

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI FIRENZE
Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Tesi di Laurea in Fisica

**Identificazione isotopica
nei raggi cosmici
con l'esperimento **NINA**
su satellite**

Samuele Straulino

Relatore: dott. Paolo Papini

Correlatore: dott. Oscar Adriani

Anno Accademico **1998-99**

Indice

| | |
|---|-----------|
| Introduzione | 1 |
| 1 I raggi cosmici e il campo magnetico terrestre | 3 |
| 1.1 Gli inizi della fisica dei raggi cosmici | 3 |
| 1.2 I raggi cosmici galattici (<i>GCR</i>) | 5 |
| 1.2.1 ^3He e ^4He nei raggi cosmici galattici | 8 |
| 1.3 Particelle solari energetiche (<i>SEP</i>) | 10 |
| 1.4 Raggi cosmici anomali (<i>ACR</i>) | 11 |
| 1.5 Il campo magnetico terrestre | 12 |
| 1.6 Raggi cosmici intrappolati | 16 |
| 2 Il rivelatore NINA | 21 |
| 2.1 L'inizio della missione: il lancio di NINA | 21 |
| 2.2 La struttura del rivelatore | 25 |
| 2.2.1 I piani di silicio | 25 |
| 2.2.2 L'elettronica | 29 |
| 2.3 Configurazioni di trigger | 31 |
| 2.4 Modi di acquisizione | 34 |
| 2.5 Il computer di bordo | 35 |
| 2.5.1 Calibrazione del sistema | 36 |
| 2.6 Interfaccia computer-satellite | 38 |
| 2.7 L'alimentazione | 38 |
| 2.8 Capacità osservative | 39 |
| 2.8.1 Accettanza energetica | 41 |
| 2.9 Flussi attesi | 44 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3 | Analisi dati: discriminazione nucleare e isotopica | 45 |
| 3.1 | Formato dei dati provenienti dal satellite | 45 |
| 3.2 | Selezione degli eventi | 47 |
| 3.3 | Efficienza dei piani | 49 |
| 3.4 | Perdita di energia nella materia di particelle cariche pesanti | 51 |
| 3.5 | Perdita di energia sui primi due piani | 56 |
| 3.6 | Spostamento dei piedistalli | 60 |
| 3.7 | Metodo di ricostruzione della massa | 62 |
| 3.8 | Eventi acquisiti durante due brillamenti solari | 69 |
| 3.9 | Acquisizione di nuclei pesanti | 69 |
| 4 | Un metodo più accurato di analisi di massa | 73 |
| 4.1 | Funzione di distribuzione di ΔE | 73 |
| 4.1.1 | Scelta di opportune notazioni | 74 |
| 4.1.2 | Perdita di energia media e deviazione standard | 75 |
| 4.2 | Metodo di ricostruzione della massa | 82 |
| 4.3 | Una nuova definizione di ξ | 87 |
| 4.4 | Percentuale isotopica ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ nei raggi cosmici galattici | 89 |
| | Conclusioni | 93 |

Introduzione

L'esperimento **NINA** su satellite si inserisce nell'ambito del programma WiZard per lo studio dei raggi cosmici primari.

Per la rivelazione diretta dei raggi cosmici primari è necessario collocare il rivelatore al di fuori dell'atmosfera, o comunque a decine di *km* di altezza, per minimizzare l'interazione delle particelle cosmiche con i gas che circondano la terra. Pertanto i primi esperimenti della collaborazione WiZard furono condotti su pallone, alla fine degli anni '80, e richiesero l'impiego di tecnologie già utilizzate nella fisica delle alte energie, adattate alle limitazioni di peso e di spazio richieste dalle condizioni specifiche dell'esperimento.

Dal 1989 a oggi il gruppo WiZard ha acquisito dati sui raggi cosmici attraverso cinque diverse missioni su pallone: MASS89, MASS91, TS93, CAPRICE94 e l'ultima, nel maggio '98, CAPRICE98.

Inserendosi in questo programma di studio, a partire dal 1994 l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) e l'Istituto di Fisica e Ingegneria di Mosca (MEPhI) hanno intrapreso un progetto comune, la Missione Russo-Italiana (RIM).

Il lavoro congiunto di questi istituti di ricerca prevede tre esperimenti:

- **SI-EYE (RIM 0)**: concepito per studiare i lampi di luce osservati dagli astronauti anche in condizioni di buio e installato sulla stazione orbitante MIR, in due diverse versioni, nel 1995 e nel 1997;
- **NINA (RIM 1)**: pensato per determinare la composizione nucleare e isotopica dei raggi cosmici nell'intervallo di energia $10 \div 100 \text{ MeV/nucleone}$ e per provare l'affidabilità e il funzionamento dei rivelatori al silicio dopo le sollecitazioni provocate dal lancio in orbita (1998);

- PAMELA (RIM 2): progettato per uno studio più completo dei raggi cosmici, con particolare attenzione alla misura delle componenti di antiprotoni e positroni con energia fino a 100 GeV e oltre e per la ricerca di antinuclei (il lancio è previsto alla fine del 2002).

In questa tesi presento alcuni risultati ottenuti con i dati trasmessi da novembre '98 ad aprile '99 dal telescopio NINA. In particolare il lavoro ha riguardato lo studio e lo sviluppo di metodi per la ricostruzione della massa degli eventi rivelati, con particolare attenzione all'identificazione isotopica di ^3He e ^4He .

Nel Capitolo 1 farò alcuni cenni sulla Fisica dei raggi cosmici, soffermandomi sugli argomenti che l'esperimento NINA permette di studiare; nel Capitolo 2 spiegherò com'è costruito il rivelatore e quali particelle consente di acquisire; nel Capitolo 3 presenterò l'analisi dei dati provenienti dal satellite e illustrerò un metodo semplice per ricostruire la massa delle particelle rivelate; infine nel Capitolo 4 parlerò dello sviluppo di metodi più raffinati di analisi di massa, che consentono di distinguere con maggiore precisione gli isotopi studiati.

Capitolo 1

I raggi cosmici e il campo magnetico terrestre

1.1 Gli inizi della fisica dei raggi cosmici

Lo studio dei raggi cosmici è cominciato un secolo fa, quando si scoprì che un elettroscopio a foglie, un dispositivo in cui due foglioline metalliche sono divaricate perché vi è stata depositata una carica dall'esterno e su di loro agisce la repulsione elettrostatica, si scaricava anche al buio e lontano da sorgenti radioattive.

Inizialmente si pensò che la ionizzazione fosse dovuta a elementi radioattivi della crosta terrestre, e questo sembrava confermato da un esperimento del 1910: facendo una misura sulla cima della torre Eiffel (330 *m*), si trovò un'intensità dimezzata rispetto a quella misurata a terra, il cui valore era 6×10^6 coppie di ioni/($m^3 \times h$). Ma il risultato era contraddittorio, perché non corrispondeva alle conoscenze del tempo. Infatti la radiazione più penetrante allora nota erano i raggi γ : conoscendo il coefficiente di assorbimento dei γ in aria, si stimò che, se la ionizzazione proveniva da elementi radioattivi sulla crosta terrestre, l'intensità doveva ridursi a metà in soli 80 *m* di altezza dal suolo.

Una misura più completa venne dai voli su pallone di Hess e Kolhörster negli anni 1912-14: nel '12 raggiunsero un'altezza di 5 *km* e due anni dopo di 9 *km*. Essi notarono

che la ionizzazione media osservata tramite la scarica dell'elettroscopio diminuiva fino a un'altezza di 1.5 km, e di qui cresceva con la distanza dal suolo. Era un indizio chiaro che la sorgente ionizzante era posta al di fuori dell'atmosfera terrestre. Hess commentò così nel 1912:

I risultati delle recenti osservazioni sembrano essere subito spiegati assumendo che una radiazione di altissimo potere penetrante entri dall'alto nella nostra atmosfera e produca negli strati inferiori una parte della ionizzazione osservata in recipienti chiusi.

Di qui ebbe inizio la fisica della radiazione cosmica o dei *raggi cosmici*, come furono chiamati per la prima volta nel 1925.

Nel 1929 si osservò una traccia curva, generata dai raggi cosmici, in una camera a nebbia posta all'interno di un campo magnetico, e si pensò a elettroni secondari prodotti da γ ad alta energia. Ma in quello stesso anno, grazie all'invenzione del contatore di Geiger-Müller, si capì che la radiazione rivelata era composta da particelle cariche. Fu utilizzata una tecnica di coincidenza fra due rivelatori sovrapposti per capire se le particelle osservate erano secondarie (prodotte da eventuali γ incidenti); si riscontrò che gli eventi dei due contatori erano in coincidenza, e questo non sarebbe accaduto se le particelle cariche fossero state prodotte da interazione dei raggi γ .

Negli anni '30 grazie ai raggi cosmici si scoprì il *positrone*, osservando in una camera a nebbia, inserita in un campo magnetico, alcune tracce, uguali a quelle degli elettroni ma con curvatura opposta [1]. Nel 1936 fu osservato con la stessa tecnica anche il *muone*. Negli anni seguenti furono scoperte altre particelle cosmiche; in particolare si osservarono con emulsioni fotografiche le reazioni:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu ;$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu ,$$

in cui tutte e tre le particelle cariche (π , μ ed e) erano visibili.

Fino agli anni '50 i raggi cosmici rappresentarono l'unica sorgente di particelle di alta energia utilizzabile dai ricercatori nei loro studi sulle interazioni fondamentali; in questo senso sono stati soppiantati dall'avvento dei grandi acceleratori.

Negli anni seguenti lo studio della radiazione proveniente dal cosmo ha interessato i fisici soprattutto per cercare di capire la genesi dell'Universo, per indagare le possibili sorgenti di radiazione solari, galattiche ed extragalattiche (studiandone la fisica associata) e per determinare le caratteristiche della materia interstellare, attraversata dalle particelle nel loro percorso fino alla Terra [2].

1.2 I raggi cosmici galattici (*GCR*)

Le particelle che arrivano a una unità astronomica dal Sole¹, cioè sulla sommità dell'atmosfera terrestre, si possono raggruppare in quattro componenti, in base alla loro provenienza: galattica (*GCR*), solare (*SEP*), anomala (*ACR*) o extragalattica².

Le misure sulla direzione di arrivo della radiazione cosmica mostrano che il flusso dei raggi cosmici è del tutto isotropo, almeno fino a energie di 10^{15} eV.

La componente principale è quella galattica, formata per il 98 % da nuclei e per il 2 % da elettroni. Lo spettro energetico della componente nucleare presenta un massimo di intensità fra 10^2 e 10^3 MeV/nucleone; per energie in questo intervallo la composizione nucleare è rappresentata da un 87% di idrogeno, un 12% di elio, mentre il restante 1% comprende nuclei con $Z > 2$ [4].

Nella figura 1.1 si può vedere lo spettro differenziale dei raggi cosmici per idrogeno, elio, carbonio e ferro, misurato in $(m^2 s sr MeV/nucleone)^{-1}$ e ottenuto da missioni su palloni e satelliti. Si nota che l'andamento del flusso di particelle, al di sopra di circa 10^4 MeV/nucleone, segue una legge di potenza:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-k},$$

dove $k \sim 2.7$.

¹L'unità astronomica (*AU*) è la distanza media Terra-Sole.

²Si pensa che la componente extragalattica sia costituita da particelle molto energetiche ($E > 10^8$ GeV); essa non contribuisce in modo significativo all'intensità totale, perché il flusso dei raggi cosmici diminuisce all'aumentare di E .

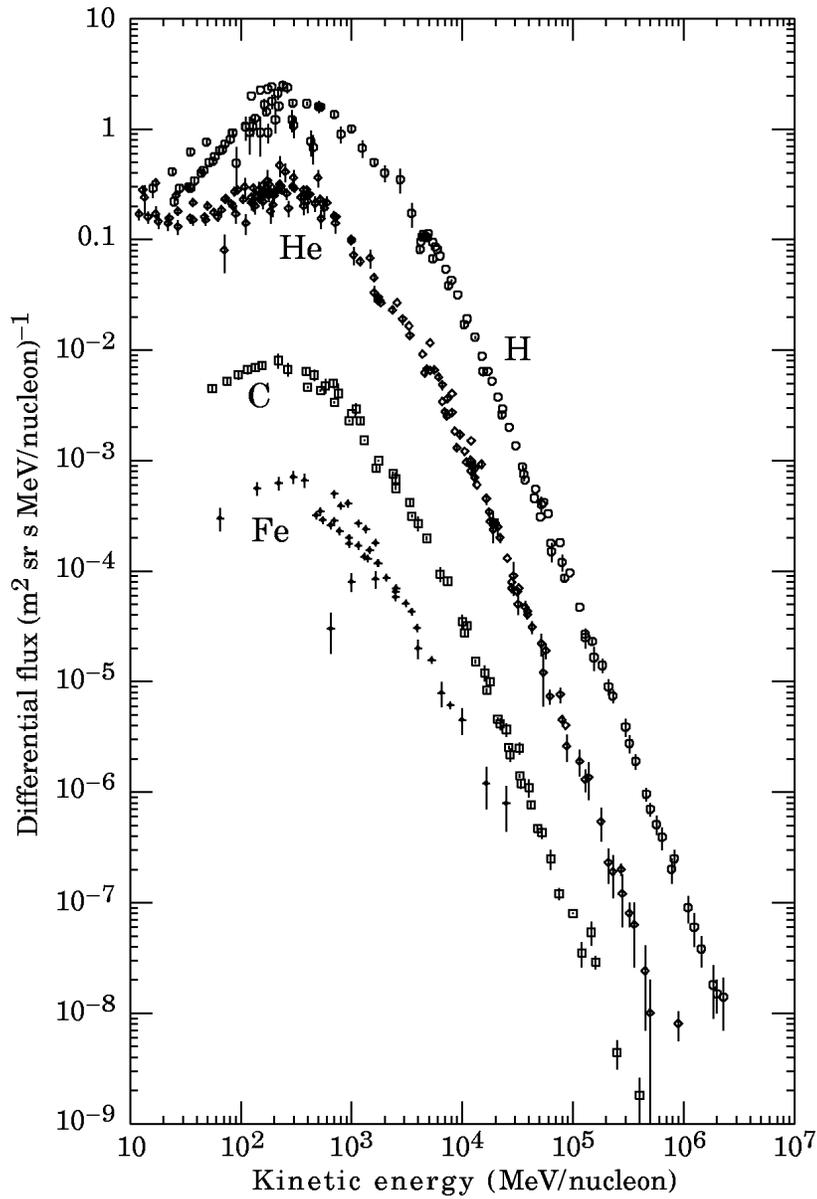


Figura 1.1: Il flusso differenziale dei raggi cosmici fra 10 e 10⁷ MeV/nucleone misurato a 1 unità astronomica dal Sole. La figura è presa da [3]

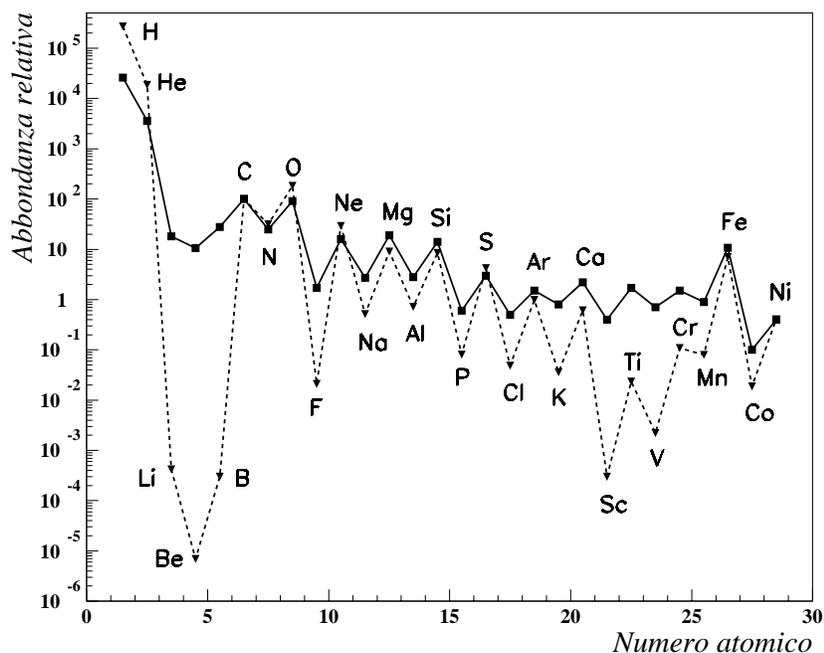


Figura 1.2: Abbondanze relative (misurate a 1 AU) degli elementi con $Z \leq 28$ nei raggi cosmici (quadrati) rispetto alle quantità medie nel Sistema Solare (triangoli). I valori sono relativi al carbonio ($C = 100$) [4].

Lo spettro energetico dei raggi cosmici si estende fino a energie altissime ($E > 10^{20} eV$) e, per energie superiori a $10^6 MeV/nucleone$, si ha un cambiamento della pendenza con $k \sim 3$ [5].

Nell'intervallo $10^2 \div 10^3 MeV/nucleone$ il flusso differenziale ha un massimo. La regione dello spettro che si trova a energia più bassa è particolarmente sensibile alle fasi di attività del Sole³: infatti nei periodi di massima attività l'emissione di materia solare modifica il campo magnetico interplanetario e devia le particelle galattiche, facendone diminuire l'intensità. Il fenomeno è conosciuto come *modulazione solare* dei raggi cosmici galattici. NINA sta volando in un periodo di bassa attività solare, e cioè

³Il Sole presenta dei cicli di 11 anni, durante cui l'attività cresce partendo da un valore minimo, raggiunge un massimo e torna a decrescere (l'attività è identificabile dal numero di macchie solari che compaiono sulla superficie del Sole). A questa variazione d'intensità sono sensibili gli esseri viventi; per esempio si nota un andamento legato al ciclo solare negli anelli di accrescimento degli alberi. Nel 1996 c'è stato un minimo di attività e il prossimo massimo si raggiungerà nel 2001.

in un periodo di alta intensità della radiazione galattica.

Nei raggi cosmici galattici si possono individuare particelle primarie e secondarie. Le particelle primarie provengono direttamente dalle sorgenti cosmiche, che si pensa siano costituite perlopiù da esplosioni di *supernovæ*: queste generano onde d'urto nel mezzo interstellare, provocando l'accelerazione delle particelle. Le particelle secondarie hanno origine dall'urto dei raggi cosmici con nuclei che costituiscono il mezzo interstellare⁴; in processi di questo tipo nuclei pesanti si frantumano in elementi a più basso Z .

Si parla in questo caso di nuclei generati per *spallazione* e questo meccanismo spiega la maggiore quantità di alcuni elementi nei *CGR* rispetto alle abbondanze tipiche del Sistema Solare (figura 1.2); per esempio Li, Be, B derivano per spallazione da C, N e O, mentre il gruppo Sc, Ti, V, Cr, Mn ha origine dalla frantumazione del ferro. Si pensa che questi elementi siano rari nei raggi cosmici primari, perché quasi assenti nelle sorgenti astrofisiche, e che siano essenzialmente di origine secondaria.

Conoscendo le sezioni d'urto dei processi di spallazione è anche possibile ricavare informazioni sulla quantità di materia incontrata dai raggi cosmici per arrivare fino a noi. Le stime fatte danno uno spessore medio attraversato di $5 \div 10 \text{ g/cm}^2$, che corrisponde a una distanza di $\sim 1 \text{ Mpc}$ ⁵. Considerando che lo spessore del disco galattico è circa 1000 volte più piccolo, si può dedurre che le particelle, per la presenza del campo magnetico galattico, sono confinate per lungo tempo ($\sim 10^7$ anni) prima di sfuggire all'esterno della galassia [5].

Dalla figura 1.2 si nota anche un effetto pari-dispari con Z , per il quale elementi con Z pari sono più abbondanti di quelli con Z dispari, sia nei raggi cosmici che nel Sistema Solare.

1.2.1 ³He e ⁴He nei raggi cosmici galattici

Nei raggi cosmici galattici sono presenti i quattro isotopi stabili di idrogeno ed elio: ¹H, ²H, ³He, ⁴He; essi sono stati i primi nuclei rivelati nella radiazione proveniente dal cosmo. Nonostante questo, ancora oggi le loro abbondanze relative sono conosciute

⁴Il mezzo interstellare è formato da atomi e molecole con una densità di circa 1 nucleone/ cm^3 nel disco galattico.

⁵1 *pc* (parsec) è la distanza a cui si dovrebbe mettere un osservatore per vedere la congiungente Terra-Sole (cioè 1 *AU*) sotto un angolo di 1". 1 *pc* equivale a ~ 3 anni luce.

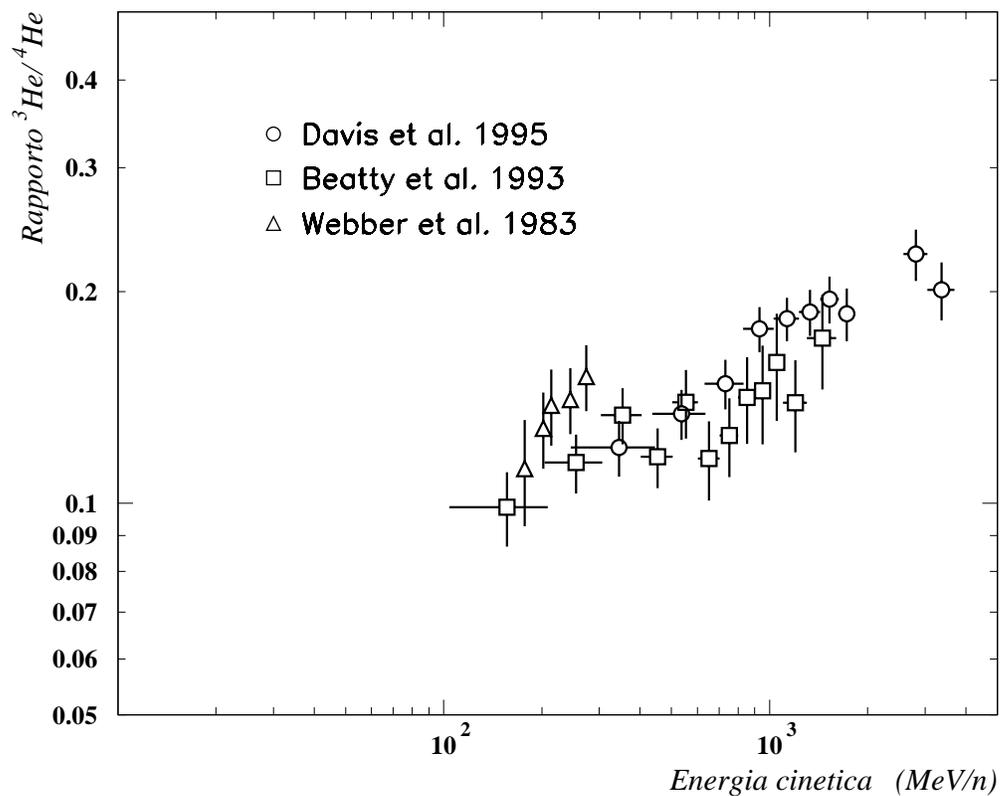


Figura 1.3: Il rapporto ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ fra 100 MeV e 3 GeV ([6], [7], [8]).

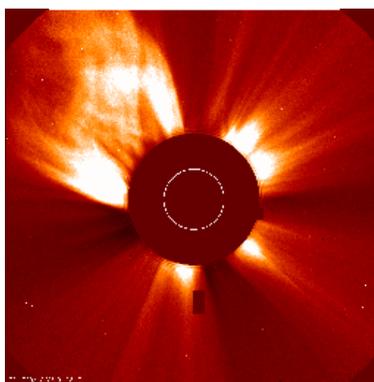


Figura 1.4: Immagine di un brillamento solare, verificatosi nei giorni 7-8 Ottobre 1999, fotografato dalla sonda SOHO.

soltanto in intervalli di energia limitati; la figura 1.3 mostra alcune misure del rapporto ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ fra 100 $\text{MeV}/\text{nucleone}$ e 3 $\text{GeV}/\text{nucleone}$.

Si ritiene che i due nuclei più rari ${}^2\text{H}$ e ${}^3\text{He}$ siano prodotti secondari della frammentazione dell' ${}^4\text{He}$ e dei nuclei più pesanti. La loro abbondanza è dunque riconducibile alla quantità di materia attraversata nel percorso dalle sorgenti cosmiche fino a noi, alle sezioni d'urto di produzione ${}^2\text{H}$ e ${}^3\text{He}$ e alle modalità di propagazione dei raggi cosmici nella Galassia.

La misura dei rapporti ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ e ${}^2\text{H}/{}^4\text{He}$ ha particolare interesse proprio per lo studio della dinamica di propagazione dei raggi cosmici.

1.3 Particelle solari energetiche (*SEP*)

L'emissione di particelle dal Sole è rappresentata soprattutto da protoni a bassissima energia ($\langle E \rangle \sim 500 \text{ eV}$) ed è conosciuta come *Vento Solare*. A questo flusso costante si sovrappongono periodi di intensa attività (*brillamenti*, o *flashes*, o *flares*), in cui lo spettro di emissione si estende verso le alte energie, con nuclei che raggiungono energie di centinaia di $\text{MeV}/\text{nucleone}$, e intenso rilascio X e γ .

I brillamenti furono osservati per la prima volta da Carrington e Hodgson nel 1859 e consistono in violente espulsioni di materia di dimensioni impressionanti: è stato calcolato un volume medio per la *flare* di $\sim 10^{22} \text{ m}^3$ e un'emissione totale di energia fra 10^{22} e 10^{25} J [9]. La durata di un brillamento può variare da qualche minuto a parecchie ore. La loro frequenza è correlata con la fase di attività del Sole e pertanto con il numero di macchie sulla sua superficie.

Nella figura 1.4 si può vedere l'immagine della *flare* del 7-8 Ottobre 1999, fotografata dalla sonda SOHO.

Grandi progressi nella comprensione dei brillamenti solari sono stati fatti con la possibilità di osservare questi eventi su frequenze diverse dal visibile: X , UV e onde radio. Generalmente la classificazione delle *flares* avviene riferendosi all'intensità e alla durata delle emissioni X : si distinguono *flares gradual*, caratterizzate da prolungati rilasci elettromagnetici (X) ed espulsione di materia dalla corona solare (essenzialmente protoni e particelle α), e *flares impulsive*, in cui le emissioni X sono più brevi e vengono emessi anche elettroni e nuclei pesanti.

La composizione nucleare delle *flares* impulsive è stata studiata dalla missione VLET/ISEE-3 [10]; gli elementi sono stati classificati in tre gruppi, in base alla loro abbondanza rispetto alla corona solare. I nuclei del primo gruppo (da He a O) non hanno discrepanze significative rispetto alla corona; quelli del secondo gruppo (da Ne a Si) presentano un eccesso di un fattore ~ 3 ; il terzo gruppo (gruppo del Fe) ha una eccedenza di un fattore 10. Questa separazione dipenderebbe dal rapporto Z/A dei nuclei e sarebbe legata alla temperatura di formazione all'interno del Sole.

1.4 Raggi cosmici anomali (ACR)

La componente anomala dei raggi cosmici fu scoperta nel 1972 osservando un aumento del flusso differenziale, per alcuni elementi come ^4He , N e O, al di sotto di circa 60 $\text{MeV}/\text{nucleone}$ (questo aumento a bassa energia si può notare, per l'elio, anche nella figura 1.1). Per NINA questa componente ha un'importanza particolare, perché il contributo al flusso dei raggi cosmici anomali si trova nell'intervallo energetico a cui il rivelatore è sensibile.

Il modello più accreditato per spiegarne l'origine è quello dovuto a Fisk [11]. Secondo questo modello, rappresentato schematicamente nella figura 1.5, atomi neutri entrano nel Sistema Solare (a causa del moto del Sistema Solare rispetto al mezzo interstellare) e vengono ionizzati singolarmente da radiazione ultravioletta o da interazione con protoni a bassa energia del Vento Solare. Dopo essere state ionizzate, queste particelle vengono raccolte dal Vento Solare che le porta al limite dell'eliosfera⁶, dove subiscono un'accelerazione (secondo meccanismi non ancora chiari) fino a raggiungere energie fino a qualche decina di $\text{MeV}/\text{nucleone}$.

Una parte di questi nuclei accelerati ritorna verso l'interno del Sistema Solare e viene modulata come accade alla componente galattica. La differenza nell'intensità rispetto ai raggi cosmici galattici è dovuta alla singola ionizzazione degli atomi anomali: avendo carica più bassa delle particelle galattiche riescono a penetrare più profondamente nella magnetosfera terrestre.

⁶La eliosfera è la zona dello spazio dove le particelle sono modulate dal campo magnetico del Sole e si estende per circa 100 AU .

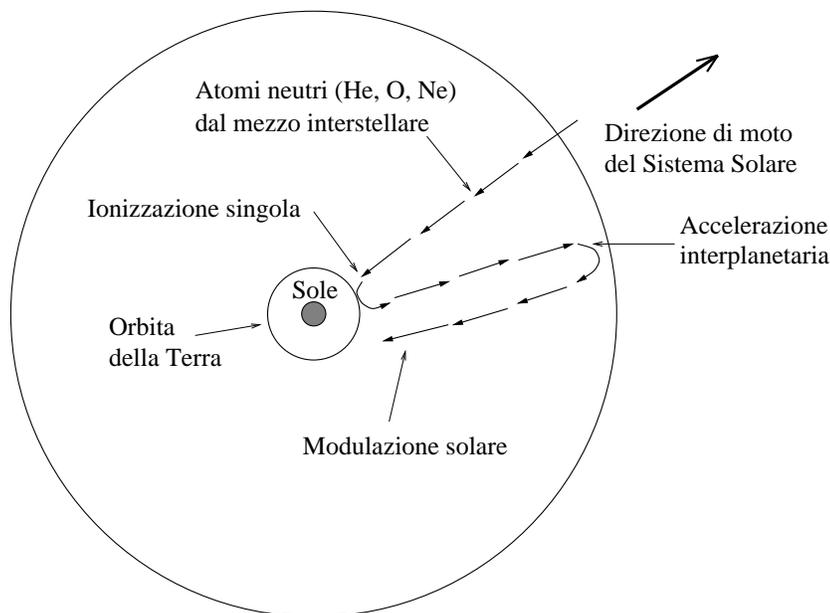


Figura 1.5: Schema proposto da Fisk per spiegare l'origine dei raggi cosmici anomali ([11]).

1.5 Il campo magnetico terrestre

Il campo magnetico che circonda la Terra ha origine nello spostamento del materiale conduttore che si trova nel nocciolo del globo ed è schematizzabile, in prima approssimazione, come un campo dipolare con asse inclinato di circa 11° rispetto all'asse di rotazione del pianeta (figura 1.6(a)). L'intensità del campo è massima ai poli (~ 0.7 gauss) e decresce raggiungendo un minimo all'equatore (~ 0.3 gauss).

Il modulo del vettore induzione magnetica è dato da

$$B(R, \lambda) = \frac{B_0}{(R/R_T)^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda},$$

dove B_0 è il valore del campo all'equatore geomagnetico⁷ e a livello del suolo (0.31 gauss), λ è la latitudine magnetica, R la distanza dal centro della Terra e R_T il raggio della Terra.

Le linee di forza del campo hanno forma approssimativamente ellittica e si richiu-

⁷L'equatore geomagnetico è dato dall'intersezione fra la superficie del globo e un piano ortogonale all'asse magnetico terrestre, equidistante dai due poli magnetici.

dono sulla superficie terrestre in punti simmetrici rispetto all'equatore geomagnetico; sono individuate dall'equazione [12]

$$R(\lambda) = R_0 \cos^2 \lambda ,$$

dove R e R_0 sono misurate dal centro della Terra e rappresentano rispettivamente la distanza dalla linea di flusso a latitudine geomagnetica λ e la distanza massima (all'equatore, per $\lambda = 0$) di quella stessa linea di flusso.

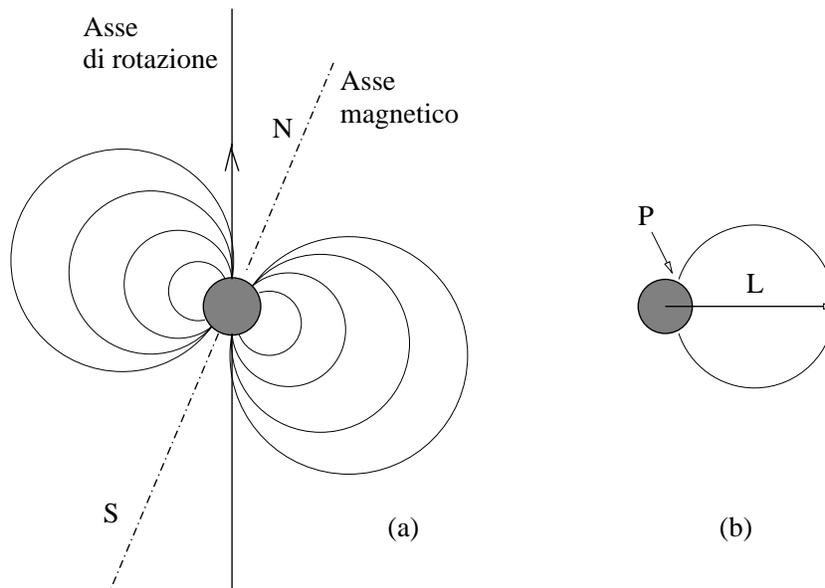


Figura 1.6: (a) Le linee di forza del campo magnetico terrestre. L'asse magnetico è inclinato di circa 11° rispetto all'asse di rotazione. (b) La coordinata geomagnetica L associata al punto P .

Per una descrizione più accurata del campo è necessario fare ricorso a uno sviluppo in multipoli; questo consente di tener conto di deviazioni dalla forma dipolare, in particolare nella cosiddetta Anomalia del Sud Atlantico (SAA). Si tratta di una zona, situata fra il Sud America e l'Africa, in cui la diminuzione di intensità magnetica rispetto al campo di dipolo è particolarmente marcata. Questa differenza consente a molte particelle cosmiche di penetrare più profondamente nell'atmosfera; inoltre c'è un effetto sensibile sull'estensione delle fasce di radiazione (ved. paragrafo seguente).

Solitamente per descrivere il campo geomagnetico si usa il sistema di coordinate (B, L) di Mc Ilwain ([13]). Dato un punto P sulla superficie del Globo, si considera la linea di flusso passante per P e se ne misura la distanza sul piano equatoriale magnetico dal centro della Terra (figura 1.6(b)). Questa distanza, espressa in raggi terrestri, è la coordinata L ; con L shell si indica l'insieme dei punti che hanno lo stesso valore di L . B è dato dal valore scalare del campo nel punto. In questo modo a ogni punto dello spazio è associata univocamente una coppia (B, L) ; alti valori di L corrispondono a punti della Terra vicini ai poli.

Il limite esterno della regione di validità dello schema di campo bipolare è dato dalla zona in cui il campo magnetico generato dal Vento Solare uguaglia il campo terrestre. Le particelle emesse dal Sole sono vincolate a un campo magnetico di alcuni nT e sono irradiate nello spazio formando una spirale di Archimede, risultante dalla combinazione dell'emissione radiale e del moto di rotazione del Sole su di sé; in prossimità della Terra l'angolo formato dal braccio della spirale con la direzione di moto della Terra attorno al Sole è di circa 45° .

Il campo magnetico terrestre è deformato nella zona di spazio in cui è troppo debole per fermare il Vento Solare. L'equilibrio fra l'intensità del campo terrestre e quella associata al Vento Solare avviene a circa $11 R_T$. Il campo risultante si può esemplificare, pensando che la Terra si trovi all'interno di una *cavità geomagnetica*, con una caratteristica forma a goccia allungata (figura 1.7).

La regione interna alla cavità è detta anche *magnetosfera* e, nella parte rivolta verso il Vento Solare, le linee di campo sono "schiate" (figura 1.8); dalla parte opposta, la cavità ha una forma approssimativamente cilindrica con un raggio di $\sim 25 R_T$ e una profondità di $\sim 60 R_T$. La magnetosfera è delimitata dalla *magnetopausa*, una fascia spessa circa 1 km , che possiede due zone, sovrastanti i poli (le *cuspidi polari*), in cui il campo magnetico complessivo è nullo⁸; più all'esterno si trova la guaina magnetica (*magnetosheath*), dove il Vento Solare scorre lungo le linee di campo.

La forma della cavità fa sì che la Terra agisca come uno spettrometro magnetico capace di selezionare le particelle cosmiche cariche che si avvicinano in base al valore

⁸Le cuspidi polari si trovano a $\pm 78^\circ$ geomagnetici.

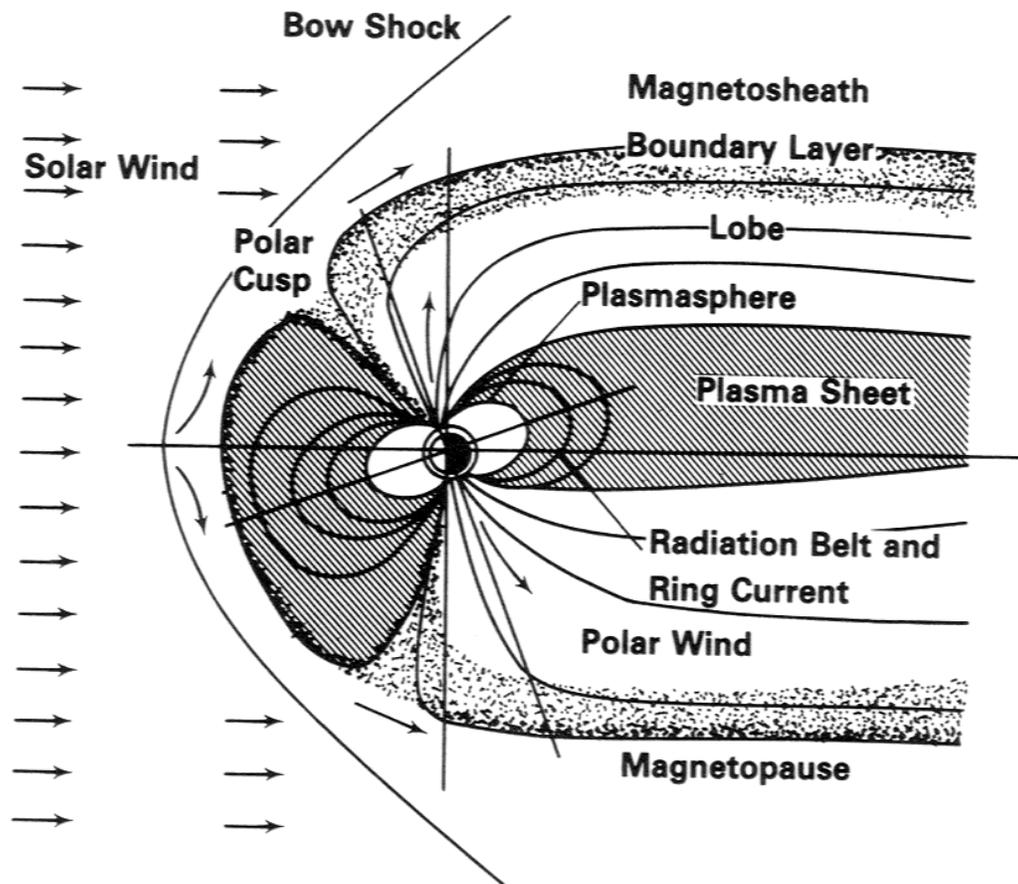


Figura 1.7: Disegno schematico della magnetosfera terrestre, con l'effetto del Vento Solare [14].

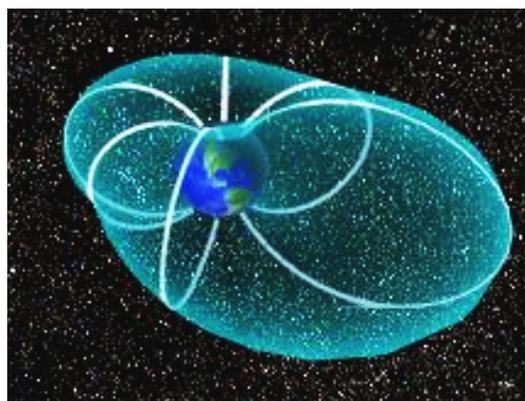


Figura 1.8: Le linee di campo magnetico che circondano la Terra, schiacciate dall'interazione con il Vento Solare.

della loro *rigidità*: si definisce rigidità magnetica la grandezza r data dal rapporto

$$r = \frac{pc}{Ze}$$

dove p è l'impulso della particella. Valori via via crescenti dell'impulso corrispondono a particelle che sono meno deflesse dal campo; quindi un'alta rigidità caratterizza quelle particelle che risentono meno del campo magnetico e possono raggiungere la Terra.

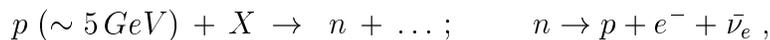
La capacità di una particella di raggiungere la Terra dipende, oltre che dalla sua rigidità, dalla latitudine di arrivo. A basse latitudini, infatti, le linee di campo sono trasversali al moto delle particelle incidenti e tendono a deviarle dalla loro traiettoria, mentre vicino ai poli le linee di campo sono parallele alla direzione di incidenza delle particelle e la loro deviazione è minore. Particelle con carica e massa diversa ma con uguale rigidità vengono deviate nel campo esattamente allo stesso modo.

Fissato un valore di L , si definisce *taglio* (o *cutoff*) *geomagnetico* il valore della rigidità r al di sotto della quale la particella non riesce a entrare nell'atmosfera terrestre.

1.6 Raggi cosmici intrappolati

Alcune particelle, di origine galattica o solare, possono entrare nel campo magnetico terrestre e rimanere intrappolate. Nel 1958 sono state scoperte da van Allen, con un contatore Geiger posto su un Explorer americano, *fasce di radiazione* attorno alla Terra, che contengono raggi cosmici intrappolati. Van Allen ne identificò due (figura 1.9): la fascia interna si estende fino a $2.5 R_T$ dal suolo ed è costituita principalmente da protoni di energia pari a qualche decina di MeV e da elettroni relativistici; quella esterna è formata da protoni ed elettroni di bassa energia (meno di $1 MeV$) e si estende oltre i $3 R_T$.

La scoperta delle fasce di radiazione pose ai fisici il problema dell'origine delle particelle al loro interno. Per quanto riguarda i protoni nella fascia interna, essi sono prevalentemente di origine solare, generati dalle reazioni



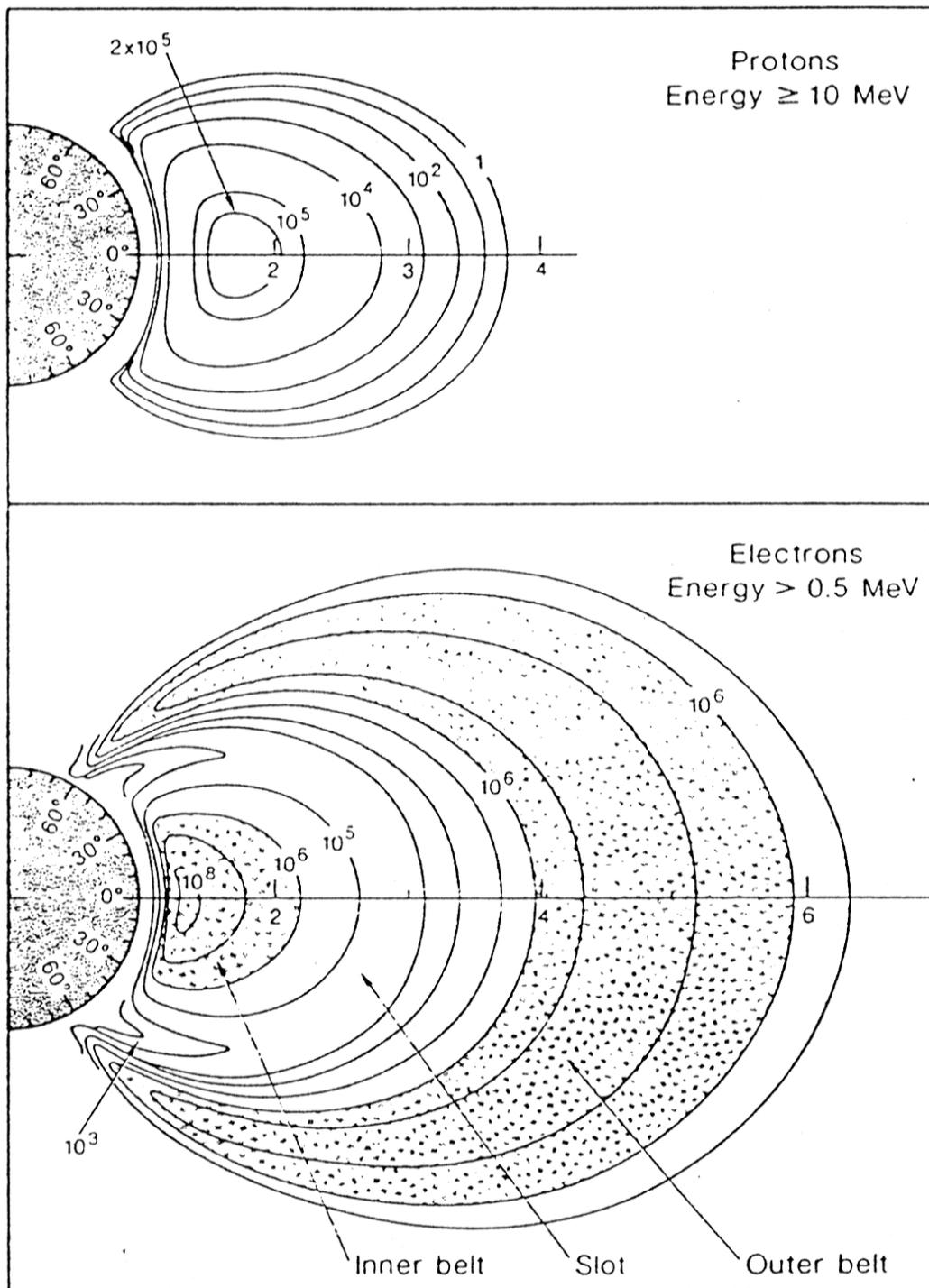


Figura 1.9: Le due fasce di van Allen, con flussi di protoni ed elettroni ($cm^{-2}s^{-1}$). La scala radiale è in unità di raggi terrestri.

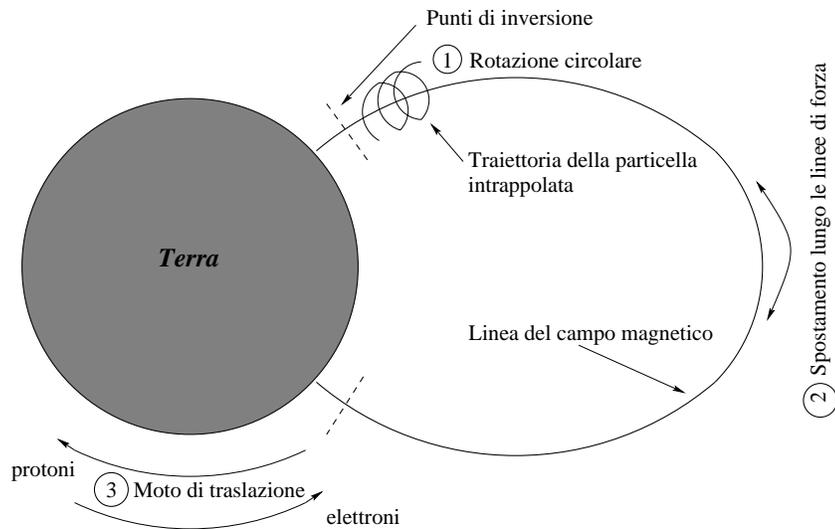


Figura 1.10: Traiettoria delle particelle intrappolate nel campo magnetico terrestre; sono schematizzate le tre componenti del moto delle particelle.

in cui protoni ad alta energia generano protoni a energia più bassa, che rimangono intrappolati nelle fasce di radiazione.

Anche gli elettroni della fascia esterna provengono dal Sole, anche se i meccanismi di genesi non sono del tutto compresi; si è osservata infatti una loro correlazione con la fasi di attività solare.

Moto delle particelle nel campo magnetico terrestre

Le particelle che rimangono intrappolate percorrono traiettorie date dalla composizione di tre moti fondamentali (figura 1.10):

1. rotazione circolare nel piano ortogonale alla linea di forza del campo magnetico, con raggio di curvatura

$$R_c = \frac{mv_{\perp}}{eB}$$

(v_{\perp} è la componente della velocità nella direzione ortogonale al vettore \mathbf{B});

2. spostamento lungo la linea di forza. Questo spostamento, lungo la direzione di \mathbf{B} , produce un moto a spirale della particella nel campo.

Se si indica con α l'angolo compreso fra \mathbf{B} e la velocità \mathbf{v} , imponendo che un campo stazionario \mathbf{B} produca lavoro nullo sulla particella carica, si trova l'espressione ([13]):

$$\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \text{costante} .$$

Questo significa che, quando la particella penetra in zone di campo sempre più intense, l'angolo α cresce fino a raggiungere il valore di 90° ; a quel punto, detto *mirror point* o punto di inversione, la traiettoria si inverte e la particella torna indietro con il suo moto a spirale lungo la linea di forza. Se i punti di inversione si trovano all'interno dell'atmosfera, la particella viene invece assorbita;

3. moto di traslazione (*drift*) verso Ovest per le particelle positive e verso Est per quelle negative. Infatti la particella nel suo moto attraversa zone con valori diversi di \mathbf{B} , facendo variare il raggio di curvatura del punto 1), con conseguente spostamento della traiettoria.

Il raggio di curvatura R_c e il periodo delle tre componenti del moto sono riportati nella tabella sottostante, per protoni ed elettroni di energia 1 MeV:

| | R_c (cm) | T_1 (s) | T_2 (s) | T_3 (min) |
|-----------|-----------------|--------------------|-----------|-------------|
| elettroni | 3×10^4 | 7×10^{-6} | 0.1 | 53 |
| protoni | 1×10^6 | 4×10^{-3} | 2.2 | 32 |

Capitolo 2

Il rivelatore NINA

2.1 L'inizio della missione: il lancio di NINA

Il telescopio NINA è stato concepito per studiare la composizione nucleare e isotopica e i flussi differenziali dei raggi cosmici galattici, solari e anomali.

Installato sul satellite russo *Resurs 01 N° 4*, è stato lanciato nello spazio con un vettore della classe *Zenit* il 10 luglio 1998 dalla base di Bajkonur, in Kazakistan. Attualmente si trova in orbita polare eliosincrona¹ intorno alla Terra, a un'altezza di circa 840 *km*, con inclinazione i di 98.7°.

Per orbite prossime a quelle polari, un valore di $i < 90^\circ$ caratterizza un'orbita che precede nel verso di rotazione della Terra (cioè verso Est) mentre, se $i > 90^\circ$, l'orbita è retrograda (verso Ovest), come nel caso del *Resurs*.

Il periodo di rotazione del satellite attorno alla Terra è di 101.31 minuti, quindi in un giorno NINA esegue 14 orbite, attraversando 28 volte le diverse latitudini. Durante un'orbita del satellite, la Terra si sposta di circa 2700 *km* verso Est, e questo consente al rivelatore di passare sopra punti a diversa longitudine (la traiettoria del satellite è disegnata nella figura 2.1).

NINA, come gran parte dei dispositivi destinati a missioni nello spazio, è stato costruito in due versioni identiche: la prima (*Engineering Model*) è servita per i test su

¹L'orbita di un satellite si dice eliosincrona se la congiungente Terra-Sole forma un angolo costante con il piano dell'orbita.

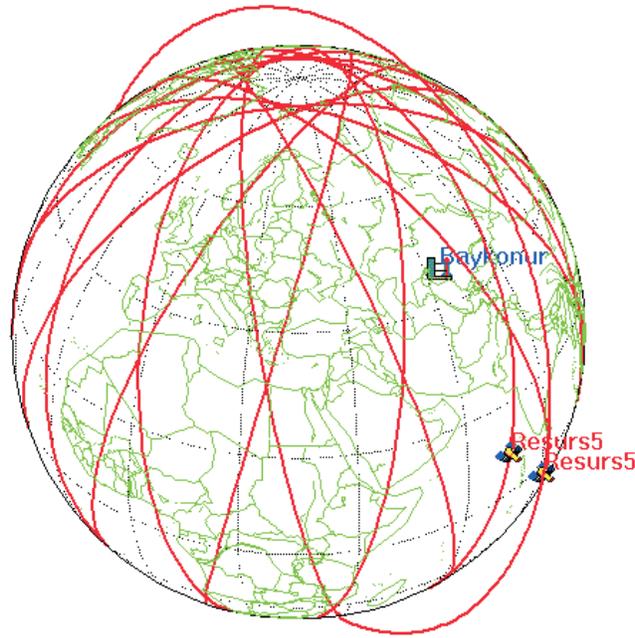


Figura 2.1: L'orbita del satellite *Resurs* attorno alla Terra, percorsa a un'altezza di 840 km dal suolo.

fascio, meccanici e di compatibilità elettromagnetica con gli altri strumenti del satellite; la seconda (*Flight Model*), identica alla prima, è stata montata sul satellite e utilizzata per il lancio.

Si sta ora lavorando per riutilizzare anche l'*Engineering Model*, montarlo sul satellite italiano MITA e impiegarlo per una nuova missione (progetto NINA 2). Il lancio è previsto per aprile 2000, e l'orbita avrà un'altezza di circa 400 km ; consentirà di studiare i raggi cosmici primari utilizzando lo stesso *software* di NINA: si pensa che riesca a trasmettere dati per circa 2.5 anni.

In NINA alcuni componenti elettronici sono in sovrappiù rispetto alle esigenze di funzionamento: infatti per le missioni spaziali è prevista una "ridondanza" per supplire a eventuali guasti evitando di vanificare tutto l'esperimento per il cattivo funzionamento di qualche dispositivo.

Il volo su satellite impone limitazioni di peso e di potenza (rispettivamente 45 kg e 40 W nel caso di NINA su *Resurs*), che hanno condizionato la progettazione del dispositivo; sono stati necessari stringenti controlli sulla solidità della struttura, pesantemente sollecitata nella fase di lancio, tramite prove di urto e vibrazionali di

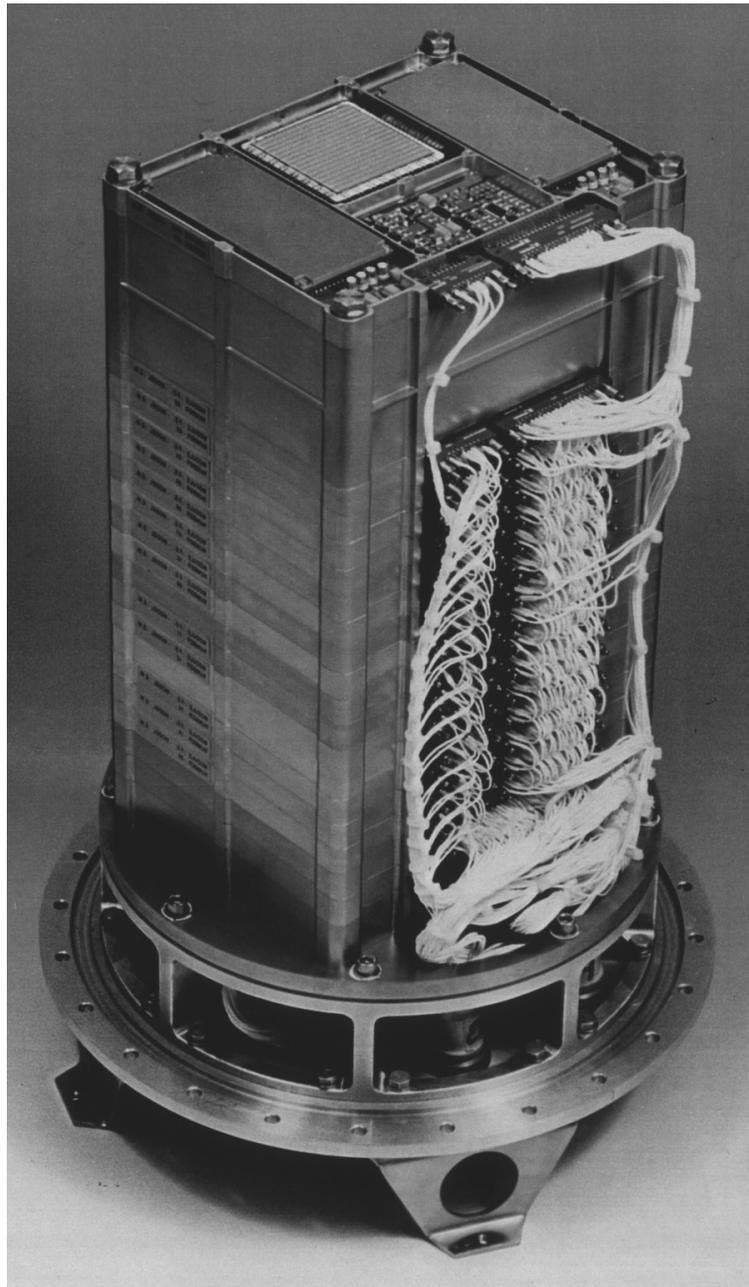


Figura 2.2: Foto del rivelatore (*box D1*): in alto si nota la piastrina di silicio di $6 \times 6 \text{ cm}^2$, che costituisce il primo strato sensibile; vicino al silicio, l'elettronica di lettura.

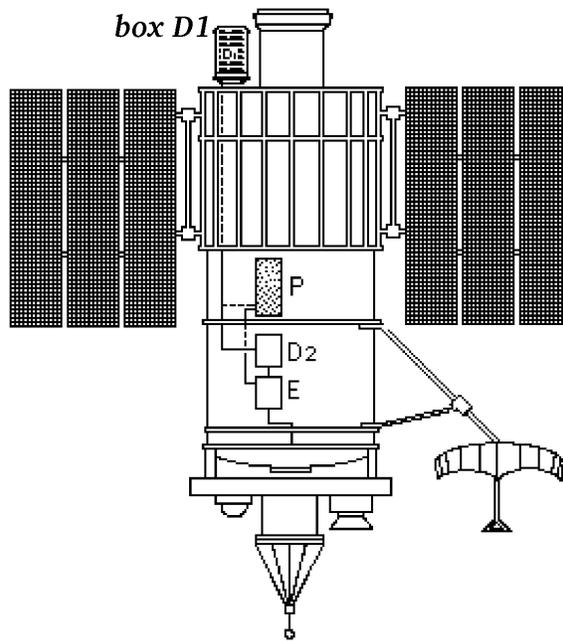


Figura 2.3: Il rivelatore NINA montato sul satellite; il rivelatore si trova in alto a sinistra, ed è esterno alla struttura del *Resurs*.

varia intensità.

NINA è formato da quattro unità distinte:

- RIVELATORE (*Box D1*): composto da 32 piani di rivelatori al silicio, ognuno segmentato in 16 strip, e dall'elettronica di lettura;
- COMPUTER DI BORDO (*Box D2*): seleziona il tipo di trigger e registra il segnale rivelato da ciascuna strip secondo un proprio formato;
- INTERFACCIA COMPUTER-SATELLITE (*Box E*): consente di trasferire i dati al sistema di telemetria per il successivo invio a terra;
- ALIMENTAZIONE (*Box P*): fornisce le tensioni necessarie a tutte le altre unità.

La fotografia della figura 2.2 mostra il rivelatore assemblato (*box D1*), prima di essere stato chiuso nella box di alluminio che lo contiene.

Nella figura 2.3 è mostrato l'insieme delle quattro parti di cui è composto NINA e la disposizione sul satellite, mentre nella figura 2.4 si può vedere in dettaglio lo schema della *box* D1.

2.2 La struttura del rivelatore

2.2.1 I piani di silicio

La parte attiva di NINA è fatta di 16 piani di rivelazione: ogni piano è a sua volta formato da due rivelatori di silicio di $6 \times 6 \text{ cm}^2$ incollati l'uno all'altro. Questi rivelatori sono segmentati in 16 strip e disposti a coppie mutuamente ortogonali (figura 2.5); la piastrina superiore di ciascun piano è chiamata vista X e quella inferiore, con le strip perpendicolari alle precedenti, vista Y . Infatti ciascuna coppia di strip colpite (X_i, Y_i) , con $i = 1 \div 16$, permette di individuare la zona di impatto della particella sul piano i e la successione di queste coppie consente di ricostruirne la traiettoria, con precisione limitata dalla larghezza finita delle strip (3.6 mm).

La conoscenza della traiettoria ci permetterà di sapere qual è l'angolo di incidenza della particella su ciascun piano, ottenendo di conseguenza lo spessore vero attraversato nel silicio.

Nella tabella 2.1 sono riportati i dati geometrici essenziali che si riferiscono ai silici di NINA. Nelle pagine seguenti, in accordo con la notazione della tabella, adotteremo questa convenzione: parleremo di *piano* intendendo la coppia di rivelatori X, Y incollati e chiameremo *vista* il singolo silicio.

Le strip 1 e 16 di ciascuna vista sono messe in anticoincidenza per eliminare gli eventi che entrano o escono di lato e connesse allo stesso canale di elettronica; nel primo piano queste due strip sono scollegate. Ne consegue che il numero di letture per ogni evento è dato da:

$$30 \text{ viste} \times 15 \text{ canali/vista} + 2 \text{ viste} \times 14 \text{ canali/vista} = 478 \text{ canali}.$$

L'elettronica è dotata di 512 canali (32×16), quindi i restanti 34 sono impiegati

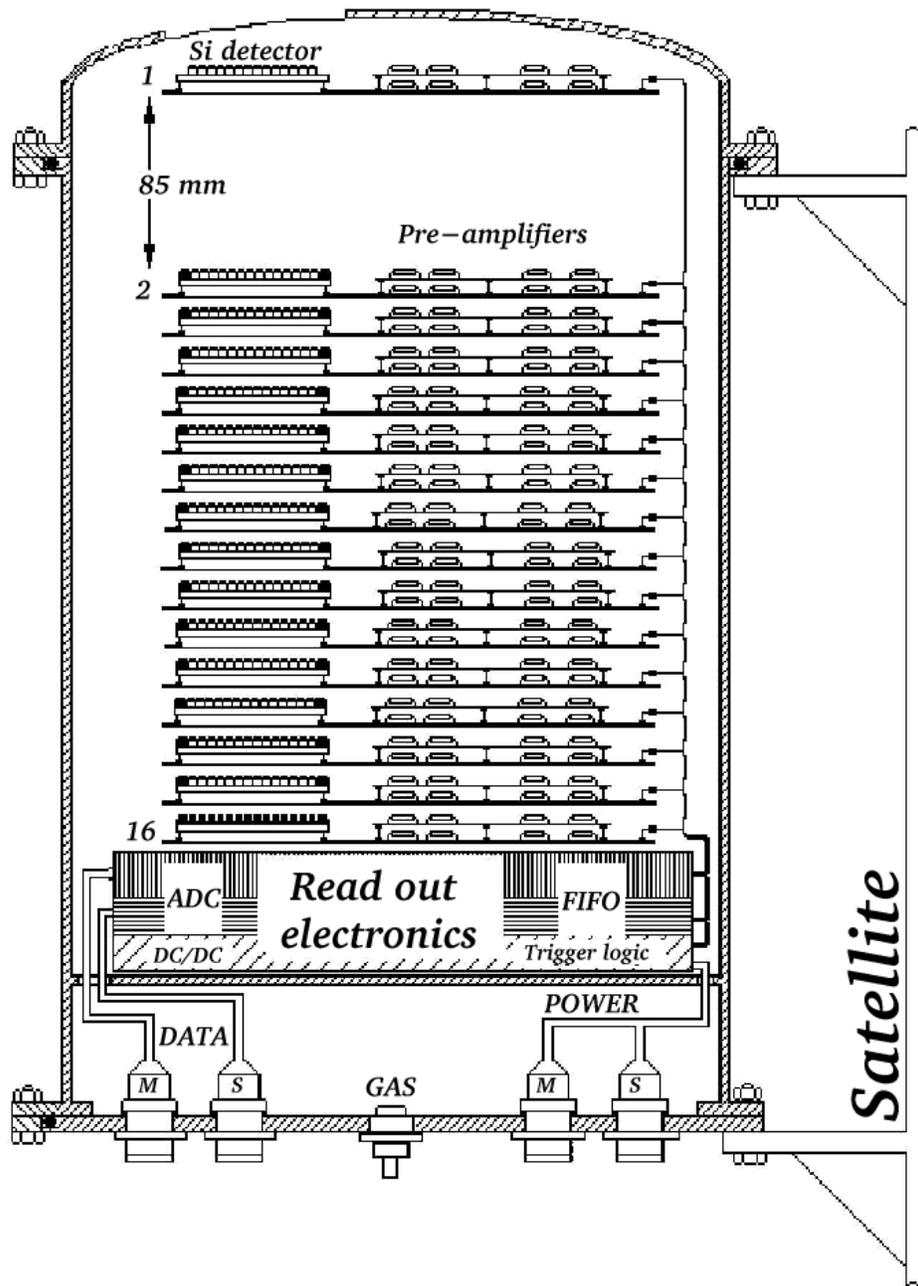


Figura 2.4: Schema della *box* D1, con i 16 piani di lettura, ognuno composto da 2 rivelatori al silicio, e la relativa elettronica. I rivelatori sono chiusi in un contenitore di alluminio, con una finestra d'ingresso sottile ($300 \mu m$) in corrispondenza del primo piano. La *box* è connessa esternamente al satellite.

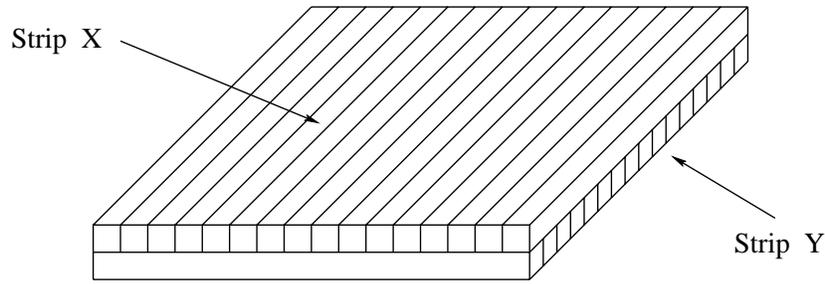


Figura 2.5: Rappresentazione schematica della disposizione delle strip nelle due viste X e Y dei piani di silicio di NINA.

| | |
|----------------------------------|-----------------------------|
| Numero di viste | 32 (16 X e 16 Y) |
| Superficie di una vista | $60 \times 60 \text{ mm}^2$ |
| Larghezza di una strip | 3.6 mm |
| Strip per ogni vista | 16 |
| Spessore delle prime due viste | $150 \mu\text{m}$ |
| Spessore delle viste $3 \div 32$ | $380 \mu\text{m}$ |
| Viste per piano | 2, ortogonali |
| Distanza fra i piani 1 e 2 | 85 mm |
| Distanza fra gli altri piani | 14 mm |
| Spessore totale di Si | 11.7 mm |

Tabella 2.1: Caratteristiche geometriche dei piani di silicio di NINA.

per i cosiddetti dati di *housekeeping* (tensioni, *rate meters*, temperature), che vengono utilizzati per controllare il funzionamento del rivelatore.

Lo spessore delle viste è $380 \pm 15 \mu\text{m}$, eccetto le prime due che misurano $150 \pm 15 \mu\text{m}$: questo strato più sottile estende verso valori di energia più bassi l'accettanza del sistema (si vedrà più avanti che il trigger seleziona un'energia minima di ingresso che è funzione dello spessore dei primi piani). Le indeterminazioni degli spessori sono connesse alla tecnologia costruttiva delle piastrine di silicio; con un fascio di particelle di energia conosciuta è però possibile misurare gli spessori singolarmente, con maggiore accuratezza e questo è stato fatto con dati presi su un fascio di test al *GSI* di Darmstadt nell'aprile 1997 [15].

I 16 piani sono montati su un supporto di alluminio e posti alla distanza di 14 mm l'uno dall'altro. Fra il primo e il secondo piano, però, la distanza è di 85 mm , per misurare con maggiore precisione l'angolo di incidenza sul telescopio e per ridurre il

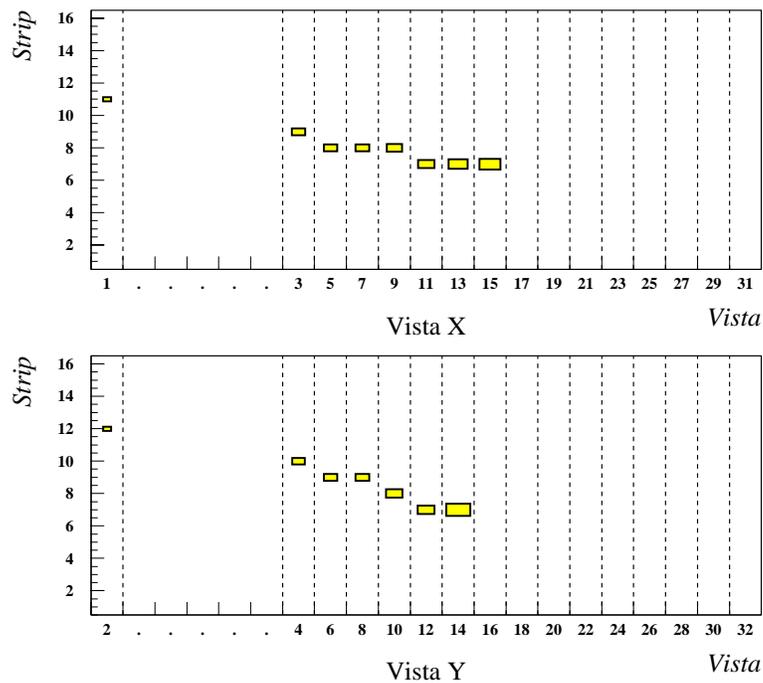


Figura 2.6: La traccia di una particella in NINA, ricostruita dai suoi depositi energetici sulle diverse strip. Sono riportate le strip colpite sulle viste X (in alto) e sulle viste Y (in basso). La dimensione dei rettangolini è proporzionale all'energia rilasciata sulla strip.

numero di particelle troppo angolate, destinate a uscire lateralmente.

Lo spessore dell'alluminio del contenitore è 2 mm , eccetto una finestra d'ingresso in corrispondenza del primo piano, che è di soli $300\ \mu\text{m}$ per minimizzare la quantità di materiale passivo che i raggi cosmici devono attraversare prima di incidere sul rivelatore. Al contrario il fondo del contenitore d'alluminio è spesso 5 cm , per attenuare il flusso di particelle dal basso. Nel contenitore è presente azoto alla pressione di 1.2 atm (che diventeranno 0.8 atm dopo tre anni di missione nello spazio).

Nella figura 2.6 è disegnata la ricostruzione della traccia di una particella che attraversa NINA e si ferma nella 15-esima vista.

2.2.2 L'elettronica

Il segnale indotto su ciascuna strip dal passaggio di una particella ionizzante viene raccolto da un preamplificatore di carica, che lo converte in una tensione, proporzionale alla carica raccolta.

Ogni piano è dotato di due preamplificatori a 16 canali che analizzano ciascuna strip del rivelatore. Lo schema dell'elettronica, relativa a una singola strip, è mostrato nella figura 2.7.

In uscita al preamplificatore, la tensione viene inviata a un circuito formatore, che produce due segnali unipolari: uno va alla linea di *hold* relativa a quel canale, l'altro alla somma analogica delle strip di ciascun piano, che viene usata per la temporizzazione del trigger e per il confronto con la soglia impostata in quel momento (paragrafo 2.3).

Il segnale della linea di *hold* va a caricare un condensatore (C'); quando viene selezionata una condizione di trigger, viene aperto l'interruttore S' , normalmente chiuso: a quel punto sono lette tutte le strip del rivelatore, viene cioè registrato il deposito di carica su C' per ogni strip.

Questo processo è pilotato da un *multiplexer* (MUX): un dispositivo che ha il compito di selezionare sequenzialmente i 512 canali di elettronica per consentire all' ADC di leggere la carica presente sul condensatore di *hold*. Per ogni evento, infatti, ci sono 512 conversioni, che richiedono circa $4 \mu s$ ciascuna. Ogni acquisizione tiene dunque occupato il sistema per $2 ms$: la frequenza massima di campionamento, in questa fase, è $500 Hz$.

Questa parte dell'elettronica, adibita alla lettura di tutti i segnali prodotti sulle strip, è detta *front-end electronics*; la parte che è destinata all'acquisizione dei dati mediante l' ADC è invece chiamata elettronica di *read-out*, e converte da analogico a digitale il segnale della linea di *hold*.

Esistono due ADC per motivi di ridondanza. L' ADC ha una risoluzione di 12 *bit* (4096 canali) e un fondoscala di 2800 *mip*.

Si definisce pari a 1 *mip* l'energia media rilasciata da una particella al minimo di ionizzazione² nell'attraversare un dato spessore. In $380 \mu m$ di silicio una *mip* equivale

²La curva di perdita di energia per particelle cariche, di cui parlerò nel capitolo 3, ha un minimo per un valore della velocità incidente pari a $\sim 0.96c$, indipendentemente dal tipo di particella, che corrisponde a un'energia totale $\epsilon \sim 4M_0c^2$. Una particella con quel valore dell'energia si definisce *particella al minimo di ionizzazione*.

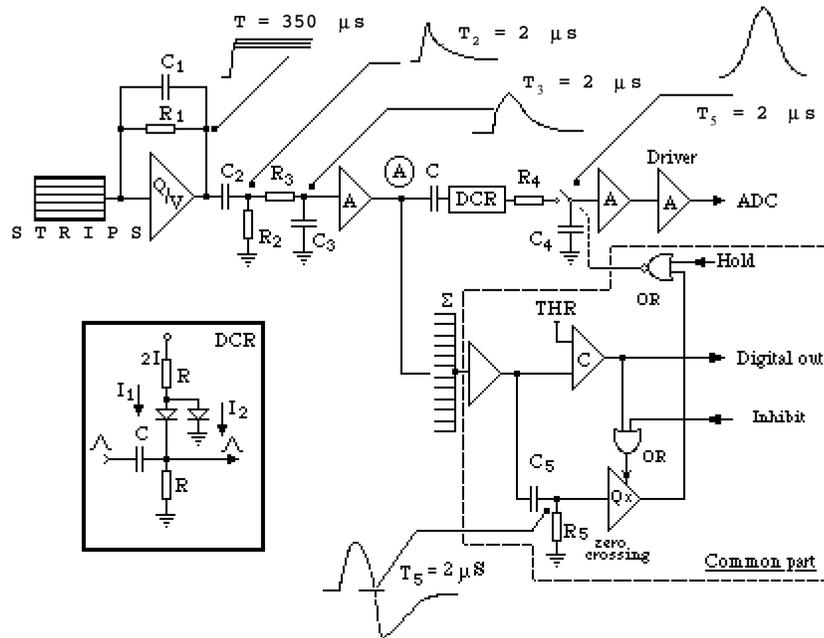


Figura 2.7: Lo schema del circuito elettronico di una singola strip.

alla produzione media di 30400 elettroni o a un rilascio di energia medio di 105 keV ; di conseguenza la calibrazione del sistema, cioè il fattore di conversione fra canali di lettura dell'*ADC* ed energia rilasciata, è

$$\frac{2800 \text{ mip}}{4096 \text{ ch}} \times 0.105 \frac{\text{MeV}}{\text{mip}} \simeq 0.07 \frac{\text{MeV}}{\text{ch}}.$$

La calibrazione, in realtà, è diversa da canale a canale perché dipende dai componenti elettronici che analizzano il segnale di strip, che solo nominalmente sono uguali; la bontà della risoluzione energetica sta anche nell'uniformità di questa grandezza per i 478 canali attivi. Un valore medio su tutte le strip è stato calcolato con i dati delle prove su fascio, presi al *GSI* nel 1997 [16]:

$$1 \text{ ch } ADC = 0.067 \pm 0.002 \text{ MeV}. \quad (2.1)$$

In uscita dall'*ADC*, il segnale giunge a un modulo di memoria, che trasmette un

segnale di *data-ready* appena l'evento è stato memorizzato, consentendo così una nuova acquisizione.

2.3 Configurazioni di trigger

Il sistema di trigger ha lo scopo di selezionare per la registrazione eventi con un numero sufficiente di viste colpite, perché sia possibile riconoscere il tipo di particella incidente dalla sua “curva di Bragg”, ossia dal modo in cui perde energia nei piani del telescopio.

Lo schema logico del trigger si può esemplificare in due passi successivi:

- **SOMMA ANALOGICA:** data una vista, il segnale analogico di tutte le strip viene sommato;
- **CONFRONTO CON LA SOGLIA:** il segnale ottenuto sommando sulle strip viene confrontato con la soglia impostata in quel momento.

NINA possiede due soglie, selezionabili tramite telecomando: la *soglia bassa* corrisponde a 1/1000 del fondoscala dell'*ADC* e la *soglia alta* a 1/100.

Ricordando che l'*ADC* ha 4096 canali e che la calibrazione è $0.067 \text{ MeV}/ch$, si può ricavare facilmente il valore delle soglie in *MeV*:

$$\textit{soglia bassa} \simeq 270 \text{ keV} \qquad \textit{soglia alta} \simeq 2.7 \text{ MeV} .$$

Nel primo piano del telescopio, poiché i rivelatori sono più sottili, la soglia alta è fissata a 1/250 del fondoscala.

Se il segnale dato dalla somma delle strip supera la soglia, viene generato un segnale logico *D* diverso da zero per quella vista.

A questo punto vediamo in dettaglio i segnali che determinano uno stato di trigger:

1. D_{ij} è il segnale logico che è uguale a uno se è superiore alla soglia la somma di tutti i segnali delle strip della vista j ($j = X, Y$) del piano i ;
2. AC_{lat} è il segnale logico dato dalla somma dei segnali sulle strip 1 e 16 di tutte le viste ed è messo in anticoincidenza: la presenza di un segnale in una qualunque di queste strip inibisce l'acquisizione dell'evento;

3. AC_f è il segnale logico dato dalla somma di tutte le strip delle viste 31 e 32 e anche questo segnale è in anticoincidenza per escludere le particelle che provengono dal fondo del rivelatore.

Indicando con \times l'operazione logica *AND* e con $+$ l'operazione *OR*, si possono scrivere le configurazioni previste dai due trigger $M1$ (principale) e $M2$ (secondario):

$$M1 : (D_{1X} \times D_{1Y}) \times (D_{2X} + D_{2Y} + D_{3X} + D_{3Y}) \times \overline{AC_{lat}} \times \overline{AC_f} ;$$

$$M2 : (D_{2X} + D_{2Y}) \times (D_{3X} + D_{3Y}) \times (D_{4X} + D_{4Y}) \times (D_{5X} + D_{5Y}) \times \overline{AC_{lat}} \times \overline{AC_f} .$$

Consideriamo più in dettaglio i singoli elementi del trigger per valutare le differenze fra le due configurazioni possibili:

- **PIANI IN COINCIDENZA.** La coincidenza dei primi piani coinvolge un numero di viste che dipende dalla configurazione scelta; il trigger principale $M1$ richiede che la particella colpisca entrambe le prime due viste e almeno una vista dei piani 2 e 3; il trigger secondario $M2$ non considera il primo piano (e quindi è utilizzabile anche in caso di un suo cattivo funzionamento), ma richiede che la particella penetri almeno fino al quinto piano di silicio.
- **ANTICOINCIDENZE.** Le strip 1 e 16 di ciascun piano (eccetto quelle del primo) sono in anticoincidenza: sono connesse allo stesso canale di elettronica e la presenza di un segnale diverso da zero su una delle due inibisce il trigger. Così riusciamo a scartare gli eventi che escono di lato o quelli che entrano insieme a una particella “buona”, formando una traccia doppia, come quella mostrata nella figura 2.8.

I telecomandi consentono di disattivare l'anticoincidenza laterale, per esempio se un aumento di rumore in una strip non permettesse di acquisire eventi. In questo caso l'anticoincidenza laterale è svolta dal computer di bordo (trigger di secondo livello).

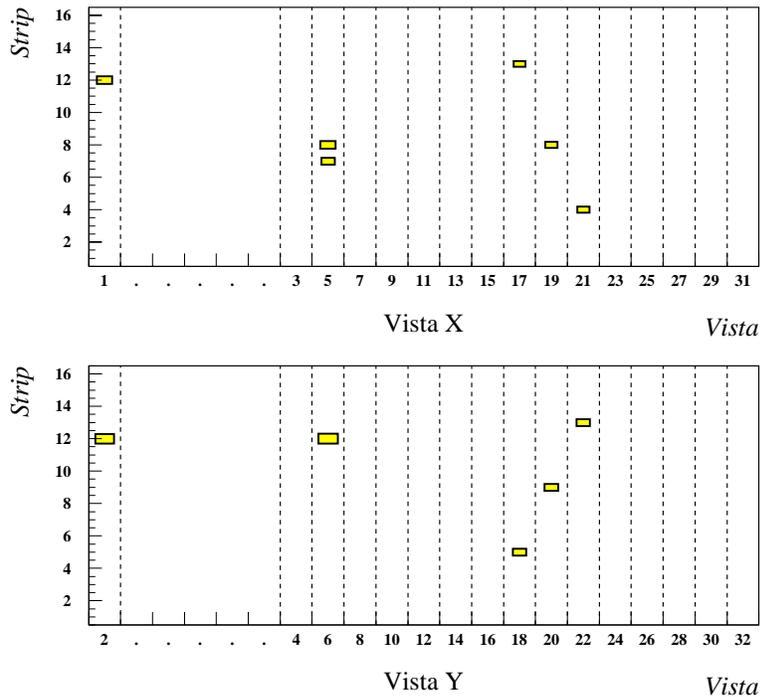


Figura 2.8: Una traccia doppia in NINA. Non sempre l'anticoincidenza laterale funziona, perché la particella può entrare nel rivelatore attraverso i 14 mm di spazio fra due piani contigui.

L'anticoincidenza di fondo viene fatta con il piano 16 : tutte le volte che una delle viste 16X o 16Y ha un segnale valido, il trigger è inibito. Tramite telecomando è possibile spostare questa funzione sul piano 15.

Un'ulteriore possibilità consiste nel togliere del tutto l'anticoincidenza di fondo; questa soluzione, chiesta dai membri italiani della collaborazione, estende il *range* energetico di NINA. Infatti, lavorando con particelle *non contenute*, è ancora possibile una buona risoluzione di massa fino a circa 1 GeV/nucleone.

- SOGLIE. Le due soglie si caratterizzano per la capacità di selezionare particelle diverse: la soglia alta è pensata per lo studio dell'Elio e dei nuclei più pesanti, per i quali il rilascio di energia è maggiore rispetto all'idrogeno.

Finora, NINA ha sempre acquisito dati con il trigger M1 ; la soglia impostata inizialmente era quella bassa, ma è stata quasi subito selezionata la soglia alta

per consentire uno studio più accurato della separazione isotopica ${}^3\text{He} / {}^4\text{He}$ e un'osservazione di nuclei più pesanti, evitando di riempire i file con eventi di idrogeno.

2.4 Modi di acquisizione

Il rivelatore prevede tre modi di acquisizione, a seconda dell'intensità del flusso di particelle incidenti. Infatti i dati di ciascun evento occupano in media 90 *byte* ; con un *rate*, cioè una frequenza di acquisizione di particelle, pari a 100 *Hz*, la memoria del sistema (14 *Mbyte*) verrebbe occupata in

$$\frac{1.4 \times 10^7 \text{ byte}}{90 \text{ byte} \times 100 \text{ s}^{-1}} \simeq 1500 \text{ s} \simeq 25 \text{ min} .$$

Per questo, al crescere del *rate*, è previsto che il rivelatore si disponga automaticamente in un modo di acquisizione, che conservi l'informazione della particella in formato ridotto. Il passaggio fra i vari modi può essere gestito tramite telecomando, ma può avvenire anche automaticamente, come succede di solito, con un tempo minimo di 60 *s* prima di un nuovo cambio, per evitare di avere dati troppo frammentati.

- FULL FORMAT (*rate* < 10 *Hz*). È il modo normale, che conserva le informazioni sui depositi energetici di tutte le strip. Consente di ricostruire con accuratezza la carica e massa della particella per mezzo delle perdite di energia sui vari piani di silicio, corrette per l'angolo d'incidenza.

Se si escludono i periodi di attività solare questo limite sul flusso entrante permette comunque un'acquisizione quasi totale delle particelle cosmiche nell'intervallo energetico d'interesse.

- $\Delta E_1 - E_{tot}$ (*rate* compreso fra 10 e 100 *Hz*). In questo caso vengono registrate solo l'energia totale e quella rilasciata sul primo piano (o sul secondo, se sta funzionando il trigger *M2*). È ancora possibile la ricostruzione nucleare e isotopica, ma con minore efficienza, sia perché conosciamo la perdita di energia su un solo piano, sia perché non è possibile correggere lo spessore attraversato per l'angolo di arrivo della particella rispetto alla normale.

| Tlc | Nome | Funzione |
|-----|--------------|---|
| 1 | NINA ON | Accende l'alimentazione di NINA |
| 2 | NINA OFF | Spegne l'alimentazione |
| 3 | MAIN PS | Accende l'alimentazione principale e spegne quella di riserva |
| 4 | SPARE PS | Accende l'alimentazione di riserva e spegne quella principale |
| 5 | MAIN | Porta lo strumento allo stato di <i>default</i> |
| 6 | D15 ON | Sposta l'anticoincidenza di fondo dal piano 16 al piano 15 |
| 7 | TRG M2 | Passa al trigger M2 |
| 8 | HT | Passa alla soglia alta |
| 9 | AQ OFF | Spegne l'acquisizione della <i>box E</i> |
| 10 | INIT MEM | Inizializza la memoria della <i>box E</i> |
| 11 | TEST | Effettua una calibrazione |
| 12 | μ P A&B | Elabora dati nella D2 a doppio processore |
| 13 | μ P AorB | Elabora dati nella D2 a singolo processore |
| 14 | AC OFF | Spegne l'anticoincidenza di fondo |
| 15 | NM Low Rate | Impone modo di funzionamento <i>Full Format</i> |
| 16 | NM High Rate | Impone modo di funzionamento $\Delta E_1 - E_{tot}$ |
| 17 | AT | Impone soglia automatica |
| 18 | STRIPS OFF | Elimina le anticoincidenze laterali dal trigger |
| 19 | D ON | Fornisce l'alimentazione a D1, D2, P |
| 20 | D OFF | Interrompe l'alimentazione a D1, D2, P |
| 21 | INF TRANS | Inizia il trasferimento-dati al satellite |
| 22 | INF END | Termina il trasferimento-dati al satellite |

Tabella 2.2: La serie dei telecomandi, che consentono di comunicare con NINA.

- RATE METER ($rate > 100 Hz$). L'informazione si limita alla frequenza di incidenza delle particelle sul rivelatore. Naturalmente il dato è limitato a quelle particelle capaci di generare un trigger valido: quindi si possono valutare flussi di particelle in un dato intervallo energetico.

2.5 Il computer di bordo

Questa *box* ha il compito di gestire i dati che escono dal rivelatore secondo il tipo di trigger attivato e di compattarli secondo il modo di funzionamento impostato in quel momento; i dati così processati vengono passati alla *box E*, che provvederà al trasferimento al sistema di telemetria del satellite. Inoltre il computer di bordo gestisce l'apparato per mezzo delle istruzioni inviate da Terra tramite i telecomandi.

Il sistema è dotato di 22 telecomandi (vedi tabella 2.2) ma è raggiungibile soltanto quando il satellite passa sopra una delle basi russe; anche il trasferimento dei dati a Terra avviene in corrispondenza di questi passaggi. Ogni telecomando è preposto a una

sola funzione (cosa che ne garantisce l'affidabilità, visto che si tratta dell'unico modo che abbiamo per interagire con NINA) e l'invio viene ripetuto più volte, per assicurarsi che sia stato recepito dal satellite.

La gestione dei dati è affidata a due microprocessori 8086 che normalmente lavorano in parallelo, a una frequenza di acquisizione massima di 100 Hz ; in caso di rottura di uno dei due, il sistema può continuare a funzionare, anche se a velocità ridotta (70 Hz). Dunque, anche se la frequenza di acquisizione dell'ADC è maggiore, il *rate* massimo di conteggio è di 100 eventi al secondo, se vogliamo registrare un evento nel modo *full format* (conoscendo cioè le perdite di energia strip per strip).

In condizioni normali (se nessuno dei due è guasto) i due microprocessori svolgono funzioni diverse, lavorando in configurazione *master-slave*: il processore *master* legge i dati dalla memoria temporanea; il processore *slave* svolge le eventuali funzioni di trigger di secondo livello (paragrafo 2.3), comprime i dati (secondo la procedura spiegata nel paragrafo 2.5.1) e li spedisce alla *box* E.

2.5.1 Calibrazione del sistema

All'accensione di NINA, e ogni 24 ore, parte automaticamente una procedura di test e di calibrazione dello strumento: vengono misurate le matrici di piedistallo, di rumore e di impulsatore per 478 strip (14 per le prime due viste e 15 per le successive), che il sistema di telemetria trasmette a Terra.

- **MATRICE DI PIEDISTALLO.** Si acquisiscono 1024 eventi di piedistallo (letture dei canali in assenza di particelle incidenti) e si calcola il valor medio M_j e la deviazione standard σ_j per la j -esima strip:

$$M_j = \frac{\sum_{i=1}^{1024} (X_{ij})}{1024}$$

$$\sigma_j = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{1024} (X_{ij})^2}{1024} - M_j^2}$$

dove X_{ij} è l' i -esima lettura della j -esima strip.

Valori tipici sono : $M \approx 70 \div 80$ canali *ADC* ; $\sigma \approx 1$ canale *ADC*. Conoscendo M e σ per tutte le strip, è possibile costruire la *matrice di soglia software* T , il cui j -esimo elemento è dato da:

$$T_j = M_j + 3\sigma_j .$$

Quando NINA acquisisce un evento, il computer di bordo fa il confronto dei segnali di ogni strip con la corrispondente soglia software: per identificare una lettura come relativa al passaggio di una particella, la strip deve possedere un valore dell'energia rilasciata in canali *ADC* superiore alla rispettiva soglia. Per ciascuna strip il valore della lettura viene trasmesso a Terra solo in questo caso. In questo modo si ha una compressione dei dati chiamata *zero suppression*.

Nell'analisi-dati a Terra si utilizzano i dati ottenuti da questa calibrazione e si sottraggono i piedistalli al segnale indotto sulle varie strip dal passaggio di una particella ionizzante.

- **MATRICE DI RUMORE.** La procedura descritta per la matrice di piedistallo viene ripetuta una seconda volta, con l'unica differenza che questa volta l'elettronica analogica ha un fattore di amplificazione 32 volte superiore al caso precedente.

Questo consente di controllare con più accuratezza il rumore delle strip e di valutarne il degrado nel tempo, anche in funzione della quantità di radiazione a cui sono esposte.

- **MATRICE DI IMPULSATORE.** Nei canali elettronici delle singole strip sono presenti circuiti *RC* e *CR*, in cui le capacità sono dell'ordine del *pF* con incertezze di qualche percento; questo si riflette in una incertezza sul fattore di amplificazione di circa il 10 %. Si è studiato una procedura che fornisca una misura del guadagno per ciascuna strip, per tener conto di queste differenze sui valori delle capacità.

Si iniettano nei preamplificatori delle catene di lettura degli impulsi di carica, che producono valori costanti pari al 20 % e all'80 % del fondoscala nominale dell'*ADC* ; quindi si acquisiscono i valori forniti dall'*ADC* per ciascuna strip. Questo viene ripetuto per 1024 volte.

Indicando con M_j^{20} e con M_j^{80} le medie calcolate per la j -esima strip nei due casi, e con X_{ij} la misura i -esima per quella strip, si può scrivere:

$$M_j^{20} = \frac{\sum_{i=1}^{1024} X_{ij}^{20}}{1024}$$

$$M_j^{80} = \frac{\sum_{i=1}^{1024} X_{ij}^{80}}{1024} .$$

A questo punto si può calcolare il fattore di amplificazione per la strip j :

$$A_j = \frac{M_j^{80} - M_j^{20}}{4096 (0.8 - 0.2)}$$

Valori tipici di A_j sono compresi nell'intervallo $0.8 \div 1.2$.

Questa procedura consente anche di valutare eventuali variazioni nel tempo delle curve di guadagno di ciascuna strip.

2.6 Interfaccia computer-satellite

I dati, elaborati dal computer di bordo, passano nella *box E*; qui viene aggiunto il tempo universale (*UT*). Quindi i dati vengono immagazzinati nella memoria (14 *Mbyte* disponibili) in attesa di essere trasmessi a Terra.

La quantità di dati trasferibile a Terra è 2 *Mbyte* al giorno, in corrispondenza del passaggio del satellite sopra le basi russe. Ogni trasmissione viene ripetuta due volte, per sicurezza; quindi i dati già spediti vengono cancellati dalla memoria di bordo.

2.7 L'alimentazione

Il satellite è dotato di pannelli solari, che generano per NINA una potenza media di 40 *W*, a partire dalla quale il sistema di alimentazione fornisce una tensione nominale di 27 *V* (in realtà oscillante fra 24 e 34 *V*). Trasformandola opportunamente, la *box P*

produce due tensioni per la gestione della parte analogica (+6 V e -6 V) e una per la parte digitale (+5 V).

Esistono, per motivi di ridondanza, due sistemi di alimentazione distinti, che possono essere gestiti tramite telecomando (cfr. tabella 2.2).

Durante il volo, la *box* è controllabile attraverso 8 segnali di *housekeeping* (quattro per ogni sistema di alimentazione), che forniscono la temperatura, le tensioni e le correnti erogate.

2.8 Capacità osservative

Il fattore geometrico G è una grandezza che consente di quantificare l'accettanza di un sistema di rivelazione, nel caso che il flusso di particelle incidenti sia isotropo, com'è nel caso dei raggi cosmici.

Pensando di avere due rivelatori, di superficie S_1 e S_2 , che si trovano a distanza d , il fattore geometrico G del sistema formato dalla coppia di rivelatori è dato dall'integrale doppio:

$$G = \iint dS_1 d\Omega \cos \vartheta$$

dove $d\Omega$ è l'angolo solido sotto cui l'elemento dS_1 vede dS_2 e ϑ è l'angolo, rispetto alla normale a S_1 , dell'elemento di angolo solido $d\Omega$; G si misura di solito in $cm^2 \times sr$. Per due rivelatori quadrati di lato a a distanza l (figura 2.9), il fattore geometrico è espresso dalla formula [17] :

$$G = l^2 \ln \left(\frac{(l^2 + a^2)^2}{l^2(l^2 + 2a^2)} \right) + 4a \sqrt{l^2 + a^2} \arctan \left(\frac{a}{\sqrt{l^2 + a^2}} \right) - 4al \arctan \left(\frac{a}{l} \right) .$$

Nel caso di NINA $a = 5.3 \text{ cm}$ perché le strip laterali sono in anticoincidenza; l dipende dalla profondità di penetrazione nel rivelatore. Nella tabella sono riportati i valori di G per particelle che raggiungono un dato piano, dal secondo al sedicesimo (quest'ultimo dato interessa nel caso in cui venga spenta l'anticoincidenza di fondo).

Supponiamo ora di conoscere il flusso differenziale di idrogeno cosmico $\Phi_0(E)$ nell'intervallo di energia fra E_1 ed E_2 : dal valore dell'energia possiamo stimare la profon-

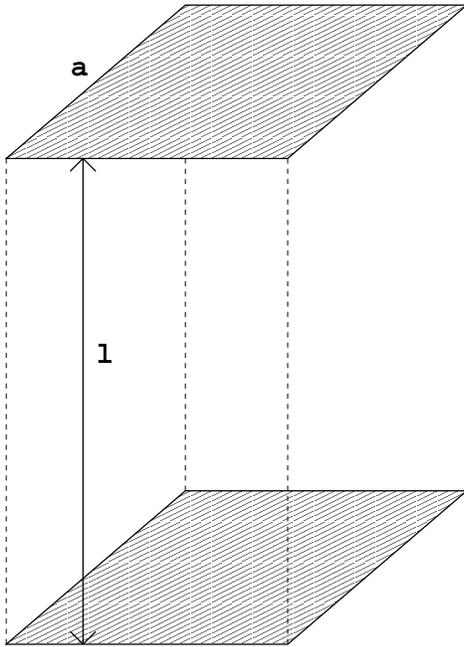


Figura 2.9: Rappresentazione schematica di due rivelatori quadrati di lato a , posti a distanza l .

| Piani colpiti | G ($cm^2 \times sr$) |
|---------------|--------------------------|
| 2 | 8.77 |
| 3 | 6.81 |
| 4 | 5.41 |
| 5 | 4.40 |
| 6 | 3.63 |
| 7 | 3.05 |
| 8 | 2.60 |
| 9 | 2.23 |
| 10 | 1.94 |
| 11 | 1.70 |
| 12 | 1.50 |
| 13 | 1.34 |
| 14 | 1.20 |
| 15 | 1.08 |
| 16 | 0.98 |

Figura 2.10: Valori di G in $cm^2 \times sr$ in funzione del numero di piani colpiti (adottando il trigger $M1$).

dità raggiunta in NINA dai protoni e quindi il corrispondente valore $G_0(E)$ del fattore geometrico. Allora la frequenza \mathcal{N} di protoni di energia compresa fra E_1 ed E_2 sarà data da

$$\int_{E_1}^{E_2} \Phi_0(E) G_0(E) dE = \mathcal{N}.$$

In questo modo si può stimare il *rate* di particelle rivelate da NINA in funzione della posizione lungo l'orbita.

I valori di G riportati nella tabella 2.10 si riferiscono al trigger principale $M1$; se si adotta invece $M2$, che non coinvolge il primo piano, il fattore geometrico aumenta sensibilmente, dato che il primo piano, distante 8.5 cm dal secondo, restringe l'angolo solido d'ingresso.

2.8.1 Accettanza energetica

Come abbiamo visto nel paragrafo 2.3, la registrazione degli eventi, eseguita da NINA, dipende dal tipo di particella, dal tipo di trigger, dalle soglie impostate.

Vediamo come le diverse configurazioni modificano l'intervallo di energia di rivelazione per particelle contenute e non.

Quando l'anticoincidenza di fondo è attiva, tutte le particelle rivelate sono ovviamente contenute nei 16 piani di silicio. Combinando il trigger con le soglie si hanno quattro situazioni possibili (ved. figura 2.11):

- TRIGGER M1, SOGLIA BASSA. Le particelle devono raggiungere almeno la vista $2X$ e non superare la vista $15Y$. In questa configurazione è possibile studiare l'idrogeno (per esempio il rapporto $^2\text{H}/^1\text{H}$) perché anche il rilascio di energia dei protoni è sufficiente a superare la soglia bassa.
- TRIGGER M1, SOGLIA ALTA. In questo caso molti protoni vengono esclusi, perché il loro rilascio energetico sul primo piano non è sufficiente a superare la soglia alta; pertanto questa combinazione è adatta a studiare l'elio e i nuclei più pesanti.
- TRIGGER M2, SOGLIA BASSA. Il limite inferiore dell'accettanza energetica di NINA è più alto rispetto al primo caso (infatti la particella deve raggiungere almeno la vista $5X$). Inoltre, come già detto, il trigger $M2$ è meno efficiente nella ricostruzione dell'angolo d'incidenza delle particelle, perché non coinvolge il primo piano di silicio.
- TRIGGER M2, SOGLIA ALTA. In questa configurazione tutti i protoni sono esclusi, e si può pensare di utilizzarla per lo studio dell'elio; lo svantaggio sta nel fatto che l'energia richiesta alle α per essere rivelate è piuttosto alta (circa 85 MeV), dovendosi raggiungere almeno la nona vista di silicio.

Soffermiamoci ora sulla figura 2.11: vi è rappresentata la perdita di energia nei piani 1 e 2 (ΔE_1 e ΔE_2) in funzione dell'energia cinetica totale rivelata (E_{tot}). È da notare che ΔE_1 è la somma delle energie rivelate sulle viste 1 e 2: $\Delta E_1 = \Delta E_{1X} + \Delta E_{1Y}$ (analogamente $\Delta E_2 = \Delta E_{2X} + \Delta E_{2Y}$).

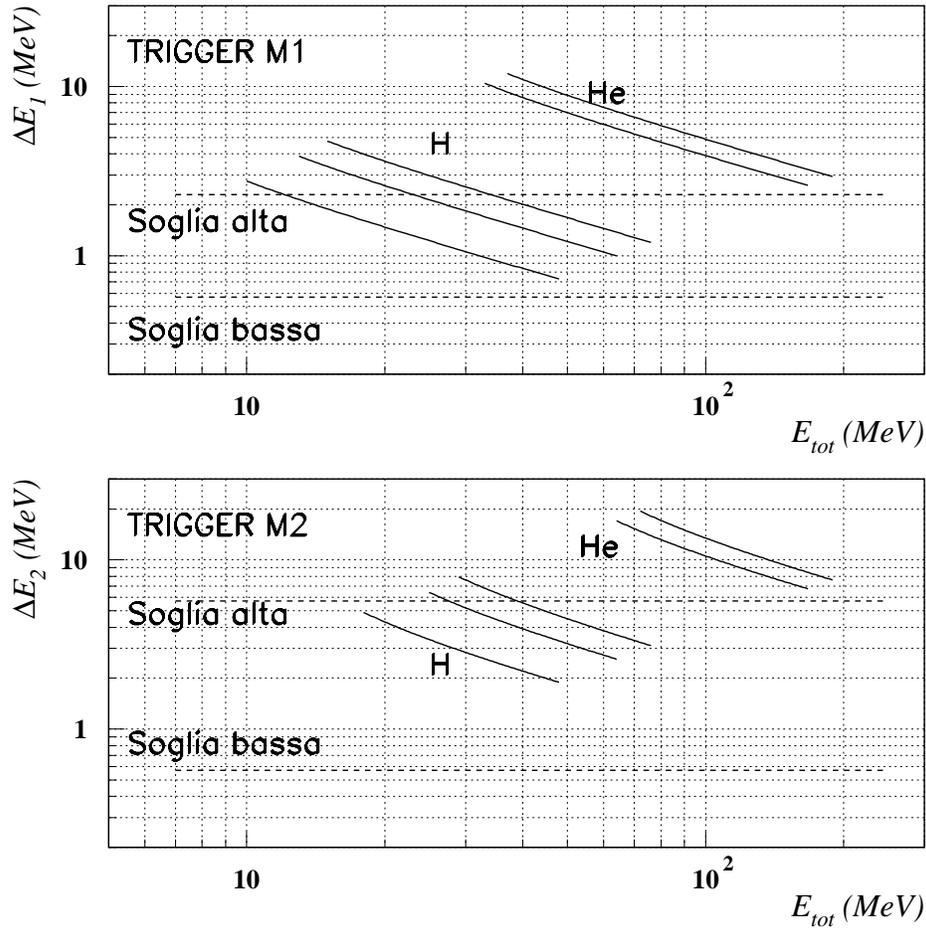


Figura 2.11: L'effetto dei trigger e delle soglie sull'acquisizione di eventi di idrogeno ed elio, come taglio sulle variabili ΔE_1 e ΔE_2 (energie depositate sul piano 1 e sul piano 2 rispettivamente) per i trigger *M1* e *M2*. Le curve di perdita di energia per i diversi isotopi sono disegnate nell'intervallo di accettazione di NINA per quella specie nucleare. E_{tot} significa energia cinetica totale rivelata.

La perdita di energia nella materia delle particelle cariche pesanti (per particelle non ultrarelativistiche) è regolata dalla formula di Bethe-Bloch (paragrafo 3.4): l'energia rilasciata ΔE diminuisce al crescere di E , quindi la soglia minima può non essere superata in particolare sui primi piani, dove la particella ha un'energia più alta e quindi un rilascio energetico minore.

Il valore delle soglie in MeV per le viste 1 e 2 è facilmente ottenibile; nel caso di ΔE_1 si ha:

$$soglia\ alta = 2 \times \frac{1}{250} \times 4096\ ch \times 0.067 \frac{MeV}{ch} = 2.20\ MeV ;$$

$$soglia\ bassa = 2 \times \frac{1}{1000} \times 4096\ ch \times 0.067 \frac{MeV}{ch} = 0.54\ MeV .$$

Le curve disegnate per l'idrogeno e l'elio sono le perdite di energia medie teoriche in funzione dell'energia cinetica totale.

Con il trigger $M2$, ΔE è valutata sul secondo piano (il rilascio di energia sul piano 1 non entra in $M2$), pertanto le soglie hanno un valore diverso (1/100 e 1/1000) e cambia anche la percentuale di protoni esclusi.

Se si toglie l'anticoincidenza di fondo, l'unica condizione sull'energia massima delle particelle per attivare il trigger è imposta dalla soglia: se il deposito energetico sul primo piano attivo non è superiore al valore minimo richiesto dal sistema, l'evento non viene acquisito. Nel caso di soglia bassa e trigger $M1$, l'energia massima è di circa 65 MeV per i protoni e 3 GeV per le particelle α .

Impostando la soglia alta, si può fare un'analisi mirata di nuclei più pesanti dell'elio, per esempio durante i brillamenti solari.

Nella tabella 2.3 è riportata l'accettanza energetica per idrogeno ed elio.

Come abbiamo visto in queste pagine, **NINA** è un dispositivo versatile, che consente lo studio preferenziale di alcune specie nucleari grazie alla combinazione di trigger e soglie. In particolare ci si è orientati sullo studio dell'elio e dei nuclei pesanti e per questo motivo la configurazione scelta dopo il lancio del satellite prevede trigger $M1$ e soglia alta.

| Nucleo | Particelle contenute | | Part. non contenute |
|---------------|----------------------|-----------|---------------------|
| | E_{min} | E_{max} | E_{max} |
| ^1H | 10.0 | 12 | 65 |
| ^2H | 6.5 | 11 | 65 |
| ^3H | 5.0 | 11 | 65 |
| ^3He | 11.0 | 56 | 830 |
| ^4He | 9.2 | 47 | 830 |

Tabella 2.3: Accettanza energetica di NINA in $MeV/nucleone$ per idrogeno ed elio nel caso di trigger $M1$ e di soglia alta: è la configurazione adottata per NINA fino a oggi. Nell'ultima colonna è riportata anche l'energia massima per le particelle nel caso in cui si togliesse l'anticoincidenza di fondo: questo limite è determinato dal fatto che per alte energie il deposito energetico non è più sufficiente a superare la soglia alta.

2.9 Flussi attesi

L'orbita del satellite consente di studiare le tre componenti dei raggi cosmici e anche le particelle intrappolate nelle fasce di radiazione, durante il passaggio al loro interno. I flussi più alti sono dovuti proprio alla componente intrappolata, quando il satellite passa all'interno dell'Anomalia del Sud Atlantico: la permanenza media in questa zona è di circa 4 minuti per orbita (il passaggio nell'Anomalia dura circa 13 minuti, ma non avviene per tutte le orbite: in media il satellite la attraversa ogni 3-4 orbite) e qui il rivelatore acquisisce nel formato *rate meter*, per evitare la saturazione della memoria.

Nel mio lavoro, per mantenermi nella zona polare (dove il taglio geomagnetico è basso) e studiare il rapporto isotopico $^3\text{He}/^4\text{He}$ nei raggi cosmici galattici, ho selezionato gli eventi acquisiti in zone dell'orbita con $L > 3$; la coordinata magnetica L è la distanza equatoriale, espressa in raggi terrestri, della linea di campo magnetico dal centro della Terra (paragrafo 1.5).

Inoltre, nel periodo di presa-dati (ottobre 1998 - aprile 1999) si sono verificati alcuni brillamenti solari significativi (a novembre e gennaio), in cui si è potuta studiare la quantità di ^3He rispetto all'elio totale e si è verificata la capacità del rivelatore nella discriminazione isotopica anche per situazioni di questo tipo, notando differenze significative rispetto ai raggi cosmici galattici. Di questo parlerò in dettaglio nel prossimo capitolo.

Capitolo 3

Analisi dati: discriminazione nucleare e isotopica

3.1 Formato dei dati provenienti dal satellite

I dati che arrivano a Terra dal satellite hanno un formato che consente di identificare contemporaneamente i dati scientifici dell'evento registrato, il tipo di acquisizione, i parametri che caratterizzano l'orbita del satellite e quelli che controllano il funzionamento delle varie parti del sistema.

Dopo essere stati elaborati dal computer di bordo, i dati relativi a un evento vengono impacchettati secondo lo schema riprodotto nella tabella 3.1(a). Il primo *byte* del pacchetto indica quale *tipo* di pacchetto è stato trasmesso; ne esistono 9 tipi, che sono elencati nella tabella 3.1(b). I tre *byte* successivi indicano la lunghezza dell'evento, cioè quanto spazio occupano i dati contenenti le informazioni; il fatto di avere un formato di lunghezza variabile consente di risparmiare *byte* in memoria. L'ultimo *byte* serve per controllo dell'esattezza dei valori precedenti.

Nel caso di un evento generato dal passaggio di una particella e acquisito nel formato completo il tipo di pacchetto è 1. Come si è visto nel paragrafo 2.2, i dati che escono dall'*ADC* hanno una lunghezza di 512 parole¹, di cui 478 si riferiscono ai dati scientifici,

¹A ogni strip è associato un valore dell'energia, in canali *ADC*, compreso fra 0 e 4095 (4096 valori possibili). Poiché $4096 = 2^{12}$, occorrono 12 *bit* per identificare l'energia letta da ciascuna strip. Il

| | |
|-----------|----------|
| Tipo | 1 byte |
| Lunghezza | 3 byte |
| Dati | N byte |
| Controllo | 1 byte |

$\Leftarrow (a) \quad (b) \Rightarrow$

| Tipo | Descrizione |
|------|-------------------------|
| 1 | Modo normale |
| 2 | $\Delta E_1 - E_{tot}$ |
| 3 | Rate meter |
| 4 | Matrice di rumore |
| 5 | Matrice di piedistallo |
| 6 | Matrice di impulsatore |
| 7 | Segnali di monitoraggio |
| 8 | Stato dei telecomandi |
| 9 | Pacchetto con errori |

Tabella 3.1: (a): formato del pacchetto di dati, di lunghezza variabile; 1 *byte* = 8 *bit*. (b): i 9 tipi di pacchetto prodotti dal computer di bordo di NINA.

mentre le restanti 34 sono occupate da dati di *housekeeping*; per ogni strip il computer di bordo fa il confronto con il corrispondente valore della matrice di soglia software ed esegue una compressione del tipo *zero suppression* (cioè non trasmette i dati sotto soglia, paragrafo 2.5.1).

Quindi per pacchetti di tipo 1 la lunghezza dipende ovviamente dal numero di strip colpite, per ognuna delle quali l'*ADC* fornisce un valore dell'energia depositata che occupa 12 *bit*. Per ogni strip sopra la soglia software il dato trasmesso occupa complessivamente 3 *byte* di memoria, perché il computer aggiunge le "coordinate", indicando quale strip è stata colpita. Questo è lo schema dei 24 *bit* per una strip colpita, nel pacchetto di tipo 1:

| | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
|-------|----|----|-------|----|----|----|----|-------|----|----|----|---------|----|----|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 24 | 23 | 22 | 21 | 20 | 19 | 18 | 17 | 16 | 15 | 14 | 13 | 12 | 11 | 10 | 9 | 8 | 7 | 6 | 5 | 4 | 3 | 2 | 1 |
| VUOTI | | | STRIP | | | | V | PIANO | | | | ENERGIA | | | | | | | | | | | |

I 12 *bit* meno significativi rappresentano l'energia depositata sulla strip; quindi ci sono 4 *bit* che identificano il piano colpito, uno per la vista ($V = 1$ per le viste X e $V = 0$ per le viste Y), altri 4 *bit* per identificare la strip nella vista; gli ultimi 3 *bit* sono vuoti.

Il programma di lettura, in codice **Fortran**, sottrae alle energie di ciascuna strip il relativo piedistallo, che viene letto dal file di dati trasmesso, tutte le volte che si valore di ciascuna lettura in canali è chiamato *parola*.

| # | Taglio | Rimasti | Questo taglio agisce su ... |
|---|---|---------|-----------------------------------|
| 1 | AC strip 2 & 15 | 15 % | eventi angolati |
| 2 | Coord. geomagnetica $L > 3$ | 0.79 % | raggi cosmici intrappolati |
| 3 | 1 strip per vista | 0.75 % | tracce doppie |
| 4 | Angolo $< 30^\circ$ | 0.53 % | diffusione nucleare, ev. angolati |
| 5 | Cinque viste colpite | 0.032 % | eventi a bassa energia |
| 6 | Non più di una vista saltata | 0.029 % | tracce doppie o inefficienze |
| 7 | $\sum_{i=1}^3 \delta_i / 680 < \sum_{j=4}^5 \delta_j / 760$ | 0.014 % | particelle dal fondo di NINA |

Tabella 3.2: I tagli imposti sugli eventi di NINA, descritti nel testo.

trova un pacchetto di tipo 5. Inoltre in questa fase dell'analisi l'energia depositata su ciascuna strip viene trasformata in MeV , utilizzando il fattore di conversione definito nell'equazione 2.1.

Nella mia analisi ho usato solo i dati che sono stati trasmessi nel “modo normale”, che si riferiscono a una frequenza di rivelazione inferiore a 10 Hz .

3.2 Selezione degli eventi

I dati spediti a Terra da NINA comprendono una grande quantità di eventi che possono essere distinti con scarsa efficienza: si tratta di particelle che colpiscono tre sole viste (il minimo consentito dal trigger), per esempio protoni a bassa energia, i cui rilasci energetici hanno fluttuazioni relative più alte; oppure di quegli eventi che presentano tracce doppie o angoli d'incidenza grandi, da far presumere che la particella sia uscita di lato, fra un piano e l'altro, evitando di essere esclusa dall'anticoincidenza laterale. È dunque necessario un lavoro preliminare di selezione via *software*, che consenta di lavorare sugli eventi più significativi.

Per valutare l'importanza di ciascuna selezione, o *taglio*, ho riportato nella tabella 3.2 il tipo di selezione, la percentuale di particelle sopravvissute al taglio e il significato fisico della selezione.

La tabella si riferisce ai periodi di quiete solare; infatti nel lavoro descritto in questo e nel prossimo capitolo ho studiato separatamente i periodi con attività solare superiore alla media e i periodi di quiete, valutando le percentuali isotopiche di 3He e 4He nei

raggi cosmici galattici² e durante le due *flares* del novembre 1998.

Come si vede dai dati della tabella, il numero di eventi selezionati è una piccola frazione di quelli registrati dal rivelatore; nei periodi di quiete solare il numero totale di tracce acquisite da NINA da novembre 1998 a aprile 1999 ammonta a circa 8.3 milioni, ma di queste solo 1150 hanno superato tutti i tagli (si tratta dello 0.014% o 140 *ppm*).

Soffermiamoci ora sugli effetti di ciascun taglio.

1. Si sono tolte le particelle troppo angolate escludendo gli eventi che hanno colpito la strip 2 o la strip 15 in una qualsiasi vista; si cerca così di eliminare la possibilità che una particella esca dal rivelatore passando fra due piani di silicio contigui, senza colpire le strip 1 o 16, messe in anticoincidenza nel trigger.
2. Il taglio $L > 3$, dove L è la coordinata geomagnetica definita nel paragrafo 1.5, individua i raggi cosmici galattici e solari, grazie alla selezione del campo magnetico terrestre: infatti vicino al polo nord magnetico non è presente la componente intrappolata nelle fasce di Van Allen; si elimina in particolare il contributo dell'anomalia del Sud Atlantico.
3. Si è esclusa la possibilità che ci siano due strip colpite per vista (tranne il caso di strip adiacenti, che possono appartenere alla stessa traccia), perché ciò corrisponde a due particelle arrivate insieme sul rivelatore.
4. Dopo aver calcolato l'angolo rispetto alla normale ai piani con cui la particella ha attraversato ciascun Silicio, ho tagliato quegli eventi per cui l'angolo supera il valore di 30° in qualsiasi passo del suo percorso all'interno di NINA.
5. Ho selezionato eventi con almeno cinque viste colpite (piano 3X raggiunto) per poter ottenere la massa delle particelle attraverso il confronto di due perdite di energia: ΔE_1 vs E_{tot} ed ΔE_2 vs E_{tot} , dove ΔE_1 è l'energia depositata sul piano 1 (viste 1 e 2), mentre ΔE_2 è relativa al piano 2 (viste 3 e 4)³. E_{tot} è l'energia totale rivelata, cioè la somma dei depositi energetici su tutte le strip colpite.

²Da qui in avanti parlerò di raggi cosmici galattici, intendendo gli eventi acquisiti durante i periodi di quiete solare, per distinguerli dagli eventi di *flare*. In realtà, anche escludendo i brillamenti, le particelle rivelate sono in parte di origine solare o anomala.

³Nel seguito adotterò sempre questa convenzione, riferendomi a ΔE_1 ed ΔE_2 come energie perse sui primi due piani.

6. Ho tolto quegli eventi che presentavano più di una vista saltata all'interno della traccia; questo corrisponde spesso a due particelle entrate insieme nel rivelatore, una dall'alto e una di lato.
7. Con quest'ultimo taglio ho imposto che la perdita di energia per unità di percorso nelle prime tre viste (con δ_i ho indicato il deposito energetico della particella sulla vista i) sia inferiore alla stessa quantità per le viste 4 e 5; infatti questa quantità non deve diminuire all'aumentare del numero della vista attraversata, perché ciò è segno di una particella che procede dal basso verso l'alto (680 μm è lo spessore totale delle prime tre viste e 760 μm quello delle due successive).

Questi tagli hanno selezionato, escludendo i periodi con brillamenti solari di novembre '98 e gennaio '99, 1150 eventi di raggi cosmici galattici.

Nella figura 3.1 è mostrato il *rate*, cioè la frequenza, di eventi che hanno superato i tagli 1 ÷ 7, includendo anche le *flares* solari. Si possono osservare i due periodi di brillamenti di Novembre 1998 (6-9 Novembre e 14-19 Novembre) e quello del 20-24 Gennaio 1999.

Nel lavoro di questa tesi, finalizzato a studio e ottimizzazione di metodi di identificazione di ^3He ed ^4He , non è essenziale sapere qual è l'efficienza di ciascun taglio nell'identificazione dei nuclei rivelati all'interno dell'accettanza del rivelatore; ciò che mi interessa è selezionare un campione di eventi "pulito" per studiare vari metodi di discriminazione isotopica. Inoltre, nel caso in cui si volesse misurare il rapporto di abbondanza $^3\text{He}/^4\text{He}$ sarebbe sufficiente conoscere l'efficienza di quei tagli che agiscono in modo differente per i due isotopi (per esempio il taglio 5 seleziona un limite di energia cinetica totale diversa per ^3He ed ^4He). Solo nel caso in cui si volesse misurare il flusso differenziale assoluto dei nuclei sarebbe necessario studiare accuratamente efficienza e contaminazione dei tagli nella selezione dei vari isotopi.

3.3 Efficienza dei piani

Per stimare l'efficienza delle viste di 380 μm di silicio, si è seguito questo procedimento: con i primi quattro tagli definiti nella tabella 3.2 (che selezionano le tracce buone dalle tracce doppie senza limiti sull'energia incidente), ho scelto gli eventi che colpiscono la

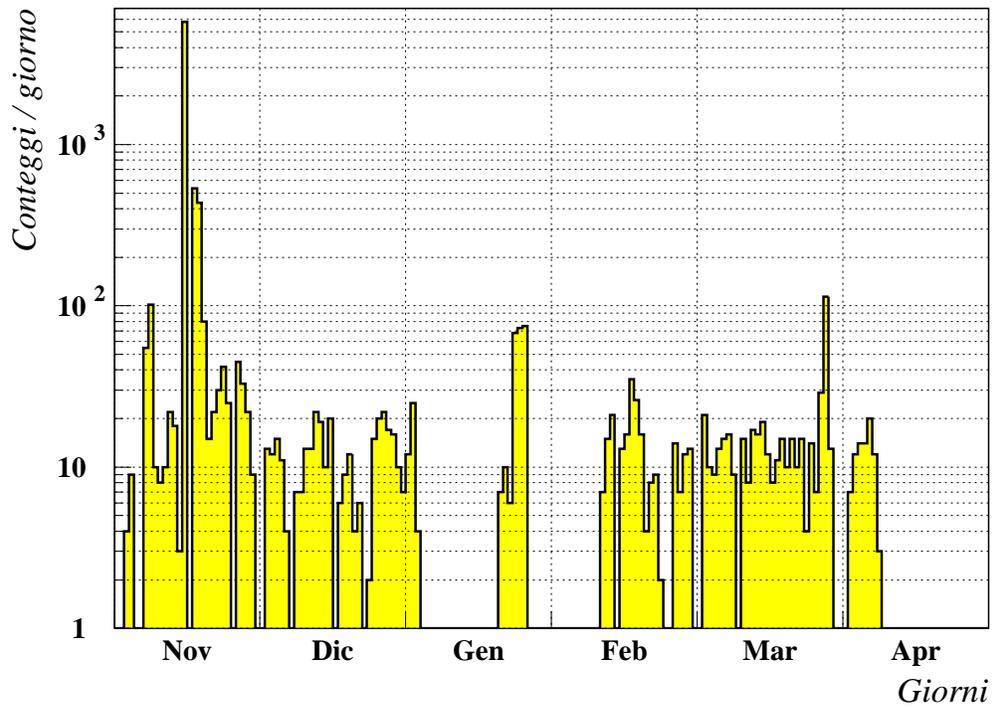


Figura 3.1: La frequenza di particelle acquisite da NINA, dopo la selezione con i tagli descritti nella tabella 3.2. Ogni canale sulle ascisse corrisponde a un giorno. I periodi privi di conteggi sono dovuti a interruzioni nel sistema di telemetria del satellite. Si vedono tre brillamenti solari: 6-9 Novembre 1998, 14-19 Novembre 1998 e 20-24 Gennaio 1999, durante i quali la frequenza di particelle acquisite cresce.

quarta vista (piano 2Y); di questi, ho contato quanti colpiscono la vista precedente (2X). Se l'efficienza η della vista 2X è il 100 %, ci aspettiamo lo stesso numero di eventi nei due casi; e in effetti non abbiamo notato una perdita di conteggi, su un campione di 50000 eventi.

Si può dunque stimare l'efficienza di rivelazione della singola vista di silicio:

$$\eta > 99.994 \% \text{ (95 \% C.L.) .}$$

3.4 Perdita di energia nella materia di particelle cariche pesanti

Quando una particella carica pesante ($M \gg m_{elettrone}$) attraversa un materiale, i processi fondamentali di interazione sono due tipi di urto: anelastico con gli elettroni ed elastico con i nuclei. Si tratta di un fenomeno statistico e si può definire, fissati la particella incidente e il materiale, una perdita di energia media ΔE funzione dell'energia cinetica incidente E e dello spessore attraversato.

Il risultato di questi due processi di collisione è descritto analiticamente da un'equazione, che dà il valore medio della perdita di energia dE per particelle cariche pesanti nell'attraversare uno spessore dx di materiale ed è conosciuta come *formula di Bethe-Bloch* ([3]):

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_0 r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \times \left[\ln \left(\frac{2 m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.1)$$

dove $2\pi N_0 r_e^2 m_e c^2 / A = 0.1535 \text{ MeV} \times \text{cm}^2 / \text{g}$ per $A = 1 \text{ g/mole}$.

Questo il significato dei simboli:

| | | | |
|---------|--|-------------|--|
| N_0 : | costante di Avogadro | ρ : | densità del materiale |
| r_e : | raggio classico dell'elettrone | β : | v/c della particella |
| m_e : | massa dell'elettrone | γ : | $1/\sqrt{1-\beta^2}$ |
| I : | potenziale di eccitazione medio del materiale | δ : | correzione per la densità |
| Z : | numero atomico del materiale | C : | correzione di <i>shell</i> |
| A : | massa atomica del materiale | W_{max} : | massima energia trasferibile a un elettrone in un urto singolo |
| z : | carica della particella incidente in unità e | | |

I due termini correttivi C e δ diventano importanti rispettivamente alle basse e alle alte energie, mentre si possono trascurare a energie intermedie; nell'intervallo $10 \div 1000 \text{ MeV/nucleone}$ la formula è corretta entro l'1%, pur trascurando questi termini.

Il massimo trasferimento di energia nell'urto con un elettrone si ha nel caso di collisione frontale e, per particelle molto più pesanti dell'elettrone, è uguale a

$$W_{max} = 2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 .$$

Nella figura 3.2 si può vedere il grafico della curva di Bethe-Bloch, riportato in funzione del prodotto $\beta\gamma$ per vari materiali. In questa figura la perdita di energia è divisa per la densità ρ ; in questo modo la funzione dipende poco dal tipo di materiale attraversato. Si può notare che la funzione ha un minimo, che le particelle raggiungono quando la loro velocità è $\sim 0.96 c$; si parla in quel caso di *particelle al minimo di ionizzazione*.

Il valore della perdita di energia dE vale per spessori così sottili che la velocità della particella non diminuisca sensibilmente al loro interno; per assorbitori spessi, è possibile integrare la Bethe-Bloch. Un procedimento numerico di integrazione può consistere nel suddividere lo spessore Δx in tanti strati al cui interno la velocità della particella si possa considerare pressoché costante; se E_i è l'energia con cui la particella incide sullo strato i -esimo, a quello spessore infinitesimo compete un dE_i in modo che $E_{i+1} = E_i - dE_i$. La perdita di energia complessiva si ottiene allora dalla relazione

$$\Delta E = \sum_{i=1}^N dE_i$$

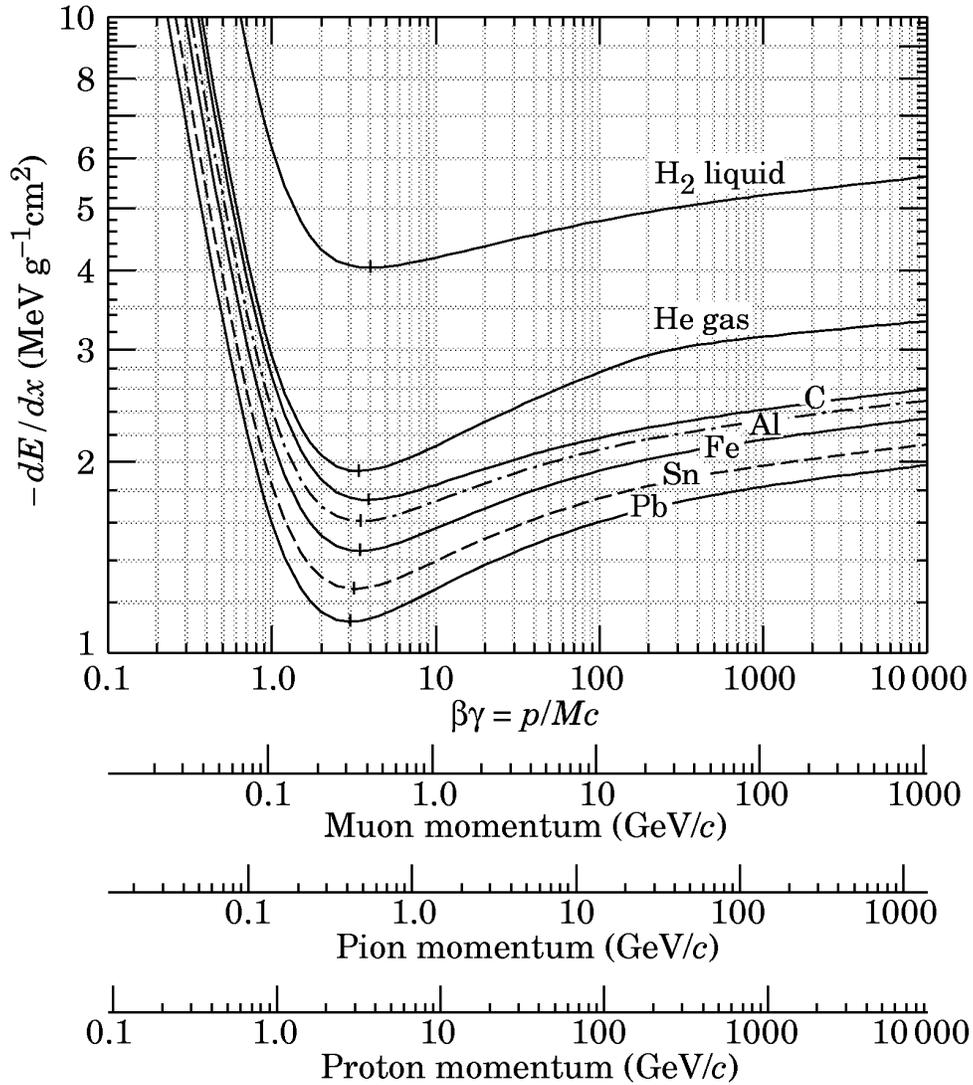


Figura 3.2: La perdita di energia di Bethe-Bloch per vari materiali, come funzione del prodotto $\beta\gamma$; è riportato anche l'impulso corrispondente per alcune particelle (Figura presa da [3]).

dove N è il numero di strati in cui si è diviso il Δx .

La formula di Bethe-Bloch dà in ogni caso un valore medio della perdita di energia; nel caso reale bisogna tener conto delle fluttuazioni statistiche nel rilascio energetico, a parità di energia iniziale della particella. Le grandi variazioni di ΔE sono dovute principalmente alle fluttuazioni statistiche sul piccolo numero di collisioni con grande energia trasferita. Il parametro k caratterizza la forma della distribuzione ψ di queste fluttuazioni attorno al valor medio, ed è così definito:

$$k = \frac{\Delta_{BB}}{W_{max}}$$

(rapporto fra la perdita di energia media, cioè di Bethe-Bloch, nello strato Δx e la massima energia trasferibile a un elettrone atomico).

Il valore di k dice quanto la distribuzione ψ è simmetrica attorno al valor medio:

- $k \leq 0.01$: assorbitore sottile, si ha una distribuzione asimmetrica, detta curva di Landau;
- $0.01 < k < 10$: caso intermedio, in cui si può applicare la teoria di Symon e Vavilov;
- $k \geq 10$: assorbitore spesso, si trova una distribuzione gaussiana.⁴

Il fatto che la funzione ψ sia gaussiana per $\Delta_{BB} \gg W_{max}$ (cioè per assorbitori spessi) discende direttamente dal *Teorema del limite centrale* della statistica: date \mathcal{N} variabili *random*, che seguono tutte la stessa distribuzione, nel limite $\mathcal{N} \rightarrow \infty$ la loro somma è distribuita secondo una funzione gaussiana.

Vediamo un caso tipico per NINA: particelle α da 100 MeV. Per una vista di silicio spessa 380 μm , si trova:

$$k = \frac{\Delta_{BB}}{W_{max}} = \frac{6.21 \text{ MeV}}{0.056 \text{ MeV}} \simeq 110;$$

mentre per le prime due viste più sottili $k \simeq 40$ e ciò conferma che per tutti gli strati di silicio di NINA si può considerare gaussiana la funzione ψ .

⁴Già per $k > 1$ si può parlare di distribuzione gaussiana con buona approssimazione.

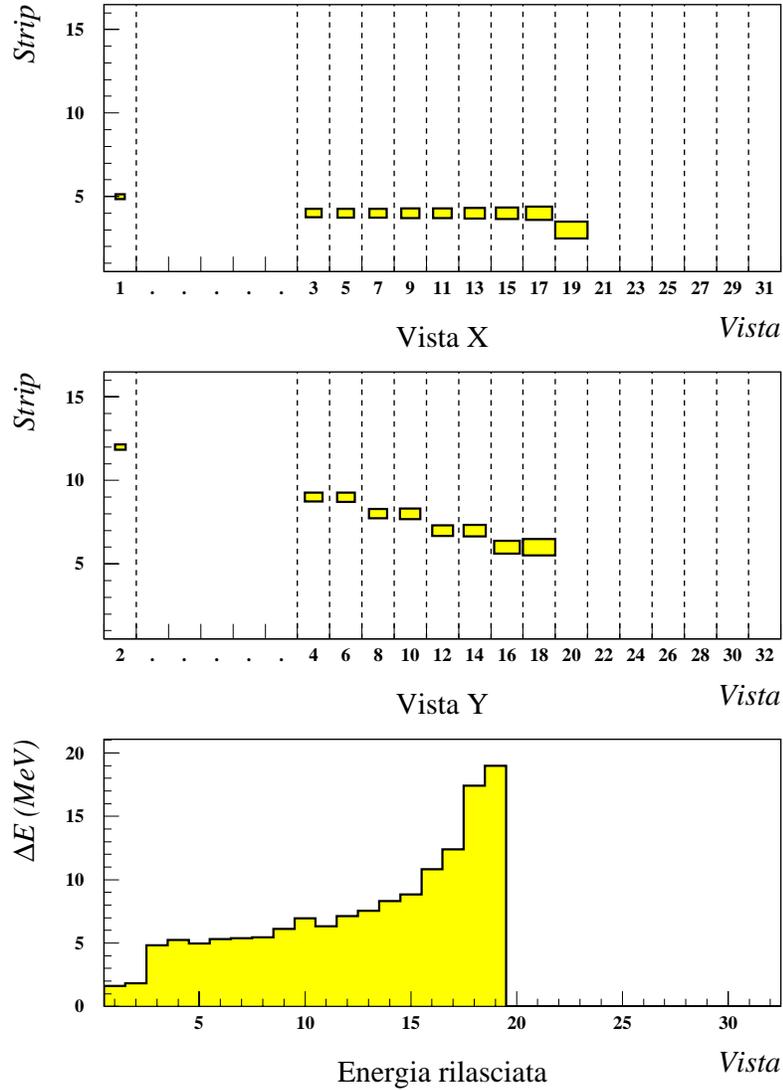


Figura 3.3: Una particella α da 145 MeV in NINA. I due diagrammi in alto mostrano le sezioni ortogonali del rivelatore X e Y ; nella terza sono riportate le energie rilasciate in tutte le viste colpite. Si nota il deposito energetico più piccolo nelle prime due viste di $150 \mu\text{m}$.

Lo spessore attraversato dalla particella nel materiale prima di fermarsi è noto come *range* ed è così definito, per una particella di energia E_0 :

$$R = \int_{E_0}^0 dx = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)}.$$

Il *range* corrisponde dunque alla distanza percorsa dalla particella, fino a quando la sua energia cinetica si annulla.

Nella figura 3.3 è raffigurato il percorso dentro il rivelatore di un ${}^4\text{He}$ con $E_{tot} = 145 \text{ MeV}$ nelle due proiezioni x e y . Nel terzo diagramma sono riportate le perdite di energia vista per vista, e si nota il picco di Bragg della particella, cioè l'andamento tipico di $\Delta E(x)$ in funzione di x . Il *range* corrisponde alle prime 19 viste, cioè a circa 6.8 mm di silicio.

Nel capitolo 4 torneremo sulla distribuzione della perdita di energia.

3.5 Perdita di energia sui primi due piani

Il metodo più semplice per distinguere isotopi diversi con un telescopio di rivelatori consiste nel riportare in grafico ΔE vs E , dove ΔE è l'energia persa dalla particella su un rivelatore sottile attraversato ed E è l'energia totale rivelata. Infatti, per la 3.1, ogni isotopo, individuato da Z e M , ha una sua curva caratteristica di perdita di energia, funzione di entrambe queste variabili e dell'energia cinetica incidente. M è la massa dell'isotopo e la formula di Bethe-Bloch 3.1 dipende da M attraverso A , che è dato semplicemente da M diviso per l'unità di massa atomica (931.49 MeV^5).

NINA, avendo 16 piani di rivelazione, consente di utilizzare sia ΔE_1 che ΔE_2 come ΔE ⁶; si può così fare un confronto fra la capacità discriminante di questi due piani, per vedere se le differenze di spessore e di esposizione alla radiazione cosmica, che può danneggiare in particolare il piano più esterno, influenzano la capacità di discriminazione.

⁵L'unità di massa che userò nel seguito è il MeV (invece che MeV/c^2), nella convenzione usuale in cui si pone $c = 1$

⁶Come già detto nel paragrafo 3.2, ΔE_1 e ΔE_2 sono le energie perse sui piani 1 e 2; quindi ΔE_1 è la somma dei rilasci energetici sulle viste 1 e 2, mentre per ΔE_2 la somma è relativa alle viste 3 e 4.

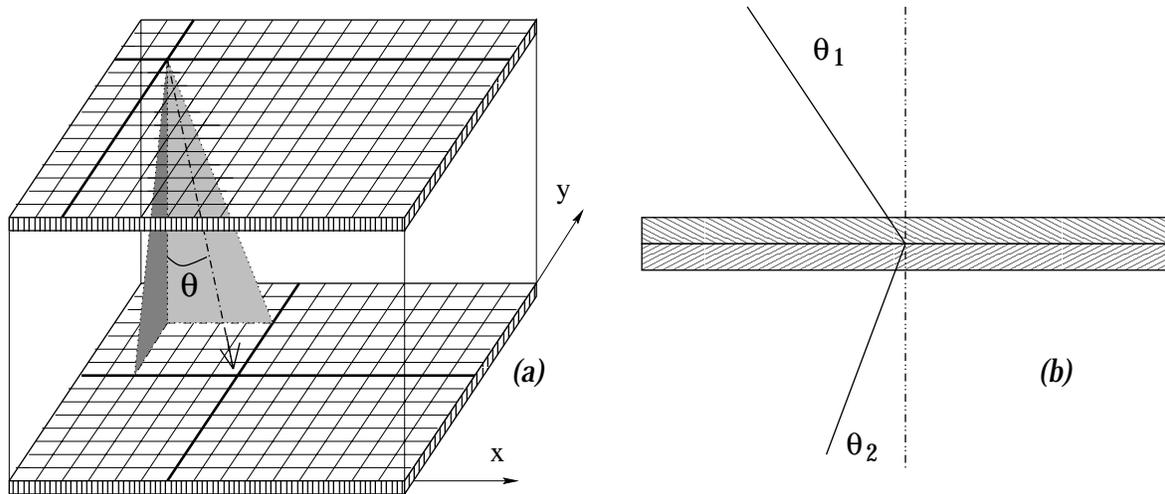


Figura 3.4: (a) Angolo d'incidenza delle particelle: da ϑ_x (tratteggiato chiaro) e ϑ_y (tratteggiato scuro) si ricava $\vartheta = \arctan \sqrt{\tan^2 \vartheta_x + \tan^2 \vartheta_y}$. (b) Si fa l'ipotesi semplificatrice che, nel caso di diffusione, questa avvenga a metà dello strato di silicio.

Se lo spessore attraversato è sufficientemente piccolo, e l'energia persa dalla particella all'interno è piccola rispetto alla sua energia cinetica, si può fare l'approssimazione

$$\Delta E = \frac{dE}{dx} \Delta x .$$

Nel caso di NINA, l'energia persa da protoni e particelle α su una vista è una frazione non piccola dell'energia incidente e questa approssimazione non è più vera; i dati sperimentali si adattano alla curva teorica che governa la perdita di energia, purché si integri sullo spessore:

$$\Delta E = \int_0^{\Delta x} \frac{dE}{dx} dx . \quad (3.2)$$

Sia che scegliamo ΔE_1 , sia che scegliamo ΔE_2 come valore di ΔE , in ogni caso la perdita di energia fornita dal rivelatore va corretta per l'angolo d'incidenza; infatti non tutte le particelle attraversano lo stesso spessore di silicio, perché lo spessore attraversato va come $1/\cos \vartheta$, dove ϑ è l'angolo di incidenza sul piano. Dato che la perdita di energia è proporzionale a Δx , ci si può facilmente riportare al caso di incidenza

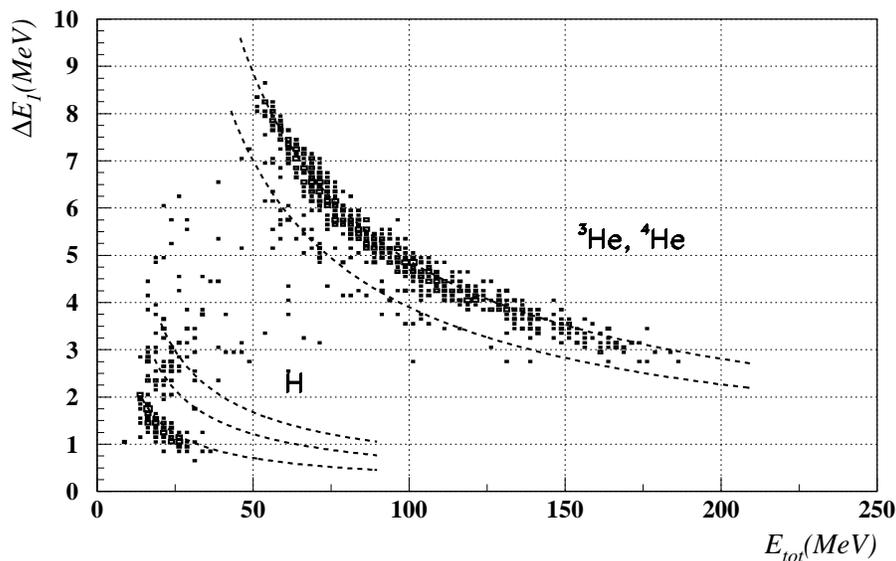


Figura 3.5: Grafico di ΔE_1 vs E_{tot} , ottenuto con le selezioni della tabella 3.2. La perdita di energia sulle ordinate è corretta per l'angolo di incidenza. Le curve disegnate rappresentano la perdita di energia della formula 3.2 per gli isotopi di H ed He.

normale, secondo questo schema, in cui s è lo spessore reale del silicio:

$$\frac{\text{Spessore attraversato}}{s / \cos \vartheta} \quad \frac{\text{Energia misurata}}{\Delta E} \quad \frac{\text{Energia normalizzata a } \vartheta = 90^\circ}{\Delta E \times \cos \vartheta}$$

Il calcolo dell'angolo si fa separatamente per le proiezioni sulle viste x e y ; l'angolo complessivo (fig. 3.4(a)) si ottiene dalla relazione

$$\vartheta = \arctan \sqrt{\tan^2 \vartheta_x + \tan^2 \vartheta_y}.$$

L'angolo ϑ è stato ricostruito per tutte le viste colpite dalla particella. Nel caso di diffusione si assume per semplicità che questa avvenga a metà dello spessore del piano: la vista x sarà dunque attraversata con un angolo $\vartheta = \vartheta_1$ e la vista y con $\vartheta = \vartheta_2$ (fig. 3.4(b)).

Con le selezioni definite nella tabella 3.2 e correggendo le perdite di energia sul

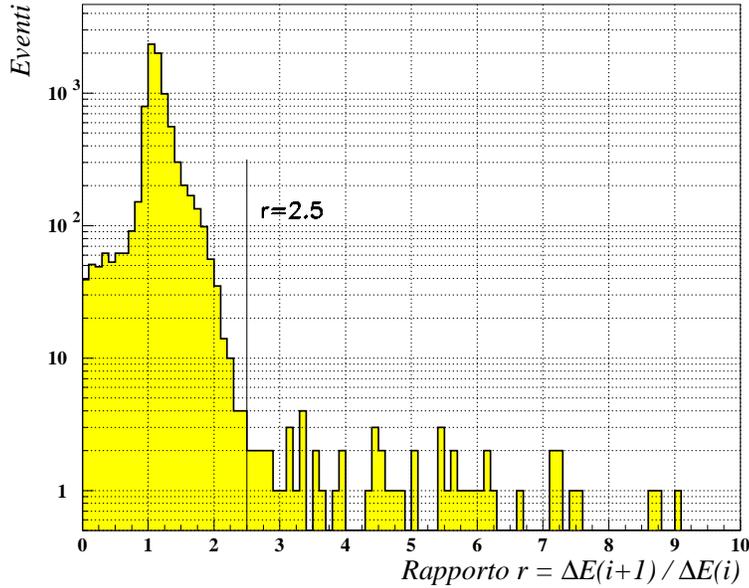


Figura 3.6: Selezione degli eventi con $r < 2.5$.

primo piano per l'angolo di incidenza, si è ottenuto il grafico ΔE_1 vs E_{tot} riportato nella figura 3.5.

Osservando il grafico, si nota che i punti si dispongono in prossimità delle curve di perdita di energia degli isotopi di idrogeno ed elio, calcolate con la formula 3.2 e rappresentate in figura dalle linee tratteggiate. Tuttavia si notano anche punti che non sono disposti vicino a queste curve, ma occupano una posizione intermedia fra gli isotopi con $Z = 1$ e quelli con $Z = 2$. Studiando la curva di perdita di energia di questi eventi anomali, ho notato che presentavano un aumento improvviso del deposito energetico sull'ultima vista: si è ipotizzato che si tratti di eventi per cui un'interazione nucleare della particella incidente nel silicio dell'ultima vista provochi un rilascio di energia più grande.

Per verificare questa ipotesi ho analizzato il valore del rapporto $r = \Delta E_{i+1}/\Delta E_i$ per le viste colpite di $380 \mu m$; mettendo un limite superiore a r (figura 3.6), si tolgono quegli eventi che presentano una brusca variazione della perdita di energia fra due viste contigue, non spiegabile con la formula di Bethe-Bloch.

Nella figura 3.7 sono riportati i grafici ΔE_1 vs E_{tot} e ΔE_2 vs E_{tot} ottenuti per raggi

cosmici galattici e con la nuova selezione $r < 2.5$; questa condizione esclude 53 eventi rispetto alla figura 3.5, togliendo in particolare i punti del grafico lontani dalle curve teoriche di perdita di energia. Questo fa ritenere corretta l'ipotesi sull'origine degli eventi "anomali" e migliora la selezione in Z delle particelle acquisite.

La quantità di idrogeno presente nei due grafici è molto ridotta, rispetto alle percentuali attese nei raggi cosmici galattici per queste energie, perché la soglia alta del trigger di NINA taglia la maggior parte dei protoni, come si è visto nel paragrafo 2.8.1: in questa configurazione il rivelatore è predisposto per lo studio dei nuclei con $Z > 1$.

3.6 Spostamento dei piedistalli

Studiando il comportamento dei piedistalli, definiti nel paragrafo 2.5.1, si è trovato che essi risentono della quantità di radiazione incidente: pertanto è necessario distinguere fra il caso di raggi cosmici galattici e i periodi di brillamenti solari. Infatti, se ci sono *flares*, si ha un'alta intensità di radiazione, sia nell'intervallo di accettazione di NINA, sia a energie più basse. Questa provoca una sovrapposizione della coda dei segnali indotti sulle strip, anche quando il trigger non abilita l'acquisizione, che fa spostare di alcuni canali il piedistallo degli eventi.

Il computer di bordo provvede alla misura dei piedistalli ogni 24 ore o tutte le volte che viene richiesto da Terra tramite telecomando; quindi il sistema è in grado di conoscere il valore dei piedistalli quando c'è una *flare* solare. Tuttavia, i files di dati provenienti dal satellite non iniziano sempre con una misura di calibrazione; è quindi necessario fornire dall'esterno il valore dei piedistalli da sottrarre alla lettura di ciascuna strip finché nel file di dati non si trova una misura di calibrazione (contenuta nei pacchetti di tipo 5, descritti nel paragrafo 3.1).

È in questa fase che bisogna fare attenzione a fornire un valore corretto dei piedistalli, tenendo conto dell'attività solare, per non introdurre un errore sistematico nelle energie acquisite piano per piano, degradando la risoluzione della misura di massa degli isotopi, per esempio nel caso di identificazione di ^3He e ^4He .

Lo spostamento dei piedistalli fra periodi con brillamenti solari e non è quantificabile in ~ 4 canali *ADC*, che equivalgono a 0.3 MeV . Facendo riferimento al grafico $\Delta E_1 \text{ vs } E_{tot}$ della figura 3.7, si vede che questa quantità è circa uguale a un terzo della

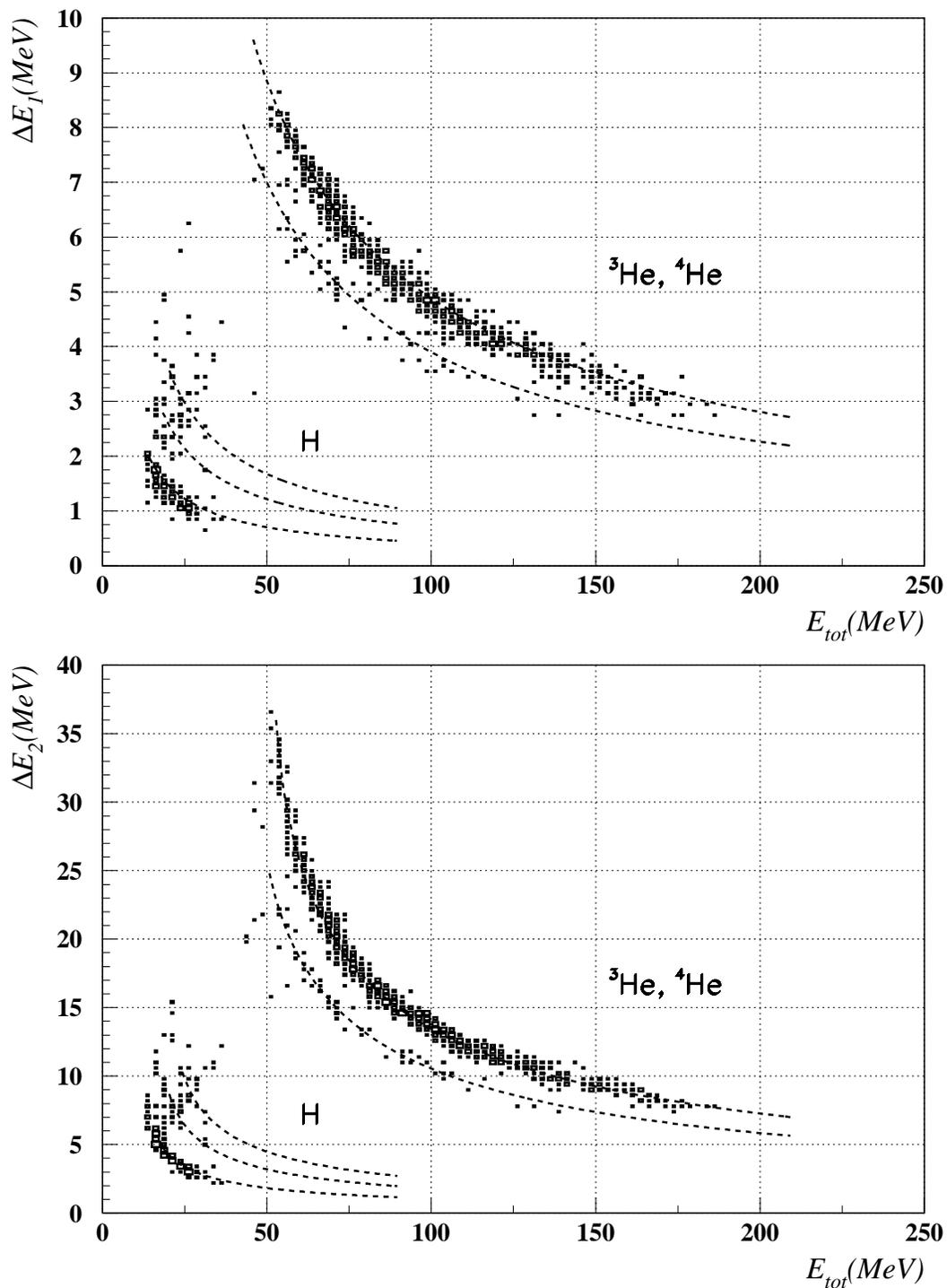


Figura 3.7: Confronto fra ΔE_1 vs E_{tot} e ΔE_2 vs E_{tot} per raggi cosmici galattici.

differenza fra le perdite di energia a 100 MeV per ^4He e ^3He : questo significa che una valutazione non corretta del piedistallo può pregiudicare pesantemente la possibilità di distinguere i due isotopi.

3.7 Metodo di ricostruzione della massa

L'obiettivo di ricostruzione della massa si può delineare così: dato un evento, caratterizzato dalle misure dei rilasci di energia nelle diverse viste di NINA, si studia un metodo per assegnare alla particella acquisita una coppia di valori Z e M . Per fare ciò si può usare il diagramma ΔE vs E_{tot} della figura 3.7. Per prima cosa si osserva che la separazione in Z degli eventi è ben evidente e facilmente eseguibile. Una volta assegnato all'evento il valore di Z , la formula di Bethe-Bloch 3.1 (o, più esattamente, il suo integrale 3.2) fornisce il valore ΔE in funzione di E e M per un dato spessore Δx attraversato.

La formula può essere invertita, in modo che, assegnati i valori di Z , ΔE ed E , si può calcolare il corrispondente valore di M ; questo consente l'identificazione isotopica fra i vari nuclei, a parità di Z .

Selezione in carica

Il primo passo di identificazione deve permettere di riconoscere i nuclei di idrogeno ($Z = 1$) da quelli di elio ($Z = 2$) e dai nuclei più pesanti ($Z > 2$). Per fare ciò si considera il prodotto $\Delta E_1 \times E_{tot}$:

- $\Delta E_1 \times E_{tot} < 200 \text{ MeV}^2 \quad \Rightarrow \quad Z = 1$
- $200 \text{ MeV}^2 < \Delta E_1 \times E_{tot} < 800 \text{ MeV}^2 \quad \Rightarrow \quad Z = 2$
- $\Delta E_1 \times E_{tot} > 800 \text{ MeV}^2 \quad \Rightarrow \quad Z > 2.$

La posizione di questi due tagli di selezione in carica è mostrata nella figura 3.8, dove sono disegnate le funzioni

$$f : \Delta E_1 (\text{MeV}) = \frac{200 \text{ MeV}^2}{E_{tot} (\text{MeV})} \quad g : \Delta E_1 (\text{MeV}) = \frac{800 \text{ MeV}^2}{E_{tot} (\text{MeV})}.$$

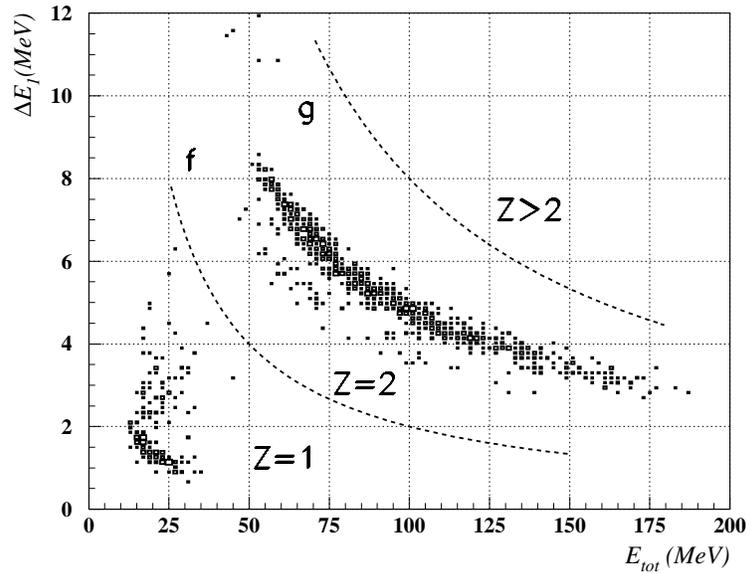


Figura 3.8: I tagli sul prodotto $\Delta E_1 \times E_{tot}$ che permettono la selezione in carica.

In questo modo si attribuisce a ogni particella un valore di Z .

Selezione in massa

Dopo aver assegnato Z , si cerca il valore più appropriato di M . Questo è ottenuto attraverso l'inversione della formula 3.2, con un metodo ricorsivo che, partendo da un valore iniziale fissato M_1 di M , lo modifica in questo modo:

1. si calcola la differenza δ fra perdita di energia misurata sul piano e perdita di energia attesa su quello spessore di silicio, secondo la formula 3.2, se la particella ha massa pari a M_1 . Se il valore di δ è minore di un parametro ε , fissato a 5 keV , il processo si arresta e all'evento viene assegnata la massa M_1 ; altrimenti
2. il programma sostituisce M_1 con $M_1 + dM$, dove dM è uguale al rapporto fra δ e la derivata della funzione 3.2 rispetto a M .

| | | Valor medio (\overline{M}) (<i>MeV</i>) | Larghezza (σ) (<i>MeV</i>) | Costante (C) (<i>Ev./canale</i>) |
|--------------|----------------------|--|--|---|
| ΔE_1 | ^3He (2809) | $2744 \pm 50 \pm 82$ | 238 ± 76 | 7.4 ± 1.8 |
| | ^4He (3727) | $3649 \pm 8 \pm 109$ | 201 ± 7 | 114 ± 6 |
| ΔE_2 | ^3He (2809) | $2781 \pm 27 \pm 83$ | 168 ± 31 | 8.7 ± 2.0 |
| | ^4He (3727) | $3766 \pm 6 \pm 113$ | 164 ± 5 | 131 ± 6 |

Tabella 3.3: Valori dei parametri delle interpolazioni gaussiane per la distribuzione di massa dell'elio, utilizzando le due perdite di energia ΔE_1 e ΔE_2 . Nella seconda colonna, fra parentesi, sono riportati i valori noti delle masse, in *MeV*. Il valor medio di ciascuna gaussiana è riportato con due errori: il primo si riferisce all'incertezza sulla interpolazione gaussiana; il secondo all'errore di calibrazione dell'*ADC*. Il valore di $\chi_{ridotto}^2$ per l'interpolazione gaussiana è 0.75 nel primo caso e 1.32 nel secondo.

Il procedimento continua, ripartendo dal punto 1) con il nuovo valore della massa, finché $\delta < \varepsilon$; se il numero di passi necessari a soddisfare la disuguaglianza è superiore a 300, il programma non attribuisce nessuna massa all'evento.

Il metodo è stato sviluppato per due casi distinti, considerando cioè come ΔE la perdita di energia sul piano 1 e sul piano 2. Nel caso in cui si utilizzano le energie depositate sul piano 2, queste vengono confrontate con la perdita di energia attesa sul quel piano, considerando che la particella ha prima attraversato 300 μm di silicio e lo strato di 8.5 *cm* di azoto, fra il primo e il secondo piano, alla pressione di 1 *atm*.

Le distribuzioni dei valori di M ottenuti per l'elio utilizzando ΔE_1 e ΔE_2 sono mostrate nelle figure 3.9 e 3.10. Si nota il picco di ^3He più pronunciato nel secondo grafico; questo è dovuto sia allo spessore maggiore del piano 2, che consente di misurare una perdita di energia maggiore con un errore relativo inferiore rispetto al piano 1, sia alla maggiore stabilità dei piedistalli per i piani interni, meno esposti alla radiazione cosmica.

L'interpolazione delle distribuzioni di M con funzioni gaussiane del tipo

$$f(M) = C e^{-(M-\overline{M})^2/2\sigma^2}$$

fornisce i valori dei parametri C , \overline{M} , σ riportati nella tabella 3.3.

Come parametro di qualità del metodo di identificazione isotopica si può scegliere la larghezza della distribuzione per l'isotopo ^4He . Considerando ΔE_1 si ha:

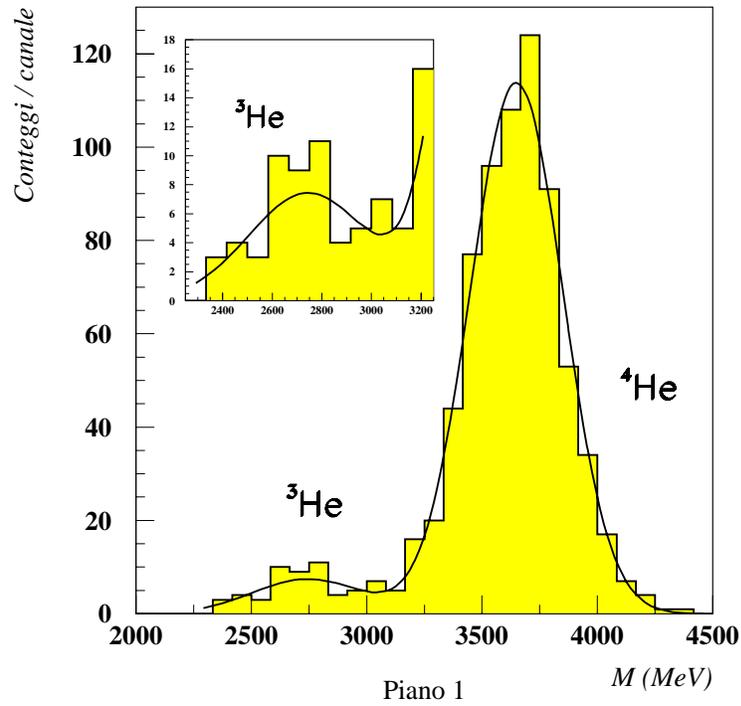


Figura 3.9: La massa ricostruita per l'elio, in periodi di quiete solare, con ΔE calcolata sul piano 1.

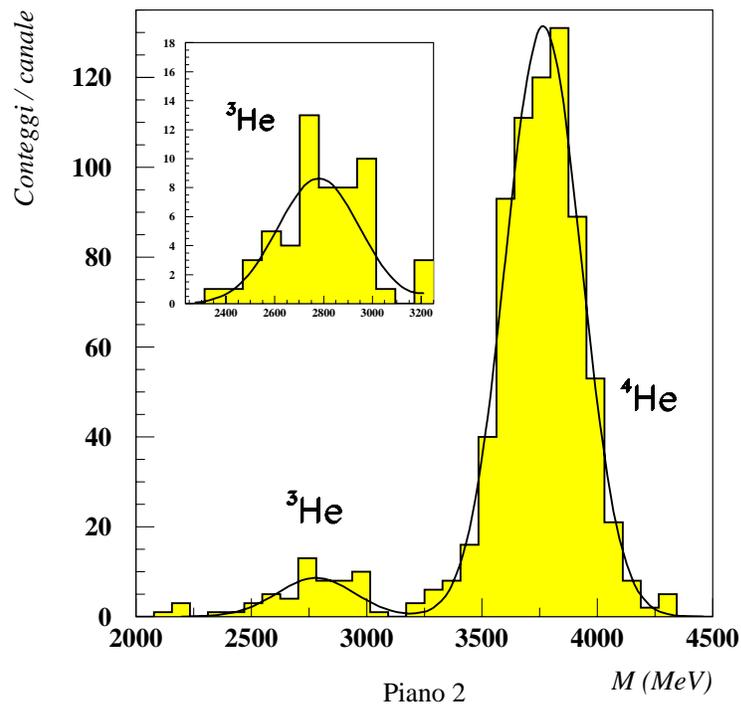


Figura 3.10: La massa ricostruita per l'elio, in periodi di quiete solare, con ΔE calcolata sul piano 2.

$$\boxed{\sigma(^4He) = 201 \pm 7 \text{ MeV}} \quad (3.3)$$

mentre con ΔE_2 si trova:

$$\boxed{\sigma(^4He) = 164 \pm 5 \text{ MeV}} \quad (3.4)$$

da cui risulta chiaro che si ha una migliore qualità di identificazione usando il rilascio energetico sul piano 2.

Il risultato della ricostruzione di massa per $Z = 1$ è mostrato nella figura 3.11; si notano eventi corrispondenti alla massa dei tre isotopi dell'idrogeno.

La presenza di trizio nei raggi cosmici galattici è inspiegabile; infatti ^3H ha una vita media di 12.26 anni, che è molto minore della vita media dei raggi cosmici galattici. Gli eventi osservati di trizio sono di origine solare oppure prodotti dell'interazione dei raggi cosmici sulla finestra di alluminio del rivelatore, che danno ^3H come prodotto secondario.

Selezione degli isotopi dell'elio e relativa contaminazione

Per quantificare ulteriormente l'efficacia del metodo di separazione per le masse degli isotopi con $Z = 2$, si è valutata la contaminazione dei nuclei di ^4He nella selezione dei nuclei di ^3He . Per fare ciò ho utilizzato le interpolazioni gaussiane della distribuzione di M nel caso in cui si ricostruisce la massa dal deposito energetico ΔE_2 : è il caso in cui i due picchi sono meglio distinti, perché la deviazione standard è minore per entrambi gli isotopi.

Ho stimato dunque quanti eventi di ^4He si trovano sotto il picco dell' ^3He . Siano \overline{M}_3 , σ_3 il centro e la deviazione standard della distribuzione di massa dell' ^3He (\overline{M}_4 , σ_4 per l' ^4He); fissando una efficienza di selezione dell' ^3He pari al 95 %, si considera (figura 3.12) un'area sotto la gaussiana g_3 pari al 95% dell'area totale sotto quel picco; questa è delimitata da due punti, A e B , che si trovano a $1.96 \sigma_3$ dal centro \overline{M}_3 . I

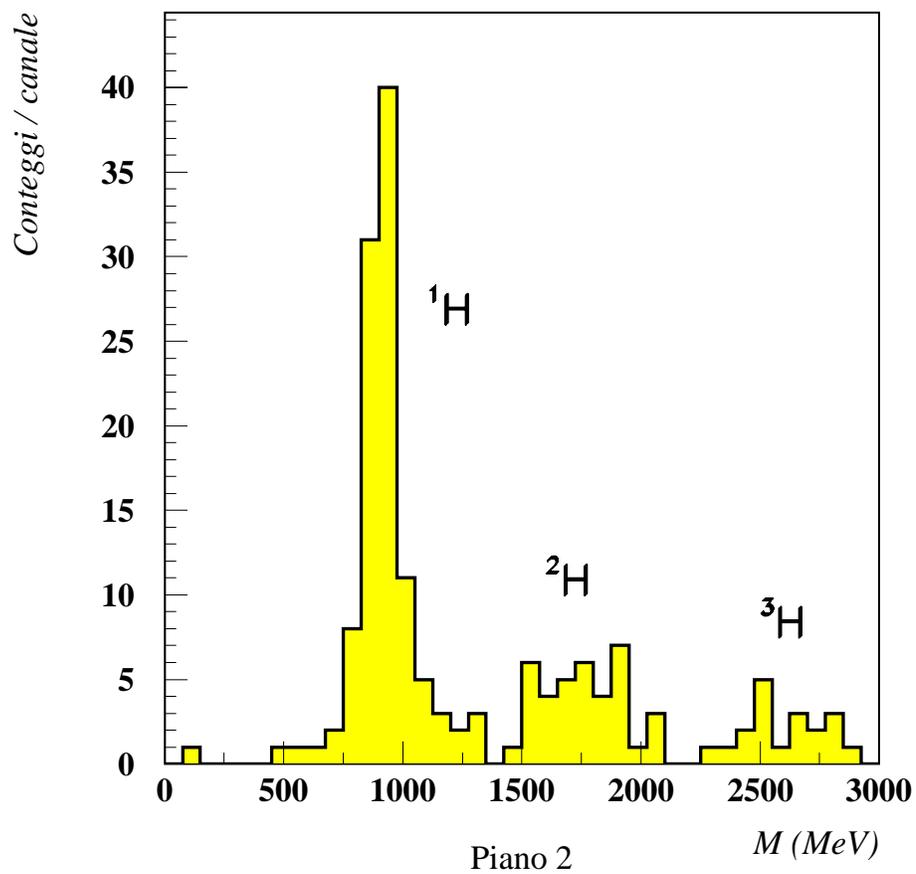


Figura 3.11: La ricostruzione di massa per l'idrogeno; si notano anche eventi di deuterio e trizio.

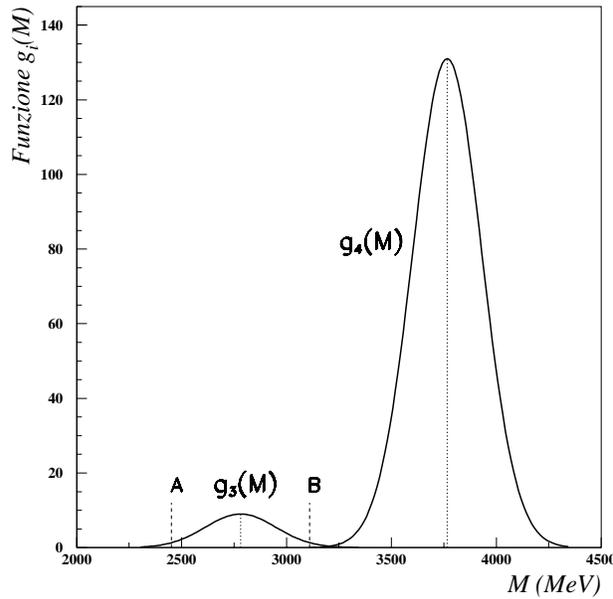


Figura 3.12: Illustrazione del metodo per valutare la contaminazione dei due isotopi. Le funzioni $g_3(M)$ e $g_4(M)$ sono le funzioni gaussiane di interpolazione della figura 3.10.

valori di A e B rappresentano i criteri di selezione ($A < M < B$) affinché un evento sia considerato un isotopo ${}^3\text{He}$.

Si calcola poi l'integrale

$$p = \int_A^B g_4(x) dx / \int_{-\infty}^{\infty} g_4(x) dx$$

dove g_4 è la gaussiana dell' ${}^4\text{He}$; p esprime la probabilità che un evento di ${}^4\text{He}$ possa essere scambiato per ${}^3\text{He}$.

Se moltiplichiamo p per il rapporto delle aree

$$\int_{-\infty}^{\infty} g_4(x) dx / \int_{-\infty}^{\infty} g_3(x) dx ,$$

stimiamo il contributo di ${}^4\text{He}$ all'interno degli eventi selezionati come ${}^3\text{He}$, rispetto al numero totale di eventi di ${}^3\text{He}$.

Si trova questo risultato:

$$\boxed{\text{Contaminazione} = 4.4 \pm 1.0 \%} \quad (3.5)$$

L'errore sulla contaminazione è stato calcolato propagando le indeterminazioni sui parametri della funzione gaussiana, tenendo conto dei termini di covarianza.

3.8 Eventi acquisiti durante due brillamenti solari

NINA ha potuto rivelare anche particelle solari emesse durante le due *flares* del 6-9 Novembre e 14-19 Novembre 1998. Questi due brillamenti hanno caratteristiche diverse: il primo si distingue per la quantità significativa di ^3He , mentre nel secondo questo isotopo è assente (si parla, rispettivamente, di *flare* ricca e povera di ^3He ; il motivo di questa differenza sta nella genesi della *flare* all'interno del Sole e non è del tutto noto). Inoltre, la seconda *flare* si distingue per l'abbondanza di elementi pesanti.

Nella figura 3.13 si nota l'intensità totale diversa delle due *flares* per eventi di elio: con gli stessi tagli, che sono quelli descritti nel paragrafo 3.2, il numero di particelle acquisite è molto maggiore per la seconda.

3.9 Acquisizione di nuclei pesanti

Per lo studio della componente dei raggi cosmici con $Z > 2$ è necessario modificare la selezione in modo opportuno; infatti, l'abbondanza dei nuclei pesanti nei raggi cosmici è inferiore a quella dell'elio. Inoltre essi perdono più energia nei primi piani di silicio e quindi bisogna fare attenzione a non imporre richieste troppo stringenti sul numero minimo di viste colpite, per non rischiare di eliminare tutti gli eventi disponibili nei file acquisiti da NINA. Pertanto ho adottato questi tagli:

1. $\Delta E_1 \times E_{tot} > 800 \text{ MeV}^2$ per escludere tutte le particelle con $Z \leq 2$ (cfr. figura 3.8);
2. $L > 3$ per togliere i raggi cosmici intrappolati;

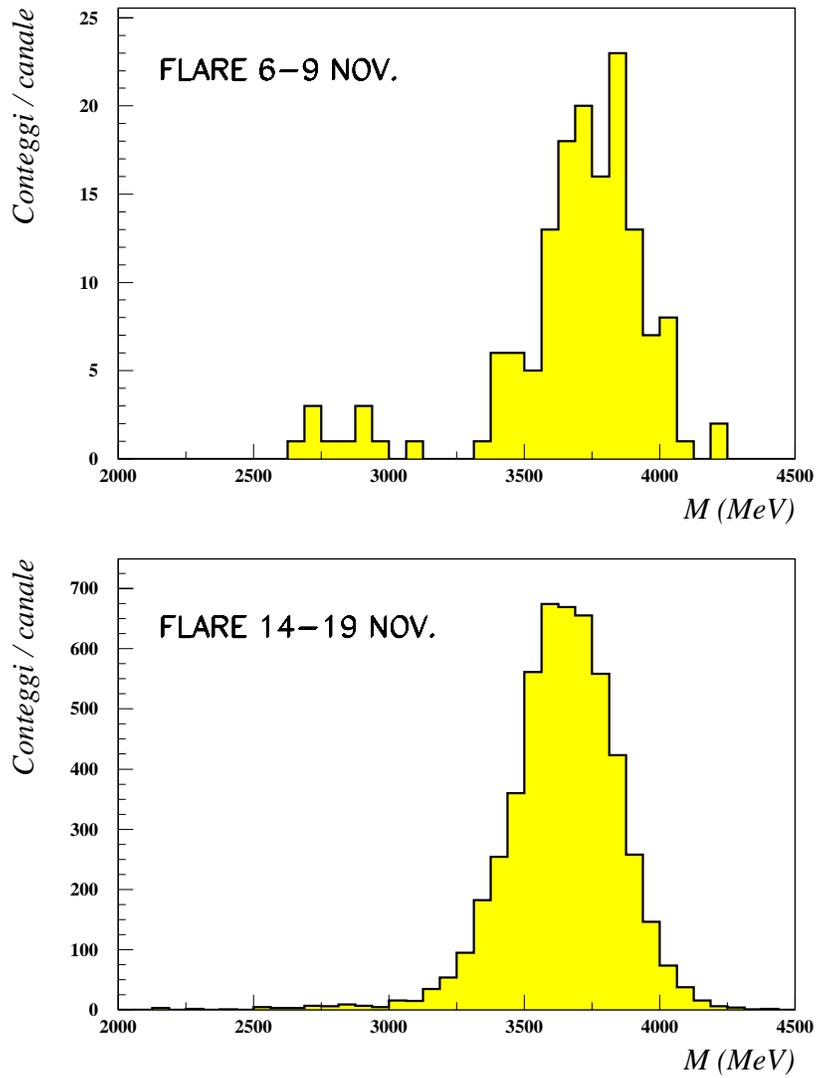


Figura 3.13: Gli isotopi ^3He ed ^4He nella *flare* del 6-9 Novembre 1998 (sopra) e in quella del 14-19 Novembre (sotto). Si nota la differente percentuale di ^3He rispetto al totale.

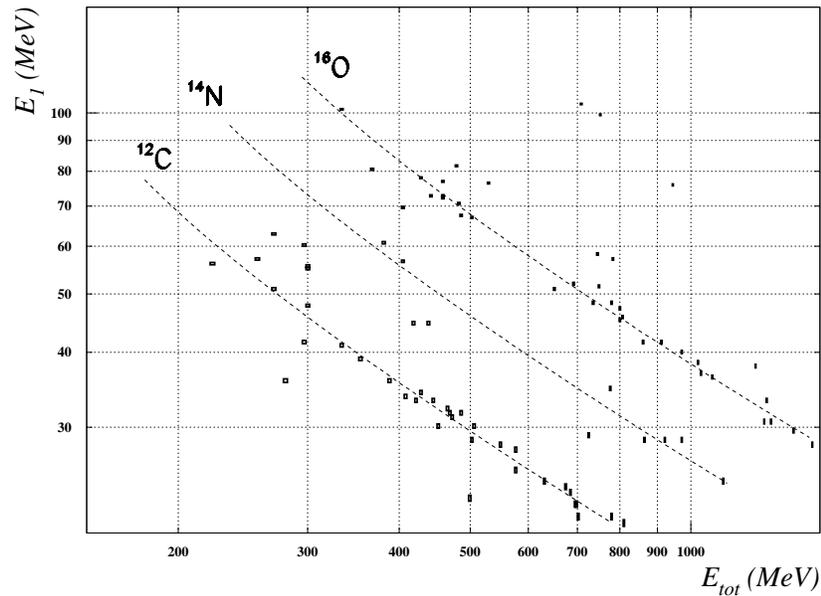


Figura 3.14: I nuclei pesanti del gruppo *CNO* rivelati da NINA da novembre 1998 ad aprile 1999, in periodi di quiete solare.

3. almeno tre viste colpite e anticoincidenza laterale sulle strip 2, 15;
4. scartati gli eventi con due strip colpite non adiacenti su qualunque vista;
5. taglio sul rapporto $\Delta E_{i+1}/\Delta E_i$, descritto nel paragrafo 3.5.

Con queste cinque condizioni sono visibili alcune decine di nuclei pesanti (figura 3.14), che nel grafico ΔE_1 vs E_{tot} si dispongono principalmente vicino alle curve teoriche previste per gli isotopi ^{12}C , ^{14}N e ^{16}O .

Con uno studio più accurato degli elementi pesanti, è stato possibile, con NINA, misurare le abbondanze relative dei diversi nuclei fino al Ferro. Il grafico per $2 \leq Z \leq 10$ è mostrato nella figura 3.15, e conferma, come ordine di grandezza, la quantità relativa dei tre elementi della figura precedente.

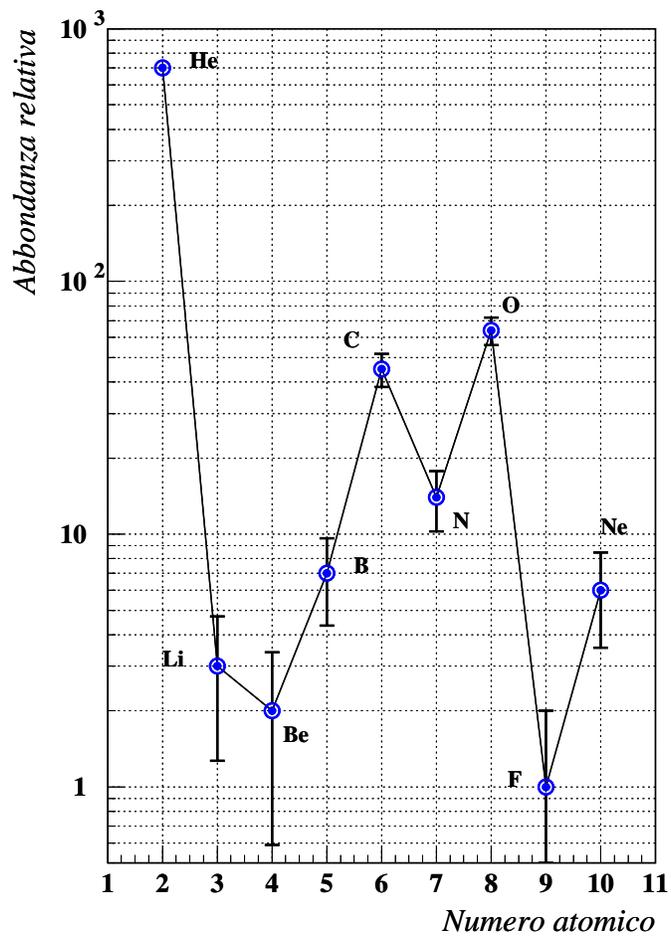


Figura 3.15: Abbondanze relative ($F = 1$) di nuclei pesanti in periodi di quiete solare, misurate con NINA e presentate all'*International Cosmic Ray Conference* del 1999.

Capitolo 4

Un metodo più accurato di analisi di massa

Nell'analisi di massa effettuata nel capitolo 3 si è usata come unica variabile, oltre all'energia cinetica totale E_{tot} rilasciata nel telescopio, una delle energie parziali depositate su un singolo piano (ΔE_1 oppure ΔE_2). È ragionevole pensare che, se si utilizzassero contemporaneamente tutte le energie parziali rilasciate sulle particelle in ogni vista, il metodo di identificazione di massa risulterebbe più accurato.

Questo obiettivo ha richiesto lo studio della funzione di distribuzione della perdita di energia delle particelle nei rivelatori al silicio di NINA, per predisporre un metodo di confronto fra i rilasci energetici misurati per ogni vista e quelli attesi secondo la teoria.

4.1 Funzione di distribuzione di ΔE

Come si è visto nel paragrafo 3.4, nel caso di NINA il parametro $k = \Delta E_{BB}/T_{max}$ è molto maggiore di 1; di conseguenza, fissata una vista del telescopio, la perdita di energia di una particella su quella vista si distribuisce attorno al suo valor medio ΔE_0 secondo una funzione gaussiana, del tipo

$$f(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(\Delta E - \Delta E_0)^2 / 2\sigma^2}, \quad (4.1)$$

dove $f(\Delta E)$ è la densità di probabilità di trovare una perdita di energia ΔE e σ rappresenta la larghezza o deviazione standard.

La distribuzione è normalizzata a 1, cioè

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\Delta E) d(\Delta E) = 1. \quad (4.2)$$

È da notare che l'ipotesi di una distribuzione gaussiana è un'approssimazione della distribuzione reale di ΔE ; ciò è evidente anche dal fatto che ΔE è definito positivo e non può assumere valori negativi, come invece appare nell'equazione 4.2. Comunque tale approssimazione è tanto più vicina alla realtà tanto più il parametro k è alto.

Per raggiungere l'obiettivo prefissato, cioè trovare un buon algoritmo per determinare la massa delle particelle partendo dai rilasci energetici su tutte le viste, è necessario prima di tutto determinare la funzione $f(\Delta E)$, ossia trovare i parametri ΔE_0 e σ della distribuzione 4.1 in funzione dell'energia, del tipo di particella e dello spessore attraversato.

4.1.1 Scelta di opportune notazioni

Per chiarezza definisco le notazioni che userò nei paragrafi seguenti:

- Δx_{ij} ($i = 1, 16; j = X, Y$) è lo spessore della vista j del piano i ;
- ΔE_i ($i = 1, 16$) indica la perdita di energia misurata sul piano i ;
- ΔE_{ij} ($i = 1, 16; j = X, Y$) è invece il deposito energetico della particella sulla vista j del piano i ;

- E_{tot} è l'energia cinetica totale misurata, e si ottiene dalla relazione¹

$$E_{tot} = \sum_{i,j} \Delta E_{ij} ;$$

- E_{ij} ($i = 1, 16; j = X, Y$) è l'energia cinetica con cui la particella incide sulla vista j del piano i ; si può ottenere togliendo a E_{tot} i rilasci di energia su tutte le viste precedenti a quella considerata.

4.1.2 Perdita di energia media e deviazione standard

Nell'analisi svolta in questo capitolo mi sono limitato alla ricostruzione della massa dei due isotopi dell'elio, quindi i parametri della funzione di perdita di energia (formula 3.1) sono la massa M , lo spessore Δx e l'energia incidente E_{ij} , perché la carica Z è fissata uguale a 2.

Lo studio effettuato, e descritto nel capitolo precedente, per il quale la perdita di energia di Bethe-Bloch integrata sullo spessore è in ottimo accordo con i punti sperimentali (ved. figura 3.7 nel paragrafo 3.5), consente di assumere come valor medio della distribuzione di perdita di energia la quantità ΔE_{BB} definita dalla relazione:

$$\Delta E_0 \equiv \Delta E_{BB} = \int_0^{\Delta x} \frac{dE}{dx} dx . \quad (4.3)$$

In questo modo si è già determinato il parametro “valor medio” della distribuzione gaussiana di perdita di energia.

Come stima della deviazione standard σ , il calcolo classico di Bohr (1915) fornisce l'espressione ([18], [19]):

¹L'energia totale misurata non coincide esattamente con l'energia cinetica iniziale della particella, perché non tiene conto delle perdite di energia sugli spessori non sensibili del rivelatore (per esempio lo strato di azoto di 8.5 cm fra il primo e il secondo piano); però queste perdite sono piccole rispetto all'energia totale depositata sui piani di silicio e si possono trascurare in prima approssimazione nel calcolo di E_{tot} .

$$\sigma_B^2 = 4 \pi z_1^2 z_2 n_a e^4 \Delta x \quad (4.4)$$

dove

- z_1 : carica della particella incidente in unità e
- z_2 : numero atomico del materiale attraversato
- n_a : $N_0 \rho / A = \text{particelle/cm}^3$ nel materiale
- e : carica dell'elettrone
- Δx : spessore attraversato.

Questa formula dà risultati approssimati, perché non tiene conto del fatto che gli elettroni del materiale sono legati agli atomi; in anni più recenti lo studio della distribuzione è stato eseguito in maniera più accurata con le conoscenze della Meccanica Quantistica (vedere per esempio [20]).

Calcolando il valore di σ_B per particelle α che attraversano uno strato di silicio di $380 \mu m$, si ottiene il valore di $165 keV$, mentre sperimentalmente si osserva una deviazione standard maggiore e con una dipendenza dall'energia incidente. Bisogna anche considerare il fatto che la misura del rilascio di energia nel silicio è soggetta a un allargamento ulteriore, dovuto al rumore elettronico.

In generale ci si aspetta che σ dipenda da 4 parametri, cioè $\sigma = \sigma(M, Z, \Delta x, E_{ij})$; vediamo come è possibile ricostruire la dipendenza di σ da ciascun parametro.

M : dalla formula di Bohr 4.4 si assume che la deviazione standard della distribuzione gaussiana di perdita di energia non dipenda da M o che, comunque, la dipendenza da questo parametro sia trascurabile per i due isotopi dell'elio;

Z : è sempre uguale a 2 perché l'analisi di massa è limitata a ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$;

Δx : la dipendenza di σ dallo spessore si ricava misurando la larghezza della distribuzione sperimentale per i due spessori dei rivelatori al silicio di NINA: $150 \mu m$ e $380 \mu m$. Sono questi, infatti, gli unici due spessori che si utilizzano nel caso studiato. La variazione di spessore fra un silicio e l'altro dello stesso tipo viene trascurata, in quanto molto piccola;

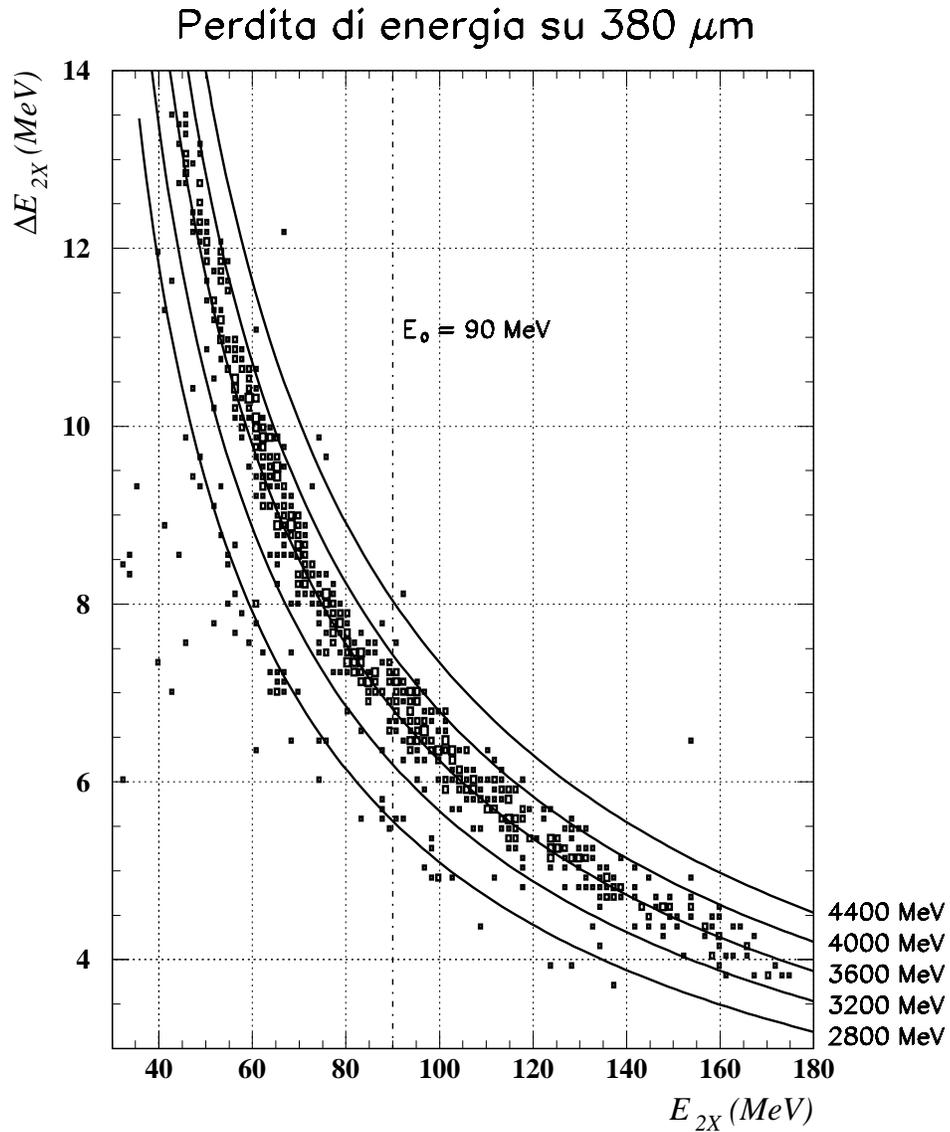


Figura 4.1: Sulle ascisse è riportata l'energia cinetica della particella nel momento in cui incide sulla terza vista, che si può valutare come $E_{tot} - \Delta E_1$; sulle ordinate si trova l'energia persa sulla stessa vista. Le funzioni disegnate sono le curve di perdita di energia, secondo l'integrale della formula di Bethe-Bloch 4.3, per 5 valori della massa in MeV .

E_{ij} : lo studio della dipendenza di σ dall'energia incidente richiede un'analisi più dettagliata, che affronterò spiegando il procedimento seguito per determinare la funzione $\sigma(E)$.

Dipendenza di σ da E

Nella figura 4.1 è riportata la distribuzione degli eventi in funzione delle variabili ΔE_{2X} ed E_{2X} ; infatti per studiare la forma della distribuzione di perdita di energia su una vista di silicio di $380 \mu m$ ho utilizzato la distribuzione sperimentale dei rilasci energetici sulla vista $2X$ del rivelatore in funzione dell'energia incidente sulla stessa vista. Si tratta della prima vista di $380 \mu m$ che le particelle attraversano all'interno di NINA; i risultati ottenuti per la vista $2X$ si potranno estendere alle altre viste del telescopio.

Per studiare la dipendenza di σ da E si parte da un'ipotesi preliminare semplificatrice: si assume che la distribuzione di probabilità nel piano $(\Delta E_{ij}, E_{ij})$ segua la famiglia di curve date dalla formula di Bethe-Bloch. Si suppone cioè che, data la larghezza σ della distribuzione a una certa energia incidente E_0 , questa si propaghi a un altro valore dell'energia secondo le curve di Bethe-Bloch.

Questa ipotesi sembra plausibile, osservando la figura 4.1: la larghezza della distribuzione è modulata, nel piano $(\Delta E_{2X}, E_{2X})$, dalle linee di perdita di energia date dall'integrale della formula di Bethe-Bloch sullo spessore di $380 \mu m$ di silicio.

Per verificare quantitativamente in che misura i dati confermano l'assunzione fatta, ho scelto un valore dell'energia E_{2X} (figura 4.1) che permetta di dividere gli eventi in due gruppi ugualmente numerosi: per $E_{2X} = 90 MeV$ si hanno circa 400 eventi con energia incidente minore e altrettanti con energia incidente più grande. Nel caso in cui l'ipotesi preliminare sia rigorosamente esatta ci si aspetta che, proiettando gli eventi alla stessa energia di $90 MeV$, secondo le curve di Bethe-Bloch, le due distribuzioni così ottenute abbiano la stessa larghezza.

Per eseguire la proiezione degli eventi a $90 MeV$ si procede in questo modo:

- si calcola la massa che compete a ogni evento usando le due variabili E_{2X} e ΔE_{2X} , con procedimento analogo a quello descritto nel paragrafo 3.7; questa massa corrisponde al valore di M associato alla curva di Bethe-Bloch integrata, che passa per il punto corrispondente all'evento nel piano $(\Delta E_{2X}, E_{2X})$ (ved. figura 4.1);

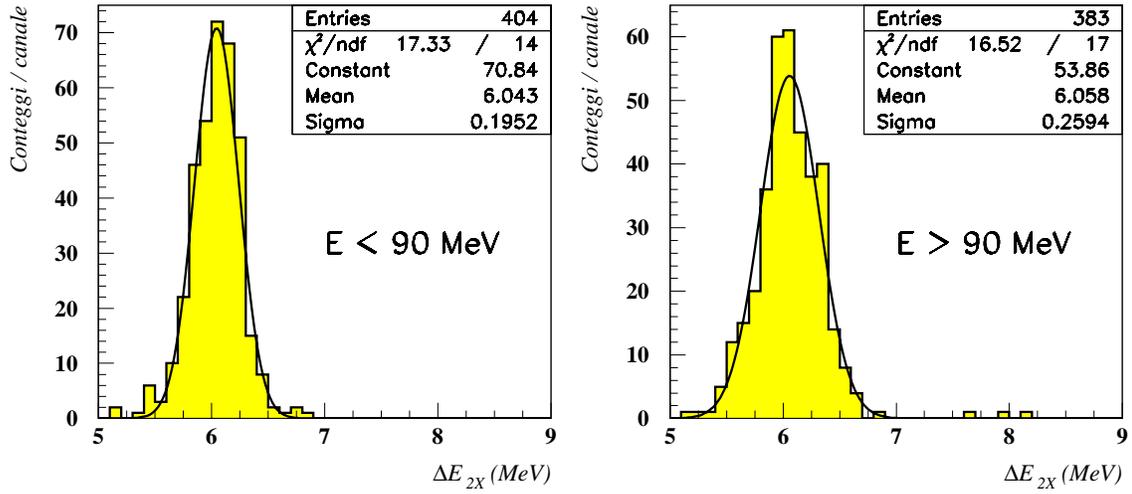


Figura 4.2: La distribuzione di perdita di energia su $380 \mu m$ di silicio per particelle α con energia incidente minore e maggiore di 90 MeV proiettata, secondo le curve di Bethe-Bloch integrate, alla stessa energia $E_0 = 90 \text{ MeV}$.

- con quel valore della massa si calcola la perdita di energia media a 90 MeV , utilizzando la relazione 4.3.

In questo modo si ottengono i due grafici riportati nella figura 4.2. Si osserva una differenza nella larghezza delle due distribuzioni dell'ordine del 25 %. Si può quindi affermare che l'assunzione fatta, cioè che la distribuzione di probabilità di ΔE dipenda da E secondo le curve di Bethe-Bloch integrate, è valida entro il 25 % nell'intervallo di energia considerato (fra 40 e 180 MeV). Tale assunzione sarà tanto meglio verificata, quanto più stretto è l'intervallo di energia considerato.

La larghezza della distribuzione ottenuta dagli eventi con $E_{2X} > 90 \text{ MeV}$ è maggiore di quella ottenuta dagli eventi con $E_{2X} < 90 \text{ MeV}$; questo si può spiegare pensando che ad alte energie il contributo del rumore elettronico sia percentualmente più rilevante rispetto all'allargamento dovuto alle fluttuazioni di perdita di energia nel rivelatore.

Per ottenere un'accuratezza maggiore nella ricostruzione della dipendenza di σ dall'energia incidente E , si è predisposto un nuovo metodo, utilizzando sempre i dati sperimentali di NINA. Si è diviso l'intervallo di energia incidente E_{2X} , fra 40 e 180

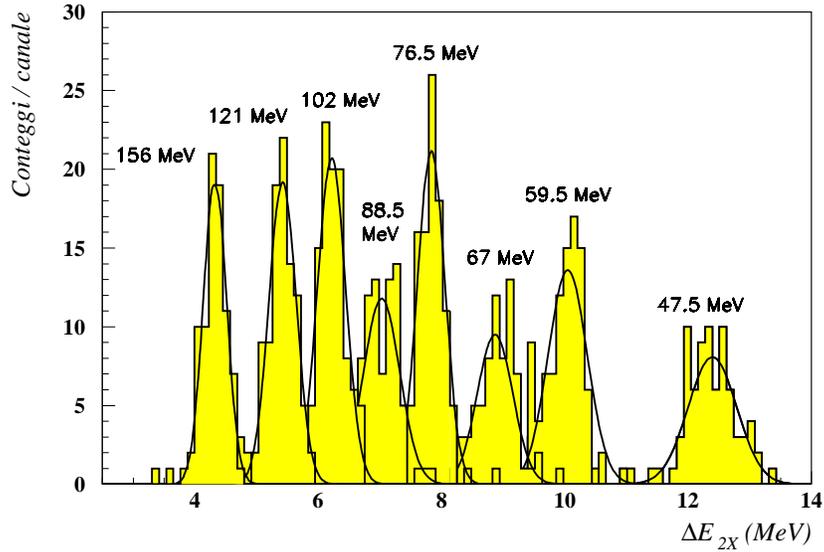


Figura 4.3: La distribuzione di perdita di energia per ciascuno degli 8 settori in cui si è diviso l'intervallo di energia incidente per l'elio. I valori riportati sopra i picchi indicano l'energia del punto centrale di ciascun settore.

MeV, in otto settori, contenenti ciascuno circa 100 eventi, e per ognuno di essi si è trovata la distribuzione della perdita di energia, proiettando gli eventi sul valore di energia centrale dell'intervallo considerato secondo il procedimento descritto sopra.

Per ciascuno degli otto settori la deviazione standard della distribuzione è stata ottenuta mediante interpolazione con una funzione gaussiana. Le perdite di energia per i diversi settori sono riportate nella figura 4.3, con le funzioni gaussiane di interpolazione sovrapposte.

A questo punto, conoscendo il valore di σ a diverse energie, si è determinato l'andamento di $\sigma(E)$, riportato nella figura 4.4. I punti del piano (E_{2X}, σ_{2X}) sono stati interpolati con una funzione semplice del tipo

$$\sigma(E) = A + B e^{-C E} \quad (4.5)$$

in modo da poter stimare il valore di $\sigma(E)$ a qualsiasi valore di E nell'intervallo di energia considerato.

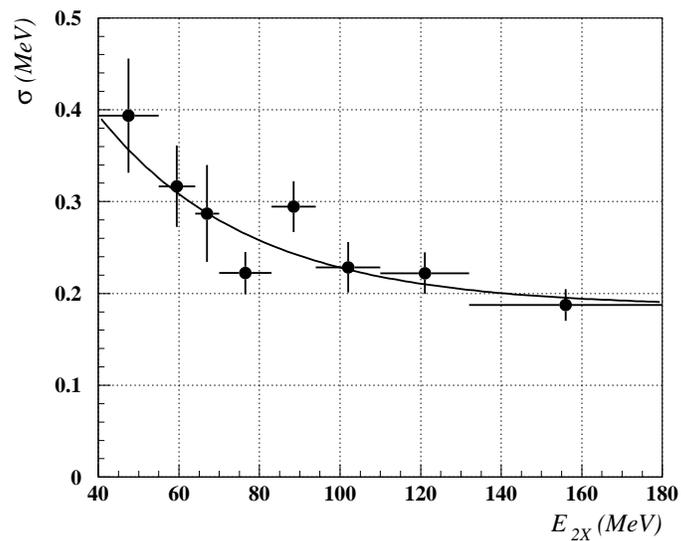


Figura 4.4: Ricostruzione della funzione $\sigma(E)$. I punti sperimentali sono le deviazioni standard delle distribuzioni gaussiane della figura 4.3 riportate ciascuna nel proprio intervallo di energia.

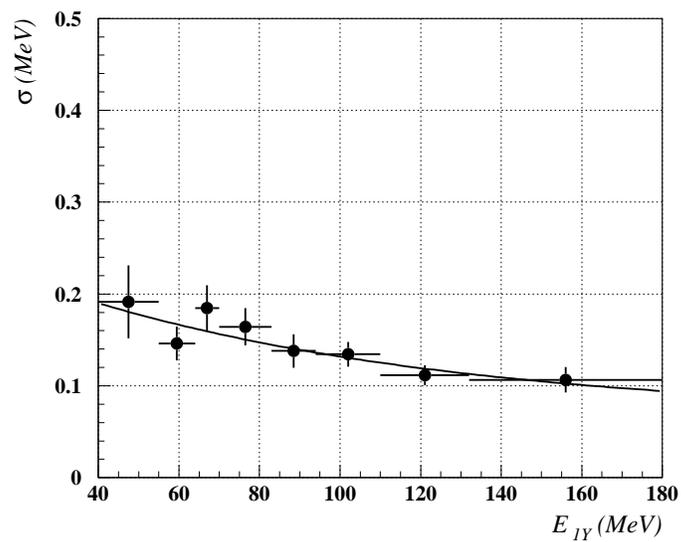


Figura 4.5: Ricostruzione della funzione $\sigma(E)$ per le viste di $150 \mu m$.

Per le viste più sottili di $150 \mu m$ si è utilizzato lo stesso criterio, determinando una nuova funzione di interpolazione dei punti sperimentali nel piano E_{1Y} , ΔE_{1Y} (figura 4.5).

4.2 Metodo di ricostruzione della massa

Per ogni evento acquisito l'analisi *software*, già descritta nel capitolo precedente, ci consente di accedere alle energie rilasciate vista per vista e agli spessori attraversati, tenendo conto dell'angolo di incidenza. Lo spessore realmente attraversato dalla particella è $t_{ij} = \Delta x_{ij} / \cos \vartheta_{ij}$, dove ϑ_{ij} è l'angolo di incidenza della particella sulla vista j del piano i , rispetto alla normale al piano.

Dello spessore effettivo si tiene conto nel calcolo della perdita di energia media secondo la 4.3; infatti l'integrale è esteso allo spessore t_{ij} , diverso per ciascuna vista.

Per lo spessore delle viste $3 \div 30$ non ho considerato il valore nominale di $380 \mu m$, ma ho utilizzato i valori misurati, che sono contenuti nella tabella 4.1 [16].

Conoscendo il rilascio di energia medio e la deviazione standard in funzione di M , è possibile scrivere, data una vista, la funzione di distribuzione di ΔE nella forma:

$$f(\Delta E_{ij}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(E_{ij})} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta E_{ij} - \Delta E_0(E_{ij}, t_{ij}, M)}{\sigma(E_{ij})} \right)^2 \right]. \quad (4.6)$$

Volendo confrontare i rilasci misurati su ciascuna vista con i rilasci attesi, si può pensare di predisporre una *funzione di verosimiglianza* \mathcal{L} che sia il prodotto di tutte le funzioni f , valutate vista per vista:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & f(\Delta E_{1X}, E_{1X}, t_{1X}, M) \times f(\Delta E_{2X}, E_{2X}, t_{2X}, M) \times \dots \\ & \dots \times f(\Delta E_{ij}, E_{ij}, t_{ij}, M). \end{aligned}$$

La funzione \mathcal{L} ha $n - 1$ fattori, dove n è il numero totale di viste colpite; si esclude, cioè, l'ultima vista dove c'è rilascio energetico, perché lì la particella si ferma e il

| Piano | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 |
|-------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| X | 383 | 372 | 379 | 392 | 356 | 358 | 395 | 363 | 390 | 402 | 382 | 375 | 380 | 392 |
| Y | 369 | 371 | 385 | 383 | 371 | 356 | 391 | 367 | 381 | 395 | 392 | 399 | 377 | 384 |

Tabella 4.1: Spessori in micron delle viste di NINA, misurati utilizzando un fascio di particelle. Non sono state misurate le viste 31 e 32, perché si trovano in anticoincidenza, e nemmeno le prime due viste più sottili: per queste ultime si assume il valore nominale di $150 \mu m$. Gli spessori riportati nella tabella hanno tutti un errore associato di $4 \mu m$.

confronto fra ΔE_{ij} e ΔE atteso dà comunque un fattore 1 nell'espressione di \mathcal{L} : infatti le due quantità coincidono sull'ultima vista colpita.

Per calcolare l'energia incidente $E_{i_0 j_0}$ sulla vista j_0 del piano i_0 si possono seguire due metodi:

$$1 : E_{i_0 j_0} = E_{tot} - \sum_{i, j < i_0, j_0} \Delta E_{ij} ; \quad 2 : E_{i_0 j_0} = E_{tot} - \sum_{i, j < i_0, j_0} \Delta E_{ij}^{BB} .$$

Nel caso 1 si sottraggono a E_{tot} i rilasci misurati su tutte le viste precedenti a quella colpita; nel caso 2 si tolgono a E_{tot} i rilasci attesi, secondo la formula di Bethe-Bloch, per una particella con energia iniziale pari a E_{tot} . Si è visto che si ottengono risultati migliori nel secondo caso; si può ipotizzare che ciò sia dovuto all'effetto del rumore elettronico sulla misura dei rilasci energetici, che aggiunge un contributo di indeterminazione alla valutazione dell'energia effettivamente depositata nel silicio. Se si utilizzasse la relazione 1), questa indeterminazione si rifletterebbe sulla stima di $E_{i_0 j_0}$.

Per trovare la massa di un evento si cerca quel valore di M per cui la funzione di verosimiglianza \mathcal{L} è massima o, in modo equivalente, quel valore per cui la funzione $-\ln \mathcal{L}$ è minima.

Se si calcola il logaritmo della funzione gaussiana 4.6, si ottengono due addendi, di cui solo il primo dipende da M :

$$-\ln f = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta E_{ij} - \Delta E_0(E_{ij}, t_{ij}, M)}{\sigma(E_{ij}, t_{ij})} \right)^2 + \ln \left(\sqrt{2\pi} \sigma(E_{ij}, t_{ij}) \right) ,$$

quindi nel calcolo di $-\ln \mathcal{L}$ i termini contenenti il logaritmo delle funzioni σ si possono tralasciare.

Per ogni vista il minimo della funzione $-\ln f$ rispetto a M corrisponde a un valore

della massa per cui la perdita di energia attesa uguaglia quella misurata. Volendo calcolare un valore di M che minimizzi contemporaneamente su tutte le viste la differenza $\Delta E_{ij} - \Delta E_0(E_{ij}, t_{ij}, M)$, si può definire una funzione ξ , attraverso la funzione di verosimiglianza \mathcal{L} :

$$-\ln \mathcal{L} = \xi(M) + \text{costante} ,$$

dove

$$\xi(M) = \sum_{\text{vista } (i,j)=1}^{n-1} \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta E_{ij} - \Delta E_0(E_{ij}, t_{ij}, M)}{\sigma(E_{ij}, t_{ij})} \right)^2 .$$

Infine, per confrontare i valori della funzione ξ relativi a eventi diversi, con un numero diverso di viste colpite, ho diviso la funzione ξ per $n - 1$. La funzione ξ è dunque definita in questo modo:

$$\xi(M) = \frac{1}{n-1} \sum_{\text{vista } (i,j)=1}^{n-1} \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta E_{ij} - \Delta E_0(E_{ij}, t_{ij}, M)}{\sigma(E_{ij}, t_{ij})} \right)^2 . \quad (4.7)$$

Il minimo della funzione ξ , al variare di M , consente di stimare il valore della massa dell'evento, confrontando la perdita di energia sperimentale e quella attesa, su tutte le viste colpite. Aver diviso ξ per $n - 1$ non fa spostare, ovviamente, il valore del minimo; ma se decidiamo di selezionare eventi con un valore di ξ_{MIN} minore di un opportuno ξ_0 , questo taglio tiene conto della diversa profondità degli eventi, senza privilegiare le particelle più penetranti.

La selezione $\xi < \xi_0$ ha lo scopo di eliminare gli eventi con una massa ricostruita per qualche motivo meno attendibile, che presentano quindi un valore della funzione stranamente alto.

Il minimo della funzione è stato calcolato con la *routine* `dminfc`, in doppia precisione, disponibile nel pacchetto CERNLIB [21].

Nella figura 4.6 è riportata la distribuzione della funzione ξ in corrispondenza del minimo. Ho considerato solo quegli eventi per cui $\xi_{MIN} < \xi_0$; scegliendo $\xi_0 = 3$, si

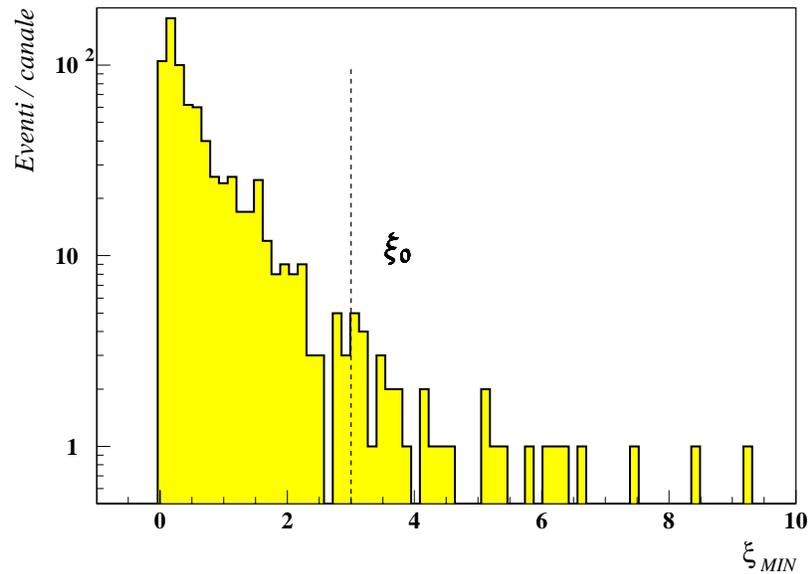


Figura 4.6: Il valore della funzione ξ in corrispondenza del minimo per tutti gli eventi; sono stati esclusi gli eventi per cui $\xi > \xi_0$. La scala è logaritmica sulle ordinate.

acquisiscono 738 dei 782 eventi complessivi, eseguendo una selezione con un'efficienza del 95 %.

Il metodo per la ricostruzione della massa, che è stato descritto e utilizzato nel capitolo 3, è un caso particolare del metodo appena illustrato; in quel caso la funzione ξ era estesa a un solo piano di NINA.

Risultati ottenuti

Nella figura 4.7 si può vedere il grafico della massa ricostruita per ${}^3\text{He}$ ed ${}^4\text{He}$; interpolando i dati con una doppia funzione gaussiana, si ottengono i parametri contenuti nella tabella 4.2.

Si nota l'efficacia di questo metodo dal confronto delle deviazioni standard di ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$ con quelle ottenute utilizzando le energie depositate su un solo piano di NINA. In particolare, con questo metodo si ottiene

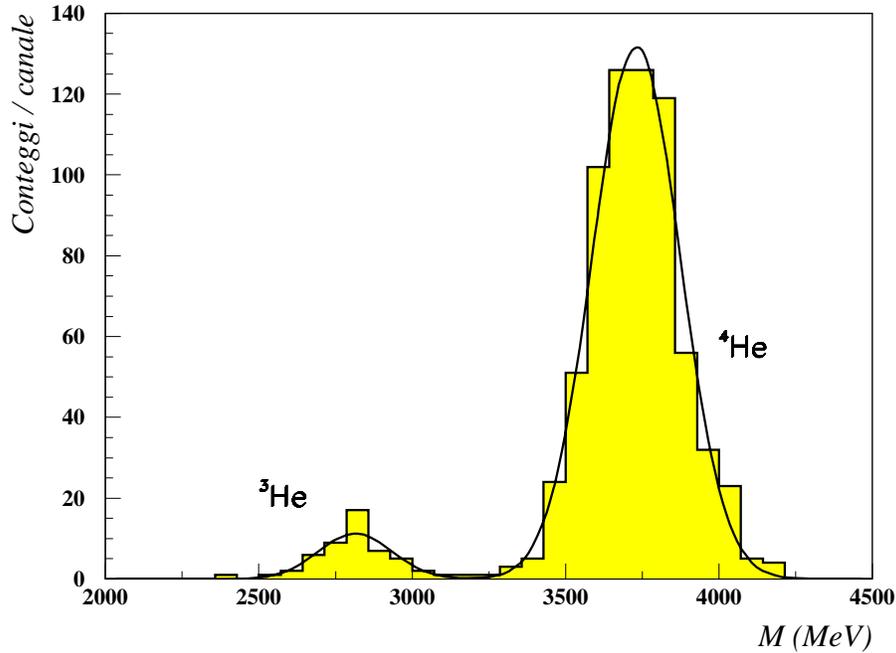


Figura 4.7: La massa ricostruita per gli isotopi dell'elio, ottenuta utilizzando il deposito energetico su tutti i piani colpiti.

| | Valor medio (\bar{M}) (MeV) | Larghezza (σ) (MeV) | Costante (C) ($Ev./canale$) |
|------------------------|--|-------------------------------------|--------------------------------------|
| ${}^3\text{He}$ (2809) | $2817 \pm 17 \pm 84$ | 117 ± 18 | 12.1 ± 2.6 |
| ${}^4\text{He}$ (3727) | $3738 \pm 6 \pm 112$ | 148 ± 4 | 136 ± 7 |

Tabella 4.2: I parametri della funzione gaussiana ottenuti dal fit. Il valore di $\chi^2_{ridotto}$ è 0.97. Nella prima colonna, fra parentesi, ci sono i valori noti delle due masse, in MeV . Il secondo errore sul valor medio è dovuto alla calibrazione dell' ADC .

$$\boxed{\sigma(^4He) = 148 \pm 4 \text{ MeV}} \quad (4.8)$$

da confrontare con le deviazioni standard di $201 \pm 7 \text{ MeV}$ e $164 \pm 5 \text{ MeV}$, ottenute nel capitolo precedente.

4.3 Una nuova definizione di ξ

Un risultato ancora migliore si è ottenuto sostituendo alla funzione 4.7 la funzione ξ' , così definita:

$$\xi'(M) = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta E_{ij} - \Delta E_0(E_{ij}, t_{ij}, M)}{\partial(\Delta E_0)/\partial M} \right)^2. \quad (4.9)$$

Questa nuova versione di ξ , in cui troviamo $\partial(\Delta E_0)/\partial M$ al posto di σ , tiene conto della variazione della perdita di energia rispetto a M e dà più importanza, all'interno di una traccia, ai termini che corrispondono alle viste per cui la perdita di energia media ΔE_0 è più stabile al variare della massa dell'isotopo; per essi il valore della massa ricostruita è più attendibile e quindi nella funzione ξ' si attribuisce loro un peso maggiore.

Nella figura 4.8 sono disegnati i due istogrammi per l'elio, ottenuti con quest'ultima versione e con una selezione su ξ' che esclude lo stesso numero di eventi della figura 4.7; nella tabella 4.3 ci sono i relativi parametri ottenuti interpolando l'istogramma con una doppia funzione gaussiana.

Con la funzione ξ definita nel paragrafo precedente c'era il vantaggio di utilizzare la forma gaussiana della distribuzione di perdita di energia; tuttavia ξ' è più efficace nel distinguere i due isotopi.

Con questa versione del metodo di ricostruzione di massa si ottiene una deviazione standard per l' ^4He

$$\boxed{\sigma(^4He) = 132 \pm 4 \text{ MeV}} \quad (4.10)$$

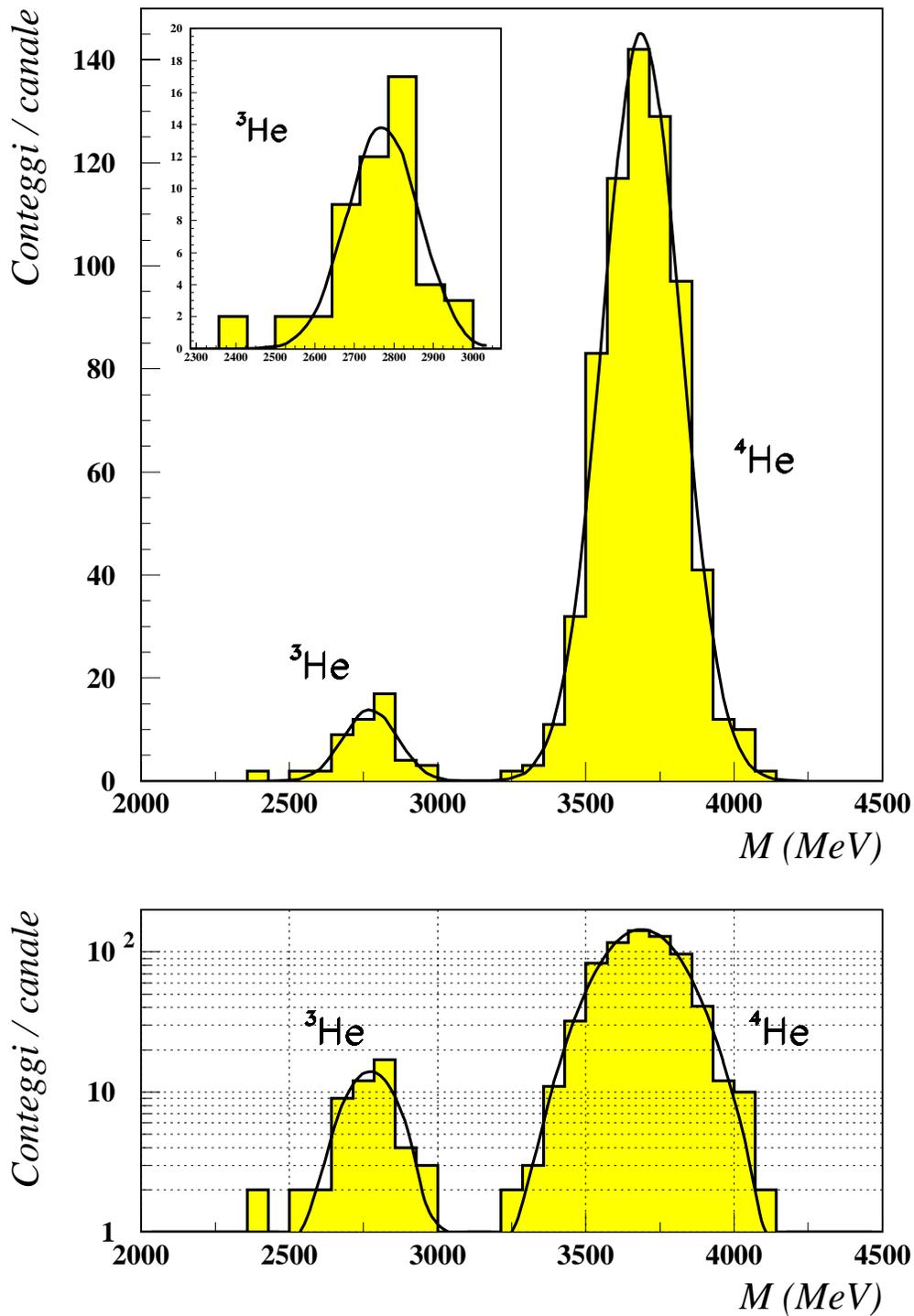


Figura 4.8: La distribuzione di massa di ${}^3\text{He}$ ed ${}^4\text{He}$ che si ottiene minimizzando la funzione ξ' , definita nella relazione 4.9. La scala logaritmica (*in basso*) mostra più chiaramente la separazione isotopica fra ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$.

| | Valor medio (\bar{M}) (MeV) | Larghezza (σ) (MeV) | Costante (C) ($Ev./canale$) |
|------------------------|--|-------------------------------------|--------------------------------------|
| ${}^3\text{He}$ (2809) | $2773 \pm 14 \pm 83$ | 91 ± 15 | 14.0 ± 3.2 |
| ${}^4\text{He}$ (3727) | $3688 \pm 5 \pm 110$ | 132 ± 4 | 144 ± 7 |

Tabella 4.3: Parametri della funzione gaussiana di interpolazione dell'istogramma ottenuto minimizzando la funzione ξ' (paragrafo 4.3). Il valore di $\chi^2_{ridotto}$ è 0.96 . Il secondo errore sul valor medio è dovuto alla calibrazione dell' ADC .

migliore rispetto agli altri risultati ottenuti in questa tesi, ma anche migliore rispetto ad altri metodi utilizzati per NINA, come il *metodo del range residuo*, che dà una deviazione standard per l' ${}^4\text{He}$ di $155 MeV$ [16], ottenuta con i dati presi durante una prova su fascio.

Con questo ultimo metodo la contaminazione di ${}^4\text{He}$ nella selezione di ${}^3\text{He}$ risulta trascurabile.

4.4 Percentuale isotopica ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ nei raggi cosmici galattici

Nella misura del rapporto isotopico $\mathcal{R} = N({}^3\text{He})/N({}^4\text{He})$ si deve considerare che:

1. le particelle che NINA ha acquisito, nonostante la scelta dei periodi di quiete solare e la selezione con il campo geomagnetico, non provengono tutte dalla galassia, ma è presente un contributo di raggi cosmici solari, anomali e intrappolati, non facilmente stimabile;
2. alcuni dei tagli imposti alle tracce acquisite selezionano in modo diverso gli eventi di ${}^3\text{He}$ ed ${}^4\text{He}$, per esempio la richiesta sul numero minimo di piani colpiti.

In quest'ultimo paragrafo fornisco una stima di \mathcal{R} nell'intervallo $20 \div 50 MeV/nucleone$, che corrisponde a un valore di energia cinetica E_{tot} di $60 \div 150 MeV$ per l' ${}^3\text{He}$ e $80 \div 200 MeV$ per l' ${}^4\text{He}$.

Il valore trovato deve essere considerato soltanto una stima preliminare, a causa dei punti 1) e 2) sopra esposti. L'analisi definitiva dovrà tenere in giusta considerazione sia

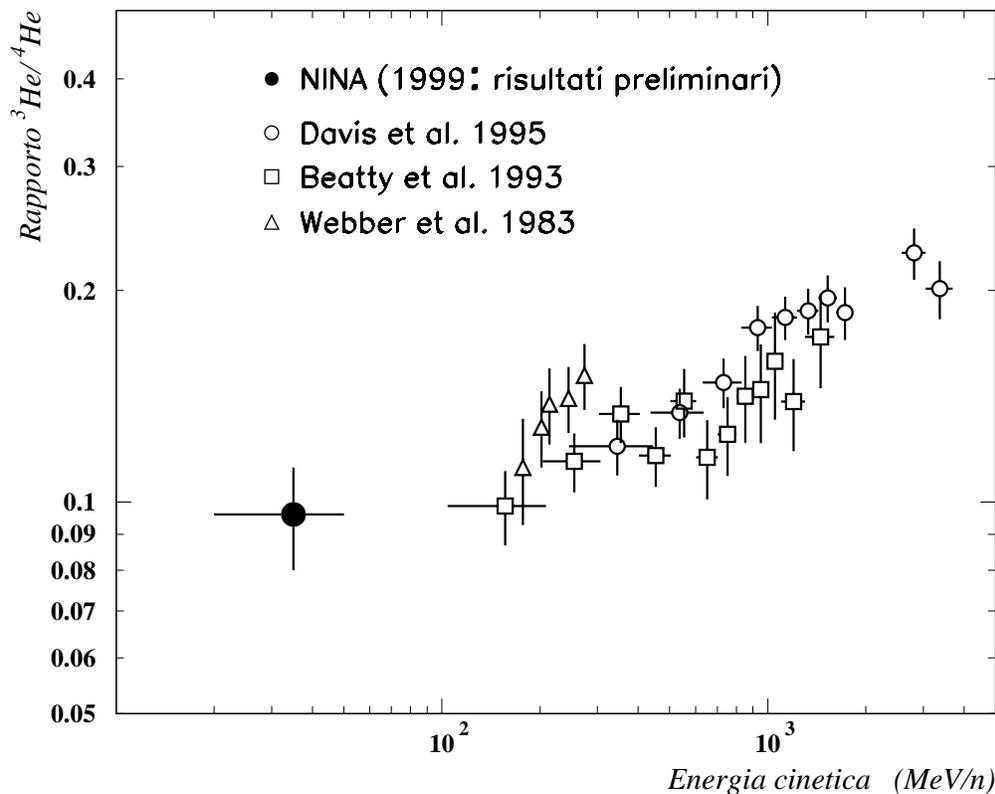


Figura 4.9: Il rapporto ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ ottenuto con NINA, messo a confronto con altre misure.

i diversi contributi ai raggi cosmici nell'intervallo di energia considerato, sia le diverse efficienze di selezione per i due isotopi.

Dalla distribuzione della figura 4.8 si impone una selezione di massa per l' ${}^3\text{He}$ fra 2300 e 3200 MeV e per l' ${}^4\text{He}$ fra 3200 e 4200 MeV . Vista la netta separazione isotopica della distribuzione di massa (figura 4.8), si può considerare pari a 1 l'efficienza di selezione per quanto riguarda l'identificazione di massa e trascurabile la contaminazione di un isotopo rispetto all'altro.

Gli eventi identificati come ${}^3\text{He}$ (nell'intervallo $60 \div 150 MeV$) sono 41 e quelli identificati come ${}^4\text{He}$ (nell'intervallo $80 \div 200 MeV$) sono 425, da cui risulta

$$\boxed{\mathcal{R} = 0.096 \pm 0.016} \quad (4.11)$$

Questo risultato è messo in confronto con precedenti misure nella figura 4.9.

Conclusioni

L'esperimento NINA ha finora trasmesso dati sulla componente nucleare dei raggi cosmici galattici e sulle particelle emesse durante alcuni brillamenti solari. L'analisi dei dati è attualmente in corso e ha consentito di misurare le abbondanze relative dei nuclei dall'elio fino al ferro e le percentuali isotopiche per $Z = 1$ e $Z = 2$ nei raggi cosmici galattici e nei periodi di *flare*.

Il mio lavoro si è incentrato sullo studio della ricostruzione di massa per i due isotopi dell'elio per particelle interamente contenute nel telescopio. Per tale ricostruzione di massa ho usato due metodologie diverse; la prima si basa sul deposito energetico delle particelle su un solo piano del rivelatore confrontata con l'energia totale depositata nell'intero telescopio (capitolo 3); la seconda utilizza le energie parziali depositate su tutte le viste colpite (capitolo 4).

Con il primo metodo le distribuzioni di massa per l'isotopo ${}^4\text{He}$ hanno fornito le seguenti deviazioni standard (paragrafo 3.7):

- $201 \pm 7 \text{ MeV}$ utilizzando l'energia ΔE_1 depositata sul piano 1;
- $164 \pm 5 \text{ MeV}$ utilizzando l'energia ΔE_2 depositata sul piano 2.

Utilizzando invece la seconda metodologia si è ottenuto un miglioramento della risoluzione di massa (paragrafo 4.3):

$$\sigma({}^4\text{He}) = 132 \pm 4 \text{ MeV}$$

Infine, nel paragrafo 4.4 si è valutato il rapporto $r = {}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ nei raggi cosmici galattici, ottenendo un valore di

$$r = 0.096 \pm 0.016$$

nell'intervallo energetico $E = 20 \div 50 \text{ MeV/nucleone}$.

Bibliografia

- [1] C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **43**, 491 (1933).
- [2] M. S. Longair, *High energy astrophysics*, Cambridge University Press, 1981.
- [3] *The European Physical Journal C*, volume 3, 1-4, 1998.
- [4] J. A. Simpson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **33**, 323 (1983).
- [5] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, 1990.
- [6] A. J. Davis et al., Interpretation of the helium isotope ratios measured by IMAX, in *Proceedings XXIV ICRC, Rome*, volume 2, page 622, 1995, IMAX.
- [7] J. J. Beatty et al., *Astroph. Jour.* **413**, 268 (1993), SMILI 1.
- [8] W. R. Webber and S. M. Yusak, *Astroph. Jour.* **275**, 391 (1983).
- [9] E. R. Priest, *Solar flare magnetohydrodynamics*, Gordon and Breach Science Publishers, 1981.
- [10] N. Mandzhvidze, in *Proceedings XXIII ICRC, Calgary*, volume Invited, rapporteur and highlight papers, page 157, 1993.
- [11] L. B. Kozlovsky and R. Ramatsy, *Astroph. Jour.* **35**, 190 (1974).
- [12] R. Sparvoli, *NINA, a new instrument for nuclear analysis of primary cosmic rays*, PhD thesis, Università degli Studi di Roma “Tor Vergata”, 1997.
- [13] W. N. Hess, *The radiation belt and magnetosphere*, Blaisdell Publ. Co., London,, 1970.

- [14] W. Larson and J.Wertz, *Space mission analysis and design*, Space Technology Library, 1997.
- [15] R. Cirami, Il telescopio orbitante NINA: studio della composizione nucleare e isotopica dei raggi cosmici., Tesi di Laurea in Fisica. Università degli studi di Trieste, 1998.
- [16] V. Bidoli et al., Nucl. Instr. and Meth. **424**, 414 (1999).
- [17] J. D. Sullivan, Nucl. Instr. and Meth. **95**, 5 (1971).
- [18] R. Fernow, *Introduction to experimental particle physics*, Cambridge University Press, 1994.
- [19] S. Ahlen, Rev. of Mod. Phys. **52 n.1**, 121 (1980).
- [20] G. Hall, Nucl. Instr. and Meth. **220**, 356 (1984).
- [21] *CERNLIB Short writeups*, CERN, 1996.