

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

**IL PROBLEMA COSMOLOGICO DEL ${}^7\text{Li}$
CONSIDERAZIONI NUCLEARI ED ESPERIMENTO n_{TOF}**

Relatore:
Prof. Gianni Vannini

Presentata da:
Andrea Ubezio

Correlatore:
Dott. Cristian Massimi

Anno Accademico 2015/2016

INDICE

•	INTRODUZIONE	3
•	CAPITOLO 1: IL PROBLEMA COSMOLOGICO DEL LITIO	4
	1.1 Il Modello BBN Standard	4
	1.2 Abbondanze dei Nuclei Leggeri Secondo le Osservazioni	7
	1.2.1 Lo Spite Plateau e la Misura dell'Abbondanza del ${}^7\text{Li}$	8
	1.2.2 Il Problema del ${}^6\text{Li}$	9
	1.3 Il Ruolo della Radiazione Cosmica di Fondo nella BBN	10
•	CAPITOLO 2: POSSIBILI SOLUZIONI NELLA FISICA NUCLEARE	12
	2.1 L'Importanza del Berillio-7	12
	2.1.1 La Risposta di ${}^7\text{Li}$ alle Modifiche del Rate di Reazione	14
	2.1.2 Nuove Risonanze	16
	2.2 Le Reazioni (n,p) e (n,α)	17
•	CAPITOLO 3: L'ESPERIMENTO n_TOF SULLE REAZIONI INDOTTE DAI NEUTRONI	20
	3.1 I Rivelatori e le Difficoltà Sperimentali	20
	3.2 Misura della Reazione (n,α)	22
•	CONCLUSIONI	26
•	REFERENZE	27

INTRODUZIONE

In questa tesi illustreremo e descriveremo il problema cosmologico del ${}^7\text{Li}$. Nel capitolo 1 introdurremo il problema, analizzando i vari aspetti della teoria della nucleosintesi primordiale (BBN) e le osservazioni che ci hanno fornito i valori delle abbondanze degli elementi leggeri. Parleremo nel capitolo 2 di tutte le possibili soluzioni a questo problema, concentrandoci in particolare su quelle inerenti all'ambito della fisica nucleare, per poi arrivare, nel capitolo 3, alla descrizione dell'esperimento svolto di recente all' n _TOF del CERN sulla reazione ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$, di importanza cruciale per provare a risolvere il problema del ${}^7\text{Li}$.

La nucleosintesi primordiale descrive le reazioni che hanno formato i primi elementi leggeri (H, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$) e ci da una previsione sull'andamento delle loro abbondanze primordiali in funzione del rapporto barioni-fotoni η , unico parametro libero della teoria BBN. Questo parametro è stato fissato dal momento in cui la sonda WMAP è stata lanciata in orbita; essa ha svolto misure importantissime sulla radiazione cosmica di fondo, fornendoci un valore accurato della densità barionica e quindi di η . Con questo nuovo dato sono state calcolate le abbondanze degli elementi leggeri ai tempi della nucleosintesi primordiale, tuttavia quella teorizzata per il ${}^7\text{Li}$ non corrispondeva affatto a quella osservata nelle stelle dell'alone galattico, ma risultava essere dalle 2 alle 4 volte maggiore. Questa discrepanza costituisce il problema cosmologico del litio.

Il problema può essere affrontato in diversi campi della fisica; il nostro scopo è quello di studiarlo dal punto di vista della fisica nucleare, analizzando le reazioni nucleari legate al ${}^7\text{Li}$. Il contributo principale alla produzione di ${}^7\text{Li}$ proviene dal decadimento spontaneo del ${}^7\text{Be}$, quindi bisogna valutare il rate di reazione dei processi che producono o distruggono quest'ultimo nucleo; tale rate dipende dalla sezione d'urto della reazione. Un contributo fondamentale potrebbe essere dato dalle eventuali risonanze non ancora scoperte, cioè gli stati eccitati dei prodotti di reazione che si trovano ad energie non ancora studiate, in corrispondenza delle quali la sezione d'urto subisce un drastico aumento.

Le due reazioni principali da considerare sono ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$ e ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$; la prima perché contribuisce al 97% della distruzione del berillio, quindi una rivalutazione della sua sezione d'urto porterebbe ad un grande cambiamento nel valore dell'abbondanza di ${}^7\text{Be}$ (e quindi di ${}^7\text{Li}$), la seconda poiché, anche se contribuisce solo al 2.5% della distruzione del berillio, possiede una sezione d'urto soggetta ad un'incertezza enorme, essendo stata misurata una sola volta ad energia termica molti anni fa. È proprio quest'ultima reazione la protagonista della misura svolta di recente nell'area sperimentale EAR2 della facility n _TOF al CERN di Ginevra. Con l'ausilio di un apparato sperimentale all'avanguardia, adatto allo svolgimento di misure ostacolate da vari fattori (radioattività del campione, piccola sezione d'urto, forte rumore di fondo), si è potuto studiare la reazione (n,α) in un ampio intervallo di energie dell'ordine di grandezza dei keV, disegnando per la prima volta l'andamento della sua sezione d'urto in funzione dell'energia dei neutroni incidenti.

CAPITOLO 1:

IL PROBLEMA COSMOLOGICO DEL LITIO

1.1 Il Modello BBN Standard

In cosmologia la nucleosintesi primordiale (*BBN: Big Bang Nucleosynthesis*) descrive l'evoluzione dell'universo a partire da pochi istanti dopo l'esplosione del Big Bang, fino ad arrivare alla formazione dei primi nuclei leggeri. La BBN standard crea uno scenario per la produzione di questi elementi leggeri che combina il modello standard della fisica delle particelle con il modello standard della cosmologia (*Λ CDM: Lambda-Cold Dark Matter*). Il Λ CDM è il modello più semplice e che riproduce al meglio le osservazioni della cosmologia, esso si basa su alcuni punti:

1. forza di gravità descritta dalla relatività generale;
2. universo omogeneo e isotropico (principio cosmologico);
3. microfisica descritta dal modello standard delle particelle;
4. la materia oscura fredda;
5. la costante cosmologica Λ (introdotta da Einstein come energia del vuoto che genera una forza repulsiva in grado di contrastare la contrazione dell'universo dovuta alla gravità) che oggi assume il significato fisico di energia oscura.

All'inizio della nucleosintesi primordiale l'universo si trova in una condizione di elevatissima densità e temperatura. Fintanto che $kT > mc^2$ ^[1], materia e radiazioni si trovano in un equilibrio in cui i fotoni generano coppie particella-antiparticella, le quali a loro volta si annichilano generando fotoni. Trascorso un tempo dell'ordine di grandezza di 1 secondo, la temperatura scende sotto i 10^{10} K e i fotoni non riescono più a ricreare la materia, la quale si annichila fino ad esaurirsi quasi totalmente. In questa epoca dominata fortemente dalle radiazioni, i pochi barioni rimasti iniziano a produrre, attraverso fusioni nucleari, i primi elementi leggeri: idrogeno (H), deuterio (^2H , D o d), isotopi dell'elio (^3He , ^4He) e del litio (^7Li). In generale non si formano elementi più pesanti perché i nuclei di massa atomica 8 sono instabili e le reazioni che potrebbero bypassarli, formando direttamente nuclei con masse superiori, sono molto rare e impiegano molto tempo per avvenire.

La formazione dei nuclei leggeri dipende in maniera cruciale dall'ammontare relativo di barioni (nucleoni) e radiazioni, più precisamente dal rapporto barioni-fotoni:

$$\eta \equiv \frac{N_b}{N_\gamma} = 2.74 \times 10^{-8} \Omega_b h^2 \quad 1.$$

dove N_b è il numero dei barioni, N_γ è il numero dei fotoni.

^[1] k : costante di Boltzmann ($8.62 \cdot 10^{-5}$ eV/K), T : temperatura dell'universo, m : massa a riposo della particella. Finché l'energia termica è maggiore dell'energia a riposo della particella, i fotoni saranno in grado di produrre coppie barione-antibarione.

$$\Omega_b = \frac{\rho_b}{\rho_{crit}}$$

dove ρ_b è la densità barionica. ρ_{crit} si ottiene dall'equazione di Friedmann che governa l'espansione dell'universo:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H^2 = \frac{8\pi}{3} G\rho \quad 2.$$

da cui

$$\rho_{crit} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \quad 3.$$

dove $a(t)$ è il fattore di scala cosmico^[2] (legato al redshift z ^[3] tramite $1+z = 1/a$), $\rho = \sum \rho_i$ è la densità cosmica totale di massa-energia che somma i contributi ρ_i delle densità di tutte le specie cosmiche, (\dot{a}/a) è la velocità di espansione dell'universo pari alla costante di Hubble H , mentre $H_0 = \dot{a}_0/a_0$ è la costante di Hubble al tempo presente. Nella BBN, η è l'unico parametro libero che controlla le abbondanze degli elementi leggeri.

Inizialmente, i barioni cosmici prendono la forma di nucleoni liberi: neutroni (n) e protoni (p). Per $T \gtrsim 1\text{MeV}$ (cioè quando è trascorso un tempo $t \lesssim 1\text{ s}$ dal Big Bang), le interazioni deboli sono molto rapide ($\Gamma_{n \leftrightarrow p} \gg H$)^[4].



Queste reazioni mantengono in equilibrio il rapporto neutroni-protoni:

$$\frac{n}{p} = e^{-(m_n - m_p)/T} \quad 6.$$

Se consideriamo le due specie di nucleoni come un sistema a due livelli, l'equazione 6 è semplicemente il rapporto di Boltzmann di una popolazione dallo stato eccitato a quello fondamentale.

A $T = T_f \approx 1\text{ MeV}$ (dove T_f è l'equivalente in MeV della differenza tra le masse di protone e neutrone) l'interconversione $n - p$ (equazioni 4 e 5) si ferma poiché l'interazione debole diventa trascurabile ($\Gamma_{n \leftrightarrow p} \ll H$), il rapporto tra i nucleoni viene fissato:

$$\frac{n}{p} \approx e^{-(m_n - m_p)/T} \sim 1/6$$

Si avvia la produzione del deuterio, $p(n,\gamma)D$, che però è ostacolata dalla fotodissociazione da parte dei fotoni con energia $E_\gamma > B_d = 2.22\text{ MeV}$, in un universo in cui $n_\gamma/n_b = 1/\eta \sim 10^9$ (numero di fotoni per barione). Anche se i fotoni con energia sufficiente appartengono alla coda della distribuzione di Planck e sono solo una piccola frazione del totale, se il numero di fotoni per barione

[2] *Fattore di scala: esprime le dimensioni dell'universo in funzione del tempo, ci da informazioni sulla sua espansione.*

[3] *z è lo shift nelle linee spettrali dovuto all'effetto doppler della luce. $z = v/c$ può essere maggiore di 1, non perché i fotoni raggiungono velocità superiori a quelle della luce, ma poiché durante il loro tragitto lo spazio si espande. z è legato ad H_0 tramite la legge di Hubble: $z = H_0 D/c$, dove D è la distanza dell'osservatore. Ciò significa che più lontano osserviamo, maggiore sarà lo shift. Inoltre $1+z$ ci da il rapporto tra frequenza emessa e frequenza osservata.*

[4] *Γ è la larghezza di reazione, legata al rate di reazione. Il suo inverso ha le dimensioni di un tempo, il quale nel caso di reazioni di decadimento, è il tempo di decadimento.*

è molto alto, la fotodissociazione non è così rara. Nel frattempo il decadimento naturale dei neutroni riduce il rapporto n/p a circa $1/7$.

A $T \approx 0.07 \text{ MeV}$, i fotoni di corpo nero diventano inefficaci per la fotodissociazione. L'abbondanza del deuterio aumenta rapidamente e ciò avvia una serie di reazioni nelle quali vengono costruiti tutti nuclei leggeri mediante interazioni forti. Le reazioni chiave della BBN non sono molto numerose, tutte quelle importanti sono state misurate in laboratorio alle energie rilevanti (**Figura 1**).

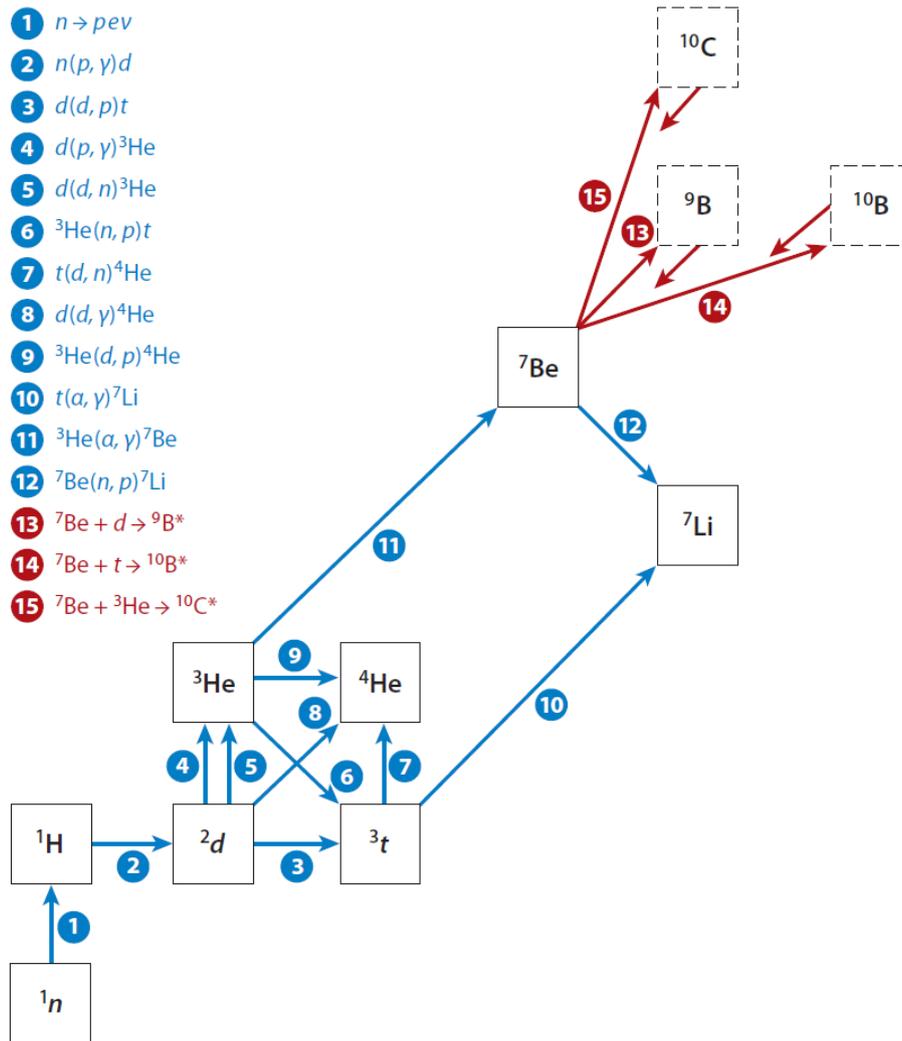


Figura 1 Rete di reazioni nucleari semplificata della nucleosintesi primordiale. In blu sono mostrate le 12 reazioni principali, in rosso 3 nuove reazioni proposte o testate. Immagine riprodotta da referenza 9.

In **Figura 2** possiamo osservare le abbondanze dei nuclei leggeri durante la BBN in funzione del rapporto barioni-fotoni (equazione 1). L'abbondanza di ^4He è poco sensibile alle variazioni di η , mentre quelle di D e ^3He decrescono in modo sostanziale con η . La curva dell'abbondanza di ^7Li è stata tracciata dopo il decadimento di ^7Be e quindi somma il contributo di entrambe le specie di massa 7. Quando il rapporto barioni-fotoni è basso, la produzione del litio è dominante (Figura 1, reazione 10), la sua abbondanza decresce con η , tuttavia per alti valori di η la produzione del berillio diventa importante (Figura 1, reazione 11), per questo il grafico mostra un'abbondanza in salita.

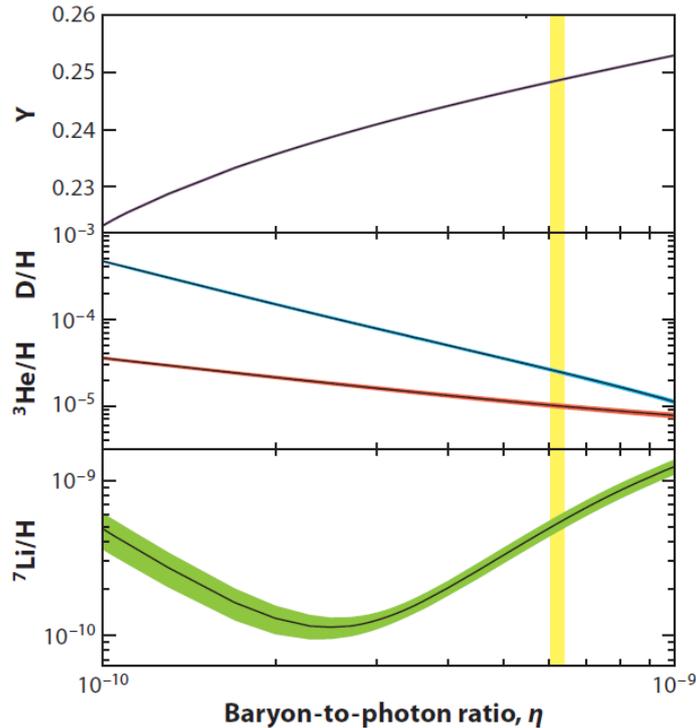


Figura 2 Previsioni per le abbondanze dei nuclei leggeri secondo la teoria BBN in funzione del rapporto barioni-fotoni η . Y rappresenta il rapporto ${}^4\text{He}/\text{H}$. La banda gialla verticale rappresenta il valore di η determinato dalla sonda WMAP, di cui si parlerà nel paragrafo 1.3. Immagine riprodotta dalla referenza 9.

Lo spessore verde intorno alla curva corrisponde all'incertezza di 1σ nell'abbondanza predetta. Queste incertezze sono date dalla propagazione degli errori (statistici e sistematici) delle 12 reazioni dominanti mostrate in Figura 1 (27-36).

Le incertezze sulle abbondanze dei vari elementi sono le seguenti: ${}^4\text{He} < 1\%$, ${}^3\text{He} \sim 7\%$, ${}^7\text{Li} \sim 12\%$ (nella zona di interesse ad alti valori di η). Il canale che domina la produzione del berillio è ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$. La sua distruzione avviene tramite ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$, seguita dalla rapida reazione ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$.

1.2 Abbondanze dei Nuclei Leggeri Secondo le Osservazioni

I livelli della BBN fissati ad un redshift $z \sim 10^{10}$ (valore molto alto, dovuto alla rapida espansione dell'universo in seguito al Big Bang) sono accessibili in modo affidabile solo in zone dell'universo con $z \leq 3$ e spesso $z \sim 0$. Inoltre nel corso del tempo sono avvenuti altri processi di nucleosintesi, come dimostra la metallicità non nulla di tutti i sistemi astrofisici conosciuti. Per misurare gli elementi leggeri occorre osservare i cosiddetti sistemi metal-poor (poveri di metalli), ovvero quei sistemi che sono stati meno influenzati da nucleosintesi di tipo non primordiale, per poi ricavarne le abbondanze primordiali attraverso estrapolazioni a metallicità zero.

Il deuterio può essere misurato direttamente osservando l'assorbimento della luce emessa da quasar lontani da parte delle dense nubi di gas che li circondano. Misurazioni accurate del deuterio sono state effettuate in sette sistemi (2-8) che corrispondono ad un valore del redshift $z \sim 3$ e hanno una metallicità di circa 10^{-2} rispetto al sistema solare. Con queste premesse possiamo dire che il deuterio in questi sistemi è essenzialmente primordiale. Dalla media ponderata delle sette misure si ottiene:

$$\frac{D}{H} = (2.82 \pm 0.21) \times 10^{-5} \quad 7.$$

Tutte le misure sono consistenti tra loro, tuttavia il valore del chi quadrato ridotto è $\chi^2_\nu = 2.95$, il quale indica che le incertezze sono state sottostimate, per questo motivo l'errore finale è stato incrementato di un fattore $\sqrt{\chi^2_\nu}$ (10).

L'abbondanza di ^4He può essere determinata dall'osservazione dello spettro di emissione delle regioni extragalattiche H II^[5]. Le varie misurazioni effettuate variano da $Y_p = 0.234$ a $Y_p = 0.244$ (Y_p è l'abbondanza $^4\text{He}/\text{H}$) (10), però l'analisi che possiede il calcolo dell'incertezza più accurato e che conserva meglio l'errore ci fornisce un valore pari a (11)

$$Y_p = (0.249 \pm 0.009) \quad 8.$$

L'intervallo di valori consentito dall'errore si sovrappone adeguatamente alle analisi degli altri gruppi.

^3He è attualmente osservabile solo nel mezzo interstellare della nostra galassia, perciò non può essere misurato a bassi livelli di metallicità e la sua abbondanza primordiale non può essere ricavata in maniera affidabile. Per questo motivo ^3He non viene usato per verificare l'esattezza della BBN. Tuttavia possiamo valutare la sua abbondanza in relazione al deuterio. Se assumiamo che l'abbondanza di D diminuisca sempre con il tempo e che quella di ^3He cambi in modo relativamente lento, possiamo utilizzare il rapporto

$$\left(\frac{^3\text{He}}{D}\right) < 1 \quad 9.$$

come limite per il rapporto primordiale tra ^3He e D (10).

1.2.1 Lo Spite Plateau e la Misura dell'Abbondanza del ^7Li

Il litio viene misurato nell'atmosfera delle stelle metal-poor (popolazione II^[6]) presenti nell'alone della nostra galassia. A causa dei moti convettivi, il materiale in superficie di tali stelle può essere trascinato all'interno, qui la temperatura è più elevata e il litio viene bruciato. Questo effetto è evidenziato dalla bassa abbondanza di litio nelle stelle fredde dell'alone, nelle quali i moti convettivi sono importanti. Fortunatamente, le stelle più calde e più massive hanno solo un sottile strato convettivo in superficie e non mostrano alcuna correlazione tra la presenza di litio e la temperatura. È proprio dall'osservazione delle stelle calde che vengono ricavate le abbondanze di ^7Li .

La **Figura 3** mostra le abbondanze di litio e ferro in un campione di stelle dell'alone (12). Il rapporto Li/H è praticamente indipendente da Fe/H . Gli elementi pesanti (come il ferro) vengono prodotti dalla nucleosintesi stellare e quindi aumentano con il trascorrere del tempo mano a mano che la materia circola dentro e fuori dalle stelle. L'indipendenza dell'abbondanza del litio da quella del ferro indica che ^7Li non è correlato alla nucleosintesi galattica e che quindi è di origine primordiale. Questo andamento piatto è conosciuto con il nome di Spite Plateau (21), il suo valore ci dà l'abbondanza primordiale del litio.

[5] Regione H II: nebulosa a emissione associata con stelle giovani, blu e calde.

[6] Le stelle di popolazione II sono stelle relativamente povere di metalli. Sono oggetti molto antichi che si sono formati nell'universo primitivo, quando questo conteneva frazioni piccolissime di elementi diversi dall'idrogeno e dall'elio. La percentuale di metalli nelle stelle di popolazione II si aggira in media intorno allo 0,1% contro una percentuale del 2-3% delle stelle di popolazione I.

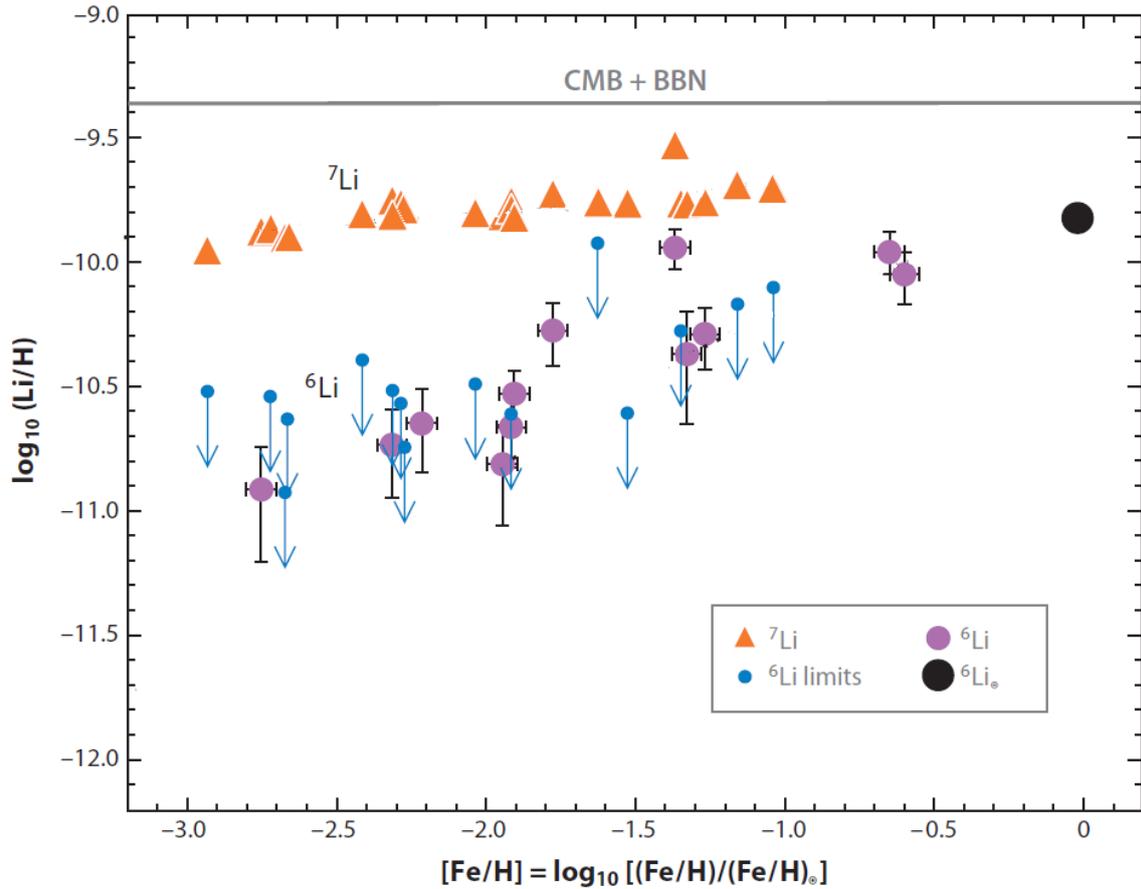


Figura 3 *Abbondanze del litio nelle stelle metal-poor dell'alone galattico. Vengono mostrati i valori ricavati per entrambi gli isotopi del litio in funzione della metallicità. L'andamento piatto di ${}^7\text{Li}$ è conosciuto come Spite plateau; esso indica che l'abbondanza del litio non è correlata alla nucleosintesi galattica e che quindi rappresenta l'abbondanza primordiale. La linea orizzontale mostra le previsioni date da CMB+BBN discusse nel paragrafo 1.3; il gap tra queste previsioni e il plateau costituisce il problema del ${}^7\text{Li}$. L'apparente andamento piatto dei punti del ${}^6\text{Li}$ costituisce il problema del ${}^6\text{Li}$ discusso nel paragrafo 1.2.2. Immagine riprodotta dalla referenza 9.*

L'abbondanza del litio è stata misurata in diversi campioni di stelle dell'alone (9,12,22). Si è giunti al risultato

$$\frac{\text{Li}}{\text{H}} = (1.23^{+0.68}_{-0.32}) \times 10^{-10} \quad 10.$$

dove il 95% dell'errore è di tipo sistematico (22). Inoltre, il litio è stato osservato nelle stelle di una galassia nana metal-poor e le abbondanze Li/H sono risultate consistenti con lo Spite plateau, indicandone l'universalità (13). Un'altra misura è stata effettuata nel 2012 sulla Small Magellanic Cloud, una nube con metallicità molto bassa (un quarto di quella del Sole), e in questo caso l'abbondanza del litio è risultata in accordo con il valore BBN+CMB predetto (47).

1.2.2 Il Problema del ${}^6\text{Li}$

La produzione di litio-6 nella nucleosintesi primordiale è molto minore di quella del suo isotopo di massa 7. ${}^6\text{Li}$ e ${}^7\text{Li}$ sono distinguibili spettroscopicamente, grazie allo shift nelle loro linee atomiche.

Questo split isotopico è molto più piccolo dell'ampliamento di tipo termico (dovuto al moto caotico degli atomi) delle linee del litio nelle stelle dell'alone, tuttavia le misure ad alta risoluzione spettrale raggiungono la precisione necessaria a determinare la presenza di ${}^6\text{Li}$. L'isotopo è stato osservato in diverse stelle dell'alone ed è stato calcolato il seguente rapporto isotopico (12):

$$\frac{{}^6\text{Li}}{{}^7\text{Li}} \simeq 0.05 \quad 11.$$

La **Figura 3** mostra un andamento piatto anche per l'abbondanza ${}^6\text{Li}/\text{H}$ dedotta nelle stelle del campione; la sua indipendenza dalla metallicità ricorda sorprendentemente lo Spite plateau e quindi suggerisce un'origine primordiale.

Le osservazioni di ${}^6\text{Li}$ rimangono controverse: alcune versioni sostengono che i moti convettivi stellari possano aver alterato la delicata forma delle linee spettrali imitando così la presenza di litio-6 (14). Un approccio prudente consiste nel prendere le osservazioni dell'abbondanza ${}^6\text{Li}$ come un limite superiore; in ogni caso, anche le analisi su questo isotopo confermano che la maggior parte del litio primordiale si trova in forma di ${}^7\text{Li}$.

1.3 Il Ruolo della Radiazione Cosmica di Fondo nella BBN

Nel 2001 è stato lanciato in orbita il satellite conosciuto con il nome di sonda spaziale per l'anisotropia delle microonde (*WMAP: Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*), il cui scopo era quello di misurare le differenze di temperatura nella radiazione cosmica di fondo. Le anisotropie così rilevate sono state utilizzate per testare i principali modelli cosmologici, come la BBN.

La misura della densità barionica cosmica, e quindi di η , è uno dei risultati più precisi ottenuti da WMAP.

$$\eta_{WMAP} = (6.19 \pm 0.15) \times 10^{-10} \quad 12.$$

in cui l'errore rappresenta solo il 2.4% della misura (15, 37).

Prima delle misure di WMAP, η costituiva l'unico parametro libero nel modello della BBN, il solo modo per conoscere la densità barionica era quello di ricavarla dalle abbondanze di D, ${}^4\text{He}$ e ${}^7\text{Li}$ osservate. L'abbondanza di ciascuno dei tre elementi ci forniva idealmente un valore di η che stava in un intervallo in cui tutti i valori della densità barionica erano concordi. Ora, il nuovo valore della densità barionica basato sulla CMB è molto più preciso e ci permette di eliminare l'ultimo parametro libero rimasto nella BBN, fornendoci un nuovo modo di verificare la validità di questo modello.

Utilizzando η_{WMAP} come input nella BBN e propagando gli errori, si possono calcolare le verosimiglianze con le osservazioni per tutti gli elementi leggeri. La **Figura 5** mostra i risultati basati sui dati WMAP, sovrapponendoli alle misure delle abbondanze primordiali discusse sopra.

Notiamo che le osservazioni del deuterio e di ${}^4\text{He}$ sono in perfetto accordo con le previsioni (l'abbondanza misurata a $z \sim 3$, le previsioni della teoria a $z \sim 10^{10}$ e i dati della CMB a $z \sim 1$ sono tutti consistenti); le misure di ${}^3\text{He}/\text{H}$ non sono state riportate poiché, come detto sopra, non sono affidabili. Per quanto riguarda il litio, le previsioni della standard BBN+WMAP e le misure sono in completo disaccordo: utilizzando $\eta = \eta_{WMAP}$ l'abbondanza prevista per il litio diventa (16)

$$\left(\frac{\text{Li}}{\text{H}}\right)_{BBN+WMAP} \simeq (5.1_{-0.6}^{+0.7}) \cdot 10^{-10} \quad 13.$$

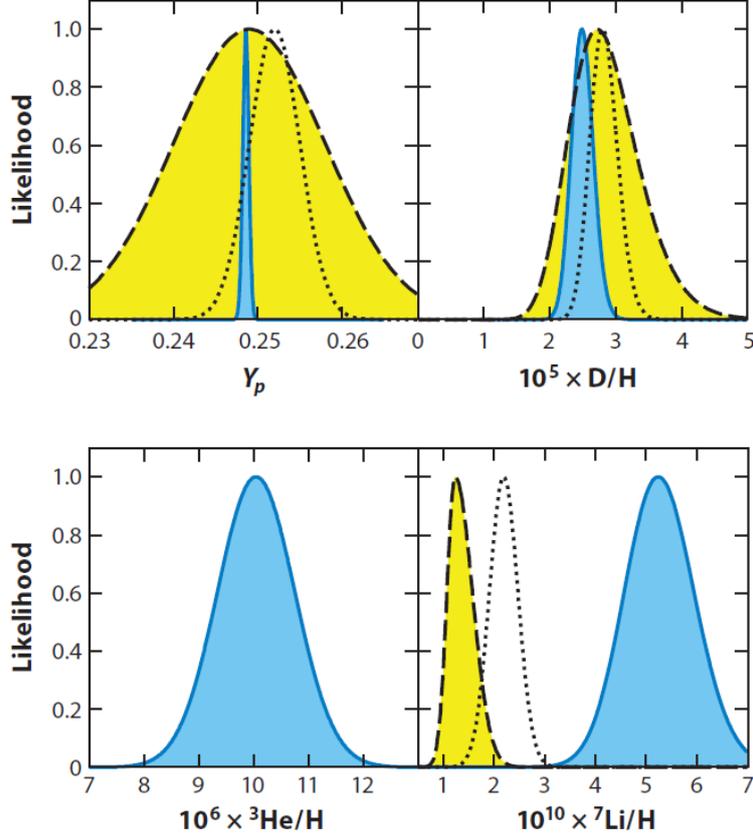


Figura 4 Confronto tra previsioni BBN+WMAP (in blu) e osservazioni (in giallo). La linea puntinata rappresenta una distribuzione per il litio ricavata da differenti osservazioni; la discrepanza tra questa distribuzione e quella in giallo suggerisce un importante errore sistematico. Immagine riprodotta dalla referenza 16.

molto diversa quella data dallo Spite plateau (equazione 10). In Conclusione, le previsioni sovrastano le osservazioni di un fattore

$$\frac{Li_{BBN+WMAP}}{Li_{obs}} \simeq 2.4 - 4.3 \quad 14.$$

che rappresenta una discrepanza di 4.2–5.3 σ . Questo disaccordo tra previsioni e osservazioni è conosciuto come il problema cosmologico del ^7Li .

Infine, come detto nella sezione 1.4, la BBN standard prevede un rapporto $^6\text{Li}/^7\text{Li}$ molto al di sotto del presunto ^6Li plateau. Nel caso in cui si verifichi l'esistenza dello Spite plateau ipotizzato per questo isotopo, esso costituirebbe un secondo problema per il litio, il cosiddetto problema cosmologico del ^6Li .

CAPITOLO 2:

POSSIBILI SOLUZIONI NELLA FISICA NUCLEARE

La strada da percorrere per arrivare a risolvere il problema cosmologico del litio non è una sola; le questioni da considerare per una possibile soluzione sono numerose e appartengono a diversi campi della fisica. Esse possono essere essenzialmente raggruppate in tre categorie:

1. soluzioni di tipo astrofisico: il problema potrebbe stare nelle osservazioni, le quali ci portano ad una incorretta misura dell'abbondanza primordiale di litio;
2. soluzioni di tipo nucleare: rivalutare tutte le reazioni che portano alla creazione o alla distruzione dei nuclei di massa 7;
3. soluzioni al di là della fisica standard: teorizzare nuovi modelli che vanno oltre quelli standard della cosmologia e della fisica delle particelle.

Lo scopo di questo capitolo è quello di trattare nello specifico le soluzioni inerenti alla fisica nucleare, tuttavia accenneremo anche alle altre soluzioni in modo da avere un quadro generale della situazione.

Per quanto riguarda l'ambito astrofisico, il problema del litio potrebbe nascondersi dietro una sottostima dello Spite plateau, causata da errori sistematici o da un'errata determinazione delle temperature stellari. Infatti, nelle stelle interessate, il litio è per lo più ionizzato, perciò all'abbondanza misurata (ricavata dalla linea del litio neutro a 670.8 nm) va applicata una correzione in base al rapporto Li^+/Li^0 , che varia esponenzialmente con la temperatura. Un altro punto da considerare è quello di capire se il contenuto attuale di litio nelle stelle sia effettivamente primordiale o se nel corso del tempo siano intervenuti fattori che hanno causato la sua distruzione: moti convettivi, turbolenze o effetti gravitazionali.

Soluzioni più radicali coinvolgono invece elementi che vanno al di là dei modelli standard della cosmologia e/o delle particelle. Ad esempio, la materia oscura potrebbe costituire una nuova particella nata nell'universo primordiale, la quale, decadendo, potrebbe aver dato origine ad altre particelle ancora sconosciute e alterato la formazione dei nuclei leggeri. Altre teorie prevedono una modifica, nel periodo della nucleosintesi primordiale, delle costanti fondamentali come la massa dell'elettrone, la vita media dei neutroni e la costante di struttura fine. Infine, alcune osservazioni potrebbero mettere in discussione il principio cosmologico, evidenziando una disomogeneità su larga scala; se il rapporto barioni-fotoni variasse in base alla disomogeneità, la BBN potrebbe essere avvenuta in modo differente (9).

2.1 L'Importanza del Berillio-7

Nella teoria standard il 90% circa del litio viene prodotto per decadimento del berillio, solo il 10% viene prodotto direttamente nella nucleosintesi primordiale (**Figura 1**). ${}^7\text{Be}$ neutro è radioattivo e decade con un tempo di dimezzamento di circa 53 giorni in atomi stabili di ${}^7\text{Li}$, tramite l'unico canale di decadimento concesso energeticamente: la cattura elettronica (EC)

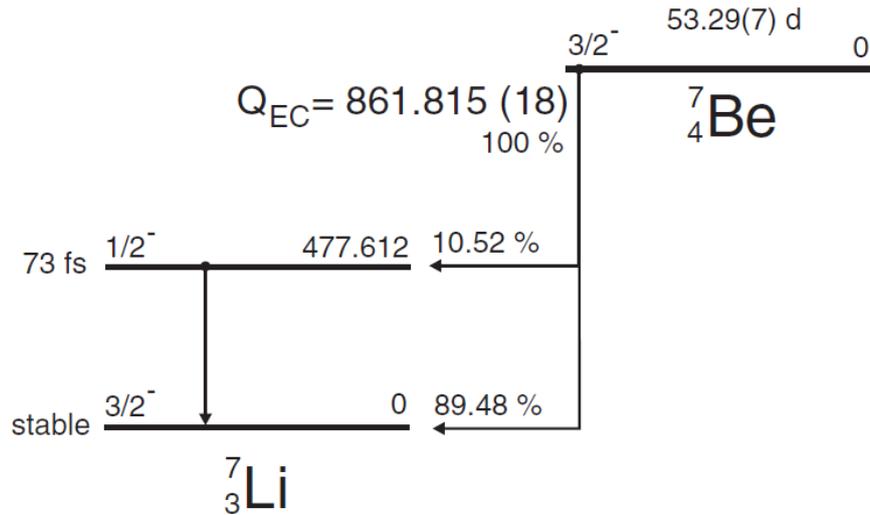
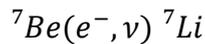


Figura 6 Decadimento di ${}^7\text{Be}$ neutro. Q_{EC} indica il Q -valore^[7] del processo di cattura elettronica. Immagine riprodotta dalla referenza 25.



Lo schema di decadimento è mostrato in **Figura 6**.

Questo processo avviene in una fase successiva alla BBN, infatti la probabilità di cattura elettronica da parte di ${}^7\text{Be}$ è praticamente nulla nell'universo primordiale a causa della bassa densità elettronica (26). Al giorno d'oggi è impossibile osservare il berillio-7 nelle stelle, poiché esso è ormai completamente decaduto, tuttavia, essendo l'abbondanza odierna di ${}^7\text{Li}$ direttamente collegata alla quantità di ${}^7\text{Be}$ prodotta nella BBN, possiamo andare a rivedere i processi che lo hanno creato e distrutto per provare a risolvere il disaccordo tra previsioni e osservazioni. Il problema potrebbe infatti essere causato da un'errata stima dei rate di produzione e distruzione del berillio, dovuta probabilmente ad un calcolo errato delle sezioni d'urto^[8].

La principale reazione di produzione, ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, è stata ben studiata e la sezione d'urto si conosce con una precisione del 3% circa (18,19). In **Figura 7** si possono vedere le misure della sezione d'urto della reazione che produce il berillio, effettuate in vari esperimenti (19).

I punti sperimentali a energie di 127, 148 e 169 keV provengono dai dati raccolti dal laboratorio sotterraneo situato nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso: il LUNA (*Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics and Applications*). Il progetto LUNA ha previsto la costruzione di una facility, incentrata su un acceleratore di ioni leggeri (protoni e particelle alfa), la quale, trovandosi nel sottosuolo, garantisce lo schermaggio della maggior parte dei raggi cosmici, con una netta riduzione, rispetto alla superficie, del rumore di fondo ad essi associato. In queste condizioni di bassissimo fondo è possibile effettuare misure, con sensibilità mai raggiunte prima, di interesse nucleare e astrofisico, tra le quali troviamo quella della reazione ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ (20).

[7] Q -valore: è l'ammontare di energia rilasciata o assorbita da una reazione nucleare

[8] Sezione d'urto: è una quantità usata per descrivere un processo d'interazione tra particelle, quantifica la probabilità che uno stato iniziale di particella risulti trasformato, a seguito di un'interazione, in un nuovo stato; ha le dimensioni di un'area e di solito si misura in barn ($1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2$); in termini classici rappresenta l'area misurata attorno ad una particella bersaglio all'interno della quale la presenza di una seconda particella genera fenomeni di interazione tra i due corpi.

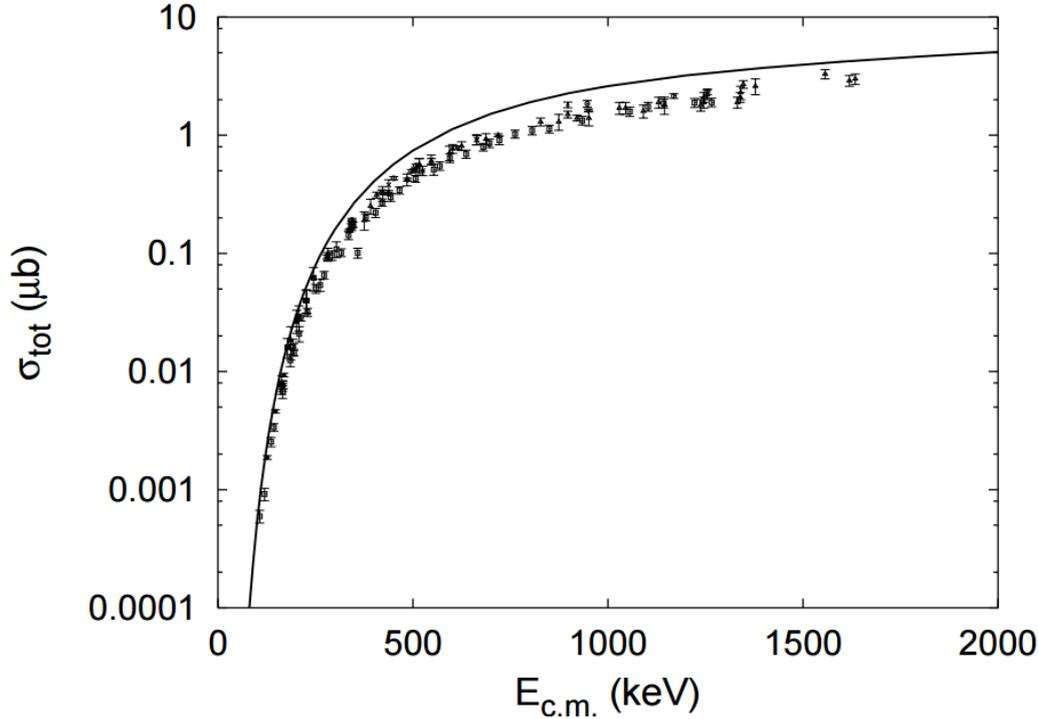


Figura 7 Sezione d'urto totale della reazione ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ in funzione dell'energia del centro di massa. Immagine riprodotta dalla referenza 19.

Per quanto riguarda i processi che distruggono il berillio, vi sono ancora alcuni dubbi. In particolare, analizzeremo più avanti nello specifico le due principali reazioni, ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$ e ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$; di seguito introdurremo un formalismo per descrivere la risposta del ${}^7\text{Li}$ a variazioni generiche del tasso di distruzione di ${}^7\text{Be}$ dipendente dalla temperatura.

2.1.1 La Risposta di ${}^7\text{Li}$ alle Modifiche del Rate di Reazione

L'abbondanza di un generico elemento i nell'universo è

$$Y_i = \frac{C_i}{D_i} \Big|_{T=T_{i,f}} \quad 15.$$

dove C_i e D_i sono rispettivamente i rate di creazione e di distruzione di i , mentre $T_{i,f}$ è la temperatura di freeze-out, cioè la temperatura sotto la quale C_i e D_i diventano più piccoli del rate di espansione di Hubble. Per quanto detto prima, possiamo considerare

$$Y_{\text{Li}} \sim Y_{\text{Be}} = \frac{C_{\text{Be}}}{D_{\text{Be}}} \Big|_{T=T_{\text{Be},f}} \quad 16.$$

Per l'equazione 16, assumiamo che esista una relazione lineare tra l'inverso dell'abbondanza di litio, $X_{\text{Li}} = 1/Y_{\text{Li}}$, e il rate di distruzione del berillio, D_{Be} . La relazione è espressa in generale:

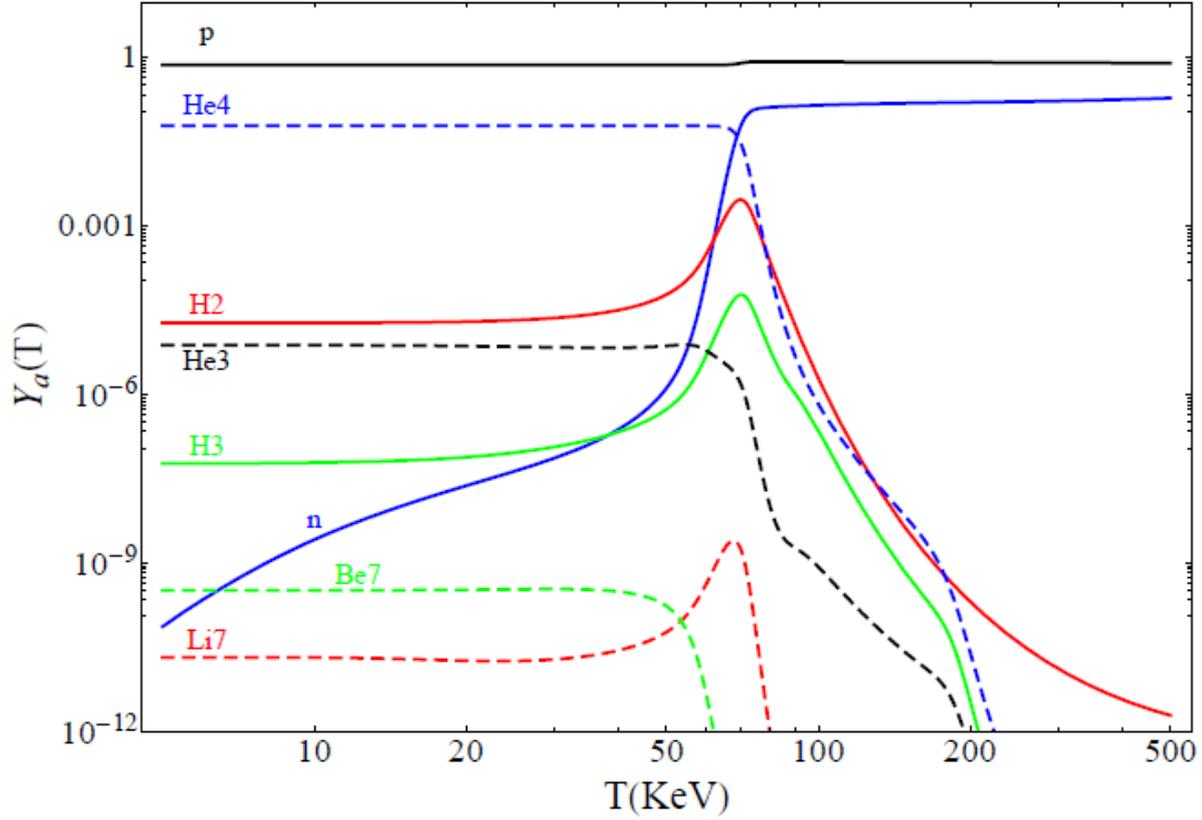


Figura 8 Valori $\bar{Y}_a(T)$ delle abbondanze di vari nuclei leggeri, calcolate assumendo $\eta = \eta_{\text{WMAP}}$, in funzione della temperatura. Immagine riprodotta dalla referenza 1.

$$\delta X_{Li} = \int \frac{dT}{T} K(T) \delta D_{Be}(T) \quad 17.$$

dove

$$\delta X_{Li} = \frac{X_{Li}}{\bar{X}_{Li}} - 1 \quad \delta D_{Be}(T) = \frac{D_{Be}(T)}{\bar{D}_{Be}(T)} - 1$$

\bar{X}_{Li} e $\bar{D}_{Be}(T)$ sono l'abbondanza standard di ${}^7\text{Li}$ e il rate di distruzione standard di ${}^7\text{Be}$. Il kernel (nucleo) dell'integrale, $K(T)$, è stato valutato numericamente considerando gli incrementi localizzati (con la temperatura) del rate di reazione $D_{Be}(T)$ (1). $K(T)$ ha un picco a circa 50 keV, che corrisponde approssimativamente alla temperatura di freez-out, $T_{\text{Be,f}}$. L'area sottesa dalla curva è ~ 0.7 , ciò suggerisce che il tasso di distruzione totale del ${}^7\text{Be}$ deve essere incrementato di un fattore ~ 2.5 per ottenere una riduzione di un fattore 2 del ${}^7\text{Li}$.

Il tasso totale di distruzione del Be è dato da:

$$D_{Be}(T) = n_B \sum_a Y_a(T) \langle \sigma_a v \rangle_T \quad 18.$$

dove n_B è la densità barionica, σ_a è la sezione d'urto di una reazione ${}^7\text{Be} + a$ tra il berillio e un generico nucleo a , Y_a è l'abbondanza dei nuclei a , $\langle \sigma_a v \rangle_T$ rappresenta la sezione d'urto mediata in T .

La principale reazione di distruzione del berillio è ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$ (in questo caso, a viene rappresentato dal neutrone n), essa contribuisce al 97% della distruzione totale dell'elemento, ma

non è l'unica da prendere in considerazione; dalla **Figura 8** si può notare che a temperature di circa 50 keV, cioè di interesse per la sintesi del berillio, le abbondanze di D, ^3He e ^4He sono maggiori o comparabili a quella dei neutroni. Questo ci dice che le reazioni di ^7Be con questi nuclei potrebbero dare un contributo non trascurabile alla sua distruzione, anche se la sezione d'urto di tali reazioni è piccola rispetto a quella di $^7\text{Be}(n,p)^7\text{Li}$.

Possiamo scrivere il rateo standard di distruzione $\bar{D}_{Be}(T)$ in base alla reazione dominante:

$$\bar{D}_{Be}(T) \cong n_B \bar{Y}_n(T) \langle \bar{\sigma}_{np} v \rangle_T \quad 19.$$

dove $\bar{Y}_n(T)$ è l'abbondanza di neutroni e $\bar{\sigma}_{np}$ è la sezione d'urto della reazione (n,p). Le reazioni meno dominanti possono contribuire in modo non trascurabile solo se assumiamo un incremento della loro sezione d'urto. L'aumento in frazione di $D_{Be}(T)$ dovuto ad una generica reazione $^7\text{Be} + a$, sarà:

$$\delta D_{Be,a}(T) = \frac{\bar{Y}_a(T) \langle \sigma_a v \rangle_T}{\bar{Y}_n(T) \langle \bar{\sigma}_{np} v \rangle_T} \quad 20.$$

con la ragionevole assunzione che il nuovo canale di distruzione del berillio non modifichi l'abbondanza dei nuclei a . La variazione dell'inverso dell'abbondanza di litio, X_{Li} , si può esprimere nel modo seguente:

$$\delta X_{Li} = \sum_a \int \frac{dT}{T} K_a(T) \frac{\langle \sigma_a v \rangle_T}{\langle \bar{\sigma}_{np} v \rangle_T} \quad 21.$$

dove:

$$K_a(T) = K(T) \frac{\bar{Y}_a(T)}{\bar{Y}_n(T)} \quad a = ^3\text{He}, ^4\text{He}, d, n$$

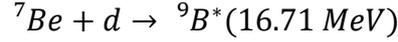
I valori di $K_a(T)$ per i vari nuclei possono essere usati per capire quantitativamente quali requisiti servono per risolvere il problema cosmologico del litio. Una riduzione di un fattore 2 nell'abbondanza del litio corrisponde ad un $\delta X_{Li} \geq 1$. Per ottenere ciò, il rapporto $R_a = \langle \sigma_a v \rangle_T / \langle \bar{\sigma}_{np} v \rangle_T$, alla temperatura $T \approx 10\text{-}60$ keV, dovrebbe risultare:

- $R_n \geq 1.5$ per reazioni nel canale $^7\text{Be} + n$;
- $R_d \geq 0.01$ nel canale $^7\text{Be} + d$;
- $R_t \geq 1.5$ per reazioni nel canale $^7\text{Be} + t$;
- $R_{He3} \geq 0.03$ per reazioni nel canale $^7\text{Be} + ^3\text{He}$;
- $R_{He4} \geq 4 \cdot 10^{-6}$ per reazioni nel canale $^7\text{Be} + ^4\text{He}$.

2.1.2 Nuove Risonanze

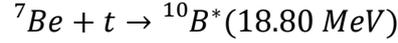
Anche assumendo incertezze sistematiche molto grandi sulle sezioni d'urto, molti dei canali di distruzione del berillio sopracitati non sono sufficienti per risolvere il problema del litio. Ciò che invece potrebbe rappresentare una valida soluzione sono eventuali risonanze non ancora scoperte in queste reazioni o i cui effetti sono stati sottostimati. Quando l'energia della reazione è pari all'energia di risonanza (corrispondente all'energia di uno stato eccitato del prodotto di reazione) si ha un picco nella sezione d'urto, quindi un aumento drastico del rate del processo.

La risonanza a 16.71 MeV della reazione



dal punto di vista sperimentale è stata poco studiata (23). All'interno delle incertezze correnti, questa risonanza potrebbe promuovere il canale ${}^7\text{Be} + d$ a reazione dominante per la distruzione di ${}^7\text{Be}$, ciò potrebbe risolvere il problema del litio.

Da un'analisi sistematica di tutte le possibili reazioni a due corpi coinvolte nella creazione dei nuclei di massa 7, nella forma $(n, p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}) + ({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$ (24), sono stati identificati due altri stati potenzialmente importanti. Da un lato, la risonanza



è conosciuta e, all'interno delle incertezze, può dare un contributo significativo. Dall'altro lato, ci sono alcuni dati sugli stati eccitati di ${}^{10}\text{C}$, in particolare, se lo stato ${}^{10}\text{C}^*(15.0 \text{ MeV})$ esistesse e avesse $J^\pi = 1^-$ oppure $J^\pi = 2^{-[9]}$ potrebbe anch'esso portare l'abbondanza del litio cosmico ad un valore concorde con le osservazioni. Alcune o tutte queste risonanze potrebbero risolvere il problema del litio, ma per farlo dovrebbero avere una larghezza molto grande (9).

2.2 Le Reazioni (n,p) e (n, α)

Alla temperatura $T \sim T_{\text{Be,f}} \sim 50 \text{ keV}$, la reazione ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$ contribuisce al 97% della distruzione del Berillio. La sezione d'urto di questa reazione vicino alla soglia è fortemente accresciuta da una risonanza 2⁻ a energia di centro di massa $E_x = 18.91 \text{ MeV}$. Inoltre i dati mostrano altri due picchi che corrispondono alla stato 3⁺ a 19.07 e 19.24 MeV e alla risonanza 3⁺ a 21.5 MeV. Il rate di reazione è stato misurato con un'incertezza dell'1% circa. La media Maxwelliana della sezione d'urto ad energia termica è $\langle \sigma_{np} \rangle_T = 3.84 \cdot 10^4 b$ ed è la più grande sezione d'urto termica conosciuta nei nuclei leggeri.

La sezione d'urto totale di una generica reazione può essere espressa dalla formula di Breit-Wigner:

$$\sigma = P_f \frac{\Gamma_{out}}{\Gamma_{tot}} = \frac{\pi \omega}{2\mu E} \frac{\Gamma_{in}\Gamma_{out}}{(E - E_R)^2 - \left(\frac{\Gamma_{tot}}{2}\right)^2} \quad 22.$$

dove P_f è la probabilità di formazione del canale in ingresso, Γ_{out} è la larghezza del canale di uscita, Γ_{tot} è la somma delle larghezze di tutti i possibili canali di uscita accessibili per un determinato valore dell'energia di centro di massa E , μ è la massa ridotta dei due nuclei in collisione, ω è un fattore che tiene conto dei momenti angolari J dei nuclei in collisione e del nucleo composto. L'espressione 22 descrive la curva di una funzione d'urto con una risonanza isolata a energia E_R .

Quando $E = E_R$, cioè in corrispondenza della risonanza, si ha un massimo nella sezione d'urto:

$$\sigma_{max} = (2l + 1) \frac{\pi}{2\mu E} \quad 23.$$

[9]: J è il momento angolare totale dello stato eccitato del nucleo composto. $\vec{J} = \vec{j} + \vec{l}$, dove \vec{l} è il momento angolare del canale in ingresso e \vec{j} è la somma degli spin delle particelle proiettile e bersaglio. L'apice π indica la parità intrinseca, che può essere positiva o negativa.

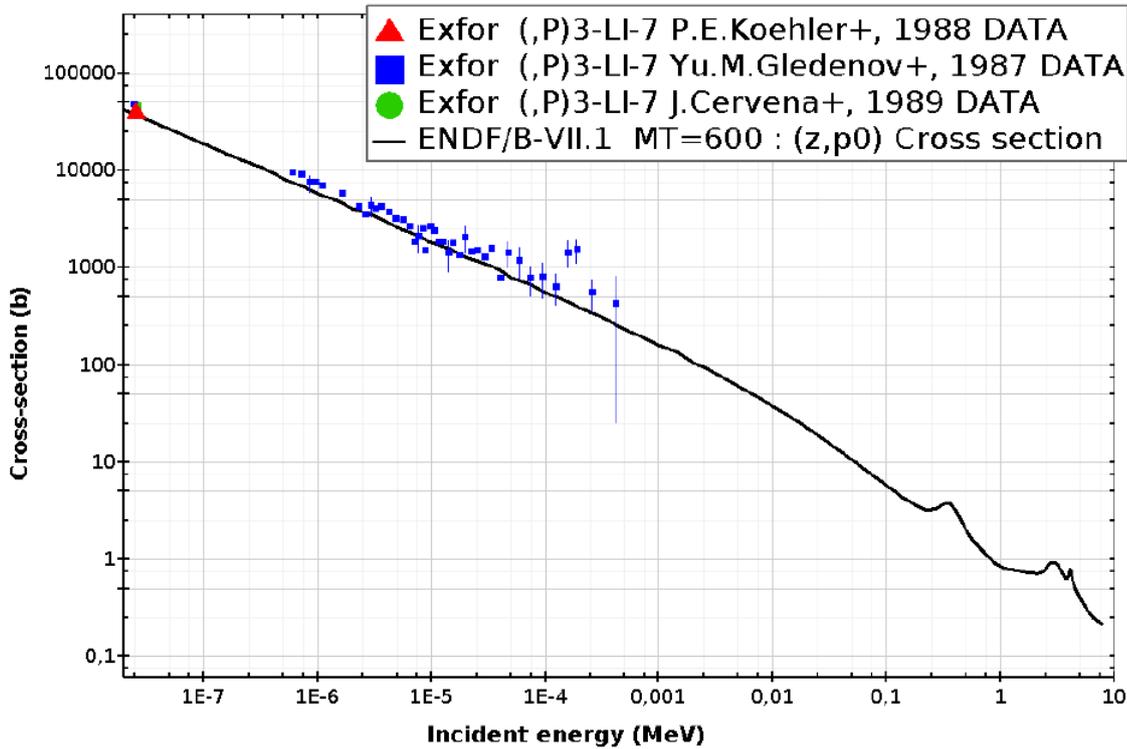


Figura 9 Misure della sezione d'urto della reazione (n,p) a diverse energie. La linea nera continua mostra una valutazione della sezione presa dalla banca dati ENDF(Evaluated Nuclear Data File), immagine riprodotta dalla referenza 46.

dove l è il momento angolare orbitale. La 23. coincide con la sezione d'urto geometrica di sfera dura. Per il processo (n,p), alle energie $E_{Be} \sim T_{Be,f} \sim 50$ keV, abbiamo $\sigma_{np}(E_{Be}) \approx 9$ b, che è già un valore abbastanza vicino a $\sigma_{max}(E_{Be}) \approx 15$ b. La grandezza di questa sezione d'urto rende difficile trovare canali comparabili con questa reazione (1).

In **Figura 9** vengono mostrate le misure effettuate sulla reazione (n,p) fino a centinaia di eV. Ancora non è stata effettuata alcuna misura nella regione dei MeV, cioè nelle energie di interesse per la BBN. Una misura di (n,p) a più alte energie è in programma all'n_TOF e verrà effettuata prossimamente. In **Figura 13** possiamo vedere gli stati eccitati di 8Be (stato intermedio della reazione) nella regione dei MeV; una misura di (n,p) a queste energie potrebbe chiarire il contributo di questi stati alla sezione d'urto.

Secondo per importanza è il processo $^7Be(n,\alpha)^4He$, il quale contribuisce soltanto al 2,5% della distruzione del berillio, ma possiede un'incertezza di un fattore 10. Essa non è mai stata sperimentata nell'intervallo di energie utili; è stata effettuata una sola misura ad energia termica (0,025 eV, che corrisponde all'energia a temperatura ambiente), eseguita da Bassi et al. al reattore ISPRA (41), e sono state effettuate diverse estrapolazioni teoriche, tuttavia i vari andamenti della sezione d'urto stimata non sono in accordo tra loro (**Figura 10**).

Per ridurre l'abbondanza di litio di un fattore 2, la sezione d'urto dovrebbe essere 60 volte maggiore di quella attualmente ipotizzata, in modo da ottenere

$$\sigma_{n\alpha}(E_{Be}) \approx 1.5\sigma_{np}(E_{Be}) \approx 15 \text{ barn}$$

Un aumento così considerevole rimane comunque molto improbabile.

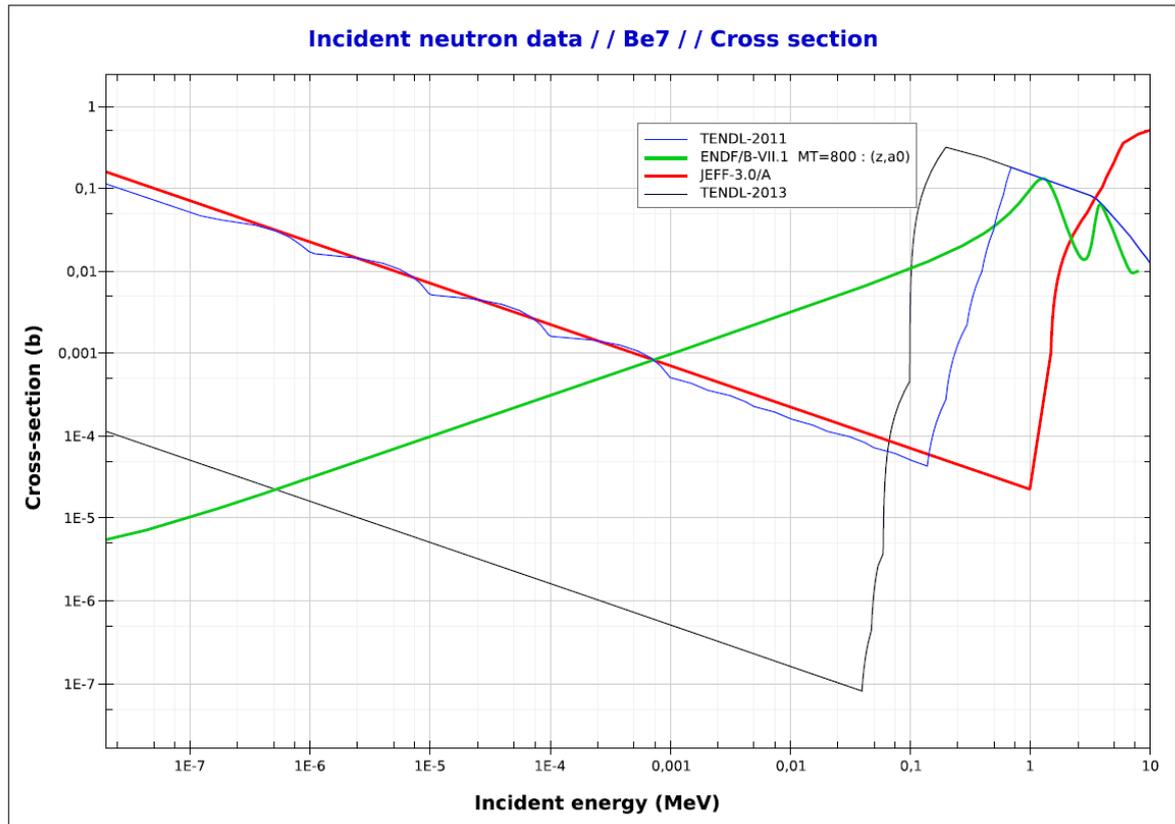


Figura 10 *Diverse stime della sezione d'urto di ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ in funzione dell'energia dei neutroni incidenti. immagine riprodotta dalla referenza 17.*

Infine notiamo che non ci si aspetta un ampio contributo della risonanza alla sezione d'urto di ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$, infatti gli stati eccitati di ${}^8\text{Be}$, rilevanti per la reazione ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$, a causa della conservazione della parità, non decadono per emissione α (1,17).

CAPITOLO 3:

L'ESPERIMENTO n_TOF SULLE REAZIONI INDOTTE DAI NEUTRONI

Le misure sulla reazione ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ sono state effettuate per la prima volta in un ampio intervallo di energie nell'area sperimentale EAR2 della facility n_TOF (*Neutron-Time-Of-Flight*) al CERN. Questa facility consente di produrre fasci di neutroni in un ampio spettro di energie (fino a centinaia di MeV) e garantisce un flusso di particelle istantaneo per misurare le reazioni indotte da neutroni su isotopi con breve vita media e sezione d'urto molto piccola. Verranno effettuate anche misure sulla reazione (n,p) che fino ad ora è stata studiata in un intervallo di energie limitato e con una risoluzione energetica molto bassa.

3.1 I Rivelatori e le Difficoltà Sperimentali

Il primo problema da affrontare è la scarsa disponibilità di ${}^7\text{Be}$ e la difficoltà nel maneggiarlo. Di recente un gruppo n_TOF proveniente dal Paul Scherrer Institute (PSI) è riuscito ad estrarre un quantitativo di berillio-7 superiore a $8\mu\text{g}$ (17), sufficiente per studiare la reazione alle energie di interesse per la BBN. Per effettuare le misure serve un campione piccolo di atomi bersaglio ($\approx 1\text{-}2\mu\text{g}$) a causa della sua elevata radioattività ($13\text{ GBq}/\mu\text{g}^{[10]}$). Il ${}^7\text{Be}$ ha un tempo di dimezzamento breve (circa 53 giorni) e decadendo emette raggi γ , con un'energia dell'ordine dei 10 keV, che interferiscono con la misura provocando un intenso rumore di fondo.

Oltre ad utilizzare un campione ridotto, si possono attenuare gli effetti della radioattività ricorrendo ad una rivelazione in coincidenza: la reazione ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ produce due particelle α opposte (il Q-valore della reazione è 19 MeV), posizionando due rivelatori paralleli e frapponendo il bersaglio tra di essi, si possono considerare solo le particelle che vengono rivelate simultaneamente, escludendo il contributo dei γ emessi in direzione casuale per decadimento. Anche il fascio di neutroni incidenti interferisce con la misura dando origine ad un proprio segnale di background. Un altro problema è costituito dai possibili danni che le radiazioni possono provocare ai rivelatori, compromettendone le performance.

Il compito principale dell'apparato sperimentale è quello di sopportare il danno da radiazioni e isolare il segnale degli α dal forte rumore di fondo. I rivelatori sono costituiti da piastre in silicio ($140\mu\text{m}$ di spessore e $3\times 3\text{ cm}$ di area attiva), caratterizzati da un'ottima risoluzione in energia (circa 1%) e da una bassa sensibilità a raggi γ e neutroni. Infatti, γ e n a bassa energia, fino a 1MeV, possono produrre solo un segnale di piccola ampiezza con una probabilità di interazione con il silicio inferiore a 10^{-3} , mentre a energia più alta, la probabilità di interazione scende a $10^{-5}\text{-}10^{-6}$ (39). Quattro di questi rivelatori vengono assemblati per formare due sandwich indipendenti (**Figura 11**), ciascuno dei quali ospita un campione di ${}^7\text{Be}$, formando così due array Si- ${}^7\text{Be}$ -Si. La distanza tra i due bersagli è 30 mm, mentre quella tra il bersaglio e i rivelato adiacenti è di 7 mm.

Lo stato finale della reazione emette due particelle α lungo la stessa direzione e in verso opposto con energia di circa 8 MeV. Esse perdono energia all'interno del bersaglio stesso e nell'aria, prima

[10] Bq: becquerel. Unità di misura dell'attività di un radionuclide, 1Bq corrisponde ad una disintegrazione al secondo.

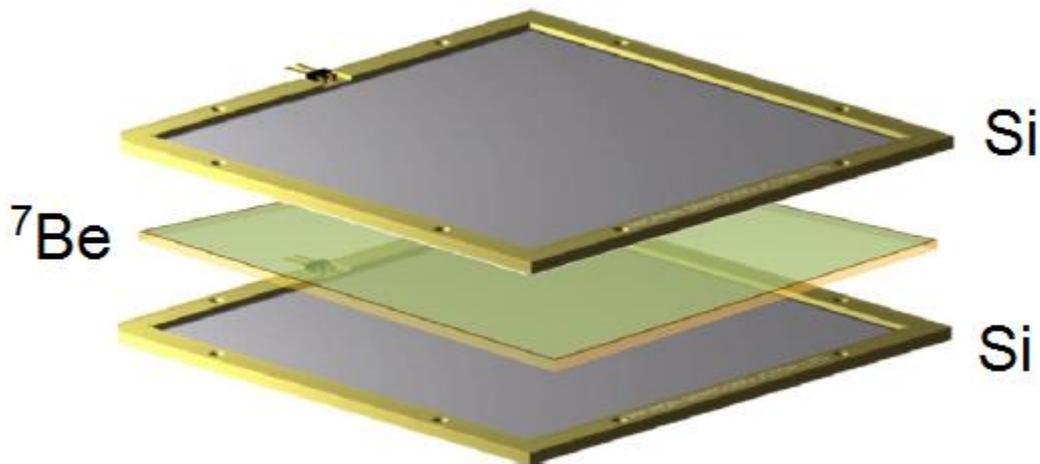


Figura 11a Schema di un array Si-⁷Be-Si costituito da due rivelatori in silicio con in mezzo un campione di berillio-7. Ciascun rivelatore ha uno spessore di 140 μm , un'area attiva di 3x3 cm ed è posto ad una distanza di 7 mm dal bersaglio di ⁷Be. Immagine riprodotta dalla referenza 38.

di raggiungere il rivelatore. L'energia depositata su ciascuna piastra di silicio dipende anche dall'angolo di emissione ed è compresa tra i 7.0 e 7.5 MeV nel caso migliore, tra 5.5 e 6.8 MeV nel caso peggiore. La differenza tra il tempo di arrivo delle due particelle è inferiore ad 1 ns; il rumore di fondo si può ridurre considerevolmente utilizzando una soglia di energia adatta e una finestra di coincidenza di 50 ns (si imposta un valore molto più alto di 1 ns per lasciare spazio a possibili ritardi dovuti all'elettronica). Analizzando le coincidenze tra i rivelatori in entrambi gli array si può stimare la frequenza con cui si verificano eventi random, identificando in maniera più rapida e precisa l'errore sistematico. La distanza che le particelle α possono percorrere nel silicio è inferiore a 60 μm , ciò impedisce che le particelle emesse da un bersaglio oltrepassino il rivelatore per andare ad interferire con i rivelatori dell'altro array (38).

L'efficienza di questo sistema per la misura in coincidenza è stimata tra il 37% e il 40% (40). I due sandwich vengono poi inseriti in una camera di alluminio, la quale viene trasportata all' n_TOF EAR2 dove viene installata in linea con il fascio di neutroni (**Figura 12**).

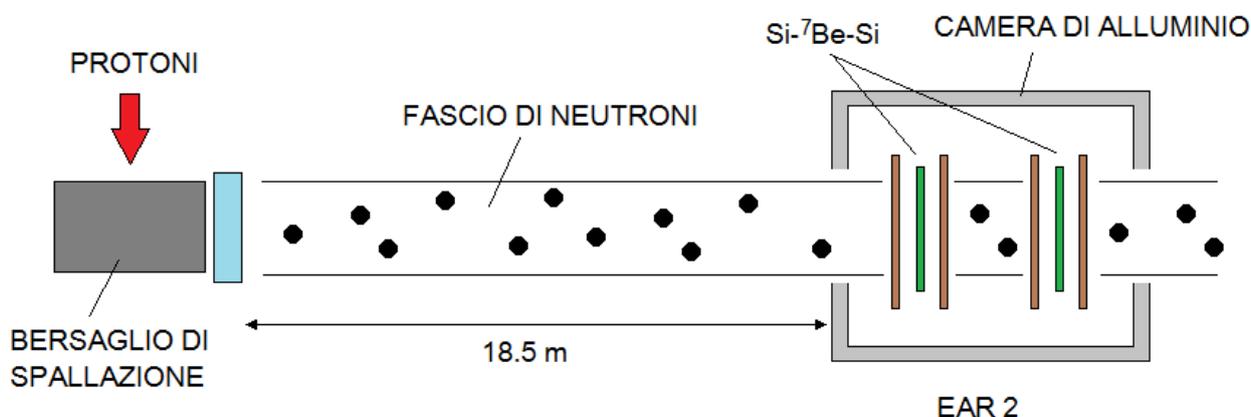


Figura 12 Schema dell'apparato sperimentale utilizzato per la misura di (n,α) .

3.2 Misura della Reazione (n, α)

La reazione ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ presenta uno stato intermedio, ovvero la formazione dell'isotopo ${}^8\text{Be}$ da ${}^7\text{Be} + n$, il quale, a seconda dell'energia del neutrone incidente, viene creato in un determinato stato eccitato. Successivamente questo stato decade in due particelle α , se le regole di conservazione della parità lo consentono, oppure transita ad un livello energetico inferiore di ${}^8\text{Be}$ emettendo radiazione γ , raggiungendo uno stato che possa dividersi in una coppia di α . Il canale che coinvolge lo stato fondamentale e il primo stato eccitato di ${}^8\text{Be}$ risulta emettere α a bassa energia (≤ 1.5 MeV) che non possono essere rivelate in mezzo all'enorme rumore di fondo dei γ provenienti dal campione di ${}^7\text{Be}$. Per questo motivo sono accessibili sperimentalmente solo le sezioni d'urto parziali legate ai livelli eccitati piú alti, tra i 16.6 e i 18.1 MeV, che corrispondono ad emissioni α con energia di 8 MeV (**Figura 13**).

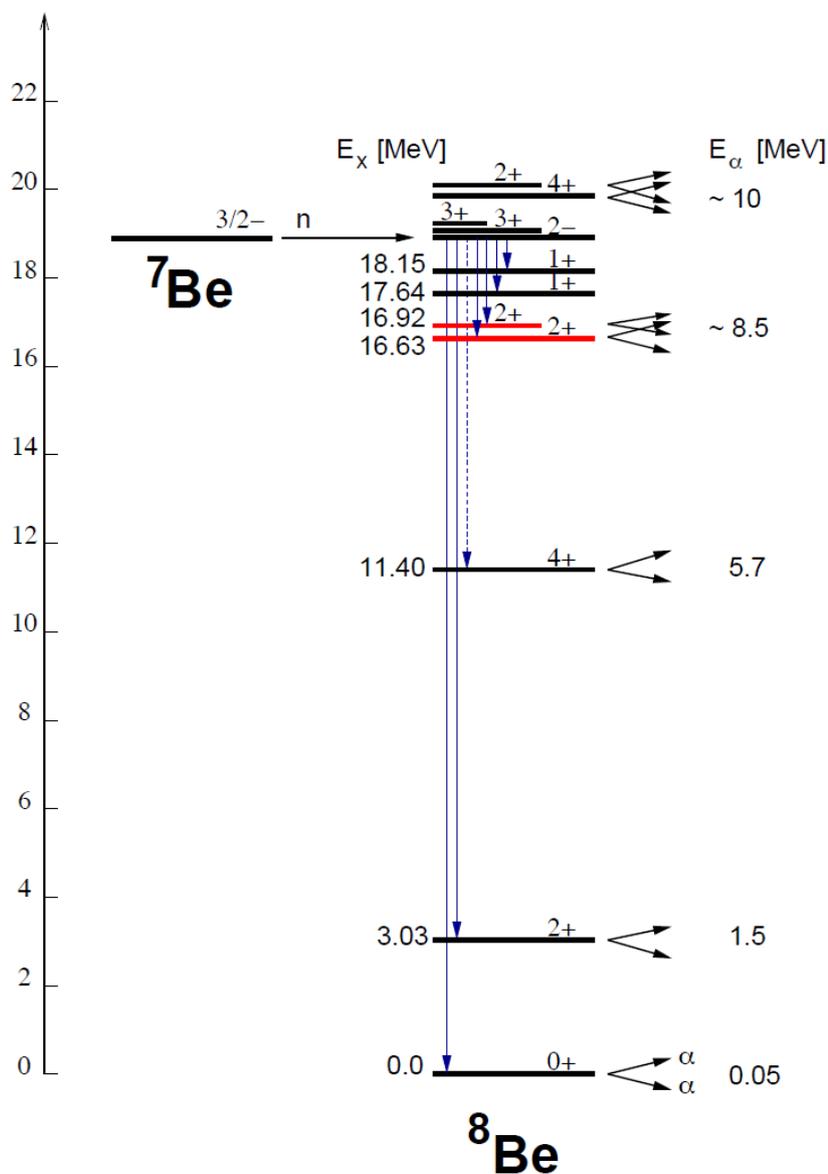


Figura 13 Schema dei livelli energetici e dei decadimenti del berillio-8. In rosso sono mostrati gli stati accessibili alle misurazioni effettuate all' n _TOF EAR2, tali stati si trovano alle energie di 16.63 e 16.92 MeV ed emettono particelle α di circa 8.5 MeV. Immagine riprodotta dalla referenza 40.

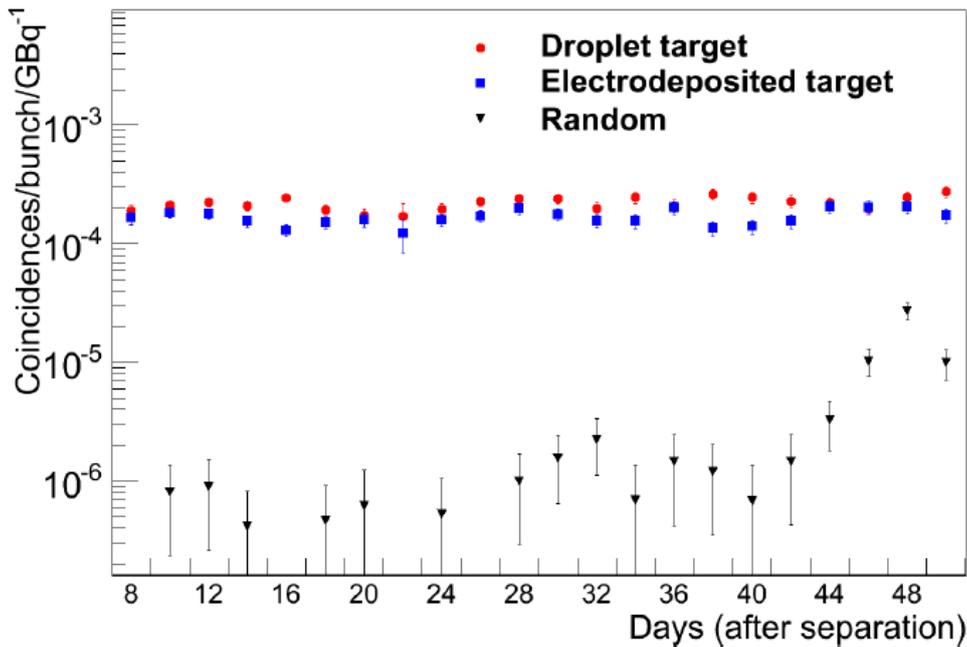


Figura 14 Numero di coincidenze in funzione del tempo (in giorni) rivelate durante il corso delle misure. I risultati dei due array indipendenti sono indicati dai cerchi rossi e dai quadrati blu. I termini "Droplet target" e "Electrodeposited target" fanno riferimento alle tecniche utilizzate per creare i due bersagli di ${}^7\text{Be}$. Il rumore di fondo prodotto dalle coincidenze casuali è indicato con triangoli neri. Immagine riprodotta dalla referenza 40.

Dato che il campione bersaglio è leggermente più piccolo del profilo spaziale del fascio di neutroni, i dati sono stati corretti con il fattore di intercettazione del fascio, il cui valore stimato è $(70 \pm 3) \%$. Il segnale dovuto alla radioattività del ${}^7\text{Be}$ viene quasi del tutto escluso applicando una soglia di 2 MeV sull'ampiezza del segnale. Tuttavia, alcuni γ possono superare l'energia di soglia per effetto pile-up^[11] e provocare coincidenze casuali sui due rivelatori. Tali eventi random vengono stimati facendo coincidere i segnali non correlati dei due array Si- ${}^7\text{Be}$ -Si. Un'altra potenziale fonte di background è dovuta alla produzione di ${}^8\text{Li}$ (attraverso cattura elettronica da parte di ${}^7\text{Li}$), il quale produce ${}^8\text{Be}$ per decadimento β con un tempo di dimezzamento di 800 ms. Dato che ${}^7\text{Li}$ viene prodotta dal decadimento di ${}^7\text{Be}$ nel campione, questo contributo cresce con il tempo. Siccome vengono popolati solo gli stati di ${}^8\text{Be}$ a 3.03 MeV dal decadimento di ${}^8\text{Li}$, le particelle α così emesse hanno un'energia di 1.5 MeV, cioè al di sotto del livello di soglia.

La **Figura 14** mostra il numero di coincidenze registrate durante l'intero corso della misura (cerchi rossi e quadrati blu). Le barre di errore rappresentano soltanto gli errori statistici, mentre l'incertezza sistemica su ciascun set di dati, essenzialmente correlata alla determinazione della massa del campione, è dell'ordine del 10% (40). All'interno dell'incertezza statistica, il count-rate di entrambi gli array Si- ${}^7\text{Be}$ -Si è costante, ciò esclude la presenza di un contributo dovuto al ${}^7\text{Li}$ prodotto, il quale, aumentando con il tempo, avrebbe dovuto produrre una pendenza positiva nei dati. Il background provocato dalle coincidenze random, indicato dai triangoli neri, è molto piccolo e ben determinato.

La **Figura 15** mostra la sezione d'urto misurata, ottenuta con una media ponderata dei risultati provenienti da entrambi gli array. La corretta interpretazione dei risultati richiede alcune considerazioni preliminari. Le interazioni a bassa energia (s-wave^[12]) dei neutroni con ${}^7\text{Be}$ nel suo

[11] Pile-up: sovrapposizione di γ che raggiungono così energie tali da superare la soglia.

stato fondamentale sono fortemente influenzate dallo stato eccitato $J^\pi = 2^-$ di ${}^8\text{Be}$ a 18.91 MeV, appena sopra l'energia di separazione neutronica di 18.899 MeV. Il canale (n,p) è fortemente aumentato da questo stato e mostra una sezione d'urto per neutroni ad energia termica di oltre 39 kb. Il canale (n, α), al contrario, è fortemente ridotto a causa della conservazione della parità, la quale proibisce la rottura diretta di questo stato in due particella α . Lo stato eccitato di ${}^8\text{Be}$ deve prima decadere per emissione γ ; dunque la reazione (n, $\gamma\alpha$) diventa il processo con emissione di α dominante, per tutti gli stati legati di ${}^8\text{Be}$.

Questi risultati chiariscono anche il ruolo degli stati a parità positiva al di sopra della soglia di separazione neutronica, che possono essere formati da p-wave^[12] o neutroni a più alta energia incidenti. Se ognuno di questi stati (un doppietto 3^+ , il secondo 4^+ e uno stato addizionale 2^+ per energie di eccitazione superiori di 20.1 MeV) contribuisse in maniera sostanziale alla sezione d'urto dell'emissione α , le code delle risonanze corrispondenti avrebbero dovuto causare una traslazione verso l'alto dell'andamento $1/v$ (v è l'energia dell'elettrone incidente) dal termico fino alla regione dei keV, producendo un andamento che non interseca la misura di Bassi.

Come menzionato sopra, a causa dei vincoli sul range di energie di α accessibili, solo transizioni di dipolo elettromagnetico che alimentano il gruppo di stati eccitati di ${}^8\text{Be}$ tra 16.626 e 18.150 MeV sono rilevanti per lo studio in questione. Inoltre, a causa della conservazione della parità, che proibisce il decadimento dei due stati $J^\pi = 1^+$ a 17.64 e 18.15 MeV, solo i due stati $J^\pi = 2^+$ a 16.626 e 16.922 MeV danno un contributo alle misure effettuate all'n_TOF e alla sezione d'urto termica misurata da Bassi (41).

Le componenti rimanenti della sezione d'urto della reazione possono essere derivate da estrapolazioni teoriche attraverso il meccanismo di cattura radioattiva diretta (DRC), cioè il decadimento diretto con emissione γ , in seguito alla cattura neutronica, agli stati rilevanti in ${}^8\text{Be}$ a 11.350 MeV o inferiori (**Figura 13**), che quindi non implicano la formazione di un nucleo composto in uno stato al di sopra della soglia. La sezione d'urto DRC corrispondente è stata calcolata in accordo con quanto indicato nella referenza 43, attraverso la determinazione dell'integrale di sovrapposizione dello stato legato con le funzioni d'onda continue ottenute dal set di parametri di Woods-Saxon^[13]. I fattori spettroscopici sono stati derivati dai calcoli del modello a shell di OXBASH con l'hamiltoniana di Kumar (44, 45), i quali riproducono abbastanza bene lo schema dei livelli di ${}^8\text{Be}$ fino ai livelli 3^+ a 19.07 e 19.235 MeV.

C'è da notare che lo stato 1^- a 19.4 MeV può essere popolato da neutroni s-wave, e può influenzare i dati presenti con la sua coda di risonanza $1/v$, completando quella dello stato 2^- appena sopra la soglia. Una rottura diretta in due α dello stato 1^- può essere esclusa (41), tuttavia un processo (n, $\gamma\alpha$) che include lo stato iniziale 1^- deve essere considerato ed è stato infatti incluso in questo modello DRC del processo di reazione. Mentre la sezione d'urto calcolata dipende fortemente dalla scelta dell'intensità del potenziale di interazione, il contributo frazionario delle componenti DRC può essere determinato in modo affidabile, siccome esso dipende solo debolmente da questo parametro.

[12] S-wave: canale dominante a basse energie, momento angolare orbitale $l = 0$, produce un andamento $1/v$ nella sezione d'urto. P-wave: dominante ad alte energie, momento angolare orbitale $l = 1$, produce un aumento con v nella sezione d'urto.

[13] Potenziale di Woods-Saxon: tipico potenziale di confinamento utilizzato nel modello a shell del nucleo, sostituisce la buca di potenziale sferica in quanto più realistico.

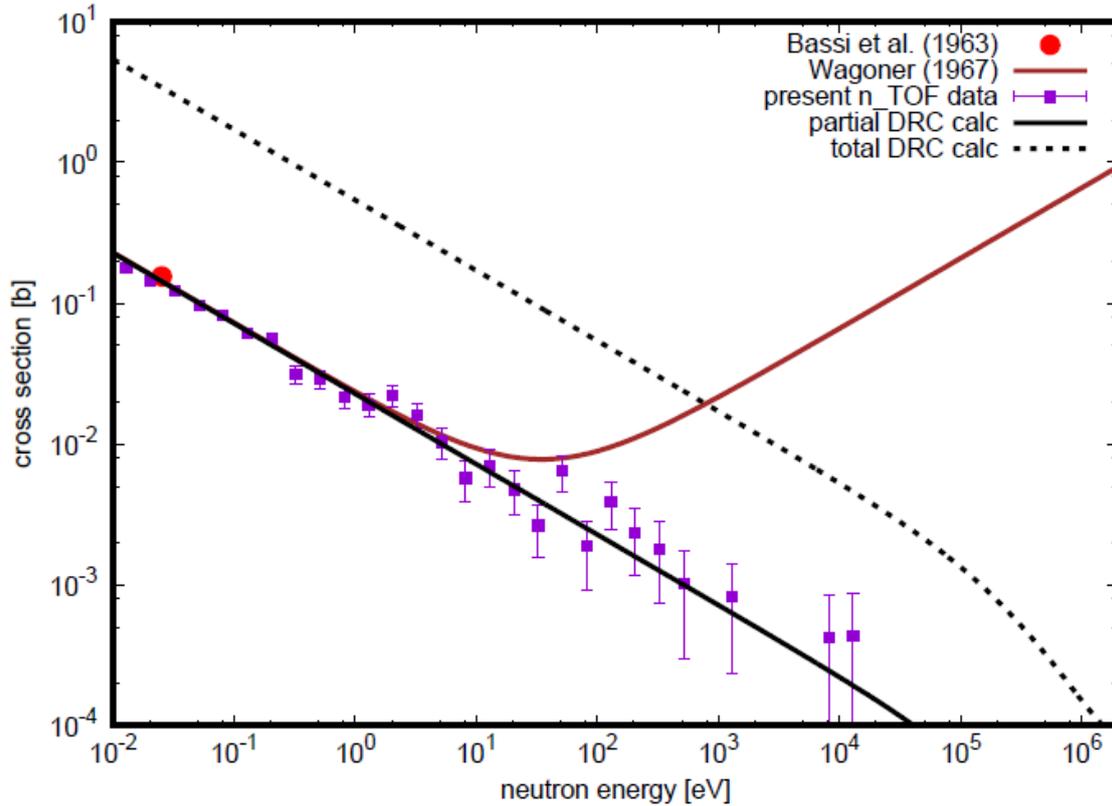


Figura 15 Sezione d'urto parziale della reazione ${}^7\text{Be}(n,\gamma)\alpha$. I quadrati viola sono i dati raccolti durante la misura all'*n_TOF* tra i 10 meV e i 10 keV. Il cerchio rosso mostra la misura di Bassi ad energia termica. La linea nera continua rappresenta il calcolo DRC della sezione d'urto parziale per gli stati eccitati di ${}^8\text{Be}$ compresi tra 16.6 e 18.2 MeV. La linea tratteggiata mostra la sezione d'urto totale ottenuta considerando i rapporti tra le differenti transizioni. La curva bordeaux mostra la sezione d'urto suggerita da Wagoner (42) e usata nei calcoli della BBN. Immagine riprodotta dalla referenza 40.

Infine, la sezione d'urto totale di ${}^7\text{Be}(n,\gamma)\alpha$ può essere ottenuta combinando i dati sperimentali con i contributi frazionari calcolati. I risultati sono mostrati in **Figura 15** dalla curva nera tratteggiata; essa eccede la somma dei componenti minori per un fattore maggiore di 20, in impressionante disaccordo con la precedente stima Wagoner (42), sia per quanto riguarda l'ordine di grandezza che l'andamento della curva della sezione d'urto.

I risultati ottenuti all'*n_TOF* consentono di delineare il ruolo che la reazione ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ svolge nel problema cosmologico del litio. Per quanto riguarda l'andamento della sezione d'urto in funzione dell'energia dei neutroni (**Figura 15**), i dati sperimentali sono chiaramente incompatibili con la stima teorica utilizzata nei calcoli della BBN (42), nei quali è stato assunto che la sezione d'urto fosse determinata a basse energie da un canale s-wave in entrata, il quale produce un comportamento $1/v$, mentre per energie al di sopra di qualche keV fosse dominata da un canale p-wave, il quale causa un incremento con la velocità dei neutroni. I dati presenti hanno dimostrato che entrambe queste componenti vanno riviste.

CONCLUSIONI

Per la prima volta la sezione d'urto dipendente dall'energia di ${}^7\text{Be}(n,\gamma\alpha)$ è stata misurata con successo in un ampio intervallo di energie nell'area sperimentale EAR2 dell' n_TOF . La sezione d'urto ottenuta fino a 10 keV, grazie ai dati di questa misura combinati con le stime teoriche, indica che per neutroni con energia al di sotto di ≈ 100 eV la sezione d'urto è oltre 20 volte maggiore di quella usata in passato per i calcoli della BBN (42). L'andamento $1/v$ che si osserva in tutti i dati di questa misura esclude un contributo p-wave significativo fino all'energia massima studiata, in contrasto con quanto assunto da Wagoner.

Sebbene capire a fondo il ruolo di questa reazione nel problema cosmologico del litio richieda misure che si estendono alla regione dei MeV (energie alle quali ci si aspetta un contributo p-wave nella sezione d'urto), questi primi risultati forniscono una prova sul fatto che i rate di reazione considerati nella BBN richiedano una rivalutazione sostanziale. Infatti, la sezione d'urto in questione si è dimostrata molto diversa di quella teorizzata (molto maggiore sotto 1 keV, molto minore per energie superiori).

Inoltre, i risultati ottenuti al CERN dimostrano l'adeguatezza della seconda area sperimentale n_TOF di recente costruzione per l'esecuzione di misure complesse, che coinvolgono isotopi instabili con breve vita media, in reazioni caratterizzate da un sezione d'urto ridotta e con campioni di massa estremamente piccola (come nel caso della reazione ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$). Le difficoltà principali, che avevano impedito queste misure in passato, sono state superate grazie alla luminosità estremamente alta del fascio di neutroni garantito dalla facility, alle nuove tecniche di estrazione e manipolazione del berillio-7 che hanno consentito la creazione di un campione sufficientemente grande e, infine, ad un sistema di rivelazione adeguato basato su rivelatori al silicio e su misure in coincidenza.

Questo studio di (n,α) apre la strada a nuovi esperimenti ad energie più alte (MeV), che verranno effettuati in futuro e che potrebbero risolvere una volta per tutte il problema cosmologico del litio.

REFERENZE

1. C. Brogini, L. Canton, G. Fiorentini and F.L. Villante, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* (2012) [10.1088/1475-7516/2012/06/030]
2. S. Burles and D. Tytler, *Astrophys. J.* 499, 699 (1998) [arXiv:astro-ph/9712108]
3. S. Burles and D. Tytler, *Astrophys. J.* 507, 732 (1998) [arXiv:astro-ph/9712109]
4. J. M. O’Meara, D. Tytler, D. Kirkman, N. Suzuki, J. X. Prochaska, D. Lubin and A. M. Wolfe, *Astrophys. J.* 552, 718 (2001) [arXiv:astro-ph/0011179]
5. M. Pettini and D. V. Bowen, *Astrophys. J.* 560, 41 (2001) [arXiv:astro-ph/0104474]
6. D. Kirkman, D. Tytler, N. Suzuki, J. M. O’Meara and D. Lubin, *Astrophys. J. Suppl.* 149, 1 (2003) [arXiv:astro-ph/0302006]
7. J. M. O’Meara, S. Burles, J. X. Prochaska, G. E. Prochter, R. A. Bernstein and K. M. Burgess, *Astrophys. J.* 649, L61 (2006) [arXiv:astro-ph/0608302]
8. M. Pettini, B. J. Zych, M. T. Murphy, A. Lewis and C. C. Steidel, *MNRAS* 391, 1499 (2008) [arXiv:0805.0594 [astro-ph]]
9. Brian D. Fields, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 61, 47-68 (2011) [arXiv:1203.3551 [astro-ph.CO]]
10. R. H. Cyburt, J. Ellis, B. D. Fields, F. Luo, K. A. Olive, and V. C. Spanos, *JCAP* 0910:021 (2009) [arXiv:0907.5003v1 [astro-ph.CO]]
11. Olive KA, Skillman ED. *Astrophys. J.* 617:29 (2004) [arXiv:astro-ph/0405588]
12. Asplund M, *Astrophys. J.* 644:229 (2006) [arXiv:astro-ph/0510636]
13. Monaco L, et al. *Astron. Astrophys.* 519:L3 (2010)
14. Cayrel R, et al. *Astron. Astrophys.* 473:L37 (2007)
15. Hu W, Dodelson S. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 40:171 (2002) [arXiv:astro-ph/0110414]
16. Cyburt RH, Fields BD, Olive K.A. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 11:12 (2008) [arXiv:0808.2818 [astro-ph]]
17. Barbagallo M, et al. *Measurement of ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ and ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$ cross sections for the Cosmological Lithium Problem* (2014) [CERN-INTC-2014-049 / INTC-P-417]
18. F. Confortola et al., *Astrophysical S-factor of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction measured at low energy via prompt and delayed gamma detection*, *Phys. Rev. C* 75 (2007) 065803 [arXiv:0705.2151]
19. L. Canton and L.G. Levchuk, *Low-energy radiative-capture reactions within two-cluster coupled-channel description*, *Nucl. Phys. A* 808 (2008) 192 [arXiv:0805.2667]
20. A. Guglielmetti, *LUNA-MV ed il Progetto Premiale* (2012)
21. Spite F, Spite M. *Astron. Astrophys.* 115:357 (1982)
22. Ryan SG, et al. *Astrophys. J. Lett.* 530:L57 (2000)

23. Cyburt RH, Pospelov M. *Resonant enhancement of nuclear reactions as a possible solution to the cosmological lithium problem* (2009) [arXiv:0906.4373 [astro-ph.CO]]
24. Hoyle F. *Astrophys. J. Suppl.* 1:121 (1954)
25. M. Grieser, et al. *Eur. Phys. J. Special Topics* 207, 1–117 (2012) [10.1140/epjst/e2012-01599-9]
26. Rishi Khatri, Rashid A. Sunyaev. *Astronomy Letters* 37, 367 (2011) [arXiv:1009.3932 [astro-ph.CO]]
27. Cyburt RH. *Phys. Rev. D* 70:023505 (2004)
28. Krauss LM, Romanelli P. *Astrophys. J.* 358:47 (1990)
29. Smith MS, Kawano LH, Malaney RA. *Astrophys. J. Suppl.* 85:219 (1993)
30. Fiorentini G, Lisi E, Sarkar S, Villante FL. *Phys. Rev. D* 58:063506 (1998)
31. Hata N, et al. *Phys. Rev. Lett.* 75:3977 (1995)
32. Nollett KM, Burles S. *Phys. Rev. D* 61:123505 (2000)
33. Cyburt RH, Fields BD, Olive KA. *New Astron.* 6:215 (2001)
34. Coc A, et al. *Astrophys. J.* 600:544 (2004)
35. Descouvemont P, et al. *At. Data Nucl. Data Tables* 88:203 (2004)
36. Serpico PD, et al. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 12:10 (2004)
37. Komatsu E, et al. *Astrophys. J. Suppl.* 180:330 (2009)
38. L. Cosentino, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 830, 197–205 (2016)
39. A. Pappalardo, et al. *Nucl. Instrum. Methods A* 810, 6 (2016)
40. M. Barbagallo, et al. *The ${}^7\text{Be}(n,\alpha)\text{He}$ reaction and the Cosmological Lithium Problem: measurement of the cross section in a wide energy range at n TOF (CERN)* (2016)
41. P. Bassi et al., *Il Nuovo Cimento XXVIII* 1049 (1963)
42. R. Wagoner, *Astrophys. J.* 148, 3 (1967)
43. A. Mengoni, T. Otsuka, and M. Ishihara, *Phys. Rev. C* 52, R2334 (1995).
44. B. Brown et al., *MSU-NSCL report* 1289 (2004).
45. N. Kumar, *Nucl. Phys.* A225, 221 (1974).
46. M. B. Chadwick, M. Herman, P. Oblozinsky, et al., *ENDF/B-VII.1 nuclear data for science and technology: Cross sections, covariances, fission product yields and decay data, Nuclear Data Sheets*, 112(12):2887-2996 (2011).
47. J. Christopher Howk, et al. *Nature*, 489, 121 (2012) [arXiv:1207.3081 [astro-ph.CO]]