



**UNIVERSITÀ
DEL SALENTO**

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea Magistrale in Fisica

**SVILUPPO E CARATTERIZZAZIONE
DEL BERSAGLIO ATTIVO
DELL'ESPERIMENTO
PADME**

Relatori:

Prof.ssa Stefania Spagnolo

Prof. Gabriele Chiodini

Laureanda:

Federica Oliva

Anno Accademico 2015-2016

Indice

Introduzione	ii
1 Rivelatori in diamante	1
1.1 Introduzione	1
1.2 Sintesi del diamante	2
1.3 Il diamante come rivelatore di radiazione ionizzante	3
1.3.1 Mobilità di carica e CCD	4
1.4 Elettrodi per un rivelatore in diamante	6
1.4.1 Contatti metallici	6
1.4.2 Rivelatori in diamante con strisce grafitiche	8
1.5 Utilizzo dei rivelatori in diamante in fisica delle particelle	9
2 PADME e il fotone oscuro	12
2.1 La fisica di PADME	12
2.1.1 Produzione del fotone oscuro	15
2.1.2 Modi di decadimento del fotone oscuro: decadimento visibile e invisibile	16
2.2 Esperimenti che ricercano il fotone oscuro	18
2.2.1 Ricerca di fotone oscuro da decadimenti visibili	20
2.2.2 Ricerca di fotone oscuro da decadimenti invisibili	23
2.3 Il fascio della BTF	26
2.4 L'esperimento PADME	30
2.4.1 Schema dell'esperimento e metodo della massa mancante	30
2.4.2 Magnete	32
2.4.3 Bersaglio attivo in diamante	33
2.4.4 Calorimetro ECAL	33
2.4.5 Calorimetro a piccolo angolo (SAC)	36
2.4.6 Sistemi di veto per positroni ed elettroni	36
2.5 Strategia di analisi nell'esperimento PADME	37
2.5.1 Eventi $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ attesi a PADME	37
2.5.2 Processi di fondo	42

2.6	Sensibilità di PADME	44
3	Test su fascio del prototipo	47
3.1	Prototipo del bersaglio attivo in diamante	47
3.1.1	Sensore di diamante con elettrodi grafitici	47
3.1.2	Interconnessioni	48
3.1.3	Elettronica di lettura	49
3.1.4	Mappatura strisce di lettura e canali di elettronica	51
3.2	Calibrazione elettronica di lettura	51
3.3	Setup sperimentale	58
3.3.1	Caratteristiche del fascio di test	59
3.3.2	Sistema di acquisizione di PADME	61
3.3.3	Calorimetro BTF	61
3.3.4	Medipix	63
3.4	Analisi dati	64
3.4.1	Lista run	64
3.4.2	Programma di ricostruzione dell'evento	65
3.4.3	Caratteristiche segnale	66
3.4.4	Risoluzione temporale	67
3.4.5	Carica raccolta totale e andamento temporale	71
3.4.6	Profili del fascio	72
3.4.7	Charge Collection Distance	73
3.4.8	Dipendenza della CCD dal campo elettrico	76
3.4.9	Rapporto S/N	79
3.4.10	Risoluzione spaziale	80
	Conclusioni	88
	A Calibrazione dell'elettronica	89
	B Calcolo della massa invariante del fotone oscuro	104
	Bibliografia	107

Introduzione

Il modello standard (MS) delle particelle descrive con elevata precisione le interazioni debole, elettromagnetica e forte. Tuttavia, vari fenomeni richiedono inevitabilmente delle estensioni del modello. Tra questi spicca il problema della natura ignota della materia oscura, la cui esistenza è dimostrata da studi cosmologici e gravitazionali. In risposta alla mancata osservazione ad oggi di candidati di materia oscura con massa alla scala elettrodebole, è cresciuta negli ultimi anni l'attenzione per modelli di fisica oltre il modello standard che prevedono settori (denominati oscuri) di materia e interazioni disaccoppiate dal mondo che conosciamo. Il modello più semplice di settore oscuro introduce una simmetria aggiuntiva $U'(1)$ per descrivere le interazioni tra particelle di materia oscura. Il bosone corrispondente a quello di gauge della materia ordinaria è il fotone oscuro A' . Diversi sono gli esperimenti che hanno ricercato negli ultimi anni la produzione di A' , sia nell'ipotesi di modi di decadimento invisibili, dunque supponendo l'esistenza di una particella χ del settore oscuro con $m_\chi < m_{A'}/2$, sia nell'ipotesi di decadimenti visibili, in cui verrebbe privilegiato il canale di decadimento leptonic. PADME ricerca la produzione di fotone oscuro da annichilazione di un fascio di positroni su di un bersaglio attivo in diamante. La metodologia sfruttata è quella della massa mancante, che comporta un'indipendenza intrinseca dell'esperimento dai modi di decadimento del fotone oscuro. Negli eventi di produzione di A' , conoscendo il quadrimpulso del positrone incidente e quello del fotone emesso è possibile stimare la massa del fotone oscuro dalla posizione del picco nello spettro di massa mancante. L'esperimento è stato approvato e finanziato alla fine del 2015; la presa dati inizierà nel 2018. La collaborazione PADME si propone di raggiungere una sensibilità sulla costante di mixing ϵ tra fotone oscuro e standard di circa 10^{-3} , per valori di massa del fotone oscuro inferiori a $23.7 \text{ MeV}/c^2$. All'interno della collaborazione, la sezione INFN di Lecce si occupa dello sviluppo del bersaglio attivo in diamante. Questo materiale presenta interessanti proprietà fisico-chimiche ed è utilizzato negli ultimi anni per la costruzione di rivelatori per la fisica delle alte energie, in cui la richiesta pressante è la resistenza al danneggiamento da radiazione.

Inoltre, il rivelatore in diamante è un ottimo candidato per il bersaglio attivo dell'esperimento grazie al basso valore del numero atomico ($Z=6$), che limita la probabilità di eventi di bremsstrahlung, fondo principale per il segnale ricercato.

Questo lavoro di tesi è incentrato sulla caratterizzazione del prototipo di rivelatore in diamante di dimensioni $2 \times 2 \text{ cm}^2$ e spessore $50 \mu\text{m}$ con elettrodi grafitici (18×18) realizzati presso il laboratorio L3 dell'Università del Salento. Nel Capitolo 1 sono discusse le caratteristiche del diamante più rilevanti riguardo al suo utilizzo come rivelatore di radiazione ionizzante. Un'ampia trattazione delle motivazioni fisiche dell'esperimento, le metodologie utilizzate per la ricerca di fotone oscuro, il setup finale di PADME e la strategia di analisi sono presentati nel Capitolo 2. Il Capitolo 3 descrive il prototipo del bersaglio attivo e illustra le misure che hanno permesso di valutarne le proprietà e di verificarne l'adeguatezza alle esigenze dell'esperimento. Il prototipo è stato testato nel novembre del 2015 presso la BTF (Beam Test Facility) dei LNF (Laboratori Nazionali di Frascati), luogo in cui verrà collocato anche l'esperimento finale. Il fascio è costituito da impulsi di elettroni o positroni di durata pari a 10 ns, con molteplicità variabile ed energia media pari a 450 MeV. Il rivelatore in diamante necessita di un'elettronica di lettura a basso rumore; a tale scopo sono stati utilizzati durante il test amplificatori di carica e tensione. Una calibrazione preliminare è stata necessaria per stimare il guadagno effettivo dei singoli amplificatori utilizzati, e determinare la risposta degli stessi a segnali indotti dal passaggio del fascio della BTF nel diamante. In questo modo è stato possibile determinare la carica indotta su ciascuna striscia X e Y ed ottenere una stima della risoluzione spaziale e temporale. È stato, inoltre, possibile ricostruire il profilo del fascio su ciascuna vista e misurare la CCD (Charge Collection Distance), parametro intrinseco fondamentale di un materiale attivo policristallino.

Capitolo 1

Rivelatori in diamante

1.1 Introduzione

Gli obiettivi scientifici sempre più ambiziosi nella fisica delle particelle pongono problemi sperimentali sempre più complessi e richiedono soluzioni innovative. Sempre maggiore è l'interesse verso nuove tecniche di rivelazione, in grado di sostituire quelle attuali nei prossimi anni e di superarne i limiti. L'esigenza di tecniche di rivelazione che presentino grande resistenza alla radiazione da parte di esperimenti agli acceleratori è tra le più pressanti; essa ha indubbiamente aperto la strada allo sviluppo dei rivelatori a diamante, tipicamente molto resistenti. Il diamante è conosciuto da secoli, da sempre apprezzato per le sue qualità estetiche grazie all'alto valore dell'indice di rifrazione $n=2.419$. Solo pochi altri materiali trasparenti, tra essi il rutilio, hanno indice di rifrazione superiore. Il diamante forma un reticolo cristallino, in cui ogni atomo forma quattro legami covalenti diretti ai vertici di un tetraedro regolare. Grazie alla rigidità del suo reticolo, risulta essere il materiale più duro nella scala di Mohs. Le proprietà elettriche del diamante sono determinate dall'ampiezza elevata, pari a 5.45 eV, della banda proibita, che ne fa un ottimo isolante elettrico, con una resistività tra i 10^{13} e 10^{16} Ωm [1]. Inoltre, esso è un conduttore termico migliore di alluminio e rame. Per le sue proprietà questo materiale è definito *the biggest and the best*[2]. Nella metà del secolo scorso diversi studi vennero compiuti al fine di investigare le caratteristiche elettriche e di rivelazione del diamante naturale[3][4]. Tante erano le limitazioni all'utilizzo di questo materiale tra le quali l'alto costo, le dimensioni e la bassa reperibilità. Solo da alcune decine d'anni, parallelamente allo sviluppo di tecniche atte alla fabbricazione industriale di diamanti sintetici, si è diffuso l'utilizzo di questo materiale nella fisica delle alte energie come rivelatore di particelle[5].

1.2 Sintesi del diamante

Il diamante è la più densa forma allotropica del carbonio ibridizzato sp^3 ($\rho=3.513 \text{ g/cm}^3$ [2]) e per questo motivo risulta essere la forma di carbonio più stabile in condizioni di elevata temperatura e pressione. Proprio su questa osservazione si basa la prima tecnica di sintesi del diamante, l' HPHT (High Pressure High Temperature), in cui del carbonio molto puro, disciolto da un metallo di transizione allo stato liquido alla pressione di $P=50\text{-}100$ kBar e ad una temperatura di $T=1800\text{-}2300$ K, cristallizza attorno ad un diamante che funge da seme di crescita. Per quasi trent'anni il diamante è stato sintetizzato mediante la tecnica HPHT e commercializzato. Lunghe ricerche sono state necessarie al fine di individuare metodologie adatte alla sintesi di diamante in condizioni standard di pressione, alle quali la formazione di grafite è fortemente favorita[6]. Un passo fondamentale è stata la scoperta di alcuni ricercatori, i quali hanno osservato una correlazione tra la deposizione di diamante da idrocarburi e la presenza di idrogeno atomico. È stato quindi dimostrato che la presenza di idrogeno atomico facilita la formazione di una struttura cristallina simile a quella del diamante naturale, inibendo la crescita dell' amorfa grafite.

La tecnica di sintesi di diamante attualmente più utilizzata è dunque la CVD, chemical vapor deposition, ovvero deposizione chimica da vapore, che sfrutta la sintesi metastabile a bassa pressione del diamante in fase gassosa utilizzando miscele di idrocarburi, tipicamente CO o CH_4 , e idrogeno atomico H_2 in presenza di un plasma.

In base al substrato scelto, la crescita può essere suddivisa in omoepitassiale, se il substrato è rappresentato da diamante stesso ed eteroepitassiale, in caso contrario. Un'ovvia richiesta che l'elemento scelto per il substrato deve soddisfare è quella di avere una temperatura di fusione più elevata di quella necessaria per la crescita del diamante (circa $1000\text{-}1400$ K[2]). Solitamente l'elemento scelto è il silicio (Si), che ha punto di fusione sufficientemente alto (1683 K) ed un basso coefficiente di espansione termica.

I diamanti CVD sintetizzati mediante crescita omoepitassiale sono monocristallini (scCVD) se fatti crescere partendo da substrato monocristallino di diamante, mentre quelli che sfruttano la tecnica eteroepitassiale presentano una struttura policristallina (pCVD). I diamanti pCVD sono costituiti da più grani di cristallo e presentano minore uniformità rispetto ai scCVD. Grazie alla possibilità di sintesi in wafer di $4\text{-}6$ pollici di diametro, il diamante CVD policristallino è utilizzato per la fabbricazione di rivelatori per la fisica delle alte energie più frequentemente dei diamanti sintetici monocristallini. Le caratteristiche che rendono il diamante un materiale candidato all'utilizzo come rivelatore di radiazione ionizzante sono:

- la proprietà di isolante, che comporta assenza di portatori di carica liberi a temperatura ambiente e bassa corrente di buio;
- l'alta mobilità di elettroni e lacune della banda di conduzione, che comporta velocità elevate di formazione del segnale;
- elevata resistenza al danneggiamento, determinata dalla struttura compatta e stabile.

1.3 Il diamante come rivelatore di radiazione ionizzante

I rivelatori a diamante sono essenzialmente rivelatori a stato solido costituiti da una struttura planare di diamante CVD, di spessore pari a qualche centinaio di μm e di area pari a pochi cm^2 , con elettrodi depositati sulle due facce. In Figura 1.1 è schematizzata la formazione del segnale in un rivelatore in diamante. Una particella carica che attraversa uno strato sottile di diamante perde una piccola frazione della sua energia cinetica. Il suo passaggio eccita e ionizza gli atomi, generando all'interno del cristallo delle coppie elettrone-lacuna. Questi sono liberi di muoversi nel solido e diffondono sotto l'effetto dell'agitazione termica delle interazioni con la struttura cristallina. In assenza di campo elettrico esse tendono a ricombinarsi rapidamente; viceversa, in presenza di campo elettrico instaurato grazie ad una differenza di potenziale applicata tra gli elettrodi, gli elettroni si muovono con un moto di deriva verso l'anodo e le lacune verso il catodo. Il moto di elettroni e lacune all'interno del reticolo induce un impulso di corrente agli elettrodi. La corrente i_0 indotta dal moto di una carica q_0 può essere calcolata mediante il teorema di Shockley-Ramo¹[7][8]. Per un campo uniforme tra i due elettrodi:

$$i_0 = \frac{q_0 v_d}{d} \quad (1.1)$$

dove v_d è la velocità di deriva (o drift) e d è la distanza tra gli elettrodi. L'impulso in corrente (costante nel tempo) dura fino a che la carica raggiunge l'elettrodo, fermandosi. Pertanto il segnale in corrente su ciascun elettrodo

¹Il teorema stabilisce che: “in presenza di un sistema di elettrodi posti ad un potenziale arbitrario, la corrente i_k indotta nell'elettrodo k -esimo verso un potenziale di riferimento sotto l'influenza di una carica q che si muove in direzione x con velocità $\vec{v}(x)$ è data da: $I_k = -q \vec{v}(x) \cdot \vec{E}_w(x)/V_k$, dove $\vec{E}_w(x)$ è il campo elettrico fittizio (o Weighting Field) nel punto x e V_k è uguale a 1 V. Il campo elettrico fittizio è determinato applicando all'elettrodo k , un potenziale pari a $V_k = 1$ V e agli altri elettrodi invece, un potenziale pari a 0V”.

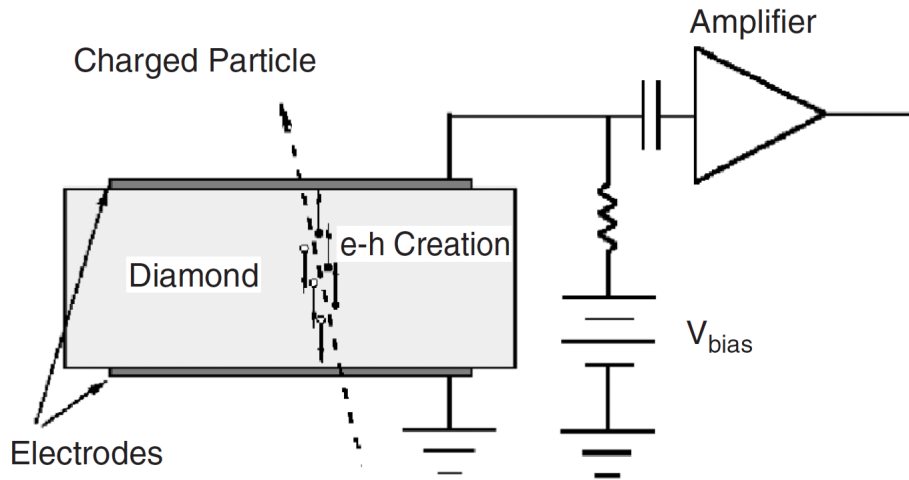


Figura 1.1: Formazione del segnale in un rivelatore di diamante.

prodotto dal passaggio di una particella al minimo di ionizzazione (m.i.p.) è pari alla somma dei contributi del moto di ciascun portatore di carica; esso ha una forma triangolare con un fronte di discesa determinato dalla velocità dei portatori di carica e un tempo di salita trascurabile. L'altezza dell'impulso è dell'ordine di $1 \mu\text{A}$ e dipende dalla carica totale rilasciata nel mezzo.

1.3.1 Mobilità di carica e CCD

La velocità con cui elettroni e lacune si muovono all'interno del materiale per effetto del campo elettrico è proporzionale al campo applicato. Infatti, a causa delle interazioni con gli atomi di carbonio che causano la perdita di energia acquistata dalle cariche libere sotto l'azione del campo, si stabilisce un moto viscoso a velocità costante degli elettroni e buche nella direzione del campo. Si parla, perciò, di velocità di deriva, ovvero di velocità alla quale si muovono le cariche libere soggette ad un campo elettrico in un determinato materiale.

Il coefficiente di proporzionalità tra la velocità di deriva \vec{v}_d e il campo elettrico \vec{E} è denominato mobilità μ [1]:

$$\vec{v}_d = \vec{E} \mu. \quad (1.2)$$

Tipicamente in un diamante CVD la mobilità degli elettroni per bassi valori del campo elettrico è pari a $1714 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ e quella delle lacune a $2064 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ [9]. La velocità di deriva tende a stabilizzarsi ad elevati valori del

campo elettrico e assumere un andamento cosiddetto di plateau, raggiungendo un valore massimo, detto velocità di saturazione. In un diamante CVD essa è pari a $9.6 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ per elettroni e $14.1 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ per lacune. I difetti presenti nella struttura cristallina determinano presenza di centri di intrappolamento che limitano la vita media dei portatori di carica. La CCD (Charge Collection Distance) rappresenta la distanza di allontanamento relativo medio percorsa dalle coppie e-/h prima di essere intrappolate nel mezzo. Nei primi articoli a riguardo[10][11], nel 1920, si faceva riferimento alla distanza media percorsa dai fotoelettroni in cristalli ionici con il termine *Schubweg* (o distanza media). Ancora oggi molti autori[12], riferendosi a rivelatori a diamante, utilizzano questo termine per indicare la schubweg degli elettroni o delle lacune, la cui somma non è altro che la CCD del rivelatore. La CCD è un parametro molto importante per determinare le performance del rivelatore in diamante. Una m.i.p. genera in diamante 3600 coppie e-/h ogni 100 μm di materiale attraversato[13][14], così che la carica generata in funzione del numero di coppie e-/h prodotte può essere scritta come:

$$q_g = 36 \cdot L \cdot q_e \quad (1.3)$$

dove L è lo spessore di diamante attraversato espresso in μm ed q_e è la carica elementare. Una volta generate in diamante, le cariche si muovono sotto l'effetto del campo elettrico e vengono intrappolate dopo una distanza media pari a λ .

La carica misurata è:

$$q_o = q_g \frac{CCD}{L}. \quad (1.4)$$

La distanza media di raccolta di carica o CCD può essere scritta dunque come:

$$CCD [\mu\text{m}] = L \frac{q_o}{q_g} = \frac{q_o}{q_e 36} [\mu\text{m}]. \quad (1.5)$$

Per stimare l'impulso in corrente indotto sugli elettrodi di un rivelatore in diamante al passaggio di una particella ionizzante, si considera il caso particolare di uno spessore pari a 300 μm a cui si è applicata una differenza di potenziale di 300 V. I portatori di carica prodotti lungo la traiettoria si muovono con velocità di deriva v_{d_e} e v_{d_h} , inducendo ciascuno una corrente costante calcolata usando l'equazione 1.1, fino a che raggiungono l'anodo e il catodo rispettivamente. In assenza di fenomeni di intrappolamento, il segnale complessivo relativo al moto degli elettroni e delle lacune ha un andamento a triangolo riportato in Figura 1.2. Il segnale totale su ciascun elettrodo è la somma dei contributi di elettroni e lacune. L'effetto dell'intrappolamento di

carica è una riduzione esponenziale nel tempo del segnale indotto:

$$i_{e/h}(t) \sim e^{-tv_{d_{e/h}}/\lambda_{e/h}} \quad (1.6)$$

dove λ è il libero cammino medio di intrappolamento nel mezzo degli elettroni o delle buche (legata alla distanza media di separazione dalla formula $\lambda = \lambda_e + \lambda_h$). Questo effetto produce uno smussamento esponenziale dell'impulso in corrente, originariamente triangolare, come illustrato in Figura 1.2. La carica indotta è calcolata dalla relazione:

$$q(t) = \int i(t) dt. \quad (1.7)$$

In un rivelatore ideale, il valore asintotico della carica indotta è pari a $e \cdot N_{e/h}$ dove $N_{e/h}$ è il numero di coppie e/h prodotte nel mezzo. Al contrario, se $\lambda_{e/h}$ ha un valore confrontabile con lo spessore del mezzo attraversato o minore, la carica totale asintotica assume un valore più basso, legato alla CCD dalla relazione 1.5. L'andamento nel tempo della carica indotta per il caso ideale di CCD pari allo spessore del rivelatore e per il caso di CCD=100 μm , corrispondente ad un libero cammino medio di circa 67 μm sia per elettroni che lacune, è mostrato in Figura 1.3. Il tempo necessario per percorrere l'intero spessore di un rivelatore al diamante è dell'ordine di un ns per ogni 100 μm , quindi la durata del segnale è molto breve. Per questo motivo un'elettronica veloce permette di sfruttare le eccellenti caratteristiche temporali del segnale. D'altra parte l'ampiezza molto bassa del segnale, dovuta all'elevata energia necessaria a ionizzare il mezzo e alla raccolta di carica limitata da piccoli valori della CCD, richiede un'elettronica a basso rumore. Si è osservato che la CCD ha una dipendenza dal campo elettrico analoga a quella della velocità di deriva. Occorre dunque lavorare in condizioni di lavoro tali da saturare la velocità di deriva e quindi la CCD. In un diamante CVD anche per valori del campo elettrico la corrente di buio risulta essere molto bassa e non rappresenta un problema. La presenza di trappole, però, può limitare la raccolta di carica e, dunque, l'efficienza del rivelatore. Inoltre, la natura policristallina dei diamanti sintetici può comportare una disuniformità spaziale della risposta.

1.4 Elettrodi per un rivelatore in diamante

1.4.1 Contatti metallici

I contatti elettrici metallici sulla superficie del diamante sono tipicamente ottenuti mediante un processo litografico. Tramite evaporazione termica o

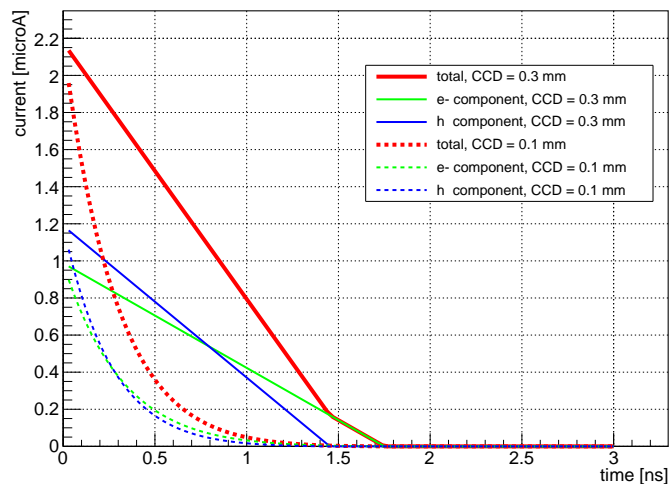


Figura 1.2: Corrente indotta su un elettrodo dal moto di deriva di elettroni (in verde) e di lacune (in blu) al passaggio di una particella ionizzante in un rivelatore in diamante CVD di spessore $300\ \mu\text{m}$. Il segnale totale è illustrato in rosso. Le curve tratteggiate rappresentano l'andamento dell'impulso di corrente in presenza di fenomeni di intrappolamento che producono una CCD pari a $100\ \mu\text{m}$.

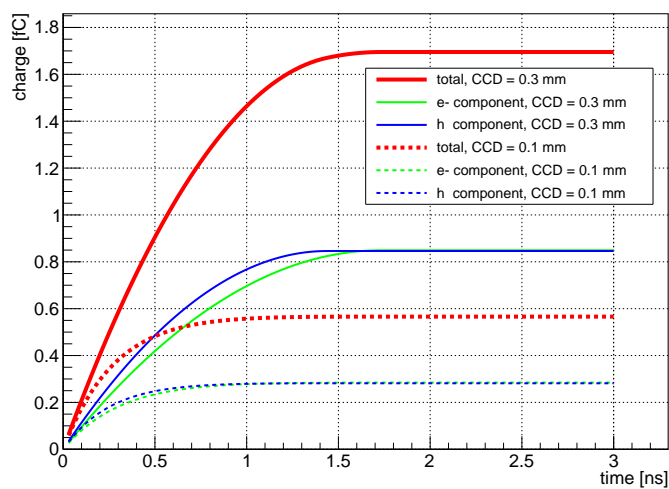


Figura 1.3: Carica indotta su un elettrodo dal moto di deriva di elettroni (in verde) e di lacune (in blu) al passaggio di una particella ionizzante in un rivelatore in diamante CVD di spessore $300\ \mu\text{m}$. Il segnale totale è illustrato in rosso. Le curve tratteggiate rappresentano l'andamento della carica indotta in presenza di fenomeni di intrappolamento che producono una CCD pari a $100\ \mu\text{m}$.

sputtering è depositato su diamante uno strato di cromo o titanio, metalli che creano un contatto ohmico sul diamante grazie alla formazione di un carburo, permettendo anche una migliore adesione della metallizzazione successiva. Successivamente è applicata una barriera di protezione in palladio o platino e, infine, una copertura costituita da oro o argento, che ne facilita la connessione elettrica[15]. Un aspetto interessante dei contatti ohmici così creati è la reversibilità del processo, in quanto essi possono essere opportunamente rimossi ed il diamante può essere nuovamente metallizzato. In questo modo è possibile riutilizzare il materiale sensibile con nuovi tipi di elettrodi.

1.4.2 Rivelatori in diamante con strisce grafiche

Seppur efficienti, le contattazioni metalliche del diamante presentano diversi aspetti negativi, tra i quali i lunghi e diversi processi necessari alla contattazione. Una possibile alternativa è la creazione di contatti perfettamente aderenti alla superficie del rivelatore in diamante, omogenei con il materiale, in un singolo processo di grafitizzazione[16]. L'irraggiamento mediante laser di alcune zone del rivelatore, infatti, permette la creazione di strisce grafiche conduttive. È noto che il calore generato su di una superficie di diamante irraggiato mediante laser di lunghezza d'onda definita, può provocare il superamento della barriera di potenziale della transizione diamante-grafite ed indurre dunque la trasformazione desiderata. La peculiarità del processo, che si compone di una singola fase di realizzazione, consiste nel creare dei cerchi o delle strisce in grafite. Tali elettrodi risultano opachi alla luce e con una buona conducibilità elettrica, realizzando un contatto ohmico su un substrato di diamante altamente isolante. In questo modo sono creati dei veri e propri contatti *grafitici*, in sostituzione di quelli metallici. Questa tecnologia rappresenta dunque un'alternativa innovativa ai contatti metallici tradizionali in Cr-Au realizzati per deposizione. Il diamante è irraggiato con un laser con una lunghezza d'onda inferiore a quella di assorbimento del diamante, ovvero $\lambda=225$ nm. Tipicamente è scelto un laser ad eccimeri ArF($\lambda=193$ nm), grazie all'elevato assorbimento ottico del diamante a quella lunghezza d'onda.

Nel laboratorio L3 dell'Università del Salento sono stati realizzati dei contatti ohmici su diamante per mezzo di irraggiamento con un laser ad eccimeri ArF[17][18]. La larghezza degli elettrodi può essere regolata con varie tecniche. Un esempio di strisce grafiche su diamante è mostrato in Figura 1.4, realizzate su di un prototipo di prova di dimensioni 5×5 mm² presso il laboratorio L3 dell'Unisalento. Misure di resistenza elettrica hanno permesso di testare l'uniformità del processo di grafitizzazione, fornendo un valore di resistività per unità di lunghezza pari a 1.5 M Ω /m[19]. Nessun esperimento



Figura 1.4: Realizzazione di strisce grafitiche su un prototipo $5 \times 5 \text{ mm}^2$ e spessore $50 \text{ }\mu\text{m}$.

fino ad ora ha sfruttato rivelatori in diamante con contatti grafitici. Il rivelatore in diamante con strisce grafitiche è un ottimo candidato per il bersaglio attivo dell'esperimento PADME, che ricerca la produzione di fotone oscuro da annichilazione di un fascio di positroni con gli elettroni del bersaglio, come descritto nel Capitolo 2. Uno dei prototipi di rivelatore a strisce grafitiche realizzato nei laboratori della Sezione INFN di Lecce è stato testato su fascio nel mese di novembre 2015, come descritto più dettagliatamente nel Capitolo 3. L'esperimento PADME sarà il pioniere dell'utilizzo di questa nuova generazione di rivelatori a diamante con elettrodi grafitici.

1.5 Utilizzo dei rivelatori in diamante in fisica delle particelle

Le applicazioni dei rivelatori in diamante finora sono principalmente nell'ambito del minitoraggio di fasci di particelle, della luminometria e della dosimetria. La bassa corrente di buio e l'alta conduttività termica, oltre alla già citata resistenza al danneggiamento da radiazione[20], ne fanno un materiale interessante per applicazioni in cui il raffreddamento dei bersagli è impossibile. Presso il CERN di Ginevra sono stati testati per la prima volta dei rivelatori in diamante a microstrisce[21], che hanno applicazioni in differenti campi. Di seguito sono elencati alcuni esperimenti che hanno previsto l'utilizzo di rivelatori in diamante sia scCVD che pCVD, a strisce, pad o pixel.

- Nel 2002 nell'esperimento BaBar[22] a SLAC sono stati montati per la prima volta due rivelatori in diamante a pad per il rivelatore denominato BCM (Beam Condition Monitors) di dimensioni $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Il

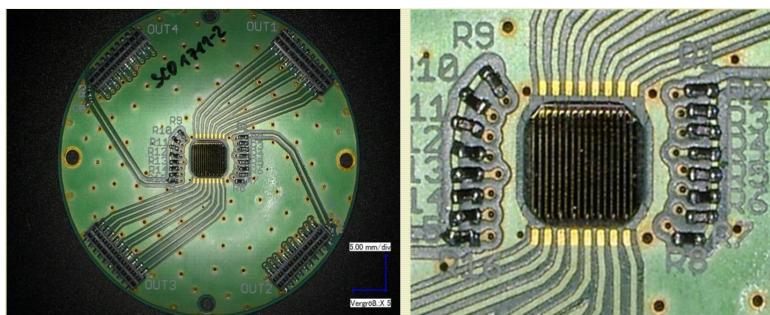


Figura 1.5: Utilizzo di rivelatori in diamante pCVD ad HADES.

segnale in uscita è letto da diodi a PIN per misurare la corrente indotta dal fascio. I due rivelatori a diamante hanno operato per 5 anni, fino allo spegnimento del fascio. L'esperimento ha mostrato che si possono operare rivelatori al diamante a lungo termine e che la corrente di buio non aumenta con l'irraggiamento.

- L'esperimento HADES[23] a GSI in Germania, che studia le proprietà della materia nucleare con fasci di ioni pesanti, ha utilizzato rivelatori a diamante per misure di tempo di volo, al fine di identificare le particelle. Sono stati utilizzati due diamanti posizionati sull'asse del fascio, l'uno scCVD e l'altro pCVD, rispettivamente per generare il segnale di START ed il segnale di VETO. Il rivelatore di START, posizionato a 2 cm dall'uscita del fascio, ha dimensioni $4.7 \times 4.7 \text{ mm}^2$ e spessore pari a $50 \mu\text{m}$ per limitare, quanto più possibile, l'interazione del fascio con il bersaglio. Per determinare con elevata precisione il profilo bidimensionale del fascio, il diamante scCVD presenta una segmentazione a strisce 16×16 su ciascuna vista. Il rivelatore di VETO, posizionato a 70 cm dal bersaglio, ha caratteristiche differenti rispetto a quello di START. Esso, difatti, ha uno spessore di $100 \mu\text{m}$ e 8 strisce su ciascuna faccia, come mostrato in Figura 1.5.
- L'esperimento CDF[24] al Tevatron a Fermilab, ormai spento dal 2011, ha installato nella zona di collisione tredici rivelatori al diamante di dimensione $1 \times 1 \text{ cm}^2$, nella zona di collisione. Il Tevatron è un collisionatore protone-antiprotone con una energia nel centro di massa pari a 1.96 TeV. Il danno da radiazione provocato da adroni sui materiali è diversi ordini di grandezza più grande del danneggiamento provocato da elettroni e raggi gamma. L'alta velocità di risposta del diamante, ottenuta anche utilizzando un'opportuna elettronica di lettura a bas-

so rumore, e la sua resistenza al danneggiamento da radiazione hanno permesso a CDF la presa dati in condizioni estreme.

- Anche nell'esperimento ATLAS[25][26][27] sono stati utilizzati rivelatori in diamante a pad come BMC. La collaborazione RD42[28][29] coordina un programma di ricerca e sviluppo (R&D) su rivelatori a strisce o a pixel a diamante per gli esperimenti di LHC di fase 2.
- L'esperimento TOTEM[30] a LHC, che studia la fisica diffrattiva e misura con elevata precisione sezioni d'urto protone-antiprotone, utilizza rivelatori a diamante a pad metallizzate per misure precise di tempo. Un singolo rivelatore al diamante di spessore pari a $500 \mu\text{m}$ permette di ottenere una risoluzione temporale pari a 100-150 ps per una m.i.p., che può essere ridotta di un fattore due combinando quattro rivelatori.

Capitolo 2

La ricerca del fotone oscuro nell'esperimento PADME

L'esperimento PADME (Positron Annihilation Into Dark Matter Experiment) ricerca la produzione di fotone oscuro nel processo di annichilazione:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma A' \quad (2.1)$$

utilizzando un fascio di positroni accelerati all'energia di circa 500 MeV che colpisce un bersaglio sottile di diamante sintetico. La collaborazione PADME[31] è composta da un gruppo di circa 40 ricercatori dei Laboratori Nazionali di Frascati, delle sezioni INFN di Roma, Lecce e Padova, dell'Università del Salento e dell'Università di Sofia, in Bulgaria. Il progetto PADME si è consolidato durante What Next (WN)[32], un programma di workshop INFN nato nel 2014 al fine di indurre delle riflessioni collettive sui temi di ricerca di fisica delle particelle da perseguire nel prossimo futuro. L'esperimento è stato conseguentemente approvato e finanziato alla fine del 2015; la presa dati è prevista per il 2018. L'apparato sperimentale sarà collocato presso la BTF (Beam Test Facility) dei LNF (Laboratori Nazionali di Frascati) e sfrutterà il fascio di positroni provenienti dal LINAC di DAΦNE.

2.1 La fisica di PADME

Il modello standard (MS) delle particelle descrive con grande precisione le interazioni forte, debole ed elettromagnetica della materia ordinaria in termini di una teoria di gauge basata sul gruppo di simmetria $SU(3) \times SU(2) \times U(1)_\gamma$. Tuttavia vari fenomeni richiedono inevitabilmente un'estensione del MS; una teoria più completa che includa interazioni di gauge e particelle aggiuntive è, pertanto, ritenuta necessaria teoricamente. In particolare, un problema

cruciale della fisica di oggi è la materia oscura, la cui natura è ancora sconosciuta. L'esistenza della materia oscura è dimostrata da studi cosmologici e gravitazionali, secondo i quali l'Universo è costituito per la maggior parte da essa ed in minima parte da materia ordinaria, ovvero da particelle del MS. Il moto delle galassie a spirale, il lensing gravitazionale su scala galattica ed extra galattica, lo spettro di potenza delle anisotropie della radiazione cosmica di fondo, l'abbondanza degli elementi prodotti nella nucleosintesi primordiale sono alcune delle osservazioni che indicano coerentemente l'esistenza nell'universo di materia di natura ignota che non emette e non assorbe luce. La missione spaziale PAMELA[33] ha raccolto dati che hanno permesso di effettuare studi precisi sulla radiazione cosmica in un ampio intervallo di energia (100 MeV-100 GeV). Nel 2008 è stato in particolare evidenziato un eccesso di positroni nei raggi cosmici, confermato successivamente anche da misure di AMS[34] e di FERMI[35]. La misurazione dello spettro di antiprotoni effettuata da PAMELA[36] non evidenzia eccessi rispetto ai flussi attesi. Queste osservazioni potrebbero essere spiegate dall'esistenza di particelle di materia oscura che in collisioni di annichilazione produrrebbero coppie fermione-antifermione. In un tale scenario il mancato eccesso di antiprotoni suggerirebbe che la materia oscura abbia massa inferiore al GeV. L'estensione del modello standard più studiata è certamente la supersimmetria[37] che presenta diversi motivi di interesse sia teorico che fenomenologico. In particolare, un'estensione supersimmetrica del modello standard, oltre a risolvere il problema della naturalezza, permette l'unificazione delle costanti di accoppiamento di gauge (per le interazioni elettromagnetica, debole e forte) nell'unico punto corrispondente a 10^{16} GeV. Inoltre, la classe di teorie supersimmetriche che conservano il numero quantico R-parità, cioè la differenza tra il numero di particelle e antiparticelle supersimmetriche, ha un candidato di materia oscura, la particella supersimmetrica più leggera (LSP)[38] che risulta stabile e che ha esclusivamente interazioni deboli con la materia ordinaria. A causa dell'interesse teorico per la supersimmetria (SUSY) lo scenario di materia oscura che a lungo è stato considerato più interessante è la materia oscura WIMP (Weakly Interacting Massive Particle)[39], rappresentata appunto dalla LSP. Tuttavia, a partire dal 2010 la ricerca diretta di particelle supersimmetriche a LHC ha prodotto limiti sempre più stringenti sui parametri del modello SUSY minimale[40]. Ciò ha fatto crescere l'interesse per modelli teorici con candidati di materia oscura di natura differente. In particolare, sono cresciuti gli studi teorici e fenomenologici su scenari in cui la materia oscura vive in un *settore oscuro*, che non condivide nessuna interazione con il modello standard[41]. Il modello più semplice di settore oscuro introduce una simmetria aggiuntiva di gauge $U'(1)$ [42] che descrive le interazioni mutue delle particelle del settore oscuro. Il bosone di gauge cor-

rispondente è denominato fotone oscuro[43]. L'interazione tra fotone oscuro e fermioni può essere descritta dalla lagrangiana di interazione:

$$L_{int} \sim g' q_f \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi A'_\mu \quad (2.2)$$

dove g' è la costante di accoppiamento universale della nuova interazione, q_f è la carica del fermione descritto dal campo Ψ e A' è il campo associato al fotone oscuro. In generale i fermioni di MS possono non essere carichi rispetto all'interazione $U(1)$ oppure possono avere cariche tutte uguali o diverse rispetto ad A' . Uno dei meccanismi che possono determinare degli accoppiamenti deboli delle particelle di MS con il campo A' è il mixing cinetico[44][45][46] del campo A_μ associato al fotone di MS con quello A'_μ associato alla nuova simmetria $U'(1)$. Il termine della lagrangiana corrispondente è:

$$L_{mix} = -\frac{\epsilon}{2} F_{\mu\nu}^{QED} F_{dark}^{\mu\nu} \quad (2.3)$$

dove i tensori sono definiti come $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu^{QED} - \partial_\nu A_\mu^{QED}$ ed $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A_{dark}^\nu - \partial^\nu A_{dark}^\mu$. La costante di mixing ϵ può essere la manifestazione a bassa energia di loop virtuali di particelle di alta massa, cariche rispetto il gruppo $U(1)$ e $U'(1)$. In questo scenario tutti i fermioni di MS si accoppiano in maniera efficace con il fotone oscuro con cariche q' proporzionali alle loro cariche elettromagnetiche attraverso la costante di mixing ϵ . Il basso valore della costante di mixing che ne consegue ($\epsilon < 10^{-3}$) potrebbe essere una motivazione della mancanza di manifestazioni del fotone oscuro.

Il fotone oscuro con massa compresa nel range 10-100 MeV e valore della costante di mixing $\epsilon \sim 10^{-3}$, giustificerebbe la discrepanza tra valore misurato e valore teorico del momento magnetico anomalo del muone. Per un muone, il momento magnetico \vec{M} è dato da:

$$\vec{M} = g_\mu \frac{e}{2m_\mu} \vec{S}, \quad (2.4)$$

dove m_μ è la sua massa e S il suo spin. L'equazione di Dirac implica $g_\mu=2$ ed effetti di loop quantistico conducono ad una deviazione da $g_\mu=2$, parametrizzata dalla quantità[47]:

$$a_\mu = \frac{g_\mu - 2}{2}. \quad (2.5)$$

Essa può essere accuratamente misurata e predetta nel MS in termini dei contributi che derivano da correzioni virtuali che coinvolgono particelle elettromagnetiche (a_μ^{QED}), particelle con interazioni adroniche (a_μ^{Had}) e da correzioni che derivano da interazioni elettrodeboli (a_μ^{EW}):

$$a_\mu^{SM} = a_\mu^{QED} + a_\mu^{EW} + a_\mu^{Had}. \quad (2.6)$$

L'esperimento E821[48] ha misurato a_μ^{SM} con un errore complessivo di 0.54 ppm, ottenendo un risultato che si discosta dalla predizione teorica della quantità:

$$\Delta a_\mu = a_\mu^{exp} - a_\mu^{SM} \simeq 2 \times 10^{-9}. \quad (2.7)$$

Un fotone che interagisca con i leptoni di MS introdurrebbe una correzione ad a_μ pari a[49]:

$$a_\mu^{DP} = \frac{\alpha}{2\pi} \epsilon^2 F\left(\frac{m_{A'}}{m_\mu}\right), \quad (2.8)$$

dove α è la costante di struttura fine, ϵ la costante di mixing del fotone oscuro, $F(x) = \int \frac{2z(1-z^2)}{(1-z^2)+x^2z} dz$ con $x = \frac{m_{A'}}{m_\mu}$, $m_{A'}$ e m_μ massa rispettivamente del fotone oscuro e del muone. Per $\epsilon = 1 - 2 \times 10^{-3}$ e massa del fotone compresa in un intervallo 10-100 MeV la discrepanza tra valore misurato e predetto sarebbe proprio pari al termine aggiuntivo dovuto al fotone oscuro, dunque $\Delta a_\mu \simeq a_\mu^{DP}$. Considerando una massa del fotone pari a 10, 30 o 100 MeV/c² ed un valore di ϵ pari a 10^{-3} , si ha rispettivamente un valore di a_μ^{DP} pari a 0.9×10^{-9} , 0.6×10^{-9} e 1.1×10^{-9} .

Questo intervallo di massa del fotone oscuro sarebbe anche compatibile con un'interpretazione dei risultati di AMS e PAMELA in termini di materia oscura, in quanto sarebbero accessibili decadimenti del fotone oscuro in e^+e^- , ma non in $p - \bar{p}$, consistentemente con la mancata osservazione di eccesso di anti protoni nello spazio.

2.1.1 Produzione del fotone oscuro

Il fotone oscuro può essere prodotto nei seguenti processi illustrati in fig 2.1:

- bremsstrahlung, indicato nello specifico anche come A' -strahlung, $e^\pm N \rightarrow e^\pm N A'$;
- annichilazione $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$;
- decadimenti di mesoni quali π^0 , η , ϕ e Υ .

Come già anticipato, PADME ricerca fotone oscuro prodotto da annichilazione:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma A'. \quad (2.9)$$

Nell'assunzione che la massa del fotone oscuro sia così piccola da risultare trascurabile, la sezione d'urto del processo ricercato, in rapporto al processo di produzione di due fotoni di SM, è pari a:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A') = 2\epsilon^2 \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma). \quad (2.10)$$

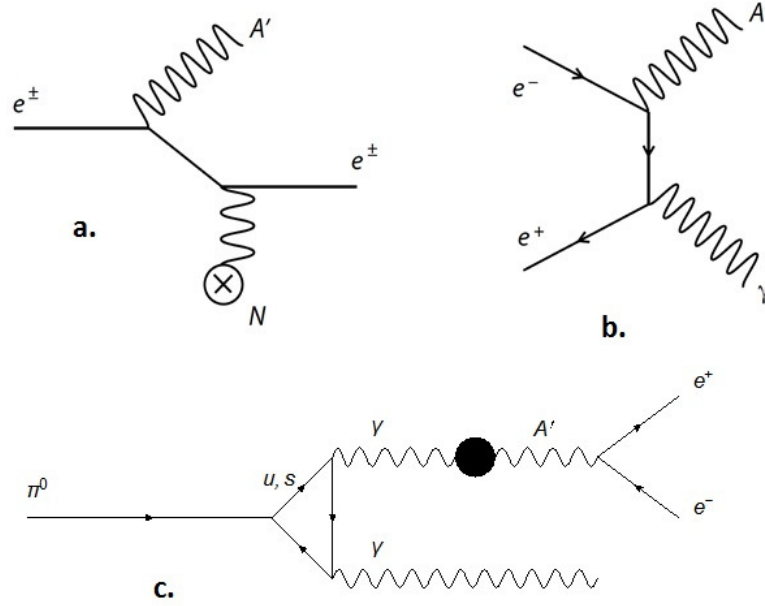


Figura 2.1: Processi di produzione del fotone A' in tre differenti processi: **a.** bremsstrahlung, **b.** annichilazione e^+e^- e **c.** decadimento di mesoni.

Se la massa del fotone oscuro non può essere trascurata, la sezione d'urto differenziale è data dalla relazione[51]:

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')}{d\cos\theta} = \frac{\alpha\epsilon^2}{2s^2(s - m_{A'}^2)} \left(\frac{s^2 + m_{A'}^4}{\sin^2\theta} - \frac{(s - m_{A'}^2)^2}{2} \right), \quad (2.11)$$

che dopo l'integrazione su θ - angolo di emissione del fotone rispetto alla direzione delle particelle dello stato iniziale nel sistema del centro di massa - si riduce alla precedente per $s \gg m_{A'}^2$.

La sezione d'urto di produzione del fotone oscuro è proporzionale al quadrato della costante di mixing del fotone oscuro con la materia ordinaria. Dunque, a causa del suo basso valore, la sezione d'urto risulta essere molto piccola e il processo risulta essere poco probabile.

2.1.2 Modi di decadimento del fotone oscuro: decadimento visibile e invisibile

A seconda dei parametri del modello, la fenomenologia può risultare in due scenari molto diversi tra loro riguardo ai modi di decadimento del fotone oscuro: decadimenti visibili in particelle di MS o decadimenti invisibili in

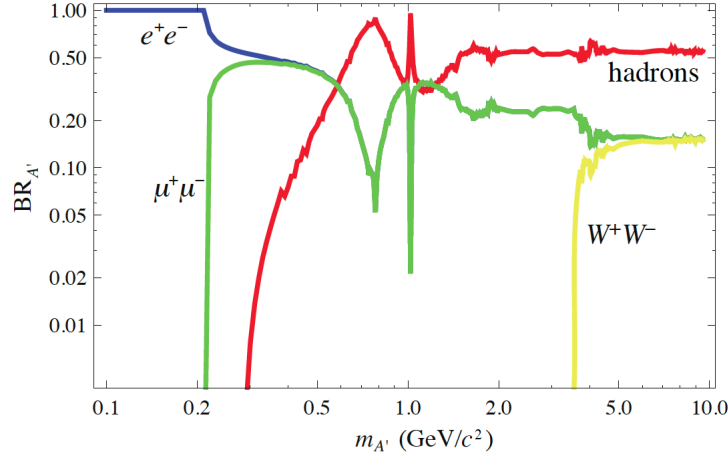


Figura 2.2: Frazione di decadimento di un fotone oscuro che decada in stati finali visibili.

materia oscura.

Se si ipotizza che non esista nessuna particella χ di materia oscura che abbia massa inferiore a quella del fotone oscuro, esso decadrebbe esclusivamente in particelle del modello standard, con frazione di decadimento $(A' \rightarrow f\bar{f})=100\%$, come evidente in Figura 2.2, dove sono riportate le frazioni di decadimento nelle condizioni $2m_e < m_{A'} < 2\chi$. In questo caso si parla di decadimento visibile. Nel caso invece che esistano fermioni del settore oscuro χ di piccola massa così che $m_\chi < m_{A'}/2$, il fotone oscuro decadrebbe in coppie di particelle di materia oscura χ con alta probabilità, dunque in uno stato finale invisibile. La prevalenza di decadimento in materia oscura discende dal fatto che i decadimenti visibili sono soppressi per un fattore ϵ^2 . Per i decadimenti visibili $A' \rightarrow f\bar{f}$ la larghezza di decadimento è[52]:

$$\Gamma_{A' \rightarrow f\bar{f}} = \frac{1}{3} \alpha \epsilon^2 m_{A'} \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{m_{A'}^2}} \left(1 + \frac{2m_f^2}{m_{A'}^2}\right). \quad (2.12)$$

Il tempo di decadimento è calcolato mediante la relazione $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ ed è dunque proporzionale a $1/(\alpha \epsilon^2 m_{A'})$.

Per i decadimenti invisibili $A' \rightarrow \chi\bar{\chi}$ la larghezza di decadimento risulta essere[53]:

$$\Gamma_{A' \rightarrow \chi\bar{\chi}} = \frac{1}{3} \alpha_D m_{A'} \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{m_{A'}^2}} \left(1 + \frac{2m_\chi^2}{m_{A'}^2}\right) \quad (2.13)$$

e la vita media è proporzionale a $1/(\alpha_D m_{A'})$, dove α_D è la costante di accoppiamento del fotone oscuro alle particelle del settore oscuro.

2.2 Esperimenti che ricercano il fotone oscuro

Le metodologie sperimentali utilizzate per ricercare il fotone oscuro si suddividono sostanzialmente in[41][43]:

- esperimenti di beam dump che ricercano decadimenti del fotone oscuro nel visibile. Un fascio di particelle, generalmente elettroni o positroni di energia fissata E_0 , incide su di un bersaglio fisso producendo fotoni oscuri di energia E'_A per lo più tramite A' -strahlung. Se A' decade nel visibile, gli stati finali più abbondanti saranno e^+e^- o $\mu^+\mu^-$. In particolare per $m_{A'} < 200$ MeV si ha $BR(A' \rightarrow e^+e^-) = 100\%$, per valori maggiori di m'_A si avrà anche il decadimento in $\mu^+\mu^-$. L'analisi dati è basata sulla ricerca del picco nello spettro di massa invariante dei leptoni prodotti dal decadimento di A' . Rivelatori a grande distanza dal bersaglio permettono l'identificazione e la misura del momento di coppie di leptoni. Essi sono separati dal bersaglio da blocchi di materiali passivi che fungono da assorbitori per le altre particelle del MS prodotte nella collisione del fascio con il bersaglio e schermano i rivelatori. Il fotone oscuro prodotto nel bersaglio sopravvive al passaggio nell'assorbitore e decade nella regione compresa tra schermo e rivelatore. Uno schema semplificato di esperimento beam dump nel visibile è illustrato in Figura 2.3. La combinazione della distanza tra bersaglio e rivelatori, dello spessore dell'assorbitore e dell'energia del fascio, determina la regione di sensibilità sui parametri $m_{A'}$ ed ϵ secondo l'equazione 2.13, da cui dipende la lunghezza di decadimento.
- esperimenti a bersaglio fisso che sfruttano la tecnica di massa mancante. Nel processo di annichilazione $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ è possibile rivelare indirettamente decadimenti di A' invisibili, studiando lo spettro di massa mancante. Al fine di ricostruire il processo in maniera ottimale, è necessario conoscere con elevata precisione energia e direzione del fotone prodotto nello stato finale e del fascio incidente. Questa tecnica sarà approfondita nella prossima sezione, in quanto è proprio la metodologia utilizzata dall'esperimento PADME;
- l'annichilazione e^+e^- è utilizzata come processo per la produzione di A' anche nei collider ad alta luminosità come DAΦNE, PEP-II, KEK-B;
- in esperimenti in cui si producono mesoni in grande abbondanza, è possibile ricercare decadimenti di mesoni in stati finali con A' , il quale si manifesta con momento mancante nel caso di decadimenti invisibili

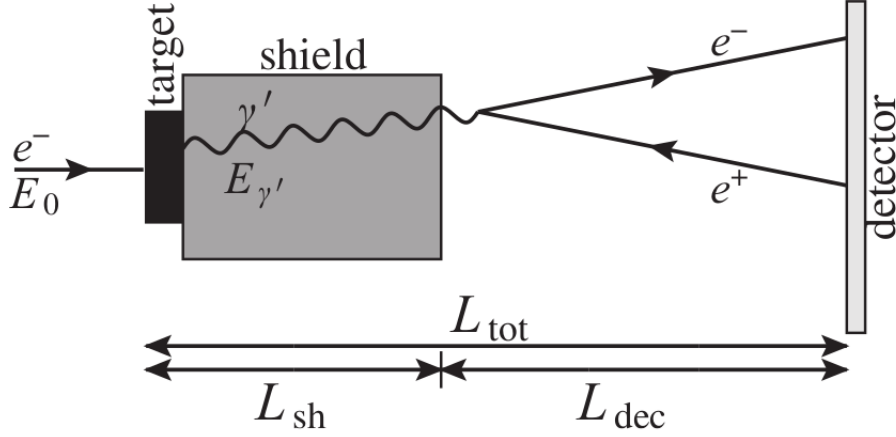


Figura 2.3: Schema di esperimento beam dump per la ricerca del fotone oscuro nel modo di decadimento visibile.

oppure è ricostruito come e^+e^- o $\mu^+\mu^-$ nello scenario di decadimento visibile. Esempi significativi sono $\pi^0 \rightarrow \gamma A'$ (utilizzato a KLOE[54], SINDRUM[55], WASA[56], HADES[57]), $K^\pm \rightarrow \pi A'$ (utilizzato a NA62[58], E787/949[59][60]) e $\Phi \rightarrow \eta A'$ (KLOE[54]);

- esperimenti basati sulla ricostruzione del vertice nel decadimento $A' \rightarrow l^+l^-$, separato da una distanza misurabile dal vertice di produzione del fotone oscuro. Esperimenti di questo tipo effettuano anche misurazioni di massa invariante della coppia di leptoni prodotti nel decadimento;
- dump di fasci di elettroni ad alta intensità possono essere utilizzati in esperimenti che ricercano la produzione di A' per bremsstrahlung[61].

Alcuni esperimenti sono stati condotti in passato con l'obiettivo di ricercare il fotone oscuro, sia considerando modi di decadimento visibile, sia modi di decadimento invisibile di A' . Inoltre molti studi che consentono di vincolare i parametri del modello sono stati effettuati reinterpretando i dati di esperimenti originariamente progettati e condotti per altri obiettivi scientifici. Nelle prossime due sezioni saranno presentati gli esperimenti più importanti che hanno prodotto risultati e quelli in fase di realizzazione o proposti, suddividendo la trattazione in base ai modi di decadimento di A' utilizzati per la sua rivelazione.

2.2.1 Ricerca di fotone oscuro da decadimenti visibili

La Figura 2.4 mostra il piano $(m_{A'}, \epsilon)$, rappresentando le regioni dello spazio dei due parametri escluse da vari esperimenti che hanno ricercato il fotone oscuro nei modi di decadimento visibile. La zone favorita dall'anomalia del

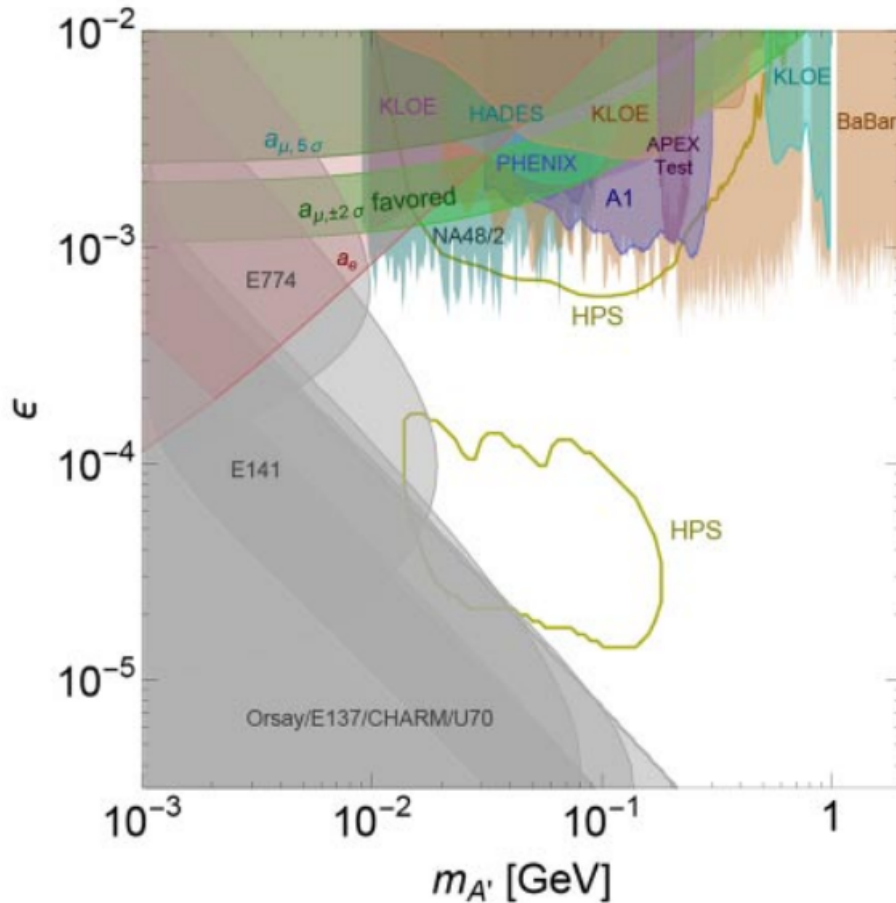


Figura 2.4: Regioni escluse (zone colorate) e regioni di sensibilità (zone delimitate da bordo colorato) nella ricerca di A' in modi di decadimento visibili.

muone $g-2$ è evidenziata; si può osservare che la combinazione di risultati prodotti da vari esperimenti ha escluso l'ipotesi di un fotone oscuro con decadimenti dominanti in leptoni, come responsabile dell'anomalia nella misura di a_μ . Ciò nonostante è sempre attuale l'interesse verso esperimenti che ricercano direttamente il fotone oscuro con decadimenti in particelle del MS, in quanto ampie regioni dello spazio dei parametri $m_{A'}$ e ϵ sono ancora da

esplorare. Gli esperimenti che hanno contribuito maggiormente a vincolare il modello considerando decadimenti di A' visibili sono BaBar[62], NA48/2[63] e A1[64]. Altre regioni sono state investigate da esperimenti di beam bump quali E141[65] a SLAC, E774[66] a Fermilab, APEX[67] a JLAB, Orsay[68] in Francia e da analisi di decadimenti di mesoni π^0 come PHENIX[69] a JLAB. Di seguito sono riportate le principali caratteristiche di alcuni esperimenti e le regioni del piano escluse.

- L'esperimento BaBar[62] al collider e^+e^- PEP-II nel laboratorio di SLAC, a Stanford, ha ricercato la produzione di fotone oscuro in associazione a un fotone nell'annichilazione e^+e^- , analizzando il conseguente decadimento $A' \rightarrow l^+l^-$. I dati sono stati per lo più raccolti all'energia di risonanza della Υ e l'analisi ha permesso di escludere il range $20 \text{ MeV}/c^2 < m_{A'} < 10.2 \text{ GeV}/c^2$, ponendo limiti superiori sulla costante di mixing dell'ordine di $\epsilon \sim 10^{-3}$.
- L'esperimento NA48/2[63] ha analizzato decadimenti di pioni neutri in $e^+e^-\gamma$ interpretandoli come il risultato del decadimento $\pi^0 \rightarrow \gamma A'$, seguiti dal decadimento prompt del fotone oscuro $A' \rightarrow e^+e^-$. Una presa dati della durata di 100 giorni è stata effettuata nel 2003-2004 presso il CERN di Ginevra. L'analisi dati non ha evidenziato segnale riconducibile ad A' nella regione di massa $9 \text{ MeV}/c^2 < m_{A'} < 70 \text{ MeV}/c^2$ e $\epsilon \sim 10^{-3}$.
- A1[64], esperimento a Mainz, ricerca fotone oscuro prodotto per bremsstrahlung in un bersaglio di tantalio da un fascio di elettroni di energia compresa tra i 180 e 855 MeV. Uno spettrometro ad alta risoluzione permette di osservare i decadimenti visibili di A' . La regione di massa investigata è $40 \text{ MeV}/c^2 < m_{A'} < 300 \text{ MeV}/c^2$ e la sensibilità sulla costante di mixing raggiunta nel run del 2011 è pari a $\epsilon^2 \sim 8 \times 10^{-7}$.
- APEX[67] è un esperimento a bersaglio fisso che avrà luogo presso il JLAB. APEX sfrutta un fascio di e^- che può produrre A' per bremsstrahlung nell'interazione con un bersaglio ad alto Z. La regione di sensibilità è 65-600 MeV/c² per $m_{A'}$ e $\epsilon^2 < 10^{-7}$. A luglio del 2010 è stato effettuato un run-test con un bersaglio in tantalio che non ha fornito evidenti segnali anomali riconducibili ad A' nel range di massa $175 \text{ MeV}/c^2 < m_{A'} < 250 \text{ MeV}/c^2$. Un secondo run è previsto per il 2018.
- PHENIX[69] a BNL(Brookhaven National Laboratory) ha ricercato segnale da decadimento di pioni neutri tra il 2006 e il 2009, nel range

$30 \text{ MeV}/c^2 < m_{A'} < 90 \text{ MeV}/c^2$, ponendo un limite superiore sulla costante di mixing pari a $\epsilon^2 \sim 10^{-6}$.

- E137[43] è un esperimento di beam dump alla ricerca di evidenze sperimentali di assioni che ha preso dati a SLAC negli anni '80 utilizzando un fascio di elettroni da 20 GeV su di un bersaglio in alluminio. Quest'ultimo era seguito da 180 m di roccia che fungevano da schermo per particelle di MS prodotte nell'interazione. Il rivelatore era costituito da un calorimetro elettromagnetico collocato a circa 400 m dal bersaglio, separato da circa 200 m di aria dalla collina. I risultati di questo esperimento possono essere interpretati in termini del modello di fotone oscuro con decadimenti visibili. Analoghi esperimenti di beam dump programmati per la ricerca di nuove particelle esotiche sono E141[65] a SLAC, E774[66] a FNL e Orsay[68] in Francia. Anche i dati di esperimenti progettati per la fisica dei neutrini, caratterizzati da apparati simili agli esperimenti di dump discussi finora (CHARM[70] e NOMAD[43] al CERN) sono stati usati nel contesto di ricerche di A' . La regione di esclusione del piano $(m_{A'}, \epsilon)$ ottenuta in tutti questi casi è delimitata da un andamento approssimativamente lineare con pendenza negativa la cui intercetta è correlata alla lunghezza di decadimento minimo a cui gli esperimenti sono sensibili e da una retta orizzontale determinata dalla statistica che fissa il minimo valore di ϵ a cui l'esperimento è sensibile (si veda Figura 2.4).

I nuovi esperimenti proposti per ricercare fotone oscuro nel visibile sono l'esperimento HPS[71] a JLAB e l'esperimento MAGIX[72] a Mainz, entrambi a bersaglio fisso. L'esperimento HPS misurerà il momento del fotone oscuro prodotto utilizzando un tracciatore di vertice in silicio posto all'interno di un dipolo magnetico. Un calorimetro a tungstanato di piombo (PbWO) contribuirà al trigger e alle misure di energia. Mediante la ricostruzione della massa invariante dello spettro di positroni ed elettroni sarà possibile identificare il picco di massa del fotone oscuro che, per valori della costante di mixing grandi ($\epsilon^2 > 10^{-7}$), decade per lo più in modo *prompt*, ossia il vertice di decadimento è indistinguibile dal vertice di produzione. Il fondo per il segnale è caratterizzato da produzione di coppie da parte di un fotone della materia ordinaria. Per bassi valori della costante di mixing ($\epsilon^2 < 10^{-8}$) sarà, invece, possibile ricostruire il vertice di produzione dei due elettroni da fotone oscuro nel tracciatore in silicio. Questo canale è particolarmente interessante perché ha fondo molto limitato. La sensibilità raggiungibile da HPS sulla costante di accoppiamento è pari a $\epsilon^2 > 3 - 4 \times 10^{-7}$ per valori della massa del fotone oscuro $20 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{A'} \leq 300 \text{ MeV}/c^2$ e $2 \times 10^{-10} \leq \epsilon^2 \leq 2 \times 10^{-8}$ per $20 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{A'} \leq 200 \text{ MeV}/c^2$.

L'esperimento MAGIX sarà invece collocato presso l'acceleratore superconduttivo a Mainz, che fornisce un fascio di elettroni con energia fino a 155 MeV e corrente 1 mA. Il bersaglio sarà costituito da un gas supersonico ad alta densità. Gli elettroni e positroni prodotti dal decadimento del fotone oscuro saranno rivelati in uno spettrometro a due bracci, avente risoluzione in momento pari a $\delta p/p = 10^{-4}$. La sensibilità di progetto raggiungibile è pari a $\epsilon^2 = 10^{-8}$ per $10 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{A'} \leq 50 \text{ MeV}/c^2$. È, inoltre, previsto un secondo run nel 2018 dell'esperimento DARK LIGHT[41] a JLAB. Esso studia la possibile produzione di fotone oscuro da bremsstrahlung, sfruttando il fascio di elettroni di energia pari a 100 MeV. Si utilizza un bersaglio a gas con lo scopo di analizzare decadimenti visibili del tipo $A' \rightarrow e^+e^-$, sfruttando un rivelatore in silicio che traccia i leptoni provenienti dal decadimento. Un primo run è già stato eseguito ed ha permesso di dimostrare l'efficacia dell'utilizzo del bersaglio in gas. DARK LIGHT indaga in un intervallo di massa del fotone oscuro $< 80 \text{ MeV}/c^2$. Anche l'esperimento MU3E[73], che è progettato per ricercare il decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$, ricercherà la produzione di fotone oscuro. È possibile, infatti, studiare il decadimento $\mu^+ \rightarrow A'e^+$, con $A' \rightarrow e^+e^-$. Durante la prima fase, MU3E sarà sensibile nell'intervallo di massa $10 \text{ MeV}/c^2 < m_{A'} < 80 \text{ MeV}/c^2$.

2.2.2 Ricerca di fotone oscuro da decadimenti invisibili

Allo stato attuale le regioni del piano $(m_{A'}, \epsilon)$ escluse da esperimenti sensibili a decadimenti invisibili del fotone oscuro sono ancora limitate, come si può vedere in Figura 2.5. La zona superiore di grandi $\epsilon (> 10^{-2} - 10^{-3})$ e massa $1 \text{ MeV}/c^2 < m_{A'} < 8 \text{ GeV}/c^2$ è stata esclusa, principalmente dall'esperimento BaBar[41], con un contributo degli esperimenti E787[59] ed E949[60]. Il risultato dell'esperimento BaBar è relativo alla ricerca di eventi con un singolo fotone nello stato finale ed energia e momento mancante prodotti in collisioni e^+e^- a $\sqrt{s} = m_\Upsilon$. La regione esclusa è rappresentata in Figura 2.5 dalla banda azzurra. L'esperimento E949 e il suo predecessore E787 a BNL erano dedicati allo studio di decadimenti rari dei mesoni K carichi e in particolare alla ricerca del decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$. Questo decadimento si manifesta con un pione carico ed energia mancante nello stato finale e pertanto è interpretabile come un decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+A'$, con A' che decade in particelle invisibili. Questa analisi è stata effettuata in [60] e produce le regioni di esclusione rappresentate dai due picchi capovolti riportati in Figura 2.5. La regione di esclusione in rosso in Figura 2.5 corrisponde ad un limite indiretto ottenuto confrontando misura e predizione del MS del momento anomalo dell'elettrone[74]. La zona favorita dalla misura di a_μ non è ancora totalmente investigata.

Esperimenti che ricercano la produzione di fotone oscuro da decadimenti invisibili sono relativamente più complessi, per questo è necessario partire da stati iniziali noti per ricostruire al meglio lo stato finale. Come già accennato, una tecnica utilizzata per studiare questo tipo di decadimenti è quella della massa mancante.

Tre sono gli esperimenti che nel prossimo futuro intendono sfruttare questa

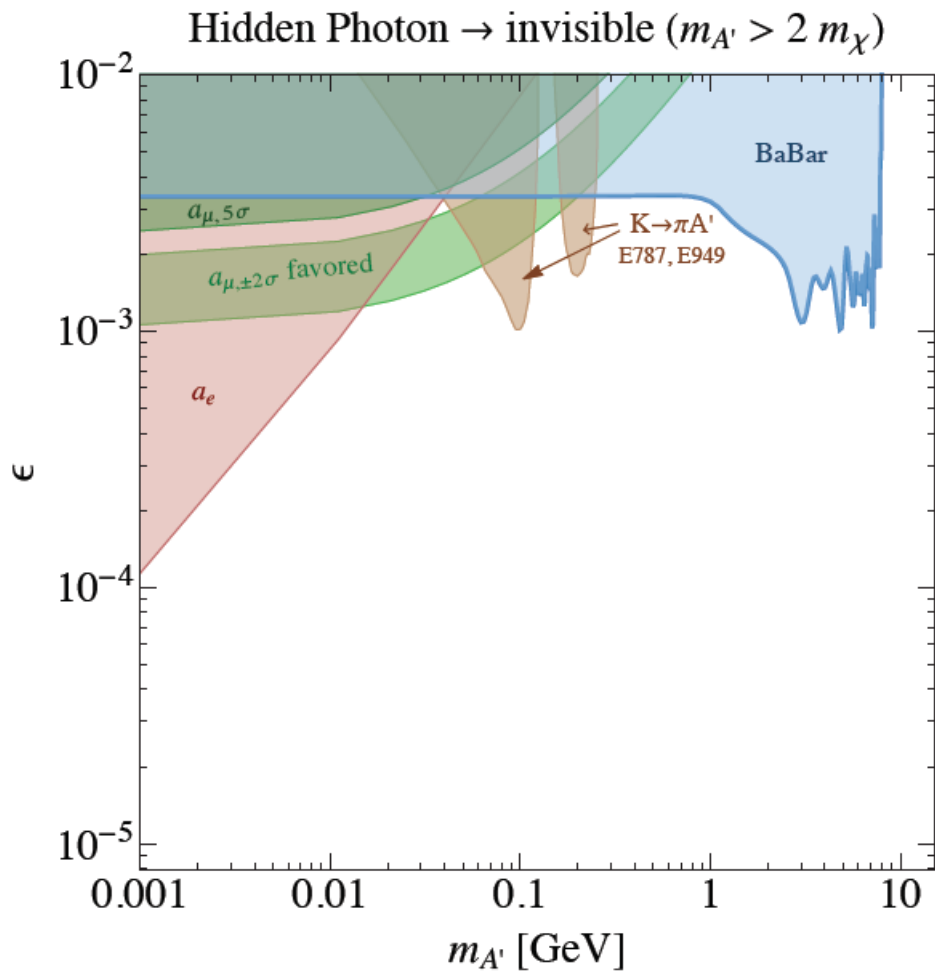


Figura 2.5: Regioni escluse nella ricerca di A' in decadimenti invisibili.

tecnica: PADME[75] presso i Laboratori Nazionali di Frascati, MMAPS[76] a Cornell negli Stati Uniti e VEPP3 a Novosibirsk, in Russia[76]. Presso VEPP3, anello che accumula positroni ed elettroni prima di essere iniettati nel collisore VEPP4, sarà ricercato il bosone di gauge della materia oscura da annichilazioni di un fascio di positroni di energia pari a 500 MeV su di un

bersaglio di idrogeno gassoso realizzato all'interno dell'anello di accumulazione. L'esperimento si propone di raggiungere una sensibilità sulla costante di accoppiamento pari a 10^{-8} in un range di massa per il fotone oscuro pari a 5-22 MeV, con una risoluzione sulla massa di 1 MeV. L'esperimento mira ad ottenere un rapporto segnale su rumore pari a 5 per un valore di massa del fotone ricercato pari a 15 MeV.

Lo spazio a disposizione per l'intero apparato è di un paio di metri. Il bersaglio interno è posizionato in una delle due sezioni rettilinee dell'anello VEPP3. Al fine di identificare il segnale, dovrà essere utilizzato un calorimetro con buona risoluzione energetica ed angolare. Il calorimetro elettromagnetico che verrà utilizzato sarà quello del rivelatore di CLEO II che consta di 8000 cristalli di ioduro di cesio (CsI). Esso è stato utilizzato già per misure di momento di elettroni e fotoni in un ampio range ed ha fornito valori di $\sigma_E/E = 3\%$ per positroni di energia pari a 180 MeV. In analogia con l'esperimento PADME, per ridurre il fondo del segnale saranno utilizzati opportuni veti per particelle cariche. L'esperimento MMAPS utilizza un bersaglio in berillio ed un fascio di positroni di energia pari a 5.3 GeV. Ciò comporta l'estensione dell'intervallo di massa del fotone oscuro esplorato fino a 78 MeV. L'esperimento MMAPS sfrutterà lo stesso tipo di calorimetro di VEPP3.

L'importanza di questi esperimenti consiste nell'indipendenza intrinseca del metodo di misura dai dettagli del modello; in particolare, il contenuto di materia del settore oscuro, la costante di accoppiamento del bosone A' alla materia oscura non influenzano l'interpretazione dei risultati di esperimenti che utilizzano il metodo di ricerca di massa mancante.

Tra questi esperimenti PADME sarà il primo a prendere dati. Infatti, l'esperimento VEPP3 al momento necessita di alcune modifiche alla linea di fascio ed il primo run è previsto per il 2019-2020 ed, invece, MMAPS non è stato ancora finanziato.

Un altro esperimento in fase di preparazione che studierà la produzione di fotone oscuro da decadimenti invisibili è NA64[61]. Si tratta di un esperimento che combina la tecnica di beam dump con quella di energia mancante al fine di ricercare eventi rari. Il fascio utilizzato è costituito da elettroni secondari provenienti dall'SPS del CERN di energia pari a 100 GeV. Esso incide su di un calorimetro elettromagnetico (ECAL) che funge da beam dump attivo. Eventi con energia inferiore a 50 GeV nell'ECAL che non lasciano segnale nel veto sono considerati eventi di segnale. L'esperimento è stato proposto con il nome di P348 ed approvato in via definitiva nel marzo del 2016, con il numero di riferimento NA64. Effettuerà la presa dati nel 2018 e si propone di fissare un limite sulla costante di accoppiamento pari a $\epsilon \sim 10^{-8} - 10^{-6}$ nella regione di massa 10 MeV-100 MeV/ c^2 .

2.3 Il fascio della BTF

La BTF (Beam Test Facility)[77][78] è un'area sperimentale presente nei Laboratori Nazionali di Frascati attrezzata per testare rivelatori di particelle. Il fascio utilizzato è composto da impulsi di elettroni o positroni (pacchetti) di energia e molteplicità di particelle per impulso variabili, in base alle richieste degli sperimentatori che utilizzano la sala. I fasci di particelle sono prodotti da un acceleratore lineare (LINAC) con una frequenza di 50 impulsi al secondo, con una molteplicità di particelle per impulso che può essere variata fino a $10^7 - 10^{10}$ e in un range di energia di 300-750 MeV per elettroni e di 300-550 MeV per positroni¹.

Il LINAC inietta i fasci prodotti nei due anelli di accumulazione di DAΦNE, un collisore circolare di elettroni e positroni, dopo essere stati accumulati nel dumping ring, al fine di aumentare la corrente ed abbassare l'emittanza². Uno schema del complesso di acceleratori dei LNF è mostrato in Figura 2.6. Mediante due magneti opportuni è possibile deviare singoli impulsi e non farli arrivare al dumping ring in base alle esigenze. Se il primo magnete deflette di 3° , gli impulsi giungono alla linea della BTF, mentre se il secondo magnete deflette di 6° , gli impulsi giungono ad uno spettrometro che ne misura l'energia con un'elevata accuratezza. Tipicamente la maggior parte dei 50 pacchetti di particelle che giungono in un secondo sono destinati all'anello di accumulazione. I rimanenti pacchetti vengono indirizzati verso la BTF, ad eccezione di uno destinato allo spettrometro, in maniera tale da misurare in modo diretto ed in tempo reale l'energia del LINAC ogni secondo. DAΦNE attualmente lavora ad un'energia nel centro di massa 1020 MeV, energia di risonanza del mesone Φ , con fasci di elettroni e positroni di 510 MeV. La molteplicità dei pacchetti di particelle è molto elevata, dell'ordine di 10^9 , e di durata pari a 10 ns, molto distante dalle richieste di PADME. Infatti, in tali condizioni nel calorimetro di PADME si sovrapporrebbero moltissimi fotoni senza possibilità di separazione in tempo (pile-up). La molteplicità del fascio richiesta dall'esperimento PADME può essere raggiunta inserendo un bersaglio in rame (Cu) di un determinato spessore per produrre un fascio secondario. L'interazione del fascio con il bersaglio determinerà anche una distribuzione angolare e in energia delle particelle, in modo tale da poter selezionare in energia il fascio mediante opportuni magneti[78]. Come si evince dallo schema in Figura 2.7, il fascio secondario viene selezionato in impulso

¹I positroni vengono generati interponendo al fascio primario di elettroni una targetta di rame (convertitore di positroni) e agendo opportunamente con le cavità acceleranti per rimuovere gli elettroni dal fascio ed accelerare i positroni secondari.

²L'emittanza di un fascio è proporzionale al prodotto della dimensione e della divergenza del fascio.

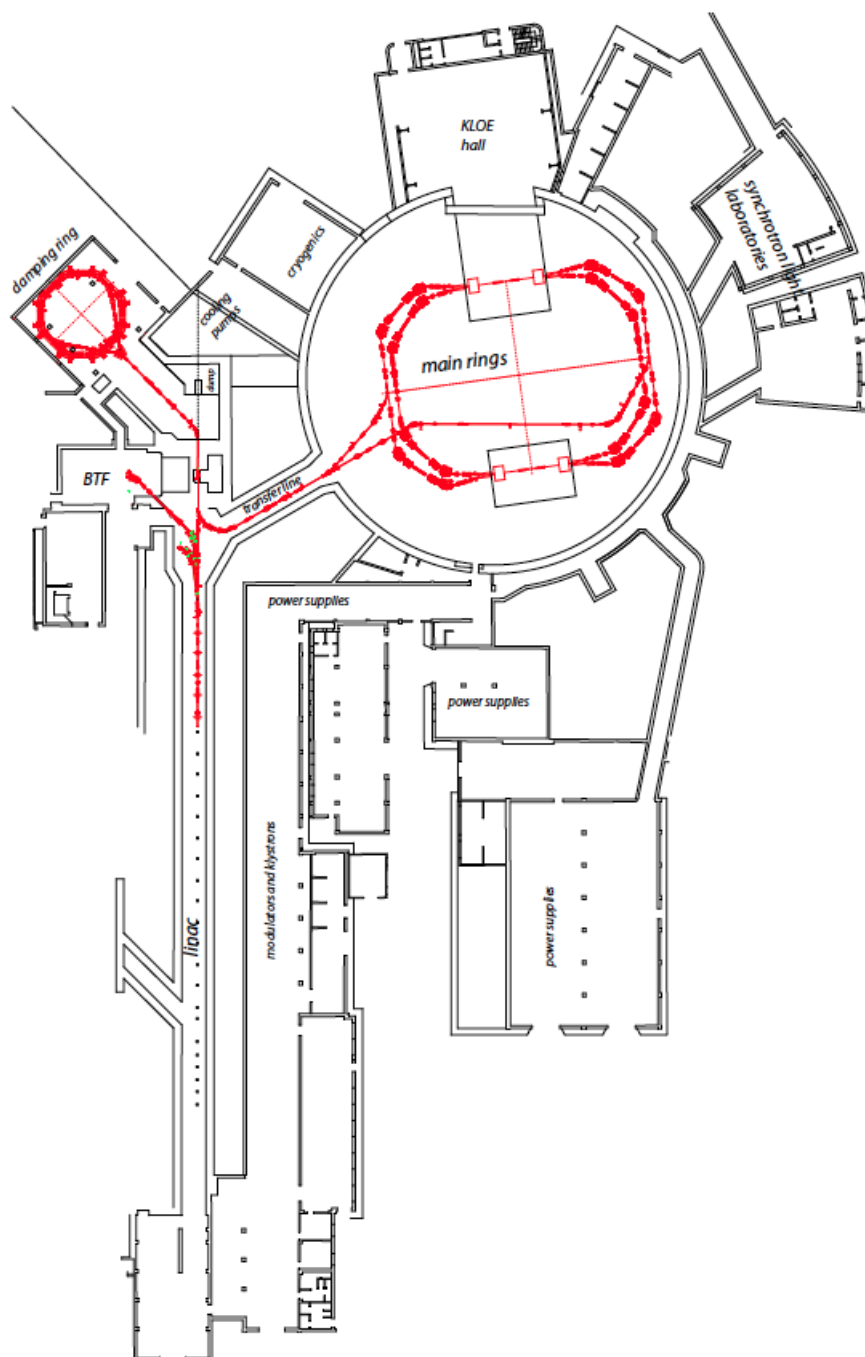


Figura 2.6: Complesso di acceleratori dei Laboratori Nazionali di Frascati.

tramite l'utilizzo di un magnete deflettore di 42° (DHSTB01) interposto tra due slitte orizzontali (SLTTB02 prima e SLTTB04 dopo il magnete), che fungono da collimatori. Dopo la selezione in energia, un secondo collimatore verticale (SLTTB03) permette di regolare l'intensità del fascio. Con l'aiuto di quattro quadrupoli (QUATB01-04), il fascio viene focalizzato ed, infine, deviato di 45° da un ultimo magnete deflettore (DHSTB02), in modo tale da essere diretto lungo l'asse principale della sala. L'inserimento dei collimatori e dei due magneti deflettori permette di ottenere un fascio selezionato in energia ed in intensità, in base alle richieste degli sperimentatori. Le operazioni di test con fascio alla BTF possono essere effettuate in due modalità: modalità parassita e modalità dedicata. La modalità parassita si ha nel caso in cui il collisore DAΦNE è in funzione ed il LINAC è sfruttato principalmente per l'iniezione nei suoi anelli di accumulazione, imponendo delle limitazioni alle richieste su fascio che arriva alla BTF. La modalità dedicata, invece, permette di ottenere un fascio pienamente ottimizzato alle richieste degli sperimentatori. La presa dati di PADME sarà effettuata in modalità dedicata, al fine di accumulare un numero di dati sufficiente per delle analisi di fisica interessanti in un tempo ragionevole. Il fascio di positroni richiesto per l'esperimento PADME è definito da 4 parametri fondamentali:

- la molteplicità dei pacchetti di positroni, che deve essere tra le 1000 e 10000 particelle;
- la durata dei pacchetti del fascio, attualmente limitata a 40 ns, con la possibilità di un aumento della durata;
- le dimensioni della sezione del fascio;
- la divergenza del fascio.

Questi parametri in realtà sono correlati tra loro; la divergenza e le dimensioni della sezione del fascio dipendono dalla collimazione del dipolo selezionatore d'impulso: chiudendo le slitte per ottenere una dispersione minore in momento si ottiene una sezione più piccola e una conseguente diminuzione dell'intensità. A disposizione degli sperimentatori vi è la sala controllo della BTF, con alcuni computer, da cui si può monitorare il fascio e raccogliere i dati dei rivelatori sotto esame. Al fine di monitorare il fascio durante i test alla BTF è presente un rivelatore a pixel di silicio, medipix, che può essere inserito all'occorrenza sull'asse di uscita del fascio per misurarne il profilo bidimensionale ed un calorimetro a vetro-piombo per misurarne la molteplicità.

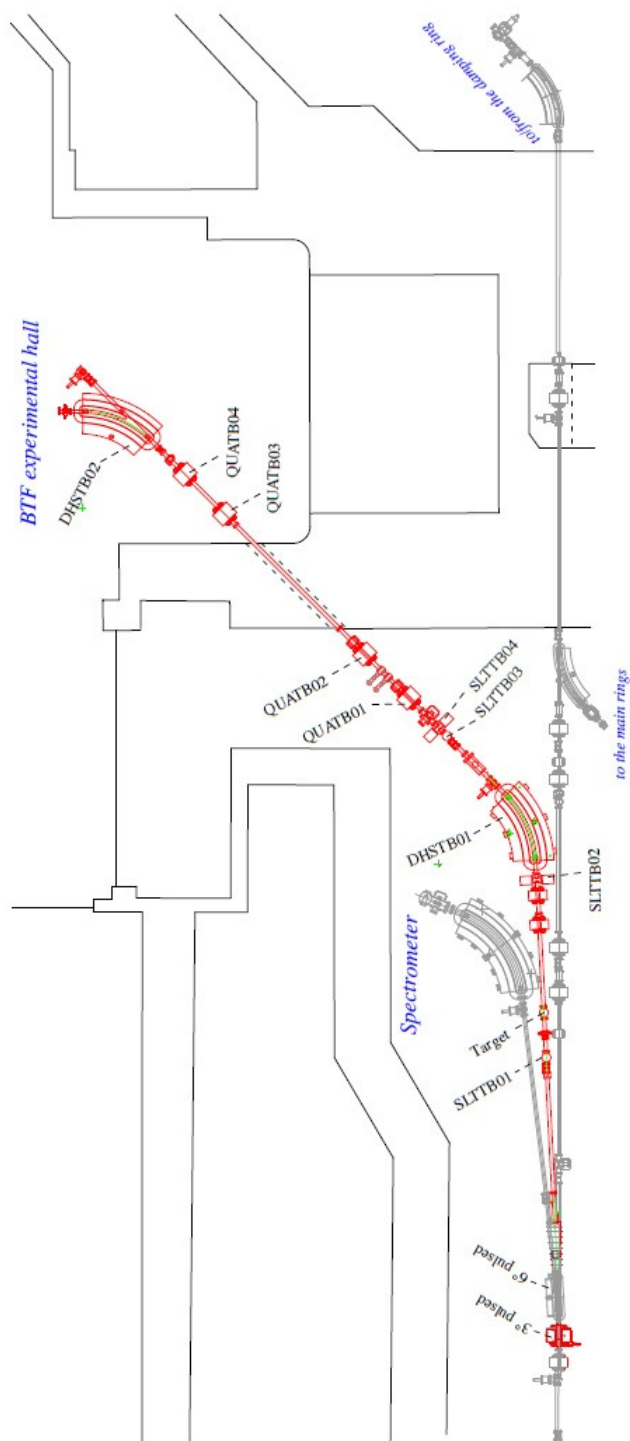


Figura 2.7: Schema delle linee secondarie di fascio in uscita dal LINAC dei Laboratori Nazionali di Frascati.

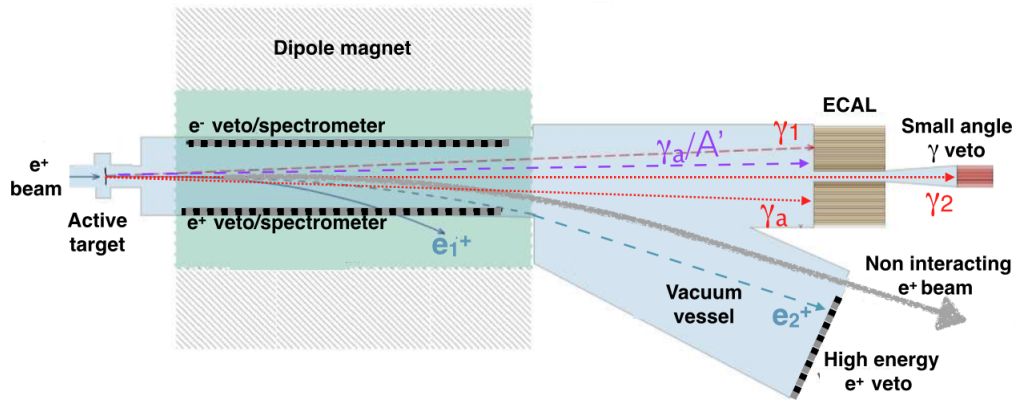


Figura 2.8: Schema dell'esperienza PADME e interazioni rilevanti del fascio di positroni con il bersaglio in diamante: bremsstrahlung ($e^+N \rightarrow e^+N\gamma$) con grande (1) o piccola perdita di energia (2), annichilazione di MS $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ (i fotoni relativi sono indicati con γ_a) e produzione di fotone oscuro $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$ (indicati con γ_a e A').

2.4 L'esperienza PADME

2.4.1 Schema dell'esperienza e metodo della massa mancante

L'apparato sperimentale è costituito dai seguenti componenti illustrati schematicamente in Figura 2.8

- un rivelatore in diamante che funge da bersaglio fisso;
- un dipolo magnetico;
- un calorimetro principale (ECAL);
- un calorimetro a piccolo angolo (SAC);
- un sistema di rivelatori a scintillazione utilizzati come veto.

Tutti i rivelatori sono collocati in una camera a vuoto o a ridosso delle sue pareti esterne. La camera da vuoto che collega il vuoto della linea secondaria in cui viaggia il fascio, contenendo il bersaglio, successivamente si allarga fino a contenere tutto lo spazio libero tra i poli del magnete e quindi gli scintillatori di veto interni al magnete. Il calorimetro e gli altri scintillatori di veto (questi ultimi posti in prossimità della direzione del fascio uscente

verso l'assorbitore o *beam dump*) sono collocati sulle pareti esterne della camera da vuoto. Il fascio di positroni colpisce un sottile bersaglio attivo in diamante in pacchetti di circa $10^4 - 10^5$ particelle ed è distribuito con intensità uniforme in un periodo di 40 ns e con una frequenza di 50 Hz. Nel bersaglio, come si vedrà più avanti, avvengono poche interazioni, quindi il fascio, praticamente inalterato, prosegue la sua traiettoria e dopo circa 20 cm entra nella zona di campo magnetico lunga circa 1 m, dove viene deflesso verso un dump (un bersaglio passivo che arresta e assorbe il fascio). L'apparato sperimentale è progettato per consentire la misura della massa del fotone oscuro valutata come massa invariante del quadrimpulso mancante nello stato finale prodotto per annichilazione da e^+ ed e^- nel bersaglio in diamante. Il calorimetro elettromagnetico ad alta risoluzione energetica è il rivelatore principale di PADME; esso permette di identificare e di misurare l'energia di fotoni prodotti nelle interazioni del fascio con il bersaglio. La copertura angolare del calorimetro determina l'accettanza per gli eventi di annichilazione ed è data dalle dimensioni laterali del calorimetro e dalla sua distanza dal bersaglio. La risoluzione angolare è determinata sia da questa distanza (calorimetro-diamante) sia dalla granularità del calorimetro. In linea di principio l'esperimento PADME ha accesso a 4 modalità di ricerca del fotone oscuro, combinando due processi di produzione e due stati finali di decadimento:

- fotoni oscuri prodotti da annichilazione che decadono in particelle invisibili;
- fotoni oscuri prodotti da annichilazione che decadono in e^+e^- ;
- fotoni oscuri prodotti per bremsstrahlung che decadono in particelle invisibili;
- fotoni oscuri prodotti per bremsstrahlung che decadono in e^+e^- .

Al momento l'apparato è ottimizzato per il primo modo di ricerca di A' elencato, il quale si basa sulla misura della massa mancante nello stato finale. Conoscendo il quadrimpulso del positrone incidente P_{beam} (ossia l'energia e direzione del fascio), quello del fotone dello stato finale P_γ e, infine, dell'elettrone del bersaglio P_{e^-} , è possibile ricavare la massa del fotone oscuro, sfruttando la relazione:

$$m_{A'}^2 = |P_{beam} + P_{e^-} - P_\gamma|^2 \quad (2.14)$$

dove $P_{beam} = (E_{beam}, \vec{p}_{beam})$ con $E_{beam} = 550$ MeV, il bersaglio è fisso dunque $P_{e^-} = (m_{e^-}, \vec{0})$ e $P_\gamma = (E_\gamma, \vec{p}_\gamma)$ è misurato nei rivelatori.

Dalla relazione precedente si ottiene (il calcolo completo è riportato nell'Appendice B):

$$m_{A'} = \sqrt{2m_e \left(E_{beam} - E_\gamma \left(1 + \frac{E_{beam}}{2m_e} \theta_\gamma^2 \right) \right)} \quad (2.15)$$

dove m_e è la massa dell'elettrone e θ_γ è l'angolo tra il momento del fotone e la direzione del fascio. Negli eventi di produzione di A' in annichilazioni e^+e^- , la misura dell'energia e dell'angolo di emissione del fotone permette di misurare la massa invariante del fotone.

Il massimo valore della massa del fotone oscuro cinematicamente accessibile per un'energia del fascio E_{beam} è:

$$m_{A'} = \sqrt{2m_e E_{beam}}. \quad (2.16)$$

Per un fascio di positroni di energia pari a 550 MeV esso è pari a 23.7 MeV. Aumentando l'energia del fascio è possibile aumentare il limite superiore per il valore di massa di A' investigabile. L'incremento dell'energia di fascio proposto in [79] permetterebbe di esplorare un range più ampio di $m_{A'}$. Per $E_{beam} = 750$ MeV $m_{A'} \leq 27.7$ MeV/ c^2 , mentre per energia massima $E_{beam} = 1$ GeV si avrebbe $m_{A'} \leq 32$ MeV/ c^2 .

2.4.2 Magnete

Il magnete è utilizzato per deviare la traiettoria delle particelle cariche del fascio non interagente o dello stato finale prodotto da interazioni del fascio con il bersaglio. Infatti, è necessario deviare i positroni che non interagiscono con il bersaglio poichè l'alto rate potrebbe causare una saturazione del calorimetro. La corrente di alimentazione del magnete può essere variata per scegliere opportunamente il valore del campo magnetico B. È possibile calcolare la deviazione angolare $\Delta\phi$ del fascio nell'attraversamento del dipolo magnetico mediante la formula:

$$\phi[rad] = \arcsin \left(\frac{0.3 \cdot L[m] \cdot B[T]}{p[GeV]} \right). \quad (2.17)$$

Nella configurazione più ottimistica di fascio, in cui l'energia dei positroni è pari a 1 GeV, con un valore di B pari a 0.8T, la formula fornisce una deflessione $\phi = 15^\circ$. Nella Figura 2.9 è riportato un disegno tecnico dell'apparato e le traiettorie curvate di fascio per differenti valori del campo magnetico B e dell'energia del fascio. Il valore di deflessione riportato in figura per gli stessi valori di B e di p è maggiore rispetto a quello calcolato poichè tiene conto del

campo residuo all'esterno del magnete. Il calorimetro, di raggio pari a circa 150 cm, posto ad una distanza di 1 m dal bordo del magnete non verrà quindi colpito dal fascio che nel piano della superficie di ingresso del calorimetro è deviato rispetto alla direzione iniziale di circa 250 cm. Grazie al magnete è inoltre possibile identificare particelle cariche prodotte da interazioni con il bersaglio in diamante (positroni che hanno irraggiato, o particelle prodotte nello stato finale di collisioni inelastiche). Infatti queste particelle, di energia inferiore al fascio, vengono deviate all'interno del magnete, lasciando un segnale sul veto di particelle cariche. Uno dei dipoli magnetici della linea di trasferimento del CERN denominato MPS-S (short) è risultato essere un buon candidato come dipolo dell'esperimento ed attualmente è funzionante nei laboratori di Frascati (Figura 2.10). Si tratta di un magnete a forma di H, di lunghezza pari a 1 m con un campo magnetico massimo di 1.4 T, raggiungibile per correnti di 675 A, il cui peso totale è di 15 ton.

2.4.3 Bersaglio attivo in diamante

Il bersaglio attivo scelto per l'esperimento PADME è un rivelatore in diamante con dimensioni $2 \times 2 \text{ cm}^2$ e spessore $100 \mu\text{m}$. La scelta del materiale è dettata dal basso numero atomico $Z=6$ che permette di minimizzare la frequenza di eventi di irraggiamento $e^+N \rightarrow e^+N\gamma$ (la cui sezione d'urto è proporzionale a Z^2). Un altro aspetto positivo dell'utilizzo del diamante è il fatto che non sia necessario utilizzare un sistema di raffreddamento, poichè la corrente di buio è estremamente bassa. Il rivelatore è bersaglio attivo, in quanto determina con precisione la posizione del fascio per ogni singolo impulso di particelle e quindi l'angolo di emissione dei fotoni. Il rivelatore utilizzato per l'esperimento avrà elettrodi grafitici o metallizzati; la prima soluzione è preferibile per avere un bersaglio omogeneo. Le prestazioni dei singoli prototipi sono ancora oggetto di studio nei dati di test su fascio. L'elettronica di lettura finale deve essere ancora stabilita. Nel test su fascio di Novembre a Frascati, descritto in maniera più dettagliata nel Capitolo 3, è stato dimostrato il corretto funzionamento del sensore grafitato. L'adeguatezza di diverse opzioni per l'elettronica di amplificazione è stata verificata nello stesso test su fascio e in quello condotto successivamente a luglio 2016. Considerazioni di costi, performance misurate e facilità di integrazione con il rivelatore finale detteranno la scelta nell'esperimento.

2.4.4 Calorimetro ECAL

Il calorimetro è parte essenziale dell'esperimento in quanto misura con elevata precisione il momento del fotone prodotto in associazione al fotone oscuro.

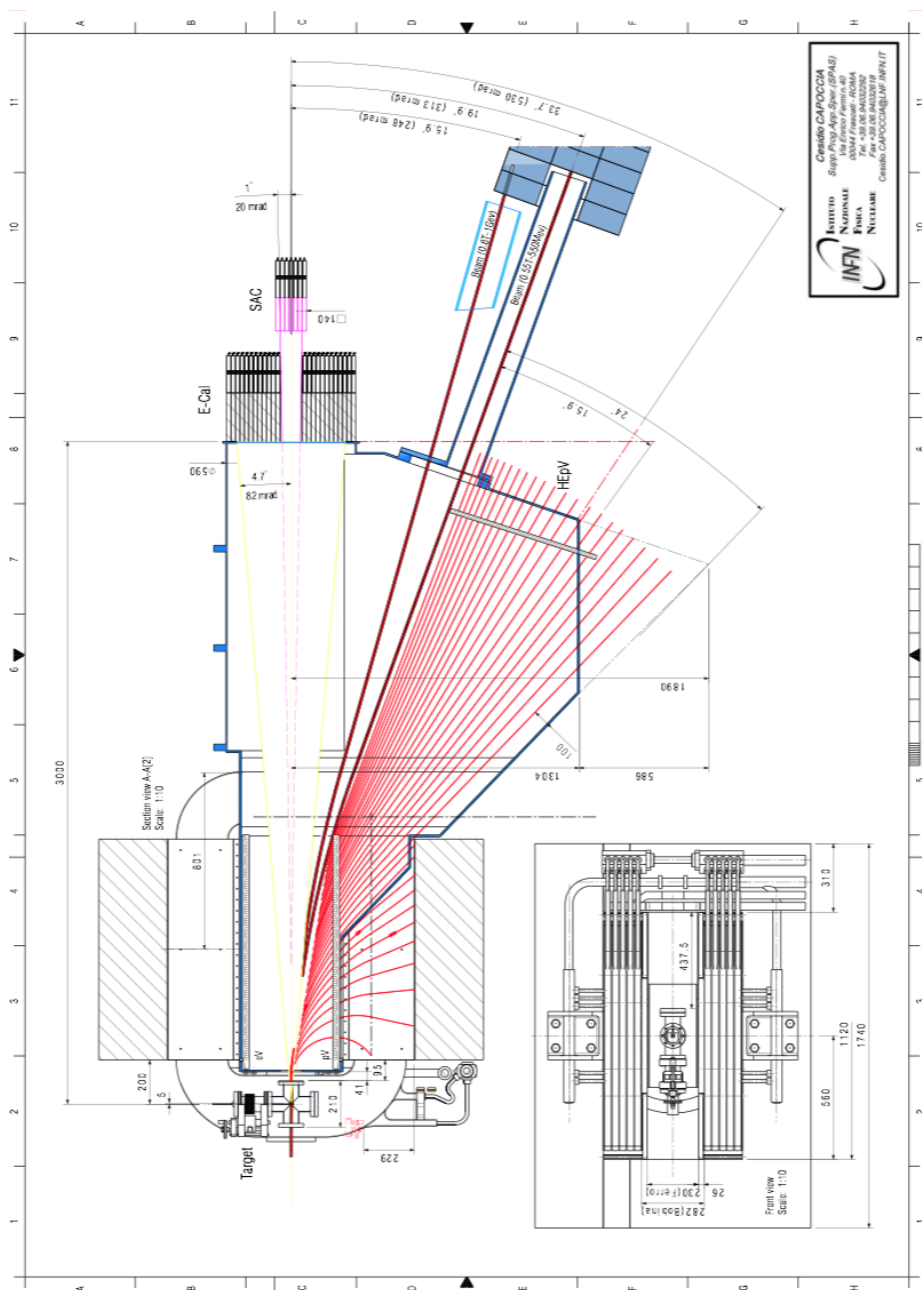


Figura 2.9: Disegno tecnico dell'apparato di PADME nel piano che contiene la direzione originaria del fascio e quella deviata dal magnete.

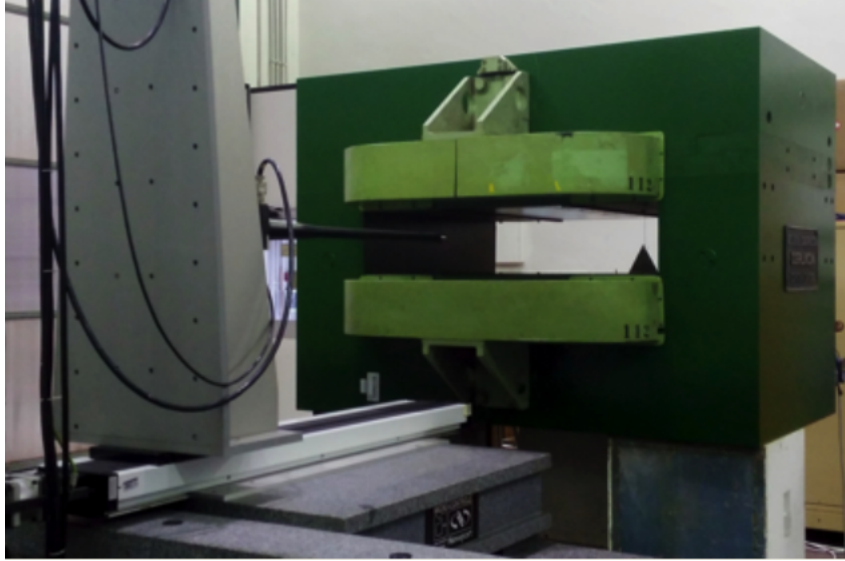


Figura 2.10: Magnete di PADME nei laboratori del CERN, prima di essere inviato presso i Laboratori Nazionali di Frascati.

Richieste fondamentali sono una buona risoluzione energetica, temporale, angolare e celle di piccole dimensioni. Per il calorimetro elettromagnetico verranno utilizzati parte dei cristalli di BGO (germanato di bismuto) utilizzati per il calorimetro di L3, uno dei quattro rivelatori di LEP (Large Electron Positron collider) al CERN, ormai non più in funzione dal 2000, per lasciare spazio al più innovativo collisore protone-antiprotone LHC (Large Hadron Collider). Il calorimetro di L3 era composto da circa 11000 cristalli mentre PADME necessita di circa 700 unità per il suo calorimetro. Circa 700 cristalli sono stati inviati dal CERN e sono stati puliti e tagliati con successo alle dimensioni necessarie per l'esperienza. Il calorimetro elettromagnetico a BGO di PADME sarà di forma cilindrica, di raggio 295 mm e profondità 220 mm, con un foro interno quadrato di lato 100 mm, centrato lungo la direzione del fascio. Sarà costituito da circa 616 cristalli di BGO di dimensioni $20 \times 20 \times 220 \text{ mm}^3$, con un volume totale attivo pari a 54208 cm^3 . In Figura 2.11 è possibile osservare una ricostruzione CAD del calorimetro elettromagnetico finale. La risoluzione in energia è un parametro fondamentale, in quanto la precisa misura di momento del fotone è fondamentale per la determinazione del valore di massa del fotone oscuro mediante la tecnica di massa mancante.

La risoluzione in energia attesa è pari a:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1.1\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.4\%}{E} \oplus 1.2\%;$$

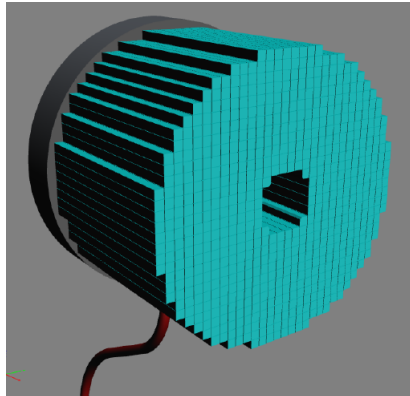


Figura 2.11: Ricostruzione CAD del calorimetro a BGO.

con una risoluzione angolare di $\sigma(\theta) = 1-2$ mrad, per un'apertura angolare che copre l'intervallo $[20, 82]$ mrad. I fotosensori da utilizzare non saranno degli APD (Avalanche Photo Diodes) e neppure dei SiPM (Silicon Photo Multipliers), come previsto in un primo momento. Gli APD hanno una buona linearità di risposta in un elevato range di carica ed una alta efficienza quantica, ma risoluzione energetica insufficiente. I SiPM sono più economici ma con una risposta non lineare ed un'alta corrente di buio. I fototubi multianodo, sebbene costosi, sono gli unici in grado di raggiungere la risoluzione energetica necessaria. Questo è stato dimostrato nei vari test si fascio con matrici 3×3 e 5×5 .

2.4.5 Calorimetro a piccolo angolo (SAC)

Il calorimetro a piccolo angolo o Small Angle Calorimeter (SAC) è posizionato lungo la direzione del fascio, dietro il calorimetro elettromagnetico, in modo tale da coprire la regione del foro del calorimetro. È in grado di funzionare con un elevato rate di particelle ma non permette di fare misurazioni precise di momento o energia; ha quindi una semplice funzione di controllo e di veto di fotoni emessi a piccolo angolo che sfuggono alla rivelazione del calorimetro principale. Il calorimetro SAC sarà costituito da 49 scintillatori in vetro-piombo SF57 di dimensioni $2 \times 2 \times 20$ cm³, con una copertura angolare totale compresa tra 0-20 mrad.

2.4.6 Sistemi di veto per positroni ed elettroni

All'interno del dipolo magnetico è presente uno spettrometro che rivela le particelle cariche deviate all'interno del magnete, per la maggior parte rap-

presentate da elettroni e positroni a bassa energia. Il veto per particelle a bassa energia è costituito da una serie di barre di scintillatori di dimensione $10 \times 10 \text{ mm}^3$, con il lato più lungo in direzione del campo magnetico. Esse sono posizionate lungo entrambe le pareti laterali del magnete, coprendone l'intera lunghezza e all'interno della camera da vuoto. La traiettoria dei positroni altamente energetici è curvata solo minimamente dal magnete. In questa categoria rientrano sia positroni del fascio che non interagiscono con il bersaglio, sia quelli che nel processo di bremsstrahlung emettono fotoni a bassa energia. I positroni che sfuggono all'accettanza dello spettrometro posto all'interno della regione di vuoto, vengono rivelati da un veto presente all'esterno, coprendo la regione angolare scoperta tra il dipolo ed il calorimetro. La configurazione prevista impone una lunghezza per il veto esterno pari a circa 70 cm. Con molta probabilità verranno utilizzate delle barre di scintillazione analoghe a quelle sfruttate per il veto interno.

2.5 Strategia di analisi nell'esperimento PADME

2.5.1 Eventi $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ attesi a PADME

PADME si prefigge di osservare la produzione del fotone oscuro nell'annichilazione:

$$e^+e^- \rightarrow A'\gamma. \quad (2.18)$$

La regione di sensibilità raggiungibile è $\epsilon^2 \geq 10^{-6}$ e $m_{A'} < 30 \text{ MeV}/c^2$. La strategia di analisi è stata delineata nel lavoro [50], che rappresenta la prima proposta dell'esperimento PADME, da cui sono estratte le figure riportate in questo paragrafo.

La ricerca di eventi con A' avviene nell'assunzione di decadimenti invisibili del bosone vettore in particelle del settore oscuro non interagenti con la materia. Pertanto la segnatura sperimentale di un evento $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ nell'apparato di PADME è un singolo fotone. L'energia è misurata dal calorimetro e la direzione dell'impulso è ricostruita nota la direzione del fascio e il baricentro di carica della sua sezione vista dal bersaglio attivo. La Figura 2.12 mostra la correlazione esistente tra l'angolo di emissione del fotone e l'energia negli eventi di segnale per varie ipotesi di $m_{A'}$. Questa correlazione fa sì che l'equazione 2.15 fornisca una misura della massa del bosone vettore A' . Con questa tecnica, quindi, $m_{A'}$ del fotone oscuro è misurata dalla posizione del picco nello spettro di massa mancante. Un aspetto importante per l'analisi è la risoluzione della misura della massa mancante. Minore è la dispersione

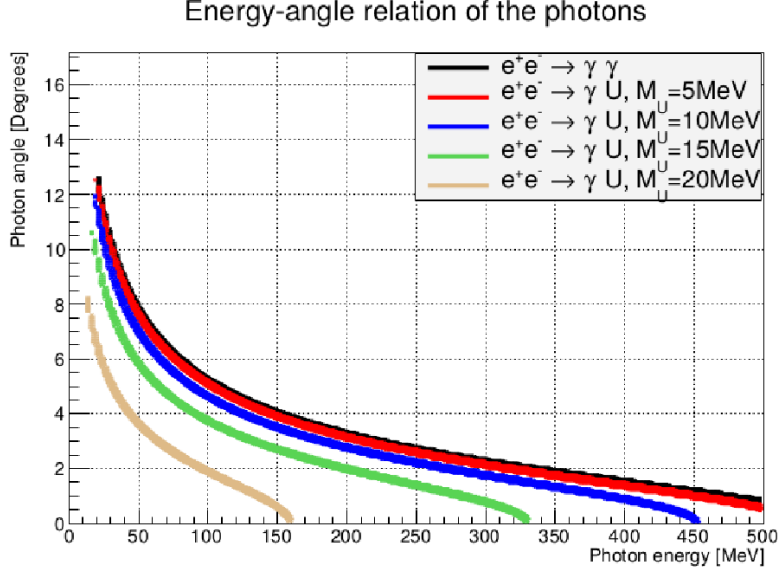


Figura 2.12: Angolo di emissione in funzione dell'energia del fotone prodotto assieme al bosone vettore A' , al variare di $m_{A'}$ per $E_{beam} = 550\text{MeV}$.

della misura di $m_{A'}$ maggiore sarà la capacità di osservare il picco di segnale sulla distribuzione degli eventi di fondo che varia in modo monotono. La risoluzione in massa mancante è legata alla risoluzione sulla posizione del punto di produzione della coppia $A'\gamma$, come si evince dalla Figura 2.13. Per questo motivo è importante che il bersaglio abbia una buona risoluzione spaziale, al di sotto di 2 mm, se si vuole ottenere una risoluzione sulla misura di massa al quadrato al di sotto di $30\text{ MeV}^2/c^4$. La risoluzione in massa mancante stimata sulla base delle caratteristiche dei rivelatori di PADME è mostrata in Figura 2.14 per diversi valori di $m_{A'}$.

La costante ϵ , invece, determina il rate di eventi di produzione di A' e può essere misurata mediante la relazione[50]:

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)} = \frac{N(A'\gamma)}{N(\gamma\gamma)} \frac{Acc(\gamma\gamma)}{Acc(A'\gamma)} = \epsilon^2 \delta(m_{A'}) \quad (2.19)$$

dove $N(A'\gamma) = N(A'\gamma)_{obs} - N(A'\gamma)_{bkg}$ è il numero dei segnali candidati osservati a cui è stato sottratto il numero di eventi di fondo attesi. I fattori $Acc(A'\gamma)$ e $Acc(\gamma\gamma)$ sono rispettivamente l'accettanza per la produzione di fotone oscuro e di coppie di fotoni di MS. Infine, il fattore moltiplicativo δ è dipendente dalla massa del fotone oscuro, fissata l'energia del fascio di positroni incidenti sul bersaglio. Un metodo per determinare il numero totale

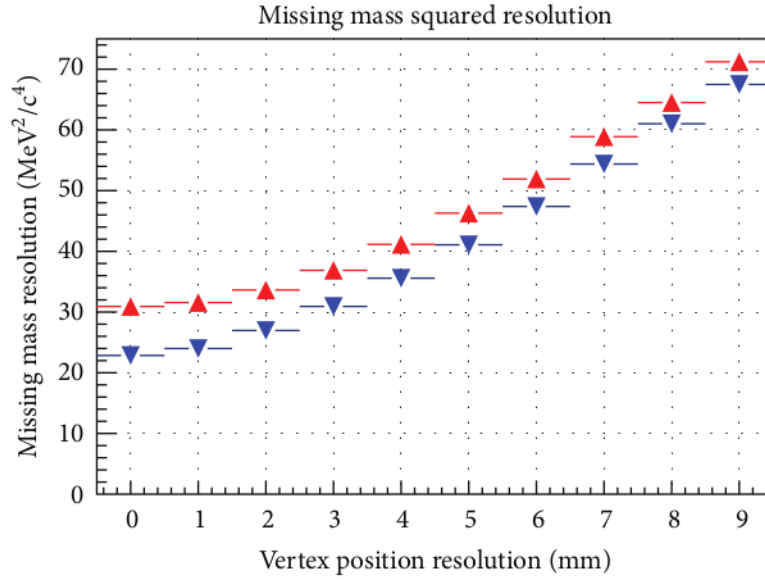


Figura 2.13: Dipendenza della risoluzione sulla misura della massa del fotone oscuro dalla risoluzione spaziale del bersaglio attivo.

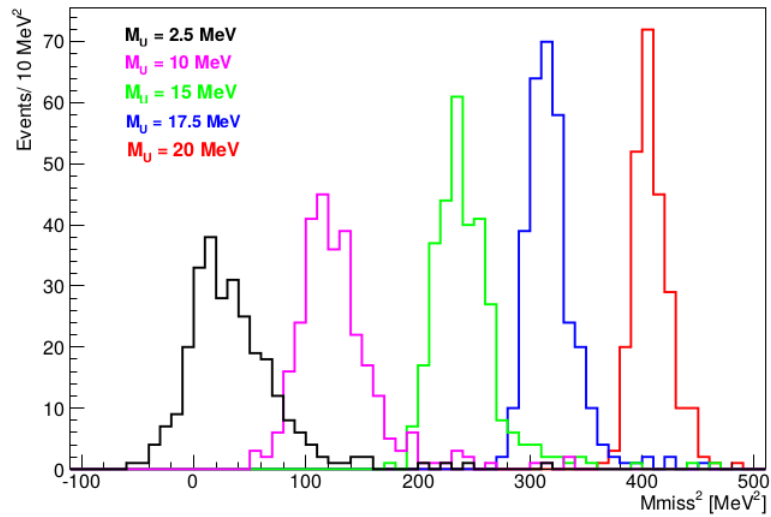


Figura 2.14: Distribuzione della massa mancante, al variare di $m_{A'}$.

di eventi di annichilazione normalizzati all'accettanza, è quello di misurare il flusso di positroni sfruttando il bersaglio attivo in diamante.

Operativamente il numero di annichilazioni totali $N_{\gamma\gamma}/Acc(\gamma\gamma)$ può essere misurato direttamente da PADME mediante una selezione dedicata di eventi con 2γ nello stato finale, oppure può essere calcolato utilizzando la stima teorica accurata della sezione d'urto di produzione $\sigma_{\gamma\gamma}$ e la misura del flusso di e^+ fornita dal bersaglio attivo:

$$N_{\gamma\gamma}^{tot} = \frac{N_{\gamma\gamma}}{Acc(\gamma\gamma)} = Flux(e^+) \cdot \sigma_{\gamma\gamma} \cdot \delta_{e^-} \cdot L \cdot \Delta t \quad (2.20)$$

dove δ_e^- è la densità volumetrica di elettroni bersaglio, L lo spessore del diamante, Δt è il tempo di presa dati. Nella simulazione MC basata su GEANT4, il bersaglio in diamante ha dimensioni $20 \times 20 \times 0.1$ mm³. Gli studi compiuti sulla sensibilità di PADME sono ottenuti mediante la simulazione di un fascio di molteplicità pari a $5 \cdot 10^3$ positroni per impulso, di durata pari a 40 ns e di energia pari a 550 MeV. Nella configurazione simulata la distanza tra calorimetro e bersaglio è pari a 2 m. Cambiamenti delle distanze ed in generale dello schema dell'esperimento sono intervenuti dalla fase di proposta sino ad ora e saranno possibili fino al run del 2018. Tuttavia gli studi MC prodotti danno una ragionevole stima della sensibilità di PADME alla fisica del fotone oscuro A' .

La Figura 2.15 mostra l'andamento delle sezioni d'urto dei principali processi di interazione di positroni in carbonio previsti nel MS: bremsstrahlung e annichilazione con produzione di fotoni. Questi processi, illustrati dai diagrammi di Feynman di Figura 2.1 a e Figura 2.1 b quando ad A' si sostituisce un fotone di MS, costituiscono le sorgenti di fondo principale agli eventi di produzione di un A' in associazione con un fotone. Il processo di bremsstrahlung in particolare è molto abbondante a bassi valori di energia del fotone; in Figura 2.15 è mostrata la sezione d'urto di bremsstrahlung per γ di $E > 1$ MeV. È noto che il rapporto tra sezione d'urto di annichilazione e di bremsstrahlung varia come $1/Z$, dunque per PADME sono da preferire per il bersaglio materiali a basso Z , come il diamante. Per un fascio di energia pari a 550 MeV la sezione d'urto di annichilazione di positroni in carbonio è pari a 1.5 mb per singolo elettrone, che si riflette in una sezione d'urto per atomo di circa 10^{-2} b (come illustrato in Figura 2.15). È possibile calcolare la probabilità $P_{\gamma\gamma}$ di verifica del processo e, successivamente, il numero di eventi di annichilazione attesi, considerando la densità di bersagli, mediante la formula:

$$P_{\gamma\gamma} = \frac{\rho \cdot N_A}{A} \cdot \sigma_{\gamma\gamma} \cdot Z \cdot L \quad (2.21)$$

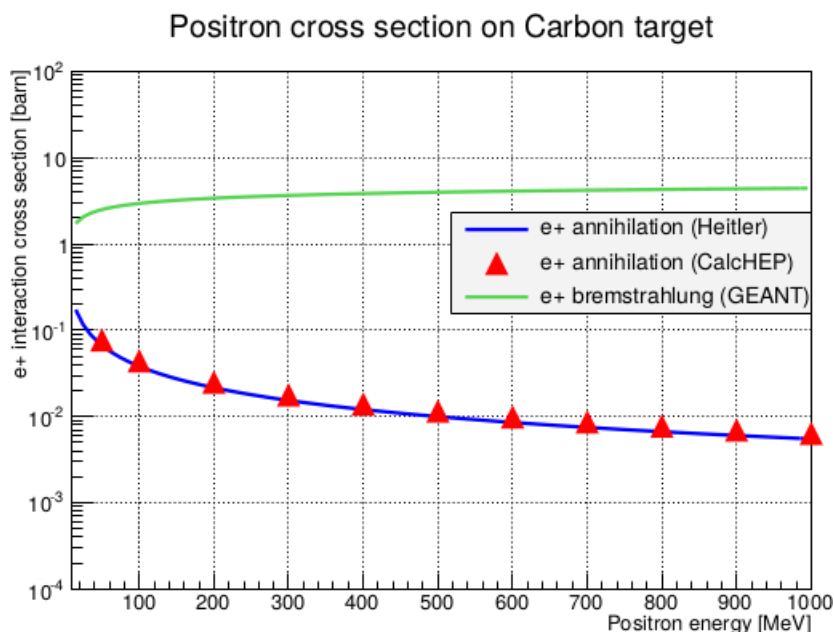


Figura 2.15: Andamento della sezione d'urto dei processi di MS dominanti per un bersaglio in carbonio, in funzione dell'energia del fascio.

dove ρ è la densità del diamante pari a 3.55 g/cm^3 , N_A è il numero di Avogadro ($6.02 \cdot 10^{23}$), A e Z sono rispettivamente il numero di massa ($A=12 \text{ g/mol}$) e il numero atomico ($Z=6$) del carbonio, $\sigma_{\gamma\gamma}$ è la sezione d'urto del processo ed L lo spessore del mezzo attraversato. Di conseguenza la probabilità di interazione per annichilazione di un e^+ in un bersaglio di diamante di $50 \mu\text{m}$ è di circa $9 \cdot 10^{-6}$. Il numero di eventi di annichilazione è stimato usando:

$$N_{\gamma\gamma} = P_{\gamma\gamma} \cdot N_{particelle} \quad (2.22)$$

dove $N_{particelle}$ è il numero di particelle incidenti sul bersaglio. La molteplicità del fascio di positroni è di circa $10^4 - 10^5$ per pacchetto; in un anno di presa dati circa $10^{13} - 10^{14}$ positroni su bersaglio saranno raccolti, pertanto gli eventi di annichilazione previsti circa $9 \cdot 10^7 - 9 \cdot 10^8$. La sezione d'urto di produzione del fotone oscuro che dipende dalla massa dello stesso è mostrata in Figura 2.16, in cui è tracciato l'andamento per diversi valori di energia del fascio per $\epsilon = 10^{-3}$. Si osserva che la sezione d'urto di produzione di un A' di $m_{A'} = 15 \text{ MeV}$ è pari a 7 nb per $E_{beam} = 550 \text{ MeV}$. Pertanto, in queste condizioni, PADME in un anno di presa dati osserverebbe un numero di eventi $A'\gamma$ pari a 400-4000.

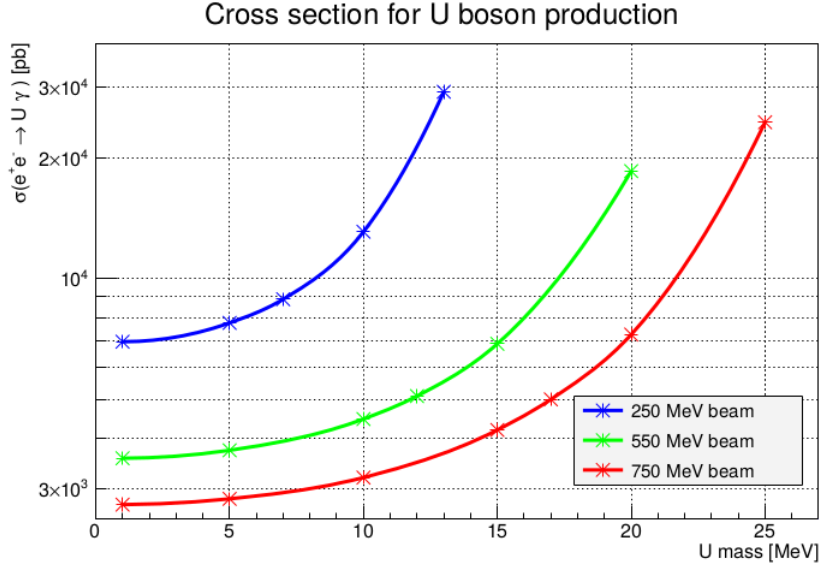


Figura 2.16: $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')$ in funzione di $m_{A'}$ per $\epsilon = 10^{-3}$.

2.5.2 Processi di fondo

Il bremsstrahlung è il processo con la più alta sezione d'urto e rappresenta dunque un fondo importante per il segnale. Il singolo positrone che compone il fascio, interagendo con i nuclei atomici del mezzo, è rallentato, emettendo la cosiddetta radiazione di frenamento:

$$e^+N \rightarrow e^+\gamma N. \quad (2.23)$$

La sezione d'urto del processo di bremsstrahlung è direttamente proporzionale al quadrato del numero atomico del mezzo attraversato:

$$\sigma_{Brem} \propto \alpha^3 Z^2. \quad (2.24)$$

L'utilizzo di un bersaglio attivo in diamante (C) con numero atomico basso ($Z=6$) limita la molteplicità dei processi rispetto ad altri materiali ad alto Z . La frequenza di eventi di bremsstrahlung con emissione di fotone di $E > 1$ MeV è 500 volte più grande della frequenza dei processi di annichilazione, come si può osservare in Figura 2.15.

Il fotone emesso avrà energia pari a:

$$E_\gamma = E_0 - E \quad (2.25)$$

dove E_0 è l'energia del positrone iniziale e E quella del positrone finale. Questa quantità è preferenzialmente molto piccola, inoltre l'angolo di emissione

rispetto alla direzione del fascio di e^+ prima dell'irraggiamento è molto piccolo.

Un'efficace soluzione per eliminare gran parte degli eventi riconducibili a fotoni di bassa energia prodotti per Bremstrahlung risulta essere l'apertura centrale di 1.15° del calorimetro elettromagnetico. Il foro in ECAL determina una perdita di accettazione limitata per gli eventi di segnale $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$, ma riduce in modo significativo il rate di eventi di bremsstrahlung. I fotoni che non intercettano la regione attiva del calorimetro giungono al SAC che tollera un elevato rate di particelle, grazie alle caratteristiche del vetro-piombo, materiale costituente. Un positrone che abbia perso energia nel bersaglio di diamante avendo irraggiato un fotone, seguirà nel campo magnetico del dipolo una traiettoria con un raggio di curvatura inferiore a quello della traiettoria del fascio. Pertanto negli eventi di bremsstrahlung i positroni colpiranno i rivelatori di veto all'interno del dipolo oppure il veto all'esterno del campo magnetico. L'utilizzo del sistema di veto per positroni di $E < E_{beam}$ permette di abbattere il fondo generato da eventi di bremsstrahlung in cui il fotone di energia elevata ed angolo di emissione $> 1.1^\circ$ colpisce il calorimetro ECAL destinato a misurare i fotoni di segnale. In Figura 2.17 si può osservare che questa sorgente di fondo popola la distribuzione di massa mancante al quadrato nella regione di alti valori.

L'altro processo di MS che contribuisce al fondo per il segnale è l'annichilazione in 2 fotoni. Eventi di questo tipo si manifestano normalmente come 2 cluster di energia in ECAL, tuttavia talvolta un fotone può sfuggire alla rivelazione per effetto di inefficienza del calorimetro, nel caso di energia bassa, o perché la sua traiettoria risulta al di fuori della regione fiduciale per la ricostruzione dei fotoni. La massa mancante ricostruita in eventi di questo tipo è prossima a m_γ , quindi il fondo di $\gamma\gamma$ si concentra attorno a zero nello spettro di massa mancante al quadrato. La probabilità di eventi di questo tipo è, tuttavia, piuttosto bassa (se confrontata con gli eventi di bremsstrahlung) a causa della cinematica dei due fotoni, che tende ad essere simmetrica. Più pericoloso risulta il fondo da eventi radiativi di annichilazione, ossia:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma). \quad (2.26)$$

In questi eventi lo stato finale non è simmetrico, pertanto esso può essere confuso con un evento di singolo fotone se solo uno dei tre fotoni è rivelato dal calorimetro elettromagnetico e gli altri due emessi a piccolo angolo attraversano il foro di ECAL e raggiungono il SAC. In questo caso la massa mancante associata al fotone oscuro sarebbe pari alla massa invariante del sistema di due fotoni non rivelati e non predilige valori particolari. Questo fondo può essere ridotto rigettando eventi con un deposito di energia nel SAC superiore ad un opportuno valore di soglia. In Figura 2.18 è mostrata

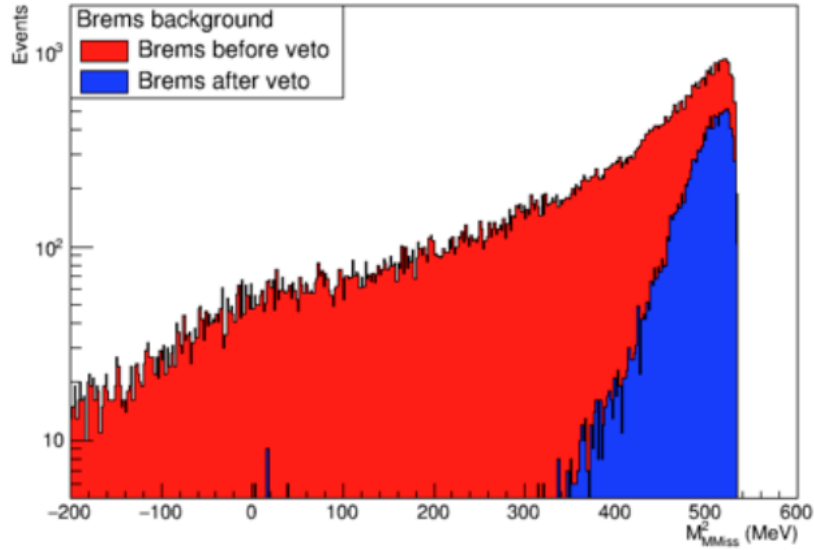


Figura 2.17: Distribuzione di $m_{A'}$ per eventi di bremsstrahlung, prima e dopo l'applicazione del veto. Il numero di eventi simulati corrisponde a 10^{11} positroni su bersaglio.

la distribuzione del fondo dovuto a 3γ , prima e dopo il veto del SAC. Le simulazioni MC sono state utilizzate per studiare un insieme di criteri di selezione degli eventi che garantiscono alta efficienza per il segnale ed efficace reiezione dei fondi più importanti. Altri processi di fondo meno probabili sono lo scattering Bhabha e il pile-up di eventi di annichilazione, che sono stimati dalla simulazione di GEANT4. La Figura 2.19 mostra la simulazione dei processi di fondo prima e dopo i tagli applicati. Il picco distinguibile per $M_{miss}^2 = 0$ è dovuto al processo di annichilazione; il bremsstrahlung, come già visto, contribuisce prevalentemente ad alte energie e il fondo da $\gamma\gamma(\gamma)$ è distribuito uniformemente.

2.6 Sensibilità di PADME

In caso di assenza di picchi distinguibili dal fondo nello spettro di massa mancante, è possibile porre dei limiti sui parametri del modello ϵ e $m_{A'}$. In [50] è stato stimato il numero complessivo di eventi di fondo che sopravvivono a tutti i tagli di selezione. Se si assume di aver raccolto dati per $4 \cdot 10^{13}$ e^+ sul bersaglio (condizione corrispondente ad un duty cycle del 60% e impulso di particelle della durata di 40 ns), esso risulta compreso tra 0.4×10^5 e 1.2×10^5 . Nello stesso tempo il numero di eventi di segnale può essere stimato come

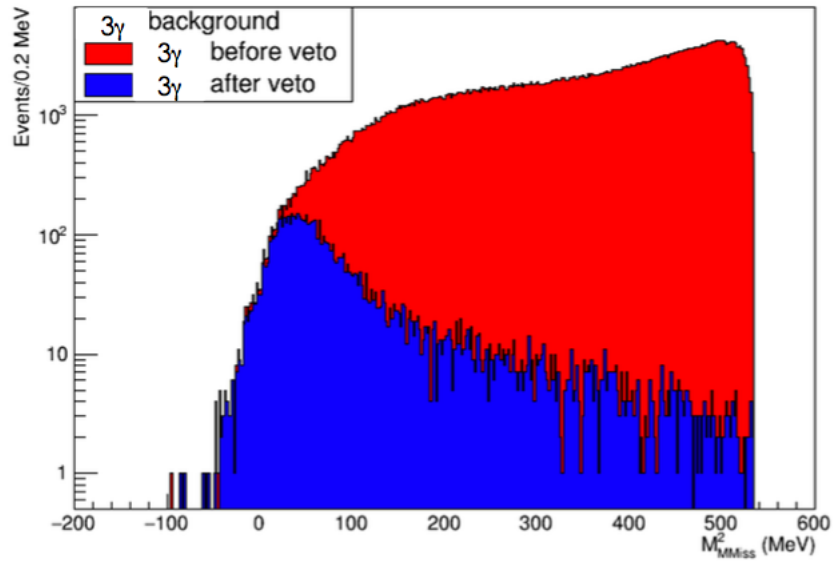


Figura 2.18: Distribuzione di $m_{A'}$ per eventi con produzione di 3γ , prima e dopo i tagli dedicati ad abbattere questo fondo. Il numero di eventi simulati corrisponde a 10^{11} positroni su bersaglio.

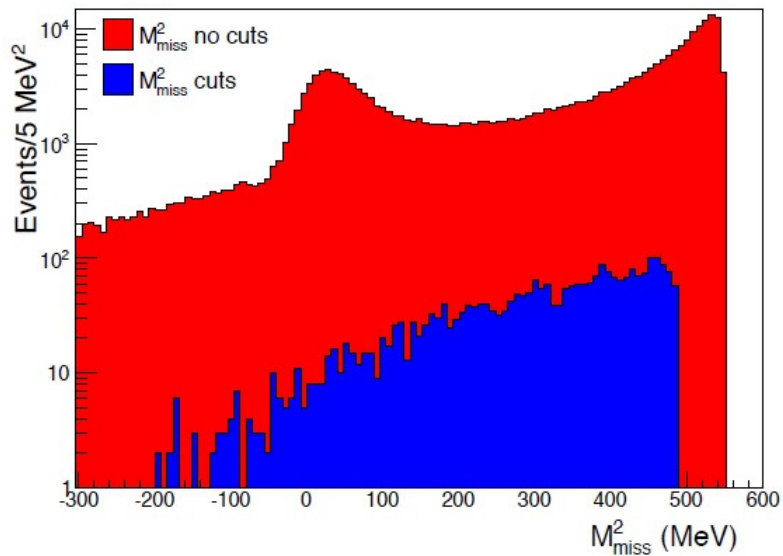


Figura 2.19: Distribuzione del fondo del segnale, prima e dopo i tagli applicati. Il numero di eventi simulati corrisponde a 10^{11} positroni su bersaglio.

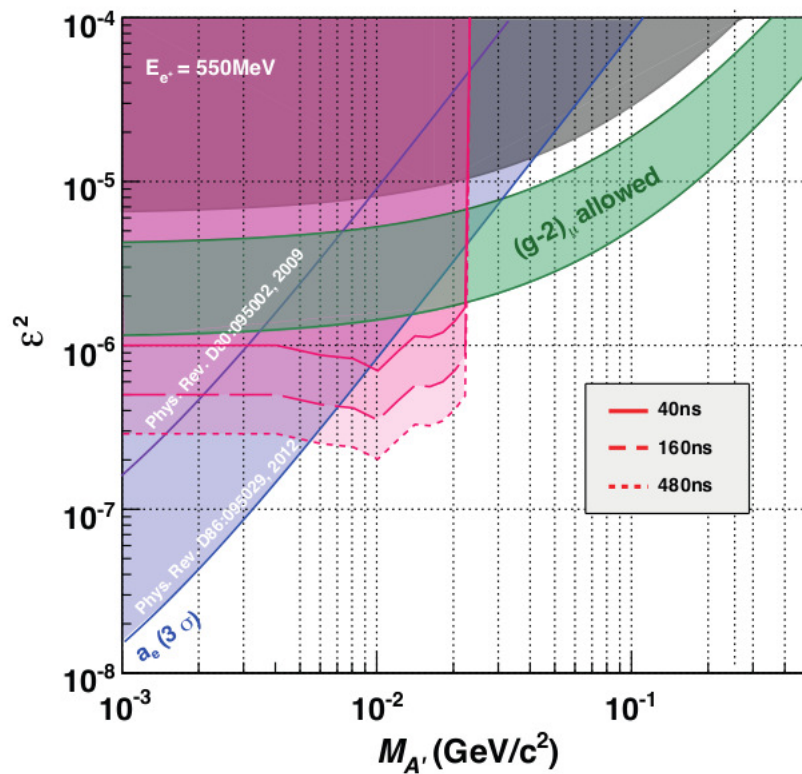


Figura 2.20: Regione di sensibilità di PADME per differenti durate dei pacchetti del fascio.

$N_{\gamma\gamma}^{tot} \epsilon^2 \delta(m_{A'}) Acc(A'\gamma) \simeq 1.6 \times 10^8 \epsilon^2$. La simulazione dimostra, infatti, che l'accettanza di PADME per il segnale è dell'ordine del 20% e il fattore cinematico $\delta(m_{A'})$ è pari a 2 per valori di $m_{A'}$ piccoli rispetto a E_{beam} ; infine, il numero di eventi $N_{\gamma\gamma}^{tot}$ di annichilazione prodotti è circa $9 \times 10^{-6} \times 4 \times 10^{13} = 4 \times 10^8$. Dalla condizione $N_{signal} < \sigma(N_{BKG}) = \sqrt{N_{BKG}}$ si comprende come il limite su ϵ^2 al 68% di C.L. ottenibile è di circa 10^{-6} . La Figura 2.14 mostra la sensibilità stimata con la simulazione GEANT. Il range di massa di A' esplorabile può essere aumentato variando l'energia del fascio, fino ad un massimo di 800 MeV, corrispondente ad un valore limite di massa mancante pari a 32 MeV, contro l'attuale limite cinematico di 23.7 MeV per fasci di energia pari a 550 MeV. Per migliorare la sensibilità ad ϵ di PADME, è possibile aumentare la durata dell'impulso del fascio, attualmente pari a 40 ns, aumentando così anche la molteplicità di positroni. Apportando tale incremento, aumenterebbe anche la molteplicità di positroni per pacchetto. In Figura 2.20 è possibile osservare l'incremento di sensibilità ottenibile.

Capitolo 3

Test su fascio del bersaglio attivo in diamante

Il gruppo PADME della sezione di Lecce è responsabile della realizzazione del bersaglio attivo dell'esperimento. Nel mese di novembre 2015 è stato effettuato un test su fascio presso la BTF dei LNF del primo prototipo realizzato a Lecce. In questo Capitolo verrà presentato il prototipo testato, le interconnessioni con il circuito stampato, la procedura di calibrazione dell'elettronica di lettura, il setup sperimentale del test su fascio e l'analisi dati finale che ha condotto alla completa caratterizzazione del rivelatore.

3.1 Prototipo del bersaglio attivo in diamante

3.1.1 Sensore di diamante con elettrodi grafici

Il prototipo di bersaglio attivo in diamante a strisce grafiche (18x18) è di dimensioni $2 \times 2 \text{ cm}^2$ e sottile $50 \mu\text{m}$. Il materiale è diamante sintetico CVD policristallino ed è stato acquistato presso l'Applied Diamond[80] situata a Delaware, negli USA. I contatti ohmici sono stati realizzati mediante irraggiamento laser (ArF) presso il laboratorio L3 dell'Università del Salento. Diciotto strisce grafiche sono state fabbricate ortogonalmente su entrambe le facce, con una distanza tra centro e centro di 1 mm (pitch) e separate di $150 \mu\text{m}$. La segmentazione degli elettrodi permette di determinare il profilo del fascio in entrambe le direzioni trasverse, con una risoluzione spaziale adeguata all'esperimento. Un'errata manipolazione durante la fabbricazione degli elettrodi ha causato una frattura del sensore nell'angolo inferiore sini-

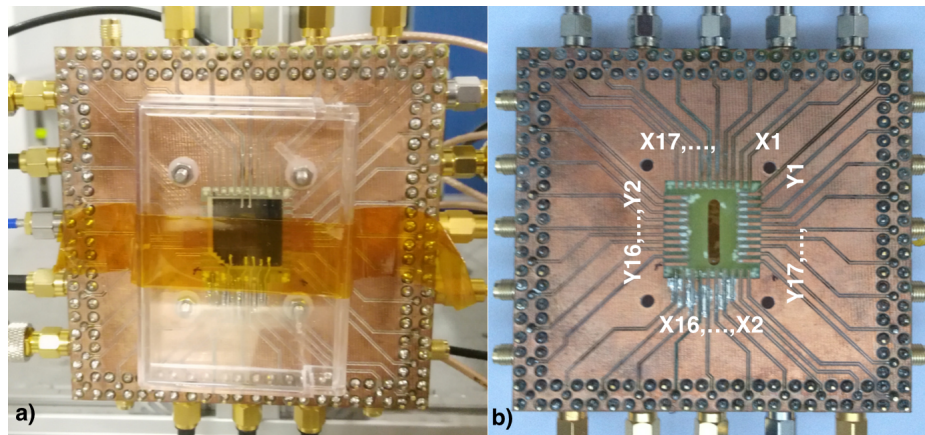


Figura 3.1: Primo prototipo di rivelatore in diamante con strisce grafitiche montato sulla scheda del circuito stampato. A sinistra si vedono le connessioni tra le strisce X del sensore ed circuito stampato ed a destra le connessioni delle strisce Y del circuito stampato con il sensore. È possibile notare la frattura in basso a sinistra.

stro, come si può notare in Figura 3.1. Tale frattura non ha compromesso il funzionamento del rivelatore nella parte intatta.

3.1.2 Interconnessioni

Il sensore di diamante grafitato è stato connesso elettricamente ad un circuito stampato realizzato nei laboratori di Lecce tramite due differenti tecniche:

- colla conduttiva a base di pasta d'argento;
- wire bonding con fili di $25 \mu\text{m}$ di diametro.

Si è scelto di provare entrambi i tipi di connessione, al fine di verificare l'effettiva efficacia di ogni singola tecnica. Le connessioni mediante pasta di argento sono spesso utilizzate nei prototipi per creare connessioni elettriche e meccaniche, grazie alle eccellenti proprietà conduttive dell'argento e la relativamente semplice e versatile modalità d'uso. Le connessioni con pasta d'argento sono state impiegate per connettere tutti gli elettrodi della faccia posteriore del sensore (strisce Y) e per mantenere meccanicamente il sensore in posizione. Le altre strisce X sono state connesse mediante wire bonding, tecnica principale utilizzata per le interconnessioni elettriche tra i circuiti integrati.

Esistono due tipologie principali di connessioni wire bonding:

- ball bonding (a sfera);
- wedge bonding (a cuneo).

Il filo nel wire bonding è fissato su entrambe le estremità da connettere utilizzando una combinazione di potenza, durata e forza di un impulso ad ultrasuoni. L'irradiazione di un metallo con ultrasuoni comporta un allungamento dello stesso, paragonabili a quelle ottenute con un incremento sostanziale di temperatura, a parità di pressione applicata. Le connessioni sono realizzate tipicamente in oro, alluminio, argento o rame, con l'ausilio di macchinari ad elevata precisione. La tipologia di wire bonding a sfera privilegia l'utilizzo di oro o rame e richiede alte temperature. Le connessioni a cuneo sono realizzate principalmente con fili di oro o alluminio e non è necessario fornire calore alla superficie sulla quale sarà saldato il filo. Il diametro minimo dei fili è di 15 μm e può arrivare a diverse centinaia di μm per applicazioni con elevate correnti.

Il wire bonding sul prototipo di bersaglio attivo è stato realizzato presso i laboratori CNR Nanotec dell'Unisalento. La tipologia di connessione scelta è il wedge bonding in alluminio, realizzata a temperatura ambiente. In Figura 3.2 è mostrata la realizzazione del wedge bonding su di un rivelatore in diamante con strisce grafitiche. Prima della connessione finale sono stati disposti dei test per valutare la massima forza applicabile sulla superficie del rivelatore, per evitare danneggiamento da parte del macchinario atto a fabbricare il wedge bonding. Verifiche delle connessioni sono state compiute utilizzando microscopi elettronici. Tradizionalmente il wire bonding è realizzato su metallo; questa modalità di connessione su grafite è di più complessa realizzazione a causa della diversità del materiale del filo, in argento, e delle strisce, in grafite.

A causa della scarsa planarità del circuito stampato, non tutte le connessioni delle strisce Y sono andate a buon fine. Per la stessa ragione l'impiego del wire bonding delle strisce X è stato molto difficoltoso e si è preferito completare la connessione degli elettrodi del piano superiore con pasta d'argento e fili metallici. Una frazione degli elettrodi della faccia superiore del sensore (strisce X) sono state connesse con dei fili metallici contattati mediante pasta d'argento sul lato sensore e saldatura a stagno sul lato circuito stampato.

3.1.3 Elettronica di lettura

Il sensore in diamante, come tutti i rivelatori a stato solido, necessita di un'elettronica di amplificazione del segnale, a basso rumore. Tipicamente si impiegano due tipi di amplificatore: in tensione (VA) o in carica (CSA).

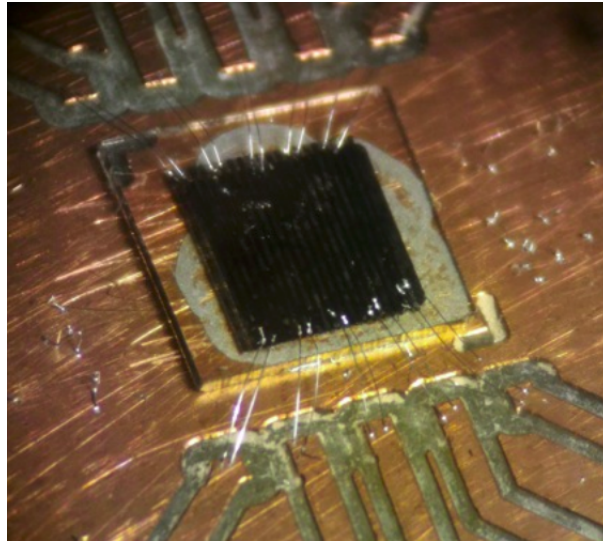


Figura 3.2: Realizzazione di wedge bonding su di un rivelatore in diamante con strisce grafitiche.

Gli amplificatori di tensione hanno una resistenza in ingresso di 50Ω e riproducono fedelmente il segnale di tensione in ingresso, moltiplicandolo per il guadagno G dell'amplificatore, parametro adimensionale. Gli amplificatori di carica hanno una resistenza in ingresso virtualmente nulla ed integrano nel tempo la corrente in ingresso, fornendo un impulso di tensione in uscita la cui ampiezza è proporzionale alla carica. Il guadagno degli amplificatori di carica è, dunque, dato dal rapporto tra l'ampiezza del segnale in tensione in uscita e la carica in ingresso, cioè un parametro che ha le dimensioni dell'inverso di una capacità¹, ovvero V/C . A parità di segnale, l'amplificatore di tensione ha un rapporto segnale su rumore (S/N) inferiore rispetto all'amplificatore di carica, però ha il vantaggio di riprodurre fedelmente l'evoluzione temporale del segnale. Nel test su fascio sono stati utilizzati amplificatori di carica e tensione della ditta CIVIDEC[81], ottimizzati per i rivelatori a diamante, resistenti ad elevati dosi di radiazione e funzionanti anche in presenza di campi magnetici intensi.

Dalle specifiche tecniche è possibile conoscere le caratteristiche della strumentazione utilizzata. Gli amplificatori di tensione hanno una larghezza di banda di 2 GHz, un guadagno di 40 dB e un rumore equivalente in ingresso di $20 \mu V$. Gli amplificatori di carica hanno un guadagno di circa $5.4 mV/fC$, un rumore equivalente in ingresso di 750 elettroni e un impulso gaussiano

¹L'inverso del guadagno di un amplificatore di carica è generalmente pari alla capacità di feedback interna.

con tempo di salita pari a 3.5 ns e durata di 10 ns.

Nel test del prototipo di bersaglio attivo di PADME sono state studiate entrambe le configurazioni, avendo a disposizione uno strumento multicanale di amplificazione con 10 amplificatori di tensione e 10 amplificatori di carica e 7 amplificatori di carica a singolo canale.

3.1.4 Mappatura strisce di lettura e canali di elettronica

Nella Tabella 3.1 è riportata la corrispondenza tra strisce di lettura del rivelatore e canali di elettronica, il tipo di interconnessione con il circuito stampato e la lunghezza dei cavi in ingresso agli amplificatori utilizzati. Per la superficie superiore sono stati impiegati solo amplificatori di carica, mentre per le strisce della superficie inferiore sono stati impiegati sia amplificatori di carica che di tensione. Le strisce verticali sono state etichettate come strisce X in quanto forniscono la coordinata orizzontale, le strisce orizzontali sono state etichettate come strisce Y in quanto forniscono la coordinata verticale. La numerazione delle strisce X è in ordine crescente, iniziando da destra, mentre quella delle strisce Y è in ordine crescente, iniziando dall'alto. Nella configurazione finale risultano connesse 12 strisce X e 10 strisce Y, come è possibile leggere dalla tabella, a fronte delle 18 disponibili su ciascuna vista. Le rimanenti non sono risultate connesse come evidenziato dalla completa mancanza di segnale durante il test.

Questa configurazione non compromette l'analisi dei dati del test su fascio grazie alle dimensioni contenute del profilo del fascio.

3.2 Calibrazione elettronica di lettura

Il guadagno di ogni singolo amplificatore presenta una dispersione rispetto al guadagno nominale quotato nelle specifiche tecniche. Al fine di equalizzare la risposta dei diversi amplificatori e misurare in modo assoluto la carica letta da ogni singola striscia, si è compiuta una calibrazione dell'elettronica di lettura nei laboratori dell'Università del Salento e INFN Lecce prima del test su fascio.

L'obiettivo della procedura di calibrazione è correlare una caratteristica del segnale in uscita da ogni amplificatore alla carica generata nel rivelatore e letta dalle strisce. La calibrazione è suddivisa in due fasi distinte:

- calibrazione del circuito di iniezione di carica;
- calibrazione dei singoli amplificatori.

Striscia	Amplificatore		Connessione	L_{cavi} [cm]
	Tipo	Identificatore		
X1	CSA	C600	wire bonding	50.3
X2	CSA	C601	wire bonding	25.5
X3	CSA	C602	wire bonding	25.7
X4	CSA	C603	pasta d'argento	25.6
X5	CSA	C604	wire bonding	25.8
X6	-	-	n.c.	-
X7	CSA	C605	wire bonding	25.5
X8	CSA	C606	pasta d'argento	25.7
X9	CSA	C607	pasta d'argento	25.3
X10	CSA	C608	pasta d'argento	26
X11	CSA	C609	pasta d'argento	50.3
X12	-	-	n.c.	-
X13	CSA	C6HV0078	wire bonding	15.1
X14	CSA	C6HV0079	pasta d'argento	15.1
X15	-	-	n.c.	-
X16	-	-	n.c.	-
X17	-	-	n.c.	-
X18	-	-	n.c.	-
Y1	CSA	C6HV0055	pasta d'argento	25.2
Y2	VA	C209	pasta d'argento	50
Y3	-	-	n.c.	-
Y4	-	-	n.c.	-
Y5	CSA	C6HV0056	pasta d'argento	26
Y6	-	-	n.c.	-
Y7	VA	C208	pasta d'argento	26
Y8	VA	C207	pasta d'argento	50.1
Y9	CSA	C6HV0057	pasta d'argento	26
Y10	-	-	n.c.	-
Y11	VA	C206	pasta d'argento	50
Y12	-	-	n.c.	-
Y13	CSA	C6HV0106	pasta d'argento	25.7
Y14	-	-	n.c.	-
Y15	VA	C205	pasta d'argento	50.2
Y16	-	-	n.c.	-
Y17	CSA	C6HV0107	pasta d'argento	25.5
Y18	-	-	n.c.	-

Tabella 3.1: Amplificatori utilizzati, tipologia di connessione e lunghezza dei cavi associati a ciascuna striscia.



Figura 3.3: Circuito di iniezione di carica utilizzato nella procedura di calibrazione degli amplificatori.

Il circuito di iniezione della carica consta di una resistenza da 50Ω con un condensatore di capacità $C_{cal}=1 \text{ pF}$ in parallelo. Applicando una rampa decrescente in tensione $V(t)=V_{cal} \left(1 - \frac{t}{t_{cal}}\right)$ alla capacità C_{cal} si avrà una corrente pari a $I(t)=\frac{dV}{dt}C_{cal} = -\frac{V_0}{t_{cal}}C_{cal}$ nel tempo t compreso tra 0 e t_{cal} . A tale corrente rettangolare corrisponde una carica $Q_{cal} = V_{cal} \cdot C_{cal}$. Collegando l'ingresso di un amplificatore alla capacità di calibrazione si inietta nel circuito di calibrazione una quantità di carica nota Q_{cal} , in corrispondenza della quale si può misurare la risposta dell'amplificatore. In Figura 3.3 è riportato il setup sperimentale utilizzato per calibrare il circuito di iniezione, il quale si compone di un generatore di forme d'onda LeCroy 9211[82], un attenuatore, il circuito di iniezione della carica e un oscilloscopio Teledyne LeCroy Waverunner 625Zi[82]. La rampa di calibrazione è stata generata con un tempo di discesa pari a 10 ns , al fine di simulare la durata dell'impulso di particelle di un pacchetto del fascio della BTF. La carica in uscita dal circuito di iniezione è misurata con l'oscilloscopio terminato a 50Ω . Sfruttando la capacità dell'oscilloscopio di calcolare l'integrale della forma d'onda e di generare un istogramma dopo N acquisizioni, è stato possibile misurare il valore medio della carica iniettata e la sua fluttuazione statistica per una data tensione di calibrazione, sfruttando la relazione:

$$Q = \frac{\int V dt}{R} \quad (3.1)$$

con $R=50 \Omega$.

L'errore statistico sul valore medio di carica è dato da:

$$\sigma_{Q_{cal}} = \frac{\sigma_{\int V dt}}{\sqrt{N} \cdot R} \quad (3.2)$$

dove $\sigma_{\int V dt}$ è la deviazione standard della distribuzione con un numero di acquisizioni N pari a 1000 . Nella procedura di calibrazione si è mantenuta fissa l'ampiezza della rampa generata dallo strumento ad 1 V e si è variato V_{cal} utilizzando un attenuatore passivo. La percentuale di attenuazione del segnale

in ingresso è selezionata mediante una manopola presente sull'attenuatore. Sono accessibili dieci percentuali differenti di attenuazione, da un minimo di 10% ad un massimo del 100%, corrispondente al valore d'ingresso stesso. In Tabella 3.2 sono riportate le misurazioni di carica ottenute, associate ad una determinata ampiezza del segnale in ingresso. Utilizzando un'apposita macro di analisi scritta con il pacchetto software ROOT[83] è stato possibile valutare la proporzionalità esistente tra ampiezza del segnale in ingresso V_{in} e carica in uscita dal circuito di iniezione mediante un fit lineare. Le fluttuazioni statistiche sulla tensione in ingresso non sono state valutate, pertanto ai valori di tensione in ingresso non sono stati associati errori statistici. Gli errori statistici sulla carica iniettata riportati in Tabella 3.2 non risultano rappresentativi delle fluttuazioni casuali delle misure rispetto a un andamento chiaramente lineare a causa di effetti non valutati (drift termici, stabilità dell'offset di integrazione dell'oscilloscopio, ecc.). Pertanto ai valori di carica misurati sono stati associati gli errori statistici riscaldati opportunamente al fine di ottenere un χ^2 per gradi di libertà pari ad 1 (vedi Figura 3.4). Il fit lineare è stato eseguito considerando una retta interpolante a due parametri:

$$Q_{cal} = mV_{cal} + n, \quad (3.3)$$

dove il parametro m è la costante di calibrazione del circuito di iniezione, cioè C_{cal} . Dal risultato del fit si ottiene una stima di C_{cal} che si discosta del 4 % dal suo valore nominale. Il parametro n è un offset residuo legato alla procedura di calibrazione. Infatti, il valore dell'intercetta non ha un reale significato fisico perché misurerebbe una carica iniettata non nulla in corrispondenza di un segnale di tensione in ingresso nullo. Tale parametro è dovuto al rumore di modo comune del circuito di calibrazione che integrato nel tempo non presenta media nulla. Per valutarne l'impatto sui risultati della calibrazione, è stato effettuato un ulteriore fit lineare (mostrato in Figura 3.5), questa volta ad un solo parametro, fissando l'intercetta della retta pari a zero. Si ottiene una stima dell'errore sistematico sulla misura di C_{cal} (vedi Figure 3.4 e 3.5), dato dalla differenza di C_{cal} ottenuto nel primo fit e di quello nel secondo pari a:

$$\delta_{C_{cal}}^{sist} = |C_{cal,1} - C_{cal,2}| = 0.04 \text{ pF}. \quad (3.4)$$

Quindi la procedura di calibrazione del circuito di iniezione fornisce una misura di C_{cal} pari a:

$$C_{cal} = 0.96 \pm 0.01(stat) \pm 0.04(sist) \text{ pF}. \quad (3.5)$$

Il valore misurato della capacità di calibrazione è stato utilizzato nella seconda fase per ricavare la carica iniettata negli amplificatori di carica e tensione,

V_{cal} [mV]	$\int V dt$ [pWb]	$\sigma_{\int V dt}$ [pWb]	Q_{cal} [fC]	$\sigma_{Q_{cal}}$ [fC]
100	5.8	2.86	115.33	1.8
200	11.5	2.6	230	1.6
300	16.6	2.4	332	1.5
400	20.9	2.5	418	1.6
500	25	2.5	500	1.6
600	30.4	2.5	608	1.6
700	34.6	2.4	692	1.5
800	40.2	2.5	804	1.6
900	44.5	2.5	890	1.6
1000	50.2	2.7	1004	1.7

Tabella 3.2: Dati di calibrazione del circuito di iniezione della carica; con $\int V dt$ è indicato il valore dell'integrale dell'impulso e con Q_{in} la carica iniettata.

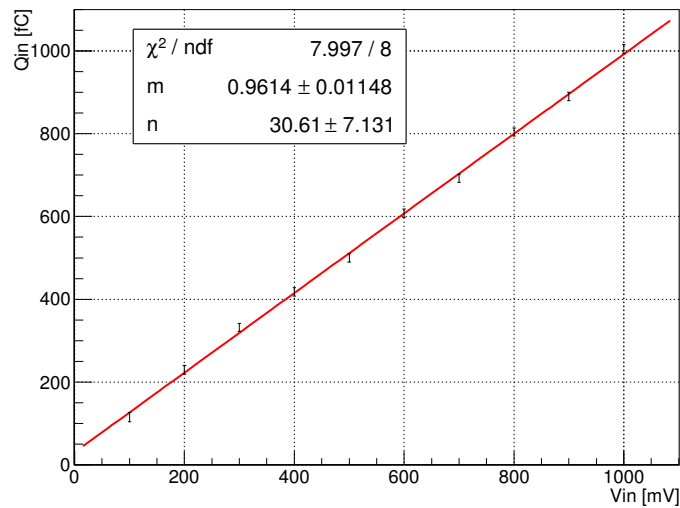


Figura 3.4: Andamento della carica iniettata che emula la carica letta da una striscia generica del rivelatore in funzione della tensione in ingresso nel circuito di calibrazione; fit lineare a due parametri.

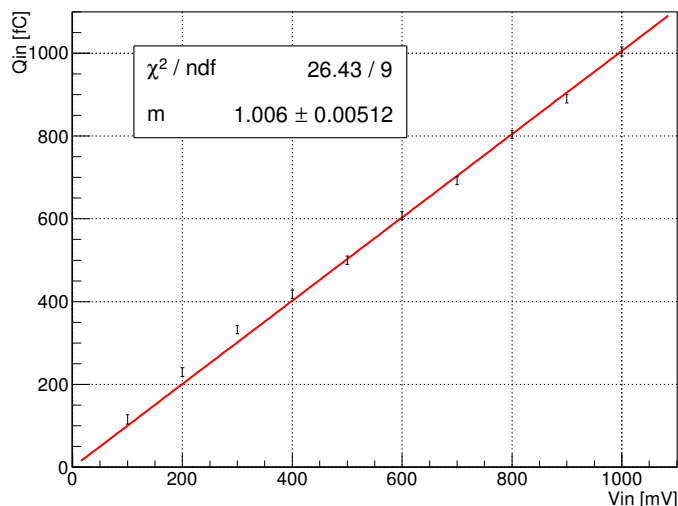


Figura 3.5: Andamento della carica iniettata che emula la carica letta da una striscia generica del rivelatore in funzione della tensione in ingresso nel circuito di calibrazione; fit lineare ad un solo parametro.

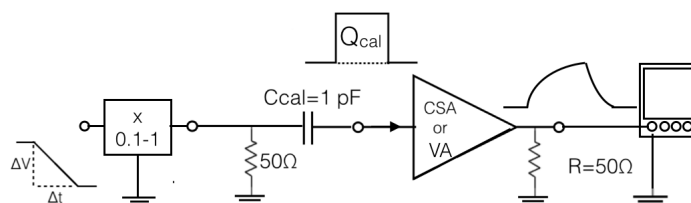


Figura 3.6: Calibrazione amplificatori di tensione e di carica.

conoscendo l'ampiezza del segnale di calibrazione.

In Figura 3.6 è riportato il circuito di calibrazione utilizzato per valutare il guadagno dei singoli amplificatori. Il circuito differisce dal precedente soltanto per la presenza degli amplificatori tra il circuito e l'oscilloscopio; il segnale in ingresso ha stessa durata (10 ns) e ampiezza variabile con un massimo differente per gli amplificatori di carica ($V_{cal,max}=50$ mV) e quelli di tensione ($V_{cal,max}=1$ V). Le tensioni in ingresso sono differenti poichè l'amplificatore di carica è più sensibile ed ha più basso rumore rispetto all'amplificatore di tensione. Si è valutata la risposta degli amplificatori a 5 differenti valori di carica iniettata, variando l'attenuazione del segnale in ingresso, partendo da 0.1 fino a 0.5, a passi di 0.1 e impiegando la costante di calibrazione dell'e-

quazione 3.3.

Nell'Appendice A sono riportate le curve di calibrazione di tutti gli amplificatori CIVIDEC[81] a disposizione. Le curve di calibrazione riportano sulle ascisse il valore della carica iniettata con un errore statistico determinato dall'incertezza su C_{cal} , calcolato propagando l'errore sul parametro m del fit lineare:

$$\sigma_{Q_{cal}} = V_{IN} \cdot \sigma_m. \quad (3.6)$$

Sull'asse delle ordinate è riportato, invece, il valore della carica in uscita dall'amplificatore, ottenuto mediante la formula 3.1, associando un errore calcolato come nel caso precedente (equazione 3.6). Il guadagno in carica del singolo amplificatore è estratto dalla pendenza di un fit lineare a 2 parametri. Anche in questo caso l'offset, risultante dal fit, non ha un reale significato fisico perché legato alla procedura di calibrazione.

In Figura 3.7 e 3.8 sono riportati due esempi di fit di calibrazione, rispettivamente di un amplificatore di carica (C609) ed uno di tensione (C209).

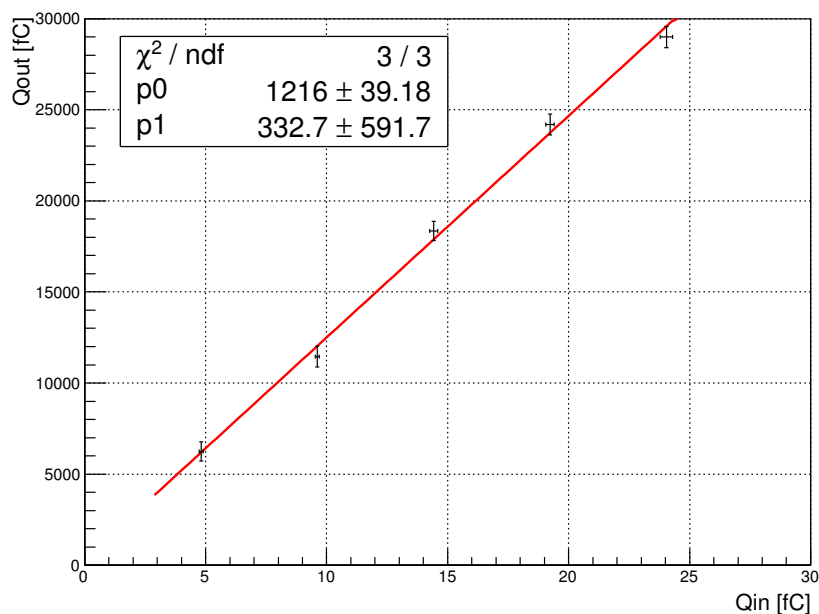


Figura 3.7: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C609.

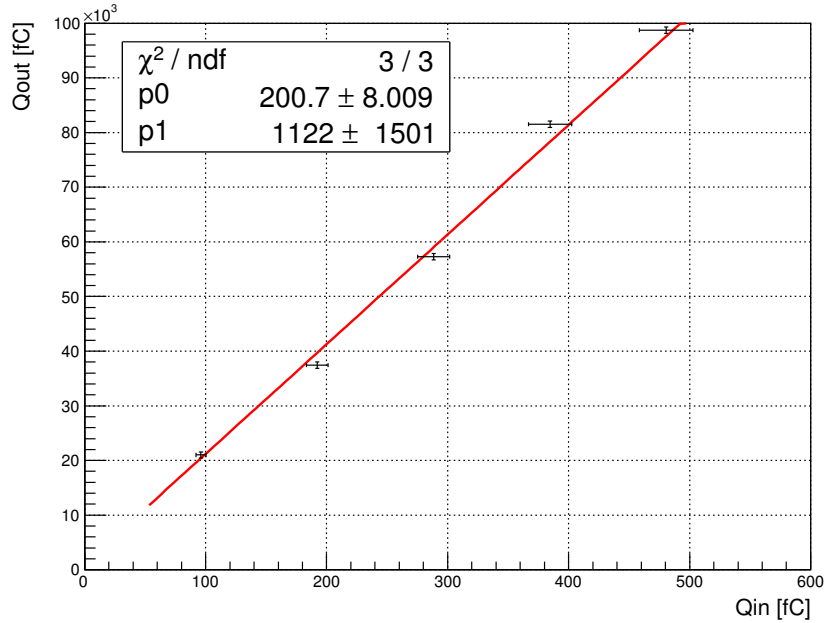


Figura 3.8: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di tensione C209.

3.3 Setup sperimentale

Il setup sperimentale del test su fascio è costituito da:

- prototipo di rivelatore in diamante collocato su una struttura metallica di supporto di alluminio, fissata su un tavolo fornito di movimento X e Y, controllabile da remoto;
- elettronica di lettura multicanale, costituita sia da amplificatori di carica che di tensione;
- generatore di alta tensione;
- sistema di acquisizione dati, basato su un digitizzatore multicanale della CAEN[84], inserito in un crate VME, un pc di acquisizione dati posizionato nella sala controllo;
- calorimetro a vetro piombo, per misurare la molteplicità delle particelle del fascio;
- rivelatore medipix, posizionabile all'occorrenza tra il fascio e il rivelatore sotto test per determinare il profilo bidimensionale del fascio.

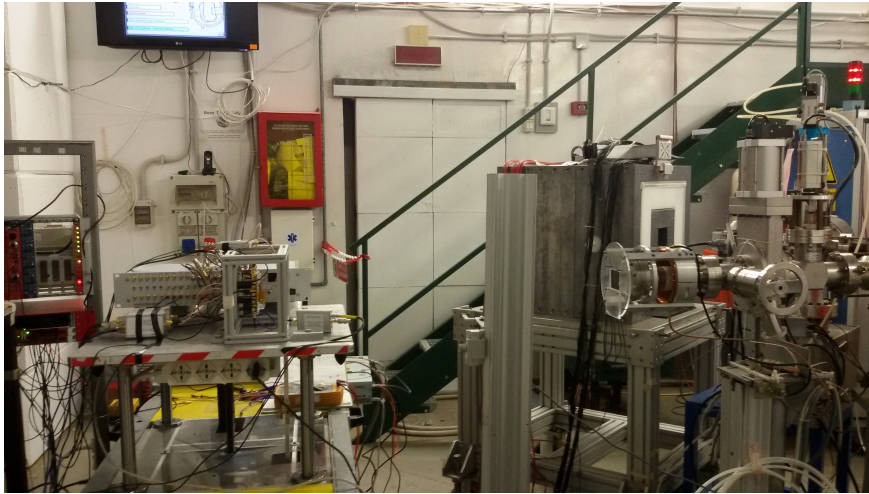


Figura 3.9: Interno della BTF. Sulla destra la finestra di uscita del fascio; a distanza di circa 90 cm il rivelatore in diamante montato sulla gabbia metallica, nelle vicinanze del digitizzatore e degli amplificatori.

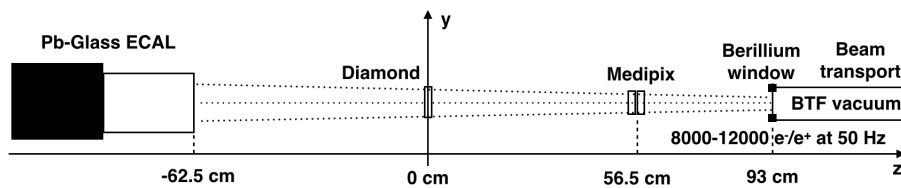


Figura 3.10: Setup sperimentale del test su fascio.

In Figura 3.9 è possibile osservare il setup sperimentale all'interno della BTF. Come riportato nello schema di Figura 3.10, il rivelatore medipix è posto ad una distanza dalla finestra di Berillio dalla quale fuoriesce il fascio pari a 36.5 cm, il rivelatore in diamante dista 56.5 cm da medipix ed il calorimetro 62.5 cm dal rivelatore in diamante.

3.3.1 Caratteristiche del fascio di test

Il test su fascio è stato svolto presso la BTF ai LNF (per ulteriori dettagli vedere Paragrafo 2.3), luogo designato per ospitare il setup finale dell'esperimento PADME. Il fascio utilizzato ha caratteristiche simili a quelle del fascio che verrà utilizzato nella fase finale, costituito da impulsi di particelle di durata pari a 10 ns, da confrontare con la durata prevista per il fascio dell'esperimento che potrà variare da 40 ns fino ad un massimo di 200 ns. Durante i

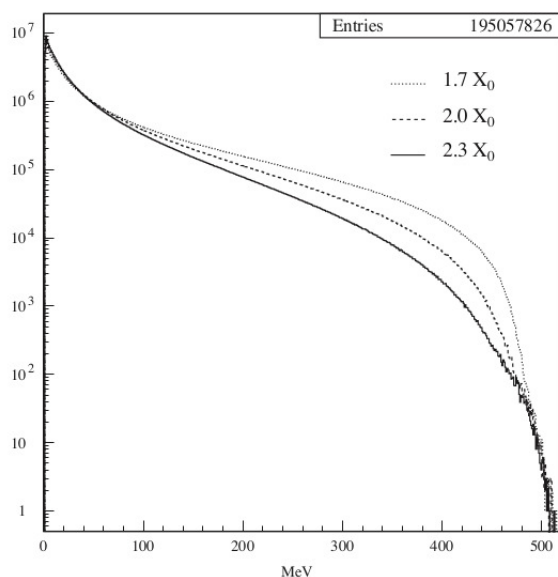


Figura 3.11: Molteplicità di elettroni per pacchetto in funzione dell'energia per tre differenti valori di X_0 del bersaglio in Cu.

test su fascio del prototipo il collisionatore DAΦNE era in operazione, quindi la BFT era in modalità parassita. Questo ha comportato un fascio composto periodicamente o da elettroni o da positroni. L'energia media del fascio è pari a 450 MeV, avendo come limite superiore l'energia di lavoro di DAΦNE, pari a 510 MeV. Nel grafico 3.11 è mostrata la molteplicità di elettroni attesa per una data energia del fascio e tre differenti valori di lunghezza di radiazione del bersaglio in rame che si può interporre al fascio prima di giungere nella sala sperimentale. Il bersaglio in rame utilizzato nel test su fascio a novembre aveva uno spessore uguale 2.45 cm, cioè pari ad $1.7 X_0$ (lunghezze di radiazione). Selezionando mediante le slitte verticali ed orizzontali l'energia di fascio di test a 450 MeV, è possibile valutare la molteplicità media attesa, che è di circa 10000 elettroni. Si vedrà in seguito, impiegando il calorimetro a vetro piombo, che la molteplicità di positroni risulta leggermente inferiore rispetto a quella di elettroni, pari a circa 8000, ed inoltre la molteplicità di entrambi cambia nella fase di iniezione. Infine, si osserva anche che il fascio di positroni, impiegando la diagnostica di medipix, risulta posizionato più in alto rispetto al fascio di elettroni, quindi il prototipo testato risulterà illuminato in maniera differente per elettroni e per positroni.

3.3.2 Sistema di acquisizione di PADME

Ogni uscita degli amplificatori è stata connessa ad un singolo canale del digitizzatore. Per il rivelatore sono stati usati 22 canali (12X+10Y) ed uno per il segnale del calorimetro. Il digitizzatore CAEN V1742[84] è un modulo a 32 canali di ingresso, divisi in due sezioni da 16. In aggiunta ai canali ordinari si ritrovano anche due canali di ingresso che svolgono la funzione anche di trigger veloce (TR0 e TR1). Il digitizzatore può campionare a 1, 2.5 e 5 GS/s, con risoluzione pari a 12 bit, con una profondità di 1024 punti ed una dinamica pari a $\pm 0.5 \text{ V} + \text{offset}(-0.5\text{V})$. Durante il test su fascio il digitizzatore è stato impiegato con una frequenza di campionamento di 1 GHz, ad eccezione di particolari run in cui si è impiegata una frequenza di campionamento di 5 GHz, al fine di studiare la risoluzione temporale del prototipo di rivelatore in diamante. Il digitizzatore è controllato da un computer posto nella sala sperimentale su cui è stato installato il sistema di acquisizione di PADME, il quale permette di gestire la presa dati con una comoda interfaccia grafica, salvando in automatico su disco i dati acquisiti in un run e le informazioni relative in un database (ad esempio aggiungere eventuali note e commenti sia all'inizio che alla fine del run).

3.3.3 Calorimetro BTF

Il calorimetro presente alla BTF [77], a disposizione degli sperimentatori, è un calorimetro omogeneo Cherenkov a vetro-piombo (lead-glass) proveniente dal calorimetro elettromagnetico di OPAL, uno dei quattro esperimenti di di LEP. Con il calorimetro vetro-piombo si misura la molteplicità di particelle del fascio, conoscendo l'energia iniziale delle particelle e misurando l'energia totale rilasciata nel calorimetro, previa calibrazione. È possibile stimare la perdita di energia del fascio in aria, considerando la distanza tra la finestra di berillio ed il calorimetro (155.5 cm). Da valori tabulati in letteratura è possibile ottenere la perdita di energia per Bethe-Bloch di elettroni con energia media di 450 MeV in aria e risulta pari a:

$$\frac{-dE}{dX} = 6.284 \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{g}, \quad (3.7)$$

dove X è lo spessore di massa, valutato in g/cm^2 . Considerando la densità dell'aria, $\rho = 0.001225 \text{ g}/\text{cm}^3$, si ricava una perdita di energia nello spessore attraversato di 11.9 MeV, trascurabile a fronte dei 450 MeV totali. L'acquisizione del segnale del calorimetro è affidata ad un canale del digitizzatore. L'area del segnale letto fornisce il valore di carica raccolta dal calorimetro per singolo impulso. Il segnale del calorimetro è risultato superiore ad 1 V,

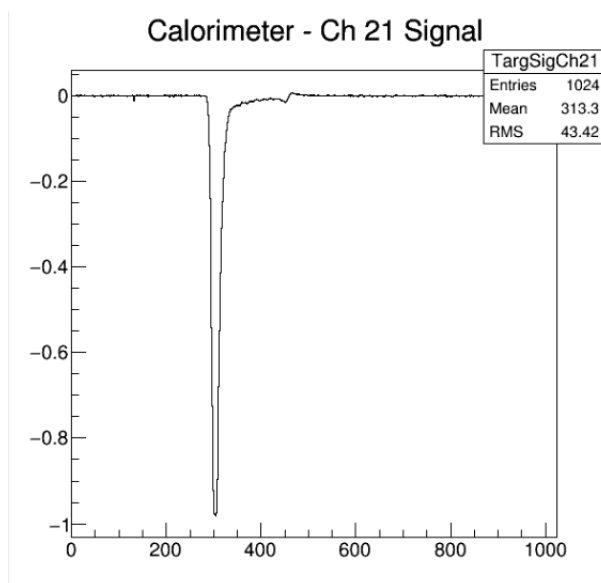


Figura 3.12: Segnale non saturo del calorimetro dopo l'inserimento della resistenza da 50Ω in parallelo all'ingresso del canale di digitizzazione.

saturando la dinamica del digitizzatore che è di $\pm 0.5 \text{ V} + \text{offset}$ (-0.5 V). Il problema è stato risolto inserendo una resistenza da 50Ω in uscita al calorimetro, riducendo l'ampiezza del segnale. Un esempio di segnale non saturo del calorimetro corrispondente ad un impulso di particelle è visibile in Figura 3.12. Mediante un oscilloscopio presente nella sala controllo, è stato possibile valutare la riduzione dell'ampiezza dovuta all'inserimento della resistenza da 50Ω che è risultata pari a 0.7.

Per poter analizzare anche gli eventi acquisiti con il segnale saturato del calorimetro, è stata presa in considerazione la proporzionalità esistente tra la durata del segnale sopra una determinata soglia (Time Over Threshold o TOT) e la carica totale del calorimetro. Studiando gli eventi acquisiti con la resistenza inserita è stato calcolato il TOT e messo in correlazione con la carica raccolta nell'evento corrispondente, come mostrato in Figura 3.13. Come si evince dal grafico, la relazione esistente tra TOT e carica raccolta è risultata lineare e ciò ha permesso di quantificare correttamente la carica raccolta dal calorimetro anche nei primi run, misurando semplicemente il valore del TOT. Dal valore della carica raccolta nel calorimetro è possibile conoscere la molteplicità di particelle, una volta nota la quantità di carica associata all'assorbimento di una singola particella, che è pari a 48 fC . Dunque

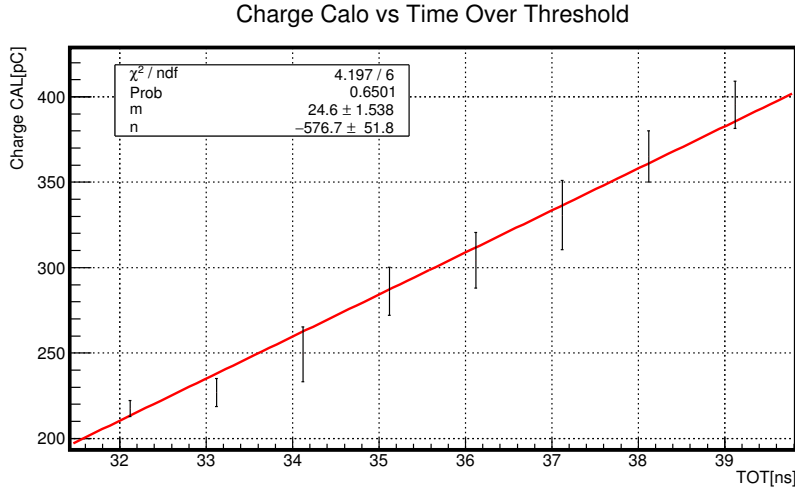


Figura 3.13: Carica raccolta dal calorimetro vetro piombo in funzione del Time Over Threshold.

la molteplicità è calcolata con la formula:

$$N_{particelle} = \frac{Q_{ECAL}}{48 fC}. \quad (3.8)$$

In Figura 3.14 è mostrato l'andamento della molteplicità di particelle in 60000 eventi di un run libero costituito da fascio di positroni o elettroni, in alternanza.

3.3.4 Medipix

Medipix[85] è un rivelatore a pixel di silicio disposti su una matrice di 256×256 , con area totale pari a $15 \times 15 \text{ mm}^2$ e area dei singoli pixel $55 \times 55 \mu\text{m}^2$. I singoli pixel quadrati connessi con la tecnica del bump-bonding (microsaldatura a goccia) al chip microelettronico di lettura che presenta una matrice di celle di lettura con la stessa segmentazione spaziale del sensore. Medipix è utilizzato per la diagnostica di fascio in uscita dalla linea di trasferimento della BTF, ovvero per il controllo della posizione e delle dimensioni trasverse dello stesso. È possibile interporre medipix tra il fascio ed il rivelatore mediante un controllo remoto dalla sala sperimentale. L'inserimento di medipix lungo il fascio non comporta una significativa perdita di energia. Infatti, sfruttando l'equazione 3.7 e ripetendo il calcolo precedente nel caso di attraversamento di 0.75 mm di silicio, si ha una perdita di energia di 1 MeV. Durante la presa dati si è preferito rimuovere medipix dalla linea del fascio, per evitare il suo contributo allo scattering multiplo del fascio. In

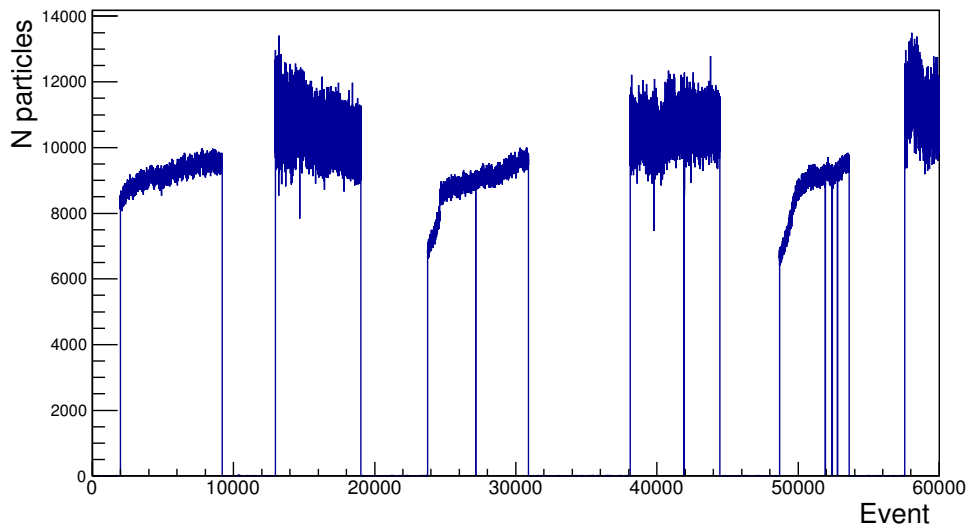


Figura 3.14: Evoluzione temporale della molteplicità di particelle nel calorimetro; a valori più bassi corrispondono pacchetti di positroni, a quelli più alti pacchetti di elettroni.

figura 3.15 è mostrata una misura del profilo bidimensionale del fascio di positroni ed elettroni misurato da medipix durante il test. Dalla colorazione è evidente inoltre che al centro il fascio è più popolato e la molteplicità tende a decrescere verso i bordi.

3.4 Analisi dati

3.4.1 Lista run

Sono stati registrati più di 300 run durante il periodo di presa dati. Il primo gruppo di run ha permesso in primo luogo di verificare le interconnessioni delle strisce osservando la presenza o meno di segnale generato dal prototipo mai testato prima. L'effettiva presa dati con il setup sperimentale finale è iniziata dal run 91 in poi; di seguito le specifiche dei run più significativi effettuati:

- dal run 92 al run 100 è stato spostato il tavolo mobile in X e Y per centrare il rivelatore con il fascio di elettroni;
- dal run 101 al run 120 è stata effettuata una scansione per valori positivi della tensione (da 0 a 175 V e viceversa) e dal run 139 al 158 una

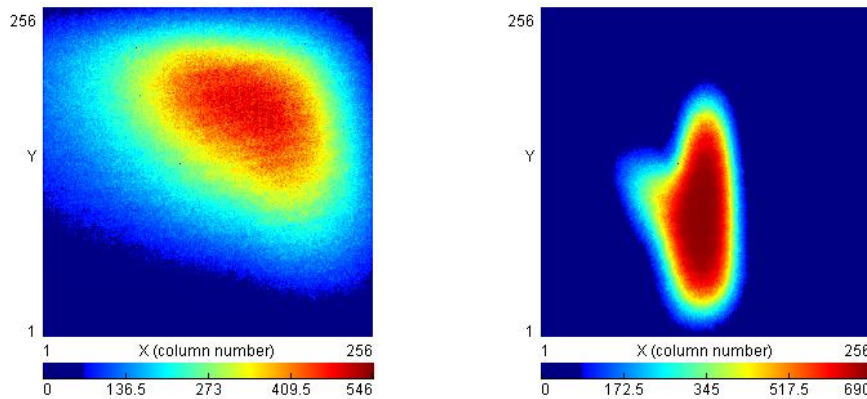


Figura 3.15: Profili bidimensionali del fascio di positroni (a sinistra) ed elettroni (a destra) ottenuti mediante medipix.

scansione per valori negativi (da 0 a -175 V e viceversa), al fine di valutare l'andamento della carica raccolta e determinare le condizioni ottimali di lavoro;

- dal run 122 al 138 è stato fatto una scansione lungo la posizione orizzontale (X), inserendo in alcuni run medipix;
- nel run 161 è stata inserita e lasciata una resistenza di 50Ω per ridurre il segnale in uscita dal calorimetro ed evitarne la saturazione;
- nel run 165 è stato spostato il rivelatore lungo la direzione verticale (Y) per misurare la risoluzione spaziale del rivelatore;
- run 247 si è acquisito a 5 GHz per misure di risoluzione temporale del rivelatore.

3.4.2 Programma di ricostruzione dell'evento

I dati di ogni singolo run sono stati analizzati offline impiegando il programma usato anche per il monitoring online di PADME, basato sul programma ROOT[83]. Sono state aggiunte nel software di analisi le informazioni rilevanti per studiare il comportamento del rivelatore in diamante, in particolare le calibrazioni dell'elettronica di lettura, spiegate nel paragrafo 3.2. Per ogni run è stata generata una corrispondente *root-pla*, ovvero un file con struttura dati tale che le grandezze utili all'analisi sono salvate per ogni singolo evento, mantenendone così la correlazione e consentendo uno studio successivo impiegando macro di analisi scritte in ROOT. Le informazioni relative al programma e salvate nella n -tupla sono le seguenti:

- carica raccolta ottenuta integrando la forma d'onda, sia delle strisce X e Y, sia del calorimetro;
- parametri del fit gaussiano, due tipologie di fit con impulso espresso in forma analitica alle forme d'onda delle strisce X e Y;
- i due tempi di attraversamento di una soglia prestabilita del segnale del calorimetro.

Le macro di analisi elaborano per ogni singolo run o somma di run le root-ple e producono diverse informazioni globali sotto forma di istogrammi grafici, tra cui:

- distribuzione del baricentro di carica lungo X e Y;
- profili cumulativi del fascio in X e Y;
- distribuzione del tempo di arrivo del segnale tra due canali;
- andamento temporale della carica raccolta dalle strisce e dal calorimetro.

Grazie alla separazione del programma di acquisizione nei due passi sopra descritti è stato possibile separare il lavoro in una parte prevista essere eseguita raramente ed una seconda parte prevista essere eseguita moltissime volte con lo scopo di finalizzare in modo opportuno gli studi.

3.4.3 Caratteristiche segnale

Il segnale digitizzato è costituito da un impulso di una durata definita, la cui integrazione in una determinata finestra temporale (t_{min}, t_{max}) fornisce il valore di carica in ingresso degli amplificatori ai quali ogni singola striscia è connessa:

$$Q = \frac{\int V dt}{R} \cdot \frac{1}{G} = \frac{\sum_i V_i \Delta t}{R} \cdot \frac{1}{G} \quad (3.9)$$

dove Δt è il tempo di campionamento di 1 ns, R è una resistenza pari a 50 Ω e G è il guadagno in carica del singolo amplificatore, valutato nella procedura di calibrazione.

In Figura 3.16 sono mostrati due segnali digitizzati cumulativi di 300 eventi al fine di scegliere la finestra di integrazione e studiare meglio il tipo di segnale per le due tipologie di amplificatori. La finestra temporale di integrazione scelta per le strisce è compresa tra:

$$80 \text{ ns} < t < 300 \text{ ns}. \quad (3.10)$$

Un'opportuna strategia di fit permette di estrapolare il tempo di inizio del segnale per ogni singola forma d'onda in ciascun evento; essa è basata essenzialmente sulla combinazione di un fit gaussiano con due fit successivi effettuati con una funzione impulso espressa in forma analitica. Il primo fit gaussiano è utile a determinare il valore del massimo e la sua posizione. Successivamente, impostando come parametri iniziali quelli in uscita dal fit precedente, è stato eseguito un ulteriore fit della forma d'onda con una funzione del tipo:

$$\begin{cases} V_0 & \text{per } t < t_0 \\ V_0 + V_1 \frac{t-t_0}{t_1} e^{-\frac{t-t_0}{t_1}} P_3(t) & \text{per } t > t_0 \end{cases} \quad (3.11)$$

dove V_0 rappresenta il piedistallo del segnale, t_0 il tempo di arrivo del segnale e $P_3(t)$ una polinomiale di terzo grado con termine costante pari ad 1. Si ripete, dunque, il fit con l'impulso, in un intervallo che abbia come valore massimo l'ascissa la cui ordinata corrispondente è pari al 75% dell'ampiezza dell'impulso, ovvero:

$$x_{max,fit} = 0.75 \cdot (V_{max} - V_0) \quad (3.12)$$

dove V_{max} è l'ampiezza massima dell'impulso e V_0 il valore del piedistallo del segnale. In Figura 3.17 è possibile osservare il fit finale per un segnale di un amplificatore di carica ed uno in tensione. Il tempo di arrivo su singola striscia misurato corrisponde all'ascissa del punto di inizio della salita del segnale. In aggiunta, considerando la stessa figura, è evidente che il segnale in uscita da amplificatori di tensione presenta fluttuazioni maggiori del piedistallo, dovute ad un più alto rumore rispetto agli amplificatori di carica.

3.4.4 Risoluzione temporale

Le incertezze sulle misure di tempo sono dovute a diversi contributi: un contributo detto di *jitter*, determinato dal rapporto S/N in tensione e dalla velocità di salita del segnale ($\frac{t_{rise\ time}}{S/N}$), un termine dovuto alla *fluttuazione di Landau* conseguente al processo di ionizzazione della traccia, che determina una deformazione stocastica del fronte di salita del segnale, un termine di *time walk* dovuto alla dipendenza dell'attraversamento della soglia dall'ampiezza e, infine, un termine dovuto all'*errore di discretizzazione* nel tempo introdotto dal campionamento ($\frac{1}{\sqrt{12} \cdot f_{sampling}}$). Nel caso in cui il segnale venga campionato, l'errore di *time walk* può essere reso trascurabile, avendo a disposizione l'intera evoluzione temporale del segnale. Nelle condizioni del test su fascio in cui migliaia di particelle attraversano un elemento sensibile, anche la fluttuazione di Landau può essere trascurata. Quindi nelle situazione

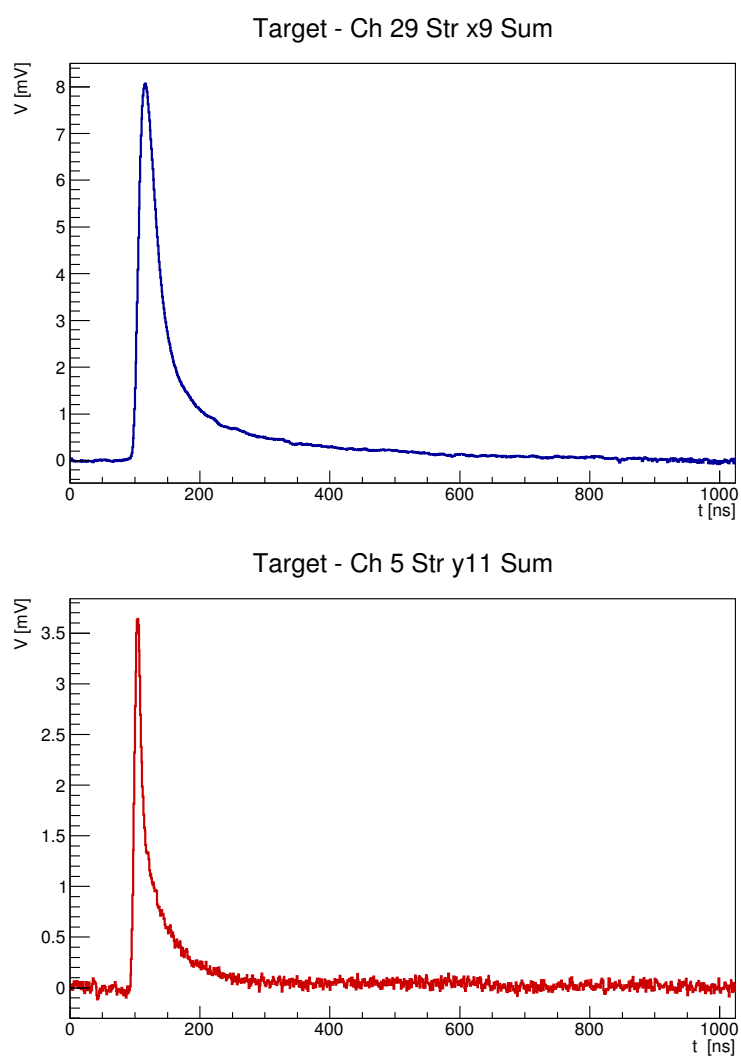


Figura 3.16: Segnale cumulativo di 300 eventi per un amplificatore di carica (in alto) e di un amplificatore di tensione (in basso).

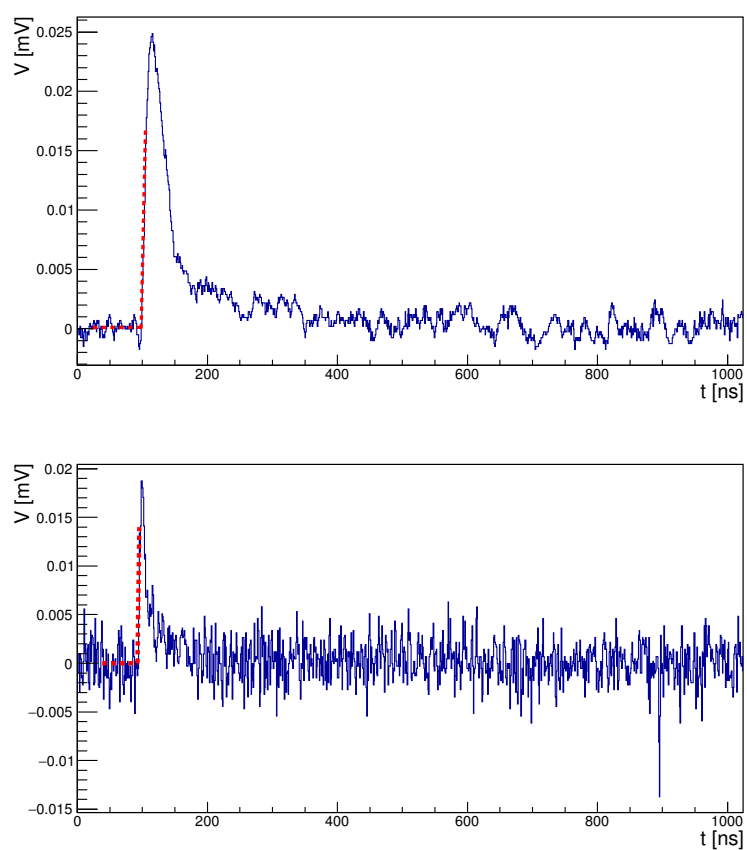


Figura 3.17: Fit di due segnali (CSA in alto e VA in basso) con un impulso di forma analitica effettuato per estrapolare il tempo di inizio salita del segnale. Si noti come il fit sia limitato al fronte di salita del segnale.

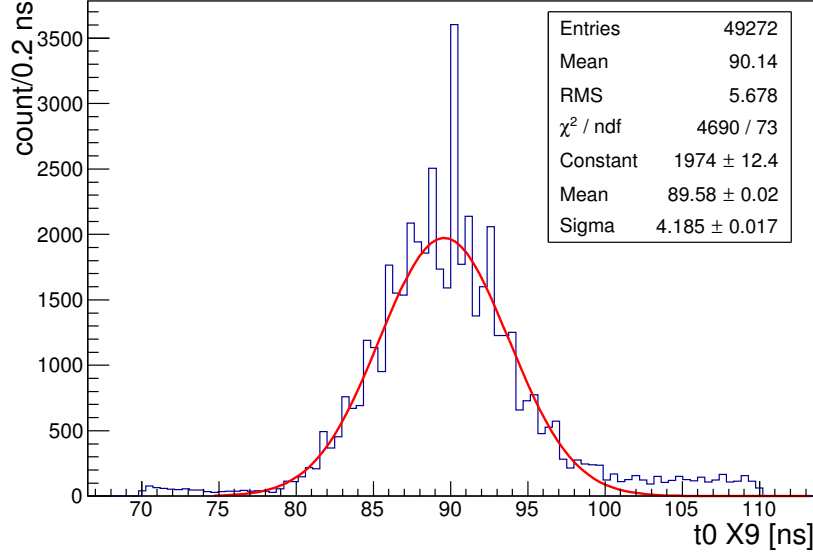


Figura 3.18: Distribuzione del tempo d’arrivo del segnale per la striscia X9.

del prototipo di PADME, i contributi dominanti attesi sono il termine di *jitter* e l’*errore di discretizzazione*. Al fine di studiare la risoluzione temporale del prototipo nelle migliori condizioni sono stati considerati dei run acquisiti con una frequenza di campionamento di 5 GHz, a cui corrisponde un errore di discretizzazione pari a 50 ps e quindi del tutto trascurabile. Come misura temporale dell’inizio dei segnali è stato preso il parametro t_0 , ottenuto fit-tando il segnale fermandosi al 75% dell’ampiezza totale, perché rappresenta l’intersezione tra la parte lineare di salita del segnale e il valore medio del piedistallo meglio correlata in tempo all’arrivo delle particelle. In Figura 3.18 è possibile vedere la distribuzione temporale per un singolo canale, la cui larghezza è circa 4 ns. Al fine di rimuovere la parte di fluttuazione temporale legata all’arrivo stocastico del pacchetto di particelle, rispetto al clock della macchina che fornisce il segnale di trigger, è stata valutata la distribuzione della differenza di tempo tra strisce adiacenti. In Figura 3.19 è mostrata la distribuzione della differenza dei t_0 per le strisce centrali X8 e X9, colpite maggiormente dal fascio e con una più elevata raccolta di carica. Mediante un fit gaussiano, è possibile avere una stima della larghezza della distribuzione σ_{diff} , alla quale contribuisce la risoluzione temporale di entrambe le strisce in quadratura, e quindi valutare la risoluzione temporale σ_t di singolo canale dalla larghezza della distribuzione con la formula:

$$\sigma_{diff} = \sqrt{2} \sigma_t,$$

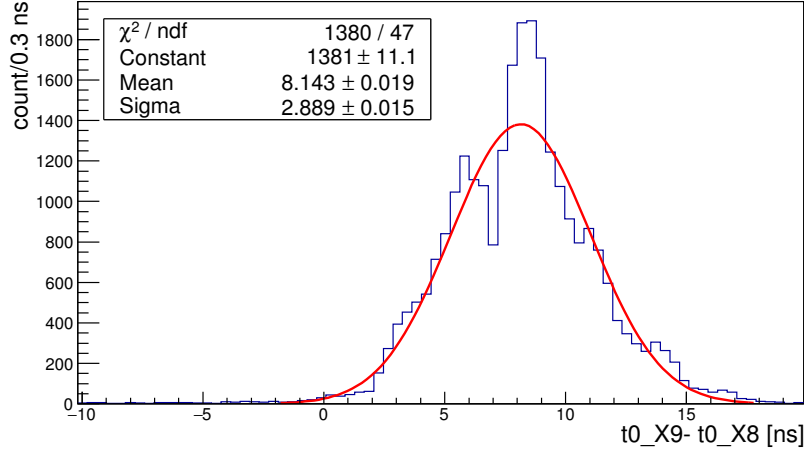


Figura 3.19: Distribuzione della differenza dei tempi d'arrivo del segnale per le strisce X8 e X9.

ottenendo, così una risoluzione temporale del singolo canale che raccoglie la carica maggiore pari a:

$$\sigma_t = \frac{\sigma_{diff}}{\sqrt{2}} \simeq 2.04 \text{ ns.}$$

Nell'ipotesi in cui i canali utili al fine di migliorare la risoluzione temporale complessiva del rivelatore siano 4 (2 per piano) è possibile stimare una risoluzione temporale totale del rivelatore pari a:

$$\sigma_{TOT,4} = \frac{\sigma_{diff}}{\sqrt{4}} = 1.45 \text{ ns.} \quad (3.13)$$

3.4.5 Carica raccolta totale e andamento temporale

La carica assoluta raccolta da ogni singola striscia è valutata sfruttando i guadagni ottenuti nella calibrazione di singolo amplificatore, i quali forniscono la proporzionalità tra carica in ingresso e carica in uscita dall'elettronica di lettura. In ogni evento è dunque possibile ottenere il valore di carica raccolta da ogni singola striscia, utile nella fase di analisi dati. In Figura 3.20 è mostrato l'andamento temporale in un run tipico. Nello specifico, sono stati presi in considerazione 60000 eventi con fascio variabile, costituito da elettroni o da positroni. Questi due grafici possono essere messi in relazione con l'andamento temporale della molteplicità di particelle nel calorimetro in Figura 3.14: i valori di carica raccolta inferiori sono associati ad un fascio

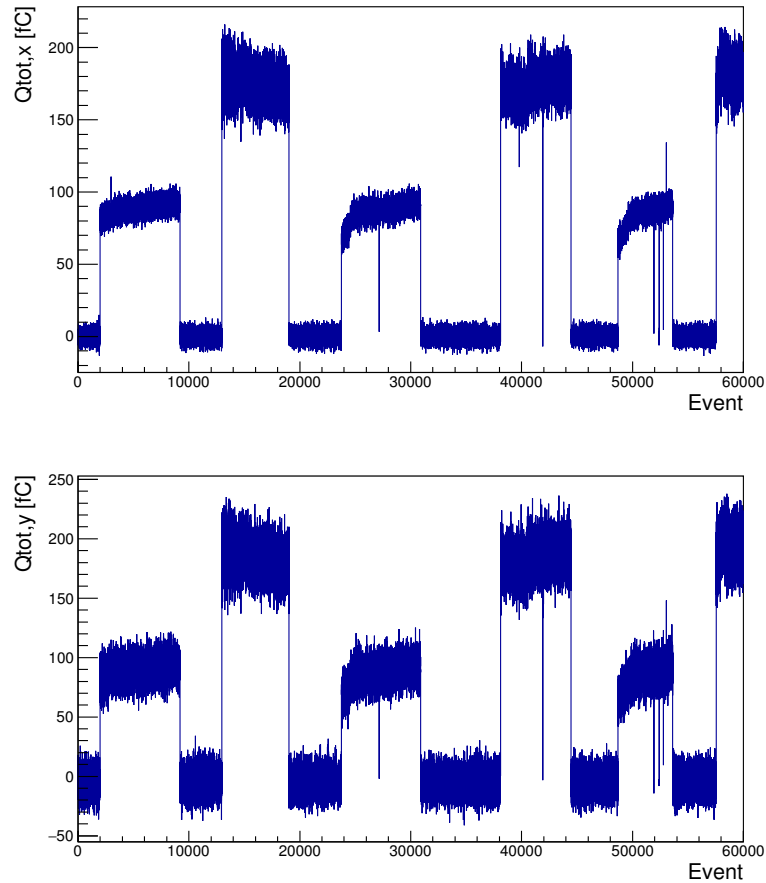


Figura 3.20: Andamento temporale della carica totale raccolta dalle strisce X (in alto) e Y (in basso).

di positroni, che hanno una molteplicità inferiore rispetto agli elettroni, associati a valori di carica raccolta più alti. Come visibile inoltre dalla Figura 3.20 la carica totale raccolta nella fase di iniezione del fascio non è costante, bensì tende a stabilizzarsi dopo un determinato numero di eventi. Occorre, dunque considerare eventi caratterizzati da stabilità di fascio per ottenere delle misurazioni coerenti.

3.4.6 Profili del fascio

I profili X e Y del fascio possono essere ricostruiti per singolo evento o per un numero definito di eventi consecutivi. Essi sono ottenuti valutando la carica

raccolta da ogni singola striscia. Alle strisce non connesse è associato un valore di carica calcolato interpolando linearmente i valori di carica raccolta dalle strisce adiacenti. Se la striscia mancante n non connessa ha due strisce adiacenti funzionanti, la carica attribuita ad essa risulta:

$$Q_n = \frac{Q_{n+1} + Q_{n-1}}{2}. \quad (3.14)$$

Se c'è un'ulteriore striscia non funzionante $n+1$ a destra la carica attribuita sarà:

$$Q_n = \frac{1}{3}(Q_{n+2} - Q_{n-1}) + Q_{n-1}; \quad Q_{n+1} = \frac{2}{3}(Q_{n+2} - Q_{n-1}) + Q_{n-1}. \quad (3.15)$$

In Figura 3.21 e 3.22 sono riportati i profili X ed Y cumulativi di 300 eventi in successione, selezionati in un run in cui le condizioni del fascio erano stabili. Le strisce connesse sono colorate in blu, le strisce non connesse e al quale è stato attribuito un valore di carica interpolato, in rosso. I profili X e Y del fascio ottenuti possono essere confrontati con il profilo bidimensionale acquisito da medipix per elettroni all'incirca nella stessa sessione di presa dati, in Figura 3.15 (a destra). Il profilo Y ottenuto è fedele a quello di medipix, il profilo X risulta essere più largo di quello di medipix. Ciò può derivare da un allargamento del fascio nella porzione di spazio compresa tra medipix ed il rivelatore in diamante. Difatti, da studi su fascio, risulta che esso tende ad allargarsi orizzontalmente, dunque lungo la coordinata X.

3.4.7 Charge Collection Distance

Un parametro importante di un sensore al diamante policristallino è la Charge Collection Distance (CCD), definita nel paragrafo 1.3.1. Nel test su fascio è possibile determinare la CCD conoscendo il numero di particelle che attraversano la regione attiva del rivelatore N_{active} e applicando la formula:

$$CCD[\mu m] = \frac{Q_{TOT}[fC] \cdot 6250[e^-/fC]}{36[e^-/\mu m] \cdot N_{active}} \quad (3.16)$$

dove Q_{TOT} è la somma della carica raccolta delle strisce X oppure delle strisce Y. Il numero di particelle che attraversa la regione attiva non corrisponde alla molteplicità misurata dal calorimetro vetro-piombo $N_{particelle}$ perché una frazione di queste o non colpisce il bersaglio o lo colpisce in una regione che risulta inattiva. Per il calcolo della CCD è stato acquisito un run di elettroni con il sensore in una posizione centrale e molteplicità misurata dal calorimetro $N_{particelle} = 10000$. Come si evince dalle Figure 3.21 e 3.22 il

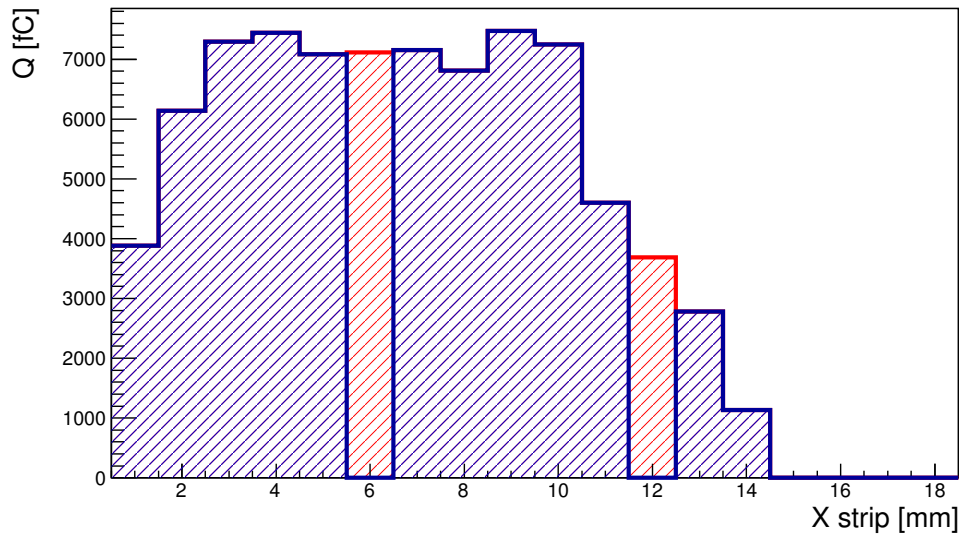


Figura 3.21: Profilo del fascio per le strisce X; in rosso le strisce non connesse, il cui valore è interpolato dalle adiacenti.

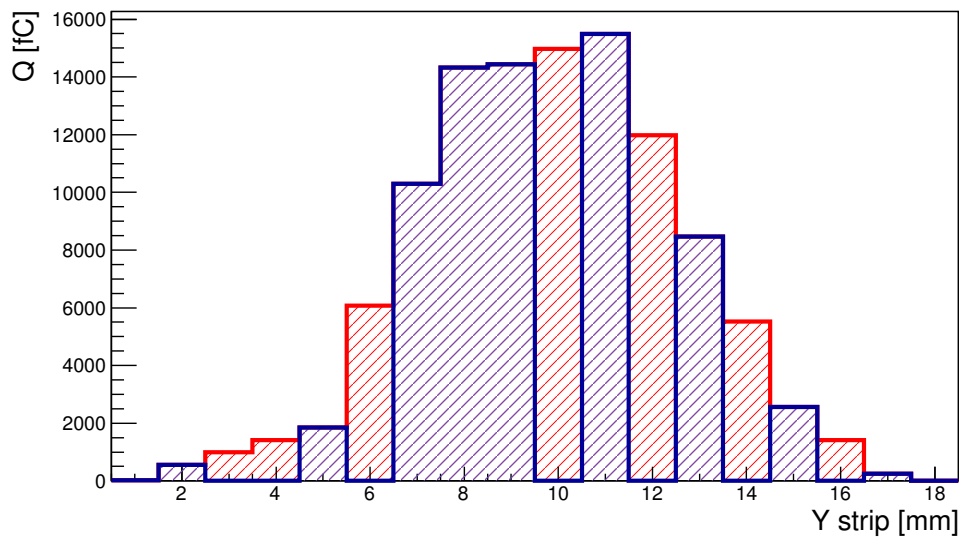


Figura 3.22: Profilo del fascio per le strisce Y; in rosso le strisce non connesse, il cui valore è interpolato dalle adiacenti.

profilo del fascio risulta contenuto nel bersaglio totalmente in Y, ma solo parzialmente in X. Questo decentramento orizzontale del sensore introduce una perdita di fascio che può essere stimata supponendo che il profilo del fascio sia simmetrico e considerando, dunque, la porzione di carica persa a sinistra uguale a quella raccolta a destra rispetto al punto di massimo. La porzione di fascio persa per motivi geometrici nel run considerato risulta essere pari a $f_{beam,loss}=0.1$.

La frazione morta di rivelatore, invece, è determinata dalla distanza che separa una striscia grafitata dall'altra (gap) e dalle strisce non connesse. Le strisce distano 0.15 mm l'una dall'altra, quindi la frazione di area passiva f_{gap} causata dalla distanza tra le strisce grafitate è uguale al 15% della superficie totale. La mancata connessione di alcune strisce comporta l'aggiunta di un termine di inefficienza che può essere valutato come il rapporto $\frac{Q_{TOT}}{Q_{int}}$, dove Q_{int} è la carica totale, delle strisce X o delle strisce Y, ottenuta sommando a Q_{TOT} i valori di carica interpolati alle strisce non connesse. Ne consegue che l'inefficienza introdotta dalle strisce non connesse f_{nc} è pari a 0.13 per la vista X e 0.38 per la vista Y. La regione attiva è data dalla sovrapposizione delle regioni attive su entrambe le viste, infatti il campo elettrico di deriva si stabilisce solo in presenza di un potenziale elettrico tra le due superfici.

Essendo gli elettrodi ortogonali tra loro, possiamo calcolare in prima approssimazione la frazione di regione attiva ϵ_D come il prodotto delle frazioni di regione attiva su entrambe le viste.

$$\epsilon_D = \epsilon_X \cdot \epsilon_Y \quad (3.17)$$

dove $\epsilon_{X(Y)} = (1 - f_{gap}) \cdot (1 - f_{X(Y),nc})$.

In Figura 3.23 è riportata schematicamente la posizione del bersaglio rispetto all'asse del fascio per il run considerato e la frazione di inefficienza dovuta alla fabbricazione degli elettrodi del sensore e loro interconnessione.

A questo punto possiamo stimare il numero di particelle che attraversa la zona attiva del rivelatore dalla formula:

$$N_{active} = N_{particelle} \cdot (1 - f_{beam,loss}) \cdot \epsilon_D. \quad (3.18)$$

Nel caso considerato si avrà:

$$N_{active} = 10^4 \times 0.9 \times 0.85^2 \times 0.87 \times 0.62 = 3500 \quad (3.19)$$

visto che $f_{X,nc}=0.13$ e $f_{Y,nc}=0.38$. La carica raccolta sulle strisce X e Y è stata valutata considerando la media gaussiana della distribuzione ottenuta per 300 eventi del run (vedi Figura 3.24). Impiegando la formula 3.16, è

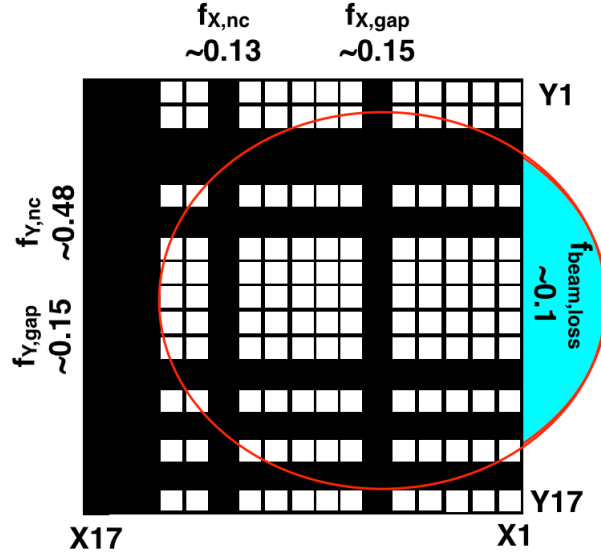


Figura 3.23: Regione attiva del sensore testato. Il profilo indicativo del fascio nel run in esame (utilizzato per la misura di CCD) è rappresentato dalla linea rossa.

possibile stimare la CCD utilizzando la carica totale raccolta nella vista X o nella vista Y:

$$CCD_X = \frac{Q_X \cdot 6250}{36 \cdot N_{active}} = \frac{229.9 fC \cdot 6250}{36 fC/\mu m \cdot 3500} = 11.4 \mu m \quad (3.20)$$

$$CCD_Y = \frac{Q_Y \cdot 6250}{36 \cdot N_{active}} = \frac{227.3 fC \cdot 6250}{36 fC/\mu m \cdot 3500} = 11.3 \mu m \quad (3.21)$$

Le due misure chiaramente coincidono. Tra i vari errori sistematici con cui è ottenuta questa stima della CCD c'è l'errore relativo pari al 4% dovuto all'incertezza sistematica, precedentemente discussa, sulla procedura di calibrazione.

3.4.8 Dipendenza della CCD dal campo elettrico

Il campo elettrico interno al rivelatore può essere variato agendo sul valore di alta tensione fornita tra le strisce X e Y, applicata mediante la rete resistiva passiva interna agli amplificatori di carica. Per evitare effetti non riproducibili di polarizzazione del sensore, è importante effettuare una scansione dell'alta tensione applicata in un modo predeterminato. La tensione positiva è stata applicata partendo da un valore iniziale di 0 V fino ad un massimo

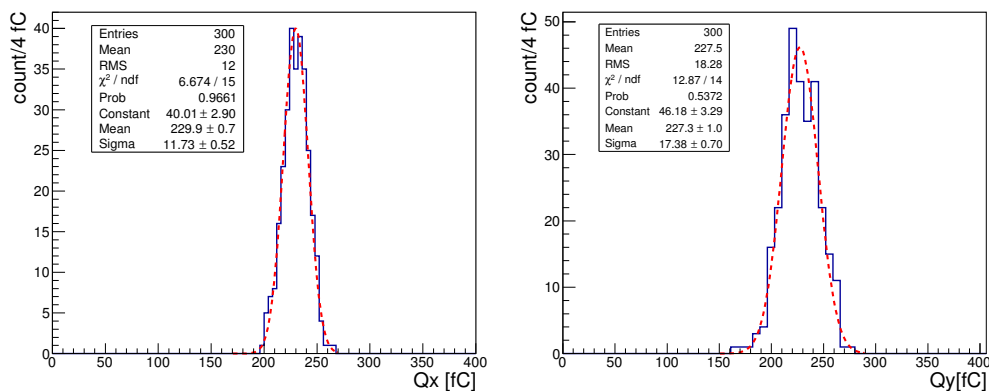


Figura 3.24: Distribuzione della carica totale raccolta dalle strisce X (a sinistra) ed Y (a destra) con fit gaussiano sovrapposto.

di 175 V a passi di 25 V, attendendo qualche minuto tra una presa dati e l'altra, tempo necessario affinché la tensione si stabilizzi e ritornando, successivamente, nelle condizioni iniziali in maniera graduale secondo le medesime modalità. In aggiunta, è stata applicata una tensione negativa partendo da 0 V, fino ad un minimo di -175 V analogamente al ramo positivo. In Figura 3.25 è illustrato l'andamento della carica totale raccolta dalle strisce della superficie superiore (X) normalizzata al numero di particelle su calorimetro, in funzione dell'alta tensione. I valori in ordinata sono stati ottenuti considerando la distribuzione del rapporto $Q_{X,TOT}/N_{particelle}$ e valutandone la media con l'utilizzo di un fit gaussiano. Si può notare che il grafico risulta essere simmetrico rispetto all'origine e rispetta una linearità fino ad un valore di alta tensione pari a 150 V. Per tensioni maggiori, il valore di carica raccolta tende a stabilizzarsi, evidenziando un principio di inizio della saturazione (regione di plateau). Nel test su fascio è stata scelta come condizione di lavoro un'alta tensione applicata HV=150 V, in prossimità del ginocchio della curva. In questo modo si è ottenuto un buon valore di carica raccolta, senza rischiare eventuali scariche a lungo termine lavorando in condizioni di plateau. È possibile calcolare la CCD per ciascun valore di tensione fornita, applicando la stessa procedura descritta nel paragrafo precedente. I risultati sono illustrati in Figura 3.26. È possibile notare una leggera asimmetria della CCD per campi elettrici positivi o negativi, che indica una piccola polarizzazione residua del rivelatore. Il valore di CCD misurato tende ad assumere un valore limite, pari a circa 12 μm , da confrontare con il valore limite fornito dalla casa costruttrice mostrato nel grafico in Figura 3.27. È importante sottolineare che le misure fatte dalla casa costruttrice sono state effettua-

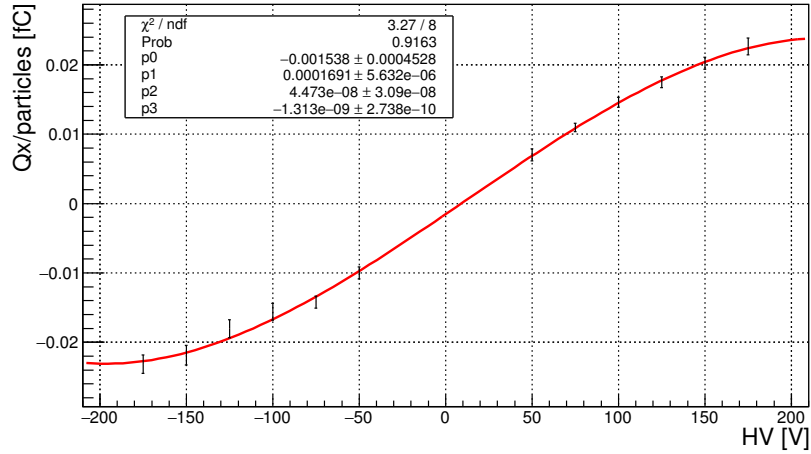


Figura 3.25: Scan effettuato variando l'HV da un valore minimo ad uno massimo, valutando l'andamento della carica raccolta normalizzata alla molteplicità di particelle passanti.

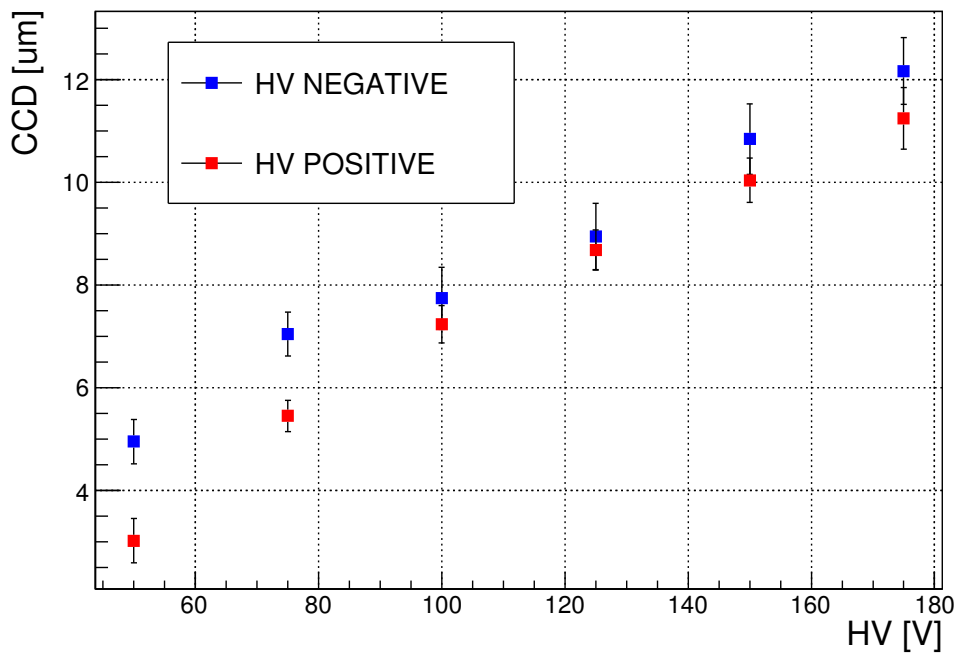


Figura 3.26: Andamento della CCD in funzione dell'HV. In rosso i punti ottenuti effettuando uno scan in HV positivo, in blu per scan negativo.

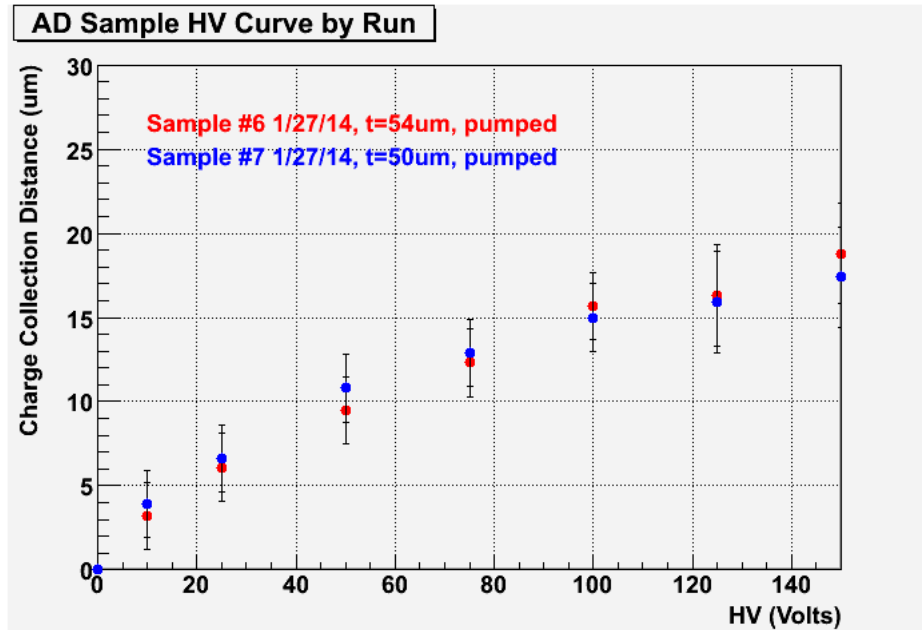


Figura 3.27: CCD di un rivelatore in diamante di spessore di spessore 50 μm .

te dopo che il sensore è stato condizionato utilizzando una specifica tecnica denominata *pumping* (o *priming*), ovvero il sensore è stato irraggiato con una sorgente di radiazione β fino ad una dose di qualche krad. Nel test su fascio effettuato, invece, il sensore non è stato sottoposto a tale procedura e, quindi, una CCD più bassa è ragionevolmente attesa.

3.4.9 Rapporto S/N

È possibile fornire una ragionevole stima del rumore in carica degli amplificatori utilizzati in condizioni reali studiando la distribuzione di carica raccolta da ogni singolo elettrodo in eventi acquisiti in assenza di particelle, ad esempio quando il fascio passa da elettroni a positroni o viceversa, vedi Figura 3.20. La distribuzione presenta un picco gaussiano centrato a zero, dalla cui larghezza è possibile estrarre il rumore complessivo del canale di lettura (amplificatore terminato all'ingresso sulla striscia corrispondente). Due esempi di distribuzione del rumore in carica sono mostrati in Figura 3.28 per un amplificatore di carica e in Figura 3.29 per un amplificatore in tensione. Nell'Appendice A è mostrata la Tabella A.1 del rumore in carica per tutti i canali, in particolare il miglior risultato per le due tipologie di amplificatori è il seguente:

$$Q_{CSA}^{noise} = 0.8 \text{ fC}, \quad Q_{VA}^{noise} = 3.6 \text{ fC}. \quad (3.22)$$

Tali valori sono da confrontare con il rumore di carica equivalente d'ingresso fornito dalle specifiche della casa costruttrice:

$$Q_{CSA}^{noise} = 0.12 \text{ fC}, \quad Q_{VA}^{noise} = \frac{V_{VA}^{noise} \Delta T}{R \sqrt{N_{sample}}} = \frac{20 \cdot 10^{-6} 220 \cdot 10^{-9}}{50 \cdot \sqrt{220}} \text{ C} \simeq 6 \text{ fC}. \quad (3.23)$$

Per l'amplificatore di carica il rumore in condizioni reali è superiore a quello atteso perché il circuito di ingresso non è quello ottimale, avendo impiegato in ingresso cavi lunghi decine di cm (in Tabella 3.1). L'impatto dei cavi è trascurabile per l'amplificatore in tensione, essendo quest'ultimo correttamente terminato a 50Ω . Se ne deduce che al fine di migliorare il rumore è necessario sviluppare un'elettronica di lettura multicanale in grado di essere posizionata in prossimità del sensore e quindi del vuoto. È importante sottolineare che le prestazioni raggiunte, come si vedrà in seguito, sono ugualmente soddisfacenti per le richieste dell'esperimento PADME. A questo punto è interessante stimare il rapporto S/N considerando un numero di particelle di riferimento pari a 1000 m.i.p. che attraversi il rivelatore in corrispondenza di una striscia ed una CCD pari ad $11\mu\text{m}$.

In tali condizioni il segnale in carica sarebbe dato da:

$$S[\text{fC}] = \left(\frac{CCD[\mu\text{m}] \cdot 36[e^-/\mu\text{m}] \cdot N_{m.i.p}}{6250[e^-/\text{fC}]} \right) \simeq 63.4 \text{ fC}. \quad (3.24)$$

Di conseguenza è possibile valutare il rapporto S/N per le due tipologie di amplificatori utilizzati:

- $S(1000 \text{ m.i.p})/N = 79$ per CSA;
- $S(1000 \text{ m.i.p})/N = 17.6$ per VA.

3.4.10 Risoluzione spaziale

La posizione media del fascio nel piano trasverso può essere stimata pacchetto per pacchetto misurando il baricentro (o centroide) di carica, calcolato per ogni evento sul piano X e Y indipendentemente, secondo le seguenti formule:

$$\langle X \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{M_X} Q_{X,i} \cdot x_i}{\sum_{i=1}^{M_X} Q_{X,i}} \quad e \quad \langle Y \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{M_Y} Q_{Y,i} \cdot y_i}{\sum_{i=1}^{M_Y} Q_{Y,i}}, \quad (3.25)$$

dove con $Q_{X,i}(Q_{Y,i})$ è indicata la carica raccolta dall'i-esima striscia X(Y), con $x_i(y_i)$ la posizione della stessa e con $M_X(M_Y)$ è indicato il numero di strisce X (Y). Nella situazione del test su fascio, alcune strisce intermedie non

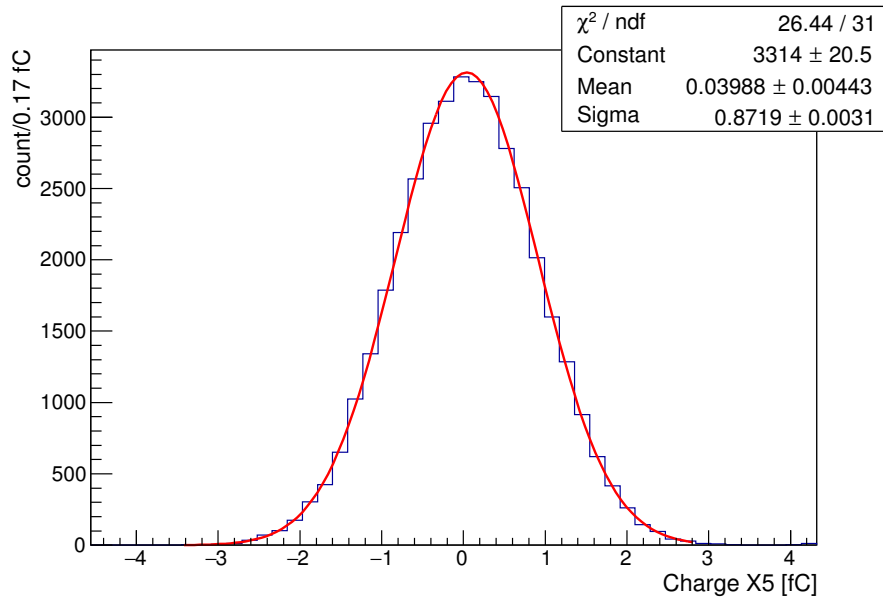


Figura 3.28: Distribuzione della carica raccolta da un amplificatore di carica in eventi privi di segnale.

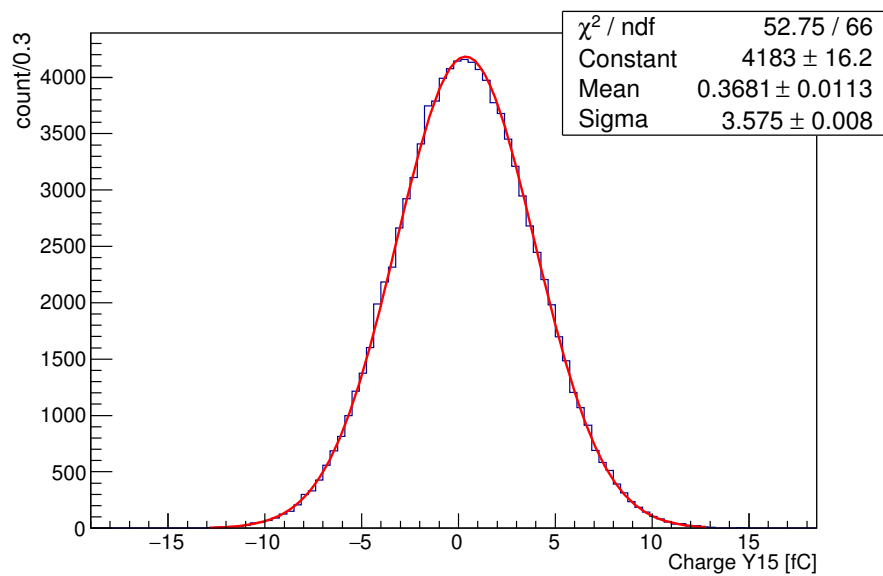


Figura 3.29: Distribuzione della carica raccolta da un amplificatore di tensione in eventi privi di segnale.

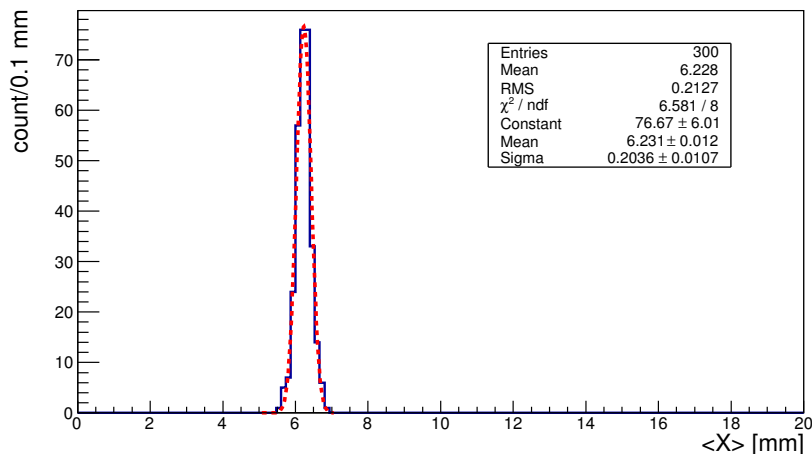


Figura 3.30: Distribuzione baricentro di carica in X, considerati 300 eventi (7500-7800 del run 165, come in Figura 3.33).

sono connesse, di ciò si tiene conto nella formula 3.25 del baricentro di carica interpolando linearmente la carica delle strisce adiacenti, come spiegato nel paragrafo 3.4.6. In particolare, alle strisce non connesse è associato, al solito un valore di carica pari alla carica interpolata, calcolata come nelle formule 3.14, nel caso di assenza di segnale di una sola striscia, e 3.15 nel caso di due strisce adiacenti. Possiamo stimare la risoluzione spaziale intrinseca del rivelatore mediante la dispersione del baricentro di carica, dato un certo profilo di fascio e una sua molteplicità di carica. Si è utilizzata, pertanto, la distribuzione del baricentro di carica sulle due viste per un insieme di eventi in cui le condizioni del fascio sono particolarmente stabili. Nelle figure 3.30 e 3.31 è mostrata la distribuzione del baricentro di carica in X e Y, considerando 300 eventi in cui il sensore è posizionato centralmente al fascio, da cui si stima la risoluzione spaziale valutando la larghezza del fit gaussiano. Dalle figure si evince che essa è pari a 0.2 mm per le strisce X e 0.3 mm per quelle Y. Entrambe le risoluzioni spaziali ottenute sono in linea con le richieste di risoluzione del bersaglio attivo dell'esperimento PADME, inferiori ad 1 mm.

Questa dispersione è l'effetto della risoluzione del rivelatore ottenuta con il metodo del centroide di carica e anche dalla variabilità intrinseca dello spot del fascio sul bersaglio. Per valutare la stabilità del fascio si può utilizzare l'informazione fornita da medipix. Nella Figura 3.15 è mostrato un profilo bidimensionale del fascio ottenuto con medipix nel mese di ottobre 2014 durante alcuni test effettuati al fine di studiare la fluttuazione media del profilo

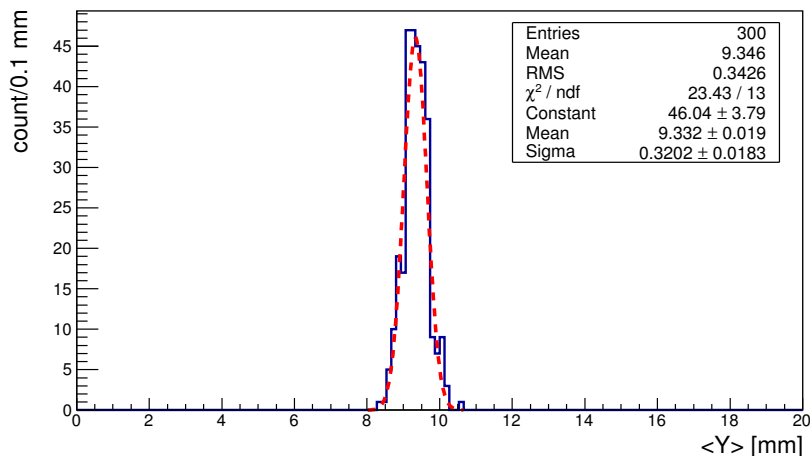


Figura 3.31: Distribuzione baricentro di carica in Y, considerati 300 eventi (7500-7800 del run 165, come in Figura 3.34).

nelle singole viste X e Y. È possibile osservare come la posizione media in X e Y abbia una fluttuazione media di 0.25 mm. Purtroppo la molteplicità di particelle per pacchetto in questi dati è pari a circa 60, nettamente inferiore rispetto a quella del test su fascio. È possibile valutare il contributo dovuto alla bassa molteplicità dividendo la deviazione standard della distribuzione del profilo del fascio (a sinistra in fig. 3.28) per la radice quadrata della molteplicità. Ne risulta che la fluttuazione statistica sulla determinazione del baricentro di carica in questo run di medipix è pari a 0.16 mm. Tale contributo può essere sottratto in quadratura dalla larghezza della distribuzione del centroide di carica, mostrata a destra in Figura 3.32, ottenendo così una stima della fluttuazione intrinseca della posizione media del fascio pari a circa 0.15 mm. Questo dimostra come la risoluzione spaziale del prototipo di bersaglio attivo di PADME sia significativamente migliore dei valori determinati dalla dispersione del baricentro di carica.

Al fine di misurare la linearità della risposta del rivelatore alla posizione del fascio, è stata studiata la correlazione tra il baricentro di carica e lo spostamento reale del sensore. È stato effettuato uno spostamento del rivelatore nella sola direzione verticale a passi di 1 mm verso l'alto, partendo da una posizione iniziale a valori più bassi di Y in cui il fascio risultava solo parzialmente contenuto. Nelle Figure 3.33 e 3.34 è mostrato l'andamento della carica raccolta per il run in cui si è compiuta la scansione, rispettivamente dalle strisce X e Y. Nella Figura 3.35 è possibile osservare come il baricentro di carica in X sia costante, in quanto non è stato compiuto alcuno

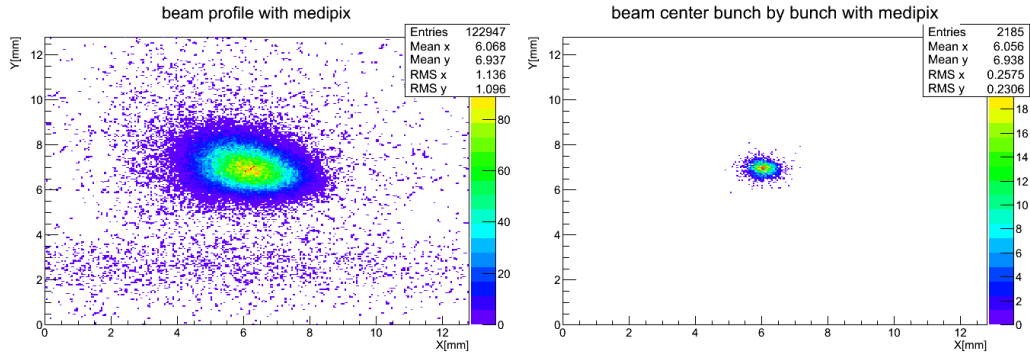


Figura 3.32: Profilo bidimensionale del fascio ottenuto mediante medipix nel mese di ottobre 2014 durante test di verifica della fluttuazione del fascio. A sinistra il profilo bidimensionale di un run, a destra del singolo pacchetto di particelle.

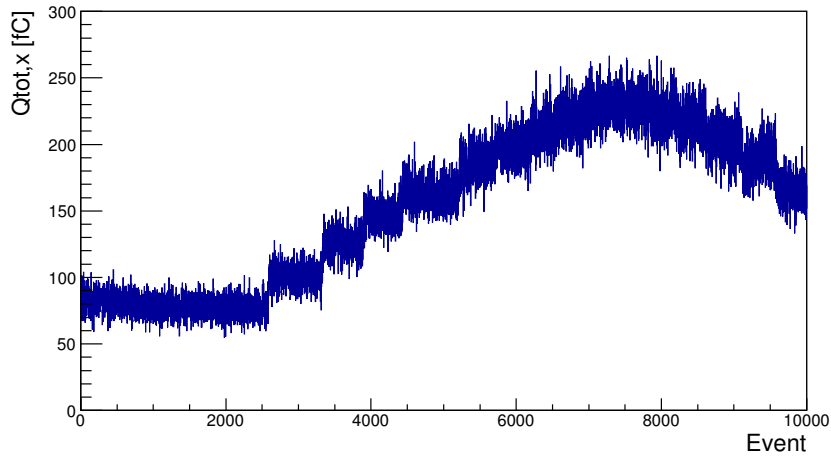


Figura 3.33: Evoluzione della carica totale in X (in funzione del numero di evento) per il run 165 in cui il bersaglio è stato spostato a passi di 1 mm lungo Y.

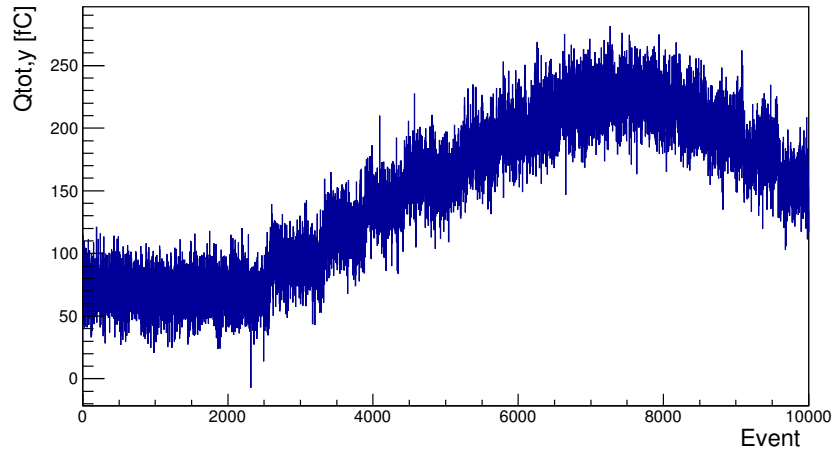


Figura 3.34: Evoluzione della carica totale in Y (in funzione del numero di evento) per il run 165 in cui il bersaglio è stato spostato a passi di 1 mm lungo Y.

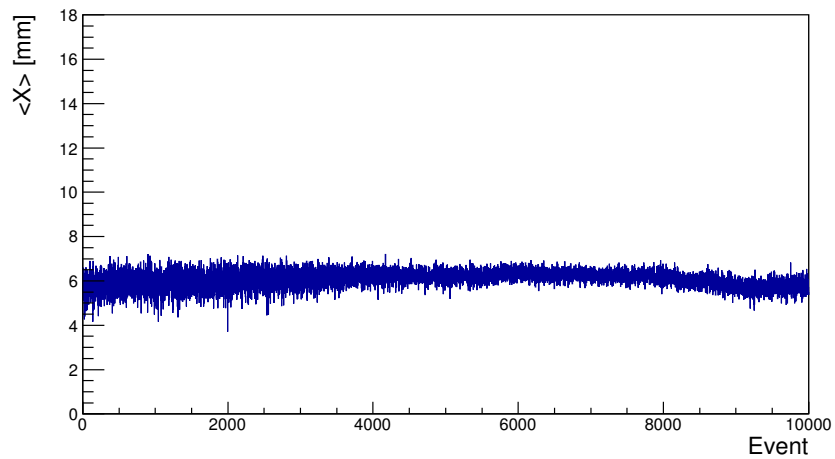


Figura 3.35: Evoluzione del baricentro di carica in X (in funzione del numero di evento) per il run 165 in cui il bersaglio è stato spostato a passi di 1 mm lungo Y.

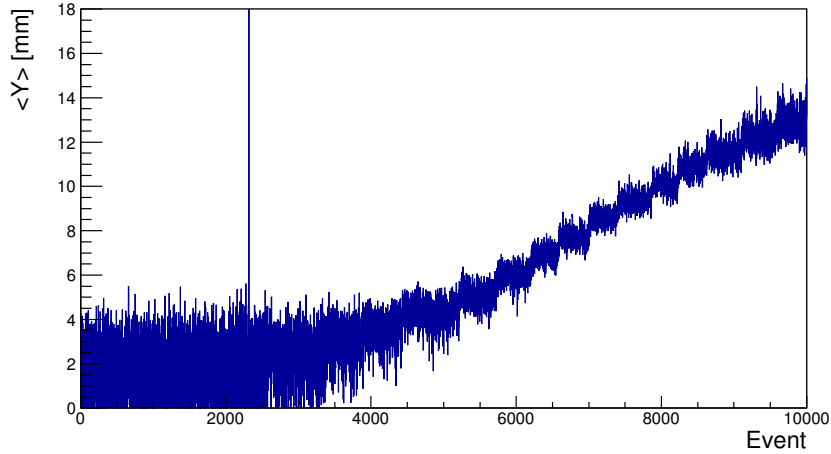


Figura 3.36: Evoluzione del baricentro di carica in Y (in funzione del numero di evento) per il run 165 in cui il bersaglio è stato spostato a passi di 1 mm lungo Y.

spostamento nella direzione orizzontale, al contrario di quello in Y, altamente variabile (Figura 3.36). Al fine di studiare l'andamento del baricentro di carica per la sola vista Y in funzione del movimento reale del rivelatore, è stata effettuata una misurazione dello stesso, considerandone la media della distribuzione per una porzione di eventi (300) corrispondenti ad una parte del gradino in cui il fascio risulta stabile. Questa quantità è stata dunque messa in relazione con lo spostamento del rivelatore per studiare l'effettiva linearità. L'errore associato alla misura del baricentro di carica è pari all'errore sulla media della distribuzione gaussiana. È stato eseguito un fit lineare (Figura 3.37) considerando i punti relativi alle sole posizioni centrali, in cui il fascio è maggiormente contenuto nel rivelatore rispetto ai punti marginali. Il valore della pendenza della retta di fit in figura 3.37 risulta pari a:

$$m = 0.781 \pm 0.003. \quad (3.26)$$

Questo valore si discosta da 1 probabilmente a causa dell'instabilità del fascio durante la presa dati, suggerita dall'evoluzione temporale del baricentro di carica, a parità di posizione nominale del bersaglio, mostrata in Figura 3.36. In Figura 3.38 è riportata la dispersione del baricentro di carica misurato per varie posizioni del bersaglio lungo l'asse Y. Come si può osservare, i punti di minimo corrispondono ad eventi in cui il fascio risulta essere pienamente contenuto nel rivelatore. La misura relativa allo spostamento verticale $\Delta Y=6$, è quella corrispondente all'intervallo di eventi considerati per stimare la risoluzione spaziale in Y, in Figura 3.31.

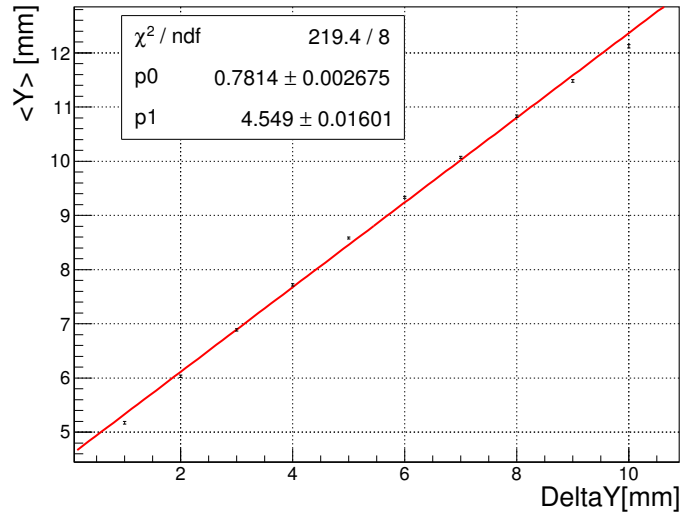


Figura 3.37: Variazione del baricentro di carica in Y in funzione dello spostamento reale del rivelatore.

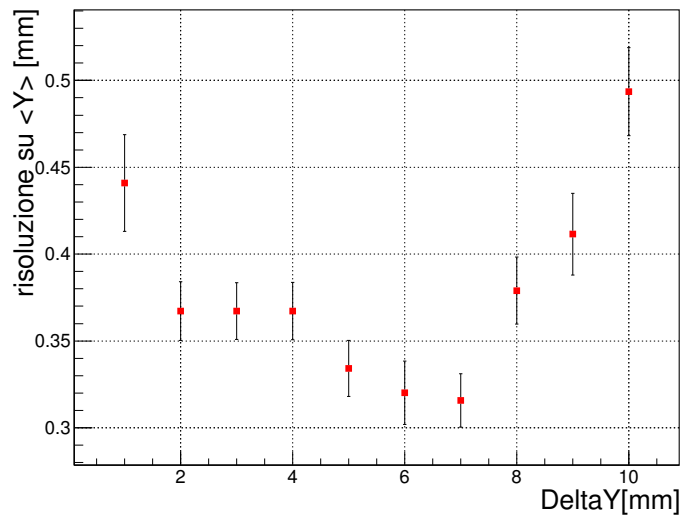


Figura 3.38: Variazione della risoluzione spaziale in Y in funzione dello spostamento reale del rivelatore.

Conclusioni

I risultati ottenuti dall'analisi dei dati raccolti nel test su fascio confermano l'efficacia del bersaglio attivo in diamante per gli scopi dell'esperimento PADME. È stata dimostrata la possibilità di impiegare un diamante policristallino di grande area e sottile come monitor del profilo di un fascio ed inoltre la bontà degli elettrodi realizzati mediante grafitizzazione su diamante e l'efficacia delle interconnessioni grafite-circuito stampato utilizzate. La risoluzione spaziale su entrambe le viste risulta essere inferiore alle richieste dell'esperimento PADME (< 1 mm) ed è conservativamente stimata pari a 0.2-0.3 mm. Seppur l'esperimento PADME non imponga limiti sulla risoluzione temporale del rivelatore, ne è stato stimato il valore, pari a 2 ns. Il valore di CCD ottenuto è pari a $11 \mu\text{m}$ ed è ragionevolmente confrontabile con quello fornito dal produttore, considerando le condizioni differenti di misurazione. La fluttuazione del fascio non ha permesso di ottenere un valore di linearità esattamente pari ad 1, ma le misurazioni ottenute rappresentano in ogni caso un buon punto di partenza per lo sviluppo del bersaglio in una prospettiva temporale più ampia. Ulteriori modifiche all'elettronica di lettura e alle contattazioni saranno, infatti, apportate in vista della presa dati definitiva del 2018. Un ulteriore test su fascio a luglio del 2016 ha già permesso di testare un'elettronica di lettura differente rispetto a quella utilizzata a novembre dal costo inferiore e dalle prestazioni soddisfacenti; ulteriori test nel corso del 2017 rappresenteranno utili occasioni per apportare eventuali migliorie al rivelatore e all'elettronica di lettura. Qualora non si osservasse segnale di produzione di fotone oscuro nella presa dati del 2018, l'esperimento porrebbe comunque limiti diretti di estremo valore. Inoltre, è possibile apportare delle modifiche al fascio della BTF estendendo la sensibilità dell'esperimento a valori maggiori della massa del fotone oscuro e a valori inferiori della costante di mixing ϵ . Al di là dell'applicazione nell'esperimento PADME, le prospettive di utilizzo del rivelatore in diamante sono disparate e la tecnica di fabbricazione di elettrodi grafitici amplia ulteriormente il campo di interesse per questo genere di rivelatore.

Appendice A

Curve di calibrazione e rumore in carica dei canali di elettronica di lettura

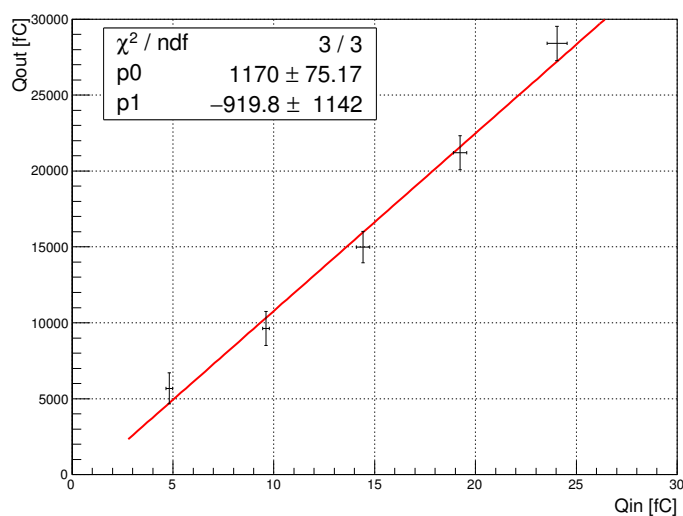


Figura A.1: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C600.

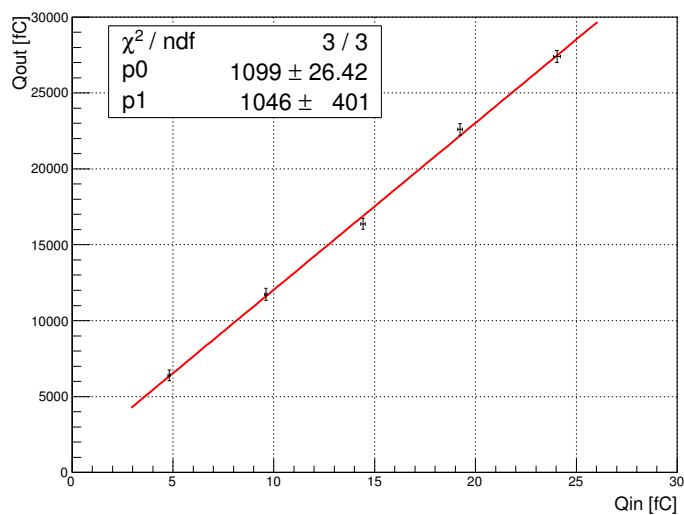


Figura A.2: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C601.

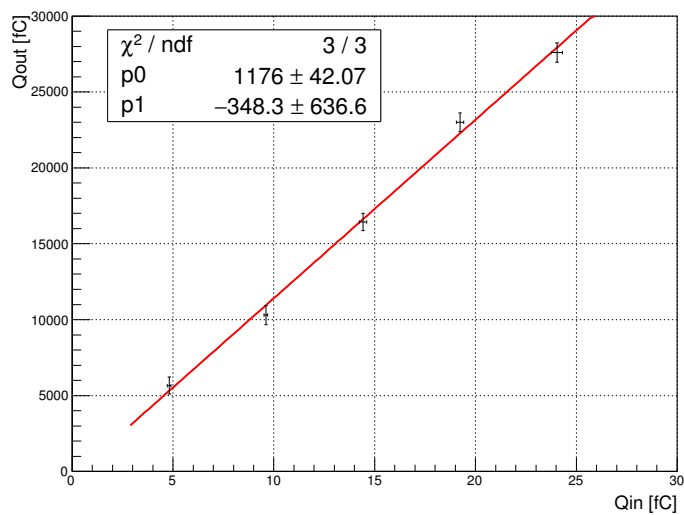


Figura A.3: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C602.

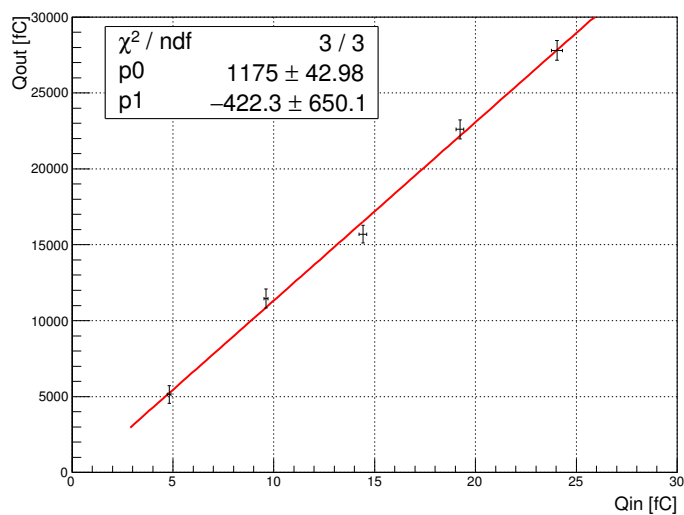


Figura A.4: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C603.

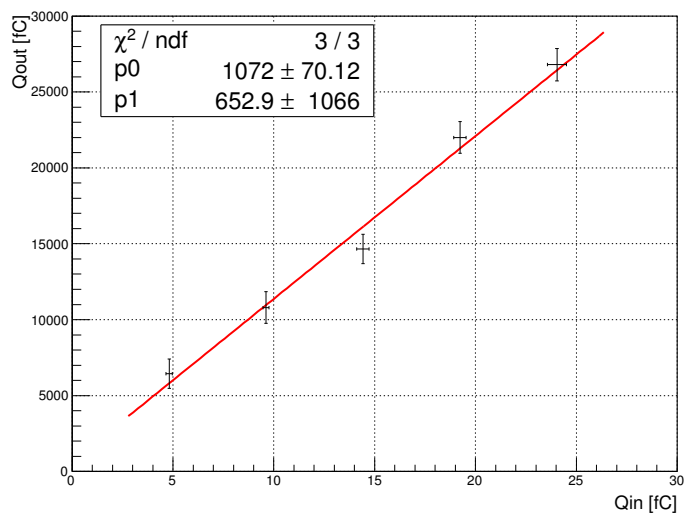


Figura A.5: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C604.

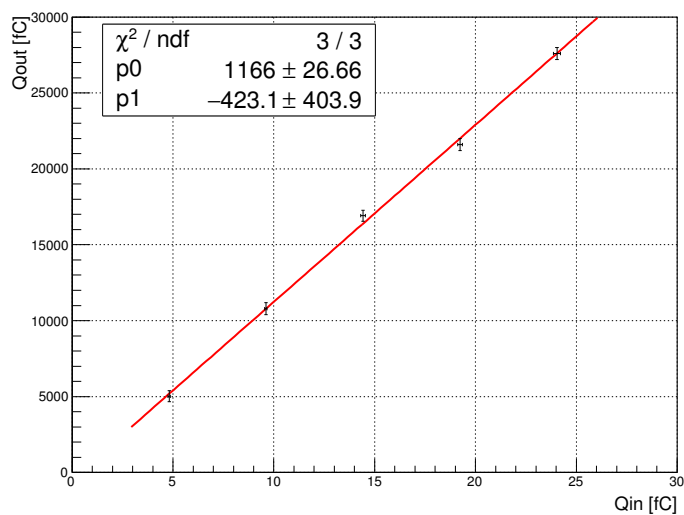


Figura A.6: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C605.

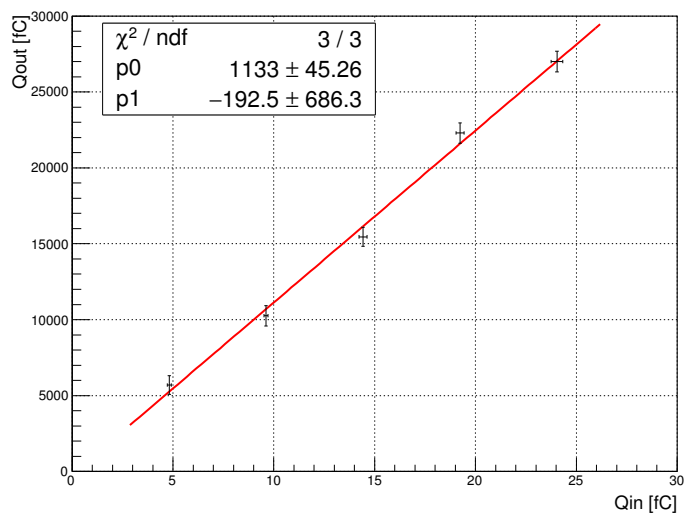


Figura A.7: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C606.

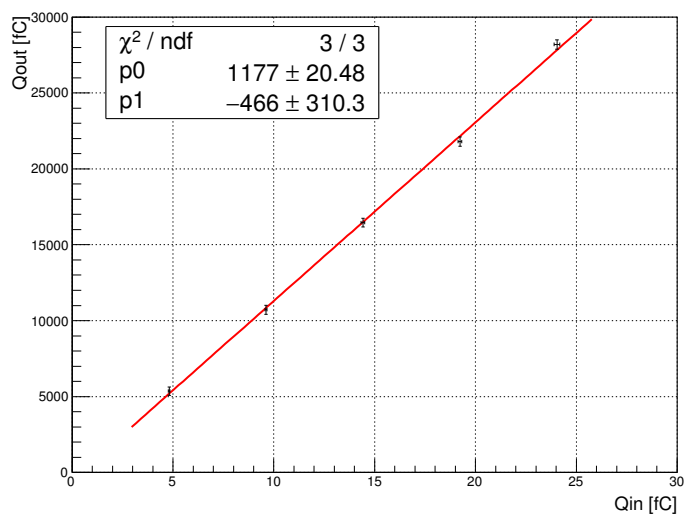


Figura A.8: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C607.

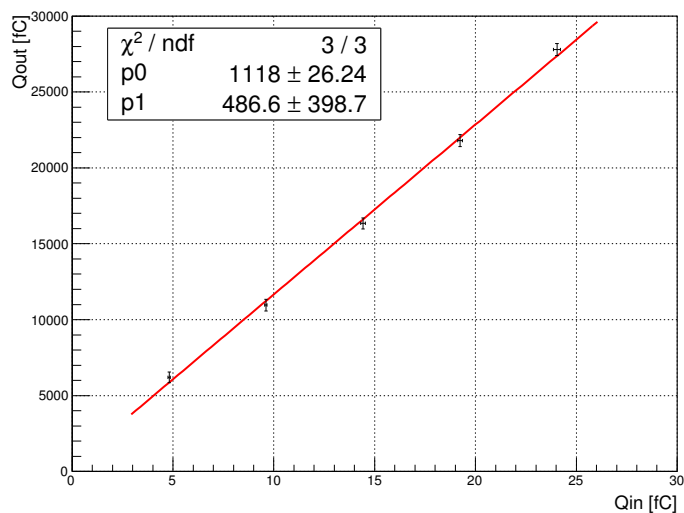


Figura A.9: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C608.

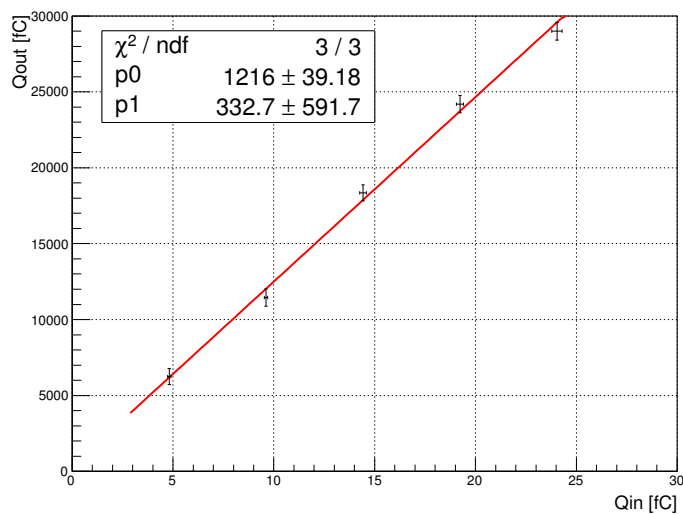


Figura A.10: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C609.

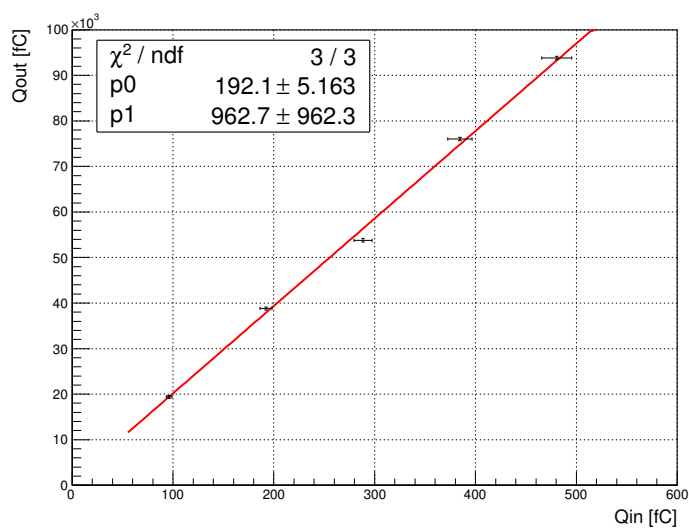


Figura A.11: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di tensione C200. Non utilizzato nel test su fascio.

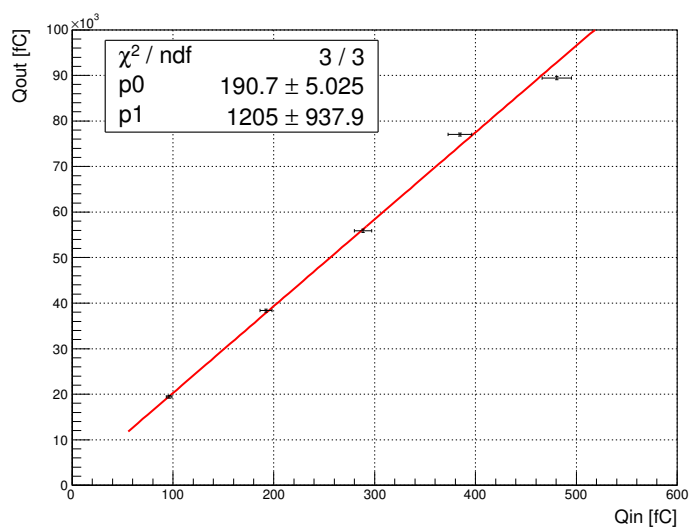


Figura A.12: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore C201. Non utilizzato nel test su fascio.

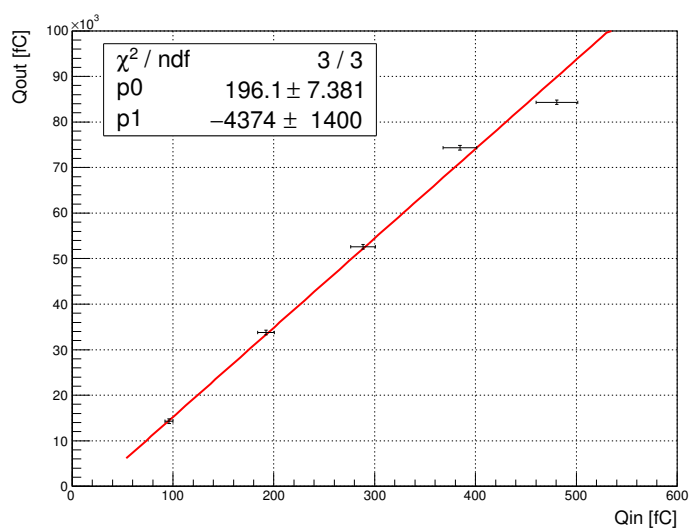


Figura A.13: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di tensione C202. Non utilizzato nel test su fascio.

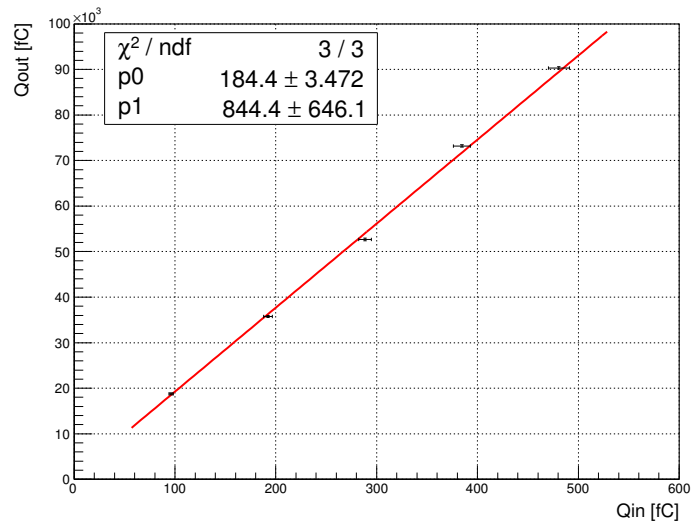


Figura A.14: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di tensione C203. Non utilizzato nel test su fascio.

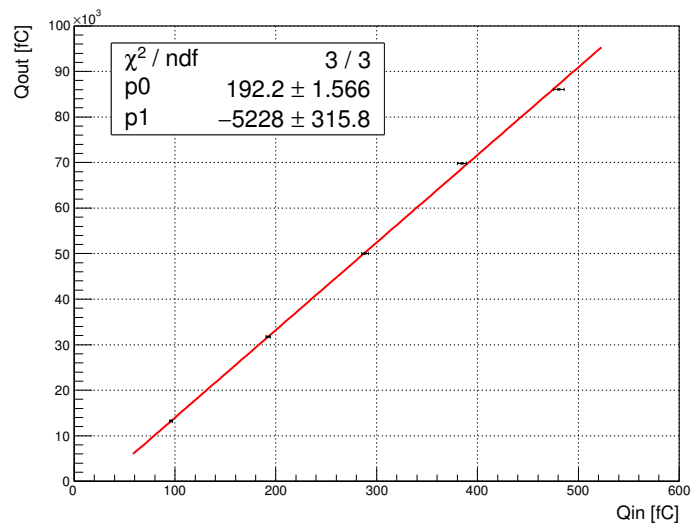


Figura A.15: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di tensione C204. Non utilizzato nel test su fascio.

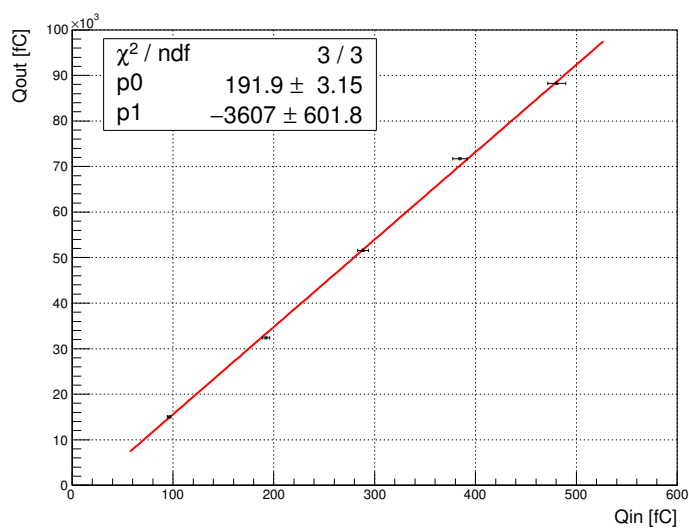


Figura A.16: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di tensione C205.

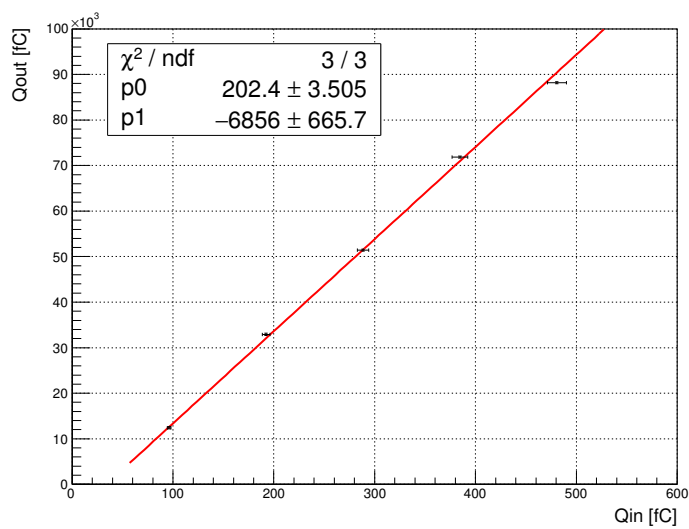


Figura A.17: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di tensione C206.

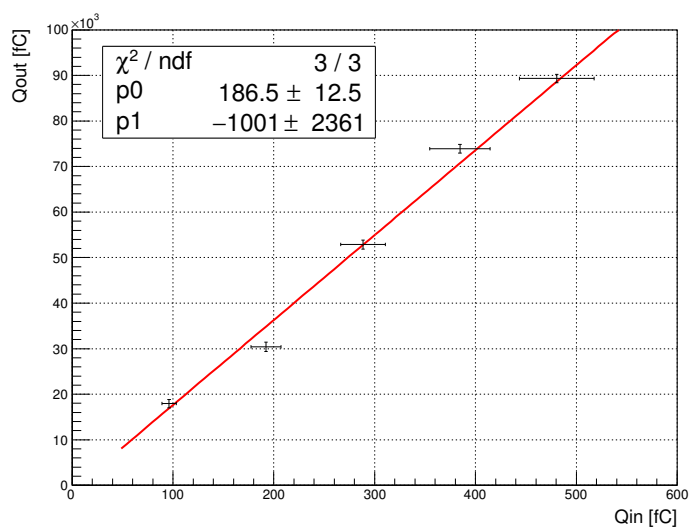


Figura A.18: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di tensione C207.

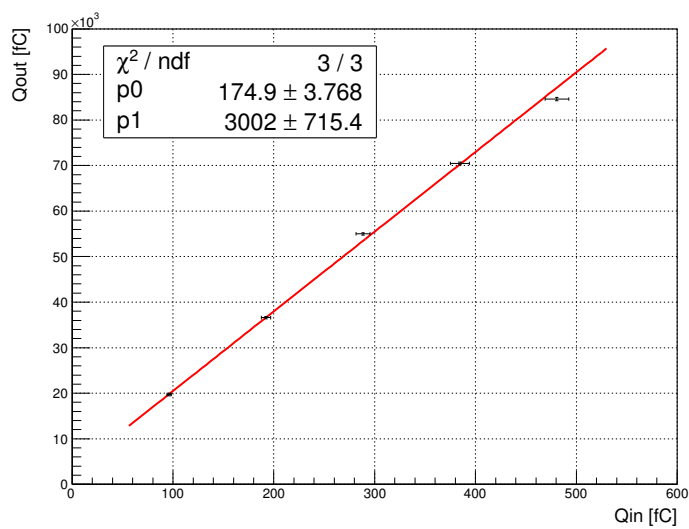


Figura A.19: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di tensione C208.

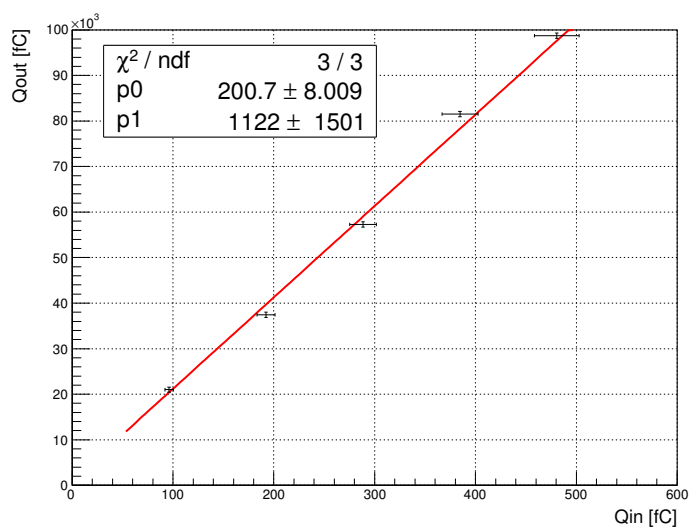


Figura A.20: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di tensione C209.

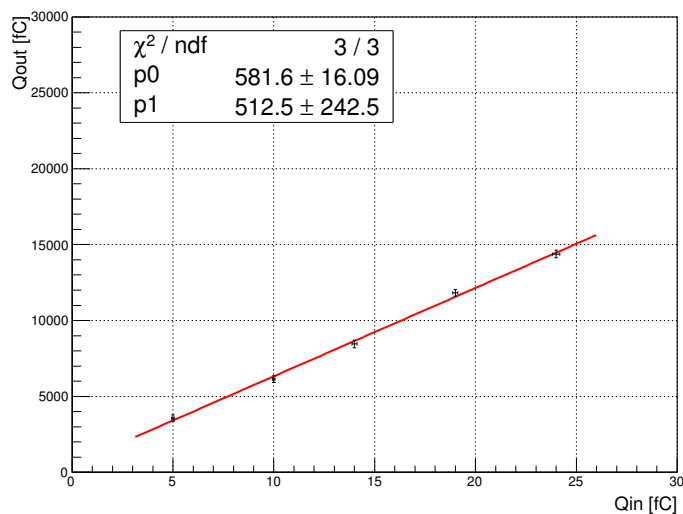


Figura A.21: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C6HV0055.

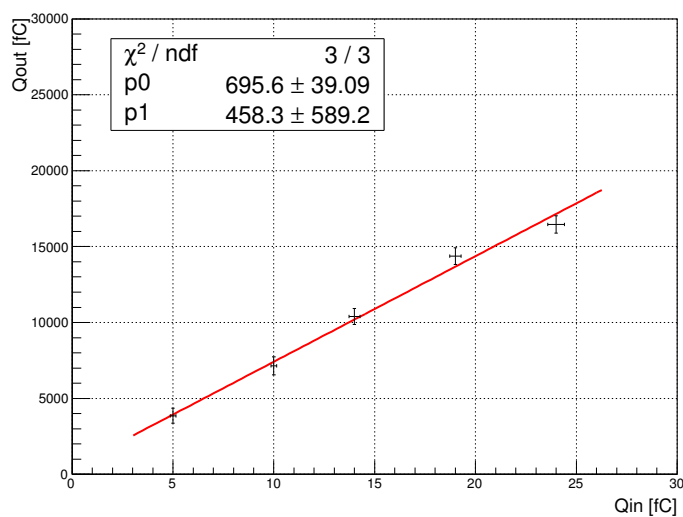


Figura A.22: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C6HV0056.

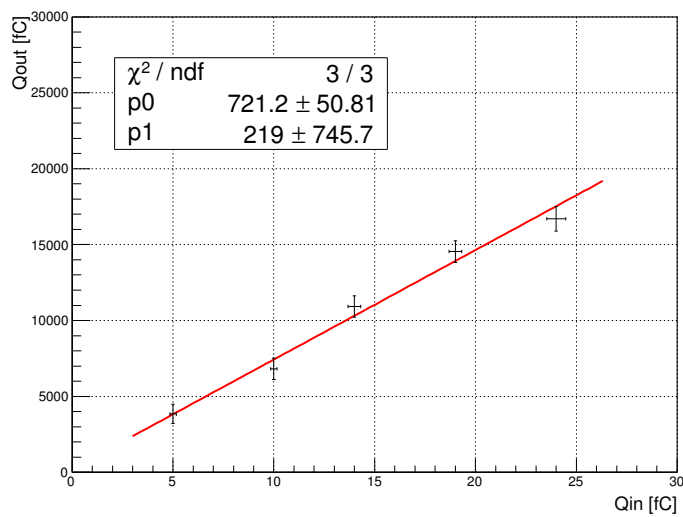


Figura A.23: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C6HV0057.

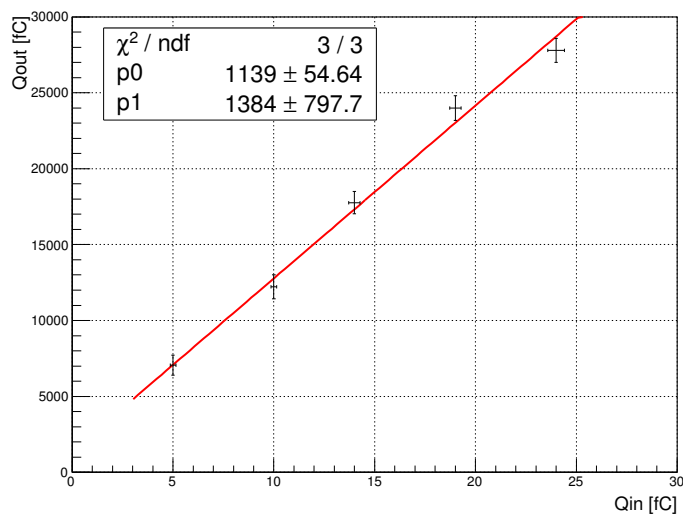


Figura A.24: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C6HV0078.

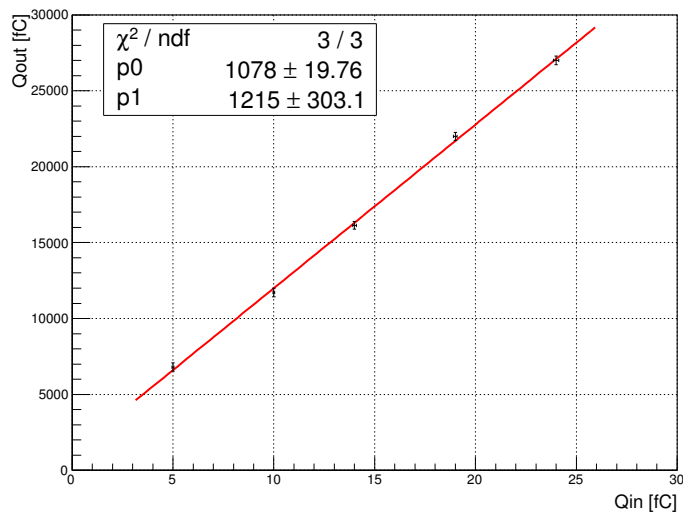


Figura A.25: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C6HV0079.

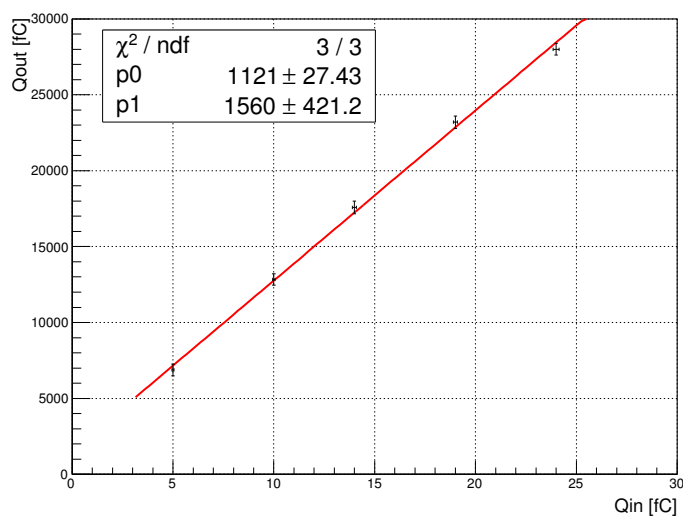


Figura A.26: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C6HV0106.

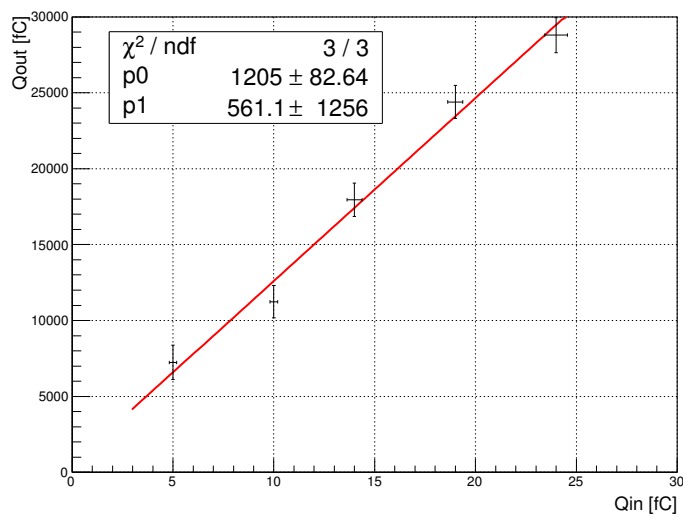


Figura A.27: Curva di calibrazione in carica dell'amplificatore di carica C6HV0107.

Striscia	Amplificatore		Rumore [fC]
	Tipo	Identificatore	
X1	CSA	C600	0.8
X2	CSA	C601	0.9
X3	CSA	C602	0.9
X4	CSA	C603	0.9
X5	CSA	C604	0.95
X6	-	-	-
X7	CSA	C605	0.95
X8	CSA	C606	0.94
X9	CSA	C607	0.9
X10	CSA	C608	0.9
X11	CSA	C609	2.5
X12	-	-	-
X13	CSA	C6HV0078	1.1
X14	CSA	C6HV0079	1.3
X15	-	-	-
X16	-	-	-
X17	-	-	-
X18	-	-	-
Y1	CSA	C6HV0055	1.4
Y2	VA	C209	3.8
Y3	-	-	-
Y4	-	-	-
Y5	CSA	C6HV0056	1.3
Y6	-	-	-
Y7	VA	C208	4.75
Y8	VA	C207	4.1
Y9	CSA	C6HV0057	1.19
Y10	-	-	-
Y11	VA	C206	4.7
Y12	-	-	-
Y13	CSA	C6HV0106	1.6
Y14	-	-	-
Y15	VA	C205	3.6
Y16	-	-	-
Y17	CSA	C6HV0107	0.9
Y18	-	-	-

Tabella A.1: Rumore equivalente d'ingresso in carica degli amplificatore nelle condizioni reali del test su fascio.

Appendice B

Calcolo della massa invariante del fotone oscuro

Il processo considerato è:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma A' \quad (\text{B.1})$$

La massa $m_{A'}$ di un fotone massivo A' prodotto in un processo di annichilazione $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$ in un esperimento a bersaglio fisso può essere calcolata partendo dalla legge di conservazione del quadrimpulso prima e dopo il processo:

$$P_{beam} + P_{e^-} = P_{\gamma} + P_{A'}, \quad (\text{B.2})$$

dove P_{beam} è il quadrimpulso del positrone del fascio, P_{e^-} è il quadrimpulso dell'elettrone bersaglio, P_{γ} il quadrimpulso del fotone di MS, emesso insieme al fotone oscuro, e $P_{A'}$ è il quadrimpulso del fotone oscuro. Esplicitando le componenti, si ha:

$$\begin{aligned} P_{A'} &= (E_{A'}, |\vec{p}_{A'}|), P_{beam} = (E_{beam}, |\vec{p}_{beam}|), \\ P_{e^-} &= (E_{e^-}, |\vec{p}_{e^-}|), P_{\gamma} = (E_{\gamma}, |\vec{p}_{\gamma}|) \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Riscrivendo l'uguaglianza iniziale è possibile esprimere il quadrimpulso del fotone oscuro in termini degli altri quadrimpulsi:

$$P_{A'} = P_{beam} + P_{e^-} - P_{\gamma} \quad (\text{B.4})$$

$$|P_{A'}|^2 = |P_{beam} + P_{e^-} - P_{\gamma}|^2 \quad (\text{B.5})$$

ed il quadrato di $m_{A'}$ si ottiene direttamente calcolando il modulo relativistico del quadrimpulso di A' :

$$m_{A'}^2 = |P_{beam}|^2 + |P_{e^-}|^2 + |P_{\gamma}|^2 + 2P_{beam} \cdot P_{e^-} - 2P_{beam} \cdot P_{\gamma} - 2P_{e^-} \cdot P_{\gamma} \quad (\text{B.6})$$

esplicitando le varie componenti dei quadrimpulsi noti. dove il prodotto scalare relativistico $P_A \cdot P_A = E_A E_B - \vec{p}_A \cdot \vec{p}_B$ che nel caso particolare di $P_A = P_B$ si riduce al quadrato della massa della particella. Dunque, si può scrivere¹:

$$m_{A'}^2 = m_{beam}^2 + m_{e^-}^2 + m_\gamma^2 + 2(E_{beam}E_{e^-} - \vec{p}_{beam} \cdot \vec{p}_{e^-}) + \\ -2(E_{beam}E_\gamma - \vec{p}_{beam} \cdot \vec{p}_\gamma) - 2(E_{e^-}E_\gamma - \vec{p}_{e^-} \cdot \vec{p}_\gamma) \quad (B.7)$$

Il moto dell'elettrone nel bersaglio è trascurabile, dunque si può porre

$$|\vec{p}_{beam}| = \vec{0} \quad e \quad P_{e^-} = (m_{e^-}, \vec{0}).$$

Considerando, inoltre, che il fotone di MS ha massa nulla e il positrone ha massa pari a quella dell'elettrone, si può riscrivere l'uguaglianza come:

$$m_{A'}^2 = 2m_e^2 + 2m_{e^-} \left(E_{beam} - E_\gamma - \frac{E_{beam}E_\gamma}{m_{e^-}} + \frac{\vec{p}_{beam} \cdot \vec{p}_\gamma}{m_{e^-}} \right). \quad (B.8)$$

Inoltre, tenendo conto che $|\vec{p}_{beam}| = \beta_{beam}E_{beam}$ e chiamando θ l'angolo di emissione del fotone rispetto alla direzione del fascio, si ha:

$$m_{A'}^2 = 2m_{e^-}^2 + 2m_{e^-} \left(E_{beam} - E_\gamma - \frac{E_{beam}E_\gamma}{m_{e^-}} + \frac{\beta_{beam}E_{beam}E_\gamma \cos\theta}{m_{e^-}} \right) = \\ = 2m_{e^-} \left[E_{beam} - E_\gamma \left(1 + \frac{E_{beam}}{m_{e^-}} - \frac{\beta_{beam}E_{beam}}{m_{e^-}} \cos\theta \right) \right] \quad (B.9)$$

Dal momento che la massa del positrone è trascurabile rispetto all'energia del fascio, β_{beam} può essere approssimata con 1, quindi:

$$m_{A'} \simeq 2m_{e^-} \left[E_{beam} - E_\gamma \left(1 + \frac{E_{beam}}{m_{e^-}} (1 - \cos\theta) \right) \right]. \quad (B.10)$$

¹Il calcolo è effettuato nel sistema di unità naturali.

Per $\theta \simeq 0$, $\cos\theta \simeq 1 - \frac{\theta^2}{2}$

$$m_{A'}^2 \simeq 2m_{e^-} \left[E_{beam} - E_\gamma \left(1 + \frac{E_{beam}}{2m_{e^-}} \theta^2 \right) \right] \quad (\text{B.11})$$

$$m_{A'} = \sqrt{2m_{e^-} \left[E_{beam} - E_\gamma \left(1 + \frac{E_{beam}}{2m_{e^-}} \theta^2 \right) \right]} \quad (\text{B.12})$$

Conoscendo la cinematica del fascio e l'energia e l'angolo di emissione del fotone di MS, è dunque possibile calcolare la massa del fotone oscuro A' .

Bibliografia

- [1] R.J.Tapper, *Diamond detectors in particle physics*, Reports on Progress in Physics, **63**(8), 1276-1284 (2000);
- [2] M.N.R. Ashfold et al, *Thin Film Diamond by Chemical Vapour Deposition Methods*, Chemical Society Reviews, 21-30, (1994);
- [3] Kozlov S.F. et al. *Preparation and characteristic of natural diamond nuclear radiation detectors*, IEEE Transaction on Nuclear Science, NS-22, 160 (1975);
- [4] C. Canali et al., Nucl. Instr. Meth. A **160**, 73 (1979);
- [5] F.Bachmair, *Status of diamond detectors and their high energy physics application*, Nucl. Instr. Meth. A **831**, 370–377 (2016);
- [6] M. W. Geis e J. C. Angus, *Semiconduttori a pellicola di diamante*, Le Scienze **292**, 49-51 (1992);
- [7] W.Shockley, J. Appl. Phys. **9**, 635-636 (1938);
- [8] S.Ramo, Proceedings of the I.R.E. **27**, 584-585, (Settembre 1939);
- [9] H.Pernegger, *High mobility diamonds and particle detectors*, Phys. Stat. Sol. (a) **203**, no. 13, 3299-3314 (2006);
- [10] Mott N F and Gurney R W 1940 *Electronic Processes in Ionic Crystals*, (Oxford: Oxford University Press);
- [11] Hofstadter R 1950 Crystal counters *Proc. Inst. Radio Eng.* 38, 726 –40;
- [12] Behnke T, Hunttemeyer P, Oh A, Steuerer J, Wagner A and Zeuner W 1998 *The charge-collection properties of CVD diamond*, Nucl. Instr. Meth. A **414**, 340–56;

- [13] S.Zhao, *Characterization of the Electrical Proprieties of Polycrystalline Diamond Films*, Ph.D dissertation, Ohio, State University (1994);
- [14] L.S.Pan et. al, *Diamond: Electronic Proprieties and Applications* (Kluwer Academic, Dordrecht, 1995);
- [15] H.A. Hoff, G.L. Waytena, C.L. Vold, J.S. Suehle, I.P. Isaacson, M.L. Rebbert, D.I. Ma, K. Harris, *Ohmic contacts to semiconducting diamond using a Ti/Pt/Au trilayer metallization scheme*, *Diamond & Related Materials* **5**, 1450-1456, (1996);
- [16] A. Oh et al., *A novel detector with graphitic electrodes in CVD diamond*, *Diamond & Related Materials* **38**, 9-13 (2013);
- [17] M. De Feudis, A.P. Caricato, M. Martino, E. Alemanno, P. Ossi, G. Maruccio, A.G. Monteduro, M. Corrado, Realization and characterization of graphitic contacts on diamond by means of laser, Proceeding of the IV Workshop on Plasmi Sorgenti Biofisica e Applicazioni PSBA, Italy, Lecce, ISBN 9788883051081 (2015) 63-68;
- [18] M. De Feudis, A.P. Caricato, G. Chiodini, M. Martino, G. Maruccio, A.G. Monteduro, P.M. Ossi, R. Perrino, S. Spagnolo, Diamond detectors with electrodes graphitized by means of laser, Proceeding of the Conference on Incontri di Fisica delle Alte Energie IFAE 2015, Italy, Rome, preprint;
- [19] M.De Feudis et. al, *Characterization of surface graphitic electrodes made by excimer laser on CVD diamond*, *Diamond & Related Materials* **65**, 137-143, (2016);
- [20] E. Alemanno, A.P. Caricato, G. Chiodini, A. Corvaglia, G.A.P. Cirrone, G. Cuttone, M. Dinardo, P. Dangelo, M.De Napoli, G. Fiore, S.Kwan, S.Malvezzi, A. Leone, M. Martino, D. Menasce, L. Moroni, D. Pedrini, R. Perrino, N. Randazzo, C. Pinto, R. Rivera, S. Spagnolo, V. Sipala, C. Tuvè, L. Uplegger, *Radiation damage of polycrystalline diamond exposed to 62 MeV protons*, *Nucl. Instr. Meth. A* **730**, 152-154 (2013);
- [21] F.Borchelet, *First measurement with a diamond microstrip detector* CERN PPE/94-113;
- [22] A. Edwards, et al., *Diamond Sensors in BaBar*, *IEEE Trans Nucl. Sci.* **51**, 1808 (2004);

- [23] Pietraszko, *Diamonds as timing detectors for minimum-ionizing particles: The HADES proton-beam monitor and START signal detectors for time of flight measurements*, Nucl. Instr. Meth. A **618**, no. 1–3, 121–123 (2010);
- [24] A. Oh, *Diamond particle detectors systems in high energy physics*, JINST **10**, C04038 (2015);
- [25] V. Cindro et al., *The ATLAS beam conditions monitor*, JINST, 3:P02005 (2008);
- [26] C. Alpigiani et al. [ATLAS Tracking], *Beam Protection and Forward Detector Systems*, ATL-INDET-SLIDE-2013-144 (2013);
- [27] M. Cerv, *The ATLAS Diamond Beam Monitor*, ATL-INDET-PROC-2013-021 (2013);
- [28] The RD42 collaboration, *Diamond Tracking Detectors for the LHC*, CERN/DRDC 94-21/P56 (1994);
- [29] F. Bachmair, *Diamond sensors for future high energy experiments*, Nuc. Instr. and Methods in Phys. Res. A **831**, 370-377 (2016);
- [30] M. Berretti [TOTEM Collaboration], *The diamond time of flight detector of the TOTEM experiment*, Nucl. Instr. Meth. A, in press, doi.org/10.1016/j.nima.2016.04.068;
- [31] The PADME collaboration, *The PADME technical proposal*, September 2015 (versione preliminare), le informazioni sull'esperimento sono raccolte sul sito web: <http://www.lnf.infn.it/acceleratori/padme>;
- [32] A. Andreazza et al., *What Next: White Paper of CSN1 - Proposal for a long term strategy for accelerator based experiments*, Frascati Phys. Ser. **60**, 1-291, ISBN 978-88-864-0999-5 (2015) ;
- [33] O. Adriani et al., [PAMELA Collaboration], *An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV*, Nature **458**, 607 (2009);
- [34] M. Aguilar et al., [AMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, 141102 (2013);
- [35] M. Ackermann et al. [Fermi LAT Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 011103 (2012);

- [36] O. Adriani, G. C. Barbarino and G. A. Bazilevskaya [PAMELA Collaboration], *PAMELA results on the cosmic-ray antiproton flux from 60 MeV to 180 GeV in kinetic energy*, Phys. Rev. Lett. **105**, 121101 (2010);
- [37] S.P.Martin, *A Supersymmetry Primer*, arXiv:9709356v7 [hep-ph], versione del 27 Gennaio 2016;
- [38] A. Datta et al., *Observing virtual light supersymmetric particles at LEP-II*, Phys. Rev. Lett. B **349**, 1–2, pp. 113-117, 1995;
- [39] G.Bertone, *The moment of truth for WIMP dark matter*, Nature **468**, 389–393, 18 Novembre 2010;
- [40] R.Buckley et al., *Cornering Natural SUSY at LHC Run II and Beyond*, arXiv:1610.08059, 2016;
- [41] J. Alexander et. al., *Dark Sectors 2016 Workshop: Community Report*, arXiv:1608.08632 [hep-ph] 30 Agosto 2016;
- [42] P. Fayet, *UA(1) symmetry in two-doublet models, U bosons or light scalars, and Ψ and Υ decays*, Physics Letters B **675**, no. 2, 267–271 (2009);
- [43] M. Raggi and V. Kozhuharov, *Results and perspectives in dark photon physics*, RIVISTA DEL NUOVO CIMENTO **38**, no. 10 (2015);
- [44] Holdom, *Two U(1)'s and ϵ charge shifts*, Phys. Rev. Lett. B **166**, no. 2, 196-198 (1986);
- [45] P. Galison and A. Manohar, *Two Z's or not two Z's?*, Phys. Lett. B **136**, no. 4, 279–283 (1984);
- [46] C. Cheung, J. T. Ruderman, L.T. Wang, and I. Yavin, Clifford Cheung, *Kinetic mixing as the origin of a light dark-gauge-group scale*, Phys. Rev. D **80**, 035008 (2009);
- [47] A. Hoecker (CERN) and W.J. Marciano (BNL), *The muon anomalous magnetic moment*, PDG, Updated August 2013;
- [48] G.W. Bennett et al. [Muon (g-2) Collaboration], *Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL*, Phys. Rev. D **73**, 072003 (2006);

- [49] M. Pospelov, *Secluded $U(1)$ below the weak scale*, Physical Review D **80**, 095002 (2009);
- [50] M. Raggi and V. Kozhuharov, *Proposal to Search for a Dark Photon in Positron on Target Collisions at DAΦNE LINAC*, Advances in High Energy Physics Volume 2014, 959802, arXiv:1403.3041, (2014);
- [51] P. Fayet, Phys. Rev. D **75**, 115017, [hep-ph/0702176 [hep-ph]] (2007) ;
- [52] S. Andreas, C. Niebuhr and A. Ringwald, Phys. Rev. D **86**, 095019 (2012);
- [53] S. Alekhin et al., arXiv:1504.04855 [hep-ph];
- [54] D. Babusci et al. [KLOE-2 Collaboration], Phys. Lett. B **736**, 459 (2014);
- [55] S. N. Gninenko, *Constraints on dark photons from π^0 decays*, Phys. Rev. D **87**, 035030 (2013);
- [56] Adlarson P. et al., [WASA-at-COSY Collaboration], Phys. Lett. B **726**, 187 (2013) ;
- [57] HADES Collaboration (Agakishiev G. et al.), Phys. Lett. B **731**, 265-271 (2014);
- [58] C.Cesarotti, *NA62: Hidden Sector Physics*, CERN, NA62;
- [59] S. Adler et al. [E787], Phys. Rev. D **70**, 037102, 0403034 [hep-ex] (2004);
- [60] H. Davoudiasl, H. S. Lee and W. J. Marciano, Phys. Rev. D **89**, 095006 (2014) ;
- [61] S. Andreas et al, *Proposal for an Experiment to Search for Light Dark Matter at the SPS*, CERN-SPSC-2013-034/SPSC-P-348 12/12/2013;
- [62] J. P. Lees, et. al., *Search for a Dark Photon in $e+e-$ Collisions at BABAR*, Phys. Rev. Lett. **113**, 201801 (2014);
- [63] J. R. Batley et al. [NA48/2], Phys. Lett. B **746**, 178, 1504.00607 (2015);
- [64] H. Merkel, P. Achenbach, and C. A. Gayoso [A1 Collaboration], *Search for light gauge bosons of the dark sector at the mainz microtron*, Phys. Review Lett. **106**, 251802 (2011);

- [65] *A proposal to search for short-lived neutral bosons in a beam dump experiment*, SLAC library, April 1986;
- [66] A. Bross, M. Crisler, S. H. Pordes, J. Volk, S. Errede and J. Wrbanek, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2942 (1991);
- [67] S. Abrahamyan et al. [APEX], *Phys. Rev. Lett.* **107**, 191804, 1108.2750 (2011);
- [68] S. Andreas et al., *Hidden Photons in connection to Dark Matter*, arXiv:1306.1168 [hep-ex];
- [69] A. Adare et al. [PHENIX Collaboration], *Phys. Rev. C* **91**, 031901 (2015);
- [70] D. Geiregat et al. [CHARM-II], *Phys. Lett. B* **245**, 271 (1990);
- [71] O. Moreno, *The Heavy Photon Search Experiment at Jefferson Lab*, arXiv:1310.2060 [physics.ins-det];
- [72] H. Merkel et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 221802, 1404.5502 (2014);
- [73] B. Echenard, *Projections for Dark Photon Searches at Mu3e*, arXiv:1411.1770 [hep-ph];
- [74] D. Hanneke, S. F. Hoogerheide, and G. Gabrielse, *Cavity control of a single-electron quantum cyclotron: Measuring the electron magnetic moment*, *Physical Review A* **83**, no. 5, 052122 (2011);
- [75] M. Raggi, V. Kozhuharov, P. Valente, *The PADME experiment at LNF*, Proceeding of the DHF2014 conference to be published in EPJ Web of Conferences, arXiv:1501.01867;
- [76] V. Kozhuharov, *New projects on dark photon search*, *Frascati Phys. Ser.* **64** (2016);
- [77] Vedi <https://wiki.infn.it/strutture/lnf/da/btf/home>;
- [78] G. Mazzitelli, A. Ghigo, F. Sannibale, P. Valente and G. Vignola, *Nucl. Instr. Meth. A* **515**, 524-542(2003);
- [79] P. Valente, B. Buonomo, L. Foggetta, *Possible upgrades of the DAΦNE Beam-Test Facility (BTF)*, note INFN-14-06/LNF;
- [80] Vedi <http://usapplieddiamond.com/>;

[81] Vedi <https://cividec.at/>;

[82] Vedi <http://teledynelecroy.com>;

[83] Vedi <https://root.cern.ch/>;

[84] Vedi <http://www.caentechnologies.com/>;

[85] Vedi <http://medipix.web.cern.ch/medipix/>.

Ringraziamenti

La realizzazione di questo lavoro è stata resa possibile grazie alla dedizione, passione e competenza dei miei relatori, la prof.ssa Stefania Spagnolo e il prof. Gabriele Chiodini.

Credo che la passione sia il motore delle nostre scelte e conoscere persone che ogni giorno la alimentano non è facile.

Desidero ringraziare il gruppo PADME: sono onorata di aver collaborato al progetto, seppur per un tempo relativamente limitato. L'esperienza dei test su fascio alla BTF presso i LNF è stata davvero formativa e l'ambiente di lavoro è stato stimolante.

Grazie a Mary De Feudis che ha realizzato il prototipo di rivelatore in diamante testato.

Grazie ad Alessandro, mamma e papà: sempre presenti.

Grazie alla musica nei silenzi, alla poesia nel caos, alle annichilazioni casuali e alle alchimie interminabili.

roll the dice

if you're going to try, go all the way.

otherwise, don't even start.

if you're going to try, go all the way.

this could mean losing girlfriends,
wives, relatives, jobs and
maybe your mind.

go all the way.

it could mean not eating for 3 or 4 days.
it could mean freezing on a
park bench.
it could mean jail,
it could mean derision,
mockery,
isolation.
isolation is the gift,
all the others are a test of your
endurance, of
how much you really want to
do it.
and you'll do it
despite rejection and the worst odds
and it will be better than
anything else
you can imagine.

if you're going to try,
go all the way.
there is no other feeling like
that.
you will be alone with the gods
and the nights will flame with
fire.

do it, do it, do it.
do it.

all the way
all the way.
you will ride life straight to
perfect laughter,
it's the only good fight
there is.

– Charles Bukowski

Forever is composed of nows.
E. Dickinson