

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PERUGIA

Dipartimento di Fisica e Geologia

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea Triennale

**Sviluppo del sistema di
acquisizione e controllo di un
rivelatore di muoni**



Relatore:

Prof. Matteo Duranti

Candidato:

Gian Marco Lucchetti

Anno Accademico 2019/2020

Indice

Indice	1
Elenco delle figure	2
1 Raggi cosmici	3
1.1 Composizione dei raggi cosmici primari	4
1.2 Spettro dei raggi cosmici primari	5
1.3 Produzione di raggi cosmici secondari	7
1.4 Muoni	10
2 Il rivelatore Handy S(c)iPM	13
2.1 Materiali scintillanti	13
2.1.1 Scintillatori organici	15
2.2 Fotorivelatori al silicio SiPM	17
2.2.1 Conduttori, isolanti e semiconduttori	17
2.2.2 Drogaggio P ed N	18
2.2.3 Giunzioni P-N	19
2.2.4 Fotodiodi	20
2.2.5 Fotorivelatori al silicio SiPM	21
2.3 Il rivelatore Handy S(c)iPM	22
3 Implementazione del sistema di DAQ per Handy S(c)iPM	28
3.1 Simulazione di muoni a livello del suolo	28
3.2 Lettura dei dati	33
4 Risultati della simulazione	34
5 Conclusioni	36
Riferimenti bibliografici	36

Elenco delle figure

1.1	Confronto fra la composizione dei raggi cosmici primari e quella nel Sistema Solare [asimmetrie:articolo].	4
1.2	Spettro dei raggi cosmici primari [asimmetrie:articolo].	6
1.3	Schematizzazione di uno “sciame” di raggi cosmici secondari generato da un raggio cosmico primario di tipo adronico [astroparticelle.it:sito].	8
1.4	Decadimenti principali di pioni e kaoni.	9
1.5	Andamento delle diverse componenti dei raggi cosmici rispetto all’altitudine. I marcatori simboleggiano le misure sperimentali di muoni negativi svolte da diversi rivelatori [pdg:CosmicRays].	11
1.6	Andamento dello spettro energetico di muoni, riscalato per $p^{2.7}$, a $\theta = 0^\circ$ (cerchi, quadrati, triangoli) e $\theta = 75^\circ$ (rombi).	12
2.1	Andamento temporale dell’intensità di luce emessa da un materiale scintillante. Sono mostrate la componente lenta, quella veloce e la loro somma	14
2.2	Fotografia di uno scintillatore plastico	16
2.3	Drogaggio P ed N nel caso del silicio [sguanci:drrogaggioSilicio]. .	18
2.4	Giunzione P-N. Nella figura sono anche mostrati l’andamento della carica, del campo e del potenziale elettrico, in funzione della posizione lungo la giunzione.	19
2.5	Andamento della corrente in un diodo in funzione del potenziale esterno.	20
2.6	Schematizzazione di un fotodiodo di tipo PIN	21
2.7	Alcuni dettagli di Handy S(c)iPM: (a) singola barra di scintillatore prima di essere avvolta nel <i>Mylar</i> , (b) singola barra avvolta e con i SiPM ai due estremi, (c) singolo piano in cui si vedono le 5 barre di uno strato e 3 barre, ortogonali alle prime, dell’altro strato, (d) piano completo.	23

2.8	Singola barra di scintillazione in diversi momenti della sua preparazione: (a) e (b) scintillatore ricoperto del solo teflon, (c) dopo l'avvolgimento nel <i>Mylar</i> , (d) dopo l'apertura della finestra per alloggiare il SiPM, (e) riflessioni multiple della luce proveniente dalla finestra aperta ad un'estremità.	24
2.9	Mostrine realizzate in stampa 3D: si avvitano sulle cornici dei piani, sempre realizzare in stampa 3D, e tengono ferme le barre di scintillatore all'interno delle stesse,	24
2.10	Telescopio a muoni con un singolo piano X-Y.	25
2.11	Disegno CAD di una singola board di Front End Electronics, FEE. Si vedono le 5 sotto-schede, indipendenti, di lettura dei SiPM e la sezione di interfaccia verso Arduino.	26
2.12	Disegno CAD di 4 board di Front End Electronics, FEE, impilate fra loro e sopra una scheda di tipo ArduinoDue.	27
3.1	Generazione della posizione e degli angoli caratteristici di una particella. Il $random(a,b)$ (con a e b interi) disponibile nell'IDE di Arduino restituisce solo valori interi compresi tra a e b-1, dunque è stato necessario generare valori random interi, per poi dividerli ottenendo la cifra decimale desiderata.	29
3.2	Esempio di generazione di una particella dalla seconda faccia.	30
3.3	Lettura delle posizioni delle particelle e incremento dei contatori.	31
3.4	Lettura delle posizioni delle particelle e incremento dei contatori.	32
3.5	Generazione tempi simulati e stampa dei risultati.	33
4.1	Risultati della simulazione. I 4 istogrammi in alto raffigurano il numero di particelle che ha attraversato le barre orizzontali e verticali (X ed Y) appartenenti al piano superiore ed inferiore (1 e 2) del rivelatore. Gli ultimi due istogrammi colorati rappresentano il numero di particelle che hanno attraversato l'area data dall'intersezione di due barre.	35

Introduzione

Lo scopo di questa tesi sperimentale è la realizzazione del sistema di acquisizione, *DAQ*, di un rivelatore portatile di particelle cariche. Il sistema di *DAQ* avrà il compito di leggere i dati grezzi letti dalle schede di *Front End*, *FE*, collegate direttamente agli elementi sensibili, di pre-processarli e, tramite un'interfaccia grafica utilizzata dall'utente anche come *controller*, di visualizzare a schermo delle grandezze sintetiche significative.

Poiché però, al momento della stesura di questa tesi e durante il lavoro precedente, la scheda elettronica di *FE*¹ non è ancora stata ultimata, i dati provenienti dal *FE* sono stati simulati in maniera realistica, tenendo conto sia delle caratteristiche hardware del rivelatore, sia della fisica di un tipico caso d'utilizzo dell'apparato: la misura di muoni cosmici a terra.

Il rivelatore di particelle in questione, denominato “Handy-S(c)iPM” è un apparato costruito nella Camera Pulita del Dipartimento di Fisica e Geologia dell'Università di Perugia e dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare di Perugia. L'apparato è composto da barre di scintillatore plastico, accoppiate a dei foto-rivelatori a semiconduttore di tipo SiPM.

Tutte le componenti dell'apparato sono di piccole dimensioni, si alimentano tramite cavi micro-USB standard, e, una volta collegate fra loro e alimentate, sono immediatamente pronte all'uso. Grazie a ciò, questo apparato può essere utilizzato in svariate applicazioni; può essere infatti utilizzato sia come rivelatore di Raggi Cosmici che come sistema di trigger in test su fascio di particelle cariche.

L'apparato risultante, inoltre, è particolarmente innovativo nel suo genere, poiché utilizza componenti a basso costo, facilmente reperibili in commercio (Arduino e Raspberry), e con un consumo in potenza elettrica molto limitato: l'intero rivelatore assieme al sistema *DAQ* può essere alimentati con sistemi a batteria e/o con piccoli pannelli fotovoltaici² per diverse ore, rendendo l'intero apparato facilmente trasportabile ed utilizzabile in qualsiasi contesto.

¹descritta nel Cap.2

²ad esempio: <https://eu.ecoflow.com>

Un ulteriore utilizzo infatti potrebbe consistere nella divulgazione scientifica, in contesti come “La Notte dei Ricercatori”³ e nell’International Cosmic Day⁴ che oramai da diversi anni sono organizzati all’interno delle strutture del Dipartimento di Fisica e Geologia dell’Università di Perugia e della Sezione locale dell’Istituto Nazionale di Fisica Nucleare.

Questa tesi di laurea è strutturata nel modo seguente:

- nel Cap.1 verrà introdotta brevemente la fisica dei Raggi Cosmici, verranno descritti i meccanismi di produzione secondaria in atmosfera e saranno presentati i raggi cosmici comunemente presenti a terra, i muoni;
- nel Cap.2 si descriverà l’apparato di rivelazione oggetto di questo progetto di tesi e le sue componenti nel dettaglio;
- nel Cap.3 saranno illustrati i dettagli della simulazione e del sistema di acquisizione realizzati per il rivelatore in questione.
Si mostreranno alcuni dettagli del funzionamento del sistema di DAQ e si discuteranno i suoi limiti e le possibili migliorie necessarie per ampliare le funzionalità dello stesso.

³<http://www.sharper-night.it>

⁴<https://icd.desy.de>, <https://web.infn.it/OCRA/international-cosmic-day>

Capitolo 1

Raggi cosmici

I raggi cosmici sono un'ampia classe di particelle, sia cariche che neutre, che provengono dallo spazio. Sono suddivisi in raggi cosmici primari e secondari in base al loro meccanismo di produzione.

I raggi cosmici primari hanno origine nella nucleosintesi stellare, nei fenomeni energetici quali novae e supernovae oppure negli oggetti remoti come i quasar. I raggi cosmici secondari invece provengono dall'interazione dei raggi cosmici primari con l'atmosfera, e la loro componente principale sono muoni (μ) positivi e negativi, i quali arrivano al suolo con un rate di una particella al minuto per cm^2 .

L'analisi delle proprietà dei raggi cosmici insieme a raggi gamma, neutrini e onde gravitazionali, fornisce informazioni per una approfondita comprensione delle origini delle radiazioni ad alta energia nell'Universo.

In particolare lo studio dei muoni a livello del suolo ha svariate applicazioni, in quanto sono una sorgente costante di particelle ad alta energia, le quali non hanno bisogno dunque di alcuna accelerazione. Per questo motivo i muoni a livello del suolo possono essere utilizzati per testare i rivelatori di particelle, senza bisogno di utilizzare degli acceleratori di particelle o sorgenti radioattive.

Un ulteriore utilizzo dei μ è la muografia: una tecnica di acquisizione di immagini simile alla radiografia, ma per lo studio di volumi di grande dimensione, data la bassa sezione d'urto¹ dei muoni. I muoni infatti svolgono il ruolo di sonde, le quali possono essere utilizzate per indagare in profondità attraverso determinati materiali. Studiando le differenze del flusso dei muoni prima e dopo dell'attraversamento di un certo volume lungo direzioni diverse è possibile rivelare la distribuzione della densità della struttura interna del bersaglio.

Questa tecnica ha trovato recentemente applicazione anche nel settore geologico per

¹fattore proporzionale alla probabilità di interazione tra due particelle

lo studio di strutture tettoniche, ma già è usata da qualche decennio per studi archeologici. Un caso eclatante è stata la scoperta fatta nel Novembre 2017 da un gruppo di archeologi in Egitto, i quali scoprirono una camera segreta all'interno della piramide di Cheope a Giza, in Egitto [lescienze:piramidi].

1.1 Composizione dei raggi cosmici primari

Circa il 98% di raggi cosmici primari sono nuclei, mentre solo il 2% sono elettroni, neutrini e raggi gamma di alta energia. Le abbondanze relative delle differenti specie nei raggi cosmici non sono molto differenti da quelle nel sistema solare.

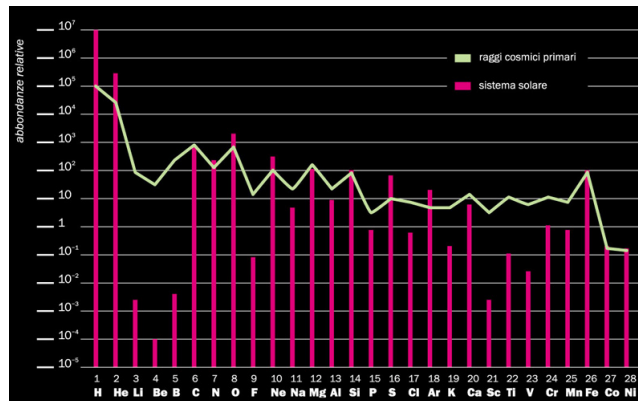


Figura 1.1: Confronto fra la composizione dei raggi cosmici primari e quella nel Sistema Solare [asimmetrie:articolo].

Come si vede in Fig. 1.1 (nel quale le due classi di abbondanze, raggi cosmici e sistema solare, sono state “normalizzate” ponendo arbitrariamente l'abbondanza del Silicio a 100), i raggi cosmici sono costituiti prevalentemente da protoni (nuclei di idrogeno) e da nuclei di elio, i quali rappresentano circa il 90% e il 10% rispetto al numero totale di nuclei, mentre tutti gli altri elementi contribuiscono una piccola frazione del totale. Nei raggi cosmici primari, le proporzioni tra i vari elementi sono simili a quelle nel sistema solare, ma con alcune significative differenze; in particolare, nei raggi cosmici sono molto più abbondanti i nuclei leggeri, tra elio e carbonio, e quelli più leggeri del ferro: essi sono il risultato della frammentazione di nuclei più pesanti a seguito di urti con la materia interstellare [asimmetrie:articolo]. Comunque sia, le differenze non superano quasi mai il 20%. Queste distribuzioni osservate, in realtà, sono entrambe dovute all'evoluzione della composizione “primordiale” dell'Universo, la quale, da studi cosmologici, risulta essere composta per il 24% da elio, mentre il restante 76% da idrogeno. In seguito a vari processi nucleari, in particolare alla

nucleosintesi stellare, è possibile che, in certe regioni dello spazio, questi elementi primordiali vengano trasformati in nuove specie atomiche, determinando in queste zone una nuova composizione chimica della materia.

Le abbondanze relative rivelate nel nostro sistema solare, in realtà, sono rappresentative di tutta quella parte della Galassia che presenta una storia evolutiva simile (ovvero il disco galattico) e per questo motivo il termine “abbondanze del sistema solare” è talvolta usato come sinonimo di “abbondanze cosmiche”.

Da tutto ciò, si deduce che le differenze che si riscontrano fra la composizione dei raggi cosmici e quella del sistema solare sono dovute soprattutto ai processi di accelerazione e di propagazione di queste particelle. È proprio per questo motivo, infatti, che i dati ottenuti dalla misura della composizione chimica dei raggi cosmici sono fondamentali per lo studio delle loro sorgenti.

Si possono inoltre notare da Fig 1.1 delle differenze marcate per alcuni specifici elementi, quali Li, Be, B, Sc, V, Cr, Mn. Questi elementi non sono prodotti nelle reazioni di fusione stellare, ma, come detto prima, sono presenti nei raggi cosmici in quanto risultanti delle reazioni nucleari di questi ultimi con il mezzo interstellare. In particolare dall’ossigeno si ottengono Li, Be, B mentre dal ferro Sc, V, Cr, Mn. Da ciò si possono dedurre delle informazioni sul tempo di permanenza dei raggi cosmici nella galassia: per spiegare la presenza di tali nuclei i raggi cosmici devono attraversare una quantità di materia interstellare, χ , di 5 grammi al centimetro quadrato. Conoscendo χ si può determinare il tempo, τ , di permanenza dei raggi cosmici all’interno della galassia. Sapendo che

$$\chi = \rho_p c \tau \simeq 5 \text{ g cm}^{-2} \quad (1.1.1)$$

si ottiene

$$\tau \simeq 3 \cdot 10^6 \text{ anni} \quad (1.1.2)$$

dove $\rho_p \sim 1 \text{ protone/cm}^3 \simeq 1.67 \cdot 10^{-24} \text{ g/cm}^{-3}$ è la densità del gas interstellare, supponendolo essenzialmente composto da protoni. Quindi lo spessore di materiale attraversato dai raggi cosmici nella Galassia è

$$l = \frac{\chi}{m_p \rho} \simeq 1000 \text{ kpc} \quad (1.1.3)$$

Poiché lo spessore del disco galattico è $d = 0.2 \text{ kpc}$, allora i raggi cosmici all’interno della Galassia devono essere stati diffusi più volte dal campo magnetico galattico, $B_{gal} \simeq 3\mu G$, prima di giungere sino alla Terra.

1.2 Spettro dei raggi cosmici primari

Le energie dei raggi cosmici provenienti dall’esterno del sistema solare variano in un intervallo molto ampio, da 10^8 eV fino a 10^{20} eV . In questo intervallo, il *rate* di raggi

cosmici varia notevolmente, con intensità pari a una particella per cm^2 al secondo ed energie dell'ordine del GeV fino a una particella per km^2 per secolo con energie sopra i 10^{19} eV. L'intensità del flusso totale di raggi cosmici, in funzione dell'energia, E , è descritta da un legge di potenza, parametrizzabile secondo la seguente formula:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (1.2.1)$$

dove l'indice spettrale, α , assume diversi valori al variare dell'energia:

$$\alpha \sim \begin{cases} 2.7 & \text{per } E \lesssim 10^{15} \text{ eV} \\ 3 & \text{per } 10^{15} \text{ eV} \lesssim E \lesssim 10^{18} \text{ eV} \\ 2.7 & \text{per } E \gtrsim 10^{18} \text{ eV} \end{cases} \quad (1.2.2)$$

Il primo punto di variazione di pendenza, $E \sim 10^{15}$ eV è detto *knee* (ginocchio), e il secondo, $E \sim 10^{18}$ eV, è detto *ankle* (caviglia).

L'equazione (1.2.2) riesce ad esprimere in maniera molto accurata il flusso dei raggi cosmici rispetto alla loro energia rivelato sperimentalmente, come si può vedere in Fig.1.2.

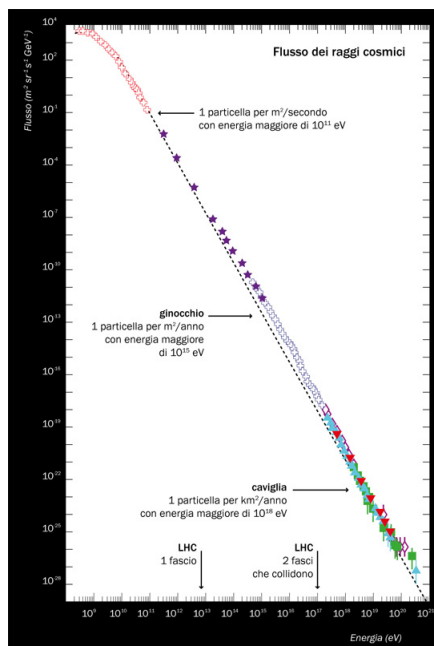


Figura 1.2: Spettro dei raggi cosmici primari [asimmetrie:articolo].

Si può notare che nella regione di bassa energia $E \leq 30$ GeV lo spettro di energia non è semplicemente una legge di potenza ma ha una curvatura nel grafico log-log,

dovuta dall'interazione dei raggi cosmici con il vento solare.

I raggi cosmici con energie comprese tra gli eV e i GeV provengono direttamente dal Sole, e compongono il vento solare.

È stato possibile dimostrare l'influenza del vento solare osservando che il tratto ad energie più basse (fino a qualche decina di GeV) del flusso dipende dalle modulazioni nel tempo del vento solare, il quale non è prodotto in maniera costante. Al di sopra, l'influenza del vento solare può invece essere trascurata. Grazie ad uno studio sistematico delle modulazioni del vento solare nei vari periodi e ad un lavoro di modellizzazione dei fenomeni fisici che governano la modulazione stessa, è possibile "demodulare" i flussi sperimentali ottenuti dai diversi strumenti andando così a ricostruire i flussi, in funzione dell'energia, per come appaiono al di fuori dell'Eliosfera, i così detti *Local Interstellar Spectra* (LIS).

Globalmente, lo spettro riflette quello di produzione dei raggi cosmici modificato dal tempo di confinamento, che dipende dall'energia, poiché più questa è elevata più facilmente i raggi cosmici sfuggono all'esterno della Galassia. Al di là del ginocchio, i raggi cosmici non sono più confinati all'interno della Galassia e con buona probabilità non sono presenti sorgenti galattiche capaci di produrre energie tanto elevate. Intorno al ginocchio ci si aspetta quindi una transizione da una componente prevalentemente galattica ad una prevalentemente extragalattica. Riassumendo, possiamo fare la seguente suddivisione:

- $E \lesssim 10^9$ eV \rightarrow raggi cosmici solari;
- 10^9 eV $\lesssim E \lesssim 10^{15}$ eV \rightarrow raggi cosmici galattici;
- $E \gtrsim 10^{15}$ eV \rightarrow raggi cosmici extragalattici;

Com'è stato detto prima, i raggi cosmici ad alta energia sono poco frequenti, dunque le misurazioni del loro flusso vengono fatte indirettamente mediante l'osservazione degli sciami elettromagnetici ed adronici² prodotti dall'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera.

Al livello tecnologico attuale si riescono ad effettuare misurazioni dirette del flusso dei raggi cosmici per valori dell'energia fino all'energia di ginocchio. Ciò avviene attraverso esperimenti su palloni aerostatici di alta quota, satelliti o moduli spaziali - come ad esempio AMS - installati sulla Stazione Spaziale Internazionale.

1.3 Produzione di raggi cosmici secondari

Una volta entrati nell'alta atmosfera terrestre, la componente nucleare dei raggi cosmici (tipicamente protoni o nuclei di elio) interagisce con i nuclei atmosferici,

²spiegati nel dettaglio nella sezione 1.3

principalmente azoto e ossigeno. Questa interazione produce più particelle, le quali a loro volta interagiscono con l’atmosfera generando ulteriori particelle, producendo quindi una vera e propria “doccia” (*shower* in inglese) o cascata di particelle secondarie (vedi Fig 1.3).

Questa moltitudine di particelle, detta anche *sciame*, è formata da protoni e neutroni, mesoni π , K , iperoni, antiprotoni, antineutroni, etc... [Rossi:libro]. In questo caso appena considerato, poiché la cascata è generata da un adrone, essa viene denominata cascata adronica.

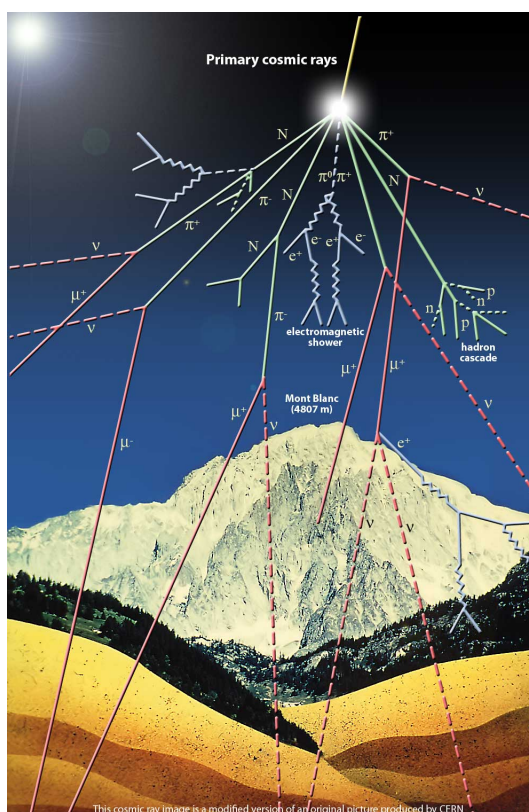


Figura 1.3: Schematizzazione di uno “sciame” di raggi cosmici secondari generato da un raggio cosmico primario di tipo adronico [astroparticelle.it:sito].

All’interno della cascata adronica si possono distinguere tre componenti:

- componente elettromagnetica o “soft”, composta da fotoni ed elettroni;
- componente mesonica o “hard”, composta da mesoni, i quali trasportano la maggior parte dell’energia del raggio cosmico originario;
- componente nucleonica, contenente nucleoni o nuclei leggeri creati per effetto della spallazione con i nuclei dell’aria.

La componente nucleonica è composta principalmente da protoni e neutroni; questi percorrono brevi tratti nell'atmosfera in quanto interagiscono fortemente con i nuclei della stessa atmosfera. Da questa interazione sono prodotti pioni (π) e kaoni (K) con un impulso pressoché parallelo a quello dei primari e sono caratterizzati da spettri energetici differenziali sempre descritti da una legge di potenza con indici spettrali simili a quelli adronici [Grieder:libro]. Questi mesoni, a causa della loro breve vita media, decadono prima di raggiungere il suolo.

La componente mesonica decade molto velocemente; i decadimenti principali sono mostrati in Tab.1.4.

Mesone	Vita media (s)	Canale di decadimento	Branching Ratio
π^\pm	$2.6 \cdot 10^{-8}$	$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$	99.9%
π^0	$8.5 \cdot 10^{-17}$	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	98.8%
		$\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$	1.2%
K^\pm	$1.2 \cdot 10^{-8}$	$K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$	63.5%
		$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$	20.6%
K_S^0	$0.9 \cdot 10^{-10}$	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	69.2%
		$K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$	30.7%
K_L^0	$5.1 \cdot 10^{-8}$	$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \bar{\nu}_e (\nu_e)$	40.5%
		$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)$	27.0%
		$K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$	19.5%

Figura 1.4: Decadimenti principali di pioni e kaoni.

I principali prodotti di questi decadimenti sono muoni e fotoni, i quali vanno a formare la componente elettromagnetica della cascata adronica. I muoni hanno una massa di $105 \text{ MeV}/c^2$ e una vita media di $2.197 \mu\text{s}$, ma per effetto della loro velocità relativistica e, quindi della conseguente dilatazione temporale, raggiungono il suolo anche se sono generati nelle prime interazioni nell'alta atmosfera. I pioni neutri generati nelle interazioni adroniche decadono in coppie di fotoni. I γ interagendo con i nuclei dell'atmosfera generano coppie elettrone-positrone tramite il meccanismo di *pair production*. Elettroni e positroni, a loro volta, generano fotoni per *bremmstrahlung*, i quali possono interagire nuovamente con l'atmosfera come detto prima. Si

viene così a formare una grande numero di fotoni, elettroni e positroni, che compongono lo sciame elettromagnetico.

Ad ogni interazione adronica, poco più di un terzo dell'energia va nella componente elettromagnetica. A causa della rapida moltiplicazione degli sciami elettromagnetici, elettroni e positroni sono le particelle più numerose negli sciami atmosferici “sviluppati”.

Al di là di una piccola frazione F di energia persa dai neutrini, l'energia del raggio cosmico primario, E_0 , si ha integrando sullo sviluppo dello sciame:

$$(1 - F) \cdot E_0 \sim \alpha \int_0^\infty N(X) dX \quad (1.3.1)$$

dove $N(X)$ è il numero di particelle cariche nello sciame alla profondità X (misurata lungo l'asse dello sciame), e α è l'energia persa per unità di cammino percorso nell'atmosfera.

Il numero di muoni di bassa energia, 1–10 GeV, aumenta quando lo sciame si sviluppa e in seguito si stabilizza, dal momento che i muoni raramente interagiscono in maniera catastrofica. Al contrario, il numero di elettroni e positroni diminuisce rapidamente dopo il massimo. Avendo perso molta energia per radiazione e produzione di coppia, elettroni e positroni arrivano ad un livello minimo di energia, detto energia critica E_c (in questo caso $E_c \sim 80$ MeV), al di sotto del quale l'energia degli elettroni rimanenti viene persa velocemente per ionizzazione. Si osserva dunque un grande aumento del numero di particelle dello sciame negli strati più alti dell'atmosfera, per poi diminuire gradualmente negli strati più bassi, nei quali l'energia dello sciame è minore. Dunque il numero di particelle e l'energia di queste, misurate al livello del suolo, dipendono interamente dall'energia del raggio cosmico primario, dall'altitudine alla quale è avvenuta la prima reazione con l'atmosfera e dalle fluttuazioni nella formazione dello sciame.

Dal momento che la probabilità di generare un pione, indipendentemente dalla carica, è circa la stessa, è ovvio aspettarsi una frazione di pioni carichi molto più alta di quella di pioni neutri, ottenendo una composizione dello sciame a terra principalmente muonica.

1.4 Muoni

Come è stato detto precedentemente, la componente principale, e di maggior interesse in questo lavoro di tesi, dei raggi cosmici carichi a terra sono i muoni.

Il lungo tempo di vita proprio, $\tau_\mu = 2.2 \cdot 10^{-6}$ s, combinato con l'effetto relativistico della dilatazione temporale e la loro piccola sezione d'urto³, rendono possibile ad

³fattore proporzionale alla probabilità di interazione tra due particelle

un'ampia frazione di μ di giungere sino alla superficie terrestre prima di decadere o interagire.

La maggior parte di essi è prodotta a circa 15 km dal suolo, raggiungendo il suolo con una perdita totale di energia nell'atmosfera in media pari a solamente 2 GeV. La loro energia e la distribuzione angolare dipendono dalla altitudine, e sono il risultato della combinazione del loro spettro di produzione, delle perdite di energia nell'atmosfera e dei decadimenti alla quale vanno incontro. L'energia più probabile dei μ che arrivano al suolo è $\simeq 4$ GeV, e il flusso di muoni con energia superiore a 1 GeV a livello del mare è pari a circa $1 \mu / (\text{cm}^2 \text{ minuto})$. Lo spettro energetico è circa piatto sotto ad 1 GeV, per poi decrescere rapidamente poiché, a causa della dilatazione relativistica dei tempi, π di alta energia hanno una probabilità non trascurabile di interagire con l'atmosfera prima di decadere, con conseguente diminuzione della probabilità di produzione di μ dal loro decadimento. La dipendenza del flusso di μ^\pm atteso dall'altitudine, insieme a misure sperimentali di μ^- , è mostrato in Fig.1.5.

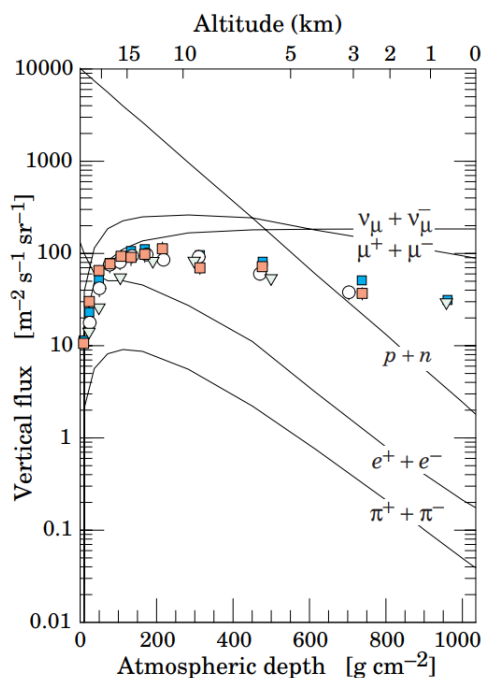


Figura 1.5: Andamento delle diverse componenti dei raggi cosmici rispetto all'altitudine. I marcatori simboleggiano le misure sperimentali di muoni negativi svolte da diversi rivelatori [pdg:CosmicRays].

Il comportamento che si attende sulle basi dei processi sopra descritti è confermato dalle misure sperimentali: il numero di nucleoni, che sono la componente principale ad elevate altezze, decresce rapidamente interagendo con l'aria. Il picco nella curva

d'intensità dei pioni a circa 15 km è dovuto all'effetto combinato della loro produzione nelle prime interazioni e con il loro successivo decadimento. I μ , essendo prodotti dal decadimento dei pioni ma avendo un lungo tempo di vita proprio, mostrano una forma simile ma con un massimo spostato verso altezze minori.

La distribuzione dei μ a livello del mare è funzione dell'angolo di incidenza rispetto allo zenit θ , il quale determina la quantità di atmosfera attraversata dal muone, e risulta approssimativamente proporzionale a $\cos^2(\theta)$. Nella figura 1.6 è mostrato l'andamento dello spettro energetico per due angoli differenti.

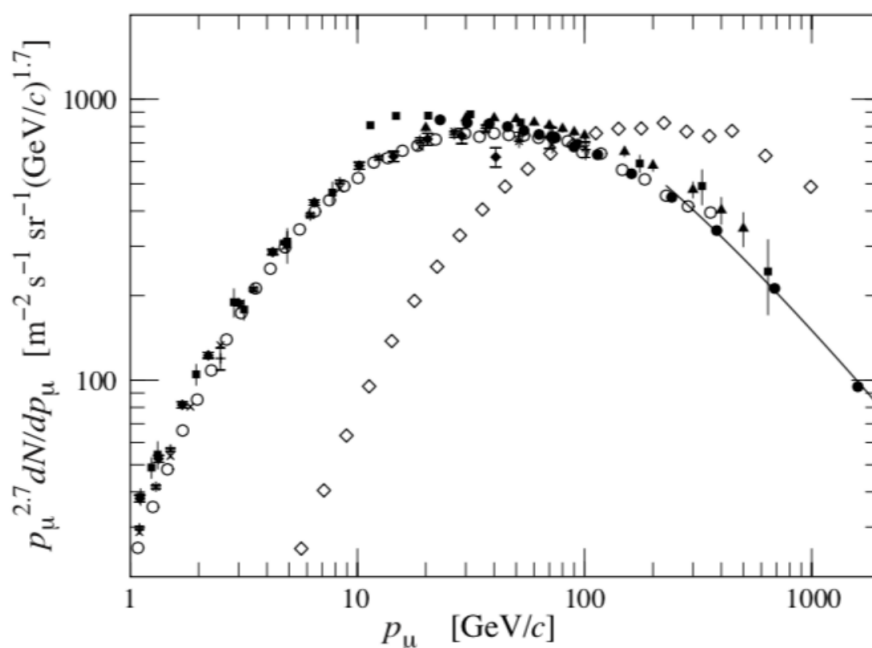


Figura 1.6: Andamento dello spettro energetico di muoni, riscalato per $p^{2.7}$, a $\theta = 0^\circ$ (cerchi, quadrati, triangoli) e $\theta = 75^\circ$ (rombi).

Il flusso di μ inclinati è caratterizzato da una energia media più alta, poiché attraversando uno spessore di materiale (l'atmosfera) più profondo, aumentano le loro perdite di energia e μ meno energetici hanno una probabilità maggiore di decadere prima di raggiungere il suolo.

Capitolo 2

Il rivelatore Handy S(c)iPM

Esistono svariati modi per rilevare delle particelle cariche: in questo lavoro di tesi si andranno ad analizzare i rivelatori a scintillazione, in particolare il rivelatore Handy S(c)iPM, costruito nella camera pulita del Dipartimento di Fisica e Geologia e della Sezione dell'INFN sdi Perugia.

Un rivelatore a scintillazione è un rivelatore di radiazione ionizzante che converte l'energia cinetica depositata dalle particelle cariche in un segnale elettrico. Per fare ciò è necessario l'uso di una barra di materiale scintillante, il quale trasforma l'energia depositata dalla particella in luce visibile (o ultravioletta), accoppiato ad un fotoamplificatore al silicio (SiPM, Silicon PhotoMultiplier), il quale converte i fotoni provenienti dal materiale scintillante in una corrente, la quale viene in seguito amplificata in maniera da poter essere rilevata dall'elettronica di Front End.

2.1 Materiali scintillanti

Gli scintillatori costituiscono una importante classe di rivelatori nella fisica nucleare e delle particelle. Alla base del loro funzionamento vi è un fenomeno detto di luminescenza. I materiali che hanno questa proprietà, se esposti a radiazione, hanno la capacità di assorbire e riemettere energia sotto forma di luce visibile.

L'evoluzione temporale del processo di emissione può essere descritta in prima approssimazione come un decadimento esponenziale:

$$N = \frac{N_0}{\tau_d} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_d}} \quad (2.1.1)$$

dove τ_d è la costante di decadimento e N_0 è il numero totale di fotoni emessi. Per descrivere in modo completo il comportamento degli scintillatori è necessario utilizzare un modello della dipendenza temporale della scintillazione prodotta che tenga conto di due componenti: una veloce, che rappresenta la fluorescenza ed una lenta, dovuta

alla fosforescenza ed alla fluorescenza ritardata. Se l'emissione di luce avviene entro un intervallo di tempo di circa 10^{-8} s il processo è chiamato fluorescenza, altrimenti, fosforescenza o fluorescenza ritardata.

In questo caso si otterrà:

$$N = A \cdot e^{\frac{-t}{\tau_f}} + B \cdot e^{\frac{-t}{\tau_s}} \quad (2.1.2)$$

dove τ_f è la costante di decadimento veloce (*fast*) e τ_s è la costante di decadimento lenta (*slow*).

In figura 2.1 sono mostrate la componente lenta, quella veloce e l'andamento totale del decadimento:

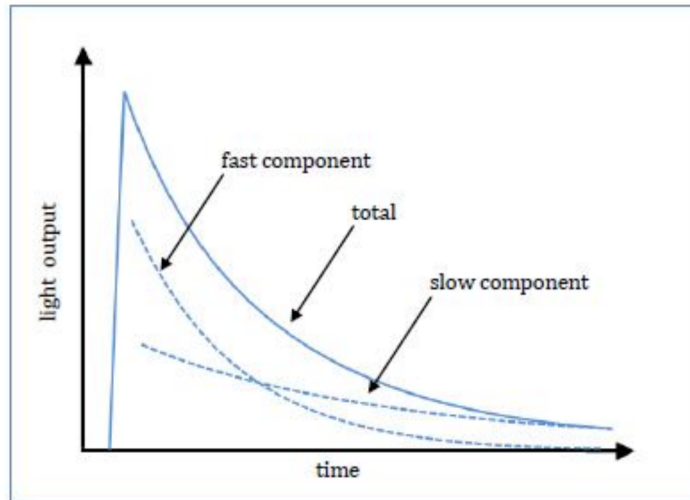


Figura 2.1: Andamento temporale dell'intensità di luce emessa da un materiale scintillante. Sono mostrate la componente lenta, quella veloce e la loro somma

Uno scintillatore ideale dovrebbe possedere le seguenti proprietà:

- alta efficienza di scintillazione: alta conversione dell'energia depositata dalla particella carica nel mezzo in luce di lunghezza d'onda compatibile con il fotomoltiplicatore;
- linearità della conversione: la luce prodotta (*light yield*) dalla particella deve essere proporzionale all'energia depositata nello scintillatore;
- trasparenza del mezzo: il materiale deve essere trasparente rispetto alla lunghezza d'onda della luce di scintillazione emessa, evitando così il suo riassorbimento;
- breve *decay time*: il tempo di emissione della luce deve essere breve, in modo da distinguere impulsi di luce temporalmente vicini (generare impulsi veloci);

- buona qualità ottica (i.e. trasparenti alla luce emessa in modo che questa possa essere raccolta ai capi del volume attivo);
- possibilità di realizzarci rivelatori di varie forme e dimensioni;
- indice di rifrazione vicino a quello del quarzo (~ 1.5) per garantire un accoppiamento ottico efficiente con le finestre dei fotomoltiplicatori.

Gli scintillatori reali, ovviamente, non soddisfano contemporaneamente tutte queste proprietà, quindi bisogna scegliere attentamente il materiale adatto alla radiazione che si vuol rivelare.

Un buon scintillatore deve convertire la più grande frazione possibile di energia rilasciata dalla radiazione incidente in luce di fluorescenza, minimizzando i contributi generalmente indesiderati della fosforescenza e della fluorescenza ritardata.

Gli scintillatori si dividono in:

1. scintillatori organici (cristallini, liquidi, plastici):
 - basso *light yield* (rendimento luminoso);
 - breve *decay time*;
 - luce di scintillazione generata da transizione tra i livelli energetici della singola molecola, indipendentemente dallo stato di aggregazione dello scintillatore.
2. scintillatori inorganici:
 - lineari,
 - alto *light yield*,
 - lunghi *decay time*,
 - meccanismo di scintillazione dipende dalla struttura reticolare del solido.

I primi sono molto veloci ma hanno un'efficienza ed una linearità peggiore rispetto ai secondi.

2.1.1 Scintillatori organici

I materiali scintillanti organici sono composti idrocarburici contenenti particolari strutture di anelli aromatici. La scintillazione avviene in questi materiali a seguito delle transizioni energetiche degli elettroni di valenza delle molecole eccitati dal

deposito energetico di particelle ionizzanti. Questi materiali mantengono le loro proprietà di scintillazione sia in forma pura che in soluzioni liquide o solide, rendendo questo tipo di materiali particolarmente versatile per diversi tipi di applicazioni.

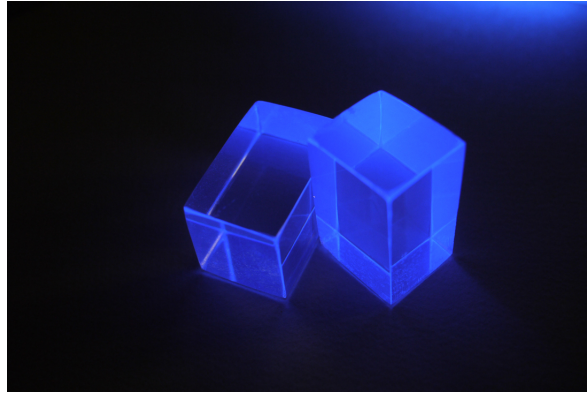


Figura 2.2: Fotografia di uno scintillatore plastico

Gli scintillatori plastici, in particolare, sono soluzioni di materiali scintillanti in un solvente plastico. I materiali plastici più comuni e largamente utilizzati sono il polyvinyltoluene, il polyphenylbenzene e il polystyrene. Gli scintillatori plastici presentano un segnale estremamente rapido con un tempo di decadimento di circa 2 – 3 ns e un alto segnale luminoso in uscita.

Tuttavia, rispetto agli scintillatori inorganici, quelli plastici sono meno luminosi, producendo un fotone ogni 100 eV di energia depositata. In generale i fotoni emessi hanno uno spettro che si estende nella regione ultravioletta dello spettro elettromagnetico, rendendo necessario l'utilizzo di fotorivelatori sensibili a questo intervallo per la rivelazione dei fotoni di scintillazione. Uno dei principali vantaggi degli scintillatori plastici è la loro flessibilità, per la quale possono essere modellati in forme di diverse dimensioni, nonché il loro costo molto inferiore ad altre tipologie di scintillatori.

Nel caso dell' Handy S(c)iPM sono stati utilizzati degli scintillatori organici plastici UPS-923A prodotti da DETEC Europe¹, i quali sono composti dal 56% di antracene, e sono caratterizzati da un alto *light yield* (rispetto ad un generico scintillatore plastico), un veloce *rise time* (tempo di emissione della scintillazione) di 0.9 ns e una grande *attenuation length* (lunghezza dopo la quale un fascio di fotoni incidenti sul materiale risulta attenuato di un fattore $1/e$), la quale è maggiore di 2.5 m.

¹<http://detecsciences.com/en/scintillation-materials.html>

2.2 Fotorivelatori al silicio SiPM

Un fotorivelatore è un dispositivo in grado di convertire uno o più fotoni in un segnale elettrico (in corrente o tensione), il quale può essere letto da un dispositivo elettronico.

Esistono vari tipi di fotodiodi, in questo caso analizzeremo quelli a stato solido, i quali sfruttano le caratteristiche di materiali semiconduttori, come il silicio.

2.2.1 Conduttori, isolanti e semiconduttori

Un materiale semiconduttore è un materiale con caratteristiche intermedie tra un conduttore e un isolante. Ad esempio hanno una conducibilità elettrica inferiore a quella dei conduttori, la quale però aumenta all'aumentare della temperatura, mentre nei conduttori la conducibilità diminuisce all'aumentare della temperatura.

Questa caratteristica dei materiali semiconduttori dipende dalla loro struttura molecolare periodica. Grazie a questa struttura, gli orbitali elettronici sono distribuiti lungo tutto il volume del solido, ed è possibile dimostrare che gli orbitali si dispongono a determinati valori di energia quantizzati. Ogni valore di energia può essere condiviso da al massimo due orbitali, dunque si ha un grande numero di energie possibili, le quali assumono una certa distribuzione, detta “struttura a bande”. In una struttura a bande i valori sono distribuiti in determinati intervalli detti *bande*, mentre alcune zone, chiamate *gap* rimangono vuote. È necessario specificare che, anche se in una banda sono contenuti un gran numero di valori di energia, sono comunque un numero finito, dunque i valori si trovano separati da un intervallo di energia ϵ , comunque molto minore della *gap*. Questi livelli energetici vengono riempiti dagli elettroni, partendo da quello inferiore, nel caso in cui il sistema è all'energia minima. Nel caso di un conduttore, vengono riempite un numero semi intero di bande, cioè l'ultima banda occupata dagli elettroni rimane per metà vuota. Gli elettroni occupano la metà inferiore della banda nel caso di energia minima, ma possono essere promossi ai livelli superiori di energia nel caso il sistema venga perturbato da un agente esterno (differenza di potenziale, energia termica etc.). Nel caso di un conduttore gli elettroni possono accedere all'altra metà della banda, dunque l'energia necessaria ad eccitare un elettrone è dell'ordine di ϵ , in quanto è proprio la differenza di energia tra i vari livelli all'interno di una *gap*. Gli elettroni eccitati sono anche detti elettroni di conduzione, in quanto sono liberi di spostarsi nel materiale, dunque sono liberi di condurre corrente.

Negli isolanti, le energie riempiono completamente un certo numero di bande, dunque nel caso in cui vi sia un potenziale esterno, per eccitare gli elettroni e farli passare al livello energetico superiore è necessaria un'energia pari al valore della *gap*, la quale però è molto maggiore di ϵ , in genere dell'ordine dell'eV, dunque per poter condurre

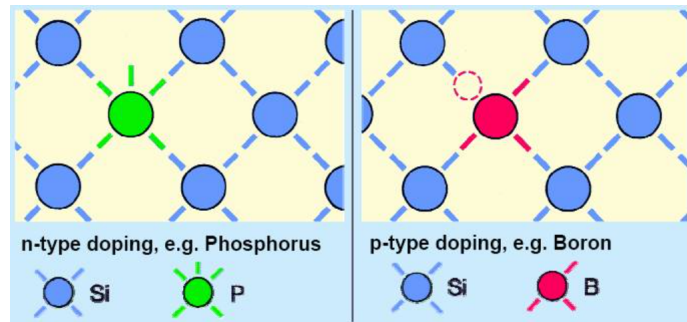


Figura 2.3: Drogaggio P ed N nel caso del silicio [sguanci:drnogaggioSilicio].

corrente è necessaria una differenza di potenziale (ddp) molto grande.

Nei semiconduttori la situazione è la stessa degli isolanti, con la differenza che le gap sono più piccole, anche dell'ordine di decine di meV. Poiché l'energia termica a temperatura ambiente è di circa 25 meV, questa può favorire il processo di eccitazione degli elettroni. Maggiore è la temperatura, più è probabile che gli elettroni all'estremità della gap vengano eccitati, i quali comunque rimangono un numero molto piccolo rispetto agli elettroni che possono essere eccitati in un conduttore, per questo motivo la conducibilità di un semiconduttore rimane comunque abbastanza piccola, anche se favorita dall'aumento della temperatura.

2.2.2 Drogaggio P ed N

La conducibilità dei semiconduttori può essere incrementata attraverso un'operazione di *drogaggio*, la quale consiste nell'aggiunta di piccole quantità di specie atomiche con valenza maggiore (*drogaggio N*) oppure di valenza minore (*drogaggio P*).

Nel caso del silicio (il quale ha valenza 4) si usano principalmente fosforo (il quale ha valenza 5) per il drogaggio N e boro (il quale ha valenza 3) per il drogaggio P. Poiché nel silicio ciascun atomo è legato a 4 altri atomi, con l'aggiunta di un atomo il quale ha 5 elettroni di valenza, si ha un elettrone in più rispetto al caso del silicio puro, il quale porta un ulteriore livello energetico alla struttura a bande, il quale si posiziona all'interno di una gap. In questo modo gli elettroni non devono attraversare l'intera gap per passare allo stato eccitato, ma sono sufficienti energie inferiori, e dunque la conducibilità elettrica aumenta.

Nel caso di drogaggio P invece, si ha un elettrone in meno, poiché il boro ha valenza 3. In questo caso si parla anche di *lacuna*, intesa nel senso comune del termine, cioè come "buco" (*hole* in inglese), dovuto dall'assenza di un elettrone. A causa dell'assenza di un elettrone, si libera un livello energetico all'interno della banda, la quale nel caso del silicio puro è completamente piena. Gli elettroni presenti nella stessa

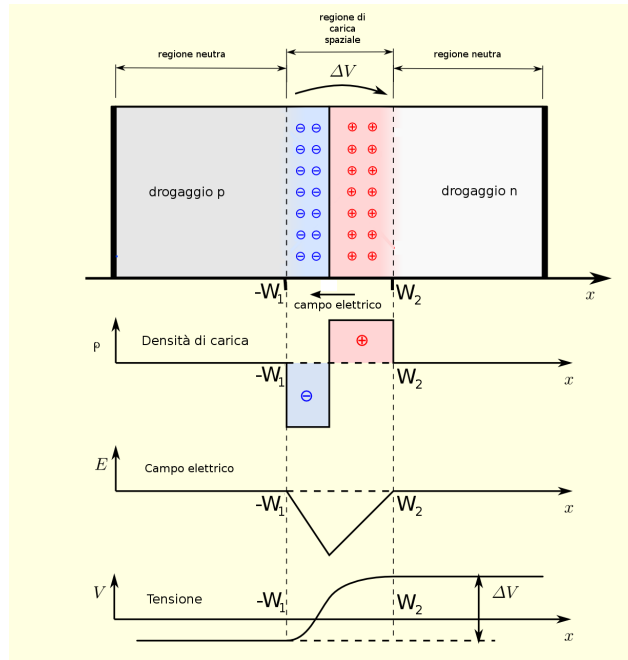


Figura 2.4: Giunzione P-N. Nella figura sono anche mostrati l'andamento della carica, del campo e del potenziale elettrico, in funzione della posizione lungo la giunzione.

banda possono allora essere facilmente eccitati, in quanto, come detto prima, l'energia necessaria è la ϵ che separa due livelli energetici all'interno della stessa banda. Nella Fig. 2.3 vi è una visualizzazione dei legami atomici nel caso P ed N.

2.2.3 Giunzioni P-N

Una giunzione P-N, o diodo, è un elemento formato da due parti di silicio, una drogata P ed una drogata N. Poiché nell'elemento drogato N si hanno degli elettroni liberi, questi andranno a riempire le lacune presenti nell'elemento drogato P. Poiché la zona N è inizialmente neutra, a causa dell'allontanamento degli elettroni essa assume una carica parziale positiva in corrispondenza della giunzione con l'elemento P, il quale invece assume una carica parziale negativa a causa della presenza degli elettroni ottenuti. Il passaggio degli elettroni avviene fino a che non si crea un potenziale elettrico abbastanza forte da impedire l'ulteriore moto degli elettroni. La zona nella quale è presente il potenziale elettrico è detta *zona di svuotamento*. La configurazione di un diodo, in assenza di un potenziale esterno, è dunque rappresentata in Fig. 2.4.

Nel caso in cui viene applicato un potenziale elettrico ai capi del diodo, la dimensione della regione di svuotamento può variare.

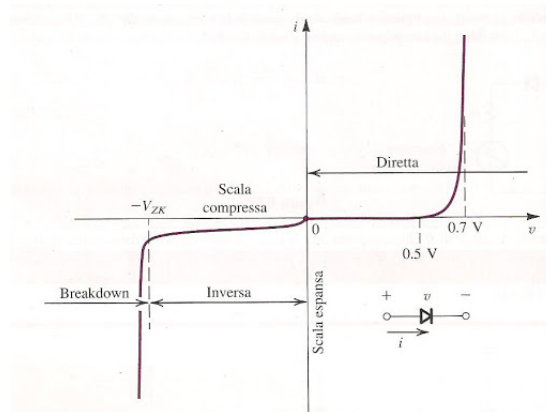


Figura 2.5: Andamento della corrente in un diodo in funzione del potenziale esterno.

Viene detta *polarizzazione diretta* la configurazione nella quale la giunzione P del diodo si trova ad un potenziale maggiore rispetto alla giunzione N. In questo caso, la regione di svuotamento diminuisce sotto l'effetto del potenziale. Nel caso dei diodi al silicio la regione di svuotamento arriva ad offrire una differenza di potenziale pari a 0.7 V, la quale si oppone al passaggio della corrente. Se però il potenziale esterno è maggiore di 0.7 V, la corrente scorre liberamente, in quanto il diodo offre una resistenza molto bassa.

Nel caso in cui la giunzione N si trova a potenziale maggiore della giunzione P si parla di *polarizzazione inversa*. In questo caso la regione di svuotamento aumenta grazie all'effetto del potenziale, e dunque impedisce quasi completamente il passaggio di corrente. È possibile vedere in Fig. 2.5 l'andamento della corrente in funzione del potenziale esterno applicato ai capi di un diodo.

Si può notare che, nel caso di polarizzazione inversa (zona del grafico con ascisse negative), per ddp molto grandi il diodo torna a condurre corrente. Ciò è causato da un fenomeno a valanga all'interno del dispositivo che può anche portare alla rottura del diodo. Per questo, il valore di potenziale al quale ciò avviene è detto *potenziale di breakdown*.

2.2.4 Fotodiodi

Un fotodiodo è un diodo a giunzione P-N caratterizzato da due giunzioni P ed N fortemente drogate (P^+ ed N^+), con al centro un elemento drogato N ma in quantità molto minore (N^-).

Mantenendo una polarizzazione inversa, nell'elemento N^- si crea una zona di svuotamento nella quale non sono presenti portatori di carica, a causa del forte potenziale elettrico ai capi dell'elemento. Nel caso in cui un fotone colpisce la zona N^- , si può

creare una coppia elettrone–positrone, i quali vengono immediatamente attirati verso i capi del diodo, generando dunque un segnale di corrente, anche se molto piccolo [LeoWR:diodo].

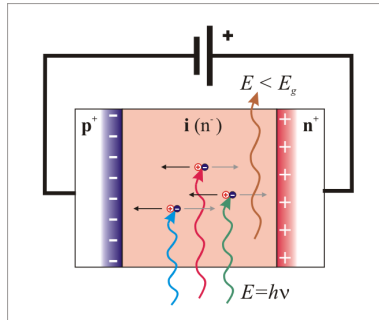


Figura 2.6: Schematizzazione di un fotodiodo di tipo PIN

Per ovviare a questo problema vengono utilizzati dei fotodiodi a valanga (*Avalanche PhotoDiodes, APDs*); un particolare tipo di diodo a giunzione P-N il quale permette un utilizzo in polarizzazione inversa vicino alla soglia di breakdown senza danneggiare il componente. Poiché oltre la soglia di breakdown si ha una generazione molto grande di corrente, si riesce a produrre un segnale rilevabile molto più facilmente, nel caso dell'attraversamento di un fotone.

Il passaggio dai *fortotubi*, o *fortomoltiplicatori*, utilizzati in passato per la rilevazione di fotoni ai fotodiodi è un'innovazione abbastanza recente. I fototubi infatti si basano sulla fotosensibilità di determinati materiali, cioè sulla capacità di emettere elettroni per effetto fotoelettrico. Per poter sfruttare questa caratteristica però sono necessari voltaggi molto elevati rispetto a quelli utilizzati nei fotodiodi. Inoltre i fototubi sono molto più ingombranti e fragili rispetto ad un fotodiodo. Per questi motivi i fotodiodi sono stati una grandissima innovazione, e sono perfetti per l'apparato oggetto di questo lavoro di tesi, in quanto soddisfano le caratteristiche di compattezza e bassi consumi che caratterizzano il rivelatore Handy S(c)i-PM. In particolare, Handy S(c)i-PM utilizza un particolare tipo di fotodiodi: SiPM (*Silicon Photo Multiplier*). Un normale fotodiodo è solamente in grado di rivelare il passaggio di fotoni, ma non da un segnale proporzionale al numero di fotoni incidenti. Un SiPM, invece, in maniera analoga ad un fotomoltiplicatore, è in grado di mantenere questa proporzionalità.

2.2.5 Fotorivelatori al silicio SiPM

Il SiPM consiste in una matrice di fotodiodi a valanga detti SPAD (*Single Photon Avalanche Diode*) disposti in parallelo su un substrato al silicio. Questi fotodiodi sono

mantenuti ad una tensione maggiore a quella di breakdown (circa il 10-20% in più); questa configurazione è detta modalità *Geiger*.

In questa situazione, nel momento in cui un fotone genera una coppia elettrone – positrone all’interno della zona di svuotamento, questi acquisiscono abbastanza energia cinetica (grazie all’elevata ddp) da creare delle coppie elettrone – positrone secondarie, cioè causando una “ionizzazione da impatto” (*impact ionization*). Ciò avviene anche per i portatori di carica secondari, e così via, producendo un effetto a cascata simile a quello visto nel caso dei raggi cosmici secondari. In questa maniera si ottiene un fattore di guadagno² pari a 10^6 (simile a quello di un fotomoltiplicatore tradizionale), e il segnale è facilmente misurabile ai capi del SiPM [sito:fotodiode]. Assumendo che ogni SPAD sia sufficientemente piccolo (i.e. pochi μm) e che il flusso di fotoni che illumina il SiPM non sia troppo elevato, ogni SPAD sarà colpito al massimo da un singolo fotone. Il segnale di ogni SPAD colpito sarà il medesimo ma il segnale in uscita dalla matrice di fotodiode sarà la somma dei segnali della singola “cella”: in questo modo il segnale in uscita dal SiPM è proporzionale al numero di fotoni incidenti sul dispositivo.

2.3 Il rivelatore Handy S(c)iPM

La Fig.2.7 mostra dei dettagli dell’apparato di rilevazione Handy S(c)iPM.

Ogni piano dell’apparato, Fig.2.7(c) e (d), è costituita da due strati (orientati in direzioni ortogonali) composti ciascuno da 5 rivelatori a scintillatore, Fig.2.7(a) e (b). Ogni singolo modulo è adibito alla lettura indipendente dei depositi di energia rilasciati dal passaggio di un raggio cosmico.

Ciascun modulo è formato da una barra di materiale scintillatore organico plastico UPS-923A di grandezza $20 \times 4 \times 1 \text{ cm}^3$ (Fig. 2.8 (a)). Per garantire una protezione meccanica e chimica, ciascuna barra è stata avvolta con uno strato di teflon (Fig. 2.8 (b)). È stata inoltre ricoperta la superficie laterale con del foglio di *Mylar* (Fig. 2.8 (c) e (d)), un materiale non metallico, isolante e flessibile, utilizzato per riflettere i fotoni prodotti all’interno dallo scintillatore, in maniera da massimizzare la quantità di luce che giunge ai fotorivelatori. Ciascuna barra è stata poi ricoperta da un nastro opaco in maniera da garantire la schermatura da radiazione visibile. Ad ogni estremo di ciascuna barra è stata aperta una “finestra” in cui mettere il SiPM, incollato con un silicone ottico³. Infine, prima di assemblare il rivelatore, si è ispezionata l’area nella quale andranno riposti i singoli moduli, per assicurarsi che non vi siano irregolarità

²carica finale/carica iniziale

³un silicone simile a quello di utilizzo comune ma con proprietà ottiche (i.e. indice di rifrazione) in grado di non fermare/assorbire i fotoni di scintillazione.

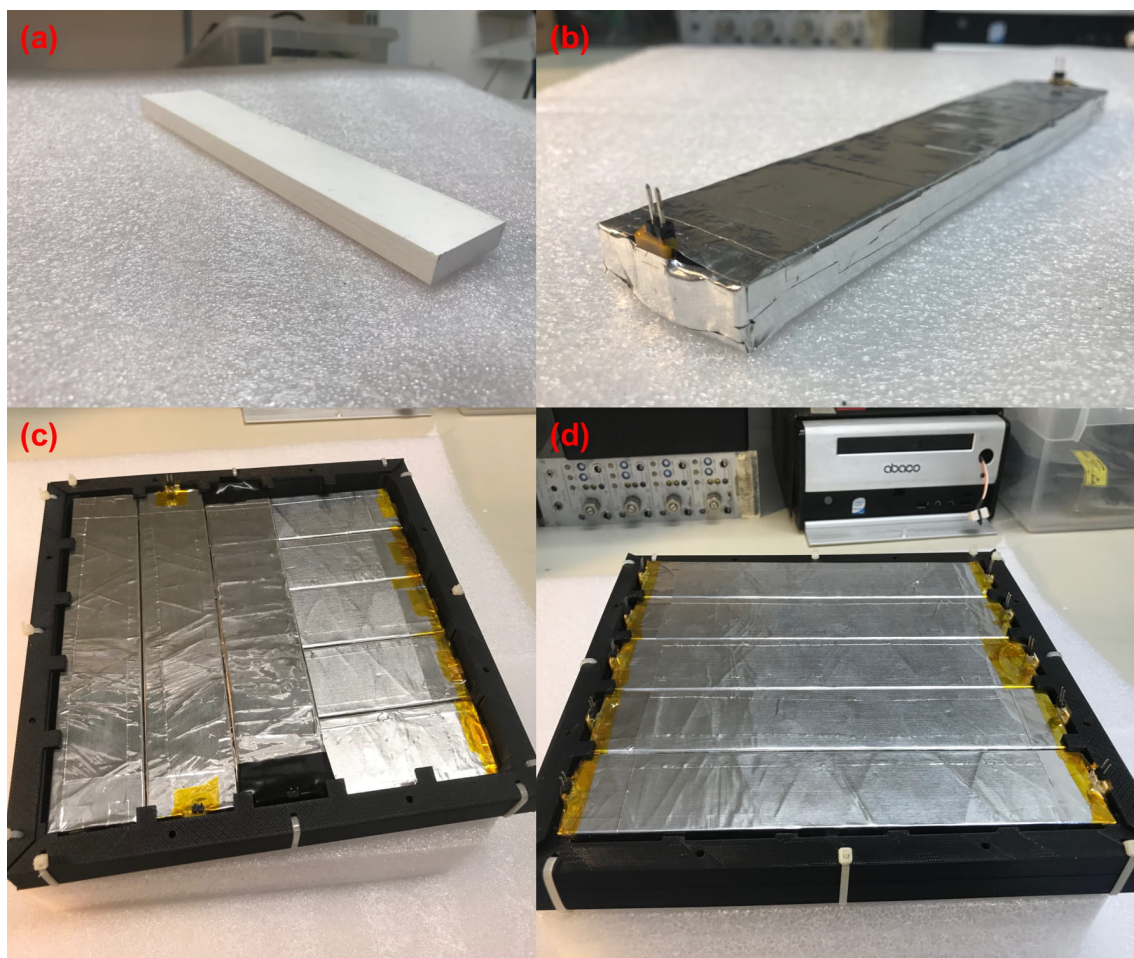


Figura 2.7: Alcuni dettagli di Handy S(c)iPM: (a) singola barra di scintillatore prima di essere avvolta nel *Mylar*, (b) singola barra avvolta e con i SiPM ai due estremi, (c) singolo piano in cui si vedono le 5 barre di uno strato e 3 barre, ortogonali alle prime, dell'altro strato, (d) piano completo.

o parti danneggiate dalle quali possa passare della luce.

Le varie barre sono tenute insieme da delle cornici di materiale plastico, realizzate in stampa 3D. Questo rende il tutto molto leggero ed economico e semplice da realizzare e riprodurre. In Fig.2.9 è possibile vedere tre “mostrine”: questi componenti, dal peso di pochi grammi, si avvitano sulle “cornici” e tengono le barre di scintillatore ferme all'interno della cornice stessa.

I vari piani possono essere montati fra di loro nelle geometrie più adatte al particolare utilizzo che se ne deve fare, tramite l'utilizzo di meccaniche leggere. L'idea è quella di utilizzare dei sistemi di “costruzione” di tipo comune e a basso costo. In Fig.2.10 si può vedere un “telescopio a muoni” formato da un singolo piano X-Y montato

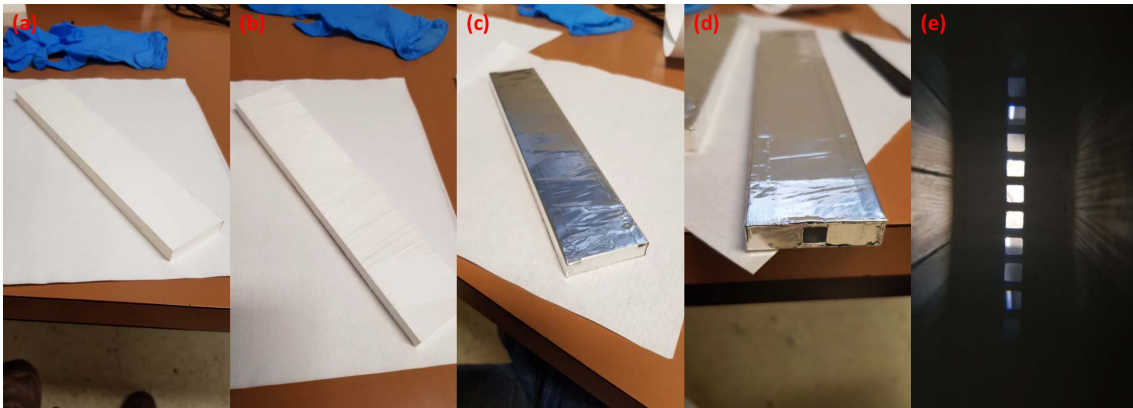


Figura 2.8: Singola barra di scintillazione in diversi momenti della sua preparazione: (a) e (b) scintillatore ricoperto del solo teflon, (c) dopo l'avvolgimento nel *Mylar*, (d) dopo l'apertura della finestra per alloggiare il SiPM, (e) riflessioni multiple della luce proveniente dalla finestra aperta ad un'estremità.

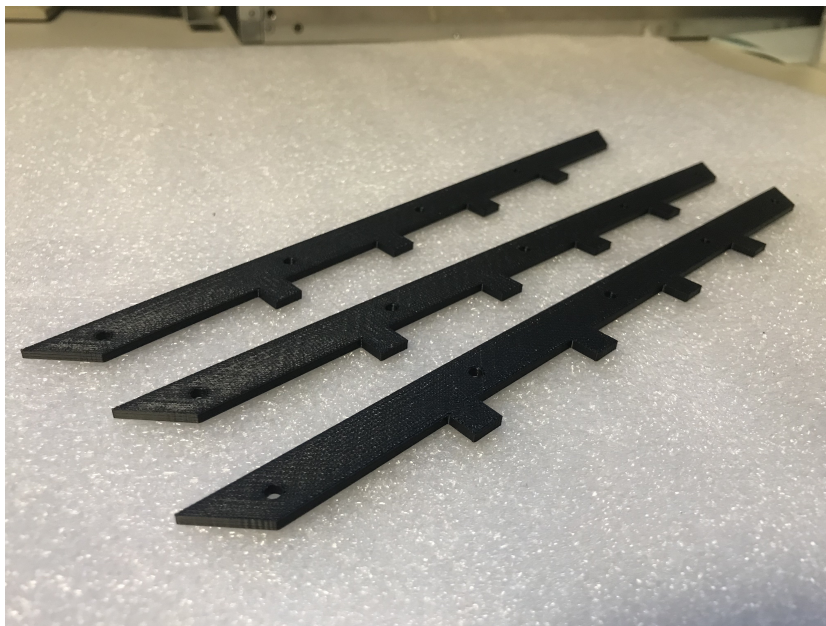


Figura 2.9: Mostrine realizzate in stampa 3D: si avvitano sulle cornici dei piani, sempre realizzate in stampa 3D, e tengono ferme le barre di scintillatore all'interno delle stesse,

con delle meccaniche TotemMaker^{TM4}.

⁴<https://totemaker.net/>



Figura 2.10: Telescopio a muoni con un singolo piano X-Y.

Alle estremità dei moduli sono posti i fotodiodi al silicio SiPM, collegati ad un elettronica di front end (*FEE*), la quale converte il segnale di tensione in un segnale digitale, nel caso in cui il segnale di tensione superi un certo valore di soglia, regolabile con un semplice *trimmer*. L'elettronica di Front End è fatta di schede, ciascuna delle quali legge 5 canali, indipendentemente. Di fatto una scheda di FE è fatta da 5 repliche della stessa scheda *logica*: ognuna provvede ad alimentare il SiPM con un voltaggio (~ 30 V) regolabile, legge il segnale in uscita dal SiPM, confronta quest'ultimo, tramite un comparatore, con una soglia regolabile e fa uscire un segnale digitale (0V o 5V). Un'ulteriore "sezione" di logica provvede a mettere i segnali digitali dei 5 canali in altrettanti pin e fornisce 4 pin per il controllo dell'uscita: i 5 pin in uscita sono "abilitati" solamente con una particolare combinazione dei segnali nei 4 pin di controllo. Questo rende possibile "impilare" fino a 16 schede (i.e. leggere un singolo SiPM per tutte le barre di 8 piani X-Y completi o leggere entrambi i SiPM di 4 piani X-Y completi), leggendo i segnali di uscita da un'unico "bus" di trasmissione fatto di 5 linee digitali.

Sia dal punto di vista meccanico (fattore di forma e posizione dei pin) che dal punto di vista elettrico il tutto è pensato per essere letto con una scheda di tipo Arduino (in particolare ArduinoDue) in grado di leggere i 5 pin del "bus" e di controllare i 4

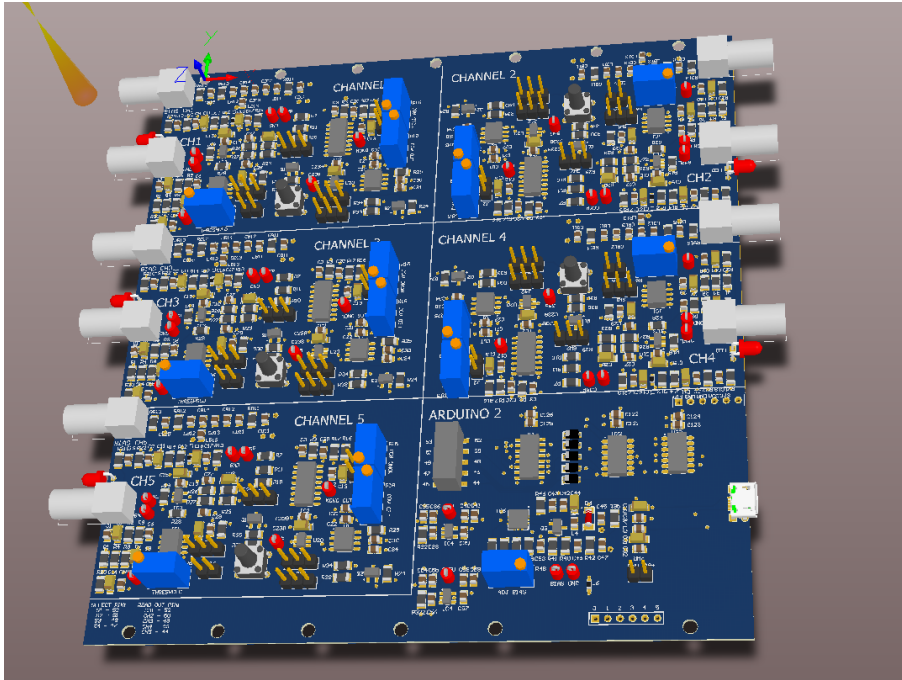


Figura 2.11: Disegno CAD di una singola board di Front End Electronics, FEE. Si vedono le 5 sotto-schede, indipendenti, di lettura dei SiPM e la sezione di interfaccia verso Arduino.

pin di controllo tramite i suoi canali GPIO⁵.

Ogni scheda può essere alimentata tramite porta micro-USB (vedi Fig.2.12) oppure tramite due pin di alimentazione. I due pin possono essere collegati ad un normale alimentatore DC da banco ma sono posizionati in modo da combaciare con i pin a GND e 5V di Arduino.

In Fig.2.11 è possibile vedere il disegno CAD di una singola scheda di FE, mentre in Fig.2.12 è possibile vedere il rendering di 4 schede impilate e collegate ad un ArduinoDue.

La scheda ArduinoDue può essere letta, tramite porta USB, con un qualsiasi PC. Una scelta molto economica e che presenta degli evidenti vantaggi anche dal punto di vista del peso, delle dimensioni e del consumo di potenza è quella di utilizzare un PC *fanless* di tipo RaspberryPI. Nel prossimo capitolo verrà presentata l'implementazione, fatta per questo lavoro di tesi, di un sistema di acquisizione per l'apparato Handy S(c)i-PM. L'implementazione è stata fatta all'interno di una scheda di tipo ArduinoDue, letta da un PC RaspberryPI che riceve i dati dalla scheda Arduino e

⁵General Purpose I/O

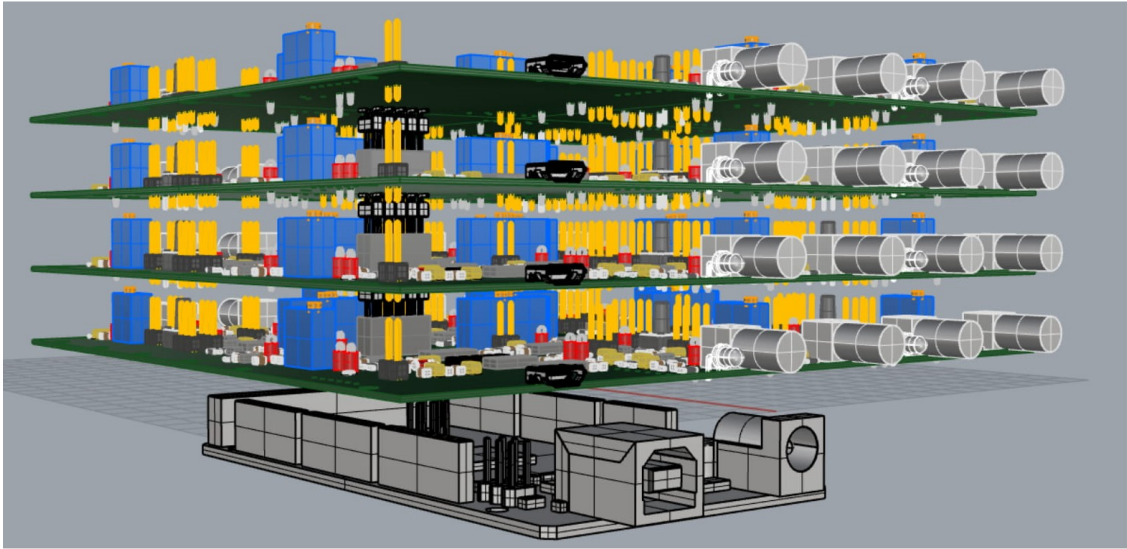


Figura 2.12: Disegno CAD di 4 board di Front End Electronics, FEE, impilate fra loro e sopra una scheda di tipo ArduinoDue.

li mostra, graficamente, tramite un applicativo con interfaccia grafica sviluppato in ROOT.

Capitolo 3

Implementazione del sistema di DAQ per Handy S(c)iPM

3.1 Simulazione di muoni a livello del suolo

Il firmware di simulazione è stato interamente implementato nell'ambiente di sviluppo di Arduino, *Arduino IDE*. Questo firmware può comunque essere facilmente modificato nel caso in cui si volesse utilizzare la scheda Arduino per leggere i dati provenienti direttamente dall'elettronica di front end del rivelatore, ottenendo comunque risultati simili in output.

Nella parte iniziale del programma sono presenti dei *define*; comandi grazie ai quali è possibile inserire le caratteristiche del rivelatore (dimensioni, numero di pannelli che lo compongono, etc.), in questo modo è possibile adattare velocemente il programma per un qualsiasi rivelatore di questo tipo.

Il flusso di muoni a terra è approssimabile ad un flusso isotropo di particelle, dunque è necessario simulare delle particelle con una distribuzione dell'angolo zenitale θ piatto in \cos^2 , la distribuzione dell'angolo azimutale ϕ piatta e la posizione di generazione nel piano X-Y (piano parallelo alla superficie terrestre) casuale.

In teoria è necessario simulare un piano infinito dal quale generare le particelle, ma poiché è impossibile simulare un piano infinito, si può sfruttare l'isotropia del flusso in questione. Infatti, dalla definizione di isotropia, il flusso è lo stesso per ogni direzione della superficie attraversata, dunque è possibile generare le particelle dalla superficie di un cubo concentrico e coassiale al detector.

È stato dunque utilizzato un cubo delle stesse dimensioni del detector per generare le particelle, le quali sono generate tutte in maniera isotropa rispetto alla normale di ciascuna faccia del cubo, ad eccezione ovviamente di quella inferiore, dato che i muoni arrivano solamente dall'alto verso il basso.


```
//initialization of the particle characteristics: theta and phi are the shperical coordinates of the particle:
//theta has a flat distribution in cos^2 between [-pi/2,pi/2] and phi has a flat distribution between [0,2pi]
theta = acos(sqrt(random(0, 101) / 100.0));
phi = random(0, 62831854) / 10000000;
particlePositionXl = random(0, detectorWidth * 100) / 100.0; //cm
particlePositionYl = random(0, detectorLength * 100) / 100.0; //cm
```

Figura 3.1: Generazione della posizione e degli angoli caratteristici di una particella. Il $random(a,b)$ (con a e b interi) disponibile nell'IDE di Arduino restituisce solo valori interi compresi tra a e $b-1$, dunque è stato necessario generare valori random interi, per poi dividerli ottenendo la cifra decimale desiderata.

La generazione dei parametri delle particelle dunque è la stessa per ogni piano, quello che cambia è come queste particelle proseguono la loro traiettoria fino ad arrivare alla superficie inferiore del rivelatore. Per questo motivo è stato generato un numero random tra 1 e 5 (salvato nella variabile *dice*), ogni numero corrisponde ad una faccia del piano (1 per la faccia in alto, 2 per la faccia a sinistra, 3 per la faccia posteriore, 4 per quella a destra e 5 per la faccia frontale).

In base al piano di generazione si scelgono le equazioni dalle quali si ottengono la posizione finale della particella (x_2, y_2) , cioè la posizione nel piano inferiore del rivelatore. Conoscendo l'altezza h , la larghezza w e la profondità l del rivelatore, si ottiene:

Piano 1 :

$$\begin{cases} x_2 = x_1 + h \tan(\theta) \cos(\phi) \\ y_2 = y_1 + h \tan(\theta) \sin(\phi) \end{cases} \quad (3.1.1)$$

Piano 2 :

$$\begin{cases} x_2 = \frac{z_1}{\tan(\theta) \cos(\phi)} \\ y_2 = y_1 + z_1 \tan(\theta) \end{cases} \quad (3.1.2)$$

Piano 3 :

$$\begin{cases} x_2 = x_1 + z_1 \tan(\theta) \\ y_2 = l - \frac{z_1}{\tan(\theta) \cos(\phi)} \end{cases} \quad (3.1.3)$$

Piano 4 :

$$\begin{cases} x_2 = w - \frac{z_1}{\tan(\theta) \cos(\phi)} \\ y_2 = y_1 + z_1 \tan(\theta) \end{cases} \quad (3.1.4)$$

Piano 5 :

$$\begin{cases} x_2 = x_1 + z_1 \tan(\theta) \\ y_2 = \frac{z_1}{\tan(\theta) \cos(\phi)} \end{cases} \quad (3.1.5)$$

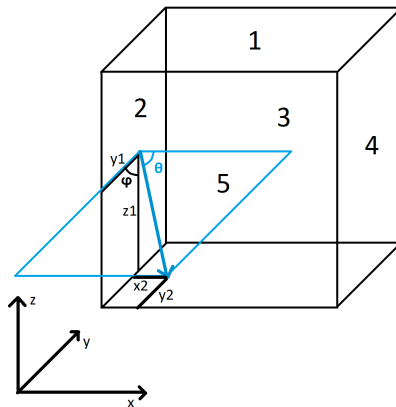


Figura 3.2: Esempio di generazione di una particella dalla seconda faccia.

Fatto ciò, le posizioni delle particelle vengono salvate in specifiche variabili, che vengono poi lette. In base alla posizione della particella, viene incrementato un determinato contatore; si ha un contatore per ogni pannello del rivelatore. Per comodità i contatori sono stati organizzati in 4 array, uno per ogni coordinata (X e Y) e per ogni piano (superiore ed inferiore) del rivelatore.

Ovviamente nel caso in cui la particella esce dal piano di rilevazione inferiore a causa del suo angolo, nessun contatore è incrementato, in quanto il rivelatore non è in grado di “vedere” la particella.

In Fig. 3.3 vi è un esempio di quanto appena detto nel caso di una particella generata dal Piano 1.

```

//if the particle is between the position of a panel, the corresponding counter rise by one unit
for (int i = 0; i < nPanelsX; ++i) {
  if (particlePositionX1 < (i + 1)*panelsWidth) {
    timeX1 = micros();
    ++panelX1[i];
    X1 = i;
    break;
  }
}
for (int i = 0; i < nPanelsY; ++i) {
  if (particlePositionY1 < (i + 1)*panelsWidth) {
    timeY1 = micros();
    ++panelY1[i];
    Y1 = i;
    break;
  }
}

if (particlePositionX2 > 0 && particlePositionX2 < detectorWidth) { //if the particle doesn't exit the detector, it is revealed by the second row of panels
  for (int i = 0; i < nPanelsX; ++i) {
    if (particlePositionX2 < (i + 1)*panelsWidth) {
      timeX2 = micros();
      ++panelX2[i];
      X2 = i;
      break;
    }
  }
}

if (particlePositionY2 > 0 && particlePositionY2 < detectorLength) { //if the particle doesn't exit the detector, it is revealed by the second row of panels
  for (int i = 0; i < nPanelsY; ++i) {
    if (particlePositionY2 < (i + 1)*panelsWidth) {
      timeY2 = micros();
      ++panelY2[i];
      Y2 = i;
      break;
    }
  }
}

```

Figura 3.3: Lettura delle posizioni delle particelle e incremento dei contatori.

Nel caso in cui la particella è generata da un piano laterale, non è necessario controllare che sia passata attraverso i pannelli presenti nel piano superiore, dunque il controllo della posizione è lo stesso di quello in Fig. 3.3, escludendo i primi due cicli `for`.

Si può notare che, oltre ad aumentare lo specifico contatore, viene salvato anche il tempo, ottenuto dalla funzione `micros()`. Questi tempi saranno utili per poter verificare che le posizioni registrate appartengono tutte alla stessa particella.

È necessario che la coincidenza tra due pannelli sia fatta all'interno del firmware di Arduino, in quanto esso garantisce una velocità di elaborazione molto maggiore rispetto ad una Raspberry Pi. Per questo motivo sono stati creati degli ulteriori contatori, ciascuno associato ad ogni zona creata dall'intersezione di due singoli pannelli. Poiché vi sono 5 pannelli orizzontali e 5 pannelli verticali, essi individuano 25 zone, chiamate in questo caso "pixel" (in analogia con i pixel di una fotocamera digitale). Poiché il rivelatore ha due facce, gli array di contatori sono due: `pixel1[25]` e `pixel2[25]`, ottenendo in totale 50 contatori. Il contatore corrispondente alla posizione X,Y viene incrementato solamente se l'intervallo di tempo tra la rivelazione nel piano X e quella nel piano Y è minore di un certo valore, il quale può essere impostato utilizzando i `define` presenti all'inizio del codice. In questa simulazione è stato utilizzato un valore di $5000 \mu s$. Per poter risalire all'angolo della particella è necessario fare una coincidenza tra due pixel (superiore ed inferiore), il procedimento è identico a quello usato per la coincidenza di due pannelli (orizzontale e verticale). La coincidenza è stata fatta utilizzando l'intervallo di tempo trascorso tra il passaggio della particella attraverso il pannello Y1 e il passaggio della particella

attraverso il pannello X2, i quali sono più vicini tra loro rispetto ai pannelli X1 ed Y2. Questo intervallo è stato comparato ad un valore impostato nei *define* a inizio codice, ed è pari a 5000 μ s. In questo caso si hanno 25x25=625 contatori, contenuti tutti in un unico array *coincidence*[625] Nella Fig. 3.4 si può notare come sono stati incrementati i contatori *pixel1*, *pixel2* e *coincidence*.

```
//if there is a coincidence between two panels, the counter of the corresponding pixel rise by one unit (upper panels)
if (timeY1 - timeX1 < coincidenceTimeXY)
  ++pixel1[X1 + nPanelsX * Y1]; //pixel1[] contains in order the pixels X-Y: 0-0, 1-0, 2-0, 3-0, 4-0, 0-1, 1-1, 2-1, 3-1, 4-1, 0-2...

//if there is a coincidence between two panels, the counter of the corresponding pixel rise by one unit (lower panels)
if (timeY2 - timeX2 < coincidenceTimeXY)
  ++pixel2[X2 + nPanelsX * Y2]; //pixel2[] contains in order the pixels X-Y: 0-0, 1-0, 2-0, 3-0, 4-0, 0-1, 1-1, 2-1, 3-1, 4-1, 0-2...

//if there is a coincidence between the pixels, the corresponding counter rise by one unit
if (timeX2 - timeY1 < coincidenceTime12)
  ++coincidence[(X1 + nPanelsX * Y1) + nPanelsX * nPanelsY * (X2 + nPanelsX * Y2)]; //coincidence[] contains in order the couples of pixels. pixel1-pixel2: 0-0, 1-0, 2-0, 3-0, 4-0...
```

Figura 3.4: Lettura delle posizioni delle particelle e incremento dei contatori.

Ovviamente nel caso di generazione da un piano laterale vi è solamente controllo inerente all'array *pixel2*, in quanto la particella colpisce solamente il piano inferiore del rivelatore.

Una volta che la particella è stata generata e letta correttamente, prima di generare una nuova particella è necessario tenere conto del rate dei muoni a terra, ottenendo dunque il tempo medio τ che passa tra due eventi. Sapendo che il rate dei muoni a terra è di 1 μ / (cm² minuto), e sapendo che la superficie del rivelatore è di 625 cm², si ottiene il rate R dei muoni visti dal rivelatore:

$$R = \frac{1\mu}{1\text{cm}^2 \cdot 60\text{s}} \cdot 625\text{cm}^2 \simeq 10.417\mu/\text{s} \quad (3.1.6)$$

Il tempo medio τ che passa tra l'arrivo di due muoni sarà allora dato dall'inverso del rate:

$$\tau = 1/R = 0.096\text{s} \quad (3.1.7)$$

Il τ appena calcolato è l'intervallo di tempo tra due eventi casuali (e dunque governati da una distribuzione poissoniana). È noto che gli eventi poissoniani sono separati da degli intervalli temporali distribuiti secondo una legge esponenziale del tipo:

$$f(t) = -\frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \quad (3.1.8)$$

Per poter generare dei valori casuali secondo questa distribuzione, è necessario utilizzare la regola dell'inversione, grazie alla quale, a partire da una variabile R che assume valori casuali distribuiti uniformemente, si ottiene una funzione $g(R)$ che associa ad ogni valore di R un valore distribuito secondo la distribuzione $f(t)$ desiderata.

Applicando questa regola nel caso della distribuzione esponenziale descritta in equazione 3.1.8, si ottiene

$$g(R) = -\tau \ln(1 - R) \quad (3.1.9)$$

Poiché R assume valori distribuiti uniformemente tra 0 ed 1, è equivalente la scrittura

$$g(R) = -\tau \ln(R) \quad (3.1.10)$$

È stato quindi generato l'intervallo di tempo dt tra l'arrivo di due muoni (in microsecondi). Questo valore è stato arrotondato ad un numero intero dalla funzione `round()`, per poter poi essere utilizzato dalla funzione `delayMicroseconds(int t)` (la quale accetta solo valori interi), grazie alla quale l'intero sistema si blocca per t microsecondi. In questa maniera le particelle vengono simulate seguendo un andamento temporale realistico.

Infine si ha una variabile T che è uguale alla somma di tutti i dt delle particelle generate nel corso della simulazione; questa variabile ha dunque il compito di memorizzare il tempo totale dell'intero esperimento simulato¹.

I dati presenti nei contatori vengono stampati ogni 60 secondi (intervallo di tempo impostato dal `define` posto all'inizio del codice, in questo caso rappresentato da `outputRate`) del tempo simulato.

```
//generating the interval of time dt between the particle that was generated and the next one (microseconds)
//in this case, tau=((muon rate)*(detector surface))^-1=0.096 s/muon
dt = round(-tau) * log(random(1, 10001) / 10000.0) * 1000000;
T += dt;

delayMicroseconds(dt);

//printing the results and emptying the counters every "outputRate" microseconds every "outputRate" microseconds
if (T > outputRate) {
```

Figura 3.5: Generazione tempi simulati e stampa dei risultati.

3.2 Lettura dei dati e risultati della simulazione

La comunicazione tra Arduino e Raspberry Pi avviene attraverso un cavo usb, dal quale i dati vengono costantemente letti e salvati in un file. In seguito questo file viene letto da un programma in C, il quale legge e grafica i dati ricevuti da Arduino sfruttando le librerie grafiche di ROOT.

I risultati della simulazione sono i seguenti:

¹È importante distinguere il tempo di simulazione e il tempo dell'esperimento simulato o tempo simulato: il primo tiene conto del tempo reale di funzionamento della scheda Arduino, mentre il secondo tiene conto del tempo fittizio trascorso all'interno della simulazione.

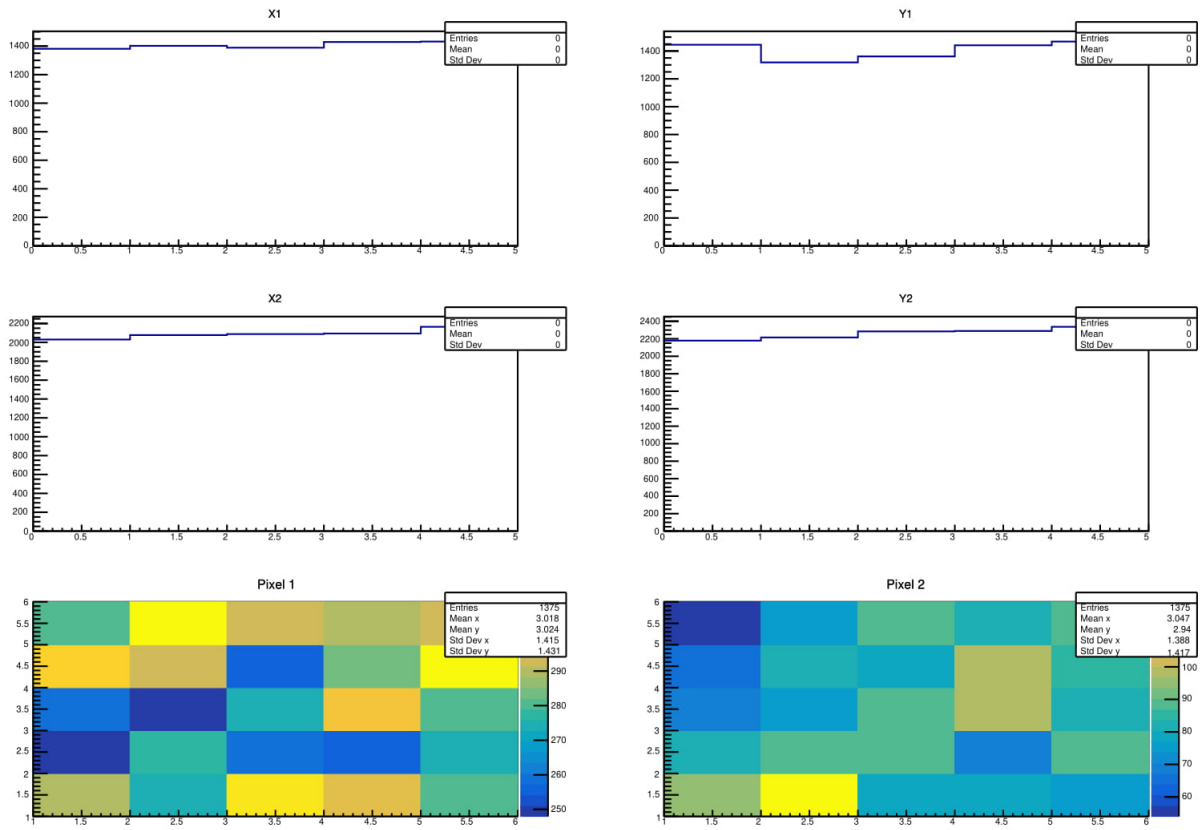


Figura 3.6: Risultati della simulazione. I 4 istogrammi in alto raffigurano il numero di particelle che ha attraversato le barre orizzontali e verticali (X ed Y) appartenenti al piano superiore ed inferiore (1 e 2) del rivelatore. Gli ultimi due istogrammi colorati rappresentano il numero di particelle che hanno attraversato l'area data dall'intersezione di due barre.

Come si può notare, a causa dell'isotropia del flusso, i valori sono distribuiti in maniera abbastanza uniforme.

I contatori delle coincidenze tra le coppie di "pixel", possono essere visti come dei singoli telescopi; studiando la quantità di particelle intercettate da ogni singolo telescopio è possibile ricavare informazioni sulla loro accettazione. In quanto però si hanno 625 telescopi, la visualizzazione in un singolo istogramma potrebbe essere difficoltosa, per questo motivo è necessaria un'interfaccia interattiva che permette la consultazione dei singoli telescopi, in base alla scelta dell'utente.

Capitolo 4

Conclusioni

Lo scopo di questa tesi sperimentale era la realizzazione del sistema di acquisizione, *DAQ*, di un rivelatore portatile di particelle cariche: “Handy-S(c)iPM”, costruito nella Camera Pulita del Dipartimento di Fisica e Geologia dell’Università di Perugia e dell’Istituto Nazionale di Fisica Nucleare di Perugia. L’apparato è composto da barre di scintillatore plastico, accoppiate a dei foto-rivelatori a semiconduttore di tipo SiPM.

Tutte le componenti dell’apparato sono di piccole dimensioni, si alimentano tramite cavi micro-USB standard, e, una volta collegate fra loro e alimentate, sono immediatamente pronte all’uso.

La parte innovativa di questo progetto di tesi è stata quella di implementare il DAQ utilizzando due schede elettroniche a basso costo, peso contenuto e consumo di potenza molto limitato: ArduinoDue e RaspberryPI.

In particolare è stato implementato il firmware per la gestione dei dati provenienti dal Front End all’interno della scheda ArduinoDue e si è sviluppato il programma di acquisizione e di processamento dei dati provenienti dalla scheda Arduino all’interno della scheda RaspberryPi. In quest’ultima si è realizzata anche un’interfaccia grafica, sviluppata in ROOT, per il controllo e la visualizzazione grafica dei dati raccolti.