



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Algoritmi di tracciamento per reazioni nucleari misurate con Active-Target TPC

Relatore

Prof. Gianmaria Collazuol

Correlatori

Dr. Tommaso Marchi

Dr. Ivano Lombardo

Laureando

Lorenzo Domenichetti

Anno Accademico 2019/2020

Algoritmi di tracciamento per reazioni nucleari misurate con Active-Target TPC

Lorenzo Domenichetti

Sommario

Il dimostratore di ACTAR è una TPC a bersaglio attivo ottimizzata per lo studio di reazioni nucleari prodotte da fasci di bassa intensità. In questo rivelatore il gas utilizzato per il tracciamento degli ioni è, allo stesso tempo, il bersaglio della reazione nucleare da studiare. La ricostruzione delle tracce può essere effettuata tramite algoritmi iterativi. Un esempio è RANSAC, un algoritmo che raggruppa i punti sperimentali ed associa in modo efficiente i segnali alle traiettorie delle particelle che li producono. In questo lavoro di tesi verrà discusso come RANSAC è stato applicato allo studio delle reazioni indotte da un fascio di ^{11}B a 32 MeV di energia su isobutano. I dati sperimentali sono stati raccolti presso i Laboratori Nazionali del Sud dell'INFN a febbraio 2019. Verranno descritte la scelta e l'ottimizzazione dei parametri di ricostruzione delle traiettorie, verranno discussi i risultati dell'analisi.

Abstract

The ACTAR TPC Demonstrator is an active target TPC optimized for studying nuclear reactions produced from low intensity beams. In this detector the gaseous medium used for tracking charged ions is also the target for the studied nuclear reaction. Track reconstruction can be achieved through iterative algorithms. An example is RANSAC, an algorithm that groups and associates the signals measured to the particle that produced them. In this thesis it will be discussed in detail the RANSAC application to the study of nuclear reactions induced from a 32 MeV ^{11}B beam on isobutane. Moreover, a description of how different RANSAC parameters were chosen and optimised will be provided, and some analysis results will be finally shown. The experimental data presented have been collected during a campaign at LNS (Laboratori Nazionali del Sud), an INFN facility, in february 2019.

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Il nucleo atomico	1
1.1.1	Carta dei nuclidi e valle di stabilità	1
1.1.2	Fisica del nucleo e modelli	2
1.2	Reazioni nucleari	2
1.2.1	Scelta dello spessore del bersaglio	3
1.3	Rivelatori a bersaglio attivo	4
1.3.1	Funzionamento dei rivelatori a gas	4
1.4	Il progetto ACTAR e il dimostratore ACTAR TPC	4
1.4.1	MICROMEGAS e amplificazione	5
1.4.2	Elettronica GET	6
1.4.3	Rivelatori ancillari	7
1.5	Test ai Laboratori Nazionali del Sud	7
2	Analisi dati	8
2.1	ARDA: ACTAR Raw Data Analysis	8
2.2	Raggruppamento e ricostruzione degli eventi	9
2.2.1	RANSAC	9
2.2.2	Fasi dell’algoritmo	9
2.2.3	Studio dei parametri	11
2.2.4	Necessità di un doppio RANSAC	12
2.2.5	Tracciamento	12
2.2.6	Ricerca del vertice	12
2.2.7	Accettazione	14
2.3	Risultati	15
2.3.1	Identificazione delle particelle tramite $\Delta E - E$	15
2.3.2	Correlazioni cinematiche	16
2.3.3	Correlazioni Energia Angolo	16
2.3.4	Identificazione delle particelle tramite picco di Bragg	17
2.3.5	Possibilità per analisi future	19
3	Conclusioni	20

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Il nucleo atomico

Il nucleo atomico è costituito da protoni e neutroni; mentre i protoni presentano una carica elettrica positiva, i neutroni sono particelle neutre.

Nella descrizione dei nuclei ha particolare importanza il numero di massa A definito come la somma del numero di protoni (Z) e neutroni (N), che fornisce in prima approssimazione una stima sia dell'energia di legame che del raggio del nucleo. I nucleoni sono legati tra loro dalla forza nucleare forte, una forza attrattiva a corto raggio di azione, caratterizzata però da una repulsività crescente al diminuire della distanza tra nucleoni. Oltre alla forza nucleare, tra i protoni è presente anche la forza repulsiva coulombiana. Il bilanciamento delle due sta alla base della stabilità dei nuclei, lo sbilanciamento è una delle cause dell'instabilità degli stessi. Nuclei instabili hanno vite medie finite e decadono in diversi modi, ed il meccanismo si ripete fino a quando non si raggiunge una configurazione stabile.

I principali tipi di decadimento con cui specie instabili decadono verso nuclei stabili sono tre: il decadimento α , il decadimento β e il decadimento γ . Nel decadimento α un nucleo instabile emette una particella α , costituita da due protoni e due neutroni, mentre nel decadimento beta si ha l'emissione di un elettrone o un positrone, congiuntamente con un antineutrino o un neutrino elettronico rispettivamente. Nel decadimento γ si ha invece l'emissione di uno o più fotoni generati dalla diseccitazione di un nucleo da uno stato eccitato allo stato fondamentale, senza variazioni di A o Z . Un ulteriore meccanismo di decadimento è la fissione, caratterizzata dalla scissione del nucleo in frammenti più leggeri, spesso accompagnata dall'emissione di neutroni o di fotoni [1].

1.1.1 Carta dei nuclidi e valle di stabilità

Uno strumento utile per rappresentare i nuclei atomici ed i rispettivi isotopi è la carta di Segrè. In questa carta vengono rappresentate sulle ascisse il numero di neutroni e sulle ordinate il numero di protoni. Inoltre vengono utilizzati diversi colori per distinguere specie stabili da instabili, suddivisi tipicamente a seconda del canale di decadimento principale dell'isotopo in questione. L'insieme dei nuclei stabili rappresenta la valle di stabilità, caratterizzata dal colore nero in figura 1.1.

Si stima che possano esistere circa 7000 stati legati nucleari (nuclidi). Di questi, solo una piccola frazione risulta essere stata studiata sperimentalmente (circa 3600), mentre una parte ancora più piccola costituisce la valle di stabilità (255 nuclei) [3]. Caratteristica della carta dei nuclidi è la deviazione della valle di stabilità dalla retta $N = Z$, ben seguita dai nuclei stabili con piccolo numero di massa. Quando poi il numero di protoni cresce è necessario un maggior numero di neutroni per bilanciare la repulsione coulombiana. Questo implica una maggiore stabilità per isotopi più ricchi di neutroni all'aumentare dello Z .

Allontanandosi dalla valle di stabilità si incontrano delle specie con un rapporto $\frac{N}{Z}$ sbilanciato. Gli isotopi più esterni nella carta di Segrè si trovano sulle cosiddette *drip lines*: oltre a questo confine i nuclei decadono per l'emissione di un protone o di un neutrone. Come si può notare dalla carta stessa, la drip line per nuclei ricchi di protoni è parzialmente osservata sperimentalmente, mentre quella ricca di neutroni è per lo più ignota [4]. Per

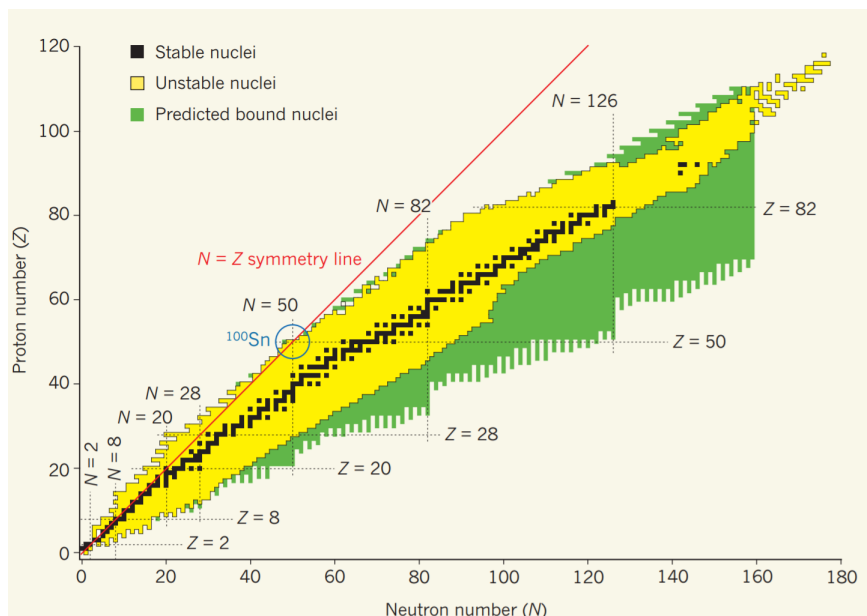


Figura 1.1: Carta dei nuclidi. Tratta da [2].

poter studiare sperimentalmente le proprietà dei nuclei lontano dalla valle di stabilità (anche detti nuclei *esotici*), si utilizzano apparati complessi in grado di produrre ed accelerare ioni metastabili. Fasci di specie esotiche vengono generati solitamente utilizzando una reazione primaria ed estraendo un gruppo delle particelle figlie della reazione. Diversi laboratori nel mondo sono oggi in grado di produrre fasci accelerati di specie esotiche, come ISOLDE al CERN [5], GSI in Germania [6], GANIL in Francia [7] o RIKEN in Giappone [8]. Acceleratori di nuova generazione sono al momento in costruzione, come SPES ai Laboratori Nazionali di Legnaro (Padova) [9]. Questo progetto di tesi si colloca nell'ambito della caratterizzazione di un apparato sperimentale di nuova generazione per esperimenti che coinvolgono fasci di ioni radioattivi.

1.1.2 Fisica del nucleo e modelli

Nel corso del ventesimo secolo una buona parte della ricerca in fisica nucleare si è concentrata nello studio degli isotopi nucleari in prossimità della valle di stabilità. Dal punto di vista teorico, fu necessario introdurre un modello che spiegasse le stabilità anomale di alcuni nuclei atomici [10]. In analogia con quanto già noto per la fisica atomica, venne proposto un modello a shell nucleare, basato sull'ipotesi di campo medio. I risultati del modello, nella metà del ventesimo secolo, erano sufficientemente corretti per spiegare una parte dei fenomeni noti sperimentalmente: in particolare venivano spiegate le maggiori stabilità delle configurazioni nucleari con numeri particolari di nucleoni, chiamati *numeri magici*. La maggiore stabilità è dovuta, secondo il modello, ad una chiusura di shell; questa, come nel caso della fisica atomica, conferisce una maggiore stabilità alla configurazione. Con il progredire degli esperimenti sono state studiate ed analizzate specie più lontane dalla valle di stabilità. Per questi nuclei furono trovate proprietà non predette ed inattese. Proprio per le loro strane caratteristiche questi nuclei vengono chiamati esotici. Quando c'è un forte sbilanciamento nel rapporto $\frac{N}{Z}$, infatti, i nuclei presentano nuove proprietà, con la scomparsa dei numeri magici e la comparsa di nuove caratteristiche peculiari [11]

1.2 Reazioni nucleari

Un importante strumento per l'indagine delle proprietà dei nuclei e delle loro interazioni è lo studio delle reazioni nucleari e dei meccanismi che le caratterizzano. Queste avvengono tipicamente facendo collidere un fascio di particelle accelerate contro un bersaglio solido, ma anche liquido o gassoso. Una reazione nucleare si indica generalmente attraverso la formula:

$$a + X \rightarrow Y + b \quad (1.1)$$

dove a rappresenta il proiettile, X il bersaglio solitamente a riposo nel sistema di riferimento del laboratorio, Y e b i prodotti della reazione. Ai fini di questo lavoro di tesi, saranno di interesse le reazioni di tipo *diretto* a bassa energia, dove sono coinvolti pochi nucleoni e il tempo di reazione è molto breve $\approx 10^{-22}$ s. In questo contesto si considerano i processi di urto elastico, anelastico o di trasferimento, dove uno o più nucleoni vengono trasferiti dal proiettile al bersaglio o viceversa. Queste sono di particolare interesse per la spettroscopia degli stati discreti nucleari tramite la misura di particelle. Se il proiettile è costituito da uno ione leggero e il bersaglio dal nucleo pesante, si parla di reazioni in *cinematica diretta*; viceversa si parla di reazioni in *cinematica inversa* [1]. Nello studio di specie nucleari lontane dalla valle di stabilità risultano molto utili le ultime, perché consentono di studiare nuclidi con vite medie molto brevi (da pochi minuti a frazioni di secondo).

Per lo studio di reazioni di trasferimento in cinematica inversa risulta necessario l'utilizzo di bersagli leggeri (H, He), che in condizioni normali non si trovano allo stato solido. A questo scopo sono stati realizzati bersagli dedicati di tipo gassoso o liquido (criogenico) [12]. Uno dei maggiori contributi di errore in questi casi proviene dallo spessore della cella in cui il bersaglio è contenuto, che implica necessariamente una grande indeterminazione sulla posizione del vertice di interazione e quindi sull'energia di reazione. Per ovviare a questo inconveniente, sono stati sviluppati strumenti in grado di tracciare la posizione del vertice di interazione, misurando con precisione la traiettoria delle particelle emesse [13]. Una ulteriore possibilità è data dall'utilizzo di un rivelatore a bersaglio attivo [14], in cui il bersaglio stesso funge da tracciante per i prodotti di reazione. Questo aggiunge il vantaggio di poter aumentare l'efficienza dell'apparato sia dal punto di vista geometrico che dello spessore utile del bersaglio stesso, fatto particolarmente importante quando si utilizzano fasci di bassa intensità come quelli prodotti da ioni molto lontani dalla valle di stabilità. Questo lavoro di tesi ha oggetto lo sviluppo di algoritmi per il tracciamento degli ioni all'interno del dimostratore di ACTAR TPC [15].

1.2.1 Scelta dello spessore del bersaglio

Lo spessore del bersaglio in reazioni nucleari di bassa energia è un parametro di fondamentale importanza. Un bersaglio spesso garantisce la presenza di un numero elevato di centri diffusori, che si traduce direttamente in un alto rateo di interazioni. Tuttavia questo implica una perdita di risoluzione energetica. Sia il proiettile che gli eiettili, infatti, rilasciano energia nel bersaglio con continuità; questa indeterminazione in alcuni casi può compromettere la fattibilità di misure spettroscopiche (vedi fig.1.2). Un bersaglio troppo spesso inoltre potrebbe impedire di rivelare frammenti leggeri e pesanti in coincidenza, tecnica che normalmente consente un'efficace riduzione dei fondi di misura [16]. L'utilizzo di bersagli sottili può tuttavia risultare limitante nel caso di esperimenti con fasci di bassa intensità (10^3 , 10^4 particelle per secondo), come i fasci radioattivi delle specie più esotiche che saranno prodotte a SPES [9]. In questi casi l'utilizzo di un rivelatore a bersaglio attivo permette di ottenere un buon compromesso tra risoluzione energetica e rateo di reazione.

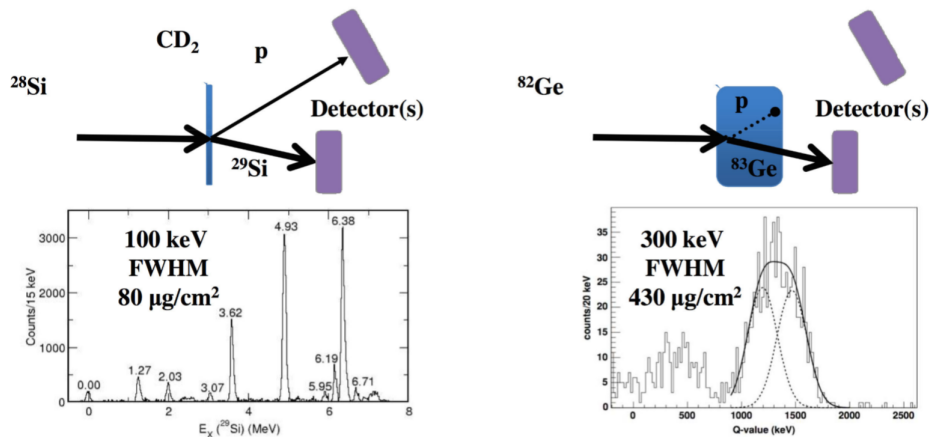


Figura 1.2: Differenti risoluzioni energetiche dovute a differenti spessori. Tratta da [17].

1.3 Rivelatori a bersaglio attivo

In un rivelatore a bersaglio attivo il mezzo utilizzato per misurare le particelle è anche il bersaglio della reazione di interesse. La radiazione che passa attraverso il rivelatore cede energia al materiale utilizzato come bersaglio, che permette anche il tracciamento degli ioni prodotti a seguito della reazione nucleare. Recenti sviluppi nella costruzione di rivelatori a bersaglio attivo hanno condotto alla realizzazione di camere a proiezione temporale (*Time Projection Chambers*, TPC), che consentono una ricostruzione tridimensionale delle reazioni.

1.3.1 Funzionamento dei rivelatori a gas

Il processo di perdita di energia delle particelle cariche porta alla creazione di coppie elettrone-ione, che vengono successivamente indirizzate da un campo elettrico sugli elettrodi di raccolta. Nel rivelatore oggetto di questo lavoro di tesi si sceglie di leggere il segnale prodotto dagli elettroni, la cui velocità di deriva è maggiore grazie alla elevata mobilità nei gas [16]. Normalmente il numero di elettroni prodotti per ionizzazione viene aumentato di diversi ordini di grandezza in una regione di amplificazione opportunamente progettata.

L'amplificazione delle cariche prodotte dalla ionizzazione primaria può essere ottenuta utilizzando campi elettrici elevati all'interno di un volume di gas (moltiplicazione a valanga). Come mostrato in figura 1.3, gli elettroni prodotti per ionizzazione possono essere moltiplicati secondo diversi fattori al variare del campo elettrico applicato. Nel regime di *camera a ionizzazione* il guadagno è unitario. Per campi elettrici più elevati, invece, si ottiene la *regione proporzionale*, in cui l'ampiezza del segnale risulta essere proporzionale al deposito iniziale di energia, ma linearmente crescente con il voltaggio applicato. Questa regione permette l'amplificazione della carica, conservando però anche una dipendenza rispetto al numero iniziale di elettroni prodotti.

In una camera a deriva si distinguono due zone: una zona sensibile alla radiazione incidente operata in regime di camera a ionizzazione ed una invece operata in regime proporzionale. Nella zona sensibile viene applicato un campo elettrico tale da trasportare gli elettroni prodotti verso la zona di amplificazione. Questo genere di apparati viene normalmente progettato affinché il numero di cariche durante la deriva non venga modificato. Il campo elettrico deve inoltre essere sufficientemente omogeneo, così da permettere una totale raccolta della carica prodotta. La miscela e le condizioni dei gas vengono solitamente scelte in base a proprietà di densità (potere frenante delle particelle), proprietà dielettriche o a seconda delle velocità di deriva degli ioni all'interno del materiale [16] [18].

Il moto delle cariche (elettroni e ioni) all'interno della regione di deriva induce un segnale sugli elettrodi di raccolta, stimabile a partire dal teorema di Shockley-Ramo [19]. La durata temporale di questo segnale è fortemente dominata dalla deriva degli ioni, che hanno velocità di deriva circa 100 volte inferiori rispetto agli elettroni [18]. Di conseguenza, è necessario introdurre uno strumento che permetta di escludere dalla forma del segnale le code lunghe prodotte dalla lenta deriva degli ioni. Questo strumento è la cosiddetta *Griglia di Frisch*, una griglia metallica che viene posta nei pressi dell'anodo di raccolta. Questa griglia permette di schermare il segnale prodotto da ogni carica che non sia proveniente dalla regione tra la griglia stessa e l'anodo.

Analizzando più in dettaglio la figura 1.3, si nota una regione in cui il segnale sui terminali di lettura è debole: questo poiché gli elettroni si ricombinano con gli ioni. Nell'ultima regione, la regione Geiger-Müller, l'effetto di moltiplicazione a valanga dovuto all'elevato campo elettrico diventa dominante: ogni deposito di carica iniziale si traduce in segnali della stessa ampiezza [1].

La configurazione di interesse per questo lavoro di tesi è costituita da una camera a proiezione temporale a bersaglio attivo, un rivelatore che permette la ricostruzione tridimensionale delle traiettorie delle particelle entranti. Lo schema di funzionamento di un rivelatore di questo tipo è mostrato in figura 1.4. Il piano di raccolta segmentato permette di ricostruire la proiezione bidimensionale della traccia sfruttando l'informazione geometrica data dalla lettura indipendente dei diversi pixel. Inoltre, è possibile ricostruire la distanza della traccia dal piano di raccolta misurando il tempo di arrivo del segnale.

1.4 Il progetto ACTAR e il dimostratore ACTAR TPC

Il progetto ACTAR consiste nella realizzazione di una camera a proiezione temporale a bersaglio attivo con un piano di raccolta segmentato in 16348 pad quadrati di lato 2 mm. Nella fase iniziale del progetto ACTAR è stato

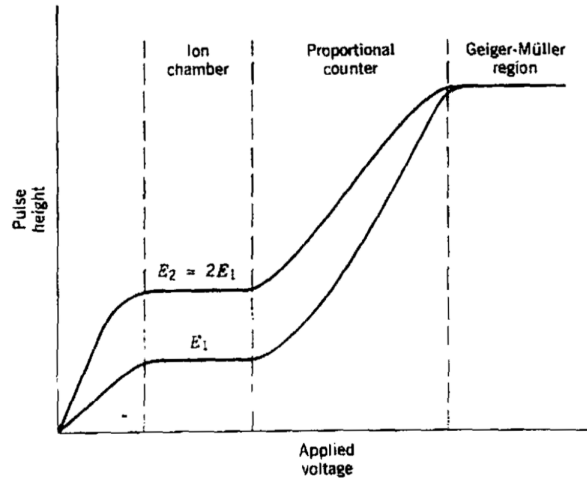


Figura 1.3: Comportamento degli elettroni nei gas. Tratta da [1].

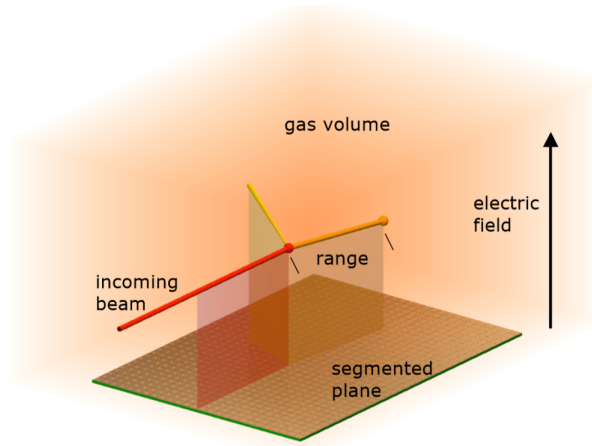


Figura 1.4: Schema di funzionamento di TPC con bersaglio attivo. Tratta da [14].

realizzato un rivelatore in scala ridotta 1:8 (dimostratore di ACTAR). Il prototipo contiene un piano di raccolta segmentato composto da 2048 (64x32) pad quadrati di lato 2mm, sopra al quale è posto un amplificatore gassoso di tipo MICROMEGAS, descritto nel prossimo paragrafo. L'altezza della regione di deriva è di 17 cm e il campo elettrico, prodotto da un catodo superiore a potenziale negativo, è uniforme grazie all'utilizzo di due gabbie di fili a gradiente costante.

1.4.1 MICROMEGAS e amplificazione

La ionizzazione primaria prodotta nel volume sensibile di ACTAR viene amplificata grazie all'utilizzo di MICROMEGAS (MICROMESH Gaseous Structures). Questo sistema consiste di una griglia in acciaio inossidabile (micromesh) con fori di diametro di circa $20\mu m$, seguita da uno spessore di gas di $220\mu m$, in cui il campo elettrico è tale che questa zona lavori in regime proporzionale (vedi figura 1.3). Infine vi è l'anodo, dove viene raccolta la carica depositata dagli elettroni [20]. La struttura viene rappresentata in figura 1.5.

Dalla sezione mostrata in figura, si vede che la mesh separa la regione di amplificazione dal volume attivo del rivelatore, dove la particella carica ionizza gli atomi liberando elettroni. È importante notare che gli ioni formati nella zona di amplificazione non rientrano nella camera in quanto bloccati dalla mesh. La carica prodotta nel gap di amplificazione induce sulle pad un segnale proporzionale alla carica rilasciata nel rivelatore. Questo segnale viene successivamente raccolto dal primo stadio dell'elettronica di lettura.

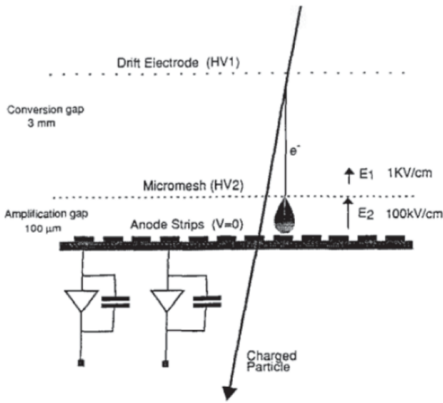


Figura 1.5: Sezione di una MICROMEAS. Tratta da [20].

1.4.2 Elettronica GET

Il sistema GET (General Electronics for TPCs), sviluppato appositamente per le camere a proiezione temporale, è il sistema utilizzato dal dimostratore di ACTAR per il campionamento e lo storage dei segnali. Come si nota

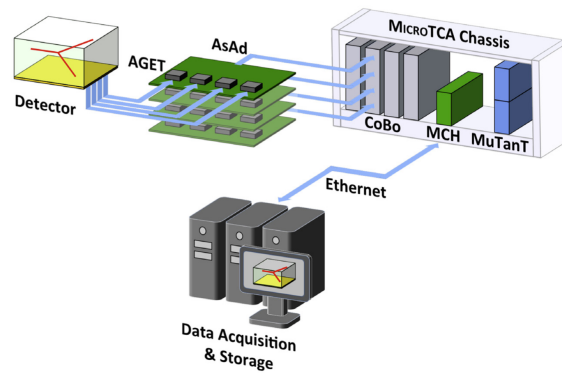


Figura 1.6: Schema degli elementi del sistema GET. Figura da [21].

dalla figura 1.6, la parte di elettronica di front-end è rappresentata dalle AsAd (ASIC¹ support and Analog to digital converter), dove i segnali prodotti nella camera vengono analizzati preliminarmente; ogni AsAd contiene una FPGA, un convertitore ADC a 4 canali e quattro AGET (ASIC for General Electronics for TPCs). In questo modo ogni scheda è in grado di processare 256 canali in input oltre a 16 canali FPN (Fixed Pattern Noise), che campionando il rumore permettono di avere una risoluzione migliore sui segnali raccolti. La AGET contiene anche un discriminatore ed un SCA (Switch Capacitor Array) composto da un buffer circolare con 512 celle in cui il segnale proveniente dallo stadio formatore è continuamente campionato e salvato. La frequenza di campionamento può variare da 1 a 100 MHz. Per l'inizio della fase di acquisizione è necessario che venga colpito un certo livello di trigger, impostabile singolarmente per ogni canale. Una volta colpito, ogni canale viene testato con la rispettiva soglia: la risposta di questo test sarà un bit 1 nel caso di un segnale eccedente il trigger, 0 altrimenti. All'arrivo di un segnale di trigger l'acquisizione da parte delle AGET viene fermata e viene digitalizzato il contenuto degli SCA. La digitalizzazione può coinvolgere tutti i canali (full readout) oppure solamente i canali colpiti (partial readout). Fino a quattro AsAd possono essere collegate ad una Concentration Board (CoBo), capace quindi di analizzare fino a 1024 canali. Il modulo CoBo è stato progettato in modo compatibile con lo standard MicroTCA (Micro Telecom Computing Architecture), utilizzando i sistemi già testati provenienti dal mondo delle telecomunicazioni. La CoBo è in grado sia di ricevere segnali che di inviarne: attraverso una connessione Ethernet ad alta velocità i dati salvati vengono inviati ad un computer con il compito di acquisizione e storage; tuttavia, la stessa CoBo può ricevere segnali dall'elettronica di controllo, impostando alcuni parametri sulle singole AsAd. Il ruolo fondamentale

¹ASIC è una sigla per Applied-Specific Integrated Circuit

delle CoBo è quindi quello di tramite tra l'utente e l'elettronica di front-end. Un'altra scheda montata sul rack MicroTCA, chiamata MuTanT (Multiplicity Trigger and Time), si occupa della sincronizzazione del timestamp, del numero di evento e dell'impostazione delle frequenze di campionamento delle CoBo. Essa inoltre controlla il segnale di trigger, che può essere impostato in tre diverse configurazioni: può infatti provenire da un segnale esterno (L0), può essere posta una soglia sulla molteplicità di segnale di trigger (L1) oppure esso stesso può essere personalizzato (L3). Tratto da [21].

1.4.3 Rivelatori ancillari

Per una camera a ionizzazione come il dimostratore di ACTAR è utile disporre dei rivelatori ancillari sul perimetro della camera stessa, così da poter raccogliere i prodotti delle reazioni nucleari che non si fermano all'interno del volume del gas. Le tracce di questi ioni saranno comunque visibili almeno in parte sul piano di raccolta, permettendo anche l'utilizzo della tecnica di identificazione $\Delta E - E$ (paragrafo 2.3.1) [15].

1.5 Test ai Laboratori Nazionali del Sud

I dati che verranno successivamente presentati sono stati raccolti utilizzando il dimostratore di ACTAR nel corso di una campagna sperimentale tra dicembre 2018 e febbraio 2019 presso i Laboratori Nazionali del Sud. L'analisi dei capitoli seguenti si focalizzerà sulle acquisizioni ottenute con un fascio di ^{11}B a 32MeV su target di isobutano ($i\text{C}_4\text{H}_{10}$) a 152mb. Il campo elettrico nella camera è stato impostato a 134 V/cm e il potenziale della mesh a 390V. Per quanto riguarda la configurazione elettronica, è stata utilizzato il sistema GET in modalità *partial-readout*, con una frequenza di campionamento di 25MHz, shaping time di 502ns ed un guadagno impostato a 120fC. Il rivelatore ancillare utilizzato è stato OSCAR (Odoscopio di Silici per Correlazioni ed Analisi di Reazioni) [22], un array di 80 pad di silicio di spessore $500\mu\text{m}$ ed area 1 cm^2 . Il rivelatore ancillare è stato posizionato alla sinistra della linea di fascio. I segnali del piano di raccolta sono stati acquisiti mediante l'utilizzo di due CoBo, mentre una terza veniva utilizzata per la lettura dei segnali di OSCAR, letti tramite due guadagni differenti. Il trigger è ottenuto dall'*OR logico* proveniente dal rivelatore ancillare, per evitare di considerare eventi in cui il fascio non effettua alcuna interazione di interesse nel volume della camera. Sono stati quindi considerati solamente eventi con almeno una particella diffusa entrante in OSCAR. La reazione di principale interesse nei dati presentati è la $^{11}\text{B}(p,3\alpha)$.

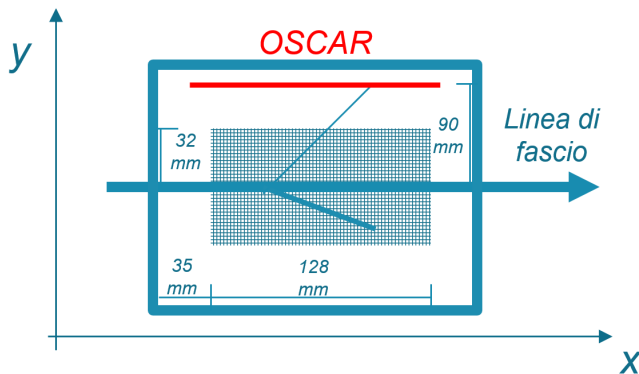


Figura 1.7: Vista dall'alto dell'apparato. In rosso è segnato OSCAR, alla sinistra della linea di fascio. Gli assi x ed y saranno utilizzati con la convenzione mostrata. L'asse z sarà preso così da formare una terna levogira. Vengono indicate in figura anche le distanze reciproche tra i diversi elementi nella camera.



Figura 1.8: Foto del setup sperimentale presso i Laboratori Nazionali del Sud.

Capitolo 2

Analisi dati

2.1 ARDA: ACTAR Raw Data Analysis

I dati provenienti dal sistema di acquisizione vengono salvati in formato binario, dove sono contenute le forme d'onda digitalizzate provenienti dai diversi rivelatori. L'analisi preliminare di questi dati grezzi avviene attraverso un software sviluppato in un lavoro precedente [23] [24]. Questo programma denominato *ARDA* è basato su ambiente ROOT [25]. L'algoritmo implementa al suo interno una stima e la sottrazione della linea di base per tutti i segnali campionati, anche tenendo conto delle informazioni di rumore comune acquisite tramite i canali Fixed Pattern Noise (FPN). Successivamente si estraggono informazioni sulla carica depositata e sul tempo di arrivo del segnale. Per fare questo, ARDA mette a disposizione diversi algoritmi. In questo lavoro, per la stima della carica depositata e per la rimozione dei segnali di pileup è stata utilizzata la ricerca del massimo del segnale con l'utilizzo di derivate discrete, come descritto in [23]. Il risultato dell'analisi di questo software è un file dove vengono raccolti gli eventi. Ogni evento è formato da una lista di *hits*, oggetti che al loro interno contengono diverse informazioni ricavate dai dati analizzati, quali ad esempio il canale di provenienza del segnale, l'altezza dell'impulso, il tempo di salita, il timestamp dell'evento. Associando infine una posizione geometrica ai canali colpiti e pesando i singoli canali con la carica raccolta, è possibile visualizzare la proiezione di un evento sul piano di raccolta come mostrato in figura 2.1.

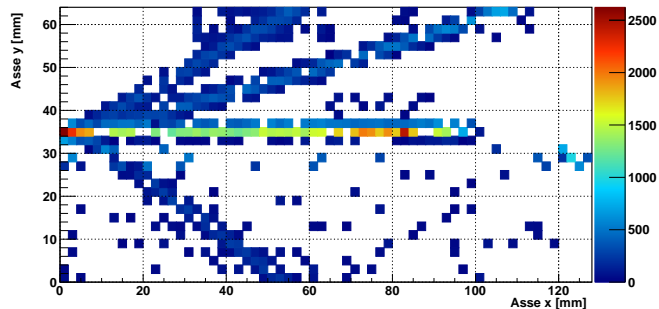


Figura 2.1: Un esempio della proiezione di un evento sul padplane.

Calibrazioni

Un ulteriore file programma appartenente al pacchetto ARDA [24], è il *precalibrator*. Questo è stato sviluppato per calibrare le *hits* in *physical-hits*, oggetti ai quali sono associate delle quantità fisiche rilevanti. Il funzionamento del software si basa su tavole di calibrazione, raccolte durante la presa dati. Nel caso analizzato, la calibrazione del piano di raccolta è stata effettuata utilizzando un generatore di impulsi esterno e normalizzando tra loro la risposta in ampiezza di tutti i canali. La calibrazione di OSCAR invece è stata effettuata tramite una sorgente a tripla α (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cu), interpolando linearmente i valori dei picchi trovati con i dati sperimentali noti [23]. Infine, a

partire dal tempo di arrivo del segnale di ogni singola hit, è possibile ricostruire la distanza spaziale nella direzione ortogonale al piano di raccolta. Per fare questo è necessario stimare la velocità di deriva degli elettroni utilizzando, ad esempio, il programma MAGBOLTZ [26]. I parametri per il campo elettrico, pressione e miscela del gas sono quelli descritti nel paragrafo 1.5. La velocità di deriva stimata è di $3.2 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Data la frequenza di campionamento di 25 MHz, la distanza spaziale nella direzione ortogonale al piano di raccolta per due campioni consecutivi è di 1.3 mm. Questo definisce la risoluzione spaziale in tre dimensioni, descritta come un *voxel* con volume dato dal prodotto $2 \times 2 \times 1.3 \text{ mm}^3$.

Una volta effettuate le calibrazioni e ricostruita la terza dimensione, è possibile visualizzare un evento in tre dimensioni.

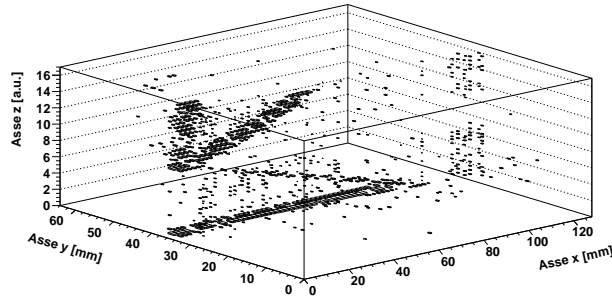


Figura 2.2: Esempio di un evento in 3 dimensioni. Si notano quattro tracce: tre appartenenti ad un probabile evento che convergono su uno stesso vertice, una separata che attraversa tutto il piano di raccolta nella direzione del fascio.

2.2 Raggruppamento e ricostruzione degli eventi

Il primo passo per risalire dai punti nello spazio alle tracce delle particelle è quello di raggruppare diversi punti in un unico insieme, da associare poi ai diversi depositi di carica rilasciati durante la ionizzazione. Questo procedimento prende il nome di *clusterizzazione*. Per fare questo è stato implementato l'algoritmo RANSAC [27], descritto in questo paragrafo.

2.2.1 RANSAC

L'algoritmo iterativo RANSAC (RANDOM SAMPLE CONSENSUS) è in generale utilizzato per la stima di parametri di un modello matematico su un campione di dati che presenta degli *outlier*, ovvero dei dati da escludere per una corretta stima dei parametri. La prima pubblicazione riguardo a questo algoritmo risale al 1981, ad opera di Fischer e Bolles [27]. Originariamente sviluppato per la ricostruzione e l'analisi delle immagini, trova tutt'oggi grande utilizzo nel settore del computer vision [28]. La caratteristica principale dell'algoritmo sta nella sua semplicità: esso infatti si basa sull'utilizzo del minimo numero possibile di parametri per la definizione del modello da testare.

Un'applicazione particolare dell'algoritmo è il raggruppamento di punti tridimensionali in acquisizioni comprendenti outliers. Questo si traduce direttamente nella ricostruzione delle tracce lineari lasciate dalle particelle cariche nel dimostratore. In questo caso gli outliers sono i punti dello spazio non appartenenti ad alcuna traccia, dovuti al rumore elettronico.

2.2.2 Fasi dell'algoritmo

Il principio di azione dell'algoritmo applicato al caso dell'interpolazione lineare può essere suddiviso in cinque momenti principali. I seguenti punti vengono svolti per un numero di cicli definito dall'utente.

1. Scelta di una coppia di punti;
In un primo momento viene scelta in modo casuale una coppia di punti appartenente al campione dei dati. Viene quindi tracciata la retta passante per i due punti scelti.
2. Test degli inliers;
A partire dalla retta tracciata nella fase precedente vengono calcolate le distanze di tutti i punti del campione dalla retta stessa; se per un certo punto la distanza dalla retta risulta minore di una soglia scelta dall'utente, il punto stesso sarà considerato inlier e inserito in un sottocampione. Altrimenti il punto sarà scartato e considerato outlier.
3. Calcolo delle caratteristiche del modello;
Una volta costruito il sottocampione contenente gli inliers vengono calcolati il numero di punti nel sottoinsieme, la distanza totale degli stessi dalla retta iniziale e l'energia totale raccolta sui singoli pad dei punti considerati appartenenti alla traccia. Se il numero di pad o l'energia totale non superano una soglia scelta dall'utente, l'algoritmo riparte dalla scelta casuale di una nuova coppia di punti.
4. Confronto con la retta migliore precedente;
Per comprendere se il modello corrente è effettivamente migliore di quanto trovato in precedenza si calcola il valore di una funzione di test (descritta in seguito) associata al campione. Se il risultato ha un valore inferiore a quello ottenuto in precedenza allora l'informazione sulla migliore retta viene aggiornata con l'ultima analizzata. In ogni caso, il conto delle iterazioni compiute sale di una unità.
5. Chiusura del ciclo e seconda fase;
L'algoritmo chiude il suo percorso dopo avere compiuto un numero di iterazioni pari a quelle scelte dall'utente. Se una volta terminato il ciclo è stata trovata una traccia possibile, l'algoritmo ricomincia un nuovo ciclo alla ricerca di un ulteriore cluster su un campione a cui però sono tolti i punti già classificati come appartenenti ad una traccia. Se invece non è stata trovata nessun insieme che soddisfi le richieste dell'utente, l'algoritmo si ferma.

Per una maggiore chiarezza, si riporta in figura 2.3 l'applicazione dell'algoritmo al caso dei segnali della camera del Dimostratore di ACTAR. Si mostra il grafico in due dimensioni per una migliore visualizzazione. Tuttavia, nella ricostruzione degli eventi, l'algoritmo tiene conto anche della dimensione ortogonale al piano di raccolta. Nella prima

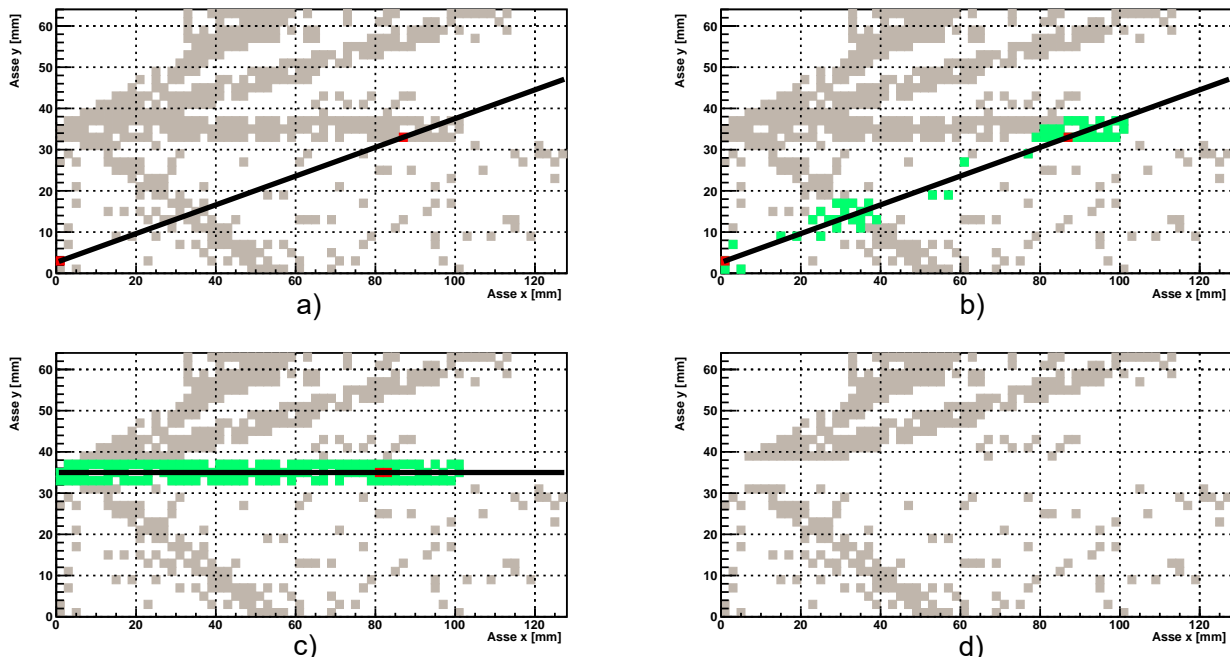


Figura 2.3: Ricostruzione di una traccia mediante l'algoritmo RANSAC. Nella figura a) è rappresentata la scelta di punti ed il tracciamento della retta. Nella figura b) sono rappresentati in verde gli inliers. Nella figura c) è mostrato il risultato finale dell'algoritmo. Nell'ultima figura il campione ridotto analizzato a partire dal secondo ciclo.

figura in alto a sinistra si nota l'evento con la presenza dei due punti (in rosso) scelti casualmente. Viene quindi tracciata la retta passante per i due punti. Nella seconda figura sono evidenziati in verde i punti che ricadono ad una distanza minore da quella scelta dall'utente. Il risultato non è soddisfacente: i punti trovati non appartengono ad una traccia fisica. Nella figura inferiore a sinistra si osserva il risultato finale dell'analisi effettuata. Dopo una serie di iterazioni è stata trovata una coppia di punti la cui retta associata approssima in modo eccellente la direzione della traccia. Dalla iterazione in cui viene trovata, questa viene tenuta come migliore insieme, alla quale sono paragonate le varie altre ipotesi di cluster trovati nelle successive iterazioni. Alla fine di un ciclo, i punti considerati come appartenenti ad un cluster vengono rimossi e l'algoritmo viene utilizzato su un campione privato delle hits già incluse in una traccia. L'evento ridotto è visibile nella figura finale, in basso a destra. L'algoritmo inizierà poi una nuova analisi su questo campione ridotto.

2.2.3 Studio dei parametri

I parametri su cui si basa l'algoritmo sono diversi:

- Numero di cicli da ripetere;
- Soglia energetica per una traccia;
- Numero di pad necessario per una traccia;
- Distanza massima degli inliers dalla retta campione;

Questi parametri influenzano notevolmente il peso computazionale dell'algoritmo stesso, distinguendo una traccia da salvare da una da scartare, eventi che vengono considerati da quelli che invece non sono analizzati, permettendo di discriminare tra tracce in cui il deposito di energia è alto o basso. Se da un lato l'ottimizzazione dei parametri può permettere di limitare il tempo di calcolo e di operare una selezione del campione analizzato, dall'altro è importante essere consapevoli del fatto che questo implica possibili perdite di informazione. È quindi evidente che la scelta dei parametri deve essere fatta caso per caso in base alla situazione sperimentale considerata.

Il primo parametro che influenza il funzionamento dell'algoritmo è il numero di iterazioni necessario per concludere un ciclo per la ricerca della traccia. Lo sforzo computazionale cresce linearmente incrementando il numero di iterazioni scelte dall'utente. Per la sua ottimizzazione, è possibile osservare come variano il numero di pad e l'energia inserite nelle migliori tracce a passi intermedi fino ad un numero di iterazioni di riferimento scelto pari a 10^4 . Come riferimento (l'unità) vengono presi rispettivamente il numero di pad e l'energia della traccia migliore alla fine dell'ultima iterazione. I due grafici sono riportati in figura 2.4.

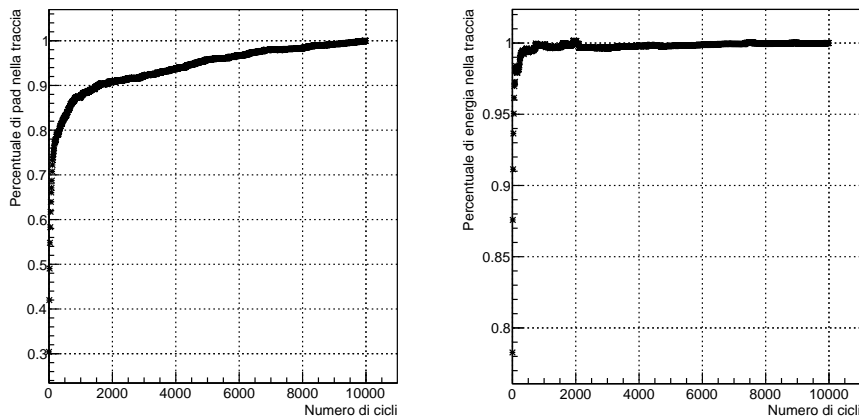


Figura 2.4: Confronto iterazioni vs numero di pad ed energia nella traccia

Si nota che il numero di pad inclusi ha un andamento monotono crescente in funzione del numero di iterazioni. Tuttavia l'andamento della curva tende ad appiattirsi incrementando le iterazioni, suggerendo che un aumento del numero di cicli non sempre è associato allo stesso miglioramento nei risultati. Studiando invece l'informazione sulla carica ricostruita, si osserva che la curva si appiattisce sull'unità ben prima rispetto all'altra curva considerata.

Quindi, nonostante non siano compresi tutti i pad possibili, con uno sforzo computazionale minore è possibile raggruppare una eccellente frazione del segnale prodotto dalle tracce nella camera. Se si confrontano infatti i dati all'iterazione numero 2000, sebbene siano inseriti solo il 90% dei pad ottimali, viene tuttavia considerata un'energia corretta a meno di qualche %, inferiore all'errore associabile al deposito energetico stesso.

Questo è coerente con il tipo di funzione di test utilizzata per confrontare diversi cluster. La funzione di test ha come argomento i punti scelti casualmente x_1^{rand} , x_2^{rand} e dipende dai parametri scelti dall'utente:

$$f_{test}(x_1^{rand}, x_2^{rand}) = \frac{\sum_{i=1}^{N_{inside}} d(x_i) \cdot E(x_i)}{\left(\sum_{i=1}^{N_{inside}} E(x_i)\right) \cdot N_{inside}} \quad (2.1)$$

dove x_i è il punto i -esimo inserito nel cluster, $E(x_i)$ la sua energia, $d(x_i)$ la distanza dalla retta modello passante per i punti x_i^{rand} , N_{inside} il numero di pad inseriti all'interno del cluster.

La funzione, infatti, è stata scelta per favorire la selezione delle tracce più energetiche e con un numero di pad maggiore. In questo modo, come si nota in figura 2.4, si riesce ad avere una ottima stima dell'energia delle tracce anche se non viene incluso il numero più alto possibile di punti. Questo approccio permettono di risparmiare sforzo computazionale senza perdere precisione nella risoluzione energetica.

2.2.4 Necessità di un doppio RANSAC

Nei dati analizzati ai fini di questo lavoro si osserva spesso la presenza di pile-up, ovvero di tracce di particelle appartenenti al fascio che non hanno interagito con i nuclei del gas, proprio come mostrato in figura 2.2. Questo genere di tracce verrà sicuramente ricostruito dall' algoritmo come un cluster, dato l'elevato numero di pad e l'elevata energia. Tuttavia, l'informazione contenuta in questo genere di raggruppamento è priva di utilità: trattare in dettaglio questi agglomerati appesantisce il calcolo senza fornire alcun risultato. Per questo è stato deciso di aggiungere un'etichetta a queste tracce, caratterizzate dall'essere parallele al piano xy e dirette come l'asse x . Per la ricerca di questo genere di tracce è stata inserita un'alta soglia energetica; l'algoritmo inoltre considera come valide solamente coppie iniziali di punti con le stesse coordinate z e y . In questo modo vengono facilmente riconosciuti i segnali rilasciati da particelle non interagenti. Questo sforzo iniziale si è rivelato particolarmente utile nelle successive fasi di tracciamento e ricerca del vertice, rendendo più agevole la ricostruzione degli eventi.

2.2.5 Tracciamento

Una volta selezionati i cluster è possibile passare ad un fit delle tracce più preciso. In prima approssimazione potrebbe essere usata la retta passante per i due punti migliori, ma si è notato che questo metodo riporta una variabilità troppo elevata: è stato deciso di implementare un algoritmo per il tracking che sfruttasse l'ambiente ROOT per un'interfaccia semplice con quanto fatto in precedenza. La scelta è ricaduta sull'algoritmo di minimizzazione TMinuit [29].

Per un fit per una retta in tre dimensioni sono stati utilizzati sei parametri: tre coordinate associate ad un punto base, tre associate alle direzione del versore direttore della retta. TMinuit si occupa della minimizzazione di una funzione definita dall'utente e dipendente dai parametri da trovare. La funzione scelta è stata la somma delle distanze al quadrato dei punti del cluster. Inoltre, per avere una traccia il più possibile vicina al deposito di energia, può anche essere utilizzato un peso per i singoli punti pari all'energia associata ad essi. Dal tracciamento sono stati esclusi i cluster considerati appartenenti al fascio, ai quali è associata in un momento precedente un'apposita etichetta.

2.2.6 Ricerca del vertice

Un'informazione necessaria per la ricostruzione dell'evento è la conoscenza del punto di reazione. Questo permette di conoscere infatti l'energia a cui è avvenuta l'interazione di interesse.

Il procedimento utilizzato per separare le tracce appartenenti a diversi eventi fisici è stato il seguente: attorno ad ogni retta di fit viene costruito un cilindro con raggio¹ scelto dall'utente. Due tracce risultano appartenenti allo stesso

¹Il raggio scelto è maggiore rispetto alla distanza utilizzata in fase di clustering come parametro per RANSAC.

evento se punti di una cadono nel cilindro dell'altra e viceversa. Questo doppio controllo è necessario per evitare l'interferenza di singoli outliers. Grazie ai parametri inseriti, si riesce ad individuare quali tracce appartengono ad un evento o meno.

Un ulteriore test ha mostrato che, grazie alle restrizioni precedentemente introdotte, la maggior parte degli eventi ricostruiti comprende tutte le tracce clusterizzate, massimizzando quindi l'informazione trovata in relazione allo sforzo computazionale effettuato. Questo processo è stato comunque necessario per evitare tracce composte principalmente da pad rumorosi. Il punto preso come vertice delle reazioni è stato ancora una volta calcolato mediante l'utilizzo di TMinuit. In questo caso i parametri di fit sono solamente tre: le coordinate del vertice. La funzione da minimizzare è data in questo caso della somma delle distanze del punto dalle rette di fit. Nel caso di un numero di tracce pari a due sarebbe stato possibile procedere ad un calcolo esplicito; per generalità è stato deciso di non personalizzare l'algoritmo per casi speciali ma di utilizzare un metodo di analisi comune per tutti gli eventi.

Si riporta ora un grafico dove vengono mostrati i risultati dei processi di clustering, tracciamento e ricostruzione del vertice.

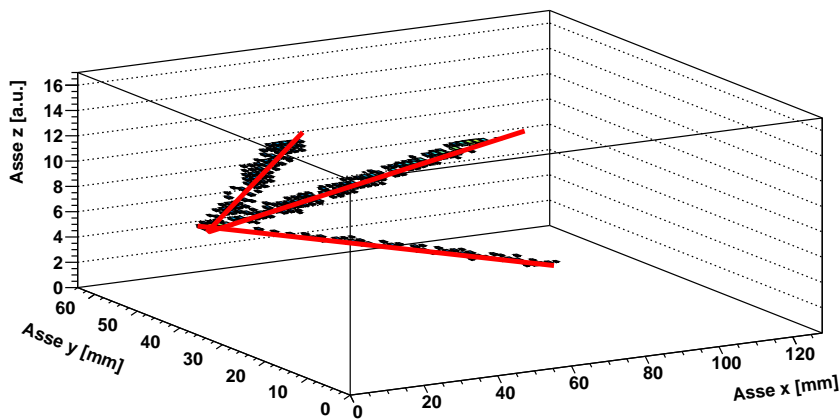


Figura 2.5: Ricostruzione dell'evento mostrato in figura 2.2.

A conferma del funzionamento dell'algoritmo descritto, riportiamo il numero di conteggi per profondità del vertice ed il conteggio del numero di tracce ricostruite all'interno di un evento. Si nota che il numero di eventi ricostruiti con più di quattro tracce è trascurabile. Si è osservato inoltre che questo tipo di eventi non è ricostruito in maniera accurata dall'algoritmo RANSAC, probabilmente a causa dell'elevato numero di cluster non riconducibili a traiettorie fisiche. Queste non saranno considerate nelle analisi successive. La distribuzione dei vertici nella camera

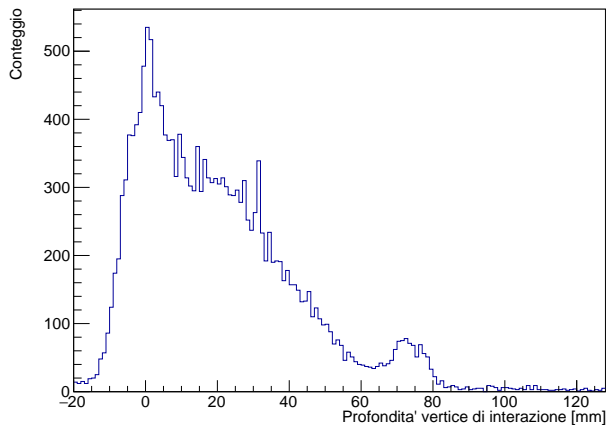


Figura 2.6: Distribuzione dei vertici in funzione della profondità di interazione.

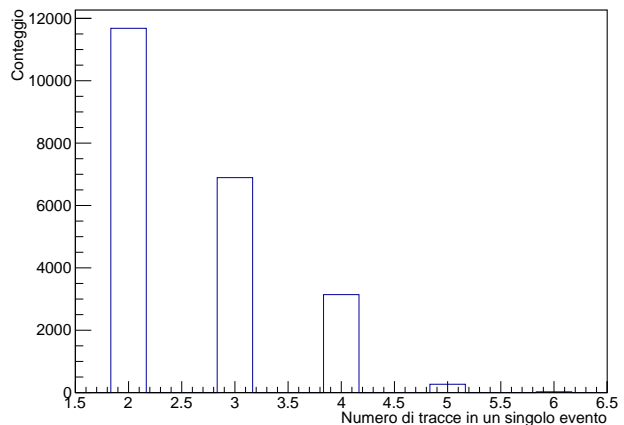


Figura 2.7: Numero di tracce negli eventi ricostruiti.

presenta un andamento non banale, con una decrescita non banale all'aumentare della profondità di interazione. Si ritiene che questa curva sia determinata non solo dalle tipologie di interazioni nella camera, ma anche dalle stesse caratteristiche geometriche dell'apparato.

2.2.7 Accettanza

Di particolare interesse è quindi la misura del numero di interazioni rivelate al variare dell'angolo di emissione e dell'energia di interazione. Analisi di questo tipo possono infatti dare indicazioni sia riguardo alle sezioni d'urto delle reazioni coinvolte, sia riguardo ai limiti geometrici dell'apparato.

Si rappresenta in figura 2.8 il conteggio delle particelle entranti in OSCAR in funzione dell'angolo di emissione e della posizione del punto ad ascissa inferiore nelle traccia associate. Si considerano eventi con una sola traccia nella porzione del piano di raccolta adiacente al rivelatore ancillare. Si nota un aumento significativo delle particelle

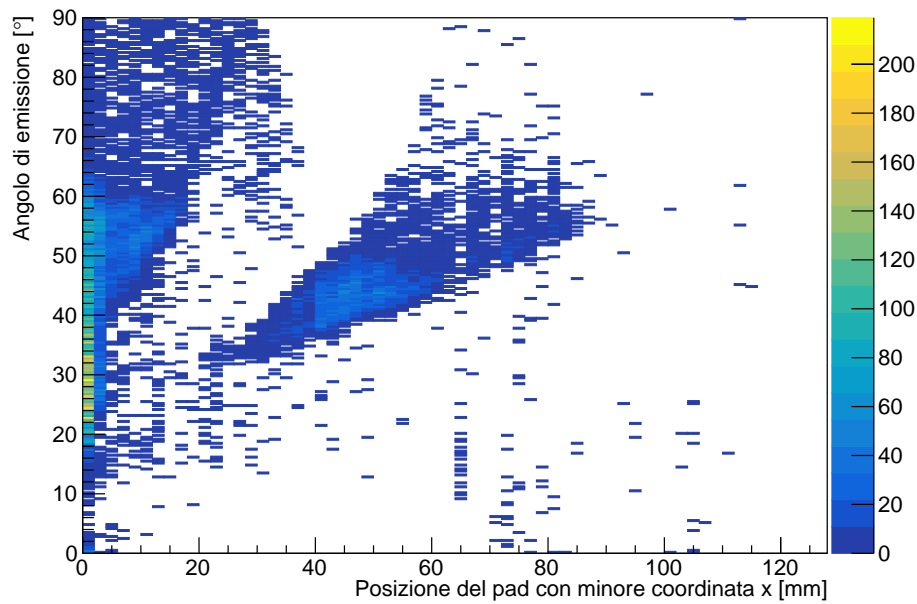


Figura 2.8: Rappresentazione dell'angolo di emissione in funzione della posizione del primo pad della traccia entrante in OSCAR.

rivelate per angoli pari a circa 30° , compatibile con il minimo angolo di misura. Questo può essere stimato a partire dalla costruzione di un triangolo rettangolo avente come lati la linea di fascio e la distanza del pixel di OSCAR ad ascissa maggiore dal centro del piano di raccolta. Utilizzando i risultati riportati nel paragrafo 2.3, si osserva in entrambi i cluster una presenza simultanea di protoni e particelle α . Nel secondo cluster, in particolare, queste osservazioni permettono di associare l'incremento di conteggi alla presenza sovrapposta di tracce associate a protoni ed α . Aumentando il punto minimo e superando i 60 mm di profondità i conteggi diminuiscono perché risultano essere presenti solo segnali provenienti da particelle α , mentre i protoni non sono più rivelati. L'andamento generale del secondo cluster è ancora una volta compatibile con quanto atteso. In particolare, all'aumentare dell'ascissa del primo pad della traccia (e quindi del vertice di interazione) l'angolo minimo aumenta. Questo è dovuto principalmente a fattori di tipo geometrico: il triangolo che si compone in questo caso presenta due lati analoghi ai precedenti, ma quello parallelo alla linea di fascio è ridotto a seconda del punto di interazione. Questa riduzione modifica con continuità il minimo angolo al quale si rivelano particelle emesse.

L'algoritmo, per come è stato disegnato, accetta solamente angoli compresi tra 0° e 90° . In particolare, se il vettore direttore della retta di fit forma un angolo con la linea di fascio superiore a 90° , l'algoritmo considera l'angolo supplementare. Questo è fatto perché, nella maggior parte dei casi, le particelle vengono emesse con angoli in avanti. Questa richiesta introdotta in fase di analisi è evidente in questo grafico. I protoni infatti sono emessi tipicamente attraverso processi di scattering Rutherford, che ammette anche una piccola ma rivelabile sezione d'urto

per angoli all'indietro. Il considerare gli angoli supplementari fa sì che la curva dei protoni sia ripiegata su sé stessa. Questo effetto è osservabile nella porzione del grafico con angoli compresi tra 60° e 90° e con ascisse tra 20 mm e 30 mm.

Grafici come quelli in figura 2.8 sono importanti anche per il confronto con simulazioni ad hoc per questo apparato. Attualmente è in fase di sviluppo un software di simulazione specifico per il dimostratore di ACTAR, che confronterà i risultati provenienti da informazioni geometriche con i dati misurati sperimentalmente.

2.3 Risultati

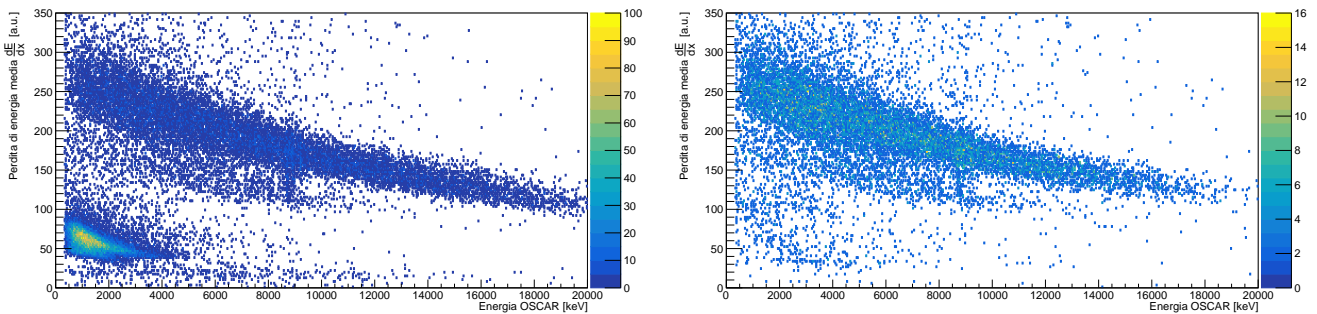
A partire dai dati raccolti è stato possibile ricostruire delle informazioni fisiche sulle reazioni osservate. Sono stati utilizzati diversi metodi per l'identificazione delle particelle nella camera; il primo di questi sfrutta la tecnica $\Delta E - E$. Un secondo metodo, limitato alle particelle fermate nel gas, si basa sull'analisi della curva di Bragg.

2.3.1 Identificazione delle particelle tramite $\Delta E - E$

Dalla formula di Bethe-Bloch [1] si stima la dipendenza della perdita di energia per unità di lunghezza ($\frac{dE}{dx}$) per una particella di massa m , carica z ed energia E nel limite di basse energie come:

$$-\frac{dE}{dx} \approx \frac{z^2 m}{E} \quad (2.2)$$

In questa approssimazione, ci si attende un andamento approssimativamente iperbolico per un grafico che stima il potere frenante rispetto all'energia rivelata, con dipendenza delle curve dai parametri tipici della particella ionizzante. Nel caso dell'analisi seguente, è stata stimata la perdita di energia per unità di lunghezza come costante, approssimando il potere frenante a partire dalla relazione $\frac{dE}{dx} \approx \frac{\Delta E}{\Delta x}$. A partire da questa ipotesi è stato prodotto il grafico in figura 2.9a, riportando in ordinata i valori di perdita di energia media, misurati come rapporto tra energia persa nel volume di gas e la lunghezza della traccia, ed in ascissa il valore dell'energia misurata in OSCAR. Per semplicità sono stati considerati solamente eventi con una singola particella nella metà del piano di raccolta più vicina al rivelatore ancillare.



(a) Grafico $\Delta E - E$ con soglie basse.

(b) Grafico $\Delta E - E$ con soglie alte.

Figura 2.9: Distribuzione integrale dei vertici e numero di tracce ricostruite in ogni evento.

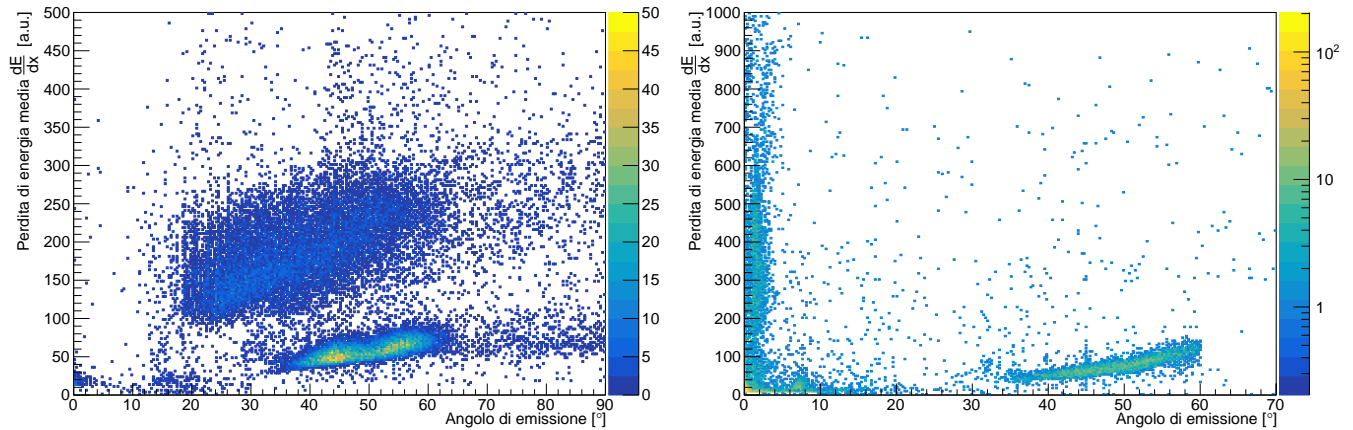
In figura 2.9a si nota la chiara presenza di due agglomerati. Una simulazione mostra che i frammenti emessi nelle reazioni che riescono a raggiungere OSCAR e produrre un segnale di trigger sono i protoni e le particelle α . Il cluster inferiore quindi viene associato ai protoni, quello superiore alle α , dal momento che ci si attende che i protoni, più leggeri e con minore carica, abbiano una perdita di energia per unità di lunghezza minore delle α .

A questo punto è possibile fare un'altra osservazione sui parametri dell'algoritmo RANSAC. In figura 2.9b sono presentati i risultati della stessa analisi precedente (figura 2.9a) in cui sono però stati alzate le soglie dell'algoritmo per il numero di pad minimo richiesto e l'energia minima necessaria per una considerare un insieme come proveniente da una traccia. Si osserva l'assenza di uno dei due cluster incluso precedentemente. La spiegazione è semplice: alzando la soglia energetica, i protoni non rilasciano nella camera una energia sufficiente per essere considerati

come tracce. L'esclusione di un insieme di particelle è un aspetto da tenere in considerazione nella calibrazione dei parametri: l'algoritmo infatti maschera i dati raccolti, mostrandone solo una parte. Una accurata calibrazione dei parametri può portare alla riduzione degli eventi analizzati ad un preciso campione degli eventi totali. Ad esempio, nel caso di questa acquisizione, si sarebbero potute analizzare solamente interazioni con particelle α dirette verso OSCAR, trascurando le interazioni coinvolgenti protoni. Nonostante questo, con le soglie utilizzate si osserva una riduzione nei conteggi delle particelle α più energetiche e quindi meno ionizzanti. Queste modifiche sono ovviamente riproducibili per tutti i grafici seguenti. Non si riportano i grafici trovati con soglie alte o basse per brevità.

2.3.2 Correlazioni cinematiche

L'identificazione delle varie particelle è possibile anche misurando simultaneamente l'angolo e le energie alle quali vengono emesse. Correlazioni di questo tipo permettono di discriminare anche diversi canali di reazione. In figura 2.10a si confrontano la perdita di energia per unità di lunghezza $\frac{dE}{dx}$ con l'angolo di emissione delle sole tracce entranti in OSCAR, selezionando, come fatto in precedenza, gli eventi con una singolo cluster nella metà del piano di raccolta alla sinistra del fascio. Anche in questo caso, come nel caso della figura 2.9a, si notano due principali



(a) Correlazione dE/dx vs angolo della traccia con selezione delle tracce entranti in OSCAR. (b) Correlazione dE/dx vs angolo della traccia con selezione dei soli protoni con le tracce appartenenti allo stesso vertice.

Figura 2.10: Grafici di correlazione dE/dx vs angolo.

gruppi di punti. Al gruppo inferiore vengono associate le tracce lasciate dai protoni, al rimanente le tracce delle α . Nella camera sono presenti anche considerevoli quantità di carbonio e boro, che però non vengono mostrate nel grafico 2.10a perché la loro energia è insufficiente per raggiungere il rivelatore ancillare. Un'interessante osservazione che si può effettuare su questo genere di grafici è il considerare quali particelle rientrano tra quelle considerate per la ricostruzione degli eventi. Ad esempio, se ora si includono nel grafico anche le particelle la cui traccia non è diretta verso OSCAR e che formano un vertice di interazione con i cluster identificati con i protoni, si trova il grafico in figura 2.10b. Si nota in figura 2.10b un nuovo gruppo di particelle, caratterizzato da un'alta perdita di energia per unità di lunghezza e da bassi angoli di emissione. Queste caratteristiche avvalorano l'ipotesi di una interazione elastica tra fascio e bersaglio, permettendo di ricondurre il fascio stesso alle tracce poco deviate.

2.3.3 Correlazioni Energia Angolo

Sono inoltre di interesse le correlazioni tra energia rivelata in OSCAR e angolo di emissione delle tracce. La correlazione tra angolo di emissione ed energia della particella emessa è direttamente confrontabile con simulazioni. Si riporta in figura 2.11 l'energia misurata in OSCAR confrontata con l'angolo di emissione delle tracce con la direzione del fascio.

Dall'analisi della figura 2.11 si notano 3 gruppi principali: per energie elevate le tracce rivelate sono quelle associate alle particelle α , mentre i due distinti cluster inferiori sono riconducibili ai protoni. Queste associazioni sono

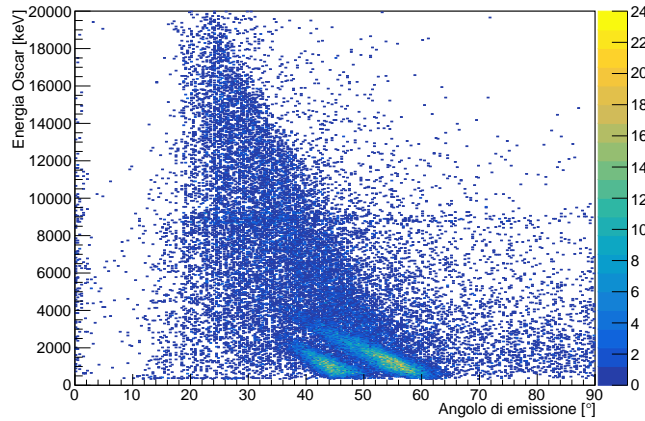


Figura 2.11: Correlazione cinematica energia-angolo.

confermate anche da un controllo incrociato con il grafico in figura 2.9b. Focalizzando ora l'attenzione sui due cluster associati ai protoni, è possibile notare che questi provengono da reazioni a profondità diverse nella camera, a cui sono associate due diverse energie di interazione. Il cluster a destra rappresenta le interazioni più energetiche, con vertici ad inizio camera; il secondo invece rappresenta le interazioni a metà camera, con una distribuzione dei vertici tra 35 mm e 65 mm.

I grafici proposti in figura 2.11 possono essere sovrapposti ad una simulazione, in cui si stima l'energia della particelle in funzione dell'angolo di emissione. Ancora una volta, si decide di focalizzare l'attenzione sui protoni, prodotti in reazioni di scattering elastico. Per un riscontro con i dati misurati è necessario stimare le perdite di energia per il fascio dall'ingresso della camera fino al punto di reazione, mentre per i protoni dal punto di reazione fino al rivelatore ancillare. Il programma utilizzato è stato LISE++. La stima della perdita dell'energia comprende innanzitutto l'attraversamento da parte del proiettile di ^{11}B nel sottile spessore in Mylar ($6\ \mu\text{m}$), interfaccia tra la linea di vuoto e la camera. Successivamente vengono stimate le perdite di energia per le distanze percorse nella camera dal fascio e dal protone emesso. Si considerano le distanze tra l'ingresso del fascio nella camera e l'inizio del piano di raccolta pari a 35 mm e tra il centro del piano di raccolta ed il rivelatore ancillare pari a 90 mm. La pressione di simulazione è stata quella utilizzata nel corso della presa dati, pari a 152 mb. Sono inoltre state utilizzate delle stime di perdita di energia specifiche per basse energie [30].

Nel caso del cluster con energie superiori a parità di angolo, i vertici di reazione si distribuiscono per valori tra gli 0 mm e i 10 mm all'interno della camera. L'altro cluster invece presenta una distribuzione dei vertici di interazione più larga. La distanza percorsa dai protoni dal punto di reazione al rivelatore ancillare è stata modificata a seconda dell'angolo di emissione. Si riportano in figura 2.12 i confronti tra le due differenti simulazioni ed i dati misurati. L'accordo tra dati e previsione è migliore nel caso dei protoni emessi ad inizio camera, che hanno anche una distribuzione dei vertici di interazione più stretta attorno al valore simulato. Per le restanti tracce si nota un peggioramento della corrispondenza. Si ipotizza che questo sia dovuto principalmente all'allargamento della distribuzione dei vertici e ad una imprecisa stima delle distanze utilizzate nelle simulazioni, tanto più influenti quanto più la perdita di energia non è lineare [16].

2.3.4 Identificazione delle particelle tramite picco di Bragg

La perdita di energia delle particelle in un materiale in funzione dello spessore attraversato segue un andamento descritto dalla curva di Bragg [16], derivabile dalla formula di Bethe e Bloch 2.2. L'altezza del picco di Bragg, punto più alto della curva, risulta essere dipendente linearmente almeno fino a $Z = 26$ con il numero atomico della particella ionizzante [31]. Un ulteriore metodo per l'identificazione delle tracce nella camera consiste quindi nell'analisi dell'altezza del picco di Bragg al variare dell'energia totale depositata. Date le caratteristiche dell'apparato, il set di dati analizzabili attraverso questo criterio si riduce alle sole particelle che si fermano all'interno del volume attivo. Il valore del picco di Bragg è stato stimato come media dei valori delle energie associate ai tre pad più energetici per ogni traccia. Il risultato di questa analisi è riportato nella figura 2.13.

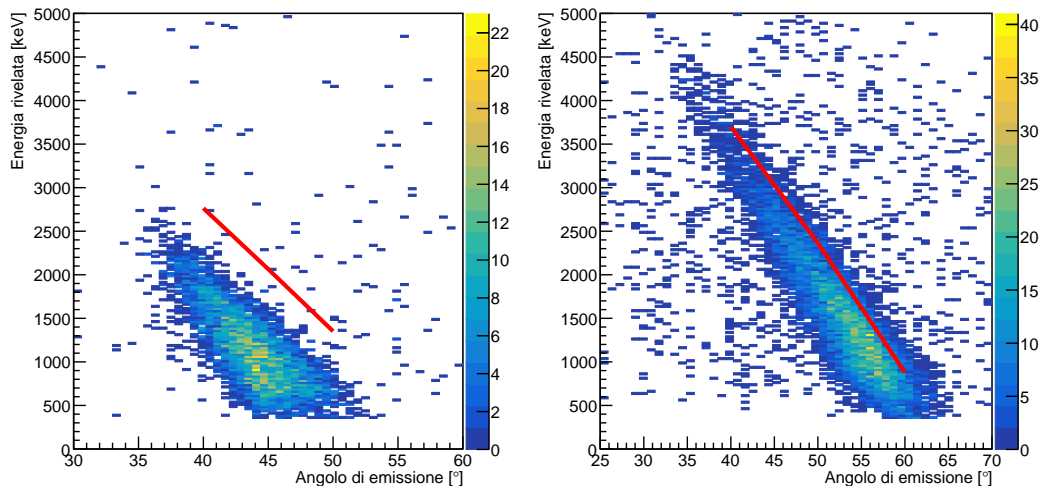


Figura 2.12: Confronto tra dati e simulazione.

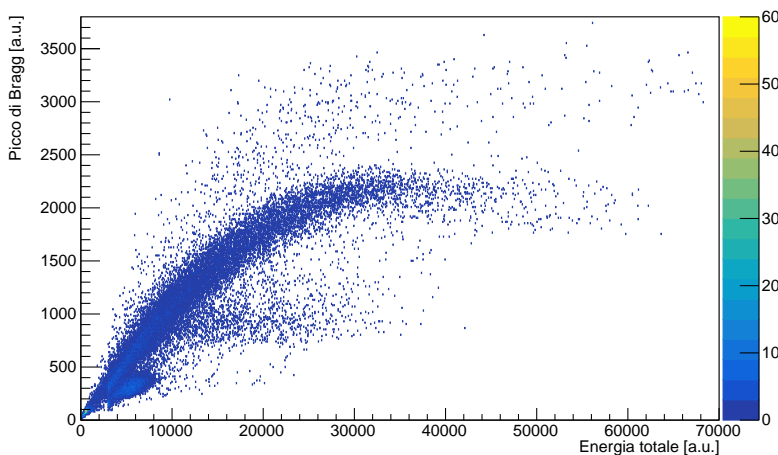


Figura 2.13: Ricostruzione particelle tramite analisi picco di Bragg.

Si notano due gruppi di punti principali: tramite la corrispondenza con un grafico come quello in figura 2.10a, il cluster ad energie maggiori è associato al Boro fermato all'interno nel volume attivo, quello ad energie minori alle particelle α prodotte all'interno della camera. Correlando l'angolo di emissione con l'energia di picco è allora possibile risalire anche all'identità delle particelle fermate all'interno della camera senza una misura tramite un rivelatore ancillare.

Si notano in figura 2.13 altri due gruppi di punti, uno superiore ed uno inferiore al gruppo associato al Boro. Si potrebbe pensare di associare questi segnali a tracce di Litio o Carbonio, data la crescita circa lineare del picco di Bragg con il numero atomico Z [31]. Bisogna però notare che questi frammenti sono emessi in urti di tipo elastico, e le rispettive proiezioni sul piano di raccolta colpiscono un numero limitato di pad. Questo genera un segnale di forte intensità ma concentrato in una piccola zona dello spazio. Il fatto che i pad colpiti siano pochi non permette una buona ricostruzione dell'angolo di emissione della traccia, che impedisce il controllo con la variabile cinematica aggiuntiva utilizzata in precedenza per distinguere fascio e particelle α . Questo tipo di analisi mette comunque in luce la necessità di mantenere una pressione del gas sufficientemente bassa per rivelare anche i frammenti pesanti, permettendo misure in coincidenza. Questo tuttavia si scontra con una inevitabile perdita di luminosità. La scelta della pressione del gas dovrà quindi essere frutto di un compromesso.

2.3.5 Possibilità per analisi future

Una ulteriore variabile analizzata è stata la distribuzione della profondità dei vertici nella camera al variare dei parametri dell'algoritmo. Grafici di questo tipo permettono in prima approssimazione uno studio della sezione d'urto dei processi misurati nella camera. Data la configurazione dell'apparato, ed in particolare del sistema di trigger, i risultati ottenuti si concentrano solo su una frazione della sezione d'urto totale. Il grafico che si ottiene utilizzando una soglia energetica alta è il seguente. L'utilizzo della soglia alta esclude le interazioni elastiche,

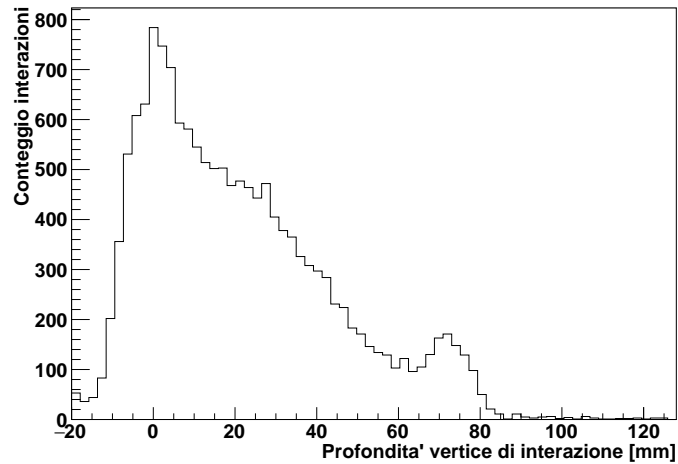


Figura 2.14: Distribuzione dei vertici in funzione della profondità nella camera.

selezionando gli eventi in cui il trigger è colpito da una particella α e non da un protone. La distribuzione dei vertici presenta un picco tra 60 e 80 mm, associabile alla misura di una risonanza che potrebbe coinvolgere la formazione risonante di uno stato del ^{12}C . Ricordando la reazione di interesse per la presa dati, $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$, si potrebbe simulare l'energia di reazione a tali profondità indagando quali stati del carbonio vengono popolati.

Capitolo 3

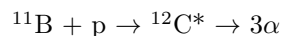
Conclusioni

L'utilizzo di rivelatori a bersaglio attivo fornisce vantaggi in termini di luminosità e risoluzione energetica. Questo tipo di rivelatori risulta essere particolarmente efficace nel caso di reazioni prodotte da fasci di bassa intensità. Lo scopo delle misure presentate ed analizzate è sia quello di misurare le perdite di energia per ioni pesanti, che di testare e caratterizzare accuratamente un rivelatore di nuova generazione, come il Dimostratore di ACTAR. Questo lavoro di tesi si è concentrato sul secondo obiettivo, costruendo un solido algoritmo di ricostruzione e tracciamento degli eventi. È stato implementato l'algoritmo RANSAC per il raggruppamento delle tracce, analizzando l'influenza dei vari parametri sul campione. Sono stati trovati particolari accorgimenti per una analisi efficiente dei dati raccolti, minimizzando il peso computazionale. Sono stati anche implementati con buona precisione algoritmi per il tracciamento dei cluster individuati e la ricerca del vertice di interazione.

I risultati dell'algoritmo permettono ricostruzioni preliminari, riuscendo a discriminare sia particelle la cui energia è stata misurata dai rivelatori ancillari, come fatto nel paragrafo 2.3.1, che le restanti, a partire sia dall'angolo di emissione che da valore del picco di Bragg nel caso di tracce terminanti all'interno della camera.

I dati raccolti sono anche stati confrontati con calcoli cinematici di perdite di energia; si nota una discrepanza di circa 200keV tra dati attesi e misurati nel caso di interazioni ad inizio camera, ed una ancor più grande nel caso di interazioni a metà camera. Queste discrepanze si attribuiscono in un primo momento ad una imprecisa stima dei parametri utilizzati nella fase di calcolo. Sarà necessaria, per un confronto più significativo, una simulazione accurata per le perdite di energia.

Come mostrato nella figura 2.14, l'andamento della distribuzione dei vertici presenta un picco, che dovrà essere spiegato sia in termini di accettazione dell'apparato che in termini di una possibile risonanza nella reazione:



Gli strumenti sviluppati e le problematiche esposte e riscontrate in fase di analisi saranno alla base delle future analisi dati. L'algoritmo sviluppato sarà anche incluso nell'insieme degli strumenti utilizzabili nelle analisi future.

Bibliografia

- [1] K. S. Krane, *Introductory nuclear physics*. New York, NY: Wiley, 1988. [Online]. Available: <https://cds.cern.ch/record/359790>
- [2] D. Bazin, “Nuclear physics: symmetrical tin,” *Nature*, vol. 486, no. 7403, p. 330–331, June 2012. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/486330a>
- [3] J. Erler, N. Birge, M. Kortelainen, W. Nazarewicz, E. Olsen, A. M. Perhac, and M. Stoitsov, “The limits of the nuclear landscape,” *Nature*, vol. 486, pp. 509–12, Jun 2012.
- [4] J. Al-Khalili and E. Roeckl, *The Euroschool Lectures on Physics With Exotic Beams, Vol. II*, ser. Lecture Notes in Physics. Springer Berlin Heidelberg, 2006. [Online]. Available: <https://books.google.it/books?id=ouLzBwAAQBAJ>
- [5] [Online]. Available: <http://isolde.web.cern.ch/>
- [6] [Online]. Available: www.gsi.de
- [7] [Online]. Available: <https://www.ganil-spiral2.eu/>
- [8] [Online]. Available: <http://www.riken.jp/en/research/labs/rnc/>
- [9] [Online]. Available: <https://web.infn.it/spes/index.php/news/spes-beam-tables>
- [10] M. G. Mayer, “Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model. i. empirical evidence,” *Phys. Rev.*, vol. 78, pp. 16–21, Apr 1950. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.78.16>
- [11] J. Al-Khalili and E. Roeckl, *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. III*, ser. Lecture Notes in Physics. Springer Berlin Heidelberg, 2008. [Online]. Available: <https://books.google.it/books?id=gSFqCQAAQBAJ>
- [12] C. Louchart, J. Gheller, P. Chesny, G. Authelet, J. Rouse, A. Obertelli, P. Boutachkov, S. Pietri, F. Ameil, L. Audirac, A. Corsi, Z. Dombradi, J. Gerl, A. Gillibert, W. Korten, C. Mailleret, E. Merchan, C. Nociforo, N. Pietralla, D. Ralet, M. Reese, and V. Stepanov, “The prespec liquid-hydrogen target for in-beam gamma spectroscopy of exotic nuclei at gsi,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 736, pp. 81 – 87, 2014. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900213014150>
- [13] Obertelli, A., Delbart, A., Anvar, S., Audirac, L., Authelet, G., Baba, H., Bruyneel, B., Calvet, D., Château, F., Corsi, A., Doornenbal, P., Gheller, J. -M., Giganon, A., Lahonde-Hamdoun, C., Leboeuf, D., Loiseau, D., Mohamed, A., Mols, J. -Ph., Otsu, H., Péron, C., Peyaud, A., Pollacco, E. C., Prono, G., Rouse, J. -Y., Santamaria, C., and Uesaka, T., “Minos: A vertex tracker coupled to a thick liquid-hydrogen target for in-beam spectroscopy of exotic nuclei,” *Eur. Phys. J. A*, vol. 50, no. 1, p. 8, 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1140/epja/i2014-14008-y>
- [14] M. Milin, T. Niksic, S. Szilner, and D. Vretenar, Eds., *ACTAR: the New Generation of Active Targets*, vol. 1165, no. 1, 2009.
- [15] ACTAR-Collaboration, “Actar: Conceptual design report,” *tech. rep*, 2012.
- [16] G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2010. [Online]. Available: <https://books.google.it/books?id=4vTJ7UDel5IC>

- [17] B. Mauss, “Réactions élastiques et inélastiques résonantes pour la caractérisation expérimentale de la cible active actar tpc.” Ph.D. dissertation, These de doctorat dirigée par Sorlin, Olivier Physique Normandie, 2018. [Online]. Available: <http://www.theses.fr/2018NORMC226>
- [18] F. Sauli, *Gaseous Radiation Detectors: Fundamentals and Applications*, ser. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press, 2014.
- [19] W. Shockley, “Currents to conductors induced by a moving point charge,” *Journal of Applied Physics*, vol. 9, no. 10, pp. 635–636, 1938. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.1710367>
- [20] G. Charpak, J. Derre, Y. Giomataris, and P. Rebourgeard, “MICROMEGAS, a multipurpose gaseous detector,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 478, pp. 26–36, 2002.
- [21] E. Pollacco *et al.*, “GET: A generic electronics system for TPCs and nuclear physics instrumentation,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 887, pp. 81–93, 2018.
- [22] D. Dell’Aquila, I. Lombardo, G. Verde, M. Vigilante, G. Ausanio, A. Ordine, M. Miranda, M. De Luca, R. Alba, L. Augey, S. Barlini, E. Bonnet, B. Borderie, R. Bougault, M. Bruno, A. Camaiani, G. Casini, A. Chbihi, M. Cicerchia, M. Cinausero, D. Fabris, Q. Faible, L. Francalanza, J. D. Frankland, L. Grassi, F. Gramegna, D. Gruyer, A. J. Kordyasz, T. Kozik, R. LaTorre, N. Le Neindre, O. Lopez, T. Marchi, L. Morelli, P. Ottanelli, M. Parlog, G. Pastore, G. Pasquali, S. Piantelli, D. Santonocito, A. A. Stefanini, G. Tortone, S. Valdrè, and E. Vient, “OSCAR: A new modular device for the identification and correlation of low energy particles,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 877, pp. 227–237, Jan. 2018.
- [23] L. Scomparin, “Studio sperimentale di una reazione nucleare con active target tpc,” 2019. [Online]. Available: http://tesi.cab.unipd.it/62910/1/Tesi_LT_Scomparin_Luca.pdf
- [24] NUCLEX-Collaboration. [Online]. Available: <https://gitlab.com/nuclex/ARDA/-/tree/master>
- [25] [Online]. Available: <https://root.cern.ch/>
- [26] S. Biagi, “Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 421, no. 1-2, pp. 234–240, 1999.
- [27] M. A. Fischler and R. C. Bolles, “Random sample consensus: A paradigm for model fitting with applications to image analysis and automated cartography,” *Commun. ACM*, vol. 24, no. 6, p. 381–395, Jun. 1981. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1145/358669.358692>
- [28] A. Zanchettin, “Algoritmo di ransac: panoramica, confronti e applicazioni,” Master’s thesis, Università degli Studi di Padova, 2013. [Online]. Available: http://tesi.cab.unipd.it/44211/1/L'algoritmo_di_RANSAC_panoramica,_confronti_e_applicazioni.pdf
- [29] [Online]. Available: <https://seal.web.cern.ch/seal/snapshot/work-packages/mathlibs/minuit/>
- [30] J. F. Ziegler, M. Ziegler, and J. Biersack, “Srim – the stopping and range of ions in matter (2010),” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 268, no. 11, pp. 1818 – 1823, 2010, 19th International Conference on Ion Beam Analysis. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X10001862>
- [31] C. Gruhn, M. Binimi, R. Legrain, R. Loveman, W. Pang, M. Roach, D. Scott, A. Shotter, T. Symons, J. Wouters, M. Zisman, R. Devries, Y. Peng, and W. Sondheim, “Bragg curve spectroscopy,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 196, no. 1, pp. 33 – 40, 1982. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X82906127>