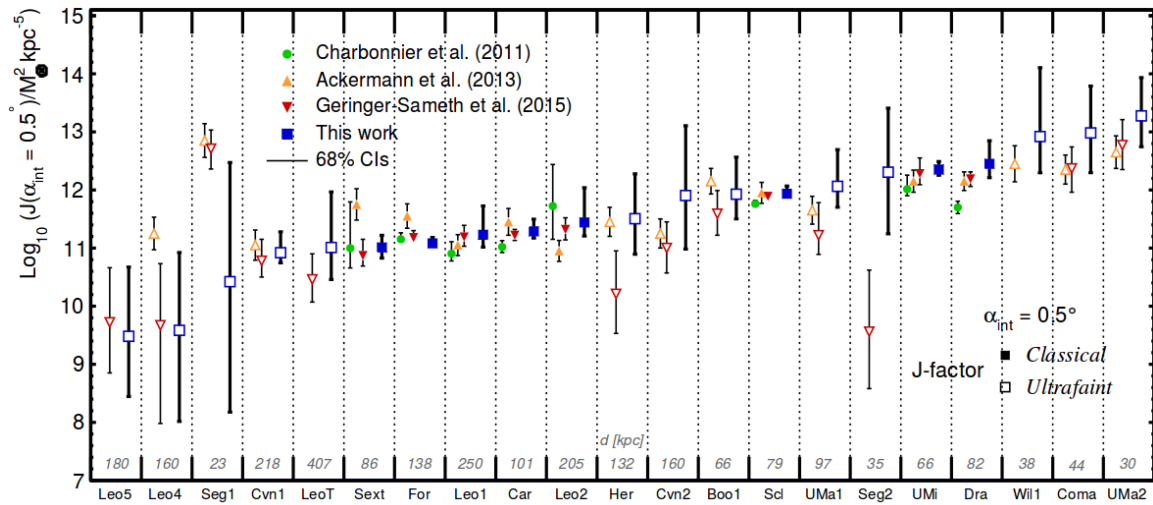


Figura 1.4: In questa figura possiamo vedere un confronto dei fattori J ottenuti da 4 differenti lavori, con un angolo di integrazione  $\alpha = 0.5^\circ$ . Le galassie nane sotto esame sono 21, e possiamo vedere che nelle ultra deboli, le barre di errore sono più larghe rispetto alle altre nane classiche. Figura da Bonnavard et al. (2015a).

Anche se nei recenti esperimenti queste galassie nane non hanno mai dato segno di alcun evento  $\gamma$  proveniente da Materia Oscura, come riportato anche nel lavoro di Geringer-Sameth et al. (2015), queste galassie sono comunque sempre buoni obbiettivi dal momento che sono vicine, posizionate ad alte latitudini galattiche lontano da regioni con emissioni complesse e non hanno fonti astrofisiche  $\gamma$  conosciute.

Se nessuna emissione significativa è trovata, i risultati possono comunque aiutare a mettere limiti sulla sezione d'urto mediata termicamente della Materia Oscura.

Un'interessante galassia nana ultradebole che si teorizza dominata da Materia Oscura, con un'emissione  $\gamma$  è Reticulum II, distante 30 kpc dal nostro centro galattico. Il segnale, stando ai dati del Fermi-LAT, supera il background atteso da 2 a 10 GeV, il che significa che potrebbe essere emesso da qualche processo di annichilazione di Materia Oscura, con masse coinvolte che sono meno di qualche  $10^2 GeV$ . Oppure esso potrebbe provenire da qualche sorgente  $\gamma$  posta nella stessa direzione.

L'analisi di questa galassia, come suggerito da Bonnavard et al. (2015b), potrebbe portare ad un rilevamento di Materia Oscura, dato che suo fattore J risulta interessante se confrontato con quello delle altre galassie nane già conosciute come Coma e Uma II. In queste ultime due galassie menzionate, anche se il loro fattore J è simile, non si trova nessuna emissione  $\gamma$  come sulla galassia nana Reticulum II. Questo perchè i fattori astrofisici potrebbero essere differenti, grazie al fatto che la nostra Via Lattea potrebbe inflazionare la

dispersione di velocità, ed alterare l'equilibrio dinamico assunto con l'analisi di Jeans. In figura (1.5) possiamo quindi vedere un chiaro confronto.

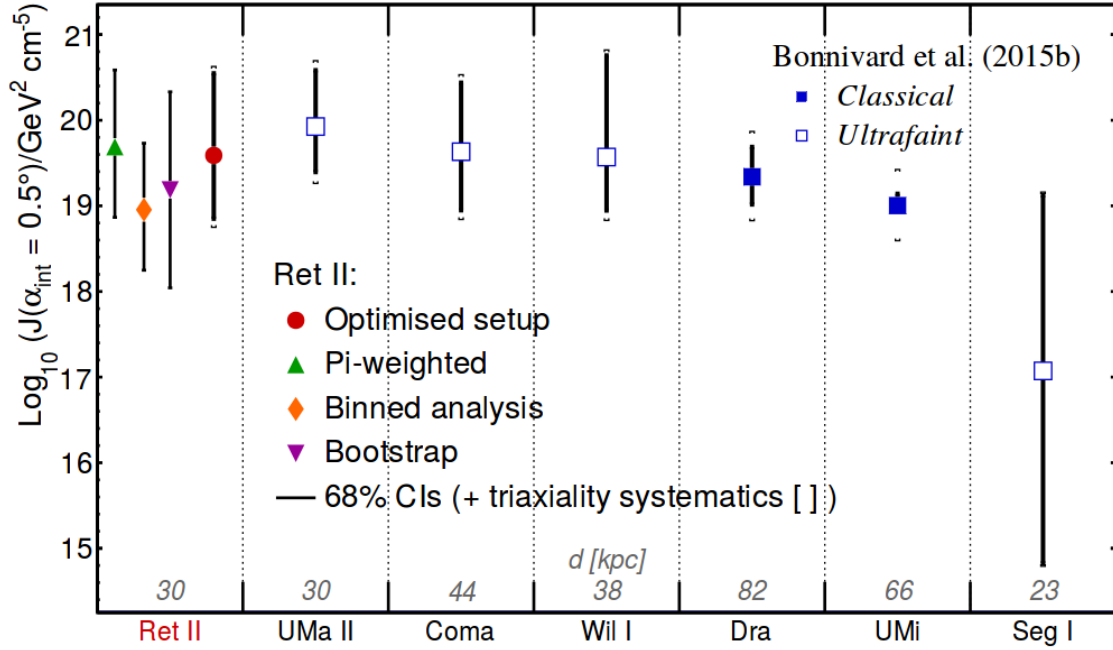


Figura 1.5: In questa figura possiamo vedere un confronto dei vari fattori  $J$  di varie galassie nane, con un angolo di integrazione di  $\alpha_{\text{int}} = 0.5^\circ$ . Nel cerchio rosso abbiamo il fattore  $J$  ottimizzato per la galassia nana Reticulum II, e vicino nella stessa colonna, altri differenti fattori  $J$ , ottenuti variando qualche ingrediente nelle analisi. Le linee del 68% di intervallo credibile (*Credible Intervals* - CIs) hanno aggiunto nella quadratura un'incertezza sistematica di 0.4 dex, per tener conto di possibili triassialità dell'alone di Materia Oscura. Figura da Bonnivard et al. (2015b).

Nuove galassie nane potrebbero essere scoperte in futuro e quindi studiate per una possibile ricerca di Materia Oscura, come ad esempio nel lavoro di Genina & Fairbairn (2016). In questo lavoro viene studiata la galassia nana ultra debole Triangulum II, che dista 36 kpc dal nostro centro galattico, con un fattore  $J$  stimato attorno ad un valore  $10^{20} - 10^{22} \text{GeV}^2 \text{cm}^{-5}$ , uno dei valori più alti trovati al momento tra le altre galassie nane ultradeboli.

L'emissione  $\gamma$  può essere anche confrontata con l'emissione del nostro Centro Galattico, come fatto da Achterberg et al. (2015), adottando il modello standard minimo supersimmetrico e fenomenologico (*phenomenological Minimal Supersymmetric Standard Model* - pMSSM), usando come particella di Materia Oscura il neutralino più leggero  $\tilde{\chi}_1^0$ .



Vari canali di annichilazione del neutralino sono stati considerati, come ad esempio la produzione di bosoni  $W^+W^-$  o di quark  $b\bar{b}$ . I modelli per l'annichilazione di Materia Oscura usati per la galassia nana Reticulum II sono stati trovati essere compatibili con l'eccesso  $\gamma$  osservato nel centro della Via Lattea. Il fattore J di Reticulum II ottenuto risulta essere di  $(20.3-20.5)_{-0.3}^{+0.2} GeV^2 cm^{-5}$ , il quale è in accordo con un altro fattore J ottenuto usando i dati provenienti dal Michigan/Magellan Fiber System (M2FS), del valore di  $19.6_{-0.7}^{+1.0} GeV^2 cm^{-5}$ . Nel Centro Galattico e nella galassia nana Reticulum II sono stati trovati segnali  $\gamma$  che sovrastano il background atteso in maniera compatibile, con un intervallo tra 1 e 50 GeV per il Centro Galattico e tra 2 e 10 GeV per Reticulum II. Questo risultato lascia spazio ad un'ipotesi che questo segnale  $\gamma$  provenga da processi di annichilazione di Materia Oscura.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Ackermann et al. (2015), Charbonnier et al. (2011) Geringer-Sameth et al. (2015), Lee-Waddell et al. (2016), Sacchi et al. (2016), Genina & Fairbairn (2016), Bonnivard et al. (2015a), Achterberg et al. (2015), Bonnivard et al. (2015b), Evans et al. (2016), Munari (2014), Cuomo (2015/16), Binney & Tremaine (2011).

### 1.3 Ammassi di Galassie

La prima prova della presenza della massa mancante o Materia Oscura è stata dedotta da un'osservazione di un *cluster* di galassie, che consiste in un ammasso formato da più galassie. L'ammasso della Chioma, composto da più di mille galassie, venne studiato da Zwicky nel 1933 il quale trovò che il valore della massa dell'ammasso della Chioma calcolato mediante la dispersione di velocità, era 400 volte superiore al valore della massa calcolato usando solamente la luce emessa da tutte le stelle dell'ammasso. Il valore della dispersione di velocità trovato era simile a quello odierno, pari a  $\sigma = 1038 \pm 60 km s^{-1}$ . Questa differenza tra le masse calcolate portò lo scopritore a coniare il termine di Materia Oscura, ovvero una componente di materia non ordinaria che prende parte alla formazione dell'ammasso di galassie senza però avere emissioni nel visibile.

La grandezza fondamentale che ci serve per studiare un ammasso è quindi la sua massa, che può essere ottenuta in vari modi, ad esempio mediante lo studio dei gas caldi che emettono in X, mediante le distribuzioni di velocità radiali grazie all'applicazione del teorema del viriale, o grazie al *lensing* gravitazionale.

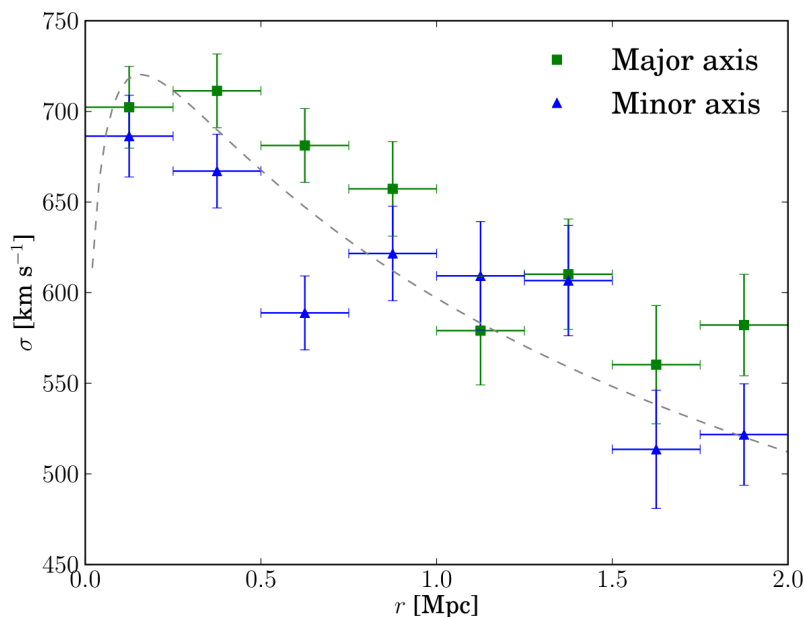


Figura 1.6: Dispersione di velocità delle galassie di un ammasso di galassie in funzione del raggio. I quadrati verdi sono le galassie vicine all'asse maggiore proiettato della galassia centrale dell'ammasso di galassie, mentre i triangoli blu sono le galassie più vicine all'asse minore. La linea tratteggiata mostra la predizione da NFW. Figura da Skielboe et al. (2012).

### 1.3.1 Cinematica degli ammassi di Galassie

Gli ammassi di galassie consistono nelle strutture gravitazionalmente collassate più grandi dove poter studiare la formazione e l'evoluzione delle strutture su scala cosmologica. Per giungere a capire la dinamica e come evolvono gli ammassi di galassie, sono utili delle misure sulla cinematica delle galassie che compongono l'ammasso. Si può risalire quindi alle masse in gioco delle galassie che compongono l'ammasso di galassie grazie ai loro momenti di velocità  $v$ ,  $\overline{v_i v_i v_j}$ , ed alla loro dispersione di velocità  $\sigma_{ij}^2$ , usando in seguito le equazioni di Jeans.

Queste misure devono tener conto di vari fattori, come ad esempio la tipologia delle galassie: nello studio si devono differenziare le galassie formate per prime come le lenticolari ed ellittiche, da quelle più giovani come le spirali ed irregolari, dal momento che le galassie che non hanno preso parte all'evoluzione dell'ammasso non mostrano segni della segregazione di massa, dove da questo processo ci si attende che le galassie più massive siano poste verso il centro dell'ammasso, mentre le galassie meno massive siano posizionate verso l'esterno dell'ammasso. L'andamento della dispersione di velocità aumenta in base all'età delle galassie, come osservato da Stein (1997).

Anche la luminosità delle galassie che compongono l'ammasso gioca un ruolo importante riguardo la dispersione di velocità. È stato osservato ad esempio da Biviano et al.

(1992), che le galassie più luminose hanno dispersioni di velocità minori. Questo fenomeno chiamato segregazione luminosa prevede che le galassie più luminose siano presenti nel centro dell'ammasso.

È stato inoltre trovato da Skielboe et al. (2012) che sono presenti delle anisotropie sulla cinematica delle galassie che compongono un ammasso di galassie. Le galassie più vicine all'asse maggiore proiettato della galassia centrale dell'ammasso di galassie, hanno dispersioni di velocità maggiori rispetto alle galassie vicine all'asse minore, come mostrato in figura (1.6).

La cinematica di un ammasso di galassie, ottenuta una volta studiati i momenti di velocità delle galassie che lo compongono, può essere utilizzata per mettere dei vincoli alla distribuzione di Materia Oscura presente nell'ammasso di galassie, come per esempio fatto da Lokas & Mamon (2003). In quest'ultimo lavoro sono stati utilizzati i momenti di velocità della popolazione di galassie ellittiche dell'ammasso della Chioma, visto che risultano in equilibrio dinamico consentendo così di usare le equazioni di Jeans. Una volta stimata la distribuzione della massa dell'ammasso della Chioma, è risultato che la componente barionica composta da galassie e gas, contribuisce solo fino al 15% della massa totale dell'ammasso, lasciando così spazio alla componente di Materia Oscura. Usando inoltre il contenuto dei barioni dell'ammasso studiato come rappresentazione dell'intero Universo, hanno stimato il parametro di densità  $\Omega_0$ , il quale con un risultato di  $\Omega_0 = 0.29 \pm 0.1$  si trova in corrispondenza con altri esperimenti eseguiti, come WMAP.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Skielboe et al. (2012), Stein (1997), Biviano et al. (1992).

### 1.3.2 Plasma intracluster

Studiando la componente gassosa presente in un ammasso di galassie, in accordo con l'equilibrio idrostatico per un sistema a simmetria sferica, possiamo scrivere, visto che la forza di gravità agisce su ogni elemento di materia ed è bilanciata dalla differenza di pressione che agisce sulle facce inferiori e superiori di questo elemento:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2}\rho \quad (1.35)$$

dove  $P$  è la pressione,  $\rho$  la densità,  $M(r)$  la massa al raggio  $r$  e  $G$  la costante gravitazionale. Grazie alla simmetria sferica, il valore assoluto dell'accelerazione gravitazionale dipende solo dal raggio  $r$  e dalla massa entro la sfera di raggio  $r$ , ovvero:

$$a(r) = -\frac{GM(r)}{r^2} \quad (1.36)$$

riscrivendo così:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -a(r) \quad (1.37)$$

con  $a(r)$  come accelerazione gravitazionale del gas al raggio  $r$ . Per riscrivere l'equazione (1.37) in termini di temperatura  $T$  per un gas ideale con peso molecolare  $\mu \approx 0.6$  si descrive il rapporto tra la pressione  $P$  con la temperatura e densità locale  $\rho$  grazie alla legge del gas perfetto:

$$P = \frac{\rho k T}{\mu m_H} \quad (1.38)$$

dove  $m_H$  è la massa dell'idrogeno atomico e  $\mu$  è il peso molecolare medio del gas. Differenziando la legge del gas perfetto rispetto ad  $r$  e sostituendo nella (1.35) si ottiene:

$$\frac{\rho k T}{\mu m_H} \left( \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dr} \right) = -\frac{GM(r)\rho}{r^2} \quad (1.39)$$

dove la massa  $M(r)$  viene espressa come:

$$M(r) = -\frac{k T r^2}{G \mu m_H} \left[ \frac{d(\log \rho)}{dr} + \frac{d(\log T)}{dr} \right] \quad (1.40)$$

per ottenere la seguente:

$$\frac{d \log \rho}{d \log r} + \frac{d \log T}{d \log r} = -\frac{r}{T} \left( \frac{\mu m_H}{k} \right) a(r) \quad (1.41)$$

Nelle regioni esterne al nucleo centrale dell'ammasso di galassie si nota che la temperatura è approssimativamente costante, consentendo così di eliminare il secondo termine dell'equazione (1.41), e di avere un profilo di densità che segue una legge di potenza con

un indice compreso tra -2 e -1.5. La temperatura del plasma dell'ammasso di galassie dovrebbe seguire quindi questa relazione:

$$kT \approx (1.3 - 1.8)KeV \left( \frac{M_r}{10^{14}M_\odot} \right) \left( \frac{1Mpc}{r} \right) \quad (1.42)$$

con  $M_r$  massa dei barioni racchiusa dentro al raggio  $r$ . La temperatura  $T$  calcolata usando l'equazione (1.42) differisce da quella osservata, la quale risulta essere di  $T_{obs} = 10KeV$ . Questa disparità tra le temperature indica la presenza di una componente di Materia Oscura, la quale permette valori di temperatura più alti.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Bertone et al. (2005), Paiano (2009/10), Longair (2011), Binney & Tremaine (2011), Chiosi (2013).

### 1.3.3 Lenti gravitazionali

#### 1.3.3.1 La Teoria del *lensing* gravitazionale

Le lenti gravitazionali possono esseri utili come ulteriore strumento per trovare la Materia Oscura. Il fenomeno del *lensing* gravitazionale è stato scoperto da Einstein grazie alla Relatività Generale. La luce può quindi essere deflessa se passa vicino ad un intenso campo gravitazionale, dal momento che la sua geodetica, ovvero il passaggio più breve che congiunge due punti dello spazio-tempo, non risulta più essere una linea retta. L'immagine di un eventuale obbiettivo conosciuto risulterà distorta, e questa potrà essere utilizzata per trovare il potenziale gravitazionale e la massa interessata dell'oggetto che causa la distorsione, il quale potrebbe essere ad esempio un ammasso di galassie. I risultati riguardo la massa calcolata in questa maniera sono simili a quelli ottenuti usando altre tecniche.

Possiamo avere vari tipi di *lensing* come mostrato in figura (1.7), il *lensing debole* è quando la deflessione della luce è appunto debole, nella distorsione dell'immagine si nota un ingrandimento, una rotazione e uno *shear*. Lo *shear*, se osservato nelle galassie, può cambiare la loro forma, modificando ad esempio il rapporto tra l'asse minore e quello maggiore del 2%. L'alone di Materia Oscura può causare questo *lensing* debole.

Grazie al *lensing* gravitazionale debole applicato alla Sloan Digital Sky Survey, si trova che gli aloni di Materia Oscura attorno ad ammassi di galassie isolati non sono sferici ed hanno un rapporto tra gli assi del valore di  $0.48_{-0.19}^{+0.14}$ , confermando la loro non sfericità come previsto dal modello cosmologico standard.

La *flessione* è una mezza via tra il *lensing* forte e debole, mentre nel *lensing* forte abbiamo uno spazio-tempo distorto che costringe la luce a viaggiare lungo varie vie attorno alla lente, prima di essere deflessa verso l'osservatore.

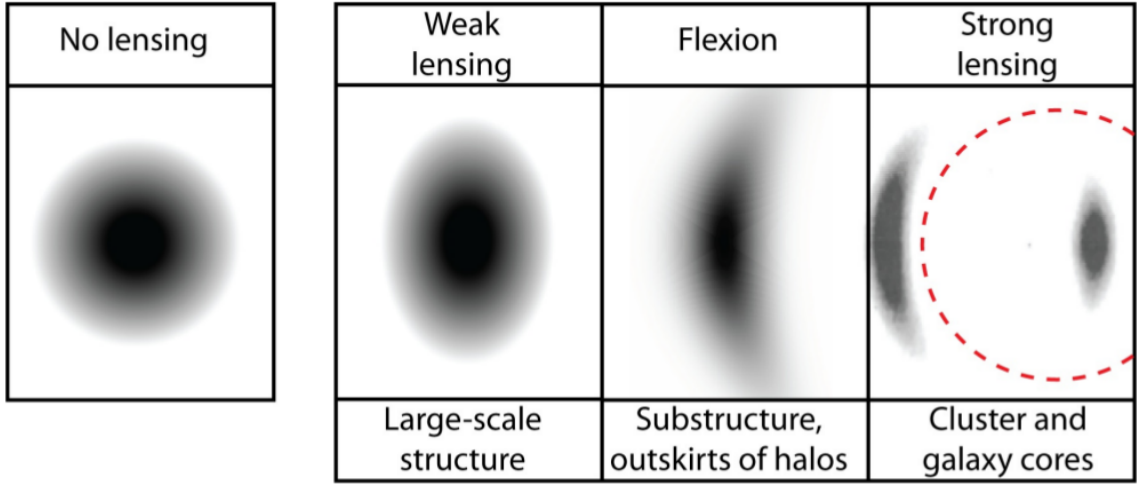


Figura 1.7: Varie distorsioni causate da *lensing* gravitazionale. A sinistra si può notare l'immagine non distorta. Lo *shear* del *lensing* debole distorce la figura in un'ellisse, qui rappresentata con un'esagerazione per scopi illustrativi. Se la concentrazione della massa è vicina, possiamo avere una distorsione a *flessione* con una curvatura. Se abbiamo un sistema massivo come ad esempio una galassia o un *cluster* di galassie, lo spazio-tempo è molto più curvato e possiamo vedere oggetti multipli e archi giganti, generati dal *lensing* gravitazionale forte. Figura da Massey et al. (2010).

Per vedere come lavora il *lensing* geometricamente si può fare riferimento alla figura (1.8). La deflessione della luce causata da una massa puntiforme  $M$  dovuta alla curvatura dello spazio tempo è data dall'angolo  $\tilde{\alpha}$ :

$$\tilde{\alpha} = \frac{4GM}{\xi c^2} \quad (1.43)$$

con  $\xi$  parametro di collisione, il quale per piccole deflessioni dovute al *lensing* gravitazionale, è quasi simile alla distanza del passaggio più vicino del raggio di luce al deflettore.

L'angolo  $\alpha$  si ottiene da:

$$\alpha(\theta) = \frac{D_{LS}}{D_S} \tilde{\alpha}(\theta) \quad (1.44)$$

L'angolo  $\beta$  è dato da:

$$\beta = \theta - \alpha(\theta) \quad \beta(\theta) = \theta - \frac{D_{LS}}{D_L D_S} \frac{4GM}{c^2 \theta} \quad (1.45)$$

In un caso nel quale la sorgente di luce è allineata perfettamente con un oggetto deflettente, ovvero quando  $\beta = 0$ , la luce può generare un anello di Einstein, il cui centro è l'oggetto deflettore. Per trovare il raggio di questo anello di Einstein si devono conoscere la distanza dalla sorgente di background  $D_S$ , la distanza dalla lente  $D_L$ , e la distanza tra

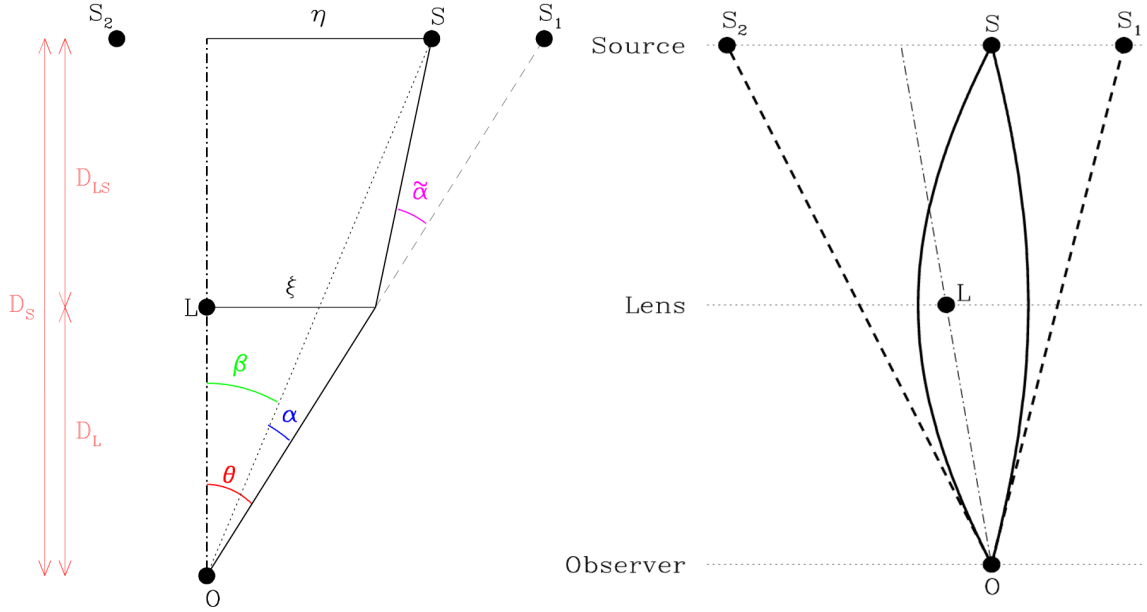


Figura 1.8: In questa figura si può vedere la geometria del *lensing*. A sinistra si può vedere la geometria della deflessione di un raggio di luce causata da un deflettore o lente di massa  $M$ . A destra si possono osservare i due percorsi della luce che giunge all'osservatore, dove la lente  $L$  posizionata tra la sorgente  $S$  e l'osservatore  $O$  deflette la luce e crea due immagini  $S_1$  e  $S_2$  della sorgente di background. Figura da Wambsganss (1998), Longair (2011).

sorgente e lente  $D_{LS}$ . Se il raggio angolare dell'anello di Einstein è  $\theta_E$ , per una sorgente puntiforme si ha:

$$\theta_E = \tilde{\alpha} \left( \frac{D_{LS}}{D_S} \right) = \frac{4GM}{\xi c^2} \left( \frac{D_{LS}}{D_S} \right) \quad (1.46)$$

avendo  $\xi = \theta_E D_L$  allora:

$$\theta_e^2 = \frac{4GM}{c^2} \left( \frac{D_{LS}}{D_S D_L} \right) = \frac{4GM}{c^2} \frac{1}{D} \quad D = \frac{D_S D_L}{D_{LS}} \quad (1.47)$$

L'angolo di Einstein  $\theta_E$ , ovvero l'angolo sotteso dall'anello di Einstein all'osservatore è quindi scritto come:

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{1}{D}} \quad (1.48)$$

Se viene espressa la massa del deflettore in termini di masse solari  $M_\odot$  con la distanza in Gpc =  $10^9$ , pc =  $3.056 \times 10^{25}$  m allora:

$$\theta_E = 3 \times 10^{-6} \sqrt{\frac{M}{M_\odot} \frac{1}{D_{Gpc}}} \text{arcsec} \quad (1.49)$$

Il raggio angolare dell'anello di Einstein, per quanto riguarda gli ammassi di galassie con masse all'incirca di  $M \sim 10^{15} M_\odot$  e con distanze cosmologiche di  $D \sim c/H_0$ , è nell'ordine di una decina di arcosecondi.

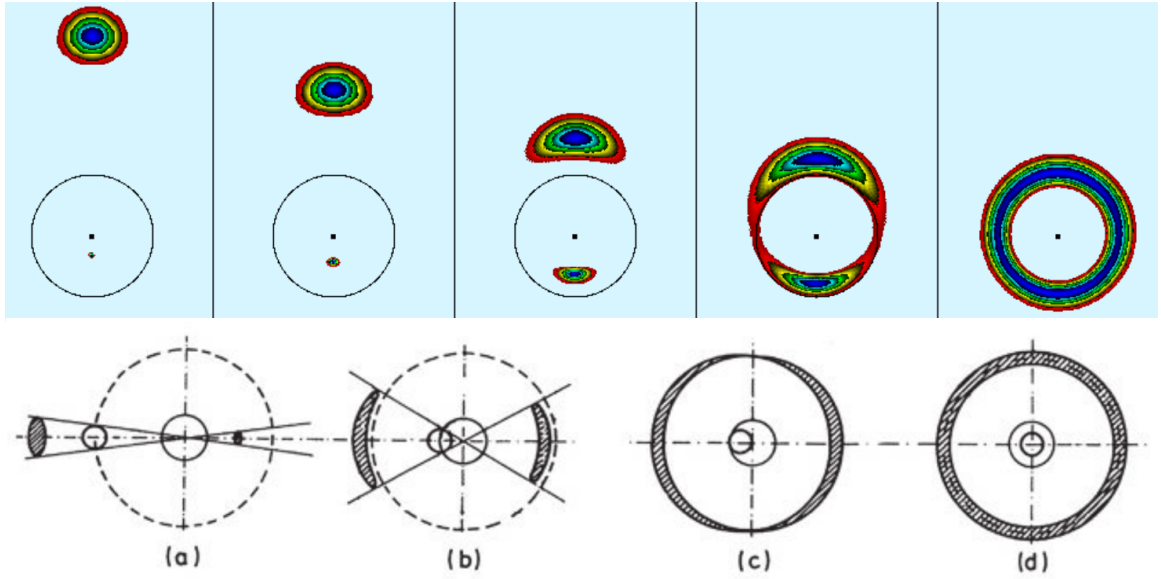


Figura 1.9: Si può qui osservare come cambia la visione di una sorgente di background quando è situata dietro ad una lente puntiforme. Nella rappresentazione in basso il cerchio tratteggiato corrisponde al raggio di Einstein. Se la sorgente e la lente sono allineate perfettamente, si visualizza l'anello di Einstein il cui raggio è uguale al raggio di Einstein  $\theta_E$ . Figura da Wambsganss (1998) Wambsganss, J. Living Rev. Relativ. (1998) 1: 12. <https://doi.org/10.12942/lrr-1998-12>, Longair (2011).

Considerando ora deflettori estesi e non più puntiformi, si generalizza in maniera semplice il risultato precedente considerando le lenti con una distribuzione di massa simmetrica assialmente lungo la linea di vista.

L'angolo  $\tilde{\alpha}$  è:

$$\tilde{\alpha} = \frac{4GM(\leq \xi)}{\xi c^2} \quad (1.50)$$

dove  $M(\leq \xi)$  è la massa totale proiettata entro il raggio  $\xi$  presso la lente.

Per semplificare tutto, si suppone che la lente sia un disco uniforme di raggio  $R$  e massa  $M$ , quindi per avere la deflessione dei raggi di luce radenti ai bordi del disco si scrive:

$$\tilde{\alpha} = \frac{4GM(< R)}{Rc^2} = \frac{4\pi G\Sigma}{c^2}R \quad \Sigma = \frac{M}{\pi R^2} \quad (1.51)$$

dove  $\Sigma$  è la densità superficiale della lente. La deflessione misurata dall'osservatore all'origine è:

$$\alpha(\theta) = \frac{D_{LS}}{D_S} \tilde{\alpha} = \frac{D_{LS}}{D_S} \frac{4\pi G\Sigma}{c^2}R \quad (1.52)$$

Introducendo la densità superficiale critica con:

$$\Sigma_{crit} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_S}{D_{LS}D_L} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{1}{D} \quad (1.53)$$



si può riscrivere  $\alpha(\theta)$  come:

$$\alpha(\theta) = \frac{\Sigma}{\Sigma_{crit}} \frac{R}{D_L} = \frac{\Sigma}{\Sigma_{crit}} \theta \quad (1.54)$$

Se la densità di superficie del deflettore è dello stesso ordine della densità di superficie critica, si possono osservare immagini multiple. Usando la densità cosmologica critica  $\rho_c$  si ottiene:

$$\Sigma_{crit} \sim \rho_c \frac{c^2}{H_0^2} \frac{1}{D} \quad \rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 2 \times 10^{-26} h^2 \frac{kg}{m^3} \quad (1.55)$$

la quale per distanze cosmologiche  $D$  diventa:

$$D \sim \frac{c}{H_0} \quad \Sigma_{crit} \sim \rho_c \frac{c}{H_0} \quad (1.56)$$

Si attende quindi, per sorgenti a distanze cosmologiche, un valore della densità di superficie critica dell'ordine dei  $2 h kg m^{-2}$ .

### 1.3.3.2 Applicazioni del lensing gravitazionale

Nel caso degli ammassi di galassie, si studia il tutto teorizzando una sfera di gas isoterma, per poter avere una descrizione buona della distribuzione di massa delle galassie che lo compongono. Partendo dall'equazione del supporto idrostatico e della conservazione della massa per ottenere l'equazione di Lane-Emden, scrivendo la densità al raggio  $r$  come serie di potenze, si trova che la distribuzione di massa diverge all'infinito per grandi valori di  $r$ . Nonostante la semplice soluzione analitica della densità espressa in potenze dia una massa infinita se integrata a distanze infinite ed abbia una singolarità all'origine, essa è comunque ottimale per questa analisi, e viene etichettata come un caso di *sfera isoterma singolare*.

Se la distribuzione di velocità è isotropa e la dispersione di velocità osservata lungo la linea di vista è  $\langle v_{\parallel}^2 \rangle$ , si ha che:

$$\rho(r) = \frac{2}{Ar^2} \quad A = \frac{4\pi G\mu}{kT} = \frac{4\pi G}{\langle v_{\parallel}^2 \rangle} \quad (1.57)$$

La densità di superficie  $\Sigma(\xi)$  alla distanza proiettata  $\xi$  si trova integrando lungo la linea di vista lungo la direzione  $z$ :

$$\Sigma(\xi) = 2 \int_0^{\infty} \rho(r) dz = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \rho(r) \xi \sec^2 \theta d\theta = \frac{\langle v_{\parallel}^2 \rangle}{\pi G} \frac{1}{\xi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta = \frac{\langle v_{\parallel}^2 \rangle}{2G} \frac{1}{\xi} \quad (1.58)$$

La massa totale entro la distanza  $\xi$  perpendicolare alla linea di vista al deflettore è:

$$\int_0^{\xi} \Sigma(\xi) 2\pi \xi d\xi = \frac{\pi \langle v_{\parallel}^2 \rangle \xi}{G} \quad (1.59)$$

e si ottiene la deflessione gravitazionale del raggio di luce come:

$$\tilde{\alpha} = \frac{4GM(<\xi)}{\xi c^2} = \frac{4\pi \langle v_{\parallel}^2 \rangle}{c^2} \quad (1.60)$$

Si nota che la deflessione gravitazionale per la sfera isoterma singolare è indipendente dalla distanza alla quale il raggio di luce passa attraverso la lente.

Il raggio di Einstein, per una distribuzione di massa centrale modellata come una singola sfera isoterma, è:

$$\theta_E = \frac{4\pi \langle v_{\parallel}^2 \rangle D_{LS}}{c^2 D_S} = 28.8 \langle v_{3\parallel}^2 \rangle \frac{D_{LS}}{D_S} \text{arcsec} \quad (1.61)$$

con  $\langle v_{\parallel}^2 \rangle$  dispersione di velocità,  $D_{LS}$  distanza tra la lente e la sorgente,  $D_S$  distanza angolare del diametro dalla sorgente all'osservatore e  $\langle v_{3\parallel}^2 \rangle$  dispersione di velocità osservata delle galassie dell'ammasso misurata in unità di  $10^3 \text{ km s}^{-1}$ .

La massa di Materia Oscura che può essere contenuta in un anello di Einstein può essere espressa come:

$$M_{\text{ring}}(R_E) = \int_{R_E - \Delta R}^{R_E + \Delta R} 2\pi R \Sigma_{DM}(R) dR \quad (1.62)$$

dove  $R_E = \theta_E D_L$  è il raggio di Einstein,  $D_L$  è la distanza della lente dall'osservatore,  $\Sigma_{DM}(R)$  è la densità di massa di superficie dell'alone di Materia Oscura,  $2\Delta\theta$  è l'ampiezza dell'anello e  $\Delta R = \Delta\theta D_L$ .

In altri casi la sorgente può apparire più luminosa o più debole, oltre che moltiplicata. Può essere vista da differenti angolazioni.

Con il *microlensing* possiamo studiare masse nell'alone Galattico delle dimensioni di un pianeta o di una stella, che producono comunque il *lensing* gravitazionale. Molti studi riguardo questo fenomeno ci hanno dato il risultato che la Via Lattea non ha il parametro di Materia Oscura dominato da questi oggetti di materia standard vagabondi delle dimensioni di un pianeta.

In un lavoro fatto da Merten et al. (2011) possiamo vedere la struttura del *cluster* di galassie di Abell 2744 studiato mediante un'analisi a raggi X, *lensing* forte e debole. Nell'analisi fatta con il *lensing* forte, sono state ricostruite 34 immagini per ottenere un totale di 11 sorgenti di background. Per poter combinare il *lensing* forte con quello debole, hanno definito una funzione multi componente  $\chi^2$ , per poter fare un approccio statistico:

$$\chi^2(\phi) = \chi_W^2(\phi) + \chi_S^2(\phi) + R(\phi) \quad (1.63)$$

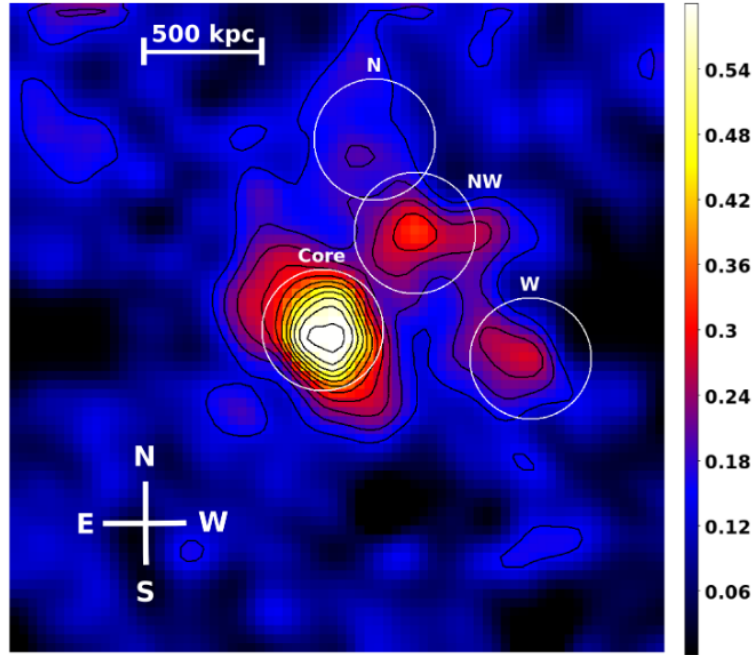


Figura 1.10: La mappa di convergenza di Abell 2744. Il redshift è  $z_S = \infty$  e la dimensione del campo è di  $600'' \times 600'' \sim 2.7 Mpc$  per ogni direzione. Con convergenza  $k$ , i contorni neri hanno una spaziatura lineare di  $\Delta k = 0.047$  e partono a  $k_0 = 0.14$ . I quattro cerchi hanno un raggio di 250 kpc, ed identificano i sottogruppi e i raggi dove le masse sono state calcolate. Figura da Merten et al. (2011).

dove  $R(\phi)$  è il termine di regolarizzazione,  $\chi_W^2(\phi)$  è il termine di *lensing* debole che contiene il fattore del peso cosmologico, lo *shear* delle lenti, la convergenza, e le coordinate angolari dell'obbiettivo, mentre  $\chi_S^2(\phi)$  è il termine del *lensing* forte.

La mappa ricostruita può essere vista in figura (1.10), dove possiamo vedere 4 sottostutture, il nucleo, la Nord Ovest, la Ovest e la Nord. Con un'analisi a raggi X per aiutare le misure di *lensing*, gli autori hanno derivato dei limiti sulla sezione d'urto di auto interazione delle particelle di Materia Oscura di  $\sigma/m < 3 \pm 1 \text{ cm}^2/g$ .

Una diretta prova empirica riguardo l'esistenza di Materia Oscura nell'Ammasso *Bullet* 1E 0657-558 può essere trovata nel lavoro di Clowe et al. (2006), dove hanno costruito una mappa della convergenza  $k$  partendo dalle derivate dello *shear* ridotto  $\vec{g}$ :

$$\vec{g} = \frac{\vec{\gamma}}{(1-k)} \quad \nabla \ln(1-k) = \frac{1}{1-g_1^2-g_2^2} \begin{pmatrix} 1+g_1 & g_2 \\ g_2 & 1-g_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_{1,1}+g_{2,2} \\ g_{2,1}-g_{1,2} \end{pmatrix} \quad (1.64)$$

dove lo *shear*  $\vec{\gamma}$  è l'ammontare dello stiramento anisotropico dell'immagine della galassia. In questo modo hanno ottenuto una mappa bidimensionale della convergenza  $k$ , che può essere vista in figura (1.11). Si notano i due picchi di  $k$  che corrispondono ai luoghi dove le

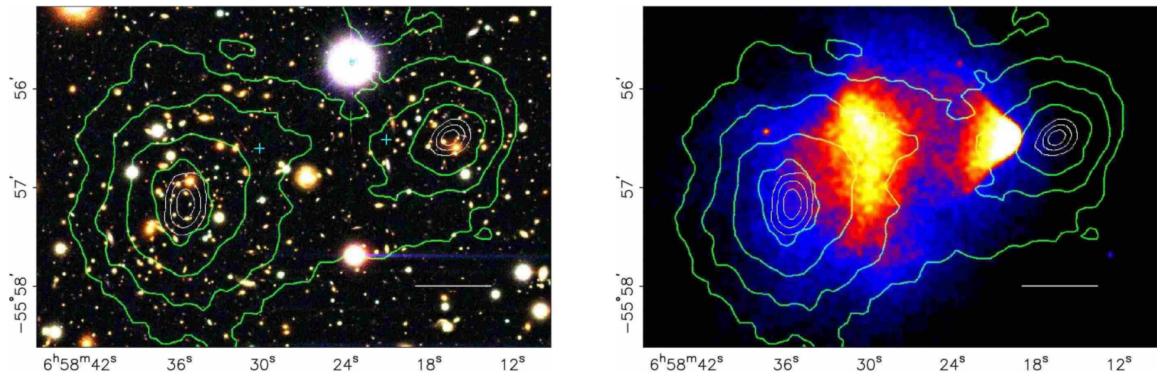


Figura 1.11: A sinistra si può vedere un'immagine a colori proveniente dal telescopio Magellan del *cluster* 1E0657-558, con la barra bianca che indica i 200 kpc alla distanza dell'ammasso. Nella figura a destra abbiamo un'immagine in raggi X di Chandra di 500 ks. In verde possiamo vedere in entrambe le immagini i contorni della ricostruzione basata sul *lensing* debole, dove i contorni più esterni aumentano ad intervalli di 0.07. I contorni bianchi mostrano gli errori di posizione dei picchi di  $k$  e corrispondono agli intervalli di confidenza di 68.3%, 95.5% e 99.7%. Le crocette + blu mostrano il luogo dei centri usati per misurare le masse delle nubi di plasma. Figura da Clowe et al. (2006).

densità di massa di superficie hanno un picco. Il centro della massa totale di ciascun picco è spostato rispetto al centro della massa barionica. Uno è centrato a  $7''.1$  est  $6''.5$  nord della galassia più brillante del *subcluster*, con una significatività di  $8\sigma$  e uno a  $2''.5$  est  $11''.5$  sud della galassia più brillante a nord dell'ammasso principale, con una significatività di  $12\sigma$ . Questi picchi di quindi richiedono la presenza di una concentrazione di Materia Oscura che sia più massiva e alquanto dislocata rispetto al plasma.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: van den Bergh (2001), Kravtsov & Borgani (2012), Clowe et al. (2006), Paiano (2009/10), Longair (2011), Binney & Tremaine (2011), Chiosi (2013), Massey et al. (2010), Li et al. (2016), Merten et al. (2011).

## Capitolo 2

# Evidenze di Materia Oscura dalla cosmologia

### 2.1 Cosmologia standard (SMoC)

Nell'attuale modello cosmologico standard (*Standard model of Cosmology* - SMoC) si teorizza che l'Universo sia nato da uno stato altamente compresso, e anche a seguito dell'inflazione, si sia espanso ed evoluto.

Il modello cosmologico è composto quindi dalle equazioni di Einstein, che relazionano la geometria dell'Universo con la materia e l'energia, dalla metrica, che descrive le simmetrie e dalle equazioni di stato, che specificano le proprietà fisiche dell'energia e della materia.

Se assumiamo che il campo delle equazioni di Einstein sia: invariante sotto a trasformazioni di coordinate generali, tenda alla legge di Newton nei campi deboli, e sia del secondo ordine differenziale e lineare nelle derivate seconde, possiamo scrivere:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\frac{8\pi G_N}{c^4}T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} \quad (2.1)$$

con  $R_{\mu\nu}$  tensore di Ricci,  $R$  scalare di Ricci,  $g_{\mu\nu}$  tensore metrico,  $G_N$  costante di Newton,  $T_{\mu\nu}$  energia tensore momento e  $\Lambda$  come costante cosmologica.

Il membro a sinistra dell'equazione descrive la geometria dell'Universo, mentre se ignoriamo il termine della costante cosmologica nell'equazione a destra, resta il tensore energia momento, il quale descrive il contenuto di energia e le sorgenti del campo di gravità. In questa maniera possiamo avere una relazione tra geometria e materia, dal momento che la geometria è determinata dal suo contenuto di energia.  $\Lambda$  è la costante cosmologica, è la sorgente di campi gravitazionali e rappresenta l'energia del vuoto che è associata allo spazio-tempo. L'equazione di Einstein può essere risolta con una simmetria determinata

$\rho < \rho_c$	$\Omega < 1$	$k = -1$	aperto
$\rho = \rho_c$	$\Omega = 1$	$k = 0$	piatto
$\rho > \rho_c$	$\Omega > 1$	$k = 1$	chiuso

Tabella 2.1: In questa tabella si possono vedere le classificazioni dei modelli cosmologici basati sul valore della densità media  $\rho$ , in base alla densità critica  $\rho_c$ . Tabella da Bertone et al. (2005).

a priori, ad esempio per avere un'analisi matematica semplificata, possiamo assumere che l'Universo abbia le proprietà statistiche di omogeneità e isotropia.

Quest'ultima può essere confermata dal fondo cosmico a microonde CMB, mentre l'omogeneità può essere verificata dagli studi sulle galassie oltre le distanze di 100 Mpc. Le proprietà di omogeneità ed isotropia implicano una specifica forma della metrica, con l'elemento di linea che può essere espresso come:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left( \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right) \quad (2.2)$$

dove  $a(t)$  è il fattore scala,  $k$  è una costante che descrive la curvatura spaziale e può assumere i valori di  $-1, 0, +1$ . Lo spazio Euclideo ordinario e piatto può essere ottenuto con  $k = 0$ . Nella tabella (2.1) possiamo vedere una classificazione dei modelli cosmologici basati su  $\rho$ , la densità media, in termini di  $\rho_c$ , la densità critica.

L'equazione di Friedman può essere derivata dalle equazioni di Einstein risolte con la metrica più semplice dello spazio piatto Euclideo quando  $k = 0$ :

$$\left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G_N}{3} \rho_{tot} \quad H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad (2.3)$$

dove  $\rho_{tot}$  è la densità di energia media totale dell'Universo e  $H(t)$  è il parametro di Hubble con la recente stima di  $H_0 = 73 \pm 3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

Se  $k = 0$  l'universo è piatto e la densità di energia uguaglia quella critica  $\rho_c$ :

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G_N} \quad (2.4)$$

La quantità  $\Omega_i$  di una sostanza di specie  $i$  e densità  $\rho_i$  è definita da queste prossime tre equazioni, con la numero 3 ottenuta grazie alle equazioni di Friedmann:

$$1) \Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad 2) \Omega = \sum_i \Omega_i \equiv \sum_i \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad 3) \Omega - 1 = \frac{k}{H^2 a^2} \quad (2.5)$$

Come si osserva dalla tabella (2.1) il valore di  $\Omega$  può determinare il segno di  $k$ , ed i vari  $\Omega_i$  evolvono diversamente con il tempo grazie all'equazione di stato del componente. Il tasso di espansione può essere espresso come:

$$\frac{H^2(z)}{H_0^2} = [\Omega_X(1+z)^{3(1+\alpha_X)} + \Omega_K(1+z)^2 + \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_R(1+z)^4] \quad (2.6)$$

dove i termini sono  $M$  per materia,  $R$  per radiazione,  $\Omega_K = \frac{-k}{a_0^2 H_0^2}$ ,  $X$  generica sostanza con equazione di stato:

$$p_X = \alpha_X c^2 \rho_X \quad (2.7)$$

con  $\alpha_\Lambda = -1$  come costante cosmologica e  $z$  il redshift.

## 2.2 Clustering gerarchico

Nello scenario  $\Lambda$ CDM, le strutture sono formate dai gas liberi dopo che sono stati catturati dai pozzi gravitazionali creati dagli aloni di Materia Oscura. Questi aloni si sono formati in maniera gerarchica, grazie alle fluttuazioni che si sono generate con uno spettro di potenza, che è simile a quello usato per i modelli inflazionari:  $P(K) \propto k^n$  e  $n \simeq 1$ . Il gas si raffredda e condensa in stelle, galassie, ammassi di galassie e superammassi di galassie, attraverso aggregazioni gravitazionali, formando uno scenario dal piccolo al grande *bottom up*, dove gli accrescimenti e le fusioni sono possibili grazie alle instabilità gravitazionali.

Le piccole strutture diventano non lineari per prime, disaccoppiandosi dall'espansione generale, collassando e raggiungendo uno stato dinamico abbastanza uguale all'equilibrio viriale. La teoria ci dice che i nuclei galattici (GCs) di materia luminosa sono abbastanza concentrati da sopravvivere al rilassamento violento dell'alone di Materia Oscura. Gli aloni delle galassie progenitrici sono quindi disgregati per formare una struttura più grande, il gas raffredda e forma una galassia più grande, con il nucleo che sopravvive come un fossile degli eventi precedenti oltre a vari satelliti che si formano attorno ad esso.

### 2.2.1 Evoluzione simulata al computer delle strutture dell'Universo

Per riprodurre l'evoluzione delle strutture nell'Universo a grandi scale, si sono sviluppate nel tempo, grazie al lavoro dei cosmologi ed astrofisici, simulazioni al computer per poter ricostruire l'evoluzione nel tempo delle equazioni non lineari delle perturbazioni della densità. Le simulazioni a N corpi prendono in considerazione l'evoluzione di un gruppo di particelle sotto la forza della gravità. L'Universo nelle piccole scale è non lineare, ma con queste simulazioni le particelle di Materia Oscura sono trattate come particelle discrete, dal momento che esse vengono rappresentate da un campione di volume in un punto particolare dello spazio. Le particelle agiscono dunque sotto la forza gravitazionale ed evolvono nel tempo, la loro distribuzione segue una fluttuazione di spettro di potenza teorica, che parte da una condizione iniziale dove l'Universo è in uno stato lineare. Possono essere studiati ad esempio i casi:

- Particella-particella (*particle particle - PP*). In questo caso più semplice viene trovata la forza  $F_{ij}$  tra due particelle  $i$  e  $j$  utilizzando la legge di gravitazione universale di Newton, per poi integrare l'equazione del moto ottenuta e passare all'istante di tempo successivo. È un processo che permette di calcolare la forza accuratamente richiedendo però molto tempo di calcolo.
- Particella-maglia (*particle mesh - PM*) In questo metodo sono simulate  $N$  particelle in un box cubico, il cui spazio è scomposto in una griglia ad  $M$  nodi, ognuno dei quali assume una massa in base alle particelle più vicine presenti. Le forze in gioco delle particelle sono trovate partendo dalle equazioni di Poisson, trovando il campo di forza ed interpolando la forza nella griglia. Come nel caso *PP* la forza deve essere integrata per trovare la velocità e la posizione della particella, e la procedura deve essere ripetuta per ogni istante di tempo successivo della simulazione. Il metodo *PM* è veloce ma non utile per studiare gli incontri ravvicinati tra sistemi, dal momento che l'algoritmo tratta le particelle non in maniera distinta ma sfocata. Oltre a ciò ha difficoltà a gestire una distribuzione di particelle non uniforme.
- Particella-particella/particella-maglia (*particle particle/particle Mesh - P3M*) Il metodo *P3M* è stato sviluppato per risolvere i problemi del metodo *PM*, ovvero la bassa risoluzione della forza calcolata per le particelle limitrofe. Vengono calcolate le forze tra particelle e scomposte in due parti, una a corto raggio che varia rapidamente ed una a lungo raggio che varia lentamente. Per i contributi delle forze delle particelle a corto raggio viene utilizzato il metodo *PP*, mentre il metodo *PM* viene usato per trovare i contributi delle forze che variano lentamente.
- Codificazione ad albero (*tree code - TC*) In questo metodo, le particelle sono raggruppate in strutture gerarchiche con ramificazioni e celle di volume. In un primo passo si costruiscono le ramificazioni e si calcola la distanza tra le celle di volume che contengono le particelle. Le particelle interagiscono con le altre particelle solo se sono presenti nella stessa cella altrimenti, data una cella esterna contenente altre particelle distanti, con una particella grande rappresentante il centro di massa della cella esterna. La forza gravitazionale che agisce su una singola particella viene calcolata considerando l'elemento gerarchico con cui interagisce, regolando gli incontri tra singole particelle similmente al metodo *PP*. Dal momento che non sprecano tempo a simulare le regioni senza materia, queste tipologie di simulazioni eccellono nella simulazione di collisioni tra galassie.



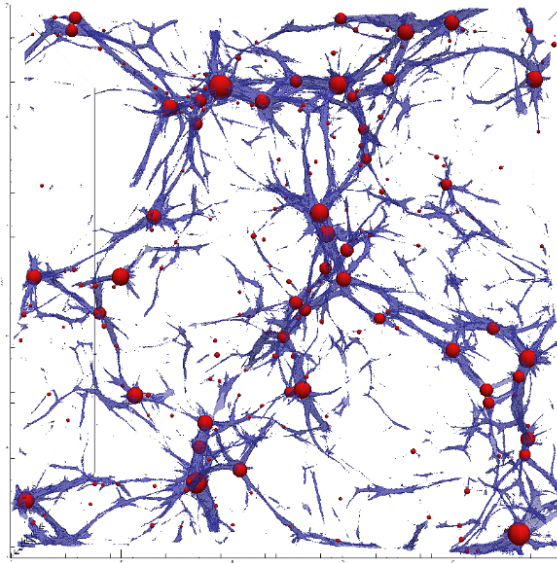


Figura 2.1: Una struttura a rete cosmica (*cosmic web*) in un box di  $30 \frac{Mpc}{h} \times 100 \frac{Mpc}{h} \times 100 \frac{Mpc}{h}$ . La simulazione è stata fatta con un box delle dimensioni di  $100 \frac{Mpc}{h}$  e con  $128^3$  particelle coinvolte. Le regioni con 17 o più *stream* formano una struttura a filamento blu. La tecnica *friends-of-friends* determina le zone degli aloni che sono perlopiù incorporate nelle intersezioni dei filamenti. Figura da Ramachandra & Shandarin (2015).

Grazie alle simulazioni a N corpi si possono descrivere le fusioni tra aloni di Materia Oscura, dove la funzione di massa globale viene descritta in maniera migliore da un modello a collasso ellissoidale anziché sferico come trovato da Sheth & Tormen (2002).

La struttura a larga scala dell'Universo, grazie a simulazioni numeriche e a studi sul redshift, è pensata come una rete cosmica, la quale comprende vuoti, lamine, filamenti e ammassi, come mostrato in figura (2.1).

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: (Navarro et al. 1997), White & Rees (1978), Davis et al. (1985), Cole & Lacey (1996), Navarro et al. (1997), Kuhlen et al. (2007), Frenk & White (2012), Ramachandra & Shandarin (2015), Kiessling et al. (2015), Sheth & Tormen (2002), Giocoli & degli studi di Padova. Dipartimento di astronomia (2008).

## 2.3 Anisotropie della CMB

L'ammontare totale di Materia Oscura presente nell'Universo può essere calcolato grazie al fondo cosmico di microonde CMB. Questo fondo cosmico di microonde, prodotto dai fotoni originati dalla superficie di ultimo scattering, presenta anisotropie di temperatura, che si sommano alla temperatura media misurata di  $T = 2.726 \pm 0.001 K$ . Abbiamo

anisotropie primarie, che si formano grazie all'ultima diffusione dopo il disaccoppiamento tra la radiazione - materia, ed anisotropie secondarie, che si originano durante il moto dei primi fotoni verso di noi.

Le prime anisotropie hanno ad esempio, per una scala angolare  $\theta > 7$ , i valori di:

$$\sqrt{\left\langle \left( \frac{\delta T}{T} \right)^2 \right\rangle} \approx 10^{-2} \text{ dipolo} \quad (2.8)$$

Se uno studio è fatto sulle anisotropie di temperatura con le armoniche sferiche, possiamo trovare che possono essere espresse come segue:

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=2}^{+\infty} \sum_{m=-l}^{+l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (2.9)$$

con  $l$  ordine dell'armonica sferica,  $a_{lm}$  coefficienti armonici con un dato valore di  $l$  e uno dei  $2l + 1$  valori di  $m$ ,  $Y_{lm}$  armonica sferica scritta come:

$$Y_{lm}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos\theta) e^{im\phi} \quad (2.10)$$

dove  $P_l^m$  è il polinomio di Legendre. Il momento di multipolo  $C_l$ , ottenuto dalla varianza di  $a_{lm}$ , definisce lo spettro di potenza dell'armonica di ordine  $l$  (o multipolo), dove quest'ultimo rappresenta una data scala angolare nel cielo. Si scrive quindi:

$$C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l a_{lm}^2 = \langle |a_{lm}^2| \rangle \quad (2.11)$$

Grazie allo spettro totale ottenuto da  $C_l$  in funzione di  $l$ , possiamo vedere la somma delle anisotropie che contribuiscono all'involuppo totale senza prendere in considerazione la frequenza dei fotoni.

Le fluttuazioni totali di temperatura, o spettro di potenza di temperatura, possono essere espresse in funzione del momento di multipolo  $l$ :

$$\left\langle \left( \frac{\Delta T}{T} \right)^2 \right\rangle = \frac{l(l+1)}{2\pi} C_l \quad (2.12)$$

Da questa funzione otteniamo il grafico mostrato in (2.2), con un primo picco attorno al valore 200 di  $l$ , seguito da altri picchi via via più piccoli. Il primo picco ad una scala angolare di  $1^\circ$  definisce la dimensione dell'orizzonte al tempo dell'ultimo scattering, mentre la presenza delle fluttuazioni su grandi scale precedenti al primo picco, ovvero a  $l \ll 200$  indica che l'Universo ha attraversato una fase iniziale di espansione esponenziale, chiamata *inflazione*. L'ampiezza e le posizioni dei picchi del fondo cosmico a microonde possono

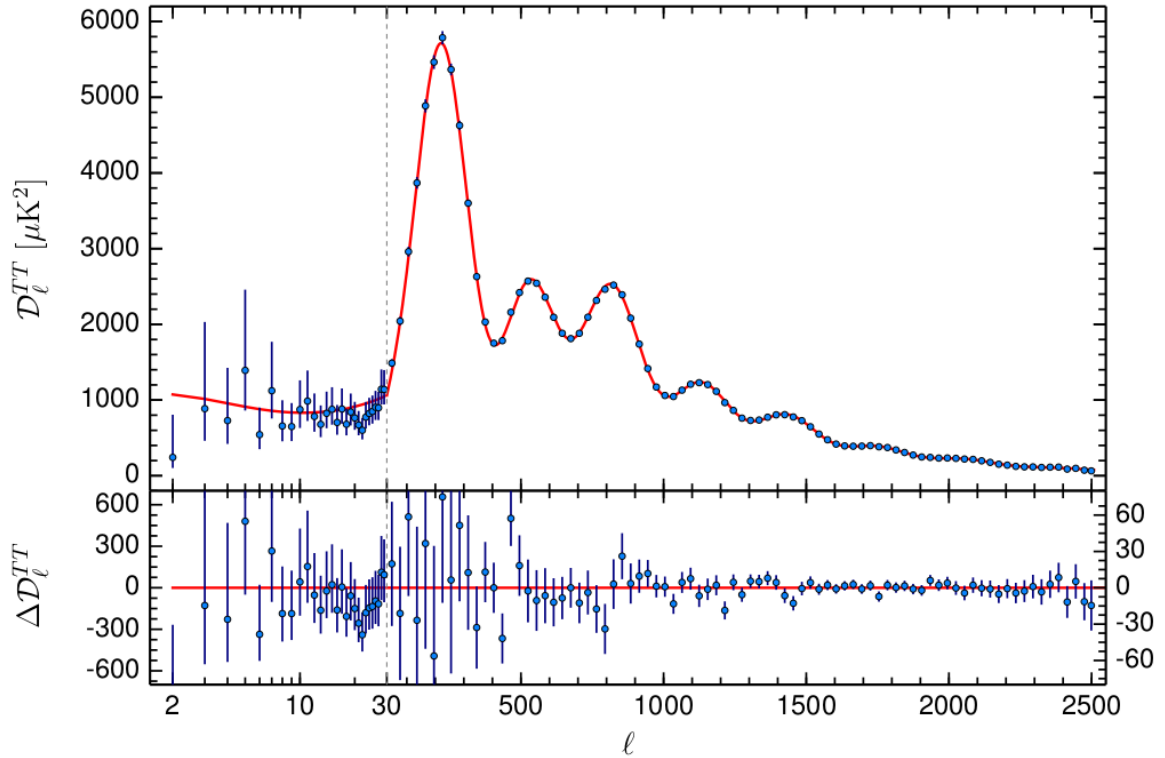


Figura 2.2: Lo spettro di potenza di temperatura ottenuto da *Planck* 2015. Nel pannello in basso sono mostrati i residui rispetto al miglior fit del  $\Lambda$ CDM. Le barre di errore indicano un'incertezza di  $\pm 1\sigma$ . Figura da Planck Collaboration et al. (2016).

darci informazioni riguardo la composizione primordiale dell'Universo. Per avere lo spettro di potenza del fondo cosmico a microonde osservato, è necessaria l'introduzione di una componente di Materia Oscura. Il primo picco ci dà informazioni riguardo la quantità di materia presente nell'Universo, determinando la sua geometria, che risulta quasi piatta, il secondo picco dà informazioni riguardo la quantità di materia barionica mentre il terzo dà informazioni riguardo la Materia Oscura.

Considerando quindi un modello  $\Lambda$ CDM con la Materia Oscura e costante cosmologica, il parametro di densità dei barioni è  $\Omega_b = 0.0456 \pm 0.0015$  e quello della Materia Oscura è  $\Omega_{CDM} = 0.228 \pm 0.013$ , così la densità di energia al tempo odierno è data, con un'approssimazione, dal 4% dalla materia barionica, dal 23% dalla Materia Oscura e dal 75% dall'Energia Oscura.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Paiano et al. (2011), Bertone et al. (2005), De Angelis & Pimenta (2015), Longair (2011).

## 2.4 Densità della Materia Oscura

Per calcolare la densità delle particelle di Materia Oscura  $\chi$  originate termicamente (*Relic Density* o densità delle particelle di Materia Oscura residua), possiamo immaginare che una specie di particelle nell'Universo iniziale, per non cadere fuori dall'equilibrio termodinamico, debba interagire sufficientemente, o sarà disaccoppiata. L'evoluzione della funzione di distribuzione dello spazio delle fasi  $f(p, x)$ , è governata dall'equazione di Boltzmann  $L[f] = C[f]$ . Gli operatori che descrivono le interazioni della specie di particelle considerata sono:  $L$  per Liouville, il quale è legato alla derivata temporale della funzione  $f$  e  $C$  per collisione, che descrive l'interazione tra le particelle sotto esame.

L'equazione di Boltzmann può essere scritta come un'equazione per le particelle  $\chi$  con numero di densità  $n$ :

$$\frac{dn}{dt} + 3Hn = -\langle\sigma v\rangle(n^2 - (n^{eq})^2) \quad (2.13)$$

dove  $\langle\sigma v\rangle$  è la sezione d'urto di annichilazione totale media moltiplicata per la velocità,  $H$  è la costante di Hubble e  $n^{eq}$  è il numero di densità all'equilibrio termico. Questa equazione tiene conto della variazione della densità di particelle  $n$  nel tempo, la quale dipenderà dal tasso di espansione dell'Universo  $H$ . Il termine  $-\langle\sigma v\rangle n^2$  tiene conto dell'annichilazione delle particelle  $\chi$ , mentre il termine  $\langle\sigma v\rangle n_{eq}^2$  tiene conto della produzione delle particelle  $\chi$  sotto esame, grazie all'annichilazione delle altre particelle in equilibrio termico.

Se  $n = n_{eq}$ , la particella sarà in equilibrio ed il secondo membro dell'equazione (2.13) si annulla, portando la densità di particelle a diminuire in seguito all'espansione dell'Universo. Dato che  $n$  diminuisce, anche il fattore di annichilimento della particella  $\langle\sigma v\rangle n^2$  contribuirà meno, diminuendo in questo modo l'interazione tra la particella  $\chi$  sotto esame e le altre. Dopo un certo tempo quindi la particella  $\chi$  non interagisce più con il resto dell'Universo, fissando il suo valore di densità, il quale può essere calcolato.

Nel limite non relativistico, possiamo prendere l'approssimazione di Maxwell - Boltzmann con particelle massive e scrivere il numero di densità all'equilibrio della particella di Materia Oscura come:

$$n^{eq} = g \left( \frac{mT}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m}{T}} \quad (2.14)$$

con  $m$  massa della particella,  $T$  la temperatura e  $g$  gradi di libertà. Quando la temperatura diminuisce sotto al valore della massa  $m$ ,  $n_{eq}$  diminuirà di conseguenza esponenzialmente, rompendo l'equilibrio.

Se usiamo l'entropia  $s$ , possiamo usare le variabili  $Y$  come rapporto tra la densità numerica e la densità di entropia:

$$Y \equiv \frac{n}{s} \quad Y^{eq} \equiv \frac{n^{eq}}{s} \quad \text{dove} \quad s = g_* \frac{2\pi^2}{45} T^3 \quad (2.15)$$

dove  $g_*$  conteggia i gradi di libertà relativistici.

Se si usa la conservazione dell'entropia per un volume comovente,  $sa^3 = \text{costante}$ , dove  $a$  è il parametro di espansione dell'Universo, possiamo scrivere che:

$$\dot{s} = -3\frac{\dot{a}}{a}s = -3Hs \quad \text{che porta ad avere} \quad \dot{Y} = \frac{\dot{n}}{s} + 3H\frac{n}{s} \quad (2.16)$$

e conseguentemente  $\dot{n} + 3Hn = s\dot{Y}$ , grazie alla quale si può riscrivere l'equazione (2.13) così:

$$s\dot{Y} = -\langle\sigma v\rangle s^2(Y^2 - (Y^{eq})^2) \quad (2.17)$$

Scriviamo la variabile  $x$  così  $x \equiv \frac{m}{T}$ , dove  $m$  è la massa della particella di Materia Oscura più leggera, perciò:

$$\frac{dY}{dx} = -\frac{\langle\sigma v\rangle s}{Hx}(Y^2 - (Y^{eq})^2) \quad (2.18)$$

grazie all'equazione (2.18) possiamo avere due condizioni al contorno, una dove la particella di Materia Oscura è in equilibrio termico con il resto dell'Universo, con  $Y \simeq Y^{eq}$ , temperatura elevata e bassi valori di  $x$ , ed un'altra dove la particella  $\chi$  è disaccoppiata dal resto dell'Universo, con  $Y \gg Y^{eq}$ , basse temperature e alti valori di  $x$ . Questo permetterà di avere una regione limite detto valore di *freeze out*  $x_F$  che separa le due condizioni.

Possiamo approssimare  $\langle\sigma v\rangle$  per gli stati pesanti, con l'espansione non relativistica in potenze di  $v^2$ :

$$\langle\sigma v\rangle = a + b\langle v^2\rangle + O(\langle v^4\rangle) \approx a + 6\frac{b}{x} \quad (2.19)$$

Introducendo l'equazione di Friedman per un universo dominato dalla radiazione con  $\omega = 1/3$  nell'equazione di stato, la formula di parametrizzazione dell'entropia e della densità di energia, scriviamo in ordine:

$$H^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} \quad s = h_{eff}(T)\frac{2\pi^2}{45}T^3 \quad \rho = g_{eff}(T)\frac{\pi^2}{30}T^4 \quad (2.20)$$

con  $G$  costante gravitazionale,  $h_{eff}$  e  $g_{eff}$  gradi di libertà efficaci dell'entropia e della densità di energia.

Usando quindi la variabile  $\Delta = Y - Y^{eq}$  abbiamo:

$$\Delta' = -Y^{eq} - f(x)\Delta(2Y^{eq} + \Delta) \quad \text{con} \quad \frac{d\Delta}{dx} = \Delta' \quad (2.21)$$

dove utilizzando la massa di Planck  $M_{Pl} = 10^{19} GeV$  possiamo scrivere  $f(x)$  come:

$$f(x) = \sqrt{\frac{\pi g_*}{45}} \frac{m M_{Pl} (a + 6\frac{b}{x})}{x^2} \quad (2.22)$$

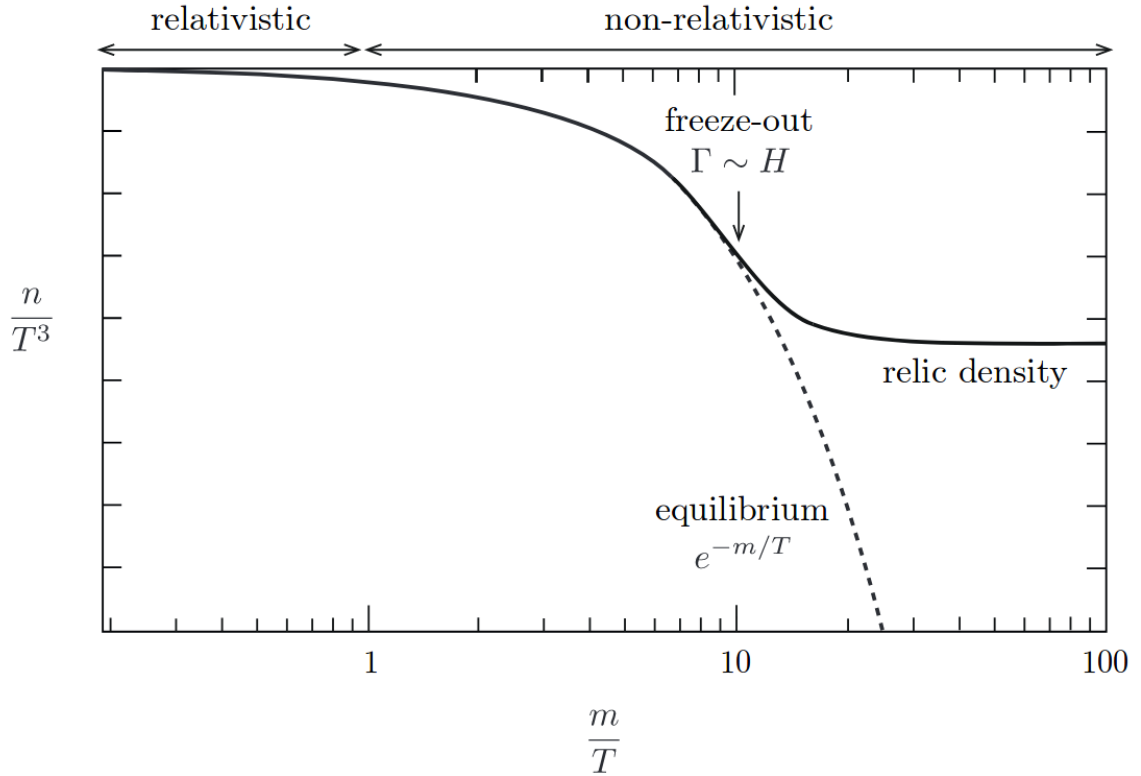


Figura 2.3: Rappresentazione schematica del *freeze out* di una particella. Ad alte temperature  $T \gg m$ , l'abbondanza della particella segue il suo valore di equilibrio. A basse temperature  $T \ll m$ , la particella incontra il *freeze out*, si disaccoppia dal resto dell'Universo e mantiene una densità che è più grande dell'abbondanza di equilibrio soppressa dall'equazione di Boltzmann. Figura da Daniel D. Baumann, Lecture notes on Cosmology, <http://setebc.com/library/daniel-d-baumann-damtp.pdf>.

con  $g_*$  espresso come:

$$g_*^{1/2} = \frac{h_{eff}}{\sqrt{g_{eff}}} \left( 1 + \frac{T}{3h_{eff}} \frac{dh_{eff}}{dT} \right) \quad (2.23)$$

$T_F$  è la temperatura di *freeze out* della particella di Materia Oscura, ovvero la temperatura che l'Universo raggiunge in seguito alla sua espansione. Se la temperatura è elevata, la materia ordinaria può annichilirsi generando fotoni altamente energetici, i quali a loro volta possono generare una coppia particella-antiparticella di Materia Oscura, mentre se la temperatura è inferiore al valore della temperatura di *freeze out*, questo fenomeno non può più avvenire. La particella di Materia Oscura, uscendo dall'equilibrio termico, conserva quindi il numero della sua densità. In figura (2.3) si può vedere una rappresentazione schematica. Il punto chiave si può vedere nel momento in cui l'Universo si espande con  $H$  in maniera più veloce del tasso di annichilazione della materia oscura  $\Gamma$ .

Scrivendo quindi che  $x_F \equiv \frac{m}{T_F}$ , si ottiene che l'equazione (2.21) può essere risolta in 2 regioni estreme, molto prima del *freeze out*  $x \ll x_F$ , e molto dopo il *freeze out*  $x \gg x_F$ :

$$\Delta = -\frac{Y^{eq'}}{2f(x)Y^{eq}} \quad \text{per } x \ll x_F \quad \text{dove } Y \simeq Y^{eq} \quad (2.24)$$

$$\Delta' = -f(x)\Delta^2 \quad \text{per } x \gg x_F \quad \text{dove } Y \gg Y^{eq} \quad (2.25)$$

dal momento che per ottenere la densità di materia oscura la regione di interesse è quella oltre al valore di *freeze out*  $x \gg x_F$ , si procede con un'integrazione tra  $x_F$  e  $\infty$ , se  $\Delta_{x_F} \gg \Delta_\infty$ , il valore di  $\Delta_\infty$  può essere derivato e porterà a:

$$Y_\infty^{-1} = \sqrt{\frac{\pi g_*}{45}} \frac{M_{Pl} m}{x_F} \left( a + \frac{3b}{x_F} \right) \quad (2.26)$$

La densità attuale di una generica particella di Materia Oscura  $\chi$  può quindi essere stimata tramite  $\rho_\chi = m_\chi n_\chi = m_\chi s_0 Y_\infty$ , dove il valore della densità di entropia al tempo odierno con 3 specie di neutrini di Dirac è  $s_0 = 2889.2 \text{ cm}^{-3}$ . Se riscriviamo in termini della densità critica:

$$\Omega_\chi h^2 \approx \frac{1,07 \cdot 10^9 \text{ GeV}^{-1}}{M_{Pl}} \frac{x_F}{\sqrt{g_*}} \frac{1}{\left( a + \frac{3b}{x_F} \right)} \quad (2.27)$$

dove il parametro di Hubble vale  $h = H_0/100 \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $a$  e  $b$  sono espressi in  $\text{GeV}^{-2}$  e  $g_*$  è valutato alla temperatura di *freeze out*. L'ultima cosa da fare è ottenere la sezione d'urto di annichilazione per tutti i canali, ed i parametri  $a$  e  $b$ , i quali dipendono dalla massa della particella  $\chi$  in esame. Una soluzione iterativa dell'equazione qui sotto può darci una stima del valore di *freeze out*  $x_F$ , ottenuta facendo combaciare le soluzioni delle regioni iniziali  $x \ll x_F$  e finali  $x \gg x_F$ :

$$x_F = \ln \left[ c(c+2) \sqrt{\frac{45}{8}} \frac{g}{2\pi^3} \frac{m M_{Pl} \left( a + \frac{6b}{x_F} \right)}{\sqrt{g_* x_F}} \right] \quad (2.28)$$

con  $c$  come costante di ordine uno.

Grazie ad un'approssimazione possiamo scrivere:

$$\Omega_\chi h^2 \approx \frac{3 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle} \quad (2.29)$$

La densità di Materia Oscura può essere usata come strumento di limitazione o ricerca, ad esempio come nei cicli di esperimenti del LHC come detto da Busoni et al. (2015). Se un segnale di una WIMP è prodotto all'interno del collisore, l'abbondanza della particella deve essere in accordo con le osservazioni per essere successivamente assegnata a un'origine termica della Materia Oscura.

Dai risultati dell'esperimento Planck Collaboration et al. (2016) si ottiene il valore della densità di Materia Oscura, espresso come:

$$\Omega_{CDM}h^2 = 0.1197 \pm 0.0022 \quad (2.30)$$

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Bertone et al. (2005), Paiano (2009/10), Edsjö & Gondolo (1997), Foggetti (2015/16).

## 2.5 Annichilazioni e decadimenti

Il calcoli standard sulla densità di Materia Oscura possono fallire se la particella di Materia Oscura in esame ha il numero quantico e la massa simili a una o più particelle. Se ad esempio la particella di Materia Oscura  $\chi_1$  in esame è la più leggera tra un set di particelle simili  $\chi_i$  le cui masse sono prossime alla degenerazione, allora la densità di Materia Oscura della particella più leggera  $\chi_1$  sarà determinata non solo dalla sua sezione d'urto di annichilazione, ma anche dall'annichilazione con le particelle più pesanti  $\chi_i$ , dove  $i$  è compreso tra 2 e  $n$ . Le particelle  $\chi_i$  più pesanti sopravvissute all'annichilazione decadranno in seguito in particelle più leggere fino alla più stabile  $\chi_1$ . Questo evento viene denominato coannichilazione da Griest & Seckel (1991).

Consideriamo ora  $N$  particelle  $\chi_i$  con gradi di libertà interni  $g_i$  e masse  $m_i$ , ognuna  $m_1 \leq m_2 \leq m_{N-1} \leq m_N$ , dove la particella più leggera  $\chi_1$  non può decadere grazie ad una particolare simmetria. I numeri di densità delle particelle  $\chi_i$  possono variare e determinare le loro abbondanze nell'Universo primordiale in seguito alle seguenti reazioni:

$$a) \chi_i \chi_j \leftrightarrow XX' \quad b) \chi_i X \leftrightarrow \chi_j X' \quad c) \chi_j \leftrightarrow \chi_i XX' \quad (2.31)$$

dove  $X, X'$  sono particelle del modello standard.

Le abbondanze delle particelle  $\chi_i$  possono essere descritte da un set di  $N$  equazioni di Boltzmann:

$$\frac{dn_i}{dt} = \underbrace{-3Hn_i}_1 - \sum_{j,X} \left[ \underbrace{\langle \sigma_{ij} v \rangle (n_i n_j - n_i^{eq} n_j^{eq})}_2 - \underbrace{\langle \sigma'_{ij} v \rangle n_i n_X - \langle \sigma'_{ji} v \rangle n_j n_{X'}}_3 - \underbrace{\Gamma_{ij} (n_i - n_i^{eq})}_4 \right] \quad (2.32)$$

possiamo vedere che a destra dell'equazione (2.32) il primo termine tiene conto della diminuzione del numero di densità in seguito all'espansione dell'Universo, il secondo termine denota le annichilazioni e coannichilazioni tra le particelle  $\chi_i \chi_j$  (a), il terzo termine descrive la conversione  $\chi_i \rightarrow \chi_j$  dovuta all'interazione con le particelle del modello standard



(b), il quarto termine rappresenta i vari decadimenti delle particelle  $\chi_i$  con il loro tasso di decadimento  $\Gamma$  (c), mentre  $n_X$  è inteso come numero di densità delle particelle standard coinvolte nelle interazioni.

Le sezioni d'urto sono espresse come:

$$a) \sigma_{ij} = \sigma(\chi_i \chi_j \leftrightarrow XX') \quad b) \sigma'_{ij} = \sigma(\chi_i X \leftrightarrow \chi_j X') \quad c) \Gamma_{ij} = \Gamma(\chi_j \leftrightarrow \chi_i XX') \quad (2.33)$$

Dal momento che tutte le particelle  $\chi_i$  sopravvissute all'annichilazione decadono eventualmente nella particella più leggera  $\chi_1$ , si usa la densità totale delle particelle  $\chi_i$ ,  $n = \sum_{i=1}^N n_i$  grazie al fatto che il tasso di decadimento delle particelle, eccetto la  $\chi_1$ , è molto più veloce rispetto all'età dell'Universo.

Si possono perciò trascurare i decadimenti e le interazioni con la materia standard a causa del disaccoppiamento dato dall'espansione dell'Universo, in questa maniera l'equazione (2.32) si può ora scrivere similmente alla (2.13) come:

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \sum_{i,j=1}^N \langle \sigma_{ij} v_{ij} \rangle (n_i n_j - n_i^{eq} n_j^{eq}) \quad (2.34)$$

dove  $n_i^{eq}$  ed  $n_j^{eq}$  sono le densità numeriche all'equilibrio delle particelle  $\chi_i$  e  $\chi_j$ , scrivendo per l'indice  $i$ :

$$n_i^{eq} = \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int d^3 \mathbf{p}_i f_i \quad (2.35)$$

con  $\mathbf{p}_i$  momento della particella  $i$  e  $f_i$  funzione di distribuzione di equilibrio, intesa in approssimazione di Maxwell-Boltzmann ed  $E_i$  energia della particella  $i$  con  $f_i \propto e^{E_i/kT}$ .

Il tasso totale di annichilazione per le annichilazioni tra particelle  $\chi_i \chi_j$  in particelle del modello standard  $X$  è legato alla sezione d'urto di interazione:

$$\sigma_{ij} = \sum_X \sigma(\chi_i \chi_j \rightarrow X) \quad (2.36)$$

e la velocità relativa delle particelle, con  $E_i$  energia e  $p_i$  quadrimpulso della particella  $i$  è:

$$v_{ij} = \frac{\sqrt{(p_i p_j)^2 - m_i^2 m_j^2}}{E_i E_j} \quad (2.37)$$

Se consideriamo una distribuzione di equilibrio, la media termica  $\langle \sigma_{ij} v_{ij} \rangle$  è:

$$\langle \sigma_{ij} v_{ij} \rangle = \frac{\int d^3 \mathbf{p}_i d^3 \mathbf{p}_j f_i f_j \sigma_{ij} v_{ij}}{\int d^3 \mathbf{p}_i d^3 \mathbf{p}_j f_i f_j} \quad (2.38)$$

Dal momento che la reazione  $a$ ) di (2.33) determina il *freeze out*, possiamo approssimare i rapporti con questa equazione:

$$\frac{n_i}{n} \simeq \frac{n_i^{eq}}{n_{eq}} \quad (2.39)$$

con la quale si nota che i rapporti tra i numeri di densità delle particelle  $\chi_i$  rispetto a quella totale  $\chi$  mantengono i loro valori di equilibrio prima, durante e dopo il *freeze out*.

Possiamo quindi scrivere la sezione d'urto totale di annichilazione e coannichilazione  $\langle \sigma_{\text{eff}} v \rangle$  con la velocità mediata su tutti gli stati possibili come:

$$\langle \sigma_{\text{eff}} v \rangle = \sum_{ij} \langle \sigma_{ij} v_{ij} \rangle \frac{n_i^{eq} n_j^{eq}}{n_{eq} n_{eq}} \quad (2.40)$$

per ottenere:

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \langle \sigma_{\text{eff}} v \rangle (n^2 - n_{eq}^2) \quad (2.41)$$

ovvero un'equazione nella forma standard simile alla (2.13) che può essere risolta nella stessa maniera.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Griest & Seckel (1991), Bertone et al. (2005), Paiano (2009/10), Edsjö & Gondolo (1997).

## 2.6 Cenni ai candidati di Materia Oscura particellare

Dal momento che non conosciamo di cosa sia fatta la Materia Oscura, in questo capitolo verranno esposti alcuni dei candidati sotto forma di particelle.

Il Modello Standard (*Standard Model - SM*) costituisce al momento la miglior teoria riguardo la composizione della materia ordinaria e le forze fondamentali con cui interagisce, ad eccezione della gravitazione. Vengono descritte tre interazioni: forte, elettromagnetica e debole assieme a tutte le particelle elementari previste, mentre per la gravitazione viene usata un'approssimazione macroscopica chiamata relatività generale.

Vari modelli intesi come estensioni del modello standard sono stati costruiti per poter spiegare la presenza della Materia Oscura, come ad esempio il modello minimale supersimmetrico (*Minimal Supersymmetric Standard Model - MSSM*), la sua versione limitata come il MSSM fenomenologico (*phenomenological MSSM - pMSSM*) od una sua estensione come il modello standard supersimmetrico prossimo al minimale (*next to minimal supersymmetric standard model - NMSSM*).

Nei modelli che estendono il modello standard, come ad esempio nel modello MSSM, si prevedono particelle supersimmetriche o superpartner, che sono chiamate come nel modello standard, ma con una  $s$  all'inizio della nomenclatura che sta per scalare, così vengono

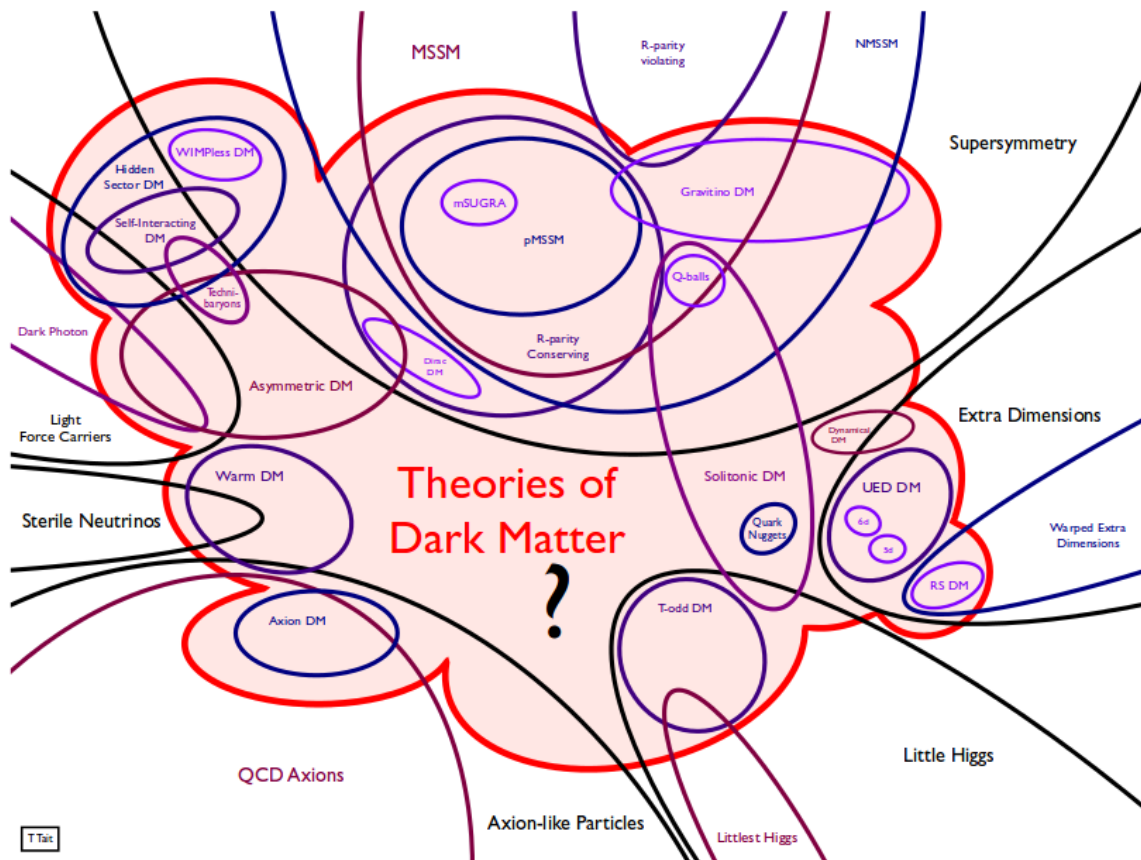


Figura 2.4: In questa figura possiamo vedere un diagramma di Venn incompleto sull'attuale composizione delle teorie riguardo la Materia Oscura.

Figura da: Pro (2015), PoS(ICRC2015)005 T.M.P. Tait, Dark matter candidates: status and perspectives.

ottenuti nomi ad esempio come seletttrone  $\tilde{e}$  o sstrano  $\tilde{s}$ . I superpartner fermionici dei bosoni del SM hanno invece il suffisso *ino* alla fine della nomenclatura e così via.

Alcuni dei candidati di Materia Oscura particellare più studiati sono ad esempio il neutralino supersimmetrico e l'assione, seguiti da altri come le prime eccitazioni di Kaluza-Klein del bosone  $B$  nella teoria extra dimensionale.

- Neutrini del modello standard

I neutrini sono stati i primi candidati di Materia Oscura particellare in quanto già conosciuti. Il loro parametro di densità, con  $m_i$  massa del neutrino può essere stimato come:

$$\Omega_\nu h^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{m_i}{94.1 eV} \quad (2.42)$$

dove la sommatoria con indice  $i$  comprende i 3 sapori dei neutrini, ovvero il muonico, elettronico e tauonico.

La somma delle masse è stimata, utilizzando i dati dell'esperimento Planck Collaboration et al. (2016) a  $\sum m_\nu < 0.23 \text{ eV}$ , ed assumendo che le masse non siano degeneri, la massa del neutrino più pesante, grazie a Kajita (2016), è approssimativamente di 0.05 eV, 10 milioni di volte più piccola della massa dell'elettrone.

Il parametro di densità risulta essere di:

$$\Omega_\nu h^2 \leq 0.0025 \quad (2.43)$$

Questo dimostra che i neutrini non sono la componente dominante di Materia Oscura, dal momento che non sono abbastanza abbondanti.

Grazie al fatto che i neutrini sono Materia Oscura calda, se fossero la componente principale di Materia Oscura dovremmo vedere le grandi strutture che si formano per prime, e solo successivamente le strutture più piccole, formando una storia dell'Universo dal grande al piccolo, o *top-down*. Dal momento che le osservazioni hanno dimostrato che questo scenario non è attendibile, i neutrini non sono dei buoni candidati nel modello standard cosmologico SMoC.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Lattanzi (2016), Planck Collaboration et al. (2016), Kajita (2016).

- Neutrini sterili

Questo candidato di neutrino, proposto nel 1993 da Dodelson e Widrow, è simile ai neutrini standard già parte del SMoC. I neutrini standard hanno l'elicità sinistrorsa, e secondo la teoria dovrebbero avere dei partner destrorsi. I neutrini sterili a differenza dei neutrini standard, che interagiscono con le interazioni deboli e con la forza gravitazionale, non avrebbero interazioni deboli.

Se i neutrini sterili esistono, devono essere stati prodotti termicamente nelle prime fasi dell'Universo, ma al momento l'esperimento Planck Collaboration et al. (2016) sfavorisce un neutrino sterile termalizzato con massa  $m_{sterile} \approx 1 \text{ eV}$ , scartando l'ipotesi di una nuova fisica dei neutrini.

La collaborazione IceCube (Aartsen et al. 2016) inoltre, ha cercato un neutrino sterile con  $\Delta m^2$  in un intervallo da 0.1 a 10  $\text{eV}^2$ , senza trovare alcuna evidenza di questa particella.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Venumadhav et al. (2015) Drewes (2013).

- Stati di Kaluza - Klein

Una teoria oltre al modello standard prevede che esistano delle dimensioni extra universali (*universal extra dimension - UED*), dove tutti i campi del modello standard possono propagarsi in dimensioni extra. Le particelle predette da questa teoria sono chiamate particelle di Kaluza-Klein (KK).

La particella di Kaluza Klein più leggera (*lightest KK particle - LKP*) è un buon candidato di Materia Oscura. Essa risulta la più stabile in quanto ha un basso tasso di decadimento riuscendo a sopravvivere cosmologicamente, oltre ad interagire debolmente con la materia ordinaria. Un segnale  $\gamma$  potrebbe perciò provenire dall'annichilazione di queste LKP, attraverso uno dei vari modi di annichilazione teorizzati che prevedono fotoni gamma come prodotti finali.

Un calcolo riguardo il parametro di densità della LKP come Materia Oscura è stato fatto da Majumdar (2003) trovando un valore di  $\Omega_{LKP}h^2 \sim 0.16$  per un intervallo di massa della LKP compreso tra  $750 \text{ GeV} < LKP < 900 \text{ GeV}$ .

Attualmente, Flacke et al. (2017) hanno stimato una massa della LKP fino a 2.4 TeV per rimanere entro il parametro di densità previsto da Planck di  $\Omega_{CDM}h^2 \sim 0.12$ .

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Tsuchida & Mori (2015).

- Wimpzilla

Le particelle denominate Wimpzilla si riferiscono ad una categoria di particelle di Materia Oscura prodotte non termicamente, con masse che si aggirano in un intervallo di  $10^{12} - 10^{16} \text{ GeV}$ . Per avere uno scenario in cui sono presenti le particelle Wimpzilla sono necessarie due condizioni: la particella deve essere stabile od avere un tempo di vita maggiore dell'età dell'Universo e non deve essere in equilibrio termodinamico al tempo del *freeze out*, altrimenti il parametro di densità risulterebbe maggiore dell'unità. Per non avere l'equilibrio termodinamico il tasso di annichilazione della particella Wimpzilla deve essere più piccolo del tasso di espansione  $H$ .

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Kolb et al. (1999), Farzinnia & Kouwn (2016).

- Gravitini

Il gravitino può essere ritenuto come la particella più leggera nel modello supersimetrico SUSY, oltre ad essere la più stabile. Questo lo rende un buon candidato come

particella di Materia Oscura ma anche molto difficile da osservare in quanto possiede solo interazioni gravitazionali.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Arbey et al. (2015).

- Sneutrino

Il superpartner scalare del neutrino sinistrorso è lo sneutrino, ed esso è un altro candidato per la Materia Oscura particellare. Utilizzando i dati del RUN 1 dell'acceleratore LHC, Arina et al. (2015) hanno limitato la sua massa entro un valore fino a 210 GeV. Esperimenti come XENON1T potrebbero aiutare a mettere altri limiti alla massa dello sneutrino, anche se al momento questa particella viene ritenuta molto elusiva tanto da poter sfuggire anche a rilevatori di nuova generazione.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Arina & Cabrera (2014), Arina et al. (2015).

- Assione

L'assione è un candidato di Materia Oscura con le proprietà di essere una particella non relativistica, ossia fredda, non barionica, con un accoppiamento debole con la materia barionica standard.

Gli assioni possono favorire gli ammassi di galassie alle grandi scale, e possono sopprimere la formazione delle strutture alle scale più piccole della sua scala di *streaming*. La teoria ci dice che l'assione può essere trovato se il suo tasso di decadimento è accelerato usando un campo magnetico statico, attraverso l'effetto Primakoff inverso, come trovato da Pierre Sikivie. L'assione quindi sotto intensi campi magnetici statici si convertirebbe in una coppia di fotoni, uno virtuale e uno osservabile, dove quest'ultimo mantiene la direzione originale della particella assionica precedente, la sua energia uguale alla massa a riposo  $m_a c^2$  e la sua energia cinetica non relativistica.

Gli assioni possono essere prodotti dalle reazioni all'interno delle stelle, quindi la fonte più vicina di assioni dove poter tentare di trovarli è il Sole, costruendo elioscopi come il futuro IAXO trattato nella sezione (4.3).

Usando i dati di Planck 2015, Di Valentino et al. (2016) hanno messo un limite alla massa dell'assione per un valore di  $m_a < 0.529 \text{ eV}$ .

Al momento un segnale di origine assionica potrebbe essere stato trovato come detto da Tamburini & Licata (2017) in un gruppo di stelle con classe spettrale simile al nostro Sole.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Fleury & Moore (2016), Di Valentino et al. (2016), Stern & ADMX (2014), Irastorza et al. (2011), Mack (2011), Beck (2013), Choi et al. (2015).

- Assini

L'assino è la particella supersimmetrica dell'assione, ovvero il suo partner fermionico. Esso può essere un candidato di Materia Oscura calda, fredda o tiepida, oltre al fatto che può essere di due differenti popolazioni contemporaneamente, come ad esempio una fredda e una tiepida. Nell'Universo primordiale, gli assini possono essere prodotti in due maniere: da una produzione termica attraverso diffusioni e decadimenti delle particelle in equilibrio termico, dove questo meccanismo dipende dalla temperatura di riscaldamento o *reheating* dopo l'inflazione, che riporta l'Universo ad avere una temperatura ottimale per evolvere nelle fasi successive. Oppure da una produzione non termica, mediante decadimenti di particelle prossime alla più leggera (*Next to Light Susy Particle - NLSP*) dopo il loro *freeze out*. In questo caso l'abbondanza degli assini è indipendente dalla temperatura di riscaldamento dell'Universo detta *reheating*, e il loro numero di densità residua dipende dal numero di densità e dai modelli di decadimento delle particelle genitrici.

Il parametro di densità degli assini, considerandoli prodotti dalle particelle NLSP è:

$$\Omega_{\tilde{a}} = \frac{m_{\tilde{a}}}{m_{\text{NLSP}}} \Omega_{\text{NLSP}} \simeq 2.7 \times 10^{10} \left( \frac{m_{\tilde{a}}}{100 \text{ GeV}} \right) Y_{\text{NLSP}} \quad (2.44)$$

dove  $Y_{\text{NLSP}}$  è il rapporto visto in (2.15) della particella NLSP  $Y_{\text{NLSP}} \equiv n_{\text{NLSP}}/s$ ,  $\tilde{a}$  denota l'assino e  $m$  le masse in gioco.

Per ottenere la densità residua totale dell'assino come Materia Oscura, se si usano i dati di WMAP-7 con un intervallo di  $3\sigma$ , avremo:

$$0.109 < \Omega_{\tilde{a}} h^2 < 0.113 \quad (2.45)$$

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Choi et al. (2012), Choi et al. (2013), Ishiwata (2014), Redino & Wackerroth (2016).

- Neutralino

Il neutralino, come candidato di Materia Oscura, è la particella più favorita al momento e quindi la più studiata. Nella teoria SUSY è un fermione di Majorana, ovvero ha la proprietà di essere anche la sua antiparticella, e la sua massa è stimata

tra qualche GeV fino a qualche TeV, con una sezione d'urto di auto annichilazione piccola.

Una volta prodotto, il neutralino può decadere in altre particelle, le quali dipendono dalla fisica della teoria utilizzata. Ad esempio nel MSSM il processi principali di annichilazione prevedono che il neutralino possa generare questi processi:

- Annichilazione in fermioni.
- Annichilazione in bosoni di gauge  $G$  come ad esempio  $W^\pm$  o  $Z^0$ .
- Annichilazione in bosoni di Higgs o in un bosone di Higgs e un bosone di gauge.
- Annichilazione in fotoni  $\gamma\gamma$  o una coppia  $\gamma Z^0$  dove i fotoni ottenuti sono quasi monocromatici e la loro energia può essere espressa con:

$$E_\gamma = m_\chi - \frac{m_Z^2}{4m_\chi} \quad (2.46)$$

- Bremsstrahlung interno  $\chi\chi \rightarrow X\bar{X}\gamma$ , il quale consiste in un'annichilazione di una coppia di neutralini in particelle cariche con un fotone addizionale, dove  $X$  può essere un bosone  $W$  o un leptone carico, e il fotone ha un'energia elevata  $E_\gamma > 0.6m_\chi$ .
- Decadimento a tre corpi, dove un neutralino  $\chi_i$  differente da quello più leggero  $\chi_1^0$ , può decadere in un altro neutralino  $\chi_j^0$  ed altri prodotti, come ad esempio due fermioni  $u$  e  $\bar{d}$ . In questa maniera possiamo anche avere un decadimento a cascata  $\chi_i \rightarrow \chi_j^0 u \bar{d}$ .

Per trovare segnali provenienti dalla Materia Oscura si possono usare metodi di rilevamento diretti o indiretti. Nel caso di rilevazione diretta, è misurata l'energia di rinculo dalla diffusione delle WIMP sui nuclei del rivelatore. Le rilevazioni indirette possono essere ottenute dalle annichilazioni dei prodotti delle WIMP come flussi di raggi gamma, neutrini o caratteristiche spettrali peculiari di raggi gamma.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Djouadi et al. (2001), Nihei et al. (2002), Bertone et al. (2005), Paiano (2009/10), Bringmann et al. (2008), Ullio & Bergström (1998), Ellwanger et al. (2010), Bélanger et al. (2015), Ellis & Olive (2010), Han et al. (2014). Djouadi et al. (1999), Murayama (2000), Chung et al. (2005).



## 2.7 Buchi neri primordiali come Materia Oscura

L'esperimento LIGO ha osservato le onde gravitazionali grazie a due rilevamenti simili (Abbott et al. 2016) nel 14 settembre del 2015, grazie ad un evento di fusione tra due buchi neri che costituivano un sistema binario. Le masse in gioco dei due buchi neri sono state calcolate essere più grandi di quelle generate grazie all'evoluzione stellare, perciò si ritiene possibile che LIGO abbia scoperto una nuova popolazione di buchi neri massivi generati nell'Universo primordiale.

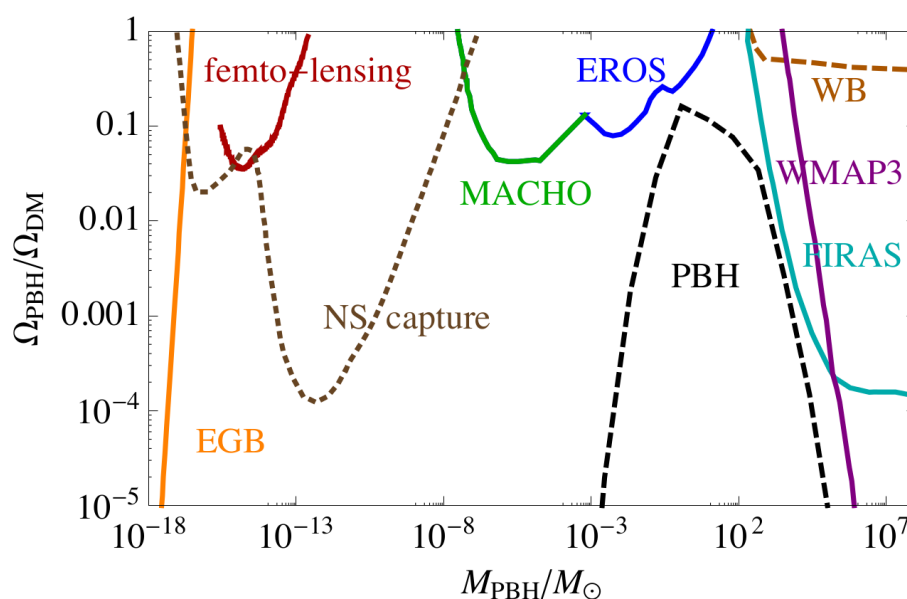


Figura 2.5: Limiti superiori sull'abbondanza dei buchi neri primordiali, generati da: *background* dei fotoni extragalattici in arancione, femto-*lensing* in rosso, micro-*lensing* da MACHO in verde ed EROS in blu, stelle binarie ampie in marroncino, distorsioni del CMB da FIRAS in azzurro e da WMAP3 in viola. I limiti imposti dalla formazione stellare e dalla cattura da parte delle stelle di neutroni negli ammassi globulari sono mostrate per una densità di  $\rho_{DM}^{amm. glob.} = 2 \cdot 10^3 \text{ GeV/cm}^3$  in marrone scuro. La linea nera tratteggiata corrisponde a un particolare scenario di formazione dei buchi neri primordiali studiato da García-Bellido (2017).

Questi buchi neri primordiali, teorizzati negli anni 70 da Carr & Hawking (1974), sono tornati dunque in auge grazie al recente rilevamento delle onde gravitazionali, dando la possibilità di poterli utilizzare sottoforma di Materia Oscura per spiegare il fenomeno della massa mancante. Nel lavoro di Carr et al. (2016), per rispettare i limiti imposti dalle osservazioni e dalla teoria cosmologica, si ritiene che l'intervallo di massa di questi buchi neri primordiali sia compreso tra 1 e  $10^3 M_{\odot}$ . In figura (2.5) si può quindi vedere un esempio

sull'abbondanza dei buchi neri primordiali in rapporto alla loro massa ed al loro contributo a  $\Omega_{DM} = 0.3$ , nel rispetto dei limiti prestabiliti.

Grazie alla nascita dell'astronomia gravitazionale, si è creato un nuovo metodo col quale ricercare la Materia Oscura, considerando i buchi neri primordiali come sua componente principale. In seguito allo sviluppo degli interferometri gravitazionali, si può ora scandagliare la loro popolazione, misurando la loro distribuzione di massa, permettendo così di identificare eventuali progenitori e tassi di formazione.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Carr et al. (2016), García-Bellido (2017).

## Capitolo 3

# Spiegazioni alternative agli effetti della Materia Oscura

### 3.1 Gravità modificata : MOND

La cosmologia classica teorizza l'esistenza della Materia Oscura per poter spiegare ad esempio la formazione di strutture come galassie ed ammassi di galassie. Una teoria alternativa che non necessita della presenza di Materia Oscura, è la versione modificata della dinamica Newtoniana e della relatività generale. Questa teoria denominata MOND descrive in un altro modo il comportamento dei corpi entro un campo gravitazionale.

Si parte dall'ipotesi che con piccole accelerazioni in gioco  $a \ll a_0$ , dove  $a_0$  è una costante che ha le dimensioni di un'accelerazione, si possa descrivere con  $a^2/a_0 \approx MG/r^2$  l'accelerazione di una particella alla distanza  $r$  da una massa  $M$ , ovvero l'accelerazione  $a$  risulta essere:

$$a = \frac{\sqrt{GMa_0}}{r} \quad (3.1)$$

Questa ipotesi è stata formulata in seguito a varie correlazioni trovate osservando varie strutture cosmiche. Dalla distribuzione della materia osservabile a una posizione  $r$ , si calcola l'accelerazione gravitazionale classica Newtoniana  $a_N(r)$ , mentre dalle osservazioni si può giungere alla conclusione che esiste una costante  $a_1$  tale che ci siano delle regioni di spazio in una struttura cosmica nella quale si manifesta il problema della massa mancante, dove vale  $a_N(r) \lesssim a_1$ . Sia  $a(r)$  l'accelerazione dei corpi sotto esame alla posizione  $r$  nella zona dove è presente il problema della massa mancante. Dalle osservazioni si può giungere alla conclusione che esiste una costante  $a_2$  tale che  $a(r) \approx \sqrt{a_2 a_N(r)}$ . Ponendo che  $a_1 \approx a_2$ , si può quindi avere la costante  $a_0 = a_1 = a_2$  che vale  $a_0 \approx 2 \times 10^{-8} \text{cm s}^{-2}$  la quale è dello stesso ordine di grandezza di  $cH_0 = 5 \times 10^{-8} (H_0/50 \text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}) \text{cm s}^{-2}$ .

In questa teoria MOND si ipotizza che la seconda legge di Newton non descriverebbe bene il moto di oggetti su scale galattiche grandi.

Si ha a disposizione un'accelerazione  $\mathbf{a}$  di una particella test in un sistema gravitante la quale si ottiene dalla relazione  $\mathbf{a}(a/a_0) \approx \mathbf{g}_N$ , dove  $\mathbf{g}_N$  è il campo gravitazionale convenzionale.

Possiamo quindi vedere una prima formulazione:

$$m_g \mu\left(\frac{a}{a_0}\right) \mathbf{a} = F \quad \mu(x \gg 1) \approx 1 \quad \mu(x \ll 1) \approx x \quad x \equiv \frac{a}{a_0} \quad (3.2)$$

con  $m_g$  come massa gravitazionale di un corpo che si muove in un campo di forza statico  $F$  con accelerazione  $a$  e  $\mu(\cdot)$  funzione di interpolazione. Molte funzioni di interpolazione sono state proposte, ad esempio la più comune si può definire come:

$$\mu\left(\frac{a}{a_0}\right) = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}} = \frac{\frac{a}{a_0}}{\sqrt{1+\left(\frac{a}{a_0}\right)^2}} \quad (3.3)$$

Se l'accelerazione in gioco è più grande della costante  $a_0$ , la dinamica Newtoniana torna ad essere il modello ottimale per descrivere gli eventi. Possiamo vedere in figura (3.1) un esempio per vari obiettivi.

L'equazione (3.2) è comunque una formula base con una validità limitata e non deriva da una teoria. Essa può essere riscritta nei termini di un campo gravitazionale modificato  $\mathbf{g}$ :

$$\mathbf{g} = a_0 I^{-1}\left(\frac{\mathbf{g}_N}{a_0}\right) e_N \quad (3.4)$$

dove  $I^{-1}$  è la funzione inversa di  $I(x) = x\mu(x)$ ,  $\mathbf{g}_N = -\nabla\varphi_N$  è il campo di accelerazione gravitazionale standard con  $\varphi_N$  come potenziale gravitazionale Newtoniano ed  $e_N$  è la direzione di questo campo.

$\mathbf{g}$  rappresenta l'accelerazione di una particella in questo campo modificato.

Semplificando ulteriormente, per vedere una transizione tra i due regimi  $g \gg a_0$  e  $g \ll a_0$  dove  $g = |\mathbf{g}|$  è la vera accelerazione gravitazionale, possiamo scrivere:

$$\mu\left(\frac{g}{a_0}\right) \mathbf{g} = \mathbf{g}_N \quad (3.5)$$

### 3.1.1 AQUAL

Una teoria completa basata sull'ipotesi di una dinamica modificata è stata fatta da Bekenstein & Milgrom (1984) e denominata AQUAL o *AQUAdratic Lagrangian*. In questa teoria l'equazione di Poisson è modificata e può essere derivata da un Lagrangiano, dove tutti gli

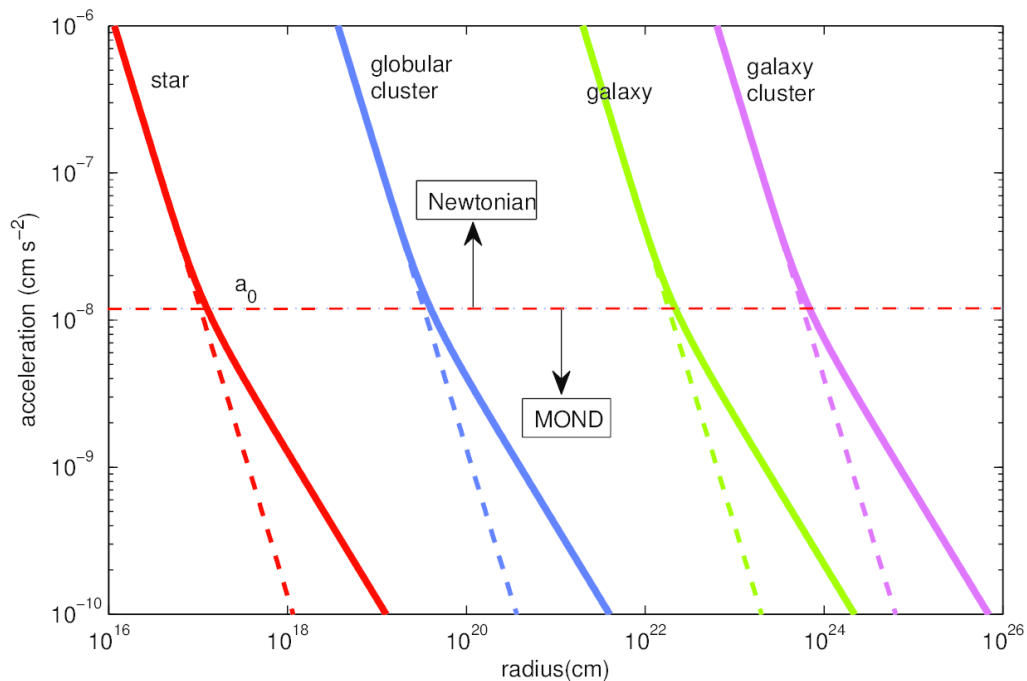


Figura 3.1: In questa figura possiamo vedere, per una massa isolata con orbita circolare, l'accelerazione centrifuga MOND di una particella in funzione del raggio orbitale. In rosso abbiamo una stella con massa  $1M_{\odot}$ , in blu abbiamo un ammasso globulare con massa  $10^5M_{\odot}$ , in verde una galassia con massa  $3 \cdot 10^{10}M_{\odot}$  ed in viola un ammasso di galassie con massa  $3 \cdot 10^{13}M_{\odot}$ . Le linee tratteggiate rappresentano le accelerazioni Newtoniane, mentre le linee continue sono le accelerazioni MOND. Il passaggio dalla teoria Newtoniana a quella MOND avviene a raggi e masse differenti, ma sempre riguardo lo stesso valore di accelerazione  $a_0$ , sotto il quale il sistema viene descritto dal regime MOND. Crediti: Autori: Mordehai Milgrom, Jonathan R. Williford. Sito: [www.scholarpedia.org/article/The\\_MOND\\_paradigm\\_of\\_modified\\_dynamics](http://www.scholarpedia.org/article/The_MOND_paradigm_of_modified_dynamics). Link: [www.scholarpedia.org/w/images/d/d4/Point\\_mass.png](http://www.scholarpedia.org/w/images/d/d4/Point_mass.png).

oggetti isolati possono cadere entro un campo gravitazionale costante esterno nella stessa maniera, soddisfacendo così il principio di equivalenza debole, dove si afferma che la massa inerziale di un corpo e la sua massa gravitazionale sono numericamente uguali.

Il momento totale, il momento angolare e l'energia di un sistema isolato sono conservate, mentre l'accelerazione del centro di massa di un sistema legato sotto l'influsso di un campo gravitazionale esterno costante, è indipendente da qualsiasi proprietà del sistema. La presenza o l'assenza del campo gravitazionale esterno costante influenza la dinamica interna di un sistema, violando in questa maniera il principio forte di equivalenza, il quale asserisce che in un qualsiasi campo gravitazionale, si possa prendere un sistema di riferimento nell'intorno di ogni punto, nel quale gli effetti dell'accelerazione causati dal campo

gravitazionale sono uguali a zero.

Se  $\varphi_N$  è il potenziale gravitazionale Newtoniano, i corpi sotto esame si muoveranno con un'accelerazione uguale a  $\mathbf{g}_N = \nabla\varphi_N$ . Questo potenziale  $\varphi_N$  si ottiene dall'equazione di Poisson  $\nabla^2\varphi_N = 4\pi G\rho$ , dove  $\rho$  è la densità di massa che produce  $\varphi_N$

Il potenziale gravitazionale della teoria AQUAL denominato in questo caso  $\varphi_A$  può essere derivato dall'equazione:

$$\nabla \cdot \left[ \nabla\varphi_A \mu \left( \frac{|\nabla\varphi_A|}{a_0} \right) \right] = 4\pi G\rho \quad (3.6)$$

con  $\mu(\cdot)$  funzione di interpolazione che determina il potenziale modificato ed ottenuta dalla funzione arbitraria  $\mathcal{F}$ :

$$\mu(x) = \mathcal{F}'(x^2) \quad \mathcal{F}(x^2) = \mathcal{F} \left( \frac{(\nabla\varphi_A)^2}{a_0^2} \right) \quad (3.7)$$

Le condizioni al contorno sono tali per cui  $\nabla\varphi_N(r) \rightarrow 0$  per  $r \rightarrow \infty$ , e l'equazione del moto è  $-\nabla\varphi_A = \ddot{r}$ . La funzione  $\mu(\cdot)$  è arbitraria ma deve avere i seguenti limiti:

$$\mu(x) \approx 1 \text{ per } x \gg 1 \quad \mu(x) \approx x \text{ per } x \ll 1 \quad (3.8)$$

Per un sistema legato arbitrario di massa  $M$  e raggio arbitrario  $r_0$ , con condizioni al contorno  $\mu(x) \approx x$  per  $x \ll 1$  abbiamo:

$$\mathbf{g} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} -\sqrt{MGa_0} \frac{\mathbf{r}}{r^2} + \mathbf{O}(r^{-2}) \quad (3.9)$$

dove in questo limite si ottiene:

$$\varphi_A \rightarrow \sqrt{MGa_0} \ln \left( \frac{r}{r_0} \right) + O(r^{-1}) \quad (3.10)$$

Grazie a questo potenziale, possiamo osservare la velocità circolare asintoticamente costante osservata delle galassie a spirale a grandi raggi:  $V_\infty = \sqrt[4]{MGa_0}$ .

### 3.1.2 QUMOND

Nella teoria QUMOND, o MOND Quasi lineare elaborata da Milgrom (2010), il potenziale della teoria QUMOND denominato in questo caso  $\varphi_Q$  prodotto da una distribuzione di massa  $\rho$  è una soluzione dell'equazione di Poisson per la densità sorgente modificata  $\hat{\rho}$ , descritta come:

$$\hat{\rho} = -\frac{1}{4\pi G} \nabla \cdot \mathbf{g} \quad (3.11)$$

con:

$$\mathbf{g} = v\left(\frac{|\mathbf{g}_N|}{a_0}\right)\mathbf{g}_N \quad (3.12)$$

dove  $\mathbf{g}_N$  è il campo di accelerazione Newtoniano e  $v(\cdot)$  funzione di interpolazione simile a  $\mu(\cdot)$  vista nell'equazione (3.2). In questa maniera il potenziale  $\varphi_Q$  diventa un semplice potenziale scalare del campo di accelerazione algebrico  $\mathbf{g}$ . La teoria in questa maniera permette di risolvere un set di equazioni differenziali lineari ed una sola non lineare, permettendo alla teoria di soddisfare le leggi di conservazione e di dare una corretta accelerazione del centro di massa di sistemi composti.

Per trovare il potenziale  $\varphi_Q$ , si considera un sistema gravitante con densità  $\rho(\mathbf{r}, t)$ , campo di velocità  $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$  e si descrive la dinamica del sistema, coinvolgendo i due potenziali  $\varphi_Q$  e  $\varphi_N$ , dove  $\varphi_N$  è il potenziale Newtoniano standard quando sono imposte le condizioni al contorno di  $\varphi_N \rightarrow 0$  all'infinito e  $\varphi_Q$  è il potenziale QUMOND. La densità  $\rho$  può essere vista come un insieme di masse, ognuna delle quali trascurabile rispetto alla massa totale, avremo quindi:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_i m_i \delta^3[\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t)] \quad (3.13)$$

dove ogni massa può essere trattata come una massa test nel campo del sistema di riferimento a riposo.

Il potenziale Newtoniano classico si ottiene dalla relazione:

$$\Delta\varphi_N = 4\pi G\rho \quad (3.14)$$

dove  $\varphi_N$  risolve l'equazione di Poisson con  $\rho$  come sorgente.

Il potenziale gravitazionale QUMOND  $\varphi_Q$  si ottiene dalla soluzione dell'equazione:

$$\Delta\varphi_Q = \nabla \cdot \left[ v\left(\frac{|\nabla\varphi_N|}{a_0}\right) \nabla\varphi_N \right] \quad (3.15)$$

dove il potenziale QUMOND  $\varphi_Q$  soddisfa l'equazione di Poisson per la densità  $\hat{\rho}$  usata come sorgente e descritta in (3.17).

La funzione  $v(\cdot)$  è una funzione relazionata alla funzione di interpolazione  $\mu(\cdot)$  vista in (3.3) grazie a queste equazioni:

$$v(y) = 1/\mu(x) \quad y = x\mu(x) \quad (3.16)$$

La densità che ci può dare il potenziale QUMOND corretto, può essere scritta come  $\hat{\rho}$ :

$$\hat{\rho} = -\frac{1}{4\pi G} \nabla \cdot \left[ v\left(\frac{g_N}{a_0}\right) \mathbf{g}_N \right] = v\rho - \frac{1}{4\pi G a_0} v' \nabla g_N \cdot \mathbf{g}_N \quad \mathbf{g}_N = -\nabla\varphi_N \quad g_N = |\mathbf{g}_N| \quad (3.17)$$

La densità di massa fantasma può essere vista come  $\rho_p \equiv \hat{\rho} - \rho$ , e sarebbe la densità di Materia Oscura del modello cosmologico standard (SMoC).

## 3.2 Effetto di Campo Esterno (EFE)

Nessuna struttura presente nell'Universo è completamente isolata rispetto all'interazione con altre strutture, e questa affermazione ha importanti conseguenze nella teoria MOND. Se studiamo la dinamica interna lineare Newtoniana di un sistema limitato  $s$ , come ad edempio una galassia, rispetto ad un sistema più grande  $S$ , rappresentato da un ammasso di galassie, possiamo vedere che la dinamica interna di  $s$  si disaccoppia da quella di  $S$ , ovvero avremo sempre la stessa dinamica del sistema  $s$ , indipendentemente da qualsiasi campo esterno costante in cui il sistema  $s$  si trovi. Se il campo esterno non fosse costante attorno al sottosistema  $s$ , si manifesterebbero fenomeni mareali. Tutto questo è riassunto nel principio fondamentale di equivalenza forte della relatività generale.

Nella teoria MOND però il principio forte di equivalenza non può essere rispettato, a causa del fatto che, essendo una teoria basata sulle accelerazioni, essa conteggia l'accelerazione gravitazionale totale rispetto ad un sistema predefinito scelto dalla teoria MOND utilizzata. In questa maniera gli effetti della teoria MOND sono osservati solamente in sistemi dove i valori assoluti della gravità interna  $g_{int}$  del sistema  $s$  ed esterna  $g_{ext}$  del sistema  $S$ , sono minori della costante  $a_0$ .

In base alle intensità delle forze in gioco, avremo 3 casi da distinguere:

- $g_{int} \gg a_0$  oppure  $g_{ext} \gg a_0$ , il sistema  $s$  è nel regime Newtoniano e non vede alcun effetto da campo esterno (*external field effect - EFE*), la dinamica interna è indipendente da questo effetto.

$g_{int} \ll a_0$  oppure  $g_{ext} \ll a_0$ , il sistema è in regime MOND o MOND profondo (*deep MOND*), perciò possiamo osservare due diverse situazioni:

- $g_{ext} \ll g_{int} \ll a_0$ , la dinamica interna del sistema è in regime MOND ed indipendente dal campo esterno, perciò il sistema  $s$  è virtualmente isolato.
- $g_{int} \ll g_{ext} \ll a_0$ , il sistema è quasi Newtoniano, con la dinamica ancora standard. La costante gravitazionale effettiva invece è  $g = (a_0/g_{ext})g_N$  con  $g_N$  come costante gravitazionale Newtoniana standard.

Considerando l'ultimo caso dove  $g_{int} \ll g_{ext} \ll a_0$ , avremo che l'attrazione gravitazionale diminuisce con un fattore  $1/r^2$ . Se si considerano gli effetti della MOND in una



dimensione per meglio comprendere ciò che succede, avremo, similmente all'equazione (3.6):

$$\nabla\varphi = \mathbf{g}_{int} + \mathbf{g}_{ext} \quad \text{con} \quad 4\pi G\rho = \nabla \cdot (\mathbf{g}_{Nint} + \mathbf{g}_{Next}) \quad (3.18)$$

perciò l'equazione (3.5) in una dimensione includendo il campo esterno diventa:

$$g_{int}\mu\left(\frac{g_{int} + g_{ext}}{a_0}\right) + g_{ext}\left[\mu\left(\frac{g_{int} + g_{ext}}{a_0}\right) - \mu\left(\frac{g_{ext}}{a_0}\right)\right] = g_{Nint} \quad (3.19)$$

mentre per la versione QUMOND, avremo che l'equazione (3.12) diventa:

$$g_{int} = g_{Nint}v\left(\frac{g_{Nint} + g_{Next}}{a_0}\right) + g_{Next}\left[v\left(\frac{g_{Nint} + g_{Next}}{a_0}\right) - v\left(\frac{g_{Next}}{a_0}\right)\right] \quad (3.20)$$

### 3.3 Confronto tra SMOc e MOND

Kroupa (2012) propone un confronto tra l'attuale teoria cosmologica standard (SMoC) dove è presente la Materia Oscura e la teoria MOND. Nella figura (3.2) possiamo vedere una rappresentazione dei vari fallimenti trovati nel tempo della teoria SMOc, mentre in figura (3.3) ci sono i fallimenti della teoria MOND per poter fare un chiaro confronto.

Riferendosi al grafico della teoria SMOc (3.2) si parte con due ipotesi fondamentali ( $0i$  e  $0ii$ ): con  $0i$  si tiene conto del fatto che la relatività generale è valida su scale galattiche e cosmologiche, implicando che la dinamica su scale galattiche sia Newtoniana, mentre con l'ipotesi  $0ii$  si tiene conto che la materia al tempo presente è stata creata come un fluido relativistico durante il Big Bang caldo. Da queste ipotesi quindi nascono alcuni problemi: ad esempio dall'ipotesi  $0ii$  emergono i *due problemi dei barioni mancanti*. Il primo problema arriva dalle osservazioni del CMB e dalla nucleosintesi del Big Bang, dove risulta che la frazione della densità dei barioni rispetto alla densità della Materia Oscura sia  $f_{b,DM} = 0.171 \pm 0.006$ , quando solo una metà circa della densità dei barioni è stata trovata. Il secondo problema deriva dal fatto che la frazione dei barioni delle galassie osservate, quando paragonata alla media cosmica, risulta più piccola. Questo problema dei barioni mancanti ha ottenuto comunque uno sviluppo grazie in particolare ai recenti lavori di de Graaff et al. (2017) e Tanimura et al. (2017), dove viene proposto che questi barioni mancanti siano disposti come filamenti di gas ionizzato in una rete cosmica che collega le varie strutture dell'Universo.

I vari punti del grafico possono essere quindi riassunti come segue:

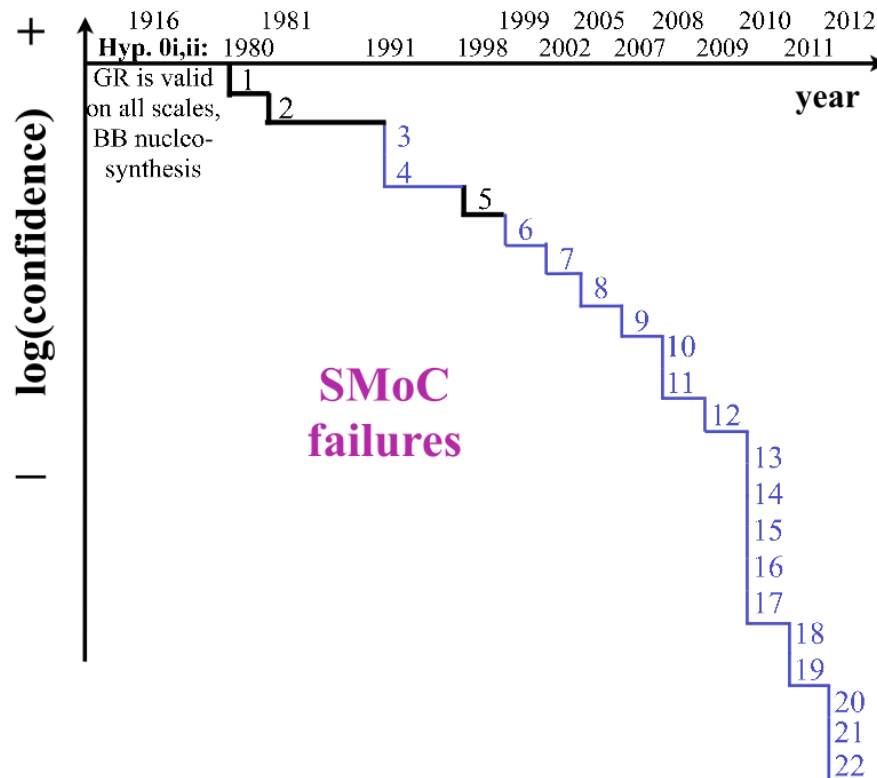


Figura 3.2: In questo grafico possiamo osservare i vari fallimenti della teoria cosmologica standard SMoC. Ogni ipotesi che è aggiunta per risolvere una discrepanza su una ipotesi fondamentale, significa un declino nel modello di confidenza, rappresentato con le linee nere spesse. Le linee blu rappresentano i fallimenti della SMoC con un set di ipotesi che sono valide fino a un tempo specifico. L'asse del tempo non è in scala esattamente, e non tutti i fallimenti hanno lo stesso peso. Questo grafico è solo una rappresentazione del modello SMoC con i suoi rimedi che non sembrano essere convincenti. Tutti i 22 punti elencati sono discussi sotto questo grafico in questa sezione. Figura da Kroupa (2012).

1. 1980: Il modello teorico del Big Bang prevede che l'Universo sia altamente disomogeneo e curvo, risultando in contrasto con le osservazioni. Per risolvere questo problema viene introdotta l'inflazione. (Guth & Tye 1980).
2. 1981: La Materia Oscura fredda o tiepida è stata introdotta per risolvere l'andamento piatto a grandi raggi della curva di rotazione delle galassie a disco (Blumenthal et al. 1984).
3. 1991: Il momento angolare delle galassie a disco ottenuto dalle osservazioni non combacia con quello calcolato mediante la teoria, la quale prevede che queste galassie si siano formate dentro a una buca di potenziale generata dalla Materia Oscura calda o fredda. Il momento angolare nelle simulazioni si dissipa troppo, lascian-

do le galassie con un momento angolare inferiore rispetto a quello ottenuto dalle osservazioni (Navarro & Benz 1991).

4. 1991: Gli aloni di Materia Oscura sono teorizzati con una cuspidi di densità al centro, mentre dalle osservazioni emerge che l'andamento al centro sia piatto, suggerendo che il profilo radiale del nucleo dell'alone è simile a quello della galassia luminosa (Dubinski & Carlberg 1991).
5. 1998: L'energia Oscura è introdotta per spiegare i differenti flussi e i redshift osservati nelle supernove di tipo Ia. Essa forza quindi l'Universo ad espandersi a un tasso più elevato e comunque accelerato (Riess et al. 1998).
6. 1999: Il numero delle galassie ottenuto dalle osservazioni non combacia con quello calcolato dalle simulazioni, dove più sottostrutture di Materia Oscura sono presenti, rivelando una significativa mancanza di galassie satelliti (Klypin et al. 1999).
7. 2002: I valori ottenuti dalle osservazioni del rapporto  $\frac{\alpha}{F_e}$  sono più alti di quelli ottenuti dalla teoria riguardo le galassie ellittiche massive E. Nella teoria della formazione gerarchica di strutture, le galassie massive E si formano dalla fusione di galassie più piccole dE e dovrebbero mostrare un tasso inferiore di  $\frac{\alpha}{F_e}$ , che rifletta il tasso sub-solare delle galassie genitrici dE. Le galassie dE, infatti, hanno un basso rapporto  $\frac{\alpha}{F_e}$  (Thomas et al. 2002).
8. 2005: I satelliti della Via Lattea sono disposti in una struttura altamente correlata, ovvero in una struttura polarmente vasta di sottosistemi (*Vast Polar Structure of subsystem - VPOS*) teorizzata da Pawlowski et al. (2012), con distanze dal centro galattico da 10 Kpc a 250 Kpc. Questi oggetti in caduta verso il centro di massa dovrebbero essere altamente correlati in una maniera innaturale per una sottostruttura di Materia Oscura. Nella teoria classica viene infatti previsto che la caduta verso il centro della Via Lattea di queste sottostrutture cosmologiche è quasi isotropica, determinando quindi una distribuzione isotropica delle galassie nane satelliti attorno alla Via Lattea. Gli oggetti che non sono legati alla VPOS sono solo il 4%.
9. 2007: Le osservazioni delle galassie nane prodotte dal *merging* di strutture più grandi, mostrano che possono formarsi dall'incontro di due galassie genitrici utilizzando poca Materia Oscura degli aloni precedenti. Per questo motivo dovrebbero avere un rapporto  $M/L$  più piccolo di altre galassie formate direttamente dal collasso di materiale primordiale (Barnes & Hernquist 1992).

10. 2008: Nel modello SMOc la formazione degli aloni di Materia Oscura è caotica. Le osservazioni mostrano che le galassie a disco sono molto simili e le loro proprietà dovrebbero seguire conseguentemente una semplice legge di scala a un parametro non identificato, al posto che sei parametri previsti dal modello cosmologico standard, ovvero massa, momento angolare, frazione di barioni, età, dimensioni e storia degli incontri passati con le altre strutture cosmiche. La variazione attesa delle proprietà delle galassie quindi non viene osservata (Disney et al. 2008).
11. 2008: Le galassie satelliti della Via Lattea osservate hanno una massa di Materia Oscura troppo simile, quando nel modello SMOc i sub aloni di Materia Oscura avrebbero una distribuzione pilotata da una funzione della massa a legge di potenza (Strigari et al. 2008).
12. 2009: In uno studio fatto da Gentile et al. (2009), si è considerata in un'ampia varietà galassie osservate, la distribuzione di materia barionica compresa in un raggio scala dell'alone di Materia Oscura. I risultati suggeriscono che l'accelerazione gravitazionale generata dalla componente luminosa della galassia è sempre la stessa per questo raggio. Il rapporto totale tra materia luminosa e Materia Oscura diventa costante se considerato entro un raggio scala dell'alone, suggerendo una correlazione tra la densità di materia luminosa e la densità di Materia Oscura nelle galassie. Nella teoria SMOc non è presente nessun principio fisico che porti le densità della Materia Oscura e della materia barionica ad essere invarianti dentro a questo raggio.
13. 2010: La funzione di massa teorizzata dei sub-aloni luminosi non combacia con la funzione di massa osservata delle galassie satelliti della Via Lattea. Dalle osservazioni si vedono quindi meno satelliti luminosi attorno alla Via Lattea ed Andromeda, contraddicendo così la teoria (Kroupa et al. 2010).
14. 2010: La storia del *merging* tra galassie massive luminose proposta dalla teoria SMOc e calcolata grazie alle simulazioni, non corrisponde con quella ottenuta dalle osservazioni delle galassie a disco. Considerando il campione di galassie a disco osservate, viene fatto notare che molte di loro, in un intervallo compreso tra il 58% e il 74% dei casi, non presentano il classico *bulge*. Il rapporto tra il flusso del *bulge* rispetto al disco ottenuto dalle osservazioni risulta più piccolo di quello prodotto dalle simulazioni. (Kormendy et al. 2010).
15. 2010: Tre galassie a disco massive sono isolate e troppo distanti dal filamento di materia nel Volume Locale osservato delle galassie (Peebles & Nusser 2010).

16. 2010: Il modello SMOc teorizza un *Local Void* meno vuoto rispetto a quello osservato (Peebles & Nusser 2010).
17. 2010: Il modello SMOc non descrive bene le velocità relative elevate osservate dei due ammassi galassie interagenti del *Bullet Cluster*. Nelle simulazioni ad N corpi le velocità raggiunte dai sotto ammassi di galassie per effetto dell'attrazione gravitazionale da parte dell'ammasso più grande risultano inferiori. Con queste basse velocità risulta impossibile riprodurre le proprietà ottenute dall'analisi dei raggi X osservati, come ad esempio la morfologia a raggi X dell'ammasso principale. (Lee & Komatsu 2010).
18. 2011: Utilizzando una simulazione, viene trovato che un numero consistente di galassie nane primordiali satelliti della Via Lattea non sono ancora state rilevate. Oltre a ciò nella simulazione viene prodotta una sovrabbondanza di galassie nane luminose con  $L_V > 10^4 L_\odot$ , e dato che le osservazioni sono quasi complete, dovrebbero essere già state trovate. Le galassie meno luminose sconosciute potrebbero essere comunque trovate con future osservazioni (Bovill & Ricotti 2011).
19. 2011: Nessuna delle simulazioni fatte da (House et al. 2011) riesce a riprodurre il disco fino della Via Lattea, il cui spessore è di circa 1000 anni luce, nel quale siano presenti stelle più vecchie di 10 Gyr.
20. 2012: Un nucleo di Materia Oscura, indice di un incontro tra ammassi di galassie ma con meno galassie del previsto è osservato nell'ammasso di galassie A520. La massa e la posizione del nucleo di Materia Oscura sono state calcolate mediante il *lensing* debole, e si fa notare che questo nucleo posiziona nel luogo dove risiede il picco di luminosità generato dai raggi X. Il fenomeno osservato si rivela opposto a quello dell'Ammasso Proiettile - *Bullet Cluster*, dove gli aloni di Materia Oscura sono distanti dalle sorgenti X. Non è possibile attribuire questo fenomeno alla Materia Oscura cambiandone le proprietà senza falsificare il lavoro di *lensing* debole del *Bullet Cluster* (Jee et al. 2012).
21. 2012: Un campione di 11 mila galassie è stato usato da Karachentsev (2012) per studiare la distribuzione locale di materia barionica e Materia Oscura compresa in una sfera di 50 Mpc attorno alla Via Lattea. La densità media di materia in questo volume risulta essere di  $\Omega_{m,locale} = 0.08 \pm 0.02$ , ovvero un valore circa 3 - 4 volte inferiore a quello atteso globalmente di  $\Omega_{m,glob} = 0.28 \pm 0.03$ . Si presenta in questa maniera un problema di Materia Oscura mancante.

22. 2012: Un sistema di lenti originato da un ammasso di galassie massivo non dovrebbe esistere secondo la formazione di strutture della  $\Lambda$ CDM standard, partendo dal conteggio di galassie di background osservato. L'arco di *lensing* gigante trovato è quello vicino al cluster IDCS J1426.53508 (Gonzalez et al. 2012).

I fallimenti 3, 4, 10, 12 e 14 potrebbero essere risolti con un migliore studio dei processi barionici.

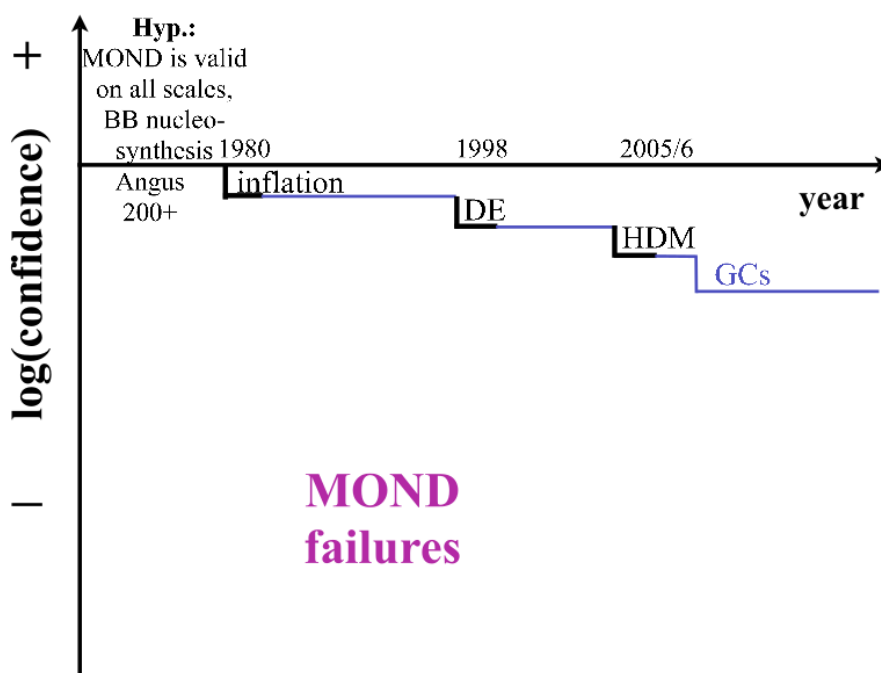


Figura 3.3: In questo grafico si possono vedere i fallimenti del modello MOND. La dinamica Milgromiana ci fornisce la gravitazione in questo modello cosmologico Milgromiano. Su scale galattiche, i precedenti problemi non sono presenti, ma anche qui vengono usati alcuni aggiustamenti alla teoria che abbassano la confidenza. Anche qui è necessaria l'inflazione, nel 1998 viene aggiunta l'Energia Oscura, e nel 2005-2006 la Materia Oscura calda, quindi il modello potrebbe non essere completo. L'ultimo punto indica che negli ammassi globulari distanti, i moti stellari super Kepleriani previsti non sono ancora stati osservati. Figura da Kroupa (2012).

In riferimento alla figura (3.3) sono elencati alcuni fallimenti della teoria MOND. Anche qui l'inflazione e l'energia oscura sono presenti.

1. 2005: Per poter fare il fit con il fondo cosmico a microonde CMB ottenuto dall'esperimento Boomerang, Slosar et al. (2005) e Skordis et al. (2006) pensano sia necessario introdurre della Materia Oscura sotto forma di neutrini sterili massivi come candidato di Materia Oscura calda. Per spiegare appieno il rapporto tra il terzo

e il primo picco dello spettro di potenza del CMB, che codifica l'ammontare della densità di materia, Slosar et al. (2005) affermano che è necessaria una componente di Materia Oscura fredda per poter così avere il terzo picco più alto.

2. 2006: Ammassi globulari galattici con i valori delle accelerazioni interne ed esterne ben al di sotto del valore critico  $a_0$  necessario per entrare nel regime MOND sono stati usati da Baumgardt et al. (2005), per verificare se la dinamica dell'Universo a larga scala sia meglio descritta mediante l'utilizzo di Materia Oscura o con la dinamica Newtoniana modificata MOND. La teoria MOND sbaglia a predire il rapporto massa / luminosità degli ammassi globulari, oltre ad avere difficoltà a riconciliare le velocità orbitali dei satelliti galattici.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Milgrom (1983), Bekenstein & Milgrom (1984), Iorio (2009), Milgrom (2010), Angus & Diaferio (2011), Kroupa (2012), Derakhshani (2014), Milgrom (2015), Bílek (2016), Famaey & McGaugh (2012).

## 3.4 Test osservativi

### 3.4.1 Teorema duale delle galassie nane

Kroupa (2012) propone il teorema duale delle galassie nane (*Dual Dwarf Galaxy Theorem*), dove le due tipologie di galassie nane teorizzate dal modello cosmologico standard SMoC sono messe a confronto riguardo i dati osservativi. La teoria cosmologica standard SMoC prevede che esistano due tipi di galassie: le galassie nane primordiali (*Primordial Dwarf Galaxies - PDGs*) che sono dominate dalla Materia Oscura e denominate di tipologia A e le galassie nane mareali (*Tidal Dwarf Galaxies - TDGs*) con le galassie nane RPDGs (*Ram Pressure Dwarf Galaxies - RPDGs*) che non contengono Materia Oscura e denominate di tipologia B. Le galassie nane RPDGs sono formate da gas proveniente dal disco delle galassie a disco nel quale è presente il fenomeno della formazione stellare. Questo gas è in caduta verso il proprio ammasso di galassie. Le proprietà fisiche delle RPDGs sono simili alle galassie nane sferoidali dSph, con masse comprese tra  $10^6 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 10^7$ .

La teoria SMoC prevede che le galassie dominate da Materia Oscura di tipologia A circondino la galassia centrale che le ospita in una disposizione sferica e isotropica, mentre le galassie libere da Materia Oscura di tipologia B siano correlate nello spazio delle fasi.

Possiamo scrivere altre predizioni robuste dello scenario standard SMoC:

1. Una galassia delle dimensioni della Via Lattea ha centinaia di galassie satelliti che sono dominate dalla Materia Oscura ovvero di tipologia A, e sono situate nel raggio viriale dell'alone di Materia Oscura della galassia principale.

2. Le galassie di tipologia A dominate dalla Materia Oscura sono posizionate sfericamente in riferimento alla galassia principale che le ospita, con una distribuzione che segue le particelle dell'alone di Materia Oscura principale.
3. Una frazione importante di galassie delle dimensioni della Via Lattea che hanno interagito con altre strutture in passato, sono circondate da galassie mareali TDGs di tipologia B che non contengono Materia Oscura. Negli ammassi di galassie ricchi dovrebbero essere presenti anche le galassie RPDGs.
4. Grazie alla conservazione del momento angolare e dell'energia, le galassie di tipologia B sono situate, in riferimento alla galassia principale, in delle strutture correlate nello spazio delle fasi.
5. Il numero delle galassie dE è paragonabile alle galassie di tipologia B.

Le galassie di tipologia A primordiali, nella teoria SMoC, sono dentro ad un alone di Materia Oscura, e hanno le loro sub strutture che sono composte da sub aloni di Materia Oscura legati tra loro. Tutto questo dovrebbe essere valido per tutte le galassie, e i dettagli della fisica dei barioni non influenzano questa predizione. I sub aloni sono quindi distribuiti abbastanza isotropicamente seguendo la distribuzione della densità dell'alone della galassia principale.

Le galassie di tipologia B, che si sono formate a seguito dell'interazione delle galassie massive grazie al materiale espulso, sono più giovani delle PDGs. Le galassie TDGs e le RPDGs non possono avere Materia Oscura al loro interno e non possono crescere dentro a un sub alone di Materia Oscura più vecchio a causa delle velocità in gioco (Zackrisson & Riehm 2010). La loro massa dinamica misurata dalla loro dimensione e velocità di rotazione non dovrebbe perciò superare la massa calcolata grazie all'osservazione di obbiettivi visibili come stelle e gas.

Le galassie di tipologia B portano l'informazione del precedente incontro tra le due galassie genitrici, quindi esiste una correlazione nello spazio delle fasi, grazie al loro momento angolare orbitale. Le TDGs possono evolvere nelle galassie ellittiche dE, con un tasso di formazione più ricco alle epoche cosmologiche iniziali, quando le interazioni avvenivano più spesso tramite galassie ricche di gas. Una volta formate, queste galassie TDGs e RPDGs di tipologia B possono sopravvivere per un tempo di Hubble.



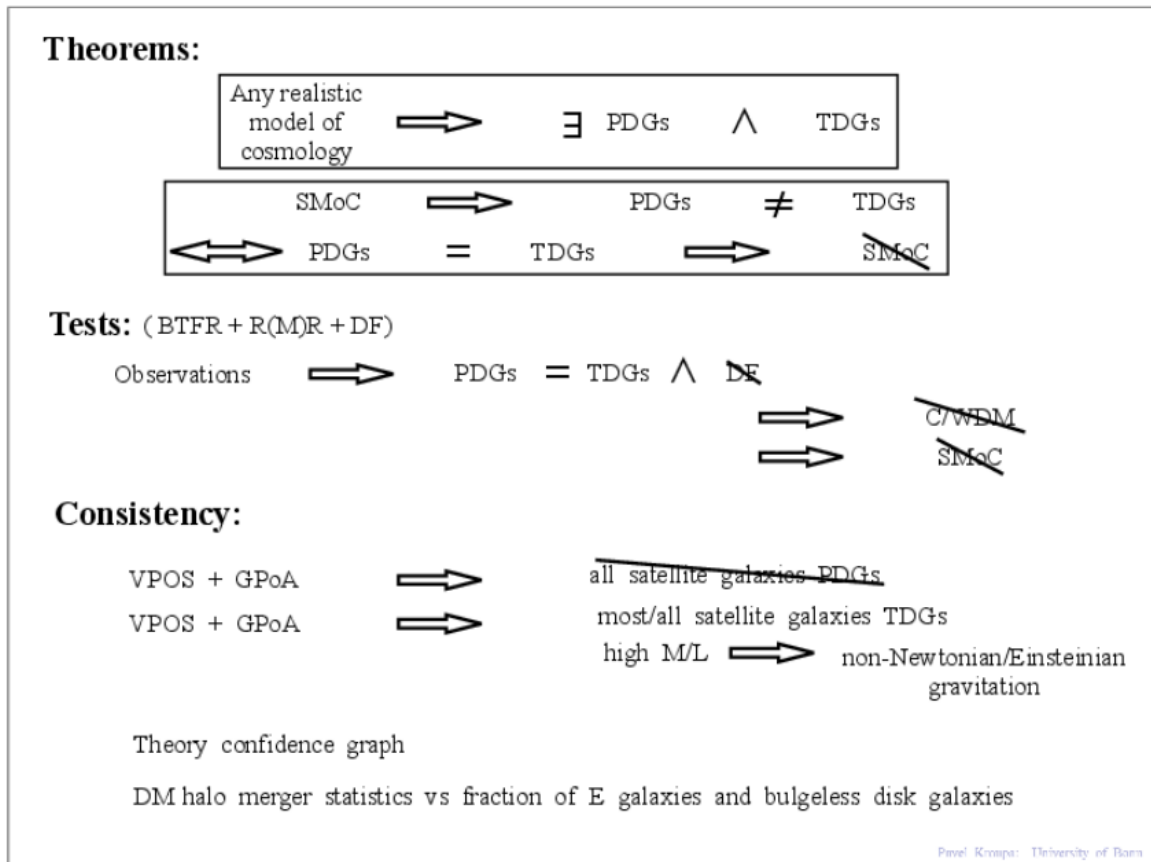


Figura 3.4: In questo grafico si può vedere lo schema di falsificazione per la Materia Oscura fredda o tiepida dinamicamente rilevante. I test sono stati fatti con la relazione di Tully Fisher barionica BTFR, con la relazione di raggio e massa delle galassie supportate dalla pressione di ariete (*radius mass relation (R(M)R) of pressure supported dwarf galaxies*), e con la frizione dinamica DF. Le teorie sono fatte con verifiche di consistenza stabilite sul vasto piano di struttura polare (*vast polar structure - VPOS*) della Via Lattea, e con il grande piano di Andromeda (*Great Plane of Andromeda - GPoA*). Le PDGs sono le galassie nane primordiali, le TDGs sono le galassie nane mareali, mentre C/WDM sta per Materia Oscura fredda (C Cold) o tiepida (W Warm). Figura da Kroupa (2015).

Grazie a questa introduzione, possiamo ora scrivere il teorema duale delle galassie nane, che tiene in considerazione la natura e l'origine di queste galassie nane:

Come ipotesi A, per le galassie nane di tipologia A:

$$dSph - dE - dIrr \iff \text{Alone di Materia Oscura} \quad (3.21)$$

Ovvero si prevede la formazione di galassie nane di tipologia A dentro ad un alone di Materia Oscura.

Come ipotesi B, per le galassie nane di tipologia B:

$$dSph - dE - dIrr \iff \text{TDG} - \text{RPDG} \quad (3.22)$$

Ovvero le galassie di tipologia B sono formate dal materiale espulso dall'incontro di due galassie più grandi senza necessitare della Materia Oscura.

Nel modello SMOc, le strutture grandi si sono formate con uno scenario dal basso verso l'alto *bottom-up*, in una fusione gerarchica tra le sub strutture più piccole che si fondono insieme.

Il teorema duale delle galassie nane è:

$$\text{SMoC} \implies \exists \text{ tipologia A} \wedge \text{tipologia B nane} \quad (3.23)$$

Ovvero per il modello SMOc, esistono sia le galassie nane di tipologia A che le galassie di tipologia B. Le TDGs e le PDGs possono formarsi nei tempi iniziali dell'Universo, con le galassie RPDGs che si formano quando gli ammassi di galassie massivi iniziano a costruirsi. Si attendono differenze nella dinamica significative, anche con proprietà morfologiche e popolazioni stellari diverse.

La teoria SMOc ci dice che le galassie nane dominate dalla Materia Oscura di tipologia A e le galassie nane libere dalla Materia Oscura di tipologia B devono esistere entrambe, ma con una diversa distribuzione spaziale e diverse popolazioni stellari.

Le due tipologie di galassie A e B supportate dalla rotazione sono quindi confrontate per vedere se qualche differenza nella dinamica può sorgere grazie alla relazione di Tully Fisher barionica (BTFR) come le galassie dIrr paragonate con le TDGs ricche di gas rotante, oppure se le galassie nane RPDGs hanno popolazioni differenti, come le dSph e le dE dalle TDGs.

Se ci riferiamo alla teoria SMOc standard con le galassie dominate dalla Materia Oscura, le TDGs non potrebbero essere incluse dentro alla relazione di Tully Fisher barionica, quindi:

$$\text{SMoC} \implies \text{BTF}_{\text{dIrr}} \neq \text{BTF}_{\text{TDG}} \quad (3.24)$$

Per le galassie nane che sono ricche di gas supportato dalla rotazione, dall'ipotesi B:

$$\text{dIrr} - \text{galassie disco nane} = \text{TDG o RPDG} \quad (3.25)$$

pertanto l'implicazione che nega la SMOc o ~~SMoC~~ è vera se la precedente ipotesi è vera anch'essa.

Il primo teorema di falsificazione della SMOc è:

$$\text{BTF}_{\text{dIrr}} = \text{BTF}_{\text{TDG}} \implies \text{SMoC} \quad (3.26)$$

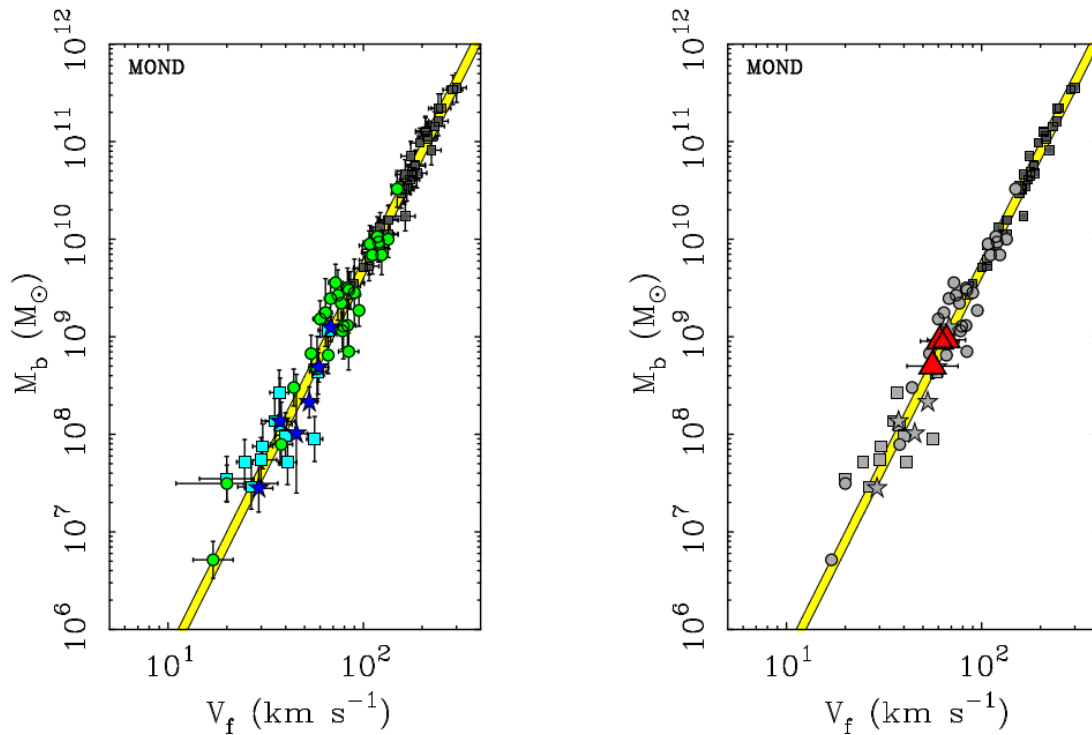


Figura 3.5: La relazione di Tully Fisher barionica (massa - velocità di rotazione) con una predizione della teoria Milgromiana, mostrata dalla linea gialla contenuta dalle due linee nere. Questa relazione tiene conto delle galassie con una velocità esterna misurata  $V_f$ , con la loro massa barionica stimata come somma tra le masse del il gas e delle stelle  $M_b = M_g + M_*$ . A sinistra possiamo vedere le galassie normali, a destra possiamo vedere 3 TDGs rappresentate con 3 triangoli rossi. Grazie al fatto che esse si posizionano dentro alla relazione di Tully Fisher barionica, la teoria SMOc dominata dalla Materia Oscura è contraddetta, dando più credito alla dinamica Milgromiana. Figure da Famaey & McGaugh (2012) e Kroupa (2012).

Quindi se una TDGs è nella stessa relazione di BTF delle galassie nane primordiali dominate dalla Materia Oscura come si osserva nella figura (3.5), la SMOc non può essere considerata come teoria affidabile e corretta per rappresentare l'Universo.

Vediamo ora un altro teorema che usa le galassie nane RPDGs, le dE, le dSph e le ultradeboli UFD. Riferendosi alla SMOc, le TDGs e le PDGs non possono avere morfologie e proprietà della dinamica simili:

$$\text{SMoC} \implies \text{dE} - \text{dSph} - \text{UFD} \neq \text{TDG} \quad (3.27)$$

per le galassie nane RPDGs e l'ipotesi B:

$$\text{dE} - \text{dSph} - \text{UFD} = \text{TDG} \quad (3.28)$$

di conseguenza  $SMoC$  è vera se anche la precedente ipotesi lo è

Il secondo teorema di falsificazione della  $SMoC$  è:

$$dE - dSph - UFD = TDG \text{ o } RPDG \implies SMoC \quad (3.29)$$

Quindi, per le galassie satelliti della Via Lattea come le  $dE$ ,  $dSph$  e  $UFD$ , se queste galassie sono tutte della stessa tipologia, e sono tutte antiche  $TDGs$ , ancora una volta il modello  $SMoC$  fallisce nel darci una corretta spiegazione dell'Universo. Queste galassie nane satelliti non hanno pertanto una componente di Materia Oscura ed il modello è falsificato.

Entrambe le precedenti ipotesi dei teoremi di falsificazione devono essere vere contemporaneamente per dare una spiegazione corretta, con le curve rotazionali, gli effetti mareali e gli alti rapporti tra massa - luminosità corretti e spiegati da altre teorie non Newtoniane, senza l'ipotesi della presenza della componente di Materia Oscura.

Il teorema duale delle galassie nane è falsificato con questo test basato sulle osservazioni delle galassie nane e mostrato nelle figure (3.5), (3.6) e (3.7): questo implica che anche la teoria  $SMoC$  sia falsificata, mentre la dinamica Milgromiana sulle scale galattiche sembra avere una migliore spiegazione del fenomeno, anche con l'affermazione che la Materia Oscura sembri non esistere.

Per giungere alla conclusione del secondo teorema di falsificazione della  $SMoC$ , Dabringhausen & Kroupa (2013) hanno messo a confronto le proprietà delle due tipologie di galassie, le  $PDGs$  con le  $TDGs$ , ricavandole da vari cataloghi.

Per poterle paragonare, hanno usato due proprietà facili da determinare osservativamente: la massa determinata dalla loro luminosità, senza quindi contare il gas e la Materia Oscura, e il loro raggio effettivo, per misurare le dimensioni dell'obiettivo.

Le galassie nane primordiali  $PDGs$ , composte da sistemi stellari vecchi, sono state divise in sotto categorie in base alla loro relazione massa - raggio, distinguendole anche dagli ammassi globulari in base alla loro popolazione stellare. In questa maniera hanno ottenuto distinzioni tra le galassie nane  $dSphs$ ,  $dE$ ,  $nE$  e gli ammassi stellari  $GCs$  e  $UCDs$ . Tutto questo si può vedere nella figura (3.6).

Per quanto riguarda le proprietà di una  $TDG$ , Duc (2012) fa notare che al momento non c'è una definizione unanime. Per poter definire una galassia nana come  $TDG$  si può dire che essendo oggetti composti da materiale riciclato delle galassie genitrici, dovrebbero mostrare un eccesso di elementi pesanti, gas e polveri rispetto alle galassie nane primordiali. Oltre a ciò la loro massa calcolata in base alla luminosità dovrebbe essere simile a quella calcolata in base alla dinamica. Le  $TDGs$  appena formate inoltre dovrebbero mostrare

un filamento di gas e polveri che denota l'incontro avvenuto tra le galassie iniziali. Una volta evolute ed aver perso le tracce del materiale che le ricollega alle galassie genitrici, potrebbero diventare indistinguibili dalle altre galassie nane.

Dabringhausen & Kroupa (2013) hanno quindi fatto evolvere le giovani galassie TDGs facendo loro perdere gas per poterle confrontare con le anziane PDGs. Il gas può quindi essere convertito in stelle, essere disperso a causa delle stelle massive formate o in seguito al passaggio della TDG attraverso il mezzo interstellare.

Una volta ottenuta un'età di  $10^9$  Gyr comune a tutte e due le tipologie di galassie nane (TDGs e PDGs), esse sono state messe a confronto, sempre relazionando la loro massa con il loro raggio equivalente. Tutto questo si può osservare nel grafico (3.7).

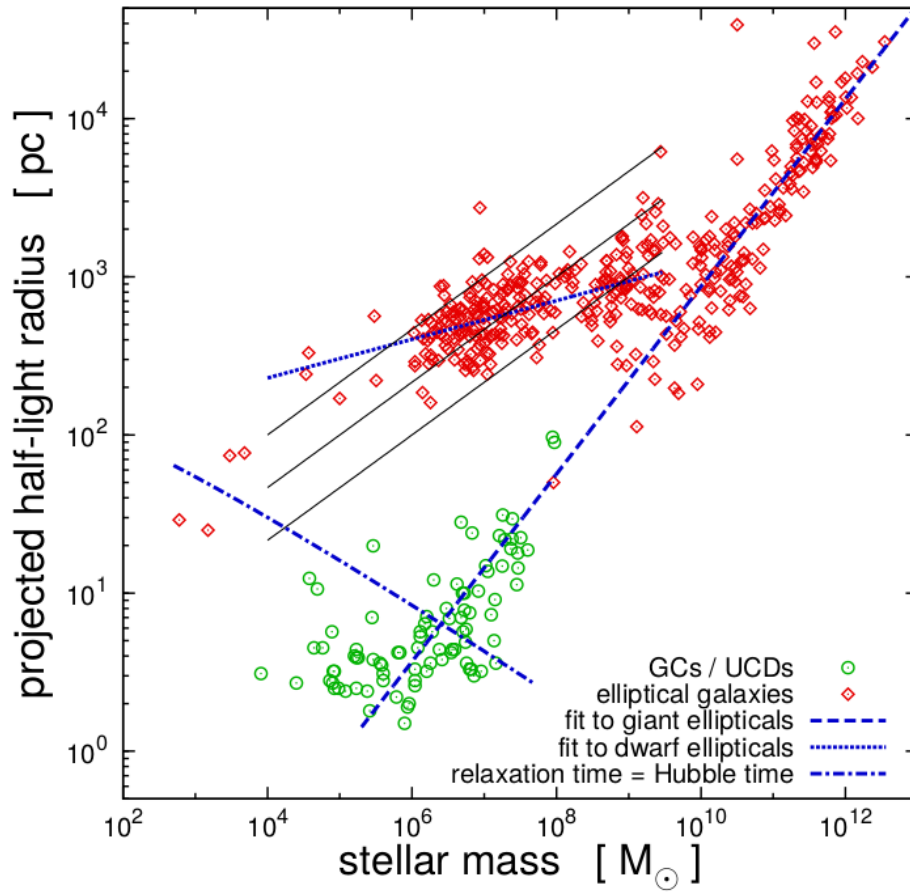


Figura 3.6: Possiamo osservare in questa figura i sistemi stellari dove si relaziona la componente stellare proiettata a metà raggio  $R_{0.5}$  con la loro massa della popolazione stellare  $M_*$ . I cerchi verdi sono ammassi globulari GCs  $M_* \leq 2 \times 10^6 M_\odot$  e le galassie nane ultra compatte UCDs  $M_* > 2 \times 10^6 M_\odot$ , i quadri rossi sono le galassie ellittiche E  $M_* > 3 \times 10^9 M_\odot$ , le dE  $10^7 < M_* \leq 3 \times 10^9 M_\odot$ , le dSph  $10^4 < M_* \leq 10^7 M_\odot$  e le UFD  $M_* \leq 10^4 M_\odot$ . La massa stimata è ottenuta prendendo solo le popolazioni stellari e non la polvere, il gas o materia non barionica. La linea tratteggiata blu è la relazione massa - raggio delle normali galassie ellittiche con masse  $M_* > 3 \times 10^9 M_\odot$  la quale fa il fit con le UCDs per coincidenza. La linea blu punteggiata è la relazione massa - raggio per le galassie nane ellittiche con masse nell'intervallo di  $10^4 M_\odot \leq M_* \leq 3 \times 10^9 M_\odot$  fino a  $M_* < 10^6 M_\odot$ . La linea blu con punti e linee delimita gli oggetti che possono essere chiamati galassie, i quali devono essere nella parte superiore alla linea. Le 3 linee nere continue sono le relazioni di densità a volume costante, con i valori dal basso verso l'alto, di  $\rho = 10^{-2} M_\odot pc^{-3}$ ,  $\rho = 0.1 M_\odot pc^{-3}$  e  $\rho = 1 M_\odot pc^{-3}$ . Possiamo vedere che le galassie nane dSph che hanno masse di  $M_* \leq 10^7 M_\odot$  sono un'estensione della popolazione dE, dove le masse in gioco hanno valori di  $M_* \leq 10^7 M_\odot$ . Le galassie nane ultradeboli UFD con masse di  $M_* \leq 10^4 M_\odot$ , a loro volta formano la sequenza delle dSph per masse più piccole, quindi le dE e le dSph sono dello stesso gruppo familiare. Figura da Dabringhausen & Kroupa (2013) e da Kroupa (2012).

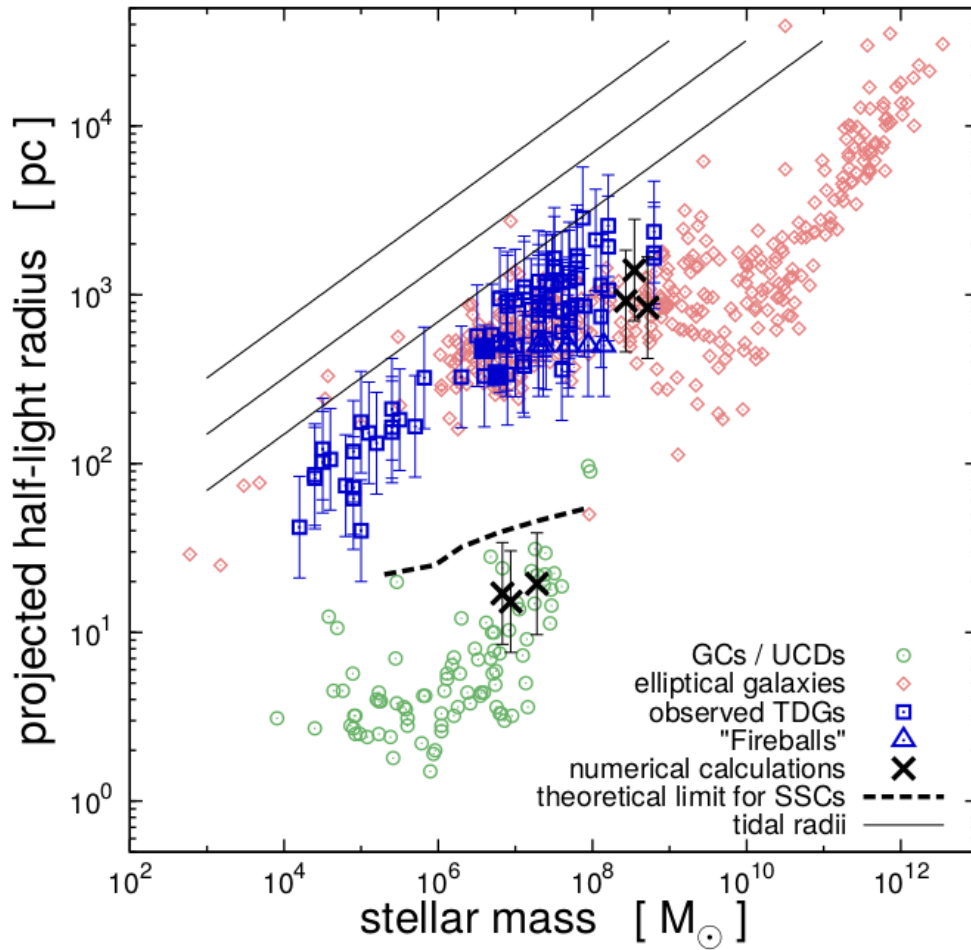


Figura 3.7: Un grafico simile al precedente (3.6), dove possiamo vedere le galassie nane TDGs nei quadrati blu e le RPDGs con i triangoli blu in sovrapposizione alle precedenti galassie. Questi segnalini denotano il raggio delle galassie nane di tipologia B una volta che la massa è stata corretta con una rimozione adiabatica fino al 50% della massa, considerando il gas espulso o *stripping* per esempio. I quadrati blu pieni sono le TDGs più anziane. Possiamo vedere che le galassie sono in una struttura correlata nello spazio delle fasi, come le galassie satelliti dSph. Le barre di errore in alto denotano la posizione dopo una sottrazione adiabatica fino al 75% della massa del gas, considerando che la massa stellare non sia influenzata. La parte in basso della barra di errore denota la locazione odierna dell'oggetto. Le croci nere sono cluster di stelle e TDGs formate in una simulazione. Le 3 linee diagonali nere e sottili sono i raggi mareali Newtoniani per le galassie principali, con valori a partire dalla più alta alla più bassa di  $M_{\text{prin.}} = 10^{10}, 10^{11}, 10^{12} M_{\odot}$ . La curva tratteggiata spessa rappresenta il limite superiore osservato per le UCDs ed esteso per gli ammassi di stelle. Questa figura mostra come le galassie nane di tipologia B coincidano con le galassie nane dSph e le dE, le quali hanno aloni di Materia Oscura stando alla teoria SMOc. In questo grafico è mostrato che queste galassie dSph e dE sono delle galassie mareali TDGs, che sono libere da Materia Oscura, quindi il secondo teorema di falsificazione della SMOc è considerato confermato. Figura da Dabringhausen & Kroupa (2013) e Kroupa (2012).

### **3.4.2 Frizione dinamica**

La frizione dinamica è un'altro fatto che può essere usato per invalidare la teoria SMOc: una galassia satellite di qualsiasi tipologia, A o B subirà un decadimento orbitale causato dalla frizione dinamica che ha luogo a causa della presenza di un alone di Materia Oscura della galassia principale. L'orbita quindi dovrebbe restringersi col passare del tempo se le particelle di Materia Oscura sono presenti. Se le galassie sono racchiuse in aloni massivi di particelle di Materia Oscura, esse dovrebbero fondersi quando le distanze tra le due galassie sono minori della somma del raggio viriale dell'alone di Materia Oscura e quando le velocità relative delle galassie interagenti sono comparabili alla dispersione di velocità viriale dell'alone di Materia Oscura. I tempi in cui avviene la fusione tra le galassie sono paragonabili al tempo di attraversamento dell'alone di Materia Oscura dominante.

Utilizzando la nostra Via Lattea od Andromeda per fare un esempio, avremo come misure 500 Kpc per la separazione, attorno ai 100 Km/s come velocità relativa e qualche miliardo di anni come tempo per la fusione.

Possiamo ora vedere alcuni esempi dell'assenza di frizione dinamica dalle osservazioni, come nel caso della galassia satellite Sagittarius della Via Lattea. Se l'alone di Materia Oscura è presente in questa galassia satellite, i modelli mostrano che 2.5 miliardi di anni fa, la galassia Sagittarius dovrebbe essere caduta dentro all'alone di Materia Oscura della Via Lattea, con il primo passaggio al peri-centro che sarebbe avvenuto da 1.4 a 2 miliardi di anni fa.

Il gruppo M81 di galassie è costituito da alcune galassie con attiva formazione stellare e da una galassia primaria simile alla Via Lattea, dove le interazioni avvenute tra queste galassie si manifestano sotto forma di ponti di gas pronunciati. Se gli aloni di Materia Oscura sono aggiunti a questo sistema con le simulazioni, esso dovrebbe mergere in un tempo scala di attraversamento, quindi la frizione dinamica deve essere esclusa per spiegare il sistema osservato.

Come risultato, l'invalidazione del teorema duale delle galassie nane ed il fatto che la frizione dinamica è assente, rivelano che la teoria SMOc non è la migliore per descrivere le galassie, con la conseguenza che una teoria non Newtoniana dovrebbe essere usata al suo posto.

### **3.4.3 Anisotropie nella distribuzione delle galassie nane satelliti**

Le galassie nane satelliti potrebbero essere tutte TDGs, in questo caso molti sistemi con galassie satelliti mostrano anisotropie come la popolazione rotazionalmente appiattita attorno al loro centro galattico che li ospita, dal momento che le TDG si formano grazie a



fenomeni mareali. Un singolo incontro tra due galassie genitrici genererebbe queste galassie TDG, mentre un secondo incontro disperderebbe i satelliti riducendo le anisotropie. Al momento non si conosce nessun altro meccanismo ad eccezione della formazione mareale per generare queste galassie satelliti con una distribuzione nello spazio delle fasi correlata in modo così significativo. Queste anisotropie possono essere usate per escludere l'ipotesi in cui le galassie nane si siano formate dentro ad un alone di Materia Oscura con confidenza molto alta. La teoria cosmologica standard SMOc infatti, prevede che queste galassie nane satelliti siano dominate dalla Materia Oscura e disposte con una distribuzione sferoidale attorno alla galassia ospite.

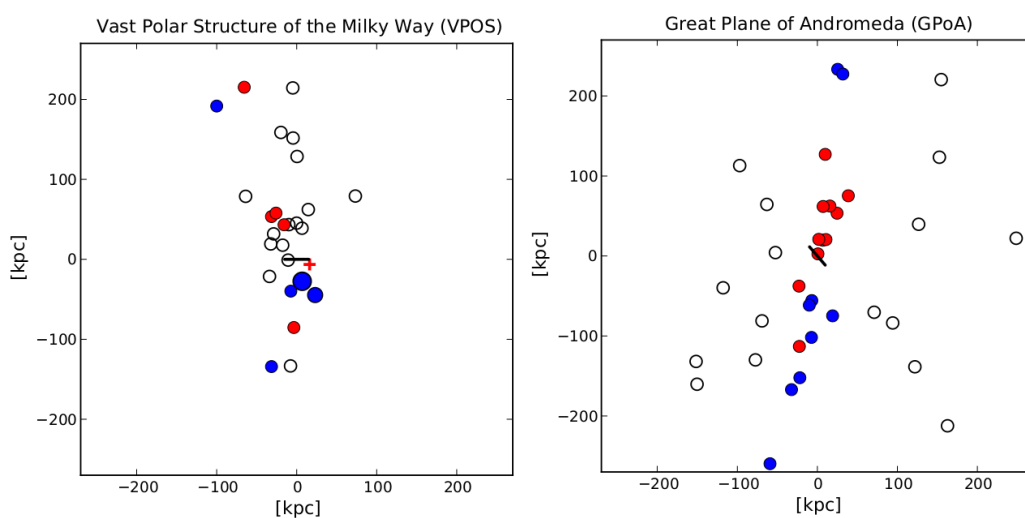


Figura 3.8: Nella figura a sinistra, abbiamo la vasta struttura polare - VPOS vista di lato con il disco della Via Lattea mostrato con una linea nera raffigurante 30 Kpc al centro. Il polo nord della Via Lattea - Gruppo Locale è verso l'alto dell'asse y. Le croci e i cerchi pieni rappresentano le galassie satelliti classiche dSph, il colore rosso indica che la galassia si sta allontanando da un osservatore situato all'infinito, Andromeda è situata a sinistra e dietro alla figura. I cerchi bianchi vuoti sono le galassie nane satelliti ultra deboli UFD. I cerchi blu di dimensioni differenti sono le nubi di Magellano grandi e piccole, la croce rossa è Sagittarius, che ha un'orbita quasi perpendicolare al VPOS. Il satelliti più massivi sembrano essere i più vicini al piano mediano. A destra possiamo vedere il grande piano di andromeda - GPoA dove sono presenti 19 galassie satelliti. Questa struttura di 400 kpc di diametro e 14 kpc di diffusione perpendicolare è un esempio migliore rispetto alla VPOS di una popolazione di galassie satelliti correlata nello spazio delle fasi. La rotazione degli oggetti è perlopiù nella stessa direzione, con l'osservatore situato vicino alla Via Lattea, con l'asse y puntato nel nord della Via Lattea. I satelliti che si allontanano dalla struttura a riposo di Andromeda sono rossi, mentre i cerchi bianchi sono i satelliti che non appartengono a questa struttura correlata cinematicamente, mentre i satelliti che si muovono verso la nostra galassia sono in blu. VPOS e GPoA hanno la stessa orientazione di rotazione, e sono quasi perpendicolari rispetto al disco della Via Lattea. Figura da Kroupa (2015) e M. Pawlosky.

La nostra Via Lattea può portare alcune buone informazioni riguardo queste anisotropie, come già menzionato nel punto 8 del precedente grafico di falsificazione della SMOc (3.2), dove le 27 galassie satelliti conosciute, che ruotano perlopiù nello stesso senso, sembrano essere vecchie TDGs. La Via Lattea mostra una struttura simile a quella del grande piano di Andromeda (GPoA), il quale è spesso 14 Kpc e  $\geq 400$  Kpc in diametro, dove sono posizionati metà dei satelliti, fatti di antiche galassie dSph prive dal gas.

Il grande piano di Andromeda (GPoA) fornisce una buona evidenza del fatto che le galassie nane di tipologia A non possono essere distinte dinamicamente o morfologicamente da quelle di tipologia B. Nel caso delle galassie nane dSph, esse agiscono nella stessa maniera delle galassie satelliti dominate dalla Materia Oscura e non presenti nel GPoA. Il fatto che la vasta struttura polare (VPOS) della Via Lattea mostri una struttura altamente correlata nello spazio delle fasi, può essere usato per falsificare la teoria che le galassie satelliti della Via Lattea abbiano una storia della loro formazione individuale e si posizionino dentro ad un alone di Materia Oscura.

La VPOS della Via Lattea e il GPoA di Andromeda potrebbero essere quindi collegati grazie fatto che il loro senso di rotazione, rispetto al sistema di coordinate del Gruppo Locale, è lo stesso, e potrebbe essere una conseguenza dell'incontro accaduto 11 miliardi di anni fa tra due galassie maggiori.

Un'altra interessante teoria è che la coda mareale di Andromeda, che si è formata 6 miliardi di anni fa da un altro incontro, avrebbe passato la nostra Via Lattea, e le galassie TDGs che sono recentemente parte della VPOS, sarebbero state create grazie alla coda mareale espulsa da Andromeda.

Questa correlazione tra la VPOS e il GPoA, come mostrato in figura (3.4) per supportare la falsificazione della SMOc, non è un'eccezione, ma altri sistemi con una popolazione di satelliti correlate nello spazio delle fasi come NGC5557, NGC4631, NGC4216 e la galassia Girino confermano questa ipotesi. Possiamo vedere quindi in figura (3.8) la VPOS e il GPoA confrontati.

#### **3.4.4 Dinamica Invariante di Scala**

Se si prova a studiare la dinamica delle galassie mediante la teoria MOND senza quindi la presenza dell'alone di Materia Oscura previsto dal modello SMOc, si può usare la dinamica invariante di scala (*Scale Invariant Dynamics - SID*), per poi ottenere la correlazione MDA (*Mass Discrepancy Acceleration - MDA*) la quale permette alle galassie *late type* della classificazione di Hubble di essere ben fittate. La SID applica una simmetria scalante con lo spazio-tempo classica, e forza sia l'accelerazione gravitazionale  $g_N$  a scalare che l'accelerazione cinematica  $a$ , quindi avremo una relazione tra la velocità circolare Kepleriana e la

velocità circolare scalata. Come mostrato in figura (3.9), possiamo vedere che questa legge - ipotesi matematica sembra descrivere perfettamente le leggi gravitazionali osservate nelle galassie.

Le regole della dinamica delle galassie in questa maniera risultano estremamente semplificate: il vettore spazio-tempo scala di un numero positivo  $\lambda$ :

$$(\vec{r}, t) \rightarrow \lambda(\vec{r}, t), \quad \vec{r} = (x, y, z) \text{ coordinate cartesiane} \quad \text{e } r^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad (3.30)$$

L'accelerazione cinematica scala con questa trasformazione come:

$$a \equiv \frac{d^2 r}{dt^2} \rightarrow \lambda^{-1} a \quad (3.31)$$

Mentre l'accelerazione gravitazionale Newtoniana:

$$g_N = \frac{GM}{r^2} \quad \text{scala come} \quad g_N \rightarrow \lambda^{-2} g_N \quad (3.32)$$

con  $G$  costante di gravitazione Newtoniana,  $M$  massa barionica gravitante rilevante e  $r$  distanza dalla massa  $M$  dove abbiamo stimato  $g_N$ . Si può forzare l'accelerazione gravitazionale a scalare invariabilmente all'accelerazione cinematica ridefinendola come:

$$g = \sqrt{(a_0 g_N)} \quad (3.33)$$

dove  $a_0$  è la costante Milgromiana e  $g \rightarrow \lambda^{-1} g$  per l'equazione (3.30). L'equazione (3.33) è costruita mediante l'invarianza di scala delle equazioni dei moti in un campo gravitazionale, e viene chiamata attualmente dinamica invariante di scala - SID (Nel 1983 originariamente era chiamata *deep MOND regime* da Milgrom).

Per un'orbita circolare con velocità  $v_c$ , l'accelerazione centripeta uguaglia l'accelerazione centrifuga, quindi per una massa  $M$ :

$$g = \frac{\sqrt{GMa_0}}{r} = \frac{v_c^2}{r} \quad (3.34)$$

e quindi:

$$v_c = (GMa_0)^{\frac{1}{4}} \quad (3.35)$$

la quale rappresenta la relazione di Tully Fisher barionica (BTFR) vista in figura (3.5). Nel limite del campo ultra debole  $g < a_0$ , se la SID è la corretta descrizione della dinamica, tutte le galassie *late type* supportate dalla rotazione dovrebbero risiedere sulla BTFR. Per  $g > a_0$  si ritorna nel regime Newtoniano.

Dal momento che in questa teoria la Materia Oscura non è presente, la velocità circolare che un osservatore vede è la velocità circolare Newtoniana attorno ad una massa  $M$ , quindi:

$$\left( \frac{v_c}{v_{c,b}} \right)^2 = \sqrt{\frac{a_0}{g_N}} \quad (3.36)$$

dove  $v_c$  è la velocità circolare osservata e  $v_{c,b}$ , con  $v_{c,b}^2 = GM/r$ , è la velocità circolare della stella o della nube di gas senza Materia Oscura.

L'equazione (3.36) è la correlazione MDA (*Mass Discrepancy Acceleration*) di Sanders - McGaugh, grazie alla quale le galassie *late type* possono fare fit con i dati, come mostrato in figura (3.9).

Per costruire questa legge, si confrontano le velocità circolari  $v_c$  e  $v_{c,b}$ , e il loro rapporto è tracciato come una funzione dell'accelerazione Newtoniana  $g_N$  che, per una determinata massa barionica della galassia, lascia che le stelle o le nubi di gas rimangano in un'orbita circolare.

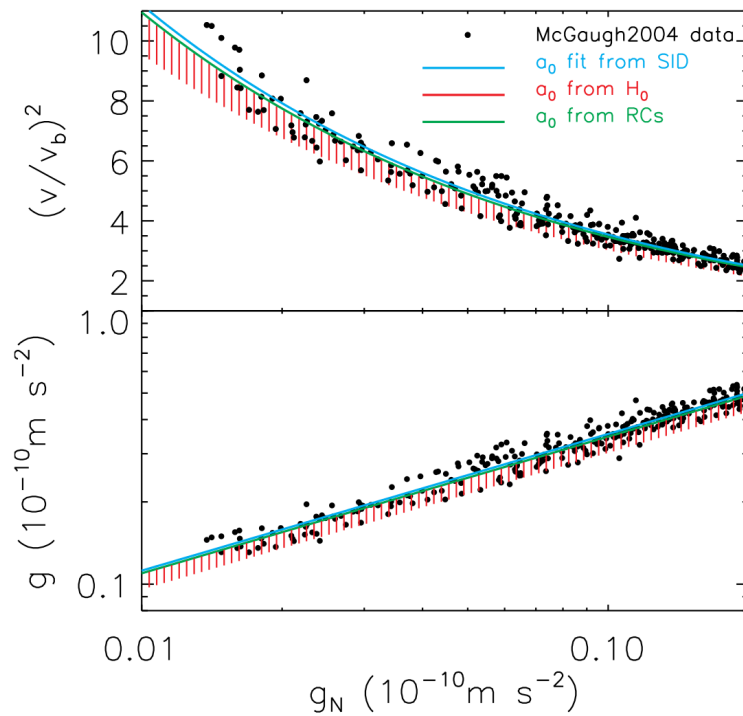


Figura 3.9: In questa figura possiamo vedere i punti neri che rappresentano i dati osservativi, i quali mostrano che la relazione MDA (*Mass Discrepancy Acceleration*) (3.36) descrive correttamente le galassie, dove  $v \equiv v_c$  e  $v_b \equiv v_{c,b}$ . Nel pannello superiore, la MDA è tracciata con differenti valori, indipendenti dai dati osservativi, della costante Milgromiana  $a_0$ . La curva color azzurro ha il valore di  $a_0 = (1.24 \pm 0.03) \times 10^{-10} \text{ m s}^{-2}$ . Nella zona ombreggiata i valori di  $H_0$  sono, per il limite superiore di  $H_0 = 76.4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , e per il limite inferiore di  $H_0 = 66.1 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  con il valore della costante  $a_0 = cH_0/(2\pi)$ . La curva verde è ottenuta con un fit delle curve di rotazione delle galassie a disco con un valore di:  $a_0 = 1.21 \times 10^{-10} \text{ m s}^{-2}$  calcolato da Begeman et al. (1991). Nel pannello inferiore abbiamo un grafico delle due accelerazioni, quella vera  $g$  per l'orbita circolare e quella Newtoniana  $g_N$  ottenuta dalla materia barionica che è presente nella galassia. I differenti valori di  $a_0$  sono gli stessi del riquadro superiore. Figura da Kroupa (2015) e Wu & Kroupa (2015).

La dinamica invariante di scala SID implica una curva di rotazione piatta delle galassie a grandi raggi come osservato, ed è matematicamente equivalente ad una massa barionica  $M$  presente all'interno di un alone di Materia Oscura isoterma come teorizzato dalla dinamica Newtoniana-Einsteiniana. L'alone in questo caso non è più costituito da particelle di Materia Oscura esotica, ma diventa una proprietà matematica della SID, e viene definito come alone fantasma di Materia Oscura.

L'accelerazione a distanze radiali  $r$  di questo alone fantasma di Materia Oscura può essere espressa come:

$$g = \frac{v_c^2}{r} = \frac{\sqrt{GMa_0}}{r} \quad (3.37)$$

Quindi per la teoria standard Newtoniana questa accelerazione è originata dalla Materia Oscura, chiamata qui Massa Oscura Fantasma  $M_{pDM}$  per un dato raggio  $r$  :

$$g = \frac{G(M + M_{pDM}(< r))}{r^2} \quad \text{e } M \ll M_{pDM} \text{ per grandi } r \text{ dove } g < a_0 \quad (3.38)$$

e può essere espressa come:

$$M_{pDM}(< r) = \sqrt{\frac{Ma_0}{G}} r \quad (3.39)$$

La massa gravitazionale non inerziale di questo alone fantasma di Materia Oscura può essere calcolata tenendo conto del fatto che la SID tronca l'alone fantasma se la massa barionica considerata è sottoposta ad un campo esterno gravitazionale. Il campo esterno gravitazionale quindi, tronca il raggio dell'alone di Materia Oscura fantasma, riducendone conseguentemente la massa.

Si può riscrivere come esempio l'equazione (3.37) per una galassia a disco, con densità di superficie barionica  $\Sigma_M = M/(\pi r^2)$  calcolata nel piano del disco a grandi raggi  $r$ :

$$g = \sqrt{G\pi\Sigma_M a_0} \quad (3.40)$$

Vediamo che c'è una correlazione tra  $g$  e densità superficiale,  $g \propto \sqrt{\Sigma_M}$ , che non è presente nella teoria SMOc con la Materia Oscura.

Come affermazione importante, la SID ci dice che le galassie hanno la curva di rotazione piatta a grandi raggi, fanno il fit nella BTFR, rispettano la correlazione MDA e la proporzionalità  $g \propto \sqrt{\Sigma_M}$ .

Le galassie di massa barionica  $M$  possono essere dentro ad un campo gravitazionale esterno, che ha un'accelerazione costante attorno alla galassia,  $a_e < a_0$ . L'alone fantasma di Materia Oscura è perciò troncato come teorizzato dalla SID alla distanza galattocentrica  $r_t$  scritta come:

$$r_t = \frac{\sqrt{GMa_0}}{a_e} \quad (3.41)$$

in questa maniera utilizzando l'equazione (3.39) si potrà calcolare la massa dell'alone fantasma di Materia Oscura che risulterà ridotta a causa del campo gravitazionale esterno.

Dal momento che la SID è una teoria dinamica non lineare, l'influenza dell'accelerazione esterna  $a_e$  può avere effetto a tutti i raggi, quindi abbiamo un cambio nel gradiente del potenziale e una diminuzione dell'alone fantasma di Materia Oscura al raggio  $r$ . Una stella che orbita in una galassia di massa barionica  $M$  sarà accelerata nel campo esterno se è oltre il raggio  $r_t$  mentre sarà accelerata dalla galassia se il suo raggio orbitale è interno al raggio  $r_t$ . Se abbiamo  $a_e > a_0$ , la galassia può essere considerata come un sistema composto da soli barioni e la curva di rotazione sarà Kepleriana.

L'effetto di campo esterno EFE è quindi una importante predizione della teoria SID, ed è un fenomeno inevitabile. Tutto questo è stato studiato ad esempio da Wu & Kroupa (2015), Lüghausen et al. (2014) e Famaey et al. (2007).

### 3.4.5 Test osservativi sull'effetto di campo esterno EFE

Nel lavoro di Shankar et al. (2014) possiamo vedere che hanno usato alcune galassie *early type* della classificazione di Hubble dal SDSS per studiare i modelli di formazione delle galassie, utilizzando anche un modello avanzato che impiega sub aloni di Materia Oscura. Una particolare attenzione è stata data riguardo la dimensione delle galassie centrali, la quale sembra dipendere dall'ambiente circostante costituito dalle altre galassie in funzione dalla dimensione dell'alone di Materia Oscura che la ospita. Le galassie ellittiche negli ammassi di galassie sono state trovate più grandi rispetto a quelle isolate, quindi questa affermazione sembra essere consistente con l'effetto di campo esterno EFE.

Nel lavoro di Collins et al. (2011), i satelliti della Via Lattea, riferendosi ad un profilo di densità di massa Universale, sono coerenti in termini della loro massa inclusa entro metà del raggio di luce. I satelliti di Andromeda non seguono questa relazione, hanno una cinematica fredda nelle regioni centrali se confrontati con i satelliti della Via Lattea, e sono sistematicamente più grandi. La teoria SMOc non riesce a spiegare questo fatto, ma nella teoria SID questo fenomeno può essere spiegato se questi satelliti sono più vicini ad Andromeda, o se Andromeda è più massiva rispetto alla Via Lattea.

L'effetto di campo esterno può essere studiato anche nel nostro Sistema Solare come fatto da Iorio (2009). Nel regime MOND, i moti dei pianeti che compongono il nostro sistema solare, sono regolati dall'accelerazione uniforme  $E$ . Questa accelerazione  $E$  ha una direzione generica  $\hat{l}$  nello spazio, e l'ordine di magnitudine è simile a quello dell'accelerazione centrifuga della rivoluzione del Sistema Solare attorno al centro della Via Lattea

$E = a_{cen} \approx 10^{-10} m s^{-2}$ . Questa perturbazione produce effetti netti che non svaniscono nel lungo periodo sulle proprietà orbitali Kepleriane di un pianeta, se la media è fatta su un'intero ciclo orbitale. Un chiaro confronto può essere fatto con le statistiche standard Newtoniane - Einsteiniane di un pianeta, come le precessioni del perielio. Per i pianeti più interni, queste precessioni del perielio sono trovate da 4 a 6 ordini di magnitudine più grandi se confrontati con i limiti odierni dei rapporti non standard del perielio trovati prima da Pitjeva (2005).

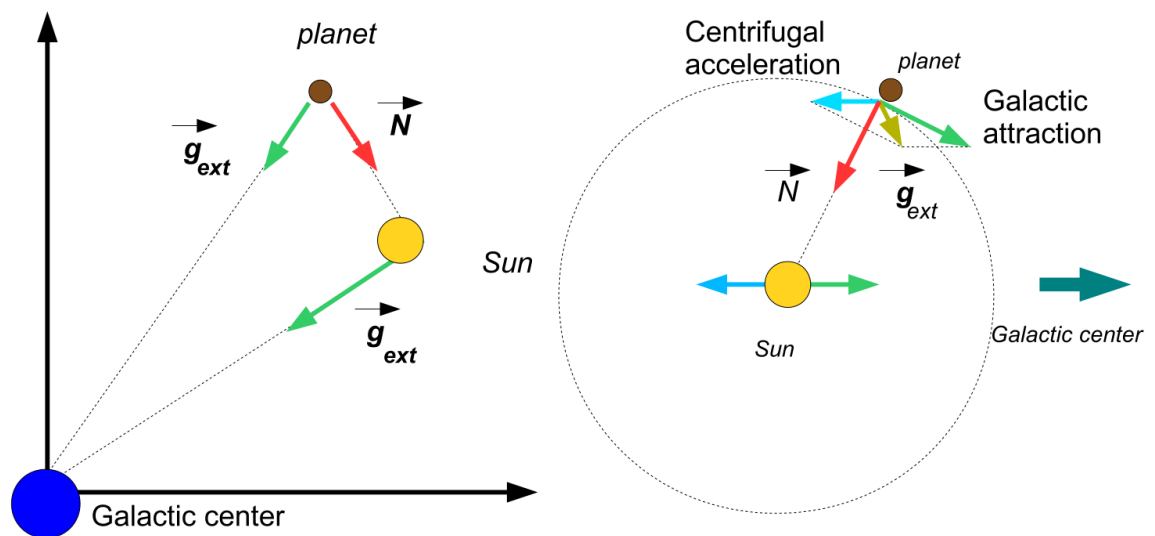


Figura 3.10: Il sistema planetario Solare  $s$  incorporato dentro ad un altro sistema esterno  $S$ . I due sistemi di riferimento mostrano uno galattocentrico a sinistra, ed uno eliocentrico a destra. Il sistema più grande esterno  $S$  è la Via Lattea. Le frecce rosse indicano l'attrazione gravitazionale Newtoniana che il Sole esercita sui pianeti, senza prendere in considerazione il contrario, per tutti e due i sistemi di riferimento. Nella figura a sinistra galattocentrica, la freccia verde  $E \equiv g_{ext}$  con magnitudine  $E \approx 10^{-10} m s^{-2}$  è l'attrazione gravitazionale che la galassia esercita sul pianeta e sul Sole. A destra abbiamo il sistema eliocentrico, dove la freccia verde scuro oliva è la forza mareale  $T$  con magnitudine  $T \leq 10^{-14} m s^{-2}$ . Le forze mareali  $T$  fatte dalla galassia, agiscono sui pianeti, e questo fatto ci fornisce  $E$ . La freccia blu chiaro è il movimento del Sistema Solare attorno alla galassia. La freccia verde chiaro è l'attrazione gravitazionale non uniforme della galassia che interessa l'intero Sistema Solare. Le forze mareali  $T$  prendono in considerazione queste due accelerazioni centrifughe non uniformi. Figura da Iorio (2009).

Il campo esterno  $E$  può essere scritto come:

$$E = E_x i + E_y j + E_z k \quad (3.42)$$

con  $i, j, k$  come vettori unitari del baricentro del sistema solare standard ed  $E_x, E_y, E_z$  considerati come costanti e uniformi. I limiti superiori sono:

$$E_x \leq 1 \times 10^{-15} \text{ms}^{-2}, \quad E_y \leq 5 \times 10^{-16} \text{ms}^{-2}, \quad E_z \leq 3 \times 10^{-14} \text{ms}^{-2} \quad (3.43)$$

L'accelerazione totale è quindi  $E = (0.6 \pm 3) \times 10^{-14} \text{ms}^{-2}$ , così possiamo avere, con incertezze nei  $E_x, E_y, E_z$ :

$$\delta E \leq \frac{|E_x| \delta E_x + |E_y| \delta E_y + |E_z| \delta E_z}{E} \quad (3.44)$$

e questa equazione conferma la valutazione non analitica con il fatto che  $\delta E$  è di 4 ordini di magnitudine più piccolo di  $a_0$ . Questo lavoro conferma come la teoria MOND violi il secondo principio di equivalenza forte, con i moti planetari che dipendono dalle velocità del sistema di riferimento a riposo in cui sono considerati. Un sistema di riferimento può essere quello in cui abbiamo la caduta libera nel centro della Via Lattea, con il baricentro nel Sistema Solare, mentre un'altro sistema di riferimento può essere a riposo con il centro nella Via Lattea. Questi esempi possono essere visti nella figura (3.10).

Un lavoro che invece nega la presenza dell'effetto di campo esterno EFE è quello di Hernandez et al. (2012). Le binarie ampie usate e prese dal SDSS, hanno separazioni in eccesso di 7000 UA, e occupano il regime MOND dove l'accelerazione in gioco è  $a < a_0$ , perciò le loro velocità relative sono usate per eseguire qualche test per studiare le teorie standard o a gravità modificata. I risultati sono in sintonia con i modelli generici a gravità modificata, dove la dinamica galattica funziona senza l'aggiunta di Materia Oscura. Le stelle considerate, stando alla teoria MOND, sono dentro a un campo galattico, pertanto l'effetto di campo esterno EFE può agire su di loro. L'EFE quindi porterebbe le binarie ad avere il limite  $a = a_0$ , ristabilendo la dinamica classica Newtoniana, con leggere correzioni. Le loro velocità relative Kepleriane dovrebbero quindi diminuire con la separazione, ma le osservazioni mostrano che il moto delle stelle binarie si conforma alla SID, contraddicendo però l'EFE. Per le binarie ampie, la terza legge di Keplero è violata seguendo la teoria classica MOND e l'EFE deve essere negato.

Nel lavoro di Scarpa et al. (2011) possiamo vedere un'altra ipotesi contro l'EFE, con due ammassi globulari che sono stati studiati: NGC 1851 e NGC 1904. Gli ammassi globulari totali presi in considerazione sono 7, e si nota che la dispersione di velocità ha un



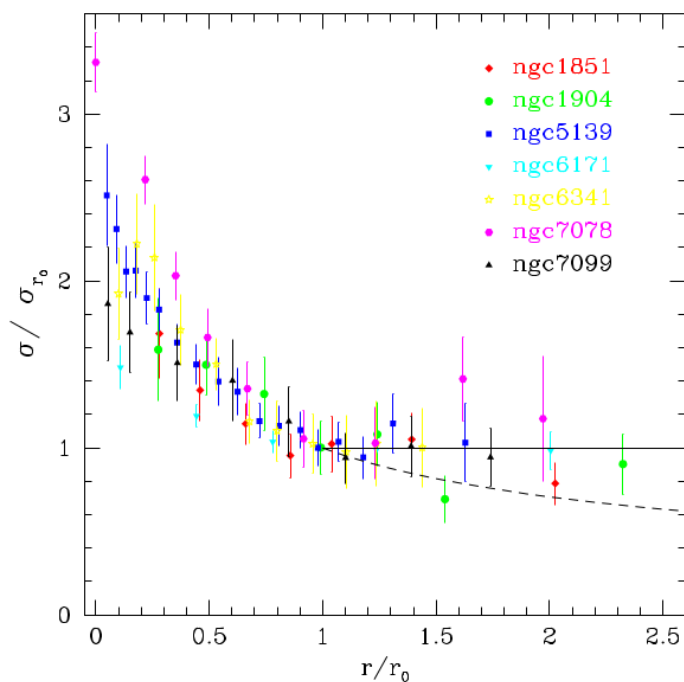


Figura 3.11: In questa figura possiamo vedere vari profili di dispersioni di velocità normalizzati di 7 ammassi globulari altamente densi che sono stati studiati. Per tutti gli ammassi è stato usato un rapporto di  $M/L = 1$ . I raggi sono espressi in unità di  $r_0$ , che sarebbe la distanza dove il valore dell'accelerazione è  $a_0$ . Per rendere i profili dei vari ammassi globulari confrontabili nella regione  $r > r_0$  è stata fatta una normalizzazione della dispersione al valore  $r_0$ . Possiamo vedere la diminuzione Kepleriana con la linea tratteggiata, mentre la dispersione di velocità costante è espressa con la linea continua a  $d = 1$ . I dati usati sono stati presi da differenti lavori. Figura da Scarpa et al. (2011).

comportamento costante oltre al raggio dove l'accelerazione interna di gravità dell'ammasso globulare è  $a_0$ . Possiamo vedere questa affermazione in figura (3.11). Questo lavoro quindi mostra che il profilo di dispersione di velocità degli ammassi globulari a grandi raggi, ha un andamento appiattito. Questo fatto non sembra essere influenzato dalle proprietà fisiche degli ammassi come la distanza dalla Via Lattea, la dimensione o la massa. Nella teoria MOND, questi cluster non dovrebbero deviare dalla dinamica Newtoniana, grazie al fatto che la Via Lattea interagisce con loro mediante il suo EFE che è quasi simile o poco meno del valore di  $a_0$ . Siccome questa deviazione del profilo di dispersione di densità dalla predizione Newtoniana è accertato, i risultati non vanno d'accordo con la teoria MOND, la diminuzione Kepleriana della dispersione non si manifesta, perciò l'EFE è ancora una volta in conflitto con le osservazioni.

Un lavoro che usa altri ammassi globulari è quello di Derakhshani (2014), dove l'ammasso NGC 2419 è usato per testare l'EFE della teoria MOND. Per un confronto, hanno

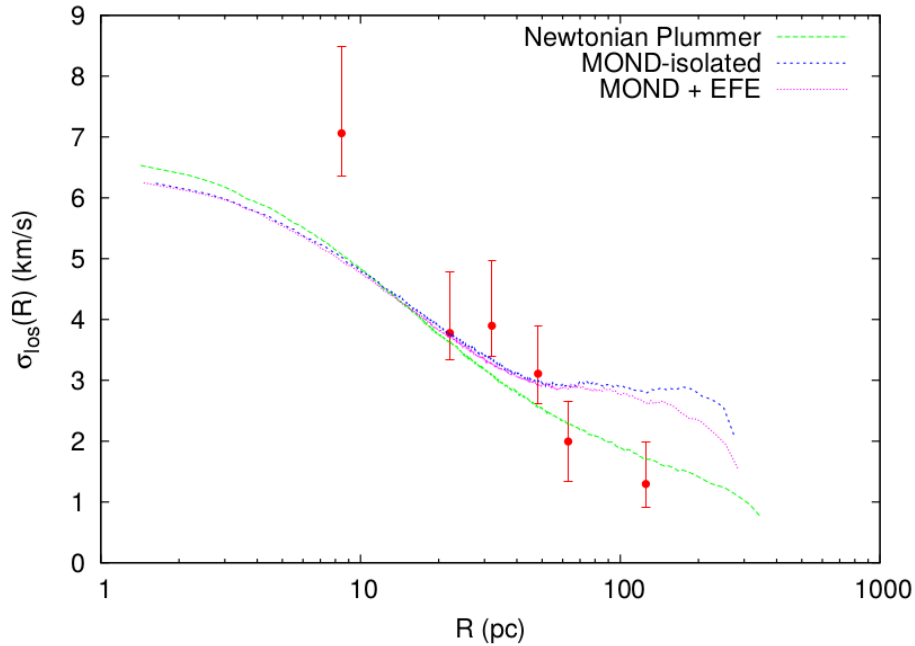


Figura 3.12: In questo grafico è mostrata la dispersione della velocità della linea di vista di NGC 2419, con modelli simulati che fanno il fit migliore con le osservazioni. I valori trovati dei modelli sono: per il Plummer - Newtoniano  $\chi^2_{\sigma_{los}} = 2.0$ , per il MOND + EFE  $\chi^2_{\sigma_{los}} = 4.2$ , e per il mondi isolato MOND  $\chi^2_{\sigma_{los}} = 4.7$ . Figura da Derakhshani (2014).

anche utilizzato il modello Plummer - Newtoniano, il quale è caratterizzato dai parametri a metà raggio luce  $r_h$  e dalla massa stellare totale  $M$ . Questi ammassi globulari sono i migliori obiettivi dove testare l'EFE, dal momento che hanno un rapporto di massa - luminosità stellare basso e non richiedono la presenza di Materia Oscura. Grazie a questi fatti, l'evoluzione del sistema a campo debole e la dinamica di queste strutture può essere studiata e l'EFE può essere testato.

Le proprietà di NGC 2419 sono interessanti, come il fatto che ha un effetto mareale trascurabile in termini di perturbazioni di shock e viriali, a causa della sua grande massa a grande distanza. Molte delle stelle di NGC 2419 sono previste essere nel regime MOND, perchè l'accelerazione interna dell'ammasso è simile o poco minore di  $a_0$ . L'analisi statistica è robusta, perchè questo *cluster* massivo ha molte stelle e una dispersione di velocità grande. Un codice di simulazione a N corpi con un potenziale MOND chiamato N-MODY, è usato per testare come l'EFE agisce sulla dinamica per gli ammassi diffusi, per quelli compatti e per NGC 2419. Usando il test  $\chi^2$  per misurare la bontà del fit, si può vedere che il modello Plummer - Newtoniano descrive meglio i dati osservati rispetto alla teoria MOND. Anche in questo lavoro l'EFE della teoria MOND non è molto efficace a descrivere le osservazioni e possiamo vedere un confronto nella figura (3.12).

### 3.4.6 Relazione tra Materia Oscura e Materia Barionica

Nel lavoro di McGaugh et al. (2016) possiamo vedere una correlazione tra le accelerazioni radiali ottenute dalle curve di rotazione con quelle predette dalla distribuzione osservata dei barioni, riguardo un campione di 153 galassie. Le galassie sono state selezionate da un campione di 175 galassie a disco dello Spitzer Photometry and Accurate Rotation Curves o SPARC e hanno differenti morfologie, masse e dimensioni.

Da questi sistemi supportati dalla rotazione si può ottenere la loro accelerazione centripeta mediante le curve di rotazione:

$$g_{obs} = \frac{V^2(R)}{R} = \left| \frac{\partial \Phi_{tot}}{\partial R} \right| \quad (3.45)$$

dove  $\Phi_{tot}$  è il potenziale gravitazionale e  $V(R)$  è la curva di rotazione risolta e completa.

L'accelerazione centripeta ottenuta dai modelli di massa barionici si scrive invece:

$$g_{bar} = \left| \frac{\partial \Phi_{bar}}{\partial R} \right| \quad \nabla^2 \Phi_{bar} = 4\pi G \rho_{bar} \quad (3.46)$$

dove  $\rho_{bar}$  è la densità dei barioni. La seconda è l'equazione di Poisson risolta per ottenere il potenziale gravitazionale della componente barionica  $\Phi_{bar}$ , contando che i modelli di massa barionici sono stati ottenuti dall'osservazione della distribuzione di stelle e gas, e la densità superficiale è stata ottenuta dai profili di luminosità superficiali mediati azimuthalmente, assumendo un rapporto massa-luminosità  $\Upsilon_*$  costante per le stelle.

I modelli di massa delle galassie individuali sono diversi: le galassie ad alta luminosità superficiale hanno la componente stellare che crea un importante contributo alla massa a piccoli raggi, riuscendo a spiegare la curva di rotazione osservata a piccoli raggi solo con la presenza delle stelle, le galassie a bassa luminosità invece richiedono molta componente di Materia Oscura anche a piccoli raggi. Nonostante ciò  $g_{obs}$  e  $g_{bar}$  mantengono la loro correlazione, anche quando la Materia Oscura domina, come si può vedere in figura (3.14). Nella figura si combinano e si generalizzano alcune proprietà delle galassie in rotazione, si osserva l'andamento piatto della curva di rotazione a grandi raggi, con la curva di rotazione della galassie a spirale che non dà indicazione di una transizione dalla regione interna dominata dai barioni alla regione esterna dominata dalla Materia Oscura, c'è una relazione di Tully Fisher tra le velocità esterne e le masse stellari interne, ed infine è presente una relazione tra la luminosità superficiale centrale delle galassie e il loro gradiente della curva di rotazione interna. La seguente funzione fitta i dati:

$$g_{obs} = \mathcal{F}(g_{bar}) = \frac{g_{bar}}{1 - e^{-\sqrt{\frac{g_{bar}}{g_{\dagger}}}}} \quad (3.47)$$

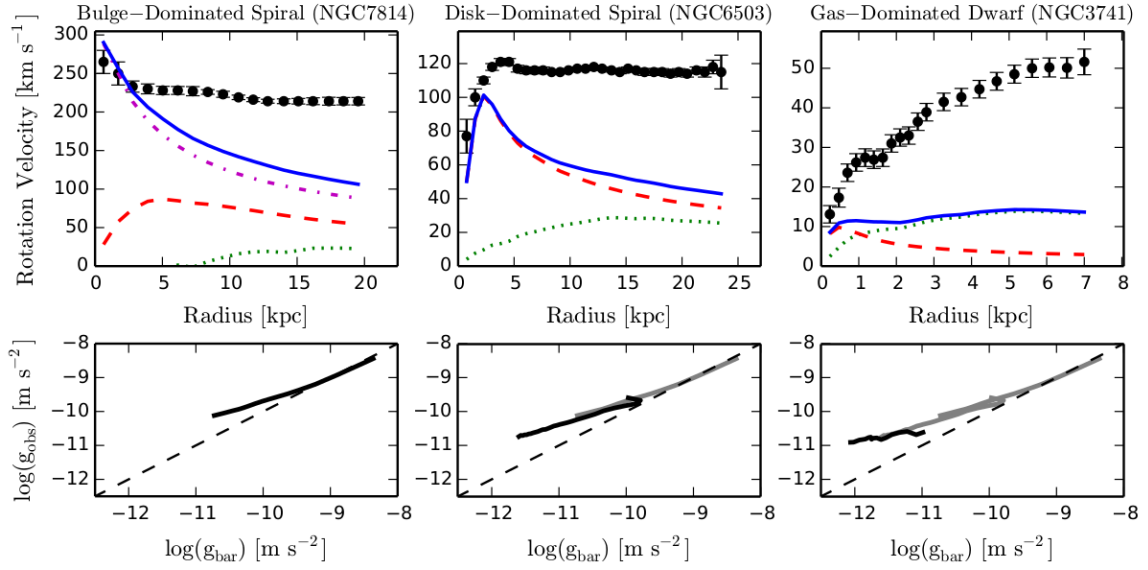


Figura 3.13: In questa figura possiamo vedere alcuni esempi delle curve di rotazione per alcuni modelli di massa di galassie individuali. I punti neri con le barre di errore sono le curve di rotazione osservate  $V(R)$ , dove le barre di errore denotano le incertezze sistematiche nella velocità circolare a causa delle asimmetrie nel campo di velocità, oltre ad errori casuali. In tutte le galassie, i dati superano la linea  $v_{bar} = \sqrt{Rg_{bar}}$  che rappresenta il modello di massa barionico, indicando il bisogno di Materia Oscura. La linea punteggiata rappresenta il gas, la linea tratteggiata il disco stellare, mentre quella a punti e linee rappresenta il *bulge* quando presente. La somma delle componenti barioniche è il modello di massa barionico descritto dalla linea continua blu.

Nei pannelli in basso si mostrano i run di  $g_{bar}$  e  $g_{obs}$  per ogni galassia, dove la linea tratteggiata è la linea dell'unità. Le alte accelerazioni sono presenti a piccoli raggi. Da sinistra a destra ogni riga è ridisegnata in grigio per illustrare come le galassie più deboli mostrino regimi di accelerazione minori. Figura da McGaugh et al. (2016).

dove  $g_{\ddagger}$  è il valore dell'accelerazione al quale la discrepanza di massa diventa pronunciata. L'equazione fornisce un andamento lineare a grandi accelerazioni, con un andamento  $g_{obs} \propto \sqrt{g_{bar}}$  a piccole accelerazioni.

Questa forte correlazione tra l'accelerazione  $g_{obs}$  e  $g_{bar}$  è completamente empirica. La distribuzione di Materia Oscura quindi si può ricavare dalla relazione:

$$g_{DM} = g_{obs} - g_{bar} = \frac{g_{bar}}{e^{\sqrt{\frac{g_{bar}}{g_{\ddagger}}} - 1}} \quad (3.48)$$

Questa corrispondenza tra le accelerazioni può essere interpretata con il fatto che i barioni sono la sorgente del potenziale gravitazionale, alterando la dinamica senza bisogno di avere la Materia Oscura, come già teorizzato dalla MOND. Questo lavoro quindi mediante l'equazione (3.47) dà una descrizione conveniente dei dati senza usare la MOND, ma relazionandosi ad essa, affermando che questa relazione tra le accelerazioni potrebbe non solo

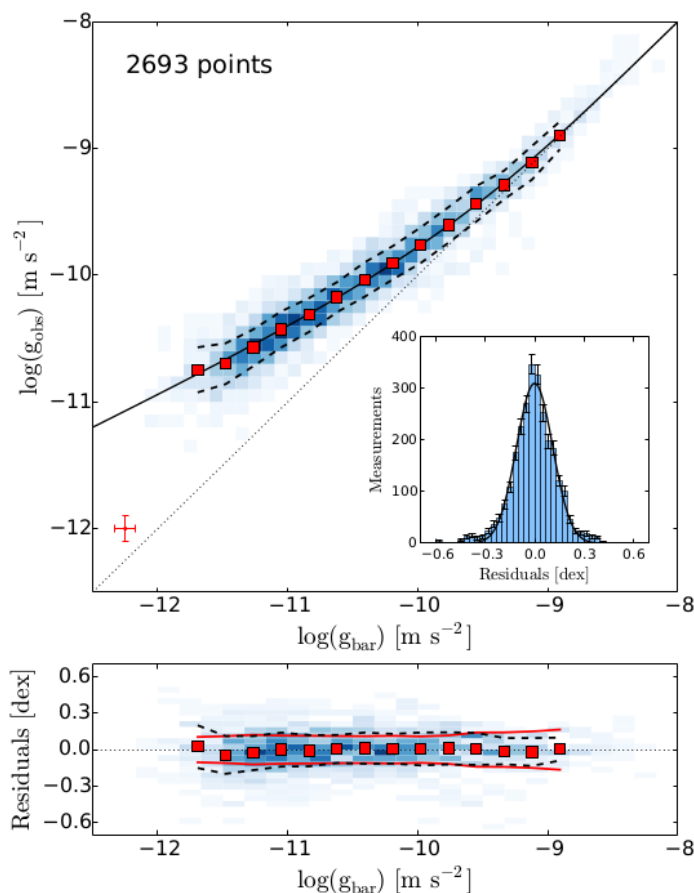


Figura 3.14: Abbiamo qui rappresentata nel pannello superiore la correlazione tra l’accelerazione centripeta osservata dalle curve di rotazione  $g_{obs}$  con quella predetta dalla distribuzione dei barioni  $g_{bar}$ , per 153 galassie del campione di SPARC con 2700 punti di dati individuali in scale di blu. L’incertezza media di un punto individuale è raffigurata in basso nell’angolo a sinistra. I quadrati larghi mostrano la media dei dati raggruppati. Le linee tratteggiate nere mostrano l’ampiezza della cresta misurata dalla media quadratica in ogni contenitore. La linea punteggiata è la linea dell’unità. La linea continua è il fit dell’equazione (3.47) ai dati non contenuti usando un algoritmo a regressione-distanza-ortogonale che considera gli errori su entrambe le variabili. Nella figura piccola possiamo vedere l’istogramma di tutti i residui e una Gaussiana con ampiezza  $\sigma = 0.11$  dex. Nel pannello inferiore abbiamo i residui in funzione di  $g_{obs}$ . Le barre di errore dei dati sono più piccole della dimensione dei punti rappresentati sul grafico. La linea continua rossa mostra la dispersione dovuta alle incertezze delle osservazioni e alla variazione da galassia a galassia del loro rapporto massa-luminosità stellare assunto costante. Questa dispersione è in buon accordo con la dispersione osservata contrassegnata con la linea nera tratteggiata. I dati in questa maniera sono compatibili con la dispersione intrinseca trascurabile. Figura da McGaugh et al. (2016).

costituire una legge per le galassie in rotazione, ma anche riguardare la gravità in generale, supportando genericamente teorie MOND.

## Capitolo 4

# Vincoli osservativi sulle particelle di Materia Oscura

### 4.1 Test di laboratorio: LHC e XENON1T

In questa sezione verranno discussi 2 differenti esperimenti che tentano di rilevare particelle di Materia Oscura in modo diretto.

#### 4.1.1 Large Hadron Collider

Il Large Hadron Collider LHC o grande collisore di adroni è al momento, nel 2017, il più potente acceleratore di particelle. È stato costruito dal CERN ed è situato in Svizzera, vicino a Ginevra. Esso consiste in un tunnel ad anello toroidale con un diametro di 27 Km, posizionato a 175 m di profondità nel sottosuolo. Uno degli obiettivi principali di questo esperimento è quello di cercare modelli fisici oltre a quello standard odierno, con particelle che possono essere ipotizzate da teorie supersimmetriche, come ad esempio SUSY, MSSM e CMSSM (MSSM vincolata).

Nel periodo dal 2009 al 2013, durante il Run-1, LHC ha cercato eventi focalizzandosi su un vertice di interazione. Nel periodo dal 2015 ad oggi, si sta invece considerando un modello semplificato. Al momento, non è stata annunciata nessuna rilevazione di particelle di Materia Oscura.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Hoh et al. (2016), Kahlhoefer (2017), Hong (2017).

#### 4.1.2 XENON1T

In questa sezione si parla dell'esperimento che usa una tecnica di rilevazione diretta per trovare un eventuale segnale di Materia Oscura. XENON1T è il rivelatore di nuova ge-

nerazione successore dello Xenon100, il quale a sua volta ha rimpiazzato l'esperimento Xenon10 aumentando la massa dell'obbiettivo di un fattore 10.

Il metodo di funzionamento di XENON1T è simile al precedente Xenon100. Quest'ultimo esperimento non ha dato nessun chiaro segnale di rilevamento di Materia Oscura.

Xenon100 è un rivelatore riempito con 161 Kg di xenon liquido ultra puro, diviso in un obbiettivo attivo di 62 Kg, il quale è circondato da una schermatura detta veto di 99 Kg. È equipaggiato con tubi fotomoltiplicatori che operano dentro allo xenon liquido e gassoso, ed è stato costruito per cercare i rinculi nucleari che risulterebbero da diffusioni teoriche delle particelle debolmente interagenti WIMP con lo xenon.

Il fatto di essere situato sotto terra a una profondità media equivalente a 3600 m di acqua sotto ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso in Italia, protegge il rivelatore da segnali originati da radiazioni non volute, ed il flusso dei muoni che produrrebbero segnale spurio, può essere soppresso di un fattore fino a  $10^6$  rispetto al livello del mare.

Dopo aver eseguito l'esperimento durato 224.6 giorni di acquisizione dati, nessun segnale inerente alla Materia Oscura è stato trovato, anche utilizzando gli stessi dati provenienti dal periodo 2011 - 2012 considerando gli assioni come candidati di Materia Oscura, come fatto dalla XENON100 Collaboration et al. (2014).

Nuove ricerche devono essere quindi fatte dal successore di questo esperimento: XENON1T.

XENON1T opera nella stessa maniera dell'esperimento precedente Xenon100, con le dimensioni riscalate, aumentando la sensibilità di un ordine di grandezza, e riducendo il background fino a 100 volte. Le sorgenti di background sono fatte dai rinculi nucleari (NR) dei neutroni con i nuclei di xenon. Oltre a ciò abbiamo i rinculi elettronici (ER) mediante gli elettroni atomici, causati dai neutrini solari che interagiscono con gli elettroni, dalla radioattività dei materiali del rivelatore, e da sorgenti intrinseche allo xenon liquido come il doppio decadimento beta.

Il liquido puro di xenon è di 3,5 tonnellate e i rivelatori PMT o tubi fotomoltiplicatori sono ora 248, 121 situati sul fondo del liquido e 127 nella sezione del gas sovrastante. I tubi fotomoltiplicatori (Hamamatsu R11410-21 PMT da 3 pollici) sono studiati per diminuire al massimo la loro radioattività (Aprile et al. 2015), e lo spazio fra di loro è coperto da un materiale che riflette la luce ultravioletta di vuoto (*vacuum ultraviolet light - VUV*) per ottenere un'efficienza di collezione di luce elevata.

Il rivelatore principale consiste in 2 tonnellate di xenon dentro ad un cilindro di 1 m di diametro ed 1 metro di altezza come possiamo vedere in figura (4.3).

Una volta che una particella interagisce con il xenon liquido, esso produce atomi ionizzati ed eccitati che una volta diseccitati, danno luogo a una scintillazione detto segnale

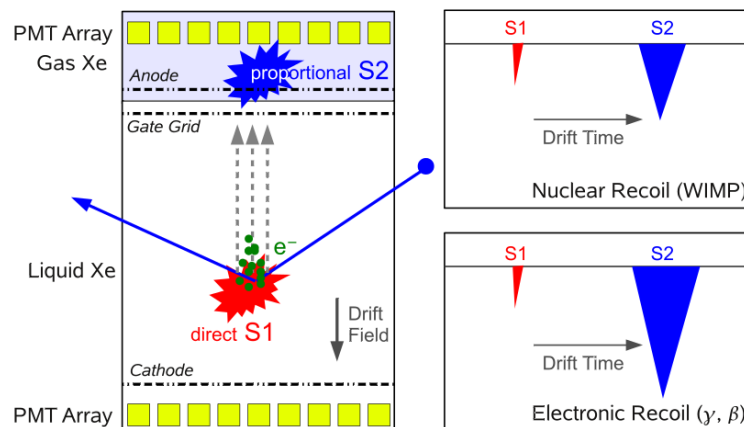


Figura 4.1: Possiamo vedere qui a sinistra come lavora lo Xenon100 con una camera a proiezione temporale a due fasi di liquido e gas, dove un rilevamento diretto può avvenire se una interazione tra particelle produce fotoni ed elettroni di ionizzazione. Mediante l'utilizzo di un campo elettrico nello xenon liquido, gli elettroni di ionizzazione possono essere portati via dal sito di interazione, raggiungendo l'interfaccia di gas liquido dove poi possono essere estratti nel gas di xenon. Qui una scintillazione proporzionale può avere luogo, quindi il fotomoltiplicatore può rilevare due differenti luci di scintillazione: una diretta denominata S1 nel luogo dell'impatto tra particella e xenon liquido e una proporzionale S2 nel gas di xenon grazie agli elettroni. Entrambe le scintillazioni hanno una lunghezza d'onda di 178 nm. Per avere una ricostruzione 3D delle interazioni, la coordinata z è misurata lungo la direzione del campo di deriva, ricostruendo la coordinata dell'evento grazie alla differenza temporale tra i due segnali S1 ed S2 e mediante la velocità di deriva dell'elettrone che è conosciuta. Le coordinate x e y possono essere calcolate dalle scintillazioni proporzionali S2 grazie allo schema di collisione dei PMT disposti nella regione del gas. Il rapporto tra i segnali S1 e S2, ovvero  $\frac{S2}{S1}$ , può rendere possibile la discriminazione tra un rinculo nucleare fatto con una WIMP o con un elettrone. Figura da Xenon100 Collaboration et al. (2012).

S1 che può essere rilevato dai PTM. Mediante l'uso di un campo elettrico di deriva da 1 KeV/cm, gli elettroni di ionizzazione possono essere spostati ed estratti dal liquido e portati nel gas dove è presente un grande campo elettrico di 10 KeV/cm sulla sommità superiore, causando delle collisioni con gli atomi di xenon del gas e generando una seconda scintillazione chiamata segnale S2, la quale è proporzionale al numero di elettroni di ionizzazione estratti. Per essere identificata come una singola diffusione, il segnale S2 deve essere composto da meno di 5 elettroni.

Si teorizza che una WIMP interagisca con lo xenon liquido producendo un rinculo nucleare (NR), dove le energie cinetiche in gioco sono sotto ai 50 KeV, con una forte dipendenza dalla massa delle WIMP.

Dal momento che lo scopo di questo esperimento è quello di rilevare un segnale di luce ultravioletta di vuoto (VUV) a bassa intensità, possiamo definire il numero specifico di



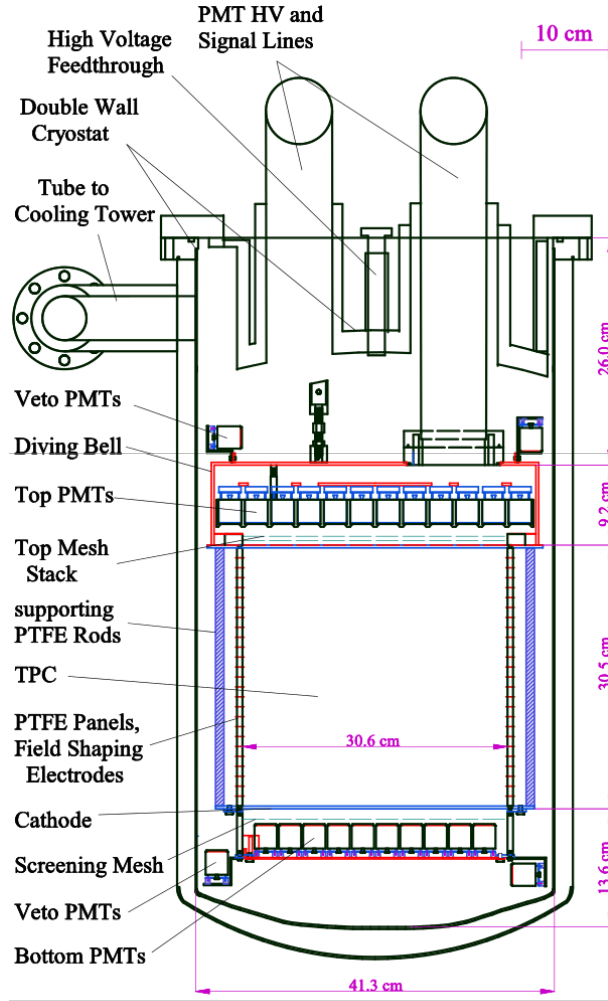


Figura 4.2: Il rivelatore dell'esperienza Xenon100. Nella regione centrale vediamo il cilindro di altezza 30.5 cm e raggio 15.3, sigillato come TPC o camera a proiezione temporale, nel quale è posizionato il principale obiettivo da 62 Kg di xenon liquido, per essere utilizzato ad una temperatura di  $-91^{\circ}\text{C}$ . Una schermatura detta veto di xenon liquido fino a 99 Kg circonda la massa principale. Figura da Xenon100 Collaboration et al. (2012).

fotoelettroni rilevati per KeV come:

$$\mathcal{L}_y(\vec{r}) = f_{PE}(\vec{r}) \cdot Ph_y = LCE(\vec{r}) \cdot QE \cdot CE \cdot Ph_y \quad (4.1)$$

dove  $\mathcal{L}_y(\vec{r})$  è riferito ad un fotone  $\gamma$  con 122 KeV, emesso in un campo elettrico nullo da una sorgente di  $^{57}\text{Co}$ ,  $f_{PE}$  è la probabilità che un fotone emesso produca un fotoelettrone,  $QE$  è l'efficienza quantica dei PMT che è del 35%,  $CE$  è l'efficienza di collezione media dal fotocatodo al primo dinodo del 90%,  $Ph_y$  è la resa fotonica media della riga a 122 KeV del  $\gamma$  stimata con un modello con 63.4 fotoni/KeV, e  $LCE$  è l'efficienza di collezione della luce, o la frazione di fotoni emessi che possono raggiungere i PMT.

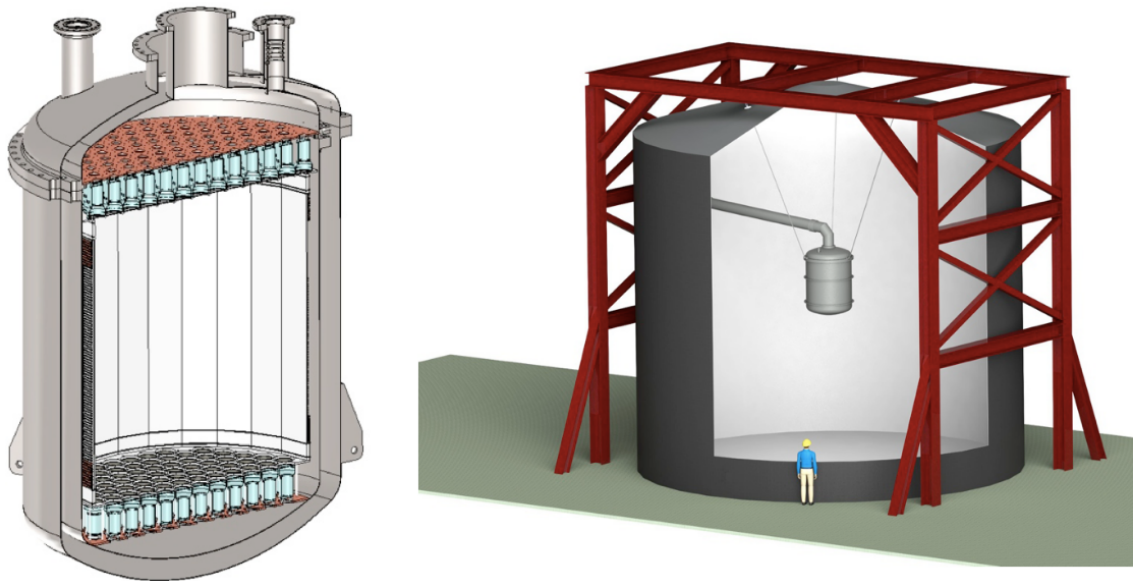


Figura 4.3: Il rivelatore XENON1T. A sinistra possiamo vedere una rappresentazione del criostato che contiene l'obiettivo principale di xenon liquido con i rilevatori PMT. Con il campo elettrostatico operante nominativamente a  $KV/cm$ , il rendimento medio di luce predetto a  $122 KeV_{ee}$  ( $KeV$  equivalente in elettroni) e  $5 m$  di lunghezza di attenuazione è di 3 fotoelettroni/ $KeV_{ee}$ . Il design e la tecnica di rilevazione sono simili al quelle dell'esperimento Xenon100 ma grazie alla massa maggiore, XENON1T può rifiutare meglio diffusioni multiple dagli eventi di background.

Sulla destra possiamo osservare la struttura dove il criostato è messo dentro a  $4 m$  di schermatura attiva d'acqua, che riduce gli eventi provenienti dai neutroni e dai raggi  $\gamma$  prodotti all'interno della caverna rocciosa o da un'origine cosmica. Figura da Aprile & XENON1T collaboration (2012).

L'esperimento prende in considerazione le proprietà ottiche del rivelatore usato, come l'indice di rifrazione dello xenon liquido, la lunghezza di diffusione di Rayleigh, e la lunghezza di assorbimento che dipende dalle impurità del liquido.

I VUV a bassa intensità con una lunghezza d'onda di  $178 nm$  possono essere prodotti direttamente e etichettati come segnale S1 o con una scintillazione proporzionale S2. Aprile et al. (2016) hanno quindi sviluppato un modello che predice l'ammontare di elettroni e fotoni generati per poter poi convertire le energie depositate nello xenon liquido nei segnali S1 ed S2.

Dal momento che la sensibilità del rivelatore può captare segnali di Materia Oscura fino a 100 eventi stimati con una sezione d'urto spin indipendente di  $\sigma \simeq 10^{-45} cm^2$  per una WIMP con massa di  $100 GeV/c^2$ , se ancora una volta nessun segnale in due anni di attività verrà trovato, l'esperimento potrà escludere le sezioni d'urto sopra a  $\sigma \simeq 2 \cdot 10^{-47} cm^2$  con masse di  $50 GeV/c^2$  e  $90\%CL$ .

Expectation values of events in XENON1T, in 2 t.y exposure		
	No discrimination	99.75% ER discrimination
<b>Signal (<math>\mu_s</math>)</b>		
6 GeV/ $c^2$ WIMP ( $\sigma = 2 \cdot 10^{-45}$ cm $^2$ )	0.68	0.27
10 GeV/ $c^2$ WIMP ( $\sigma = 2 \cdot 10^{-46}$ cm $^2$ )	4.65	1.86
100 GeV/ $c^2$ WIMP ( $\sigma = 2 \cdot 10^{-47}$ cm $^2$ )	7.13	2.85
1 TeV/ $c^2$ WIMP ( $\sigma = 2 \cdot 10^{-46}$ cm $^2$ )	8.85	3.54
<b>Background</b>		
Total ER ( $\mu_{bER}$ )	1300	3.25
NR from neutrons	1.10	0.44
NR from CNNS	1.18	0.47
Total NR ( $\mu_{bNR}$ )	2.28	0.91

Figura 4.4: In questa figura possiamo vedere gli eventi attesi senza discriminazione, con una discriminazione ER a 99.75% e con un'accettazione NR al 40%. L'obiettivo consiste in una tonnellata di xenon liquido per un tempo di due anni. L'intervallo del segnale S1 è di (3, 70) fotoelettroni. Tabella da Aprile et al. (2016).

Il prossimo passo in questo progetto sarà quello dell'esperimento XENONnT, che migliorerà la stessa struttura, la quale è stata predisposta per una fase successiva. Lo xenon liquido salirà fino a 7 tonnellate, mentre il TPC sarà allargato del 20 – 30%, i PMT saranno 450, in grado di rilevare un evento con una sezione d'urto nucleone WIMP spin indipendente di  $1.6 \cdot 10^{-48}$  cm $^2$  con massa di  $m_\chi = 50$  GeV/ $c^2$ .

Con questa sensibilità, i futuri esperimenti dovranno trattare i neutrini solari come fonte principale di background come detto da Billard et al. (2014), e per le WIMP sopra i 20 GeV/ $c^2$ , il progresso sotto una sezione d'urto di  $10^{-48}$  cm $^2$  sarà fortemente limitato dagli eventi dei neutrini acquisiti durante le lunghe esposizioni richieste.

Al momento, dopo aver terminato il primo *run* dell'esperimento XENON1T effettuata in un totale di 34.2 giorni di acquisizione dei dati, Aprile et al. (2017) affermano che non è stato riscontrato nessun rilevamento, ponendo quindi un ulteriore limite per le particelle WIMP, con una sezione d'urto di interazione che arriva a un minimo di  $7.7 \cdot 10^{-47}$  cm $^2$  per particelle debolmente interagenti aventi massa di 35 GeV/ $c^2$  ad un livello di confidenza del 90%.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Aprile et al. (2012), The XENON100 Collaboration et al. (2012): Analysis of the XENON100 Dark Matter Search Data, Xenon100 Collaboration et al. (2012): The XENON100 Dark Matter experiment, XENON100 Collaboration et al. (2014), Aprile et al. (2013), Aprile & XENON1T collaboration (2012), Aprile et al. (2016).

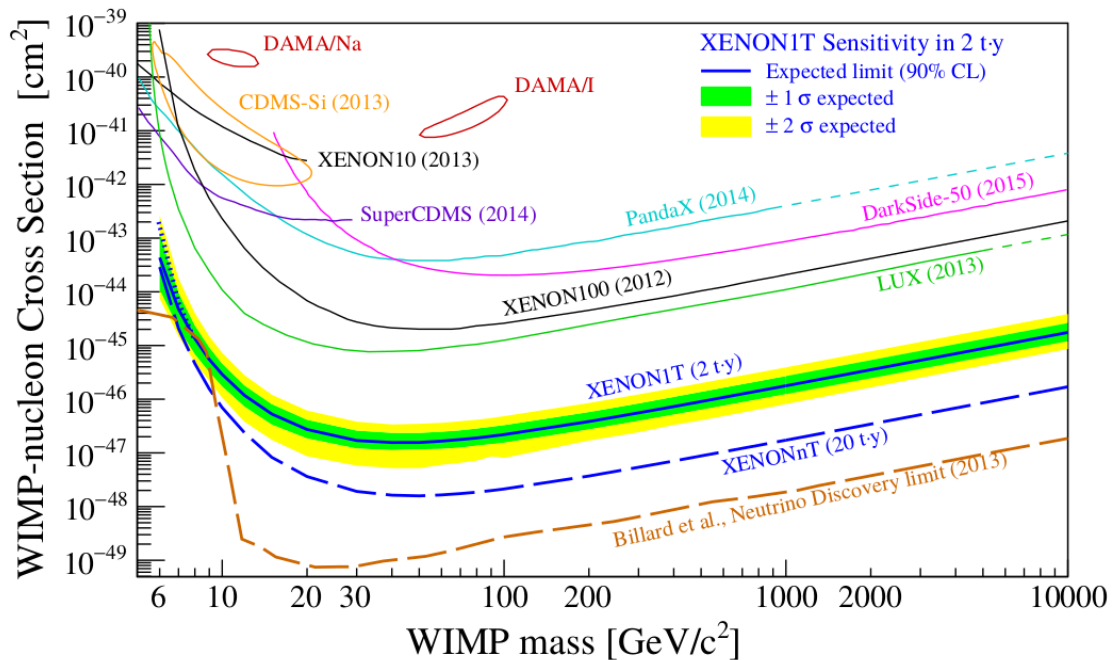


Figura 4.5: Qui possiamo vedere le sensibilità degli strumenti XENON tutti assieme, dove lo XENON1T arriva fino a un intervallo di confidenza del 90% CL per una particella WIMP spin indipendente. La linea di colore blu è il valore medio, la zona verde è la banda di sensibilità  $1\sigma$  mentre la zona gialla è la banda di sensibilità a  $2\sigma$ . Nella zona dove le WIMP hanno massa da 6 a  $10 \text{ GeV}/c^2$ , la linea blu è punteggiata perchè la sensibilità è presupposta con  $\mathcal{L}_{eff} = 0$  sotto i 3 KeV. La sensibilità del futuro esperimento XENONnT è segnalato con la linea blu tratteggiata. Le altre linee degli altri esperimenti sono messe per avere un confronto. In basso possiamo vedere la linea marrone del limite imposto dai neutrini che ostacolerà futuri esperimenti a causa del loro importante contributo come segnale di background. Figura da Aprile et al. (2016).

## 4.2 Ricerca dei prodotti di annichilazione della Materia Oscura: l'esperimento AMS

L'*Alpha Magnetic Spectrometer* AMS-02 è un rivelatore di particelle ad alta energia operante dal 2011 a bordo della stazione spaziale internazionale ISS, utile per trovare i possibili prodotti dell'annichilazione della Materia Oscura. È composto dalla seguente strumentazione riprodotta nella figura (4.6):

1. Rilevatore di radiazione di transizione TRD.

Questo componente è composto da 5248 tubi di 6 mm di diametro e 2 metri di lunghezza, riempiti con una miscela di Xe e CO<sub>2</sub> e disposti in moduli da 16 in 20 strati. Tra ogni strato è presente un radiatore di polipropilene/polietilene spesso 20 mm.

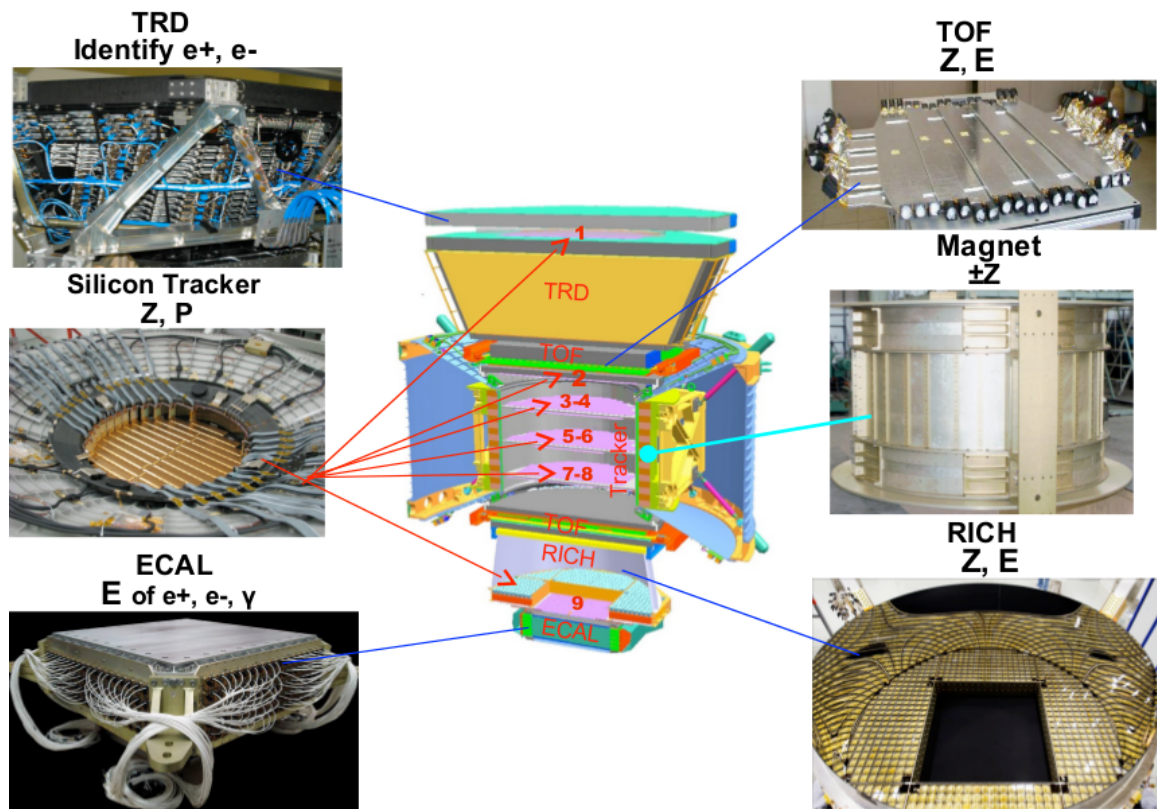


Figura 4.6: Una raffigurazione del rivelatore AMS-02 con le varie componenti descritte. Figura da Gallucci & the AMS-02 ECAL group (2015).

Questa strumentazione viene usata per distinguere tra elettroni e protoni con energie fino a poche centinaia di GeV, identificando indipendentemente i nuclei usando la perdita media di energia per unità di percorso  $\frac{dE}{dx}$ , detta *stopping power*.

## 2. Sistema Tempo di volo TOF.

Questo componente è fatto da quattro pannelli di scintillatori plastici. Ogni pannello contiene otto o dieci palette le cui informazioni sono prese da due o tre fototubi alla loro estremità. È usato per il trigger di particelle cariche, informazioni sul tempo, misurazioni beta e  $\frac{dE}{dx}$ .

## 3. Spettrometro magnetico TRK.

Questo componente è costruito con un *tracker* al silicio e con un magnete permanente di 0.14 Tesla. Ha 192 unità di *read out* contenenti un sensore al silicio a doppia via, montati su 9 strati, di cui 7 dentro al volume del magnete, costituendo così il *tracker* interno. Uno strato è posizionato in cima al TRD, mentre il rimanente è messo tra gli altri due componenti RICH ed ECAL. Il TRK misura la rigidità di una particella

$R = \frac{p}{Z}$ , con  $p$  momento e  $Z$  carica della particella, ottenuta grazie alla curvatura  $r$  ed al campo magnetico  $B$ :  $R = B \cdot r$ .

4. Sistema di conteggio dello scintillatore anti coincidenza ACC.

Questo componente è composto da 16 palette disposte in un cilindro lunghe 0.8 m per circondare il *tracker* interno dentro al magnete. Sono usati come protezione detta veto per rifiutare gli eventi che entrano nel rivelatore attraverso i lati, oltre a particelle non necessarie all'esperimento che entrano o abbandonano il volume del *tracker* interno trasversalmente.

5. Imaging Cherenkov ad anello RICH.

Questo componente è fatto da 4 radiatori dielettrici con differenti indici di rifrazione e differenti soglie  $\beta$ . La luce Cherenkov è rilevata con 10880 fotosensori da  $8.5 \times 8.5 \text{ mm}^2$ . RICH misura la velocità dei raggi cosmici, ottenendo così la massa delle particelle dalla relazione:

$$m = RZ \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (4.2)$$

6. calorimetro elettromagnetico ECAL.

Questo componente ricostruisce precisamente i profili laterali e longitudinali delle piogge elettromagnetiche, oltre a misurare l'energia depositata. È composto da strati di piombo scintillante, ha un'area attiva di  $648 \times 648 \text{ mm}^2$  ed uno spessore di 166 mm, con un peso sui 500 Kg. I 9 moduli detti superstrati hanno uno spessore di 18.5 mm, ognuno composto da lamine di piombo scanalate da 1 mm che si alternano a strati di 1 mm di fibre scintillanti, incollati tra loro con resina epossidica. Le fibre sono disposte in una sola direzione, quindi per ottenere l'immagine 3D, i 9 moduli sono impilati alternando l'orientazione cadauno, in totale sono 5 paralleli all'asse x e 4 all'asse y. Il readout dei dati è fatto da 36 fotomoltiplicatori PMT a 4 anodi messi all'estremità di ogni superstrato, raggiungendo così i 324 PMT e 1296 anodi, dove ogni anodo copre un'area di  $9 \times 9 \text{ mm}^2$ .

Nel lavoro di Balázs & Li (2016), i dati di AMS-02 vengono analizzati statisticamente, confrontandoli con un modello di Materia Oscura. Viene prima determinato il background dei raggi cosmici dovuto a sorgenti astrofisiche standard, facendo un fit dei flussi osservati con i rapporti primari - secondari dei nuclei pesanti (come boro-carbonio  $\frac{B}{C}$  e berillio  $\frac{^{10}Be}{^9Be}$ ) e con le regioni a bassa energia degli spettri dei  $e^\pm$  e  $\bar{p}/p$ . Grazie ai fit è stato derivato il flusso di  $e^\pm$  e  $\bar{p}/p$ , per poi calcolare lo spettro di iniezione di  $e^\pm$  e  $\bar{p}$  dovuto all'annichilazione di

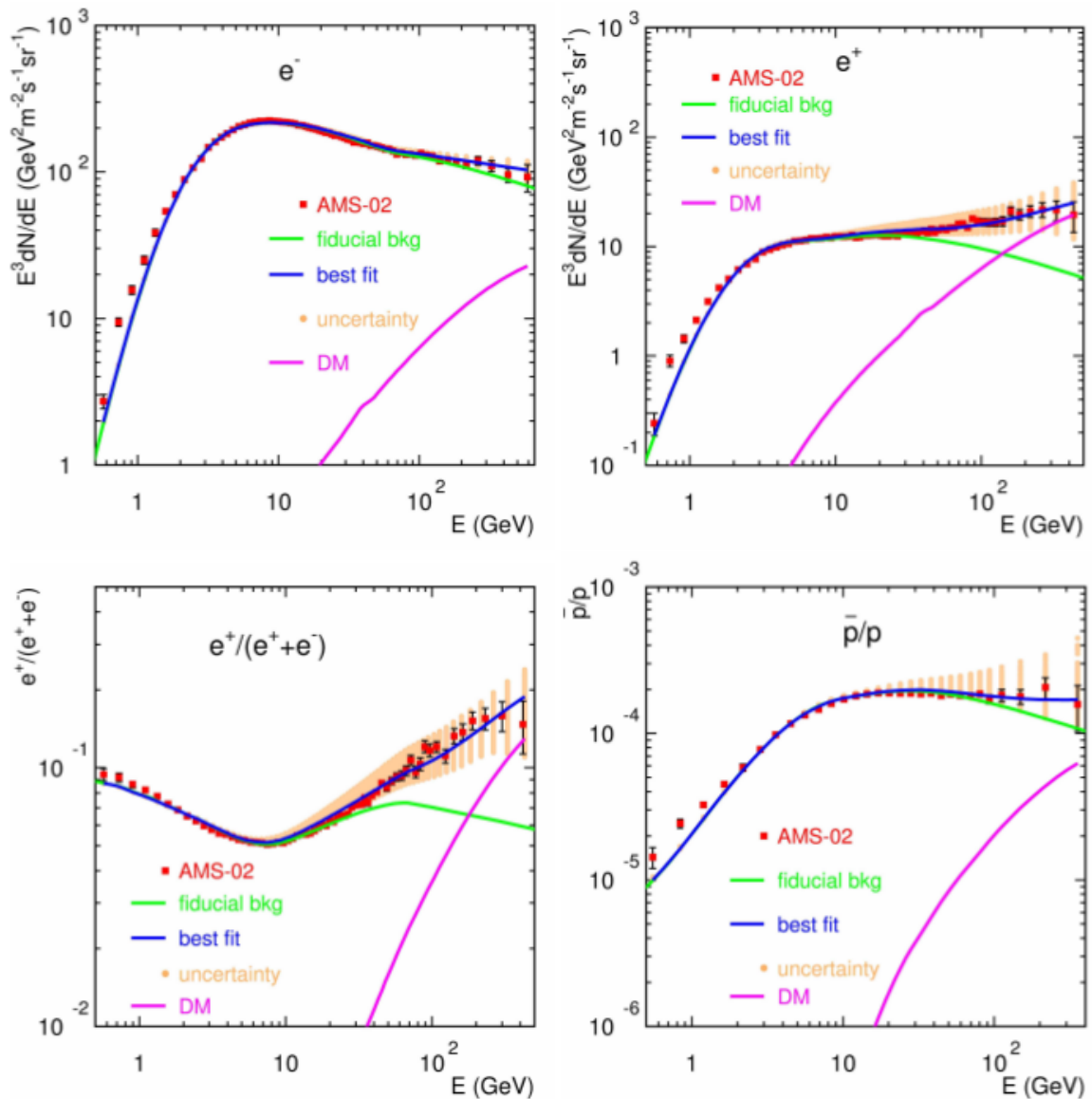


Figura 4.7: In questa figura possiamo vedere i flussi degli elettroni e dei positroni, la frazione dei positroni, e il rapporto tra antiprotoni e protoni che sono stati osservati da AMS-02, contrassegnandoli con i punti rossi e barre di errore nere. Le linee blu mostrano la predizione del flusso totale dei raggi cosmici con i valori dei parametri di Materia Oscura che fanno il miglior fit con i dati ottenuti da AMS-02. Il flusso totale predetto è la somma dei vari flussi di background rappresentati dalla linea verde con la contribuzione della Materia Oscura. I punti arancioni indicano la regione con un intervallo di confidenza al 95% della predizione. La linea fucsia è il flusso della Materia Oscura al miglior punto di fit. Figura da Balázs & Li (2016).

Materia Oscura. In questa maniera si sono differenziati i raggi cosmici originati da sorgenti astrofisiche conosciute da quelli ipoteticamente prodotti dalla Materia Oscura.

Il modello di particella di Materia Oscura utilizzato è quello di una singola particella, un fermione di Majorana, che si accoppia ai fermioni standard grazie a un mediatore a spin 0, senza preferire un particolare stato finale di annichilazione, costruendo così un modello flessibile.

In figura (4.7) si osservano i risultati, dove sono presenti i flussi osservati da AMS-02. Possiamo vedere che sommando il flusso di background con il contributo di Materia Oscura, si ottiene il flusso di raggi cosmici totale che meglio descrive i dati di AMS-02.

Per quanto riguarda il calcolo della massa e della sezione d'urto della particella di Materia Oscura, i vincoli forniti dal Fermi-LAT sui raggi gamma dalle galassie nane satelliti escludono un candidato di Materia Oscura da 1-10 TeV con sezione d'urto di annichilazione  $\sigma v \sim 10^{-23} - 10^{-22} \text{cm}^3/\text{s}$  e stati finali dominanti di  $\tau^+\tau^-$  o  $b\bar{b}$ , ma l'analisi fornisce una massa e una sezione d'urto entro questo intervallo proibito. Per tentare di risolvere il problema quindi si ipotizza un contributo astrofisico da parte di sorgenti standard quali le pulsar, in maniera tale da poter diminuire la sezione d'urto della particella di Materia Oscura e rendere il modello compatibile con tutti i dati.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Gallucci & the AMS-02 ECAL group (2015), Balázs & Li (2016), <http://www.ams02.org>.



### 4.3 Il Telescopio IAXO

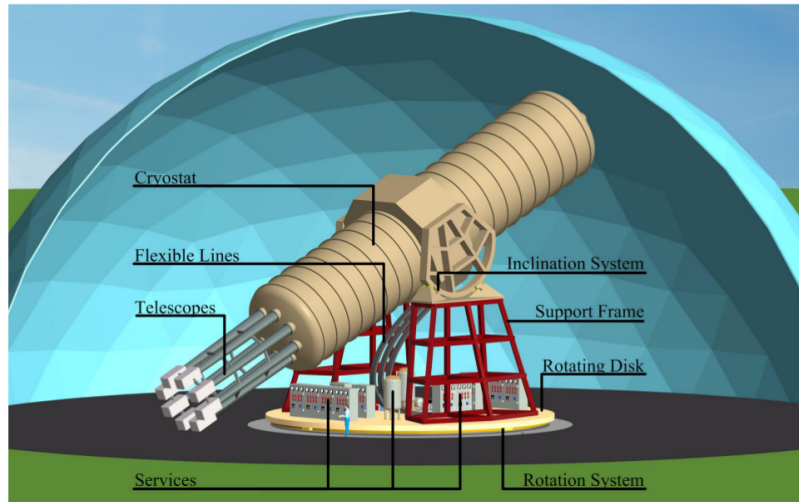


Figura 4.8: In questa figura possiamo vedere il telescopio IAXO confrontato con una figura umana e con tutte le parti nominate. Il telescopio è messo su un disco rotante per il movimento orizzontale. Figura da Armengaud et al. (2014).

IAXO significa *International Axion Observatory*, Osservatorio Internazionale di Assioni, ed è un elioscopio per assioni. L'obiettivo primario è quello di rilevare gli assioni o particelle simili agli assioni (*axion like particles - ALPs*) che dovrebbero, secondo la teoria, aver origine dal centro del Sole, grazie alla conversione Primakoff dei fotoni del plasma solare. Usando un forte campo magnetico statico, la conversione degli assioni in fotoni è attivata e questi ultimi possono essere visti dai rivelatori a raggi X. Il telescopio sarà in grado di raggiungere un regime di pochi  $10^{-12} GeV^{-1}$  con una massa massima degli assioni rilevabile di  $0.25 eV$ .

L'elioscopio ha 8 magneti toroidali avvolti a bobina, stilizzati come in figura (4.9), dove questi magneti da 60 cm di diametro mettono a fuoco il segnale entro uno spazio di  $0.2 cm^2$ . Il tempo di osservazione del Sole è considerato fino a un massimo di 12 ore. I magneti, con una lunghezza del tratto rettilineo di 20 m, possono realizzare un campo magnetico con picchi fino a 5.4 Tesla. Tutte queste strutture sono all'interno di un criostato in uno scudo termico, dove le bobine dei magneti sono raffreddate a una temperatura di 4.5 K, mediante un mix tra un flusso forzato di elio liquido raffreddato con una pressione di 300 KPa ed un bagno di elio. Le temperature dello scudo termico sono in un intervallo dai 40 agli 80 K.

Grazie al fatto che i segnali a raggi X sono messi a fuoco su un'area  $a$ , la dimensione del rivelatore può essere ridotta. L'area effettiva dello strato di specchi è quindi calcolata,

partendo da un'area effettiva  $EA(E)_i$  di uno strato individuale  $i$  definita così:

$$EA(E)_i = GA_i \times R_i(E, \alpha)^2 \times 0.8 \quad (4.3)$$

con:  $GA_i$  area geometrica proiettata dello strato individuale  $i$ ,  $\alpha$  angolo di incidenza,  $R_i(E, \alpha)^2$  riflettività del rivestimento dello strato  $i$ , e 0.8 come costante che tiene conto dell'oscuramento. L'area effettiva  $EA$  tiene in considerazione l'oscuramento fisico che è presente nel telescopio, ed il fatto che gli specchi hanno una riflettività finita, quindi l'area totale può essere calcolata con tutti gli strati  $N$ :

$$EA(E) = \sum_{i=1}^N EA_i(E) \quad (4.4)$$

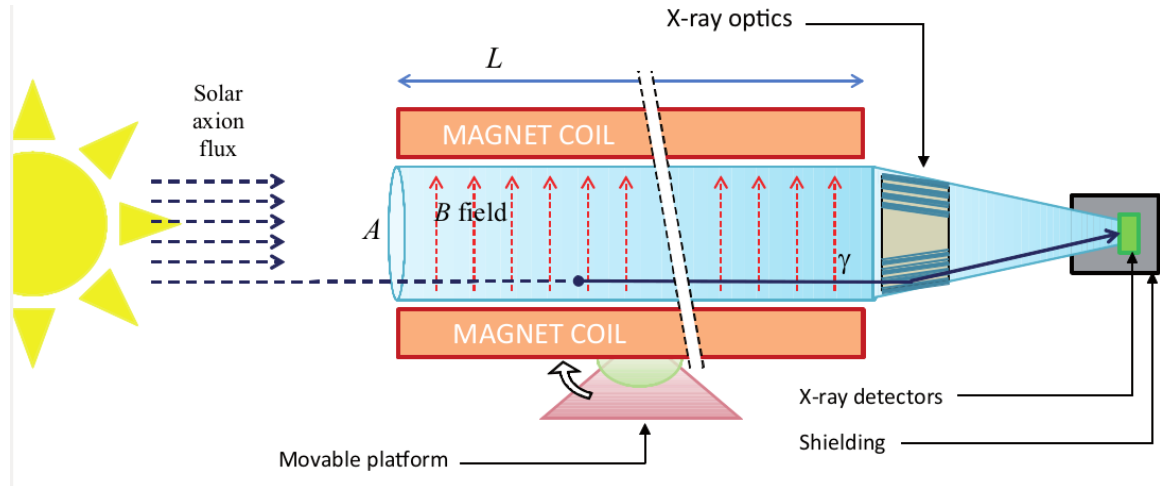


Figura 4.9: Lo schema per l'elioscopio per assioni Solari. Gli assioni prodotti nel nucleo del Sole sono convertiti in fotoni con un campo magnetico trasversale, il quale è prodotto con un potente magnete che ha la forma di un cilindro perforato. I fotoni prodotti, che compongono un'area di sezione trasversale  $A$ , sono quindi messi a fuoco con un'ottica per raggi X, in un rivelatore a basso background. Figura da Armengaud et al. (2014).

L'efficienza  $\varepsilon_0(E)$  o *throughput* ottico dipendente dall'energia è:

$$\varepsilon_0 E = \frac{EA(E)}{\pi(0.3^2 - 0.05^2)} \quad (4.5)$$

dove il denominatore è l'area geometrica della pupilla di entrata espressa in  $m^2$ .

Il flusso di rilevamento degli assioni  $DAF(E)$  è:

$$DAF(E) = \sum_{i=1}^N EA_i(E) \times \varepsilon_d(E) \times \frac{d\phi}{dE}(E) \quad (4.6)$$

con  $\varepsilon_d(E)$  efficienza del rivelatore e  $\frac{d\phi}{dE}(E)$  flusso di assioni dipendente dall'energia causata dalla produzione Primakoff. La lunghezza focale ottimale è calcolata con:

$$f_o \approx \int_{E=1\text{KeV}}^{E=10\text{KeV}} \left( \frac{DAF(E)}{\sqrt{a}} \right) dE \quad (4.7)$$

dove l'integrale è calcolato da 1 a 10 KeV. La dimensione complessiva del punto  $s_{total}$  può essere espressa con:

$$s_{total} = \sqrt{s_{obj}^2 + s_{opt}^2} \quad (4.8)$$

con  $s_{obj}$  dimensione dell'oggetto e  $s_{opt}$  qualità ottica misurata in estensione angolare. Il punto di area  $a$  è quindi:

$$a = \frac{\pi}{4}(s_{total} \times f)^2 \quad (4.9)$$

Una volta che il segnale a raggi X è creato, esso passa in una finestra sottile trasparente ai raggi X, che trattiene il gas rivelatore. Il gas quindi produce elettroni primari che raggiungono i contatori dei rivelatori Micromegas, come mostrato in figura (4.10).

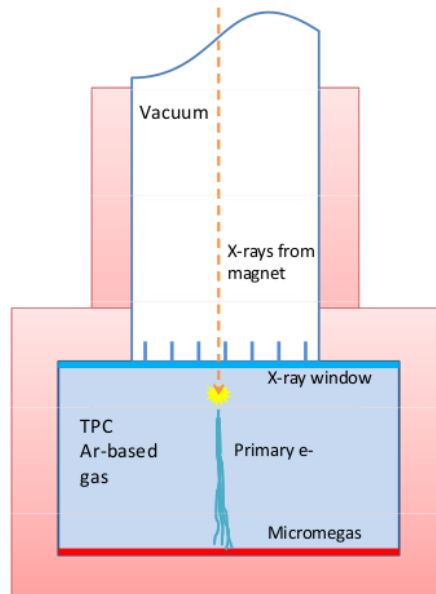


Figura 4.10: Lo schema di rilevamento del telescopio IAXO, il quale si basa sui rivelatori Micromegas. Figura da Armengaud et al. (2014).

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Armengaud et al. (2014).

### 4.3.1 Il Telescopio Cherenkov MAGIC

L'esperimento MAGIC consiste in 2 telescopi che lavorano in modalità stereo. È situato ad un'altezza di 2200 s.l.m. nelle isole Canarie a La Palma, sotto la direzione dell' Instituto de Astrofísica de Canaria. La locazione permette, grazie alle ottime condizioni atmosferiche, di avere fino a 1000 ore all'anno di osservazioni possibili. Il diametro del telescopio è di 17 m, la camera, che è composta da 577 tubi fotomoltiplicatori per il telescopio MAGIC-I e da 1039  $0.1^\circ$  pixel esagonali per il telescopio MAGIC-II, ha un campo visivo F.O.V. di  $3.5^\circ$ , con una PSF di 0.07 gradi, ed un'intervallo di energie rilevabili da 100 GeV a 50 TeV. I telescopi hanno 3 differenti sistemi di attivazione - trigger: il livello 0, che controlla se un segnale sia più grande di una certa soglia fissata, il livello 1, che controlla se i pixel vicini ricevono un segnale simile entro un tempo limite per poterlo ritenere attendibile, raggruppando i pixel in gruppi a macrocelle esagonali, ed il livello 2, che consiste in una particolare distribuzione di macrocelle in base all'obbiettivo da osservare. I dati sono presi mediante 3 differenti modi di osservazione: il modo ON, che consiste nel seguire una sorgente  $\gamma$  posizionandola al centro della camera, il modo OFF, usato per puntare una regione di cielo senza nessuna sorgente  $\gamma$ , ad esempio per controllare i dati di background, e il modo WOBBLE, in cui ogni 20 minuti si posiziona la sorgente  $\gamma$  in una zona che dista  $0.4^\circ$  dal centro della camera, per poi cambiare nella zona simmetrica rispetto al centro. In questa maniera la sorgente crea un semicirconfenza detta *wobble* con un raggio di  $0.4^\circ$  in una direzione e dopo 20 min nell'altra simmetrica, prelevando sia il segnale della sorgente che quello di background contemporaneamente. Per le riduzioni dei dati acquisiti dal MAGIC, si utilizzano le simulazioni Monte Carlo, dove gli sciami  $\gamma$  sono creati al computer.

### 4.3.2 Ricerca di Materia Oscura nelle galassie nane con i telescopi IACT

Le galassie nane sferoidali sono dei buoni obbiettivi dove cercare i prodotti delle annichilazioni della Materia Oscura, grazie al fatto che esse hanno un segnale di background astrofisico intrinseco basso, quindi non hanno emissioni nei  $\gamma$  e negli  $X$ , oltre ad avere un rapporto di massa / luminosità alto. Una tra le galassie nane più utilizzate per la ricerca di Materia Oscura è Segue 1, studiata per esempio da Paiano et al. (2011), con 43 ore di dati acquisiti con MAGIC, cercando un segnale più grande di 100 GeV e modelli di Materia Oscura che si annichilano in  $\tau^+\tau^-$ , senza però trovare riscontro osservativo.

Un altro lavoro inerente MAGIC e l'osservazione di Segue 1, in cui viene utilizzato anche il Fermi LAT con i suoi dati su 15 altre galassie nane satelliti ottenuti in 6 anni di

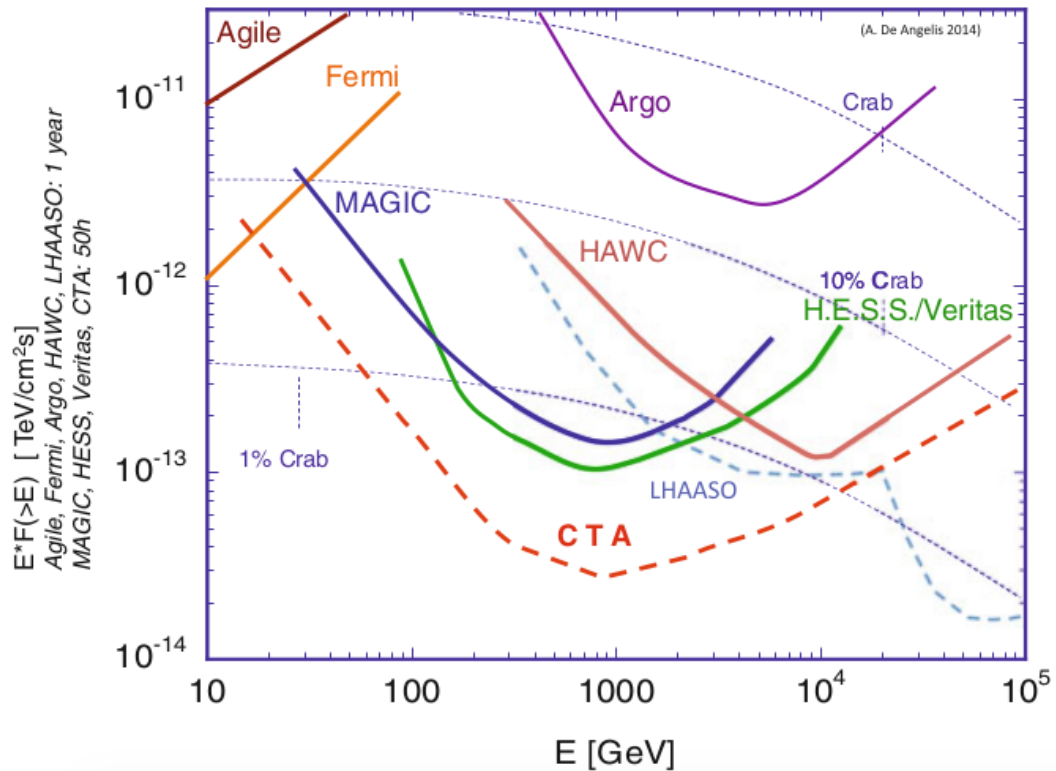


Figura 4.11: In questa figura possiamo vedere le sensibilità dei vari telescopi gamma ad alte energie con le sorgenti a minima intensità a  $5\sigma$ , dove le prestazioni sono basate riguardo a differenti prese dati. Figura da De Angelis & Pimenta (2015).

osservazioni è stato fatto da Rico et al. (2015). In questo lavoro, sono state combinate 158 ore di osservazioni per cercare le particelle di Materia Oscura che diano segnali tra i 500 MeV ai 10 TeV, in maniera tale che i risultati permettano di calcolare la massa della Materia Oscura particellare entro un intervallo dai 10 GeV ai 100 TeV. Dal momento che non è stato trovato alcun segnale, Rico et al. (2015) hanno posto un limite alla sezione d'urto di annichilazione della Materia Oscura, sotto a  $\langle\sigma v\rangle \simeq 3 \cdot 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ .

Se parliamo della ricerca di Materia Oscura usando solo il Fermi LAT, possiamo menzionare il lavoro di Ackermann et al. (2015), con un'analisi combinata di 15 dSph, una massa della Materia Oscura stimata tra i 2 GeV e i 10 TeV, considerando 6 canali di annichilazione come  $b\bar{b}$ ,  $\tau^+\tau^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-$ ,  $W^+W^-$ ,  $u\bar{u}$ , ma ancora una volta senza riscontri osservativi e nessun rilevamento.

### 4.3.3 Ricerca di Materia Oscura in varie strutture cosmiche

Se estendiamo la ricerca in altri possibili luoghi dove poter rilevare segnale proveniente dalla Materia Oscura, possiamo menzionare il lavoro fatto da Doro (2014), con altri esperimenti come VERITAS, i cui *target* sono riassunti in figura (4.12). In aggiunta alla ricerca fatta nelle galassie nane satelliti della Via Lattea, altre ricerche sono state effettuate sugli ammassi globulari. Questi ammassi hanno alcune proprietà in comune con le galassie nane sferoidali, avendo però meno luminosità, meno massa e un contenuto stellare più omogeneo in termini di popolazioni stellari. La regione del sub alone della Via Lattea è un altro luogo, ha piccole sovradensità di Materia Oscura che non hanno attratto abbastanza materia barionica per la formazione stellare, e in questa regione alcuni raggi  $\gamma$  potrebbero essere emessi grazie alle annichilazioni di Materia Oscura.

Anche i buchi neri con massa intermedia, con masse stimate tra  $10^2$  e  $10^6 M_{\odot}$ , possono essere usati. I barioni possono cadere nel loro potenziale gravitazionale, e la Materia Oscura può addensarsi, con la formazione di zone di sovradensità o *mini – punte*, che possono essere disgregate in processi dinamici, come negli eventi di fusione o di formazione dei buchi neri. Queste *mini – punte* portano a un profilo di densità finale con una cuspidè più pronunciata rispetto al profilo di Frenk Navarro White, mentre la luminosità dei  $\gamma$  può essere nell'ordine della luminosità  $\gamma$  emessa da tutto l'alone della Via Lattea.

Gli ammassi di galassie, con masse attorno a  $10^{14}$  -  $10^{15} M_{\odot}$  sono strutture supposte avere fino all'80% della massa composta da Materia Oscura. I raggi gamma comunque, possono essere generati da altre sorgenti, come i nuclei galattici attivi AGN e le radio galassie. La Materia Oscura può essere cercata anche nel nostro centro galattico e nell'alone, dove qualche segnale  $\gamma$  potrebbe provenire dalle annichilazioni di Materia Oscura. Se si considera il centro della Via Lattea, bisognerà tener conto dei forti contributi del background. Per l'alone della Via Lattea, i profili di densità della Materia Oscura possono essere ottenuti con le simulazioni a N corpi, e le ricerche possono essere fatte in regioni senza sorgenti gamma conosciute. La materia Oscura può essere vista anche con le righe di emissione, dove un segnale simile a una riga differente dallo spettro continuo emesso dalle sorgenti gamma astrofisiche, potrebbe essere trovato, come ad esempio il segnale a 130 GeV nel centro galattico osservato dal Fermi LAT.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Doro (2014), Paiano et al. (2011), Lombardi (2010), Paiano (2009/10).

Target	Year	Time	Experiment
<b>Globular Clusters</b>			
M15	2002	0.2	Whipple
	2006 – 2007	15.2	H.E.S.S.
M33	2002 – 2004	7.9	Whipple
M32	2004	6.9	Whipple
NGC 6388	2008 – 2009	27.2	H.E.S.S.
<b>Dwarf Satellite Galaxies</b>			
Draco	2003	7.4	Whipple
	2007	7.8	MAGIC
	2007	18.4	VERITAS
Ursa Minor	2003	7.9	Whipple
	2007	18.9	VERITAS
Sagittarius	2006	11	H.E.S.S.
Canis Major	2006	9.6	H.E.S.S.
Willman 1	2007 – 2008	13.7	VERITAS
	2008	15.5	MAGIC
Sculptor	2008	11.8	H.E.S.S.
Carina	2008 – 2009	14.8	H.E.S.S.
Segue 1	2008 – 2009	29.4	MAGIC
	2010 – 2011	48	VERITAS
	2010 – 2013	158	MAGIC
Boötes	2009	14.3	VERITAS
<b>Galaxy Clusters</b>			
Abell 2029	2003 – 2004	6	Whipple
Perseus	2004 – 2005	13.5	Whipple
	2008	24.4	MAGIC
Fornax	2005	14.5	H.E.S.S.
Coma	2008	18.6	VERITAS
<b>The Milky Way central region</b>			
MW Center	2004	48.7	H.E.S.S.
MW Center Halo	2004 – 2008	112	H.E.S.S.
<b>Other searches</b>			
IMBH	2004 – 2007	400	H.E.S.S.
	2006 – 2007	25	MAGIC
Lines	2004 – 2008	112	H.E.S.S.
	2010 – 2013	158	MAGIC
UFOs	–	–	MAGIC
	–	–	VERITAS
All-electron	2004 – 2007	239	H.E.S.S.
	2009 – 2010	14	MAGIC
Moon-shadow	–	–	MAGIC

Figura 4.12: Qui si possono vedere alcuni *target* studiati dai vari esperimenti Whipple, H.E.S.S., MAGIC, VERITAS con anno e durata dell'osservazione. Figura da Doro (2014).

### 4.3.4 Il telescopio CTA

Il *Cherenkov Telescope Array* è il telescopio di nuova generazione che sorpasserà le performance del miglior telescopio Cherenkov del 2016, ovvero il MAGIC, assieme a HESS e VERITAS. Anche nel centro della nostra Via Lattea, il CTA potrebbe trovare, grazie alla sua risoluzione angolare e di energia, segnali che arrivano dalla Materia Oscura, distinguendoli dalle sorgenti gamma conosciute e dal segnale di fondo.

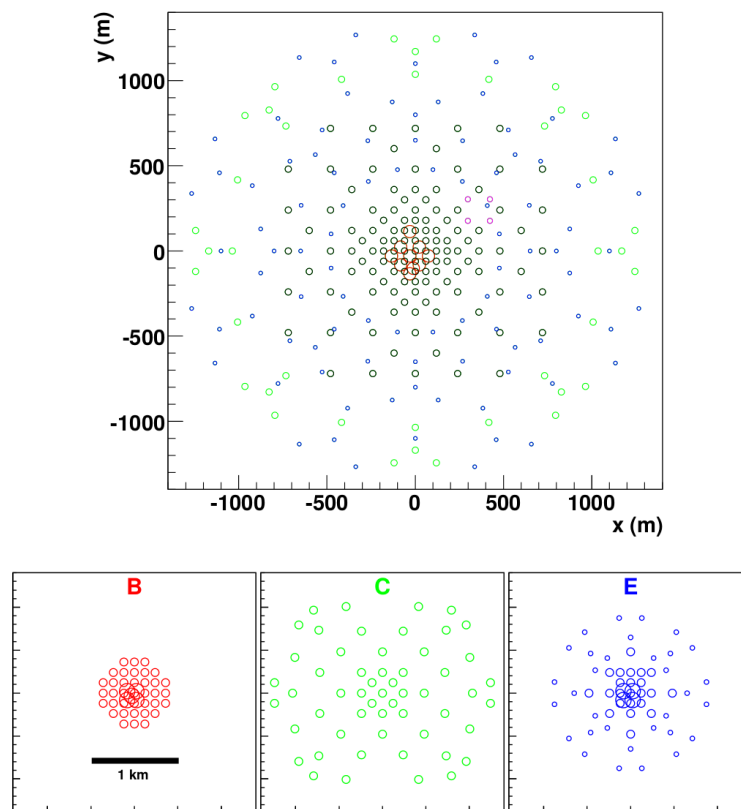


Figura 4.13: *Layout* dei 275 telescopi che compongono l'osservatorio CTA. Nella figura superiore possiamo osservare che i telescopi da 24 m di diametro sono rappresentati in rosso, in verde e in nero quelli da 12 m, in rosa quelli da 10 m ed in blu quelli da 7 m. Nei 3 riquadri in basso sono mostrati 3 set che compongono il *layout* principale, denominati con configurazioni B, C ed E, i cui colori non fanno riferimento alla legenda della figura superiore. Figura da Actis et al. (2011).

In figura (4.13) si può vedere il miglior *layout* dei telescopi ottenuto grazie all'utilizzo di simulazioni Monte Carlo. La configurazione parziale E è la più performante ed è composta da: 4 telescopi da 24 m di diametro con FOV di  $5^\circ$  e pixel da  $0.09^\circ$ , 23 telescopi da 12 m di diametro con FOV di  $8^\circ$  e pixel da  $0.18^\circ$ , 32 telescopi da 7 m di diametro con FOV di  $10^\circ$  e pixel da  $0.25^\circ$ , distribuiti in un'area di  $3 \text{ Km}^2$ .



La sensibilità dell'osservatorio CTA è 10 volte superiore a quella dei telescopi attuali, in un'intervallo di energia che va dai 100 GeV a qualche TeV e la sensibilità è nell'ordine dei milli-Crab. L'intervallo di energia coperto è tra i 3 e i 4 ordini di grandezza, osservando in questa maniera un'ampia banda dello spettro elettromagnetico, con una capacità di distinguere se il raggio gamma è originato da un adrone o da un leptone. La risoluzione angolare è nell'intervallo dei minuti d'arco anche negli intervalli di energia dei TeV, quindi 5 volte migliore rispetto ai telescopi precedenti. La risoluzione temporale del CTA è in grado di risolvere il *flaring* nelle scale di tempo sotto al minuto, ed è possibile monitorare molti oggetti con *flaring* potenziale e puntare campi adiacenti nel cielo.

### 4.3.5 L'osservatorio CTA per future ricerche

Nel lavoro di Doro et al. (2013) possiamo vedere lo studio eseguito per il CTA e le future osservazioni da fare. Le galassie nane satelliti della Via Lattea sono sempre un buon obiettivo, e per il loro studio mediante questo telescopio, possiamo riportare nuovamente il flusso differenziale di raggi  $\gamma$  all'interno di un angolo solido  $\Delta\Omega$  centrato sulla galassia. Nell'equazione (4.10) possiamo vedere la presenza del fattore di *boost*  $B_F$ . Questo fattore tiene conto del fatto che nella formazione gerarchica delle strutture, i sub aloni di Materia Oscura mergono ripetutamente ed in maniera incompleta durante il processo di formazione degli aloni più grandi delle galassie e degli ammassi di galassie. Vengono teorizzate quindi delle regioni in cui la Materia Oscura sia più densa e come risultato, il flusso atteso dalle annichilazioni delle WIMP può essere descritto da due componenti. Si ottiene un flusso regolare dal profilo della densità radiale della Materia Oscura, ed un flusso aumentato da queste regioni più dense. Il *boost factor*  $B_F$  è quindi il rapporto tra il flusso aumentato delle annichilazioni WIMP nelle regioni dense con il flusso regolare delle annichilazioni WIMP dell'alone di Materia Oscura complessivo. Il *boost factor*  $B_F$  è composto da due parti, una che tiene conto della distribuzione di Materia Oscura all'interno della regione densa, e una che descrive la dipendenza della sezione d'urto di annichilazione  $\sigma_{ann}\nu$  dalla velocità  $\nu$ , dal momento che la velocità di dispersione delle particelle di Materia Oscura nelle regioni più dense ha un valore minore rispetto al resto dell'alone.

La formula completa del flusso atteso risulta essere:

$$\frac{d\Phi(\Delta\Omega, E_\gamma)}{dE_\gamma} = B_F \frac{1}{4\pi} \underbrace{\frac{(\sigma_{ann}\nu)}{2m_\chi^2} \sum_i BR_i}_{\text{fattore particellare}} \frac{dN_\gamma^i}{dE_\gamma} \underbrace{\tilde{J}(\Delta\Omega)}_{\text{fattore astrofisico}} \quad (4.10)$$

dove  $\sigma_{ann}\nu$  è la sezione d'urto di annichilazione,  $\nu$  è la velocità relativa delle due particelle di Materia Oscura,  $i$  è il canale di annichilazione,  $BR_i$  è il tasso di ramificazione del

canale in questione,  $\sum_i$  è la sommatoria che tiene conto del flusso di annichilazione del fotone di tutti i canali  $i$ ,  $m_\chi$  è la massa della particella di Materia Oscura e  $\tilde{J}$  è il fattore astrofisico già scritto in (1.32). Per ottenere un rilevamento, la sensibilità dello strumento deve raggiungere il valore della sezione d'urto di annichilazione  $(\sigma_{ann}v) = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , il grado di significatività del rilevamento calcolato deve essere superiore a  $5\sigma$  ed il rapporto tra il numero di potenziali segnali e di eventi di background deve essere più grande del 3%.

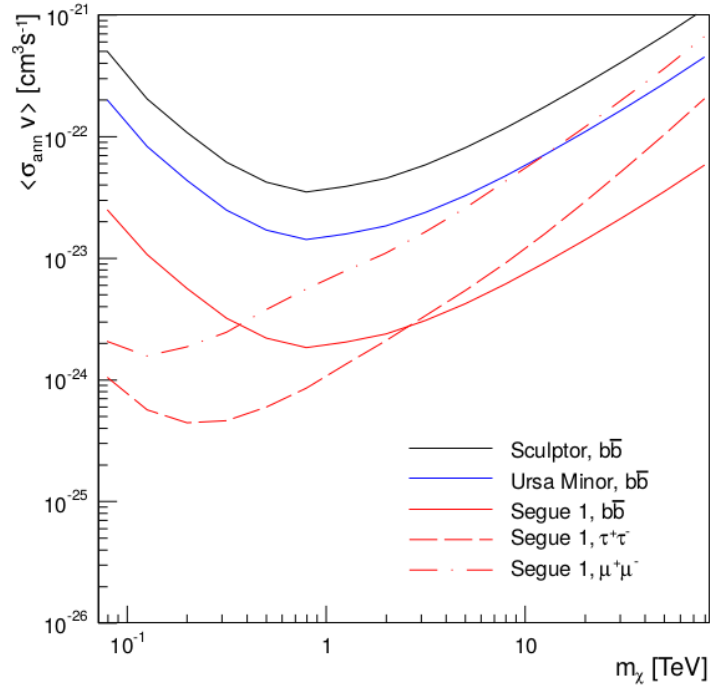


Figura 4.14: Le significatività del CTA riferite alle sezioni d'urto di annichilazione mediate in velocità in funzione della massa delle particelle di Materia Oscura come WIMP  $m_\chi$ , studiate per 100 ore di osservazione. Le galassie considerate sono Segue 1, Ursa Minor e Sculptor. Il fattore di ramificazione è ritenuto essere del 100% in  $b\bar{b}$  per le galassie Sculptor e Ursa Minor. Per Segue 1 abbiamo anche i canali  $\tau^+\tau^-$  e  $\mu^+\mu^-$ . La disposizione dei telescopi considerata è la  $E$ , con  $\Delta\Omega = 1 \times 10^{-5} \text{ sr}$ .

Alcune delle galassie nane considerate sono le classiche dSph Sculptor e Ursa minor, con la ultradebole Segue 1. Si può vedere un confronto dei loro limiti superiori degli integrali nella figura (4.14). Vari spettri di annichilimento sono stati studiati, con un fattore di ramificazione del 100% nei vari canali  $\mu^+\mu^-$ ,  $\tau^+\tau^-$  e  $b\bar{b}$ . Il tempo di osservazione considerato è di 100 ore, con la disposizione  $E$  dei telescopi, senza utilizzare nessun fattore intrinseco di *boost* del flusso, perciò  $B_F = 1$ . La significatività per Segue 1, con un tempo di osservazione di 100 ore ed il canale  $\tau^+\tau^-$ , è di pochi  $\times 10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ .

Possiamo vedere che Segue 1 ci fornisce più vincoli delle altre due galassie, ma dobbiamo prendere in considerazione che il fattore astrofisico delle galassie ultra deboli dSph ha incertezze, quindi la sua stima non è completamente affidabile.

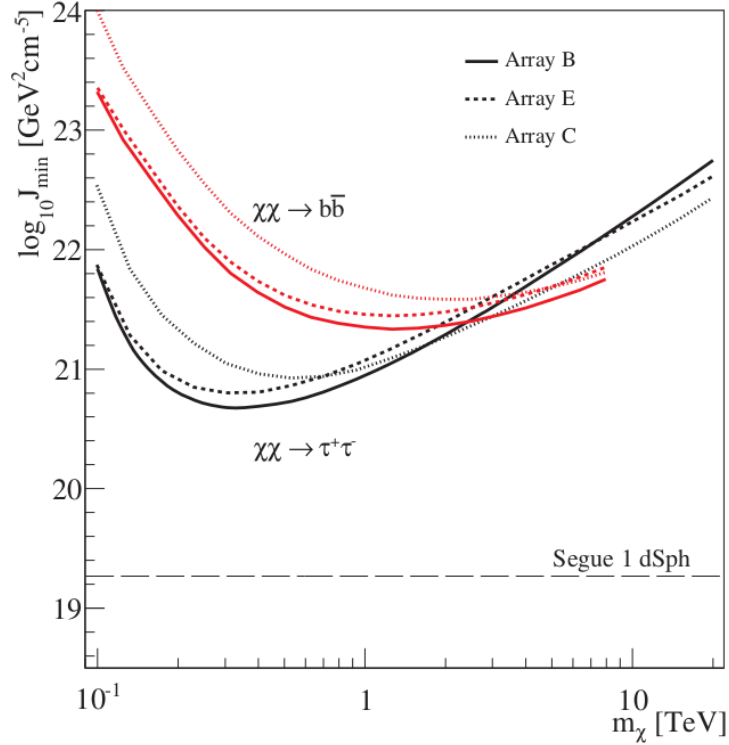


Figura 4.15: Possiamo vedere in questa figura, per 3 differenti disposizioni dei telescopi denominate *B*, *C*, *E*, il valore minimo del fattore astrofisico che è necessario per un rilevamento a  $5\sigma$  con un tempo di osservazione di  $T_{obs} = 100$  ore. I canali di annichilimento sono rappresentati in rosso per il  $b\bar{b}$  ed in nero per il  $\tau^+\tau^-$ . Il fattore astrofisico stimato per Segue 1 è presente in fondo per un confronto. Figura da Doro et al. (2013).

Per sapere se il CTA può avere un rilevamento, hanno calcolato il fattore astrofisico minimo  $J_{min}$  che è necessario per avere una significatività statistica di  $5\sigma$ , con una sezione d'urto termica di  $3 \times 10^{-26} cm^3 s^{-1}$ , ed un tempo di osservazione di 100 ore. I canali di annichilimento usati sono il  $\tau^+\tau^-$  ed il  $b\bar{b}$ . I risultati possono essere visti in figura (4.15), con 3 differenti configurazioni del CTA, e con un fattore astrofisico conosciuto di Segue 1 di  $1.7 \times 10^{19} GeV^2 cm^{-5}$  per avere un confronto.

La configurazione di telescopi *B* è quella che ci può dare più vincoli rispetto alle altre due. Per ottenere un rilevamento, il fattore astrofisico  $\tilde{J}$  della galassia nana deve essere più alto di  $10^{21} GeV^2 cm^{-5}$ .

Il fattore intrinseco di *boost* del flusso  $B_F$  può essere usato per stimare le possibilità di un rilevamento della Materia Oscura. È stato calcolato il minimo boost  $B_F$  come il rapporto

tra il precedente fattore astrofisico minimo  $J_{min}$  e quello delle galassie nane  $\tilde{J}$ . Come prima, la sezione d'urto è sempre  $3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ , ed il  $J_{min}$  è scelto per portare a un rilevamento a  $5\sigma$  per 100 ore di osservazione. Possiamo vedere in figura 4.16 il fattore minimo  $B_F$  per vari *target*, che usano un candidato di Materia Oscura come WIMP a 1 TeV che si annichila in  $\tau^+ \tau^-$ .

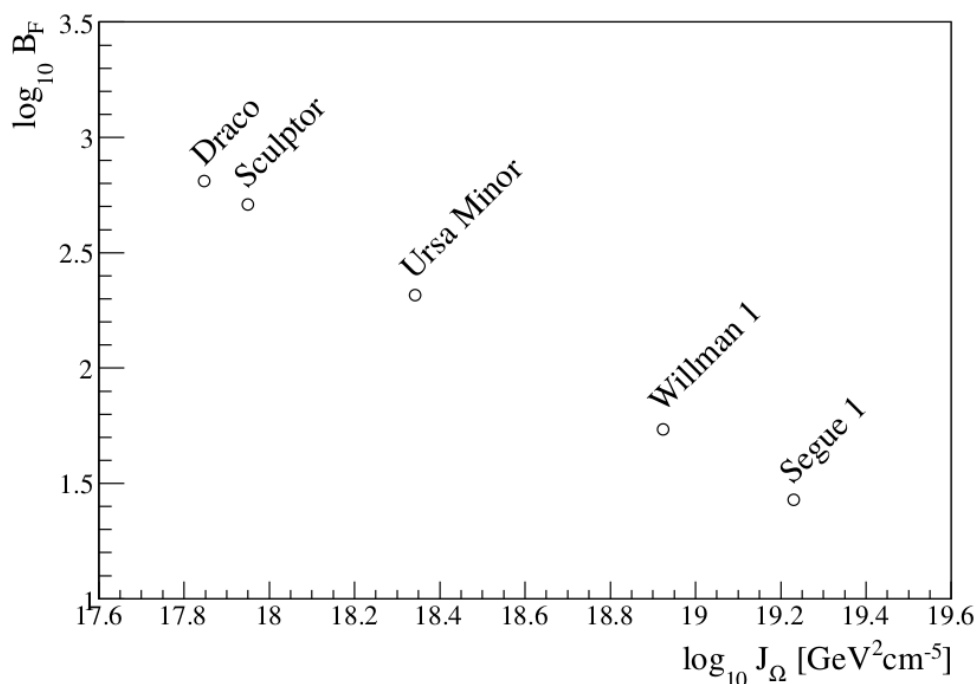


Figura 4.16: In questa figura possiamo vedere il fattore di *boost* minimo  $B_F$  che è richiesto per ottenere un rilevamento a  $5\sigma$ , in funzione della massa delle WIMP, con un tempo di osservazione di 100 ore. La disposizione dei telescopi considerata per il CTA è la *B*, con una particella WIMP da 1 TeV che si annichila in  $\tau^+ \tau^-$ . Segue 1 ha un profilo di densità di Einasto, gli altri hanno un profilo di densità di NFW. Segue 1 richiede un *boost* minore, pari a  $B_F = 25$ .

Se l'obiettivo sono gli ammassi di galassie, possiamo fare affidamento sul loro sub alone, dove il *boost* di flusso intrinseco da questo oggetti è nell'intervallo da 100 a 1000. Il *boost* del sub alone dalle galassie nane per esempio contribuisce marginalmente, quindi per questo fatto gli ammassi di galassie hanno una probabilità di rilevamento di Materia Oscura simile a quella delle dSph, cosa che li rende buoni obiettivi, anche se hanno qualche altra sorgente di emissione  $\gamma$ , come i nuclei attivi di galassie. Due ammassi di galassie di riferimento sono usati, Perseus e Fornax. Fornax perchè è il miglior *cluster* in cui cercare la Materia Oscura, Perseus perchè ha un contenuto basso di Materia Oscura e un alto rendimento di fotoni indotto dai raggi cosmici, perciò il CTA può essere usato per studiare le emissioni  $\gamma$  dovute ai raggi cosmici, che creano fotoni gamma durante il passaggio nel

mezzo *intracluster*, per poterle poi successivamente discriminare dalle emissioni dovute alla Materia Oscura.

I *boost* considerati  $B_F$  sono quindi  $B_F = 580$  per la Fornax e  $B_F = 910$  per Perseus. Per studiare le probabilità di rilevamento del CTA, Doro et al. (2013) hanno usato l'ammasso Fornax, teorizzando che la Materia Oscura particellare si annichili in  $b\bar{b}$ , con masse in gioco di  $m_\chi$  dai 50 GeV ai 4 TeV, e sezione d'urto termica di  $3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ . Per includere l'estensione radiale completa della sorgente, si è valutata l'opportunità di estendere la dimensione della regione fino a  $\theta_{max} = 2$  gradi. Se nessun rilevamento verrà trovato in 100 ore di osservazione, i limiti di esclusione dovranno essere messi a un livello di  $10^{-25} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ . Possiamo vedere i risultati di questo studio nella figura (4.17).

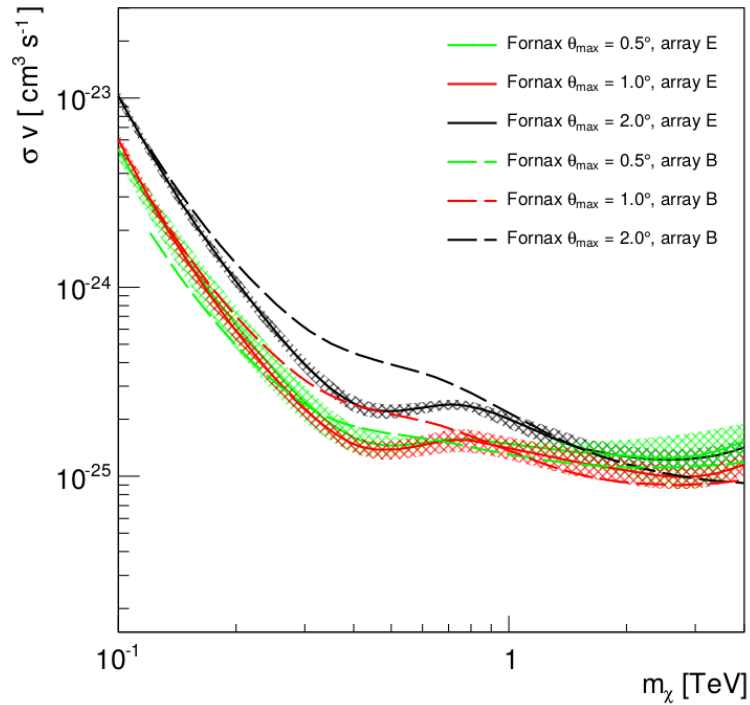


Figura 4.17: In questo grafico possiamo vedere le prospettive per un rilevamento di un segnale indotto dalla Materia Oscura particellare, che si annichila in  $b\bar{b}$ , considerando un tempo di integrazione fino a 100 ore. L'obiettivo sotto esame è l'ammasso Fornax, con un fattore di *boost* del sub alone di  $B_F = 580$ . Le regioni colorate mostrano una deviazione standard di  $1\sigma$  tra 10 simulazioni.

Il centro della Via Lattea è un altro obiettivo comune per la ricerca di Materia Oscura con il CTA. La regione interna dovrebbe essere evitata perchè alcune sorgenti gamma sono presenti, quindi le regioni vicine al piano galattico dovrebbero essere preferite. Il vantaggio in queste regioni limitrofe al centro è comunque quello di essere vicine al centro galattico, nel quale ci si attende che la densità dell'alone di Materia Oscura sia più alta, pertanto

un flusso  $\gamma$  considerevole originato dalla Materia Oscura potrebbe essere ottenuto, oltre al fatto che queste regioni non hanno molte emissioni astrofisiche di raggi  $\gamma$  che corrompono le osservazioni.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Doro et al. (2013), Edmonds et al. (2011), Bertone (2010).

#### 4.3.6 Ricerca di assioni tramite l'osservatorio CTA

Il CTA può anche essere usato per la ricerca di particelle di Materia Oscura sotto forma di assioni, dal momento che la teoria ci dice che essi possono convertirsi in fotoni se un forte campo magnetico è presente nel loro tragitto. Le probabilità di ottenere una conversione di un fotone in un assione e vice versa, può essere espressa come:

$$P_0 = \frac{1}{1 + \left(\frac{E_{crit}}{E_\gamma}\right)^2} \sin^2 \left[ \frac{Bs}{2M} \sqrt{1 + \left(\frac{E_{crit}}{E_\gamma}\right)^2} \right] \quad (4.11)$$

dove  $E_\gamma$  è l'energia del fotone,  $s$  è la lunghezza della regione dove il campo magnetico costante è presente,  $B$  è il campo magnetico e  $M$  è l'inverso della costante di accoppiamento. L'energia caratteristica può essere scritta come:

$$E_{crit} \equiv \frac{m^2 M}{2B}, \quad E_{crit}(GeV) \equiv \frac{m_{\mu eV}^2 M_{11}}{0.4 B_G}, \quad m_{\mu eV} \equiv \frac{m}{\mu eV}, \quad M_{11} \equiv \frac{M}{10^{11}} GeV, \quad B_G \equiv \frac{B}{Gauss} \quad (4.12)$$

dove  $m$  è la massa particellare dell'assione:

$$m^2 = |m_a^2 - \omega_{pl}^2| \quad \omega_{pl} = 0.37 \times 10^{-4} \mu eV \sqrt{\frac{n_e}{cm^{-3}}} \quad (4.13)$$

con  $\omega_{pl}$  frequenza del plasma e  $n_e$  densità elettronica.

Uno schema con una conversione da una particella assione in un fotone può essere visto nella figura (4.18).

Durante l'attraversamento nel campo magnetico intergalattico IGMF, l'assione o il fotone possono effettuare una conversione, ed il flusso di fotoni risultante può essere attenuato o aumentato. Le particelle ALP (*axion like particle*) coinvolte, per essere viste, devono essere ultra leggere, perchè l'intensità del IGMF è più debole che alla sorgente, come ordine di grandezza dei  $nG$  rispetto ai  $G$ , quindi conseguentemente l'energia con cui il fotone o assione effettua la conversione in questo caso è di molti ordini di magnitudine più grande di quella con cui la conversione può avvenire nelle vicinanze della sorgente o nella sorgente stessa.

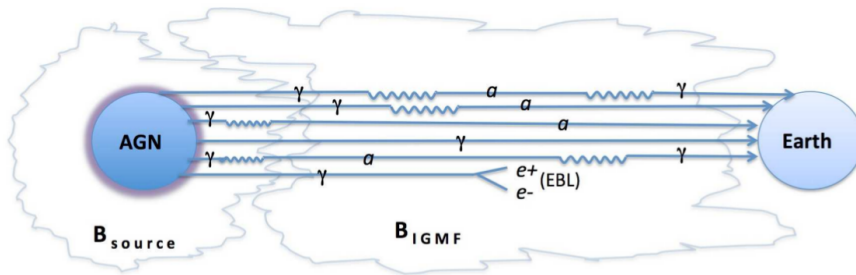


Figura 4.18: In questa figura possiamo vedere uno schema in cui si convertono le particelle simil-assioni in fotoni e vice versa. La particella assione è descritta con  $a$  mentre il fotone con  $\gamma$ . Possiamo vedere nella prima linea un fotone che si converte in un assione, il quale si riconverte in un fotone nuovamente mentre attraversa il campo magnetico intergalattico IGMF. Nella seconda linea abbiamo un fotone che cambia in un assione mentre viaggia dentro all'IGMF. Nella terza linea un fotone cambia in un assione nella sorgente e raggiunge indisturbato la terra. Nella quarta linea il fotone può raggiungere la terra dalla sorgente senza conversioni. Nella quinta linea un fotone cambia in un assione nella sorgente, l'assione cambia in un fotone mentre attraversa l'IGMF. Nella sesta linea un fotone interagisce con la luce di background extragalattico - EBL e crea una produzione di coppie.

Per studiare quantitativamente gli effetti della conversione fotone - assione su scala cosmologica può tornare utile definire un fattore di *boost* per gli assioni considerando l'intensità dei fotoni totale. Il fattore di *boost* degli assioni può essere calcolato come differenza tra l'intensità dei fotoni predetta senza includere le particelle ALP (*axion like particle*) e l'intensità calcolata includendo le particelle ALP. Il fattore di *boost* degli assioni può essere utile per studiare queste conversioni in considerazione dell'intensità di fotoni totale, ma questo *boost* può verificarsi in un intervallo di energie dove abbiamo la presenza della luce di background extragalattico EBL, che attenua il flusso di fotoni. Se questo EBL effettua un assorbimento moderato, si teorizza che il CTA in futuro può avere un rilevamento per le particelle ALP con un energia intermedia, dai 100 GeV a qualche TeV per esempio.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Actis et al. (2011), Doro et al. (2013).

# Conclusioni

In questa tesi abbiamo riportato uno studio generale sul problema ancora presente della massa mancante intesa dal modello cosmologico standard  $\Lambda$ CDM come Materia Oscura. La sua presenza è necessaria per spiegare ad esempio l'andamento costante della curva di rotazione a grandi raggi delle galassie quando ci si aspetterebbe un calo della velocità di rotazione delle stelle a grandi raggi con un andamento  $\frac{1}{\sqrt{r}}$ . Viene usata anche per spiegare l'elevato rapporto massa / luminosità che si può osservare nelle galassie e negli ammassi di galassie, oltre che a partecipare gravitazionalmente nell'origine delle anisotropie presenti nel fondo cosmico a microonde CMB.

Vari candidati di Materia Oscura particellare sono stati accennati. I migliori candidati al momento sono gli assioni ed i neutralini, su cui la comunità scientifica sta investigando ed investigherà grazie ad esperimenti come XENON1T, il telescopio Cherenkov MAGIC ed il futuro CTA, o il telescopio ad assioni IAXO.

Contemporaneamente altre teorie alternative sono state proposte per spiegare le osservazioni fatte come ad esempio la MOND, che usa una versione modificata della dinamica Newtoniana e della relatività generale. La teoria MOND riesce a descrivere in maniera soddisfacente alcuni argomenti che contraddicono il modello cosmologico standard, come ad esempio con il teorema duale delle galassie nane, in cui si ipotizza che tutte le galassie nane siano di origine mareale e non contengano Materia Oscura visto che anche le galassie mareali TDG si trovano descritte dalla relazione di Tully Fisher barionica.

Le versioni più semplici e non relativistiche riescono a descrivere marginalmente le strutture sotto esame, fallendo però quando il modello viene esteso a scale più grandi o più piccole.

Al momento, mentre la teoria MOND viene corretta e sviluppata, esperimenti come LCH, XENON1T, AMS-02, IAXO ed il futuro telescopio Cherenkov CTA hanno tutte le carte in regola per scoprire un eventuale candidato particellare di Materia Oscura e confermare così il modello cosmologico standard.

Una scoperta potrebbe quindi essere annunciata nel prossimo periodo.



## Appendice A

### Effetto Cherenkov e astronomia IACT

Nel 1934 P.A. Cherenkov e S.I. Vavilov scoprirono che i raggi gamma originati da una sorgente composta di radio (Ra), se diretti verso una soluzione di acido solforico, producono una luminescenza blu, dal momento che il raggio gamma produce elettroni Compton. La spiegazione del fenomeno completa fu quindi fatta nel 1937.

Nello spazio vuoto un fotone viaggia alla velocità massima consentita  $c$ , ma se esso viaggia all'interno di un mezzo, la sua velocità può diminuire proporzionalmente all'indice di rifrazione  $n$  del mezzo. La velocità nel mezzo del fotone è  $v_{\text{fot}} = c/n$ .

Se una particella carica, in questo mezzo, è più veloce della velocità di un fotone  $v_{\text{part}} > v_{\text{fot}}$ ,  $v_{\text{fot}} = c/n$ , l'effetto Cherenkov può avere luogo.

Se visualizzato perpendicolarmente e bidimensionalmente rispetto alla direzione di movimento della particella, un fronte d'onda conico è pertanto creato, muovendosi rigidamente con la particella che attraversa il mezzo. Ogni punto precedente alla particella è un centro di formazione d'onda, la quale si espande circolarmente nel tempo.

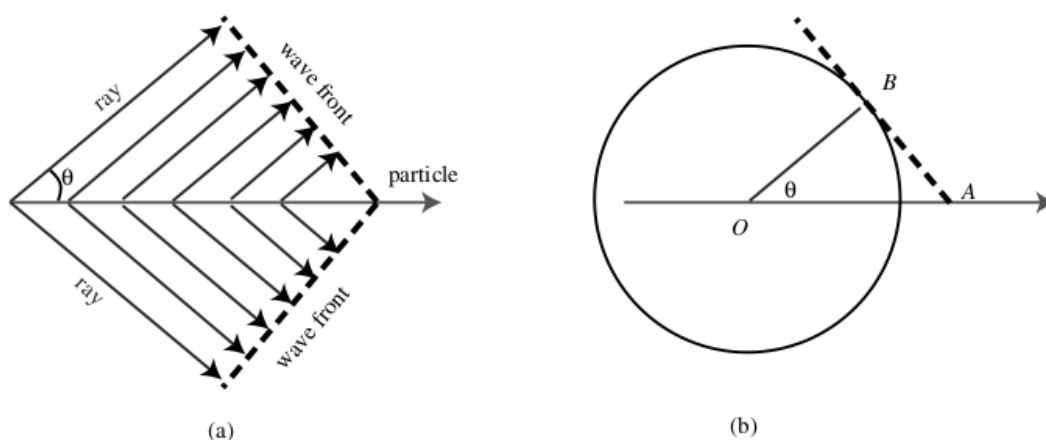


Figura A.1: Nella figura (a) possiamo vedere il fronte d'onda a forma di V, in figura (b) possiamo vedere il cerchio di raggio  $r$  originato nel punto  $O$ . (Bettini 2008).

Riferendosi all'immagine (A.1), possiamo immaginare l'evento in questa maniera: al tempo  $t_0$  la particella staziona nel punto O, al tempo  $t_1$ , nel punto avremo una sorgente d'onda, mentre nel punto A la particella che ha percorso nel frattempo il tragitto OA in un tempo  $t_1 - t_0$ . Nel punto B avremo il luogo dove l'onda originata nel punto O ha raggiunto il fronte d'onda a forma di V con un raggio  $r$ .

Il fronte d'onda a forma di V è quindi l'insieme di tutte le altre precedenti onde sferiche, emesse dalla particella in movimento.

Per un dato tempo  $t$  quindi  $OB = ct/n$  o  $OB = v_{\text{fot}}t$ ,  $OA = v_{\text{part}}t$ ,  $\beta = v_{\text{part}}/c$ . L'angolo è:

$$\theta = \cos^{-1}\left(\frac{1}{\beta n}\right) \quad (\text{A.1})$$

La velocità di soglia è  $\beta = 1/n$  con  $n$  come indice di rifrazione del mezzo che in generale è una funzione dell'energia del fotone  $E$ .

Se abbiamo una particella di carica  $Z_p e$  ed optiamo per l'angolo massimo, i numeri di fotoni prodotti per percorso di lunghezza unitario, e per intervallo di energia unitario sono:

$$\frac{d^2 N}{dE dx} \simeq \frac{\alpha z_p^2}{\hbar c} \sin^2 \theta_c = 370 eV^{-1} cm^{-1} \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} \simeq \frac{2\pi \alpha z_p^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c \quad (\text{A.3})$$

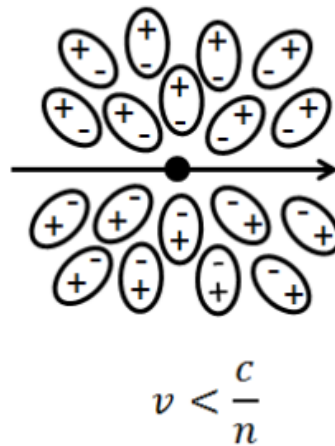


Figura A.2: Una particella carica in un mezzo circondata dagli atomi con forma modificata a causa della carica elettromagnetica della particella. La velocità della particella è inferiore a quella della luce nel mezzo quindi l'effetto Cherenkov non ha luogo. Figura da Marchese (2010/11).

Consideriamo un materiale dielettrico che consenta alla radiazione elettromagnetica di propagarsi al suo interno, dove il suo indice di rifrazione  $n$  sia maggiore di uno. Il materiale conduttore in questione, dato che il suo indice di rifrazione è  $n > 1$ , limiterà la velocità della propagazione della radiazione elettromagnetica al suo interno. Una particella test che attraversa il mezzo dielettrico, genererà un campo elettromagnetico il quale polarizzerà gli atomi attorno ad essa.

Se la velocità della particella test è inferiore a quella della luce nel mezzo dielettrico, gli atomi si dispongono attorno alla particella con una simmetria sferica, deformandosi in riferimento alla carica della particella transitante come possiamo vedere in figura (A.2).

In questo caso, i fotoni emessi dagli atomi polarizzati quando ritornano nella configurazione iniziale sono disordinati e nessuna radiazione Cherenkov è emessa.

Se la particella test si muove più veloce della luce  $c$  nel mezzo dielettrico, solo gli atomi dietro al fronte d'onda a forma conica sono polarizzati, i fotoni emessi dagli atomi agiscono costruttivamente creando un fronte d'onda elettromagnetica come raffigurato in (A.3) e la radiazione Cherenkov può aver luogo.

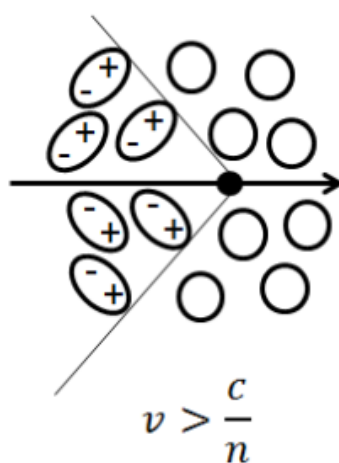


Figura A.3: Possiamo qui vedere che solo gli atomi dietro al fronte d'onda a forma di  $V$  sono polarizzati se la velocità della particella è superiore a quella della luce nel mezzo. Figura da Marchese (2010/11).

L'energia emessa per cammino unitario e frequenza unitaria sono:

$$\frac{dW}{dl d\omega} = \frac{e^2}{c^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \omega d\omega \quad (\text{A.4})$$

e con un'integrazione, possiamo avere l'energia in funzione di  $\omega$ , o la frequenza  $\nu$ , in un intervallo di lunghezza d'onda:

$$\frac{dW}{dl} = \frac{e^2}{2c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) (\omega_2^2 - \omega_1^2) \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{dW}{dl} = \frac{e^2}{2c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) (\nu_2^2 - \nu_1^2) \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{dW}{dl} = 4\pi^2 e^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{1}{\lambda^3} d\lambda \quad (\text{A.7})$$

Quindi la radiazione Cherenkov, che viaggia con un cono coassiale alla traiettoria della particella con un'apertura  $\theta$ , è inversamente proporzionale al cubo della lunghezza d'onda, ed è concentrato a lunghezze d'onda piccole nella parte blu dello spettro visibile, come è mostrato nella seguente equazione:

$$W = Nh\nu \quad \frac{dN}{dl} = \frac{4\pi^2 e^2}{hc^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad \frac{d^2N}{dld\lambda} \sim \frac{1}{\lambda^2} \quad (\text{A.8})$$

## A.1 Sciame atmosferico

I nuclei che compongono l'atmosfera impediscono alle particelle provenienti dall'Universo esterno di raggiungere senza collisioni il suolo terrestre, quindi una pioggia di particelle interagenti può avere luogo durante un'interazione tra particelle esterne e terrestri, dove l'energia della particella iniziale proveniente dallo spazio è impartita ad altri prodotti secondari emergenti dallo scontro, con la direzione collimata a quella iniziale della prima particella interagente, che può essere un fotone, un adrone o un leptone, come nell'illustrazione mostrata in figura (A.4).

## A.2 Sciame adronici

I protoni e gli adroni sono le particelle più comuni che colpiscono la nostra atmosfera, creando un nuovo tipo di pioggia di particelle. I nucleoni che possono essere prodotti da questi impatti sono ad esempio kaoni e pioni.

Il primo prodotto è un nucleo adronico, dove sono presenti nucleoni e mesoni che producono neutrini e muoni

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0 \quad \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (\text{A.9})$$

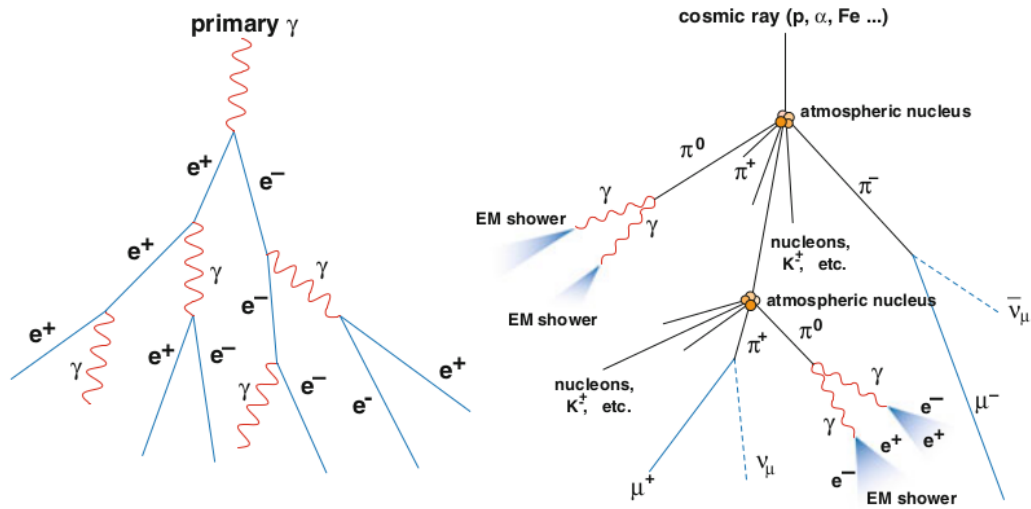


Figura A.4: Nella prima figura possiamo vedere un fotone mentre crea una pioggia di particelle, mentre nella seconda figura la pioggia è creata da un adrone cosmico, come ad esempio un protone. Figura da : R.M. Wagner, dissertation, MPI Munich 2007, De Angelis & Pimenta (2015).

I mesoni decadendo danno luogo ad una seconda produzione di muoni. Questi muoni  $\mu$  possono viaggiare per grandi distanze o possono decadere in elettroni

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu\bar{\nu} \quad (\text{A.10})$$

Come ultimo passo, abbiamo un terzo passo con una componente elettromagnetica ad opera dei pioni neutri, dove i  $\gamma$  prodotti sono simili a quelli prodotti dalla pioggia elettromagnetica, perciò sono una componente primaria del segnale del rumore di background per i telescopi Cherenkov.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad (\text{A.11})$$

### A.3 Effetto elettromagnetico dello sciame

Lo sciame elettromagnetico o pioggia elettromagnetica è generata da elettroni o positroni ad alta energia VHE e da fotoni  $\gamma$  ad energia  $E_0$ . Le energie in gioco sono più di 100 MeV, con processi come le produzioni di coppie di positroni ed elettroni  $\gamma(\gamma) \rightarrow e^+e^-$ , o per Bremsstrahlung  $e^\pm(\gamma) \rightarrow e^\pm\gamma$ , che genera nuovi fotoni.

Le produzioni di coppie continuano ad alternarsi all'effetto Bremsstrahlung, creando particelle che viaggiano ad una distanza  $X_0$ , producendosi in una maniera esponenziale, fintanto che le particelle hanno abbastanza energia per creare un'altra coppia. Il numero di

particelle prodotte da questo meccanismo a cascata è  $2^n$  dopo aver percorso una distanza  $nX_0$  con  $n$  numero di passaggi.

Quando l'energia delle singole particelle  $e^+$  ed  $e^-$  raggiunge il valore critico  $E_c$  calcolato attorno agli 83 MeV, le perdite di energia per Bremsstrahlung e per ionizzazione sono uguali, e la pioggia si ferma con una massima distanza percorsa di  $X_{max} = X_0 \ln(E_0/E_c)$ . Successivamente l'effetto Compton e l'effetto fotoelettrico possono avere luogo.

Questa parte è stata elaborata riferendosi principalmente a: Marchese (2010/11), Afanasiev (2006), Sommerfeld (1964), De Angelis & Pimenta (2015), Bettini (2008), Lombardi (2010), Paiano (2009/10).

# Bibliografia

2015, Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015), Vol. ICRC2015

Aartsen, M. G., Abraham, K., Ackermann, M., et al. 2016, Physical Review Letters, 117, 071801

Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016, Physical Review Letters, 116, 061102

Achterberg, A., van Beekveld, M., Beenakker, W., Caron, S., & Hendriks, L. 2015, J. Cosmology Astropart. Phys., 12, 013

Ackermann, M., Albert, A., Anderson, B., et al. 2015, Physical Review Letters, 115, 231301

Actis, M., Agnetta, G., Aharonian, F., et al. 2011, Experimental Astronomy, 32, 193

Afanasiev, G. 2006, Vavilov-Cherenkov and Synchrotron Radiation: Foundations and Applications, Fundamental Theories of Physics (Springer Netherlands)

Angus, G. W. & Diaferio, A. 2011, MNRAS, 417, 941

Aprile, E., Aalbers, J., Agostini, F., et al. 2016, J. Cosmology Astropart. Phys., 4, 027

Aprile, E., Aalbers, J., Agostini, F., et al. 2017, ArXiv e-prints

Aprile, E., Agostini, F., Alfonsi, M., et al. 2015, European Physical Journal C, 75, 546

Aprile, E., Alfonsi, M., Arisaka, K., et al. 2013, Physical Review Letters, 111, 021301

Aprile, E., Alfonsi, M., Arisaka, K., et al. 2012, Physical Review Letters, 109, 181301

Aprile, E. & XENON1T collaboration. 2012, ArXiv e-prints 1206.6288

Arbey, A., Battaglia, M., Covi, L., Hasenkamp, J., & Mahmoudi, F. 2015, Phys. Rev. D, 92, 115008

- Arina, C. & Cabrera, M. E. 2014, *Journal of High Energy Physics*, 4, 100
- Arina, C., Catalan, M. E. C., Kraml, S., Kulkarni, S., & Laa, U. 2015, *Journal of High Energy Physics*, 5, 142
- Armengaud, E., Avignone, F. T., Betz, M., et al. 2014, *Journal of Instrumentation*, 9, T05002
- Balázs, C. & Li, T. 2016, *Journal of High Energy Physics*, 5, 33
- Barnes, J. E. & Hernquist, L. 1992, *Nat*, 360, 715
- Baumgardt, H., Grebel, E. K., & Kroupa, P. 2005, *MNRAS*, 359, L1
- Beck, C. 2013, *Physical Review Letters*, 111, 231801
- Begeman, K. G., Broeils, A. H., & Sanders, R. H. 1991, *MNRAS*, 249, 523
- Bekenstein, J. & Milgrom, M. 1984, *ApJ*, 286, 7
- Bélanger, G., Delaunay, C., & Goudeis, A. 2015, *ArXiv e-prints* 1510.02495
- Bertone, G. 2010, *Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches* (Cambridge University Press)
- Bertone, G., Hooper, D., & Silk, J. 2005, *Physics Reports*, 405, 279
- Bettini, A. 2008, *Introduction to elementary particle physics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- Bílek, M. 2016, *ArXiv e-prints* 1601.01240
- Billard, J., Figueroa-Feliciano, E., & Strigari, L. 2014, *Phys. Rev. D*, 89, 023524
- Binney, J. & Tremaine, S. 2011, *Galactic Dynamics: (Second Edition)*, Princeton Series in Astrophysics (Princeton University Press)
- Biviano, A., Girardi, M., Giuricin, G., Mardirossian, F., & Mezzetti, M. 1992, *ApJ*, 396, 35
- Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Primack, J. R., & Rees, M. J. 1984, *Nat*, 311, 517
- Bonnivard, V., Combet, C., Daniel, M., et al. 2015a, *MNRAS*, 453, 849
- Bonnivard, V., Combet, C., Maurin, D., et al. 2015b, *ApJ (Letters)*, 808, L36



- Bovill, M. S. & Ricotti, M. 2011, ApJ, 741, 18
- Bringmann, T., Bergström, L., & Edsjö, J. 2008, Journal of High Energy Physics, 1, 049
- Busoni, G., De Simone, A., Jacques, T., Morgante, E., & Riotto, A. 2015, J. Cosmology Astropart. Phys., 3, 022
- Carr, B., Kühnel, F., & Sandstad, M. 2016, Phys. Rev. D, 94, 083504
- Carr, B. J. & Hawking, S. W. 1974, MNRAS, 168, 399
- Charbonnier, A., Combet, C., Daniel, M., et al. 2011, MNRAS, 418, 1526
- Chiosi, C. 2013, Lecture notes: Struttura ed evoluzione delle stelle
- Choi, K., Chun, E. J., Im, S. H., & Jeong, K. S. 2015, Physics Letters B, 750, 26
- Choi, K.-Y., Covi, L., Kim, J. E., & Roszkowski, L. 2012, Journal of High Energy Physics, 4, 106
- Choi, K.-Y., Kim, J. E., & Roszkowski, L. 2013, Journal of Korean Physical Society, 63, 1685
- Chung, D. J. H., Everett, L. L., Kane, G. L., et al. 2005, Physics Reports, 407, 1
- Clowe, D., Bradač, M., Gonzalez, A. H., et al. 2006, ApJ (*Letters*), 648, L109
- Cole, S. & Lacey, C. 1996, MNRAS, 281, 716
- Collins, M. L. M., Chapman, S. C., Rich, R. M., et al. 2011, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 417, 1170
- Corbelli, E. & Salucci, P. 2000, MNRAS, 311, 441
- Cuomo, V. 2015/16, Tesi di laurea magistrale, Università degli Studi di Padova
- Dabringhausen, J. & Kroupa, P. 2013, MNRAS, 429, 1858
- Davis, M., Efstathiou, G., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1985, ApJ, 292, 371
- De Angelis, A. & Pimenta, M. 2015, Introduction to Particle and Astroparticle Physics: Questions to the Universe, Undergraduate Lecture Notes in Physics (Springer Milan)
- de Graaff, A., Cai, Y.-C., Heymans, C., & Peacock, J. A. 2017, ArXiv e-prints 1709.10378

- Derakhshani, K. 2014, *ApJ*, 783, 48
- Di Valentino, E., Giusarma, E., Lattanzi, M., et al. 2016, *Physics Letters B*, 752, 182
- Disney, M. J., Romano, J. D., Garcia-Appadoo, D. A., et al. 2008, *Nat*, 455, 1082
- Djouadi, A., Mambrini, Y., & Mühlleitner, M. 2001, *European Physical Journal C*, 20, 563
- Djouadi, A., Rosier-Lees, S., Bezouh, M., et al. 1999, *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints*
- Doro, M. 2014, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 742, 99
- Doro, M., Conrad, J., Emmanoulopoulos, D., et al. 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 189
- Drewes, M. 2013, *International Journal of Modern Physics E*, 22, 1330019
- Dubinski, J. & Carlberg, R. G. 1991, *ApJ*, 378, 496
- Duc, P.-A. 2012, *Astrophysics and Space Science Proceedings*, 28, 305
- Edmonds, Y., Bloom, E., Allen, S., Funk, S., & of Physics, S. U. D. 2011, *A Search for Spectral Lines from WIMP Annihilation in the Milky Way Using the Fermi Large Area Telescope (Stanford University)*
- Edsjö, J. & Gondolo, P. 1997, *Phys. Rev. D*, 56, 1879
- Ellis, J. & Olive, K. A. 2010, *Supersymmetric dark matter candidates*, ed. G. Bertone (Cambridge University Press), 142
- Ellwanger, U., Hugonie, C., & Teixeira, A. M. 2010, *Physics Reports*, 496, 1
- Evans, N. W., Sanders, J. L., & Geringer-Sameth, A. 2016, *Phys. Rev. D*, 93, 103512
- Famaey, B., Bruneton, J.-P., & Zhao, H. 2007, *MNRAS*, 377, L79
- Famaey, B. & McGaugh, S. S. 2012, *Living Reviews in Relativity*, 15, 10
- Farzinnia, A. & Kouwn, S. 2016, *Phys. Rev. D*, 93, 063528
- Flacke, T., Kang, D. W., Kong, K., Mohlabeng, G., & Park, S. C. 2017, *Journal of High Energy Physics*, 2017, 41
- Fleury, L. & Moore, G. D. 2016, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2016, 004

- Foggetti, F. 2015/16, Tesi di laurea magistrale, Università del Salento
- Frenk, C. S. & White, S. D. M. 2012, *Annalen der Physik*, 524, 507
- Gallucci, G. & the AMS-02 ECAL group. 2015, *Journal of Physics: Conference Series*, 587, 012028
- García-Bellido, J. 2017, in *Journal of Physics Conference Series*, Vol. 840, *Journal of Physics Conference Series*, 012032
- Genina, A. & Fairbairn, M. 2016, *MNRAS*, 463, 3630
- Gentile, G., Famaey, B., Zhao, H., & Salucci, P. 2009, *Nat*, 461, 627
- Geringer-Sameth, A., Walker, M. G., Koushiappas, S. M., et al. 2015, *Physical Review Letters*, 115, 081101
- Giocoli, C. & degli studi di Padova. Dipartimento di astronomia, U. 2008, *Hierarchical Clustering: Structure Formation in the Universe : Dottorato Di Ricerca in Astronomia*, Ciclo 20
- Gonzalez, A. H., Stanford, S. A., Brodwin, M., et al. 2012, *ApJ*, 753, 163
- Griest, K. & Seckel, D. 1991, *Phys. Rev. D*, 43, 3191
- Guth, A. H. & Tye, S. H. H. 1980, *Phys. Rev. Lett.*, 44, 631
- Han, T., Liu, Z., & Su, S. 2014, *Journal of High Energy Physics*, 8, 93
- Hernandez, X., Jiménez, M. A., & Allen, C. 2012, *European Physical Journal C*, 72, 1884
- Hoh, S. Y., Komaragiri, J. R., & Wan Abdullah, W. A. T. 2016, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1704, *American Institute of Physics Conference Series*, 020005
- Hong, T. M. 2017, *ArXiv e-prints*
- House, E. L., Brook, C. B., Gibson, B. K., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 2652
- Huang, Y., Liu, X.-W., Yuan, H.-B., et al. 2016, *MNRAS*, 463, 2623
- Iocco, F., Pato, M., & Bertone, G. 2015, *Nature Physics*, 11, 245
- Iorio, L. 2009, *Ap&SS*, 323, 215

- Irastorza, I. G., Avignone, F. T., Caspi, S., et al. 2011, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 6, 013
- Ishiwata, K. 2014, *Journal of High Energy Physics*, 9, 122
- Jee, M. J., Mahdavi, A., Hoekstra, H., et al. 2012, *ApJ*, 747, 96
- Kahlhoefer, F. 2017, *International Journal of Modern Physics A*, 32, 1730006
- Kajita, T. 2016, *Rev. Mod. Phys.*, 88, 030501
- Karachentsev, I. D. 2012, *Astrophysical Bulletin*, 67, 123
- Kiessling, A., Cacciato, M., Joachimi, B., et al. 2015, *Space Sci. Rev.*, 193, 67
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Valenzuela, O., & Prada, F. 1999, *ApJ*, 522, 82
- Kolb, E. W., Chung, D. J. H., & Riotto, A. 1999, in *Dark matter in Astrophysics and Particle Physics*, ed. H. V. Klapdor-Kleingrothaus & L. Baudis, 592
- Kormendy, J., Drory, N., Bender, R., & Cornell, M. E. 2010, *ApJ*, 723, 54
- Kravtsov, A. V. & Borgani, S. 2012, *ARA&A*, 50, 353
- Kroupa, P. 2012, *PASA*, 29, 395
- Kroupa, P. 2015, *Canadian Journal of Physics*, 93, 169
- Kroupa, P., Famaey, B., de Boer, K. S., et al. 2010, *A&A*, 523, A32
- Kuhlen, M., Diemand, J., & Madau, P. 2007, *The Astrophysical Journal*, 671, 1135
- Lattanzi, M. 2016, *Journal of Physics: Conference Series*, 718, 032008
- Lee, J. & Komatsu, E. 2010, *ApJ*, 718, 60
- Lee-Waddell, K., Spekkens, K., Chandra, P., et al. 2016, *ArXiv e-prints* 1605.04386
- Li, R., Frenk, C. S., Cole, S., et al. 2016, *MNRAS*
- Łokas, E. L. & Mamon, G. A. 2003, *MNRAS*, 343, 401
- Lombardi, S. 2010, PhD thesis, Padua U.
- Longair, M. 2011, *High Energy Astrophysics* (Cambridge University Press)

- Lüghausen, F., Famaey, B., & Kroupa, P. 2014, MNRAS, 441, 2497
- Mack, K. J. 2011, J. Cosmology Astropart. Phys., 7, 021
- Majumdar, D. 2003, Modern Physics Letters A, 18, 1705
- Marchese, L. 2010/11, Tesi di laurea magistrale, Università degli Studi di Napoli
- Massey, R., Kitching, T., & Richard, J. 2010, Reports on Progress in Physics, 73, 086901
- McGaugh, S. S., Lelli, F., & Schombert, J. M. 2016, Physical Review Letters, 117, 201101
- Merten, J., Coe, D., Dupke, R., et al. 2011, MNRAS, 417, 333
- Milgrom, M. 1983, ApJ, 270, 365
- Milgrom, M. 2010, MNRAS, 403, 886
- Milgrom, M. 2015, Canadian Journal of Physics, 93, 107
- Moore, B., Governato, F., Quinn, T., Stadel, J., & Lake, G. 1998, ApJ (*Letters*), 499, L5
- Munari, E. 2014, The mass distribution in galaxy clusters from their internal dynamics
- Murayama, H. 2000, in Particle Physics, ed. G. Senjanović & A. Y. Smirnov, 296
- Navarro, J. F. & Benz, W. 1991, ApJ, 380, 320
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, ApJ, 490, 493
- Nihei, T., Roszkowski, L., & Ruiz de Austri, R. 2002, Journal of High Energy Physics, 3, 031
- Paiano, S. 2009/10, Tesi di laurea magistrale, Università degli Studi di Padova
- Paiano, S., Lombardi, S., Doro, M., et al. 2011, ArXiv e-prints 1110.6775
- Pawlowski, M. S., Pflamm-Altenburg, J., & Kroupa, P. 2012, MNRAS, 423, 1109
- Peebles, P. J. E. & Nusser, A. 2010, Nat, 465, 565
- Peter, A. H. G. 2012, ArXiv e-prints
- Pitjeva, E. V. 2005, Astronomy Letters, 31, 340
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2016, A&A, 594, A13

- Ramachandra, N. S. & Shandarin, S. F. 2015, MNRAS, 452, 1643
- Redino, C. S. & Wackerroth, D. 2016, Phys. Rev. D, 93, 075022
- Rico, J., Wood, M., Drlica-Wagner, A., et al. 2015, ArXiv e-prints 1508.05827
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, AJ, 116, 1009
- Sacchi, E., Annibali, F., Cignoni, M., et al. 2016, ApJ, 830, 3
- Scarpa, R., Marconi, G., Carraro, G., Falomo, R., & Villanova, S. 2011, A&A, 525, A148
- Shankar, F., Mei, S., Huertas-Company, M., et al. 2014, MNRAS, 439, 3189
- Sheth, R. K. & Tormen, G. 2002, MNRAS, 329, 61
- Skjelboe, A., Wojtak, R., Pedersen, K., Rozo, E., & Rykoff, E. S. 2012, ApJ (*Letters*), 758, L16
- Skordis, C., Mota, D. F., Ferreira, P. G., & Bøehm, C. 2006, Physical Review Letters, 96, 011301
- Slosar, A., Melchiorri, A., & Silk, J. I. 2005, Phys. Rev. D, 72, 101301
- Sommerfeld, A. 1964, Lectures on Theoretical Physics: Optics, Lectures on Theoretical Physics (Academic Press)
- Stein, P. 1997, A&A, 317, 670
- Stern, I. P. & ADMX, A.-H. C. 2014, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1604, American Institute of Physics Conference Series, 456–461
- Strigari, L. E., Bullock, J. S., Kaplinghat, M., et al. 2008, Nat, 454, 1096
- Tamburini, F. & Licata, I. 2017, Phys. Scr, 92, 095001
- Tanimura, H., Hinshaw, G., McCarthy, I. G., et al. 2017, ArXiv e-prints
- The XENON100 Collaboration, Aprile, E., Alfonsi, M., et al. 2012, ArXiv e-prints 1207.3458
- Thomas, D., Maraston, C., & Bender, R. 2002, in Reviews in Modern Astronomy, Vol. 15, Reviews in Modern Astronomy, ed. R. E. Schielicke, 219
- Tsuchida, S. & Mori, M. 2015, ArXiv e-prints 1502.02390

- Ullio, P. & Bergström, L. 1998, *Phys. Rev. D*, 57, 1962
- van den Bergh, S. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 252, *Historical Development of Modern Cosmology*, ed. V. J. Martínez, V. Trimble, & M. J. Pons-Bordería, 75
- Venumadhav, T., Cyr-Racine, F.-Y., Abazajian, K. N., & Hirata, C. M. 2015, *ArXiv e-prints* 1507.06655
- Wambsganss, J. 1998, *Living Reviews in Relativity*, 1, 12
- White, S. D. M. & Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, 183, 341
- Wu, X. & Kroupa, P. 2015, *MNRAS*, 446, 330
- Wu, X. & Kroupa, P. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 446, 330
- XENON100 Collaboration, Aprile, E., Agostini, F., et al. 2014, *ArXiv e-prints* 1404.1455
- Xenon100 Collaboration, Aprile, E., Arisaka, K., et al. 2012, *Astroparticle Physics*, 35, 573
- Zackrisson, E. & Riehm, T. 2010, *Advances in Astronomy*, 2010, 735284