Indice

Introduzione

Argomento di questa tesi è la descrizione del progetto e della realizzazione di un sistema per la certificazione di fotomoltiplicatori.

Tale lavoro è stato svolto nell'ambito della collaborazione del gruppo di Bologna all'esperimento CDF (Collider Detector at Fermilab), esperimento dedicato allo studio di interazioni $p\bar{p}$ ad energia fino a 1800 GeV nel centro di massa.

Dopo oltre 5 anni dall'inizio dell'attività di CDF, caratterizzati dalla produzione di una notevole quantità di dati di grande rilevanza per la fisica adronica delle alte energie, si è recentemente pervenuti alla prima evidenza dell'esistenza del *top quark*.

In vista del previsto potenziamento dell'acceleratore *Tevatron* ed in virtù dell'esperienza accumulata fino ad ora, sono state progettate per il rivelatore CDF una serie di importanti modifiche volte a migliorarne le prestazioni.

Particolare attenzione é stata rivolta al perfezionamento del rivelatore più prossimo al vertice di interazione (SVX') per migliorare l'individuazione del *quark b* ed all'aggiornamento del sistema calorimetrico con la sostituzione del calorimetro attualmente presente nelle regioni in avanti del rivelatore ("End Plug Upgrade").

La principale innovazione riguarda la tecnologia utilizzata: non piú rivelatori a gas in regime proporzionale, ma un sistema di scintillatori plastici accoppiati a fibre ottiche plastiche per la raccolta e la trasmissone della luce prodotta dal passaggio di particelle ai trasduttori ottici (fotomoltiplicatori).

In questo modo si otterranno una migliore risoluzione nelle misure di energia e, grazie alla segmentazione più fine della struttura del calorimetro, una migliore localizzazione spaziale delle particelle.

Ogni aspetto del nuovo calorimetro è stato, nel corso degli ultimi tre anni, oggetto di analisi e verifiche sperimentali alla ricerca della configurazione ottimale.

Il gruppo CDF di Bologna partecipa al progetto di aggiornamento del rivelatore CDF occupandosi in particolare della certificazione dei fotomoltiplicatori del calorimetro "End Plug".

I fotomoltiplicatori, per l'importante ruolo che rivestono nella conversione dell'energia rilasciata dalle particelle nel calorimetro in segnali utilizzabili dal sistema elettronico di acquisizione, sono una componente critica del calorimetro e la loro selezione avviene in base a criteri ben definiti, illustrati nel capitolo 3.

Dopo aver effettuato la scelta del tipo di fotomoltiplicatore più adatto al calorimetro si deve ora procedere alla sistematica verifica delle caratteristiche richieste e determinazione dei parametri di funzionamento, ovvero alla certificazione dei circa 2000 fotomoltiplicatori che opereranno nel nuovo calorimetro.

Sono quindi stati allestiti due laboratori a Bologna ed a Fermilab col proposito di misurare le caratteristiche fondamentali che devono possedere i fotomoltiplicatori per soddisfare ai criteri di scelta.

La descrizione dettagliata dell'apparato installato a Bologna si trova nel capitolo 4.

Tra i due gruppi è stato mantenuto uno stretto contatto ed alcune parti della messa a punto del sistema sono state svolte congiuntamente.

Tuttavia in alcuni casi sono state adottate a Bologna soluzioni autonome.

Il controllo del sistema di acquisizione dati è svolto da un Personal Computer Macintosh che colloquia simultaneamente con un sistema CAMAC, con un'interfaccia IEEE488 per la lettura di un picoammetro, e via porta seriale RS232 con un dispositivo per il controllo della temperatura.

Il software necessario è stato pressocchè interamente sviluppato all'interno del gruppo.

Il PC è connesso via ethernet al VAX della sezione INFN di Bologna.

Per l'analisi "off line" dei dati raccolti effettuata su quest'ultimo elaboratore vengono utilizzati i programmi di analisi PAW,HBOOK e MINUIT.

La mia attivitá all'interno del gruppo CDF è iniziata nel 1992 con un soggiorno di 3 mesi a Fermilab in qualitá di studente estivo.

In tale occasione ho collaborato con il gruppo di Fermilab alla realizzazione di alcune misure volte alla scelta del tipo di fotomoltiplicatore [32].

In previsione dell'allestimento dell'apparato di Bologna ho successivamente collaborato con il gruppo di Fermilab durante l'assemblaggio del sistema "laser e fibre ottiche" e lo studio di un analogo sistema per il controllo "on-line" delle caratteristiche dei fotomoltiplicatori per SSC.

Ho quindi iniziato l'attivitá di tesi di laurea occupandomi personalmente della realizzazione a Bologna della catena laser e successivamente delle varie fasi relative alla messa in funzione del sistema, alla raccolta dati ed all'analisi "off line" dei dati raccolti; analisi i cui risultati costituiscono l'oggetto di questa tesi.

Vorrei ringraziare innanzitutto il mio relatore Prof. Franco Rimondi ed il mio correlatore Dott. Stefano Zucchelli che mi hanno seguito durante lo svolgimento di questo lavoro

Desidererei ringraziare inoltre la Dott. Irene Fiori insieme alla quale ho lavorato sin dalla prima esperienza compiuta a Fermilab ed il laboratorio di elettronica e l'officina della sezione INFN di Bologna. In particolare Mauro Lolli ed Andrea Zucchini che hanno progettato, realizzato e continuano a seguire nel loro funzionamento la maggior parte dei dispositivi utilizzati nell'apparato, e Fabio Bisi e Federico Cindolo per l'aiuto prestato nella scrittura dei programmi necessari allo svolgimento delle operazioni di misura.

Capitolo 1

L'acceleratore Tevatron ed il rivelatore CDF

In questo capitolo sono descritti l'acceleratore Tevatron ed il rivelatore CDF, posti entrambi all'interno del laboratorio Fermilab presso Batavia, Illinois.

Il rivelatore CDF verrà illustrato nella configurazione relativa al periodo di presa dati 1992-93; prima che intervengano le modifiche previste dal progetto *Upgrade* tra cui la costruzione del nuovo calorimetro **End Plug**, argomento di questa tesi.

1.1 L'acceleratore: Tevatron

Il *collider* **Tevatron** di Fermilab è costituito da un anello per l' accelerazione e l'accumulazione di protoni ed anti-protoni e la loro collisione [1], [2].

L'energia che può essere fornita da un sistema acceleratore rappresenta un importante parametro nello studio di vari processi fisici come, per esempio, la produzione di particelle W e la produzione di *quarks* pesanti.

I costituenti del protone mostrano infatti una distribuzione nel rapporto x tra il loro momento e quello del protone $x = \frac{P_t(costituente)}{P_t(protone)}$ fortemente concentrata attorno a bassi valori ($x \sim 0.15$).

Sia nel caso di processi generati da annichilazioni fra *quarks* che da interazioni fra *gluoni* o *gluoni-quarks* sono richieste poi alte energie per poter produrre particelle di masse elevate ed alti valori di Q^2.

Per questa ragione, per poter disporre di un flusso di costituenti ad alta energia, occorre partire da protoni (ed anti-protoni) estremamente energetici.

Il sistema acceleratore che porta le particelle a collidere nel Tevatron è in grado di produrre interazioni fra protoni ed anti-protoni ad un energia nel centro di massa ($\sqrt{s}$) di 1.8 TeV, che rappresenta attualmente il più alto valore di energia raggiungibile in laboratorio in tutto il mondo.

L'insieme dei processi che portano all'introduzione ed all'accelerazione dei fasci di protoni e di antiprotoni nel *Tevatron* è illustrato in figura (1.1) e può essere riassunto nel seguente modo:

- Produzione di gruppi di protoni.

Il processo inizia con la ionizzazione di idrogeno gassoso e la produzione di ioni H^- che vengono accelerati da un acceleratore di *Cockroft-Walton* fino a raggiungere energie di 750 KeV e successivamente da un acceleratore lineare (*Linac*) fino a 200 MeV.

Dopo essere stati focalizzati vengono diretti contro una lastra di carbonio ed in seguito a questa interazione perdono i due elettroni divenendo protoni.

I protoni così ottenuti sono trasferiti ad un acceleratore circolare detto *Booster* (un *sincrotrone* di 75 m di raggio) dove raggiungono un' energia di 8 GeV.

Utilizzando una radio-frequenza acceleratrice, i protoni vengono riuniti in gruppi di circa 10^{10} particelle e ciascuno di questi gruppi viene poi iniettato in un sincrotrone insediato nello stesso tunnel di *Tevatron* (il cui raggio è di $1Km$) detto *Main Ring*.

Nel *Main Ring* i protoni sono guidati da magneti convenzionali ed accelerati sino a raggiungere un'energia di 150 GeV.

I protoni vengono quindi introdotti nel *Tevatron*.

Produzione di gruppi di anti-protoni

Una parte dei protoni circolanti nel *Main Ring*, raggiunta l'energia di 120 GeV, viene estratta dall'anello ed inviata contro un bersaglio per la

Figura 1.1: Schema del complesso per l'accelerazione di protoni ed anti-protoni nel *Tevatron*

produzione di anti-protoni.

Occorre produrre ed accumulare un grande numero di anti-protoni e ridurre la loro forte dispersione in momento e divergenza angolare per poterli immettere nel *Main Ring* con la massima efficienza.

Il fascio di anti-protoni viene per questo focalizzato dal passaggio attraverso una lente magnetica di litio e trasferito poi ad un altro anello acceleratore detto *Debuncher*.

All'interno del *Debuncher* tramite un'opportuna rotazione nello spazio delle fasi viene migliorata la monocromaticità del momento longitudinale.

Gli anti-protoni sono poi inseriti in un anello di accumulazione detto *Accumulator*.

Nell'*Accumulator* essi vengono sottoposti al cosiddetto "raffreddamento stocastico", che ne riduce ulteriormente la dispersione del momento nelle tre direzioni.

Tale metodo di raffreddamento stocastico avviene tramite l'azione combinata di *pickups*, amplificatori e *kickers*.

I *pickups* rivelano deviazioni locali dei gruppi di anti-protoni rispetto all'orbita ideale da seguire nell'*Accumulator* ed il loro segnale viene amplificato ed inviato ai *kickers* posti nel punto diametralmente opposto ad essi lungo l'anello.

Compito dei *kickers* è quello di produrre un campo elettromagnetico che corregga le deviazioni registrate dai *pickups*.

Quando si è raggiunto un numero di circa $60 \cdot 10^{10}$ anti-protoni accumulati vengono prelevati sei gruppi, detti *bunch*, di circa $4 \cdot 10^{10}$ anti-protoni e trasferiti nel *Main Ring* e successivamente nel *Tevatron* a 150 GeV.

- Interazioni $p\bar{p}$

Durante le sessioni di presa dati (periodi di run) che si svolgono attualmente all'interno del *Tevatron* circolano 6 *bunch* di protoni e 6 *bunch* di anti-protoni guidati da magneti superconduttori.

Tramite opportune radio-frequenze le particelle vengono accelerate sino a raggiungere un'energia di 900 GeV.

Le collisioni tra di esse si svolgono con un intervallo di 3.5 μs in due punti dell'anello detti $B0$ e $D0$ in cui sono stati installati rispettivamente i rivelatori **CDF** e **D0**.

I processi studiati nella fisica delle alte energie sono caratterizzati dalla *sezione d'urto* il cui valore è correlato alla probabilità di verificarsi del processo in questione.

Eventi come la produzione di *top quarks*, per esempio, caratterizzati da piccole sezioni d'urto richiedono, per poter essere osservati, che il sistema acceleratore sia in grado di produrre un alto numero di collisioni $p\bar{p}$.

È possibile determinare il numero di collisioni per secondo di un particolare processo (N_p) tramite la relazione

$$N_p \; = \; L \; \cdot \; \sigma_p \tag{1.1}$$

dove σ_p è la sezione d'urto di produzione del processo e L è la luminosità.

La luminosità è un parametro della macchina calcolabile tramite la relazione

$$L = \frac{N_p \cdot N_{\bar{p}} \cdot B \cdot f_0}{4\pi \cdot \Sigma^2} \tag{1.2}$$

dove

N_p = numero di protoni di ciascun bunch,

$N_{\bar{p}}$ = numero di anti-protoni di ciascun bunch,

Σ = sezione trasversa dei *bunch* determinata dai parametri del fascio e dalle proprietà focalizzatrici dei magneti,

f_0 = frequenza di rivoluzione (50 KHz nel caso di *Tevatron*) e

B = numero di *bunch* circolanti nell'anello.

Essa viene misurata in $cm^{-2} \cdot s^{-1}$.

Trattandosi di una caratteristica istantanea del sistema deve essere integrata lungo tutto il periodo di presa dati per ottenere la *luminosità integrata*, definita da:

$$L_{int} = \int_{t.iniz.}^{t.fin.} L(t)\ dt \tag{1.3}$$

Tramite la luminosità integrata si ottiene una stima del numero totale di interazioni prodotte.

Il rivelatore, a sua volta, non è in grado di registrare tutti i dati relativi agli eventi interessanti.

Il tempo necessario ad un'acquisizione completa dei segnali da tutti i dispositivi in presenza di un evento (vedi sistema di selezione) è superiore all'intervallo tra una collisione e per poter acquisire i dati di un evento è necessario che sia stata completata l'acquisizione dell'evento precedente.

Può inoltre capitare che alcuni dispositivi presentino dei problemi e quindi, in presenza di collisioni, l'acquisizione sia comunque bloccata.

Viene pertanto anche calcolata la quantità di eventi acquisiti dal rivelatore tramite la *luminosità registrata* e dal rapporto fra la luminosità integrata e quella registrata si ottiene una misura dell'efficienza del rivelatore.

Durante la sessione di presa dati del 1992-93 (dal 12 Maggio del 1992 al 1 Giugno del 1993) la luminosità istantanea media è stata di $3 \cdot 10^{30} cm^{-2} s^{-1}$ con un valore massimo raggiunto di circa $9 \cdot 10^{30} cm^{-2} s^{-1}$ ed un valore di luminosità integrata ottenuta da CDF di circa 19 pb^{-1} con un efficienza vicina al 75 %.

Figura 1.2: Il rivelatore CDF nella sua attuale configurazione

1.2 Il Rivelatore: CDF

Il rivelatore CDF (*Collider Detector at Fermilab*) è stato costruito per misurare nel più ampio angolo solido possibile l'energia e l'impulso delle particelle prodotte nell'interazione [1], [2], [3].

La figura (1.2) mostra il rivelatore nella sua attuale configurazione.

Particolare cura è stata dedicata all'identificazione di elettroni, muoni e *jets* adronici.

Per la descrizione del rivelatore nelle sue parti vengono usati due sistemi di riferimento (vedi figura (1.3)).

Sistema di riferimento cartesiano:

- asse z orientato lungo la direzione del fascio e di verso concorde alla direzione dei protoni,

Figura 1.3: Schema del rivelatore CDF ed orientazione dei sistemi di riferimento utilizzati. Il punto d'interazione è posto nell'angolo in basso a destra.

- piano x, y ortogonale all'asse z e contenente il centro di interazione nominale.

Per convenzione si assume l'asse x diretto orizzontalmente e di verso uscente dall'anello di accelerazione e l'asse y diretto verso l'alto.

Sistema di riferimento polare:

- angolo azimutale ϕ ruotante attorno all'asse z in senso anti-orario con $\phi = 0$ lungo l'asse x,

-angolo polare θ rispetto all'asse z,

-distanza r dall'asse z.

Una variabile utilizzata nell'analisi fisica e direttamente legata all'angolo polare θ è la pseudorapidità η definita come:

$\eta = -ln\ tg\ (\frac{\theta}{2})$

CDF si presenta simmetrico sia rispetto al piano x, y che lo taglia al centro sia rispetto alla coordinata azimutale ϕ e per la descrizione delle sue parti è possibile fare riferimento a tre sistemi di rivelazione.

1.2.1 Il Sistema a tracciamento

L'intero sistema di tracciamento è immerso in un campo magnetico assiale di 1.4 *Tesla* generato da un solenoide superconduttore che presenta una lunghezza di 4.8 m ed un raggio di 1.5 m ed il cui asse è parallelo alla direzione del fascio.

Partendo dalla prossimità del fascio il sistema di tracciamento è costituito da:

SVX (Silicon Vertex Detector) [4]

Si trova immediatamente al di fuori del tubo a vuoto in cui circola il fascio ed è stato installato nel 1992.

Si tratta di 4 strati concentrici (*layers*) di silicio semiconduttore i cui elettrodi sono costituiti da *microstrips*.

I *layers* più vicini al fascio sono posti a 3 cm dal fascio mentre quelli più esterni distano da esso 7.9 cm.

In figura (1.4) è mostrata la struttura di questo dispositivo.

Figura 1.4: Struttura di una delle due parti (*barrels*) di cui è composto il rivelatore a silicio SVX.

Il rivelatore SVX è in grado di identificare vertici secondari dovuti al decadimento di *b quarks* tramite l'alta risoluzione ottenuta nel tracciamento nel piano $r - \phi$.

Per la ricerca di tali vertici ci si avvale dell'analisi combinata dei rivelamenti di SVX e delle tracce ricostruite di CTC.

È lungo 51 cm e diviso in due moduli cilindrici identici (*barrel*) che si congiungono nel piano $z = 0$.

Essendo possibile prevedere per le interazioni $p\bar{p}$ una distribuzione nello spazio attorno a $z = 0$ lungo l'asse z con una dispersione $\sigma = 30$ cm l'accettanza offerta dall' SVX non è completa, ma valutabile attorno al 60 %.

Ogni *barrel* si compone di 12 sezioni lungo l'angolo azimutale ϕ dette *wedges* ed ogni sezione comprende quindi un sistema telescopico di 4 *layers* con elettrodi paralleli alla direzione del fascio.

La risoluzione ottenibile da SVX è stimabile in $\sigma = 13$ μm.

VTX (Vertex Tracking Chamber) [15]

Immediatamente all'esterno dell' SVX è posto un sistema a struttura ottagonale costituito da *camere a proiezione temporale* detto VTX. Anche questa camera è stata installata nel 1992 in sostituzione di un analogo rivelatore detto VTPC.

Trasversalmente al fascio il rivelatore si estende fino ad un raggio di 22 cm dal fascio e ad un valore di pseudorapidità di $|\eta| < 3.25$.

Il VTX ha lo scopo principale di consentire l'individuazione del vertice dell' interazione $p\bar{p}$.

La risoluzione nell'individuazione di tale vertice è di 1 mm e rende possibile la separazione di vertici dovuti ad interazioni multiple $p\bar{p}$ fino ad una distanza minima di $\sim 6cm$.

CTC (Central Tracking Chamber) [5]

Si tratta di una grande camera a deriva di forma cilindrica e lunga 3.2 m e di raggio esterno 1.3 m che ospita al suo interno sia il VTX che l'SVX.

Compito di CTC è di misurare l'impulso di particelle ad alto P_t

($P_t \geq 0.35\ GeV/c$) fornendo questa informazione al primo livello di selezione degli eventi (vedi par. 1.2.4), e misurare gli altri parametri relativi alla traccia della particella carica che verranno utilizzati in fase di analisi.

CTC copre con alta efficienza la regione $|\eta| < 1$ ed è costituita di 84 strati di fili sensibili raggruppati in 9 regioni cilindriche (*super-layer*) in 5 delle quali i fili sono disposti parallelamente al fascio e sono in grado di offrire informazioni accurate (200 μm di risoluzione per ogni singolo punto individuato) sulla posizione della traccia lungo il piano trasversale (piano $r - \phi$).

Le altre 4 *super-layer* contengono invece fili longitudinali che formano un angolo di 3^o con il piano $r - z$.

Questo consente la ricostruzione tridimensionale dei punti con una risoluzione di 4 mm.

La risoluzione nell' impulso ottenuta per tracce isolate vale $\delta P_t/P_t \cong 0.002$.

Nel corso dell'ultima sessione sono stati migliorati i 54 strati più esterni rendendo possibile la misura dell'energia di ionizzazione rilasciata dalle particelle (dE/dx) con una risoluzione di circa il 15 % in modo da distinguere più facilmente tracce di elettroni da tracce di pioni (fino a $P_t \leq 4GeV/c$) e distinguere particelle K da pioni fino a $P_t \leq 700GeV$.

CDT (Central Drift Tube) [6]

È un sistema di tre strati di tubi a deriva posti tra la CTC ed il solenoide e localizzati ciascuno in un punto di fissato valore dell'angolo azimutale ϕ ed in grado così di eseguire misure relative alla posizione nel piano $r - z$.

1.2.2 I Calorimetri

La zona esterna al magnete ed ai sistemi a tracciamento in esso contenuti È circondata dal sistema dei calorimetri.

I Calorimetri del CDF sono costituiti da una serie di lastre di ferro (*Calorimetri Adronici*) o di piombo (*Calorimetri Elettromagnetici*) fra cui vengono poste parti di materiale scintillatore o camere a gas collegate direttamente o tramite opportuni trasduttori al sistema di lettura del segnale.

In corrispondenza di tre diverse zone contraddistinte da diversi valori di η sono stati costruiti tre diversi tipi di calorimetro.

Anch'essi presentano una simmetria cilindrica con asse lungo la direzione del fascio e sono composti da due parti simmetriche rispetto al piano trasverso al fascio che contiene il punto d'interazione.

Calorimetro Centrale [7], [10]

Il Calorimetro Centrale Elettromagnetico (**CEM**) copre la regione in cui $|\eta| < 1.1$ mentre quello Adronico, diviso nelle due parti *Centrale* (**CHA**) e *Endwall* (**WHA**) copre rispettivamente le zone $|\eta| < 0.9$ e $0.9 < |\eta| < 1.3$.

CEM è costituito di 31 lastre di piombo alternate a strati di scintillatore mentra CHA comprende 48 strati di acciaio e scintillatore.

Rispetto all'angolo ϕ il calorimetro è diviso in 24 spicchi, ed ogni spicchio lungo la direzione del fascio è anch'esso diviso in vari settori.

Questa segmentazione divide il calorimetro in una serie di torri proiettive dirette lungo il centro di interazione ed estese ciascuna per un intervallo in η e ϕ di $\Delta\eta \times \Delta\phi \ = \ 0.1 \times 15^o$.

Calorimetro End Plug [8], [10]

Il calorimetro *End Plug* posto immediatamente ai lati della CTC lungo la direzione del fascio copre la regione $1.1 < |\eta| < 2.2$ ed utilizza come rivelatori camere proporzionali funzionanti con una miscela di gas Etano-Argon con piccole quantità di Alcool.

Figura 1.5: Sezione dei calorimetri adronici Central, Endwall e Plug. La loro combinazione fornisce un alto valore di accettanza per $|\eta| < 2.4$.

La segmentazione è più fine che nel CEM e nel CHA: ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 5^o$).

La disposizione dei calorimetri Centrale, Endplug e Endwall è mostrata in figura (1.5).

Calorimetro Forward [9], [11]

Il calorimetro *Forward* è posto a 6.5 metri dal punto di interazione ed è costituito di 30 strati di piombo e rivelatori a gas nella parte elettromagnetica e 27 strati di acciaio e rivelatori nella parte adronica.

La segmentazione è in intervalli $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 5^o$ ed i fili dei rivelatori a gas, uniti ad una complessa struttura permettono una buona risoluzione delle cascate anche lungo la dimensione longitudinale.

Il calorimetro Forward elettromagnetico possiede inoltre un'ottima efficienza nell'individuare elettroni (oltre il 90 %) e capacità di discriminare il loro segnale da quello dovuto ai pioni.

La tabella 1.1 mostra le principali caratteristiche dei componenti del si stema calorimetrico [1], [3].

CARATTERISTICHE DEI CALORIMETRI DI CDF			
Calorimetro	Copertura in η	Risoluz. in energia	Profondità
CEM	$\|\eta\| < 1.1$	$\frac{13.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$	$18\chi_0$
PEM	$1.1 < \|\eta\| < 2.4$	$\frac{28\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$	$18-21\chi_0$
FEM	$2.2 < \|\eta\| < 4.2$	$\frac{25\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$	$25\chi_0$
CHA	$\|\eta\| < 1.3$	$\frac{75\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$	$4.5\lambda_0$
PHA	$1.3 < \|\eta\| < 2.4$	$\frac{90\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\%$	$5.7\lambda_0$
FHA	$2.4 < \|\eta\| < 4.2$	$\frac{130\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\%$	$7.7\lambda_0$

Tabella 1.1 Caratteristiche dei componenti del sistema calorimetrico di CDF. La copertura in η del calorimetro adronico centrale comprende anche quella offerta dal calorimetro endwall. La definizione della risoluzione in energia è illustrata nel par. (2.3). χ_0 e λ_0 sono rispettivamente la lunghezza di radiazione nel calorimetro elettromagnetico e la lunghezza di interazione in quello adronico.

1.2.3 Il sistema di rivelazione dei muoni

[12]

Il rivelatore centrale di muoni (CMU) è installato dietro il calorimetro adronico centrale ad una distanza di 3,5 m dall'asse del fascio.

Dato l'effetto schermante del calorimetro adronico, non solo vengono fermate tutte le altre particelle cariche prodotte, ma anche i muoni con $P_t < 1.5 GeV$ non possono essere rivelati dal sistema.

È costituito di 48 moduli di camere proporzionali a deriva. Ogni camera, al suo interno, è costituita da quattro strati paralleli fra loro e segmentati lungo ϕ in modo da dividere tutto l'apparato della CMU in torri proiettive di 4.2^o ciascuna.

I fili sensibili sono letti ad entrambe le estremità ed utilizzando la tecnica della divisione della carica si ottiene una precisione nella misura della posizione della particella che ha attraversato la camera di 1.2 mm lungo la coordinata z parallela alla direzione di propagazione dei fasci.

Lungo il piano $r - \phi$ le informazioni sono tratte dalla deriva della carica e tre segnali in tre diversi strati della stessa camera sono sufficenti a definire un segmento di traccia che, se si raccorda con una traccia uscente dalla CTC, diventa un candidato ad essere classificato come muone.

La copertura offerta dalla CMU è dell' 84 % nella regione in cui $|\eta| < 0.6$.

Nel 1992 è stato aggiunto un ulteriore strato di 60 cm di acciaio all'esterno del sistema ed una serie di 4 strati di camere a deriva (CMP) al fine di migliorare l'individuazione di muoni riducendo notevolmente le fughe di adroni carichi dal calorimetro centrale.

È stata inoltre aumentata la copertura angolare con l'aggiunta di un nuovo rivelatore costituito da camere a deriva (CMX) e strati di scintillatore per la selezione dei dati (CSX) aumentando l'accettanza fino a coprire l'intervallo $|\eta| < 1$.

1.2.4 Il sistema di selezione degli eventi (trigger)

Il sistema di selezione degli eventi (*trigger*) permette al sistema di acquisizione dei dati di registrare i segnali prodotti dai rivelatori del CDF.

Il *trigger*, tramite l'analisi immediata dei segnali di alcuni dei rivelatori, individua innanzitutto l'avvenuta collisione ed in seguito a tre successivi livelli di analisi dei dati classifica il tipo di evento e controlla l'acquisizione.

In base ai tipi di eventi che si desidera acquisire infatti il *trigger* abilita o meno i convertitori analogico-digitali all'acquisizione dei dati provenienti dai rivelatori.

L'avvenuta collisione (*minimum bias trigger*) viene individuata tramite due contatori **beam-beam counters (BBC)** .

Essi sono posti simmetricamente rispetto al centro di interazione ad una distanza di 5.6 m da esso e coprono un'intervallo di $0.32^0 < |\theta| < 4.47^0$.

La coincidenza del loro segnale con quello di intersezione dei fasci fornito dall'acceleratore innesca questo tipo di trigger.

I BBC, che hanno una risoluzione temporale di circa 200 ps, sono anche in grado di misurare i tempi di volo e ricostruire la posizione del vertice primario con una risoluzione di 4 cm.

I successivi livelli di *trigger* analizzano dati provenienti dal calorimetro, dal sistema a tracciamento e dalle camere a muoni precedentemente descritte.

Tramite algoritmi di ricostruzione di tracce e soglie sulle energie depositate nei calorimetri rendono possibile l'acquisizione degli eventi ricercati ad una frequenza di circa $1 - 2\ Hz$.

Capitolo 2

Il progetto Upgrade

2.1 Prospettive nella ricerca per la prossima sessione

L'analisi dei dati ottenuti con il rivelatore CDF fino ad ora e di quelli che si otterranno dopo le modifiche apportate al rivelatore ed all'acceleratore (illustrate nel corso di questo capitolo), permetteranno importanti verifiche sperimentali e più accurate determinazioni dei parametri del *Modello Standard.*

TOP QUARK [1], [13], [14], [17]

L'obiettivo principale di CDF è l'osservazione e lo studio del *top quark*, che, insieme al *quark b* costituisce il terzo doppietto di quark previsti dal Modello Standard.

In collisioni $p\bar{p}$ coppie di *top quark* e della sua anti-particella sono prodotti in seguito a fusione gluone-gluone o ad annichilazione $q\bar{q}$.

Per il valore osservato della massa del *top quark* il processo di fusione

Figura 2.1: Diagrammi di Feynman di ordine più basso per la produzione di *top quarks* nelle collisioni $p\bar{p}$.

gluone-gluone è sfavorito rispetto a quello di annichilazione tra quarks [1].

Il decadimento del *top quark*, secondo il Modello Standard Minimale, avviene tramite correnti deboli cariche [2] :

$$t \longmapsto W \ + \ b$$

Il bosone W così formato può subire un decadimento leptonico con un *branching ratio* di 1/9 per ognuno dei tre canali:

$$W \longmapsto e \ + \ \nu_e$$

$$W \longmapsto \mu \ + \ \nu_\mu$$

$$W \longmapsto \tau \ + \ \nu_\tau$$

oppure un decadimento in una coppia quark anti-quark con un *branching ratio* di 6/9 dovuto alle diverse combinazioni nei colori dei quarks.

$$W \longmapsto q \ + \ \bar{q}\prime.$$

Figura 2.2: Schema dei processi seguiti nel decadimento di una coppia $t\bar{t}$ prodotti nella collisione $p\bar{p}$

Uno schema dei processi possibili nel decadimento della coppia $t\bar{t}$ è mostrato in figura (2.2).

Nel 5 % dei casi avremo quindi un decadimento di entrambe le W prodotte dalla coppia $t\bar{t}$ in una coppia di elettroni, di muoni o nella coppia formata da entrambi questi due leptoni **(canale di-leptonico)** .

Il canale di-leptonico è individuabile dalla presenza di due leptoni ad alto momento trasverso rispetto alla direzione del fascio (P_t) con carica opposta, due jets provenienti dai due quarks b ed un alto valore di energia trasversa mancante (E_t) dovuta ai due neutrini che non vengono rilevati in alcun modo.

Nel 30 % dei casi uno dei due bosoni W decade leptonicamente mentre l'altro decade adronicamente **(canale semi-leptonico)** .

Lo stato finale osservato comprenderà dunque un leptone carico ad alto P_t, E_t mancante dal neutrino e jets provenienti oltre che dai due quarks b, anche dai quarks generati dalla W.

Il restante 65 % dei casi si riferisce a decadimenti interamente adronici o a decadimenti leptonici nel leptone τ.

Gli stati finali relativi a questi canali sono facilmente confondibili con altri fenomeni *(background)* non relativi alla produzione di *top quarks* e la loro identificazione è molto difficile.

L'analisi dei dati acquisiti durante il *run* 1992-93, in cui è stata registrata una luminosità di 19.3 pb^{-1} con collisioni $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.8\ TeV$ ha permesso di identificare 12 eventi riconducibili a decadimenti del *top quark* nel canale leptonico od in quello semi-leptonico [8].

Nel caso dell'indagine nel canale di-leptonico sono stati cercati due leptoni con $P_t > 20 GeV/c$ almeno uno dei quali fosse isolato e con $-1 < |\eta| < 1$.

L'energia trasversa mancante doveva essere mgiiore di $25 GeV$.

Per evitare di includere background dovuto a decadimenti leptonici del bosone Z ($Z^0 \longmapsto e^+ e^-$, $\mu^+ \mu^-$, $\tau^+ \tau^-$) sono stati effettuati tagli sulla somma delle masse associate dei due leptoni prodotti nella zona della massa della Z^0.

Ulteriori tecniche di valutazione del background atteso sono state applicate a processi ritenuti possibili come, ad esempio, produzione diretta di $b\bar{b}$, di coppie di particelle W o alla possibilità di confondere un'adrone con un leptone.

Si sono ottenuti in questo canale due eventi, entrambi relativi a decadimenti in un elettrone ed in un muone.

Il fondo dovuto ad altri processi è stimato essere di $0.56^{+0.25}_{-0.13}$ eventi.

Nel canale semi-leptonico si è cercato un leptone isolato con E_t (P_t nel caso del muone) $> 20\ GeV$ con $|\eta| < 1$ ed un valore dell energia trasversa mancante $\not{E}_t > 20\ GeV$.

L'energia trasversa mancante doveva superare i $20 GeV$.

Anche in questo caso si sono eliminati tutti gli eventi dovuti a produzione di particelle Z o alla produzione diretta di bosoni W + jets.

Un importante prova dell'avvenuto decadimento del *top quark* è la presenza di un *quark b* nei prodotti di decadimento.

Questa presenza può essere segnalata dal vertice secondario di decadimento del *quark b* o dall'analisi di un suo decadimento semi-leptonico ($b \longmapsto \ell + \nu + X$ o $b \longmapsto c \longmapsto \ell + \nu + X$).

Nel primo caso è possibile tramite l'SVX l'osservazione del vertice del suo decadimento secondario distinto dal vertice dell'interazione $p\bar{p}$.

Nel secondo caso vengono ricercati leptoni con P_t minore di quelli derivanti dal decadimento del bosone W, ma comunque maggiore di 2 GeV.

Sono stati identificati nel canale semi-leptonico 6 eventi con individuazione del *quark b* tramite il suo vertice secondario.

Il background stimato è di 2.3 $\pm$ 0.3 eventi.

In 7 eventi dello stesso canale è stato individuato il decadimento leptonico del *quark b*.

In questo caso il background stimato è di 3.1 $\pm$ 0.3 eventi.

In 3 di questi eventi il *quark b* è stato rivelato in entrambi i modi.

Essi appartengono pertanto ad entrambi gli insiemi di candidati citati ed il numero totale di eventi indipendenti nel canale semi-leptonico è di 10.

La probabilità che le fluttuazioni nel valore stimato per il background abbiano raggiunto il numero di eventi ottenuti è stata calcolata in 12 % per il canale di-leptonico, 3.2 % e 3.8 % rispettivamente nei due canali semileptonici sopra descritti.

La probabilità combinata che le fluttuazioni del background nei tre canali abbia raggiunto il numero di eventi ottenuti è però del 0.26 %.

Se assumiamo quindi che i 12 eventi siano dovuti a decadimenti di *top quark* otteniamo un valore per la sua massa:

$$M_{top} \;=\; 174 \;\pm 10^{+13}_{-12}\; GeV/c^2$$

dove la prima incertezza è di natura statistica e la seconda di natura sistematica.

La sezione d'urto di produzione $t\bar{t}$ risulta:

$$\sigma_{t\bar{t}} \;=\; 13.9^{+6.1}_{4.8}\; pb^{-1}$$

L'analisi degli eventi comprendenti *top quarks* si fonda dunque sull'identificazione di elettroni e muoni ad alto e basso P_t e sulla ricostruzione di vertici secondari nei jets ad alto P_t.

Per questo motivo le modifiche al rivelatore riguarderanno principalmente le parti che svolgono tali funzioni e punteranno a: [9]

- Mantenere le attuali prestazioni del sistema di rivelazione centrale in presenza delle mutate condizioni di luminosità.

- Estendere nella zona $|\eta| \leq 2.5$ la capacità di individuare i vertici secondari e di identificare i leptoni ad un livello di efficienza analogo a quello ottenuto dalla parte centrale.

INTERAZIONE ELETTRODEBOLE [17], [18], [19], [20]

Nell'ambito dello studio dell'interazione elettrodebole e della determinazione delle sue costanti fondamentali il più importante risultato di CDF è stata la misura della massa della particella W.

Si è ottenuto un valore

$$M_W \;=\; 79.91 \pm 0.39 \; GeV/c^2$$

L'inserimento del nuovo calorimetro End Plug e le modifiche apportate al sistema di rivelazione dei muoni offriranno una più completa copertura del rivelatore ai leptoni prodotti nelle collisioni.

L'estensione della copertura ai muoni con $|\eta| < 2.8$ permetterà al meccanismo di selezione degli eventi di individuare un numero doppio di eventi riguardanti il decadimento $W \longmapsto \mu \;+\; \nu_\mu$ e $Z_0 \longmapsto \mu^+ \;+\; \mu^-$.

Allo stesso modo la copertura offerta all'individuazione di elettroni nella regione $1.1 < |\eta| < 3.0$ aumenterà il numero e la qualità dei dati relativi al decadimento $W \longmapsto e \;+\; \nu_e$ e $Z_0 \longmapsto e^+ \;+\; e^-$.

Il calcolo della massa della particella W dal suo decadimento leptonico presenta però due serie difficoltà.

Innanzitutto è possibile calcolare solo le componenti trasverse dei momenti della particelle prodotte, dal momento che nelle collisioni adroniche frazioni importanti del momento longitudinale vengono portate da particelle dirette a piccolissimi angoli rispetto al fascio e quindi non individuate.

In secondo luogo il momento trasversale del neutrino e la sua energia trasversa devono essere ricavate dalla misura dei momenti e delle energie delle altre particelle prodotte.

Questo rende la misura affetta da grandi incertezze.

In particolare la cattiva linearità del sistema calorimetrico lungo l'intervallo delle energie possedute dalle particelle prodotte in questi decadimenti impedisce un'accurata misura dell'energia mancante.

La parte statistica dell'incertezza ottenuta per M_W vale 150 MeV/c^2 e 190 MeV/c^2 rispettivamente per decadimenti leptonici o muonici.

Al crescere della luminosità dell'apparato e mantenendo il numero di interazioni $p\bar{p}$ al di sotto delle 2 interazioni per collisione ci si aspetta che tale incertezza diminuisca come $1/\sqrt{L}$.

Potendo contare su una luminosità di 5 fb^{-1} le incertezze statistiche dovrebbero portarsi a 10 MeV/c^2 e 12 MeV/c^2 per un valore complessivo dell'incertezza di circa $100 MeV/c^2$.

L'aumento della luminosità di Tevatron e dell'accettanza del rivelatore permetteranno inoltre un decisivo miglioramento nella determinazione di altri parametri relativi al decadimento leptonico della W.

Saranno inoltre possibili miglioramenti nella ricerca del bosone sequenziale Z', nell'indagine sulla struttura composta dei *quarks* e dei leptoni e nell'osservazione della creazione di coppie di bosoni W e Z^0.

QCD [20], [21]

Nello studio delle collisioni adroniche i processi QCD osservati sono i termini su cui confrontare ogni nuovo evento in esame.

Le osservazioni svolte da CDF in merito alla QCD riguardano principalmente: sezioni d'urto nella produzione di jets, produzione diretta di fotoni e produzione di particelle W e Z^0 ad alto P_t.

La misura della sezione d'urto inclusiva di produzione di jets ($p\bar{p} \longmapsto Jet\ +\ X$) è attualmente definita per ogni ordine perturbativo.

Tale sezione d'urto può essere d'aiuto nella definizione di proprietà adroniche.

Per esempio può essere studiato l'effetto della struttura dei quarks nello spettro dell'energia trasversa E_t posseduta dai jets generati dalla loro interazione.

Allo stesso modo, nello studio dei fotoni prodotti direttamente ($g\ +\ q \longmapsto q\ +\ \gamma$) viene studiato il vertice quark-gluone e la funzione di struttura degli stessi gluoni.

Anche la produzione di W e di Z^0 ad alto P_t fornisce questo tipo di informazioni ed i dati relativi a questi processi concorrono ad una migliore determinazione del background nell'analisi di eventi di *top quark*.

Attualmenta la parte centrale di CDF permette di studiare partoni con distribuzione in x compresa tra 0.01 e 0.1 ma l'inserimento del nuovo calorimetro End Plug estenderà questo intervallo a $0.001 < x < 1.0$

FISICA DEL B-QUARK [22], [23], [24], [25]

Molti dei risultati prodotti sino ad ora da CDF hanno riguardato la fisica del *quark b*.

Questo è stato reso possibile dal fatto che le condizioni sperimentali del rivelatore si accordano all'individuazione ed allo studio dei mesoni B con basso P_t.

L'eccellente risoluzione del vertice e della massa e l'abilità nell' identificazione dei leptoni a basso P_t proveniente dal decadimento di mesoni B ha permesso la raccolta di un alto numero di eventi e la loro ottima ricostruzione.

In particolare sono stati effettuati:

- la ricostruzione del primo evento di decadimento di mesone B in seguito ad una collisione adronica nel canale $B \longmapsto J/\psi\ K^{\pm}$
- l'osservazione e la misura della massa dei mesoni B_s tramite il decadimento $B \longmapsto J/\psi\phi$
- la misura della vita media inclusiva del mesone B dal decadimento $B \longmapsto J/\psi$
- la misura della vita media del mesone B_s dal decadimento $B_s \longmapsto D_s + l + \nu$, in accordo con i risultati prodotti dal LEP
- la misura della sezione d'urto differenziale del mesone B
- la raccolta del più ampio numero disponibile di eventi completamente ricostruiti di decadimenti di B in $J/\psi K_s, J/\psi K^0, J/\psi K^{\pm}, J/\psi\phi$.

Nei prossimi *run* sarà possibile aumentare notevolmente i dati relativi alla fisica del *quark b* grazie all'abbondante produzione da collisioni adroniche di mesoni B_u, B_d, B_s, B_c e di b-barioni.

Gli studi principali verranno compiuti nella determinazione di tutti i parametri relativi ai decadimenti contenenti la J/ψ e cioè delle vite medie di tutti i mesoni B in questi canali, la ricerca di violazioni di CP.

Dalla raccolta di circa $2 \cdot 10^8$ eventi con produzione di leptoni ad alto P_t verranno anche estratti parametri relativi ai decadimenti più rari delle particelle B.

2.2 Il Progetto Upgrade

[15], [16]

La prima collisione $p\bar{p}$ risale al 1985 e da allora sono state effettuate tre sessioni di presa dati: nel 1987, nel 1988-89 e nel 1992-93.

Nel periodo tra la sessione del 1988-89 e quella del 1992-93 sono state effettuate varie modifiche al rivelatore che l'hanno portato dalla configurazione originale a quella precedentemente descritta, ma una ulteriore serie di modifiche raccolte sotto il nome di *Progetto Upgrade* è tutt'ora in corso di studio e realizzazione.

Nella figura (2.3) è illustrata una sezione del rivelatore CDF nella configurazione che assumerá in seguito alla realizzazione del progetto Upgrade.

Dal confronto con la figura (1.2) è già possibile osservare come, dal punto di vista della configurazione geometrica del sistema, il cambiamento più rilevante sia costituito dalla sostituzione del calorimetro End Plug con un nuovo calorimetro che si avvicina maggiormente al fascio.

Il proposito del *Progetto Upgrade* di CDF è di rendere il rivelatore adeguato ad operare a luminosità molto più elevata.

In particolare si pensa che la luminosità sarà dell'ordine di 10^{32} $cm^{-2} \cdot sec^{-1}$ e questo sarà principalmente dovuto al fatto che si accumuleranno nell'acceleratore 32 *bunch* di protoni ed antiprotoni con un intervallo fra i *bunch* che si ridurrà a 132 *ns*.

Questo comporta la sostituzione e la modifica di alcuni dispositivi.

Sistemi di tracciamento

La parte del sistema a rivelatori di silicio verrà modificata gradualmente.

L'originale SVX è stato costruito con una tecnologia adatta all'esposizione a deboli valori di radiazione e ci si aspettava che al termine della sessione di acquisizione *run 1-A* terminata nel marzo del 1993 mostrasse danni dovuti all'esposizione a radiazioni troppo elevate.

Per questo motivo al termine di quella sessione è stato sostituito da un nuovo rivelatore (**SVX'**)in tutto simile rispetto alla geometria ma che utilizza rivelatori al silicio accoppiati in corrente alternata e circuiti elettronici all'uscita del segnale resistenti a forti radiazioni (*radiation-hard chips*).

Questi *chips* non sono però adatti alla lettura di segnali separati da soli

Figura 2.3: Il rivelatore CDF al termine del progetto Upgrade

132 ns di intervallo e l' SVX' sarà sostituito da un nuovo rivelatore detto **SVX"** che presenterà una maggiore lunghezza e dunque maggiore efficienza nel coprire l'intera zona di interazione ed avrà rivelatori al silicio posti su entrambe le facce di ogni strato.

Inoltre i suoi dati saranno analizzati da un nuovo sistema detto *Silicon Vertex Tracker (SVT)* per tracce con elevato parametro d'impatto da utilizzarsi per il *trigger*.

Sistema di rivelazione di muoni

Le modifiche relative al sistema di rilevazione dei muoni sono state per la maggior parte già illustrate nel precedente capitolo, essendo già state rese operative all'interno del rivelatore durante questa sessione.

Tuttavia la diminuzione dell'intervallo tra i gruppi di particelle renderà necessaria l'istallazione di pre-amplificatori in uscita ai tubi a deriva della CMU. Inoltre si tenterà di aumentare l'accettanza aumentando in spessore e superfice sia CMP che CMX .

La rimozione del calorimetro *Forward* permetterà l'avvicinamento al centro di interazione dei toroidi da 9.7 m a 4.6 m connettendoli ai rivelatori di muoni centrali come risulta evidente dal confronto tra la figura (2.3) riguardante la configurazione successiva all' Upgrade e la figura (1.2) relativa all'attuale configurazione.

Elettronica di acquisizione e trigger

Ovviamente l'aumento della frequenza dei segnali creerà numerosi problemi all'elettronica di acquisizione.

In particolare occorrerà aumentare lo spazio di memoria dedicato alla locazione dei dati nell'attesa delle decisioni del *trigger*

Il *trigger* stesso ed in particolare il suo primo livello saranno modificati e dovrà essere riformulato il sistema di ricostruzione delle tracce che non è in grado di operare alla velocità desiderata

Tuttavia a tutto il marzo 1994 non è ancora stato stilato un piano preciso ed un programma relativo a tali richieste.

2.3 Il nuovo Calorimetro End Plug

2.3.1 Caratteristiche di funzionamento di un calorimetro

[2], [27]

Il processo su cui si basa il funzionamento di un calorimetro elettromagnetico è il seguente:

Quando un e di alta energia attraversa materiali ad alto numero atomico (come il piombo) si ha emissione di fotoni (*effetto bremsstrahlung*).

I fotoni successivamente danno origine a coppie e^+e^- che interagiscono ancora con il materiale attraversato innescando una reazione a catena e la produzione quindi di un altissimo numero di elettroni e positroni.

Il numero medio di particelle cariche presenti ad una profondità x dall'inizio del calorimetro (espressa in unità di lunghezza di radiazione propria di quel mezzo) vale:

$$N_{e^\pm} = N_0 \cdot x^a \cdot e^{-b \cdot x} \tag{2.1}$$

dove a presenta una dipendenza logaritmica dall'energia dell'elettrone e N_0 è proporzionale a tale energia.

A questo punto è possibile una misura dell'energia delle particelle prodotte nella cascata tramite gli scintillatori posti lungo il cammino dello sciame.

La luce emessa infatti dalle particelle cariche dello sciame è proporzionale alla loro energia ed è quindi possibile risalire all'energia della particella incidente tramite una precedente calibrazione effettuata con un fascio di energia nota.

Il principale fattore di incertezza nella misura dell'energia è dovuto alle fluttuazioni statistiche nel numero $N_{e^\pm}$ di elettroni e positroni che sono rivelati dallo scintillatore ed è del tipo:

$$\sigma_E \propto \sqrt{N_{e^\pm}} \tag{2.2}$$

Data la proporzionalità tra $N_{e^\pm}$ ed E l'incertezza diventa:

$$\sigma_E \;\propto\; \sqrt{(E)} \quad \longrightarrow \frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \tag{2.3}$$

In pratica si ha che all'espressione (2.3) deve essere aggiunto un termine costante originato dalla presenza di effetti sistematici.

Principalmente questi sono imputabili alle ineguaglianze nelle calibrazioni delle diverse sezioni (torri) in cui è diviso il calorimetro.

Ogni calorimetro ha dunque per la misura dell sue capacità risolutive in energia una forma del tipo:

$$\frac{\sigma_E}{E} \;=\; \frac{A\%}{E} \oplus B\% \tag{2.4}$$

con A e B costanti caratteristiche di ciascun calorimetro ed i termini si intendono sommati in quadratura.

Un calorimetro adronico funziona in maniera simile ad uno elettromagnetico: in questo caso gli adroni perdono la maggior parte della loro energia generando attraverso interazioni adrone-nucleo uno sciame adronico.

Le fluttuazioni statistiche sono assai maggiori che nella formazione dello sciame elettromagnetico, essenzialmente a causa delle intrinseche fluttuazioni che caratterizzano i processi di frammentazione e di eccitazione adronica nucleare.

2.3.2 Caratteristiche di End Plug Upgrade

[15], [16], [26]

Il sistema di calorimetri costituito dall'attuale End Plug e dal calorimetro *Forward* sarà sostituito da un unico calorimetro detto anch'esso End Plug.

La scelta di utilizzare calorimetri a gas nell'originario rivelatore CDF è stata dettata dalla necessità di poter sostituire le parti danneggiate (il gas appunto) dall'esposizione a forti dosi di radiazione quali sono quelle presenti nelle regioni laterali più vicine al fascio del rivelatore.

Tutavia la risoluzione in energia offerta dai calorimetri a gas è decisamente peggiore ed anche le possibilità di ottenere segmentazioni fini è assai ridotta.

Per questo motivo nel nuovo End Plug si è deciso di utilizzare calorimetri a campionamento costituiti da lastre di scintillatore con fibre ottiche in esse inglobate per la cattura e la trasmissione della luce prodotta ai fotomoltiplicatori.

In entrambi i calorimetri dell' End Plug le lastre di scintillatore sono disposte lungo torri proiettive che puntano verso il centro dell' interazione.

In figura (2.4) è mostrata la sezione della metà superiore di End Plug.

Il nuovo calorimetro elettromagnetico coprirà una regione in pseudorapidità di $1.1 < |\eta| < 3.5$ e la segmentazione in ϕ coprirà intervalli di 7.5^o per $|\eta| < 2$ e 15^o nell'altra regione.

Questo è in accordo con la divisione generale del rivelatore utilizzata dal *trigger* di CDF in 24 regioni lungo ϕ.

Il calorimetro adronico presenta la stessa struttura in torri dell' elettromagnetico.

Una segmentazione così fine per il calorimetro adronico non è necessaria date le dimensioni degli sciami adronici ma consente uniformità dei dati nell'analisi, evita l'utilizzo di strati di scintillatori troppo larghi e riduce il numero di sovrapposizioni fra π^o e $\pi^{\pm}$.

Gli strati di acciaio utilizzati saranno gli stessi ora presenti nel calorimetro End Plug e manterranno invariato il campo magnetico presente.

Le parti di calorimetro adronico aggiunte in End Plug e non presenti nel vecchio calorimetro per coprire la regione $3^o < |\theta| < 11^o$ saranno realizzate utilizzando acciaio inossidabile, anch'esso per non creare cambiamenti nel campo magnetico.

In seguito alla più alta densità dello scintillatore plastico rispetto al gas, il calorimetro elettromagnetico risulterà più compatto e sarà possibile l'aggiunta di altri due strati di acciaio inossidabile.

Per aumentare la possibilità di identificazione dei sistemi $\pi^0 - \gamma$ verrà aggiunto un rivelatore a segmentazione estremamente fine all'interno del calorimetro elettromagnetico ad una profondità corrispondente a 5.5 lunghezze di radiazione chiamato *shower maximum*

Questa posizione corrisponde al punto all'interno del calorimetro elettromagnetico, in cui è possibile supporre che lo sciame prodotto dalla particella incidente raggiunga la massima estensione.

Il rivelatore *shower maximum* è costituito di striscie di scintillatore di 0.5 *cm* di larghezza connesse a fibre ottiche *wave-lenght-shifters*.

Come è possibile osservare in figura (2.5) vengono affiancati due strati lungo cui le striscie di scintillatore sono poste in modo da formare un angolo,

Figura 2.4: Sezione della parte superiore di End Plug. La parte a sinistra formata da strati più sottili rappresenta il calorimetro elettromagnetico.A destra, nel calorimetro adronico, le lastre piu' scure sono quelle in acciaio inossidabile aggiunte alla struttura originaria dell' End Plug
.

Figura 2.5: Orientazione delle striscie di scintillatore all'interno dei settori da cui è composto lo *Shower maximum detector*.La combinazione di due settori (detti "U" e "V") con diverse orientazioni forma una rete di scintillatori che si intersecano ad angoli di 45^o (settori U-V).

fra le due direzioni, di 45^o.

In questo modo, dalla combinazione dei segnali uscenti dai due strati letti da fotomoltiplicatori multi-anodo, è possibile ottenere una precisa misura della posizione delle particelle che hanno attraversato lo strato.

Gli obiettivi che si propone di raggiungere End Plug Upgrade sono:

- Ottenere una risoluzione in energia da parte del calorimetro elettromagnetico:
$$\frac{\sigma_E}{E} < \frac{20\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$$
- Ottenere una risoluzione in energia da parte del calorimetro adronico:
$$\frac{\sigma_E}{E} < \frac{90\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\%$$
- Ottenere per lo *shower maximum* inserito nel calorimetro elettromagnetico una capacità di risoluzione di due sciami vicini inferiore ad 1 cm.

- Migliorare l'ermeticità, riducendo le zone non viste dal sistema complessivo dei calorimetri che si formano nei punti di connessione fra calorimetri diversi (*cracks*) e che si trovano a $\theta = 30^o$ per il calorimetro adronico e $\theta = 37^o$ per il calorimetro elettromagnetico.

- Migliorare le misure relative all'energia trasversa mancante.

- Migliorare le capacità di identificazione di elettroni isolati.

- Giungere a coprire, senza bisogno di alcun ulteriore dispositivo in avanti, le zone fino a $\theta = 3^o$.

- Migliorare le capacità di individuazione dei muoni creando spazio per l'avvicinamento dei Toroidi Forward.

- Adeguare la capacità di risposta al nuovo intervallo tra le collisioni di 132 ns.

Le sue caratteristiche, confrontate a quelle ottenute dall'attuale End Plug sono riportate nella tabella (2.1).

CARATTERISTICHE DEI CALORIMETRI END PLUG E END PLUG UPGRADE				
	END PLUG		END PLUG UPGRADE	
	Cal. E.M.	Cal. Adronico	Cal. E.M.	Cal. Adr.
Segmentazione	0.09×5^o $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$		$2.7^o \times 7.5^o$ $(\Delta\theta \times \Delta\phi)$	
Spessore	$18.2\ \chi_0$	$6.1\ \lambda_0$	$23.2\ \chi_0,\ 1\lambda_0$	$6.83\ \lambda_0$
Densità			$0.36\ \rho_{Pb}$	$0.75\ \rho_{Fe}$
Struttura di uno strato	$2.7mm\ Pb$ $+7mm\ T.P.$	$50mm\ Fe$ $+9mm\ T.P.$	$4.5mm\ Pb$ $+4mm\ Scint.$	$50mm\ Fe$ $+6mm\ Scint.$
N. di strati	34	20	23	22
Ris.in energia	$\frac{28\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$	$\frac{90\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\%$	$\frac{16\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$	$\frac{80\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\%$

Tabella 2.1 Caratteristiche del Calorimetro End Plug e del Calorimetro End Plug Upgrade.Lo spessore delle sezioni è misurato in lunghezze di radiazione nel piombo (χ_0) e di interazione nell'acciaio (λ_0). Nel vecchio calorimetro End Plug con T.P. si intendono Tubi Proporzionali.

2.3.3 La tecnologia a scintillatore e fibre ottiche

[15], [40]

La tecnologia utilizzata per entrambi i calorimetri di End Plug prevede un sistema costituito da piccole piastre di scintillatore (*tiles*).

Esse vengono ricavate dalla segmentazione di un più largo settore di scintillatore *megatile* un esempio del quale è mostrato in figura (2.6).

La megatile illustrata, che copre un angolo di 15^o in ϕ è una delle 24 che compongono uno strato del calorimetro elettromagnetico.

Il calorimetro adronico è invece formato da 12 megatiles ognuna delle quali si estende per un angolo $\Delta\phi = 30^o$.

Figura 2.6: Megatile del calorimetro elettromagnetico.Sono visibili,oltre alla segmentazione in *tiles* anche i percorsi seguiti dalle fibre all' interno di ciascuna *tile* ed al loro esterno verso i fotomoltiplicatori

Ciascuna *tile* è internamente attraversata da una fibra verde *Wave Lenght Shifter* per l'assorbimento della luce prodotta ed il suo trasporto all'esterno dello scintillatore.

Una fibra *Wave Lenght Shifter* (WLS) è una fibra ottica che, investita lungo la sua superfice esterna da luce di lunghezza d'onda compresa in un certo intervallo, assorbe parte della luce incidente grazie ad un opportuno drogaggio.

Successivamente diseccitandosi la fibra riemette luce a lunghezza d'onda differente da quella della luce incidente.

Parte della luce così prodotta si propaga all'interno della fibra per riflessione totale.

All'interno della *tile* la fibra verde compie un percorso a forma di σ e l'estremità che resta all'interno della *tile* viene coperta da uno strato riflettente per evitare l'uscita della luce in quella direzione.

In questo modo non solo viene raccolta la maggior quantità di luce prodotta dallo scintillatore, ma si ottiene anche uniformità spaziale nella risposta rispetto ai punti dello scintillatore attraversati dalle particelle.

In figura (2.7) é mostrata la risposta ottenuta dirigendo fasci di particelle di energia nota (*test beam*) su un prototipo di *tile*.

All'uscita dallo scintillatore la fibra verde WLS viene saldata ad una fibra chiara a minor coefficente di attenuazione ed il segnale viene trasportato ai fotomoltiplicatori per la lettura.

Questo tipo di tecnica è già in uso in altri calorimetri del tipo di End Plug (come ad esempio in BNL 14) o in calorimetri più ridotti (come in D0) [26].

Figura 2.7: Percorso seguito da una fibra WLS all'interno della tile. Tutte le tiles di una stessa torre vengono lette nel calorimetro dallo stesso PMT. A destra sono mostrati i risultati ottenuti dirigendo un fascio estremamente collimato di particelle in punti della tile disposti lungo tre rette parallele poste alle estremità ed al centro della tile stessa. La risposta della tile mostra un'uniformità al 10%.

Capitolo 3

I Fotomoltiplicatori per End Plug

3.1 I Fotomoltiplicatori

La conversione di un segnale luminoso in un segnale elettrico che possa essere letto dal sistema di acquisizione dei dati viene svolta nei calorimetri dai **fotomoltiplicatori**.

Un fotomoltiplicatore è un tubo a vuoto ad emissione di elettroni in seguito ad **effetto fotoelettrico**.

Lo schema di funzionamento di un fotomoltiplicatore è illustrato in figura (3.1).

I suoi componenti e le funzioni da essi svolte sono:

- Una **finestra** attraverso la quale entra il segnale luminoso.

  Il materiale utilizzato per la finestra effettua una prima selezione dei segnali luminosi in ingresso.

  La maggior parte dei materiali utilizzati infatti non permette la trasmissione di luce di lunghezza d'onda inferiore ai $250 - 300$ nm.

Figura 3.1: Struttura di un Fotomoltiplicatore:

- Un **fotocatodo** che, dietro sollecitazione della luce in ingresso, emette elettroni; consiste solitamente di una placca su cui viene depositato uno strato di materiale semiconduttore fotoemittente.

  Anche in questo caso la scelta del materiale fotoemittente, in ragione della diversa risposta a diverse frequenze di luce incidente, distingue vari tipi di fotomoltiplicatori.

  I fotocatodi più utilizzati sono attualmente quelli a $Ag\ O\ Cs$ (il cui basso potenziale di estrazione elettronica favorisce pero' anche l'emissione per effetto termoionico), quelli *bialcalini* ($K_2\ Cs\ Sb$), *trialcalini* ($Na_2\ K\ Sb$ con tracce di Cs) e *mulialcalini*.

  In particolare tra i *bialcalini* ed i *multialcalini* ve ne sono alcuni tipi in cui, con particolari tecniche di lavorazione, è possibile ottenere sensibilità a frequenze luminose desiderate (es. *green extended bialkali* o *Extended Red Multi-Alcali , ERMA*)

  La configurazione geometrica del fotocatodo distingue due tipi di fotocatodo.

  Nel *fotocatodo opaco* la luce incide sul sottile strato fotoemittente e gli elettroni vengono emessi dalla stessa parte dalla quale ricevono l'energia radiante.

  Nel *fotocatodo semitrasparente* invece il materiale fotoemissivo è depositato su un mezzo trasparente agli elettroni ed in questo modo ad essi viene permesso di emergere dalla parte opposta a quella della luce incidente.

  In quest'ultimo tipo di fotocatodo lo spessore dello strato fotoemittente riveste molta importanza.

  Il suo valore deve permettere l'assorbimento di tutta l'energia radiante della luce incidente ma evitare di opporre eccessiva resistenza all'uscita degli elettroni resi liberi nel mezzo.

- Un **apparato per la focalizzazione** degli elettroni emessi dal fotocatodo e diretti verso il primo elettrodo.

  Compito di questo sistema è permettere da parte del primo elettrodo la raccolta del maggior numero di elettroni emessi dal fotocatodo e ridurre le differenze di tempo impiegato dagli elettroni generati in punti diversi del fotocatodo a coprire tale distanza.

Questo si ottiene creando un opportuno campo elettrostatico tra il fotocatodo ed il primo elettrodo.

- Una serie di elettrodi (detti **dinodi**) opportunamente mantenuti a potenziali differenti fra di loro che, per **emissione secondaria**, moltiplicano gli elettroni in essi incidenti e, insieme al sistema di focalizzazione, sono responsabili delle caratteristiche del segnale in uscita.

  Non tutti i dinodi presentano la stessa capacità di raccogliere gli elettroni emessi dal dinodo precedente nè hanno la stessa efficienza nell' emettere elettroni a loro volta.

  Detta n_i l'efficienza di raccolta di elettroni nello spazio tra il dinodo i-esimo ed il dinodo (n+1)-esimo (e n_N tra l'ultimo dinodo e l'anodo) e δ_i il coefficente di emissione secondaria dell' i-esimo dinodo possiamo attenderci al termine di una catena di N dinodi un numero di elettroni

$$N_e^{an.} = N_e^{ph.cat.} \cdot \eta \cdot \prod_{i=1}^{N} n_i \cdot \delta_i \tag{3.1}$$

  in presenza di un numero $N_e^{ph.cat.}$ di elettroni emessi dal fotocatodo e di un coefficente η di raccolta di elettroni tra il fotocatodo ed il primo dinodo.

  Sia n_i che δ_i sono funzioni crescenti della tensione V applicata all i-esimo dinodo.

  Il loro prodotto ha un andamento del tipo:

$$n_i \cdot \delta_i \propto V^{\alpha} \tag{3.2}$$

  con $0.65 < \alpha < 0.75$

  Anche in questo caso differenti soluzioni geometriche producono differenti effetti sul segnale.

  In alcuni sistemi gli elettroni vengono focalizzati fra un dinodo e l'altro (*linear focused dynodes*) e si ottengono risposte veloci a scapito del numero di elettroni raccolti.

In altri sistemi che utilizzano placche dinodiche più larghe o composte di numerose strisce vengono raccolti ad ogni stadio il più ampio numero di elettroni emessi ma non si ottengono risposte veloci.

- Al termine del percorso compiuto gli elettroni vengono raccolti da un **anodo** dal quale viene prelevato il segnale di risposta.

- è necessario inoltre un sistema di alimentazione esterna detto **partitore di tensione** o **base** che fornisca agli elettrodi presenti nel fotomoltiplicatore le tensioni adatte a provocare l' accelerazione degli elettroni tra fotocatodo e primo dinodo, tra dinodo e dinodo e tra l'ultimo dinodo e l'anodo.

Nel più semplice dei casi questo sistema è costituito da una successione di resistori che provvedono a ripartire l'alta tensione in entrata fra i dinodi della catena.

La differenza di potenziale presente tra il fotocatodo ed il primo dinodo è quella che maggiormente influisce sull'amplificazione offerta dalla catena dinodica.

Se la tensione totale applicata viene ripartita in parti uguali fra tutti i dinodi della catena si ottiene un'elevata amplificazione ma peggior linearità nella risposta.

Ponendo invece differenze di potenziale via via maggiori all'avvicinarsi all'ultimo stadio l'amplificazione è minore ma la linearità risulta migliore.

Il passaggio di elevate correnti all'interno del fotomoltiplicatore può infatti indurre variazioni nei potenziali assunti dai dinodi e conseguentemente provocare l' alterazione dell'amplificazione offerta.

Per evitare che questo accada occorre assicurarsi che la corrente in transito lungo la struttura di partizione delle tensioni I_p sia maggiore rispetto alla corrente massima che scorre all'interno del fotomoltiplicatore cioè a quella in uscita dall'anodo I_a.

Una buona relazione fra le due è

$$\frac{I_p}{I_a} \geq 100 \tag{3.3}$$

.

In alternativa (e per permettersi correnti esterne minori) si possono usare, in particolare prima dell'anodo, dei diodi zener sia pure opportunamente accompagnati da forti resistenze di protezione.

Quando i fotomoltiplicatori sono impiegati nella rivelazione di segnali impulsivi nell'equazione (3.3) si può utilizzare per I_a il valore medio della corrente anodica.

Tuttavia se tale valore è di qualche ordine di grandezza inferiore alla corrente massima del singolo impulso il potenziale dei dinodi può essere mantenuto costante tramite l'uso di capacità che in questo caso forniscono la carica necessaria per tutta la durata dell'impulso.

Per esempio per impulsi che provocano il passaggio di una carica Q tra due dinodi tenuti ad una differenza di potenziale V un condensatore di capacità:

$$C \;\geq\; 100 \cdot \frac{Q}{V} \tag{3.4}$$

riesce a mantenere tale tensione costante all' 1%

3.2 Caratteristiche dei fotomoltiplicatori

[28], [29]

Le caratteristiche di un fotomoltiplicatore sono legate alle due funzioni da esso svolte cioè alla emissione di elettroni ed alla moltiplicazione degli elettroni prodotti.

Sono in uso vari parametri per caratterizzare l'efficienza nella conversione che sostanzialmente indicano la stessa quantità ma derivano da differenti processi di misura.

È possibile infatti misurare per via fotometrica il rapporto tra la corrente in uscita dal fotocatodo I_k ed flusso Φ di luce proveniente da una lampada a filamento di tungsteno alla temperatura di 2856 K, ottenendo la **Sensibilità catodica luminosa**.

$$SK_V = \frac{I_k}{\Phi} \quad (\;in \;\; ampere \; / \; lumen\;) \tag{3.5}$$

Il rapporto tra la corrente catodica e la potenza W espressa in Watt della luce incidente di lunghezza d'onda λ è detto invece **Sensibilità catodica**

Figura 3.2: Andamento della Sensibilità catodica radiante in funzione della lunghezza d'onda della luce incident per vari tipi di fotocatodo. Sono indicati, lungo l'asse x anche i tipi di laser in grado di emettere luce della lunghezza d'onda indicata. Le linee oblique rappresentano i punti a efficienza Quantica costante. (Da Data Handbook Photomultipliers - Philips)

radiante

$$SK_e\ (\lambda) = \frac{I_k}{W} \quad (\ in \quad ampere\ /\ Watt\ ) \tag{3.6}$$

L'ordine di grandezza di questa quantità è attorno a qualche decina di *milliampere / watt* e presenta una forte dipendenza dalla lunghezza d'onda della luce incidente come è possibile vedere dalla figura (3.2)

Una terza quantità correlata a quelle già indicate è l'**efficienza quantica (Q.E.)** definita come il numero di fotoelettroni emessi per singolo fotone incidente e solitamente espressa in valore percentuale.

La relazione che lega l'efficienza quantica alle sensibilità è derivabile dalle leggi che regolano l'effetto fotoelettrico e vale

$$Q.E. = SK_e\,(\lambda)\ \cdot\ \frac{h \cdot c}{e \cdot \lambda}\ =\ 123.95 \cdot \frac{SK_e}{\lambda} \tag{3.7}$$

con e = carica dell'elettrone, h = costante di *Planck* e c = velocità della luce nel vuoto.

La caratteristica di un fotomoltiplicatore legata al processo di moltiplicazione degli elettroni emessi dal fotocatodo è detta **Guadagno**.

Il guadagno è misurato dall' amplificazione in corrente ovvero dal rapporto tra la corrente in uscita dall'anodo I_a e la corrente in uscita dal fotocatodo I_k

$$G\ =\ \frac{I_a}{I_k}. \tag{3.8}$$

Nel caso di un fotomoltiplicatore ad N dinodi il guadagno si può ricavare dalle caratteristiche della catena moltiplicativa:

$$G\ =\ \eta\ \cdot\ \prod_{i=1}^{N} \delta_i \cdot n_i \tag{3.9}$$

utilizzando le grandezze già definite nella formula (3.1).

Come è possibile ricavare dalla (3.2) il guadagno presenta una forte dipendenza dalla tensione V_i applicata tra il dinodo i-esimo ed il successivo:

$$G\ =\ \prod_{i=1}^{N} k_i \cdot V_i^{\alpha} \tag{3.10}$$

Dal momento che la tensione applicata fra due dinodi è una frazione f_i della tensione totale di alimentazione del fotomoltiplicatore è possibile definire la dipendenza di G da tale tensione V:

$$G\ =\ \prod_{i=1}^{N} k_i \cdot (f_i)^{\alpha} \cdot (V_{tot})^{\alpha}\ =\ K\ \cdot\ (V_{tot})^{N\alpha} \tag{3.11}$$

con K che dipende quindi dalla struttura partitiva utilizzata. e dalle caratteristiche fisiche e geometriche dei dinodi.

Il guadagno è anche soggetto a variazioni dovute alla temperatura in cui il fotomoltiplicatore opera, alla lunghezza d'onda della luce incidente ed alla corrente media in uscita dall'anodo.

Uno dei pregi dei fotomoltiplicatori è di mantenere costante il rapporto tra numero di fotoni incidenti e carica raccolta dall'anodo (**linearità di carica**) e tra flusso di luce diretta sul fotocatodo e corrente anodica (**linearità di corrente**).

Per elevati valori della corrente anodica però possono verificarsi alcuni fenomeni che interrompono la relazione lineare tra il segnale in entrata e quello in uscita.

Innanzitutto il passaggio di elevate correnti all'interno del fotomoltiplicatore non rende più possibile il mantenimento delle tensioni inter-dinodiche desiderate (vedi cap. prec.).

Quando $I_a/I_p \simeq 0.1$ il guadagno del fotomoltiplicatore assume valori maggiori di circa il 7% rispetto alle condizioni ideali.

Per $I_a/I_p \simeq 1$ invece la raccolta della carica da parte dell'anodo decresce rapidamente ed il guadagno presenta un brusco calo.

In figura (3.3) è illustrato l'andamento del guadagno in funzione delle correnti che attraversano il fotomoltiplicatore e delle correnti in funzione del flusso di luce uscente in un generico fotomoltiplicatore.

La presenza di forti correnti crea inoltre effetti di carica spaziale nelle zone inter-dinodiche influenzando le traiettorie degli elettroni e l'efficienza di raccolta.

Il valore di corrente anodica per cui si verifica tale scostamento dalla linearità è quindi strettamente dipendente dal sistema di alimentazione, ed in particolare dai potenziali fatti assumere agli ultimi dinodi e dalla tensione di alimentazione complessiva V_{tot}.

Operando sulla struttura del partitore di tensione per innalzare il limite di linearità si ottiene una diminuzione del guadagno del fotomoltiplicatore.

Analogamente alle sensibilità già illustrate è possibile definire la **sensibilità anodica luminosa** SA_V e la **sensibilità anodica radiante** SA_e prendendo in esame le correnti anodiche in luogo di quelle catodiche e comprendendo così nella misura anche l'effetto della moltiplicazione elettronica.

Altra caratteristica importante di un fotomoltiplicatore è la **corrente oscura**, definita come la corrente anodica presente in un fotomoltiplicatore cui è stata applicata una determinata tensione di alimentazione ma in completa assenza di segnali luminosi sul fotocatodo.

Ai fini del funzionamento del fotomoltiplicatore si tratta ovviamente di un rumore di fondo che ne riduce la capacità di risoluzione di segnali e che

Figura 3.3: La figura 3.3a mostra l'andamento del guadagno di un fotomoltiplicatore in funzione del rapporto tra la corrente anodica e la corrente che attraversa la base. (Da Photomultipliers Tubes - Philips Photonics) La figura 3.3b mostra la relazione tra lo stesso rapporto tra corrente anodica e corrente attraverso la base ed il flusso luminoso incidente. (Da Photomultipliers Tubes - Hamamatsu) in intensità dipende anch'esso dalla tensione di alimentazione in maniera analoga al guadagno.

Le cause della presenza di un valore finito di corrente oscura in un fotomoltiplicatore sono principalmente:

- Perdita di isolamento tra le varie componenti del fotomoltiplicatore tenute a tensioni diverse.

  La corrente di perdita è l'unica componente continua della corrente oscura ed aumenta linearmente all'aumentare della tensione totale applicata.

- Emissione termoionica.

  Dalla legge di Richardson per l'emissione termoionica

  $$J = A \cdot T^2 \cdot e^{\frac{-W_{estr.}}{K \cdot T}} \tag{3.12}$$

  con: J = densità di corrente,

  T = temperatura assoluta,

  $W_{estr.}$ = lavoro d'estrazione termoionica del materiale del fotocatodo e

  K = costante di Boltzmann,

  possiamo aspettarci a temperature normali e fotocatodi del tipo con massima sensibilità attorno a lunghezze d'onda incidenti di 300−500 nm dai 10 ai 1000 elettroni/$cm^2 \cdot s$.

- Emissione dovuta ai campi elettrici.

  A causa di imperfezioni nelle superfici degli elettrodi una componente della corrente oscura è dovuta all'emissione di elettroni dovuta ai campi elettrici creati all'interno del fotomoltiplicatore.

  Fortemente dipendente dalla tensione applicata questa componente della corrente oscura diviene predominante ad alte tensioni.

- Emissione dovuta a radiazioni di fondo.

  È causata dalle radiazioni dovute a componenti radioattive nei materiali utilizzati per la costruzione del fotomoltiplicatore o a particelle altamente energetiche provenienti dai raggi cosmici.

Figura 3.4: La curva a destra rappresenta l'andamento della corrente oscura in funzione della tensione applicata.Sono indicate le componenti che sono predominanti in alcuni intervalli di tensione. Nella curva a sinistra è illustrato l'andamento del guadagno. (da Photomultiplier Tubes - Philips Photonics)

- Esposizione a segnali luminosi prima dell'accensione.

  Si tratta di un fenomeno transitorio ma nei casi di forti dosi di luce assunte precedentemente all'accensione può richiedere anche un periodo di due giorni per permettere alla corrente oscura di raggiungere un valore stabile.

In figura (3.4) è mostrato l'andamento della corrente oscura in funzione della tensione di alimentazione e la componente di tale corrente predominante ai vari livelli di tensione.

Le caratteristiche temporali relative al segnale in uscita sono :

- **tempo di transito del segnale** calcolato come intervallo tra l'arrivo al fotocatodo di un segnale luminoso istantaneo ($\Delta t < 1ns$) ed il raggiungimento da parte del segnale in uscita di un livello in ampiezza convenzionalmente definito.

Oltre che essere funzione della tensione di alimentazione ($\propto {V_{tot}}^{-\frac{1}{2}}$) il tempo di transito del segnale è anche funzione del punto del fotocatodo colpito dalla luce incidente e la stima di questa dipendenza è detta **differenza del tempo di transito**

- **Dispersione nel tempo di transito** che misura la variazione del tempo di transito del segnale lungo una serie di sollecitazioni identiche fra di loro e dipende dal numero di fotoelettroni emessi ($\propto {N_k}^{-\frac{1}{2}}$).

-**Tempo di salita del segnale anodico** misurato dal punto di partenza a quello in cui la risposta raggiunge il 90% dell' ampiezza sempre in seguito a sollecitazione da segnale luminoso istantaneo.

-**Durata del segnale anodico** intesa come intervallo di tempo fra i due punti situati al 50% dell'ampiezza del segnale anodico prodotto anch'esso dal segnale luminoso istantaneo.

Una caratteristica, infine, estremamente importante di un fotomoltiplicatore impiegato nella lettura di segnali impulsivi ed in particolare nella capacità di determinazione dell'intensità di luce prodotta da uno scintillatore attraversato da una particella carica è la **Risoluzione dell'ampiezza del segnale** o **Pulse Height Resolution**.

La misura della *Pulse Height Resolution*, ottenuta dallo studio di una distribuzione relativa alla lettura di una serie di segnali luminosi identici è pari al rapporto:

$$PHR = \frac{\sigma_{50\%}}{\mu} \tag{3.13}$$

con μ uguale al valore medio della distribuzione delle ampiezze dei segnali e $\sigma_{50\%}$ uguale alla larghezza della distribuzione misurata al punto medio della sua altezza.

In realtà essa è una caratteristica complessiva del sistema scintillatore-fotomoltiplicatore e, data la corrispondenza lineare tra energia posseduta da una particella e carica rilasciata nello scintillatore e rilevata dal fotomoltiplicatore, ci permette una stima della capacità del sistema di distinguere tra differenti energie.

Tuttavia l'interesse legato al calcolo della *PHR* non deriva esclusivamente dal suo ruolo nella determinazione della risoluzione in energia posseduta dal calorimetro ma, per quanto in essa attiene al fotomoltiplicatore, rappresenta anche un parametro di cui tener conto nel corso di qualsiasi operazione svolga il fotomoltiplicatore ed in particolare anche nelle misure legate alla certificazione del fotomoltiplicatore stesso ed illustrate in seguito.

3.3 Le caratteristiche richieste per End Plug

[30], [31]

La scelta dei fotomoltiplicatori da impiegare nel calorimetro End Plug è stata dettata da una serie di richieste legate alle dimensioni ed alle caratteristiche operative dei fotomoltiplicatori stessi.

Tali richieste sono state ricavate dallo studio dei segnali in uscita dai due calorimetri elettromagnetico ed adronico.

È richiesta almeno al 95 % dei fotomoltiplicatori una sensibilità catodica luminosa di $100 - 110\mu A/lumen$ corrispondente ad un efficienza quantica del $13 - 14\%$ per tali lunghezze d'onda.

Il materiale del fotocatodo deve infatti possedere una buona efficienza di conversione nella regione delle lunghezze d'onda possedute dai segnali prodotti dalle fibre WLS (spettro centrato sui $520nm$).

I fotomoltiplicatori del calorimetro elettromagnetico devono essere in grado di operare a guadagni compresi tra $1 \cdot 10^4 \;\; e \;\; 5 \cdot 10^4$ mentre quelli del calorimetro adronico tra $1 \cdot 10^5 \;\; e \;\; 5 \cdot 10^5$.

Questi valori delle amplificazioni sono determinati dalla risposta prevista dal sistema a fibre e scintillatore per gli sciami elettromagnetici ed adronici prodotti nei calorimetri e dall'intervallo dinamico dei convertitori analogico-digitali che sono comuni ai due rivelatori.

I convertitori analogico-digitali impiegati sono a 16 bit, con un fondoscala di $750pC$.

Nel caso del calorimetro elettromagnetico lo sciame di più elevata energia che possiamo attenderci è quello generato da un $e^{\pm}$ proveniente dal decadimento di una particella $Z\prime$.

In seguito al raggiungimento di una luminosità di 1 fb^{-1} si spera infatti di poter produrre la particella $Z\prime$, prevista dal Modello Standard non minimale, per la quale è possibile il decadimento $Z\prime \longmapsto e^+ + e^-$ con B.R. di 3.3%.

La creazione della $Z\prime$, a causa dell'energia resa disponibile nella collisione $p\bar{p}$, è possibile solo per valori della sua massa $M_{Z\prime} \leq 900\ GeV$.

Valori così elevati imporrebbero la creazione della $Z\prime$ pressocché a riposo e dunque, nel successivo decadimento, la divisione in parti uguali della massa associata fra i due e.

Pertanto uno sciame di 450 GeV rappresenta il limite superiore nei processi indagati dal calorimetro elettromagnetico.

Per il calorimetro adronico sono previsti al massimo jets di 600 GeV.

Il minimo rilascio di energia è dovuto all'attraversamento del rivelatore da parte di un muone ad alta energia, definito per questo *particella al minimo di ionizzazione (MIP)* .

Nel calorimetro elettromagnetico il passaggio di una particella in una singola lastra di scintillatore produce in uscita dal fotocatodo associato circa 2 fotoelettroni /MIP (si tratta di una stima basata sul valore minimo di efficienza di conversione).

Il rilascio medio in energia di un elettrone in una lastra è equivalente a quello di 4 MIP per ogni GeV posseduto dall'elettrone.

Questo significa un segnale provocato dal passaggio di un elettrone lungo le 23 lastre di una torre di 184 fotoel./GeV.

Il rilascio delle particelle nel calorimetro adronico è minore.

Una MIP rilascia circa 0.75 ai fotoelettroni per *tile* cioè 16.5 fotoelettroni per torre.

Gli adroni hanno invece un rilascio in energia di 0.43 MIP/ GeV per torre, e quindi di 7.095 fotoelettoni/GeV per torre.

Date queste caratteristiche dal passaggio delle particelle più energetiche nelle due sezioni del calorimetro ci aspettiamo rispettivamente 83000 e 4300 fotoelettroni.

La carica in uscita da un fotomoltiplicatore che opera ad un guadagno G è:

$$Q = (N.di fotoel.) \cdot e \cdot G \tag{3.14}$$

con e = carica dell'elettrone.

Successivamente il segnale prodotto viene amplificato di un fattore A ed inviato ai convertitori analogico-digitali.

Per ottenere stabilità nella risposta dell'amplificatore utilizzato il fattore di amplificazione A non può comunque essere maggiore di 6.

Alti valori di amplificazione successiva al fotomoltiplicatore portano inoltre ad un notevole incremento del rumore.

DETERMINAZIONE DEI PARAMETRI DI FUNZIONAMENTO DEL SISTEMA DI ACQUISIZIONE DEI DATI DAL CALORIMETRO END PLUG UPGRADE				
	Cal.Elettromagnetico		Cal.Adronico	
	MIN	MAX	MIN	MAX
Energia massima (GeV)	450		600	
Tiles per torre	23		22	
MIP/GeV per tile	4		0.43	
Fotoel./MIP per tile	2	4	0.75	2
Fotoel./MIP per torre	46	92	16.5	44
Fotoel./GeV per torre	184	368	7.095	18.92
N.Max. di fotoel.	73600	147200	4257	11352
Fondoscala ADC(pC)	750		750	
Lim. Max. di carica dai fotomoltiplicatori (pC)				
A = 2	375		375	
A = 6	125		125	
Guadagno necessario (x 10^4)				
A = 2	3.18	1.59	55.06	20.65
A = 6	1.06	0.53	18.35	6.88
Corrente massima dal fotomoltiplicatore (nA)				
A = 2	18.75		18.75	
A = 6	6.25		6.25	

Tabella (3.1) Risposte dei calorimetri alle particelle di maggior energia e caratteristiche dei fotomoltiplicatori e delle amplificazioni.

Tramite la opportuna scelta dei valori di G ed A la massima carica prodotta deve assumere un valore leggermente inferiore a quello del fondoscala dell'ADC.

In tabella 3.1 sono illustrati i parametri di conversione massimi e minimi delle sezioni del calorimetro ed i valori ricavati per A e G in entrambi i casi.

Da questi valori si ottengono gli intervalli desiderati per il guadagno.

Ulteriori considerazioni intervengono nella scelta dei parametri operativi dei fotomoltiplicatori in base al segnale d'uscita.

Le più importante richiedono che non vengano comunque inviati agli amplificatori segnali con picchi in tensione superiori ad 1 $Volt$.

La corrente anodica media in uscita dai fotomoltiplicatori inoltre non deve essere superiore a 1 μA, valore oltre il quale viene ridotta la durata media del fotomoltiplicatore.

Quest'ultima considerazione ci porta ad escludere l'utilizzo di un fattore di amplificazione $A = 2$ per il Calorimetro Elettromagnetico dal momento che le correnti anodiche medie della maggior parte dei suoi fotomoltiplicatori raggiungerebbero valori troppo elevati ($> 2\ \mu A$).

Nell'intervallo di guadagni richiesti i fotomoltiplicatori devono essere lineari nella risposta prodotta sino a correnti di picco di $8\ mA$ e $25\ mA$, rispettivamente nei due intervalli elettromagnetico ed adronico.

La forma di un segnale in uscita da un fotomoltiplicatore è con buona approssimazione triangolare (vedi fig.(4.2a)) e la sua durata, a metà dell'intensità massima raggiunta, è di 20 ns corrispondenti ad un $\Delta t = 40ns$ nella approssimazione assunta per la forma d'onda.

Dunque la carica integrata dall'ADC in un segnale che raggiunge un picco d'intensità di corrente I_{max} è:

$$Q = \int_{t_{iniz.}}^{t_{fin.}} I(t) \cdot dt = \frac{1}{2} \cdot I_{max} \cdot \Delta t \qquad (3.15)$$

.

Utilizzando i valori illustrati in tabella (3.1) si ottengono i valori di corrente massima mostrati anch'essi in tabella.

Aumentando tali valori di circa il 20% per comprendere ogni possibile fluttuazione si ottengono i limiti imposti.

Il prodotto dell'efficienza Quantica per il guadagno deve essere stabile:

- **entro l'** $1\ \%$ **per correnti anodiche costanti di intensità compresa tra** $1\ nA$ **e** $1000\ nA$.

- **entro il** $3\ \%$ **per correnti anodiche medie variabili tra il valore di corrente oscura proprio del fotomoltiplicatore ed** $1\mu A$.

Nel primo caso l'intervallo di correnti anodiche costanti si riferisce ai valori del fondo attesi per l'esposizione dei fotomoltiplicatori a radiazioni presenti nell'apparato.

La seconda richiesta è invece è resa necessaria dall'osservazione in alcuni casi di variazioni nel guadagno dovute ad effetti di superficie dei dinodi e legate al valore medio di corrente in transito tra di essi.

La corrente oscura di ciascun fotomoltiplicatore non deve superare i $5\ nA$ **per il valore massimo del guadagno** $(5 \cdot 10^5)$.

Essendo la corrente oscura osservata la combinazione di una corrente continua di fondo e di picchi di corrente (vedi capitolo 3.2), la limitazione posta a questo valore intende soprattutto evitare la presenza di forti impulsi non legati ad alcuna sollecitazione luminosa.

La loro presenza influisce sulla corretta lettura dei segnali relativi a particelle durante le prese dati ma soprattutto pone seri problemi in fase di calibrazione del calorimetro.

In tabella (3.2) sono riassunte le richieste per le caratteristiche dei fotomoltiplicatori di nd Plug.

CARATTERISTICHE RICHIESTE AI FOTOMOLTIPLICATORI DI END PLUG		
	Cal.Elettrom.	Cal.Adronico
Guadagno	$5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^5$
Limte di linearità	$> 8mA$	$> 25mA$
Stabilità della Sens. an.	1% (corr. anodiche costanti)	
”	3% (corr. anodiche variabili)	
Corrente Oscura	$< 5nA$	

Tabella (3.2) Caratteristiche richieste ai fotomoltiplicatori di End Plug.

Capitolo 4

La certificazione dei Fotomoltiplicatori a Bologna

Nel programma delle attività riguardanti lo studio, la messa a punto e l'installazione del calorimetro End Plug di CDF le parti riguardanti i test dei fotomoltiplicatori sono affidate al gruppo PMT di Fermilab ed al gruppo dell'Università di Bologna.

Tali prove si rivolgeranno ad un insieme di circa 2000 fotomoltiplicatori una metà dei quali sarà spedita a Bologna ed i risultati confluiranno in un *database* comune.

L'attività congiunta dei due gruppi ha preso avvio a partire dall'estate del 1992 con una serie di test preliminari per la scelta del tipo di fotomoltiplicatore da impiegarsi.

I risultati di questo primo lavoro hanno portato all'acquisto presso la casa giapponese Hamamatsu di fotomoltiplicatori del tipo R 4125 le cui caratteristiche, relativamente al campione preso in esame, sono risultate conformi alle richieste elencate nel capitolo precedente.

Nel corso di questo capitolo verranno illustrate le prove effettuate sui fotomoltiplicatori acquistati e l'apparato sperimentale appositamente costruito.

4.1 Tecniche di misura utilizzate

Le misure effettuate sui fotomoltiplicatori in esame presso il laboratorio di Bologna sono:

- Misure di Guadagno in funzione della tensione di alimentazione.

  Gli scopi delle misure di guadagno sono:

  - la determinazione dei parametri della relazione $G = G(HV)$ illustrata in (3.8),

  - la determinazione delle tensioni operative corrispondenti ai valori desiderati di guadagno,

  - la verifica che il massimo valore desiderato di guadagno venga raggiunto alimentando ciascun fotomoltiplicatore con tensioni inferiori a 1800 $Volt$.

- Misure di Linearità alle tensioni operative prescelte.

  Queste misure vengono svolte alimentando i fotomoltiplicatori con le tensioni precedentemente stabilite e corrispondenti a guadagni di 10^4, $5 \cdot 10^4$, 10^5 e $5 \cdot 10^5$.

- Misure di Efficienza Quantica relativa.

- Misure di Stabilità in assenza e presenza di illuminazione continua di fondo.

- Misure di Corrente Oscura.

4.1.1 Misure tramite laser: Linearità, Stabilità ed Efficienza Quantica Relativa

Ai fini della significatività delle misure è opportuno operare in condizioni quanto più prossime a quelle reali.

Nello specifico gli impulsi luminosi che giungono al fotocatodo devono essere il più possibile simili a quelli prodotti nel calorimetro.

La lunghezza d'onda della luce che giunge dal calorimetro al fotocatodo dipende dalle caratteristiche della fibra WLS utilizzata e, nel caso di End Plug, presenta una distribuzione incentrata attorno a 520 nm, nella regione del verde.

La durata del segnale è principalmente dominata dai tempi di eccitazione e diseccitazione dello scintillatore e della fibra ottica.

Al fine di operare in condizioni il più possibile simili a quelle reali sono stati utilizzati, per la produzione di luce, lo stesso tipo di scintillatore e la stessa fibra in uso nel calorimetro.

La quantità di luce prodotta deve essere sufficente allo svolgimento delle misure e l'eccitazione dello scintillatore deve avvenire in modo sufficientemente rapido da essere trascurabile rispetto ai tempi propri di diseccitazione dello scintillatore e delle fibre.

Tali requisiti sono stati individuati nell'utilizzo di un laser impulsato ad azoto in grado di emettere un fascio di raggi ultravioletti di 337.1 nm di lungh. d'onda e di 400 ps di durata per impulso.

L'eccitazione dello scintillatore e la raccolta simultanea della luce emessa in 32 canali distinti per i fotomoltiplicatori avvengono in un dispositivo appositamente progettato e costruito detto *flasher*, (vedi figura (4.1)).

La luce emessa dal laser viene trasportata al *flasher* tramite una fibra al quarzo lunga 25 m di 0.7 mm di spessore ed il cui coefficente di attenuazione alla lunghezza d'onda del segnale del laser è di circa $100dB/Km$.

Tale lunghezza permette di porre il laser ad una distanza sufficente ad attenuare i disturbi elettromagnetici indotti dalla sua scarica sui fotomoltiplicatori e sull'elettronica di controllo ed acquisizione del sistema.

Il flasher è costituito da una camera cilindrica in alluminio resa il più riflettente possibile al suo interno.

In figura (4.2) è mostrato un segnale prodotto in un fotomoltiplicatore tramite il sistema laser e flasher.

Il rumore prodotto dal laser si presenta come una serie di impulsi ad alta frequenza per una durata di circa 500 ns ed un ampiezza massima dei suoi picchi ridotta dalla distanza a circa $5mVolt$ (vedi fig. (4.2)).

Si suppone che utilizzando intervalli di acquisizione (*gate*) superiori a 500 ns l'operazione di integrazione della carica svolta dall'ADC cancelli gli effetti di questo disturbo.

In ogni caso l'acquisizione dei piedistalli da sottrarre ai valori relativi ai

Figura 4.1: Schema del flasher.L'impulso proveniente dal laser viene trasformato in segnale luminoso dallo scintillatore. Parte di esso entra nel fotodiodo e parte viene raccolto dalla fibra verde WLS a in ragione della lunghezza di fibra contenuta all'interno della camera. La quantità di fibra introdotta può essere variata agendo sul connettore posto all'uscita della fibra verde e rappresentato a sinistra in figura.

Figura 4.2: Nella figura 4.2a è mostrato il segnale prodotto dal laser in un canale con fibra completamente inserita nel flasher ed un filtro posto lungo il cammino della fibra chiara con coefficente di attenuazione 0.6 corrispondente ad un fattore 10. Il guadagno del fotomoltiplicatore utilizzato è di $5 \cdot 10^5$. Da notare l'estrema rapidità del segnale ottenuto ($\Delta t = 16ns$) del tutto paragonabile ai valori dei segnali dal calorimetro. La figura 4.2b mostra il disturbo prodotto dalla sola scarica del laser lungo tutta la catena di acquisizione con il fotomoltiplicatore alle stesse condizioni sopra illustrate.

segnali avviene in sincronia con una scarica del laser non raccolta dalla fibra al quarzo.

In questo modo eventuali valori residui di rumore entrano a far parte della quantità sottratta.

Il *flasher* è costituito da una camera di alluminio resa riflettente al suo interno

La fibra al quarzo si affaccia sulla base di uno scintillatore cilindrico posto al centro del flasher e l'impulso da essa trasmesso provoca l'eccitazione e la successiva emissione da parte di quest'ultimo di luce a 420 nm di lunghezza d'onda.

La luce così prodotta viene diffusa verso il fotodiodo affacciato alla base opposta dello scintillatore ed attraverso la superficie laterale dello scintillatore stesso riflettendosi così nelle pareti interne della camera.

In prossimità della superficie laterale della camera sono introdotte 32 fibre verdi WLS che assorbono la luce prodotta dalla scintillazione, e, convertitala a 520 nm, ne trasportano parte verso l'esterno.

All'uscita dal flasher le fibre WLS sono saldate a fibre chiare a minor coefficente di attenuazione che portano il segnale ai fotomoltiplicatori.

In questo modo la luce proveniente dallo stesso impulso laser è distribuita a 32 canali ottici per i fotomoltiplicatori ed al fotodiodo secondo un rapporto determinato esclusivamente dall'accettanza geometrica del diodo e delle fibre e dalla loro efficienza di conversione da 420 a 520 nm.

L'accettanza geometrica delle fibre può essere variata intoducendone lunghezze differenti all'interno della camera tramite un meccanismo di regolazione della profondità di introduzione della fibra posto sul connettore d'ingresso.

Questa proprietà del sistema sarà utilizzata per effettuare una sommaria equalizzazione dei canali in uscita dal flasher per poter effettuare le misure di Efficienza Quantica relativa, come verrà illustrato in seguito.

La quantità di luce raccolta in funzione della lunghezza di fibra WLS introdotta è mostrata in figura (4.3).

È possibile ottenere un attenuazione fino ad un fattore 10 per ciascun canale singolarmente, anche se l'andamento non lineare dell'attenuazione in funzione della profondità di inserimento della fibra e limiti meccanici nella costruzione del connettore di regolazione impediscono una perfetta equalizzazione (vedi fig (4.7)).

Figura 4.3: Andamento della luce raccolta dalla fibra in funzione della quantità di fibra introdotta dal flasher.Il valore in ordinata è normalizzato alla quantità di luce relativa al completo inserimento della fibra

Una volta fissato questo parametro possiamo supporre che le frazioni di luce assorbite da ogni canale e dal fotodiodo restino costanti al variare dell'intensità di luce prodotta dallo scintillatore.

Quest'ultima quantità, in seguito all'instabilità nel segnale uscente dal laser, presenta un'effetto sistematico di calo fino ad un fattore 2 nell'arco di $4 \sim 5$ ore ed anche una volta raggiunta la condizione di regime mostra una dispersione del 16% attorno al suo valore medio (vedi figura (4.4a)).

Tuttavia il rapporto tra la risposta di un fotomoltiplicatore e quella del fotodiodo allo stesso segnale resta costante per correnti indotte nei due dispositivi che non ne superino i limiti di linearità nella risposta.

La distribuzione di questo rapporto mostra una dispersione inferiore allo 0.7% come è stato osservato da una serie di misure una delle quali è mostrata in figura (4.4b).

Il fotodiodo utilizzato è un EG&G SGD-200 alimentato a $-90\ Volt$.

Le sue principali caratteristiche sono il tempo di risalita di 8 ns che lo rende adatto a segnali veloci, la linearità nella risposta entro l' 1% nell'intervallo di ampiezza di segnali in cui sono compresi quelli da noi generati ed un coefficente di temperatura di $-0.003\ \%/\circ C$ per segnali di 500 nm.

Queste ultime due caratteristiche si rivelano ideali per le misure di linearità e di stabilità successivamente descritte.

È attualmente in fase di realizzazione un nuovo flasher che presenta due sostanziali modifiche rispetto a quello attualmente in funzione.

Innanzitutto il fotodiodo sarà posto lateralmente allo scintillatore in uno spazio ricavato sul fondo della camera.

È infatti possibile che attraverso la fibra al quarzo venga propagata una parte di luce visibile catturata nella connessione tra fibra al quarzo ed il laser, lungo il percorso della fibra, oppure prodotta come componente minima dal laser stesso [37].

Questa attraverserebbe lo scintillatore senza provocare alcuna emissione e raggiungerebbe il fotodiodo che si trova lungo il percorso della luce uscente dalla fibra al quarzo ma senza influire sulla risposta del fotomoltiplicatore.

Al variare dell'intensità dell'impulso del laser questa frazione di luce di luce visibile, se prodotta dal laser potrebbe non necessariamente seguire lo stesso andamento della parte UV ,o addirittura restare costante se assorbita dall'ambiente esterno.

In questo modo il fotodiodo sarebbe colpito da una quantità di luce sem-

Figura 4.4: In figura (4.4a) è mostrata la distribuzione della risposta ottenuta da un fotomoltiplicatore nella lettura di 5000 impulsi dal laser. Il valore della dispersione di questi dati attorno al loro valor medio è del 16% e riflettono l'instabilità nell'ampiezza degli impulsi emessi dal laser. In figura (4.4b) è mostrata, per gli stessi dati, la distribuzione nel rapporto tra la risposta del fotomoltiplicatore e quella del fotodiodo (9 dati sono stati omessi da questa distribuzione perché una momentanea variazione dei ritardi nelle linee ha portato fuori sincronia il segnale del diodo, si tratta di eventi non frequenti ma comunque ampiamente riconoscibili ed eliminabili in fase di analisi). In questo caso la dispersione attorno al valor medio è del 0.8%.

pre maggiore rispetto a quella giunta al fotomoltiplicatore con conseguente variazione del rapporto tra le due risposte.

Un'ulteriore variazione nel rapporto tra le due risposte al calare dell'intensità dell'impulso del laser potrebbe verificarsi se questa instabilità producesse anche una riduzione del cono di luce uscente dalla fibra al quarzo verso lo scintillatore.

In questo caso le accettanze relative di fotomoltiplicatori e diodo risulterebbero modificate rispetto alle condizioni di partenza.

L'analisi dei dati delle misure di stabilitóttenute con i due *flasher* ci dará una stima della rilevanza di questo effetto.

Un'altra modifica riguarderà il sistema di equalizzazione tramite la regolazione della quantità di fibra introdotta nella camera.

Le fibre saranno introdotte nella camera per tutto il suo spessore.

L'esposizione di queste alla luce dello scintillatore sarà variata facendo scorrere una guaina metallica attorno alle fibre nascondendone una parte più o meno estesa a seconda delle esigenze.

In questo modo si pensa di ottenere una risoluzione maggiore nella regolazione della luce raccolta da ogni singola fibra ed un sistema di regolazione meccanicamente più stabile ed affidabile per le fibre stesse.

LINEARITÀ

Nel corso del precedente capitolo è già stata illustrata l'importanza della linearità della risposta del fotomoltiplicatore in funzione dell'intensità del segnale luminoso incidente sul fotocatodo.

Le misure effettuate devono verificare che i fotomoltiplicatori presentino linearità nella risposta fino ai segnali più intensi attesi durante il funzionamento del calorimetro.

Occorre quindi sollecitare il fotomoltiplicatore utilizzando un intervallo di segnali luminosi la cui intensità massima provochi nello strumento correnti superiori a quelle entro cui si vuole controllare il suo comportamento lineare.

Poichè il fotodiodo è lineare in questo intervallo, dal confronto tra le risposte dei due rivelatori si ricava il limite di linearità per il fotomoltiplicatore.

La corrente di picco del segnale per cui si manifesta una variazione nel rapporto tra le risposte dei due dispositivi superiore al 2% viene assunta come limite superiore in corrente di linearità.

La perdità di linearità nella risposta del fotomoltiplicatore è principalmente dovuta a variazioni nell'amplificazione operata nella catena dinodica in seguito a cali tra le tensoni interdinodiche per alte correnti in transito ed a effetti di carica spaziale (vedi par. 3.1).

Nel fotodiodo viceversa non vi è amplificazione di carica, alle tensioni di alimentazione utilizzate, ma soltanto raccolta della carica prodotta in prima ionizzazione.

Il valore massimo di luce emessa dal laser è di gran lunga superiore alla quantità richiesta per produrre nei fotomoltiplicatori le correnti richieste.

Si è reso perciò necessario interporre lungo il cammino della fibra chiara dei filtri ottici per l'attenuazione del segnale fino ad un fattore 10.

Tuttavia la dispersione nell'intensità di luce uscente dal laser non è sufficente a coprire tutto l'intervallo di segnali da fornire ai fotomoltiplicatori per ricavare una curva di linearità.

Per ottenere quindi l'intervallo di intensità luminosa desiderata si è sfruttata la divergenza del fascio uscente dal laser.

Il laser utilizzato non e' infatti dotato di un ottimo sistema per la focalizzazione del fascio.

Osservando l'ampiezza di luce in vari punti del fascio posti su un piano perpendicolare alla direzione del fascio stesso ed ad una distanza di 1.5 cm dalla finestra di emissione del laser si notano due massimi ed un area di minore intensità attorno ad essi.

Se si pone la fibra in corrispondenza di uno dei due massimi e la si sposta lungo la direzione orizzontale del piano perpendicolare alla propagazione del fascio si ottiene la distribuzione mostrata in figura (4.5).

Effettuando quindi una scansione dal punto di massima intensità del fascio fino ai suoi margini è possibile, con continuità, ottenere tutti valori di intensità necessari fino a segnali di ampiezza trascurabile.

Lo spostamento della fibra, durante l'acquisizione dei dati per la curva di linearità, viene effettuato tramite un carrello a cui è rigidamente fissato il sostegno della fibra stessa.

Il carrello si muove su una guida disposta parallelamente alla superficie frontale del laser. Il suo spostamento è azionato da un motore alimentato in corrente continua da un'apposita unita' di controllo *motor drive unit* . Via

Figura 4.5: Ampiezza dell'impulso uscente dal laser, misurata tramite flasher e fotomoltiplicatore.In ordinata è riportato il rapporto tra l'ampiezza del segnale ottenuto e il segnale corrispondente al picco in intensità. In ascissa sono riportati i valori in mm della distanza della fibra dal punto di massimo

CAMAC, tramite un Convertitore Digitale-Analogico (DAC), viene fornito in ingresso alla *motor drive unit* un livello in tensione proporzionale alla distanza compiuta rispetto ad un punto prefissato di fine-corsa.

Il minimo spostamento consentito dalla meccanica del sistema è di 0.09 mm.

In questo modo è possibile effettuare l'acquisizione di una serie di dati per ogni posizione assunta dal carrello e, grazie alla dispersione propria dell'intensità degli impulsi laser, ottenere una curva ad alta densità di punti come quella mostrata in figura (5.3).

Il valore della carica integrata dal convertitore analogico-digitale in un segnale del tipo di quello mostrato in figura (4.2) è dato da:

$$Q \; = \; \int_{t_{iniz.}}^{t_{fin.}} I(t) \; \cdot \; dt \; = \; \int_{t_{iniz.}}^{t_{fin.}} \frac{V(t)}{R} \; \cdot \; dt \tag{4.2}$$

con R = impedenza del circuito su cui viene chiuso il segnale = 50 Ohm.
Tale segnale può essere approssimato con una forma d'onda triangolare di durata temporale Δt ed altezza (negativa) V_{peak}.
L'espressione (4.2) diventa allora:

$$Q \; = \; \frac{V_{peak}}{R} \; \cdot \; \Delta t \tag{4.3}$$

La relazione tra la tensione di picco del segnale e l'intensità massima di corrente raggiunta nel segnale stesso I_{peak} è data dalla legge di Ohm:

$$V_{peak} \; = \; I_{peak} \; \cdot \; R \tag{4.4}$$

Dal momento che occorre spingersi a segnali luminosi di forte intensità per raggiungere i limiti di funzionamento lineare del fotomoltiplicatore è necessario ricorrere ad attenuazioni del segnale in ingresso all'ADC per evitare l'instaurarsi di fenomeni di non linearità dell' ADC stesso.

Utilizzando allora un'attenuazione elettronica di A db la carica effettivamente letta dall'ADC vale:

$$Q_{ADC} \; = \; k_{ADC} \; \cdot \; N \; = \; Q \; \cdot \; 10^{\frac{-A}{20}} \tag{4.5}$$

con N = numero di canali ADC letti.

Combinando le ultime tre equazioni si ottiene la seguente relazione tra il numero di canali ADC registrati e la corrente di picco del relativo segnale:

$$I_{peak} \;=\; \frac{k_{ADC}}{\Delta t} \;\cdot\; 10^{\frac{-A}{20}} \;\cdot\; N \tag{4.6}$$

Nel corso delle misure di linearità fino ad ora effettuate vengono prodotti segnali fino ad indurre correnti di picco in uscita dal fotomoltiplicatore di circa un fattore 1.5 superiori al limite di linearità minimo richiesto.

In questa fase è interessante infatti ricavare un limite superiore alla linearità in un intervallo ben maggiore di quello richiesto, per esaminare il comportamento del fotomoltiplicatore .

In fase di produzione verrà adottato un criterio di selezione del fotomoltiplicatore che non richiederà di spingersi così oltre il limite di non linearità.

STABILITÀ

Scopo delle misure di stabilità è accertare che le variazioni nel prodotto tra l'Efficienza Quantica ed il Guadagno del fotomoltiplicatore non superino i valori richiesti in un lungo arco di tempo.

In assenza di una sorgente di luce che possieda requisiti di stabilità in tutto questo tempo che garantiscano che gli effetti osservati siano imputabili esclusivamente al fotomoltiplicatore, si utilizza anche in questo caso il laser e si normalizza la risposta del fotomoltiplicatore alla risposta del fotodiodo corrispondente allo stesso impulso.

Le instabilità del laser infatti non influiscono sul rapporto tra le due risposte e il fotodiodo stesso è estremamente stabile nella sua risposta, particolarmente riguardo a variazioni della temperatura esterna.

Le misure di stabilità vengono effettuate in due diverse configurazioni sperimentali.

Nella prima misura il fotomoltiplicatore è sollecitato esclusivamente dalla luce prodotta dal laser.

Vengono inviati al fotomoltiplicatore delle serie di 500 impulsi ogni 15 minuti, per una durata complessiva di tre giorni.

Nella seconda misura, vengono alternate misure effettuate con la sola luce del laser (come nel caso precedente) e misure in cui il fotomoltiplicatore è anche sottoposto ad un livello continuo di luce proveniente da un LED verde, per simulare la presenza costante nel calorimetro di un fondo continuo di illuminazione dovuta alla presenza di radiazioni ionizzanti.

Anche in questo caso la misura è composta di varie serie di 500 impulsi separate l'una dall'altra di 15 minuti.

La durata complessiva di questa seconda prova è di 24 ore.

Per ogni fotomoltiplicatore viene calcolato il valore medio della risposta nella i-esima serie di acquisizione come:

$$\mu_i^{stab.} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{k=1}^{500} \frac{PMT_i^k}{PIN_i} \cdot \mu_1^{stab.} \tag{4.7}$$

con $\mu_i^{stab.}$ = valore medio della i-esima acquisizione effettuata,

$\mu_1^{stab.}$ = valore medio della prima acquisizione effettuata,

PMT_i^k = risposta dell'i-esimo fotomoltiplicatore al k-esimo segnale del laser

PIN^k = risposta del fotodiodo al k-esimo segnale del laser.

Un grafico dei $\mu_i^{stab.}$ in funzione del tempo ci permette di osservare le variazioni intervenute durante il periodo di misura nella risposta del fotomoltiplicatore.

Le variazioni nella risposta dei fotomoltiplicatori dovute a cambiamenti della temperatura esterna non dovrebbero essere superiori, nel nostro caso, a pochi decimi di percento per grado [38].

In questo caso, mantenendo la temperatura dell'ambiente che contiene i fotomoltiplicatori in un intervallo di un paio di gradi, si possono attribuire le variazioni intervenute come dovute a processi correlati con la caratteristiche intrinseche di ciascun singolo fotomoltiplicatore.

EFFICIENZA QUANTICA RELATIVA

Una misura di Efficienza Quantica di un fotomoltiplicatore rappresenta un'operazione estremamente complessa e necessita di sorgenti di luce di intensità perfettamente nota e di strumenti in grado di misurare le correnti catodiche,normalmente dell'ordine di qualche $fCoulomb$.

Con il sistema illustrato è invece possibile stimare il rapporto tra l'efficienza Quantica di due fotomoltiplicatori.

Per un fotomoltiplicatore la cui Efficienza Quantica vale η_i ed il guadagno G, la risposta R_i ad un numero N_i^γ di fotoni vale:

$$PMT_i \;=\; N_i^{\gamma} \;\cdot\; \eta_i \;\cdot\; G_i \;\cdot\; K \tag{4.8}$$

dove K è il fattore di conversione di elettroni raccolti dall'anodo in canali ADC e vale:

$$K \;=\; e \;\cdot\; \frac{1}{k_{ADC}} \tag{4.9}$$

con $e \;=\;$ carica dell'elettrone ($1.6 \;\cdot\; 10^{-7}\; pC$) e
$k_{ADC} \;=\;$ costante di calibrazione dell'ADC utilizzato espressa in $pC/Canali\ ADC$.

Se supponiamo di inviare lo stesso numero di fotoni N_{γ} a ciascun fotomoltiplicatore e di alimentare i fotomoltiplicatori in modo che abbiano lo stesso guadagno G otterremo dall' eq (4.8) che il rapporto fra le efficienze quantiche di due fotomoltiplicatori i e j ha lo stesso valore del rapporto delle due risposte PMT_i e PMT_j.

$$\frac{\eta_i}{\eta_j} \;=\; \frac{PMT_i}{PMT_j} \tag{4.10}$$

Anche in questo caso vengono utilizzati i valori medi delle distribuzioni ottenute per i rapporti tra le risposte del fotomoltiplicatore in esame e quello di riferimento in seguito all'acquisizione di N dati:

$$\mu_i^{QER} \;=\; \frac{1}{N} \;\cdot\; \sum_{k=1}^{n} \frac{PMT_i^k}{PMT_{rif}^k} \tag{4.11}$$

E dunque:

$$QER_i \;=\; \mu_i^{QER} \tag{4.12}$$

La difficoltà dell'effettuazione di questa misura risiede nella necessità di soddisfare le due condizioni sopra citate.

Poter disporre dello stesso numero di fotoni N^{γ} in ogni canale significa poter effettuare una perfetta equalizzazione dei canali in uscita dal *flasher*.

Con l'attuale flasher è stato possibile equalizzare tutti i canali entro il 5% e, con il successivo modello, si pensa di poter migliorare ulteriormente l'equalizzazione dei vari canali.

Per stimare i fattori di correzione da inserirsi nella equazione (4.12) in ragione della diversa quantità di luce raccolta da ciascuna fibra, e' stata effettuata una presa dati utilizzando per ciascun canale lo stesso fotomoltiplicatore. Si sono quindi ricavati i fattori di correzione normalizzando il valor medio χ_i della distribuzione ottenuta per i vari PMT_i al valor medio ottenuto per il canale di riferimento $\chi_{rif.}$.

I fattori di correzione ottenuti per le misure presentate in questo lavoro sono mostrati in figura (4.6).

Nel calcolo degli errori da associare a queste misure prevale nettamente l'errore sistematico dovuto alla non riproducibilità delle stesse condizioni nella misura delle risposte dei vari canali con lo stesso fototubo.

Il fotomoltiplicatore di riferimento utilizzato è stato infatti prescelto in virtù della sua stabilità in funzione della accensione e spegnimento della alta tensione, operazione necessaria per consentire il posizionamento delle varie fibre. Inoltre la risposta del fotocatodo è uniforme entro qualche percento su tutta la superficie sensibile e cio'consente ampia tolleranza nel posizionamento delle fibre.

Tuttavia da una serie di misure ripetute questo errore sistematico è stato stimato attorno all' 1%.

Il canale di riferimento utilizzato per le misure di Efficienza Quantica relativa è il canale connesso al PMT1 (CX0064).

La seconda condizione, quella relativa allo stesso guadagno, presenta anch'essa problemi.

Durante il tempo che intercorre tra la misura delle curve di guadagno e la misura di Efficienza Quantica relativa possono verificarsi variazioni nella relazione tra guadagno e tensione applicata.

Andamenti di questo tipo sono stati osservati a LAB2 per alcuni fotomoltiplicatori e si manifestano per fotomoltiplicatori appena costruiti durante i primi tempi di funzionamento, come nel nostro caso.

Occorre dunque effettuare una seconda misura del guadagno dei fotomoltiplicatori immediatamente prima la misura dell'Efficienza Quantica relativa e, detti rispettivamente $G^*_{rif.}$ e G^*_i i nuovi guadagni ottenuti per il fotomoltiplicatore di riferimento e per gli altri fotomoltiplicatori, moltiplicare l' equazione (4.10) per il fattore di correzione del guadagno $G^*_{rif.}/G^*_i$.

Il valore dell'Efficienza quantica relativa dell' i-esimo fotomoltiplicatore diventa dunque:

Figura 4.6: Fattori di correzione ottenuti con l'attuale flasher

$$QER_i^{corr} \;=\; QER_i \;\cdot\; \frac{\chi_{rif.}}{\chi_i} \;\cdot\; \frac{G^*_{rif.}}{G^*_i} \qquad (4.13)$$

.

4.1.2 Misure tramite LED: Guadagno

La misura del prodotto del Guadagno per l'Efficienza Quantica di un fotomoltiplicatore può essere effettuata inviando sul fotocatodo un numero fissato m di fotoni ed osservando l'impulso prodotto in uscita sull'anodo.

Non è ovviamente possibile disporre di una sorgente di luce in grado di emettere esattamente m fotoni per impulso ma, utilizzando un LED, si può assumere che il numero di fotoni emessi per ogni impulso fluttui secondo una distribuzione nota.

In regime di stabilità infatti il numero di fotoni N_γ emessi per impulso da un LED segue una distribuzione di Poisson:

$$P_m(N_\gamma) \;=\; \frac{m^{N_\gamma}}{N_\gamma!} \;\cdot\; e^{-m} \qquad (4.14)$$

dove m è il valore medio della distribuzione.
La deviazione standard vale:

$$\sigma_\gamma \;=\; \sqrt{m} \qquad (4.15)$$

Detta η l'Efficienza Quantica del fotocatodo alla lunghezza d'onda della luce emessa dal LED possiamo assumere che questo, colpito da un fotone, si comporti in modo da emettere un elettrone (*fotoelettrone*) con probabilità η e non emettere nulla con probabilità $(\; 1 - \eta \;)$.

In questo caso anche il numero di fotoelettroni emessi N_e avrà una distribuzione di Poisson, [39], con valor medio

$$\langle N_e \rangle \;=\; \eta \;\cdot\; m \qquad (4.16)$$

Attraversando la catena dinodica gli elettroni circolanti all'interno del fotomoltiplicatore vengono via via moltiplicati ed il rapporto tra gli elettroni raccolti dall'anodo ed i fotoelettroni emessi dal fotocatodo è dato dal guadagno G del fotomoltiplicatore (vedi eq. (3.8)).

La risposta del fotomoltiplicatore registrata quindi dall'ADC ed espressa in canali ADC è data da:

$$R = N_e \cdot G \cdot K \tag{4.17}$$

dove K rappresenta il fattore di conversione del numero di elettroni in canali ADC già definito nell'equazione (4.9).

Assumendo come costanti sia il Guadagno del fotomoltiplicatore che il fattore di conversione otteniamo per la distribuzione delle risposte:

$$\langle R \rangle = G \cdot K \cdot \langle N_e \rangle \tag{4.18}$$

$$\sigma_R = G \cdot K \cdot \sqrt{\langle N_e \rangle} \tag{4.19}$$

Utilizzando quindi i primi due momenti della distribuzione si ottiene per il guadagno:

$$G = K \cdot \frac{{\sigma_R}^2}{\langle R \rangle} \tag{4.20}$$

Dagli stessi dati è anche possibile trarre una stima per il numero medio di fotoelettroni emessi dal fotocatodo:

$$\langle N_e \rangle = \frac{\langle R \rangle^2}{\sigma_R} \tag{4.21}$$

Questi risultati sono da considerarsi corretti, come già detto, solo nel caso in cui il Guadagno sia una costante.

Se considerassimo il Guadagno come una variabile statisticamente distribuita attorno al suo valore medio $\langle G \rangle$ con un errore relativo $\delta_G = \frac{\sigma_G}{G}$ otterremmo dalla legge della propagazione degli errori un valore della varianza nella distribuzione della risposta:

$${\sigma_R}^2 = \langle G \rangle^2 \cdot K^2 \cdot \langle N_e \rangle \cdot \sqrt{1 + {\delta_G}^2} \tag{4.22}$$

Tali variazioni nel guadagno si manifestano come un allargamento della distribuzione ottenuta per R rispetto alla distribuzione attesa se G fosse una costante (cioè una distribuzione perfettamente poissoniana) pur restando costante il suo valor medio $\langle R \rangle$.

Ci aspettiamo dunque di ottenere per il rapporto tra la deviazione standard σ_R ed il valor medio $\langle R \rangle$ un valore maggiore di quello poissoniano:

$$\frac{\sigma_R}{\langle R \rangle} > \frac{1}{\sqrt{\langle N_e \rangle}} \tag{4.23}$$

Definendo con F_i ($F_i > 1$) il rapporto tra queste due ultime caratteristiche delle distribuzioni reale e poissoniana si ottiene:

$$\frac{\sigma_R}{\langle R \rangle} = \frac{F_i}{\sqrt{\langle N_e \rangle}} \tag{4.24}$$

L'espressione (4.20) per il guadagno diventa allora:

$$G_i = \frac{K}{F_i} \cdot \frac{\sigma_R{}^2}{R} \tag{4.25}$$

dove il fattore F_i dipende dal fotomoltiplicatore in questione e dalle condizioni di lavoro in cui è posto.

Si tratta di una relazione con due termini di cui non possiamo misurare sperimentalmenta il valore.

Da osservazioni sui processi statistici e simulazioni per fotomoltiplicatori a 10 dinodi simili a quelli da noi utilizzati [35] si può assumere che per un guadagno attorno a 10^6 questi effetti diventino irrilevanti e $F_{(G=10^6)} = 1$.

È quindi possibile calcolare guadagni di questo ordine tramite l'equazione (4.20) ed è ciò che nel nostro caso viene fatto quando i fotomoltiplicatori sono alimentati con la più alta tensione applicata e cioè a $1500 Volt$.

Le determinazioni dei valori inferiori di Guadagno possono essere calcolate tramite il rapporto tra i valori medi delle distribuzioni ottenute ad alimentazioni minori (R_i) e quello relativo al guadagno G_H della più alta tensione (R_H):

$$G_i^{corr.} = G_H \cdot \frac{R_i}{R_H} \tag{4.26}$$

eludendo in questo modo l'errore sistematico dovuto alla sovrastima del guadagno conseguente alla (4.23).

Utilizzando i Guadagni ottenuti si può anche risalire al fattore correttivo F_i del fotomoltiplicatore alimentato ad una tensione V_i:

$$F_i = \frac{G_i}{G_i^{corr.}} \tag{4.27}$$

Nel calcolo dell'errore da associare alla misura di guadagno faremo riferimento all'espressione (4.20).

Essa è corretta nella determinazione di G_H e G_H stesso è il termine la cui incertezza è largamente dominante nel calcolo dei vari G_i tramite la (4.26).

Da una misura della risposta del fotomoltiplicatore ottenuta da n dati è infatti possibile ricavare il valor medio della distribuzione X e la varianza S^2.

La distribuzione di X, il cui valor medio assumiamo come $\langle R_i \rangle$, presenta una deviazione standard $\sigma_X = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$ e, per un numero elevato di dati acquisiti tende a diventare irrilevante rispetto alla deviazione standard nella distribuzione di S^2.

Si può infatti dimostrare che $\frac{n \cdot S^2}{\sigma^2}$ segue una distribuzione $\chi^2(n-1)$ [36].

Per $n = 9000$, come nel nostro caso, si ottiene per S^2 un limite superiore al 95% di confidenza tale da avere per $\sigma_{\langle R_i \rangle}{}^2$ un errore percentuale di $2,5\%$.

Dunque:

$$(\frac{\sigma_{G_H}}{G_H})^2 = (\frac{\sigma_{\langle R_H \rangle}}{\langle R_H \rangle})^2 + (\frac{\sigma_{S^2}}{\sigma_{S^2}{}^2})^2 \simeq (\frac{\sigma_{S^2}}{\sigma_{S^2}{}^2})^2 \tag{4.28}$$

ed allo stesso modo:

$$(\frac{\sigma_{G_i^{corr.}}}{G_i^{corr.}})^2 = (\frac{\sigma_{\langle R_i \rangle}}{\langle R_i \rangle})^2 + (\frac{\sigma_{\langle R_H \rangle}}{\langle R_H \rangle})^2 + (\frac{\sigma_{G_H}}{G_H})^2 \simeq (\frac{\sigma_{G_H}}{G_H})^2 \tag{4.29}$$

Dai valori così ottenuti per $G_i^{corr.}$ e G_H vengono ricavati i parametri della curva di guadagno $G = G(HV)$ e si giunge alla determinazione delle tensioni da applicare al fotomoltiplicatore per ottenere i valori di guadagno desiderati.

4.1.3 Misure di corrente oscura

Le misure di corrente oscura non richiedono la generazione di alcun segnale luminoso essendo definita tale grandezza come la corrente presente nel fotomoltiplicatore in assenza di qualsiasi sollecitazione luminosa sul fotocatodo.

La misura della corrente oscura presente in ogni singolo fotomoltiplicatore viene effettuata alle stesse tensioni cui si effettua la misura di guadagno.

Dopo aver alimentato il fotomoltiplicatore alla tensione desiderata occorre attendere circa un'ora, tempo sufficente alla stabilizzazione della corrente presente ed all'eliminazione degli effetti transitori dovuti al cambiamento di potenziale dei dinodi.

Dalle correnti I_{DC} così acquisite vengono determinati i parametri della relazione che lega la corrente oscura alla tensione d'alimentazione ritenuta, a questo livello, simile a quella tra guadagno e tensione (vedi cap. 3.1).

Da questi dati è possibile ricavare il valore di corrente oscura relativo alla tensione di funzionamento del fotomoltiplicatore nel calorimetro.

4.2 L'apparato sperimentale

L'apparato sperimentale di Bologna per la certificazione dei fotomoltiplicatori è predisposto per l'esame simultaneo di 32 fotomoltiplicatori.

Trenta di questi fotomoltiplicatori apparterranno all'insieme di fotomoltiplicatori da analizzare mentre i due restanti canali saranno dedicati a due fotomoltiplicatori dalle caratteristiche conosciute per il controllo del corretto funzionamento del sistema.

Le parti dell'apparato sperimentale per cui è richiesto isolamento rispetto alla luce dell'ambiente esterno sono state alloggiate all'interno di una scatola in legno appositamente costruita per garantire la tenuta di luce.

La scatola è divisa al suo interno in due zone, una delle quali ospita i fotomoltiplicatori ed è ulteriormente schermata alla luce.

È possibile in questo modo il mantenimento delle tensioni applicate ai fotomoltiplicatori anche nel caso in cui l'altra parte sia esposta alla luce ambientale per modifiche ai dispositivi in essa alloggiati (come il sistema dei LED o il *flasher*).

Misure eseguite con fotomoltiplicatori e posti all'interno di questa zona hanno infatti rivelato livelli di corrente oscura in questa configurazione di $30 \sim 40\ nA$.

Le misure di corrente oscura effettuate con la chiusura totale della scatola (vedi par. 5.4) hanno invece rivelato valori massimi di $1.7\ nA$.

Figura 4.7: Schema dell'assemblaggio del fotomoltiplicatore e delle parti ad esso connesse

L'apertura della scatola impedisce quindi la corretta acquisizione di dati da parte dei fotomoltiplicatori ma non provoca danni ai fotomoltiplicatori stessi se mantenuti in tensione.

Ciascun fotomoltiplicatore, all'interno di questa camera, è assemblato in un sistema che comprende le seguenti parti (vedi figura (4.7)).

- Un avvolgimento in un foglio di rame per un tratto maggiore della lunghezza del fotomoltiplicatore connesso elettrostaticamente al fotocatodo attraverso una resistenza di 1 $M\Omega$.

  Questo crea attorno al fotocatodo una superficie equipotenziale ed evita la presenza di campi elettrostatici indesiderati in prossimità di esso e della zona di focalizzazione.

- Uno schermo magnetico attorno al fotomoltiplicatore per proteggere la catena dinodica ed il percorso compiuto dagli elettroni da effetti dovuti al campo magnetico terrestre.

- Un *light mixer* costituito da un parallelepipedo lungo $3.5cm$. in plexigas affacciato alla finestra del fotomoltiplicatore per rendere più uniforme sulla superficie del fotocatodo i segnali luminosi uscenti dalle fibre ottiche.

- Un sostegno per la connessione tra le fibre ottiche provenienti dalle sorgenti di luce ed il *light mixer*.

- Il partitore di tensione appositamente progettato per le caratteristiche di funzionamento di questi fotomoltiplicatori.

  In figura (4.8) è illustrata la configurazione adottata per il partitore di tensione.

L'alimentazione dei fotomoltiplicatori è fornita da un *High Voltage Power Supply* Le Croy 1440 dotato di due schede per 32 complessivi canali indipendenti di alimentazione.

Il controllo dell'alimentatore avviene via CAMAC tramite un modulo di interfaccia LeCroy 2132.

4.2.1 Il sistema dei LED

La scelta del laser discende da criteri del tutto generali di affinità dei segnali prodotti in sede di certificazione dei fotomoltiplicatori con i segnali prodotti dal calorimetro.

Tuttavia le caratteristiche richieste agli impulsi luminosi, a causa della metodologia utilizzata per la determinazione del guadagno, non consentono per questa misura l'utilizzazione del laser, di qui il ricorso all'uso di LED.

Anche in questo caso si è cercato di ottenere segnali simili a quelli desiderati ma non è stato possibile trovare LED che generassero segnali adeguati contemporaneamente per lunghezza d'onda della luce emessa e durata dell'impulso.

Sono stati quindi utilizzati:

Figura 4.8: Schema del partitore di tensione realizzato per i fotomoltiplicatori Hamamatsu R4125

- LED rossi per le misure di guadagno.

  La durata del segnale con essi prodotto (vedi figura (4.10)) pur essendo di circa un fattore 3 superiore a quella ottenuta con il laser è tuttavia la più breve ottenibile con LED.

  Un ulteriore pregio è dato dalla grande quantità di luce che i LED riescono a sviluppare in ogni singolo impulso.

  La lunghezza d'onda di tale luce è però nettamente differente da quella desiderata.

  In prima approssimazione questa differenza dovrebbe influire solamente sull' efficienza quantica, come è possibile notare dalla curva di sensibilità luminosa mostrata in figura (3.3).

- LED verdi per la simulazione del fondo nelle misure di stabilità.

  In questo caso la lunghezza d'onda della luce emessa è simile a quella prodotta dagli scintillatori di End Plug.

  Trattandosi in questo caso di un segnale continuo la mancanza di rapidità di accensione è del tutto irrilevante.

Il sistema elettronico di accensione e pilotaggio dei LED di entrambi i tipi è costituito di 72 canali indipendenti.

I LED sono alimentati da un generatore di corrente in cui il valore di corrente erogata è proporzionale ad un livello di tensione fornito in ingresso.

In questo modo è possibile ottenere una risposta più stabile rispetto a quella fornita da LED pilotati in tensione ed è possibile tramite il livello di tensione in ingresso ottenere un vasto intervallo di intensità luminosa prodotta per impulso.

L'accensione del LED e la durata dell'impulso luminoso emesso sono comandate tramite l'ingresso di un livello NIM della durata desiderata (*strobe*).

Il tempo di accensione del LED è dato esclusivamente dalla somma del tempo impiegato dal circuito interruttore comandato dal segnale di strobe e dal tempo intrinseco di accensione del LED.

Il collegamento dell'interruttore in parallelo permette infatti di deviare sul LED la corrente già circolante sull' altro ramo del circuito eliminando i tempi necessari al generatore per la sua accensione.

Figura 4.9: Schema di funzionamento di un canale del circuito di accensione e pilotaggio dei LED

In figura (4.9) è illustrato uno schema di funzionamento del circuito di pilotaggio di un LED.

Nel caso dei LED verdi in cui è richiesta un illuminazione continua lo *stobe* è fornito come livello costante in tensione prelevato da un convertitore digitale-analogico (DAC) di $-0.8\ Volt$.

Il segnale così prodotto dai LED viene trasportato ai fotomoltiplicatori tramite fibre ottiche chiare a basso coefficente di attenuazione affacciate per mezzo di opportuni connettori a ciascun LED.

Le condizioni di estrema rapidità dell'impulso desiderato (fino a $\Delta t \simeq 30\ nsec.$) consentono l'emissione di sufficienti quantita' di luce da parte dei LED solo per elevati valori di corrente di alimentazione ($I \simeq 100\ mA$). Questo comporta una grande dissipazione di potenza da parte della elettronica di controllo dei LED e ciò potrebbe produrre un effetto sistematico.

Misure di guadagno sono state effettuate variando la durata dell'impulso e l'intensità della corrente di alimentazione dei LED al fine di trovare una condizione ottimale di funzionamento.

Per durata dello *strobe* superiore a $50\ ns$ le misure di guadagno sono riproducibili entro l'errore sperimentale.

Figura 4.10: Segnale prodotto dall'impulso generato da un LED rosso alimentato con un livello in tensione di 2.32 $Volt$ corrispondenti ad una corrente di 85.4 mA ed una durata del segnale d'accensione di 60 ns. Il fotomoltiplicatore utilizzato è il PMT6 (CX0082) con un guadagno di 10^5. Lungo il cammino della fibra ottica è posto un attenuatore di coefficente 1.2 corrispondente ad un fattore 0.06

Una zona praticabile nello spazio dei parametri è stata riscontrata per un valore dello *strobe* di 60 ns e di corrente di alimentazione intorno a 80 mA.

Il segnale ottenuto con questa configurazione per un LED rosso è mostrato in figura (4.10)

4.2.2 Sistema di controllo ed acquisizione dati

Il controllo dei processi per l'effettuazione delle misure sopra elencate e l'acquisizione dei dati prodotti avviene tramite il sistema illustrato in figura (4.11).

L'esecuzione delle procedure è affidata ad un PC *Macintosh Centris 650* con sistema operativo 7.2 provvisto di un compilatore Mac Fortran 2.0, linguaggio in cui sono stati scritti i programmi di ogni singola prova.

Figura 4.11: Schema del sistema di controllo ed acquisizione dei dati

Il PC Macintosh è connesso ai seguenti dispositivi esterni per lo svolgimento delle funzioni desiderate.

- *CAMAC CRATE* connesso al PC tramite una scheda *Mac-CC Bergoz* per:

  - l'acquisizione dei dati dai *Convertitori analogico-digitali* (ADC) per la lettura dei dati provenienti dai fotomoltiplicatori, dal fotodiodo e dal sistema di spostamento del sostegno della fibra al quarzo,

  L'ADC utilizzato per la lettura dei segnali dai fotomoltiplicatori è un ADC *CAEN C205* a 32 canali in ingresso dotato di due registri per ciascun canale di diversa sensibilità.

  Il registro più sensibile, a 15 bit, presenta un fondoscala di 112.5 pC ed una risoluzione di 0.033 $pC/Canale$ mentre il registro meno sensibile, a 12 bit, ha un fondoscala di 900 pC ed una risoluzione di 0.25 $pC/Canale$.

  Il fotodiodo è letto da un ADC *LeCroy 2249W* con 500 pC di fondoscala e 0.025 $pC/Canale$ di risoluzione.

  - l'acquisizione dei dati dal *convertitore digitale di intervalli temporali* (TDC) per il controllo della sincronizzazione tra il segnale di innesco del laser ed il segnale di acquisizione dei dati per l'ADC (*gate*),

  - l'impostazione dei livelli di tensione in uscita dai *Convertitori digitale-analogico* per il sistema dei LED tramite DAC,

  - la generazione nei canali del modulo *I/O Register* dei livelli TTL per il controllo del Laser e dal Multiplexer,

  - l'accesso alla scheda *LeCroy 2132* per il controllo del sistema di alimentazione dei fotomoltiplicatori.

  - la selezione tramite il *Multiplexer* dei canali da inviare dall'ADC al picoammetro per le misure di corrente anodica.

- *Picoammetro Keithel 485* connesso tramite la scheda *IEEE488* e dedicato alla lettura delle correnti anodiche in uscita dai fotomoltiplicatori.

- Modulo di lettura e controllo della temperatura *ABLY TR-08* connesso tramite la porta seriale RS232 del PC e provvisto di tre sonde esterne.

- *DEC Server 200/MC* per il collegamento alla rete VAX ed il trasferimento a questa dei dati acquisiti per l'analisi.
- Oscilloscopio digitale *Textronik* connesso anch'esso tramite la scheda *IE488* per il controllo e la stampa dei segnali in uscita dai dispositivi.

Il PC fornisce tramite i canali dell I/O register un unico segnale di avvio (*trigger*)

Tramite moduli NIM questo segnale viene trasformato nei *trigger* opportuni per il laser o per i LED e, opportunamente ritardato, va a formare il segnale di *gate* dell'ADC per l'acquisizione. del segnale in uscita dai fotomoltiplicatori.

Il *software* per le esecuzioni dei programmmi di acquisizione, per l'interfacciamento dei dispositivi utilizzati e per l'analisi dei dati è stato completamente scritto in sede.

L'analisi viene svolta su VAX-station utilizzando i programmi di elaborazione dati ivi disponibili (PAW,HBOOK,etc.).

I risultati confluiscono, unitamente a quelli ottenuti a LAB2, in un *database* comune.

Capitolo 5

Risultati ottenuti

Il sistema per la certificazione dei fotomoltiplicatori sarà in grado di operare su un insieme di 32 fotomoltiplicatori a partire dal mese di agosto del 1994.

In quella data è attesa la spedizione da Fermilab il primo gruppo di fotomoltiplicatori assemblati nella maniera descritta nel precedente capitolo e pronti per essere sottoposti a misura.

Nel frattempo, dopo una lunga fase di messa a punto del sistema, la cui costruzione è iniziata nell'estate del 1993, si è potuta effettuare una prima serie completa di misure su 10 fotomoltiplicatori analoghi a quelli prescelti.

I risultati di queste misure, oltre ad essere oggetto di questa presentazione, verranno inviati al gruppo PMT di CDF unitamente ai 10 fotomoltiplicatori.

Essi verranno nuovamente misurati con l'apparato di LAB2 ed i risultati ottenuti saranno confrontati con quelli effettuati a Bologna.

Analoga operazione sarà svolta a Bologna su un insieme di 10 fotomoltiplicatori esaminati e spediti da LAB2.

L'esito positivo di questi controlli incrociati consentirà la partenza dell'attività congiunta di certificazione di tutti i 2000 fotomoltiplicatori.

Comunque già durante la fase di messa a punto del sistema i risultati parziali ottenuti sono stati confrontati con quelli ottenuti a LAB2.

In particolare due fotomoltiplicatori dei 10 presenti a Bologna sono già stati spediti nello scorso gennaio a Fermilab ed i dati ottenuti per i loro guadagni risultano consistenti con quelli da noi misurati ed illustrati in seguito.

Le caratteristiche dei 10 fotomoltiplicatori analizzati, come esse ci sono state fornite dalla Hamamatsu, sono mostrate nella tabella (5.1).

CARATTERISTICHE DEI FOTOMOLTIPLICATORI HAMAMATSU R 4125 CERTIFICATI A BOLOGNA					
PMT	Serial Number	Sens.Catodica Luminosa $\mu A/lumen$	Tensione per $G = 10^5$ $Volt$	Corr.Oscura per $G = 10^5$ nA	Eff.Quantica a 520 nm %
1	CX0064	140.0	1430	1.25	16.3
2	CX0066	141.0	1375	1.55	16.6
3	CX0068	140.0	1415	1.50	16.3
4	CX0069	138.0	1415	1.30	16.7
5	CX0081	144.0	1490	1.70	16.5
6	CX0082	137.0	1555	1.10	16.1
7	CX0085	134.0	1550	1.30	16.0
8	CX0086	135.0	1485	1.67	16.1
9	CX0088	136.0	1395	2.90	16.2
10	CX0090	131.0	1490	0.85	15.5

Tabella (5.1) - Caratteristiche dei 10 fotomoltiplicatori fornite dalla casa costruttrice.

5.1 Risultati delle misure di Guadagno

Le misure di guadagno effettuate sui 10 fotomoltiplicatori hanno prodotto i risultati mostrati in tabella (5.2).

PARAMETRI DELLE CURVE DI GUADAGNO $G = 10^K \cdot V^P$ DEI FOTOMOLTIPLICATORI HAMAMATSU R4125			
PMT	P	K	$\chi^2/d.o.f.$
1	6.943 ± 0.021	-15.940 ± 0.065	7.1 / 5
2	6.885 ± 0.021	-15.598 ± 0.065	5.4 / 5
3	6.837 ± 0.021	-15.548 ± 0.065	3.7 / 5
4	6.892 ± 0.021	-15.770 ± 0.065	7.0 / 5
5	6.763 ± 0.021	-15.552 ± 0.065	6.8 / 5
6	6.819 ± 0.021	-15.808 ± 0.065	3.1 / 5
7	6.698 ± 0.021	-15.508 ± 0.065	3.0 / 5
8	6.775 ± 0.021	-15.607 ± 0.065	3.3 / 5
9	6.903 ± 0.021	-15.772 ± 0.065	4.6 / 5
10	6.827 ± 0.021	-15.632 ± 0.065	7.3 / 5

Tabella (5.2) - Parametri P e K delle curve di guadagno $G = 10^K \cdot V^P$ ricavabili dalla equazione (3.11).

I guadagni alle diverse tensioni di alimentazione sono stati ottenuti nella maniera illustrata nel paragrafo (4.1.2).

In figura (5.1) è mostrata la distribuzione ottenuta per un fotomoltiplicatore alla tensione di 1500 Volts ed il guadagno ed il numero di fotoelettroni ricavati dalla distribuzione stessa.

I logaritmi decimali dei valori ricavati per il guadagno e delle relative tensioni sono stati posti su un grafico ed è stato eseguito un fit lineare.

Anche questo grafico è mostrato in figura (5.1).

Si può notare il buon allineamento dei punti relativi al fotomoltiplicatore illustrato ed i buoni valori del test del χ^2 ottenuti per gli altri fotomoltiplicatori.

Questo risultato conferma la validità del metodo di calcolo dei guadagni a basse tensioni illustrate nel precedente capitolo (eq (4.24)).

Dai valori ottenuti per i parametri della curva si sono ricavate le tensioni d'alimentazione dei fotomoltiplicatori corrispondenti ai valori di guadagno indicati.

Queste tensioni sono riportate in tabella (5.3).

Figura 5.1: Il grafico 5.1a mostra la distribuzione della risposta del fotomoltiplicatore alimentato a 1500 Volt relativa all'acquisizione di 9000 dati. Viene eseguito sulla distribuzione un fit gaussiano ed i parametri così ottenuti sono registrati per il calcolo del guadagno.Nel grafico 5.1b è mostrata la curva di Guadagno $Log_10(G)vs.Log_10(v)$. I dati si riferiscono al fotomoltiplicatore CX0085 (PMT7)

TENSIONI DI ALIMENTAZIONE DEI FOTOMOLTIPLICATORI HAMAMATSU R4125 CORRISPONDENTI AD UN GUADAGNO G =								
PMT	10^4		$5 \cdot 10^4$		10^5		$5 \cdot 10^5$	
1	745		939		1038		1308	
2	702		887		981		1239	
3	723		915		1013		1282	
4	739		933		1032		1303	
5	778		987		1093		1387	
6	803		1017		1126		1425	
7	817		1039		1153		1466	
8	748		994		1101		1396	
9	732		924		1021		1289	
10	751		951		1053		1333	
	val.medio	σ	val.medio	σ	val.medio	σ	val.medio	σ
	757.8	34.8	958.8	46.1	1062	52	1343	69

Tabella (5.3) - Tensioni operative.

Il confronto tra le tensioni corrispondenti ad un guadagno di $5 \cdot 10^5$ ottenute nelle nostre misure e quelle indicate dalla Hamamatsu presenta forti differenze tra i due valori per tutti i fotomoltiplicatori.

Tuttavia, come mostrato in figura (5.2), è evidente una correlazione tra i due valori ottenuti per ciascun fotomoltiplicatore.

Le differenze possono essere imputate al fatto che le misure della Hama-

Figura 5.2: Tensioni relative ad un guadagno di $5 \cdot 10^5$ ottenute dall Hamamatsu ed a Bologna

matsu vengono compiute utilizzando un'illuminazione continua ed una diversa struttura della base partitiva per l'alimentazione dei fotomoltiplicatori rispetto a quella in uso a Bologna ed a LAB2.

A Fermilab inoltre vengono ottenuti per i parametri delle curve di guadagno valori simili a quelli illustrati in questo capitolo.

In tutti i fotomoltiplicatori il guadagno massimo richiesto di $5 \cdot 10^5$ viene raggiunto con tensioni inferiori a $1800 Volt$ conformemente alle richieste avanzate per questa caratteristica.

5.2 Risultati delle misure di Linearità

Le misure di linearità sono state svolte per i 4 valori di alimentazione precedentemente ricavati.

In figura (5.3) è mostrata la serie di grafici ottenuta per il fotomoltiplicatore CX0085.

È possibile vedere chiaramente la saturazione nella risposta del fotomoltiplicatore e l'andamento lineare precedente al limite trovato.

I valori massimi di correnti anodiche indotte dagli impulsi del laser sono stati di $16 \sim 17\ mA$ per i guadagni di 10^4 e $5 \cdot 10^4$ e di $50 \sim 55\ mA$ per i guadagni di 10^5 e $5 \cdot 10^5$.

In questo ultimo caso correnti superiori a $40\ mA$ corrispondono a segnali con picchi in tensione superiori ad $1\ Volt$, valore oltre il limite di linearità dell ADC CAEN.

Limiti di linearitá vicini a $40\ mA$ sono quindi attribuibili a saturazioni nei canali dell'ADC e non necessariamente al raggiungimento del limite da parte del fotomoltiplicatore.

I risultati ottenuti sono illustrati in tabella (5.3).

Tutti i fotomoltiplicatori risultano dunque conformi alle richieste per la linearità (vedi par. 3.2).

LIMITI DI LINEARITÁ DEI FOTOMOLTIPLICATORI HAMAMATSU R4125 AD UN GUADAGNO G =				
PMT	10^4 (mA)	$5 \cdot 10^4$ (mA)	10^5 (mA)	$5 \cdot 10^5$ (mA)
1	> 17	> 17	> 40	> 40
2	> 17	> 17	> 40	> 40
3	13.6	> 17	29.5	30.1
4	15.1	> 16	37.1	> 40
5	> 16	> 16	32.8	> 40
6	> 17	> 17	> 40	> 40
7	> 16	> 16	30.4	32.5
8	> 16	> 16	> 40	> 40
9	15.1	> 16	24.3	24.6
10	14.5	> 17	27.7	27.7
Limite superiore richiesto	8	8	20	20

Tabella (5.4) - Limiti di linearità

Tutti i fotomoltiplicatori risultano dunque conformi alle richieste per la linearità, (vedi par.3.2).

Figura 5.3: Grafici di linearità per il fotomoltiplicatore CX0085. Il primo grafico mostra la relazione tra la risposta del fotomoltiplicatore (in ordinata) e quella del fotodiodo (in ascissa). La linea tratteggiata indica la retta che meglio rappresenta il rapporto tra le due risposte nella regione lineare. Il secondo grafico rappresenta le deviazioni della risposta del fotomoltiplicatore dall'andamento seguito nella zona lineare in funzione della corrente anodica.Le deviazioni sono espresse in canali ADC. Nel terzo grafico la stessa quantità è espressa in valori percentuali e da qui viene ricavato il valore dello scostamento del 2%.

5.3 Risultati delle misure di Efficienza Quantica relativa

Le misure di efficienza Quantica relativa hanno fornito i risultati mostrati in tabella (5.5).

Il fotomoltiplicatore di riferimento utilizzato è il PMT1 (CX0064).

MISURE DI EFFICENZA QUANTICA RELATIVA DEI FOTOMOLTIPLICATORI HAMAMATSU R4125		
PMT	Eff.Quant.Rel. Dichiarata dalla Hamamatsu	Eff.Quant.Rel. Misurata a Bologna
1	1.000	1.000
2	1.018	0.925 ± 0.027
3	1.000	1.017 ± 0.025
4	1.025	1.021 ± 0.026
5	1.012	1.001 ± 0.025
6	0.988	0.990 ± 0.025
7	0.982	1.130 ± 0.028
8	0.988	0.999 ± 0.024
9	0.994	1.010 ± 0.025
10	0.951	0.888 ± 0.022
val. medio	0.996	0.998
σ	0.020	0.060

Tabella (5.5) Valori ottenuti per l'efficienza Quantica relativa. Il fotomoltiplicatore di riferimento è il PMT1 (CX0064).

Il calcolo delle efficienze Quantiche Relative non è stato effettuato tramite la formula (4.11).

È stato infatti possibile utilizzare i fattori di correzione χ_i/χ_{rif} ottenuti dall'equalizzazione illustrata in figura (4.6) ma non si è potuta effettuare la seconda misura dei guadagni per la determinazione dei fattori $G*_{rif}/G*_i$ a causa di modifiche apportate al sistema dei LED i cui lavori si sono protratti oltre il previsto.

Nel calcolo degli errori associati alla misura i fattori dominanti sono gli errori nel guadagno cui il fotomoltiplicatore viene fatto operare ($\pm2.5\%$) e gli errori sistematici propri dei fattori di correzione χ_i (($\pm1\%$)

In figura (5.4) sono mostrati i valori misurati ed i valori dichiarati dalla Hamamatsu.

L'accordo è buono per 6 fotomoltiplicatori mentre si ottengono scostamenti notevoli in 3 casi (ovviamente il PMT di riferimento non è significativo in questo caso).

Oltre alla mancata correzione per i guadagni possono essere intervenute variazioni nell'equalizzazione del sistema dovute a difetti nella meccanica del prototipo del *flasher*.

Nelle prossime misure sarà possibile sia effettuare immediatamente prima ed immediatamente dopo misure di guadagno, sia contare su una meccanica estremamente più stabile grazie al nuovo *flasher* attualmente in costruzione.

Figura 5.4: Confronto tra i valori di efficienza Quantica Realativa misurata e dichiarata dalla Hamamatsu

Figura 5.5: Andamento della corrente oscura in funzione della tensione applicata.fotomoltiplicatore CX0085

5.4 Risultati delle misure di Corrente Oscura

Le misure di Corrente Oscura sono state effettuate alle stesse alimentazioni cui sono state effettuate le misure di Guadagno.

La lettura del picoammetro non è stata possibile tramite la scheda IE488 in quanto l'apposito programma è ancora in fase di scrittura.

Si è quindi dovuto procedere ad una lettura manuale.

L'errore associato a queste misure è del 5%.

L'andamento della corrente oscura in funzione della tensione per il fotomoltiplicatore CX0075 è mostrata in figura (5.4).

Dal momento che l'andamento della corrente oscura in funzione della tensione applicata al fotomoltiplicatore è analogo a quello del guadagno si sono cercati anche in questo caso i parametri della relazione

$$DC \; = \; 10^{K_{DC}} \cdot V^{P} K_{DC} \qquad (5.1)$$

I risultati ottenuti sono illustrati in tabella (5.6).

PARAMETRI DELLE CURVE DI CORRENTE OSCURA $I_{DC} = 10^{K_{DC}} \cdot V^{P_{DC}}$ DEI FOTOMOLTIPLICATORI HAMAMATSU R4125					
PMT	P_{DC}	K_{DC}	χ^2	Corr.Oscura a $G = 5 \cdot 10^5$ (nA)	Corr.Oscura a $V = 1500 Volt$ (nA)
1	3.06 ± 0.10	-10.0 ± 0.3	0.988	0.344	0.600
2	4.35 ± 0.10	-13.9 ± 0.3	1.000	0.359	0.960
3	3.10 ± 0.10	-10.0 ± 0.3	0.991	0.431	0.860
4	3.45 ± 0.10	-11.1 ± 0.3	0.996	0.443	0.800
5	2.30 ± 0.10	-7.30 ± 0.3	0.996	0.845	1.130
6	2.81 ± 0.10	-9.10 ± 0.3	0.998	0.578	0.750
7	3.15 ± 0.10	-10.3 ± 0.3	0.999	0.471	0.550
8	3.49 ± 0.10	-11.5 ± 0.3	0.998	0.299	0.390
9	2.25 ± 0.10	-6.95 ± 0.3	0.997	1.117	1.710
10	3.75 ± 0.10	-12.2 ± 0.3	1.000	0.345	0.560
Valori statistici			val.medio	0.523	0.828
			σ	0.248	0.359

Tabella (5.6) - Parametri della relazione tra la corrente oscura e la tensione applicata e valori significativi di corrente oscura.

Figura 5.6: Confronto tra i valori dichiarati dalla Hamamatsu per le correnti oscure dei fotomoltiplicatori misurate a $G = 5 \cdot 10^5$ e quelli misurati a Bologna.La correlazione è tutt'altro che evidente. I due fotomoltiplicatori più rumorosi sono però gli stessi in entrambi i casi

Anche in questo caso i valori ottenuti in questo caso differiscono da quelli della Hamamatsu per un guadagno di $5 \cdot 10^5$, vedi tabella (5.1).

La correlazione tra i due valori non è evidente, malgrado i casi di fotomoltiplicatori con maggior corrente oscura si corrispondano nelle due misure (vedi figura (5.5)).

La richiesta di corrente oscura minore di 5 nA in tutto l'intervallo dei guadagni operativi è ampiamente soddisfatta da tutti i fotomoltiplicatori.

Conclusioni

I risultati ottenuti durante questo periodo di messa a punto del sistema rappresentano da un lato il punto di arrivo di oltre un anno di studi di allestimento e perfezionamento dell'apparato e dall'altro il punto di partenza per l'attivitá di certificazione vera e propria.

L'analisi dei dati raccolti consente di svolgere le seguenti considerazioni:

- Le misure di guadagno sono quelle su cui maggiormente si è intervenuti in fase di messa a punto trattandosi di misure affette da vari possibili errori sistematici.

  Il sistema dei LED ha richiesto una delicata ottimizzazione dei parametri di funzionamento e delle procedure stesse di misura.

  I dati ottenuti su un campione di 10 fotomoltiplicatori sono assai simili a quanto ottenuto a Fermilab su un campione di fotomoltiplicatori omogeneo al nostro ed addirittura coincidenti nel caso di uno stesso fotomoltiplicatore esaminato da ambedue i laboratori.

  Tuttavia sono in disaccordo con i dati fornitici dalla casa costruttrice.

  Si ritiene che le cause di disaccordo risiedano nel diverso procedimento di misura da questa utilizzato.

- Le misure di linearitá sono quanto a procedure e risultati del tutto soddisfacenti. In particolare tutti i fotomoltiplicatori risultano conformi alle richieste.

- Le misure di efficienza Quantica relativa mostrano in 6 casi su 9 accordo con i dati forniti dalla casa costruttrice. Limiti meccanici dell'attuale *flasher* ed eventuali instabilità nei guadagni possono giustificare ampiamente questi disaccordi. Il nuovo *flasher* che sará disponibile a partire da Agosto '94 consentirà, grazie anche ad una piú accurata procedura di equalizzazione, di diminuire l'errore sistematico associato a queste misure di conseguenza di ridurre l'errore totale.

- Le misure di Corrente Oscura abilitano anch'esse l'intero insieme dei fotomoltiplicatori analizzati.

  Tuttavia gli scostamenti osservati rispetto ai valori forniti dalla casa costruttrice ci inducono a riflettere ulteriormente sulla correttezza delle misure eseguite.

  Anche in questo caso sono individuabili alcune possibili cause di disaccordo principalmente dovute alle diverse metodologie con cui sono state effettuate le misure, ma solo il confronto diretto con i risultati cui si perverrà a LAB2 esaminando il nostro stesso campione di tubi consentirá di valutare la correttezza o meno della nostra misura.

- Le misure di stabilitá non compaiono in questa presentazione in quanto in corso di realizzazione.

In conclusione le modifiche da apportare nelle parti che hanno mostrato un imperfetto funzionamento ed il lavoro su alcuni particolari ancora in via di completamento costituiranno il prossimo obiettivo del gruppo.

Il confronto positivo con gli analoghi risultati prodotti da LAB2 permetterá infine l'avvio del sistema.

Bibliografia

[1] Marina Cobal *Search for the top quark at CDF studying the structure of events with one lepton, a neutrino and jets* Ph.D Thesis,Feb 1994

[2] Melvyn J.Shochet *The physics of proton antiproton collision* Lectures delivered at the Les Houches Summer School,July 1991

[3] L.J.Keeble *A study of four-jets events and search for double parton interactions with the Collider Detector at Fermilab* Ph.D Thesis,Dec 1992

[4] Nucl.Instr.Meth. A**267**,338

[5] Nucl.Instr.Meth. A**267**,75

[6] Nucl.Instr.Meth. A**267**,268

[7] Nucl.Instr.Meth. A**267**,272

[8] Nucl.Instr.Meth. A**267**,280

[9] Nucl.Instr.Meth. A**267**,257

[10] Nucl.Instr.Meth. A**267**,301

[11] Nucl.Instr.Meth. A**267**,249

[12] Nucl.Instr.Meth. A**267**,33

[13] The CDF Collaboration *Evidence for Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}$ $= 1.8$ TeV* CDF/PUB/TOP/PUBLIC,10/5/1994

[14] L.Galtieri et al. *Top Mass Determination from the 1992-1993 Data* CDF Note 2485

[15] The CDF Collaboration *Proposal For an Upgraded CDF Detector* Oct 1990

[16] *CDF Physics Goals and Upgrade planes for the 1991* run CDF/DOC/CDF/CDFR/1039, Oct 1989

[17] *Expression of interest in a future collider detector in B0* CDF/DOC/ADVISORY/PUBLIC/2436, May 1994

[18] D.Saltzberg *Measurement of the W mass using electrons at CDF* CDF Note 2354

[19] R.Keup *Preliminary W mass Mesaurements from Muons* CDF Note 2426

[20] T.Fuess,C.Wendt *Search for WW,WZ and ZZ Production* CDF Note 2501

[21] F.Abe et al. Physical Review D43 (1991),2070

[22] F.Abe et al. Physical Review D68 (1992) ,3403

[23] F.Abe et al. Physical Review D71 (1993) ,1685

[24] F.Abe et al. Physical Review D71 (1993) ,500

[25] $\psi\prime$ *Cross Section and Production Mechanism* CDF Internal Note (2505)

[26] *CDF End Plug Upgrade*

[27] W.R.Leo *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* Springer-Verlag

[28] *Photomultipliers Tubes* Hamamatsu Photonics 1986

[29] *Photomultipliers Tubes* Philips Photonics 1993

[30] W.Koska *Justification for Purchasing Hamamatsu R4125 Photomultiplier Tubes for the End Plug Calorimeter Upgrade Project* TS-DET 93-052, 13/8/1993

[31] W.Koska *Photomultiplier Tube Options for the CDF Plug Upgrade* TS-DET 93-010, 16/03/1993

[32] L.Breccia,I.Fiori et al. *Gain and Dark Current vs. Voltage Measyrements on Hamamatsu and Philips Photomultipliers tubes* CDF/Memo/Plugupgr/CDFR/1840, 9/23/92

[33] G.Ferri,R.Desalvo *Systeme de test pour PM* SPS/ELE/Note 82-23, 22/10/82

[34] G.Farinelli *Studio delle caratteristiche dei fotomoltiplicatori da impiegare nel calorimetro dell'esperimento CDF* Tesi di Laurea, 7/93

[35] G.W.Foster *Sex, lies & Photostatistics* PMTs Note Feb. 1993

[36] W.Koska *Error Estimate on PMT Gain Calculation Using* $G \propto \frac{\sigma^2}{\mu}$ PMTs Note 3, 27/5/92

[37] S.Delchamps,W.Kinney *Preliminary PMT Stability Measurements with Laser Light Source* TS-DET 93-002 19,4,1993

[38] W.Koska *Phototube Response Variation as a Function of Temperature* TS-DET 92-005 W.Koska

[39] A.G.Frodesen et al. *Probability and statistics in Particle Physics* UNIVERSITETSFORLAGET Bergen 1978