

**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA**

**Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Galileo Galilei**

**LAUREA TRIENNALE IN FISICA**

**Produzione di nuclei lontani dalla stabilità con  
fasci radioattivi veloci**

**Relatore: Prof.ssa S. M. Lenzi**

**Laureando: ALESSANDRO FOGLIO**

Anno Accademico 2013/2014



# Indice

<b>Sommario</b>	<b>i</b>
<b>1 Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>2 Produzione dei fasci radioattivi</b>	<b>3</b>
2.1 Fissione . . . . .	4
2.2 Spallazione e Frammentazione . . . . .	4
2.3 Separazione in volo . . . . .	5
<b>3 Reazioni secondarie</b>	<b>8</b>
3.1 Scattering anelastico . . . . .	8
3.1.1 Eccitazione Coulombiana del proiettile . . . . .	8
3.1.2 Diffusione anelastica di protoni in cinematica inversa . . . . .	10
3.2 Reazioni di rimozione . . . . .	12
3.2.1 Rimozione singola . . . . .	12
3.2.2 Rimozione doppia . . . . .	14
3.3 Reazioni di trasferimento . . . . .	15
<b>4 Conclusioni</b>	<b>18</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>20</b>



# Sommario

Gli ultimi decenni hanno visto una fioritura a livello mondiale di centri di ricerca nel campo della fisica nucleare per lo studio dei nuclei lontani dalla valle di stabilità per tentare di far chiarezza sulla struttura ed il comportamento di quei sistemi nucleari caratterizzati da una vita media breve, denominati isotopi radioattivi o nuclei esotici. Questi studi hanno condotto a notevoli scoperte, alcune delle quali predette dalla teoria, mentre molte altre inaspettate, che hanno stravolto la comprensione della struttura nucleare. La scoperta ad esempio di effetti come *neutron halo* per i più leggeri nuclei ricchi di neutroni, e *neutron skin* per i più pesanti nuclei ricchi di neutroni, strutture a grappoli e nuclei borromei, ha messo in evidenza importanti scostamenti dal modello a shell basato su approssimazioni di campo medio vicino alla stabilità.

Questo lavoro di tesi si pone come obiettivo quello di effettuare una breve panoramica sui principali metodi impiegati nella produzione di fasci di isotopi rari veloci e sulle tecniche sperimentali che prevedono l'utilizzo di questi fasci in reazioni nucleari, con lo scopo di ricavare informazioni sulla struttura e sulle dinamiche nucleari.



# Capitolo 1

## Introduzione

Dalla scoperta nel 1896 da parte di H. Becquerel della radioattività naturale, la struttura e la (in)stabilità dei nuclei atomici sono stati l'oggetto d'indagine della fisica nucleare. I nuclei sono sistemi quantici formati da particelle fortemente interagenti che non possono essere trattati nè con metodi perturbativi, nè con metodi statistici; ciò rende molto arduo il compito di formulare una teoria esatta a riguardo.

Sono definiti stabili i nuclei che non esibiscono fenomeni disgregativi, oppure che hanno una vita media comparabile a quella dell'universo. Tutti gli altri sono detti instabili e presentano una vita media che può variare da frazioni di secondo sino a milioni di anni. Fin dagli albori della fisica nucleare ci si rese conto che rilevando e analizzando il decadimento di nuclei instabili nei processi che portano verso la stabilità, si potevano ottenere informazioni sulla loro struttura nucleare. Per i primi anni questo lavoro si limitò ai nuclei naturalmente radioattivi e ai loro prodotti di decadimento; poi ci si accorse che apportando dei segnali esterni a questi sistemi così complessi e osservandone le risposte, si potevano trarre informazioni sui costituenti e sulla loro interazione. Dagli anni '30 dello scorso secolo cominciò una sistematica investigazione in campo nucleare mediante reazioni di varia natura, facendo largo impiego di acceleratori di particelle e tecnologie di rilevazione sempre più avanzate che hanno portato alla scoperta di migliaia di isotopi prima sconosciuti.

Le conoscenze acquisite sono riassunte dalla carta dei nuclidi (Figura 1.1). Essa mostra la distribuzione dei nuclei stabili (284), di quelli radioattivi al momento conosciuti (circa 3600) e di quelli di cui è prevista l'esistenza (circa 3000); sono rappresentati come quadratini di coordinate  $(Z,N)$  in un diagramma cartesiano con  $Z$  numero atomico e  $N$  numero di neutroni. Un criterio utilizzato per classificare i nuclei riguarda il numero di protoni e di neutroni ed il loro rapporto. Nella parte del grafico corrispondente ai nuclei leggeri stabili questo rapporto è circa pari all'unità, mentre nella parte del grafico corrispondente ai nuclei pesanti stabili si aggira attorno a 1,44. Lontano dalla stabilità tale rapporto può variare notevolmente.

La maggior parte delle conoscenze attuali della struttura nucleare si basa su esperimenti nei quali si inducono reazioni nucleari con fasci di ioni stabili su bersagli di nuclei stabili. Questo ha limitato lo studio alle specie nucleari che sono relativamente vicine alla valle di stabilità, per le quali il rapporto protoni/neutroni non è molto differente da quello dei nuclei stabili. I nuclei stabili sono disposti sulla carta dei nuclidi lungo una fascia chiamata appunto valle di stabilità; aggiungendo neutroni (protoni) ad un nucleo stabile ci si allontana dalla valle di stabilità fino a raggiungere le cosiddette *neutron (proton) drip line*, oltre le quali i nuclei non sono più legati. La porzione di carta dei nuclidi compresa

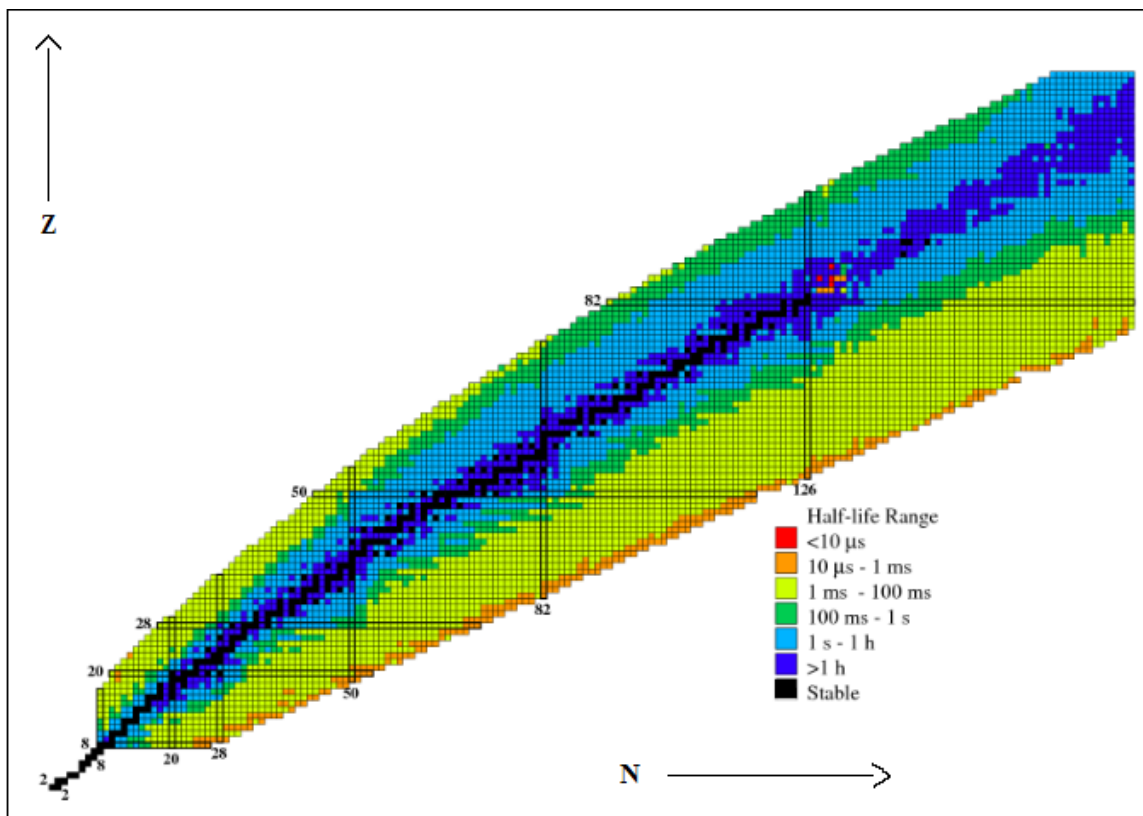


Figura 1.1: Carta dei nuclidi

tra la valle di stabilità e la *neutron drip line* è decisamente più ampia rispetto a quella compresa tra la valle di stabilità e la *proton drip line*. Ciò è dovuto al fatto che la repulsione Coulombiana impedisce la formazione di stati legati in nuclei troppo ricchi di protoni. Lo studio di queste regioni della carta sono condotte tramite reazioni nucleari indotte da fasci di nuclei radioattivi. Attualmente [1] è stata esplorata la *proton drip line* sino alla regione del piombo ( $Z=82$ ), mentre la *neutron drip line* è stata esplorata solo fino al magnesio ( $Z=12$ ). Il resto delle *drip lines* è tracciato sulla base di previsioni di varie teorie, non sempre concordi.

Una delle principali sfide della Fisica Nucleare è quella di estendere l'esplorazione della carta dei nuclidi verso le zone ancora sconosciute. La possibilità di disporre di fasci di certi isotopi radioattivi si è rivelata di vitale importanza per altri campi della fisica. In [2] è presente una breve discussione sull'uso di fasci radioattivi per lo studio delle interazioni fondamentali, dell'astrofisica nucleare, della fisica dello stato solido, e della medicina nucleare.



## Capitolo 2

# Produzione dei fasci radioattivi

Come già detto, fu l'avvento di acceleratori di particelle via via più avanzati che aprì la strada all'esplorazione di un'ampia porzione della carta dei nuclidi. Infatti una vasta gamma di combinazioni fascio primario-bersaglio, è impiegata per la produzione di fasci secondari di isotopi radioattivi di interesse, da utilizzare direttamente in studi di decadimenti, ma ancor di più per indurre reazioni nucleari secondarie.

In generale esistono due metodi complementari per la produzione di fasci di nuclei esotici di buona qualità: la separazione in linea (Isotope Separation On Line, ISOL [3]) e la separazione in volo (In Flight Separation, IFS [4]). Entrambi i metodi prevedono il trasporto dei nuclei di interesse dal luogo di produzione, affollato da altri prodotti di reazione, verso il punto di misura per lo studio delle proprietà nucleari. Il trasporto consente inoltre di purificare il fascio di particelle, nonché di prepararlo in un determinato stato. La sottostante sezione d'urto di produzione è una quantità fisica che è funzione della combinazione fascio-bersaglio e della relativa energia cinetica, indipendentemente dal fatto che sia un fascio di nuclei leggero a urtare un bersaglio pesante, come avviene solitamente nel metodo ISOL, oppure che sia un fascio di nuclei pesanti ad urtare un bersaglio leggero, come avviene in genere nel metodo IFS.

La caratteristica principale che contraddistingue la separazione in linea, è quella di fermare i prodotti della reazione ed immetterli in una catena, all'interno della quale è possibile isolarli con una serie di passaggi. Tecniche di questo tipo porgono isotopi a energie molto basse, ma di alta qualità, ideali per lo studio delle proprietà di nuclei vicini allo stato fondamentale, ed una serie di applicazioni alla fisica dello stato solido e della medicina nucleare. La possibilità di accelerare in un secondo momento questi fasci a bassa energia, ne consente l'utilizzo in studi di struttura nucleare.

La separazione in volo invece prevede l'immediata identificazione e selezione dei prodotti, determinata dalla cinematica della reazione che li ha prodotti, e consente un rapido utilizzo in una seconda reazione.

In generale gli isotopi radioattivi di interesse che si riescono ad ottenere in una reazione sono spesso molto esigui. Pertanto l'obiettivo che i fisici si pongono nella produzione di fasci esotici, è quello di ricercare tecniche e strumenti tali da ottimizzare i risultati, i tempi ed i costi. Pertanto tutta la catena di produzione dovrà possedere, per quanto possibile, le seguenti proprietà:

### *-Tasso di produzione*

Ad ogni reazione nucleare corrisponde una data sezione d'urto di produzione dipendente dall'energia. Un'adeguata messa a punto dei parametri della reazione consente di ottimizzare

il tasso di produzione di particelle di interesse.

*-Efficienza*

Dal momento che il tasso di produzione di nuclei esotici in una reazione è molto ridotto, tutto il processo che va dalla creazione all'utilizzo in un esperimento deve essere il più possibile efficiente in modo da sfruttare al meglio quanto prodotto.

*-Velocità*

La vita media di alcuni isotopi è estremamente breve, quindi la manipolazione del fascio deve essere tale da rendere minime le perdite dovute ai decadimenti radioattivi.

*-Selettività*

Quasi sempre i prodotti di una reazione nucleare non si limitano a quelli di interesse, è perciò essenziale poter separare ciò che è di nostro interesse da quello che non lo è.

Vediamo ora le principali reazioni che hanno luogo nella produzione di fasci di nuclei esotici veloci.

## 2.1 Fissione

La fissione è un processo in cui un nucleo pesante si spacca in due nuclei leggeri più legati. Anche se tale reazione potrebbe avvenire spontaneamente per tutti i nuclei con  $A$  all'incirca maggiore di 60, ciò succede raramente. Perché la fissione avvenga con una ragionevole probabilità, al nucleo dev'essere fornita energia in qualche modo: ad esempio facendolo urtare da protoni, neutroni o elettroni, oppure, operando in cinematica inversa, facendo urtare il nucleo su bersagli leggeri. A questo punto il nucleo diventa molto instabile; il delicato equilibrio tra i termini di superficie e di repulsione Coulombiana viene rotto dalla deformazione della superficie a seguito dell'urto. La repulsione elettrostatica domina e tende a far aumentare la deformazione, finché il nucleo si spacca in due frammenti. Questa reazione può fornire isotopi ricchi di neutroni, a causa dell'eccesso di neutroni nei nuclei fissili stabili, come ad esempio gli isotopi  $^{85-90}\text{Rb}$  prodotti dalla fissione di  $^{238}\text{U}$  [3]

## 2.2 Spallazione e Frammentazione

Si definisce spallazione l'interazione tra un fascio di proiettili leggeri, principalmente adroni, ad energia relativistica e un bersaglio pesante, che dà luogo a una reazione in cui il bersaglio si scinde in molti frammenti. In questo regime di energia l'interazione può essere descritta come una sequenza di interazioni nucleone-nucleone definita cascata intra-nucleare. Questo processo porta alla rapida emissione di parecchi nucleoni, identificata come emissione pre-equilibrio. Come conseguenza di questa cascata, il residuo del bersaglio acquista energia di eccitazione termica e momento angolare. In una seconda fase della reazione, il residuo bersaglio tende a riportarsi in equilibrio tramite un processo statistico di diseccitazione. Questo meccanismo di diseccitazione prevede l'emissione di raggi  $\gamma$ , l'evaporazione di nucleoni o nuclei leggeri, la fissione e la multi-frammentazione. Una analisi teorica dei processi disgregativi di nuclei è stata fatta da Gaimard e Schmidt [5].

La posizione nella carta dei nuclidi dei residui dipende fortemente dall'energia di eccitazione del nucleo residuo. In fig 2.1 è rappresentata la distribuzione dei nuclei residui, con le

relative sezioni d'urto di produzione, prodotti nella reazione di spallazione indotta da un fascio di  $^{238}\text{U}$  a 1 A GeV su protoni [6]. Isotopi ad alto numero atomico, compreso tra 92 e 65 [1], carenti di neutroni, sono prodotti in un processo caldo nel quale evapora un elevato numero di neutroni. Mentre isotopi con massa intermedia con numero atomico compreso tra 65 e 23 [1] sono per lo più appartenenti alla regione ricca di neutroni. Questi nuclei sono interpretati come il prodotto di una fissione essenzialmente simmetrica del pre-frammento iniziale. L'eccesso di neutroni può talvolta ridursi quando, a elevata energia di eccitazione, si verifica l'evaporazione di neutroni prima o dopo la fissione, popolando quindi anche la regione della carta dei nuclidi ricca di protoni. Infine un gruppo di nuclidi con numero atomico inferiore a 23 [1], sempre nella regione con eccesso di neutroni, è stato mostrato [7] essere il risultato di un processo di fissione altamente asimmetrico.

Per reazioni più violente, in cui l'energia di eccitazione è molto elevata, questo meccanismo di diseccitazione binaria entra in competizione con un processo di multi-frammentazione, che porta alla formazione di residui leggeri [8]. Un tale processo disgregativo non può essere compreso come una sequenza di decadimenti binari, ma piuttosto come un rottura simultanea in diversi componenti.

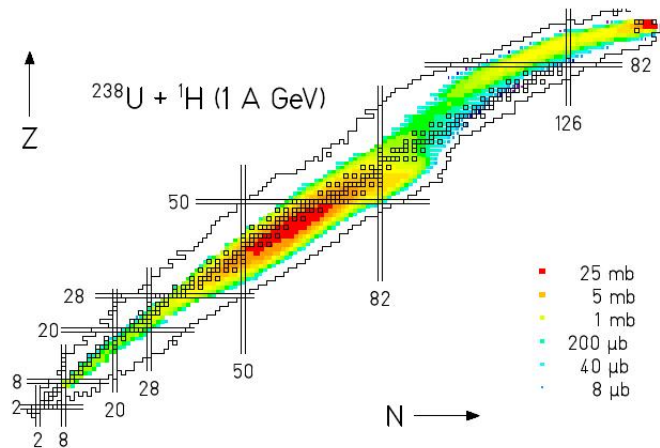


Figura 2.1: Nuclei prodotti nella spallazione di  $^{238}\text{U}$  [6].

Tali reazioni possono essere eseguite tramite due differenti approcci sperimentali. Il metodo standard, è quello in cui la reazione è indotta da un proiettile leggero, molto energetico, su un bersaglio pesante; si parla in questo caso di cinematica diretta. I prodotti della reazione lasciano il bersaglio a basse velocità. L'altro metodo, detto cinematica inversa, consiste nell'accelerare un nucleo pesante a energie relativistiche facendolo urtare contro un bersaglio leggero. In questo caso i prodotti della reazione lasciano il bersaglio con una velocità prossima a quella del proiettile. Le conclusioni a cui si è giunti per reazioni di spallazione sono valide anche per le cosiddette reazioni di frammentazione del proiettile [4].

## 2.3 Separazione in volo

Gli esperimenti che aprirono la strada alla separazione in volo vennero effettuati a partire dagli anni settanta ai Lawrence Berkeley Laboratory, CA. Questa tecnica consiste nella immediata separazione spaziale dei prodotti di reazione fuoriuscenti dal bersaglio con un'energia cinetica pari a quella acquisita nella reazione che li ha prodotti, attraverso un separatore elettromagnetico, senza quasi essere ritardati. Questi separatori sono di tipo

cinematico, cioè la qualità del fascio prodotto, come l'energia cinetica, la carica o la popolazione dello spazio delle fasi, sono determinati dalla cinematica del processo di produzione. Quando la sezione d'urto di produzione di una specie nucleare è significativamente bassa, cioè dell'ordine di qualche nbarn [7], è necessario l'impiego di fasci primari ad alta intensità ed energia che consentano l'utilizzo di bersagli spessi. L'impiego di fasci primari nel range delle energie relativistiche, fornisce fasci di nuclei instabili con energie ben al di sopra della barriera Coulombiana. Fasci secondari di questo tipo, che conservano anche più del 90% dell'energia cinetica iniziale, possono quindi essere usati direttamente in reazioni secondarie senza ulteriore accelerazione.

La possibilità di utilizzare direttamente i fasci di ioni comporta una serie di vantaggi significativi. In primo luogo il breve tempo di separazione dei fasci, consente l'analisi e l'impiego di nuclei esotici molto instabili, con dominio del tempo di dimezzamento che si estende su dodici ordini di grandezza ( $10^{-6}$ - $10^6$  s) [4]. Inoltre una separazione più veloce consente di ottenere una maggior efficienza dell'intero processo, che raggiunge oggi sostanzialmente il 100%.

Una volta che i prodotti di reazione escono dal bersaglio, devono essere separati dai cosiddetti contaminanti, in modo da purificare il fascio secondario e selezionare solo gli isotopi di interesse. Una delle difficoltà più evidenti dei fasci prodotti *in-flight*, è l'elevata emittanza del fascio secondario. L'effetto si riduce all'aumentare della velocità del fascio primario; in ogni caso la dispersione angolare e di energia che ne risulta, è molto maggiore di quella di un normale fascio uscente da un acceleratore. Infatti l'emittanza totale del fascio secondario è determinata dalla combinazione della cinematica della reazione nucleare e dai processi atomici, come lo scattering multiplo e la perdita di energia nel bersaglio. L'utilizzo di *degraders* profilati consente una riduzione dell'emittanza dell'ordine di un fattore quattro [4]. Il maggiore potere risolutivo si ottiene se il sistema è acromatico. Questo termine viene utilizzato per indicare che la posizione e l'angolo di una particella alla fine del separatore non dipendono dal suo momento. Vediamo ora schematicamente il funzionamento di un separatore *in-flight* con il metodo  $B\rho$ - $\Delta E$ - $B\rho$ .

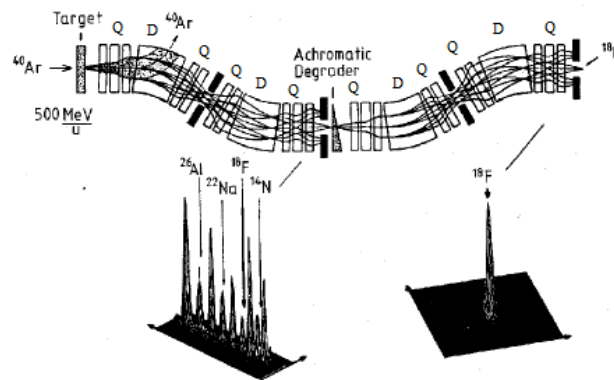


Figura 2.2: Illustrazione schematica di separazione *in-flight* [9].

Come si vede in Figura 2.2 il sistema è composto da quattro dipoli magnetici D, preceduti e seguiti da una serie di quadrupoli Q, e da un degrader  $\delta$ . Passando attraverso un dipolo magnetico una particella carica viene deflessa in base alla rigidità magnetica  $B\rho = p/q$ , ovvero al rapporto momento su carica. L'azione dei quadrupoli magnetici è volta a mantenere le traiettorie di tutte le particelle intorno a quella di riferimento. Ad energie relativistiche i nuclei sono completamente ionizzati, ciò facilita la selezione degli isotopi di interesse.

Un vantaggio del metodo *in-flight* è infatti la possibilità di produrre ioni radioattivi a prescindere dalle loro proprietà atomiche.

Il fascio uscente dal bersaglio primario attraversa il primo dipolo magnetico che è messo a punto per deviare il fascio primario che non ha preso parte alla reazione. È infatti opportuno separare il prima possibile il fascio primario dai restanti residui di reazione, perché la sua elevata intensità potrebbe danneggiare gli apparati di misura. I frammenti passano invece attraverso un secondo magnete, la cui accettazione angolare è generalmente effettuata da un'apertura al suo ingresso. Dal momento che i residui sono prodotti praticamente alla stessa velocità, la selezione della rigidità magnetica  $B\rho$  è essenzialmente una separazione basata sul rapporto massa su carica. Le reazioni di frammentazione possono produrre parecchi ioni differenti, aventi tutti lo stesso rapporto massa su carica. Pertanto per eliminare l'ambiguità di questa separazione, si immette il fascio nel degrader profilato, che introduce una perdita di energia  $\Delta E$  dipendente dal numero atomico. L'energia cinetica persa dagli ioni al suo interno, che è dell'ordine del 10% di quella iniziale [9], dipende infatti anche dalla loro carica secondo la formula di Bethe-Block, quindi nel caso di atomi completamente ionizzati, dal numero atomico. Pertanto elementi diversi escono dal degrader con velocità diverse. Un ulteriore passaggio attraverso dipoli magnetici fornisce una seconda selezione in base alla rigidità magnetica  $B\rho$ , che ora consente una separazione non degenera degli isotopi. Nella parte bassa della Figura 2.2 è mostrato il risultato sperimentale ottenuto nell'esperimento condotto al GSI di Darmstadt atto a selezionare un fascio di  $^{18}\text{F}$  ottenuto dalla frammentazione di  $^{40}\text{Ar}$  a 500 A MeV su bersaglio di Be da 2 g/cm<sup>2</sup> [9]. Recentemente sono stati messi a punto dispositivi in flight con una fase di pre-separazione [10], grazie alla quale è possibile ottenere fasci secondari di elevata qualità, i cui principi di funzionamento non differiscono concettualmente da quelli descritti precedentemente.

Nella sottostante tabella sono mostrate le principali strutture *in-flight* attualmente operanti con le relative caratteristiche, e le caratteristiche del progetto FAIR in costruzione a Darmstadt, Germania.

Tabella 2.1: Principali strutture *in-flight*

Struttura	Luogo	Acceleratore	Energia primaria	Intensità tipica
GANIL	Caen, F	Ciclotrone	fino a 100 A MeV	$^{36}\text{S}$ $10^{13}$ pps
GSI	Darmstadt, D	Sincrotrone	fino a 2 A GeV	$^{48}\text{Ca}$ $2 \times 10^{12}$ pps
NSCL	East Lansing, USA	Ciclotrone	fino a 200 A MeV	$^{40}\text{Ar}$ $5 \times 10^{11}$ pps
RIKEN	Tokyo, J	Ciclotrone	fino a 100 A MeV	$^{40}\text{Ar}$ $5 \times 10^{11}$ pps
FAIR	Darmstadt, D	Sincrotrone	fino a 2 A GeV	$^{238}\text{U}$ $10^{12}$ pps

## Capitolo 3

# Reazioni secondarie

Una volta isolato il fascio secondario di interesse, si passa alla fase cruciale del processo, ovvero l'investigazione delle proprietà dei nuclei, che ci permettono di derivare, direttamente o indirettamente, informazioni sulla struttura nucleare. Il confronto tra i dati sperimentali di nuclei esotici e i calcoli basati sui vari modelli nucleari consentono di testare la capacità predittiva di questi modelli lontano dalla stabilità, o suggeriscono come modificare i modelli e i relativi parametri.

Nuclei molto lontani dalla valle di stabilità con vita media breve, possono essere studiati soltanto con metodi *in-flight*. Le tecniche utilizzate per decenni nello studio di nuclei stabili, spesso non sono però applicabili ai nuclei esotici a causa dell'elevata velocità dei fasci e del basso tasso di produzione.

Pertanto si è resa necessaria la messa a punto di nuove efficaci tecniche ad alta precisione, per consentire lo studio di fasci di isotopi rari veloci, di intensità di tre o quattro ordini inferiore a quella richiesta nelle tecniche tradizionali. L'idea rimane quella di fare interagire un proiettile ed un bersaglio, analizzando poi i prodotti della reazione, focalizzando l'attenzione sull'energia e sugli angoli di emissione delle particelle e, non secondariamente, sul rivelamento dei raggi  $\gamma$  emessi nella diseccitazione nucleare. Analizzeremo ora alcune reazioni che impiegano come proiettili nuclei radioattivi, a energie intermedie (50-500 MeV/nucleone), su bersagli stabili.

### 3.1 Scattering anelastico

#### 3.1.1 Eccitazione Coulombiana del proiettile

L'eccitazione Coulombiana è un processo ben noto e sfruttato sin dal principio degli studi di fisica nucleare, che si basa sull'interazione elettromagnetica tra bersaglio e proiettile. Dopo la reazione, sia i nuclei del proiettile che quelli del bersaglio, possono trovarsi in uno stato eccitato. Per massimizzare l'interazione si utilizzano bersagli stabili pesanti ad alto numero atomico. Dato che a energie intermedie, per qualsiasi combinazione proiettile-bersaglio, la collisione avviene al di sopra della barriera Coulombiana, è necessario concentrare l'analisi solamente ai residui espulsi in avanti, corrispondenti a larghi parametri di impatto; in modo tale da assicurare che nella reazione non intervengano contributi da forze nucleari. Il rivelamento dei proiettili diffusi, contemporaneamente a quello dei raggi  $\gamma$  emessi nella diseccitazione, fornisce importanti informazioni riguardo alla reazione ed ai suoi componenti.

Le osservabili accessibili sono le energie di eccitazione e le corrispondenti sezioni d'urto. La misurazione dell'energia dei raggi  $\gamma$  determina la differenza di energia tra i due stati, mentre la produzione di raggi  $\gamma$ , in rapporto al numero di particelle del fascio e alla densità del bersaglio, determina la sezione d'urto dell'eccitazione coinvolta. La teoria dell'eccitazione Coulombiana mette in relazione la sezione d'urto dell'eccitazione alla probabilità ridotta della transizione elettromagnetica, da uno stato iniziale  $i$  a uno finale  $f$ ,  $B(\pi\lambda; i \rightarrow f)$ , per un multipolo di parità  $\pi$  e ordine  $2^\lambda$ . La quantificazione del contributo di quadrupolo elettrico in una transizione tra lo stato fondamentale e il primo stato eccitato  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  è ad esempio, nei nuclei pari-pari, un indicatore della deviazione da una distribuzione simmetrica della carica nucleare, e quindi della materia [11]. Solo recentemente è stata risolta con esattezza l'equazione del moto dei proiettili diffusi (trascurando la radiazione e considerando uno dei due corpi con massa infinita). Nel 1979 Winther e Alder hanno risolto semi-classicamente includendo correzioni al prim'ordine sul rinculo, tramite un riscaldato parametro d'impatto:

$$b \rightarrow b + \left[ \frac{\pi a}{2\gamma} \right] \quad \text{con} \quad a = \frac{Z_p Z_b e^2}{\mu v^2}, \quad (3.1)$$

dove  $Z_p$  e  $Z_b$  il numero atomico del proiettile e del bersaglio,  $\gamma$  il fattore Lorentziano,  $\mu$  è la massa ridotta del sistema composto,  $v$  la velocità delle particelle.

La sezione d'urto per l'eccitazione Coulombiana può essere decomposta in termini di multipoli, che caratterizzano il decadimento elettromagnetico:

$$\sigma_{i \rightarrow f} = \sum_{\pi\lambda} \sigma_{\pi\lambda} \quad \text{con} \quad \sigma_{\pi\lambda} \propto B(\pi\lambda). \quad (3.2)$$

Pertanto la sezione d'urto per l'eccitazione Coulombiana è direttamente legata alla probabilità ridotta di transizione elettromagnetica.

Questa tecnica fornisce un metodo per determinare gli elementi di matrice di transizione tra lo stato fondamentale, e il primo stato eccitato di nuclei esotici.

I nuclei sono diffusi da bersagli stabili ad alto numero atomico, con densità superficiali che si aggirano tra decimi di  $\text{g}/\text{cm}^2$  e qualche  $\text{g}/\text{cm}^2$ , e rivelati contemporaneamente ai raggi  $\gamma$ . L'obiettivo è duplice: la spettroscopia particellare fornisce l'identificazione dei proiettili, con i relativi angoli di emissione, mentre la spettroscopia dei raggi  $\gamma$  identifica e quantifica il processo anelastico.

Come detto, l'analisi della reazione deve essere ristretta ai prodotti per i quali si è certi che sia intervenuta solo l'interazione elettromagnetica. Si usa spesso prendere come minimo parametro di impatto il valore del raggio di interazione elettromagnetica  $R_{int}$ , la cui definizione segue da Wilcke e altri [12]. Talvolta invece, come stima del parametro di impatto minimo, viene utilizzata la distanza dei centri dei due nuclei a contatto aumentato di 2 fm. Una volta noto il parametro d'impatto minimo, si può ricavare il massimo angolo di diffusione  $\theta_{max}$ , e restringere l'analisi dei dati ai prodotti di reazione contenuti nel cono di apertura  $\theta_{max}$ .

La sezione d'urto integrata sull'angolo solido ristretto è determinata sperimentalmente tramite la relazione:

$$\sigma_{i \rightarrow f} = \frac{N_\gamma}{N_{bersaglio} N_{fascio} \eta}, \quad (3.3)$$

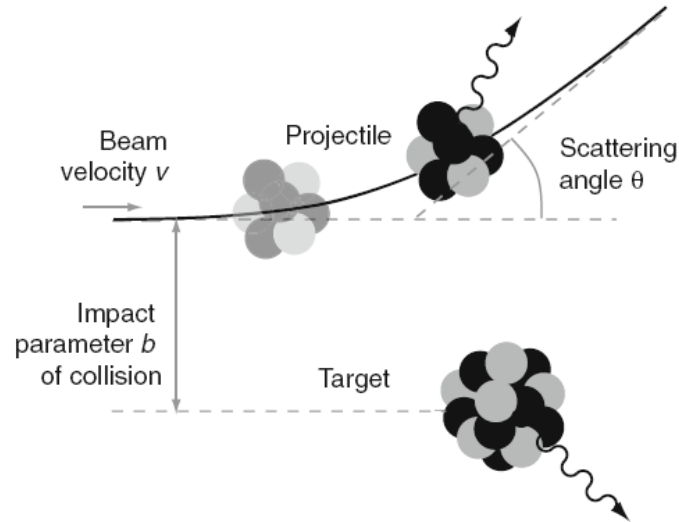


Figura 3.1: Rappresentazione schematica dell'eccitazione coulombiana

dove  $N_{bersaglio}$  e  $N_{fascio}$  rappresentano rispettivamente il numero di raggi gamma rivelati e il numero di particelle del fascio incidente, per unità di tempo;  $N_{bersaglio}$  la densità particellare del bersaglio,  $\eta$  l'efficienza dell'apparato di rivelamento dei raggi gamma. Le sezioni d'urto per questa reazione, ad energie intermedie, si aggirano attorno alle decine di mbarn in sistemi a basso numero di protoni, sino a qualche barn nei sistemi ad alto numero di protoni [13].

Esperimenti facenti uso di questa tecnica hanno fornito evidenti prove sulla variazione della struttura a shell nucleare per gli isotopi di ossigeno ricchi di neutroni vicino alla *drip line*. Dallo scattering di  $^{22}\text{O}$  su un bersaglio d'oro è stato trovato il primo stato eccitato  $2^+$  a 3,17 MeV [14]. Il valore della probabilità ridotta di transizione elettromagnetica  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  è stato trovato in accordo con i modelli teorici. L'elevata energia dello stato  $2_1^+$  e il basso valore di  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  hanno fornito solide prove dell'esistenza di una *sub-shell* chiusa per  $N=14$  con  $Z=8$  [14].

### 3.1.2 Diffusione anelastica di protoni in cinematica inversa

Lo scattering anelastico di protoni si è rivelato un valido strumento di investigazione nel campo della struttura nucleare, in particolare quando si è in prossimità di shell chiuse di neutroni o protoni. La quantificazione dei contributi di neutroni e protoni alla transizione tra due stati, fornisce cruciali informazioni sulla relativa importanza dei nucleoni di valenza e del *core*, in particolare per quegli stati in regime di particolare asimmetria nel numero di protoni e neutroni. Se il *core* fosse inerte, l'eccitazione dei primi livelli sarebbe dominata interamente dal contributo dei nucleoni di valenza.

Lo scattering adronico fornisce un metodo complementare all'eccitazione Coulombiana, in quanto l'interazione elettromagnetica esibisce informazioni solo sugli elementi di matrice di transizione di protoni  $M_p$ , mentre la diffusione di protoni è più sensibile agli elementi di matrice di transizione di neutroni  $M_n$ . Il carattere dell'eccitazione può essere dedotto comparando questi elementi di matrice. Nel limite del modello a goccia liquida, ci si aspetta che il rapporto  $M_n / M_p$  sia uguale al rapporto  $N/Z$ ; anche se già in passato sono stati riscontrati casi di deviazione da tale valore, anche per nuclei stabili.



La possibilità di ottenere molti nuclei esotici solo come fasci veloci, ha reso indispensabile l'impiego della cinematica inversa nello scattering di protoni, utilizzando solitamente bersagli di idrogeno. Attualmente vengono impiegati due approcci sperimentali: il rivelamento della distribuzione angolare dei protoni fuoriuscenti da bersagli sottili (pochi  $\text{mg}/\text{cm}^2$ ); e la spettroscopia dei raggi  $\gamma$  su bersagli spessi (decimi di  $\text{g}/\text{cm}^2$ ).

Per estrarre informazioni dal processo di scattering è necessario conoscere la dinamica della reazione. Tuttavia, mentre per lo scattering Coulombiano le conoscenze sull'interazione elettromagnetica sono ben assodate, il potenziale che descrive l'interazione nucleare si basa su dei modelli. I dati dello scattering di protoni su nuclei stabili sono stati analizzati sistematicamente usando modelli ottici empirici. Tuttavia l'applicabilità di questi modelli ai nuclei lontani dalla stabilità è stata messa in dubbio, in quanto la densità nucleare può scostarsi sensibilmente dai valori assunti dai nuclei stabili. Pertanto è spesso utilizzata una relazione empirica dovuta a Bernstein [15], che fornisce il rapporto tra elementi di matrice di transizione di neutroni e protoni  $M_n/M_p$ :

$$\frac{M_n}{M_p} = \frac{b_p^p}{b_n^p} \left[ \frac{\delta_N}{\delta_{em}} \left( 1 + \frac{b_p^p N}{b_n^p Z} \right) - 1 \right] \quad (3.4)$$

dove  $\delta_N$  e  $\delta_{em}$  rappresentano rispettivamente i parametri di deformazione per eccitazione nucleare e elettromagnetica e  $b_p^p$  e  $b_n^p$  l'intensità di interazione protone-protone e protone-neutrone. Nelle reazioni con bersagli sottili  $\delta_N$  è estratto dall'analisi della distribuzione angolare dei protoni tramite il modello delle Distorted Waves Born Approximation (DWBA). Nelle reazioni con bersagli pesanti questo parametro viene dedotto da fit delle sezioni d'urto d'eccitazione. Il parametro  $\delta_{em}$  viene dedotto dall'eccitazione Coulombiana, mentre il rapporto tra le intensità di interazione  $b_p^p / b_n^p$  dipende dall'energia alla quale avviene la reazione.

Calcoli approssimativi basati sul modello a shell, Hartree-Fock-Bogoliubov e Quasi-particle Random Phase Approximation (QRPA) consentono di calcolare le densità di transizione di protoni (neutroni)  $\rho_{tr}^{p(n)}$ , tramite le quali si riescono a ottenere gli elementi di matrice di transizione per la multipolarità  $\lambda$ :

$$M_{p(n)}^\lambda = \int_0^\infty \rho_{tr}^{p(n)} r^{\lambda+2} dr \quad (3.5)$$

Data la validità delle densità di transizione, un rapporto  $M_n/M_p$  sperimentale, per stati eccitati, può essere ottenuto dalla combinazione di informazioni derivanti da interazioni elettromagnetiche e misurazioni di scattering: l'interazione Coulombiana fornisce gli elementi di matrice relativi ai protoni  $M_p$ , mentre gli  $M_n$  vengono dedotti dalla distribuzione angolare misurata dello scattering anelastico di protoni. In entrambe le tecniche e le tipologie di esperimento, vengono utilizzati bersagli contenenti idrogeno, solitamente polietilene  $\text{CH}_2$ . Nelle reazioni con bersagli spessi si perde una parte di informazioni sui meccanismi della reazione, ma ci si avvantaggia della maggiore luminosità. Infatti, mentre con bersagli leggeri è necessario un flusso di almeno  $10^4$  particelle al secondo; utilizzando bersagli spessi, si possono ottenere risultati già con fasci di 0,2 particelle al secondo [14]. Proprio per questo, per eccitare i primi stati dei nuclei più esotici, vengono utilizzati bersagli spessi. La risoluzione energetica, nel caso di bersagli leggeri, è limitata dalla risoluzione della misura di posizione del fascio da analizzare, e della misura della distribuzione angolare del protone. Con bersagli pesanti, la spettroscopia dei raggi  $\gamma$  emessi nella diseccitazione, sostituisce il rivelamento dei protoni nell'indicare l'eccitazione inelastica. Similmente all'eccitazione

Coulombiana, la spettroscopia dei raggi  $\gamma$  fornisce l'energia degli stati eccitati assieme alla relativa sezione d'urto. La risoluzione energetica è superiore, e possono così essere identificati stati molto vicini in energia.

Questa tecnica è di vitale importanza per supportare gli studi [14] che intendono mostrare che in prossimità delle *drip line* ci siano significative variazioni della struttura nucleare. Ad esempio è stato proposto [14] che il termine interazione spin-orbita possa ridursi nei nuclei ricchi di neutroni, fino a far scomparire la *gap* della shell con  $N=28$  (primo numero magico derivante dall'interazione spin-orbita). Ad esempio al laboratorio NSCL, Michigan, Stati Uniti, è stato realizzato un esperimento di scattering anelastico di protoni con un fascio secondario di  $^{48}\text{Ar}$  e un bersaglio di  $\text{CH}_2$ . La lunghezza di deformazione dello stato  $2_1^+$  è stata dedotta dalla sezione d'urto d'eccitazione. Assieme ai dati esistenti sull'eccitazione Coulombiana è stato possibile calcolare il rapporto  $M_n/M_p = 1.19(25) N/Z$ . Questo risultato mostra una deviazione dalla prevalenza del contributo di protoni vista ad esempio nell'isotono  $^{48}\text{Ca}$ , anche se l'incertezza è troppo grande per confermare la scomparsa del numero magico [14].

## 3.2 Reazioni di rimozione

### 3.2.1 Rimozione singola

Le reazioni nucleari dirette, a basse energie, rappresentano da oltre mezzo secolo un valido strumento di indagine per lo studio dei componenti di particella singola nella funzione d'onda nucleare. Urti periferici tra proiettile e bersaglio possono strappare uno o più nucleoni direttamente, senza la formazione di un sistema composto intermedio. Oggi queste tecniche sono applicabili anche ai nuclei esotici medio leggeri tipicamente disponibili come fasci secondari veloci prodotti mediante frammentazione.

Nelle collisioni di fasci veloci di nuclei esotici su bersagli leggeri ed assorbitivi, tipicamente  $^9\text{Be}$ , un protone o un neutrone può essere rimosso dal proiettile direttamente in un singolo passaggio: ad esempio  $^9\text{Be}(^AZ, ^{A-1}Z+\gamma)\text{X}$  e  $^9\text{Be}(^AZ, ^{A-1}(Z-1)+\gamma)\text{X}$ . Bersagli con numero atomico basso sono preferiti per indurre reazioni di rimozione; ciò assicura che la reazione sia dovuta prevalentemente all'interazione nucleare, minimizzando il contributo Coulombiano. Il fatto che sia il *core* del proiettile che quello del bersaglio, sopravvivano alla reazione, è un chiaro segnale che la reazione avviene sulla superficie nucleare, in Figura 3.2 si vede una rappresentazione schematica della reazione.

In queste reazioni è largamente utilizzato l'isotopo  $^9\text{Be}$  come bersaglio, dal momento che non possiede stati legati eccitati. La spettroscopia dei raggi  $\gamma$ , in coincidenza con il rivelamento del proiettile-residuo, consente di identificare lo stato finale. La distribuzione del momento longitudinale del residuo-proiettile fornisce informazioni sul momento angolare orbitale  $l$  del nucleone rimosso. Fattori spettroscopici, che si riferiscono al numero di occupazione di orbitali di particella singola, possono essere determinati tramite la misurazione di sezioni d'urto. La rimozione di un singolo nucleone perciò, fornisce un'identificazione delle componenti di particella singola della funzione d'onda dello stato fondamentale del proiettile instabile, e consentono di tracciare i cambiamenti della struttura nucleare oltre la valle di stabilità. La localizzazione delle orbite e la loro occupazione da parte dei nucleoni, costituiscono dei punti di riferimento per verificare la capacità predittiva dei metodi *ab initio*, applicabili per nuclei leggeri con numero di massa inferiore a  $A \simeq 12$ .

Questa tecnica, ad energie intermedie, è stata applicata con successo a fasci con tassi inferiori a una particella al secondo. Tale risultato è legato al fatto che la notevole energia

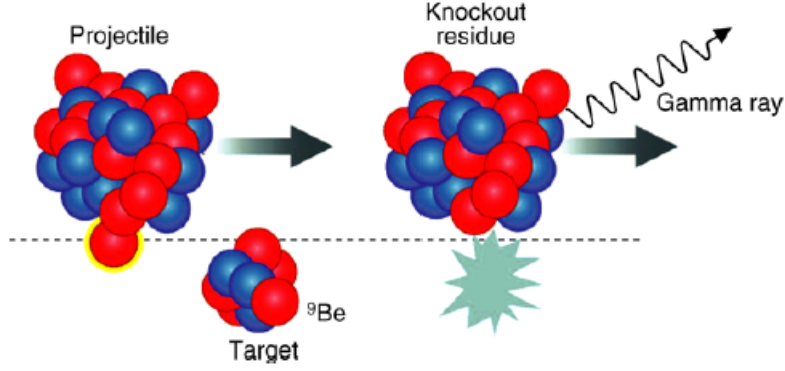


Figura 3.2: Rappresentazione schematica della reazione di rimozione.

del fascio, consente l'utilizzo di bersagli spessi, che forniscono una grande luminosità alla reazione. Inoltre la distribuzione fortemente focalizzata a piccoli angoli dei residui, consente una rivelazione piuttosto efficiente.

La sezione d'urto della reazione di trasferimento di un nucleone con numeri quantici  $n, l, j$  che popola un residuo in uno stato finale  $I^\pi$ , può essere fattorizzata in termini di sezioni d'urto di particella singola  $\sigma_{ps}$ , che descrive la dinamica della rimozione di un nucleone, e di un fattore spettroscopico  $S$ , che contiene l'informazione sulla struttura nucleare, relativo al livello di occupazione della particella singola:

$$\sigma(I^\pi) = S(j, I^\pi) \sigma_{ps}(j, S_N + E_x(I^\pi)), \quad (3.6)$$

dove la somma  $(S_N + E_x(I^\pi))$ , è l'energia di legame efficace del nucleone rimosso, dove  $S_N$  è l'energia di separazione del nucleone dallo stato fondamentale del proiettile, mentre  $E_x(I^\pi)$  denota l'energia di eccitazione dello stato finale del proiettile residuo. Nell'interazione con bersagli leggeri, sono due i processi che contribuiscono alla sezione d'urto di particella singola: lo *stripping* e il *knockout*. Il primo è un processo di trasferimento anelastico, e corrisponde alla situazione in cui il nucleone rimosso viene assorbito nel bersaglio che rimane in uno stato eccitato. Il *knockout*, o dissociazione, è invece un processo in cui un nucleone viene rimosso dal proiettile a causa dell'interazione con il bersaglio. In quest'ultimo processo il nucleone rimosso procede in avanti, praticamente nella stessa direzione del fascio, lasciando il nucleo bersaglio nel suo stato fondamentale. La sezione d'urto di particella singola è data dalla somma dei contributi di *stripping* e di *knockout*

$$\sigma_{ps} = \sigma_{ps}^{str} + \sigma_{ps}^{ko}. \quad (3.7)$$

Fattori spettroscopici sperimentali  $S_{exp}$  possono essere dedotti dalle misurate sezioni d'urto utilizzando l'equazione 3.6

$$S_{exp} = \frac{\sigma(I^\pi)}{\sigma_{ps}(j, S_N + E_x(I^\pi))}. \quad (3.8)$$

L'interesse nella distribuzione del momento del proiettile residuo deriva originariamente dall'investigazione di stati nucleari con aloni [16]. Una distribuzione ristretta del momento, rivela, per il principio di indeterminazione, una grande estensione spaziale della funzione

d'onda dell'alone.

Un esempio di reazione di rimozione di un nucleone è  ${}^9\text{Be}({}^{34}\text{Ar}, {}^{33}\text{Ar}+\gamma)\text{X}$ ; il confronto tra la distribuzione del momento sperimentale e quella calcolata per la rimozione dagli orbitali s ( $l=0$ ) e d ( $l=2$ ), come si vede in Figura 3.3, conferma l'immagine di  ${}^{34}\text{Ar}$  con le orbite  $d_{5/2}$  e  $s_{1/2}$  riempite, in cui la rimozione di un neutrone dall'orbitale  $s_{1/2}$  lascia il  ${}^{33}\text{Ar}$  nel suo stato fondamentale, mentre la rimozione dall'orbitale  $d_{5/2}$  popola stati eccitati (rivelamento di raggi  $\gamma$ ) in  ${}^{33}\text{Ar}$  [14].

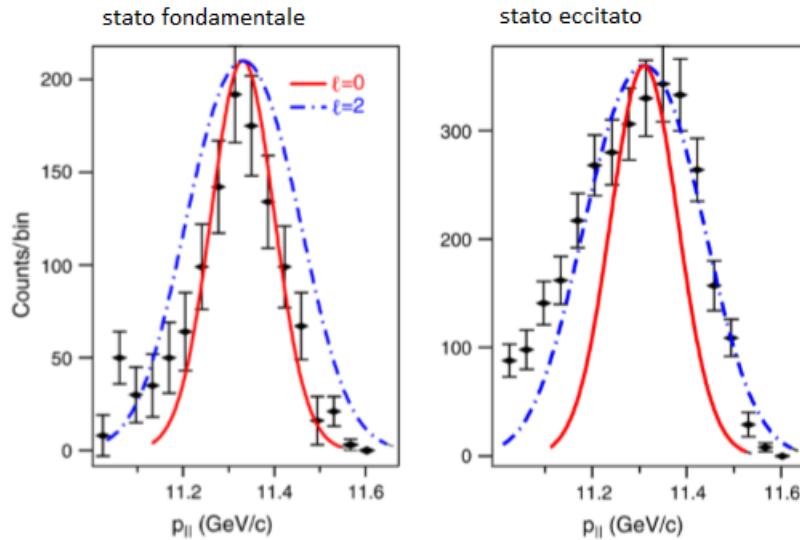


Figura 3.3: Distribuzione del momento per eventi in cui il residuo è stato trovato nello stato fondamentale e in uno stato eccitato [14].

### 3.2.2 Rimozione doppia

Recentemente è stata data prova che dalla collisione tra proiettili ricchi di neutroni o protoni, e un bersaglio leggero, può avvenire un processo il cui risultato è la rimozione di due nucleoni dal nucleo-proiettile in una reazione diretta. Un tale processo è fortemente favorito rispetto a processi in cui sono coinvolti step multipli, per considerazioni di natura energetica.

Una prima descrizione quantitativa assumeva che i due nucleoni non fossero correlati, e il calcolo della sezione d'urto era guidato dalla probabilità congiunta che i due nucleoni fossero strappati dal bersaglio e il *core* del proiettile non si disgregasse. La possibilità di *knockout* non era inizialmente considerata. Ma i calcoli basati su tali assunzioni non riproducevano le sezioni d'urto sperimentali. Il modello è stato rapidamente integrato, includendo funzioni d'onda di multi-corpi, ottenute da calcoli col modello a shell, e la possibilità di rimozione di *knockout*. Risultati ottenuti da rimozione di due nucleoni, forniscono importanti prove per le ampiezze spettroscopiche di due nucleoni, calcolate all'interno del modello a shell e sondano la validità di teorie su vari effetti di correlazione tra nucleoni nello stato fondamentale di nuclei con numeri di protoni e neutroni molto asimmetrici. Ad esempio, nell'innovativa reazione di rimozione di due protoni,  ${}^9\text{Be}({}^{28}\text{Mg}, {}^{26}\text{Ne}+\gamma)\text{X}$ , i calcoli delle reazioni sono in accordo con i risultati sperimentali solo nel caso in cui i due protoni sono assunti correlati. Dall'immagine della rimozione indotta da collisione periferica tra proiettile e bersaglio, è intuitivamente chiaro come la reazione esibisca sensibilità verso la correlazione spaziale tra

i due nucleoni.

Un'altra importante caratteristica è che la rimozione di due protoni, o di due neutroni, da un nucleo già ricco di neutroni o protoni, lascia il proiettile in una condizione di ancor maggiore carenza rispettivamente di protoni o neutroni. Al NSCL ad esempio, la rimozione di due neutroni è stata usata per popolare stati eccitati di  $^{52}\text{Ni}$ , a partire da un fascio di  $^{54}\text{Ni}$  a 87 A MeV su un bersaglio di  $^9\text{Be}$  da 188 mg/cm<sup>2</sup> [17]. Alcuni dei nuclei più esotici conosciuti, sono attualmente producibili solo mediante questa tecnica.

La sezione d'urto totale per la rimozione di due nucleoni può essere scomposta nella somma dei vari contributi:

$$\sigma = \sigma^{str} + \sigma^{ko} + \sigma^{str-ko} \quad (3.9)$$

Ognuno dei contributi si riferisce rispettivamente all'evento in cui, entrambi i nucleoni vengono assorbiti nel bersaglio, uno viene assorbito e l'altro diffratto, o entrambi vengono diffratti.

Ovviamente le reazioni indotte nella reazione non sono solo quelle considerate finora, ma si innescano altri tipi di reazione, pertanto è necessario identificare i prodotti di interesse e separarli dagli altri tramite spettrometri magnetici.

La sezione d'urto per la reazione di rimozione di nucleoni è calcolata a partire dal numero di residui che hanno preso parte alla reazione, rispetto al numero di proiettili incidenti sul bersaglio. La determinazione delle sezioni d'urto parziali per ogni stato finale legato, è effettuata tramite la misurazione della radiazione  $\gamma$  emessa nella diseccitazione. La determinazione delle sezioni d'urto parziali diventa più affidabile man mano che ci si sposta verso le *drip lines*, in quanto il basso valore dell'energia di separazione dei nucleoni limita il numero degli stati eccitati, e gli schemi dei livelli di decadimento si semplificano.

Per la rimozione di un nucleone la sezione d'urto varia da 10 mb, fino a 140 mbarn, nei casi di un nucleone debolmente legato. La sezione d'urto per la rimozione di due nucleoni è stata misurata in un range che varia da 0.12 mbarn a 1.5 mbarn [14].

### 3.3 Reazioni di trasferimento

Come appena visto, le reazioni di rimozione di un nucleone forniscono un metodo per ricavare i livelli di occupazione di particella singola nel modello a shell, tuttavia questa tecnica consente di popolare esclusivamente stati *hole-like* del proiettile. Per decenni questa tecnica è stata affiancata da reazioni di trasferimento di un nucleone in un bersaglio stabile, come  $^AZ(d,p)^{A+1}Z$  e  $^AZ(d,n)^{A+1}Z+1$ , che ha permesso di accedere a stati di particella singola. Recentemente questa tecnica è stata estesa a esperimenti con nuclei radioattivi, necessitando di essere eseguita in cinematica inversa, come mostrato schematicamente in Figura 3.4.

Le sezioni d'urto sperimentali in reazioni di trasferimento di un nucleone (reazioni di *pick-up*) sono dedotte dal rivelamento del sistema proiettile+nucleone, in rapporto al numero di proiettili incidenti sul bersaglio e alla densità del bersaglio stesso. Dal rapporto tra la sezione d'urto calcolata e quella sperimentale è possibile estrarre il fattore spettroscopico sperimentale  $S_{exp}$ . Gli stati eccitati sono come al solito identificati grazie al rivelamento dei raggi  $\gamma$  emessi nella diseccitazione. Vediamo alcune applicazioni.

In reazioni del tipo (d,p), la misurazione della distribuzione angolare dei protoni è indicativa del momento angolare orbitale  $l$  del neutrone trasferito al proiettile. Al laboratorio ORNL, Tennessee (USA), è stato condotto un esperimento [18] con un fascio di  $^{132}\text{Sn}$  a 47 A MeV

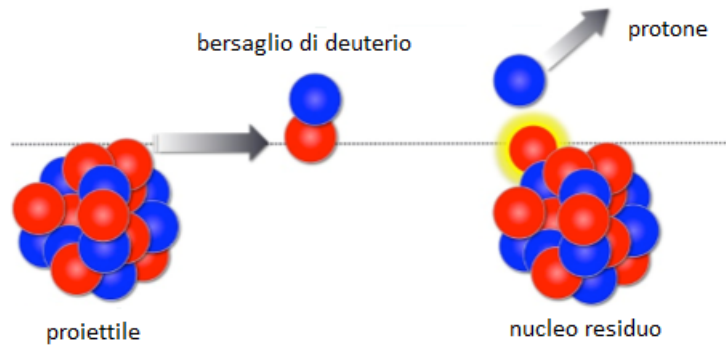


Figura 3.4: Illustrazione schematica di reazione di trasferimento (d,p).

su un bersaglio di  $258 \text{ mg/cm}^2$   $\text{CD}_2$ . In Figura 3.5 sono mostrati la distribuzione angolare dei protoni relativi alla popolazione dello stato fondamentale e dello stato a  $0.854 \text{ MeV}$  nel  $^{133}\text{Sn}$ , e i calcoli tramite il modello delle DWBA, assumendo il trasferimento con  $l=1$  e  $l=3$ . Il fattore spettroscopico  $S$  è stato estratto confrontando i calcoli con i dati sperimentali. Come si vede lo stato fondamentale corrisponde al trasferimento con  $l=3$ , mentre lo stato a  $0.850 \text{ MeV}$  corrisponde a quello con  $l=1$ .

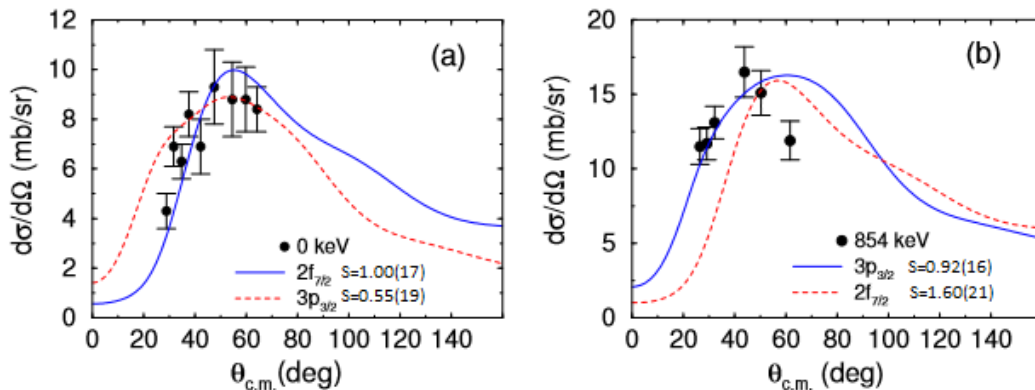


Figura 3.5: Distribuzione angolare dei protoni uscenti dalla reazione  $^{132}\text{Sn}(d,p)^{133}\text{Sn}$  che popola lo stato fondamentale (a) e quello a  $0.854 \text{ MeV}$  (b) in  $^{133}\text{Sn}$  [18].

Recentemente sono state sviluppate tecniche per consentire il trasferimento di un nucleone da un bersaglio medio, come il  $^9\text{Be}$ , ad un proiettile veloce. Ad esempio al laboratorio NSCL, Michigan (USA) è stata studiata la reazione di trasferimento di un protone,  $^{50}\text{Fe}(^9\text{Be},^8\text{Li})^{51}\text{Co}$ , indotta da un fascio di  $^{50}\text{Fe}$  a  $140 \text{ A MeV}$  su un bersaglio di  $^9\text{Be}$  da  $184 \text{ mg/cm}^2$ . Il  $^{51}\text{Co}$  è l'isotopo di cobalto più vicino alla *drip line* con  $N$  pari, ed è il nucleo più debolmente legato mai studiato con reazione di trasferimento, con un'energia di separazione per il protone di solo  $S_p(^{51}\text{Co})=90 \text{ keV}$  [19]. Allo stato fondamentale era stato precedentemente assegnato con incertezza lo stato  $7/2^-$ .

Si assume che il protone sia trasferito in un singolo passaggio da uno stato legato del  $^9\text{Be}$  nel suo stato fondamentale, a uno stato legato proiettile+protone. A evidente prova del fatto che questo nucleo non presenta stati eccitati, considerando anche l'esigua energia di separazione per il protone  $S_p(^{51}\text{Co})$ , non sono stati rivelati raggi  $\gamma$  in coincidenza con il

nucleo residuo. Il protone è pertanto assunto nell'orbitale  $1f_{7/2}$ . Come si vede in Figura 3.6, la sezione d'urto teorica calcolata tramite l'approssimazione delle DWBA, per uno stato finale del residuo  $7/2^-$ , è consistente con quella sperimentale, confermando la precedente assegnazione dello stato fondamentale del  $^{51}\text{Co}$ .

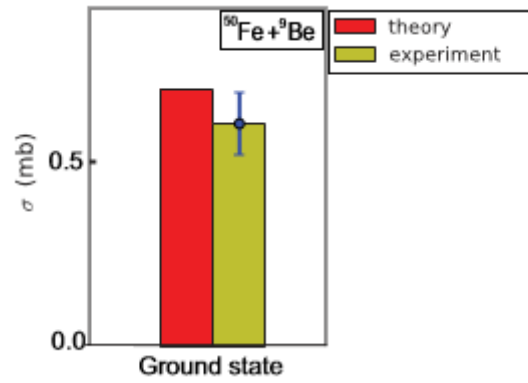


Figura 3.6: Confronto tra sezione d'urto sperimentale e teorica [19].

# Capitolo 4

## Conclusioni

Gli studi nel campo dei fasci di ioni radioattivi ha negli ultimi decenni trasformato la fisica nucleare in una delle principali aree di ricerca in Fisica. Molti nuclei lontani dalla stabilità sono efficientemente prodotti nella frammentazione di fasci veloci su bersagli stabili e separati *in-flight*, permettendo un immediato utilizzo in reazioni secondarie in cinematica inversa. L'elevata velocità di queste particelle consente l'impiego di bersagli secondari spessi, che garantiscono alla reazione secondaria luminosità sufficiente per eseguire studi sulla struttura nucleare, nonostante l'esiguo tasso di produzione di alcuni isotopi. Nel corso degli ultimi decenni sono state sviluppate tecniche che consentono l'utilizzo di fasci di ioni radioattivi a velocità superiori a  $0,3 c$  e con intensità a partire da pochi decimi di particelle al secondo.

L'eccitazione Coulombiana del proiettile fornisce indicazioni sulle proprietà collettive del nucleo. Lo scattering inelastico di protoni consente di quantificare i contributi di protoni e neutroni alla transizione tra due stati. Reazioni di rimozione e trasferimento di nucleoni sono invece tecniche che esibiscono informazioni sulla struttura di particella singola, che sono le fondamenta del modello a shell.

Diverse strutture che producono fasci intensi di nuclei radioattivi in volo sono operative da qualche decennio, principalmente in Europa, Stati Uniti e Giappone, come riassunto in Tabella 2.1.

Anche la fisica nucleare, come altri campi della scienza, negli ultimi anni sta attuando una pianificazione dei progetti su scala continentale. È in questo contesto che si colloca il progetto FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) a Darmstadt, Germania, probabilmente il più ambizioso progetto di fisica nucleare del decennio. La costruzione di FAIR è cominciata nel 2011 e i primi fasci sono previsti nel 2020. Le sfide che FAIR si pone riguardano l'energia e l'intensità del fascio primario, raggiunte anche grazie un sistema di ultra-vuoto all'avanguardia ( $10^{-12}$  mbar [20]), ed i materiali degli acceleratori e dei rivelatori, che dovranno resistere ad alte dosi di radiazione. Il fulcro di FAIR è il nuovo sincrotrone SIS100 che accelererà fasci primari di  $^{238}\text{U}$  sino a 2 A GeV ad intensità di  $10^{12}$  ioni al secondo che, grazie anche ad un efficientissimo separatore di frammenti, il Super-FRS, consentirà un tasso di produzione di nuclei radioattivi superiore di quattro ordini di grandezza rispetto alle attuali strutture [21].

Vale la pena menzionare anche un'altra importante struttura a livello europeo, in fase di costruzione ai Laboratori Nazionali di Legnaro, Legnaro, Italia. Il progetto SPES (Selective Production of Exotic Species) [22], finalizzato alla produzione di specie nucleari radioattive, è una delle strutture di nuova generazione basate sulla tecnica ISOL, e si concentrerà principalmente sulla produzione di nuclei ricchi di neutroni con numero di massa compreso



tra 80 e 130. I fasci radioattivi saranno prodotti tramite reazioni indotte da fasci di protoni da 40 MeV e intensità di 200  $\mu A$  su bersagli di uranio e saranno in grado di produrre  $10^{13}$  fissioni al secondo. La possibilità di ri-accelerare i prodotti di reazione con l'esistente acceleratore ALPI consentirà di esplorare vaste aree della carta dei nuclidi oggi sconosciute.

# Bibliografia

- [1] J. Benlliure. Spallation reactions in applied and fundamental research. In *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. II*, Lecture Notes in Physics, vol. 700, 191-238, Jim Al-Khalili and Ernst Roeckl editors, Springer Berlin Heidelberg (2006).
- [2] M. Huyse. The why and how of radioactive-beam research. In *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. I*, Lecture Notes in Physics, vol. 700, 1-32, Jim Al-Khalili and Ernst Roeckl editors, Springer Berlin Heidelberg (2004).
- [3] P. Van Duppen. Isotope separation on line and post acceleration. In *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. II*, Lecture Notes in Physics, vol. 651, 37-77, Jim Al-Khalili and Ernst Roeckl editors, Springer Berlin Heidelberg (2006).
- [4] D.J. Morrissey and B.M. Sherill. In-flight separation of projectile fragments. In *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. I*, Lecture Notes in Physics, vol. 651, 113-135, Jim Al-Khalili and Ernst Roeckl editors, Springer Berlin Heidelberg (2004).
- [5] J.J. Gaimard and K.H. Schmidt. Nucl. Phys. A 531, 709-746 (1991).
- [6] P. Armbruster, J. Benlliure, M. Bernas, A. Boudard, E. Casarejos, S. Czajkowski, T. Enqvist, S. Leray, P. Napolitani, J. Pereira, F. Rejmund, M.-V. Ricciardi, K.-H. Schmidt, C. Stéphan, J. Taieb, L. Tassan-Got, and C. Volant. Phys. Rev. Lett. 93, 2127 01 (2004).
- [7] M.V. Ricciardi, P. Armbruster, J. Benlliure, M. Bernas, and A. Boudard, et al. Phys. Rev. C 73, 014607 (2006).
- [8] P. Napolitani, K.H. Schmidt, A.S. Botvina, F. Rejmund, and L. Tassan-Got, et al. Phys. Rev. C 70, 054607 (2004).
- [9] H. Geissel, P. Armbruster, K.H. Behr, A. Brunle, and K. Burkard, et al. Nucl. Instrum. Meth. B 70 (1992).
- [10] H. Geissel, H. Weick, M. Winkler, G. Munzenberg, Yavor. Nucl. Instr., and Methods A 247, 368-376 (2006).
- [11] R.F. Casten. Nuclear structure from a simple prospective. Oxford University Press, 2nd ed. (2000).
- [12] W.W. Wilcke, J.R. Birkelund, H.J. Wollersheim, A.D.r Hoove, J.R. Huizenga, W.U. Schroder, and L.E. Tubbs. Atomic Data and Nuclear Data Tables 25, 389-619 (1980).

- [13] T. Glasmacher. Testing the structure of exotic nuclei via coulomb excitation of radioactive ion beams at intermediate energies. In *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. III*, Lecture Notes in Physics, vol. 764, 27-55, Jim Al-Khalili and Ernst Roeckl editors, Springer Berlin Heidelberg (2009).
- [14] A. Gade and T. Glasmacher. Progress in Particle and Nuclear Physics 60, 161-224 (2008).
- [15] A.M. Bernstein, V.R. Brown, and V.A. Madsen. Comments Nucl. Part. Phys. 11 (1983).
- [16] J. Al-Khalili and F. Nunes. Nucl. Part. Phys. 29 (2003).
- [17] P. J. Davies, M. A. Bentley, T. W. Henry, E. C. Simpson, A. Gade, S. M. Lenzi, T. Baugher, D. Bazin, J. S. Berryman, A. M. Bruce, C. Aa. Diget, H. Iwasaki, A. Lemasson, S. McDaniel, D. R. Napoli, A. Ratkiewicz, L. Scruton, A. Shore, R. Stroberg, J. A. Tostevin, D. Weisshaar, K. Wimmer, and R. Winkler. Phys. Rev. Lett. 111, 072501 (2013).
- [18] K.L. Jones. Physica Scripta T 152, 014020 (2013).
- [19] S. McDaniel, A. Gade, J. A. Tostevin, T. Baugher, D. Bazin, B. A. Brown, J. M. Cook, T. Glasmacher, G. F. Grinyer, A. Ratkiewicz, and D. Weisshaar. Phys. Rev. C 85, 014610 (2012).
- [20] <http://www.fair-center.eu/public/information-material/publications.html>.
- [21] G. Munzenberg and H. Geissel. J. Phys.: Conference Series 413, 012006 (2013).
- [22] <https://web.infn.it/spes/>.