

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Studi di dinamica di reazione con fasci radioattivi e lo
spettrometro gamma AGATA ai Laboratori Nazionali di
Legnaro

Relatore

Prof. Marco Mazzocco

Correlatrice

Dott.ssa Anna Togni

Laureando

Andrea Costa

Anno Accademico 2025/2026

Indice

Introduzione	iii
1 Esperimento e Apparato Sperimentale	1
1.1 Scopo dell'esperimento	1
1.2 Produzione del fascio di ^7Be con la facility EXOTIC	3
1.3 AGATA	8
2 SAURON: Struttura e Calibrazione	11
2.1 Rivelatori al silicio e SSD	11
2.2 SAURON	13
2.3 Calibrazione iniziale	14
2.4 Danno da radiazione e calibrazione finale	18
3 Conclusioni	23
A Appendice	24
A.1 Tabella di conversione da COMPASS a XDAQ	24
A.2 Tabelle dei valori dei raggi medi in mm delle strip p-side in notazione XDAQ, FW e BW	24
A.3 Tabelle per angoli ϕ dei pad in notazione XDAQ	25

Introduzione

Lo studio della dinamica di reazione indotta da fasci di ioni radioattivi (Radioactive Ion Beams, RIB) leggeri e debolmente legati iniziò quasi 30 anni fa e fu originariamente incentrato sull'indagine della sezione d'urto di fusione. Essendo questi proiettili molto fragili (S_n , S_p oppure $S_\alpha \leq 1.0$ MeV), ci si aspetta che si dissocino facilmente nei loro cluster costituenti mentre si avvicinano o si allontanano da un nucleo bersaglio. Ciò è particolarmente evidente nell'intervallo di energie attorno alla barriera coulombiana, poiché, a seconda che il processo di breakup sia trattato come un ulteriore canale di reazione aperto oppure come un flusso sottratto al canale d'ingresso della reazione, le teorie prevedono rispettivamente l'incremento o l'inibizione della sezione d'urto di fusione sotto barriera.

Nonostante gli studi iniziali, ci si rese presto conto che la natura debolmente legata dei RIB leggeri aumentava la probabilità di reazione piuttosto che la sezione d'urto di fusione ad energie al di sotto della barriera coulombiana [1, 2]. Esperimenti eseguiti con nuclei ricchi di neutroni o di protoni mostrarono che a dominare la dinamica di reazione sono rispettivamente i canali di trasferimento o il processo di breakup [3–7].

A causa della limitata intensità dei fasci radioattivi, molti degli esperimenti eseguiti finora sono stati di tipo inclusivo, ovvero i frammenti del proiettile o i prodotti di trasferimento venivano rivelati singolarmente, cioè indipendentemente da qualsiasi coincidenza con altre particelle o con la radiazione γ [3, 5]. Ciò fa sì che le dinamiche di reazione che coinvolgono i RIB leggeri e debolmente legati siano ben lontane dall'essere completamente chiare. Si rende quindi necessario svolgere nuovi e più complessi esperimenti, al fine di rispondere ai quesiti ancora aperti che sono emersi dal lavoro svolto fino ad ora.

In questo contesto si colloca l'esperimento svolto nel febbraio 2026 presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) dell'INFN mirato a rivelare le coincidenze di particelle γ per la reazione ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ ad un'energia di fascio di 40.5 MeV, energia approssimativamente pari alla barriera coulombiana del sistema. Per superare le limitazioni delle precedenti misure, la facility EXOTIC è stata upgradata e sono stati utilizzati due moduli dell'array SAURON (Silicon AnnUlar stRipped iON detector) per la rivelazione di particelle cariche, e lo spettrometro γ AGATA.

1. Esperimento e Apparato Sperimentale

In questo capitolo vengono quindi introdotte le motivazioni scientifiche che hanno portato alla realizzazione dell'esperimento, con particolare riferimento ai limiti delle misure precedenti. Viene poi descritto l'apparato sperimentale utilizzato presso i Laboratori Nazionali di Legnaro, soffermandosi in modo particolare sulla facility EXOTIC, impiegata per la produzione e il trasporto del fascio radioattivo di ${}^7\text{Be}$, e sullo spettrometro γ AGATA, utilizzato per la rivelazione in coincidenza dei raggi γ .

1.1 Scopo dell'esperimento

Così come per altri RIB, le reazioni indotte da ${}^7\text{Be}$ a energie prossime alla barriera erano già state esplorate in precedenza [7–10]. Il ${}^7\text{Be}$ è l'isotopo del berillio più leggero ad essere stabile rispetto all'emissione di particelle: la sua energia di legame di appena $S_\alpha = 1.586$ MeV e la sua ben pronunciata configurazione a cluster ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ lo rendono, fra tutti i nuclei leggeri, uno dei casi più puliti nei quali l'interazione tra i processi di breakup e trasferimento può essere studiata in dettaglio, poiché i due cluster di ${}^7\text{Be}$ con la maggiore probabilità di esistenza, cioè ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$, sono frammenti molto stabili con masse simili.

In particolare, lo scattering quasi-elastico e la produzione inclusiva di ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$ per il sistema ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ sono stati misurati durante un esperimento condotto nel 2013 con l'apparato EXOTIC [11] e utilizzando l'array di rivelatori EXPADES [12]. Tra i risultati ottenuti, è stata osservata una produzione di ${}^3\text{He}$ decisamente superiore rispetto a quella di ${}^4\text{He}$, che non può essere spiegata da calcoli di breakup elastico inclusivo o non elastico [13].

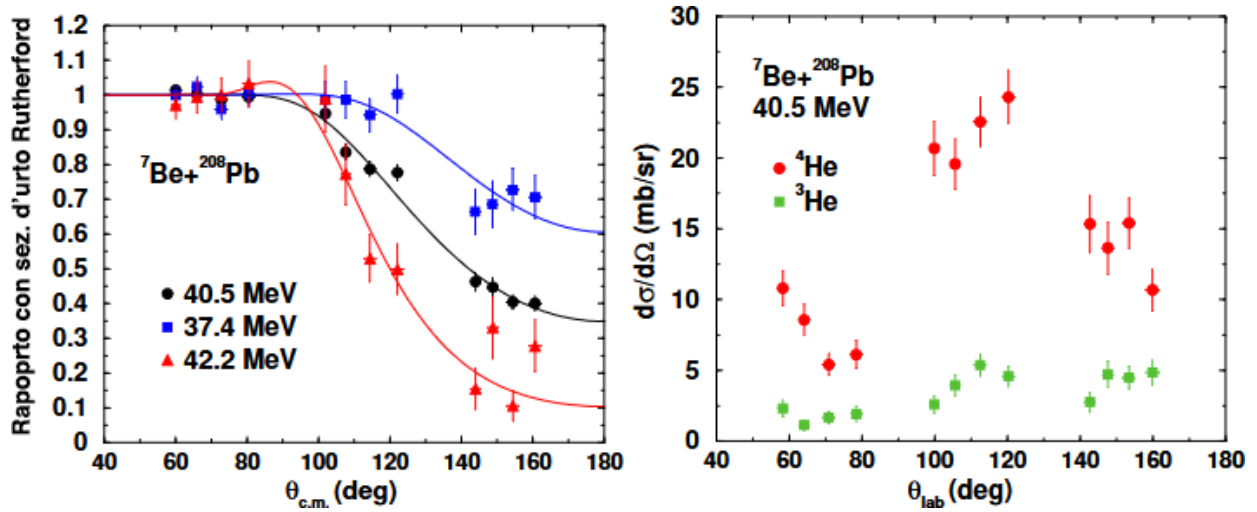


Figura 1: Immagine a sinistra: sezioni d'urto differenziali del processo quasi-elastico normalizzate rispetto alla sezione d'urto di Rutherford per la reazione ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ a tre diverse energie del fascio: 40.5 MeV (cerchi neri), 37.4 MeV (quadrati blu) e 42.2 MeV (triangoli rossi). Le linee rappresentano il risultato di un'analisi di best-fit dei dati sperimentali con il modello ottico. Immagine a destra: distribuzione angolare per la produzione inclusiva di ${}^3\text{He}$ (quadrati verdi) e ${}^4\text{He}$ (cerchi rossi) nella reazione ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ a energia del fascio di 40.5 MeV.

La maggior parte degli ioni ${}^4\text{He}$ (99.5%) e ${}^3\text{He}$ (97.5%) è stata rivelata come eventi singoli, a causa delle limitazioni del setup sperimentale. La bassa efficienza geometrica dell'apparato di rivelazione al silicio ($\sim 10\%$ di 4π) riduceva significativamente i casi di coincidenza tra i frammenti di breakup e i prodotti di trasferimento. Inoltre, l'assenza di un rivelatore γ impediva di separare lo scattering elastico puro dall'eccitazione anelastica del primo stato eccitato di ${}^7\text{Be}$ (429 keV) ed escludeva qualsiasi possibile informazione sul destino del partner pesante della reazione, impedendo così una comprensione più profonda dei reali meccanismi di reazione che innescano la produzione finale di ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$. Un confronto quantitativo fra le sezioni d'urto sperimentali di produzione degli isotopi dell'elio e le previsioni teoriche suggerisce che l' ${}^3\text{He}$ dovrebbe derivare principalmente dal canale di breakup, ma lascia ancora aperta la questione della o delle effettive origini di tutti gli ioni ${}^4\text{He}$.

Nel nuovo setup sperimentale del 2026, le precedenti limitazioni sono state ovviate utilizzando due moduli di SAURON, designati a rivelare i prodotti carichi della reazione, e lo spettrometro gamma AGATA, per rivelare i raggi γ emessi in coincidenza.

In base alla sistematica del Q_{opt} e sfruttando le analogie con il trasferimento di trizio osservato per la reazione ${}^7\text{Li} + {}^{209}\text{Bi}$ [14] e sulla base dell'esito del precedente esperimento sul ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$, il trasferimento di ${}^3\text{He}$ al bersaglio di ${}^{208}\text{Pb}$ dovrebbe produrre uno ione ${}^4\text{He}$ nell'intervallo energetico 15-24 MeV ed un frammento pesante di ${}^{211}\text{Po}$ a un'energia di eccitazione attorno a 23 MeV. Conseguentemente, il nucleo composto di ${}^{211}\text{Po}$ tenderà prevalentemente a diseccitarsi, evaporando due neutroni, lasciando il ${}^{209}\text{Po}$ come residuo finale (98.4% dei casi). Ad energie di eccitazione maggiori anche il canale di evaporazione $3n$ (che avrà il ${}^{208}\text{Po}$ come residuo finale) inizierà ad essere rilevante, mentre ad energie di eccitazione inferiori il contributo del canale di evaporazione $1n$ (che popola ${}^{210}\text{Po}$) rimarrà comunque trascurabile.

Analogamente, il trasferimento di ${}^4\text{He}$ a ${}^{208}\text{Pb}$ dovrebbe generare nel canale di uscita della reazione uno ione ${}^3\text{He}$ nell'intervallo energetico 13-22 MeV e ${}^{212}\text{Po}$ a un'energia di eccitazione moderatamente bassa di ~ 8.5 MeV. In questo caso, ci aspettiamo che la popolazione finale del residuo sia quasi esclusivamente il ${}^{211}\text{Po}$, nel 98.1% dei casi (dopo l'evaporazione di un singolo neutrone), con probabilità praticamente trascurabili di produzione di ${}^{210}\text{Po}$ e ${}^{212}\text{Po}$. Inoltre, la rivelazione in coincidenza di ${}^7\text{Be}$ con il suo caratteristico raggio γ da 429 keV fornirà una chiara firma dell'avvenimento di un evento di scattering anelastico.

1.2 Produzione del fascio di ^7Be con la facility EXOTIC

La facility EXOTIC, situata presso i Laboratori di Legnaro (Padova) dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, di cui è possibile vedere una rappresentazione schematica in Fig. 2 ed una foto in Fig. 3, permette la produzione di fasci di nuclei radioattivi con la tecnica in volo mediante delle reazioni a due corpi in cinematica inversa.

Gli ioni pesanti prodotti dall'acceleratore Tandem XTU vengono fatti impattare su un target criogenico gassoso che si trova all'interno di una cella cilindrica di 5 cm di spessore. Ingresso e uscita della cella sono delimitati da due fogli di Havar dello spessore di $2.2\ \mu\text{m}$, che garantiscono sufficiente trasparenza al fascio e grande resistenza meccanica, consentendo al contempo il mantenimento delle condizioni di temperatura e pressione necessarie alla corretta produzione del RIB.

Il fascio secondario prodotto viene selezionato e quindi focalizzato. La focalizzazione è operata da due triplette di quadrupoli secondo il parametro $k = \frac{G}{B\rho}$, dove G è il gradiente di campo magnetico e $B\rho = \frac{p}{q}$ è la rigidità magnetica delle particelle del fascio, con q la loro carica e p la loro quantità di moto. Un singolo quadrupolo focalizzerebbe il fascio lungo una direzione e lo disperderebbe lungo la sua perpendicolare: da qui l'impiego di triplette, nei quali le direzioni di focalizzazione e dispersione vengono alternate tra di loro per ottenere un fascio finale collimato lungo tutti gli assi.

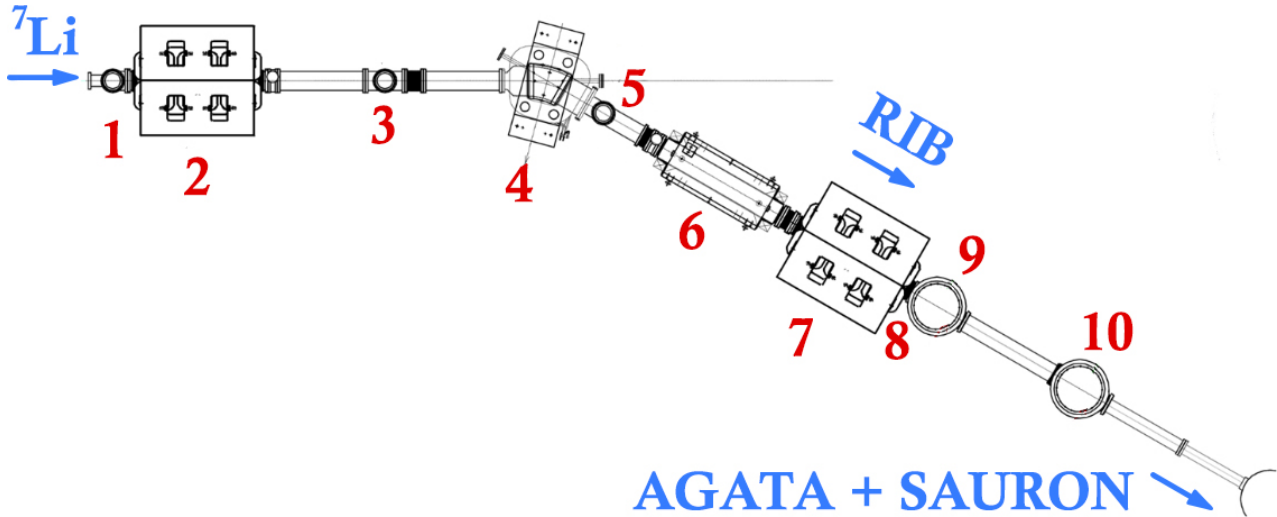


Figura 2: Rappresentazione schematica della facility EXOTIC. 1) bersaglio gassoso; 2 e 7) triplette di quadrupoli; 3, 5 e 8) sistemi di fenditure; 4) magnete dipolare; 6) filtro di Wien; 9 e 10) MCP. La figura è rappresentativa e non in scala.

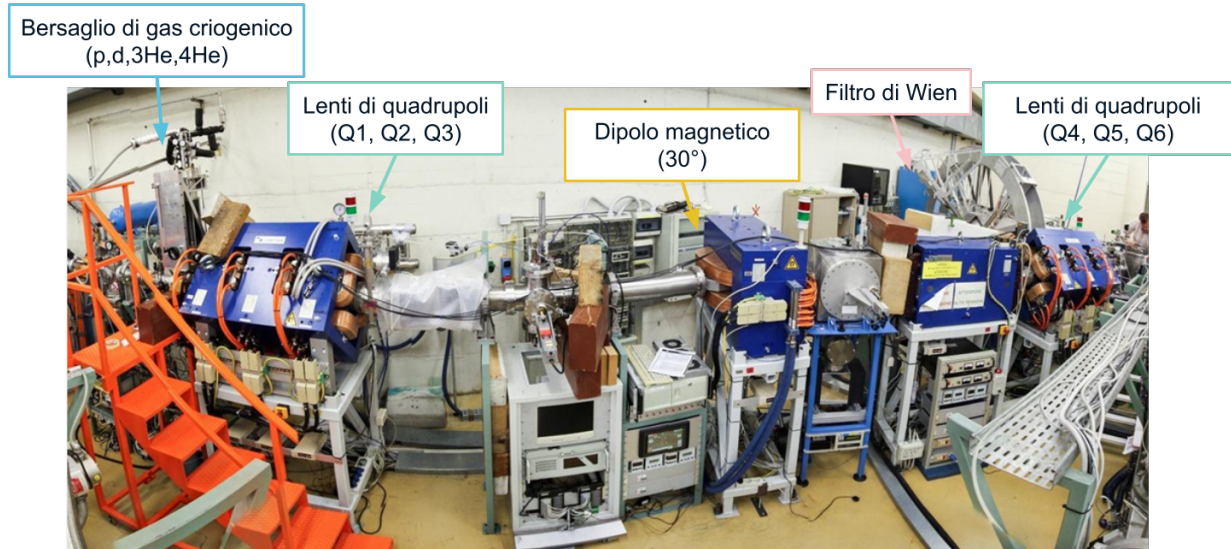


Figura 3: Immagine della facility EXOTIC, dove sono evidenziati gli elementi ottici descritti.

Una prima fenditura, S0, seleziona il fascio primario che impatta sul bersaglio. Il primo tripletto di quadrupoli è posto immediatamente a valle del bersaglio di produzione, seguito poi da una seconda fenditura, S1, da un dipolo magnetico e da una terza fenditura, S2. La fenditura S1 blocca le componenti marginali del fascio, evitando che impattino sulle pareti interne del magnete del dipolo. Il dipolo deflette quindi il fascio di 30° a seconda della rigidità magnetica $B\rho = \frac{p}{q}$. Il campo magnetico B viene appositamente regolato in modo che il raggio di curvatura ρ della specie desiderata corrisponda con la geometria dell'apparato. Altri prodotti indesiderati della reazione o contaminanti del fascio hanno una rigidità magnetica diversa, risultando in raggi di curvatura ρ' differenti, rendendo possibile una selezione tramite la fenditura S2 collocata a valle del magnete. Subito dopo il dipolo, una barriera di mattoni di plastica e acqua borata blocca i neutroni generati sia durante la produzione del fascio, sia in momenti successivi, in seguito all'interazione di particelle cariche con il materiale dell'apparato.

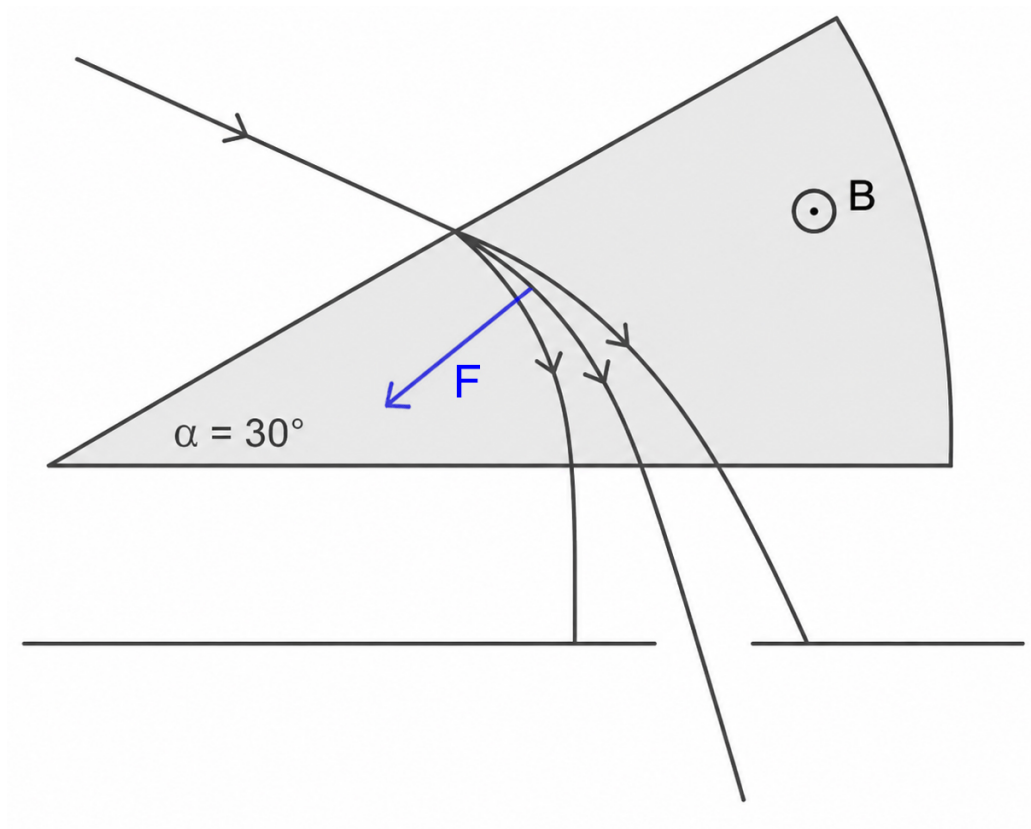


Figura 4: Schema di funzionamento di un dipolo magnetico. Nella zona grigia il campo magnetico, uscente dal piano, imprime una forza F (in blu) sulle particelle. La fenditura S2 seleziona le particelle con la rigidità magnetica desiderata.

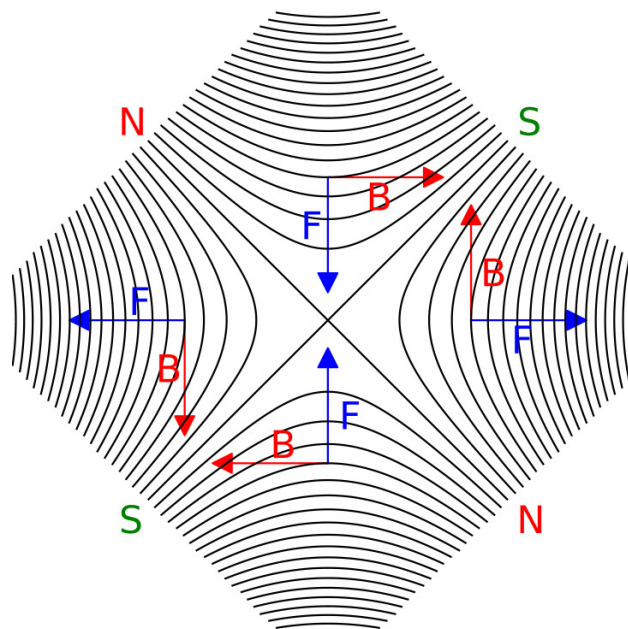


Figura 5: Linee di campo magnetico all'interno di un quadrupolo. I vettori rossi indicano la direzione del campo magnetico, i vettori blu la direzione della forza di Lorentz $\vec{F}_b = q\vec{v} \times \vec{B}$ su una particella di carica positiva con direzione di volo perpendicolare all'immagine e verso entrante.

Proseguendo lungo la linea, il fascio attraversa un filtro di Wien (o selettore di velocità), in cui un campo elettrico $\vec{E}$ e un campo magnetico $\vec{B}$ tra loro ortogonali sono posti trasversalmente rispetto alla direzione di volo. Data una particella di velocità $\vec{v}$ e carica q , la forza elettrica $\vec{F}_e = q\vec{E}$ e quella

magnetica $\vec{F}_b = q\vec{v} \times \vec{B}$ possono essere regolate in modo da risultare uguali in modulo e opposte in verso, aggiustando opportunamente il rapporto $v = \frac{E}{B}$. Soltanto le particelle con velocità $\vec{v}$ avranno quindi una risultante delle forze nulla, mentre qualsiasi altra particella con $\vec{v}' \neq \vec{v}$ sarà soggetta a una forza non nulla che la farà deviare dalla traiettoria del fascio secondario. Il secondo tripletto di quadrupoli, seguito poi dalla fenditura S3, termina la serie di elementi ottici [15].

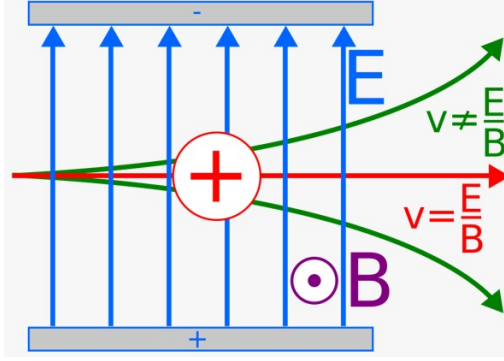


Figura 6: Schema di funzionamento del filtro di Wien (selettore di velocità). Regolando opportunamente l'intensità del campo elettrico e magnetico, soltanto le particelle con velocità v desiderata (traiettoria in rosso nella figura) sono soggette a una risultante delle forze nulla e proseguono lungo la direzione di volo originaria. Le particelle con velocità diverse (traiettoria in verde) vengono deviate dalla direzione di fascio.

Il collegamento con l'array di rivelatori al germanio AGATA, avvenuto nel 2023, ha richiesto numerosi lavori di aggiornamento della facility EXOTIC rispetto alla configurazione precedente. Davanti al bersaglio gassoso è stata installata una piccola camera di reazione destinata a ospitare un box diagnostico del fascio primario; sono stati sostituiti il collettore dell'acqua e le tubazioni per il raffreddamento dei magneti e degli alimentatori; il cablaggio è stato sistemato rimuovendolo dal pavimento e riordinandolo, e il software di controllo per gli elementi ottici è stato riscritto su piattaforma EPICS. Durante il 2024 sono terminati i lavori che hanno portato alla versione attuale dell'apparato: sono stati sostituiti alcuni tratti delle tubazioni dell'azoto liquido ed è stata installata un'ulteriore camera di scattering circa 1 m a valle di quella esistente. Queste due camere accolgono due rivelatori MicroChannelPlate (MCP), sensibili alle coordinate x-y e di grande area (diametro 104 mm), che sostituiscono il sistema di tracciamento installato in precedenza, basato su rivelatori a gas (Parallel Plate Avalanche Counters, PPAC) utilizzati in regime moltiplicativo. Tutta la meccanica, le linee di ritardo e l'elettronica di lettura dei MCP sono state realizzate internamente [16].

Lo scopo dei due MCP è di fornire una ricostruzione evento per evento della posizione di impatto sul bersaglio del proiettile di ^7Be , oltre a svolgere finalità di temporizzazione e soppressione del fondo. Gli MCP sono piastre in vetro in cui si trovano migliaia di moltiplicatori elettronici a canale continuo: tubi di vetro cavi la cui dimensione si attesta sull'ordine di qualche decina di μm . Il passaggio di particelle cariche induce l'emissione di elettroni, accelerati da una differenza di potenziale applicata alle estremità dei microcanali. Questi elettroni secondari impattano sulle pareti interne del tubo di vetro, causando l'emissione di elettroni secondari, accelerati a loro volta, che impatteranno sulle pareti interne del tubo generando una reazione a catena che porta ad una cascata elettronica. La nube elettronica ottenuta è sufficientemente grande da poter essere raccolta dall'elettronica. Si usano due MCP in serie e posti in configurazione Chevron (i microcanali delle piastre presentano inclinazioni tra loro opposte), ciascuno dei quali ha una risoluzione spaziale $\sim 1\text{ mm}$ e una risoluzione temporale $\leq 400\text{ ps}$.

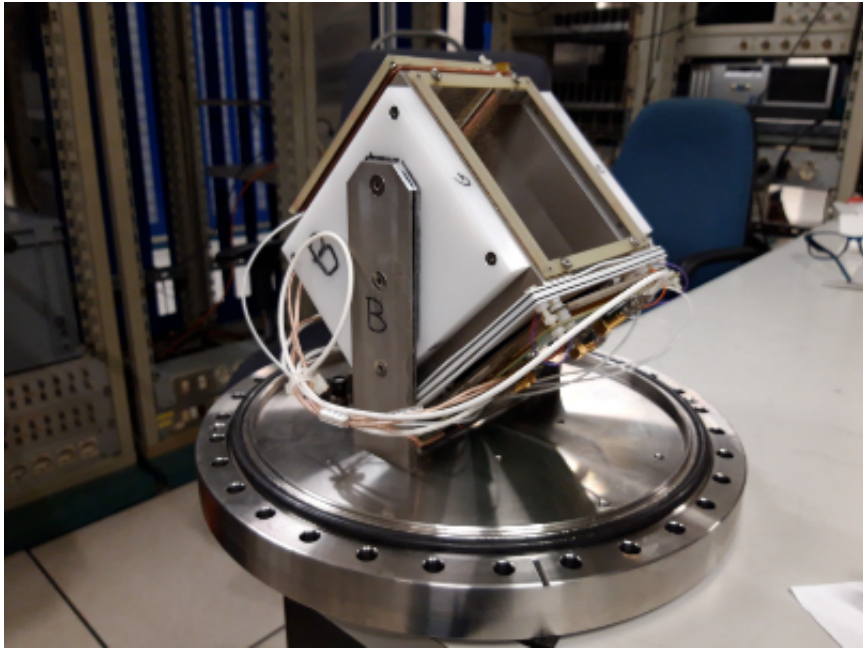


Figura 7: Foto di uno dei MicroChannelPlate (MCP) utilizzati durante l'esperimento. [17]

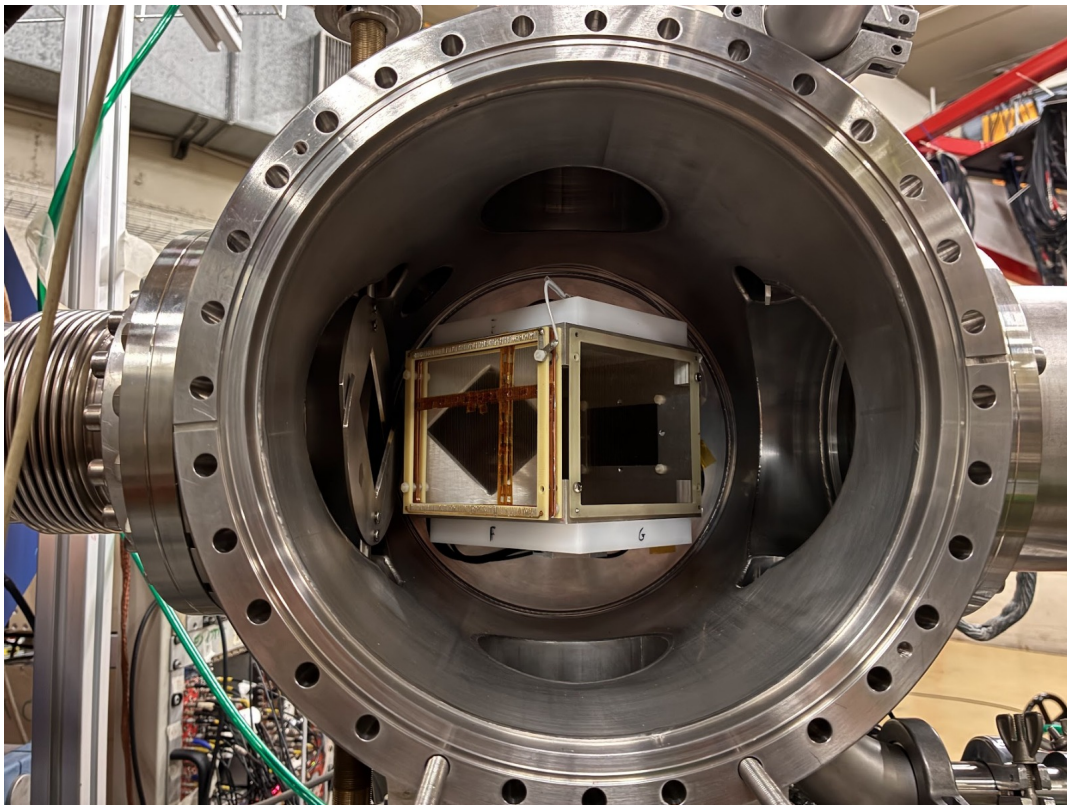


Figura 8: Foto del MCP montato all'interno della camera a valle del secondo tripletto di quadrupoli. Si può vedere nell'immagine la fenditura S3 sulla sinistra del MCP.

L'apparato EXOTIC così configurato è stato utilizzato nell'esperimento del febbraio 2026 per produrre il fascio radioattivo di ${}^7\text{Be}$ tramite la reazione a due corpi $p({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})n$ ($Q_{\text{val}} = -1.64$ MeV). Il fascio primario di ${}^7\text{Li}^{3+}$ da 48.8 MeV e intensità di $\sim 3 \cdot 10^{11}$ pps ha prodotto un fascio secondario di ${}^7\text{Be}^{4+}$ di ~ 40.5 MeV, con un'intensità di $1.6 \cdot 10^5$ pps e purezza prossima al 100%. Uno dei vantaggi nell'utilizzo di questa tecnica è quello di ottenere un prodotto di reazione che conserva in buona parte

l'energia cinetica del fascio primario, eliminando così la necessità di introdurre una seconda fase di accelerazione [18].

Il trigger del sistema di acquisizione era fornito dal segnale energetico di SAURON, evitando di utilizzare i MCP per questo compito. Il motivo è legato all'elevato numero di segnali registrati dagli MCP che non risultavano utili ai fini dell'analisi. Durante la produzione del fascio secondario si generano infatti anche numerose particelle indesiderate, e una parte di esse sopravvive ai filtri posti lungo la linea e raggiunge gli MCP. Inoltre, il fascio di ${}^7\text{Be}$, per quanto collimato, presenta una sezione maggiore rispetto a quella del bersaglio di ${}^{208}\text{Pb}$, pertanto una porzione delle particelle del fascio attraversa gli MCP senza poi interagire con il bersaglio. La scelta di SAURON come trigger serve quindi ad evitare di registrare eventi non rilevanti che rischiano di occupare tempo di acquisizione che verrebbe potenzialmente sottratto a eventi utili aumentando il tempo morto del sistema di acquisizione [16, 19–21].

1.3 AGATA

AGATA (Advanced GAMMA Tracking Array), visibile in Fig. 9, è uno spettrometro per raggi γ basato sui rivelatori al germanio iperpuro (HPGe) considerato tra i più all'avanguardia al mondo, che attualmente opera presso i LNL.

L'array, nella sua configurazione completa, è costituito da 180 cristalli di germanio che ricoprono l'interezza della superficie sferica attorno alla regione di reazione. L'elemento fondamentale dell'apparato è il singolo cristallo HPGe di tipo n, caratterizzato da una geometria esagonale rastremata e da uno spessore di circa 9 cm. Ogni cristallo è suddiviso in 36 segmenti, ottenuti mediante 6 sezioni longitudinali e 6 settori angolari. A questi canali si aggiunge il contatto centrale, o core, diviso in un canale ad alto guadagno e uno a basso guadagno, che fornisce la misura dell'energia complessivamente depositata nel cristallo. I cristalli sono raggruppati a tre a tre negli AGATA Triple Clusters (ATC), che costituiscono i moduli con cui viene costruito l'array. Per limitare il rumore elettronico e garantire il corretto funzionamento del germanio, i cristalli vengono mantenuti a temperature criogeniche, dell'ordine di 90 K. Gli ATC vengono montati su una struttura sferica chiamata *honeycomb* (alveare), per via della sua forma esagonale. Al momento, AGATA non opera nella sua configurazione completa dove copre un angolo solido di 4π , ma in una configurazione parziale, dove solo alcuni ATC vengono utilizzati (si veda la Fig. 9).



Figura 9: Foto dello spettrometro AGATA nella sua configurazione durante la campagna sperimentale EXOTIC.

Quando un raggio γ interagisce con il germanio, l'energia ceduta può generare coppie elettrone-lacuna. Il campo elettrico applicato al cristallo separa i portatori di carica e ne consente la raccolta agli elettrodi. Può succedere però che un singolo γ interagisca con il cristallo depositando solo una parte della sua energia, venendo poi deviato tramite scattering Compton, effetto che risulta dominante nel range approssimativamente tra 150 keV e 10 MeV (AGATA opera da pochi keV a circa 20 MeV). Questo fotone deviato può interagire nuovamente con il cristallo, continuando a cedere energia e a subire scattering o fino a quando viene poi assorbito per effetto fotoelettrico, o fino a quando esce dal cristallo prima di depositare tutta la sua energia.

La localizzazione dei punti di interazione viene ottenuta mediante la Pulse-Shape Analysis (PSA). Le sezioni dei cristalli sono estese e permettono un'individuazione solo approssimata della posizione in cui il raggio γ ha ceduto energia al germanio. Tuttavia, le impurità del cristallo fanno sì che le forme dei segnali raccolti abbiano piccole differenze in base alla loro origine spaziale. Oltre al segnale netto prodotto nel segmento in cui avviene la deposizione di energia, il moto delle cariche induce segnali transitori anche nei segmenti vicini. AGATA sfrutta tutto ciò confrontando i segnali misurati con una libreria di forme d'impulso calcolate, la AGATA Data Library (ADL). Il confronto permette di determinare, per ciascun punto di interazione, l'energia depositata, il tempo e la posizione nello spazio. Con gli algoritmi di PSA utilizzati dall'apparato si raggiunge tipicamente una risoluzione spaziale dell'ordine di 4 mm.

Le informazioni prodotte dalla PSA vengono poi utilizzate per il cosiddetto *tracking*. Più eventi possono essere causati dallo stesso raggio γ , o può capitare che più fotoni differenti interagiscano contemporaneamente con l'array. Per stabilire quali punti di interazione appartengano allo stesso raggio γ e quale sia il loro ordine cronologico, gli algoritmi di tracking ricostruiscono la sequenza

più probabile delle interazioni sfruttando la cinematica dello scattering Compton e le probabilità dei diversi processi di interazione nella materia. Una volta identificato il primo punto di interazione e raggruppate correttamente le successive deposizioni, è possibile ricostruire l'energia originaria del fotone e la sua direzione di provenienza.

Questa procedura distingue AGATA da un array convenzionale di rivelatori HPGe: invece di utilizzare esclusivamente l'energia complessivamente rilasciata nei cristalli, l'apparato ricostruisce l'intera storia di interazione del fotone. Il tracking consente così di ridurre il contributo del continuo Compton e di migliorare il rapporto tra i conteggi nei picchi di piena energia e il numero totale di conteggi. Nel presente esperimento AGATA viene impiegato per la rivelazione dei raggi γ in coincidenza con le particelle cariche misurate da SAURON, permettendo di associare l'informazione spettroscopica ai diversi canali di reazione [22].

2. SAURON: Struttura e Calibrazione

Come descritto precedentemente, alla fine dell'apparato EXOTIC, dopo i due MCP, sono collocati due moduli del rivelatore SAURON, il bersaglio di ^{208}Pb e l'apparato AGATA (si veda Fig. 10 per una rappresentazione schematica). I due SAURON, di spessore $500\text{ }\mu\text{m}$, oggetto della calibrazione presentata in questo capitolo, sono due rivelatori al silicio. Sono posti in una configurazione simmetrica rispetto al piano del bersaglio, uno in avanti (SAURON forward, FW) e uno all'indietro (SAURON Backward, o BW), a una distanza di 30 mm da esso. Così facendo si garantisce la copertura degli intervalli di angoli polari $\theta_{lab} = [39^\circ, 58^\circ]$ e $[122^\circ, 141^\circ]$, e ciascun modulo SAURON garantisce una copertura in angolo solido di circa 1.63 sr, ovvero il 12.5% di 4π sr. Questa disposizione è stata scelta poiché rappresenta il miglior compromesso fra la massimizzazione della copertura complessiva in angolo solido, ottenibile con una distanza di 24 mm, e degli intervalli di angolo polare, ottenibile con una distanza di 34 mm. Procederemo ora con una breve descrizione dei rivelatori al silicio, per poi affrontare il processo di calibrazione.

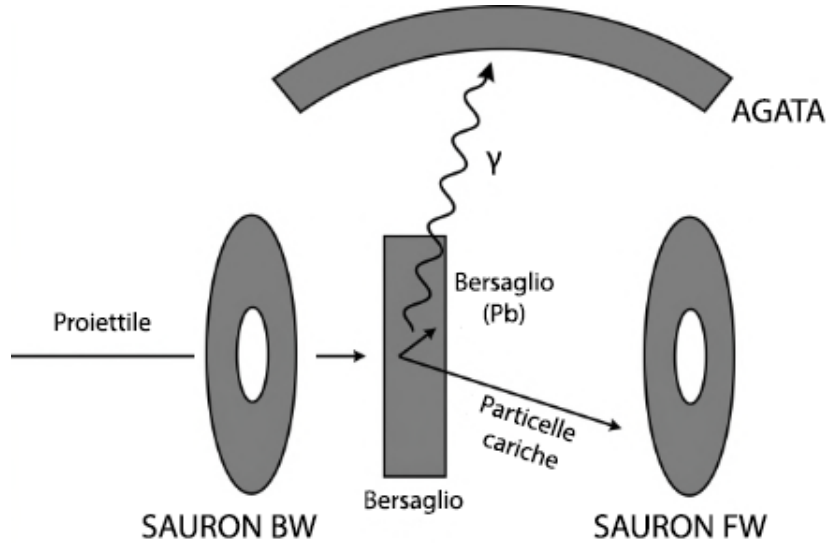


Figura 10: Rappresentazione schematica dell'apparato sperimentale. Il disegno non è in scala.

2.1 Rivelatori al silicio e SSD

Un rivelatore al silicio si basa sulle proprietà dei semiconduttori di generare coppie elettrone-lacuna quando una particella carica entra nel mezzo e perde energia al suo interno. Queste coppie possono viaggiare fino alle estremità del rivelatore, generando una corrente che può essere misurata dall'elettronica, convertita in segnale e analizzata al fine di trarre conclusioni sull'energia e sulla natura delle particelle incidenti. Per comprendere meglio questo meccanismo è opportuno iniziare da una descrizione delle proprietà dei semiconduttori, concentrandoci in particolare sul silicio.

All'interno di un semiconduttore, in cui gli ioni si configurano secondo una struttura cristallina, gli elettroni risentono di un potenziale periodico e si dispongono all'interno di bande energetiche a loro

accessibili. Due delle principali bande energetiche in questione sono la banda di valenza e quella di conduzione. La banda di valenza è l'ultima banda occupata da un elettrone orbitale (ovvero la banda a più alta energia in cui un elettrone risulta ancora legato agli ioni del cristallo), mentre quella di conduzione è il più basso livello energetico libero. Un elettrone nella banda di conduzione è libero di spostarsi all'interno del mezzo in cui si trova. Le due bande sono separate da un *gap* energetico, che per i semiconduttori si attesta attorno ad alcuni eV.

Quando un elettrone acquista energia sufficiente per passare dalla banda di valenza a quella di conduzione, nella banda di valenza il posto occupato precedentemente dall'elettrone e^- rimane vuoto, e rimane una cosiddetta lacuna h^+ , che si comporta come un portatore di carica positiva. In un semiconduttore intrinseco, cioè idealmente privo di impurità, ogni elettrone promosso nella banda di conduzione lascia una corrispondente lacuna e le concentrazioni dei due tipi di portatori sono uguali: si ha $n = p = n_i$, dove con n e p sono indicate rispettivamente le concentrazioni di elettroni di conduzione e di lacune, e con n_i la concentrazione intrinseca. Le proprietà elettriche del silicio possono essere modificate introducendo opportunamente nel cristallo piccole quantità di impurità, attraverso un processo detto drogaggio. Il silicio ha quattro elettroni di valenza; inserendo nel reticolo atomi dotati di un ulteriore elettrone negli orbitali esterni, questo cede l'elettrone aggiuntivo alla banda di conduzione, aumentando il numero di portatori negativi. Queste impurità vengono dette donatori e il materiale così ottenuto viene definito di tipo n , nel quale gli elettroni sono i portatori maggioritari. Viceversa, utilizzando atomi trivalenti viene introdotto un livello accettore prossimo alla banda di valenza. In questo caso aumenta la concentrazione delle lacune, che diventano i portatori maggioritari, e si ottiene un semiconduttore di tipo p .

Il funzionamento di un rivelatore al silicio si basa sulla realizzazione di una giunzione p-n, ottenuta mettendo a contatto regioni caratterizzate dai due diversi tipi di drogaggio. A causa della diversa concentrazione di portatori, inizialmente gli elettroni diffondono dal lato n verso il lato p , mentre le lacune si muovono nella direzione opposta. In prossimità della giunzione i portatori si ricombinano, lasciando scoperti gli ioni del reticolo cristallino, che hanno carica positiva nel lato n e negativa nel lato p . Si forma quindi la cosiddetta regione di svuotamento, in gran parte priva di portatori mobili e in cui si presenta un campo elettrico che va dal lato n al lato p .

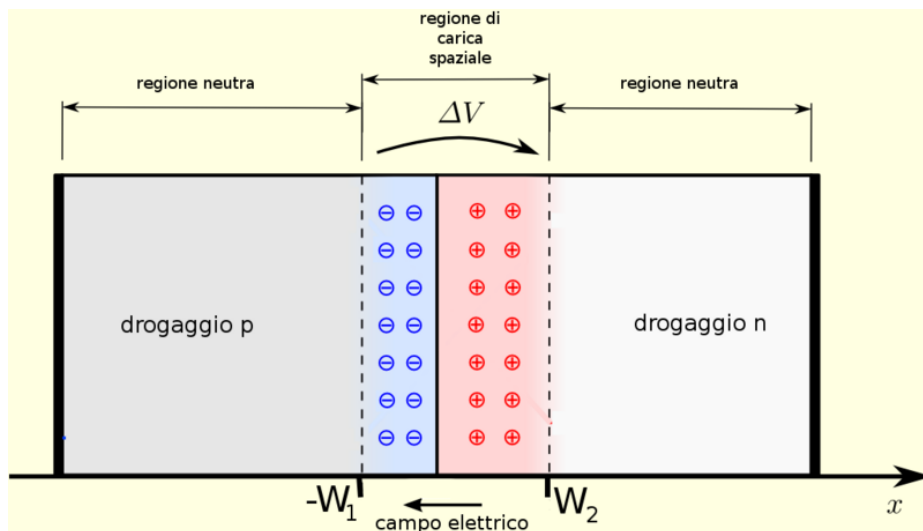


Figura 11: Schema della giunzione p-n con evidenziata la regione di svuotamento nella parte centrale dell'immagine.

Applicando ora una tensione esterna ai lati del semiconduttore, in modo che il lato p si trovi a un potenziale inferiore rispetto al lato n , si porta il rivelatore nella condizione di polarizzazione inversa: aumentando opportunamente la differenza di potenziale applicata, la regione di svuotamento si allarga

progressivamente, fino ad estendersi lungo l'interfaccia del semiconduttore. Così facendo, lungo la giunzione si crea una zona che presenta un'elevata resistenza al passaggio di corrente.

Il passaggio di una particella carica attraverso il volume sensibile del rivelatore produce eccitazioni e ionizzazioni nel materiale, cedendo in parte o tutta la propria energia agli elettroni del cristallo. Una frazione di questa energia permette agli elettroni di passare dalla banda di valenza a quella di conduzione, generando coppie elettrone-lacuna. Il campo elettrico presente nella regione di svuotamento separa quindi i due tipi di portatori: gli elettroni migrano verso il lato n, mentre le lacune vengono raccolte sul lato p. La corrente così indotta può essere acquisita dagli elettrodi applicati al semiconduttore e trasformata in segnale [21, 23].

Un'importante proprietà del silicio è la piccola quantità di energia necessaria, in media, per produrre una coppia elettrone-lacuna. A temperatura ambiente questo valore è circa 3.6 eV, di gran lunga inferiore all'energia richiesta da altri metodi di rivelazione. Questo fa sì che una singola particella possa generare molte coppie elettrone-lacuna, ottenendo una buona risoluzione in energia. Inoltre, l'alta densità del silicio fa sì che la perdita di energia di una particella impattante sia abbastanza rapida, richiedendo piccoli spessori di materiale per fermare completamente la particella [22].

È possibile costruire un rivelatore al silicio segmentando sia il lato p che il lato n, ad esempio in strisce sottili disposte in parallelo. Così facendo, si guadagnano informazioni circa la posizione in cui le particelle cariche impattano con il rivelatore, e la risoluzione dipende sia dalla forma dei segmenti, sia dalla loro spaziatura, sia dalla dimensione. I rivelatori così costruiti prendono il nome di Silicon Strip Detector (SSD), o di Double Sided Silicon Strip Detector (DSSSD) se la segmentazione viene realizzata su entrambi i lati. Ciascuna delle strisce è disposta sullo stesso substrato di silicio, e tra di esse si trova una regione di bordo dello spessore tipico di pochi μm di SiO_2 . Orientando in maniera ortogonale tra di loro le strisce p e le strisce n, è possibile determinare la posizione x-y della particella quando impatta sul rivelatore.

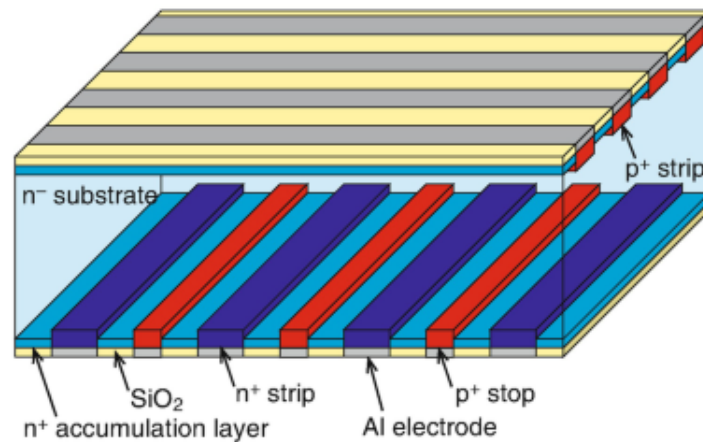


Figura 12: Esempio di DSSSD. [24]

2.2 SAURON

SAURON, come suggerisce il nome (Silicon AnnUlar stRipped iON detector), è un esempio di DSSSD di forma anulare prodotto da Micron Semiconductor Ltd (vedasi Fig. 13 e 14). Il lato anteriore è la zona p del detector, suddivisa in 4 quadranti, ciascuno dei quali è a sua volta segmentato in 16 strip a forma di arco di circonferenza, per un totale di 64 strip. La superficie utile va da un raggio interno di circa 24 mm a uno esterno di circa 48 mm, con ciascuno degli anelli che ha una larghezza di approssimativamente 1.5 mm. Il lato n, posteriore, è suddiviso in 16 settori radiali, o pad, ciascuno

dei quali ricopre un angolo di 22.5° . La geometria del sensore non è perfettamente circolare: sul lato p ci sono due zone di forma triangolare, poste all'intersezione tra i quadranti e diametralmente opposte tra di loro, in cui sono stati realizzati i collegamenti con i pin in uscita per interfacciare SAURON con l'elettronica. Similarmente, anche sul lato n, in corrispondenza dei collegamenti, il sensore ha una forma leggermente troncata. Queste due aree sono piuttosto piccole rispetto all'area totale ricoperta dal sensore, e non sono rilevanti ai fini dell'analisi condotta in questa tesi.

Lo spessore di SAURON ($500\text{ }\mu\text{m}$) è sufficiente ad arrestare completamente nuclei di ^4He e ^3He con energie fino, rispettivamente, a 33 e 28 MeV, valori che comprendono ampiamente gli intervalli energetici attesi per questi ioni. L'analisi della forma dell'impulso dovrebbe inoltre consentire di discriminare gli eventi con $Z = 1$ da quelli con $Z = 2$ a partire da energie di circa 6-7 MeV. La distinzione isotopica tra ^3He e ^4He , sebbene verosimilmente possibile, non è mai stata finora verificata con i moduli SAURON.

Questa limitazione non dovrebbe tuttavia rappresentare un problema per lo studio delle coincidenze particella- γ , poiché, sulla base della cinematica di reazione e dei calcoli ottenuti mediante modello statistico, ci si aspetta che ^3He e ^4He siano prodotti in coincidenza con residui differenti. Inoltre, secondo le previsioni teoriche, gli ioni ^3He dovrebbero essere prodotti prevalentemente attraverso il canale di breakup; di conseguenza le coincidenze con radiazione γ sono attese sostanzialmente soltanto per gli ioni ^4He .

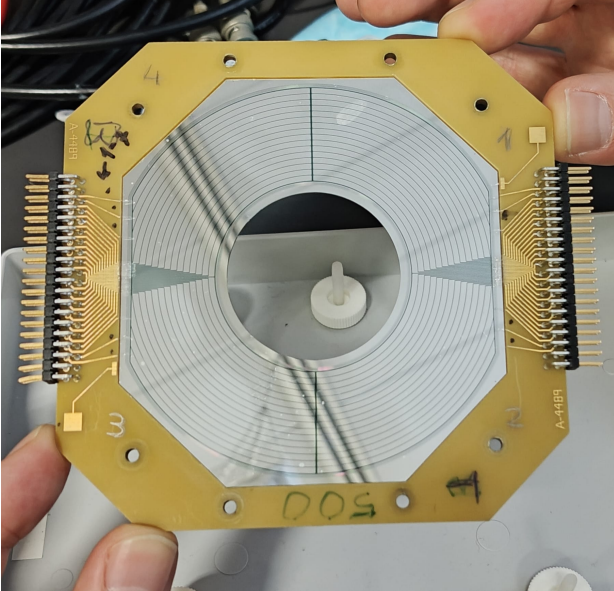


Figura 13: SAURON *p*-side. Si possono osservare i 64 settori anulari e i due collegamenti di forma triangolare con l'elettronica (grigi, sul lato destro e sinistro del sensore).

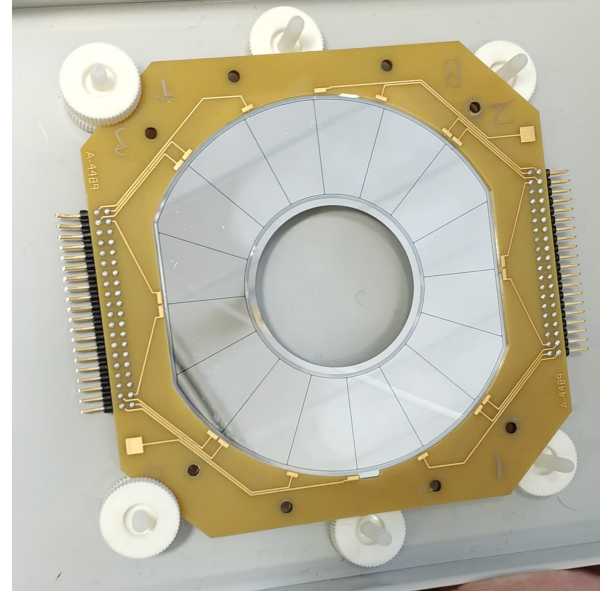


Figura 14: SAURON *n*-side. Si possono osservare i 16 pad radiali e le troncature sulla superficie di acquisizione in corrispondenza dei collegamenti.

2.3 Calibrazione iniziale

Per calibrare i due SAURON è stata utilizzata una sorgente di particelle α composta da ^{241}Am e ^{244}Cm , con emissione di α a energia $E_{\alpha,Am} = 5.485\text{ MeV}$ e $E_{\alpha,Cm} = 5.806\text{ MeV}$. La scelta di utilizzare particelle α ha molteplici vantaggi. Innanzitutto, la loro energia è ben nota, permettendo un'ottima precisione; il valore compreso tra 5 e 6 MeV, è ampiamente al di sotto del limite superiore precedentemente visto entro cui il rivelatore ferma completamente le particelle garantendo un trasferimento completo di energia. Inoltre, gli spettri sono particolarmente piccati e distinti: le particelle α infatti hanno potere ionizzante elevato, e questo fa in modo che producano numerose coppie $e^- - h^+$, permettendo di ottenere una misura con un segnale che si distingue chiaramente dal fondo [22]. Vi sono poi motivazioni molto più pratiche: è possibile realizzare queste sorgenti di dimensioni molto compatte, e

le elevate vite medie $T_{1/2}(^{244}\text{Cm}) = 18.1 \text{ y}$ e $T_{1/2}(^{241}\text{Am}) = 432.2 \text{ y}$ le rendono sufficientemente stabili [25]. La sorgente è stata posta all'interno della camera di reazione dove era installato SAURON.

I dati sono stati inizialmente acquisiti mediante CoMPASS, il software CAEN utilizzato per il controllo dei digitizzatori e la registrazione degli eventi. Successivamente, sono stati convertiti nel formato impiegato dalla catena XDAQ, framework sviluppato al CERN per la gestione dell'acquisizione dati distribuita [26, 27]. Secondo la nomenclatura XDAQ, i vari settori dei due SAURON sono organizzati nel modo seguente. Per SAURON FW, il p-side è suddiviso in 4 *board*, numerate da 0 a 3. Ciascuna board è a sua volta suddivisa in *channel*, numerati da 0 a 15 all'interno di ogni board. Per quanto riguarda l'n-side, la board, numero 4, è unica, e i pad sono anch'essi numerati da 0 a 15. Per SAURON BW, il p-side segue una nomenclatura analoga, con board che vanno da 8 a 11 con rispettivi channel da 0 a 15, mentre l'n-side è suddiviso in board 5 e board 7, ciascuna con canali numerati da 8 a 15. Questo sistema permette di individuare velocemente e in maniera concisa una specifica sezione. Ad esempio, per riferirsi alla strip di SAURON FW su board 1 e channel 3, è sufficiente indicarla con B1 CH3. Le numerazioni delle strip all'interno della stessa board e dei pad non sono progressive: per consultare la posizione specifica si rimanda alle tabelle in appendice A.2. La suddivisione può essere anche visualizzata dalla Fig. 15. L'immagine va pensata vista "in trasparenza": sono riportate le suddivisioni sia in strip, del lato anteriore, di cui si può vedere un esempio evidenziato in bianco nel quadrante in basso a destra, che in pad, del lato posteriore, con un esempio evidenziato in nero in alto a sinistra.

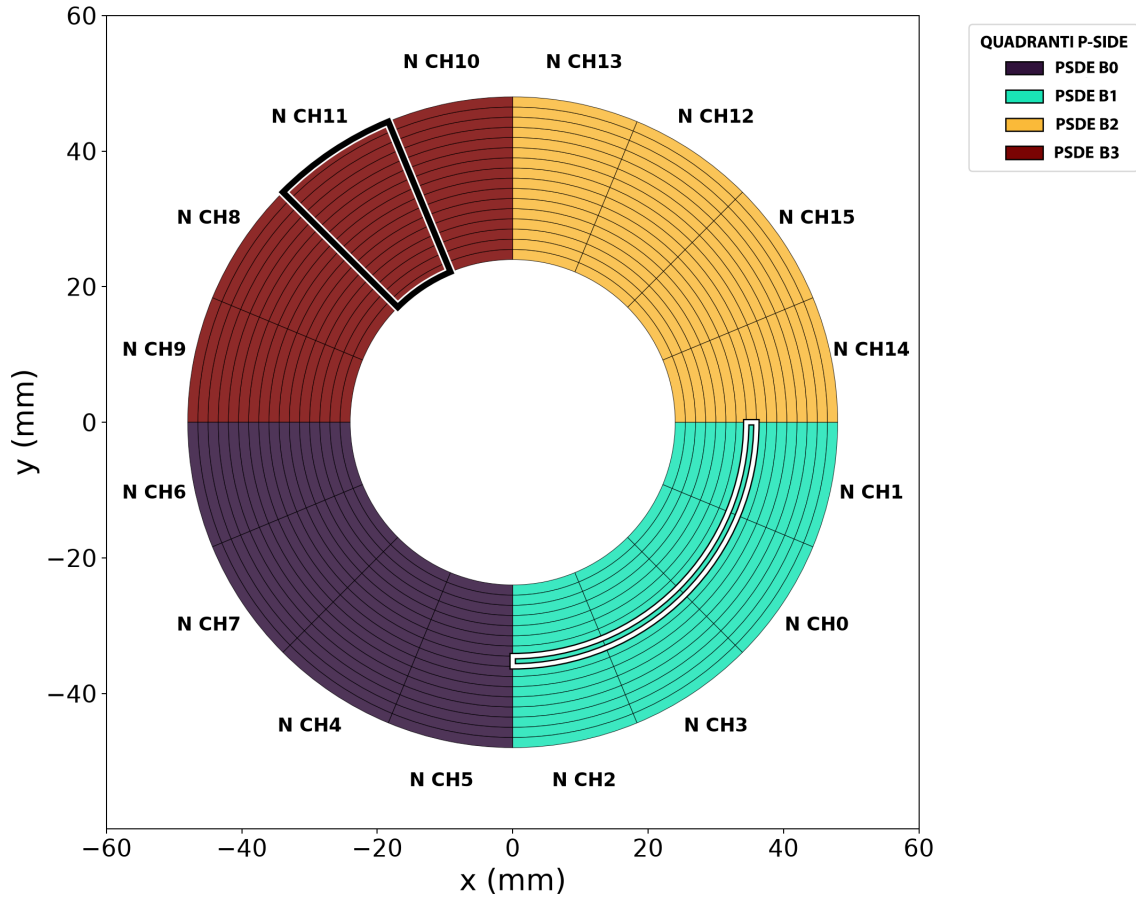


Figura 15: Mappa schematica di SAURON forward secondo la nomenclatura XDAQ. Sono mostrate le suddivisioni sia p-side che n-side. I quadranti del p-side sono di differenti colori, e ciascuna delle strip del p-side si estende per un quarto di sezione circolare come la strip evidenziata nella sezione verde. I pad dell'n-side sono numerati direttamente nell'immagine, dove N sta per n-side, e CH indica il numero di canale corrispondente. Un pad evidenziato in nero nel quadrante in alto a sinistra funge da esempio.

Gli spettri acquisiti sono riportati in istogrammi in cui l'asse delle ascisse presenta il valore del segnale in unità arbitrarie (a.u.), mentre l'asse delle ordinate rappresenta il numero di conteggi registrati. I picchi corrispondenti alle varie emissioni sono stati interpolati mediante funzioni gaussiane, grazie a una macro ROOT appositamente scritta, ricavandone la posizione dei centroidi μ in unità arbitrarie (un esempio di fit è riportato in Fig. 16).

Nei fit gaussiani sono stati esclusi in fase preliminare 8 istogrammi, in quanto tutti con statistica di conteggio insufficiente provenienti da strip o pad non funzionanti o schermati. Per garantire l'integrità dei rivelatori durante le operazioni di misura, infatti, è stata montata una guardia (visibile in Fig. 17) mirata a proteggere i rivelatori da eventuali impatti, in particolare durante i movimenti della target ladder nel caso si rivelasse necessario cambiare bersaglio durante l'esperimento. Questa guardia ha influenzato anche le letture provenienti dalle strip più interne, rendendole meno definite e talvolta con un fondo più evidente. Per verificare la bontà dei fit, sono state generate immagini di tutti i 152 istogrammi con sovrapposte le gaussiane interpolate e ognuna è stata controllata manualmente. Di questi, 15 presentavano strutture non perfettamente delineate, dovute a usura e danni del rivelatore di cui si parlerà nel paragrafo successivo, e si è reso necessario effettuare un fit manuale per distinguere appieno i picchi in energia da un fondo o da code energetiche particolarmente evidenti.

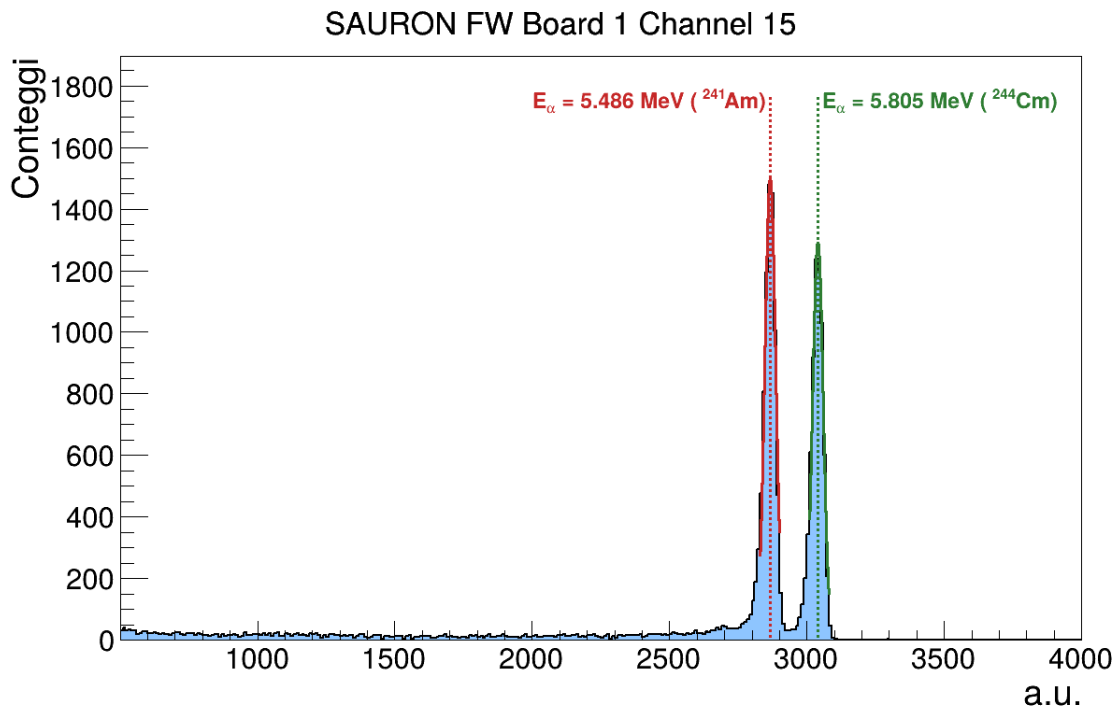


Figura 16: Esempio di fit gaussiano per determinare i centroidi dei picchi di energia registrati da board 1 channel 15 del p-side di SAURON forward.

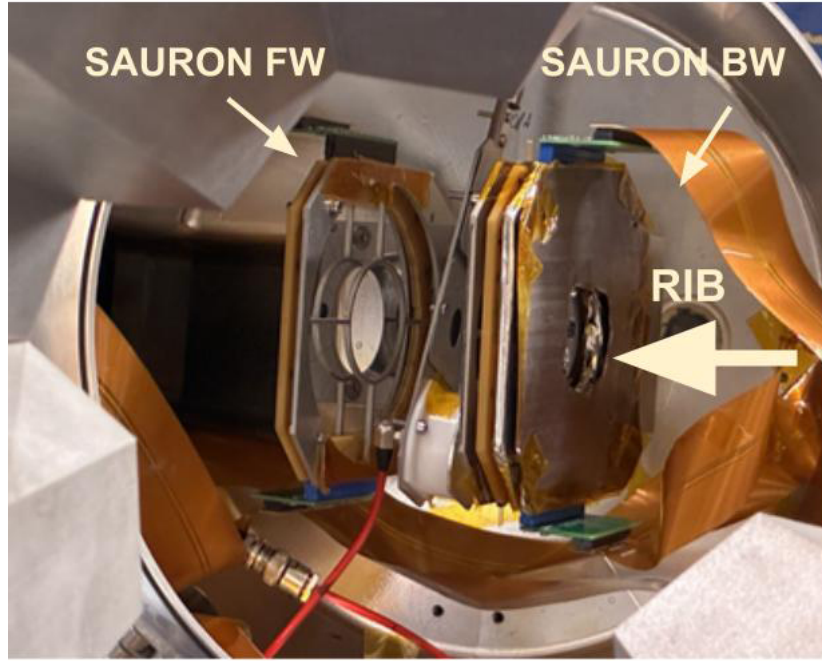


Figura 17: Foto del setup all'interno della camera di reazione. È possibile vedere la guardia (il pezzo di metallo a forma di croce con un cerchio al centro) che protegge SAURON FW da eventuali impatti durante la preparazione dell'esperimento.

Una volta determinati i centroidi dei picchi, per ricavare la corrispondenza tra a.u. ed energia è stata sfruttata la relazione $E = p_0 + p_1x$, dove E indica l'energia nota delle α , p_0 e p_1 i termini rispettivamente di ordine zero e uno della retta dell'energia e x la posizione del centroide in a.u. Avendo a disposizione due energie, è stato sufficiente calcolare tramite uno script i coefficienti come retta passante per due punti: $p_1 = \frac{E_2 - E_1}{\mu_2 - \mu_1}$ e ancora $p_0 = E_1 - p_1\mu_1$.

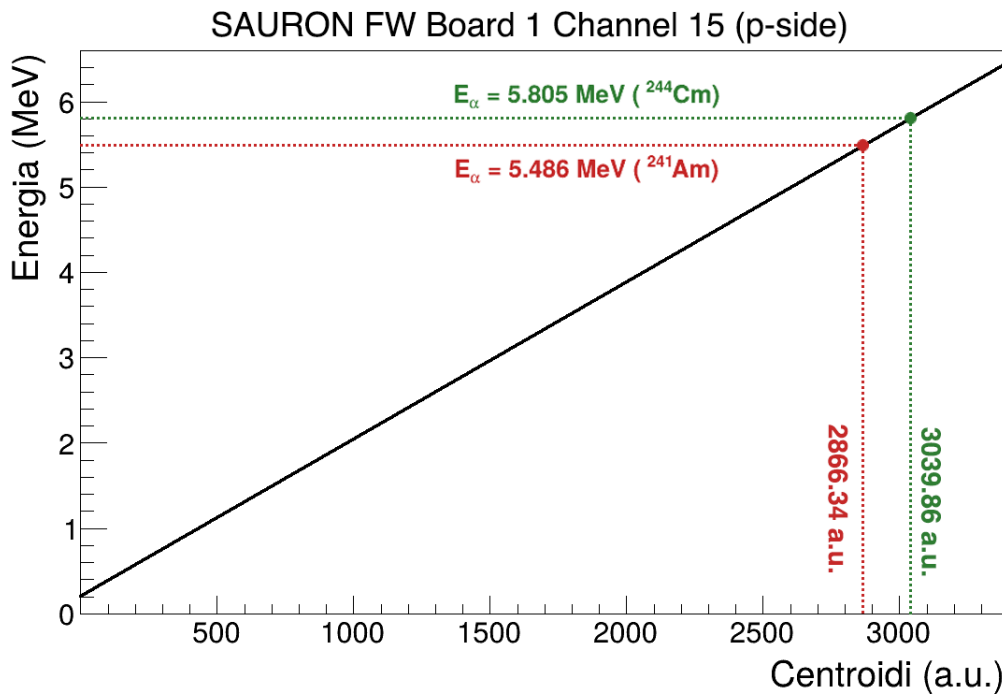


Figura 18: Retta di calibrazione ottenuta associando i centroidi degli spettri di energia non calibrati con le energie in MeV delle particelle α , sempre per B1 CH 15 del p-side di SAURON FW.

2.4 Danno da radiazione e calibrazione finale

Come anticipato nel capitolo precedente, durante l'analisi degli spettri acquisiti sono emersi alcuni casi di istogrammi con code marcate ad energie inferiori rispetto a quelle dei picchi delle particelle α e una peggiore separazione dei picchi. Il fenomeno è risultato più evidente negli n-side dei rivelatori (si può vedere un esempio in Fig. 19 per la board 4 channel 9, n-side).

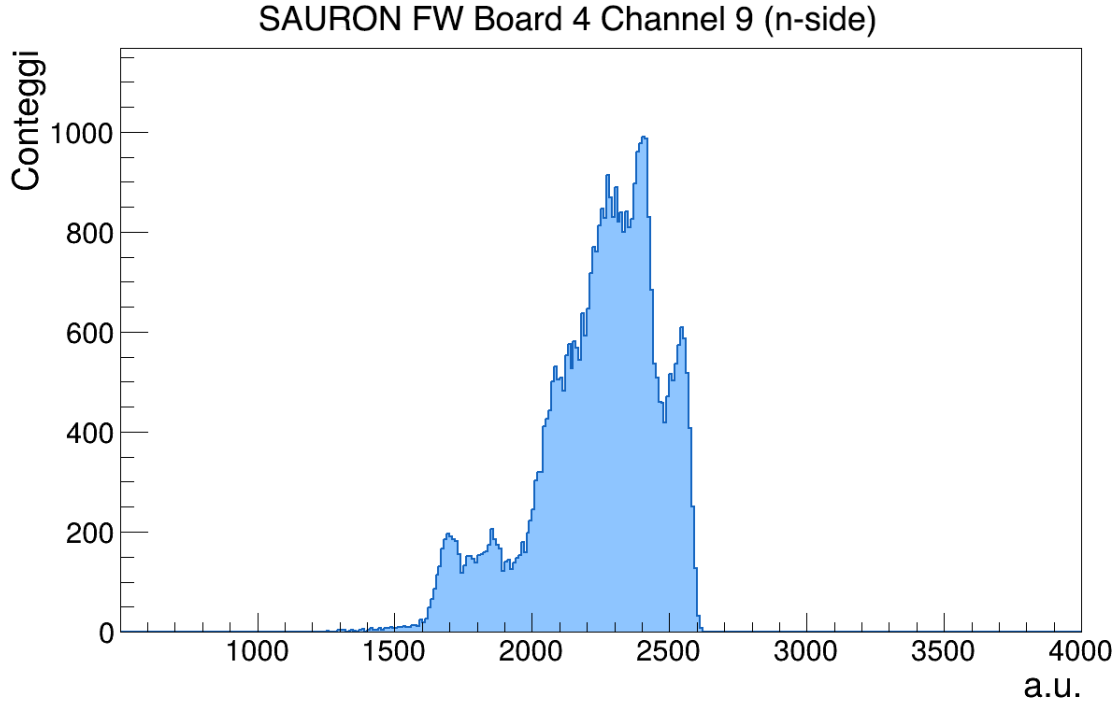


Figura 19: Istogramma dell'energia non calibrata del pad board 4 channel 9 (n-side) di SAURON FW. La struttura tipica dei due picchi di energia delle particelle α non è distinguibile.

Questo effetto è imputabile al progressivo danneggiamento subito dai rivelatori nel corso dei precedenti esperimenti. Entrambi i moduli SAURON sono in funzione presso i LNL dal 2023 e sono stati impiegati in numerosi esperimenti, risultando quindi esposti nel tempo a flussi intensi di particelle. Simili esposizioni possono causare il deterioramento dei rivelatori al silicio, compromettendone il funzionamento.

È utile distinguere, in particolare, tra danni superficiali o di interfaccia e danni che interessano direttamente il volume del semiconduttore (*bulk damage*). Questi ultimi risultano particolarmente rilevanti per il funzionamento dei rivelatori e sono causati dalla componente non ionizzante dell'energia trasferita dalle particelle incidenti, indicata come *Non-Ionizing Energy Loss* (NIEL). A differenza della normale produzione di coppie elettrone-lacuna, che genera processi completamente reversibili, una parte dell'energia trasferita dalla radiazione può essere ceduta direttamente agli atomi del reticolo cristallino tramite urti. Se l'energia trasferita è sufficiente (~ 25 eV o superiore), un atomo di silicio può essere rimosso dalla propria posizione di equilibrio, lasciando una vacanza e occupando una posizione interstiziale. La coppia così prodotta costituisce un cosiddetto *difetto di Frenkel*. In casi di trasferimento di energia particolarmente elevato, l'atomo spostato può urtare altri atomi del reticolo, causando un *cluster* di difetti.

La presenza di questi difetti modifica le proprietà elettriche del semiconduttore. In particolare, si osserva talvolta la comparsa di nuovi livelli energetici all'interno del gap tra la banda di valenza e quella di conduzione, che possono intrappolare parte delle coppie elettrone-lacuna, impedendo loro di arrivare agli elettrodi. In questo modo si riduce l'efficienza del rivelatore nel misurare l'energia delle particelle e si osserva la comparsa di code ad energie inferiori rispetto a quelle attese.

I difetti del reticolo possono inoltre aumentare la corrente di *leakage*. In un semiconduttore a giunzione p-n, anche in regime di svuotamento completo si registra una piccola corrente residua dovuta a moti di agitazione termica e alla produzione spontanea di coppie elettrone-lacuna. Quando si creano difetti nel reticolo di silicio, aumenta il numero di livelli energetici all'interno della banda proibita che possono agire come centri di generazione di portatori. Di conseguenza, aumenta anche il numero di coppie elettrone-lacuna generate spontaneamente. Il campo elettrico interno separa i portatori e li trasporta verso gli elettrodi, determinando un aumento della corrente di leakage, con un conseguente peggioramento della risoluzione energetica del rivelatore.

Il danno da NIEL sui rivelatori non è uniforme: se i rivelatori vengono posti simmetricamente rispetto al fascio, le regioni a piccoli angoli polari sono le più colpite: la sezione d'urto di Rutherford ha una dipendenza $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}$ e le zone più irradiate sono quelle più vicine all'asse del fascio. Questo contribuisce a spiegare perché gli spettri dei pad risultino generalmente meno qualitativi rispetto a quelli delle strip: i pad si estendono dal centro del rivelatore fino al suo bordo esterno, coprendo regioni che, in media, hanno subito danneggiamenti diversi; le strip, invece, trovandosi a un angolo polare pressoché costante, hanno subito danni da radiazione più uniformi [21, 22, 28].

La risposta di un singolo pad può quindi variare sensibilmente in funzione della posizione in cui impattano le particelle: a parità di energia depositata, eventi registrati in posizioni differenti possono generare segnali di ampiezza diversa. Se questi segnali vengono raccolti in un unico istogramma, si genera una sovrapposizione di distribuzioni aventi centroidi in posizioni differenti, che determina gli effetti descritti a inizio del capitolo.

Per ovviare a questo problema è possibile sfruttare la doppia segmentazione di SAURON. L'intersezione tra una strip del lato p e un pad del lato n individua infatti una regione limitata della superficie del rivelatore, che può essere considerata come un pixel virtuale. Esaminando i timestamps degli eventi, è possibile ricostruire quando una particella ha prodotto segnali coincidenti su una strip e su un pad. Raggruppando tutti gli eventi associati alla stessa coppia strip-pad si limita l'analisi ad una regione spaziale ristretta, all'interno della quale la risposta del rivelatore è generalmente più uniforme, riducendo l'effetto delle variazioni spaziali dovute al diverso livello di danneggiamento e ottenendo spettri con picchi maggiormente definiti.

La calibrazione finale è stata eseguita con metodo analogo a quello descritto nella sezione precedente, ma suddividendo ciascun modulo SAURON in 256 pixel: per ciascuno di essi sono stati raccolti tutti gli eventi in coincidenza che sono stati registrati sulla corrispondente coppia strip-pad ed è stato costruito uno spettro energetico relativo a ogni singola porzione di rivelatore.

I pixel con statistica di conteggio sufficiente sono 429 a fronte di 512 totali. Per ciascuno di essi è stato eseguito il fit gaussiano per entrambi i picchi energetici; soltanto 3 pixel hanno richiesto un intervento manuale per garantire la correttezza dei fit. I nuovi valori sono stati quindi impiegati per calcolare per ogni pixel i coefficienti di calibrazione p_0 e p_1 . I risultati ottenuti sono poi stati ricombinati in base al canale di appartenenza, ricostruendo gli spettri complessivi delle singole strip e dei singoli pad.

Il procedimento ha consentito di ottenere spettri complessivamente più definiti e di recuperare diversi canali che, con una calibrazione effettuata direttamente per strip o pad, avrebbero presentato picchi difficilmente identificabili o risultati di calibrazione poco affidabili. Nelle Figg. 20 e 21 si può apprezzare il confronto diretto fra lo spettro non calibrato della board 4, channel 9 di SAURON FW prima della suddivisione in pixel, e il risultato finale con la ricostruzione dello spettro del pad in seguito alla calibrazione a pixel. In generale, il metodo a pixel ha restituito una calibrazione di qualità superiore rispetto alla prima calibrazione effettuata, e in Figg. 22 e 23 si possono vedere i risultati finali della calibrazione per i p-side di SAURON FW e BW.

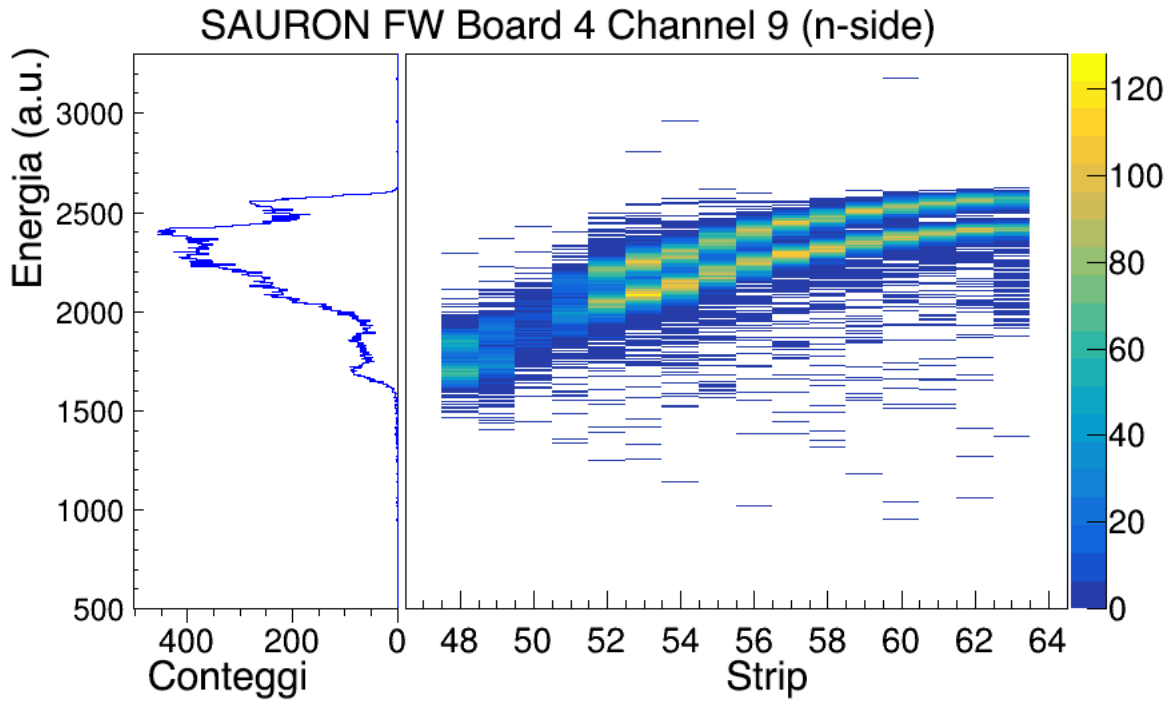


Figura 20: Immagine di destra: spettri energetici non calibrato del pad board 4 channel 9 (n-side) di SAURON FW in funzione del numero della strip (p-side) in coincidenza. Immagine di sinistra: proiezione dell'energia non calibrata del pad.

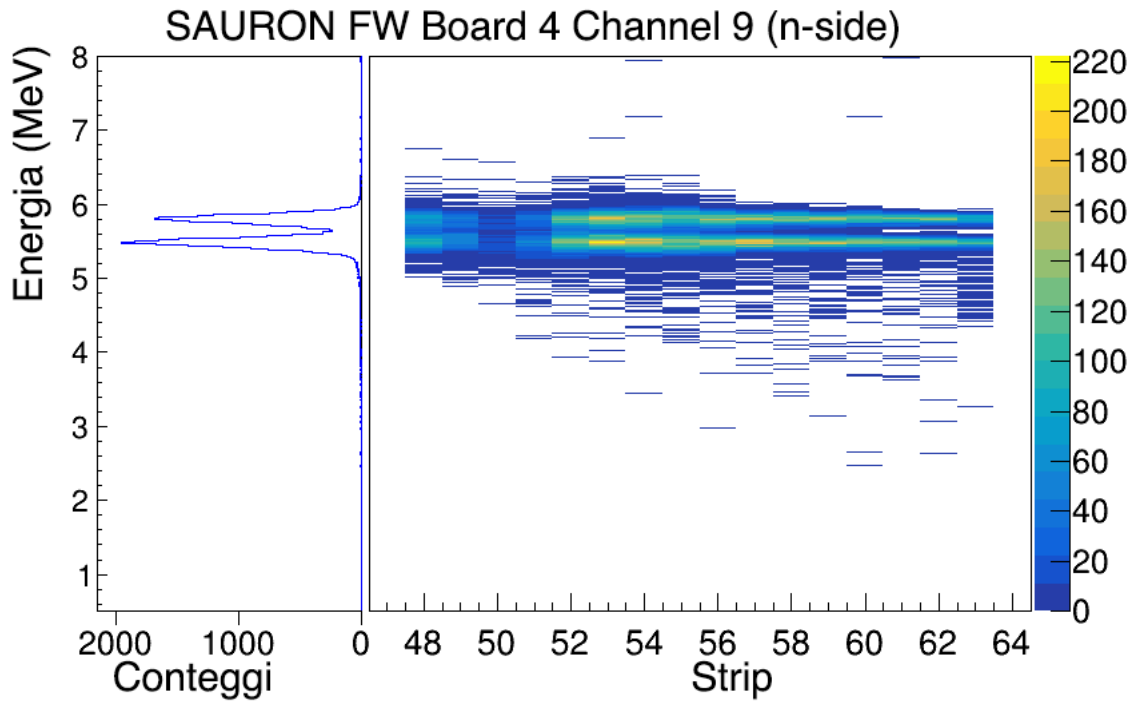


Figura 21: Stessa immagine della figura precedente dopo la calibrazione energetica pixel per pixel. Emerge chiaramente la struttura tipica dei due picchi in energia delle particelle α .

Mappa dello stato dei pixel di SAURON FW

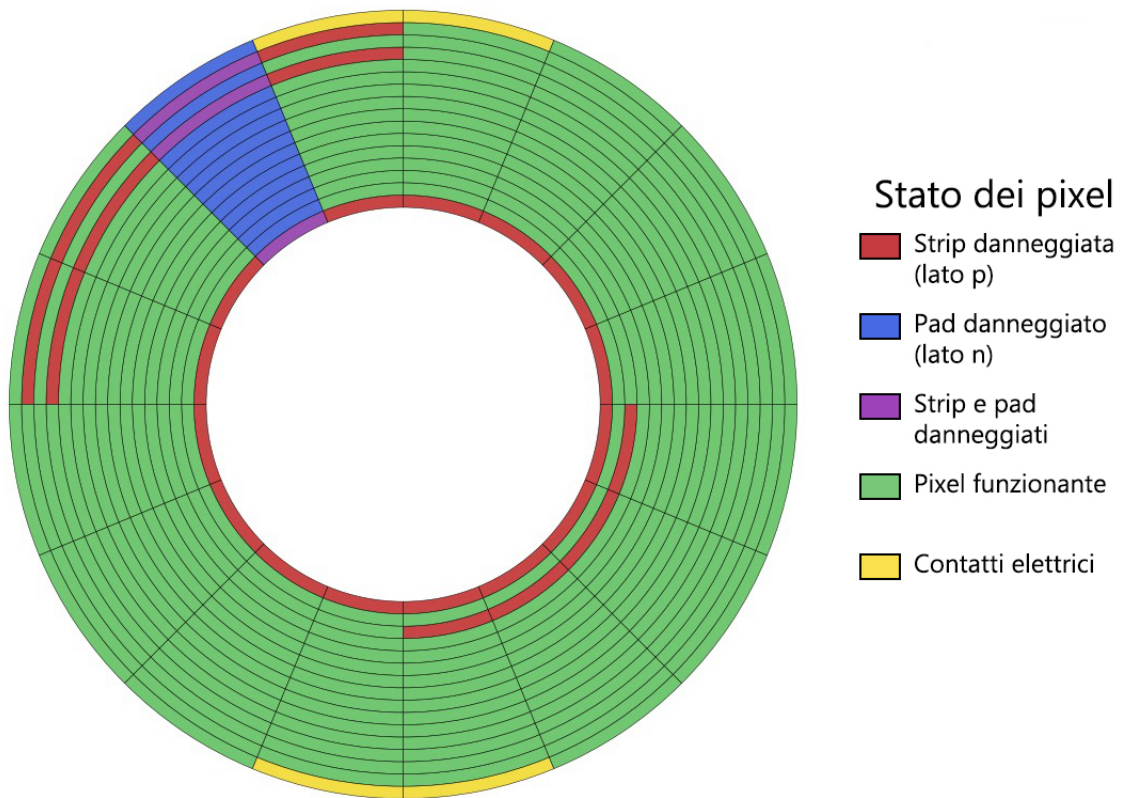


Figura 22: Mappa dello stato dei pixel di SAURON FW. I pixel verdi sono in buono stato e calibrati correttamente; le strip rosse e i pad blu sono in cattivo stato. I pixel viola sono l'intersezione di una strip e un pad non funzionanti. Si noti l'anello più interno di strip che risulta non calibrato: sono le strip che erano coperte dalla guardia di protezione.

Mappa dello stato dei pixel di SAURON FW

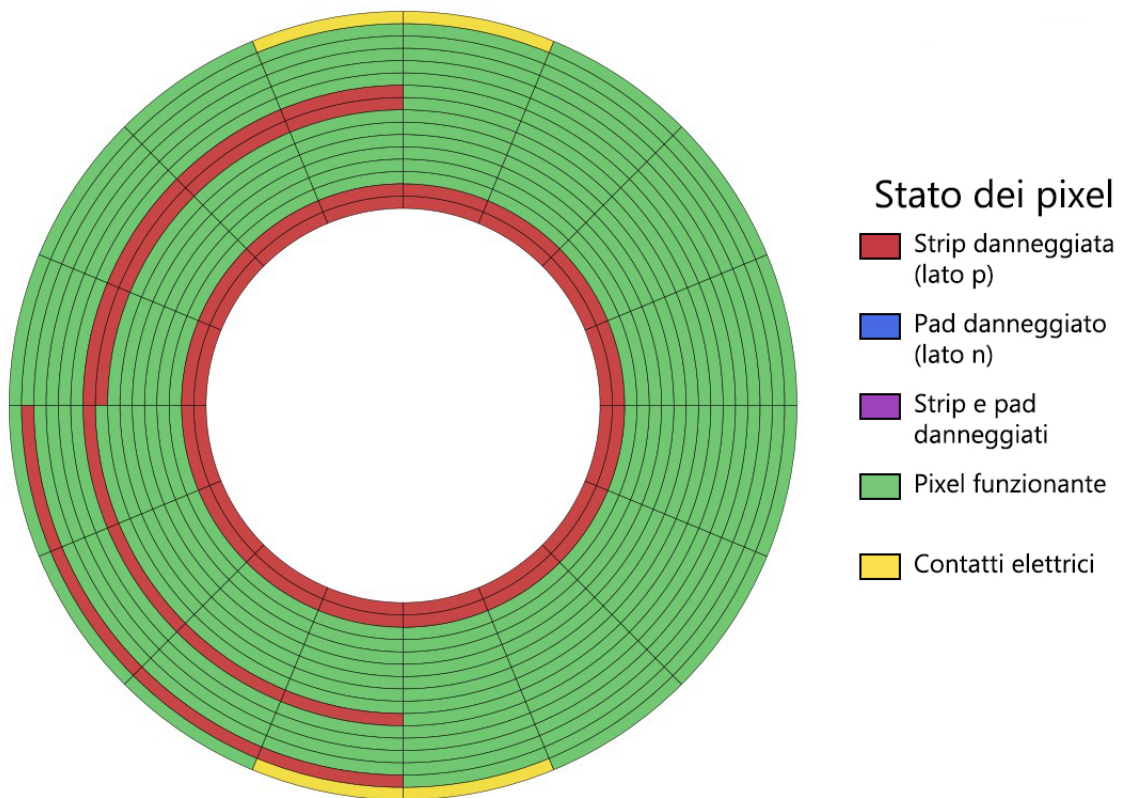


Figura 23: Mappa dello stato dei pixel di SAURON BW. I pixel verdi sono in buono stato e calibrati correttamente; le strip rosse e i pad blu sono in cattivo stato. Si noti l'anello più interno di strip che risulta non calibrato: sono le strip che erano coperte dalla guardia di protezione.

3. Conclusioni

Il lavoro svolto ha permesso di caratterizzare e calibrare i due moduli SAURON impiegati nell'esperimento ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$, affrontando in particolare le difficoltà introdotte dal progressivo danneggiamento dei rivelatori. L'analisi degli spettri ottenuti con le sorgenti α ha evidenziato una risposta non uniforme sulla superficie sensibile, particolarmente marcata sul lato n, dove la presenza di code a bassa energia e di strutture poco definite rendeva in alcuni casi difficile una calibrazione effettuata considerando globalmente i singoli pad.

La calibrazione ottenuta costituisce quindi un passaggio preliminare fondamentale per la successiva analisi dei dati acquisiti nell'esperimento ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$. La possibilità di associare in maniera affidabile ai segnali registrati da SAURON l'energia depositata dalle particelle cariche permetterà infatti di procedere con la selezione degli eventi e con lo studio delle distribuzioni energetiche e angolari dei prodotti di reazione. In combinazione con le informazioni fornite dallo spettrometro γ AGATA, sarà inoltre possibile analizzare le correlazioni particella γ , con l'obiettivo di distinguere e caratterizzare i diversi canali di reazione e ottenere nuove informazioni sulla dinamica delle reazioni indotte dal fascio radioattivo di ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$.

In questo senso, il lavoro costituisce la base necessaria per l'interpretazione fisica dei dati sperimentali e per il proseguimento dell'indagine sui meccanismi di reazione del sistema studiato.

A. Appendice

A.1 Tabella di conversione da COMPASS a XDAQ

Tabella A.1: Corrispondenza tra la numerazione di board e canali nei formati COMPASS e XDAQ per i due moduli SAURON.

Lato	SAURON	Board COMPASS	Ch. COMPASS	Board XDAQ	Ch. XDAQ
p-side	FW	0	0–15	0	0–15
p-side	FW	0	16–31	1	0–15
p-side	FW	0	32–47	2	0–15
p-side	FW	0	48–63	3	0–15
n-side	FW	1	0–15	4	0–15
n-side	BW	1	24–31	5	8–15
n-side	BW	1	56–63	7	8–15
p-side	BW	2	0–15	8	0–15
p-side	BW	2	16–31	9	0–15
p-side	BW	2	32–47	10	0–15
p-side	BW	2	48–63	11	0–15

A.2 Tabelle dei valori dei raggi medi in mm delle strip p-side in notazione XDAQ, FW e BW

Tabella A.2: Valori dei raggi in mm delle strip di SAURON FW

CH	Board 0	Board 1	Board 2	Board 3
0	45.75	24.75	45.75	24.75
1	47.25	26.25	47.25	26.25
2	42.75	27.75	42.75	27.75
3	44.25	29.25	44.25	29.25
4	39.75	30.75	39.75	30.75
5	41.25	32.25	41.25	32.25
6	36.75	33.75	36.75	33.75
7	38.25	35.25	38.25	35.25
8	33.75	36.75	33.75	36.75
9	35.25	38.25	35.25	38.25
10	30.75	39.75	30.75	39.75
11	32.25	41.25	32.25	41.25
12	27.75	42.75	27.75	42.75
13	29.25	44.25	29.25	44.25
14	24.75	45.75	24.75	45.75
15	26.25	47.25	26.25	47.25

Tabella A.3: Valori dei raggi in mm delle strip di SAURON BW

CH	Board 8	Board 9	Board 10	Board 11
0	45.75	24.75	45.75	24.75
1	47.25	26.25	47.25	26.25
2	42.75	27.75	42.75	27.75
3	44.25	29.25	44.25	29.25
4	39.75	30.75	39.75	30.75
5	41.25	32.25	41.25	32.25
6	36.75	33.75	36.75	33.75
7	38.25	35.25	38.25	35.25
8	33.75	36.75	33.75	36.75
9	35.25	38.25	35.25	38.25
10	30.75	39.75	30.75	39.75
11	32.25	41.25	32.25	41.25
12	27.75	42.75	27.75	42.75
13	29.25	44.25	29.25	44.25
14	24.75	45.75	24.75	45.75
15	26.25	47.25	26.25	47.25

A.3 Tabelle per angoli ϕ dei pad in notazione XDAQ

Tabella A.4: SAURON FW, angoli in gradi dei pad n-side

Board	CH	ϕ (deg)
4	0	326.25
4	1	348.75
4	2	281.25
4	3	303.75
4	4	236.25
4	5	258.75
4	6	191.25
4	7	213.75
4	8	146.25
4	9	168.75
4	10	101.25
4	11	123.75
4	12	56.25
4	13	78.75
4	14	11.25
4	15	33.75

Tabella A.5: SAURON BW, angoli in gradi dei pad n-side

Board	CH	ϕ (deg)
5	8	236.25
5	9	258.75
5	10	191.25
5	11	213.75
5	12	326.25
5	13	348.75
5	14	281.25
5	15	303.75
7	8	56.25
7	9	78.75
7	10	11.25
7	11	33.75
7	12	146.25
7	13	168.75
7	14	101.25
7	15	123.75

Bibliografia

- [1] L.F. Canto, P.R.S. Gomes, R. Donangelo et al. «Fusion and breakup of weakly bound nuclei». In: *Physics Reports* 424.1 (2006), pp. 1–111. ISSN: 0370-1573. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.10.006>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037015730500459X>.
- [2] L.F. Canto, P.R.S. Gomes, R. Donangelo et al. «Recent developments in fusion and direct reactions with weakly bound nuclei». In: *Physics Reports* 596 (2015). Recent developments in fusion and direct reactions with weakly bound nuclei, pp. 1–86. ISSN: 0370-1573. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2015.08.001>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157315003385>.
- [3] A. Di Pietro et al. «Reactions induced by the halo nucleus ${}^6\text{He}$ at energies around the Coulomb barrier». In: *Phys. Rev. C* 69 (4 apr. 2004), p. 044613. DOI: 10.1103/PhysRevC.69.044613. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.044613>.
- [4] R. Raabe, J. L. Sida, J. Charvet et al. «No enhancement of fusion probability by the neutron halo of ${}^6\text{He}$ ». In: *Nature* 431.7010 (ott. 2004), pp. 823–826. ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/nature02984. URL: <https://doi.org/10.1038/nature02984>.
- [5] A. Lemasson, A. Shrivastava, A. Navin et al. «Modern Rutherford Experiment: Tunneling of the Most Neutron-Rich Nucleus». In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (23 nov. 2009), p. 232701. DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.232701. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.232701>.
- [6] V. Guimarães, J. J. Kolata, D. Peterson et al. «Nuclear and Coulomb Interaction in ${}^8\text{B}$ Breakup at Sub-Coulomb Energies». In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (9 feb. 2000), pp. 1862–1865. DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.1862. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.1862>.
- [7] M. Mazzocco, N. Keeley, A. Boiano et al. «Elastic scattering for the ${}^8\text{B}$ and ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ systems at near-Coulomb barrier energies». In: *Phys. Rev. C* 100 (2 ago. 2019), p. 024602. DOI: 10.1103/PhysRevC.100.024602. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.100.024602>.
- [8] M. Mazzocco et al. «Direct and compound-nucleus reaction mechanisms in the ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$ system at near-barrier energies». In: *Phys. Rev. C* 92 (2 ago. 2015), p. 024615. DOI: 10.1103/PhysRevC.92.024615. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.92.024615>.
- [9] O. Sgouros et al. « α and ${}^3\text{He}$ production in the ${}^7\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$ reaction at near-barrier energies: Direct versus compound-nucleus mechanisms». In: *Phys. Rev. C* 94 (4 ott. 2016), p. 044623. DOI: 10.1103/PhysRevC.94.044623. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.94.044623>.
- [10] O. Sgouros et al. «Elastic scattering of ${}^7\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$ at near-barrier energies». In: *Phys. Rev. C* 95 (5 mag. 2017), p. 054609. DOI: 10.1103/PhysRevC.95.054609. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.95.054609>.
- [11] V.Z. Maidikov et al. «The optics of the exotic beam line at LNL». In: *Nuclear Physics A* 746 (2004). Proceedings of the Sixth International Conference on Radioactive Nuclear Beams (RNB6), pp. 389–392. ISSN: 0375-9474. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.09.082>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947404010425>.
- [12] D. Pierrousakou et al. «The experimental set-up of the RIB in-flight facility EXOTIC». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 834 (2016), pp. 46–70. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.05.011>.

- .org/10.1016/j.nima.2016.07.019. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216307367>.
- [13] A.M. Moro e F.M. Nunes. «Transfer to the continuum and breakup reactions». In: *Nuclear Physics A* 767 (2006), pp. 138–154. ISSN: 0375-9474. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.12.016>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405012698>.
 - [14] K. J. Cook et al. «Origins of Incomplete Fusion Products and the Suppression of Complete Fusion in Reactions of ^7Li ». In: *Phys. Rev. Lett.* 122 (10 mar. 2019), p. 102501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.102501. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.102501>.
 - [15] Emanuele Strano et al. «Use of the facility EXOTIC for fusion-evaporation studies». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 877 (ott. 2017). DOI: 10.1016/j.nima.2017.10.008.
 - [16] S. Pigliapoco, D. Brugnara, M. Mazzocco et al. «The upgrade of the facility EXOTIC». In: *Nuclear Physics A* 1057 (2025), p. 123039. ISSN: 0375-9474. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2025.123039>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947425000259>.
 - [17] Davide Bondi. «Studio dell’ottica della facility EXOTIC». Relatore: Marco Mazzocco. Tesi di laurea triennale. Padova: Università degli Studi di Padova, 2025. URL: <https://hdl.handle.net/20.500.12608/91573>.
 - [18] A. Lagni. «Studio del processo di breakup in reazioni nucleari indotte da fasci radioattivi leggeri». Tesi di laurea triennale. Padova: Università degli Studi di Padova, 2019.
 - [19] D. Pierroutsakou et al. «Light radioactive nuclear beams at LNL». In: *The European Physical Journal Special Topics* 150.1 (nov. 2007), pp. 47–50. ISSN: 1951-6401. DOI: 10.1140/epjst/e2007-00263-y. URL: <https://doi.org/10.1140/epjst/e2007-00263-y>.
 - [20] F. Farinon, T. Glodariu, M. Mazzocco et al. «Commissioning of the EXOTIC beam line». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 266 (2008). Proceedings of the XVth International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications, pp. 4097–4102. ISSN: 0168-583X. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2008.05.128>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X08006861>.
 - [21] Glen F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement (4th ed.)* Hoboken, NJ: John Wiley, 2010. ISBN: 978-0-470-13148-0.
 - [22] Matteo Bellotto. «Experimental Studies of Nuclear Matrix Elements for Neutrinoless Double Beta Decay via γ -ray Spectroscopy». Master’s thesis. Padova, Italy: Università degli Studi di Padova, 2026. URL: <https://hdl.handle.net/20.500.12608/110070>.
 - [23] Alex Cobo Zarzuelo. «Characterization of silicon detectors for studies of deep sub-barrier heavy-ion fusion by coincidences with the AGATA gamma-spectrometer». Master’s thesis. Padova, Italy: Università degli Studi di Padova, 2023. URL: <https://hdl.handle.net/20.500.12608/51888>.
 - [24] H. Tajima e K. Hagino. «Silicon Strip Detectors». In: *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*. A cura di Cosimo Bambi e Andrea Santangelo. Singapore: Springer Nature Singapore, 2022, pp. 1–25. ISBN: 978-981-16-4544-0. DOI: 10.1007/978-981-16-4544-0_173-1. URL: https://doi.org/10.1007/978-981-16-4544-0_173-1.
 - [25] International Atomic Energy Agency. *Emerging Nuclear Energy and Transmutation Systems: Core Physics and Engineering Aspects*. IAEA-TECDOC 1356. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2003. URL: https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/te_1356_web.pdf.
 - [26] CAEN S.p.A. *CoMPASS – Multiparametric DAQ Software for Physics Applications*. URL: <http://www.caen.it/products/compass/>.
 - [27] CERN. *CMS Online Software – XDAQ*. 2022. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/CMSOS> (visitato il giorno 01/09/2026).
 - [28] Gunnar Lindström. «Radiation damage in silicon detectors». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equip-*

pment 512.1 (2003). Proceedings of the 9th European Symposium on Semiconductor Detectors: New Developments on Radiation Detectors, pp. 30–43. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01874-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01874-6). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203018746>.