

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

**LA RICERCA INDIRETTA DELLA
MATERIA OSCURA CON
L'ESPERIMENTO AMS-02 NELLO SPAZIO**

Relatore:

Prof. Andrea Contin

Correlatore:

Dott. Nicolò Masi

Presentata da:

Irene Cagnoli

Anno Accademico 2017/2018

Sommario

La Materia Oscura è una delle principali candidate per la spiegazione di fenomeni astronomici e cosmologici ancora oggi dibattuti. La ricerca indiretta è uno dei metodi di indagine che ha come scopo quello di rivelare anomalie negli spettri dei raggi cosmici, riconducibili all'annichilazione della Materia Oscura. È fondamentale avere un solido modello di diffusione nella Galassia, per poter prevedere come si propagano i raggi cosmici, attraverso simulatori numerici come GALPROP, e confrontarli con i dati sperimentali. L'esperimento AMS-02 raccoglie dati ad alta precisione sullo spettro e la composizione della radiazione cosmica, utili per questo tipo di confronto. Inoltre, sono state presentate le particelle candidate come i costituenti della Materia Oscura, in accordo con i diversi modelli teorici sviluppati per poterne descrivere la natura intrinseca.

Indice

1	La fisica dei Raggi Cosmici e AMS-02	3
1.1	Composizione chimica e tempo di permanenza nella Galassia	3
1.2	Lo spettro dei Raggi Cosmici	5
1.3	L'equazione di diffusione dei raggi cosmici	6
1.3.1	Propagazione dei CR a basse energie nell'eliosfera	10
1.4	L'esperimento AMS-02	11
2	GALPROP	15
2.1	Proprietà della Galassia	16
2.2	Parametri per la propagazione dei CR	16
2.3	File di output	18
2.4	Intercalibrazione tra HelMod e GALPROP	18
3	La necessità della Materia Oscura	21
3.1	Curve di rotazione galattica	21
3.2	Il lensing gravitazionale	24
3.3	I cluster di galassie	25
3.3.1	Il moto delle galassie nei cluster	26
3.3.2	L'emissione di raggi-X	26
3.3.3	Le collisioni tra cluster	27
3.4	Anisotropia CMB	28
4	I costituenti della Materia Oscura	33
4.1	La struttura dell'Universo su larga scala	33
4.2	Le proprietà della Materia Oscura	36
4.3	I candidati	37
4.3.1	I neutrini	37
4.3.2	I neutrini sterili	37
4.3.3	Gli assioni	37
4.3.4	WIMP	38

5	La ricerca indiretta di DM con AMS-02 e GALPROP	41
5.1	I termini delle sorgenti note degli antiprotoni e dei positroni	43
5.2	Analisi dei dati sperimentali	44
	Bibliografia	51

Introduzione

La Materia Oscura è uno dei più importanti problemi aperti della fisica moderna. Infatti il Modello Standard delle particelle offre una descrizione molto approfondita del comportamento e delle proprietà della materia ordinaria, ma non è capace di descrivere le caratteristiche della Materia Oscura. Dalle prime evidenze nel 1932 ad oggi, si sono svolti numerosi studi per poter descrivere con precisione gli aspetti teorici e sperimentali del problema della Materia Oscura, il quale viene affrontato sia in fisica delle particelle, sia in astrofisica che in cosmologia. La rivelazione indiretta della Materia Oscura si basa sullo studio degli spettri dei raggi cosmici primari, alla ricerca di componenti anomale dovute all'annichilazione o al decadimento della Materia Oscura stessa.

I raggi cosmici sono nuclei completamente ionizzati e particelle fondamentali che vengono accelerati in sorgenti astrofisiche e che raggiungono l'atmosfera terrestre. Le principali proprietà e caratteristiche dei raggi cosmici, ricavate dall'analisi della composizione chimica (Sezione 1.1) e dello spettro energetico (Sezione 1.2), sono fondamentali per lo studio della loro propagazione nella Galassia attraverso l'equazione differenziale di diffusione (Sezione 1.3).

AMS-02 è un rivelatore di particelle nello spazio (Sezione 1.4) estremamente sofisticato che fornisce informazioni dettagliate riguardanti la radiazione cosmica e la presenza di antiparticelle primarie.

Nel Capitolo 2 viene presentato il progetto GALPROP, che ha come scopo quello di risolvere, attraverso un software, l'equazione di diffusione dei raggi cosmici. Per ottenere la soluzione numerica è necessario definire un modello realistico della Galassia, fornendo i valori dei parametri di propagazione.

Postulando l'esistenza della Materia Oscura è possibile spiegare alcuni fenomeni astrofisici e cosmologici, riguardanti le curve di rotazione galattica (Sezione 3.1), il lensing gravitazionale (Sezione 3.2), la fisica legata ai cluster di galassie (Sezione 3.3) e l'anisotropia della radiazione cosmica di fondo (Sezione 3.4).

Nel Capitolo 4 sono descritte le principali proprietà della Materia Oscura, che si possono evincere dalle osservazioni e dalle simulazioni riguardanti lo sviluppo dell'Universo su grande scala. Si passa poi a una rassegna delle principali particelle candidate alla composizione della Materia Oscura.

Nell'ultimo capitolo, introducendo gli aspetti fondamentali della ricerca indiretta, vengono analizzati gli spettri di antiprotoni e positroni raccolti da AMS-02, confrontandoli con gli spettri attesi dalle simulazioni GALPROP.

Capitolo 1

La fisica dei Raggi Cosmici e AMS-02

Grazie agli studi di Pacini e di Hess si scoprì nel 1912 l'esistenza di una radiazione extraterrestre estremamente penetrante. Iniziò quindi lo studio dei Raggi Cosmici (CR), i quali costituiscono tale radiazione proveniente dallo Spazio di natura corpuscolare. Si ritiene che la maggior parte di queste particelle abbia origine nella nostra Galassia: esse quindi costituiscono un importante campione per lo studio diretto della fisica galattica. È importante fare distinzione tra i Raggi Cosmici primari e secondari: i primari rappresentano quelle particelle che, create da sorgenti astrofisiche, giungono a noi inalterate; i secondari sono invece prodotti in seguito ai processi di spallazione nucleare tra i primari e il mezzo interstellare (ISM) oppure dalla disintegrazione di specie instabili. Con il termine "spallazione" si indica la reazione nucleare inelastica che avviene tra particelle di energia elevata e un nucleo atomico.

1.1 Composizione chimica e tempo di permanenza nella Galassia

Il flusso dei raggi cosmici primari è essenzialmente composto da protoni ($\sim 85\%$); vi sono anche nuclei di elio ($\sim 12\%$), nuclei più pesanti ($\sim 1\%$), elettroni e positroni ($\sim 2\%$).

Lo studio sulla composizione chimica della radiazione cosmica è fondamentale per poter fissare alcuni vincoli sui parametri delle equazioni di diffusione nella Galassia. In particolare, dal rapporto tra le abbondanze di nuclei instabili rispetto a quelle degli stabili della stessa specie (*unstable-to-stable ratio*) si ottiene il tempo medio di permanenza dei CR nella Galassia. Si stima essere dell'ordine di $\sim 10^7$ anni. Per questo tipo di misura sono molto importanti gli isotopi ^{10}Be (instabile)

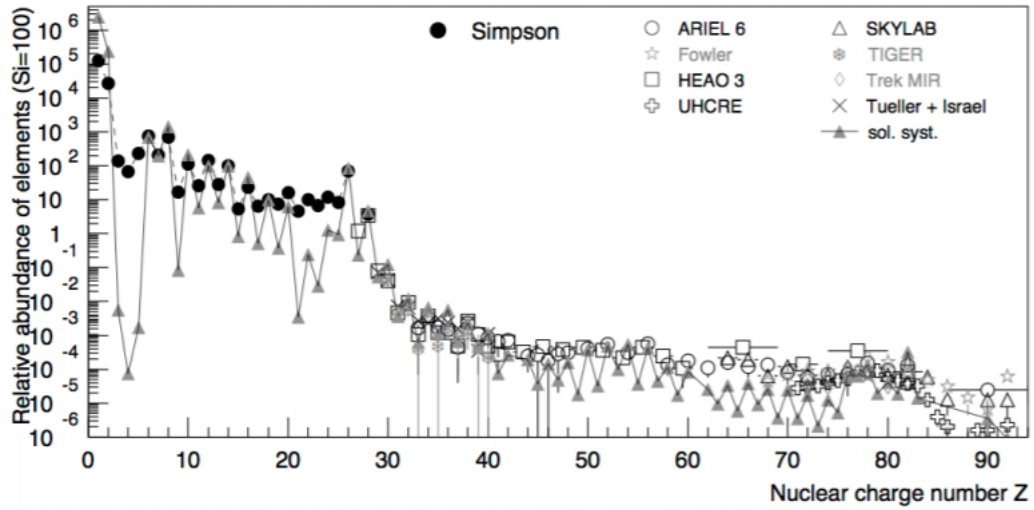


Figura 1.1: Abbondanze relative degli elementi nei raggi cosmici e nel Sistema Solare. Quando vi è corrispondenza tra le misure è confermata l'origine galattica di quegli elementi; in caso di discrepanza si ritiene che la produzione sia dovuta ai processi di spallazione nell' ISM [1].

e ${}^9\text{Be}$ (stabile). Inoltre, dal rapporto tra le abbondanze dei secondari rispetto a quelle dei primari (*secondary-to-primary ratio*) è possibile fare una prima stima della quantità di materia attraversata (*grammage*) dopo un tempo t pari al tempo di vita media dei CR [1].

Per esempio, prendendo in considerazione i nuclei di Li, Be e B e confrontando le loro abbondanze relative nei raggi cosmici e nel Sistema Solare si può osservare dal grafico riportato in Figura 1.1 come questi siano molto più abbondanti nel primo caso rispetto al secondo.

Ci si aspetta, infatti, che le loro abbondanze siano molto basse nel Sistema Solare, poiché questi elementi agiscono come catalizzatori delle reazioni nucleari che avvengono nelle stelle. Mentre invece, durante la propagazione dei raggi cosmici primari, essi sono prodotti dall'interazione di nuclei più pesanti (C, N e O) con i protoni del mezzo interstellare. Si ritiene quindi che i nuclei di Li, Be e B rivelati siano principalmente di origine secondaria. Si studia specialmente il rapporto B/C, poiché si conoscono con buona precisione i valori delle sezioni d'urto relative alla produzione di B a partire da C, N e O; vi sono invece maggiori incertezze sulle sezioni d'urto relative al Be e al Li.

Comunque, considerando di avere nuclei X come raggi cosmici primari che si propagano nella Galassia in modo casuale, una parte riuscirà ad uscire dai confini del volume considerato, mentre una parte, interagendo con i protoni dell' ISM,

darà luogo al processo di spallazione.

$$p + X \rightarrow Y + \text{altro} \quad (1.1.1)$$

Si definisce la lunghezza del cammino

$$\xi = \rho \cdot x = c \cdot \rho \cdot \tau \quad [g \text{ cm}^{-2}] \quad (1.1.2)$$

dove x è la distanza percorsa, ρ è la densità dell'ISM, τ è il tempo caratteristico del processo e c la velocità della luce (assunto di avere particelle relativistiche). Studiando questi processi con un modello semplificato, si assume che la sezione d'urto dell'interazione tra le particelle sia indipendente dall'energia. Su tutto il volume galattico si può ritenere, quindi, che la produzione dei secondari dipenda dalla sezione d'urto dell'interazione, dalla densità media dell'ISM (ρ) e dalla distanza percorsa (x) dai raggi cosmici primari prima della fuga dalla Galassia. Quindi a un preciso valore del rapporto tra le abbondanze di Y rispetto a quella di X è correlato un valore definito di $\xi = \xi_{esc}$, il quale corrisponde all'ammontare medio di materia attraversata dai CR prima della fuga della Galassia. Dunque, osservando il processo in cui C, N e O corrispondono al nucleo X e Li, Be e B al prodotto Y , i raggi cosmici primari hanno attraversato una certa quantità di materia pari a $\xi_{esc} \simeq 5 \text{ g cm}^{-2}$ che riproduce il rapporto tra le abbondanze misurato sperimentalmente [2].

1.2 Lo spettro dei Raggi Cosmici

Lo spettro energetico delle particelle rivelate è molto ampio e si estende dall' eV fino a 10^{21} eV. Prima dell'analisi dello spettro è necessario introdurre alcune grandezze.

Definizione 1.1. Si definisce **flusso differenziale** di un fascio di particelle a una data energia dE e a un dato angolo solido $d\Omega$

$$\Phi(E) = \frac{d^2\varphi}{dE d\Omega} (E) = \frac{dN}{A T d\Omega dE} \quad (1.2.1)$$

dove T è l'intervallo temporale e N è il numero di particelle incidenti per unità di tempo sulla superficie di area A .

Definizione 1.2. Si definisce **flusso integrale** di un fascio di particelle con energia maggiore di E^*

$$\Phi(> E^*) = \frac{d\varphi}{d\Omega} (E) = \int_{E^*}^{\infty} \frac{d^2\varphi}{dE d\Omega} dE . \quad (1.2.2)$$

Definizione 1.3. La **densità di numero** n corrisponde al numero di particelle che si muove con velocità v in un dato volume, a un dato istante di tempo. Si trova integrando il flusso integrale su tutto l'angolo solido e dividendo per la velocità. Nel caso di un flusso isotropo di particelle è data da

$$n = \frac{4\pi}{v} \Phi(> E), \quad (1.2.3)$$

mentre la **densità di numero differenziale** è pari a

$$\frac{dn}{dE} = \frac{4\pi}{v} \Phi(E). \quad (1.2.4)$$

Il flusso differenziale dei raggi cosmici (anche detto spettro di energia differenziale) è riportato in Figura 1.2. Si può notare che in corrispondenza di energie minori di 10 GeV il flusso dei CR presenta una riduzione rispetto all'andamento che si ha ad alte energie. Questo è dovuto principalmente al vento solare che condiziona la radiazione cosmica poco energetica; invece al di sopra di 10 GeV, si considera che il contributo da parte del Sole sia trascurabile e l'andamento dello spettro può essere descritto dalla seguente legge di potenza

$$\Phi(E) = K \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^{-\alpha} \left[\frac{\text{part}}{\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}} \right] \quad (1.2.5)$$

$$\Phi(> E) = \frac{K}{\gamma} \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^{-\gamma} \left[\frac{\text{part}}{\text{cm}^2 \text{ s sr}} \right] \quad (1.2.6)$$

In particolare K è il fattore di normalizzazione, α è l'indice spettrale differenziale del flusso dei CR e $\gamma \equiv \alpha - 1$ è l'indice spettrale integrale [2]. Essi si determinano da un fit sui dati sperimentali. Lo spettro che segue la legge di potenza è caratterizzato da due punti di transizione in cui cambia la pendenza: a energie dell'ordine di $\sim 10^{15}$ eV vi è il *ginocchio* dello spettro (*knee*), dove il flusso inizia a decrescere più rapidamente e il valore di α cambia da ~ 2.7 a ~ 3.1 ; a energie maggiori, intorno a $\sim 10^{18}$ eV lo spettro si appiattisce e appare meno ripido con $\alpha \sim 2.7$, la cosiddetta *caviglia* (*ankle*). Si suppone che le particelle prima della transizione alla *caviglia* dello spettro siano di origine galattica, oltre questo punto, invece, la componente principale del flusso sia costituita da raggi cosmici di origine extragalattica. A energie dell'ordine di $\sim 10^{19}$ vi è la soppressione GZK, dovuta all'interazione dei RC con i fotoni CMB [1].

1.3 L'equazione di diffusione dei raggi cosmici

L'equazione di diffusione è di fondamentale importanza poiché permette di dare una descrizione del moto dei raggi cosmici nella Galassia. Bisogna considerare che

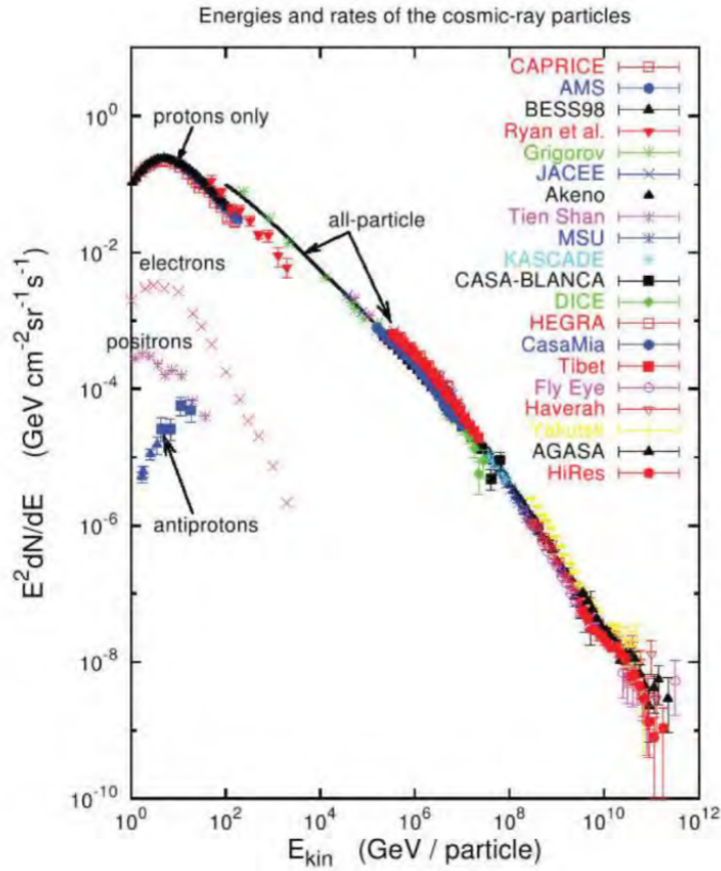


Figura 1.2: Spettro di energia dei raggi cosmici su un ampio intervallo di energia [3]. Sono riportate le misure di diversi esperimenti [1].

le particelle, una volta lasciata la loro regione di origine, si diffondono nel mezzo interstellare con cui possono interagire ed essere deviate, perdere o guadagnare energia oppure dar luogo a processi di spallazione. Questo fatto è in accordo con l'elevato tempo di permanenza stimato (altrimenti troppo grande se i CR si propagassero in linea retta con velocità c) e l'isotropia del flusso che raggiunge la superficie terrestre. Quindi, il modello di diffusione galattica cerca di spiegare le informazioni ottenute dagli studi sugli spettri di energia, sulla composizione e sull'anisotropia dei raggi cosmici.

L'equazione di diffusione viene definita su un volume limitato, di cui non sono conosciute le dimensioni esatte, e oltre i suoi confini si considera che la propagazione dei raggi cosmici cessa di essere di natura diffusiva. Si assume che le stelle e i gas siano contenuti solamente all'interno di un disco galattico, caratterizzato da un raggio R (con valore di circa 20 kpc) molto esteso e uno spessore $2h$ molto piccolo

($h \sim 100$ pc); l'alone diffusivo si suppone abbia una forma cilindrica, il cui raggio segue approssimativamente il disco galattico, ma il suo spessore z_h sia molto maggiore del disco. Si ha quindi che le interazioni con la materia avvengono solamente all'interno del disco, dove sono situate la materia e le sorgenti. Come ulteriore condizione al contorno si assume che il flusso di particelle si conservi all'interno del volume, dunque si pone che ai confini $N(R, z, E) = N(r, \pm z_h, E) = 0$.

Si consideri l'osservabile N che rappresenta il numero di particelle di una certa specie j in un volume cilindrico dato e con una energia definita nell'intervallo E e $E + dE$. L'equazione di diffusione che descrive la variazione di N nel tempo è data da [1], [4]

$$\begin{aligned} \frac{\partial N^j}{\partial t} - \vec{\nabla}[D\vec{\nabla}N^j(E) - \vec{V}_C N^j(E)] - \Gamma^j N^j + \\ - \frac{(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_C)}{3} \frac{\partial}{\partial E} \left[\frac{p^2}{E} N^j(E) \right] = \mathcal{Q}^j(E) + \\ + \frac{\partial}{\partial E} \left[-b_{tot}(E)N^j(E) + \beta^2 K_{pp} \frac{\partial N^j(E)}{\partial E} \right] \end{aligned} \quad (1.3.1)$$

Il secondo termine dell'equazione tiene conto della diffusione delle particelle al di fuori del volume considerato. Il coefficiente di diffusione spaziale D è dato dalla seguente equazione

$$D = D_0 \beta \left(\frac{\rho}{R} \right)^\delta \quad (1.3.2)$$

dove D_0 è la costante di normalizzazione, ρ è la rigidità della particella, R la rigidità di riferimento e δ è l'indice spettrale. Il valore di δ può cambiare in base alla rigidità (o equivalentemente all'energia, come mostra la relazione 1.3.3) della particella: in corrispondenza di rigidità sempre minori vi sono alcuni effetti che giocano un ruolo sempre più importante nella diffusione, come i venti convettivi, la riaccelerazione, la modulazione solare. Quindi si individuano diversi intervalli, limitati da valori definiti di rigidità presi come riferimento (R), corrispondenti a valori differenti dell'indice spettrale [1], [5].

La rigidità magnetica ρ di una particella di massa m , energia totale E e cinetica K è data dalla seguente equazione [1],

$$\rho = \frac{c |p|}{|Z e|} = \frac{\sqrt{E(T)^2 - m^2}}{|Z e|} \quad (1.3.3)$$

$$\text{con} \quad E(T) = T + m. \quad (1.3.4)$$

Il terzo termine dell'equazione 1.3.1 descrive il trasporto convettivo dei CR a causa del vento galattico, di velocità V_C . Si presume l'esistenza di un vento

galattico, dovuto allo spostamento del mezzo, in cui si propagano i CR, verso l'esterno del disco. Lo spostamento viene ricondotto a un'espansione adiabatica, perpendicolare al piano del disco, espressa come dipendente da $\nabla \cdot V_C$. Si assume che la velocità di convezione aumenti linearmente con la distanza dal piano. Per evitare di avere discontinuità per $z = 0$ si considera che la velocità sia della forma [6]

$$V_C = \begin{cases} > 0 & \text{per } z > 0 \\ = 0 & \text{per } z = 0 \\ < 0 & \text{per } z < 0, \end{cases} \quad (1.3.5)$$

$$\text{con } \frac{dV_C}{dz} > 0 \quad \forall z. \quad (1.3.6)$$

Questo fenomeno provoca una perdita di energia costante e adiabatica, e può essere espresso come

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{Adiab} = -E_k \left(\frac{2m + e_k}{m + E_k}\right) \frac{V_C}{3h} \quad (1.3.7)$$

dove E_k rappresenta l'energia cinetica totale. Inoltre, si ritiene che il campo magnetico galattico sia caratterizzato da due componenti: una regolare, di valore medio del modulo attorno a qualche μG (parallela al piano galattico e responsabile del confinamento) e una componente stocastica, di circa lo stesso ordine di grandezza, responsabile della diffusione dei nuclei carichi [1].

$\Gamma^j N^j$ descrive la distruzione delle particelle della specie j nel mezzo interstellare dovuta alla dissociazione del nucleo, in seguito allo scattering con idrogeno o elio interstellare.

$\mathcal{Q}^j(E)$ è il termine che rappresenta le sorgenti. Esso è descritto dalla formula generale, riportata qui di seguito, che include sia le sorgenti primarie Q^j sia le secondarie (sono considerate secondarie poichè la specie j è ottenuta dai processi di spallazione o decadimento radiattivo di nuclei più pesanti).

$$\mathcal{Q}^i(E) = q_0 Q^j(E) + \sum_k^{m_k > m_j} \Gamma^{kj} N^k(o) \quad (1.3.8)$$

dove q_0 rappresenta l'abbondanza normalizzata e $\Gamma^k N^k$ la dissociazione dei nuclei della specie k [1].

Il penultimo termine dell'equazione di diffusione descrive i processi che causano perdite di energia dei raggi cosmici. Vi sono due principali interazioni da considerare per i nuclei: il processo di ionizzazione e lo scattering di Coulomb; per i leptoni invece sono fondamentali la radiazione di sincrotrone, la Bremsstrahlung e l'effetto Compton inverso.

L'ultimo termine rappresenta la riaccelerazione diffusiva causata dalle onde Alfvén che sono un tipo di onda magnetoidrodinamica, definite nella fisica del

plasma, in generale nella MHD (Magneto HydroDinamics). K_{pp} è il coefficiente di diffusione nello spazio dei momenti [1].

1.3.1 Propagazione dei CR a basse energie nell'eliosfera

Il Sole emette particelle (principalmente elettroni e protoni) a basse energie, sotto forma di plasma completamente ionizzato; esse si propagano con una velocità $v \sim 400 \text{ Km/s}$ fino al *termination shock*, oltre questo confine rallentano bruscamente e iniziano a sentire gli effetti del vento interstellare. Questo flusso di particelle viene indicato col nome di vento solare. Da studi effettuati sull'attività del Sole e sul flusso dei raggi cosmici a basse energie si è osservata un'anticorrelazione tra le variazioni delle due grandezze [7]. Quindi nei periodi di attività solare più intensa i CR sono maggiormente ostacolati, questo effetto è chiamato modulazione solare. In Figura 1.3 è riportata una raffigurazione schematica dell'eliosfera (o cavità solare), cioè la regione in cui domina la modulazione. Essa è permeata dal campo magnetico generato dal Sole. L'equazione di Parker, qui di

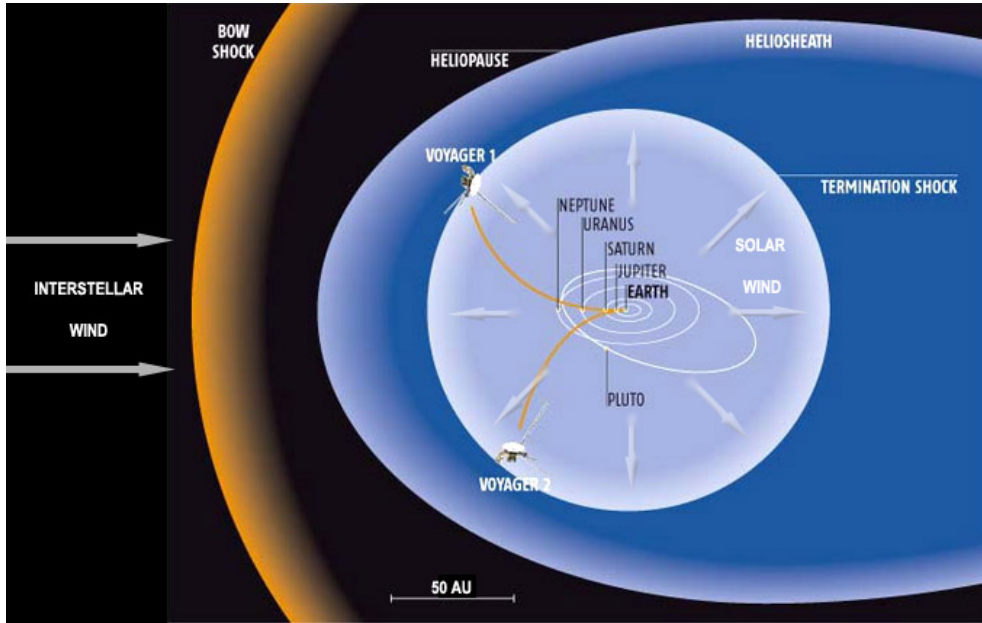


Figura 1.3: Eliosfera, la cui estensione è variabile ed è definita dall'eliopausa [8].

seguito riportata, descrive l'evoluzione del flusso dei CR nella cavità solare ed è un'equazione di diffusione espressa secondo una geometria sferica [7].

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_{ij}^S \frac{\partial U}{\partial x_j} \right) + \frac{1}{3} \frac{\partial V_{SW,i}}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial T} (\alpha_{rel} T U) - \frac{\partial}{\partial x_i} [(V_{SW,i} + v_{d,i}) U] \quad (1.3.9)$$

U è la densità di numero per unità di energia cinetica T dei CR provenienti dalla Galassia, $V_{SW,i}$ è la velocità del vento solare lungo l'asse x_i , K_{ij}^S è la componente simmetrica del tensore di diffusione, $\nu_{d,i}$ è la velocità di deriva magnetica della particella (legata alla componente antisimmetrica del tensore di diffusione) e $\alpha_{rel} = T + \frac{2m_r c^2}{T} + m_r c^2$ con m_r la massa a riposo della particella (GeV/nucleone). L'equazione può essere risolta numericamente oppure analiticamente riducendo il problema al caso di una simmetria sferica 1D, secondo l'approssimazione *force field*.

Secondo questa approssimazione si assume che il vento solare si muova radialmente con velocità costante V , il tensore di diffusione sia isotropico e costante, la funzione di distribuzione di densità sia a simmetria sferica, non ci siano spostamenti di deriva e che il sistema sia in condizioni quasi stazionarie ($\frac{\partial f}{\partial t} = 0$). Utilizzando questa approssimazione, si trova che per un nucleo, di carica Z e numero atomico A , l'energia totale è soggetta a un semplice shift.

$$\frac{E_{atmosfera}}{A} = \frac{E_{ISM} - |Z|\phi}{A}. \quad (1.3.10)$$

E_{ISM} è l'energia totale del nucleo nel mezzo interstellare, prima che venga sottoposto alla modulazione, e $E_{atmosfera}$ invece è quella all'apice dell'atmosfera terrestre. ϕ è il parametro di modulazione solare, il cui valore cambia a seconda dell'attività del Sole (i cicli solari durano circa 11 anni), il suo valore è pari a $\sim 300MV$ nel minimo solare e $\sim 1500MV$ quando l'attività è massima. Esso può essere interpretato come il valore medio del potenziale sentito dalla particella mentre attraversa l'eliosfera, la quale subisce una decelerazione adiabatica [1], [9].

La magnetosfera influenza i raggi cosmici a basse energie (fino a 15-20 GV di rigidità). In prima approssimazione si può descrivere il campo magnetico terrestre come un campo di dipolo, con un momento $M = 8.110^{25} Gcm^3$, inclinato di 11° rispetto all'asse di rotazione terrestre e traslato di 400 km rispetto al centro della Terra. Un effetto molto importante del campo magnetico terrestre è il *cut-off geomagnetico*: le particelle cariche dei CR, con bassi valori di rigidità, nell'attraversare il campo magnetico terrestre, sono influenzate dalla forza di Lorentz, la quale devia la loro traiettoria e può far sì che esse non raggiungano i detector. Questo effetto dipende dalla rigidità della particella, dalla direzione da cui arriva e dalla posizione del detector (rispetto al campo magnetico) [1].

1.4 L'esperimento AMS-02

AMS è un esperimento internazionale che coinvolge centinaia di ricercatori, comprende 56 istituzioni di 16 paesi, con un contributo particolarmente importante da parte dell'Europa. Sono stati mandati nello spazio due spettrometri di particelle.

Il primo, il prototipo AMS-01, nel giugno del 1998 e il secondo, AMS-02 (riportato in Figura 1.4), nel maggio del 2011. AMS-02 è stato installato come modulo esterno sulla Stazione Spaziale Internazionale (ISS) e ci si aspetta che continui a operare fino al 2024 almeno; infatti per poter estendere la durata dell'esperimento il magnete super conduttore, inizialmente previsto per AMS-02, fu poi sostituito con la versione AMS-01 non superconduttore. La Stazione Spaziale Internazionale compie un'orbita attorno alla Terra ogni 90 minuti. A un'altitudine di circa 300 km: lo spettrometro AMS-02 colleziona circa 40 milioni di eventi al giorno [9], [10]. Gli scopi principali di AMS-02 sono:

- la misura della composizione e degli spettri dei raggi cosmici con un'energia all'interno di un ampio intervallo che si estende da GeV fino a qualche TeV, in funzione della specie cosmica. In particolare vengono studiati gli spettri delle specie cosmiche fino all'Ossigeno (e potenzialmente fino allo Zinco), degli isotopi di idrogeno, elio e berillio (D/p, $^3\text{He}/^4\text{He}$, $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$), dei leptoni, i rapporti tra secondari e primari di B/C e di sub-Fe/Fe, e lo spettro dei raggi gamma;
- la ricerca per segnali indiretti di Materia Oscura, attraverso la rivelazione di prodotti di annichilazione che appaiono come anomalie degli spettri dei raggi cosmici di e^+ , \bar{p} , gamma e \bar{D} ;
- la ricerca di antimateria attraverso la rivelazione di antinuclei con $|Z| \geq 2$.

Lo spettrometro ha un volume di 64 m^3 , pesa 8.500 kg, dissipa una potenza di 2.5 kW e trasmette dati dalla Stazione Spaziale con un'ampiezza di banda pari a 9.6 Mbps [2]. Esso è composto da diversi detector di particelle:

- un TRD (Transition Radiation Detector), sistema che permette la distinzione tra gli elettroni e i protoni ad alta energia: nel passaggio attraverso il TRD gli elettroni emettono raggi X a differenza dei protoni. Esso è composto da 20 differenti strati, ognuno dei quali è caratterizzato da 20 mm di polypropylene/polyethylene irregolare e 16 tubi riempiti di una miscela di gas di Xe/CO_2 (molto efficiente per la conversione dei raggi X) [1], [10].
- un detector TOF (Time Of Flight) che misura, con una precisione di $\sim 0.15\text{ ns}$, il tempo di transito della particella, funge da trigger per gli altri subdetector, distingue le traiettorie verso l'alto da quelle verso il basso con un fattore di rigetto pari a 10^{-9} (necessario per la rivelazione di antimateria) e misura la carica della particella. Esso è capace di misurare la velocità delle particelle con una risoluzione di qualche % [1], [2];
- un Silicon Tracker che misura la rigidità delle particelle (fino a un massimo di 2 TV) dalla curvatura della traiettoria causata dal magnete. Registra le

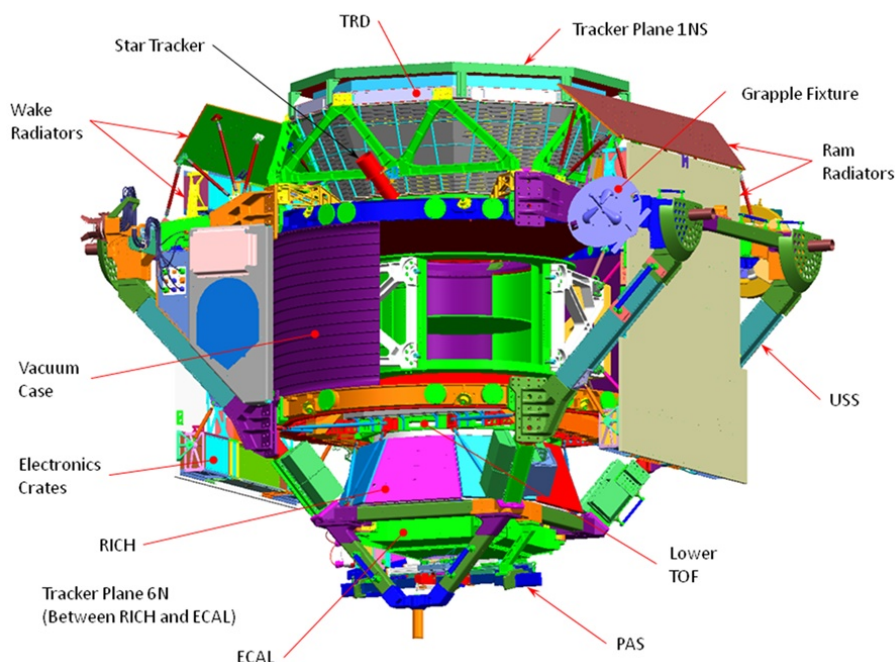


Figura 1.4: Spettrometro magnetico AMS 02. Opera come modulo esterno della Stazione Spaziale Internazionale, compiendo misure di precisione sulla composizione e del flusso dei raggi cosmici[10].

coordinate spaziali della particella in otto punti diversi, con una precisione di $\sim 10\mu m$. Per prevenire errori sistematici dovuti a deformazioni meccaniche e al disallineamento per effetti termici, l'apparato è stato dotato di un sistema TAS (Tracker Alignment System) che permette un monitoraggio rapido per la determinazione della traccia [2], [10];

- un ECAL (Electromagnetic CALorimeter) che consente di distinguere, con alta precisione, i protoni dai positroni e gli elettroni dagli antiprotoni ad alte energie; inoltre permette di misurare direttamente i fotoni fornendo i valori dell'energia e della direzione con alta precisione [10];
- un ACC (Anti-Coincidence Counter), il quale rigetta i dati relativi alle particelle che raggiungono lo spettrometro con angoli di incidenza troppo ampi e che non possono essere misurate accuratamente, poichè non attraversano tutti gli strumenti di rivelazione di AMS-02, ma passano dalle pareti laterali;
- uno Star Tracker che individua l'orientazione di AMS nello spazio; l'utilizzo combinato con ECAL permette di fare una stima sulla direzione di arrivo dei fotoni.

Capitolo 2

GALPROP

Come risolvere la propagazione dei raggi cosmici nella Via Lattea

GALPROP (GALactic PROPagation) è un software di risoluzione numerica dell'equazione di propagazione dei CR per ogni specie, data la distribuzione delle sorgenti e le condizioni al contorno. I dati numerici, ottenuti da misure dirette sui CR e utilizzati come parametri per l'equazione di propagazione, sono tutti riferiti a grandezze astrofisiche di un unico sistema, la galassia. Quindi uno dei principali obiettivi del progetto è quello di sviluppare un codice che tenga conto contemporaneamente di tutti i processi rilevanti che interessano i raggi cosmici. Tuttavia vi sono molti vincoli simultanei che bisogna considerare e non è ancora stato sviluppato un modello completo che riesca ed essere in accordo con tutte le osservazioni. Con GALPROP, quindi, si vuole fornire un codice disponibile al pubblico, con la prospettiva di futuri sviluppi e modifiche, al fine di poter superare i limiti dei modelli analitici e semi-analitici [5], [11], [12].

Come dati di input è necessario fornire la distribuzione delle sorgenti dei CR, i valori dei parametri relativi alle proprietà della galassia e alla propagazione dei CR. I confini del volume e la scala della griglia sono quindi definibili dall'utente.

Come già accennato nella sezione 1.1, molte informazioni relative ai processi considerati nell'equazione di propagazione si possono ottenere da misure dirette della composizione e dello spettro del flusso dei CR che raggiunge l'atmosfera terrestre. Si assume che queste grandezze abbiano pressochè gli stessi valori in tutta la Galassia, tenendo comunque conto che tutti i dati raccolti sono relativi solo a un punto, la Terra, la cui posizione è periferica. Quindi i valori dei parametri dipendono dal modello di propagazione assunto e dall'accuratezza dei dati misurati [11], [13]. Si stima che la distanza del Sole dal centro della galassia sia pari a 8.33 kpc [1].

2.1 Proprietà della Galassia

Per la risoluzione dell'equazione si considera uno spazio tredimensionale con simmetria cilindrica, le cui coordinate sono date da (R, z, p) ; R è il raggio galattocentrico, z la distanza dal piano della Galassia e p il momento totale della particella. I confini esatti della regione di propagazione non sono noti, variano a seconda del modello di propagazione che si è utilizzato; essi sono indicati col raggio R_h (il cui valore influenza poco la distribuzione spaziale dei CR) e con la semi altezza del cilindro z_h (il cui valore si ritiene possa variare da 1 a qualche kpc circa). Ai confini si assume la libera fuga delle particelle dal volume. Inoltre si ritiene che la materia e le sorgenti dei raggi cosmici siano contenuti all'interno di un disco sottile, che si può assumere di spessore trascurabile (non superiore ai 100 pc [14]), posto sul piano $z = 0$, dal quale poi si allontanano i CR, all'interno dell'alone diffusivo [1], [6], [13]. In Figura 2.1 si può osservare una raffigurazione schematica della Galassia.

Vi sono differenti modelli che studiano la propagazione nella Galassia che considerano o meno la riaccelerazione e/o la convezione, al fine di riprodurre con precisione i dati sperimentali dei flussi dei CR. In generale nell'equazione di diffusione sono considerati i termini relativi alla riaccelerazione diffusiva, alla convezione, allo scattering di Coulomb e alla ionizzazione; per i nuclei in particolare si tiene conto anche dei processi di spallazione nucleare con produzione di isotopi o altri nuclei secondari, di decadimento radioattivo, di cattura K dell'elettrone e di stripping [15]. Invece per gli elettroni e positroni si studiano anche la Bremsstrahlung, lo scattering di Coulomb inverso e l'emissione di radiazione di sincrotrone [5].

2.2 Parametri per la propagazione dei CR

In GALPROP, una volta definiti i valori di z_h e il coefficiente di diffusione, l'esponente diffusivo è dato dal rapporto secondari/primari. Infatti, assumendo che i flussi dei raggi cosmici primari e secondari siano legati agli indici di iniezione γ e spettrale δ secondo le seguenti proporzioni

$$\Phi_{Primari} \propto E^{-(\gamma+\delta)} \quad \Phi_{Secondari} \propto E^{-(\gamma+\delta+\delta)}, \quad (2.2.1)$$

si ottiene che il rapporto tra i flussi fornisce il valore dell'indice δ

$$\frac{\Phi_{Secondari}}{\Phi_{Primari}} \propto E^{-\delta}. \quad (2.2.2)$$

Se si considera anche la riaccelerazione ($V_{\text{Alfvén}} \neq 0$), il coefficiente spaziale D è legato al coefficiente di diffusione nello spazio dei momenti.

Se si tiene conto della velocità di convezione V_C , essa ha componente solo lungo l'asse z e si assume un aumento lineare con la distanza dall'asse del piano, come scritto nelle equazioni 1.3.5 e 1.3.6.

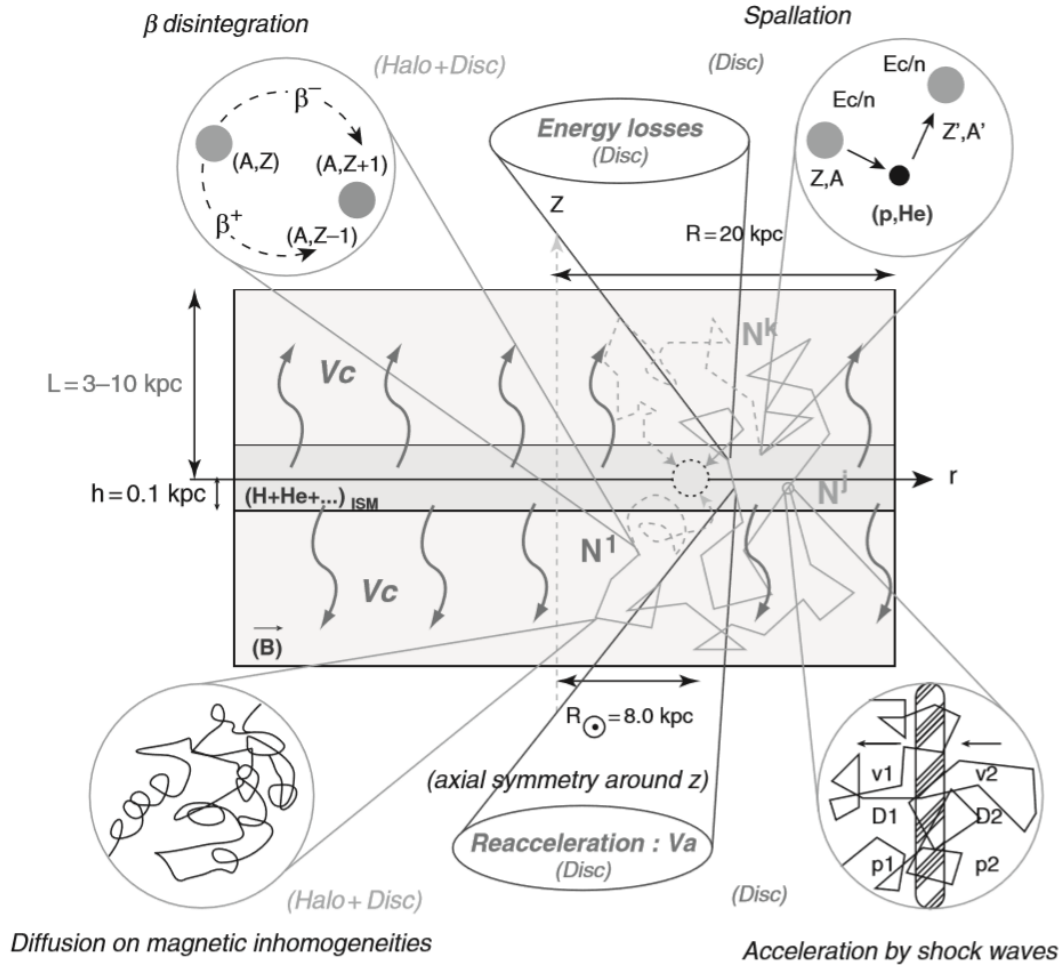


Figura 2.1: Raffigurazione schematica della Via Lattea e della fisica dei raggi cosmici durante la propagazione nel mezzo interstellare [1]. I parametri R e L usati nell'immagine corrispondono a R_h e z_h indicati nel testo.

Lo studio sull'emissione dei raggi gamma, invece, permette di avere informazioni dirette sullo spettro e sulle intensità dei CR a grandi distanze, poiché i fotoni non vengono deflessi dai campi magnetici e si può considerare trascurabile il loro assorbimento nell'ISM. Inoltre, le distribuzioni di gas interstellare si basano principalmente sugli studi di HI (emissione di atomi di idrogeno) e di CO [5], [11].

Nel codice la rete delle reazioni nucleari è sviluppata a partire da un network di reazioni nucleari basato sulle misure nucleari disponibili e periodicamente aggiornate; inoltre le informazioni relative alle sezioni d'urto si basano su approfondite compilazioni e parametrizzazioni. La procedura di GALPROP parte con il risolvere l'equazione di propagazione dai nuclei primari più pesanti; il valore di Z della

specie da cui far partire la generazione è a discrezione dell'utente, ma può essere massimo $Z = 28$, quindi il nucleo più pesante di cui si può studiare la propagazione è ${}^{64}_{28}\text{Ni}$. Viene quindi studiata la diffusione dei nuclei nel mezzo interstellare: questi possono acquistare energia per via dei processi di riaccelerazione, perderla a causa del vento galattico che tende a diluire l'energia della particella su un volume maggiore, oppure possono interagire con i nuclei di idrogeno o elio interstellari e dar luogo a processi di spallazione, producendo i CR secondari. Sono così ottenuti i termini delle sorgenti delle specie secondarie e il programma passa a risolvere la loro equazione di propagazione. Il procedimento è ripetuto fino alle particelle con $A = 1$ (protoni, elettroni, positroni e antiprotoni). In questo modo vengono inclusi i prodotti di spallazione secondari, terziari ecc.

La propagazione dei raggi gamma e della radiazione di sincrotrone viene considerata, alla fine della procedura, solo se è stato richiesto di calcolare le soluzioni relative agli elettroni, protoni ed elio (solo gli elettroni nel caso della radiazione di sincrotrone). Le principali caratteristiche per la loro propagazione sono ricavate usando i dati sul gas interstellare (per il decadimento dei pioni e la bremsstrahlung), dal modello del campo di radiazione interstellare (per l'effetto compton inverso) e dal modello di campo magnetico galattico [5].

2.3 File di output

La funzione di propagazione è risolta numericamente su una griglia nello spazio dei momenti e una griglia spaziale che è possibile definire sia in 2D (R, z) sia in 3D (x, y, z). La soluzione numerica avanza nel tempo fino a che non raggiunge uno stato stazionario. I dati di output di GALPROP sono forniti nel formato di un file FITS¹. Essi descrivono lo spettro ($\frac{dN}{dE d\Omega} [\frac{1}{\text{cm}^2 \text{sr s} (\text{MeV}/\text{nucleon})}]$) in funzione dell'energia cinetica (MeV). Tutti gli spettri sono riscaldati in base alle normalizzazioni di p e degli elettroni [5], [13].

2.4 Intercalibrazione tra HelMod e GALPROP

Il modello di modulazione nell'eliosfera di HelMod è stato sviluppato al fine di poter descrivere la propagazione dei CR galattici dal *termination shock* fino all'orbita terrestre, cioè la zona di influenza della modulazione solare, già descritta nella sottosezione 1.3.1. La modulazione solare è calcolata usando le funzioni numeriche del codice di HelMod. Esso riceve in input

¹FITS (Flexible Image Transport System) è un formato di file usato per le immagini scientifiche, molto comune in astronomia.

- i dati sperimentali, relativi allo spettro dei CR modulati dal vento solare e misurati alla superficie terrestre,
- il file FITS di GALPROP nel quale è descritto lo Spettro Interstellare Locale (LIS), cioè lo spettro dei CR prima di entrare nell'eliosfera,
- i parametri delle funzioni di HelMod, i cui valori sono funzione del periodo del ciclo solare.

Il file di output è fornito come immagine, file di testo e archivio di python; in esso è contenuto lo spettro modulato e la differenza con i dati sperimentali [7], [16].

Nei paper [7], [17], [18] viene utilizzata una procedura iterativa che coinvolge GALPROP e HelMod al fine di poter riprodurre lo spettro dei raggi cosmici per un periodo specifico del ciclo solare e poterlo confrontare con i dati sperimentali, visti come vincoli osservativi. La procedura impiegata sfrutta i metodi Monte Carlo basati sulla Catena di Markov (*MCMC methods*).

La catena di Markov rappresenta un processo stocastico in cui la probabilità di transizione di un sistema a un nuovo stato dipende solamente dallo stato precedente, quindi la transizione agisce senza memoria del passato.

I metodi MCMC sono una classe di algoritmi utilizzati per il campionamento data una certa distribuzione di probabilità: si costruisce una catena di Markov, in modo che abbia come distribuzione di equilibrio quella desiderata, e dopo un certo numero di passi la si utilizza come campione. È necessario quantificare il numero di passi necessari che garantiscono il raggiungimento della distribuzione stazionaria partendo da uno stato iniziale qualunque.

parametro	simbolo	unità di misura
semi-altezza del volume diffusivo	z_h	kpc
costante di normalizzazione del coefficiente di diffusione	D_0	$cm^2 s^{-1}$
indice spettrale	δ	/
velocità di Alfvén	$V_{\text{Alfvén}}$	$km s^{-1}$
velocità di convezione	V_C	$km s^{-1}$
gradiente della velocità di convezione	dV_C/dz	$km s^{-1} kpc^{-1}$
esponente del fattore β^η nel coefficiente di diffusione	η	/

Tabella 2.1: Parametri di propagazione di cui si ottengono i valori con i metodi MCMC e la calibrazione tra GALPROP e HelMod [7].

La procedura MCMC viene utilizzata per indagare i valori dei parametri di propagazione, riportati in Tabella 2.1, che maggiormente influenzano lo spettro

dei CR. I valori finali ottenuti di ogni parametro non sono necessariamente i più probabili, poiché essi sono ricavati dalla procedura contemporaneamente agli altri; infatti lo scopo è quello di ottenere la migliore combinazione che meglio si adatta ai dati sperimentali. Per ogni iterazione si calcola inizialmente il LIS con GALPROP e poi i dati vengono passati a HelMod, il quale valuta la modulazione solare, integrando l'equazione di trasporto di Parker 1.3.9 utilizzando il metodo Monte Carlo. Da HelMod si ottengono gli spettri modulati per uno specifico periodo del ciclo solare che vengono poi confrontati con i dati di AMS-02. L'interazione tra GALPROP e HelMod finisce quando la differenza tra i LIS di due cicli consecutivi è minore del 2% [7], [17].

Capitolo 3

La necessità della Materia Oscura

Vi sono diversi fenomeni cosmologici e astrofisici che non possono essere spiegati dal Modello Standard delle particelle (SM) e dai modelli cosmologici classici senza estendere la teoria [1]. Considerare l'esistenza di un'ulteriore componente massiva oltre a quella ordinaria, la Materia Oscura (DM), faciliterebbe la risoluzione di molti di questi fenomeni anomali. Alcune tra le più importanti evidenze della presenza della Materia Oscura sono date dalle curve di rotazione delle galassie a spirale, dagli effetti del lensing gravitazionale, dal moto delle galassie nei cluster, dallo studio nello spettro a raggi-X dei gas nei cluster di galassie e dall'anisotropia della radiazione cosmica di fondo (Cosmic Microwave Background, CMB)[1], [19].

3.1 Curve di rotazione galattica

Si definisce curva di rotazione la velocità orbitale delle stelle in funzione della distanza dal centro della galassia. Le galassie a spirale sono generalmente composte da un nucleo centrale (*bulge*), con una densità di massa molto elevata, e un disco sottile in cui vi sono stelle e nubi, caratterizzato da bracci di formazione stellare. In queste galassie, le stelle e le nuvole di gas nel disco si muovono approssimativamente su orbite circolari [1]. La curva di rotazione può essere facilmente misurata sfruttando l'effetto Doppler, attraverso il quale si ottiene una relazione tra il moto della sorgente luminosa e la lunghezza d'onda della radiazione emessa [19]. In generale, per le galassie a spirale, l'andamento previsto della curva di rotazione, basato sulla distribuzione di massa osservata, non corrisponde con le misure sperimentali.

Consideriamo un oggetto che si muove in orbita attorno a un centro gravitazionale con distribuzione di massa $M(r)$, calcolata attraverso misure compiute sulla radiazione luminosa emessa. Esso è in condizione di stabilità se l'accelerazione

centrifuga eguaglia quella gravitazionale [1].

$$\frac{v(r)^2}{r} = G_N \frac{M(r)}{r^2} , \quad (3.1.1)$$

Si ottiene che la velocità di rotazione dell'oggetto in orbita è data dalla legge di Keplero

$$v(r) = \sqrt{\frac{G_N M(r)}{r}} . \quad (3.1.2)$$

Tuttavia dai dati sperimentali si ottiene una curva che diventa approssimativamente costante al crescere della distanza radiale. Quindi, per spiegare questo fenomeno, si può assumere l'esistenza di una materia non luminosa, presente assieme a quella ordinaria, oppure l'invalidità della legge newtoniana della gravitazione su scala galattica. La soluzione più semplice è assumere l'esistenza di un alone diffusivo di Materia Oscura che circonda la galassia [1], [19].

Il fit dei dati per la curva di rotazione non è unico: i contributi relativi del disco e della DM dipendono dal modello della galassia assunto. In generale è necessario considerare il contributo di tre componenti: il nucleo centrale, le stelle e i gas del disco e l'alone di DM. Tuttavia la componente di materia oscura sembra essere necessaria solamente per grandi valori della distanza radiale dal centro della galassia [1], come si può vedere in Figura 3.1.

Per una migliore comprensione del problema, consideriamo due distribuzioni di massa a simmetria sferica $M_A(r)$ e $M_B(r)$ descritte dalle seguenti equazioni.

$$M_A(r) = M_T \left(\frac{r}{R}\right)^3 \theta(R-r) + M_T \theta(r-R) , \quad (3.1.3)$$

$$M_B(r) = M_T \left(\frac{r}{R}\right)^3 \theta(R-r) + M_T \left(\frac{r}{R}\right) \theta(r-R) ; \quad (3.1.4)$$

dove R è il raggio fissato del disco galattico di massa totale M_T . Nel caso della distribuzione $M_A(r)$, la densità di massa $\rho_A(r)$ è costante per $r < R$ e nulla per $r > R$ ed è data da

$$\rho_A(r) = \left(\frac{M_T}{\frac{4\pi}{3} R^3}\right) \theta(R-r) . \quad (3.1.5)$$

Questo è il caso di una galassia composta di massa barionica confinata in una sfera di raggio R . Invece, nel caso della distribuzione $M_B(r)$ si ha che la densità di massa per $r > R$ non si annulla, ma diminuisce come r^{-2} ed è data da

$$\rho_B(r) = \rho_A(r) + \left(\frac{M_T}{4\pi R}\right) \frac{1}{r^2} \theta(r-R) . \quad (3.1.6)$$

Quindi, in questo caso, la massa totale nella sfera di raggio r aumenta con r , anche per $r > R$. Un oggetto di una certa massa a distanza r dal centro, che si

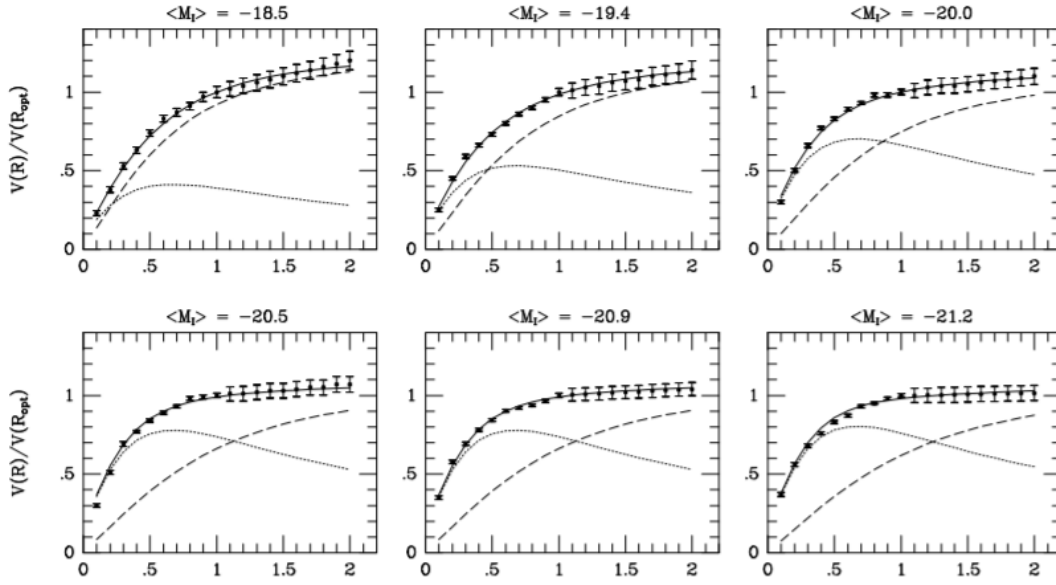


Figura 3.1: Fit delle curve di rotazione per diverse galassie a spirale. Il fit sui dati è ottenuto considerando che la velocità totale v_{mod} è data da $v_{mod}^2 = v_{disco}^2 + v_{alone}^2$. La componente data dal disco luminoso è rappresentata dalla linea puntinata, quella data dall'alone di DM è rappresentata dalla linea tratteggiata [20].

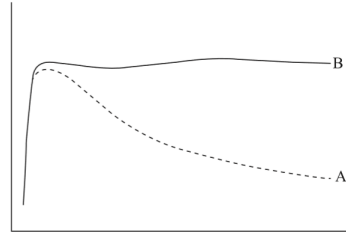


Figura 3.2: Velocità delle stelle in funzione della distanza radiale dal centro della galassia. La curva etichettata con A è descritta da v_A e B dalla funzione v_B [21].

muove con orbite circolari con una velocità $v(r)$, soddisfa l'equazione 3.1.1; da ciò si ottengono le velocità per le due distribuzioni di massa, riportate in Figura 3.2.

$$v_A(r) = \sqrt{\frac{G_N M_T}{R}} \left[\frac{r}{R} \theta(R-r) + \sqrt{\frac{R}{r}} \theta(r-R) \right], \quad (3.1.7)$$

$$v_B(r) = \sqrt{\frac{G_N M_T}{R}} \left[\frac{r}{R} \theta(R-r) + \theta(r-R) \right]. \quad (3.1.8)$$

Si può vedere come $v_A(r) \sim \frac{1}{\sqrt{r}}$ e $v_B(r) \sim cost$ per $r > R$.

Quindi, se dalle misure sperimentali si ottengono una distribuzione di massa data da ρ_A e una curva di rotazione data da v_B , si può ritenere che la differenza tra le due distribuzioni di massa sia dovuta alla Materia Oscura.

3.2 Il lensing gravitazionale

Secondo la relatività generale, la presenza di un forte campo gravitazionale comporta la curvatura dello spazio-tempo. Quindi la luce che si propaga lungo le geodetiche nulle, nel passare vicino a un corpo molto massivo, viene deviata e non si propaga in linea retta [1]. Questo effetto puramente geometrico può essere sfruttato per la deduzione della forma della buca di potenziale e quindi la massa del corpo che porta alla deflessione dei raggi luminosi. Vi sono tre tipi differenti di lensing gravitazionale, riportati in Figura 3.3:

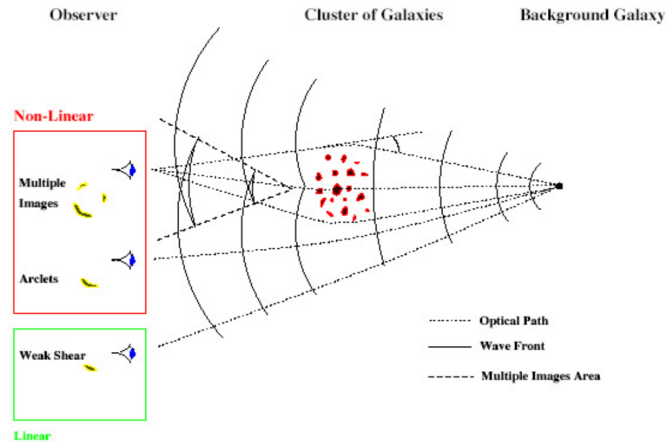


Figura 3.3: Schema grafico in cui sono raffigurati i lensing dovuti al potenziale gravitazionale di un cluster. Vi sono il lensing forte, debole e il microlensing, procedendo dall'alto verso il basso [22].

- il **microlensing**. In questo caso la deformazione dell'immagine non è apprezzabile, ma varia la quantità di luce ricevuta dalla sorgente nel tempo: la luminosità apparente della sorgente viene intensificata. Il microlensing può avvenire per sorgenti luminose, come stelle in galassie remote o quasar, molto distanti dalla Via Lattea, la cui radiazione viene deviata dalle stelle nella nostra Galassia [1].

- **il lensing debole.** La distorsione è debole e comporta un allungamento (*shear*) e un ingrandimento (*convergence*) dell'immagine della sorgente. Nello studio del lensing debole si è spesso avvantaggiati dal fatto che vi è un'elevata densità di numero di galassie in background. Quindi è possibile utilizzarle come popolazione di campionamento per ricostruire statisticamente la forma del campo gravitazionale e risalire alla distribuzione di massa della lente gravitazionale. In generale le distorsioni delle immagini, dovute allo stesso campo gravitazionale, avvengono lungo una direzione privilegiata e dipendono da come è distribuita la materia, oscura e ordinaria, che genera il campo e che causa la curvatura dello spazio-tempo. Considerando di avere in background solo galassie sferiche, attraverso la misura dell'elitticità delle immagini distorte è possibile ricostruire statisticamente le caratteristiche del campo gravitazionale e quindi ottenere informazioni sulla distribuzione di massa, in particolare sulla distribuzione della Materia Oscura. Tuttavia, il disco delle galassie sorgenti non è circolare, ma l'elitticità totale misurata dell'immagine distorta è data da una componente dovuta all'elitticità intrinseca della galassia e una componente dovuta al lensing gravitazionale.
- **il lensing forte.** In questo caso le distorsioni sono molto evidenti e si possono ottenere immagini multiple della stessa galassia, *archi* oppure gli *anelli di Einstein*[21]. Risulta più difficile ricostruire la forma del campo gravitazionale responsabile del lensing forte, rispetto ai casi in cui si ha quello debole, poichè spesso le sorgenti luminose sono poche e non è possibile utilizzarle come campione per uno studio statistico; inoltre, le distorsioni delle immagini che si ottengono sono molto più marcate e complicate.

3.3 I cluster di galassie

Dallo studio sui cluster di galassie e sulle loro collisioni si sono ottenute ulteriori evidenze dell'esistenza della Materia Oscura e si sono acquisite maggiori informazioni sulle sezioni d'urto dell'autointerazione della DM e dell'interazione debole con la materia ordinaria. I cluster di galassie sono i più vasti sistemi gravitazionalmente legati nell'Universo e in equilibrio dinamico. Le velocità orbitali dei suoi elementi sono bilanciate dal potenziale gravitazionale totale del sistema e i loro moti avvengono in una porzione limitata dello spazio, costituendo un sistema legato. Secondo un modello semplificato, i cluster possono essere considerati come sistemi stabili, sferici, di N oggetti, con valore medio della massa m e velocità media orbitale v [1]. Considerando r la distanza media tra gli oggetti, si trovano i valori dell'energia cinetica E e potenziale U del sistema [1],

$$E = \frac{1}{2} N m v^2 \quad . \quad (3.3.1)$$

$$U = -\frac{1}{2}N(N-1)\frac{G_N m^2}{r} . \quad (3.3.2)$$

Dal teorema del viriale si ottiene la relazione che lega il valore medio dell'energia cinetica e dell'energia potenziale.

$$E = -\frac{U}{2} . \quad (3.3.3)$$

Si può, inoltre, stimare la massa totale M del sistema

$$M = Nm = \frac{2rv^2}{G_N} . \quad (3.3.4)$$

3.3.1 Il moto delle galassie nei cluster

Nel 1933, grazie all'astronomo Fritz Zwicky, fu osservata la prima evidenza dell'esistenza di Materia Oscura da uno studio compiuto sull'ammasso della Chioma di Berenice. Egli confrontò le stime della massa totale del cluster ottenute studiando la radiazione luminosa emessa dal sistema e la velocità di rotazione delle galassie (utilizzando il teorema del viriale): il potenziale gravitazionale ottenuto dalla prima stima risultava essere troppo piccolo per poter tenere insieme le galassie e considerare il cluster come un sistema stabile [19]. Come soluzione al problema ipotizzò la presenza di massa non visibile nel cluster, distribuita tra le galassie e il gas, in grado di tenere legato il sistema interagendo gravitativamente.

Questo tipo di osservazioni sono state ripetute per altri ammassi di galassie, tra cui anche il Gruppo Locale, il quale contiene la Via Lattea. Al momento si ritiene che i cluster di galassie siano caratterizzati da tre componenti principali: le galassie, il gas caldo intergalattico (Intra Cluster Medium, ICM) e la Materia Oscura. In particolare per l'ammasso della Chioma, le stelle costituiscono circa l'1% della materia totale, l'ICM il 14% e la DM l'85% [1], [21].

3.3.2 L'emissione di raggi-X

Le caratteristiche dei costituenti principali dei cluster (galassie, ICM e DM) possono essere studiate utilizzando tre metodi indipendenti: metodo ottico, analisi della radiazione nello spettro a raggi-X e analisi della distorsione delle immagini come effetto del lensing gravitazionale. Attraverso il metodo ottico vengono studiate le curve di rotazione delle galassie e la loro distribuzione. Il gas intergalattico in generale ha una massa maggiore della massa totale delle stelle ed è costituito da atomi ionizzati ad alta temperatura (principalmente idrogeno ed elio, ma vi sono anche metalli pesanti). Occupa lo spazio tra le galassie, riempiendo la buca di potenziale gravitazionale dell'ammasso [23]. Il gas caldo emette radiazione principalmente

nello spettro a raggi-X per effetto bremsstrahlung, quindi studiando questa emissione proveniente dal cluster è possibile fare una misura della temperatura e della distribuzione del gas intergalattico [1], [24]. Si assume la condizione di equilibrio idrostatico per un sistema a simmetria sferica [1]

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -a(r) \quad , \quad (3.3.5)$$

dove P , ρ e $a(r)$ sono rispettivamente la pressione, la densità e l'accelerazione gravitazionale del gas a distanza r dal centro della sfera. Per un gas ideale l'equazione può essere riscritta in termini della temperatura T e del peso molecolare medio μ del gas:

$$\frac{G_N M(r)}{r^2} = -\frac{k_B T}{\mu m_p} \left[\frac{d \log \rho}{dr} + \frac{d \log T}{dr} \right] \quad , \quad (3.3.6)$$

con m_p la massa del protone. Si trova che la temperatura del gas in equilibrio è data da [1], [23]

$$kT \approx \frac{G_N M_r m_p}{2r} \approx (1.3 - 1.8) KeV \frac{M_r}{10^{14} M_\odot} \frac{1 Mpc}{r} \quad , \quad (3.3.7)$$

dove M_r è la massa barionica totale contenuta all'interno del raggio r e M_\odot è la massa solare. Calcolando la temperatura del gas sfruttando la condizione dell'equilibrio idrostatico, si trova un valore diverso dalle stime ottenute dalle misure dello spettro di emissione nella banda dei raggi-X. Questo suggerisce l'esistenza della Materia Oscura in misura abbondante all'interno del cluster [1].

Grazie al lensing gravitazionale è possibile ottenere una stima della distribuzione della materia totale nel cluster. Confrontandola con le misure ottenute dalle curve di rotazione delle galassie e dalle emissioni dei raggi-X è evidente che la maggior parte della materia che compone i cluster è Materia Oscura, circa l'80%. In media le galassie costituiscono circa il 3% e l'ICM il 15% della materia totale.

3.3.3 Le collisioni tra cluster

Un importante esempio di collisione tra cluster è il *Bullet cluster* (1E 0657-558), di cui si è studiato essenzialmente il processo di allontanamento avvenuto dopo la collisione [1]. Sono state tracciate le distribuzioni di materia attraverso l'osservazione dei raggi-X e degli effetti di lensing gravitazionale. Dall'analisi dei raggi-X risulta che la maggior parte della massa barionica del sistema sia concentrata al centro del sistema visibile. Tuttavia, studiando il lensing gravitazionale debole, la maggior parte della massa totale si trova al di fuori della regione centrale del gas barionico, come si può vedere in Figura 3.4. Questo offset spaziale tra il centro della massa totale e quello della massa barionica risulta difficile da spiegare

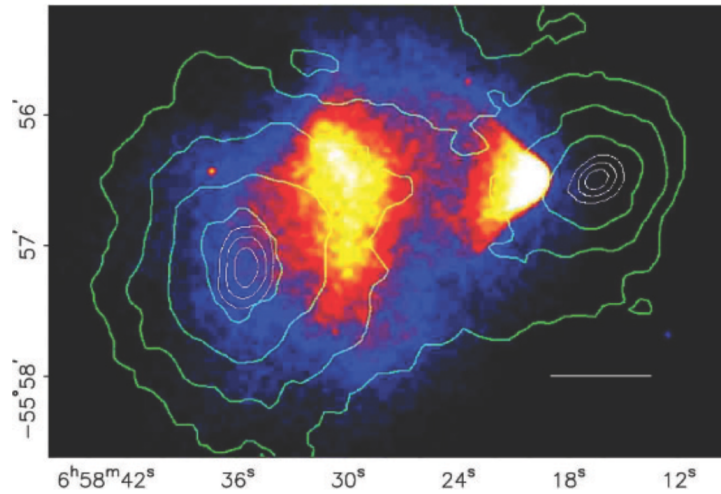


Figura 3.4: Bullet Cluster, 1E 0657-558. I contorni in verde descrivono il potenziale gravitazionale ricostruito dall'analisi sugli effetti del lensing debole. L'immagine ottenuta con i raggi-X indica la temperatura del plasma (il blu indica le zone più fredde, il bianco quelle più calde)[25].

attraverso le teorie che includono una modifica alla legge della gravitazione [21]. Invece, ammettendo l'esistenza della DM, i dati sperimentali indicano una diversa distribuzione tra la materia barionica e quella oscura. Questo aspetto può essere spiegato dal fatto che la DM, a differenza della materia ordinaria, non interagisce significativamente a parte che per effetti gravitazionali, separandosi parzialmente da quest'ultima. Studiando altri casi di collisioni si è osservato che le nuvole di gas vengono notevolmente rallentate; le stelle invece, a meno di collisioni frontali, scorrono interagendo tra loro solo gravitazionalmente e la Materia Oscura risulta avere basse probabilità sia di interazione debole con la materia ordinaria sia di autointerazione [21].

3.4 Anisotropia CMB

La radiazione cosmica di fondo (CMB) è la radiazione elettromagnetica residua che pervade l'Universo, dovuta al disaccoppiamento dei fotoni dalla materia barionica nell'Universo primordiale. Fu inizialmente ipotizzata nel 1948 da George Gamow e i suoi collaboratori; nel 1965 fu scoperta accidentalmente da Robert Wilson e Arno Penzias [2]. Negli ultimi anni si sono sviluppate tecniche osservative sempre più sofisticate: il satellite Cobe è stato il primo a rilevare l'anisotropia termica della CMB. Dalle ultime misure, compiute sui dati raccolti dal satellite Planck, il livello di isotropia della CMB risulta essere di 10^{-5} [26]; dalle fluttuazioni di

temperatura (le anisotropie della radiazione) si ricavano importanti informazioni sulle caratteristiche dell'Universo primordiale. Essa segue lo spettro di corpo nero corrispondente a una temperatura pari a $T = 2.726$ K [1]. Attraverso la trasformata di Fourier dell'intensità della CMB è possibile descrivere le anisotropie di temperatura come

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=2}^{+\infty} \sum_{m=-l}^{+l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \quad , \quad (3.4.1)$$

dove $Y_{lm}(\theta, \phi)$ sono le armoniche sferiche. Assumendo che le fluttuazioni siano di natura casuale e seguano una distribuzione di probabilità Gaussiana, si trova lo spettro di potenza multipolare C_l dal calcolo della varianza dei coefficienti a_{lm} . In questo modo si ottengono le informazioni contenute nella mappa della CMB, studiando l'andamento di C_l in funzione di l [1], come riportato in Figura 3.5.

$$C_l \equiv \langle |a_{lm}|^2 \rangle \equiv \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2 \quad . \quad (3.4.2)$$

Per ottenere informazioni dalle fluttuazioni della temperatura della CMB, è ne-

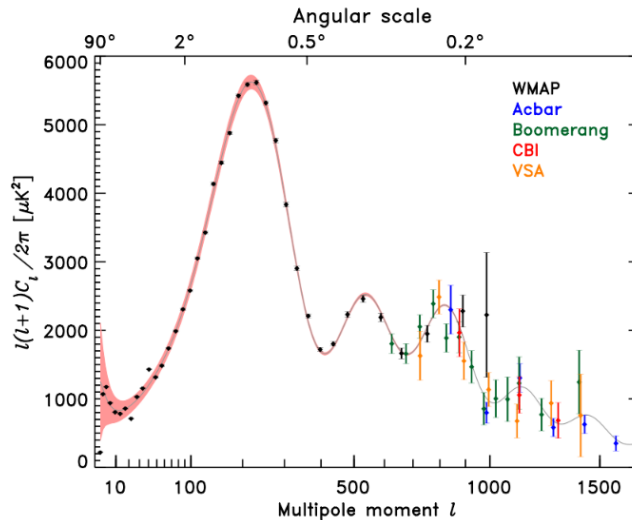


Figura 3.5: Spettro di potenza delle anisotropie della radiazione cosmica di fondo in funzione del multipolo l , per diversi esperimenti [27].

cessario partire da un modello cosmologico con un numero fissato di parametri di cui si cercano i valori. Utilizzando il modello cosmologico standard Λ CDM e combinando i dati del satellite Planck (i più recenti) con altre misure, ad esempio

quelle di WMAP, si trovano i valori di best-fit in corrispondenza del picco della funzione di verosimiglianza che meglio si adatta ai dati sperimentali.

Il modello Λ CDM, si basa sulle equazioni di Einstein [28]

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\frac{8\pi G_N}{c^4}T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} \quad , \quad (3.4.3)$$

dove $R_{\mu\nu}$ e R sono il tensore e lo scalare di Ricci, $g_{\mu\nu}$ è il tensore metrico, G_N la costante di Newton, $T_{\mu\nu}$ il tensore energia-momento e Λ la costante cosmologica. Imponendo le proprietà di omogeneità e isotropia dell'Universo si trova l'elemento di linea

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right) \quad , \quad (3.4.4)$$

dove $a(t)$ è il fattore di scala, k la costante che descrive la curvatura spaziale, la quale può assumere i valori $k = -1, 0, 1$. Si ricava l'equazione di Friedmann dalle equazioni di Einstein, imponendo di avere un tensore energia-impulso per un fluido perfetto e le condizioni di isotropia e omogeneità,

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G_N}{3} \rho_{tot} \quad , \quad (3.4.5)$$

dove ρ_{tot} è la densità di energia totale media dell'Universo [1]. Si definiscono il parametro di Hubble

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad ; \quad (3.4.6)$$

e la densità critica

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G_N} \quad , \quad (3.4.7)$$

la quale corrisponde al valore della densità di energia che si ha per un Universo piatto ($k = 0$) [1]. Risulta utile esprimere l'abbondanza di una sostanza nell'Universo in termini di densità critica; si definisce quindi l'abbondanza frazionaria della sostanza i come

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad . \quad (3.4.8)$$

Analizzando lo spettro di potenza delle anisotropie della CMB, dal primo picco si ottengono informazioni relative alla curvatura dell'universo; il secondo rappresenta la densità barionica e il terzo alla densità di materia; dalla differenza tra il secondo e il terzo picco si ottiene la densità della DM nell'Universo [1], [21]. Quindi basandosi sul modello Λ CDM, dai recenti dati raccolti dal satellite Plank [26], si sono ottenuti i valori di densità frazionaria di materia, di densità frazionaria

barionica e di densità frazionaria di Materia Oscura, rispettivamente pari a

$$\Omega_m h^2 = 0.1430 \pm 0.0011 \quad , \quad (3.4.9a)$$

$$\Omega_b h^2 = 0.02237 \pm 0.00015 \quad , \quad (3.4.9b)$$

$$\Omega_c h^2 = 0.1200 \pm 0.0012 \quad . \quad (3.4.9c)$$

Capitolo 4

I costituenti della Materia Oscura

4.1 La struttura dell'Universo su larga scala

Grazie allo sviluppo delle simulazioni a N-corpi è stato possibile studiare l'evoluzione dell'Universo su larga scala per poter stimare la distribuzione di galassie e Materia Oscura [29]. Dalle simulazioni si è visto che le galassie normali e nane, i cluster e i gruppi di galassie si formano più velocemente nelle regioni ad alta densità, quindi dove è maggiore la densità di Materia Oscura, necessaria per poter riprodurre la formazione delle galassie stesse [30]. Si assume, infatti, che le perturbazioni a bassa densità crescano, a causa dell'instabilità gravitazionale, per formare la struttura legata, nota come alone di Materia Oscura, che a sua volta fornisce la struttura per lo sviluppo delle galassie e altri sistemi legati [21]. Vi sono diversi profili utilizzati nelle simulazioni per parametrizzare la densità dell'alone di DM, la formula generica è data da

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{R}\right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{r}{R}\right)^\alpha\right]^{(\beta-\gamma)/\alpha}} ; \quad (4.1.1)$$

in base ai valori che assumono i parametri (α, β, γ) e i parametri di scala ρ_0 e R si ottengono i differenti profili [28]. In Tabella 4.1 sono riportati i valori dei parametri per alcuni dei profili più utilizzati.

La struttura dell'Universo appare essere caratterizzata da *vuoti*, vaste regioni con bassa densità media cosmica, da *muri* e da *filamenti* di galassie, regioni in cui vi è alta densità di materia [24].

Date queste gerarchie, si pone dunque il problema di caratterizzare gli aloni di DM, descrivendone i costituenti. Procederemo ora a considerare candidati partecellari per la Materia Oscura.

La teoria del Modello Standard delle particelle non risulta essere una teoria completa, alcune questioni sono lasciate irrisolte, tra queste vi è l'esistenza della

	α	β	γ	R(kpc)
Kravstov	2.0	3.0	0.4	10.0
NFW	1.0	3.0	1.0	20.0
Moore	1.5	3.0	1.5	28.0
Profili isotermici	2.0	2.0	0	3.5

Tabella 4.1: Parametri che definiscono alcuni dei profili più utilizzati per descrivere la distribuzione di densità dell'alone di DM [28].

Materia Oscura. Si sono quindi sviluppate numerose teorie che cercano di dare una spiegazione fisica alla DM. La soluzione più semplice per spiegare la natura della Materia Oscura consiste nel postulare che l'alone che circonda le galassie sia popolato da particelle elementari, elettricamente neutre, stabili e massive, non ancora osservate. Tuttavia, vi sono molte altre ipotesi.

In generale possiamo distinguere due classi di candidati: quelli costituiti da materia barionica e quelli costituiti da materia non barionica. Prendendo in considerazione le teorie che prevedono che la DM sia di natura non barionica, bisogna tenere conto dei processi di produzione e delle proprietà cinematiche che la caratterizzano [31].

È possibile classificare la Materia Oscura in base al suo processo di produzione: si differenzia in prima istanza in relitti termici e non-termici.

- **Relitti termici.** Si assume che le particelle siano in equilibrio termico nell'Universo primordiale, caratterizzato da alte temperature T , tale che $T \gg m_\chi$ (m_χ la massa della particella di DM). L'equilibrio è mantenuto grazie al bilanciamento tra [1], [21]
 - i processi di annichilazione tra le particelle χ e antiparticelle $\bar{\chi}$ di DM, con produzione di materia ordinaria,
 - i processi di produzione di Materia Oscura dovuti allo scattering tra particelle del Modello Standard \mathcal{P} e $\bar{\mathcal{P}}$. Si possono sintetizzare col processo:

$$\chi + \bar{\chi} \leftrightarrow \mathcal{P} + \bar{\mathcal{P}} \quad (4.1.2)$$

La densità di numero n_χ di particelle oscure all'equilibrio termico è proporzionale al cubo della temperatura, $n_\chi^{eq} \propto T^3$.

In generale, assumendo che vi sia simmetria tra particelle e antiparticelle, la variazione di densità soddisfa l'equazione di trasporto di Boltzmann,

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \langle \sigma n \rangle (n^2 - (n^{eq})^2) \quad , \quad (4.1.3)$$

dove H è la costante di Hubble, σ è la sezione d'urto di annichilazione e v la velocità relativa tra le due particelle che si annichilano. Il primo termine dell'equazione rappresenta la diluizione delle particelle a causa dell'espansione dell'Universo, il secondo indica la diminuzione della densità di numero per annichilazione e il terzo rappresenta l'aumento della densità di numero per produzione in seguito a processi di scattering di altre particelle [1].

Con l'espansione dell'Universo, la temperatura diminuisce, fino ad arrivare alla temperatura critica $T_c \sim m_\chi$, sotto la quale il termine di produzione di DM viene soppresso e si può considerare nell'equazione solamente il termine di annichilazione, tale che

$$\frac{dn_\chi}{dt} = -n_\chi \Gamma_{ann} \quad , \quad (4.1.4)$$

dove $\Gamma_{ann} = \langle \sigma v \rangle n_\chi$ è il tasso di annichilazione. Dalla soluzione si ottiene che la densità di numero cala esponenzialmente come $n_\chi^{eq} \propto \exp(-m_\chi/kT)$ [1].

Tuttavia, a causa della diminuzione della densità di numero di χ e $\bar{\chi}$, è sempre più difficile che avvenga il processo di annichilazione. Viene quindi raggiunto un nuovo equilibrio, in cui le particelle di DM si disaccoppiano dal bagno termico, subiscono il congelamento del numero e la densità torna ad avere un andamento dato da $n_\chi \propto T^3$ [21].

- **Relitti non-termici.** Queste particelle di DM non sono prodotte per via termica e non sono mai state in equilibrio termico con le altre particelle dell'Universo [21].

La Materia Oscura non barionica può essere suddivisa in tre differenti classi in base alle sue proprietà cinematiche [21]:

- la Materia Oscura Calda (HDM), così chiamata poichè è relativistica al momento del disaccoppiamento e rimane relativistica durante la formazione delle galassie. La sua massa è $m_{HDM} \leq 1eV$. Tuttavia, si è visto dalle simulazioni a N-corpi che la HDM ostacola la formazione di galassie; questo è in conflitto con la struttura osservata dell'Universo. Quindi si deduce che la HMD può essere presente solo in piccolissima parte.
- La Materia Oscura Fredda (CDM); essa è non-relativistica al momento del disaccoppiamento. Ha una massa nel range che va dal GeV fino a qualche TeV. Le simulazioni a N-corpi con la Materia Oscura Fredda mostrano come la CDM favorisca la formazione delle galassie e degli ammassi di galassie. Tuttavia, il modello della CDM prevede la formazione di molti satelliti nani

nelle galassie, ma prendendo in considerazione la Via Lattea, i satelliti rivelati sono molti meno di quelli previsti, anche se bisogna tenere conto che la scarsa luminosità di questi corpi può rendere molto difficile l'osservazione. Inoltre, dalle simulazioni a N-corpi, secondo il modello CMD, risulta che la densità di Materia Oscura dovrebbe aumentare al diminuire del raggio del disco (quindi avvicinandosi al *bulge*); mentre dalle curve di rotazione, della maggior parte delle galassie nane osservate, il profilo di densità risulta essere approssimativamente costante [21]. Questa discrepanza è nota come il problema della cuspidi degli aloni galattici (*the cuspy halo problem*).

- la Materia Oscura tiepida (WDM); la sua massa è $m_{WDM} \geq 1KeV$. Essa è relativistica al momento del disaccoppiamento ma non relativistica durante la transizione dal dominio della radiazione a quello della materia. Tuttavia, anche se il modello WDM sembra prevedere meno satelliti nani e il problema della cuspidi degli aloni galattici è attenuato, dalle simulazioni le previsioni di WDM non sembrano essere migliori del modello CDM.

In generale, tra i vari candidati di Materia Oscura non barionica vi sono i neutrini, candidati come Materia Oscura calda; i neutrini sterili, come WDM; vengono poi gli assioni, le WIMP come possibili candidati per la Materia Oscura Fredda. Invece, tra i candidati possibili che compongono la Materia Oscura barionica vi sono i buchi neri primordiali (PBH). Ultimamente, grazie alle osservazioni di onde gravitazionali da parte di LIGO-VIRGO, la ricerca di PBH è tornata in auge [27]. Infatti, i BH coalescenti visti da LIGO-VIRGO hanno masse di circa 30-60 M_{\odot} , quindi in un range di massa valido per i PBH. Tuttavia, nel modello Λ CDM è difficile che i PBH possano costituire una parte significativa della DM, ma l'argomento è tutt'oggi oggetto di discussione.

4.2 Le proprietà della Materia Oscura

Da studi effettuati sui fenomeni astrofisici e cosmologici, in cui sembra essere coinvolta la Materia Oscura, si sono raccolte informazioni riguardo alle sue proprietà generali.

- Interagisce con la materia ordinaria attraverso l'interazione gravitazionale.
- È priva di carica elettrica e di colore, quindi non interagisce per interazione elettromagnetica o forte. Questo è dovuto al fatto che la DM non è stata rivelata attraverso studi sullo spettro visibile o sullo spettro a raggi-X e inoltre non vi sono prove dell'esistenza di isotopi esotici [21].
- È molto stabile, poichè dagli studi compiuti sulla CMB, la DM era già presente ai tempi della ricombinazione.

4.3 I candidati

4.3.1 I neutrini

I neutrini sono particelle di massa molto piccola, emesse in grandi quantità dalle stelle nelle reazioni nucleari e interagiscono molto debolmente con la materia. Sono stati inizialmente ritenuti come buoni candidati per la HDM. Tuttavia, considerando di avere la massa del i -esimo neutrino m_i , la densità frazionaria di materia dei neutrini è determinata dalla loro massa,

$$\Omega_\nu h^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{m_i}{93eV} . \quad (4.3.1)$$

Il limite superiore della massa dei neutrini, definito da recenti studi ($< 0.15 - 0.20eV$ [32]), ha permesso di ottenere il limite superiore sulla densità totale di queste particelle. Il valore ottenuto è troppo basso per poter considerare i neutrini come la componente dominante di Materia Oscura [28].

4.3.2 I neutrini sterili

I neutrini sterili sono particelle previste teoricamente, simili ai neutrini del Modello Standard. Tuttavia, non interagiscono debolmente, ma solo attraverso l'interazione gravitazionale. Le implicazioni dell'esistenza dei neutrini pesanti sterili dipende fortemente dalla loro massa. Per masse a pochi KeV sarebbero un buon candidato per la Materia Oscura. In effetti, queste particelle sono neutre, massive e possono avere una vita più lunga dell'età dell'Universo [33].

4.3.3 Gli assioni

Gli assioni sono particelle di natura bosonica teorizzate per risolvere il problema della violazione CP prevista dalla cromodinamica quantistica, di cui però non si è rivelata alcuna evidenza sperimentale [28]. Queste particelle sono anche considerate buoni candidati per la CDM. Infatti, si assume che gli assioni interagiscano molto debolmente con la materia ordinaria e sono considerati relitti non-termici. Da ricerche in laboratorio, da osservazioni del raffreddamento delle stelle e della dinamica della supernova 1987A, si è ricavato che queste particelle devono essere molto leggere, con masse privilegiate nell'ordine di qualche decina di μeV [28], [34]. Tuttavia, pur essendo dei buoni candidati per la CDM, non possono essere rivelati da AMS-02 e non spiegano l'eccesso di positroni, fenomeno considerato molto importante per la ricerca indiretta di DM, osservato nei risultati dei principali esperimenti per lo studio dei raggi cosmici [1].

4.3.4 WIMP

Le WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) sono considerate tra i migliori candidati per la DM. Si assume che siano relitti termici: inizialmente erano in equilibrio termico con le particelle del SM poi, con l'espansione dell'Universo e la diminuzione della temperatura, la frequenza delle interazioni con la materia ordinaria è calata e le WIMP si sono disaccoppiate dal bagno termico. Nella fase attuale dell'evoluzione dell'Universo, si ritiene che l'abbondanza frazionaria sia data da

$$\Omega_{WIMP} \approx \frac{0.1}{h^2} \left(\frac{3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle} \right) , \quad (4.3.2)$$

dove $\langle \sigma v \rangle$ è la sezione d'urto di annichilazione per la velocità relativa tra due particelle WIMP, mediata sulla distribuzione di velocità; $0.1/h^2$ è la stima di abbondanza di DM osservata con $h \equiv \frac{H_0}{100} \text{ km}^{-1} \text{ s Mpc}$ [1]. Per riprodurre la densità osservata di DM nell'Universo (Eq. 3.4.9c) è necessario che una WIMP abbia una sezione d'urto tale che $\langle \sigma v \rangle \approx 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Questo valore è tipico di una particella con massa vicina alla scala debole. Si assume, quindi, che il candidato interagisca per via debole e che abbia una massa nel range 100 GeV - 1 TeV. La coincidenza che anche dalle estensioni del Modello Standard vengono predette nuove particelle con una sezione d'urto tipica dell'interazione debole, è chiamato miracolo delle WIMP (*WIMP miracle*) [1].

I modelli esotici UED (Universal Extra Dimensions)

I modelli UED sono associati a teorie che considerano l'estensione dello spazio ad una dimensionalità più elevata (come la teoria delle stringhe e quella delle extra dimensioni) e forniscono un ulteriore candidato per la Materia Oscura. Ad esempio la teoria di Kaluza-Klein cerca di unificare la teoria della gravità con l'elettromagnetismo, considerando una quinta dimensione spaziale. Le particelle di Kaluza-Klein sono possibili candidati per la CDM [21], [28].

I neutralini

Storicamente il candidato WIMP più studiato deriva dalla supersimmetria (SUSY), la quale potrebbe fornire una soluzione ad alcuni dei problemi fondamentali odierni della fisica delle particelle. Considerando le WIMP come la componente dominante di DM, sarebbe possibile stabilire una profonda connessione tra la fisica delle particelle fondamentali e quella legata ai fenomeni su larga scala dell'Universo [21].

La supersimmetria, nata nel contesto della teoria delle stringhe, è basata solo su considerazioni teoriche, ma rappresenta una parte fondamentale di numerose teorie fisiche. Permette ad esempio di risolvere il problema della gerarchia di Gauge,

riscontrato nel Modello Standard, e fornisce una struttura solida per estendere il SM attraverso un principio di simmetria che mette in relazione i fermioni con i bosoni [21], [28]. L'algebra della supersimmetria associa a tutte le particelle del SM dei superpartners con la stessa massa ma con spin cambiato, in modo tale da ottenere un superpartner bosonico in corrispondenza di un fermione del SM e viceversa. È quindi necessario che i gradi di libertà bosonici siano in pari numero a quelli fermionici. Da questa condizione, nasce l'ipotesi dell'esistenza di nuove particelle.

Il modello MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model) soddisfa la richiesta di supersimmetrizzare il Modello Standard, con la particolarità di utilizzare il minor numero possibile di gradi di libertà [21]. Viene costruito associando un superpartner fermionico ad ogni campo di gauge. Quindi ai gluoni e ai bosoni W^\pm e B si ottengono rispettivamente i gluini (\tilde{g}), wini (\tilde{W}_i) e bini (\tilde{B}); ai fermioni vengono associati dei partner scalari, gli squark e gli sleptoni. Inoltre è necessario includere un ulteriore campo di Higgs e associare a ogni bosone di Higgs un Higgsino di spin 1/2 [28]. In Tabella 4.2 sono riportate le particelle previste dal modello MSSM.

Campi e particelle del Modello Standard		Partner supersimmetrici	
Simbolo	Nome	Simbolo	Nome
q (u, d, c, s, t, b)	quark	\tilde{q}_L, \tilde{q}_R	squark
l (e, μ , τ)	leptone	\tilde{l}_L, \tilde{l}_R	sleptone
ν (ν_e, ν_μ, ν_τ)	neutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	gluone	\tilde{g}	gluino
W^\pm	bosone-W	\tilde{W}^\pm	wino
H^-	bosone di Higgs	\tilde{H}^-	higgsino
H^+	bosone di Higgs	\tilde{H}^+	higgsino
B	campo-B	\tilde{B}	bino
W_3	campo- W_3	\tilde{W}_3	wino
H_1^0	bosone di Higgs	\tilde{H}_1^0	higgsino
H_2^0	bosone di Higgs	\tilde{H}_2^0	higgsino
H_3^0	bosone di Higgs		

Tabella 4.2: Particelle del SM e i corrispettivi superpartners nel modello MSSM [28].

Il modello MSSM assume la conservazione della R-parità, numero quantico associato ad ogni particella definito come

$$R \equiv (-1)^{3B+L+2s} \quad , \quad (4.3.3)$$

dove B è il numero barionico, L è il numero leptonico e s lo spin. Per tutte le particelle del SM si verifica che $R = 1$ e per i superpartner $R = -1$ [34]. In particolare, considerando che R si conservi, la particella più leggera con $R = -1$ è stabile ed è indicata con LSP (Lightest Supersymmetric Particle). Inoltre se la LSP è elettricamente neutra, essa interagisce solo per interazione debole con la materia ordinaria, diventando un'ottima candidata per la Materia Oscura [21].

Secondo la teoria, le particelle supersimmetriche hanno la stessa massa della loro corrispondente del SM; tuttavia, non sono ancora state osservate, quindi è necessario introdurre dei termini, chiamati termini soffici, che rompano la supersimmetria e rendano i superpartner più pesanti [28].

I neutralini sono gli autostati di massa fermionica di Majorana, ottenuti dalla combinazione lineare dei quattro autostati di gauge, corrispondenti ai superpartner dei bosoni neutri B , W_3 , H_1^0 e H_2^0 . I quattro autostati di massa dei neutralini sono spesso indicati, in ordine crescente di massa, come $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$ e $\tilde{\chi}_4^0$. Quindi, si identifica con il neutralino più leggero $\tilde{\chi}_1^0$ (per una più semplice notazione χ_0) la particella LSP, data dalla combinazione degli autostati di gauge [28],

$$\chi_0 = N_{11}\tilde{B} + N_{12}\tilde{W}_3 + N_{13}\tilde{H}_1^0 + N_{14}\tilde{H}_2^0 \quad . \quad (4.3.4)$$

Quindi, ipotizzando la conservazione della R-parità, essendo $\tilde{\chi}_1^0 \equiv \chi_0$ il neutralino più leggero, esso risulta essere una particella stabile. Inoltre, essendo neutro e privo di carica di colore, con una massa prevista tra circa $300 \text{ GeV}/c^2$ e $1 \text{ TeV}/c^2$ (a seconda del meccanismo di produzione), χ_0 risulta essere una delle più probabili WIMP candidate per la Materia Oscura Fredda [21].

Capitolo 5

La ricerca indiretta di DM con AMS-02 e GALPROP

Prendendo in considerazione l'esistenza delle particelle WIMP, vi sono tre diversi metodi di ricerca, riassunti in Figura 5.1.

- Nei collider si cercano nuove particelle massive tra i prodotti delle collisioni tra fasci di protoni o particelle note. Tuttavia, con la scoperta di una nuova particella resta comunque da dimostrare che sia questa la componente principale della Materia Oscura [21].
- La ricerca diretta di DM vuole rivelare la particella WIMP attraverso l'interazione diretta di questa con i rivelatori. Infatti, assumendo che la nostra Galassia sia immersa in un alone di Materia Oscura, si può ricavare la distribuzione di DM, la sua densità locale e la distribuzione di velocità nella Galassia, attraverso le simulazioni a N-corpi e gli studi sugli effetti del lensing gravitazionale. A causa dei moti delle WIMP all'interno della Galassia del Sistema Solare attorno al centro della Via Lattea, le particelle di DM possono interagire con i rivelatori [21].
- La ricerca indiretta di DM avviene attraverso lo studio di contributi "esotici" nei CR, cioè non dovuti a sorgenti note nella Galassia. In particolare, è conveniente cercare anomalie nei canali dove sono particolarmente soppressi i fondi, ossia le particelle prodotte da reazioni conosciute. Supponendo che l'alone di materia oscura sia costituito da particelle WIMP che possono interagire debolmente, è possibile che si annichilino, producendo particelle del Modello Standard. Quindi, la ricerca indiretta si basa sulla rivelazione di DM attraverso lo studio dei suoi prodotti di annichilazione. Tuttavia, è necessario avere una buona conoscenza di tutte le altre possibili sorgenti che producono lo stesso tipo di particelle che si studiano. Inoltre, poichè l'alone

di Materia Oscura è molto esteso, il luogo di annichilazione può essere molto lontano dal Sistema Solare; quindi è fondamentale costruire un modello estremamente preciso della propagazione delle particelle nella Galassia [21].

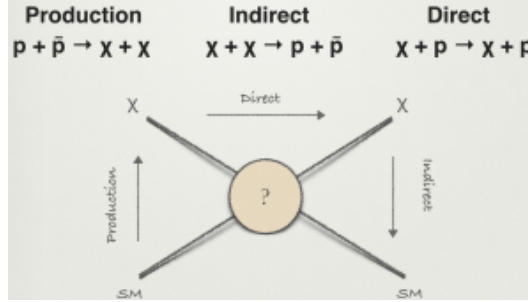


Figura 5.1: Metodi di ricerca della Materia Oscura: attraverso la produzione nei collider, ricerca diretta e indiretta [35].

In particolare, la ricerca indiretta si basa sull'osservazione dei neutrini, dei raggi gamma e dell'antimateria; quest'ultimo caso è alquanto importante poichè i fondi sono particolarmente bassi e, nello specifico, vengono studiati gli spettri di antiprotoni, positroni e antideuterio. Infatti, dai dati sperimentali risulta che gli antiprotoni rappresentano solo un fattore 10^{-4} rispetto al flusso dei protoni e i positroni solo $\mathcal{O}(10\%)$ del flusso degli elettroni. Questo fatto rende gli studi sui positroni e gli antiprotoni un canale privilegiato per la ricerca di segnali di particelle WIMP nei flussi di CR carichi [36].

Per la ricerca indiretta di Materia Oscura è necessario definire un modello di diffusione dei CR carichi nella Galassia, determinare i parametri di propagazione utilizzando i rapporti secondari/primari e instabili/stabili (1.1), calcolare la predizione degli spettri di antiparticelle, confrontarla con i dati sperimentali e nel caso di discrepanze controllare se il fenomeno può essere spiegato o meno come segnatura di DM.

Per la rivelazione del segnale di annichilazione o decadimento di DM bisogna tenere conto del tipo di particella del SM, dell'energia e del luogo in cui è prodotta [1]. Lo spettro della sorgente di una certa specie s del SM è descritto come la somma di tutti i possibili stati finali f dati dall'annichilazione di particelle di DM, le quali possono generare le particelle s o altre specie che attraverso catene di decadimento danno come stato finale la specie s , ognuno con un rapporto di ramificazione $B_{f,s}$

$$\Phi_s(E) = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \sigma v \rangle}{2M_\chi^2} \sum_f \frac{dN_f}{dE} B_{f,s} \quad , \quad (5.0.1)$$

con E l'energia della particella secondaria, M_χ la massa della WIMP, dN_f/dE il tasso di produzione della specie f per annichilazione di particelle di DM [1].

5.1 I termini delle sorgenti note degli antiprotoni e dei positroni

È necessario costruire un modello teorico estremamente preciso per poter stimare quanti antiprotoni o positroni raggiungano la superficie terrestre da sorgenti note.

Gli antiprotoni secondari sono principalmente prodotti da reazioni di spallazione tra i protoni o i nuclei di elio nei raggi cosmici con il mezzo interstellare [37].

Quindi, per il calcolo del flusso di questi secondari è necessario avere una buona conoscenza della fisica legata alle sorgenti, alle sezioni d'urto di produzione e alla propagazione nella galassia: è fondamentale avere una corretta descrizione del flusso dei protoni e dell'elio nei CR, che rappresentano la sorgente, con le bande di incertezza associate [38].

Inoltre, è fondamentale avere una conoscenza accurata delle sezioni d'urto di produzione, di cui il contributo dominante, circa del 50%-60%, è dato dal canale protone-protone (pp), il quale corrisponde alla collisione tra un protone dei CR contro un nucleo di idrogeno nell'ISM [37]. Altri canali molto importanti sono dati sostituendo o il protone proiettile dei CR o quello bersaglio dell'ISM con l'elio (Hep, pHe e HeHe); i canali rappresentati da nuclei più pesanti contribuiscono solo per una piccola percentuale [37].

Per conoscere il termine della sorgente degli antiprotoni q_{ij} è necessario realizzare esperimenti specifici, volti alla misura delle sezioni d'urto di produzione.

In particolare, il termine q_{ij} è dovuto all'interazione della componente i di un flusso isotropico di CR sulla componente j dell'ISM ed è definito come

$$q_{ij}(T_{\bar{p}}) = \int_{T_{th}}^{\infty} dT_i 4\pi n_{ISM,j} \Phi_i(T_i) \frac{d\sigma_{ij}}{dT_{\bar{p}}}(T_i, T_{\bar{p}}) \quad , \quad (5.1.1)$$

dove $d\sigma_{ij}/dT_{\bar{p}}$ è la sezione d'urto differenziale rispetto all'energia cinetica dell'antiprotoni, Φ_i è il flusso dei CR, $n_{ISM,j}$ è la densità del bersaglio, T_i è l'energia cinetica dei raggi cosmici per nucleone e T_{th} è la soglia energetica di produzione degli antiprotoni [37].

Sperimentalmente si misura la sezione d'urto differenziale rispetto a tutte le variabili, espressa nella seguente forma Lorentz invariante

$$\sigma_{inv} = E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\sqrt{s}, x_R, p_T) \quad , \quad (5.1.2)$$

con E l'energia totale degli antiprotoni e p il momento, \sqrt{s} l'energia nel centro di massa (CM), x_R l'energia degli antiprotoni divisa l'energia massima degli antiprotoni del sistema di riferimento del CM e p_T il momento trasverso [37]. Poi, integrando sull'angolo solido Ω si ottiene

$$\frac{d\sigma_{ij}}{dT_{\bar{p}}}(T, T_{\bar{p}}) = p_{\bar{p}} \int d\Omega \sigma_{inv}^{(ij)}(T_i, T_{\bar{p}}, \theta) , \quad (5.1.3)$$

necessario per calcolare il termine della sorgente.

Vengono così stimati la sezione d'urto differenziale rispetto all'energia cinetica e il suo errore, corrispondenti a uno specifico canale. Dopo aver trovato tutti i contributi relativi ai differenti canali di produzione e determinato il flusso dei cosmici primari, viene poi calcolato il termine totale della sorgente degli antiprotoni secondari e valutata l'incertezza ad essa legata [37].

Analogamente agli antiprotoni, si ritiene che i positroni, rivelati nel flusso dei CR, siano principalmente di origine secondaria e essenzialmente prodotti in seguito allo scattering protone-protone (o altre varianti con l'elio) nell'ISM. Bisogna inoltre considerare anche la produzione dei positroni come stati finali di catene di decadimento di pioni e kaoni. In letteratura esistono, infatti, differenti parametrizzazioni per la sezione d'urto di produzione dei positroni che si basano sui fit degli spettri misurati dei mesoni o su simulazioni Monte Carlo [38].

5.2 Analisi dei dati sperimentali

Nelle figure 5.2, 5.3 e 5.4 sono riportati i dati sperimentali raccolti da AMS-02 rispettivamente del flusso dei protoni, degli antiprotoni e dei positroni in funzione dell'energia cinetica. Questi dati sono messi a confronto con gli spettri che ho generato utilizzando GALPROP.

Come già spiegato nel Capitolo 2, per poter risolvere l'equazione di propagazione dei raggi cosmici, è necessario fornire a GALPROP alcuni dati di input, relativi alle proprietà della Galassia, alla distribuzione delle sorgenti dei CR e alla propagazione nell'ISM. Per la simulazione, i valori dei parametri principali di input, alcuni riportati in Tabella 5.1, sono stati ricavati dal paper [7], nel quale è stata utilizzata la procedura MCMC (sezione 2.4) per determinarli.

La griglia spaziale su cui è risolta la funzione di propagazione è stata impostata a 2 dimensioni. Inoltre, i processi fisici considerati per la propagazione dei CR sono: la frammentazione, i decadimenti radioattivi, le perdite di quantità di moto, la cattura-K dell'elettrone e le perdite di energia per ionizzazione, per scattering di Coulomb, per *Bremsstrahlung*, per scattering di Coulomb inverso e per emissione di sincrotrone.

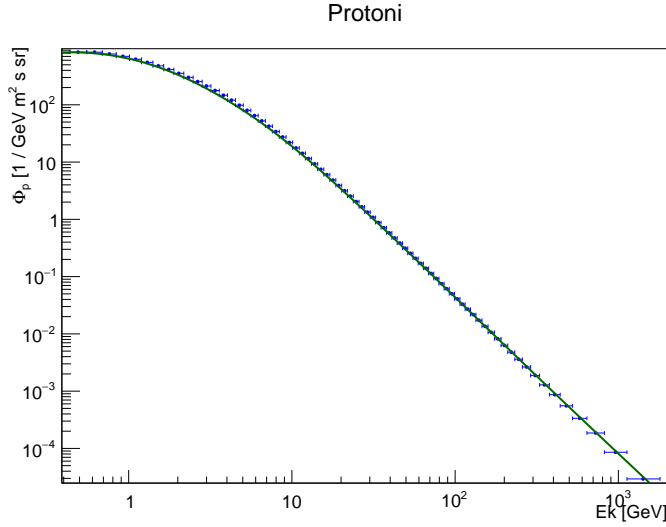


Figura 5.2: Confronto tra lo spettro di protoni misurato da AMS-02 (in blu) e la simulazione con GALPROP (in verde). I parametri di propagazione usati per GALPROP, sono ricavati da [7] e la modulazione solare *force field* è stata impostata a 560 MV.

parametro	valore
z_h	4.0 kpc
D_0	$4.3 \cdot 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
δ	0.4
$V_{\text{Alfvén}}$	29 km s^{-1}
V_C	0 km s^{-1}
dV_C/dz	$10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$
η	0.90

Tabella 5.1: Valori dei parametri di propagazione ottenuti attraverso i metodi MCMC e la calibrazione tra GALPROP e HelMod [7]. La velocità di convezione V_C è stata impostata con valore nullo per evitare di avere una discontinuità per $z = 0$, come in [7].

Nella simulazione non sono stati considerati i processi che coinvolgono le radiazioni di sincrotrone e i raggi-gamma, poichè superflui per gli spettri dei protoni, antiprotoni e positroni.

L'influenza della modulazione solare sul flusso dei raggi cosmici è stata valutata attraverso l'approssimazione di *force field*, di cui si è parlato nella sezione 1.3.1. Per un'analisi più precisa dello spettro interstellare locale è opportuno utilizzare un modello realistico come HelMod. Tuttavia, i raggi cosmici ad alte energie

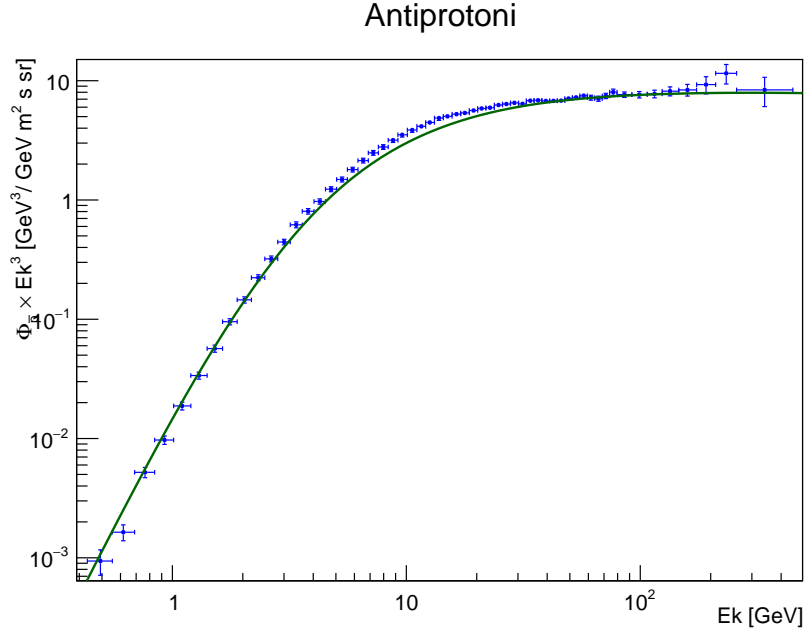


Figura 5.3: Confronto tra i dati sperimentali raccolti da AMS-02 (in blu) e la simulazione con GALPROP (in verde), per lo spettro degli antiprotoni. Il flusso $\Phi_{\bar{p}}$ è riscaldato per E_k^3 in funzione dell'energia cinetica E_k , per evidenziare discrepanze attorno al plateau degli antiprotoni. I parametri di propagazione usati per GALPROP, sono ricavati da [7] e la modulazione solare *force field* è stata impostata a 560 MV.

(per $E_k > 30$ GeV) dove andiamo a cercare la DM, non sono influenzati dalla modulazione solare, si è quindi deciso di utilizzare l'approssimazione *force field* per un'analisi più veloce del flusso. Per i protoni e gli antiprotoni la modulazione è stata impostata a 560 MV, valore consigliato nel database dei raggi cosmici di D. Maurin, F. Melot e R. Taillet, da cui sono stati scaricati i dati di AMS-02 [39]. Invece, per i positroni la modulazione è stata impostata a 700 MV, in quanto il *force field* necessita di modulazioni più elevate per i leptoni.

Bisogna tenere conto che nelle tre figure non sono state rappresentate le bande di incertezza per l'andamento previsto da GALPROP. Esse si ricavano dalla propagazione degli errori per il calcolo delle sezioni d'urto, per la propagazione nell'ISM, per il calcolo delle curve dei primari e per la modulazione solare [40].

In Figura 5.2 si può vedere come il flusso dei protoni determinato da GALPROP sia in ottimo accordo con i dati sperimentali raccolti da AMS-02. Ricordiamo che i fit in [7] sono stati interpolati sui dati dei nuclei primari misurati da AMS-02. Perciò le predizioni dei secondari sono libere e indipendenti dalla procedura MCMC.

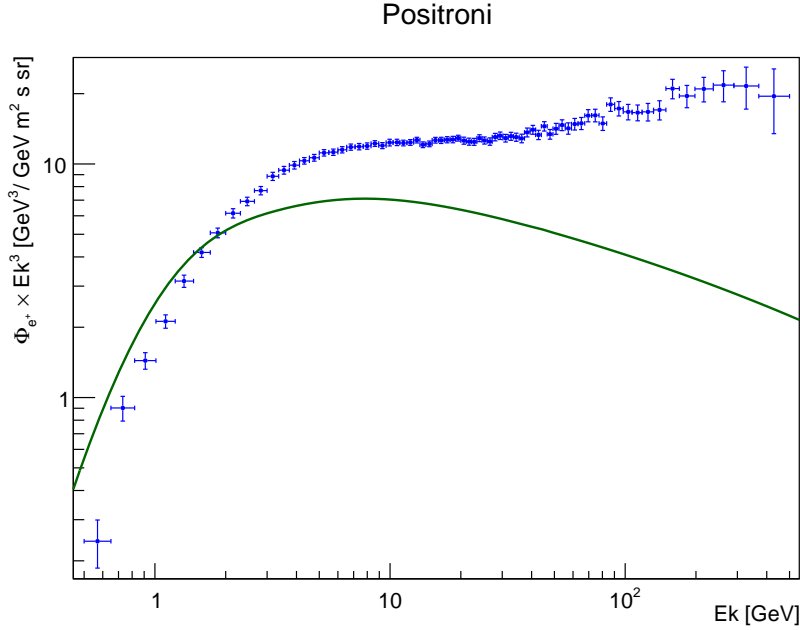


Figura 5.4: Confronto tra i dati sperimentali raccolti da AMS-02 (in blu) e la simulazione con GALPROP (in verde), per lo spettro dei positroni. Il flusso Φ_{e^+} è riscaldato per E_k^3 in funzione dell'energia cinetica E_k , per evidenziare discrepanze attorno al plateau dei positroni. I parametri di propagazione usati per GALPROP, sono ricavati da [7] e la modulazione solare *force field* è stata impostata a 700 MV.

Come già detto, una volta trovato lo spettro dei protoni, i flussi di antiprotoni e positroni sono, in prima approssimazione, unicamente ricavati per spallazione. Anche per gli antiprotoni, Figura 5.3, i dati sperimentali seguono lo spettro previsto per CR di origine secondaria senza mostrare anomalie di origine esotica [1], [41] a meno di due piccole discrepanze attorno a 10 GeV e 300 GeV, ma con scarsa significatività.

In Figura 5.4 i dati sperimentali sembrano suggerire un andamento anomalo del flusso dei positroni. La simulazione del flusso con GALPROP è stata determinata considerando che i positroni siano solo di origine secondaria e prevede un andamento decrescente con l'aumento di energia. Quindi, la deviazione dei dati sperimentali dalle aspettative teoriche suggerisce la necessità di aggiungere il contributo dato da sorgenti che producono positroni primari. Tra le possibili interpretazioni, vi è la possibilità che questo comportamento anomalo sia un segnale di annichilazione di Materia Oscura [36]. Infatti questo eccesso di positroni è previsto dai modelli di annichilazione di DM. Ma, assumendo sia dovuto all'annichilazione di particelle WIMP, sono previste anomalie anche negli spettri di altre specie, come gli anti-

protoni, i raggi-gamma e i neutrini. Tuttavia, queste anomalie non sono ancora state rivelate [41]. È perciò necessario invocare candidati leptofilici (che possono decadere solo in leptoni) o modelli di DM molto pesante (con $M_{DM} \geq 1$ TeV) [42]. In generale, le cause di questa anomalia sono ancora oggetto di discussione. Tra le varie ipotesi, vi è la possibilità che questo eccesso sia dovuto alla presenza di Pulsar oppure da collisioni di adroni nei CR, prodotti da resti di supernova (SNR) nelle vicinanze [36].

Conclusioni

Appurata la necessità della Materia Oscura, la quale permette di spiegare alcuni fenomeni astrofisici e cosmologici anomali, è fondamentale sviluppare una teoria che ne chiarisca le proprietà e la sua natura intrinseca. Vi sono altri modelli concorrenti alla giustificazione di queste osservazioni, tra cui le teorie di gravità modificata, le quali però non forniscono una spiegazione nel caso di collisioni tra cluster. Tuttavia, la DM risulta essere molto sfuggente nei casi di ricerca nei collider e di ricerca diretta, poichè nel primo caso non sono ancora state scoperte nuove particelle e nel secondo si è riuscito solamente a porre dei vincoli relativi all'interazione con la materia ordinaria. Sono stati, quindi, affrontati i temi della ricerca indiretta, con particolare interesse per gli spettri delle antiparticelle nei raggi cosmici.

L'esperimento AMS-02, finalizzato alla misurazione ad alta precisione della composizione e dello spettro dei raggi cosmici, è tra gli strumenti più all'avanguardia nella ricerca di frontiera. I dati degli spettri di antiprotoni e positroni sono stati scaricati dal sito [39] e sono stati confrontati con le predizioni ricavate attraverso il codice di GALPROP, con l'intento di osservare o meno una discrepanza. GALPROP è un progetto iniziato nel 1996, nato con lo scopo di risolvere l'equazione di diffusione dei raggi cosmici e descrivere la propagazione di questi nella Galassia. Le predizioni teoriche di GALPROP risultano essere tra le più precise e realistiche allo stato dell'arte.

Nel caso degli antiprotoni il confronto non mostra discrepanze apprezzabili, mentre per i positroni i dati di AMS-02 non seguono l'andamento previsto dalla teoria. La natura di questa discrepanza è ancora oggetto di dibattito nell'ambito scientifico. Si attende, quindi, che i futuri esperimenti nello spazio possano chiarire gli aspetti e le proprietà caratterizzanti della Materia Oscura. Tuttavia, solo una conferma congiunta attraverso diversi i metodi di ricerca (diretta, indiretta e ai collider) potrà far luce sul mistero della Materia Oscura.

Bibliografia

- [1] Masi, N., *The Dark Matter Search*. LAP LAMBERT Academic Publishing, 2013.
- [2] Spurio, M., *Particles and Astrophysics: A Multi-Messenger Approach*, ser. Astronomy and Astrophysics Library. Springer International Publishing, 2017, ISBN: 9783319345390.
- [3] Hillas, A. M., “Cosmic Rays: Recent Progress and some Current Questions”, *Conference on Cosmology, Galaxy Formation and Astro-Particle Physics on the Pathway to the SKA Oxford, England, April 10-12, 2006*, 2006. arXiv: astro-ph/0607109 [astro-ph].
- [4] Tommasetti, N. (2018). Astrofisica dei Raggi Cosmici. U. d. P. Dipartimento di fisica e geologia, cur., indirizzo: https://www.fisgeo.unipg.it/~fiandrin/didattica_fisica/cosmic_rays1617/%20cr_lez16-17-18-19_NT.pdf.
- [5] (2017). GALPROP, indirizzo: <https://galprop.stanford.edu/code.php>.
- [6] Strong, A. W. e Moskalenko, I. V., “Propagation of cosmic-ray nucleons in the galaxy”, *Astrophys. J.*, **509**: pp. 212–228, 1998. DOI: 10.1086/306470. arXiv: astro-ph/9807150 [astro-ph].
- [7] Boschini, M. J. et al., “Solution of heliospheric propagation: unveiling the local interstellar spectra of cosmic ray species”, *Astrophys. J.*, **840**: n. 2, p. 115, 2017. DOI: 10.3847/1538-4357/aa6e4f. arXiv: 1704.06337 [astro-ph.HE].
- [8] (2005). Voyager 1 at the Edge – of what?, indirizzo: <https://www.holoscience.com/wp/voyager-1-at-the-edge-of-what>.
- [9] Batalha, L., “Solar Modulation effects on Cosmic Rays”, tesi di dott., Universidade Tecnica de Lisboa, 2012.
- [10] (2018). WHAT IS AMS?, indirizzo: <http://www.ams02.org/what-is-ams>.

-
- [11] Strong, A. W., Moskalenko, I. V. e Ptuskin, V. S., “Cosmic-ray propagation and interactions in the Galaxy”, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **57**: pp. 285–327, 2007. DOI: 10.1146/annurev.nucl.57.090506.123011. arXiv: astro-ph/0701517 [astro-ph].
- [12] Moskalenko, I., “Modeling cosmic ray propagation and associated interstellar emissions”, *39th COSPAR Scientific Assembly*, ser. COSPAR Meeting, vol. 39, lug. 2012, p. 1281. arXiv: 1105.4921 [astro-ph.HE].
- [13] Strong, A. W., Moskalenko, I. V., Porter, T. A., Jóhannesson, G., Orlando, E., Digel, S. W. e Vladimirov, A. (2011). GALPROP Version 54: Explanatory Supplement, indirizzo: https://galprop.stanford.edu/download/manuals/galprop_v54.pdf.
- [14] A., F., *Stelle, galassie e universo: Fondamenti di astrofisica*, ser. UNITEXT. Springer Milan, 2011, ISBN: 9788847018327.
- [15] (2018). About cosmic ray transport, indirizzo: [About%20cosmic%20ray%20transport](#).
- [16] (2018). HelMod: The Heliospheric Modulation Model, indirizzo: <http://www.helmod.org/index.php/the-helmod-model/14-calculators-help-pages/40-helmod-online-calculators-2>.
- [17] Boschini, M. J. et al., “HelMod in the works: from direct observations to the local interstellar spectrum of cosmic-ray electrons”, *Astrophys. J.*, **854**: n. 2, p. 94, 2018. DOI: 10.3847/1538-4357/aaa75e. arXiv: 1801.04059 [astro-ph.HE].
- [18] Boschini, M. J., Della Torre, S., Gervasi, M., Grandi, D., Jóhannesson, G., La Vacca, G., Masi, N., Moskalenko, I. V., Pensotti, S., Porter, T. A., Quadrani, L., Rancoita, P. G., Rozza, D. e Tacconi, M., “Deciphering the Local Interstellar Spectra of Primary Cosmic-Ray Species with HELMOD”, *Astrophysical Journal*, **858**: 61, p. 61, mag. 2018. DOI: 10.3847/1538-4357/aabc54. arXiv: 1804.06956 [astro-ph.HE].
- [19] Striani, E., “Studio del Centro Galattico e Ricerca di Segnale da Annichilazione di Materia Oscura con il Telescopio Spaziale per Raggi Gamma Fermi”, Tesi di laurea, Università degli studi di Roma, 2009.
- [20] Salucci, P. e Borriello, A., “The intriguing distribution of dark matter in galaxies”, *Lect. Notes Phys.*, **616**: pp. 66–77, 2003. arXiv: astro-ph/0203457 [astro-ph].
- [21] Young, B.-L., “A survey of dark matter and related topics in cosmology”, *Frontiers of Physics*, **12**: apr. 2017. DOI: 10.1007/s11467-016-0583-4.

-
- [22] Kneib, J.-P. e Natarajan, P., “Cluster lenses”, *Astronomy and Astrophysics Review*, **19**: 47, p. 47, nov. 2011. DOI: 10.1007/s00159-011-0047-3. arXiv: 1202.0185 [astro-ph.CO].
- [23] Cau, M., “Determinazione della massa e relazione tra massa e proprietà non termiche in ammassi di galassie”, Tesi di laurea, Università di Bologna, 2015.
- [24] Palmerio, E., “Emissione non termica da ammassi di galassie”, Tesi di laurea, Università di Bologna, 2013.
- [25] Clowe, D., Bradac, M., Gonzalez, A. H., Markevitch, M., Randall, S. W., Jones, C. e Zaritsky, D., “A direct empirical proof of the existence of dark matter”, *Astrophys. J.*, **648**: pp. L109–L113, 2006. DOI: 10.1086/508162. arXiv: astro-ph/0608407 [astro-ph].
- [26] Aghanim, N. et al., “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”, 2018. arXiv: 1807.06209 [astro-ph.CO].
- [27] Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., Bennett, C. L., Gold, B., Hinshaw, G., Jarosik, N., Larson, D., Nolta, M. R., Page, L., Spergel, D. N., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Odegard, N., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E. e Wright, E. L., “Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation”, *Astrophysical Journal, Supplement*, **192**: 18, p. 18, feb. 2011. DOI: 10.1088/0067-0049/192/2/18. arXiv: 1001.4538 [astro-ph.CO].
- [28] Bertone, G., Hooper, D. e Silk, J., “Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints”, *Phys. Rept.*, **405**: pp. 279–390, 2005. DOI: 10.1016/j.physrep.2004.08.031. arXiv: hep-ph/0404175 [hep-ph].
- [29] Schmidt, A. S., White, S. D. M., Schmidt, F. e Stücker, J., “Cosmological N-body simulations with a large-scale tidal field”, *Monthly Notices of the RAS*, **479**: pp. 162–170, set. 2018. DOI: 10.1093/mnras/sty1430. arXiv: 1803.03274.
- [30] Klypin, A. (2017). Methods for cosmological N-body simulations, indirizzo: <http://www.skiesanduniverses.org/resources/KlypinNbody.pdf>.
- [31] Silk, J., *The Big Bang*, ser. The Big Bang. W.H. Freeman, 2001, ISBN: 9780716742463.
- [32] Couchot, F., Henrot-Versillé, S., Perdureau, O., Plaszczyński, S., Rouillé d’Orfeuil, B., Spinelli, M. e Tristram, M., “Cosmological constraints on the neutrino mass including systematic uncertainties”, *Astronomy and Astrophysics*, **606**: A104, A104, ott. 2017. DOI: 10.1051/0004-6361/201730927. arXiv: 1703.10829.

-
- [33] Boyarsky, A., Drewes, M., Lasserre, T., Mertens, S. e Ruchayskiy, O., “Sterile Neutrino Dark Matter”, lug. 2018. arXiv: 1807.07938 [hep-ph].
- [34] Klaer, V. B. e Moore, G. D., “The dark-matter axion mass”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, **11**: 049, p. 049, nov. 2017. DOI: 10.1088/1475-7516/2017/11/049. arXiv: 1708.07521 [hep-ph].
- [35] (). QUANTUM DIARIES, indirizzo: <https://www.quantumdiaries.org/2014/10/22/have-we-detected-dark-matter-axions/>.
- [36] Serpico, P. D., “Astrophysical models for the origin of the positron “excess””, *Astroparticle Physics*, **39**: pp. 2–11, dic. 2012. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2011.08.007. arXiv: 1108.4827 [astro-ph.HE].
- [37] Korsmeier, M., Donato, F. e Di Mauro, M., “Production cross sections of cosmic antiprotons in the light of new data from the NA61 and LHCb experiments”, *Physical Review D*, **97**: n. 10, 103019, p. 103019, mag. 2018. DOI: 10.1103/PhysRevD.97.103019. arXiv: 1802.03030 [astro-ph.HE].
- [38] Reinert, A. e Winkler, M. W., “A precision search for WIMPs with charged cosmic rays”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, **1**: 055, p. 055, gen. 2018. DOI: 10.1088/1475-7516/2018/01/055. arXiv: 1712.00002 [astro-ph.HE].
- [39] Maurin, D., Melot, F. e Taillet, R., “A database of charged cosmic rays”, *Astron. Astrophys.*, **569**: A32, 2014. DOI: 10.1051/0004-6361/201321344. arXiv: 1302.5525 [astro-ph.HE].
- [40] Giesen, G., Boudaud, M., Génolini, Y., Poulin, V., Cirelli, M., Salati, P. e Serpico, P. D., “AMS-02 antiprotons, at last! Secondary astrophysical component and immediate implications for Dark Matter”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, **9**: 023, p. 023, set. 2015. DOI: 10.1088/1475-7516/2015/09/023. arXiv: 1504.04276 [astro-ph.HE].
- [41] Evoli, C., Gaggero, D. e Grasso, D., “Secondary antiprotons as a Galactic Dark Matter probe”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, **12**: 039, p. 039, dic. 2015. DOI: 10.1088/1475-7516/2015/12/039. arXiv: 1504.05175 [astro-ph.HE].
- [42] Cavasonza, L. A., Gast, H., Krämer, M., Pellen, M. e Schael, S., “Constraints on leptophilic dark matter from the AMS-02 experiment”, *Astrophys. J.*, **839**: n. 1, p. 36, 2017. DOI: 10.3847/1538-4357/aa624d. arXiv: 1612.06634 [hep-ph].