

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI ROMA “LA SAPIENZA”



FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

CORSO DI LAUREA IN FISICA

TESI DI LAUREA

**“Sviluppo di un rivelatore a radiazione di
transizione per l’identificazione di
particelle nell’esperimento AMS”**

Relatore:

Prof. Bruno Borgia

Laureanda:

Francesca Bucci

A.A. 2004-2005

PRIMA TESINA

Titolo: **“Matrice densità”**

Relatore: Prof. S. Petrarca

SECONDA TESINA

Titolo: **“Fisica delle corde vibranti”**

Relatore: Prof. P. Camiz

Indice

Introduzione	7
1 AMS: Alpha Magnetic Spectrometer	9
1.1 Fisica di AMS	10
1.1.1 Raggi cosmici	11
1.1.2 Ricerca di antimateria	13
1.1.3 Effetti di materia oscura e nuova fisica	16
1.1.4 Ulteriori obiettivi	24
1.2 Apparato sperimentale	24
1.2.1 Magnete superconduttore	24
1.2.2 Tracciatore al silicio	26
1.2.3 Rivelatore a radiazione di transizione (TRD)	27
1.2.4 Sistema per la misura del tempo di volo (TOF)	28
1.2.5 Rivelatore della radiazione Čerenkov (RICH)	29
1.2.6 Calorimetro elettromagnetico (ECAL)	29
1.2.7 Contatore in anticoincidenza (ACC)	30
2 Il rivelatore a radiazione di transizione	31
2.1 La radiazione di transizione	31
2.1.1 Formazione	32
2.1.2 Rivelazione	36
2.2 Separazione e^+/p	44
2.2.1 Efficienza di un rivelatore a radiazione di transizione	46
2.3 Il TRD dell'esperimento AMS	48
2.3.1 La struttura di supporto	49
2.3.2 Il materiale radiatore	50
2.3.3 I moduli	50
2.4 Il sistema di gas	51
2.4.1 Il sistema di rifornimento (Box S)	52
2.4.2 Il sistema di circolazione e distribuzione (Box C e Manifolds)	54
2.4.3 L'elettronica di controllo	57

3	Mixing	61
3.1	Composizione della miscela	62
3.1.1	Condizioni generali	63
3.1.2	Prove di riscaldamento	66
3.2	Il mescolamento dei gas	69
3.2.1	Procedura di trasferimento	69
3.2.2	Prove di mescolamento	71
4	Tubi di monitoraggio	77
4.1	L'analizzatore multicanale (MCA)	78
4.1.1	Calibrazione	78
4.2	Spettri di emissione	81
4.2.1	Misure di piedistallo	81
4.2.2	Misure di plateau	81
4.2.3	Analisi degli spettri	88
4.2.4	Determinazione della composizione della miscela	95
5	Test dei moduli di TRD	97
5.1	Apparato sperimentale	97
5.2	Analisi dei dati	101
5.2.1	Ricostruzione delle tracce e calcolo dell'energia depositata	102
5.2.2	Calibrazione in energia	107
5.2.3	Determinazione del guadagno	112
	Conclusioni	113
	Ringraziamenti	115
A	Il software di controllo	117
A.1	Le interfacce grafiche	117
A.1.1	Box S	118
A.1.2	Box C	121
A.1.3	Mixloop	122
	Bibliografia	125

Elenco delle figure

1.1	AMS sulla ISS	9
1.2	Il rivelatore	10
1.3	Spettro dei raggi cosmici	12
1.4	Spettro della radiazione di fondo misurata dall'esperimento COBE	13
1.5	Distribuzione della velocità rotazionale per la galassia M33.	17
1.6	Due fit di supersimmetria sui dati di HEAT e AMS.	21
1.7	Frazione aspettata di positroni in un anno di AMS su ISS.	23
1.8	Struttura del rivelatore	25
1.9	Magnete superconduttore	26
1.10	Risoluzione in momento per protoni	27
1.11	Rivelatore a radiazione di transizione.	27
1.12	Sistema per la misura del tempo di volo	28
1.13	Rivelatore della radiazione Čerenkov	29
1.14	Calorimetro elettromagnetico	30
1.15	Contatori in anticoincidenza	30
2.1	Formazione della radiazione di transizione	34
2.2	Lunghezza di formazione della radiazione di transizione	36
2.3	Perdita di energia per ionizzazione	38
2.4	Sezione d'urto e coefficiente di assorbimento per fotoni	41
2.5	Schema di un tubo proporzionale	43
2.6	Deposito di energia nel TRD e fattore di reiezione per protoni	47
2.7	Struttura del TRD	48
2.8	TRD: struttura di supporto	49
2.9	Piano di TRD	50
2.10	Modulo di TRD	50
2.11	Sezione della parete dei tubi proporzionali.	51
2.12	Il sistema di gas	52
2.13	Schema del sistema di gas	53
2.14	Spirometro	56
2.15	Schema delle comunicazioni elettronica-sistema di gas	59
2.16	UG crate	60

3.1	Distribuzione del guadagno per diverse miscele	62
3.2	Isoterme per Xenon e CO ₂	65
3.3	Argon: prove di riscaldamento	67
3.4	CO ₂ : prove di riscaldamento	68
3.5	Incremento della pressione in D vs tempo di apertura di V1 e V2	69
3.6	Pressione in D vs tempo di apertura di V3	70
3.7	Numero iniezioni nei cicli di mescolamento	73
3.8	Cicli di mescolamento I	75
3.9	Cicli di mescolamento II	76
4.1	Elettronica dei tubi di monitoraggio	77
4.2	Tubi di monitoraggio	78
4.3	MCA: numero del canale dell'ADC vs ampiezza del segnale di ingresso	80
4.4	MCA: fit lineare	80
4.5	Misure di piedistallo	83
4.6	Tubo 1: misure di plateau	84
4.7	Tubo 2: misure di plateau	85
4.8	Tubo 3: misure di plateau	86
4.9	Tubo 4: misure di plateau	87
4.10	Spettri della sorgente di ⁵⁵ Fe	90
4.11	Tubo 1: posizione del fotopicco	91
4.12	Tubo 2: posizione del fotopicco	92
4.13	Tubo 3: posizione del fotopicco	93
4.14	Tubo 4: posizione del fotopicco	94
5.1	Prototipo a quattro moduli di TRD	98
5.2	Sistema di distribuzione del gas per i moduli di TRD	99
5.3	Sistema di distribuzione del gas e moduli di TRD	100
5.4	Analisi del piedistallo	102
5.5	Eventi accettati	104
5.6	Eventi scartati	105
5.7	Spettro di tubo singolo	106
5.8	Fattori di intercalibrazione	107
5.9	Spettro di impulsi	108
5.10	Calibrazione in energia del rivelatore	109
5.11	Deposito di energia nel rivelatore	111
A.1	Box S: interfaccia grafica	119
A.2	Resistori per il riscaldamento: interfaccia grafica	120
A.3	Box C: interfaccia grafica	121
A.4	MCA: interfaccia grafica	122
A.5	Mixloop: interfaccia grafica	123

Elenco delle tabelle

1.1	Abbondanze relative nei raggi cosmici	11
2.1	Peso dei componenti del TRD	49
2.2	Box S: lista dei componenti	54
2.3	Box C: lista dei componenti	56
2.4	Manifold: lista dei componenti	57
3.1	Proprietà di Xenon e CO ₂	66
3.2	Cicli di mescolamento	72
4.1	MCA: risultati della calibrazione	79
4.2	Plateau tubo 1	84
4.3	Plateau tubo 2	85
4.4	Plateau tubo 3	86
4.5	Plateau tubo 4	87
5.1	Codice dei colori per il visualizzatore di eventi	103
5.2	Caratteristiche e deposito di energia delle acquisizioni di dati	108
5.3	Risultati della calibrazione in energia	110
A.1	WINCAN: caratteristiche comuni dei programmi	118

Introduzione

Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) è un esperimento di fisica delle alte energie che si propone la ricerca di antimateria e materia oscura nello spazio. Per tali scopi AMS verrà ancorato alla Stazione Spaziale Internazionale (ISS) per una missione di tre anni; durante tale missione l'esperimento misurerà lo spettro dei raggi cosmici fino ad energie dell'ordine del TeV identificando particelle cariche e raggi gamma altamente energetici. Per far ciò AMS utilizzerà le più avanzate tecnologie della moderna fisica delle particelle, permettendo controlli incrociati tra i sottomoduli che lo compongono.

In particolare, oggetto di questa tesi è il rivelatore a radiazione di transizione (TRD). Questo rivelatore, insieme al calorimetro elettromagnetico, risulta di fondamentale importanza per la ricerca di materia oscura se di origine supersimmetrica. Quest'ultima potrebbe produrre un eccesso di positroni nella regione energetica compresa tra 10 GeV e 300 GeV. Per l'identificazione di possibili contributi di materia oscura supersimmetrica allo spettro dei positroni è necessario ottenere un fattore di reiezione per protoni, che costituiscono il fondo più abbondante per i positroni, dell'ordine di 10^6 . Il rivelatore a radiazione di transizione fornirà un potere di reiezione di 10^2 - 10^3 , il restante sarà dato dal calorimetro elettromagnetico.

Il lavoro svolto in questa tesi consiste nello studio del sistema di gas necessario a fornire la miscela di Xenon e CO_2 utilizzata nel TRD e nel test di un prototipo a quattro piani del rivelatore a radiazione di transizione eseguito acquisendo cosmici al Physikalisches Institut dell'RWTH di Aachen (Germania).

Nel capitolo 1 viene descritta la fisica dell'esperimento e viene data una descrizione dell'apparato sperimentale. Il capitolo 2 descrive la teoria della radiazione di transizione, i metodi di analisi per la separazione degli elettroni dal fondo di protoni e le caratteristiche del TRD nel dettaglio. I capitoli 3, 4, 5 descrivono i test di laboratorio eseguiti. In particolare: nei capitoli 3 e 4 si discutono i test eseguiti sul sistema del gas, ossia le procedure di mescolamento e le tecniche di controllo della qualità della miscela; nel capitolo 5 sono invece riportati i test eseguiti sul prototipo di TRD e l'analisi dei risultati, ossia la ricostruzione delle tracce e lo studio del deposito in energia. In appendice viene data una descrizione dei programmi utilizzati per i test descritti nel terzo e nel quarto capitolo.

Capitolo 1

AMS: Alpha Magnetic Spectrometer

AMS è un esperimento di fisica delle alte energie progettato per misurare lo spettro di raggi cosmici carichi fino a energie dell'ordine del TeV. Si tratta di uno spettrometro magnetico a larga accettazione il cui principale obiettivo è la ricerca di nuclei di antimateria ($Z \geq 2$) e di possibili effetti dovuti alla materia oscura.

Per questi scopi AMS opererà fuori dell'atmosfera terrestre, ad una altitudine di circa 400 Km, ancorato alla Stazione Spaziale Internazionale (ISS) (figura 1.1); la missione avrà una durata di almeno tre anni e garantirà un'alta statistica per le finalità sopra descritte.

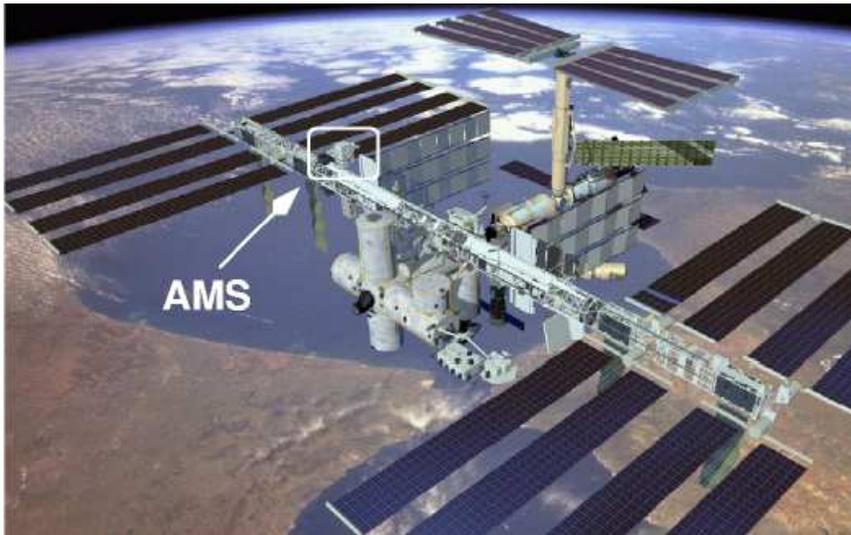


Figura 1.1: Posizione di AMS sulla Stazione Spaziale Internazionale.

AMS misurerà momento, carica, velocità ed energia delle particelle permettendo controlli incrociati tra le misure dei diversi rivelatori che lo compongono (vedi figura 1.2 e cfr. paragrafo 1.2).

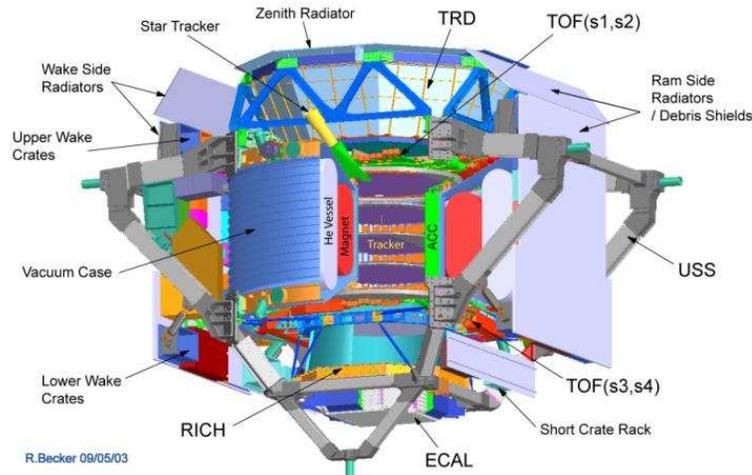


Figura 1.2: Il rivelatore.

Una configurazione semplificata dell'esperimento (AMS-01) [1] ha compiuto un volo precursore in una missione di dieci giorni nel Giugno 1998 a bordo dello shuttle "Discovery". Durante questa missione si sono potute raccogliere informazioni sul rendimento del rivelatore nel difficile ambiente spaziale (forti escursioni termiche, intensa radiazione di fondo). Inoltre AMS-01 ha raccolto dati sul flusso dei raggi cosmici nella regione energetica dei GeV migliorando di più di un ordine di grandezza i limiti precedenti sulla ricerca di antimateria.

1.1 Fisica di AMS

I principali obiettivi che l'esperimento AMS si prefigge di raggiungere sono:

- la ricerca diretta di antimateria (anti-He e anti-C) nello spazio [2, 3];
- la ricerca indiretta di materia oscura tramite spettri di raggi γ , positroni e anti-protoni [2, 3];
- lo studio ad alta statistica di nuclei leggeri ed isotopi, quali deuterio, trizio, 3He e 4He ; lo studio di ioni isotopi instabili con vita media lunga, quali ^{10}Be e ^{26}Al , che fornisce una misura del tempo di confinamento delle particelle cariche nelle galassie [4].

A tale scopo, AMS misurerà gli spettri dei raggi cosmici carichi costituiti da singoli elementi con numero atomico fino a $Z \approx 26$ nella regione dei TeV e da raggi γ altamente energetici fino a centinaia di GeV [5].

Nella trattazione della fisica che è alla base degli argomenti che AMS si propone di esplorare occorre prestare particolare attenzione alla propagazione dei raggi cosmici; tale aspetto risulta molto importante nella comprensione dei dati sperimentali, come verrà di seguito delineato (cfr. paragrafo 1.1.3).

1.1.1 Raggi cosmici

Lo studio dei raggi cosmici ha permesso in passato la scoperta di numerose particelle (quali e^+ , μ^\pm , π^\pm , K^\pm) [6, 7, 8, 9, 10, 11].

La radiazione cosmica incidente sull'atmosfera terrestre include particelle cariche stabili e nuclei con vita media dell'ordine di 10^6 anni o più.

I raggi cosmici si dividono in: primari, ossia particelle provenienti direttamente dalle sorgenti astrofisiche, e secondari, cioè particelle prodotte nell'interazione tra cosmici primari e gas interstellare. Circa il 79% dei nucleoni primari sono protoni liberi e il 70% del restante sono nucleoni legati in nuclei di elio; la tabella 1.1 mostra le abbondanze nei raggi cosmici, normalizzate al flusso di protoni, nella regione energetica in cui AMS sarà operativo.

Particella	Abbondanza
Protoni	1.0
Elio e elementi più pesanti	0.15
Elettroni	0.02
Positroni	0.002
Anti-protoni	10^{-4}

Tabella 1.1: Abbondanze approssimate nei raggi cosmici nella regione del GeV, normalizzate al flusso dei protoni [12].

Si ritiene che i raggi cosmici primari che osserviamo siano generati da supernovae, principalmente all'interno della nostra stessa galassia, ma all'esterno del sistema solare, eccezion fatta per le particelle associate ad eruzioni solari. La componente extra-galattica viene considerata piccola.

Lo spettro dei raggi cosmici è stato misurato su un ampio intervallo energetico che si estende per 15 ordini di grandezza. Come mostrato in figura 1.3, l'intensità dei raggi cosmici segue, da qualche GeV a oltre 100 TeV, approssimativamente una legge di potenza, del tipo:

$$I(E) \approx 1.8E^{-\alpha} \frac{\text{particelle}}{\text{cm}^2\text{ssrGeV}} \quad (1.1)$$

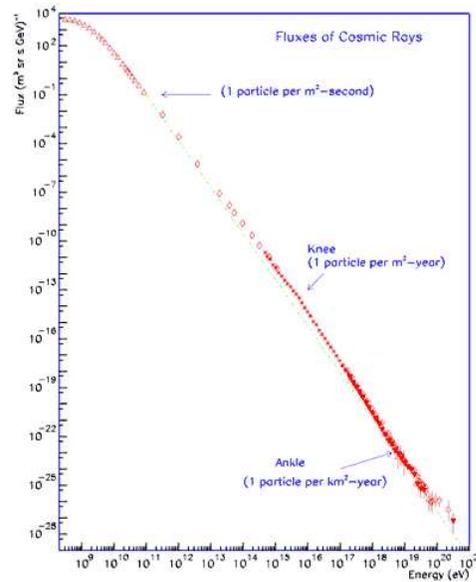


Figura 1.3: Spettro dei raggi cosmici

dove E è l'energia della particelle e $\alpha = 2.7$ l'indice spettrale differenziale del flusso di raggi cosmici [13].

Questo andamento può essere spiegato dal meccanismo astrofisico di accelerazione di Fermi: quando un'onda d'urto si propaga attraverso un plasma, le particelle nel plasma rimangono intrappolate nel contorno dell'onda, attraversandolo e acquistando energia ripetutamente; il processo continua fino a che la particella non fugge. L'accelerazione di Fermi, pur essendo un modello piuttosto semplice, predice una legge di potenza con $\alpha = 2.6$.

Sempre in riferimento alla figura 1.3, si nota la presenza di comportamenti che non seguono l'andamento di potenza dello spettro: in particolare si notano un ginocchio e una spalla dove la potenza cambia improvvisamente. Inoltre scostamenti rispetto al comportamento di massima si osservano sia nella regione sopra $5 \cdot 10^{19}$ eV (regione di Greisen-Zatsepin-Kuz'min) [14] sia nella regione al di sotto di 10 GeV dove lo spettro è dominato dalla "modulazione" delle particelle cariche da parte del vento solare. Il plasma magnetizzato in espansione generato dal Sole decelera e parzialmente esclude i raggi cosmici galattici di bassa energia dall'interno del sistema solare. È stata osservata una significativa anticorrelazione tra l'attività solare e l'intensità dei raggi cosmici a energie minori di 10 GeV. Inoltre i raggi cosmici di bassa energia sono influenzati dal campo geomagnetico che essi devono attraversare per raggiungere la parte alta dell'atmosfera.

In generale, le particelle cariche subiscono perdite di energia nella propagazione dalla sorgente alla superficie terrestre. La propagazione delle parti-

celle [15, 16] è influenzata dai campi magnetici intergalattici, dell'ordine di $1 \mu\text{G}$, capaci di deflettere la traiettoria (raggio di ciclotrone). Una galassia è capace di intrappolare particelle di energie minori di 10^6 GeV ; questo significa che i raggi cosmici di energia inferiore provenienti dal centro della galassia hanno una minore probabilità di raggiungere la superficie terrestre in quanto il loro raggio di ciclotrone risulta essere troppo piccolo. Al contrario particelle con raggio di ciclotrone grande possono fuggire dalla galassia, mentre il tempo di confinamento all'interno della galassia per particelle scarsamente energetiche può essere molto lungo. Infine, i raggi cosmici perdono energia essenzialmente per ionizzazione del mezzo interstellare, per bremsstrahlung, per scattering Compton e per radiazione di sincrotrone; le perdite di energia durante la propagazione sono differenti per adroni e leptoni, in quanto elettroni e positroni non danno luogo a interazioni nucleari tipo spallazione¹, pur essendo le loro perdite energetiche maggiori.

1.1.2 Ricerca di antimateria

Nel 1920 E.Hubble trovò la prima evidenza di un universo in espansione, come predetto dalla Teoria della Relatività Generale di Einstein, rappresentata dalla dipendenza della velocità di fuga delle galassie dalla distanza dalla terra [17]. Nel 1964 A.Penzias e R.Wilson scoprirono la radiazione cosmica di fondo, ossia una perfetta radiazione di corpo nero, distribuita uniformemente e isotropicamente nell'universo alla temperatura di 2.73 K , interpretata come l'ultima traccia di un'enorme esplosione (Big Bang) da cui l'universo ebbe origine. In figura 1.4 è mostrato lo spettro della radiazione di fondo misurato dall'esperimento COBE.

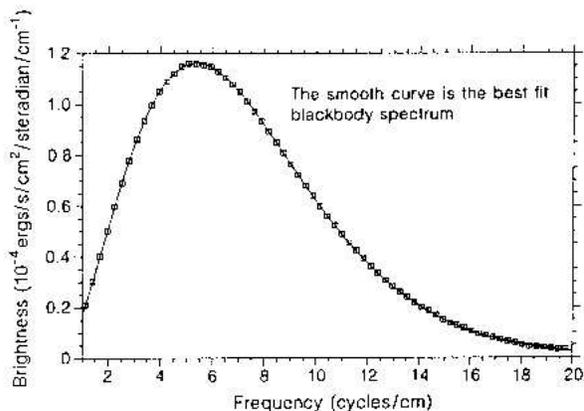


Figura 1.4: Spettro della radiazione di fondo misurata dall'esperimento COBE

¹Processo di frammentazione di un nucleo atomico, provocato da collisioni con particelle veloci

Secondo la teoria del Big Bang, l'universo nacque da una singolarità puntiforme con densità di energia infinita, che da allora fino ad oggi si va espandendo; man mano che le dimensioni dell'universo crescevano, diminuiva la densità di energia e di conseguenza la temperatura, fino al valore attuale della radiazione di fondo. Durante tale espansione, fluttuazioni nell'omogeneità hanno dato vita a strutture su larga scala quali galassie o agglomerati di galassie. Tuttavia, in contrasto con questa prima evidenza, tutti i possibili scenari che coinvolgono la teoria del Big Bang hanno portato a contraddizioni e dubbi se combinati con osservazioni seguenti.

Una incongruenza deriva dal fatto che le osservazioni dell'universo che ci circonda hanno portato alla conclusione che una regione di almeno 20 Mpc di raggio intorno alla Via Lattea è interamente dominata da materia, in assenza di antimateria. Secondo la teoria del Big Bang in combinazione con il Modello Standard, tutte le particelle presenti attualmente nell'universo dovrebbero essere state originate dalla produzione di coppie particella-antiparticella in enorme quantità, alimentata dall'energia rilasciata alla fine del periodo di inflazione. Il destino di queste antiparticelle rimane un enigma: ci si domanda in particolare se esistano da qualche parte lontano dalla Via Lattea agglomerati di galassie fatti di antimateria oppure se tutta l'antimateria si sia semplicemente estinta immediatamente dopo la sua creazione, durante il primo femtosecondo dopo il Big Bang.

Consideriamo la prima ipotesi, ossia un'attuale simmetria tra materia e antimateria. Nuclei di antimateria potrebbero propagarsi attraverso lo spazio dalle supposte regioni di antimateria e raggiungere la Terra. Allora, con le conoscenze attuali l'unico modo per accertarsi dell'esistenza di antimateria cosmica è una ricerca diretta: identificare particelle primordiali di antimateria nei raggi cosmici. Mentre esiste un gran numero di antiprotoni originati dalle interazioni di raggi cosmici altamente energetici con il mezzo interstellare, la possibilità di trovare antiparticelle secondarie con numero atomico $Z \geq 2$ prodotte in tali collisioni è soppressa di più di 50 ordini di grandezza; questo significa che l'eventuale rivelazione anche di una sola di tali antiparticelle porterebbe alla conclusione che da qualche parte lontano dalla nostra regione, dominata dalla materia, deve esser presente antimateria. In questo caso rimarrebbe da comprendere cosa abbia allontanato in tale misura materia e antimateria. Una possibile spiegazione potrebbe risiedere nella teoria dell'inflazione, proposta per la prima volta da A.Guth nel 1981, secondo la quale l'universo nascente attraversò una fase iniziale (10^{-32} s) di espansione esponenziale caratterizzata da una densità di energia a pressione negativa: materia e antimateria potrebbero aver subito un processo di agglomerazione in maniera separata tra di loro già immediatamente dopo la creazione e la fase di inflazione avrebbe potuto dividerle e portarle a grande distanza.

Consideriamo ora la seconda ipotesi, ossia una effettiva asimmetria tra materia e antimateria. Esiste una serie di teorie (dette Teorie di Grande Uni-

ficazione, o GUT) che tentano di unificare la descrizione delle quattro forze fondamentali, in analogia all'unificazione della teoria elettrodebole. Alcune di queste teorie spiegano la totale assenza di antimateria come il risultato di una lieve asimmetria nella produzione di quark e antiquark da un'ipotetica particella X. I fotoni della radiazione di fondo sarebbero in questa ipotesi i prodotti di processi di annichilazione di particelle e antiparticelle in ugual numero; tutta la materia barionica nell'attuale universo sarebbe stata generata dai pochi barioni rimasti spaiati (uno ogni 1000 miliardi di annichilazioni di una coppia barione-antibarione). In tal modo è anche possibile spiegare il valore di 10^{-10} per la densità del numero barionico dell'universo, dato dal rapporto tra il numero di barioni e il numero di fotoni nella radiazione di fondo attualmente presenti.

Nel 1966 A.Sakharov formulò tre condizioni fondamentali necessarie per una simile bariogenesi [17]:

- l'universo non deve essere in una situazione di equilibrio;
- la conservazione del numero barionico deve essere violata;
- la conservazione combinata di coniugazione di carica C e di parità P deve essere violata (violazione di CP).

La prima condizione è una logica conseguenza dell'espansione dell'universo.

La seconda condizione sembra non essere verificata: il numero barionico sembra essere strettamente conservato (con un limite superiore per la vita media del protone: $\tau_p > 10^{31}$ anni); tuttavia è plausibile che durante la fase di grande unificazione, ossia 10^{-35} s dopo il Big Bang, quando le particelle avevano energie termiche superiori a 10^{15} GeV, questa legge di conservazione potesse essere violata.

Per quanto riguarda la terza condizione, la violazione di CP è stata osservata nei decadimenti dei kaoni e dei mesoni B, con una frequenza di una violazione ogni mille decadimenti; applicando tale risultato al campo dei barioni, è possibile spiegare la frequenza richiesta per la bariogenesi di un barione spaiato ogni 1000 miliardi di annichilazioni barione-antibarione.

Oltre alla bariogenesi fin qui descritta, che si basa sulle teorie di grande unificazione, esistono anche altre teorie che soddisfacendo le condizioni di Sakharov e forniscono una spiegazione dell'asimmetria materia-antimateria e un corretto valore della densità del numero barionico dell'universo; tra esse, la bariogenesi elettrodebole, la leptogenesi e la bariogenesi su scala di Planck. Tuttavia, non vi sono ad oggi dati sperimentali che supportino nessuno di questi modelli di bariogenesi.

Le due ipotesi descritte sono complementari e una risposta definitiva circa il destino dell'antimateria può essere data solo tramite la sua rivelazione diretta, ad esempio sotto forma di nuclei di antielio e anticarbonio. L'eventuale rivelazione di nuclei di antielio infatti fornirebbe una conferma

dell'esistenza di antimateria primordiale, mentre l'eventuale rivelazione di nuclei di anticarbonio (ossia antiparticelle con $Z > 2$) darebbe una prova dell'esistenza di anti-stelle o addirittura galassie di antimateria [18]. Viceversa, l'eventuale fallimento nella rivelazione di antimateria in 3 anni di operazione di AMS amplierebbe di 3, 4 ordini di grandezza i confini della regione di universo dominata dalla materia, deponendo a favore dell'ipotesi della non esistenza di antimateria.

Come descritto nel paragrafo 1.1.1, i raggi cosmici altamente energetici (dell'ordine di 1 TeV) possono propagarsi fino a noi più facilmente rispetto a quelli scarsamente energetici. Di conseguenza un rivelatore che si propone di ricercare nuclei di antimateria ha maggiori possibilità di rivelare tali nuclei se riesce a rivelare particelle ad alto momento. Poiché la traiettoria di una antiparticella immersa in un campo magnetico curva in direzione opposta rispetto alla traiettoria della corrispondente particella, per determinare il segno della carica tramite la misura della curvatura della traiettoria è necessario che il rivelatore sia fornito di un magnete.

Nell'esperimento AMS vengono effettuati controlli incrociati tra i vari rivelatori per determinare il valore assoluto della carica della particella, mentre il segno viene esclusivamente determinato dallo studio della curvatura della particella nel campo magnetico prodotto dal magnete superconduttore (cfr. paragrafo 1.2.1). Grazie all'elevato campo del magnete (0.78 T) e alla risoluzione del tracciatore al silicio (10 μm , cfr. paragrafo 1.2.2), AMS-02 sarà in grado di identificare correttamente segno e carica di un nucleo di anti-elio fino a un'energia di 3 TeV. L'esperimento AMS-01 ha posto un limite superiore di $1.1 \cdot 10^{-6}$ al flusso relativo ($N_{\overline{He}}/N_{He}$) di anti-elio su elio in un intervallo di rigidità compreso tra 1 GeV e 140 GeV, al 95% di livello di confidenza. AMS-02 è progettato per migliorare tale limite di 3 ordini di grandezza [19].

1.1.3 Effetti di materia oscura e nuova fisica

Uno dei maggiori problemi non risolti in astrofisica riguarda l'esistenza e l'identificazione di massa non rivelata, detta "materia oscura", e la determinazione di quale sia la sua frazione rispetto alla massa dell'intero universo.

Un primo indizio circa l'esistenza della materia oscura fu trovato nel 1926 da E.Hubble attraverso l'osservazione della densità delle galassie. Come detto l'universo si trova in una fase di espansione; vi sono tuttavia ipotesi discordanti circa l'evoluzione futura: l'universo potrebbe continuare ininterrottamente ad espandersi ("universo aperto"), ricollassare su se stesso ("universo chiuso") oppure essere caratterizzato da un'espansione che diminuisce progressivamente ma che sarebbe destinata ad arrestarsi solo in un tempo infinito ("universo piatto"). Queste diverse geometrie possono essere descritte dal cosiddetto parametro di densità Ω . Nell'ipotesi di universo

piatto, la densità dell'universo prende il nome di densità critica ($\Omega = 1$) e tutti i valori di densità astronomici sono dati in riferimento ad essa. Negli ultimi anni esperimenti di diverso tipo (tra cui quelli volti ad esplorare la radiazione di fondo come COBE e WMAP) hanno dato risultati sperimentali per i parametri cosmologici tra loro consistenti e da un lato confermano la teoria inflazionistica del Big Bang, dall'altro mostrano che il nostro universo presenta una geometria piatta: $\Omega_{tot} = 1.02 \pm 0.02$ [20, 21].

L'ipotesi di universo piatto sembra tuttavia essere in disaccordo con le osservazioni di Hubble; calcoli basati su tali osservazioni hanno infatti portato alla conclusione che la massa della parte visibile dell'universo costituisce solo circa l'1% della densità critica. Questo dilemma potrebbe essere superato postulando l'esistenza di materia invisibile, o materia oscura, che contribuisca quasi interamente alla densità critica dell'universo.

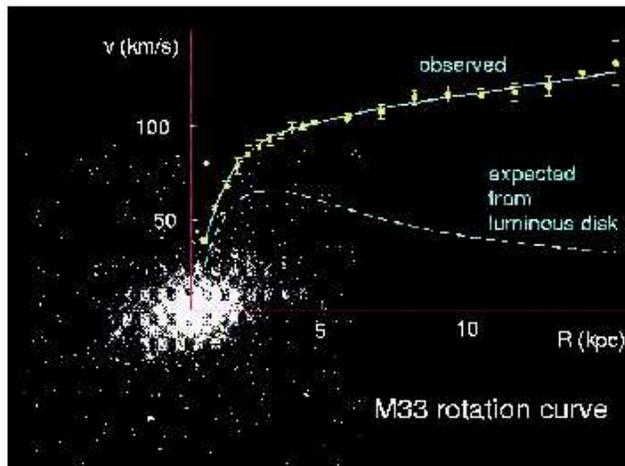


Figura 1.5: Distribuzione della velocità rotazionale per la galassia M33

Un secondo indizio circa l'esistenza della materia oscura si evince da studi sulle velocità di rotazione delle galassie. Oggi si ritiene che la maggior parte della materia visibile risieda nel centro della galassia; in tal caso, detti v_{rot} la velocità di rotazione, r il raggio rispetto al centro della galassia ed r_{max} il valore del raggio in corrispondenza del quale v_{rot} assume il valore massimo, per $r > r_{max}$ si ha un andamento del tipo: $v_{rot} \sim r^{-1/2}$ [17]. Tuttavia, come si evince dalla figura 1.5, le distribuzioni di v_{rot} osservate per diverse galassie indicano un andamento differente: la velocità rotazionale sembra mantenersi approssimativamente costante fino a grandi distanze dal nucleo. In conclusione, le curve di velocità delle galassie sembrano suggerire che la loro massa sia maggiore della massa dedotta dalla luminosità; ancora, questa incongruenza potrebbe essere spiegata assumendo che le galassie presentino

un alone di materia non luminosa che costituirebbe circa il 90% della massa complessiva.

Nell'ipotesi di universo piatto, il miglior fit dei dati sperimentali ottenuti negli esperimenti finora effettuati richiede che l'universo sia composto di: materia barionica al 4% ($\Omega_B \simeq 0.04$), materia oscura (non barionica) al 23% ($\Omega_{NB} \simeq 0.23$) ed energia oscura al 73% ($\Omega_\Lambda \simeq 0.73$) [20, 21]. La densità di materia barionica (ossia la materia ordinaria) non è sufficiente a spiegare da sola la densità di materia totale; l'energia oscura, spesso associata alla costante cosmologica di Einstein Λ , costituisce invece la percentuale prevalente della densità dell'universo. Essa rappresenta la densità di energia propria dello stato di vuoto, ossia l'energia di punto zero di una teoria di campo quantizzato.

L'origine della materia oscura è tuttora sconosciuta. Oggi si ritiene che in una fase primordiale del Big Bang la materia oscura si sia disaccoppiata dalla materia barionica e sia stata soggetta solamente ad interazione gravitazionale, in assenza di collisioni con la materia barionica; si stima infatti che la sezione d'urto barioni-materia oscura sia $\leq 5 \cdot 10^{-3} \text{cm}^2 \text{gr}^{-1}$ [22]. Successivamente, mentre la materia barionica ordinaria si è raggruppata in un disco attorno a un centro formando la parte visibile della galassia, la materia oscura si sarebbe a sua volta raggruppata distribuendosi come un alone, non confinato nel disco galattico. Nella nostra galassia stime della densità di materia oscura forniscono un tipico valore di $\rho_{mo} \simeq 0.3 \text{GeV}/\text{cm}^3$ [23].

Si sta inoltre tentando di capire la possibile sottostruttura della materia oscura dall'evoluzione dello spettro cosmologico di fluttuazioni relative alla fase iniziale dell'universo [24]. Le simulazioni mostrano che la materia oscura forma sottostrutture ammassate a larga scala, come una sorta di stringhe tridimensionali a forma di cuspidi chiamate "caustiche", che vengono create nelle prime fasi dell'universo; si pensa che la loro lunghezza sia dell'ordine della scala del sistema solare, e dunque piuttosto piccola se confrontata con la dimensione della galassia.

L'opinione attuale è che la materia oscura sia costituita di particelle stabili, massive e soggette a interazione debole (le cosiddette WIMP). Un gruppo di possibili candidati è costituito dai neutrini e rispettive antiparticelle, a patto che essi posseggano una pur piccola massa. Dato il numero piuttosto elevato (alcune centinaia per cm^3 per ciascuna delle 3 specie e antispie), i neutrini potrebbero portare una frazione significativa di materia oscura. Tuttavia, il contributo dei neutrini alla densità di materia oscura sarebbe comunque limitato dal limite sulla loro massa: oggi si ritiene che il neutrino più leggero sia quello elettronico ν_e , per il quale risultati di esperimenti condotti sui decadimenti β del trizio mostrano un limite superiore per la sua massa di circa 3 eV; mentre, se tutta la materia oscura fosse costituita di neutrini occorrerebbe che tale particelle avessero una massa media di circa 50 eV. Inoltre i neutrini si muovono circa alla velocità della luce e la formazione di strutture generate da neutrini sarebbe di gran lunga troppo

lenta per spiegare le strutture osservate nell'universo.

Esistono numerosi altri candidati di tipo WIMP ed altrettanti metodi di rivelazione proposti [25]. Un modello interessante è quello di Kaluza-Klein, nel quale un possibile candidato alla materia oscura è rappresentato da un primo modo di Kaluza-Klein di un bosone di gauge (B^1). I bosoni B^1 possono annichilarsi in coppie e^+e^- , non essendo ciò soppresso in elicità in questo modello; questo canale di decadimento si può avere nel 20% dei casi e produce un picco nello spettro dei positroni in corrispondenza della massa del B^1 , oltre a uno spettro di positroni ad energia minore da altri canali di decadimento [26]. Tuttavia il candidato più accreditato per essere il costituente fondamentale della materia oscura emerge dalla teoria della Supersimmetria, teoria di grande unificazione, estensione del modello standard della fisica delle particelle. In questa teoria, viene introdotta la conservazione di un nuovo numero quantico, la R-parità, che implica che le particelle supersimmetriche non possono decadere nelle più leggere particelle del modello standard, predicendo l'esistenza di particelle supersimmetriche stabili delle quali le più leggere sono dette LSP ("Light Supersymmetric Particles"). Nel caso in cui le particelle LSP fossero anche elettricamente neutre, allora essere sarebbero soggette, come i neutrini, solo a interazioni deboli. Si può ipotizzare che le particelle LSP neutre siano responsabili della formazione degli aloni attorno alle galassie, e dunque rappresentino un ottimo candidato per la materia oscura; si ritiene anzi che le particelle LSP possano fornire un contributo considerevole alla densità dell'universo ($\Omega_{LSP} \simeq 0.1$) [27, 28].

Nelle teorie supersimmetriche il candidato più probabile a particella LSP è il cosiddetto neutralino; tale particella viene denotata col simbolo $\tilde{\chi}$ e definita come la combinazione lineare quanto-meccanica a massa minore di 4 fermioni supersimmetrici elettricamente neutri, le cui rispettive particelle del modello standard sono il fotone, il bosone Z e il bosone di Higgs H:

$$\tilde{\chi} = N_1\tilde{\gamma} + N_2\tilde{Z}^0 + N_3\tilde{H}_1^0 + N_4\tilde{H}_2^0 \quad \text{con} \quad \sum_{i=1}^4 |N_i|^2 = 1 \quad (1.2)$$

dove $\tilde{\gamma}$ è il fotino, \tilde{Z}^0 lo zino, \tilde{H}_1^0 e \tilde{H}_2^0 i due stati scalari richiesti dalle teorie supersimmetriche per l'higgsino; lo stato è definito con normalizzazione unitaria. Si ritiene che la massa del neutralino sia dell'ordine di poche centinaia di GeV; ricerche effettuate da L3 al LEP hanno fornito un limite inferiore sulla sua massa di 32.5 GeV [29].

L'esistenza dei neutralini consentirebbe da una parte di individuare la componente maggioritaria della materia oscura e dall'altra rappresenterebbe la prima evidenza della validità della teoria supersimmetrica. Essendo i neutralini particelle neutre, essi possono essere rivelati indirettamente tramite la rivelazione dei loro prodotti di annichilazione, che si troverebbero insieme alla radiazione cosmica. Come detto i neutralini, antiparticelle di se stesse,

interagiscono per via debole; per essi sono possibili le seguenti annichilazioni in particelle del modello standard:

$$\chi\chi \rightarrow W^+W^-, Z^0Z^0, W^+H^-, t\bar{t} \quad (1.3)$$

I prodotti dell'interazione possono a loro volta decadere nelle particelle stabili del modello standard, quali protoni, elettroni e neutrini, singolarmente o insieme alle rispettive antiparticelle, ad esempio attraverso il decadimento: $W^+ \rightarrow e^+\bar{\nu}_e$.

La difficoltà sperimentale nella rivelazione di neutralini nasce dal fatto che nell'universo sono presenti molte altre sorgenti di particelle quali positroni, protoni e le altre sopra nominate; questo comporta ingenti fondi per tutte le componenti della radiazione cosmica. In questo senso i candidati migliori per la ricerca di neutralini sembrano essere positroni e antiprotoni, proprio perché i relativi fondi sono minori rispetto a tutte le altre componenti principali dei raggi cosmici. In linea di principio, ad esempio, sarebbe anche possibile cercare un segnale nello spettro degli elettroni, ma appunto il fondo risulta maggiore e di più difficile distinzione.

In ogni caso il segnale osservabile negli spettri delle varie particelle costituenti la radiazione cosmica è fortemente dipendente dalla massa e dalla natura del neutralino [30]. A tal proposito sono stati studiati differenti scenari, di cui il più interessante è quello dei positroni: i neutralini non si annichilano direttamente in coppie e^+e^- perché tale processo risulta soppresso dall'eleicità; tuttavia se il neutralino è sufficientemente pesante e la componente di higgsino alta, allora esso può annichilarsi direttamente in coppie monocromatiche W^+W^- e il positrone proveniente dal decadimento del W^+ avrebbe uno spettro con un picco approssimativamente in corrispondenza della metà della massa del neutralino. Inoltre, sarebbe presente un continuo di positroni scarsamente energetici prodotti da altri canali di decadimento.

La strategia sperimentale prevede dunque l'identificazione di particelle con alta precisione, in combinazione con un'elevata statistica. È tuttavia di fondamentale importanza conoscere in maniera precisa l'andamento previsto per gli spettri, in modo tale da poter fare un confronto con l'andamento ottenuto dai dati misurati; è dunque necessario conoscere la struttura e la composizione del mezzo interstellare e dell'alone galattico, nonché le modalità con cui le particelle si propagano nello spazio [31, 32].

Nel caso di spettroscopia positronica, si ritiene che il fondo sia essenzialmente costituito di secondari prodotti da produzione di coppie o da interazioni adroniche. Ci si aspetta che lo spettro dei positroni segua un andamento simile a quello degli elettroni, che per energie maggiori di 10 GeV segue una legge di potenza con indice 3 volte maggiore di quello valido per protoni ($\alpha = 2.7$, cfr. 1.1.1). I positroni, essendo dotati di massa piccola, perdono energia essenzialmente per irraggiamento durante la loro propagazione nella

galassia [33]. Per quanto riguarda la propagazione nello spazio, la posizione della Terra nella Via Lattea è a circa 8 kpc rispetto al centro della galassia.

L'esperimento AMS si propone di raccogliere, nei 3 anni di missione sulla stazione spaziale internazionale, mezzo milione di antiprotoni e uno spettro accurato di positroni altamente energetici. Sfortunatamente, ad alte energie la sola analisi della traiettoria non permette più di distinguere tra positroni e protoni. Per realizzare una spettroscopia dei positroni ad alta precisione, si devono sfruttare le differenze nell'interazione con la materia delle particelle leggere e di quelle pesanti fino ad energie di circa 300 GeV; per tale scopo la scelta più efficace è l'uso combinato di un calorimetro elettromagnetico (Ecal) e di un rivelatore a radiazione di transizione (TRD). In generale un calorimetro elettromagnetico gioca un ruolo molto importante per la spettroscopia dei positroni; è usato per distinguere tra protoni e positroni, e tra elettroni e antiprotoni, dove in entrambi i casi ad alte energie i primi contribuiscono al fondo dei secondi. In generale un calorimetro elettromagnetico può fornire un potere di reiezione di $10^3 - 10^4$ per protoni rispetto a positroni, per energie fino a circa 500 GeV. Per un'ulteriore riduzione del fondo dei positroni, un potere di separazione addizionale può, come detto, essere fornito dal TRD; quello progettato per l'esperimento AMS fornirà un ulteriore fattore $10^2 - 10^3$ al potere di reiezione fino ad una energia di 300 GeV, permettendo di raggiungere un potere di separazione e^+/p^+ di circa 10^6 , necessario per misurare uno spettro dell'energia dei positroni cosmici ad alta precisione (cfr. paragrafo 1.2.3).

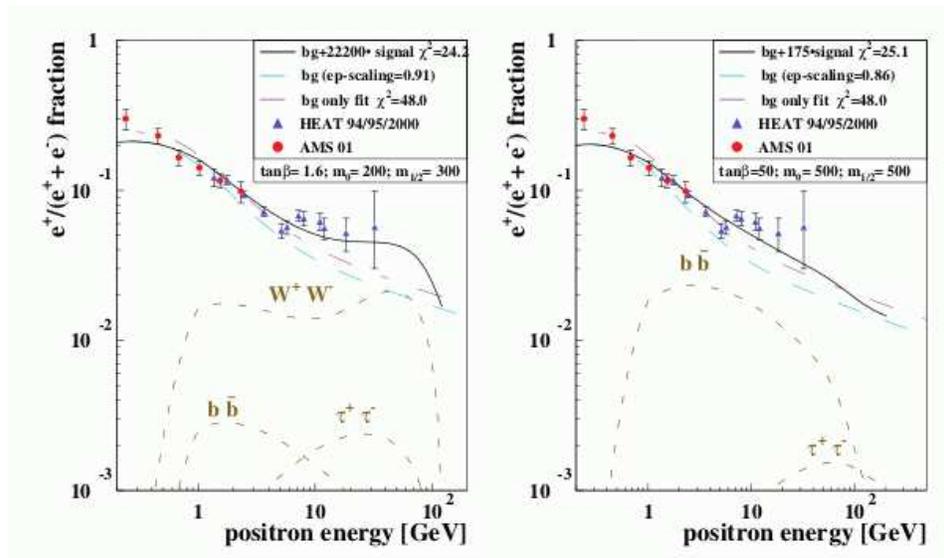


Figura 1.6: Due fit di supersimmetria sui dati di HEAT e AMS

Ci si può a questo punto domandare come debba apparire un segnale di

neutralino a partire da uno spettro di positroni misurato con precisione. La collaborazione HEAT [34, 35] ha ricercato segnali di antiprotone e di positrone. Gli spettri di positroni accumulati nelle tre campagne di presa dati (1995, 1996, 2000) mostrano un eccesso di positroni per energie maggiori di 5 GeV rispetto al flusso aspettato in assenza di segnale; questi positroni in eccesso potrebbero essere stati generati in annichilazioni di neutralino nell'alone di materia oscura della Via Lattea [36]. Sono stati eseguiti studi dettagliati su tali spettri mirati ad ottenere i parametri di supersimmetria che fornissero il miglior fit per i dati di HEAT combinati con quelli di AMS-01. Due di questi fit sono mostrati in figura 1.6. Questi calcoli sono tuttavia stati eseguiti assumendo la validità di due ipotesi. La prima consiste nell'assumere la correttezza delle predizioni per il fondo, anche se sia le modalità di propagazione delle particelle nella galassia sia la struttura dell'alone di materia oscura sono oggetto di modelli ancora in studio. La seconda ipotesi riguarda il fatto che per descrivere con un fit i dati sperimentali, il numero di annichilazioni $\chi\bar{\chi}$ che avvengono in un alone deve essere aumentato di un certo fattore moltiplicativo, e ciò viene fatto considerando come un ulteriore parametro del fit il cosiddetto "fattore di incremento" ("boost factor"). L'origine di tale fattore potrebbe essere spiegata supponendo che sia corretta la congettura circa il fatto che la materia oscura possa formare sottostrutture ammassate, le caustiche; in effetti queste regioni iper-dense potrebbero intensificare il segnale di neutralino [37]. Secondo lo scenario della materia oscura supersimmetrica, il segnale di annichilazione proveniente dai neutralini è proporzionale a $\langle v\sigma \rangle \rho^2$, dove v è la velocità dei neutralini, σ una sezione d'urto d'interazione debole e ρ la densità dei neutralini.

Tuttavia, risulta difficile descrivere i dati sperimentali considerando la sola ipotesi legata alla non precisa conoscenza del fondo. Come mostrano i grafici in figura 1.6, un contributo da parte dell'annichilazione di neutralino è in grado di migliorare considerevolmente i fit, approssimativamente di un fattore 2 nel χ^2 . Sfortunatamente, tuttavia, gli errori statistici sui dati esistenti sono ancora troppo elevati per consentire un'affermazione conclusiva circa l'esistenza e la massa di una qualsiasi particella LSP. In conclusione non si è ancora sicuri se l'eccesso visto negli spettri misurati dei positroni sia un segno di nuova fisica o se sia semplicemente dovuto a un fondo sotto-stimato o mal conosciuto. Questi dubbi sono principalmente legati al fatto che la durata della presa dei dati per l'esperimento HEAT è stata limitata a pochi giorni; AMS, con i suoi tre anni di missione nello spazio che garantiranno un'alta statistica, permetterà una più precisa analisi. L'esperimento AMS è stato progettato per misurare spettri di positroni con una risoluzione energetica del 2% e un'incertezza statistica di circa l'1% a 50 GeV. Ad esempio, simulazioni hanno portato alla conclusione che, dopo un anno di presa dati dell'esperimento AMS, lo spettro mostrato in figura 1.6 dovrebbe apparire modificato come mostrato in figura 1.7, assumendo che avvengano annichilazioni di neutralini di 250 GeV con fattori di incremento di circa 10^4

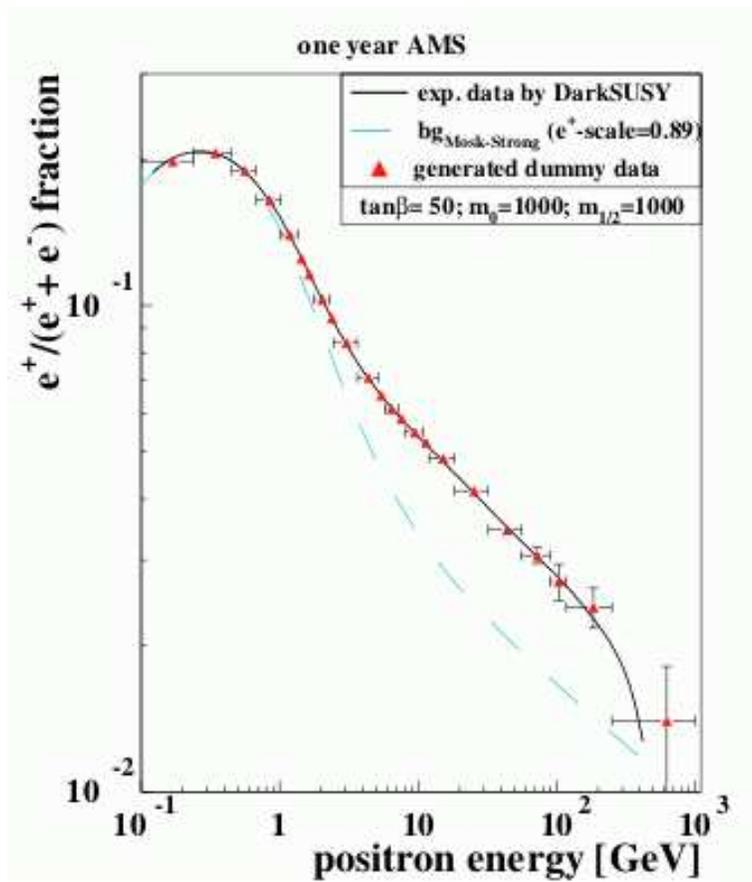


Figura 1.7: Frazione attesa di positroni in un anno di AMS su ISS

e considerando un'accettanza per il calorimetro elettromagnetico di AMS di $0.04 \text{ m}^2 \text{ sr}$.

1.1.4 Ulteriori obiettivi

Grazie all'alta statistica delle misure, all'elevata sensibilità e alla larga accettanza, AMS sarà in grado di esplorare altri interessanti argomenti, come ad esempio raggiungere una comprensione più accurata dell'universo nei primissimi istanti di vita immediatamente seguenti il Big Bang e della formazione degli elementi più leggeri.

A tale scopo AMS eseguirà studi dettagliati delle frazioni nei raggi cosmici degli isotopi di tali elementi, quali D/p , ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ o ${}^{10}\text{Be}/{}^9\text{Be}$.

Il caso più interessante sembra essere quelle del berillio: la vita media dell'isotopo radioattivo ${}^{10}\text{Be}$ è piuttosto lunga (circa un milione di anni) dunque, da una parte una sua elevata percentuale nei raggi cosmici significherebbe che essi sono, in termini astronomici, relativamente giovani (meno di un milione di anni), dall'altra una bassa percentuale significherebbe che i raggi cosmici hanno viaggiato per lungo tempo, dando al ${}^{10}\text{Be}$ il tempo di decadere [38].

1.2 Apparato sperimentale

Il rivelatore dell'esperimento AMS si avvale delle più avanzate tecnologie della moderna fisica delle particelle.

A causa dell'ambiente in cui si troverà ad operare durante i tre anni di missione nello spazio e della permanenza sulla stazione spaziale internazionale, il rivelatore deve rispondere a particolari richieste che garantiscano la sicurezza e il successo della missione. Ad esempio, l'intero rivelatore deve avere un peso inferiore alle 7 tonnellate e un consumo non superiore a circa 2.2 kW. Si richiedono poi test di resistenza alla radiazione, di termovuoto e resistenza alle vibrazioni (il rivelatore deve resistere alle forti accelerazioni durante il lancio e l'atterraggio dello shuttle); inoltre è necessario che il rivelatore sia schermato contro l'impatto di micrometeoriti. Infine, poiché durante i 3 anni di volo il rivelatore riceverà comandi e trasmetterà dati senza il diretto intervento umano, è necessario che l'elettronica di controllo e di acquisizione dati abbia canali di comunicazione ridondanti [39].

Una vista di tutti i sotto-rivelatori è data in figura 1.8.

1.2.1 Magnete superconduttore

Il magnete superconduttore ha geometria cilindrica con diametro interno di circa 1 m ed è costituito da 14 bobine attraversate da una corrente di 460 A. Esso opererà ad una temperatura di 1.8 K a 2 kPa. Per garantire queste

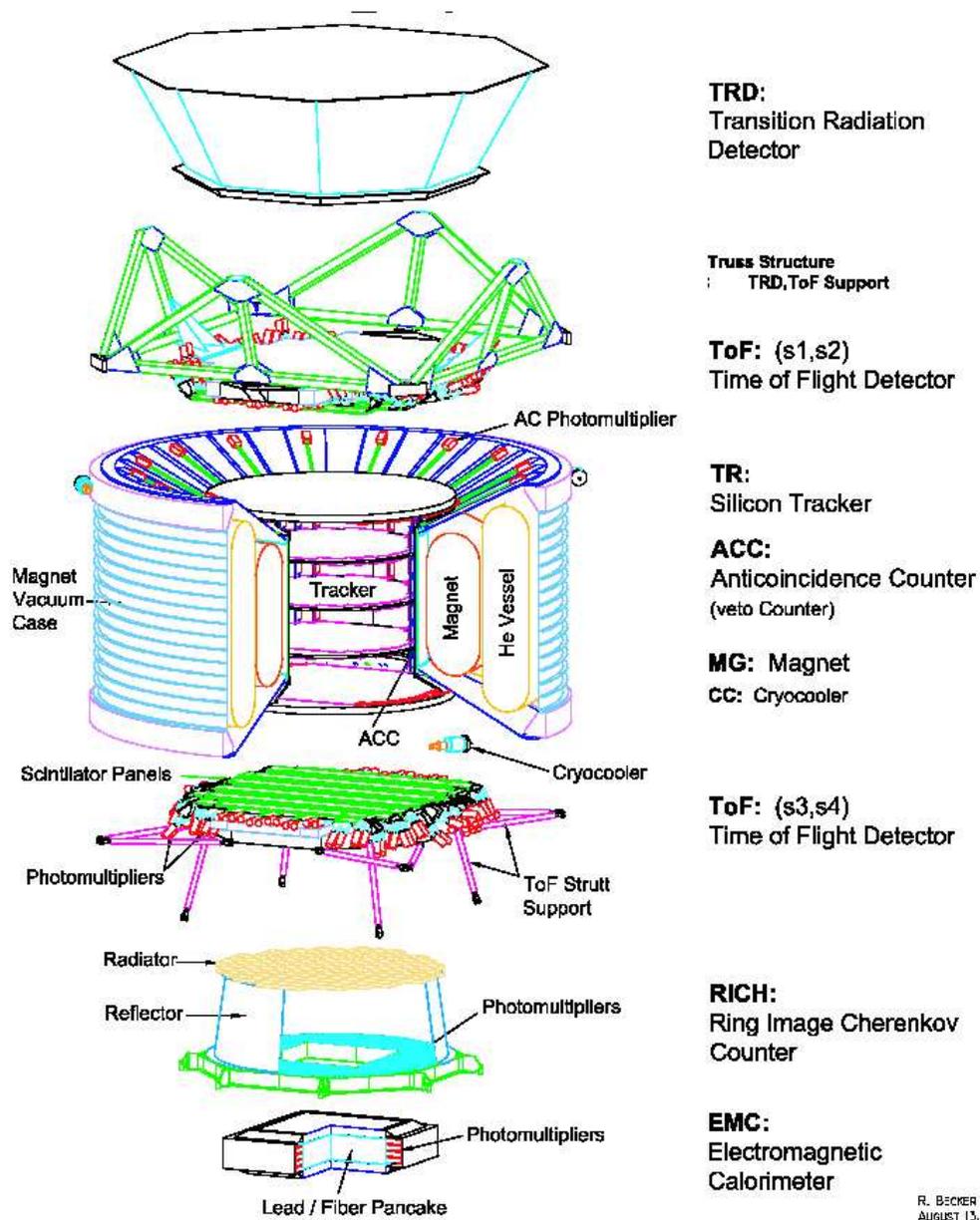


Figura 1.8: Struttura di AMS.

condizioni è richiesto l'utilizzo di circa 2500 l di elio superfluido per il raffreddamento. Il magnete fornirà un campo centrale di 0.78 T nella direzione positiva dell'asse x mostrato in figura garantendo un potere di curvatura $(BL)^2$ pari a 0.78 Tm^2 . La struttura del magnete è tale da minimizzare il momento di dipolo; un momento di dipolo non nullo causerebbe infatti una forza torcente agente sulla stazione spaziale internazionale con conseguente tendenza all'allineamento con il campo magnetico terrestre [40].

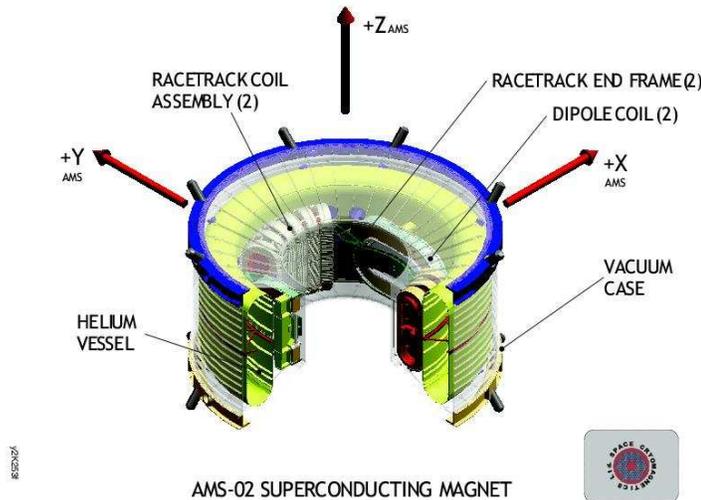


Figura 1.9: Il magnete superconduttore.

1.2.2 Tracciatore al silicio

Il tracciatore al silicio fornisce informazioni sulla traccia e sulla curvatura delle particelle nonché informazioni sulla carica per mezzo della misura del deposito di energia dE/dx . È costituito da 8 piani di rivelatori a microstrip di silicio posizionati all'interno del magnete. Sugli 8 piani i sensori sono raggruppati per la lettura in piastre di diversa lunghezza. In complesso i piani comprendono 192 piastre corrispondenti ad un'area attiva di circa 6 m^2 e a circa 200000 canali di lettura. La risoluzione spaziale nella direzione y parallela al piano di curvatura del magnete sarà di circa $10 \mu\text{m}$ mentre nella direzione perpendicolare sarà di circa $30 \mu\text{m}$. Il tracciatore al silicio fornirà una risoluzione in momento dp/p pari a circa 4% a 100 GeV (cfr. figura 1.10) [41].

²B = campo magnetico, L = cammino della particella nel campo centrale.

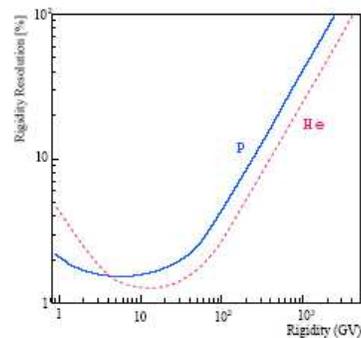


Figura 1.10: Andamento della risoluzione in rigidità in funzione dell'energia per protoni.

1.2.3 Rivelatore a radiazione di transizione (TRD)

Il rivelatore della radiazione di transizione è costituito da 20 piani di tubi proporzionali intervallati da materiale radiatore (“focchi” di fibra di polipropilene). I 20 piani sono posti all’interno di una struttura conica ottagonale di supporto. I tubi proporzionali sono divisi in 328 moduli contenenti ognuno 16 tubi. Tali moduli saranno riempiti con una miscela di Xe/CO₂ (80:20) utilizzata per rivelare i fotoni di transizione che si formano all’interno del materiale radiatore.

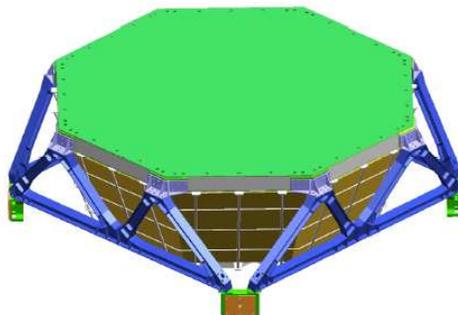


Figura 1.11: Il rivelatore a radiazione di transizione.

Il rivelatore permetterà l’identificazione di particelle garantendo in particolare la separazione dei positroni dal fondo di protoni con un potere di reiezione di 10^2 - 10^3 in un intervallo di energie di 10-300 GeV. Inoltre esso fornirà informazioni sulla traccia di tutte le particelle cariche e misurerà l’energia persa per ionizzazione (dE) in ogni piano del rivelatore. Quest’ultima

informazione, insieme alla lunghezza del cammino medio delle particelle che attraversano i tubi del rivelatore, permetterà di ottenere informazioni sulla velocità e sulla carica delle particelle in aggiunta a quelle ottenute tramite il tracciatore al silicio e al rivelatore della radiazione Čerenkov [42, 43, 44, 45].

Poiché il rivelatore a radiazione di transizione costituisce il principale argomento di questa tesi, una descrizione accurata di questo rivelatore, così come della fisica della radiazione di transizione, verrà data nel capitolo seguente.

1.2.4 Sistema per la misura del tempo di volo (TOF)

Il sistema per la misura del tempo di volo consiste di quattro piani costituiti da pannelli di materiale scintillante aventi larghezza pari a 11 cm e spessore pari ad 1 cm. Dei quattro piani due sono disposti sopra al magnete superconduttore, due sotto di esso. La luce di scintillazione emessa dai pannelli viene raccolta attraverso guide di luce e letta mediante fotomoltiplicatori. Alla fine di ogni pannello sono disposti due di tali fotomoltiplicatori orientati in modo da ottimizzarne il funzionamento nel campo magnetico presente nella regione in cui sono posti.



Figura 1.12: Il sistema per la misura del tempo di volo.

Questo sistema fornisce un trigger veloce per l'esperimento misurando il tempo di volo delle particelle con una precisione di circa 140 ps. In questo modo è possibile ottenere misure di velocità e direzione per le particelle che attraversano il rivelatore. Inoltre, tramite la misura della perdita di energia, è possibile determinare la carica relativa (Ze/e) delle particelle [46].

1.2.5 Rivelatore della radiazione Čerenkov (RICH)

Il rivelatore della radiazione Čerenkov consiste di un piano radiatore nel quale viene prodotta la luce Čerenkov e di un piano in cui viene rivelata. Tra il radiatore e il rivelatore è presente uno spazio di deriva di 45 cm in cui il fronte d'onda può espandersi. Il piano radiatore è composto da un aerogel avente indice di rifrazione $n=1.05$ ed uno spessore di 30 mm. Il rivelatore invece è formato da 680 sensori, ciascuno dei quali costituito da una guida di luce conica divisa in 16 segmenti e un fotomoltiplicatore a pixel che legge ciascun segmento separatamente.

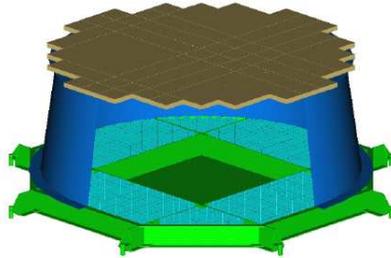


Figura 1.13: Il rivelatore della radiazione Čerenkov.

Questo rivelatore permette di misurare la velocità delle particelle. Poiché l'angolo Čerenkov è $\theta_c=1/n\beta$, la misura di β segue direttamente dalla ricostruzione di tale angolo. La misura della velocità sarà possibile sopra una soglia di $\beta = 0.95$ con una risoluzione $\Delta\beta/\beta \leq 0.1\%$. Il rivelatore della radiazione Čerenkov permetterà la separazione di isotopi fino a un numero atomico $Z \simeq 26$ [47].

1.2.6 Calorimetro elettromagnetico (ECAL)

Il calorimetro elettromagnetico è un calorimetro tridimensionale a campionamento del tipo SpaCal³ con una lunghezza di radiazione totale di circa $16.5X_0$. È costituito da 10 “superpiani” di piombo e fibre scintillanti del diametro di 1 mm. I superpiani sono alternativamente orientati lungo le direzioni x e y e ciascuno contiene 10 piani di scintillatore di spessore pari a 18.5 mm. Le fibre vengono lette mediante un totale di 324 fotomoltiplicatori distribuiti sulle quattro pareti laterali del calorimetro.

Il calorimetro elettromagnetico permette, insieme al rivelatore a radiazione di transizione, di distinguere tra particelle leggere e pesanti fornendo

³“Calorimetro a spaghetti”



Figura 1.14: Il calorimetro elettromagnetico.

un potere di separazione di 10^3 - 10^4 fino ad energie di 500 GeV. Il calorimetro misurerà l'energia di elettroni e positroni e rivelerà raggi γ altamente energetici [1].

1.2.7 Contatore in anticoincidenza (ACC)

Questo sistema è costituito da una superficie cilindrica di scintillatore plastico divisa in 16 moduli. Tale superficie riveste la parete interna del magnete superconduttore circondando il tracciatore al silicio. La luce prodotta viene letta attraverso fotomoltiplicatori connessi ai moduli scintillanti da fibre WLS⁴ che producono spostamento in lunghezza d'onda dei fotoni raccolti.

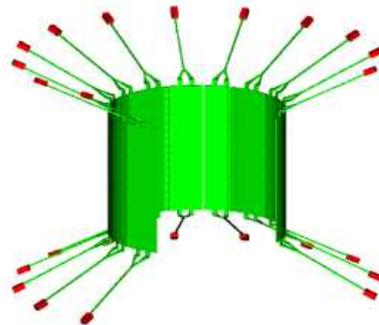


Figura 1.15: Il contatore in anticoincidenza.

Questo sistema permette di evitare la selezione di eventi con traiettorie rettilinee e consente la rivelazione di diffusione all'indietro dal calorimetro elettromagnetico e di particelle che attraversano il rivelatore provenendo dalle pareti laterali del magnete [1].

⁴“Wave Length Shifting”

Capitolo 2

Il rivelatore a radiazione di transizione

I rivelatori a radiazione di transizione (TRD) trovano varie applicazioni per l'identificazione di particelle, sia in esperimenti a terra, come ad esempio ALICE [48] o ATLAS [49], che nello spazio, come nel caso degli esperimenti AMS o BESS [50]. Poiché gli effetti della radiazione di transizione dipendono dal fattore di Lorentz $\gamma = \frac{E}{mc^2}$, i rivelatori che sfruttano gli effetti di tale radiazione permettono l'identificazione di particelle di alta energia nei limiti in cui le loro masse differiscono significativamente.

In questo capitolo vengono descritti i principi fisici della radiazione di transizione e viene data una descrizione dettagliata del rivelatore a radiazione di transizione dell'esperimento AMS [1, 42, 43, 44, 45].

2.1 La radiazione di transizione

La radiazione di transizione (TR) viene emessa al passaggio di una particella carica attraverso la superficie di separazione tra due mezzi aventi costanti dielettriche ϵ_1 e ϵ_2 diverse.

Nei primi studi sulla radiazione di transizione, la radiazione rivelata aveva un'energia corrispondente a fotoni appartenenti alla regione ottica dello spettro. Successivamente venne dimostrato che per particelle ultrarelativistiche la radiazione viene emessa anche e in modo predominante in forma di raggi X¹. In quest'ultimo caso le caratteristiche principali sono: la proporzionalità dell'intensità di radiazione al fattore di Lorentz γ , l'emissione in avanti all'interno di un angolo dell'ordine di $1/\gamma$ e il numero di fotoni emessi da una particella al passaggio attraverso una interfaccia che risulta dell'ordine della costante di struttura fine $\alpha = 1/137$. Poiché la probabilità di emissione risulta dell'ordine di 10^{-2} , la rivelazione di questa radiazione

¹Fotoni di energia dell'ordine di $10^3 - 10^5$ eV [51].

richiede la presenza di più interfacce in modo da aumentare il numero di fotoni emessi per particella; questo implica la necessità di costruire rivelatori aventi strutture radiative a molti strati.

2.1.1 Formazione

Radiazione da singola interfaccia

Una particella carica in moto in un mezzo genera un campo elettromagnetico dipendente dalle caratteristiche del moto e del mezzo, dunque i campi generati in due mezzi aventi costanti dielettriche diverse risultano differenti anche nel caso di particelle che si muovono uniformemente. Allora, nel caso di una particella che attraversa la superficie di separazione tra due mezzi aventi costanti dielettriche diverse, per soddisfare condizioni di continuità sulla superficie di separazione tra i due mezzi, è necessaria una redistribuzione del campo che si manifesta nell'emissione di radiazione di transizione. Per spiegare meglio questo concetto consideriamo il caso di una particella carica non relativistica che attraversa la superficie di un metallo perfettamente conduttivo provenendo dal vuoto. Dalla elettrodinamica classica sappiamo che la carica proveniente dal primo mezzo induce una carica immagine sul secondo mezzo dando luogo in questo modo alla formazione di un dipolo elettrico. Quando la particella si muove verso la superficie la distanza tra le due cariche diminuisce; è proprio dall' "annichilazione" delle due cariche sulla superficie di separazione tra i due mezzi che si produce la radiazione di transizione [52, 53].

Più precisamente, i campi elettrici e magnetici soluzioni delle equazioni di Maxwell inomogenee, $\{\vec{E}_1(\vec{r}, t), \vec{H}_1(\vec{r}, t)\}$ nel primo mezzo e $\{\vec{E}_2(\vec{r}, t), \vec{H}_2(\vec{r}, t)\}$ nel secondo mezzo, non soddisfano in generale la condizione di continuità al contorno. Affinché tale condizione sia soddisfatta è necessario aggiungere, in ciascun mezzo, una soluzione dell'equazione di Maxwell omogenea. Queste ultime soluzioni rappresentano la radiazione di transizione. La densità del flusso di energia della radiazione prodotta è data dal vettore di Poynting $\vec{E} \times \vec{H}$ [54].

Per particelle relativistiche che attraversano la superficie di separazione tra un mezzo ($\epsilon_1 = \epsilon$) ed il vuoto ($\epsilon_2 = 1$) si dimostra che il flusso di energia dovuto alla radiazione di transizione in un intervallo di frequenze di larghezza $d\omega$ è dato nel vuoto da

$$\frac{dW}{d\theta} = \frac{2e^2\beta^2}{\pi c^3} \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)} \left[\frac{(\epsilon - 1)(1 - \beta^2 - \beta\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})}{(1 - \beta\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})(\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})} \right]^2 d\omega \quad (2.1)$$

dove θ rappresenta l'angolo di emissione della radiazione rispetto alla traiettoria della particella. Per particelle relativistiche ($\gamma \gg 1$) la radiazione

ha un massimo ad angoli dell'ordine di $1/\gamma^2$; per piccoli angoli e per grandi valori di γ infatti il termine $(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)$ nel denominatore ha un minimo, come si verifica approssimando il termine nel modo seguente [52]

$$1 - \beta^2 \cos^2 \theta = 1 - (1 - \gamma^{-2}) \cos^2 \theta \simeq \gamma^{-2} + \theta^2. \quad (2.2)$$

Inoltre, nel caso relativistico, il maggior contributo all'espressione (2.1) si ha per frequenze appartenenti alla regione dei raggi X. In questo caso il mezzo attraversato dalla particella può essere considerato come un gas di elettroni con frequenza di plasma³

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi\alpha n_e}{m_e}} \quad (2.3)$$

dove n_e rappresenta la densità degli elettroni e m_e la loro massa⁴. Per un elemento ${}_Z X^A$ di densità ρ si ha

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi\alpha N_A Z \rho}{A m_e}} \quad (2.4)$$

dove N_A è il numero di Avogadro⁵.

La costante dielettrica del mezzo è data allora da

$$\epsilon(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 = 1 - \xi^2 \quad (2.5)$$

dove ω rappresenta l'energia⁶ del fotone di transizione.

Allora, definendo per i due mezzi il rapporto $\xi_i = \frac{\omega_{p_i}}{\omega}$, con $i = 1, 2$, sotto le condizioni

$$\gamma \gg 1; \quad \xi_1^2, \xi_2^2 \ll 1; \quad \theta \ll 1$$

e nel caso più generale del passaggio della particella da un mezzo di costante dielettrica ϵ_1 ad uno di costante dielettrica $\epsilon_2 \neq 1$, l'energia irradiata per unità di angolo solido $d\Omega$ e per unità di intervallo di frequenza $d\omega$ può essere scritta nella forma

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \omega \partial \Omega} = \frac{\alpha}{\pi^2} \left| \frac{\theta}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_1^2} - \frac{\theta}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_2^2} \right|^2. \quad (2.6)$$

Integrando sull'angolo solido Ω e sull'energia ω si ottiene l'intensità totale della radiazione emessa al passaggio della particella attraverso una interfaccia. Indicando con ω_{p_1} e ω_{p_2} le frequenze di plasma dei due mezzi si

² $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

³unità $\hbar = c = 1$

⁴ $m_e = 0.511 MeV/c^2$

⁵ $N_A = 6.02205 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

⁶in unità $\hbar = 1$

trova

$$W = \frac{\alpha}{3} \hbar \frac{(\omega_{p1} - \omega_{p2})^2}{\omega_{p1} + \omega_{p2}} \gamma. \quad (2.7)$$

L'espressione (2.7) mostra la proporzionalità dell'energia totale al fattore di Lorentz γ , caratteristica che rende la rivelazione della radiazione di transizione particolarmente interessante per l'identificazione di particelle. Il numero medio di fotoni prodotti per interfaccia si ricava calcolando l'integrale

$$\langle N_\gamma \rangle = \int \frac{1}{\omega} \frac{dW}{d\omega} d\omega \quad (2.8)$$

da cui si trova

$$\langle N_\gamma \rangle \simeq 0.5\alpha$$

da cui la necessità di utilizzare un materiale radiatore a molti strati per ottenere una radiazione di transizione rivelabile.

Radiatione da molte interfacce

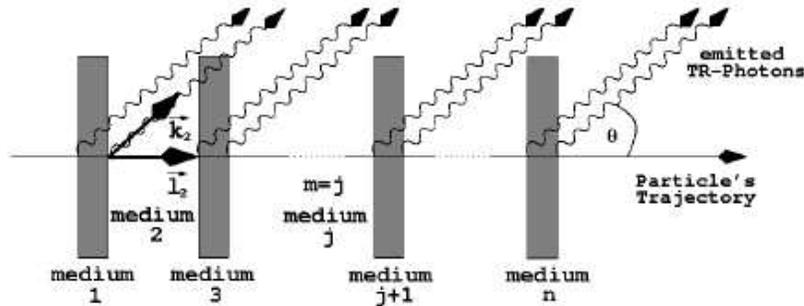


Figura 2.1: Generazione della radiazione di transizione per una particella che attraversa più strati di materiale radiatore.

La radiazione prodotta da molte interfacce è data dalla somma dei campi elettromagnetici prodotti dalle singole interfacce modificata per tener conto delle possibili riflessioni e rifrazioni sulla j -esima interfaccia e dell'assorbimento nel mezzo. Nel caso in cui $\gamma \gg 1$ e $\xi^2 \ll 1$ è possibile trascurare la riflessione e il cambiamento in θ dovuto alla rifrazione; allora l'ampiezza della radiazione emergente dall'ultima di n interfacce parallele, separanti $n+1$ mezzi, può essere scritta come

$$\vec{E}(\omega, \vec{\theta}) = \sum_{j=1}^n \vec{e}^j(\omega, \vec{\theta}) \exp \left(- \sum_{m \geq j} \sigma_m + i\phi_m \right) \quad (2.9)$$

dove

- $\vec{\theta}$ rappresenta la differenza tra i vettori unitari $\frac{\vec{k}^i}{k}$, corrispondente alla direzione di emissione del fotone, e $\frac{\vec{l}^i}{l}$, corrispondente alla direzione di moto della particella (cfr. figura 2.1);
- \vec{e}^j è il campo dovuto ad una singola interfaccia che, a meno di fattori numerici, può essere scritto come

$$\vec{e}^j(\omega, \vec{\theta}) = \frac{\vec{\theta}}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_{j-1}^2} - \frac{\vec{\theta}}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_j^2}; \quad (2.10)$$

- $e^{-\sigma_m}$ è il fattore di assorbimento nell'm-esimo mezzo;
- ϕ_m è la differenza tra le fasi di due fotoni emessi dalle superfici j e $j+1$ dovuta alla differenza tra le lunghezze dei camini ottici dei due fotoni ed è data da

$$\phi_m = \frac{\omega l_m}{v} - \vec{k}_m \cdot \vec{l}_m \quad (2.11)$$

dove: \vec{k}_m denota il vettore d'onda del fotone emesso nel mezzo m , \vec{l}_m rappresenta il cammino percorso dalla particella nel mezzo m ⁷ e v la sua velocità.

Utilizzando le relazioni

$$k_m = \omega \sqrt{\epsilon_m} \simeq \left(1 - \frac{1}{2} \xi_m^2\right) \omega, \quad (2.12)$$

$$\frac{1}{v} \simeq 1 + \frac{\gamma^{-2}}{2}, \quad (2.13)$$

$$\vec{k}_m \cdot \vec{l}_m \simeq k_m l_m \cos \theta \simeq k_m l_m \left(1 - \frac{1}{2} \theta^2\right) \quad (2.14)$$

la differenza di fase può essere riscritta nella forma

$$\phi_m = (\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_m^2) \frac{\omega l_m}{2}. \quad (2.15)$$

Per piccoli valori di ϕ_m si avrà interferenza distruttiva; allora definendo la cosiddetta “lunghezza di formazione”

$$z_m(\theta) = (\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_m^2)^{-1} \frac{2}{\omega} \quad (2.16)$$

si ha che, per $l_m \ll z_m(\theta)$, le due superfici dell'm-esimo mezzo interferiscono in maniera tale che può essere ignorato il piano m-esimo [54]. Questo effetto viene detto “effetto di zona di formazione”. Una intensità di radiazione apprezzabile si ottiene soltanto quando una particella carica può attraversare una distanza dell'ordine della lunghezza di formazione.

⁷ l_m rappresenta dunque lo spessore del piano m-esimo di materiale radiatore

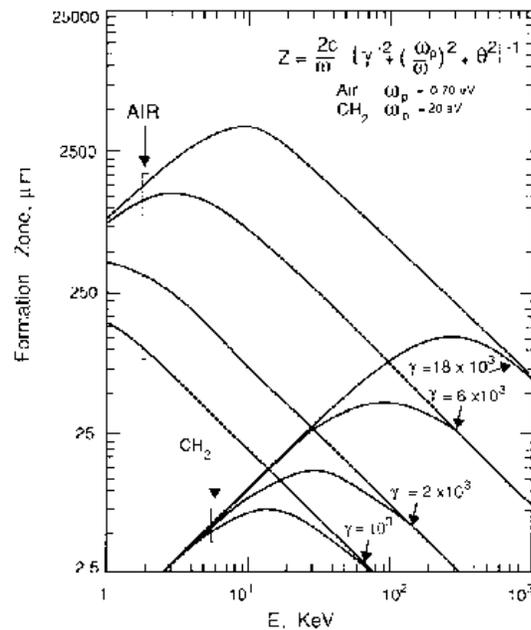


Figura 2.2: Andamento della lunghezza di formazione della radiazione di transizione in funzione dell'energia della particella in aria e polietilene.

2.1.2 Rivelazione

Una efficace rivelazione della radiazione di transizione richiede una attenta scelta del materiale radiatore e del sistema di rivelazione. Si è già parlato della necessità di avere un materiale radiatore a molti strati per ottenere la produzione di un numero statisticamente significativo di fotoni di transizione (cfr. paragrafo 2.1.1). Inoltre, affinché nel rivelatore venga rivelata la maggior parte dei fotoni di transizione emessi, è necessario che il materiale radiatore sia tale da minimizzare l'assorbimento di tali fotoni; questo permette di aumentare il numero di strati del radiatore e dunque di incrementare la produzione di fotoni di transizione limitandone l'assorbimento; il numero di strati di materiale radiatore è comunque limitato in una maniera che dipende dal coefficiente di assorbimento del materiale. L'energia media dei fotoni di transizione emessi è dell'ordine di 10 keV. In questa regione energetica l'assorbimento dei fotoni nel materiale avviene prevalentemente per effetto fotoelettrico. L'assorbimento aumenta come Z^4/ω^3 , dove ω rappresenta la frequenza del fotone, mentre l'energia totale del fotone è approssimativamente proporzionale alla frequenza di plasma ω_p che varia come $Z^{1/2}$. Allora, per limitare l'assorbimento dei fotoni di transizione prodotti è opportuno scegliere un materiale radiatore avente basso numero atomico Z .

Il sistema di rivelazione, al contrario, deve essere in grado di assorbire il

più alto numero possibile di fotoni di transizione emessi. Poiché l'angolo di emissione dei fotoni di transizione risulta essere molto piccolo (cfr. paragrafo 2.1.1) la radiazione di transizione emessa dal materiale radiatore non può essere separata, a meno dell'utilizzo di campi magnetici, dalla traccia della particella carica. Il rivelatore vedrà allora, oltre al deposito di energia dei fotoni di transizione, anche le perdite di energia per ionizzazione, dE/dx , dovute all'interazione della particella carica con il rivelatore. Un adeguato rivelatore deve allora avere un alto numero atomico Z , in modo tale da garantire un alto assorbimento dei fotoni di transizione, ma essere abbastanza sottile per limitare le perdite di energia per ionizzazione della particella carica. L'energia media depositata nel rivelatore dai fotoni di transizione viene ottenuta sottraendo al segnale osservato la perdita di energia dE/dx media della particella.

Poiché, come accennato, il numero utilizzabile di strati di materiale radiatore è limitato dall'assorbimento dei fotoni, nella pratica si usa un'alternanza di piani di radiatore e piani di rivelatore in modo da ottenere un numero sufficiente di fotoni da una singola particella.

Comunemente per la rivelazione vengono utilizzati tubi proporzionali contenenti un gas nobile con alto numero atomico Z a bassa densità ed aventi pareti sottili per minimizzare, oltre alle perdite di energia per ionizzazione, l'attenuazione dei fotoni di transizione.

Nel seguito viene descritta più in dettaglio l'origine dei contributi della particella carica e dei fotoni di transizione allo spettro di energia rivelato in un tubo proporzionale ed il funzionamento del tubo stesso.

Perdita di energia di una particella carica

Le particelle cariche interagiscono con il materiale costituente il rivelatore principalmente per via elettromagnetica perdendo energia attraverso collisioni con elettroni atomici. Nelle interazioni una particella trasferisce energia agli elettroni che vengono così eccitati a livelli energetici più alti o, nel caso di materiali gassosi, con molta probabilità lasciano l'atomo ionizzato.

Nei gas il processo di ionizzazione produce coppie elettrone-ione che vengono in seguito separate per mezzo di campi elettrici per ottenere un segnale elettrico rivelabile.

L'energia dE persa per unità di percorso dx è data dalla formula di Bethe-Bloch

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Zz^2}{A\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta(\beta) \right] \quad (2.17)$$

dove

N_a : numero di Avogadro
 r_e : raggio classico dell'elettrone = 2.817×10^{-13} cm
 m_e : massa dell'elettrone
 ρ : densità del materiale assorbitore
 Z : numero atomico del materiale assorbitore
 A : peso atomico del materiale assorbitore
 z : carica della particella in unità della carica dell'elettrone
 W_{max} : massima energia trasferita in una singola collisione
 I : potenziale medio di eccitazione
 β : v/c della particella incidente
 γ : $1/\sqrt{1 - \beta^2}$
 $\delta(\beta)$: correzioni di densità

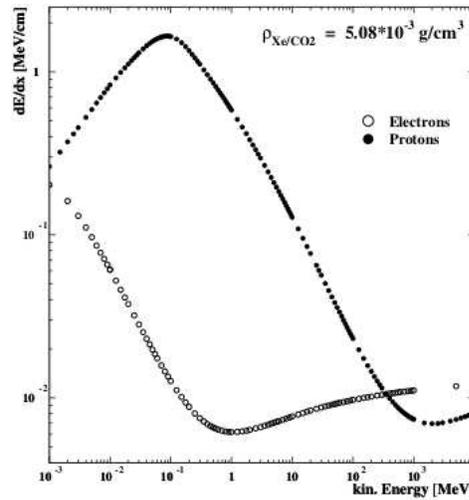


Figura 2.3: Andamento della perdita di energia per elettroni e protoni in funzione dell'energia cinetica secondo la formula di Bethe-Bloch.

Per particelle non relativistiche la perdita di energia è dominata dal fattore $1/\beta^2$ e diminuisce all'aumentare della velocità fino al raggiungimento di un minimo. Ci si riferisce a particelle aventi valori di energia corrispondenti a tale minimo con l'acronimo MIP ossia "Minimum Ionizing Particle"; nell'intorno del minimo di ionizzazione la perdita di energia per unità di percorso normalizzata alla densità del mezzo vale

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \approx 2 \frac{\text{MeV}}{\text{gcm}^{-2}}. \quad (2.18)$$

Al crescere dell'energia della particella il termine $1/\beta^2$ diventa approssimativamente costante e la quantità dE/dx cresce nuovamente a causa della dipendenza logaritmica nell'espressione (2.17). Questa crescita è tuttavia

attenuata dalla correzione $\delta(\beta)$; questo termine viene introdotto per tenere conto del fatto che il campo elettrico generato dalla particella tende a polarizzare gli atomi lungo la traiettoria. A causa di questa polarizzazione, gli elettroni lontani dalla traiettoria saranno maggiormente schermati dal campo elettrico e dunque le collisioni con tali elettroni contribuiranno meno alla perdita di energia della particella. Questo effetto risulta dipendente dalla densità del materiale attraversato dalla particella (da cui il nome di “correzioni di densità”) essendo la polarizzazione indotta maggiore nei materiali ad alta densità piuttosto che a bassa densità come i gas [55].

A volte l'energia trasferita dalla particella ad un elettrone atomico può risultare così elevata che l'elettrone stesso riesce a ionizzare gli atomi di gas e anche ad uscire dal volume del rivelatore. Questi elettroni sono detti elettroni δ e sono prevalentemente emessi perpendicolarmente alla traiettoria della particella.

Un secondo contributo alla perdita di energia di una particella carica è costituito dal processo di “bremsstrahlung” ossia per emissione di radiazione di frenamento. Questo avviene quando la particella viene deflessa dal campo elettrico di un nucleo atomico e, a causa della variazione di velocità, viene emesso un fotone. La probabilità di tale processo dipende in maniera lineare dall'energia della particella e quadratica dal numero atomico Z del materiale attraversato. Al di sopra dell'energia critica $E_c \approx 600 MeV/Z$ la perdita di energia di un elettrone per bremsstrahlung risulta dominante rispetto alla perdita per ionizzazione [56].

Rivelazione dei fotoni

L'interazione dei fotoni con la materia risulta molto diversa da quella delle particelle cariche; in particolare, essendo elettricamente neutri, i fotoni non subiscono i processi di scattering anelastico su elettroni atomici caratteristici invece per le particelle cariche.

La rivelazione dei fotoni avviene, nel caso in cui si utilizzino tubi proporzionali, nel modo seguente: il fotone trasferisce energia ad una particella carica, in particolare un elettrone; in seguito viene misurata l'energia persa dalla particella carica nel gas contenuto nel tubo proporzionale. I principali metodi di interazione dei fotoni con la materia sono:

- effetto fotoelettrico;
- effetto Compton;
- creazione di coppie.

L'attenuazione dell'intensità di un fascio di fotoni al passaggio nella materia è descritta dall'equazione

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x) \quad (2.19)$$

dove I_0 è l'intensità del fascio incidente, x è lo spessore di materiale attraversato e μ è il cosiddetto "coefficiente di assorbimento". Poiché i tre processi di assorbimento sopra elencati avvengono indipendentemente, il coefficiente totale di assorbimento viene calcolato come la somma sui contributi dei tre processi:

$$\mu = \mu_{ph} + \mu_c + \mu_{pair} \quad (2.20)$$

dove i tre termini della somma si riferiscono rispettivamente all'effetto fotoelettrico, all'effetto Compton e alla produzione di coppie. Il coefficiente di assorbimento è una quantità caratteristica del materiale assorbitore ed è legato alla sezione d'urto totale di interazione $\sigma = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_{pair}$ secondo la relazione

$$\mu = N\sigma = \frac{N_A \cdot \rho}{A} \sigma = \frac{1}{\lambda}. \quad (2.21)$$

Nell'equazione (2.21) N rappresenta la densità degli atomi, N_A il numero di Avogadro, ρ la densità del materiale assorbitore, A il suo peso atomico e λ il cammino libero medio del fotone. Nel caso di composti e miscele il coefficiente totale di assorbimento può essere calcolato utilizzando la regola di Bragg, secondo cui una buona approssimazione si ottiene dalla media pesata del coefficiente di assorbimento su ciascun elemento del composto utilizzando come peso la frazione di elettroni appartenenti a ciascun elemento:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{w_1}{\rho_1} \mu_1 + \frac{w_2}{\rho_2} \mu_2 + \dots + \frac{w_n}{\rho_n} \mu_n \quad (2.22)$$

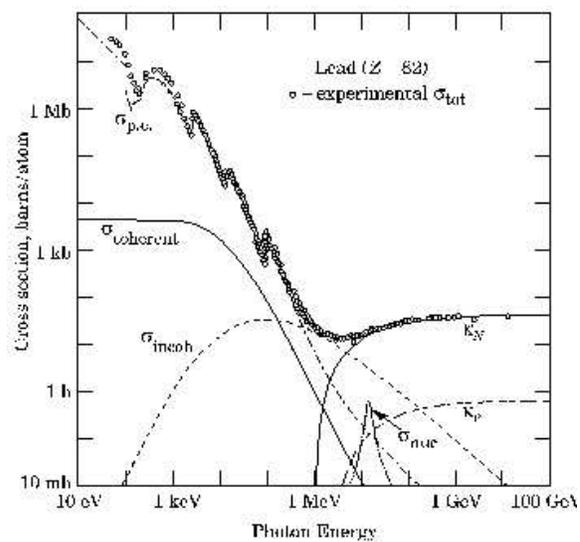
dove la somma è estesa al numero di elementi del composto o della miscela e w e ρ rappresentano rispettivamente la frazione in peso e la densità dell'elemento.

Descriviamo ora più in dettaglio gli effetti di interazione dei fotoni con la materia. Nella trattazione che segue si tralascia la descrizione della creazione di coppie, ossia della conversione di un fotone in una coppia elettrone-positrone, che non interviene nell'interazione dei fotoni di transizione con la materia; questo è spiegato in quanto per la produzione di una coppia e^+e^- il fotone deve possedere un'energia $E_\gamma \geq 2m_e$, ossia si deve avere $E_\gamma \geq 1MeV$, superiore di un fattore $10 - 10^3$ rispetto all'energia dei fotoni X.

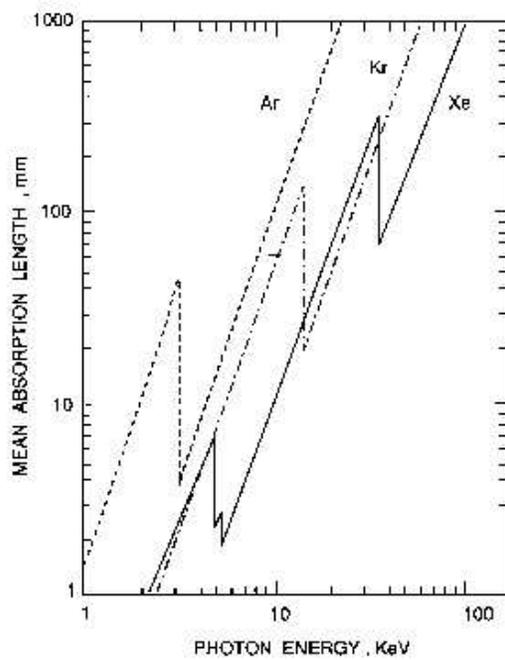
L'**effetto fotoelettrico** consiste nell'assorbimento di un fotone da parte di un elettrone atomico con successiva espulsione dell'elettrone dall'atomo. L'energia trasferita all'elettrone in forma di energia cinetica è data da

$$E = E_\gamma - E_b = h\nu - E_b \quad (2.23)$$

dove ν rappresenta la frequenza del fotone incidente e E_b l'energia di legame dell'elettrone. La lacuna lasciata nello strato atomico dall'elettrone espulso viene in seguito riempita dalla cattura di un elettrone libero nel mezzo o da un elettrone di uno strato più esterno che si diseccita emettendo fotoni. In quest'ultimo caso la lacuna risultante viene a sua volta riempita da un altro



(a)



(b)

Figura 2.4: (a) Andamento della sezione d'urto totale per fotoni in funzione dell'energia nel piombo; (b) Lunghezza di assorbimento dei fotoni in Ar, Xe, Kr nella regione energetica dei keV.

elettrone atomico dando luogo all'emissione di raggi X caratteristici oppure di "elettroni Auger" se l'energia di eccitazione dell'atomo viene direttamente trasferita ad uno degli elettroni più esterni che viene espulso.

L'effetto fotoelettrico risulta essere l'interazione predominante per fotoni di bassa energia e per materiali con numero atomico elevato nel caso di fotoni con energia dell'ordine del MeV, poiché in tale caso la probabilità di tale interazione è proporzionale a Z^5 [57].

L'**effetto Compton** si ha quando un fotone urta contro un elettrone libero. Nella materia in realtà gli elettroni sono legati ai nuclei atomici; tuttavia, se l'energia del fotone risulta elevata rispetto all'energia di legame dell'elettrone, l'elettrone si può considerare essenzialmente libero. Si parla di effetto Compton quando la lunghezza d'onda del fotone è molto piccola rispetto alle dimensioni atomiche; nel caso in cui la lunghezza d'onda sia molto più grande si parla di scattering Rayleigh.

Nello scattering Compton si ha un urto anelastico con trasferimento di energia all'elettrone che viene espulso dalla sua orbita. La lunghezza d'onda del fotone cambia di una quantità pari a

$$\Delta\lambda = \lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_e c} \cdot (1 - \cos\phi) \quad (2.24)$$

dove λ_f e λ_i rappresentano rispettivamente la lunghezza d'onda finale e iniziale del fotone, mentre ϕ è l'angolo di scattering del fotone. A partire dalla formula (2.24) si può calcolare l'energia del fotone diffuso; tale energia è data da

$$E_{\gamma_f} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos\phi)} \quad (2.25)$$

La massima perdita di energia, ad un angolo $\phi = \pi$ è limitata al cosiddetto "Compton edge" E_c . Di conseguenza, lo spettro di energia di sorgenti che emettono fotoni mostrano, oltre al fotopicco, anche un continuo da 0 fino ad una energia $E = E_\gamma - E_c$. La parte continua dello spettro si ha quando i fotoni diffusi escono dal materiale rivelatore e dunque depositano solo una parte della loro energia.

Tubi proporzionali

La configurazione comune di un tubo proporzionale consiste di un cilindro con pareti conduttive al cui interno, lungo l'asse del cilindro, viene teso un filo conduttore, che funge da anodo, a cui viene applicata una tensione positiva (circa uguale a 1.5 kV nel caso dei tubi proporzionali del TRD) rispetto alle pareti che sono invece messe a terra. I tubi sono riempiti con un gas nobile che viene ionizzato ed una piccola percentuale di gas, generalmente poliatomico che agisce da cosiddetto "quencher".

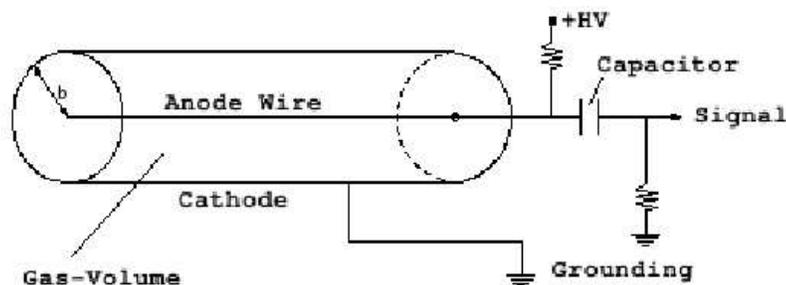


Figura 2.5: Illustrazione schematica di un tubo proporzionale.

Il campo elettrico radiale che si stabilisce tra le pareti del tubo ed il filo è dato da [55]:

$$E(r) = \frac{V_0}{\ln(b/a)} \cdot \frac{1}{r} \quad (2.26)$$

dove r è la distanza radiale dal filo, a e b sono rispettivamente il raggio del filo e il raggio interno del cilindro. I processi descritti nelle sezioni precedenti producono coppie $e^-/ione^{+8}$ che vengono separate dal campo elettrico. Gli elettroni primari così prodotti vengono accelerati verso l'anodo mentre gli ioni carichi positivamente si muovono verso il catodo, ossia verso le pareti del tubo. Elettroni secondari vengono liberati se il campo risulta tale che tra le collisioni con le molecole del gas gli elettroni primari acquistano sufficiente energia per ionizzare gli atomi del gas; tali elettroni secondari vengono anch'essi accelerati dal campo e possono essere in grado di produrre ulteriori ionizzazioni. Questo si traduce in un processo a cascata; poiché il campo elettrico è maggiore vicino al filo, la cascata si forma in tempi molto brevi in una regione, attorno al filo, di lunghezza pari a qualche raggio del filo.

Il funzionamento in regime proporzionale corrisponde ad una regione di tensioni per le quali il numero delle coppie $e^-/ione^+$ risulta proporzionale al numero delle ionizzazioni primarie.

Gli elettroni che vengono raccolti sul filo costituiscono il segnale che viene infine rivelato.

I motivi dell'aggiunta del "quencher" sono essenzialmente due:

- gli ioni positivi vengono neutralizzati al catodo; a questo processo segue l'emissione di fotoni ultravioletti;
- gli atomi del gas nobile, se eccitati, possono emettere fotoni similmente energetici durante il processo di diseccitazione.

⁸Il numero di coppie prodotte risulta proporzionale all'energia depositata all'interno del gas.

Questi fotoni potrebbero convertire al catodo in elettroni per effetto fotoelettrico ed iniziare una nuova valanga. Per evitare tale processo si aggiunge un gas capace di assorbire i fotoni generati e dissipare per dissociazione o urti elastici l'energia così acquistata.

Il fattore di amplificazione del segnale sul filo, ossia l'entità della moltiplicazione del segnale prodotto dalla ionizzazione all'interno del gas, è dato dal rapporto tra il numero N di elettroni presenti alla fine delle ionizzazioni e il numero N_0 di elettroni che iniziano il processo a valanga. Tale quantità è detta "guadagno"; un'espressione analitica del guadagno in funzione dei valori caratteristici della geometria del tubo (raggio del tubo, raggio del filo), dell'alta tensione applicata al filo e della densità del gas è data dalla formula di Diethorn

$$\ln G = \frac{\ln 2}{\ln(b/a)} \frac{V}{\Delta V} \ln \frac{V}{a \ln(b/a) E_{min}(\rho_0) (\rho/\rho_0)} \quad (2.27)$$

dove V , misurato in kV, è il valore dell'alta tensione applicata al filo, b e a , in cm, sono rispettivamente il raggio interno del tubo e il raggio del filo, ρ è la densità del gas mentre ρ_0 è la densità del gas in condizioni standard di pressione e temperatura⁹. I parametri $E_{min}(\rho_0)$ ¹⁰, misurato in kV/cm, e ΔV , misurato in V, sono detti parametri di Diethorn e rappresentano rispettivamente il minimo campo elettrico necessario ad iniziare la valanga e la differenza di potenziale necessaria a ionizzare gli atomi del gas.

Sperimentalmente, fissata la tensione di lavoro per i tubi proporzionali, è possibile che intervengano variazioni di guadagno dovute a variazioni della densità del gas. L'espressione della variazione dell'amplificazione del segnale in funzione della variazione della densità risulta essere

$$\frac{dG}{G} = - \frac{V \ln 2}{\Delta V \ln(b/a)} \frac{d\rho}{\rho} \quad (2.28)$$

Poiché pressione e temperatura sono facilmente controllabili durante l'acquisizione dei dati, le variazioni di guadagno dovute a variazioni di densità possono essere corrette.

2.2 Separazione e^+ / p

L'osservazione di anomalie nell'andamento dello spettro dei positroni nei raggi cosmici, ed in particolare la presenza di un eccesso nel flusso di tali particelle, può costituire l'evidenza dell'esistenza di materia oscura nell'universo, come spiegato nel paragrafo 1.1.3. Il principale fondo per la rivelazione

⁹ $P = 101.3$ kPa, $T = 20$ °C.

¹⁰ E_{min} è data dall'energia richiesta per ionizzare una molecola divisa per il cammino libero medio tra le collisioni, dunque deve essere proporzionale alla densità del gas. Scriviamo allora $E_{min}(\rho) = E_{min}(\rho_0) \frac{\rho}{\rho_0}$ [58].

di positroni è costituito da protoni che possiedono la stessa carica elettrica, ma il loro flusso risulta maggiore di un fattore 10^5 . Per rivelare positroni con un'efficienza maggiore di zero risulta allora necessario ottenere un fattore di reiezione dei protoni maggiore di 10^5 .

I metodi di separazione del segnale dal fondo si basano su algoritmi di diverso tipo, ad esempio:

- conteggio del numero di “cluster”;
- metodo della verosimiglianza.

Un cluster è definito come una regione attorno alla traccia di una particella in cui l'energia depositata risulta superiore ad una certa soglia. In tale metodo vengono selezionati solamente eventi aventi un numero di cluster superiore ad un fissato numero di cluster scelto come parametro di taglio.

La verosimiglianza viene invece definita come

$$L = \frac{P_e(\vec{E})}{P_e(\vec{E}) + P_p(\vec{E})} \quad (2.29)$$

dove \vec{E} è il vettore contenente i depositi di energia in un evento, mentre $P_e(\vec{E})$ e $P_p(\vec{E})$ sono le probabilità multidimensionali che l'evento sia rispettivamente un evento di positrone o un evento di protone. Per ridurre le dimensioni del problema vengono utilizzate le probabilità date dalla media geometrica delle probabilità suddette, calcolata sul numero degli *hit* (definiti come deposito di energia superiore al piedistallo di un certo numero di deviazioni standard) sulla traccia della particella. In particolare

$$\bar{P}_{e/p} = \sqrt[n]{\prod_i^n P_{e/p}(E^{(i)})} \quad (2.30)$$

dove n è il numero di hit sulla traccia e $P_{e/p}(E^{(i)})$ è la probabilità che l' i -esimo hit di energia $E^{(i)}$ sia dovuto ad un positrone o ad un protone. Nell'analisi viene creata una distribuzione di verosimiglianza sia per eventi di positrone che di protone generati da un Monte Carlo. La frazione di positroni sopra una certa soglia di verosimiglianza definisce l'efficienza di selezione dei positroni (con contaminazione di protoni). Lo scopo consiste nel minimizzare la contaminazione di protoni mantenendo una ragionevole efficienza per positroni. Il “fattore di reiezione” è definito invece come l'inverso dell'efficienza di selezione del fondo ottenuta applicando parametri di taglio necessari ad avere un'efficienza di selezione del segnale pari ad un dato valore richiesto. In altri termini, il fattore di reiezione può essere definito come il numero totale di protoni, presenti nel campione di eventi da analizzare, diviso per il numero di protoni non identificati, ossia per il numero di protoni che superano il taglio che definisce l'efficienza per i positroni [59, 60, 61].

Fissato un particolare parametro di taglio si può allora scrivere per l'efficienza per positroni e la reiezione dei protoni

$$\text{efficienza } e^+ = \frac{\text{numero } e^+ \text{ accettati}}{\text{numero } e^+ \text{ totali}}; \quad \text{reiezione p} = \frac{\text{numero p totali}}{\text{numero p selezionati}}. \quad (2.31)$$

Il seguente paragrafo spiega in maggiore dettaglio i metodi di separazione dei positroni dal fondo di protoni nel caso di rivelatori a radiazione di transizione, ponendo l'attenzione al caso del TRD dell'esperimento AMS.

2.2.1 Efficienza di un rivelatore a radiazione di transizione

Nel caso di un rivelatore a radiazione di transizione il deposito di energia all'interno del rivelatore è dato dalla somma delle perdite di energia per ionizzazione e del contributo dei fotoni di transizione. Poiché il contributo della radiazione di transizione dipende dal fattore di Lorentz γ della particella, positroni e protoni possono essere distinti in base al loro deposito di energia all'interno dei tubi proporzionali (cfr. paragrafi 2.1.1 e 2.1.2). Naturalmente la separazione diventa peggiore al crescere dell'impulso della particella, infatti ad alti impulsi anche i protoni emettono radiazione di transizione.

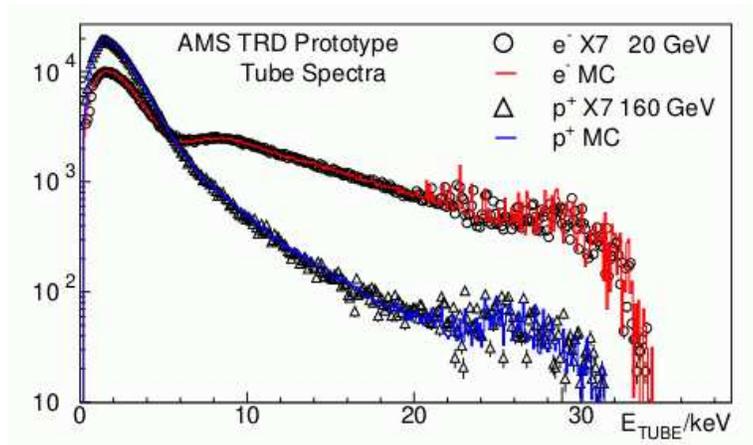
La separazione positrone protone aumenta aggiungendo piani di rivelatore. Questo dipende dal fatto che in tale modo si hanno maggiori informazioni sul deposito di energia della particella; se si utilizza ad esempio il metodo della verosimiglianza, valore che dipende dal numero di hit sulla traccia della particella, aggiungendo piani di rivelatore aumenta il numero di hit sulla traccia e dunque è possibile ottenere una maggiore accuratezza sui parametri di taglio.

Per il rivelatore a radiazione di transizione dell'esperimento AMS sono stati effettuati studi sulla capacità di separazione e^+/p sono mediante simulazione del TRD e con il test di un prototipo di TRD costituito da 20 piani di rivelatore contenenti un totale di 40 moduli.

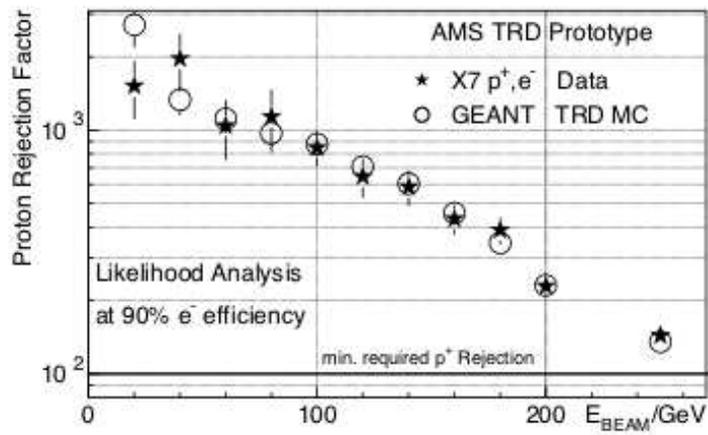
La simulazione del rivelatore a radiazione di transizione è basata su codici sviluppati mediante la piattaforma di simulazione Geant 3 [62]; tali codici sono stati implementati per la generazione e l'assorbimento di fotoni di transizione e per includere le fluttuazioni delle perdite di energia per ionizzazione in sottili strati di gas.

I test del prototipo sono stati eseguiti al CERN utilizzando fasci di muoni, elettroni e pioni di energie comprese tra 10 GeV e 100 GeV e fasci di protoni con energie fino a 250 GeV. Gli eventi a singola traccia registrati sono stati utilizzati per lo studio della separazione delle particelle.

I dati ottenuti dai test sono in ottimo accordo con quelli ricavati dalla simulazione del rivelatore come mostrato nelle figure 2.6. Utilizzando il metodo della verosimiglianza per la separazione dei protoni dagli elettroni e definendo il potere di reiezione dei protoni in modo da avere una efficienza



(a)



(b)

Figura 2.6: (a) Deposito di energia per elettroni da 20 GeV e protoni da 160 GeV in un singolo tubo del prototipo di TRD: dati e Monte Carlo; (b) Fattore di reiezione per protoni dai dati dei test del prototipo di TRD e dal Monte Carlo del rivelatore a radiazione di transizione.

per elettroni pari al 90%, il fattore di reiezione risulta essere superiore a 10^2 per energie comprese tra 15 GeV e 250 GeV.

Gli stessi studi hanno anche dimostrato che variazioni del 5% nel guadagno, dovute a variazioni dell'1% nella densità del gas, provocano una riduzione del fattore di reiezione del 50%. Questo comporta la necessità di un accurato controllo della qualità della miscela usata come mezzo di rivelazione [45, 59, 60, 61].

2.3 Il TRD dell'esperimento AMS

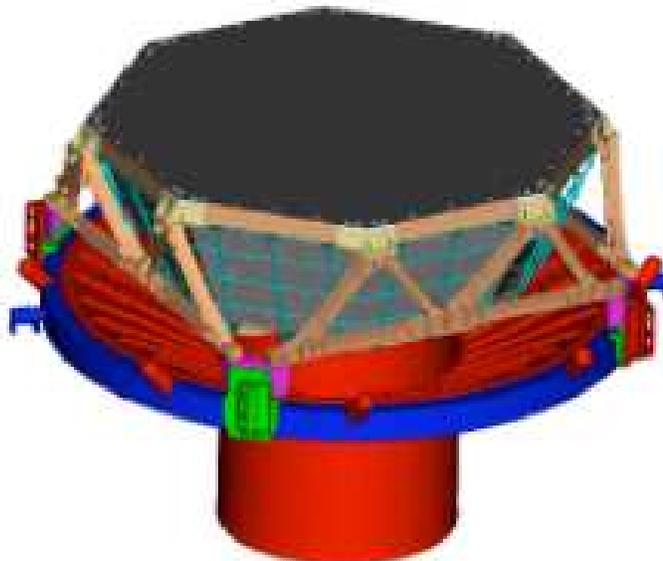


Figura 2.7: Struttura del rivelatore a radiazione di transizione.

Il rivelatore a radiazione di transizione dell'esperimento AMS è costituito da 20 piani di tubi proporzionali intervallati da materiale radiatore. Tali piani sono alloggiati in una struttura ottagonale conica di supporto per garantirne la stabilità meccanica; i 4 piani superiori e i 4 inferiori sono orientati parallelamente al campo magnetico prodotto dal magnete superconduttore, mentre i restanti 12 sono disposti nella direzione ortogonale. Questa disposizione permette di ottenere informazioni sulla traccia delle particelle in entrambe le direzioni x e y . Sebbene la separazione e^+/p aumenta aggiun-

gendo piani di TRD (cfr. paragrafo 2.2.1), il numero dei piani è stato fissato a 20 per limitare il peso del rivelatore (cfr. paragrafo 1.2 e tabella 2.1).

Componente	Peso (Kg)
Radiatore	60
Moduli	54
Gas	50
Struttura di supporto ottagonale	114
Supporto + Schermaggio	100
Sistema di gas	63
Elettronica	53

Tabella 2.1: Peso delle parti costituenti il rivelatore a radiazione di transizione. L'intero rivelatore avrà un peso inferiore a 500 Kg [45].

2.3.1 La struttura di supporto



Figura 2.8: Struttura di supporto per i moduli del TRD.

Le pareti laterali della struttura di supporto sono costituite da piani di alluminio con struttura a nido d'ape, rivestiti da 2 mm di fibra di carbonio. La struttura è lavorata con una precisione di $100\ \mu\text{m}$ per evitare il disallineamento dei fili contenuti nei tubi proporzionali o la deformazione delle pareti dei tubi stessi. Per una maggiore stabilità un anello di rinforzo è montato sul bordo superiore della struttura. Le aperture superiori e inferiori della struttura sono chiuse da piani lavorati in maniera simile alle pareti laterali

per garantire una ancora maggiore stabilità e fornire uno schermaggio e un isolamento termico.

2.3.2 Il materiale radiatore

Ogni strato di materiale radiatore ha uno spessore di 22 mm ed è costituito da fibre di polietilene/polipropilene aventi un diametro medio di circa $10\mu\text{m}$; la densità del materiale radiatore è di 0.06 g/cm^3 . Il suo spessore è stato scelto in modo da ottimizzare la generazione e la rivelazione dei fotoni di transizione: un radiatore più spesso, pur producendo più fotoni di transizione, assorbirebbe i raggi X di più bassa energia.

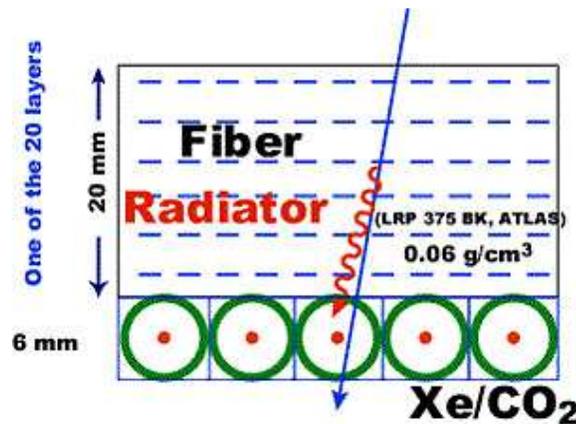


Figura 2.9: Struttura dei piani del rivelatore della radiazione di transizione.

2.3.3 I moduli

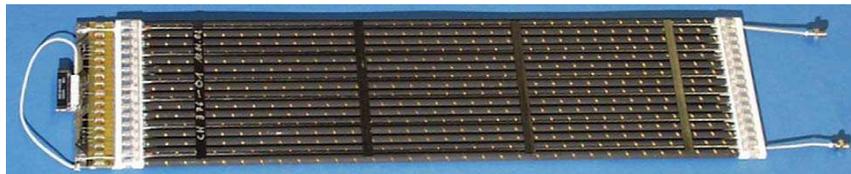


Figura 2.10: Il modulo costituito da 16 tubi proporzionali per il TRD

I piani rivelatori sono costituiti da tubi proporzionali aventi un diametro interno di 6 mm riempiti con una miscela di Xe/CO_2 (80:20). Tali tubi sono distribuiti in 328 moduli, contenenti ognuno 16 tubi, di lunghezza variabile

da 0.8 m fino a 2.2 m per assecondare la geometria della struttura di supporto. La parete di ogni tubo ha uno spessore di $72 \mu\text{m}$ ed è costituita principalmente da Kapton. Come mostrato in figura, al centro è presente uno strato di poliuretano dello spessore di $10 \mu\text{m}$ coperto su entrambi i lati da una pellicola di Kapton dello spessore di $25 \mu\text{m}$. Segue una sottile metallizzazione di alluminio rivestita da $6 \mu\text{m}$ di fibre poliammidiche di carbonio.

Lungo l'asse di ciascun tubo è disposto un filo di tungsteno dorato del diametro di $30 \mu\text{m}$ a cui è applicata una tensione di 1 N. Tale filo è fissato mediante supporti di rame-tellurio posizionati su terminazioni di policarbonato. Su tali terminazioni sono anche incollate le estremità di ciascun gruppo di 16 tubi. Le terminazioni di policarbonato sono inoltre utilizzate come collettori per il gas e per assicurare l'isolamento elettrico di ciascun filo. In esse sono inseriti tubi di ingresso e di uscita del gas dal lato del sistema di rifornimento della miscela. I canali di distribuzione del gas all'interno delle terminazioni sono disconnessi nel centro; questo implica che il gas circoli nei primi 8 tubi in una direzione e nei secondi 8 nella direzione opposta garantendo l'uniformità nella distribuzione della miscela all'interno di ciascun modulo contenuto nella struttura ottagonale.

Per garantire inoltre la rigidità di ciascun modulo sono montati sostegni in fibra di carbonio; sono presenti sostegni verticali, parallelamente ai tubi, e trasversali, perpendicolarmente ad essi con una spaziatura di 10 cm.



Figura 2.11: Sezione della parete dei tubi proporzionali.

2.4 Il sistema di gas

Il sistema di gas del rivelatore a radiazione di transizione per l'esperimento AMS consiste di un modulo per il rifornimento del gas (Box S), uno per la circolazione della miscela (Box C) ed uno per la distribuzione della stessa ai moduli del TRD. Ognuno di questi sistemi sarà controllato per mezzo di schede elettroniche appositamente sviluppate.

Il sistema di gas è stato progettato per operare nello spazio per più di tre anni. Il sistema di rifornimento conterrà la riserva di gas necessaria per l'intera missione e provvederà ogni giorno alla preparazione dei 7 l di miscela necessari a rifornire il TRD. Il sistema di circolazione trasferirà la miscela dal sistema di rifornimento al TRD e circolerà tale miscela all'interno dell'intero volume del TRD tre volte al giorno per aumentare l'uniformità del gas. Il sistema di distribuzione, montato direttamente sulla struttura di supporto,

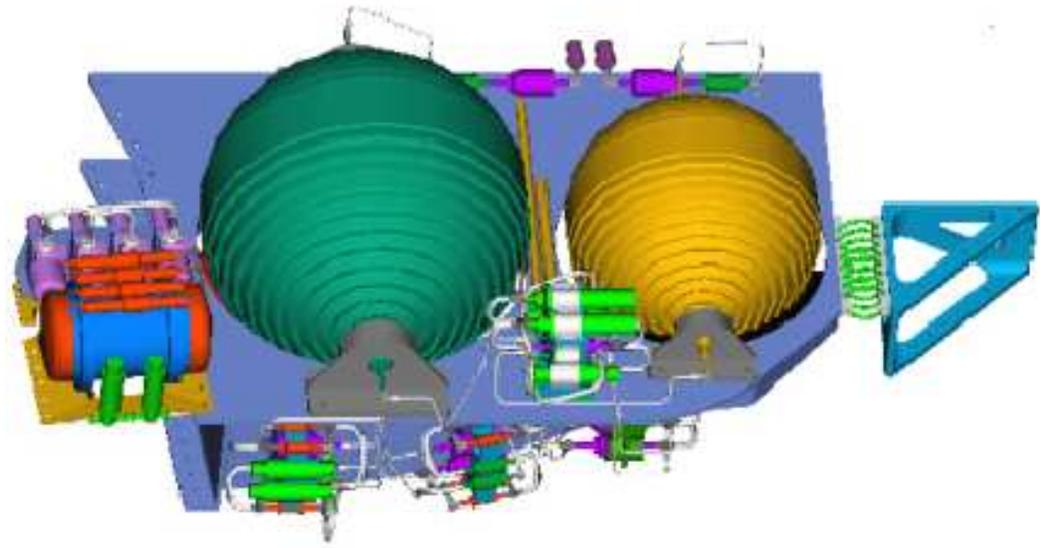


Figura 2.12: Progetto del sistema di gas per il rivelatore a radiazione di transizione. In verde sono rappresentati i sensori di pressione, in viola le valvole solenoidali, in rosso i regolatori di flusso e i tubi di monitoraggio.

permetterà di distribuire la miscela ai moduli di TRD e di rivelare perdite di gas e, in tale caso, isolare i moduli.

2.4.1 Il sistema di rifornimento (Box S)

Il sistema di rifornimento contiene due recipienti in acciaio inossidabile avvolto da fibra di carbonio in cui vengono separatamente immagazzinati i gas necessari alla composizione della miscela (Xenon e CO_2). In particolare, le quantità di gas necessarie per l'intera missione contenute nei recipienti sono:

- 49 kg di Xenon ad una pressione di $107 \cdot 10^2$ kPa a 20°C ;
- 4 kg di CO_2 ad una pressione di $65 \cdot 10^2$ kPa a 20°C .

In tale sistema lo Xenon e la CO_2 vengono mescolati per ottenere una miscela con proporzioni definite. Per questo scopo sono presenti una serie di valvole ad alta pressione per il trasferimento del gas nel recipiente di mescolamento (vessel D in riferimento alla figura 2.13), sensori di pressione e sensori di temperatura.

I due gas ad alta pressione contenuti nei recipienti vengono fatti espandere in due volumi intermedi di dimensioni crescenti (15 cc e 60 cc per lo Xenon, 5 cc e 30 cc per la CO_2) per ottenere una bassa pressione nel recipiente di mescolamento. Il trasferimento dai recipienti a tali volumi avviene

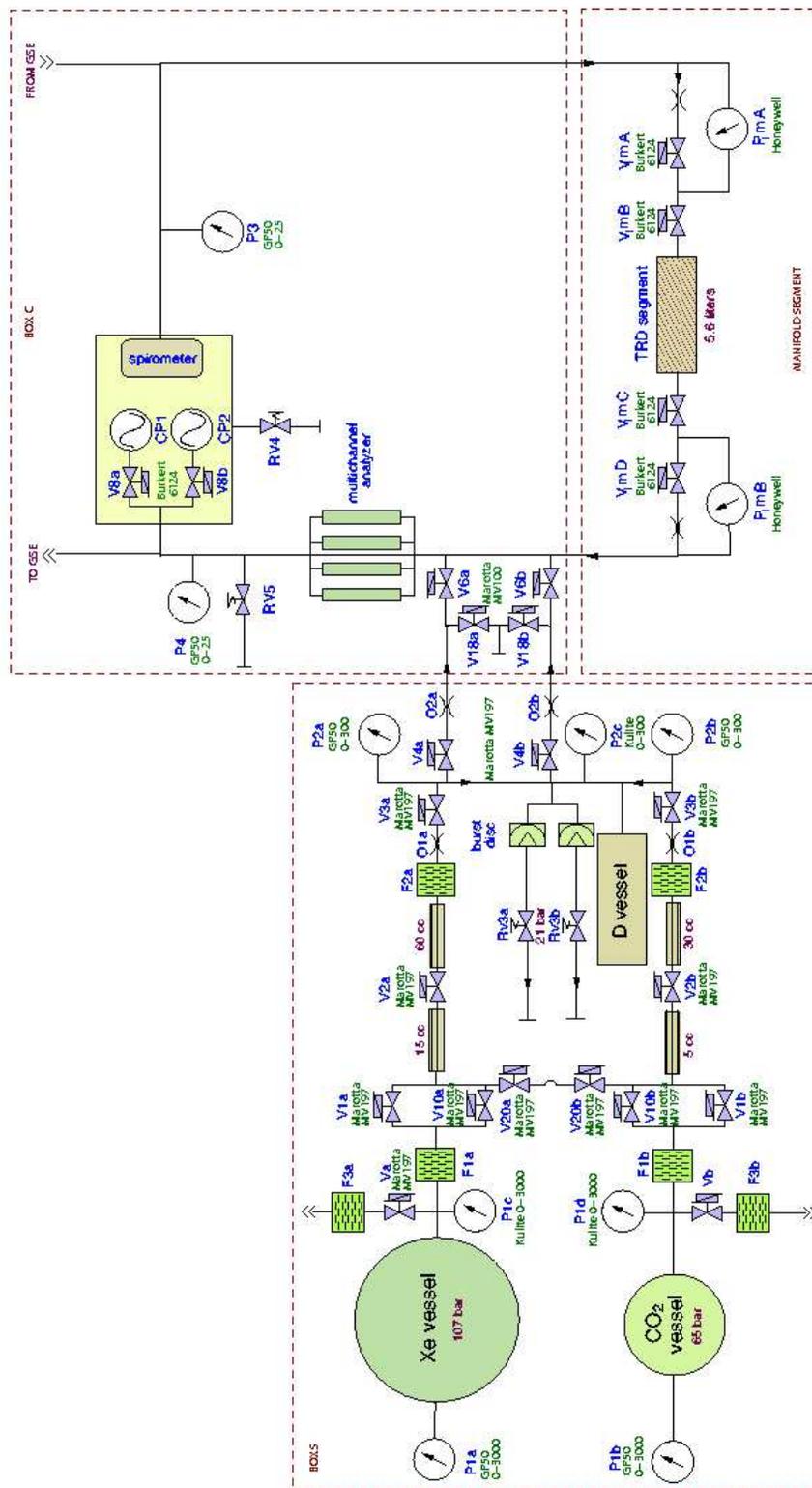


Figura 2.13: TRD: schema del sistema di gas

mediante l'apertura sequenziale di valvole solenoidali (con riferimento alla figura 2.13: V1a o V10a e V2a, V1b o V10b e V2b). Infine il gas viene fatto fluire tramite di un regolatore di flusso (O1a per lo Xenon e O1b per la CO₂ in figura 2.13) e iniettato nel recipiente di mescolamento per mezzo dell'apertura delle valvole V3a per lo Xenon e V3b per la CO₂. Variando il tempo di apertura delle valvole V3a e V3b e controllando l'aumento di pressione nel recipiente di mescolamento per mezzo dei sensori P2a e P2b è possibile determinare la composizione finale della miscela mediante la legge delle pressioni parziali. Le valvole V4, V6 e i regolatori di flusso O2

Componente	Quantità	Modello
Valvole solenoidali	14	Marotta MV197
Sensori di pressione (riferimento: vuoto)	4	GP:50 mod. 7900
Sensori di pressione (differenziali)	3	Kulite
Valvole di sfogo	2	
Filtri	6	
Regolatori di flusso	4	

Tabella 2.2: Lista dei componenti presenti nel modulo di mescolamento.

permettono infine il trasferimento del gas al sistema di circolazione.

Ogni componente risulta doppiamente ridondante per garantire il funzionamento del sistema anche in caso di rottura di un componente. Ad esempio, in caso di danno ad una delle valvole che consentono il trasferimento del gas (V1a, V1b, V4a) sarà possibile utilizzare la corrispondente valvola ridondante (V10a, V10b, V4b) per recuperare il funzionamento del ramo di circuito corrispondente. Le valvole V20a e V20b consentono inoltre il trasferimento dello Xenon attraverso il ramo della della CO₂ oppure della CO₂ attraverso il ramo dello Xenon. Questo consente il trasferimento del gas al recipiente di mescolamento, tramite l'apertura contemporanea delle due valvole, garantendo in questo modo la possibilità di ottenere la miscela anche in caso di danno permanente ad uno dei suddetti rami di circuito (ad esempio nel caso in cui le valvole V2a, V3a (o V2b, V3b) presentino un malfunzionamento o rimangano chiuse). Tali valvole sono posizionate in sequenza per evitare il passaggio di gas nel caso in cui una di esse dovesse rimanere permanentemente aperta.

La valvole Va e Vb saranno usate solamente durante le operazioni a terra per il riempimento dei recipienti di gas.

2.4.2 Il sistema di circolazione e distribuzione (Box C e Manifolds)

Il sistema di circolazione consente il trasferimento e la circolazione del gas nell'intero volume del TRD (230 l). Ogni trasferimento della miscela dal

recipiente di mescolamento al modulo di circolazione consentirà il passaggio di circa 7 l di gas ad 1 atm.

Nelle sue linee generali, il trasferimento della miscela dal sistema di mescolamento al modulo di circolazione avviene per mezzo dell'apertura successiva di due valvole, la prima (V4a o V4b) appartenente al sistema di mescolamento, la seconda (V6a o V6b) appartenente al sistema di distribuzione e posizionata sulla stessa linea della prima valvola aperta. La riduzione di pressione della miscela (nel recipiente di mescolamento la miscela si trova a circa 9 atm) avviene in sostanza mediante l'utilizzo di regolatori di flusso posizionati tra le valvole V4 e V6. Le valvole V18 permettono invece di rilasciare nello spazio una parte del gas contenuto all'interno del sistema di circolazione; il gas evacuato viene poi sostituito da circa 7 l della nuova miscela.

La circolazione del gas avviene per mezzo di una pompa a diaframma (doppiamente ridondante) in grado di operare a due differenti velocità. Due sensori di pressione, posti a monte e a valle della pompa, permettono di misurare variazioni nella pressione del gas.

Per controllare la qualità della miscela nel sistema di circolazione vengono utilizzate due tecniche:

- quattro tubi proporzionali (tubi di monitoraggio), del diametro di 6 mm, contenenti una sorgente di ^{55}Fe , che produce uno spettro con un picco a 5.9 KeV, permettono di verificare variazioni nella composizione della miscela mediante misure di spettri di ampiezza (cfr. capitolo 4);
- uno spirometro (figura 2.14), strumento impiegato comunemente in campo medico, permette di misurare la velocità del suono all'interno del gas; tale velocità risulta fortemente dipendente dalla composizione della miscela. In particolare, lo spirometro misura il tempo di transito di un impulso ultrasonico attraverso 52 mm di gas. Tale tempo cresce al diminuire della quantità di CO_2 ; dunque questo strumento verrà impiegato per il controllo della percentuale di tale gas nella miscela.

Le pompe, insieme a due valvole poste a monte di esse (V8a e V8b in riferimento alla figura 2.13), e lo spirometro sono montati all'interno di un recipiente a tenuta di gas. In questo modo, in caso di perdite di gas dalle pompe o dalle valvole, la pressione all'interno del sistema non subirà variazioni.

Il sistema di distribuzione ripartisce la miscela tra i moduli del rivelatore. I 328 moduli presenti nel rivelatore a radiazione di transizione sono separati in 41 circuiti indipendenti; ciascun circuito è costituito da 8 moduli. Ogni circuito presenta, sia in ingresso che in uscita, un collettore costituito da due valvole, un sensore di pressione differenziale ed un regolatore di flusso.

Le linee di connessione del sistema di distribuzione con il sistema di mescolamento sono costituite da tubi in acciaio inossidabile del diametro di

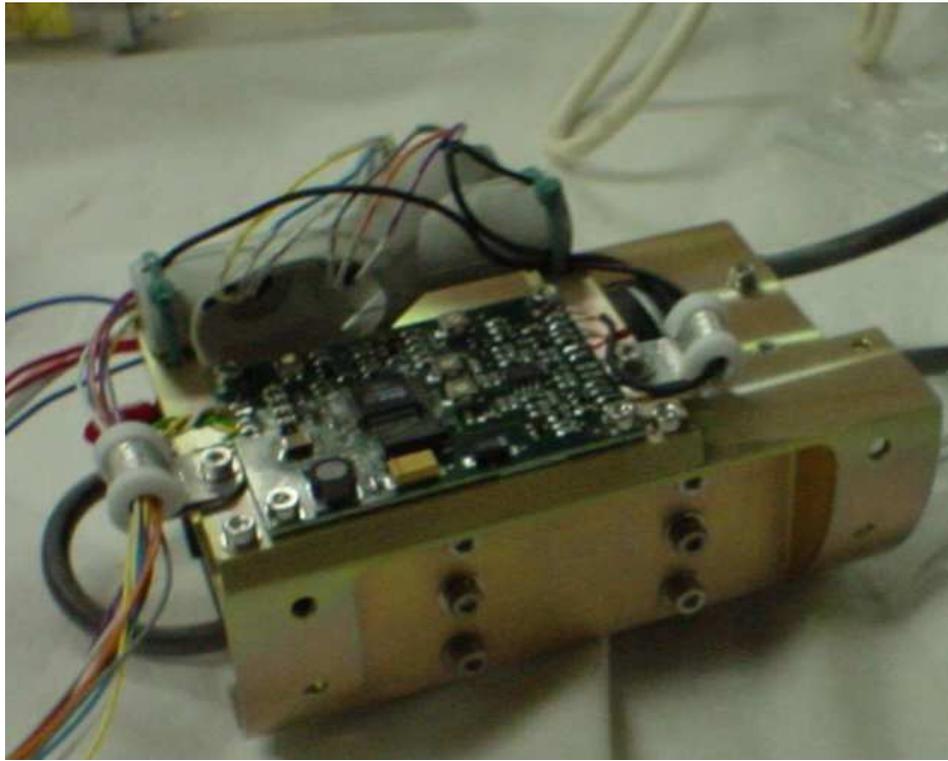


Figura 2.14: Lo spirometro e l'elettronica relativa in una sezione del recipiente a tenuta.

Componente	Quantità	Modello
Valvole solenoidali	4	Marotta MV100
Valvole bistabili "flipper"	2	Burkert mod. 6124
Sensori di pressione (riferimento: vuoto)	2	GP:50 mod. 7900
Spirometro	1	ndd ASIC A1-A4
Multichannel Analyzer	1	AmpTek 8000A
Valvole di sfogo	1	

Tabella 2.3: Lista dei componenti presenti nel modulo di circolazione.

6 mm. Il sistema di distribuzione permette di rivelare cadute di pressione dovute a perdite nei circuiti e, in questo caso, di isolare i segmenti interessati chiudendo tutte le valvole ad essi relative.

Componente	Quantità	Modello
Valvole bistabili “flipper”	4	Burkert mod. 6124
Sensori di pressione (differenziali)	2	Honeywell
Regolatori di flusso	2	

Tabella 2.4: Lista dei componenti presenti per ogni segmento di TRD nel sistema di distribuzione.

2.4.3 L’elettronica di controllo

Il sistema di gas del rivelatore a radiazione di transizione dell’esperimento AMS sarà controllato, durante la permanenza nello spazio, da schede elettroniche doppiamente ridondanti e resistenti alla radiazione. Tali schede controlleranno separatamente i sistemi di mescolamento, di circolazione e di distribuzione e saranno tutte alloggiare nel così detto “UG¹¹ crate”. Il sistema includerà un modulo per la distribuzione delle alimentazioni necessarie alle schede e al sistema di gas (PDB¹²); tale modulo sfrutterà per il suo scopo il sistema di alimentazione della Stazione Spaziale (28 VDC). Per ottenere le tensioni necessarie ai singoli elementi (30 V, 12 V, 5 V, 3.3 V) verranno impiegati convertitori DC-DC.

Per uniformare i metodi di controllo di ciascuna parte del rivelatore dell’esperimento AMS sono stati progettati moduli appositi detti USCM (Universal Slow Control Module). Tali moduli saranno connessi via CAN bus al computer principale per il controllo e l’acquisizione dei dati (JMDC). Il sistema di gas del rivelatore a radiazione di transizione sarà controllato da due USCM ridondanti. Questi moduli possono inviare, indipendentemente, comandi alle singole schede (ad esempio comandi per l’apertura delle valvole o la lettura dei sensori di pressione) mentre operazioni complesse, come ad esempio il calcolo delle pressioni parziali per la determinazione della composizione della miscela, saranno eseguite dal computer principale. Tale computer contiene inoltre i programmi necessari alla verifica dello stato del sistema rispetto a condizioni prestabilite.

L’interfaccia tra le USCM e i componenti elettromeccanici del sistema di gas è costituita da schede appositamente sviluppate per operare sui sistemi di mescolamento, circolazione e distribuzione. In particolare:

¹¹UG sta per la parola tedesca *Übergangstrahlung*, ossia radiazione di transizione.

¹²Power Distribution Box.

- la scheda UGBS opera sulle valvole e sui resistori per il riscaldamento (cfr. paragrafo 3.1.1) e controlla lo stato di pressione e temperatura del sistema di mescolamento. La scheda permette di spegnere il sistema in maniera sicura in caso di problemi nell'alimentazione del circuito o nella comunicazione;
- la scheda UGBC controlla le valvole, le pompe e i sensori di pressione presenti nel sistema di circolazione. La scheda possiede inoltre le porte di comunicazione seriale necessarie per l'utilizzo dell'amplificatore connesso ai tubi di monitoraggio, dello spirometro (cfr. paragrafo 2.4.2) e dell'analizzatore multicanale (MCA) (cfr. capitolo 4, paragrafo 4.1);
- la scheda UGFV controlla la pressione in ogni segmento di TRD operando sui sensori di pressione presenti nel sistema di distribuzione; essa permette inoltre, in caso di perdite di gas, di isolare i segmenti per mezzo della chiusura delle valvole poste in ingresso e in uscita ad ognuno di essi;
- la scheda UHVG fornisce l'alta tensione necessaria ai tubi di monitoraggio contenuti nel sistema di circolazione.

La comunicazione tra USCM e schede avviene tramite il backplane del crate.

Il crate conterrà un totale di 11 schede (figura 2.16): 2 USCM, 2 UGBS, 2 UGBC, 4 UGFV e 1 UHVG. Tutte le schede, eccetto la scheda per l'alta tensione, risultano ridondanti e saranno utilizzate in due configurazioni: operativa ("hot") e sostitutiva ("cold"). Il computer principale potrà in ogni momento rilevare eventuali malfunzionamenti delle schede operative e attivare le schede sostitutive [63].

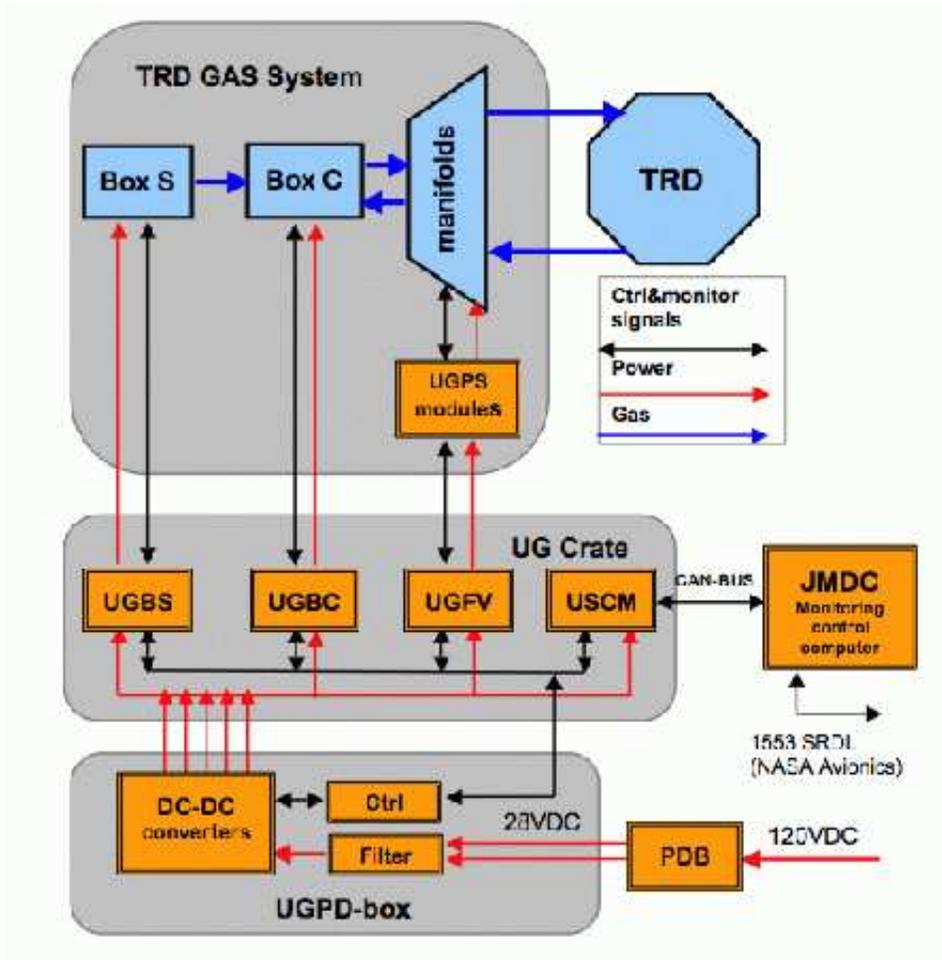


Figura 2.15: Schema delle comunicazioni tra l'elettronica e il sistema di gas.

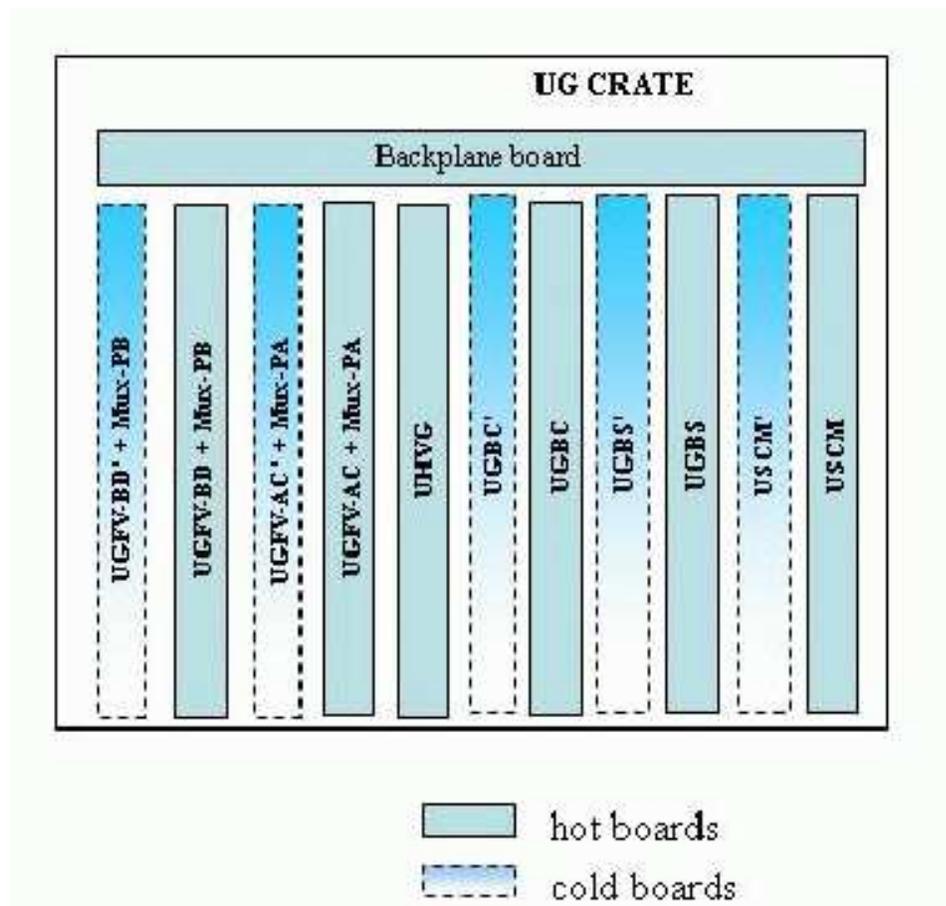


Figura 2.16: Posizione delle schede nell'UG crate.

Capitolo 3

Mixing

Il mezzo di rivelazione di fotoni di transizione utilizzato nel TRD dell'esperimento AMS-02 è costituito da una miscela di gas composta da Xenon e anidride carbonica con rapporto 80:20 in moli. La precisione di questo rapporto è cruciale nella rivelazione della radiazione di transizione e nel raggiungimento di un sufficiente potere di rivelazione di protoni: un aumento dell'1% nel contenuto di CO₂ causerebbe una diminuzione del 5% nel guadagno (cfr. paragrafi 2.1.2 e 2.2.1) [59].

In questo capitolo viene descritta la procedura di mescolamento seguita utilizzando l'elettronica di controllo sul prototipo del sistema di gas. Per le prove di mescolamento, così come per gli altri test descritti in questa tesi, si è utilizzato Argon invece che Xenon a causa dell'elevato costo di quest'ultimo. Il flusso di fotoni assorbito nello stesso spessore di gas nel caso dell'Argon risulta essere inferiore a quello relativo allo Xenon, fatto dovuto alla diversa lunghezza di assorbimento dei fotoni nei due gas e al più piccolo numero atomico dell'Argon ($Z=18$) rispetto a quello dello Xenon ($Z=54$) (confronta paragrafo 2.1.2). Se indichiamo con α il valore di tale flusso si ha, ad esempio per fotoni di energia pari a 10 keV assorbiti in 6 mm di gas (come nel caso dello spessore di gas attraversato dai fotoni di transizione nei moduli di TRD), che

$$\alpha_{Ar} \simeq 0.06 \quad \alpha_{Xe} \simeq 0.45$$

essendo la lunghezza di assorbimento media per fotoni di 10 keV pari a circa 100 mm nell'Argon e 10 mm nello Xenon (confronta figura 2.4, paragrafo 2.1.2). Si ha dunque che il flusso assorbito in Argon è circa pari al 13% del flusso assorbito in Xenon. Sebbene il numero di fotoni di transizione rivelati sia minore, l'amplificazione del segnale in una miscela contenente Argon risulta maggiore rispetto a quella ottenuta in una miscela contenente Xenon come illustrato nel paragrafo successivo.

3.1 Composizione della miscela

Un'efficiente rivelazione dei raggi X emessi al passaggio di elettroni energetici attraverso il materiale radiatore nel TRD richiede un gas che abbia elevata carica nucleare (Z) (confronta paragrafo 2.1.2) e permetta una rapida deriva degli elettroni di ionizzazione garantendo un alto guadagno; il rivelatore a radiazione di transizione dell' esperimento AMS opererà ad un guadagno pari a circa 3000 [64].

Prove di laboratorio hanno dimostrato che una miscela composta da Xenon e CO_2 (80:20) soddisfa queste richieste [65].

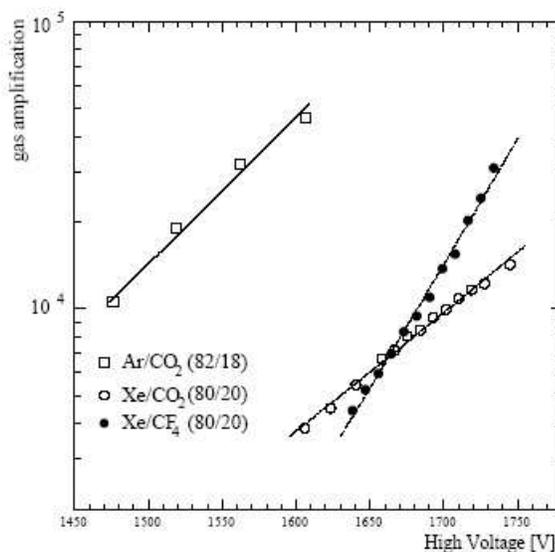


Figura 3.1: Variazione del guadagno in funzione dell'alta tensione ottenuta usando una sorgente di ^{55}Fe con tre diverse miscele di gas.

In tali studi misure di guadagno ottenute utilizzando una miscela composta da Xe/CO_2 (80:20) sono state confrontate con misure ottenute utilizzando miscele di Ar/CO_2 (82:18) e Xe/CF_4 (80:20). Come mostrato in figura 3.1, una miscela contenente Ar/CO_2 comporterebbe un guadagno superiore di circa un fattore 10 (circa 10^4 a 1500 V) rispetto a quello a cui il TRD sarà operativo. Il confronto significativo è tuttavia quello tra le due miscele contenenti Xenon: lo Xenon risulta infatti necessario per una migliore rivelazione della radiazione di transizione visto che, come spiegato in precedenza, la probabilità di conversione dei fotoni in tale gas risulta maggiore di quella che si avrebbe utilizzando una miscela contenente Argon. Notiamo allora che una miscela composta da Xe/CF_4 comporterebbe un aumento di circa 100 V nell'alta tensione da applicare ai fili dei tubi proporzionali per garantire un guadagno di circa 3000 ed inoltre il CF_4 risulta essere infiammabile dunque il suo utilizzo presenta inconvenienti superiori all'uso di CO_2 .

; una miscela di Xe/CO₂ (80:20) costituisce in questo senso la scelta più opportuna poiché garantisce il guadagno richiesto con una minore tensione applicata e l'uso di un gas non aggressivo.

3.1.1 Condizioni generali

La miscela viene ottenuta nel recipiente D (cfr. figura 2.13) tramite il trasferimento del gas dalle bombole al recipiente di mescolamento attraverso la box S. Durante i tre anni di missione nello spazio la miscela sarà preparata giornalmente; questo, tenuto conto delle quantità di gas immagazzinate, implicherà l'esecuzione di circa 1000 cicli di mescolamento prima dell'esaurimento delle riserve di gas. Per verificare a terra la procedura di mescolamento e simulare in maniera completa i processi che avverranno nello spazio è necessario porsi in particolari condizioni che permettano di riprodurre la totalità delle operazioni in tempi più brevi. Per questo scopo i recipienti che saranno montati sul modulo destinato al volo e le bombole qui utilizzate sono riempiti con lo stesso numero di moli/l di gas; tuttavia, nel sistema utilizzato per il lavoro descritto in questa tesi, il gas è inizialmente contenuto in bombole aventi un volume pari all'1% del volume dei recipienti suddetti. Il volume equivalente di TRD è circa lo stesso; ciò significa che ogni ciclo di mescolamento eseguito nelle prove di laboratorio rappresenta un campionamento all'1% dei cicli che avverranno nei tre anni di missione.

In particolare, la CO₂ è contenuta in un volume di 150 ml ad una densità di 9.9 moli/l mentre lo Xenon dovrebbe essere contenuto in un volume di 300 ml con densità pari a 13.4 moli/l. Per le prove di laboratorio eseguite in questo lavoro la bombola contenente usualmente Xenon è stata riempita con Argon ad una densità di 4.3 moli/l.

Durante i cicli di mescolamento, si può rendere necessaria la determinazione della quantità residua di gas nei recipienti di contenimento così da controllare lo stato delle riserve di gas ed assicurarsi di avere gas sufficiente per ottenere il numero di miscele necessario (circa 1000 in tre anni di missione, 10 per le prove di mescolamento). Tale quantità può essere calcolata utilizzando la formula di Peng-Robinson per gas non ideali conoscendo la temperatura (T) e la pressione (P) dei gas nei recipienti [66]. Tale formula è data da:

$$P = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{v^2 + 2bv - b^2} \quad (3.1)$$

con

$$a = 0.45724 \frac{R^2 T_c^2}{P_c (1 + f_\omega (1 - \sqrt{T_r}))^2}$$

$$b = 0.07780 \frac{RT_c}{P_c}$$

$$f_\omega = 0.37464 + 1.54226\omega - 0.26992\omega^2$$

dove:

- $R = 0.082054 \frac{\text{latm}}{\text{molK}}$ è la costante universale dei gas;
- v è il volume molare del gas;
- T_c e P_c rappresentano rispettivamente la temperatura critica e la pressione critica del gas;
- $T_r = \frac{T}{T_c}$ rappresenta la temperatura ridotta;
- ω rappresenta il così detto “fattore di acentricità”¹.

Risolvendo l'equazione cubica in v si ricava la quantità di gas residua.

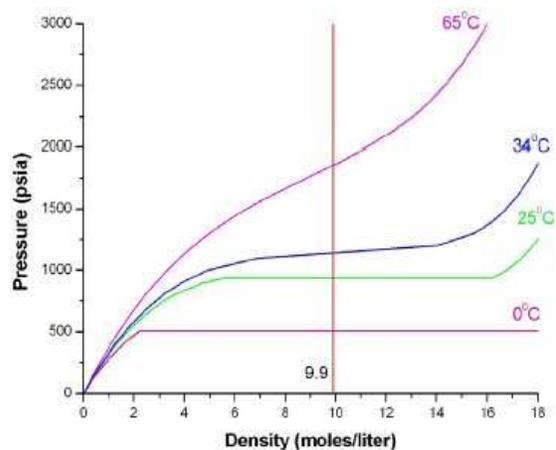
Come mostrato in figura 3.2, l'andamento della pressione in funzione della densità dei gas nei recipienti risulta fortemente dipendente dalla temperatura. A temperatura ambiente, ad esempio, piccole variazioni di pressione corrispondono a grandi variazioni della densità, come è evidente dalla piccola pendenza delle curve; questo determina una minore precisione nella stima della quantità di gas residua alle basse temperature.

Durante il funzionamento nello spazio su orbite con grande inclinazione (piccole latitudini) l'escursione termica può raggiungere i 60 °C (il sistema di gas opererà a temperature comprese tra -10 °C e +55 °C [67]). La pressione potrebbe dunque non fornire informazioni utili alla determinazione della quantità residua di gas; l'escursione termica porterebbe infatti il sistema ad operare in quelle regioni di temperatura in cui si ha una grande incertezza nel calcolo della densità a partire da misure di pressione (isoterme con piccola pendenza).

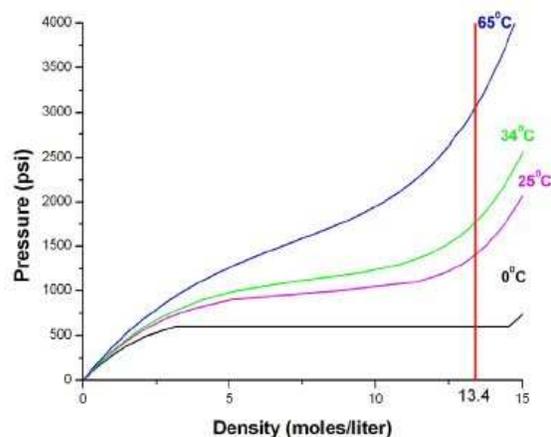
Lavorando, come nel nostro caso, ad una densità prossima a 9.9 moli/l per la CO₂ ed a 13.4 moli/l per lo Xenon, come evidente dalla figura 3.2, per ottenere informazioni significative sulla densità del gas a partire dai valori di pressione misurati è necessario tenere la CO₂ sopra i 34 °C e lo Xenon sopra i 22 °C.

Per queste ragioni è previsto l'impiego di resistori per il riscaldamento del sistema di gas; i recipienti di contenimento dei gas verranno scaldati una volta al mese sopra il punto critico per la determinazione della quantità residua di gas. Inoltre, resistori saranno utilizzati per riscaldare i volumi di espansione intermedi, presenti tra le coppie di valvole necessarie al trasferimento del gas al recipiente di mescolamento, sopra i 35 °C per portare lo Xenon e l'anidride carbonica in una chiara fase gassosa prima di ciascun trasferimento (in generale per i due gas si ha una coesistenza di fasi liquida

¹ $\omega = -\log_{10} P_r^{sat} - 1$ ad una temperatura ridotta $T_r = \frac{T}{T_c} = 0.7$; $P_r^{sat} = \frac{P^{sat}}{P_c}$ rappresenta la pressione di saturazione ridotta ed il pedice c si riferisce ai valori relativi al punto critico.



(a)



(b)

Figura 3.2: (a) Anidride carbonica. Andamento della pressione in funzione della densità per diversi valori di temperatura (dati NIST: National Institute of Standards and Technology); (b) Xenon. Andamento della pressione in funzione della densità per diversi valori di temperatura (dati NIST).

e gassosa per pressioni elevate e temperature minori della temperatura critica; cfr. tabella 3.1) [67]. Il funzionamento dei resistori per il riscaldamento risulta dunque di fondamentale importanza.

	Xe	CO ₂
Peso molecolare (g/mol)	131.3	44.01
Temperatura critica (°C)	16.5	31
Pressione critica ($\cdot 10^3$ kPa)	5.84	7.38

Tabella 3.1: Peso molecolare, temperatura e pressione critiche dello Xenon e della CO₂.

3.1.2 Prove di riscaldamento

Sul prototipo del sistema di gas sono presenti resistori su ciascun supporto delle bombole contenenti i gas; la potenza dissipata da tali resistori è pari a 6W.

Tramite un software di controllo (cfr. appendice A), appositamente sviluppato per attivare tali resistori, è possibile impostare il tempo di funzionamento e il numero di cicli di riscaldamento.

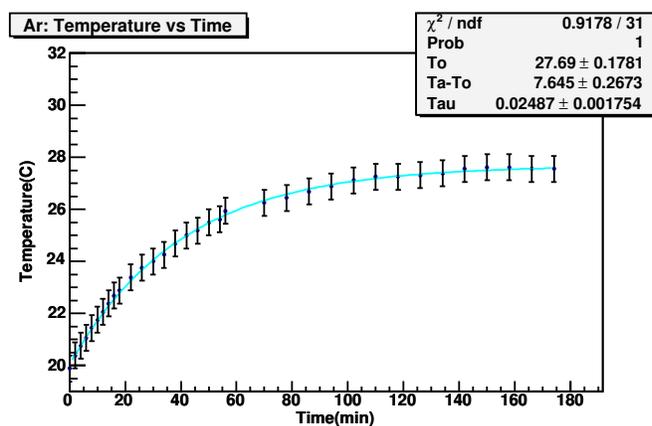
Per verificare l'effettivo funzionamento di tale software e testare il funzionamento dei resistori sono state effettuate prove di riscaldamento impostando per i resistori un fattore di rendimento pari all'80%². Tali prove, eseguite sia per l' Argon che per la CO₂, hanno portato ai risultati mostrati nelle figure 3.3 e 3.4.

A partire dalla temperatura ambiente (21 °C) l'andamento della temperatura in funzione del tempo evidenzia una crescita esponenziale fino ad una temperatura di circa 27 °C in circa due ore di riscaldamento; si osserva poi una stabilizzazione della temperatura, dovuta a perdita di calore nei supporti di alluminio delle bombole. I fit relativi agli andamenti della temperatura in funzione del tempo e della pressione in funzione del tempo sono stati eseguiti utilizzando una funzione a tre parametri del tipo

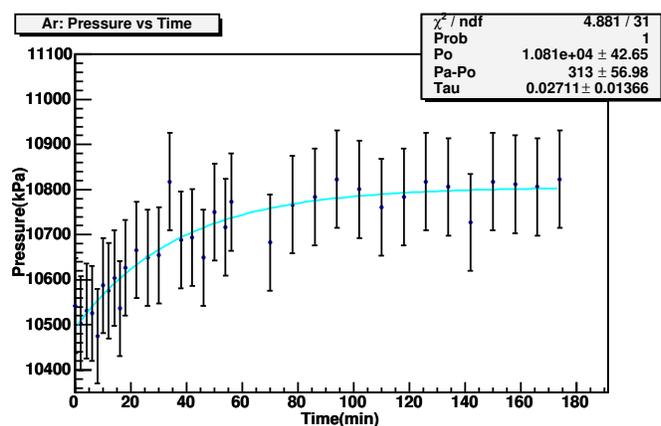
$$p_0 - p_1 \cdot \exp(-x \cdot p_2)$$

mentre per l'andamento della pressione in funzione della temperatura si è eseguito per entrambi i gas un fit lineare. Per i dati si è assunto un errore dell'1% sulla misura della pressione e di 0.5 °C sulla misura della temperatura [68, 69]. Ponendo l'attenzione sui risultati dei fit eseguiti sulle misure relative alla CO₂ è evidente che la legge dei gas ideali non è adatta a descrivere il comportamento dell'anidride carbonica che viene invece ben descritto dall'equazione di Peng-Robinson per i gas non ideali (cfr. paragrafo 3.1). Per l'Argon i risultati si mostrano in ottimo accordo con l'andamento aspettato dall'equazione di stato dei gas ideali; questo fornisce una prova del funzionamento dei resistori per il riscaldamento così come dei sensori di pressione e di temperatura.

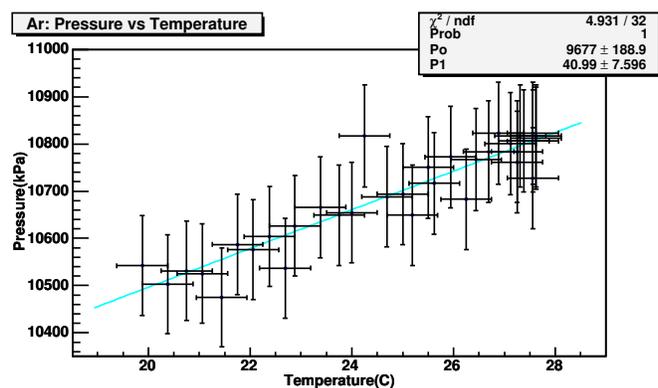
²Ad esempio, impostando un ciclo di 60 s i resistori scaldano per 48 s mentre non sono operativi per i restanti 12 s.



(a)

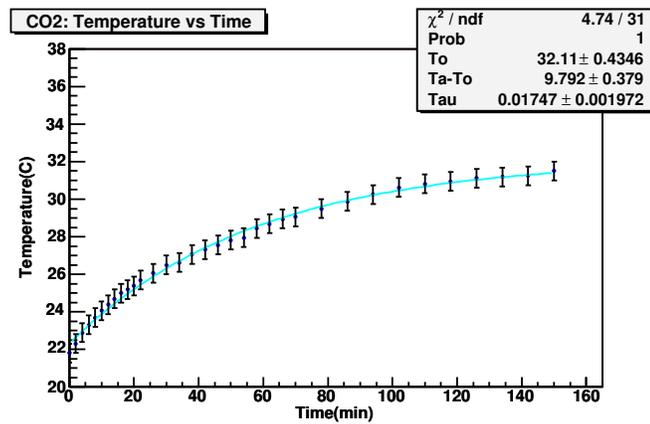


(b)

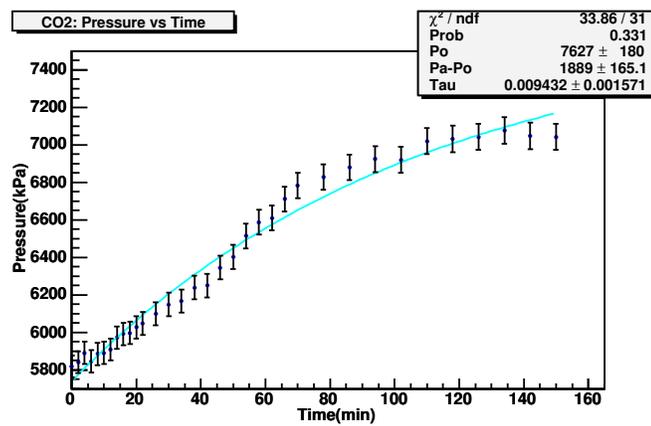


(c)

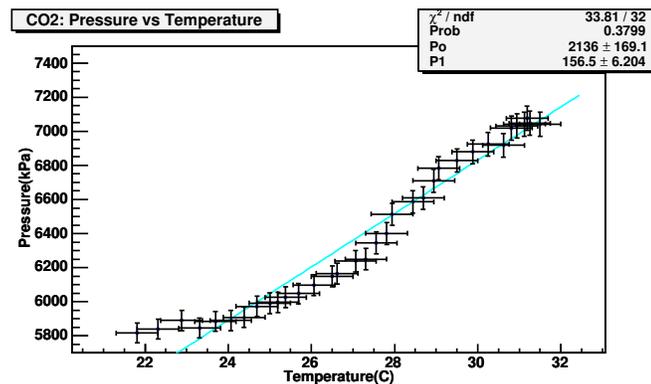
Figura 3.3: Argon. (a) Temperatura del gas in funzione del tempo di riscaldamento; (b) Pressione del gas in funzione del tempo di riscaldamento; (c) Pressione del gas in funzione della temperatura



(a)



(b)



(c)

Figura 3.4: Anidride carbonica. (a) Temperatura del gas in funzione del tempo di riscaldamento; (b) Pressione del gas in funzione del tempo di riscaldamento; (c) Pressione del gas in funzione della temperatura

3.2 Il mescolamento dei gas

3.2.1 Procedura di trasferimento

Il trasferimento del gas dalle bombole al recipiente di mescolamento avviene sotto il controllo dell'operatore attraverso l'elettronica (cfr. paragrafo 2.4.3) a seguito di comandi impartiti via software di interfaccia tra l'operatore e l'elettronica (cfr. appendice A). La procedura consiste nell'iniezione di CO_2 tramite l'apertura consecutiva, avendo dato al gas il tempo di espandersi nei volumi intermedi, delle valvole V1b, V2b e V3b e successivamente nell'iniezione di Argon mediante l'apertura delle valvole V1a, V2a e V3a (cfr. figura 2.13).

Per controllare la quantità di gas trasferita al recipiente di mescolamento a seguito di ogni iniezione al variare dei tempi di apertura, e stabilire quindi l'opportuno tempo di apertura di ciascuna valvola, sono stati effettuati studi sull'andamento della pressione nel recipiente contenente la miscela in funzione del tempo di apertura delle valvole. Fissando per le valvole V3 il tempo di apertura a 20 s si è variato il tempo di apertura delle valvole V1 e V2 nell'intervallo [0.5,3] s e si sono registrati i corrispondenti incrementi di pressione successivi ad una iniezione portando prima di ogni iniezione il recipiente di mescolamento a pressione atmosferica. Si riportano in figura 3.5 i risultati ottenuti.

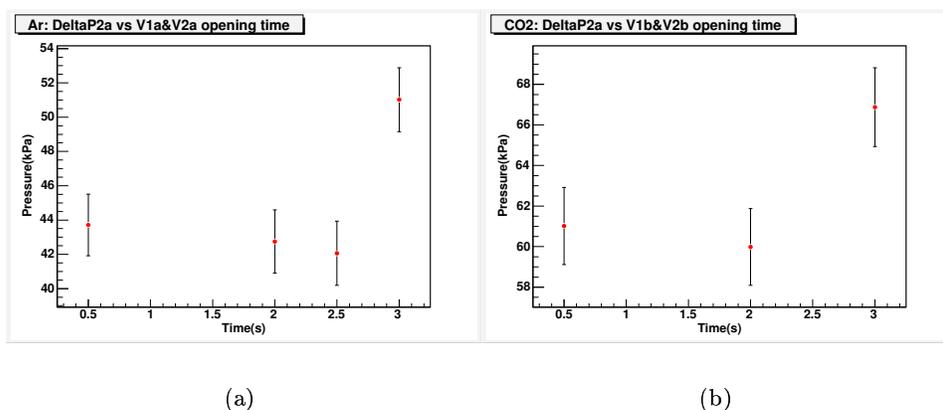


Figura 3.5: (a) Argon. Incremento della pressione nel recipiente di mescolamento (vessel D) in funzione del tempo di apertura delle valvole V1a e V2a avendo fissato a 20 s il tempo di apertura della valvola V3a; (b) Anidride carbonica. Incremento della pressione nel recipiente di mescolamento (vessel D) in funzione del tempo di apertura delle valvole V1b e V2b avendo fissato a 20 s il tempo di apertura della valvola V3b.

L'incremento di pressione nel recipiente di mescolamento si mantiene costante impostando per le valvole V1 e V2 un tempo di apertura inferiore

a 3 s mentre si ha un aumento nella quantità di gas trasferita impostando il tempo di apertura a 3 s.

Per le valvole V1a, V2a, V1b, V2b è stato allora scelto un tempo di apertura pari a 2 s. Questo permette di trasferire al recipiente di mescolamento, a seguito di ogni iniezione, una quantità di gas sufficientemente piccola così da avere un maggiore controllo nell'aumento di pressione della miscela; limitare l'incremento di pressione dovuto a ciascuna iniezione permette di raggiungere le proporzioni desiderate nella miscela con una maggiore precisione ed un minor numero di iniezioni. Infatti, come risulta dai grafici in figura 3.5, a seguito di una iniezione, eseguita scegliendo un tempo di apertura di 2 s per le valvole V1 e V2, per la CO_2 si ha $\Delta P_D \simeq 59.29$ kPa e per l'Argon si ha $\Delta P_D \simeq 42.75$ kPa, dove ΔP_D rappresenta l'incremento di pressione nel recipiente di mescolamento. Poiché per ottenere una miscela 80:20 rispettando la legge delle pressioni parziali l'incremento di pressione a seguito delle iniezioni di Argon deve essere pari a quattro volte l'incremento causato dalle iniezioni di CO_2 , ed essendo il ΔP_D relativo all'Argon inferiore a quello relativo alla CO_2 , se avessimo un eccessivo aumento di pressione a seguito dell'iniezione di CO_2 si dovrebbe effettuare un grande numero di iniezioni di Argon per mantenere le proporzioni.

Fissato il tempo di apertura per le valvole V1 e V2 si sono eseguite misure variando il tempo di apertura delle valvole V3. In particolare, per la prima iniezione sono state aperte le valvole V1 e V2 per 1 s in modo da trasferire il gas nel secondo volume di espansione (cfr. paragrafo 2.4.1) ed in seguito è stata aperta la valvola V3. Per le iniezioni successive è stata aperta solamente la valvola V3 variandone il tempo di apertura. I risultati ottenuti sono mostrati in figura 3.6.

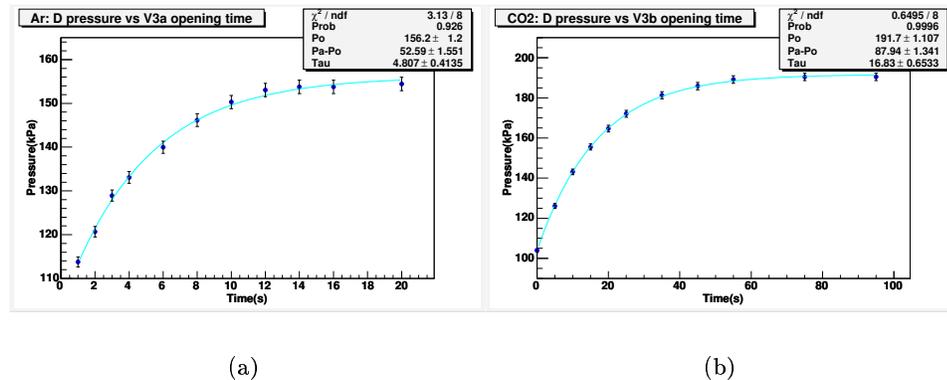


Figura 3.6: (a) Argon. Pressione nel recipiente di mescolamento (vessel D) in funzione del tempo di apertura della valvola V3a; (b) Anidride carbonica. Pressione nel recipiente di mescolamento (vessel D) in funzione del tempo di apertura della valvola V3b.

Con riferimento ai grafici in figura 3.6, si sono scelti tempi di apertura per le valvole V3 per i quali la pressione nel recipiente di mescolamento inizia a non aumentare ulteriormente con il tempo di apertura, ossia si raggiunge l'equilibrio tra il secondo volume di espansione e il recipiente di mescolamento; questo equivale a dire che si trasferisce al recipiente di mescolamento la maggiore quantità possibile del gas contenuto nel secondo volume di espansione. In particolare si è scelto per V3a (Argon) un tempo di apertura pari a 20 s mentre per V3b (CO₂) pari a 40 s.

3.2.2 Prove di mescolamento

Le prove di mescolamento mirano alla determinazione del numero di iniezioni di ciascun gas necessario ad ottenere le proporzioni richieste nella miscela in funzione delle pressioni, o delle densità dei gas nei recipienti di riserva. La concentrazione di ciascun gas viene determinata tramite il metodo delle pressioni parziali.

Poiché durante il periodo di missione nello spazio tutte le operazioni verranno controllate via software, i test descritti in questo paragrafo sono volti anche alla verifica della gestione tramite software dei cicli di mescolamento.

Come detto precedentemente (cfr. paragrafo 3.1.1) vengono eseguite dieci prove di mescolamento per ciascuna delle quali si determina la concentrazione di CO₂ nella miscela. La difficoltà nella determinazione della procedura di mescolamento sorge dal fatto che, ad ogni iniezione, le condizioni iniziali risultano variate. È dunque necessario, per stabilire una sequenza di iniezione, controllare attentamente per ogni ciclo di mescolamento le pressioni e le temperature dei gas.

Indichiamo con m il numero di iniezioni necessarie per l'Argon e con n quello relativo alla CO₂. In tabella 3.2 sono riportati i risultati ottenuti.

Dalla tabella 3.2 e dai grafici in figura 3.7 si nota che il numero di iniezioni necessarie per trasferire la quantità desiderata di CO₂ si mantiene costantemente pari a 2 mentre per l'Argon tale numero cresce dal primo al quinto ciclo di mescolamento e dal sesto al nono.

Per spiegare questo andamento è opportuno fare alcune premesse. La diminuzione di pressione nella bombola contenente il gas a seguito di una iniezione comporta, nell'iniezione successiva, una diminuzione della quantità di gas trasferita ai volumi di espansione a parità di tempo di apertura. Il trasferimento del gas al recipiente di mescolamento può avvenire finché la pressione nel secondo volume di espansione è maggiore della pressione nel recipiente di mescolamento, ossia fino al raggiungimento dell'equilibrio; allora, una eccessiva diminuzione di pressione nella bombola comporterebbe una grande diminuzione della quantità di gas trasferita ad ogni iniezione. Di conseguenza, per trasferire la quantità di gas necessaria a raggiungere le giuste proporzioni nella miscela è necessario eseguire un maggior numero di iniezioni. Ciò premesso, l'andamento trovato per il numero di iniezioni in

Ciclo	T_i (°C)	P_i^{Ar} (kPa)	$P_i^{CO_2}$ (kPa)	P_i^D (kPa)	P_f^D (kPa)	m	n	CO ₂ (%)
Primo	21.5 ± 0.5	13658.5 ± 136.6	5945.3 ± 59.5	104.2 ± 1.1	954.2 ± 9.5	4	2	19.2 ± 1.2
Secondo	20.6 ± 0.5	10466.2 ± 104.7	5797.8 ± 58.0	121.5 ± 1.2	1044.6 ± 10.0	5	2	20.5 ± 1.2
Terzo	21.3 ± 0.5	8628.8 ± 86.3	5890.2 ± 58.9	112.2 ± 1.1	942.9 ± 9.4	6	2	20.0 ± 1.2
Quarto	21.3 ± 0.5	6503.8 ± 65.0	5876.4 ± 58.8	110.9 ± 1.1	944.7 ± 9.4	9	2	20.2 ± 1.2
Quinto	21.4 ± 0.5	4309.9 ± 43.1	5899.2 ± 59.0	103.5 ± 1.0	948.7 ± 9.5	10	2	19.9 ± 1.2
Sesto	22.1 ± 0.5	13522.7 ± 135.2	5931.6 ± 59.3	114.6 ± 1.1	1007.7 ± 10.0	4	2	19.3 ± 1.2
Settimo	21.6 ± 0.5	10993.0 ± 109.9	5862.6 ± 58.6	109.5 ± 1.1	996.2 ± 10.0	5	2	18.1 ± 1.0
Ottavo	21.2 ± 0.5	8734.3 ± 87.3	5816.4 ± 58.2	104.9 ± 1.0	931.3 ± 9.3	6	2	19.3 ± 1.2
Nono	21.3 ± 0.5	6623.1 ± 66.2	5682.7 ± 56.8	111.4 ± 1.1	1099.3 ± 10.1	8	2	20.6 ± 1.1
Decimo	21.4 ± 0.5	3854.2 ± 38.5	5710.9 ± 57.1	108.6 ± 1.1	906.5 ± 9.1	6	2	20.3 ± 1.2

Tabella 3.2: Temperatura iniziale, pressioni iniziali dell'Argon e della CO₂, pressione iniziale e finale del recipiente di mescolamento, numero di iniezioni e corrispondente percentuale di CO₂ per ogni ciclo di mescolamento.

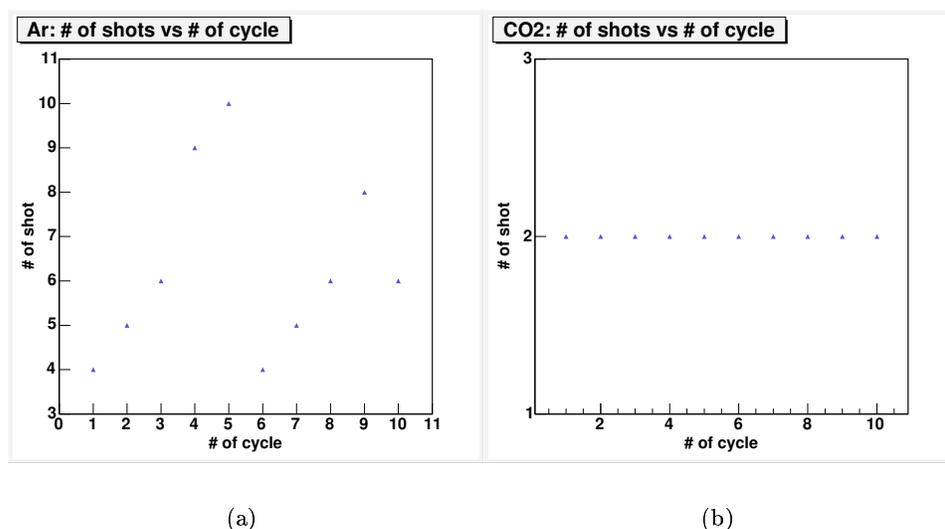


Figura 3.7: (a) Argon. Numero di iniezioni in funzione del numero del ciclo di mescolamento; (b) Anidride carbonica. Numero di iniezioni in funzione del numero del ciclo di mescolamento.

funzione del numero del ciclo di mescolamento, mostrato in figura 3.7, può essere così spiegato:

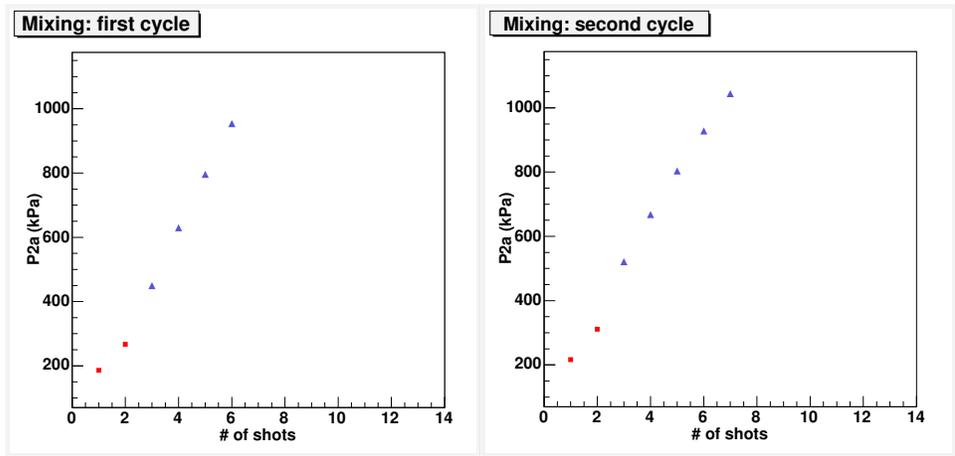
- la CO_2 viene trasferita al recipiente di mescolamento dopo aver portato lo stesso a pressione atmosferica; inoltre per avere il 20% di CO_2 nella miscela è necessario trasferire una piccola quantità di gas. Questo fa sì che la diminuzione di pressione all'interno della bombola durante i dieci giorni sia ininfluenza sul trasferimento del gas, vista la bassa pressione nel recipiente di mescolamento, e dunque sia possibile trasferire la quantità di gas necessaria senza variare il numero di iniezioni;
- l'Argon viene trasferito al recipiente di mescolamento dopo il trasferimento della CO_2 (il recipiente di mescolamento si trova ad una pressione di circa 300 kPa dopo l'iniezione di CO_2). Una densità di 4.3 mol/l per l'Argon si è rivelata insufficiente per il completamento dei dieci cicli di mescolamento (se si fosse utilizzato Xenon alla densità di 13.4 mol/l - cfr. paragrafo 3.1.1 - sarebbe stato possibile effettuare i dieci cicli prima dell'esaurimento della riserva di gas). Questo ha reso necessario un nuovo riempimento della bombola dopo il quinto ciclo a causa della bassa densità dell'Argon all'interno della bombola (cfr. paragrafo 3.1.1). Per questo l'andamento del numero di iniezioni presenta due sequenze distinte in cui il numero di iniezioni aumenta con il numero del ciclo a causa della diminuzione di pressione nella bombola.

Il piccolo numero di iniezioni richiesto per il decimo ciclo di mescolamento è dovuto alla scelta di una diversa sequenza di apertura delle valvole per il trasferimento del gas; in tale caso le iniezioni sono state eseguite aprendo le valvole V1a e V2a simultaneamente per permettere una maggiore espansione del gas. Questo ha permesso di trasferire una maggiore quantità di gas con un minor numero di iniezioni.

L'apertura simultanea delle valvole, così come le altre operazioni necessarie al mescolamento dei gas, è stata eseguita con successo per mezzo dell'elettronica.

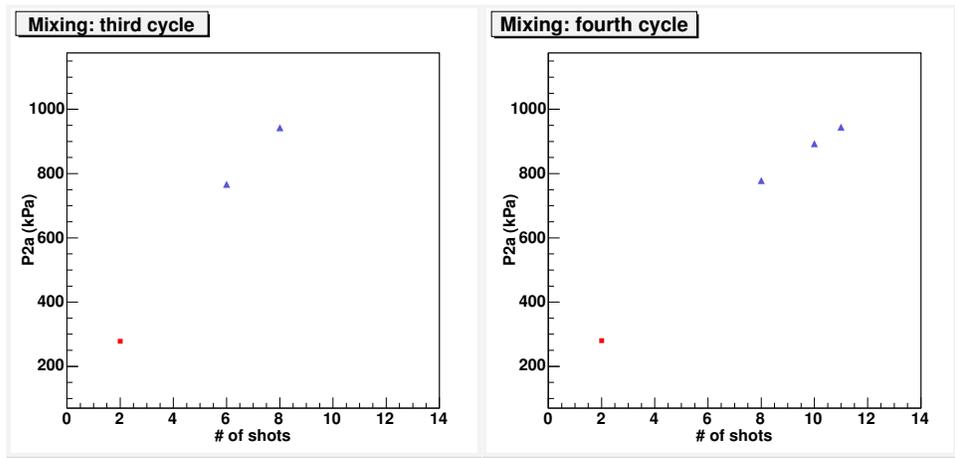
Il software di controllo ha reso possibile l'automazione del processo di mescolamento garantendo la riuscita della procedura sia nell'impostazione dei tempi di apertura delle valvole e del numero di iniezioni per ciascun gas che nella comunicazione tra computer ed elettronica e tra elettronica e componenti del sistema di gas.

Le prove eseguite hanno dimostrato che è possibile determinare una sequenza di operazioni che consenta di ottenere ad ogni ciclo di mescolamento la composizione desiderata della miscela.



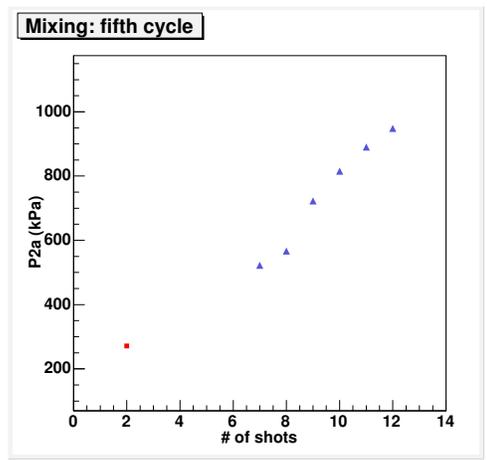
(a)

(b)



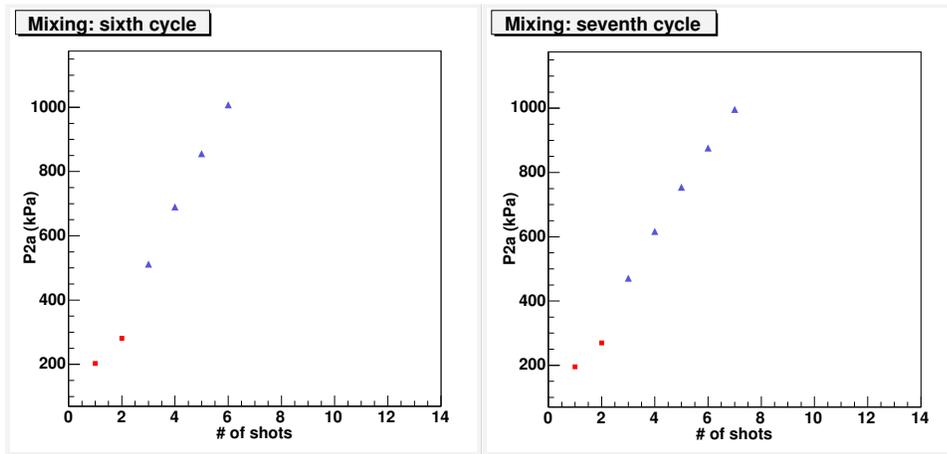
(c)

(d)



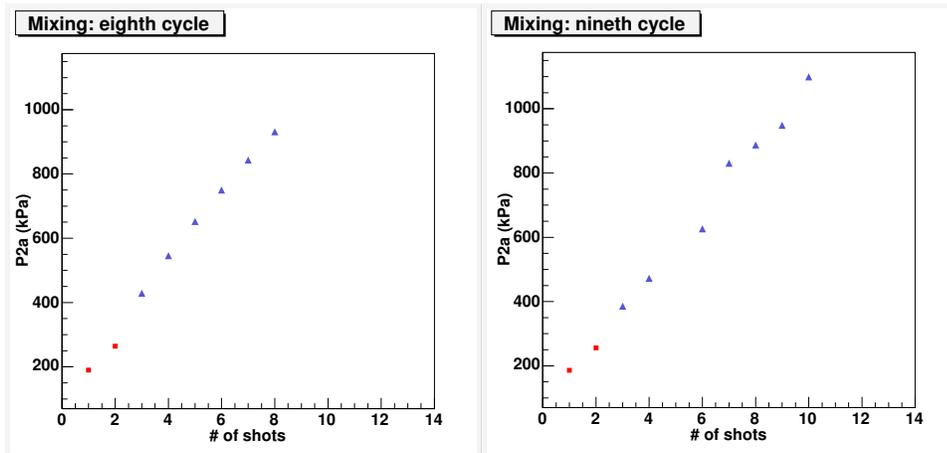
(e)

Figura 3.8: Mixing: (a) primo ciclo; (b) secondo ciclo; (c) terzo ciclo; (d) quarto ciclo; (e) quinto ciclo.



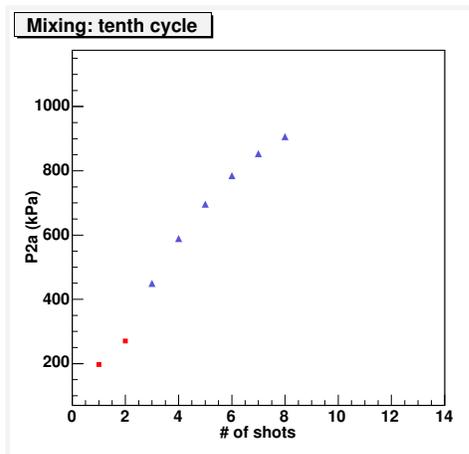
(a)

(b)



(c)

(d)



(e)

Figura 3.9: Mixing: (a) sesto ciclo; (b) settimo ciclo; (c) ottavo ciclo; (d) nono ciclo; (e) decimo ciclo.

Capitolo 4

Tubi di monitoraggio

I tubi di monitoraggio (cfr paragrafo 2.4.2) sono utilizzati per controllare la qualità della miscela attraverso misure di guadagno. Mediante questi quattro tubi proporzionali viene analizzato lo spettro ottenuto da una sorgente di ^{55}Fe che produce raggi X da 5.9 keV; per la misura di tali spettri è stata utilizzata una miscela di Ar/CO₂ (80:20), premiscelata in un volume di 14 l ad una pressione di $12 \cdot 10^3$ kPa. Il controllo del guadagno permette la correzione delle variazioni della densità del gas (cfr. paragrafo 2.1.2).

Si hanno 4 canali di lettura corrispondenti a 4 tubi proporzionali. La ionizzazione del gas contenuto nei tubi genera un segnale sul filo che viene analizzato da un analizzatore multicanale (MCA) come descritto di seguito (par.4.1). La selezione del canale di lettura è controllata via software (cfr. appendice A) ed effettuata dall'elettronica di controllo e acquisizione dati (cfr. paragrafo 2.4.3). I comandi necessari all'acquisizione, alla lettura e al trasferimento dei dati da parte dell'MCA sono gestiti anch'essi via software. La comunicazione tra pc e MCA avviene tramite una scheda elettronica ausiliaria (scheda di Li (figura 4.2)) che converte i comandi impartiti via software secondo il protocollo di comunicazione dell'MCA [70] costituendo così un'interfaccia tra il computer e lo strumento che analizza i canali (cfr. schema in figura 4.1).

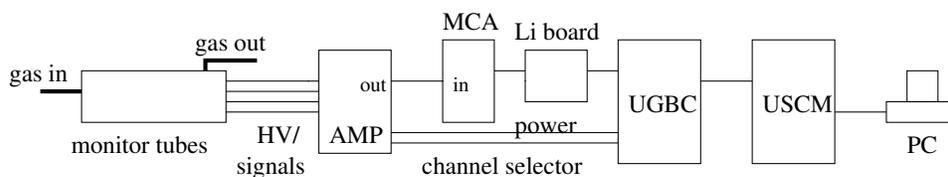


Figura 4.1: Schema dell'apparato sperimentale necessario alla lettura del segnale proveniente dai tubi di monitoraggio.

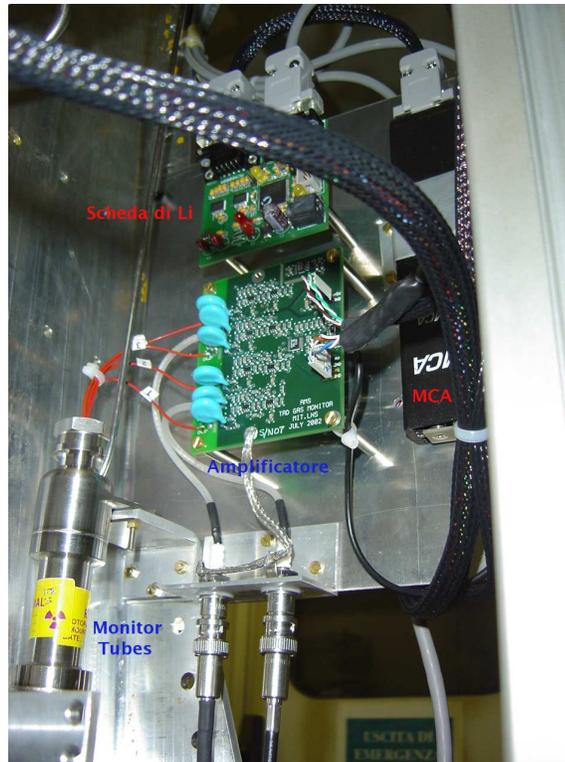


Figura 4.2: Tubi di monitoraggio e apparato relativo.

4.1 L'analizzatore multicanale (MCA)

L'MCA produce un istogramma dell'ampiezza dei segnali provenienti dall'amplificatore. Poichè l'ampiezza del segnale proveniente dai tubi proporzionali è proporzionale all'energia depositata, l'istogramma ottenuto è equivalente allo spettro di tale energia.

La lettura di tale strumento viene effettuata tramite un programma di controllo i cui dettagli sono dati nell'appendice A.

4.1.1 Calibrazione

Il modello di multicanale utilizzato è: AmpTek, Poket MCA 8000A. Tale modello accetta in ingresso segnali unipolari di ampiezza compresa tra 0 V e 5 V e tempo di salita ≥ 250 ns [70].

La calibrazione è stata effettuata inviando all'MCA impulsi aventi diverse ampiezze nell'intervallo sopra citato e durata pari a $10 \mu\text{s}$ ad una frequenza di 10 kHz.

Il software utilizzato per effettuare la lettura dello strumento produce un file in cui viene registrato, oltre ai tempi di inizio e fine dell'aquisizione,

il numero di conteggi in ciascun canale dell'ADC, ossia il numero di segnali registrati per una data ampiezza. L'analisi viene effettuata generando un istogramma del numero di conteggi in funzione del numero del canale.

In base alle caratteristiche degli impulsi inviati ci si aspetta:

- un totale di circa $3 \cdot 10^5$ conteggi poiché i segnali di ingresso scelti hanno una frequenza di 10 kHz e si esegue una acquisizione di dati per un tempo pari a 30 s;
- un picco stretto attorno al numero del canale corrispondente all'ampiezza del segnale inviato; di conseguenza, aumentando l'ampiezza del segnale, picchi della stessa forma posizionati su numeri più alti del canale di ADC.

Graficando il numero del canale di ADC corrispondente al picco in funzione dell'ampiezza del segnale inviato si ottiene la corrispondenza tra il numero del canale di ADC e l'ampiezza in volt del segnale analizzato.

Nella tabella 4.1 sono riportati i risultati ottenuti; dai valori riportati si evince che l'andamento della posizione del picco in funzione dell'ampiezza del segnale di ingresso e il numero di conteggi risultano quelli attesi.

input (V)	canale ADC	RMS	# conteggi
0.2	82.36	0.34	297960 ± 3
0.5	204.50	0.26	297960 ± 3
1.0	410.50	0.19	297957 ± 3
1.5	613.40	0.32	297963 ± 3
2.0	816.50	0.19	297958 ± 3
2.5	993.50	0.14	297858 ± 3
3.0	993.50	0.00	297957 ± 3
3.5	993.50	0.00	297861 ± 3

Tabella 4.1: MCA: numero del canale dell'ADC, scarto quadratico medio e numero totale di conteggi per ogni ampiezza del segnale in ingresso.

Nella calibrazione non sono stati registrati conteggi per impulsi in ingresso aventi ampiezza inferiore ai 100 mV. L'assenza di tali conteggi (cfr. figura 4.3) è dovuta al fatto che l'MCA possiede un valore di soglia per cui gli impulsi aventi ampiezza inferiore a tale valore vengono tagliati. L'andamento del numero del canale dell'ADC in cui si osserva il picco in funzione dell'ampiezza del segnale di ingresso si mostra lineare tra 200 mV e 1.75 V (cfr. grafico 4.4) mentre presenta una saturazione al di sopra di 2.5 V.

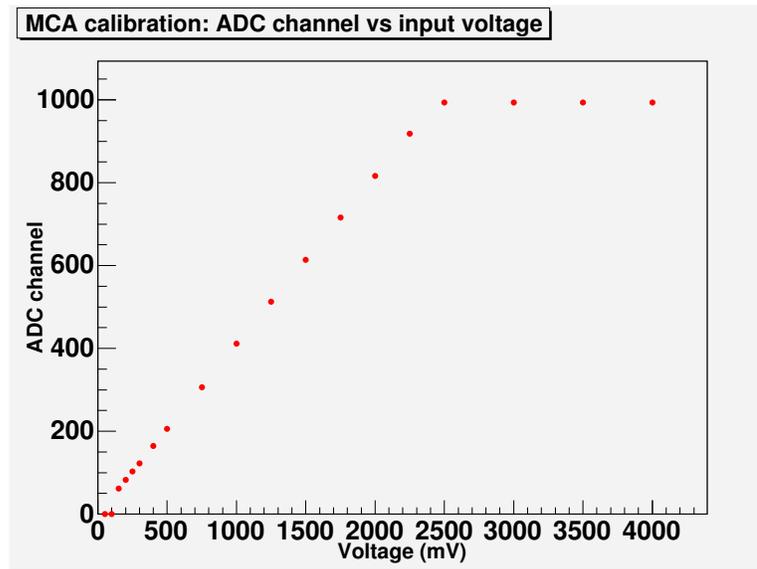


Figura 4.3: MCA: andamento del numero del canale dell'ADC in funzione dell'ampiezza del segnale di ingresso

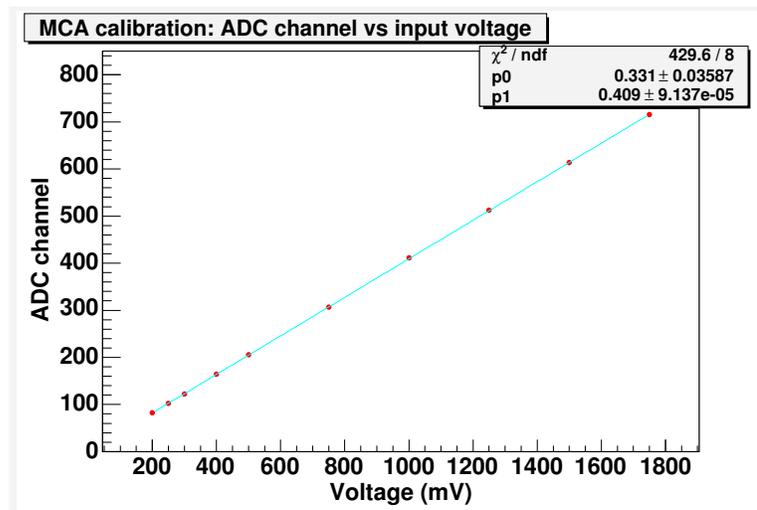


Figura 4.4: MCA: fit lineare tra 200 mV e 1.75 V sull'andamento del numero del canale dell'ADC in funzione dell'ampiezza del segnale di ingresso

4.2 Spettri di emissione

4.2.1 Misure di piedistallo

Preliminarmente sono state eseguite delle prove di rumore sui quattro canali di lettura che hanno portato ai risultati mostrati in figura 4.5. Tali prove sono state eseguite registrando, durante 30 secondi di acquisizione, il numero di segnali inviati dall'amplificatore all'MCA in assenza di alta tensione applicata ai tubi; in figura è riportata la frequenza di conteggio. Come si evince dalla figura 4.5, per tutti i quattro canali si ha un piedistallo di ampiezza pari a circa 20 mV secondo la calibrazione in figura 4.4.

4.2.2 Misure di plateau

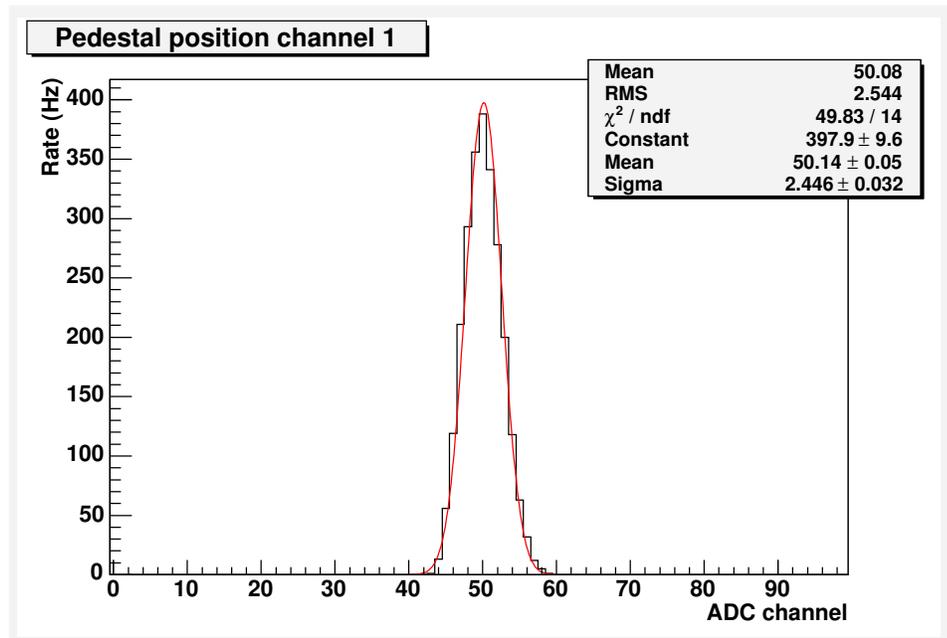
Per stabilire la corretta tensione di lavoro per i tubi di monitoraggio per ciascun tubo sono state effettuate misure di plateau registrando il numero degli impulsi generati dalla sorgente di ^{55}Fe al variare della tensione applicata ai fili. Il punto di lavoro viene scelto nella regione in cui il numero di conteggi non varia significativamente al variare della tensione ("zona di plateau"). Poiché il raggiungimento del plateau è influenzato da vari fattori, tra cui ad esempio irregolarità nella geometria dei tubi o eventuale presenza di impurità su catodo e anodo, i quattro tubi potrebbero presentare una tensione di lavoro appropriata per valori diversi dell'alta tensione applicata. È preferibile allora eseguire misure di plateau per ciascun tubo presente nell'apparato sperimentale utilizzato in questo lavoro di tesi; come punto di lavoro sarà scelto un valore di tensione che soddisfi la condizione di plateau per tutti i tubi. Il tempo di acquisizione dei segnali impostato per l'MCA è stato fissato a 30 s. Nel calcolo della frequenza di conteggio si è imposto un taglio per escludere gli impulsi registrati nei canali di ADC inferiori al canale 60; questo taglio consente di escludere il contributo del piedistallo (cfr. paragrafo 4.2.1) alla frequenza di conteggio.

I risultati della misura di plateau ottenuti per il primo tubo sono mostrati in figura 4.6 e riportati nella tabella 4.2. Il numero del canale di ADC riportato nella tabella 4.2, così come quello che verrà presentato nelle tabelle relative agli altri tubi, rappresenta il valore medio della distribuzione degli impulsi registrati al di sopra del taglio imposto.

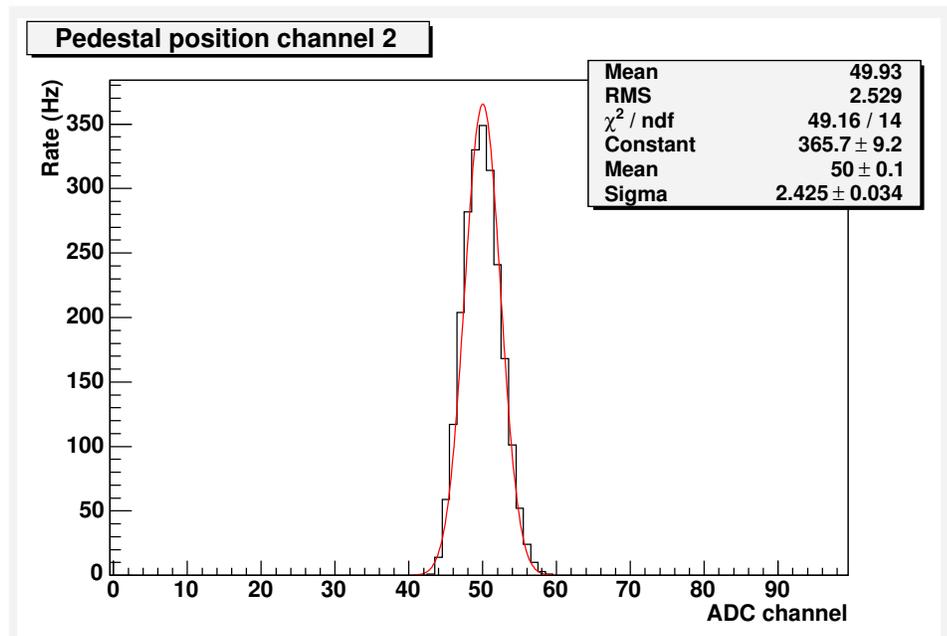
La regione di plateau si incontra sopra i 1350 V; una buona scelta del punto di lavoro per il primo tubo corrisponde allora alla scelta di una tensione di circa 1400 V.

Il secondo tubo mostra risultati analoghi come riportato nella figura 4.7 e nella tabella 4.3.

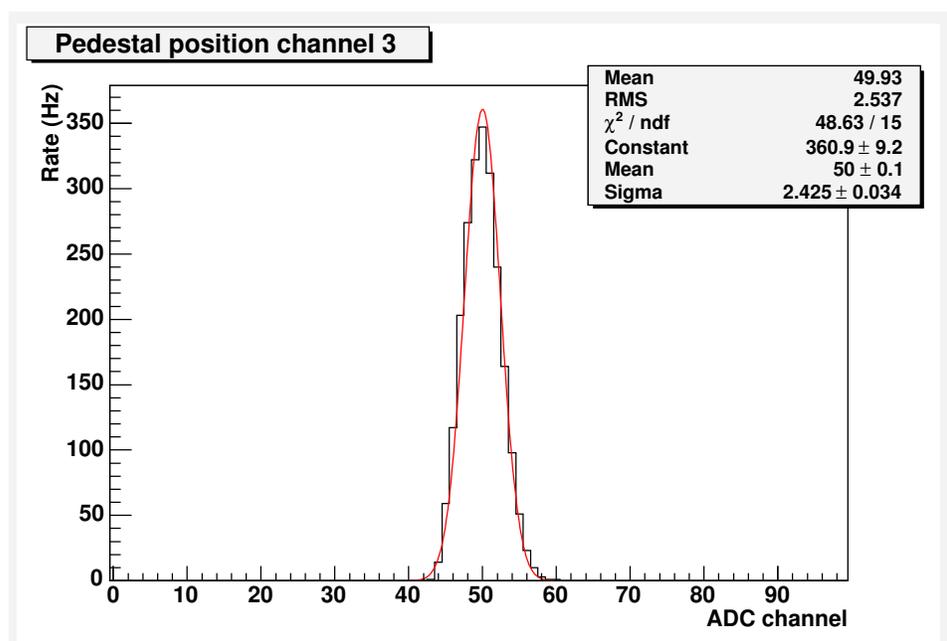
Anche il secondo tubo mostra un plateau sopra i 1350 V con una frequenza di conteggio in tale zona uguale a quella trovata per il primo tubo (circa uguale a 3 kHz) .



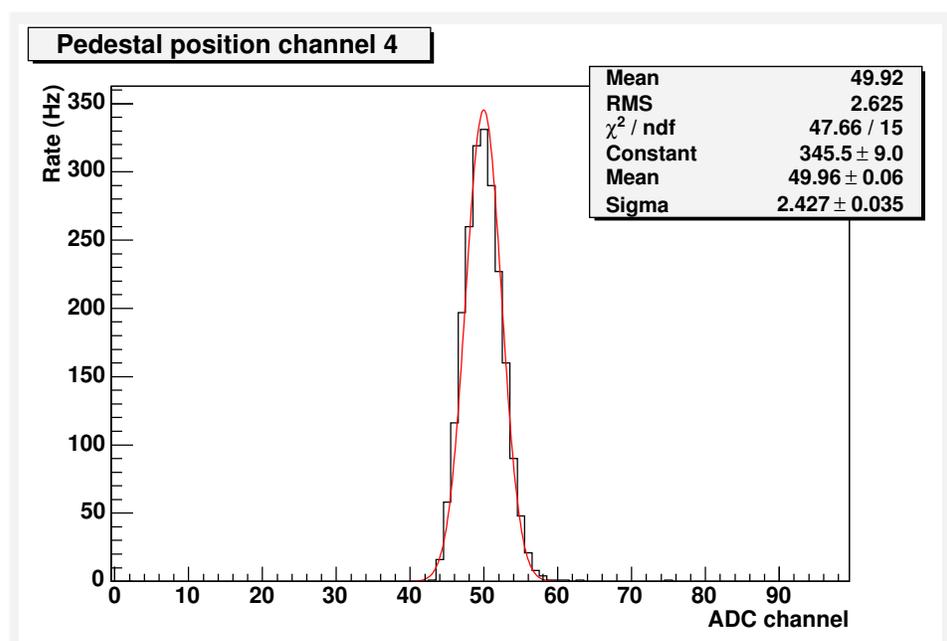
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 4.5: Numero dei conteggi al secondo registrati dall'MCA in assenza dell'alta tensione (pedistallo).

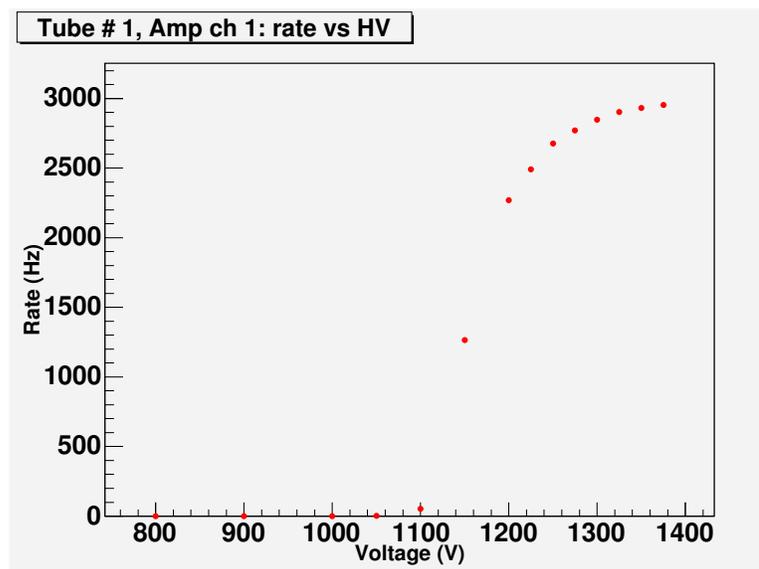


Figura 4.6: Andamento della frequenza di conteggio registrati al secondo in funzione dell'alta tensione applicata al primo tubo.

Tensione (V)	Rate (Hz)
1050 ± 32	2 ± 1
1100 ± 33	52 ± 1
1150 ± 35	1264 ± 6
1200 ± 36	2268 ± 9
1225 ± 37	2490 ± 9
1250 ± 38	2676 ± 9
1275 ± 38	2771 ± 10
1300 ± 39	2847 ± 10
1325 ± 40	2902 ± 10
1350 ± 41	2931 ± 10
1375 ± 41	2954 ± 10

Tabella 4.2: Frequenza di conteggio per i valori dell'alta tensione applicata al primo tubo riportati nella prima colonna.

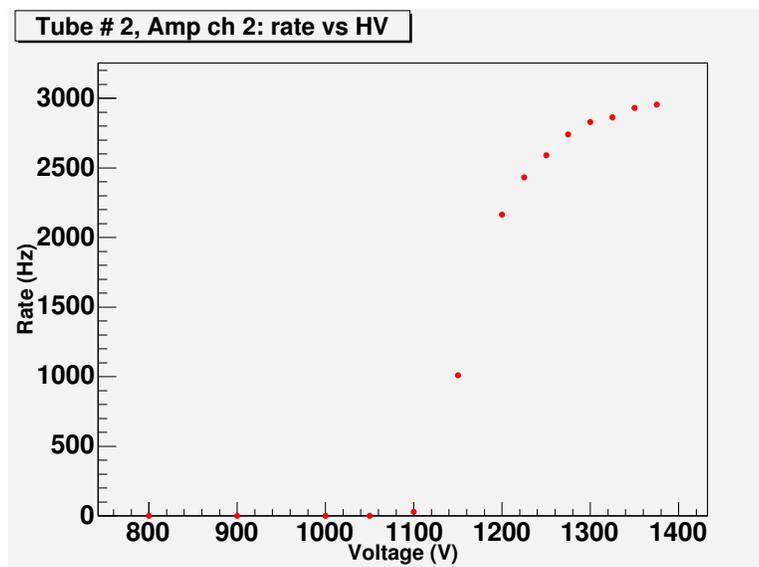


Figura 4.7: Andamento della frequenza di conteggio in funzione dell'alta tensione applicata al secondo tubo.

Tensione (V)	Rate (Hz)
1050 ± 32	1 ± 1
1100 ± 33	30 ± 1
1150 ± 35	1010 ± 6
1200 ± 36	2164 ± 8
1225 ± 37	2431 ± 9
1250 ± 38	2591 ± 9
1275 ± 38	2741 ± 10
1300 ± 39	2831 ± 10
1325 ± 40	2863 ± 10
1350 ± 41	2931 ± 10
1375 ± 41	2956 ± 10

Tabella 4.3: Frequenza di conteggio per i valori dell'alta tensione applicata al secondo tubo riportati nella prima colonna.

I risultati relativi al terzo e al quarto tubo, riportati nelle figure 4.8 e 4.9, mostrano che anche in questo caso si raggiunge la regione di plateau sopra i 1350 V, tuttavia per tali tubi in questa zona la frequenza di conteggio risulta essere lievemente inferiore rispetto a quella presentata dal primo e dal secondo tubo (circa uguale a 2.3 kHz).

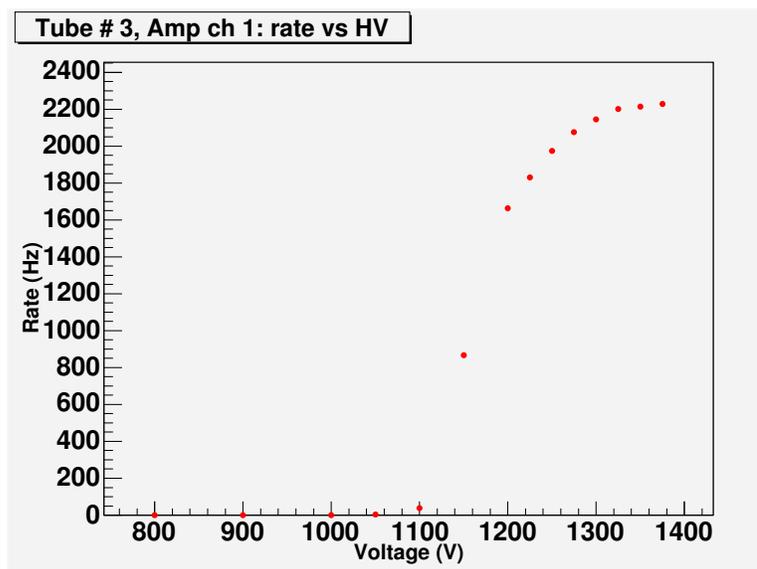


Figura 4.8: Andamento della frequenza di conteggio in funzione dell'alta tensione applicata al terzo tubo.

Tensione (V)	Rate (Hz)
1050 ± 32	3 ± 1
1100 ± 33	39 ± 1
1150 ± 35	868 ± 5
1200 ± 36	1664 ± 7
1225 ± 37	1831 ± 8
1250 ± 38	1975 ± 8
1275 ± 38	2075 ± 8
1300 ± 39	2145 ± 8
1325 ± 40	2202 ± 9
1350 ± 40	2214 ± 9
1375 ± 41	2229 ± 9

Tabella 4.4: Frequenza di conteggio per i valori dell'alta tensione applicata al terzo tubo riportati nella prima colonna.

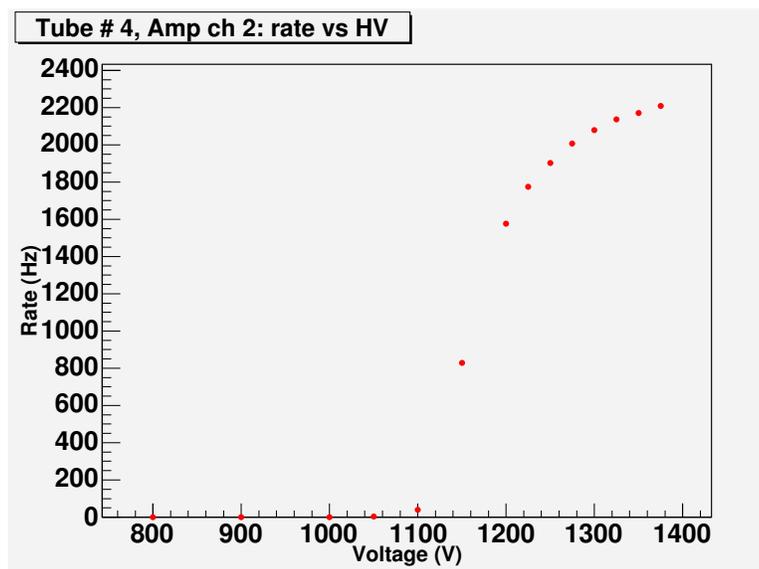


Figura 4.9: Andamento della frequenza di conteggio in funzione dell'alta tensione applicata al quarto tubo.

Tensione (V)	Rate (Hz)
1050 ± 32	3 ± 1
1100 ± 33	39 ± 1
1150 ± 35	828 ± 5
1200 ± 36	1577 ± 7
1225 ± 37	1774 ± 8
1250 ± 38	1902 ± 8
1275 ± 38	2007 ± 8
1300 ± 39	2079 ± 8
1325 ± 40	2136 ± 8
1350 ± 40	2170 ± 9
1375 ± 41	2209 ± 9

Tabella 4.5: Frequenza di conteggio per i valori dell'alta tensione applicata al quarto tubo riportati nella prima colonna.

4.2.3 Analisi degli spettri

Per l'analisi della posizione del fotopicco sugli spettri è stato imposto un taglio sui canali dell'ADC più bassi del canale 60, in maniera tale da tagliare il piedistallo di cui si è discusso nel paragrafo 4.2.1. Inoltre, in tale analisi, sono stati eseguiti fit utilizzando una funzione esponenziale a tre parametri per il fit del fondo del tipo

$$f(x) = p_0 + p_1 \cdot \exp\left(-\frac{x}{p_2}\right)$$

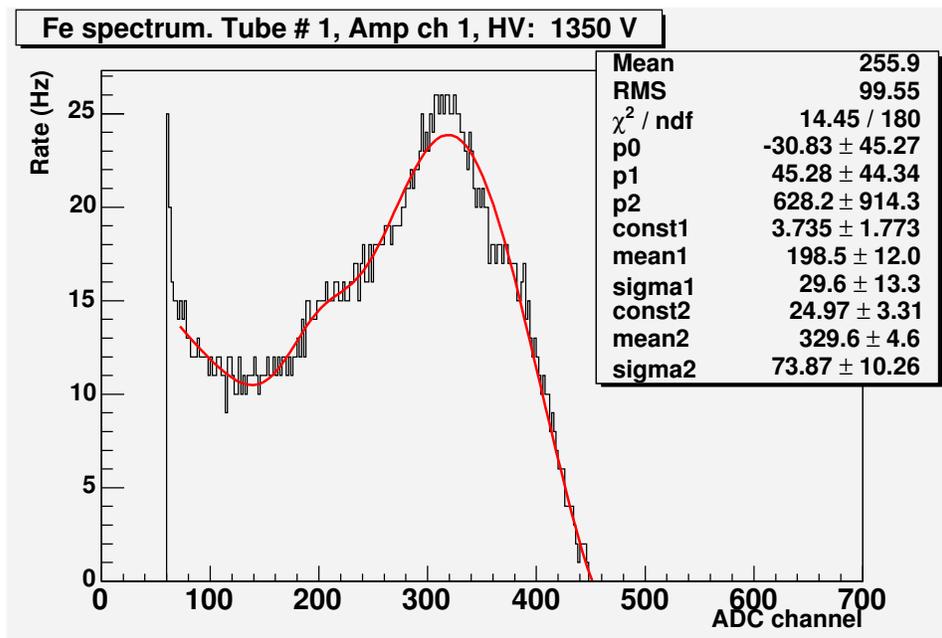
e due funzioni gaussiane per i fit del fotopicco e del picco di fuga.

Sono stati registrati spettri d'impulsi ottenuti variando il valore dell'alta tensione applicata ai tubi nell'intervallo [800, 1375] V ed impostando per l'MCA un tempo di acquisizione pari a 30 s; il fit per la determinazione della posizione del fotopicco è stato eseguito sugli spettri dei quattro tubi ottenuti per valori di tensione contenuti nell'intervallo [1250, 1375] V. Un esempio di tale fit per ciascun tubo è come riportato in figura 4.10.

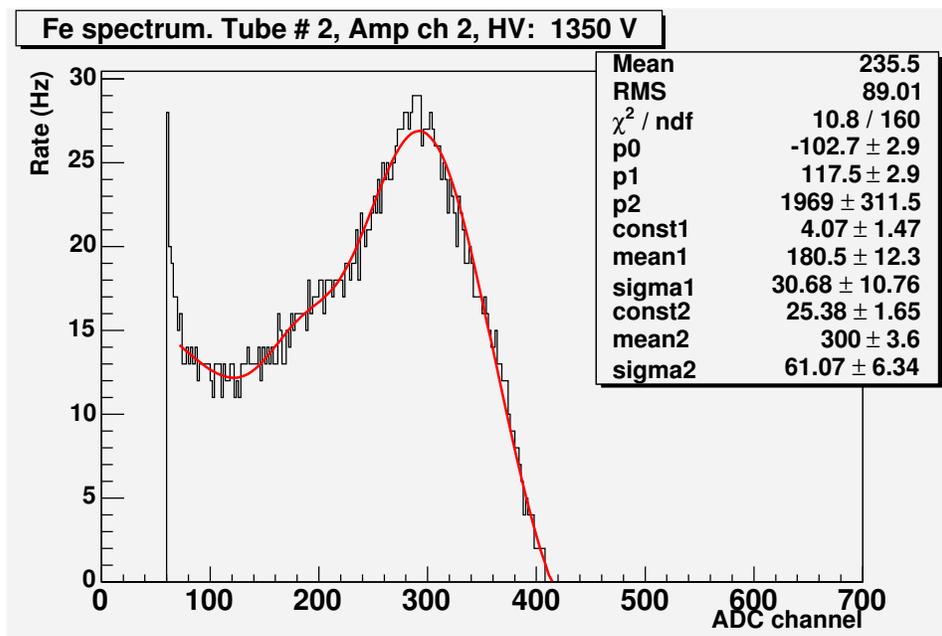
Notiamo la presenza di un elevato fondo che non permette una chiara distinzione del picco di fuga; il fondo aumenta notevolmente all'aumentare della tensione applicata ai fili. La funzione di fit scelta è tuttavia adatta a descrivere i due picchi aspettati anche in presenza di un tale fondo.

L'andamento della posizione del fotopicco in funzione della tensione applicata è riportato per i quattro tubi nelle figure 4.11, 4.12, 4.13, 4.14. Il numero del canale di ADC riportato sul grafico è il risultato della sottrazione del piedistallo ricavato dai fit in figura 4.5 ai dati ottenuti dal fit degli spettri.

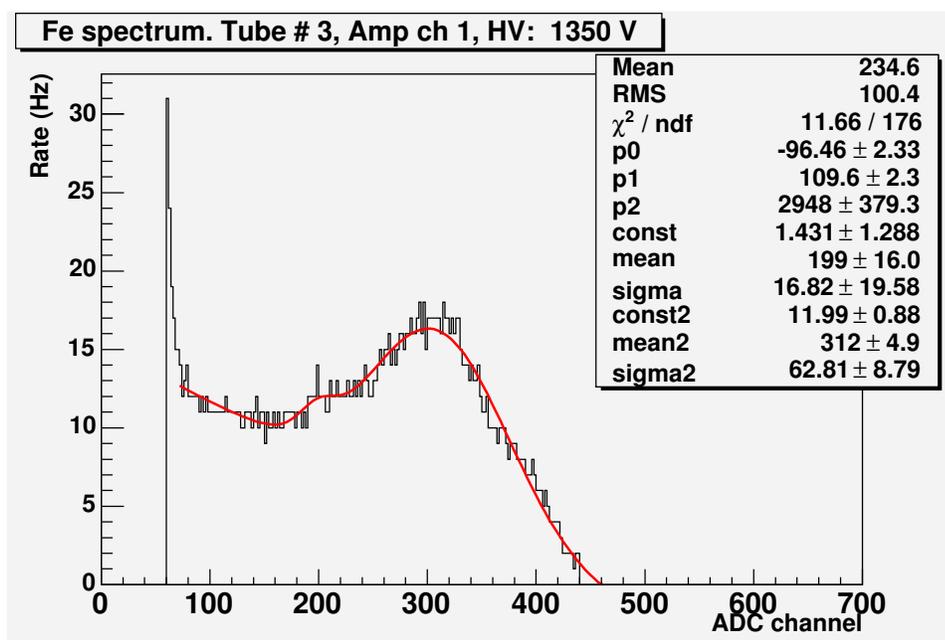
Le figure mostrano inoltre l'andamento della posizione del picco di fuga in funzione della tensione applicata. Nel caso della miscela utilizzata ci si aspetta che tale picco si trovi attorno ad un canale di ADC pari a circa la metà del canale corrispondente al fotopicco, dopo aver sottratto al valore della posizione del picco di fuga ottenuto dal fit la posizione del piedistallo (cfr. figura 4.5). Per i tubi 1 e 2 il fit fornisce valori della posizione del fotopicco che, per valori di tensione vicini alla zona di plateau (1350 V - 1375 V), si discostano di circa il 10% dal valore aspettato; i tubi 3 e 4 mostrano invece variazioni più ampie e per essi il fit fornisce valori meno accurati, probabilmente a causa della presenza di un fondo più elevato rispetto a quello presente per i tubi 1 e 2.



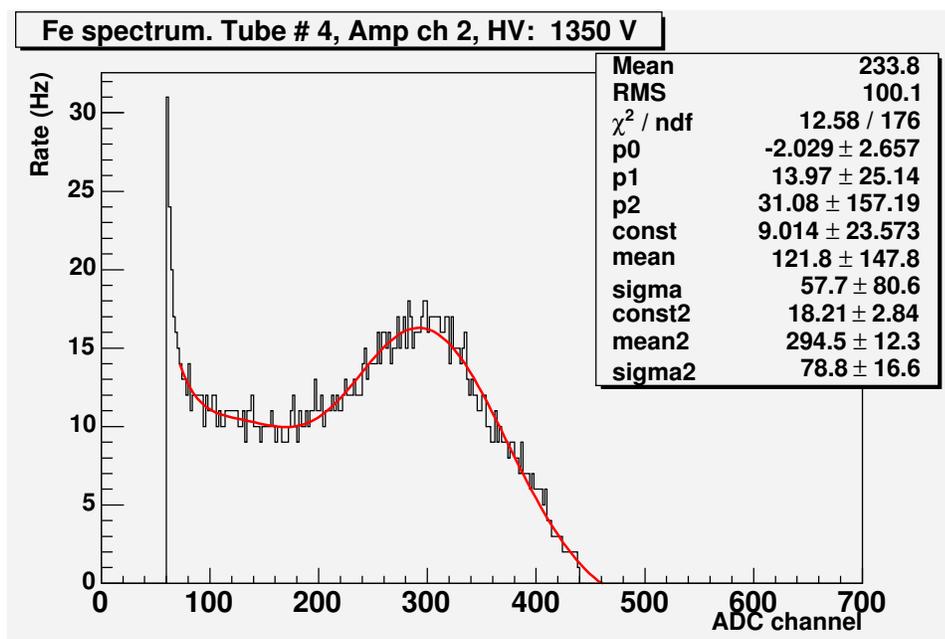
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 4.10: Spettri degli impulsi generati nei quattro tubi dalla sorgente di ^{55}Fe ad un valore dell'alta tensione applicata di 1350 V.

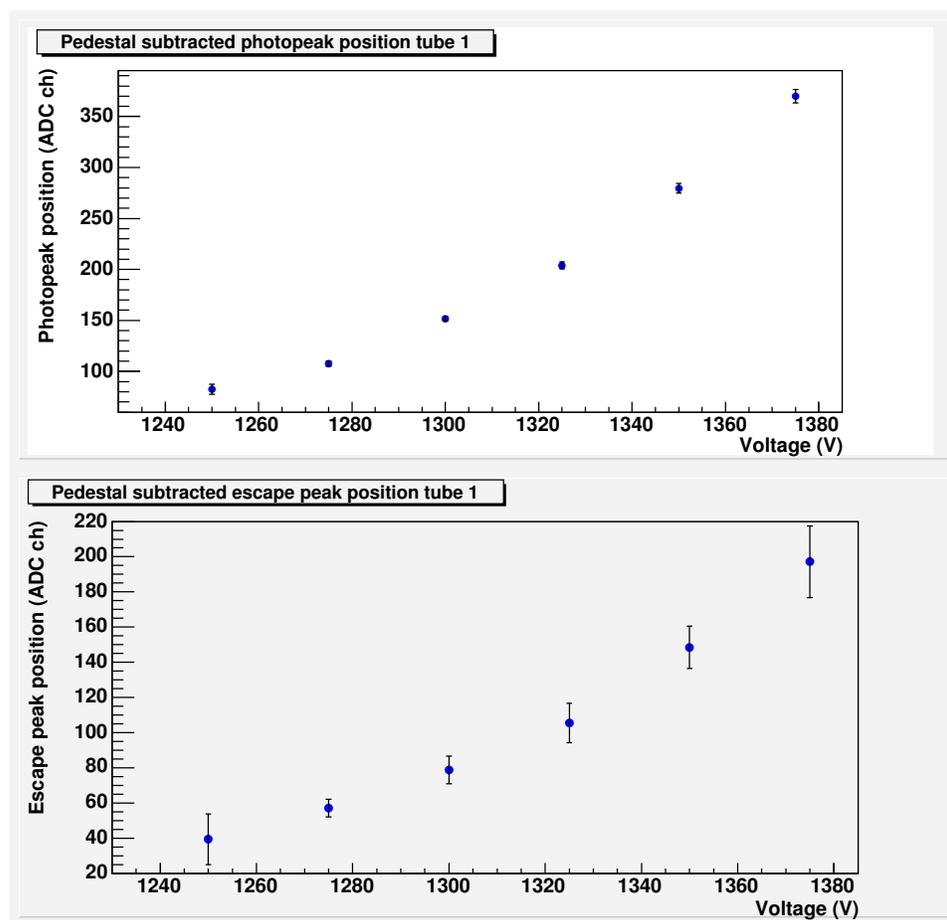


Figura 4.11: Andamento della posizione del fotopicco in funzione della tensione applicata al primo tubo e andamento della posizione del picco di fuga ottenuta dal fit e dal valore della posizione del fotopicco dopo la sottrazione del piedistallo.

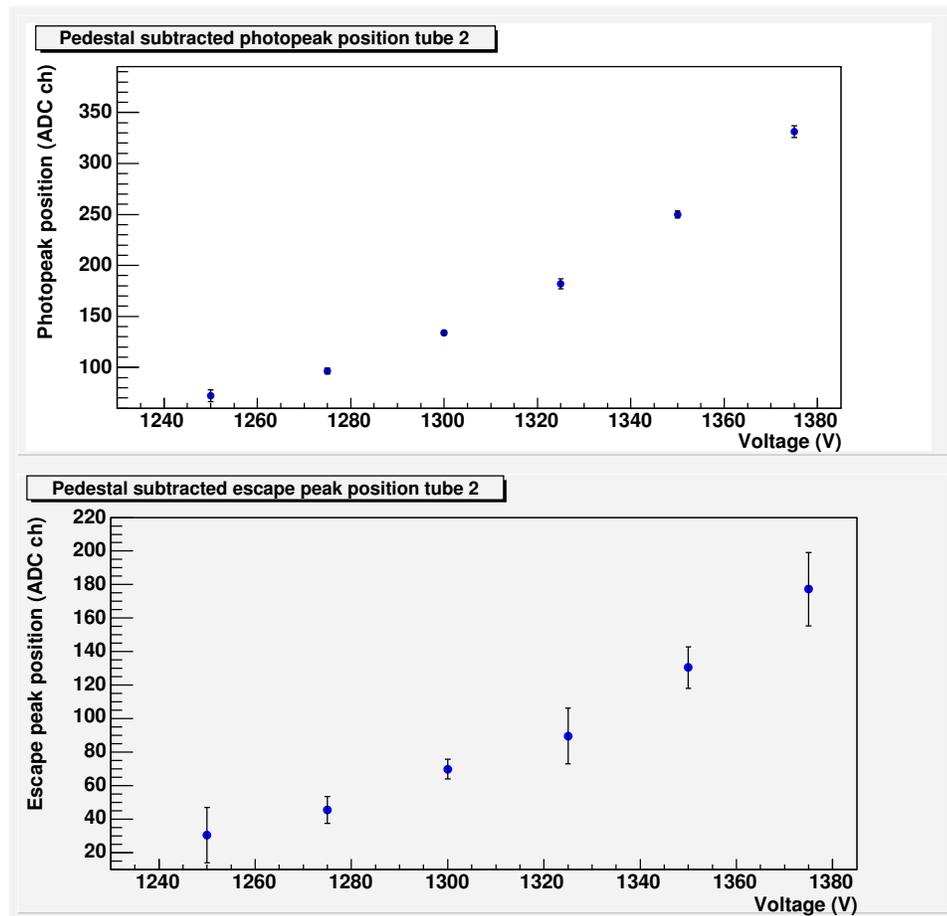


Figura 4.12: Andamento della posizione del fotopicco in funzione della tensione applicata al secondo tubo e andamento della posizione del picco di fuga ottenuta dal fit e dal valore della posizione del fotopicco dopo la sottrazione del piedistallo.

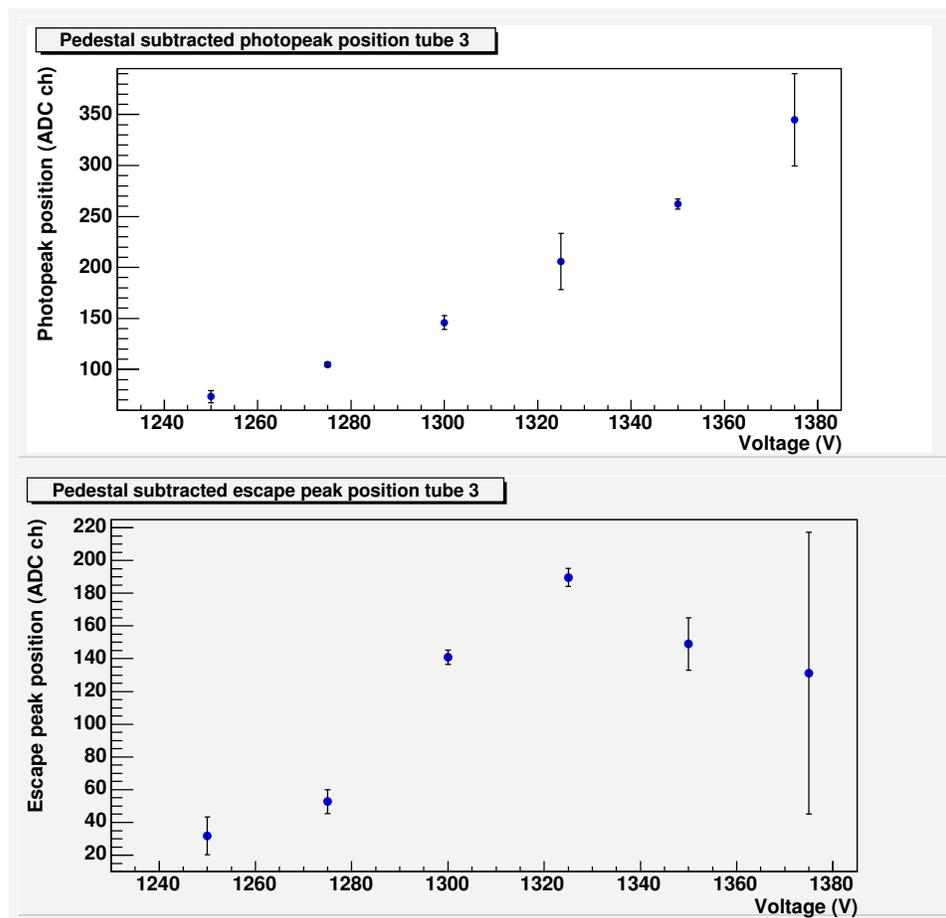


Figura 4.13: Andamento della posizione del fotopicco in funzione della tensione applicata al terzo tubo e andamento della posizione del picco di fuga ottenuta dal fit e dal valore della posizione del fotopicco dopo la sottrazione del piedistallo.

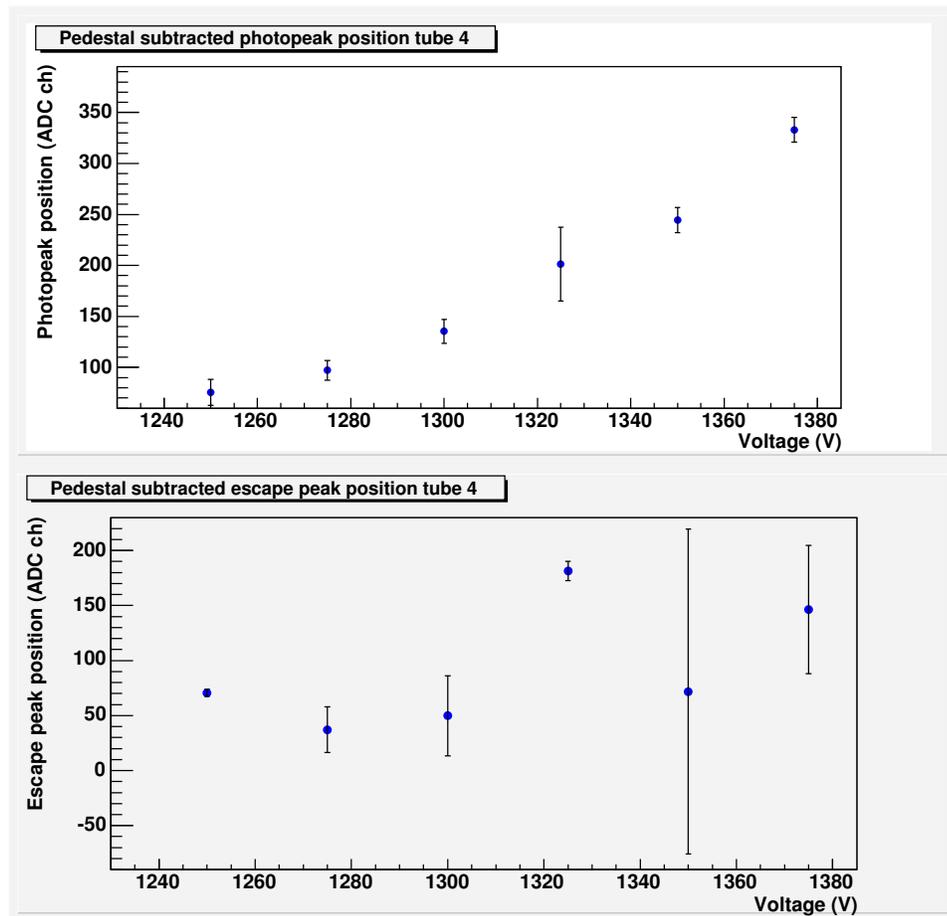


Figura 4.14: Andamento della posizione del fotopicco in funzione della tensione applicata al quarto tubo e andamento della posizione del picco di fuga ottenuta dal fit e dal valore della posizione del fotopicco dopo la sottrazione del piedistallo.

4.2.4 Determinazione della composizione della miscela

Dall'analisi degli spettri ottenuti è possibile ricavare informazioni sulla densità del gas nella miscela tramite la determinazione del guadagno (cfr. paragrafo 2.1.2). Questo aspetto non viene affrontato nel particolare in questo lavoro; tuttavia viene di seguito delineato il metodo di determinazione della concentrazione ed i problemi relativi.

Notiamo in prima istanza che il valore del guadagno trovato mediante misure eseguite utilizzando i tubi di monitoraggio risulta approssimativamente pari a quello che si ha per i moduli di TRD se le differenze di pressione, temperatura e composizione della miscela (dovute ad esempio a perdite lungo le linee di circolazione del gas) tra i due punti del circuito sono sufficientemente piccole.

L'analisi degli spettri ottenuti dalla sorgente di ^{55}Fe è dunque utile per la determinazione del guadagno dei moduli.

Una misura dell'amplificazione del segnale è data dalla posizione del fotopicco, ossia dal numero del canale dell'ADC sul quale si presenta il picco; se allora, fissato il valore della tensione applicata al filo dei tubi proporzionali, si registrano nel tempo le variazioni della posizione del fotopicco, si ottiene una informazione sulla variazione del guadagno. In particolare, se il fotopicco si sposta su un valore più alto del numero del canale dell'ADC si deduce che il guadagno è aumentato. L'informazione ottenuta dai tubi di monitoraggio non è tuttavia sufficiente a stabilire se tale aumento è dovuto ad una effettiva variazione della densità del gas o se, ad esempio, a variazioni dell'alta tensione applicata ai fili o del rapporto delle percentuali di gas nella miscela (scostamenti da una miscela Xe/CO₂ 80:20). Questo è uno dei motivi per cui sono necessari i sensori di pressione e temperatura presenti nel sistema di circolazione. Il controllo della pressione e della temperatura permette di stabilire se le variazioni del guadagno osservate corrispondono effettivamente a una variazione della densità del gas nella miscela.

Per ottenere una calibrazione si misura il guadagno al variare della densità del gas per una fissata tensione applicata ai tubi. Ottenuta la calibrazione, dalle successive misure di guadagno è possibile ricavare la densità del gas nella miscela.

I fattori che influiscono sulla precisione dei risultati ottenuti attraverso i tubi di monitoraggio sono tuttavia molteplici; per una più precisa determinazione della composizione della miscela si eseguono allora controlli incrociati mediante l'utilizzo dello spirometro.

Capitolo 5

Test dei moduli di TRD

Nel presente capitolo viene descritto il test eseguito registrando cosmici con un prototipo costituito da quattro moduli di TRD intervallati da materiale radiatore. I dati raccolti sono stati analizzati per la ricostruzione delle tracce e per lo studio del deposito di energia nel rivelatore. È stata inoltre eseguita la calibrazione in energia del prototipo utilizzando una sorgente di ^{55}Fe .

L'apparato sperimentale utilizzato, le tecniche di analisi e i risultati ottenuti sono illustrati nei seguenti paragrafi.

5.1 Apparato sperimentale

Il prototipo utilizzato è costituito da quattro moduli (cfr. paragrafo 2.3.3) di lunghezza compresa tra 130 cm e 140 cm, intervallati da 60 cm di materiale radiatore, di spessore pari a 20 mm, posto al centro di ciascun modulo. I moduli sono contenuti in una struttura troncopiramidale costruita utilizzando gli stessi materiali usati per la struttura ottagonale di supporto del rivelatore a radiazione di transizione descritta nel paragrafo 2.3.1. Il lato frontale della struttura troncopiramidale è chiuso da una parete di plexiglass. Sopra e sotto la struttura contenente i moduli sono posti due piani di scintillatore di lunghezza pari a 80 cm, posti ad una distanza di 25 cm; ciascun piano presenta alle due estremità un fotomoltiplicatore e viene utilizzato per comandare la registrazione dei segnali raccolti come verrà descritto nel seguito. I due piani di scintillatore utilizzati per questi test sono gli stessi utilizzati nell'esperimento AMS-01 durante il volo precursore del 1998.

La miscela utilizzata come mezzo di rivelazione all'interno dei tubi proporzionali è costituita da Ar/CO₂ in rapporto 82:18. Il gas viene distribuito ai moduli per mezzo di un sistema di distribuzione contenente due flussimetri, due valvole a spillo ed un sensore di pressione che misura la pressione del gas in ingresso. Uno schema del sistema di distribuzione del gas è mostrato in figura 5.2.

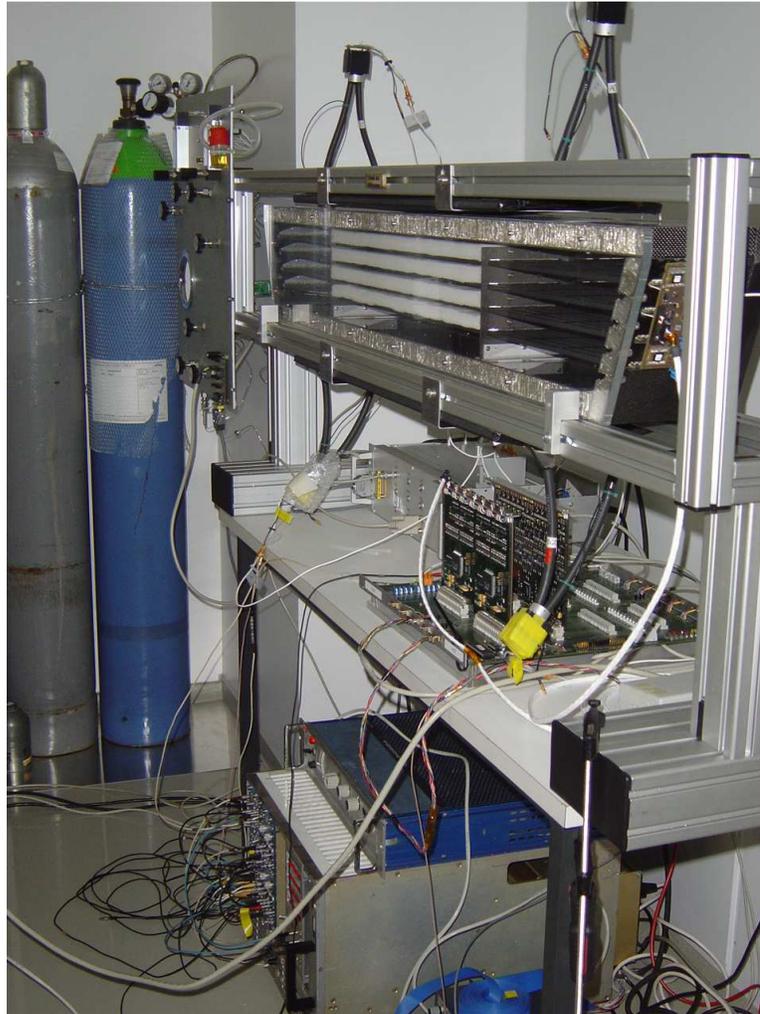


Figura 5.1: Apparato sperimentale utilizzato per i test con cosmici.

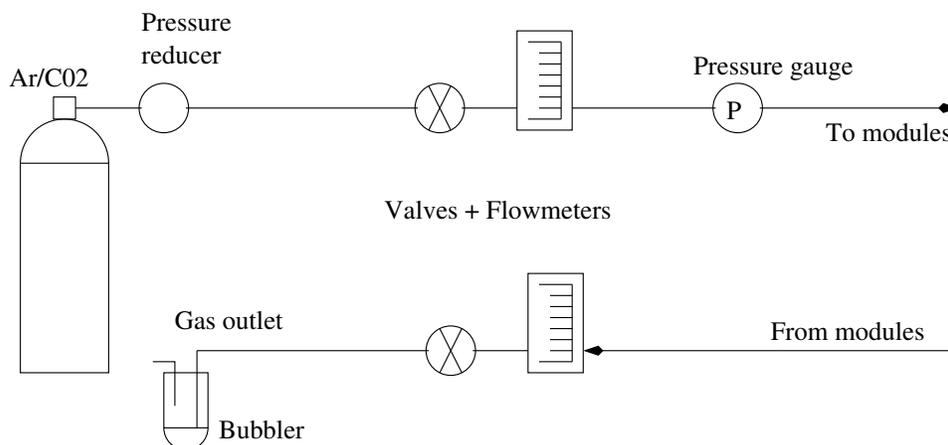


Figura 5.2: Schema del circuito di distribuzione del gas utilizzato per circolare la miscela all'interno dei moduli.

Il gas viene trasferito dalla bombola al sistema di distribuzione ad una pressione di $1.8 \cdot 10^2$ Pa per mezzo di un riduttore di pressione; l'iniezione nei moduli avviene con un flusso costante di 0.7 l/h. Il sistema di gas composto dall'apparato di distribuzione e dai quattro moduli costituisce un sistema aperto in cui il gas viene evacuato all'esterno e non ricircolato all'interno dei moduli.

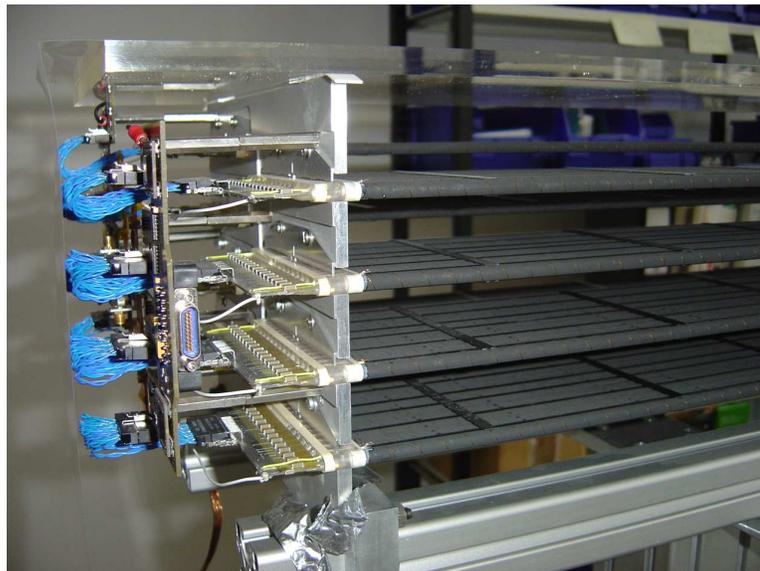
Un termometro al platino posto all'interno della struttura troncopiramidale è stato utilizzato per monitorare la temperatura del prototipo.

Il “trigger”

Il trigger è stato realizzato richiedendo la coincidenza dei segnali registrati sui due piani di scintillatore posti sopra e sotto il prototipo di TRD. In particolare, i segnali provenienti da ciascun fotomoltiplicatore sono inviati ad un discriminatore; in seguito viene richiesta la coincidenza dei due fotomoltiplicatori superiori e la coincidenza dei due inferiori. Infine la coincidenza tra il piano superiore e il piano inferiore viene utilizzata per iniziare un gate della durata di $2 \mu s$. Le soglie del discriminatore sono state scelte in modo da essere di poco superiori al rumore del fotomoltiplicatore (frequenza di conteggio di circa 200 Hz). La richiesta della coincidenza dei due segnali provenienti dai fotomoltiplicatori posti all'estremità di ciascun piano di scintillatore all'interno di un intervallo temporale pari a 50 ns elimina praticamente tutto il rumore riducendo la frequenza di conteggio di ciascun fotomoltiplicatore a circa 20 Hz. Poiché la frequenza di conteggio dei cosmici su un contatore delle dimensioni di 10 cm x 10 cm è approssimativamente pari a 1 Hz, per un piano delle dimensioni di 80 cm x 20 cm, come quello utilizzato, una frequenza di conteggio di circa 20 Hz è ragionevole. La coincidenza dei piani di



(a)



(b)

Figura 5.3: (a) Sistema di distribuzione del gas; (b) Moduli di TRD.

scintillatore posti sopra e sotto il prototipo riduce l'angolo solido risultando in una frequenza di trigger di circa 2 Hz [71].

L'elettronica

L'elettronica di acquisizione dati utilizzata è costituita dalle seguenti schede [72]:

- UPSFE: è la scheda che fornisce e controlla le alimentazioni necessarie all'elettronica di "Front End" (UTE, UFE);
- UDR: è la scheda di riduzione dei dati che raccoglie i dati provenienti dall'elettronica di front end e distribuisce il segnale di trigger e le sequenze di lettura all'UFE;
- UTE: è la scheda di terminazione dei tubi che distribuisce l'alta tensione ai fili e trasferisce il segnale all'UFE;
- UFE: è la scheda di front end che digitalizza i segnali provenienti dall'UTE.

5.2 Analisi dei dati

Allo scopo di studiare le variazioni del guadagno in funzione di variazioni nell'alta tensione applicata ai fili e nella densità del gas contenuto nei moduli, lavoro che tuttavia non viene affrontato in questa tesi dove si pone invece l'attenzione sullo studio del deposito di energia nel rivelatore, sono state eseguite varie acquisizioni di dati variando l'alta tensione e la pressione del gas nel prototipo, monitorando continuamente la temperatura per determinare la densità.

I dati sono stati in prima istanza utilizzati per la ricostruzione delle tracce e sono stati corretti per ciascun tubo prendendo in considerazione le differenze nella posizione del piedistallo e le inevitabili variazioni di guadagno dovute all'accuratezza meccanica dei moduli, ad esempio al disallineamento dei fili.

La calibrazione in energia del prototipo è stata effettuata registrando dati relativi all'emissione di fotoni da 5.9 keV da una sorgente di ^{55}Fe .

5.2.1 Ricostruzione delle tracce e calcolo dell'energia depositata

Analisi del piedistallo

Come primo stadio dell'analisi sono stati acquisiti dati per la determinazione della posizione del piedistallo di ciascun canale¹.

I dati sono stati analizzati eseguendo per ogni canale un fit gaussiano sull'istogramma del numero del canale di ADC in cui, per ciascun evento, si è registrato il segnale. In questo modo si sono determinate la posizione del piedistallo e la relativa ampiezza in termini del numero di canali di ADC².

La distribuzione di queste due quantità è mostrata in figura 5.4. La

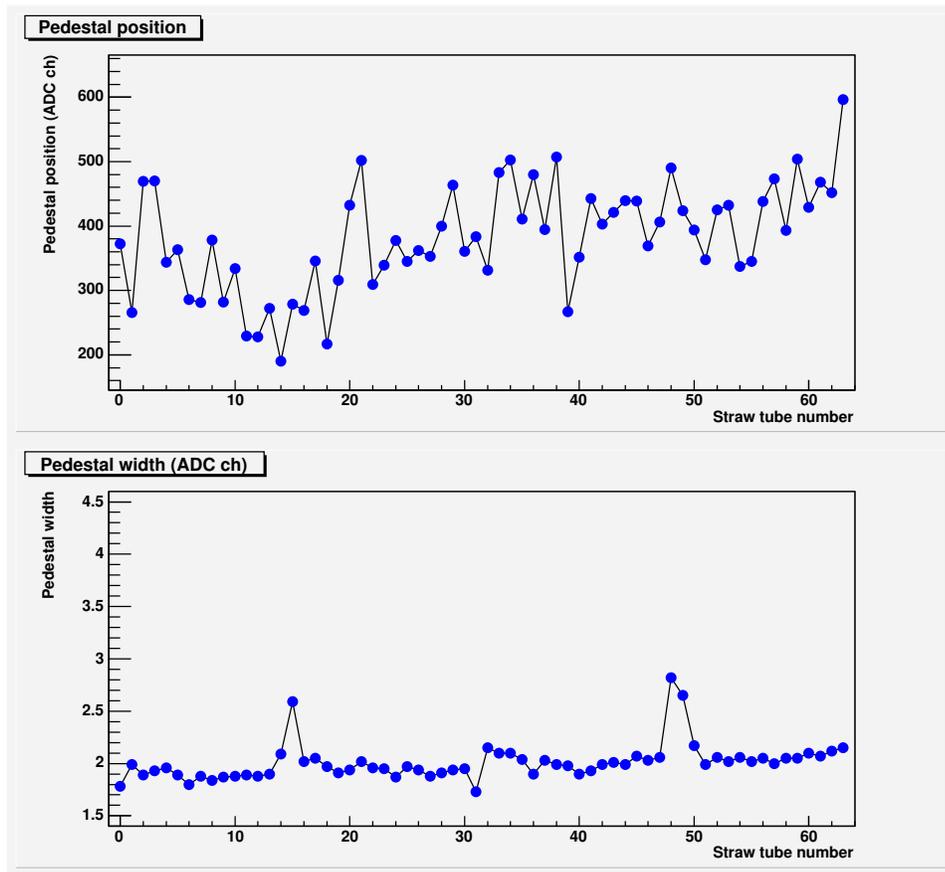


Figura 5.4: Posizione e ampiezza del piedistallo in termini di canali di ADC.

posizione del piedistallo si mantiene in media attorno al canale di ADC

¹Per canale si intenderà ciascuno dei 64 tubi proporzionali contenuti in complesso nei 4 moduli utilizzati; sarà altresì specificato il riferimento a canali di ADC.

²Poiché si utilizzano ADC a 12 bit si hanno un totale di 4096 canali di ADC

numero 400 con una ampiezza di circa due canali di ADC ad eccezione del caso relativo al sedicesimo tubo del primo modulo e del primo e secondo tubo del quarto modulo che presentano ampiezza di piedistallo maggiori ma comunque inferiori a tre canali di ADC.

Ricostruzione delle tracce e selezione degli eventi

La ricostruzione delle tracce è stata eseguita per tutti i dati acquisiti variando l'alta tensione applicata ai fili e la densità del gas, ed è stata utilizzata per la selezione degli eventi utilizzati per la determinazione dell'energia depositata all'interno del rivelatore. Nell'analisi effettuata sono stati utilizzati solamente eventi a singola traccia selezionati come descritto di seguito.

Per ogni evento, per ciascun canale, è stata determinata l'ampiezza d'impulso con piedistallo sottratto. Si è definito un "hit" se l'ampiezza d'impulso così ottenuta, ossia l'energia depositata nel tubo, è risultata maggiore di 4 volte l'ampiezza del piedistallo (4σ) corrispondente al particolare canale. Sono stati definiti "eventi a singola traccia" quegli eventi aventi 3 o 4 hit sulla traccia e non più di un hit altrove.

Inizialmente sono dunque stati selezionati eventi con un numero di hit superiore a 2 ed inferiore a 6; per tali eventi è stato richiesto che ci fossero almeno tre piani con un singolo hit. Utilizzando gli hit singoli è stato eseguito un fit lineare ed in seguito per ciascun hit nell'evento è stato calcolato il residuo rispetto al risultato del fit. Gli hit aventi un residuo inferiore a 1.5 volte il raggio del tubo (3 mm) sono stati classificati come "hit sulla traccia".

Come anticipato, gli eventi utilizzati nelle analisi successive comprendono tutti gli eventi aventi 3 o 4 hit sulla traccia nel senso sopra specificato.

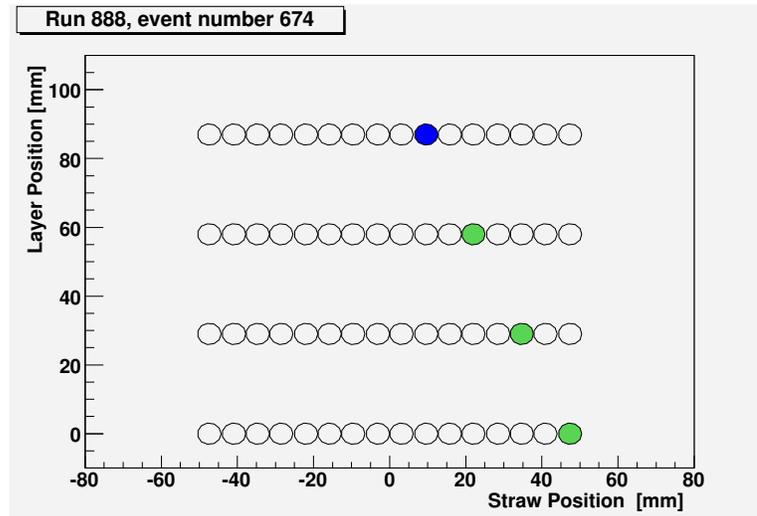
Un esempio di eventi scartati e di eventi accettati come eventi a singola traccia è dato nelle figure 5.6 e 5.5. Nella tabella 5.1 viene riportato il codice dei colori utilizzato nel visualizzatore di eventi.

Intercalibrazione e determinazione del deposito di energia

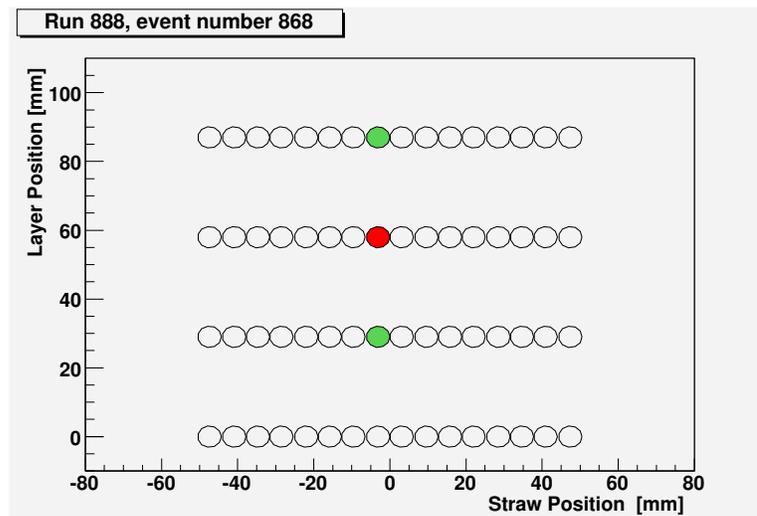
L'intercalibrazione viene effettuata per correggere lo scostamento dell'ampiezza del segnale proveniente dai diversi tubi rispetto all'ampiezza media.

Colore	Ampiezza d'impulso (PH)
Bianco	$PH \leq 4\sigma$
Blu	$4\sigma < PH \leq 10\sigma$
Verde	$10\sigma < PH \leq 150\sigma$
Rosso	$PH > 150\sigma$

Tabella 5.1: Codice dei colori per il visualizzatore di eventi; i valori si riferiscono all'ampiezza d'impulso con piedistallo sottratto.

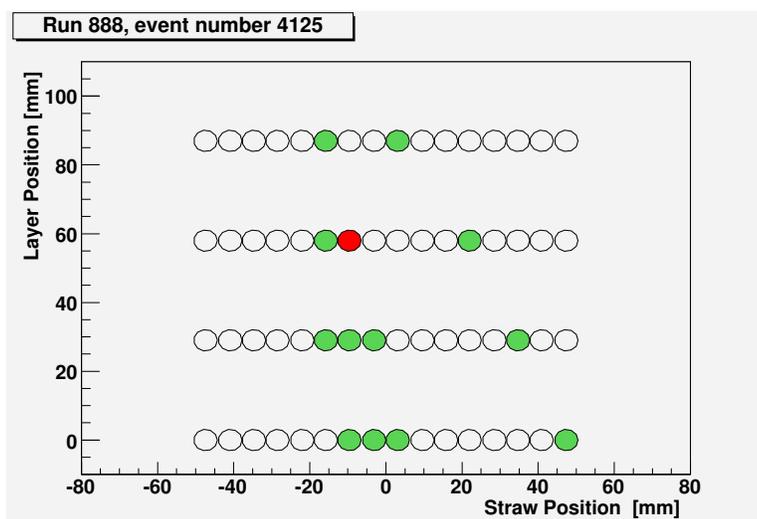


(a)

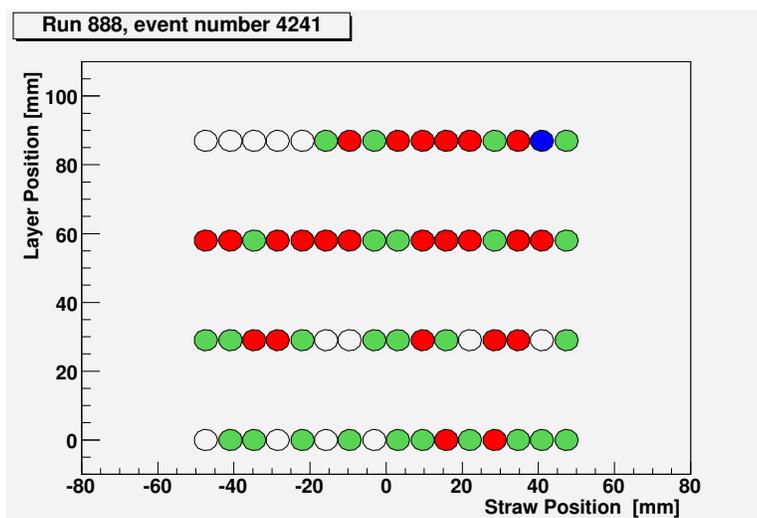


(b)

Figura 5.5: (a) Esempio di evento a singola traccia con quattro hit singoli; (b) Esempio di evento a singola traccia con tre hit singoli.



(a)



(b)

Figura 5.6: (a) Evento in cui è riconoscibile una traccia ma avente un totale di più di 5 hit; (b) Evento senza tracce evidenti.

L'origine di questo scostamento dipende da fattori meccanici, come ad esempio differenze nella geometria dei tubi o variazioni di guadagno dovute a disallineamento dei fili, oppure da fattori legati alla diversa preamplificazione del segnale proveniente da ogni canale dovuta a differenze di guadagno dei canali dell'elettronica di lettura.

Per ciascun canale di lettura, per ciascun evento a singola traccia, è stato generato un istogramma dell'ampiezza del segnale, con piedistallo sottratto, relativa ai soli hit sulla traccia. Uno degli spettri di tubo singolo ottenuti in questo modo è mostrato in figura 5.7.

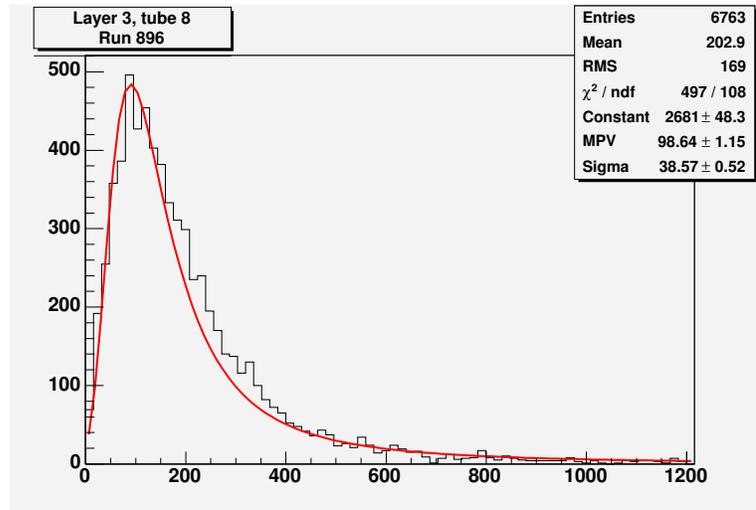


Figura 5.7: Spettro dell'energia depositata in un singolo tubo.

Un fit con una distribuzione di Landau è stato poi eseguito su ciascun istogramma per determinare il valore più probabile (MPV) dello spettro.

I fattori di intercalibrazione sono stati ottenuti per ciascun canale come il rapporto tra la media su tutti i 64 canali del valore più probabile e il valore più probabile dello spettro relativo al singolo tubo, ossia per il canale i :

$$CF_i = \frac{\overline{MPV}}{MPV_i}. \quad (5.1)$$

La distribuzione dei fattori di intercalibrazione è mostrata in figura 5.8; l'errore calcolato a partire dall'errore sul valore più probabile dello spettro, ottenuto dal fit di Landau dello spettro di ciascun tubo, si mantiene al di sotto del 2%. Per intercalibrare il rivelatore, il valore dell'energia depositata per ogni canale di lettura deve essere moltiplicato per il fattore correttivo relativo al particolare canale.

Per determinare il valore più probabile dell'energia depositata negli eventi registrati in ogni acquisizione di dati, è stato riempito un istogramma delle

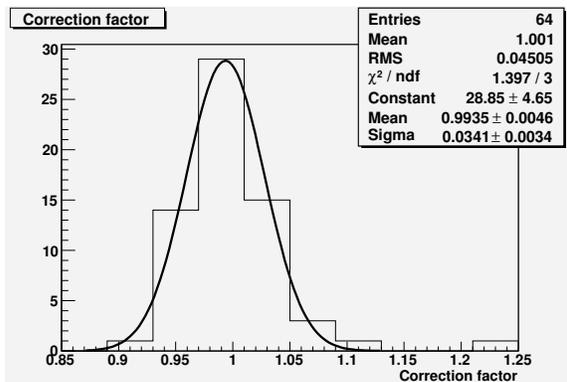


Figura 5.8: Distribuzione dei fattori di intercalibrazione per i 64 tubi proporzionali.

ampiezza d'impulso, con piedistallo sottratto e corrette mediante i fattori di intercalibrazione, di tutti gli hit sulla traccia registrati negli eventi a singola traccia. Su tale istogramma è stato poi eseguito un fit alla Landau che ha fornito il valore più probabile per la particolare acquisizione. Un esempio di tale fit è riportato in figura 5.9.

I valori dell'alta tensione applicata ai fili, della pressione e della temperatura caratteristici di ciascuna acquisizione di dati eseguita sono riportati nella tabella 5.2 insieme al valore più probabile dell'energia depositata. Per la misura della pressione sono stati usati sensori funzionanti in un intervallo di pressioni compreso tra 0 e 207 kPa; la lettura viene eseguita tramite software e viene digitalizzata da un modulo NUDAM 6018 in intervalli di 40 Pa; si è scelto allora questo valore come errore sulla lettura. Come detto in precedenza, la temperatura viene invece letta mediante termometri al platino (resistori al platino da 100 Ohm) il cui errore di misura è approssimativamente pari a $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$; poiché per la misura della temperatura del prototipo si è utilizzato un unico sensore posto ad un lato del prototipo stesso, si è attribuito alla misura della temperatura dell'intero rivelatore un errore di $0.3 \text{ }^\circ\text{C}$ [71].

5.2.2 Calibrazione in energia

La calibrazione in energia del rivelatore è stata eseguita registrando spettri di emissione di una sorgente di ^{55}Fe . Queste misure sono state effettuate utilizzando un trigger casuale e dunque gli spettri ottenuti non presentano un fotopicco chiaramente identificabile, ma una distribuzione continua fino ad una spalla corrispondente all'energia nominale del fotone; tale andamento è dovuto al fatto che, utilizzando un trigger casuale, non è possibile escludere il contributo dei cosmici allo spettro. Un esempio di tale spettro è mostrato in figura 5.10.

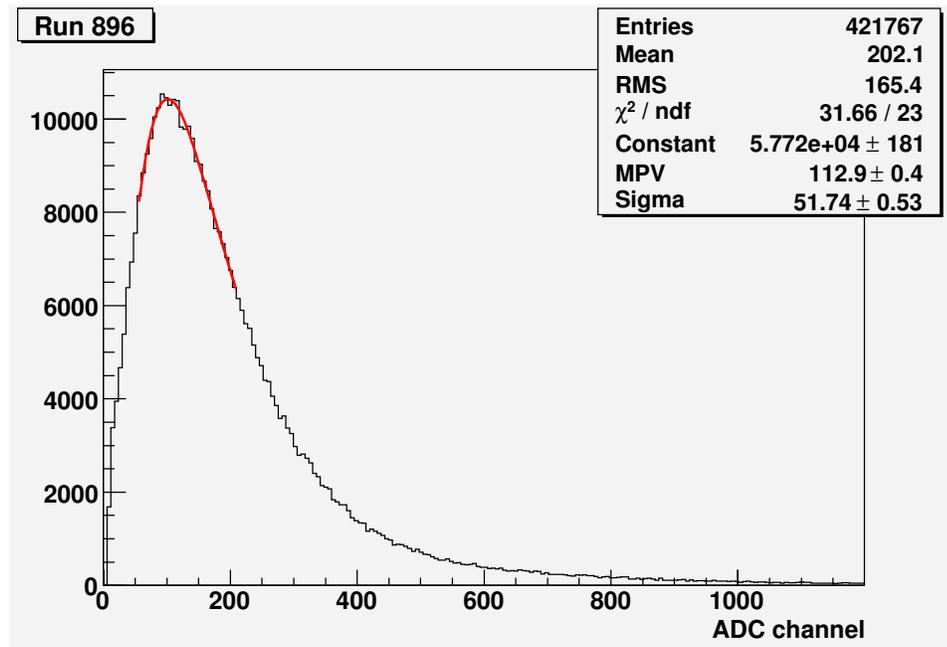


Figura 5.9: Spettro degli impulsi registrati nei 4 moduli di TRD con un'alta tensione applicata ai fili di 1400 V, una pressione pari a $1028.4 \cdot 10^2$ Pa ad una temperatura di 22.7 °C.

HV (V)	P ($\cdot 10^2$ Pa)	T (°C)	MPV (can. ADC)	eventi ($\cdot 10^3$)
1400 ± 1	1090.9 ± 0.4	21.1 ± 0.3	87.99 ± 0.54	50
1350 ± 1	1092.1 ± 0.4	20.8 ± 0.3	49.93 ± 0.17	120
1300 ± 1	1081.4 ± 0.4	21.0 ± 0.3	28.95 ± 0.16	50
1350 ± 1	988.3 ± 0.4	21.1 ± 0.3	73.64 ± 0.42	120
1300 ± 1	989.5 ± 0.4	21.1 ± 0.3	41.84 ± 0.19	50
1250 ± 1	992.9 ± 0.4	20.1 ± 0.3	22.32 ± 0.23	50
1400 ± 1	1028.4 ± 0.4	22.7 ± 0.3	112.90 ± 0.40	250
1350 ± 1	1030.9 ± 0.4	21.1 ± 0.3	60.79 ± 0.24	250
1300 ± 1	1032.6 ± 0.4	21.3 ± 0.3	34.40 ± 0.10	150

Tabella 5.2: Alta tensione, pressione e temperatura caratteristici di ciascuna acquisizione, deposito di energia registrato e numero totale degli eventi dell'acquisizione.

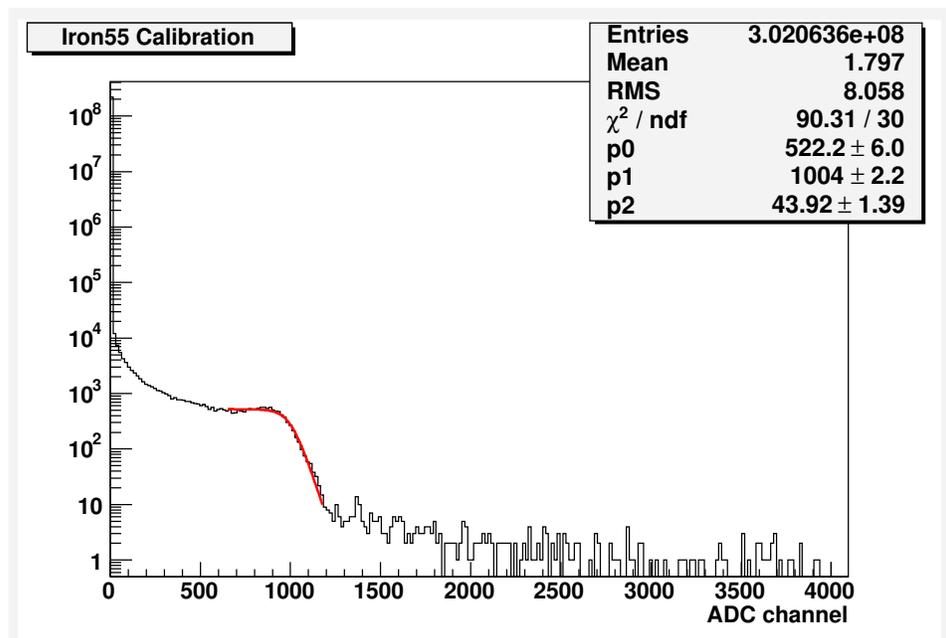


Figura 5.10: Spettro registrato per la calibrazione in energia del rivelatore utilizzando una sorgente di ^{55}Fe .

In questo caso il fattore di calibrazione in energia è stato derivato eseguendo sulla spalla della distribuzione un fit a tre parametri con una funzione di Fermi

$$f(x) = \frac{A}{\exp\left(\frac{x-B}{C}\right) + 1}. \quad (5.2)$$

Si può dimostrare che la posizione del fotopicco può essere determinata dai parametri del fit utilizzando la correlazione esistente tra il parametro C e la σ del fit gaussiano che si dovrebbe effettuare sul fotopicco [73].

La relazione tra il canale di ADC e l'energia dei fotoni emessi dalla sorgente ($E = 5.9 \text{ keV}$) risulta essere

$$ADC = B - 2.92 \cdot C + 0.007 \cdot C^2. \quad (5.3)$$

Per l'analisi dei dati sono state eseguite 4 acquisizioni scegliendo valori di alta tensione, pressione e temperatura tali che il deposito medio di energia risulta di circa 100 canali di ADC superiore al piedistallo (fare riferimento alla tabella 5.2).

Il fit è stato eseguito per ciascuna acquisizione di dati ed ha fornito i risultati riportati nella tabella 5.3.

Trascurando le variazioni nei valori della densità del gas nelle acquisizioni eseguite, dovute a variazioni di pressione e temperatura (cfr. tabella 5.3), calcoliamo la posizione del fotopicco come la media dei valori ottenuti per il

HV (V)	P ($\cdot 10^2$ Pa)	T ($^{\circ}$ C)	B (can. ADC)	C (can. ADC)
1400 ± 1	1029.7 ± 0.4	24.0 ± 0.3	1008.0 ± 5.2	43.86 ± 3.18
1400 ± 1	1030.1 ± 0.4	24.0 ± 0.3	993.4 ± 2.5	43.94 ± 1.39
1400 ± 1	1028.0 ± 0.4	22.7 ± 0.3	979.8 ± 5.8	51.09 ± 3.84
1400 ± 1	1028.0 ± 0.4	22.8 ± 0.3	1004.0 ± 2.2	43.92 ± 1.39

Tabella 5.3: Alta tensione, pressione e temperatura caratteristici di ciascuna acquisizione e risultati del fit.

parametro B del fit. Il risultato ottenuto per la relazione tra il numero del canale di ADC e l'energia del fotone emesso dalla sorgente di ^{55}Fe è:

$$(996.3 \pm 2.1)\text{Canale ADC} \equiv 5.9\text{keV} \quad (5.4)$$

da cui si ricava un fattore di calibrazione in energia (FCE) pari a:

$$\text{FCE} = (5.92 \pm 0.01) \frac{\text{eV}}{\text{Canale ADC}} \quad (5.5)$$

Il fattore di calibrazione in energia sopra derivato è stato applicato ai dati relativi alla distribuzione di impulsi riportati in figura 5.9; tale acquisizione è stata infatti eseguita ad una pressione di $1028.4 \cdot 10^2$ e ad una temperatura di 22.7 $^{\circ}$ C, condizioni prossime a quelle relative alle acquisizioni da cui è stato ottenuto il fattore di calibrazione in energia (trascuriamo quindi le variazioni di guadagno dovute a variazioni di densità).

Lo spettro in energia così ottenuto è riportato in figura 5.11. Dai risultati del fit dei dati si evince che il valore più probabile per l'energia depositata è pari a 0.67 keV.

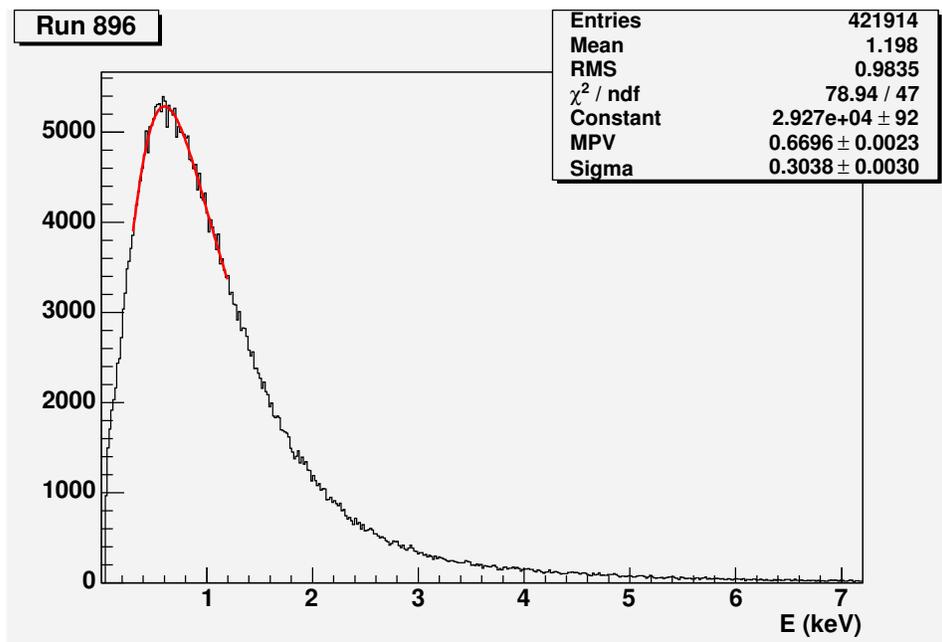


Figura 5.11: Energia depositata nei quattro moduli di TRD con un'alta tensione applicata ai fili di 1400 V, una pressione pari a $1028.4 \cdot 10^2$ Pa ad una temperatura di 22.7 °C.

5.2.3 Determinazione del guadagno

Pur non affrontando il problema nei suoi dettagli, si riporta di seguito per completezza la procedura per la determinazione del guadagno del rivelatore.

A partire dai valori dell'energia depositata nel rivelatore è possibile ricavare i parametri della formula di Diethorn (cfr. paragrafo 2.1.2, equazione (2.27)). In particolare il parametro ΔV può essere determinato studiando la variazione del guadagno $\frac{dG}{G} \left(\frac{d(MPV)}{MPV} \right)$ in funzione delle variazioni di densità $\frac{d\rho}{\rho}$ per valori fissati dell'alta tensione. Dall'equazione (2.28) si evince una dipendenza lineare delle variazioni di guadagno dalle variazioni di densità, con coefficiente angolare dipendente dal parametro ΔV ; il fit dei dati permette dunque di ottenere questo primo parametro. Ricavato il valore di ΔV e utilizzando i dati ottenuti a densità fissata variando il valore dell'alta tensione applicata ai fili, il secondo parametro, E_{min} , può essere ottenuto dal fit dei dati eseguito utilizzando la formula di Diethorn.

La determinazione delle variazioni di guadagno relative a variazioni nella densità del gas o nella tensione applicata ai fili permette di correggere le misure effettuate per tener conto di tali aspetti oltre che dei fattori per cui si è resa necessaria l'intercalibrazione dei tubi riportata nel paragrafo 5.2.1.

Conclusioni

Il rivelatore a radiazione di transizione dell'esperimento AMS sarà, insieme al calorimetro elettromagnetico, di fondamentale importanza per l'identificazione di segnali di materia oscura nell'universo durante i tre anni di missione a bordo della stazione spaziale internazionale.

Lo spettro dei positroni presenti nei raggi cosmici verrà studiato per verificare l'eventuale presenza di un eccesso di tali particelle, possibile segnale di annichilazioni di neutralino, particella supersimmetrica principale candidato a costituente fondamentale della materia oscura. A tale scopo il rivelatore a radiazione di transizione fornirà un potere di reiezione di protoni dell'ordine di $10^2 - 10^3$ per particelle di energia fino a 300 GeV.

Le condizioni in cui il rivelatore opererà nei tre anni di missione nello spazio accrescono notevolmente le richieste per un funzionamento ottimale. In particolare, la limitata larghezza della banda di frequenza per la comunicazione tra la terra e la stazione spaziale internazionale, o anche la non disponibilità della comunicazione, induce ritardi nell'esecuzione dei comandi impartiti all'apparato sperimentale e nella verifica della sua risposta; inoltre l'accesso ai dati registrati potrebbe non essere garantito in ogni momento della missione. Questi problemi rendono necessario definire delle procedure precise per il comando ed il controllo dell'apparato.

Soprattutto, un'efficace rivelazione della radiazione di transizione richiede un attento controllo della miscela di gas utilizzata quale mezzo di rivelazione. La reiezione dei protoni, infatti, dipende strettamente dal guadagno del rivelatore, che a sua volta varia con la densità del gas e con il rapporto tra le percentuali dei gas nella miscela; è necessario dunque un attento controllo di questi parametri. La difficoltà principale sorge dalle forti variazioni di temperatura a cui il rivelatore sarà soggetto nell'ambiente spaziale; queste variazioni influiscono sulla densità del gas e dunque sulla separazione e^+/p .

Il sistema di gas è stato progettato per fornire una miscela di Xenon e CO_2 e per il controllo della sua qualità. I test eseguiti in questo lavoro di tesi, seppure svolti in condizioni ben diverse da quelle presenti nell'ambiente spaziale, hanno dimostrato che è possibile definire delle procedure per ottenere una miscela avente proporzioni definite e per il controllo della sua qualità.

I risultati mostrano la possibilità di un efficace controllo dell'apparato sperimentale.

Ringraziamenti

Vorrei innanzitutto ringraziare il Prof. Bruno Borgia per avermi accolto nel suo gruppo accompagnandomi in questo percorso di tesi con particolare disponibilità. A lui devo il mio avvicinamento alla fisica delle astroparticelle, materia rivelatasi estremamente interessante e stimolante. In questi mesi ho enormemente beneficiato della sua profonda esperienza. Grazie per l'interesse mostratomi ed i paterni consigli sulle scelte future.

Vorrei inoltre ringraziare e salutare con infinito affetto Francesca Spada che è riuscita a sopportarmi per questi quindici lunghi mesi e che soprattutto con la sua simpatia ha contribuito a rendere particolarmente piacevole l'ambiente lavorativo. Non scorderò mai le nostre giornate passate ad aprire e chiudere valvole e soprattutto il tuo panpepato! Scherzi a parte, grazie mille per l'aiuto mai negato e così prezioso.

Un ringraziamento sentito va poi agli altri componenti del gruppo: la Prof.ssa Simonetta Gentile a cui devo un enorme grazie per l'umanità dimostrata, per i consigli e per le lunghe e confortanti chiacchierate; il Prof. Carlo Bosio per la sua simpatia e la sua così istruttiva esperienza; il Prof. Piero Rapagnani dal quale ho imparato gran parte di ciò che un vero esperto di hardware deve sapere (in primo luogo a non lavorare "quick and dirty"!!!); Alessandro Bartoloni a cui devo tutto quello che ho imparato riguardo l'elettronica; Mariusz Sapinski nonostante io abbia ancora il dubbio che fossero le tue misure a far morire quelle fatte da me e da Francesca! Ed infine Valentina Zambrano, simpaticissima compagna nei pochi mesi trascorsi insieme nella parte di cosmo dimenticata da molti, ossia i laboratori Segrè!

Durante questo lavoro, ho inoltre avuto la straordinaria opportunità di conoscere e di lavorare con il Prof. Ulrich Becker dell'MIT di Boston; vorrei esprimere a lui la più sincera gratitudine e l'affetto più devoto. La sua conoscenza è stata semplicemente illuminante non solo per l'organizzazione del mio lavoro, ma anche per avermi trasmesso con la sua professionalità, la sua profonda esperienza ed il suo ardore un sincero entusiasmo per la ricerca scientifica. Vorrei ringraziarlo infinitamente per avermi sostenuto e incoraggiato nel mio lavoro e per tutte le opportunità offertemi. È stato per me di grande esempio per la carriera e per la vita.

È stato inoltre estremamente utile e piacevole lavorare con Gray Rybka e Feng Zhou, grazie per le pazienti e sempre esaustive risposte alle mie

innumerevoli ed estenuanti domande.

Non posso poi non ringraziare chi ha reso possibili ed estremamente accoglienti le tre settimane trascorse al I. Physikalisches Institut dell'RWTH di Aachen: il Prof. Klaus Luebelsmeyer, il Dr. Georg Schwering ed il Prof. Stefan Schael. Grazie mille per l'infinita ospitalità e per la gentilezza mai mancate in quei giorni.

Ma soprattutto il più caloroso ringraziamento va a Thorsten Siedenburg; è stato per me un enorme piacere lavorare insieme. Ottimo maestro per capacità, pazienza e simpatia da lui ho ricevuto non soltanto basi utilissime per il lavoro futuro, ma anche un'enorme entusiasmo nel lavorare. Vorrei ringraziarlo per le interessanti e stimolanti conversazioni, per i consigli e la disponibilità sempre mostrata non solo durante la mia permanenza ad Aachen ma anche negli innumerevoli scambi di email avuti al mio ritorno.

Vorrei inoltre ringraziare tutte le altre persone con cui ho avuto occasione di lavorare ad Aachen; in particolare un ringraziamento dovuto e sentito va a Philip von Doetinchem, grazie per la pazienza e l'enorme aiuto ricevuto per la ricostruzione delle tracce e la stesura del programma relativo, ora ne so certamente molto di più; infine vorrei ringraziare Chan Hoon Chung per l'aiuto ricevuto nell'utilizzo dell'elettronica e per aver ritardato l'inizio dei suoi test così da consentire la fine della mia calibrazione (e per avermi fatto usare l'elettronica QM!!).

Un ringraziamento va anche ai tecnici che hanno contribuito con la loro disponibilità e simpatia al mio lavoro: i tecnici dell'officina meccanica, in particolare Carmelo, Angelo e Marco, e Antonio Rossi dell'officina elettronica che ha mostrato un'enorme pazienza nelle innumerevoli volte in cui gli ho chiesto di invertire i fili sullo stesso connettore!

Appendice A

Il software di controllo

I programmi utilizzati per interagire con il sistema di gas del rivelatore a radiazione di transizione sono inclusi in un pacchetto denominato WINCAN; tale insieme di programmi si basa sul sistema operativo Linux e consiste essenzialmente in un insieme di interfacce grafiche che permettono di impartire comandi ai diversi componenti del sistema di gas.

WINCAN è stato sviluppato per comandare il prototipo del sistema di gas a terra; questo implica che, a differenza di ciò che avviene nello spazio¹, la comunicazione con l'apparato non risente di alcun ritardo ed è possibile una verifica immediata della risposta del sistema ai comandi impartiti.

Tramite questi programmi è possibile impartire comandi semplici, come l'apertura delle valvole o la lettura dei sensori di pressione, e comandi complessi, come l'esecuzione di una sequenza di operazioni necessarie ad ottenere la miscela di gas da iniettare nel rivelatore a radiazione di transizione.

I programmi comunicano con la scheda USCM (cfr. paragrafo 2.4.3) via CAN bus utilizzando il protocollo di comunicazione LeCroy; tramite l'USCM i programmi impartiscono comandi alle schede (UGBS, UGBC, UGFV; cfr. paragrafo 2.4.3) dedicate al controllo dei sottosistemi (box S, box C, manifold; cfr. paragrafo 2.4) del sistema di gas del TRD.

Nel seguito vengono descritti i programmi utilizzati per il controllo della box S e della box C nei test descritti nei capitoli 3 e 4; per maggiori dettagli si rimanda al riferimento [74]. Per i componenti dei sottosistemi del sistema di gas fare riferimento allo schema in figura 2.13 nel paragrafo 2.4.

A.1 Le interfacce grafiche

WINCAN contiene interfacce separate per i sistemi di rifornimento e circolazione, per i resistori di riscaldamento, l'analizzatore multicanale e per

¹La comunicazione terra-stazione spaziale internazionale risente di una limitata banda di frequenza e della possibile indisponibilità dei collegamenti.

il programma che consente la procedura di mescolamento. Tali interfacce hanno tuttavia delle caratteristiche comuni elencate nella tabella A.1.

USCM	permette di selezionare l'indirizzo dell'USCM
JMDC	fittizio, si riferisce all'indirizzo del computer centrale (cfr. 2.4.3)
MAP	permette di visualizzare lo schema del sottosistema di gas
QUIT	permette la chiusura dell'interfaccia

Tabella A.1: Lista delle caratteristiche comuni alle interfacce contenute in WINCAN.

Inoltre, ogni volta che viene impartito un comando, viene visualizzato un messaggio di stato che indica se il comando è stato eseguito con successo o si sono verificati errori; in particolare, i possibili messaggi di stato sono di seguito riportati:

command executed ok nessun errore di comunicazione;

command executed ok, but... comunicazione corretta con l'USCM ma comando non eseguito per altri motivi, ad esempio errore di comunicazione con le altre schede;

command execution failed errore di comunicazione con l'USCM.

A.1.1 Box S

L'interfaccia per il sistema di rifornimento, mostrata in figura A.1, comunica con la scheda UGBS permettendo di comandare le valvole e di leggere i sensori di pressione. Le alimentazioni necessarie ai componenti vengono abilitate tramite il tasto "enable" nel riquadro "power supply"; lo stato di abilitazione può essere verificato tramite il tasto "read". Nel riquadro "marotta valves" sono presenti gli switch per l'abilitazione ("E") e la disabilitazione ("D") delle valvole, le caselle per l'impostazione dei tempi di apertura e il tasto ("open") che comanda l'apertura; tramite il tasto "read" è possibile controllare lo stato di attivazione delle valvole. Il tasto "R" nei riquadri "GP50 pressure sensors" e "kulite pressure sensors" permette la lettura della misura di ciascun sensore di pressione per entrambi i modelli; la misura viene fornita in mV e in psia per i GP50, in mV e bar per i kulite.

I resistori per il riscaldamento posti sui supporti delle bombole contenenti CO₂ e Xenon sono controllati da due interfacce separate che permettono l'impostazione del numero di cicli di riscaldamento da eseguire nella colonna "# of cycles", l'impostazione della durata in secondi del ciclo di riscaldamento nella colonna "time" ed infine l'impostazione del fattore di rendimento nella colonna "duty" (cfr. paragrafo 3.1.2).

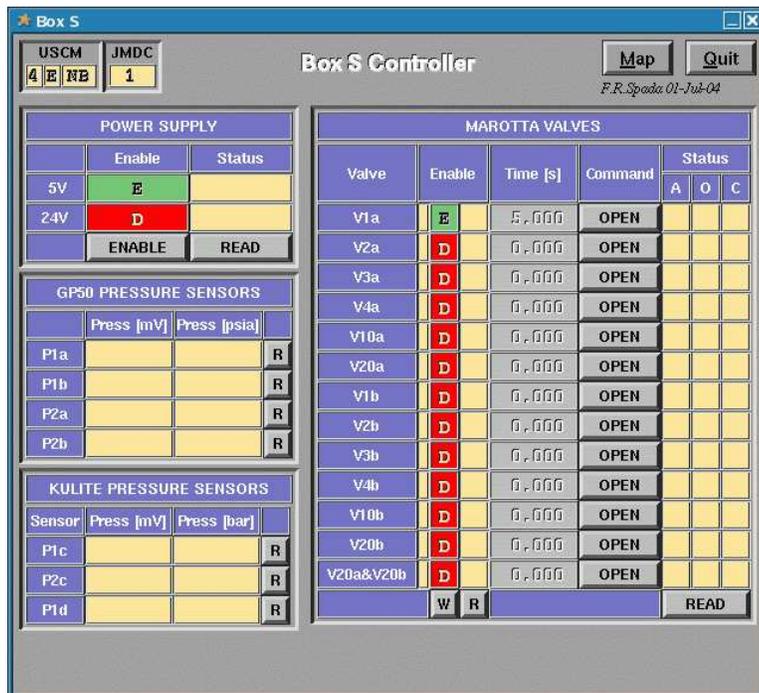


Figura A.1: Interfaccia grafica per il controllo del sistema di rifornimento



(a)



(b)

Figura A.2: Interfacce grafiche per il controllo dei resistori per il riscaldamento posti sui supporti delle bombole contenenti anidride carbonica (a) e xenon (b).

A.1.2 Box C

L'interfaccia per il sistema di circolazione, mostrata in figura A.3, comunica con la scheda UGBC e permette il controllo dei componenti del sottosistema. In particolare: le alimentazioni possono essere abilitate e disabilitate come descritto nel caso dell'interfaccia Box S così come le valvole nel riquadro “marotta valves” e i sensori di pressione nel riquadro “GP50 pressure sensors” sono comandati in maniera analoga a quanto descritto nel precedente paragrafo. Il riquadro “circulation pumps” contiene i tasti necessari a:

- la selezione della velocità delle pompe (“H” = velocità media; “F” = velocità massima) nella colonna “speed”;
- l'abilitazione (“E”) e la disabilitazione (“D”) delle pompe nella colonna “enable”: lo stato viene impostato tramite il tasto “W” e letto tramite “R”;
- l'attivazione (“activ”) e lo spegnimento (“stop”);
- la lettura dello stato nella colonna “status” (“R”)

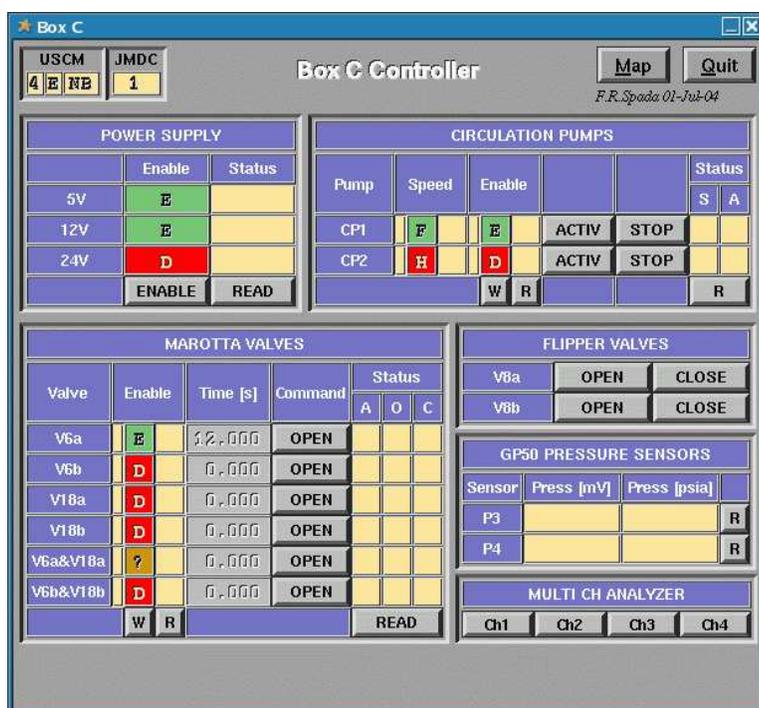


Figura A.3: Interfaccia grafica per il controllo del sistema di circolazione

Il riquadro “flipper valves” contiene i tasti di apertura (“open”) e chiusura (“close”) delle valvole Burkert presenti a monte delle pompe; notiamo che

a differenza delle valvole Marotta le Burckert non hanno bisogno di essere abilitate e il loro tempo di apertura non può essere programmato, ma hanno bisogno di essere disattivate con un comando separato. Infine, nel riquadro “multi ch analyzer” sono presenti i tasti che permettono la selezione del canale di lettura dei tubi di monitoraggio (cfr. capitolo 4).



Figura A.4: Interfaccia grafica per il controllo dell'analizzatore multicanale

L'analizzatore multicanale è controllato da una interfaccia separata mostrata in figura A.4. Nella colonna “run time” è possibile impostare la durata in secondi dell'acquisizione dei dati, nella colonna “interval” si può impostare l'intervallo in secondi tra una acquisizione e la successiva ed infine nella colonna “acquisitions” è possibile impostare il numero delle acquisizioni di dati desiderato. Il tasto “start” permette l'inizio dell'acquisizione.

A.1.3 Mixloop

L'interfaccia, mostrata in figura A.5, consente il controllo delle procedure di mescolamento dei gas. Permette di impartire comandi complessi, come lo svuotamento del recipiente di mescolamento e l'iniezione di CO₂ o argon direttamente in tale recipiente: le operazioni intermedie (ad esempio l'apertura successiva delle valvole necessarie) vengono automaticamente eseguite. La procedura per l'ottenimento di uno stato iniziale (“ground state”) per i due gas non è stata attualmente definita ed implementata; i tasti “set ground state Xe” e “set ground state CO₂” al momento risultano dunque fittizi. Il tasto “empty mix volume” permette lo svuotamento del recipiente di mescolamento tramite l'apertura delle valvole V4a e V18a per un tempo pari al valore in secondi impostato nella casella a destra del tasto (default = 60 s). I tasti “CO₂ fill” e “Argon fill” permettono l'iniezione dei gas nel recipiente di mescolamento. Il parametro a destra dei tasti uguaglia il nu-

mero di iniezioni necessario (default = 2 per l'anidride carbonica, default = 3 per l'argon); i tre parametri a sinistra corrispondono ai tempi di apertura in secondi delle valvole che consentono il trasferimento dei gas dalle bombole al recipiente di mescolamento. In particolare, la sequenza per l'anidride carbonica si riferisce alle valvole V1b (default = 2 s), V2b (default = 4 s), V3b (default = 60 s), mentre la sequenza per l'argon si riferisce alle valvole V1a (default = 1 s), V2a (default = 2 s), V3a (default = 30 s). Infine nel riquadro "pressure" il tasto "read" consente la lettura simultanea di tutti i sensori di pressione GP50.



Figura A.5: Interfaccia grafica del programma per l'esecuzione delle procedure di mescolamento

Bibliografia

- [1] AMS collaboration. *AMS on ISS. Construction of a particle physics detector on the International Space Station*, 2002.
- [2] B. Alpat. *Alpha Magnetic Spectrometer (AMS02) experiment on the International Space Station (ISS)*. astro-ph/0308487, 2003.
- [3] A. Barrau. *AMS: A particle observatory in space*. astro-ph/0103493, 2001.
- [4] A. Bouchet et al. *Simulation of cosmic Be isotopes detected by the RICH in AMS on the ISS*. In *Nuclear Physics*, volume A688, pages 417–420, 2001.
- [5] R. Battiston. *The capabilities of the Alpha Magnetic Spectrometer as GeV gamma-rays detector*. astro-ph/9911241, 2001.
- [6] C. D. Anderson. *The positive electron*. In *Physical Review*, volume 43, pages 491–494, 1933.
- [7] S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson. *Note on the Nature of Cosmic-Ray particles*. In *Physical Review*, volume 51, pages 884–886, 1937.
- [8] J. C. Street and E. C. Stevenson. *New Evidence of the Existence of a Particle of Mass Intermediate Between the Proton and Electron*. In *Physical Review*, volume 52, pages 1003–1004, 1937.
- [9] D. H. Perkins. *Nuclear Disintegration by Meson Capture*. In *Nature*, volume 159, pages 126–127, 1947.
- [10] L. Leprince-Ringuet and M. Lheritier. *Existence probable d'une particule de masse $990 m_0$ dans le rayonnement cosmique*. In *Accademie des Sciences*, pages 118–120, 1944.
- [11] G. D. Rochester. *Evidence for the existence of new unstable elementary particles*. In *Nature*, volume 160, pages 855–857, 1947.
- [12] B. M. Demirkoz. *A transition radiation detector and gas supply system for AMS*. Master's thesis, MIT, Boston, 7 Maggio 2004.

- [13] T. K. Gaisser and T. Stanev. *Cosmic Rays. Physical Review D: Particles and Fields*, 66(1-I), Luglio 2002.
- [14] J. N. Bahcall and E. Waxman. *Has the GZK cutoff been discovered?* *Phys. Lett.*, B556, 2003.
- [15] J. Han. *Magnetic fields in our Galaxy: How much do we know? (II) Halo fields and the global fields structure.* astro-ph/0110319, 2001.
- [16] R. Beck. *Magnetic fields in the Milky Way and other spiral galaxies.* astro-ph/0310287, 2003.
- [17] D. H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics.* Cambridge University Press, 2001.
- [18] A. Cohen et al. *A Matter-Anti-Matter Universe?* astro-ph/9707087, 1997.
- [19] J. Alcaraz et al. *Search for antihelium in cosmic rays. Physics Letters*, B461, 1999.
- [20] C. L. Bennet et al. *First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results. The Astrophysical Journal Supplement*, 2003.
- [21] D. N. Spergel et al. *First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. The Astrophysical Journal Supplement*, 2003.
- [22] R. H. Cyburt et al. *Constraining strong baryon dark matter interactions with primordial nucleosynthesis and cosmic rays. Physical Review*, 2002.
- [23] D. E. Groom. Review of particle physics. *The European Physical Journal*, C15, 2000.
- [24] C. P. Ma and E. Bertschinger. *A Cosmological Kinetic Theory for the Evolution of Cold Dark Matter Halos with Substructure: Quasi-Linear Theory.* astro-ph/0311049, 2003.
- [25] C. Munoz. *Dark matter detection in the light of recent experimental results.* hep-ph/0309346, 2003.
- [26] H. C. Cheng, J. L. Feng, and K. T. Matchev. *Kaluza-Klein dark matter. Physical Review Letters*, 2002.
- [27] W. de Boer et al. *Positron fraction in the CMSSM.* astro-ph/0212388, 2002.
- [28] G. L. Kane, L. T. Wang, and J. D. Wells. *Supersymmetry and the positron excess in cosmic rays.* hep-ph/0108138, 2001.

- [29] M. Acciarri et al. *Search for charginos and neutralinos in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 189$ GeV.* *Physical Letters*, B472, 2000.
- [30] J. L. Feng, K. T. Matchev, and F. Wilczek. *Particle and Astroparticle Searches for Supersymmetry.* *hep-ph/0111295*, 2001.
- [31] I. V. Moskalenko and A. W. Strong. *Positrons from particle dark-matter annihilation in the Galactic halo: propagation Green's functions.* *astro-ph/9905283*, 1999.
- [32] E. A. Baltz and J. Edsjo. *Positron Propagation and Fluxes from Neutralino Annihilation in the Halo.* *astro-ph/9808243*, 1998.
- [33] M. A. Du Vernois et al. *Cosmic-Rays Electrons and Positrons from 1 to 100 GeV: Measurements with HEAT and their Interpretation.* *The Astrophysical Journal*, 559, 2001.
- [34] S. W. Barwick et al. *The Energy Spectra and Relative Abundances of Electrons and Positrons in the Galactic Cosmic Radiation.* *astro-ph/9712324*, 1997.
- [35] S. Coutu et al. *Cosmic-Ray Positrons: Are There Primary Sources?* *astro-ph/9902162*, 1999.
- [36] D. Hooper, J. E. Taylor, and J. Silk. *Can Supersymmetry Naturally Explain the Positron Excess?* *hep-ph/0312076*, 2004.
- [37] J. Silk and A. Stebbin. *Clumpy Cold Dark Matter.* *Fermilab-Pub-93/031-A*, 1993.
- [38] S. Ting. *The Alpha Magnetic Spectrometer.* <http://pg.infn.it/ams-italy/pub/4.htm>, 1998.
- [39] B. Borgia. *The Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station.* In *IEEE Trans. Nucl. Sc.*, volume 52, pages 2786–2792, 2005.
- [40] B. Blau. *The Superconducting Magnet of AMS-02.* In *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 2002.
- [41] D. Rapin. *The AMS microstrip silicon tracker.* In *Proceedings of ICRC 2001*, 2001.
- [42] F. Hauler. *The AMS-02 TRD for the International Space Station.*
- [43] J. Olzem. *Construction of the AMS-02 Transition Radiation Detector for the International Space Station.* In *29th International Cosmic Ray Conference Pune*, 2005.
- [44] S. Gentile. *The Performance of the Transition Radiation Detector of the AMS-02 experiment.*

- [45] T. Kirn and T. Siedenburger. *The AMS-02 Transition Radiation Detector*.
- [46] D. Casadei. *The AMS-02 Time of Flight System*. In *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 2002.
- [47] M. Buenerd. *The RICH counter of the AMS experiment*. *astro-ph/0211645*, 2002.
- [48] T. Mahmoud. *The ALICE Transition Radiation Detector*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A502:127–132, 2003.
- [49] V. A. Mitsou. *The ATLAS Transition Radiation Tracker*, 2003.
- [50] S. Haino et al. *Measurements of Primary and Atmospheric Cosmic-Ray Spectra with the BESS-TeV Spectrometer*. *astro-ph/0403704*, 2004.
- [51] B. H. Bransden and C. J. Joachain. *Physics of atoms and molecules*, page 19. Longman, 2001.
- [52] B. Dolgoshein. *Transition radiation detectors*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A326:434–469, 1993.
- [53] V. L. Ginzburg and V. N. Tsytovich. *Transition radiation and transition scattering*. Adam Hilger, 1990.
- [54] X. Artru, G. B. Yodh, and G. Mennessier. *Practical theory of multilayered transition radiation detector*. *Physical Review D*, 12(5), Settembre 1975.
- [55] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [56] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche. *Particelle e nuclei*, page 355. Bollati Boringhieri, 1998.
- [57] R. C. Fernow. *Introduction to experimental particle physics*, pages 55–56. Cambridge University press, 1986.
- [58] W. Blum and L. Rolandi. *Particle identification with drift chambers*. Springer-Verlag, 1993.
- [59] Ph. v. Doetinchem et al. *Performance of the AMS-02 transition radiation detector*. In *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, volume A558, pages 526–535, 2006.
- [60] G. Carosi. *Positron/Proton separation using the AMS-02 TRD*. In *XXIV Physics in Collision*, Giugno 2004.

- [61] M. Schmanau. *The performance of AMS-02 Transition Radiation Detector*. In *29th International Cosmic Ray Conference Pune*, 2005.
- [62] *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*. <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>.
- [63] A. Bartoloni, B. Borgia, F. Bucci, and F.R. Spada. *AMS-02 TRD Gas Slow Control System Specification v 4.1*. INFN Sezione Roma 1.
- [64] U. Becker, J. Burger, and P. Fisher. *TRD gas system summary and specifications*, 4 Aprile 2003.
- [65] J. Orboeck. *The final 20-layer-prototype for the AMS transition radiation detector: beamtests, data-analysis, MC-studies*. PhD thesis, RWTH, Aachen, 28 Maggio 2003.
- [66] D. Y. Peng and D. B. Robinson. A new two-constant equation of state. *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, Vol. 15(No. 1), 1976.
- [67] U. Becker comunicazioni personali.
- [68] *GP:50 mod. 7900 Specifications*. <http://www.gp50.com/aerospace.htm>.
- [69] *Dallas Sensor Specification*. <http://pdfserv.maxim-ic.com/en/ds/DS18S20.pdf>.
- [70] *MCA 8000A Specifications*. www.amptek.com/mca8000a.html.
- [71] T. Siedenburg comunicazioni personali.
- [72] <http://accms04.physik.rwth-aachen.de>.
- [73] T. Kirn. AMS-02 TRD meeting. Boston, 30 Novembre 2000.
- [74] F. Bucci, S. Gentile, A. Lebedev, and F.R. Spada. *WINCAN v. 2.2 A Linux-based Slow Control interface for the AMS TRD Gas System*. Università di Roma “La Sapienza” e INFN, LNS MIT Cambridge (USA).