

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

FACOLTÀ DI SCIENZE MM. FF. NN.

DIPARTIMENTO DI FISICA "GALILEO GALILEI"

TESI DI DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA

CICLO X

**LA RICERCA DI NUOVA FISICA A LEP
MEDIANTE LO STUDIO DI EVENTI CON
SOLI FOTONI NELLO STATO FINALE**

dr. Marco Verlatto

Coordinatore: Ch.mo Prof. Gf. Sartori

Tutore: Ch.mo Prof. Ugo Gasparini

ANNO ACCADEMICO 1996-97

Indice

Premessa	1
1 Aspetti teorici	5
1 Effetti di nuova fisica sul processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	5
1.1 Il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	5
1.2 I Modelli di Struttura Composita (MSC)	7
2 I decadimenti rari della Z^0 in particelle neutre	10
2.1 I decadimenti $Z^0 \rightarrow \pi^0\gamma, Z^0 \rightarrow \eta\gamma, Z^0 \rightarrow \omega\gamma$	10
2.2 Il decadimento $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$	12
3 La ricerca di nuova fisica con gli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma + \cancel{E}$	15
3.1 Le motivazioni della Supersimmetria (SUSY)	15
3.2 Il Modello Standard Supersimmetrico Minimale (MSSM)	16
3.3 I modelli SUGRA	21
3.4 I modelli GMSB	24
4 La ricerca di nuova fisica con gli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma + \cancel{E}$	26
Bibliografia	30
2 L'apparato sperimentale	33
1 Il sistema di tracciamento	35
1.1 Il rivelatore di vertice VD	35
1.2 Il rivelatore interno ID	36
1.3 La camera a proiezione temporale TPC	36
1.4 Il rivelatore esterno OD	38
1.5 Le camere in avanti FCA e FCB	38
1.6 Prestazioni del sistema di tracciamento	39
2 I Calorimetri Elettromagnetici	40
2.1 La camera di proiezione ad alta densità HPC	40
2.2 Il calorimetro elettromagnetico in avanti FEMC	42
3 La Calorimetria Adronica	43
4 Gli scintillatori	44
5 I contatori di ermeticità	44
Bibliografia	47
3 Il metodo sperimentale	49
1 La ricostruzione degli sciame elettromagnetici	49
1.1 La ricostruzione degli sciame nell'HPC	49
1.2 La ricostruzione degli sciame nel FEMC	55
2 La separazione e/γ mediante l'uso del VD-VFT	58
3 La determinazione dell'efficienza di trigger	65
3.1 Descrizione generale del sistema di trigger	65
3.2 I sottotrigger	67
3.3 L'efficienza del trigger per gli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$	69
3.4 L'efficienza del trigger di fotone singolo	74
Bibliografia	79

4	Le misure	81
1	La misura della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$	82
1.1	La selezione degli eventi	82
1.2	La stima del fondo	84
1.3	La determinazione dell'efficienza di selezione	86
1.4	Le correzioni radiative	89
1.5	La determinazione delle sezioni d'urto totali e differenziali	91
1.6	L'efficienza di selezione per i decadimenti $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $Z^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ e $Z^0 \rightarrow \eta\gamma$	94
2	La misura della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$	95
2.1	La selezione degli eventi	95
2.2	La stima del fondo e dell'efficienza	98
3	L'analisi degli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma + \cancel{E}$	99
3.1	La simulazione del fondo e del segnale	100
3.2	La selezione degli eventi	102
3.3	La determinazione dell'efficienza di selezione	110
	Bibliografia	112
5	I risultati	113
1	Test della QED	113
2	Limiti sui decadimenti rari $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $Z^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ e $Z^0 \rightarrow \eta\gamma$	117
3	Limite sul decadimento $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$	119
4	Test dei modelli SUSY	120
	Bibliografia	126
	Conclusioni	127

Premessa

I notevoli progressi compiuti negli ultimi anni nel campo della fisica sperimentale delle alte energie hanno arricchito la nostra conoscenza teorico-fenomenologica delle particelle elementari e delle loro interazioni, che è compendiate nel cosiddetto "Modello Standard" (MS), dove tutte le interazioni, tranne la gravità, sono descritte in modo consistente dallo scambio di particelle di spin 1 (i bosoni di gauge), e la materia è costituita da particelle di spin $\frac{1}{2}$ (i fermioni) classificate in strutture che riflettono la simmetria delle interazioni.

In particolare l'acceleratore LEP, operante al CERN a partire dal 1989 ad energie di collisione prossime alla risonanza della particella Z^0 ($\sqrt{s} \sim 91$ GeV) sino al 1995 e successivamente ad energie circa doppie, ha contribuito in modo decisivo a questo progresso. Dopo circa 16 milioni di eventi raccolti dai 4 esperimenti (ALEPH, DELPHI, L3, e OPAL) nel periodo 1989-1995, i maggiori risultati sperimentali possono essere così riassunti:

- la massa della Z^0 , parametro fondamentale del MS, è stata misurata con la precisione straordinaria di 10^{-5} ;
- il numero di famiglie esistenti di neutrini leggeri (ossia di massa inferiore a $m_Z/2$), e quindi indirettamente il numero di famiglie di fermioni fondamentali, è stato determinato essere compatibile con 3 con la precisione dell'1%;
- la misura delle costanti di accoppiamento elettro-deboli dei fermioni alla Z^0 ;
- la massa del quark top è stata predetta, grazie alle misure di alta precisione degli effetti delle correzioni quantistiche sulle quantità misurabili, essere pari a $175 \text{ GeV}/c^2$ con un errore del 9%; tale valore è stato confermato dalla misura diretta della massa fatta al FERMILAB. Questa misura indiretta ha dimostrato che LEP ha raggiunto una precisione tale da permettere una verifica della struttura quantistica del MS;
- infine, un gran numero di altre misure ha completato la nostra conoscenza delle proprietà delle particelle e delle interazioni fondamentali, con particolare riguardo ai processi di interazione forte e di adronizzazione dei quark prodotti nei decadimenti della Z^0 .

Attualmente non esistono risultati sperimentali in contrasto con il MS, nè sono stati osservati fenomeni non previsti dal MS. Rimangono tuttavia ancora molti aspetti non chiari, dal punto di vista teorico, tra i quali :

- il grande numero di parametri liberi della teoria;
- la natura, elementare o composta, della particella di Higgs, che non è stata ancora osservata e la instabilità della sua massa rispetto alle correzioni radiative previste dal modello;
- l'origine dello spettro delle masse dei fermioni;

- il meccanismo che determina la violazione di CP;
- il modo in cui inserire l'interazione gravitazionale in una teoria unificata;

Per questi e altri motivi, si ritiene che il MS sia in realtà una teoria efficace valida solo fino ad una certa scala fisica, oltre la quale si verificano fenomeni descritti da una teoria più generale. Esistono due modi possibili di estendere il MS: le teorie di struttura composta e la supersimmetria. Nel primo caso si ipotizza la presenza di nuove particelle più elementari costituenti la materia e di nuove interazioni tra esse. Nel secondo si postula una simmetria tra bosoni di spin intero e fermioni di spin semi-intero, una simmetria rotta in modo tale che non sia finora stato possibile osservare i partners supersimmetrici dei bosoni e fermioni noti del MS, in accordo con gli attuali dati sperimentali.

Argomento di questa tesi è lo studio degli eventi con soli fotoni nello stato finale, prodotti all'acceleratore LEP dall'interazione tra elettrone e positrone ad energie di collisione comprese tra 88 e 183 GeV, raccolti dal rivelatore DELPHI nel periodo 1990-1997. L'obbiettivo è di evidenziare nuovi fenomeni e possibili deviazioni dal MS, previsti in certi casi dalle teorie menzionate sopra.

Nel primo capitolo saranno poste le basi teoriche necessarie per indirizzare l'analisi e per l'interpretazione dei risultati. Sono state seguite tre linee di ricerca:

- nell'intero intervallo di energia $88 \leq \sqrt{s} \leq 183$ GeV, analizzando la distribuzione angolare dei fotoni prodotti nel processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, si è cercato di osservare eventuali deviazioni dal MS, che in questo caso è ben approssimato dalla teoria QED, dovute alla presenza di un elettrone eccitato o da possibili interazioni di contatto descritte da lagrangiani efficaci la cui costante di accoppiamento è legata ad una scala di massa caratteristica;
- alle energie prossime alla risonanza della particella Z^0 , si è cercato di evidenziare il decadimento proibito $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma$ e i decadimenti altamente soppressi nel MS $Z^0 \rightarrow \pi^0\gamma$, $Z^0 \rightarrow \eta\gamma$, $Z^0 \rightarrow \omega\gamma$ e $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$. In particolare il decadimento $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ risulta favorito in modelli di struttura composta, e più in generale rappresenta un test sull'esistenza di un eventuale vertice quartico "anomalo" $Z^0\gamma\gamma\gamma$ di auto-interazione bosonica;
- la richiesta aggiuntiva di avere nello stato finale oltre ai fotoni una grande quantità di energia mancante, permette di rivelare l'eventuale formazione di particelle supersimmetriche e il loro successivo decadimento radiativo in particelle invisibili. In particolare, tra le varie estensioni supersimmetriche del MS, dal punto di vista fenomenologico è possibile distinguere due scenari:
 - modelli in cui la particella supersimmetrica più leggera (LSP) è il neutralino $\tilde{\chi}_1^0$: la ricerca si propone in questo caso di osservare il processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma\gamma$, dove l'energia mancante è trasportata dai $\tilde{\chi}_1^0$ non rivelabili dall'apparato, e le energie dei fotoni sono limitate in intervalli che dipendono dalla differenza di massa tra le particelle $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_1^0$;

- modelli in cui la LSP è il gravitino \tilde{G} e la particella supersimmetrica di massa immediatamente superiore (NLSP) è il neutralino $\tilde{\chi}_1^0$: il processo osservabile maggiormente accessibile è in questo caso $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma$, dove l'energia mancante è trasportata dai \tilde{G} , e le energie dei fotoni sono più elevate rispetto allo scenario precedente, perchè la massa del gravitino \tilde{G} è trascurabile rispetto alle energie in gioco.

Nel secondo capitolo vi sarà una descrizione dell'apparato sperimentale con particolare riguardo a quei rivelatori maggiormente coinvolti nelle misure trattate.

Nei capitoli 3-4-5 saranno illustrate le tecniche di analisi e i risultati ottenuti in relazione a ciascuna linea di ricerca.

Capitolo 1

Aspetti teorici

1 Effetti di nuova fisica sul processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

1.1 Il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Uno dei test più efficaci della teoria QED a LEP è fornito dallo studio della reazione $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ mediata dallo scambio di un elettrone nei canali t e u, descritto all'ordine più basso dai seguenti grafici di Feynman:

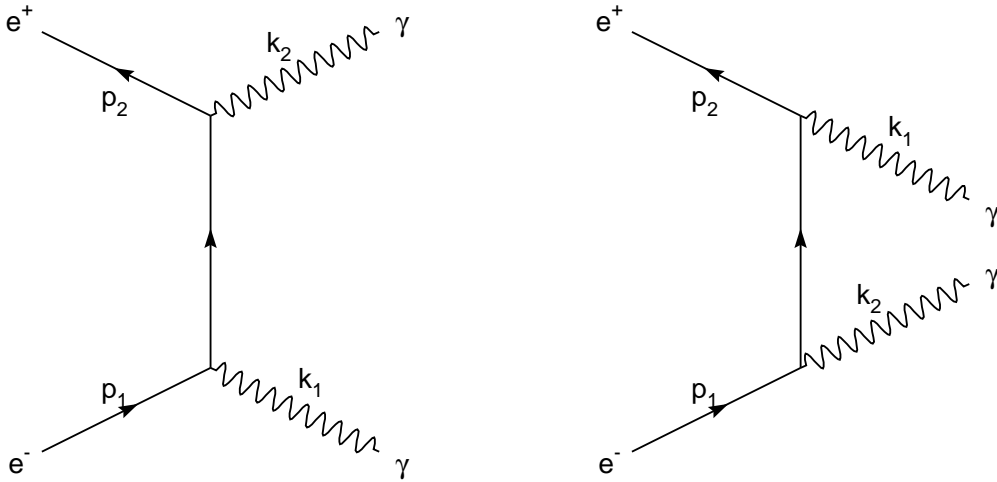


Figura 1.1: Diagrammi di Feynman a livello albero per il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Infatti, il contributo delle interazioni deboli a questa reazione emerge solamente a livello di grafici ad un anello, e la misura di questo processo offre quindi una buona opportunità di individuare possibili deviazioni dalle predizioni QED. Per condurre queste verifiche è tuttavia essenziale tenere in considerazione le correzioni QED all'ordine $O(\alpha^3)$, che potrebbero simulare effetti di nuova fisica.

La sezione d'urto differenziale all'ordine più basso della teoria (detto anche livello albero o Born) nel limite relativistico può essere scritta nel modo seguente [1]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Born} = \frac{\alpha^2}{s} \frac{1 + \cos^2 \theta}{\beta^{-2} - \cos^2 \theta} \quad (1.1)$$

dove α è la costante di struttura fine, s è l'energia del centro di massa al quadrato, θ è l'angolo di diffusione del fotone rispetto al fascio (identico a questo livello per i due fotoni) e β è la velocità dell'elettrone del fascio in unità naturali. Nell'equazione (1.1) sono stati trascurati i termini di ordine $\frac{m_e^2}{E_e^2}$, dove m_e ed E_e indicano la massa e l'energia

dell'elettrone del fascio, tranne nel denominatore, per evitare la divergenza a $\cos^2 \theta = 1$. La sezione d'urto totale all'ordine più basso risulta, introducendo un fattore statistico di $\frac{1}{2}$:

$$\sigma_{Born} = \frac{2\pi\alpha^2}{s} \left(\ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right) \quad (1.2)$$

Le correzioni radiative QED dovute allo scambio di fotoni virtuali tra le linee fermioniche e alla bremsstrahlung "soffice" (eventi in cui viene emesso un terzo fotone di energia limitata $\frac{E_{\gamma 3}}{E_e} = k \ll 1$, la cui presenza nello stato finale può essere trascurata dal punto di vista cinematico) possono essere calcolate analiticamente e sommate nella quantità δ_A , che dipende dai valori di E_e , $\cos \theta$ e k . La sezione d'urto differenziale può essere scritta, a questo livello di correzione, nel modo seguente:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{S+V} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Born} (1 + \delta_A) \quad (1.3)$$

La valutazione del contributo degli eventi con bremsstrahlung "dura" ($\frac{E_{\gamma 3}}{E_e} > k$), e quindi delle correzioni QED complete all'ordine $O(\alpha^3)$, richiede la conoscenza della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$. Una trattazione dettagliata, in cui è descritto anche il generatore di eventi che sarà utilizzato, come vedremo nei prossimi capitoli, per il calcolo delle sezioni d'urto corrette e per la simulazione del processo nel rivelatore, è presentata nell'articolo [1], le cui conclusioni possono essere riassunte nel modo seguente: la sezione d'urto differenziale con incluse le correzioni radiative QED all'ordine $O(\alpha^3)$ può essere espressa dalla relazione:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{QED} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Born} (1 + \delta_{QED}) \quad (1.4)$$

dove la quantità δ_{QED} può essere calcolata con il generatore sopra citato, e dipende da \sqrt{s} , θ , l'angolo di acollinearità $\xi = \arccos(-\vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2)$ tra i due fotoni più energetici (la cui direzione è espressa dal vettore unitario $\vec{u}_{1,2}$), e una soglia E_{th} sull'energia minima dei due fotoni più energetici. Data la possibilità, all'ordine $O(\alpha^3)$, di avere nello stato finale un terzo fotone di energia arbitraria (purchè cinematicamente accessibile), la definizione dell'angolo θ che caratterizza l'evento non è più univoca, e sono possibili diverse alternative. In un capitolo successivo sarà utilizzata la definizione $\cos \theta^* = \left| \frac{\cos \frac{1}{2}(\theta_1 + \pi - \theta_2)}{\cos \frac{1}{2}(\theta_1 - \pi + \theta_2)} \right|$, dove θ_1 e θ_2 indicano gli angoli polari dei due fotoni più energetici, che coincide con $\cos \theta$ nel caso di soli due fotoni nello stato finale, mentre, nel caso in cui un terzo fotone sia emesso lungo la direzione del fascio, equivale all'angolo di diffusione nel sistema di riferimento del centro di massa dei fotoni osservati.

Ogni deviazione dalle previsioni della QED può essere espressa in forma generale in termini dei cosiddetti parametri di cut-off Λ_+ e Λ_- , definiti dalla relazione:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Born} \left(1 \pm \frac{s^2}{2\Lambda_{\pm}^4} \sin^2 \theta \right) \quad (1.5)$$

Questi parametri sono legati all'ipotesi di una alterazione della QED a piccole distanze, introdotta in [2] (nel caso specifico del processo di diffusione Bhabha e Møller) modificando il potenziale Coulombiano sostituendo il termine $\frac{1}{r}$ con $\frac{1}{r} (1 - e^{-\Lambda r})$. Una procedura

analoga, illustrata a esempio in [3], porta ad una modifica della sezione d'urto angolare a livello Born per il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ corrispondente alla (1.5).

Inoltre, un modo comunemente usato per esplorare questo canale consiste nel verificare effetti indiretti caratteristici di modelli teorici alternativi, noti in letteratura con il nome di Modelli di Struttura Composita (Compositeness). Come vedremo, in alcuni casi, a determinate condizioni, le quantità indicative di questi effetti saranno riconducibili ai parametri di cut-off sopra definiti.

1.2 I Modelli di Struttura Composita (MSC)

Come è noto il Modello Standard (MS) delle interazioni forti ed elettrodeboli, pur essendosi dimostrato finora in accordo con le verifiche sperimentali, presenta una serie di aspetti non del tutto chiari, tra i quali i principali sono la presenza di un gran numero di parametri liberi, lo spettro dei fermioni e il meccanismo che genera le masse. Per questi ed altri motivi si ritiene che il MS sia in realtà una teoria effettiva valida fino ad una certa scala di energia, oltre la quale si verificano fenomeni descritti da una teoria più fondamentale.

Una possibile estensione del MS è fornita dai MSC, nei quali si suppone che la proliferazione dei fermioni, ed in particolare la struttura delle famiglie, così come lo spettro di massa dei fermioni e dei bosoni trovi una naturale spiegazione in una sottostruttura di costituenti più elementari (che in seguito chiamerò preoni).

Si distinguono in genere due scenari: il cosiddetto "convenzionale", in cui solo i fermioni e possibilmente lo scalare di Higgs sono assunti essere composti, e uno più radicale, in cui anche i bosoni vettori W^\pm e Z^0 sono considerati composti.

Molti modelli sono stati formulati nel corso degli ultimi decenni [4], tuttavia si è riscontrata una difficoltà comune nel conciliare la scala di massa dei fermioni e dei bosoni di gauge con la "scala fondamentale" di struttura composita, definita come la scala di energia alla quale i processi fisici coinvolti manifestano l'esistenza della struttura stessa. La prima infatti, come è noto, varia in ordine di grandezza dal MeV ai $100 GeV$, mentre la seconda deve necessariamente collocarsi nella regione del TeV , data la finora mancata evidenza sperimentale di un comportamento non puntiforme dei leptoni e dei quarks.

Nessun modello soddisfacente è stato finora in grado di riprodurre correttamente lo spettro dei fermioni osservati.

In mancanza di un modello consistente e pienamente predittivo, si è costretti ad effettuare analisi puramente fenomenologiche sui possibili effetti di MSC, parametrizzati in termini di lagrangiani effettivi le cui costanti di accoppiamento sono legate ad una scala di massa efficace caratteristica del processo considerato. Questa scala non coincide necessariamente con la scala fondamentale di MSC, definita ad esempio dalla scala dell'interazione di legame tra preoni (l'analogo della scala di QCD Λ_{QCD}), ma dipenderà in genere dai numeri quantici coinvolti nel processo considerato.

La forma dei lagrangiani effettivi sarà limitata da criteri di simmetria.

Lo scenario di MSC rilevante per il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ è quello convenzionale. In questo caso si ricercano due possibili effetti di MSC dovuti:

- all'esistenza di una nuova particella: l'elettrone eccitato;
- all'esistenza di una interazione di contatto $ee\gamma\gamma$ prodotta da effetti residui della forza che lega i preoni.

1.2.1 L'elettrone eccitato

Anche se la scala fondamentale del MSC è molto elevata ($\geq 1 TeV$), è possibile che l'insieme degli stati legati di energia più bassa non sia ristretto alle particelle attualmente note. Possono esistere diversi tipi di ulteriori particelle composte. Infatti, situati allo stesso livello delle particelle ordinarie, potrebbero esserci stati legati di differenti spin e carica. Oppure, tra il livello più basso e la scala fondamentale, potrebbero esistere diversi livelli intermedi con insiemi completi di stati legati: i leptoni ed i quark eccitati (l^* e q^*). I modelli più semplici di MSC suppongono che i fermioni eccitati formino doppietti di spin $\frac{1}{2}$ e trasportino cariche elettrodeboli e di colore simili ai fermioni ordinari. Queste particelle potrebbero essere prodotte a LEP come coppie $f^* \bar{f}^*$ per masse $m_{f^*} < \frac{\sqrt{s}}{2}$, o singolarmente per masse $m_{f^*} < \sqrt{s}$. Nel caso dell'elettrone eccitato e^* , è possibile esplorare indirettamente la regione di masse $M_{e^*} > \sqrt{s}$ mediante l'effetto dello scambio di un e^* virtuale nei canali t e u della reazione $e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma$.

In questo caso, la de-eccitazione di un elettrone eccitato di spin $\frac{1}{2}$ è parametrizzata da un lagrangiano effettivo gauge-invariante che descrive una transizione $e^* \rightarrow e \gamma$ di tipo magnetico, simile a quello introdotto per la prima volta da F.E. Low [5] ma esteso ad una struttura chirale più generale [6]:

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{e \lambda_\gamma}{2 M_{e^*}} \bar{\psi}_{e^*} \sigma^{\mu\nu} (c - d \gamma^5) \psi_e F_{\mu\nu} + h.c. \quad (1.6)$$

dove $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$, λ_γ è l'accoppiamento del vertice $e^* - e - \gamma$ e la scala efficace è stata posta pari alla massa dell'elettrone eccitato. In realtà la quantità misurata sperimentalmente è il rapporto $\frac{\lambda_\gamma}{M_{e^*}}$, e per porre limiti sulla massa è necessario fare delle ipotesi sull'intensità dell'accoppiamento λ_γ .

La conservazione di CP implica valori reali per le costanti c e d , che determinano la chiralità dell'accoppiamento. Adottando la usuale normalizzazione $c^2 + d^2 = 1$, un esempio di sezione d'urto differenziale all'energia $\sqrt{s} = 190 GeV$ nei casi estremi V ($c = 1, d = 0$), A ($c = 0, d = 1$), L ($c = d = \frac{1}{\sqrt{2}}$) e R ($c = -d = \frac{1}{\sqrt{2}}$) è mostrato in fig. 1.2, assumendo, a titolo di esempio, i valori $\lambda_\gamma^2 = 1/\alpha$ e $M_{e^*} = 800 GeV/c^2$.

Come si può notare, la deviazione è maggiore nel caso di accoppiamento puramente vettore o assiale. Per evitare effetti di violazione chirale, che si manifesterebbero nelle misure di momento di dipolo elettrico e di $(g - 2)$ per l'elettrone, si assume in genere $c^2 = d^2$, ossia accoppiamenti puramente L o R.

In questo caso, la sezione d'urto differenziale è parametrizzata nel modo seguente:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Born} \left(1 + \frac{s^2 \lambda_\gamma^2}{2 M_{e^*}^4} \sin^2 \theta H \left(\frac{M_{e^*}^2}{s}, \cos^2 \theta \right) \right) \quad (1.7)$$

dove

$$H \left(\frac{M_{e^*}^2}{s}, \cos^2 \theta \right) = \frac{2 M_{e^*}^2}{s} \frac{\frac{2 M_{e^*}^2}{s} + \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}}{\left(1 + \frac{2 M_{e^*}^2}{s} \right)^2 - \cos^2 \theta} \quad (1.8)$$

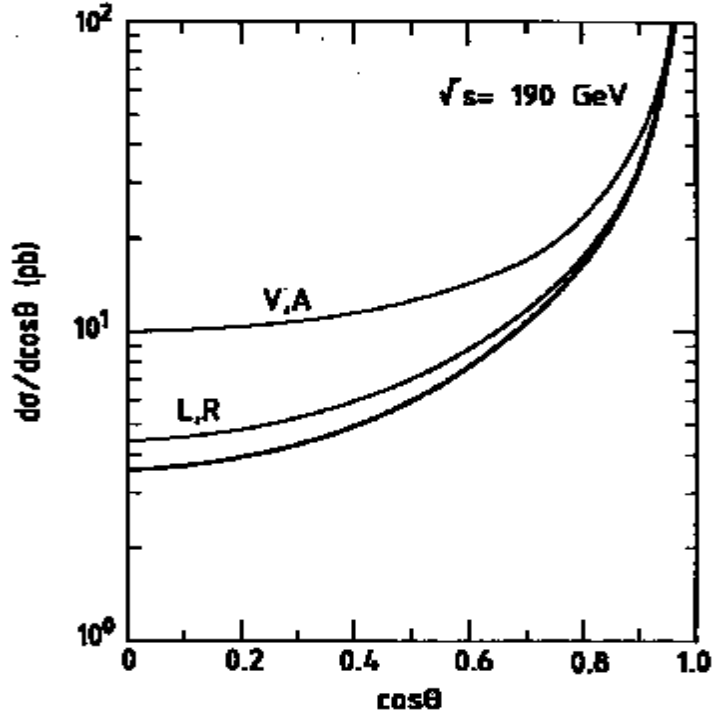


Figura 1.2: Distribuzione angolare a $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$ per il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ includendo lo scambio di e^* con $\lambda_\gamma = (\sqrt{\alpha})^{-1}$ e $M_{e^*} = 800 \text{ GeV}/c^2$, nei diversi casi di chiralità. La linea non contrassegnata indica la predizione QED.

e $H \rightarrow 1$ nel limite $M_{e^*} \gg \sqrt{s}$.

In questo limite la (1.7) viene ricondotta alla forma della deviazione prodotta dall'alterazione del potenziale Coulombiano a corto raggio ed espressa in (1.5), una volta posto:

$$\frac{\lambda_\gamma^2}{M_{e^*}^4} = \frac{1}{\Lambda_+^4} \quad (1.9)$$

1.2.2 Interazioni di contatto

L'interazione dell'elettrone eccitato è solo uno dei molti accoppiamenti anomali tra elettrone e fotone che si trovano nei MSC e che contribuiscono al processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Infatti, è possibile costruire un certo numero di lagrangiani effettivi, che descrivono accoppiamenti non standard del tipo $ee\gamma$ e $ee\gamma\gamma$, che siano gauge-invarianti e differiscano solamente per le loro dimensioni. Quelli di ordine più basso contengono operatori di dimensione 6 e 7 [7]:

$$\mathcal{L}_6 = i\sqrt{4\pi}\bar{\psi}\gamma_\mu(\vec{D}_\nu\psi)\left(\frac{F^{\mu\nu}}{\Lambda^2} + \frac{\tilde{F}^{\mu\nu}}{\tilde{\Lambda}^2}\right) \quad (1.10)$$

$$\mathcal{L}_7 = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\bar{\psi}\left(\frac{F^{\mu\nu}}{\Lambda^3} + i\gamma_5\frac{\tilde{F}^{\mu\nu}}{\tilde{\Lambda}^3}\right)\psi F_{\mu\nu} \quad (1.11)$$

dove D_ν è la derivata covariante della QED, e $\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}F_{\alpha\beta}$ è il duale del tensore elettromagnetico. La scelta $\Lambda = \tilde{\Lambda}$ e $\Lambda' = \tilde{\Lambda}'$ assicura che queste interazioni contribuiscano in modo trascurabile al momento magnetico dell'elettrone. Con queste assunzioni, le distribuzioni angolari associate a \mathcal{L}_6 e \mathcal{L}_7 sono date da:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathcal{L}_6} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Born} \left(1 + \frac{s^2}{\alpha\Lambda^4} \sin^2\theta\right) \quad (1.12)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathcal{L}_7} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Born} \left(1 + \frac{s^3}{32\pi\alpha^2\Lambda'^6} \frac{\sin^2\theta}{1 + \cos^2\theta}\right) \quad (1.13)$$

Ancora, nel caso di \mathcal{L}_6 , l'espressione è riconducibile alla (1.5) un volta posto:

$$\frac{2}{\alpha\Lambda^4} = \frac{1}{\Lambda_+^4} \quad (1.14)$$

2 I decadimenti rari della Z^0 in particelle neutre

2.1 I decadimenti $Z^0 \rightarrow \pi^0\gamma$, $Z^0 \rightarrow \eta\gamma$, $Z^0 \rightarrow \omega\gamma$

Come è noto dalle misure di precisione realizzate su un campione di ~ 16 milioni di eventi, raccolti dai 4 esperimenti di LEP dal 1989 al 1995, ad energie di collisione comprese nell'intervallo $|\sqrt{s} - m_Z| < 3 \text{ GeV}$, circa il 70% dei decadimenti della Z^0 avviene in coppie $q\bar{q}$ (m gluoni e n fotoni addizionali), circa il 10% in coppie $l\bar{l}$ ($n\gamma$), e circa il 20% in coppie $\nu_l\bar{\nu}_l$.

Nel caso delle coppie di quark, in meccanismo di adronizzazione porta generalmente alla presenza di molti adroni nello stato finale ($< n_{adr} > \sim 25$), ed è molto improbabile trovare in eventi adronici jets composti da un'unico adrone. Eventi con π^\pm isolati provengono quasi esclusivamente dai decadimenti del τ^\pm .

In particolare, se ci limitiamo a considerare i decadimenti della Z^0 in fotone e mesone pseudoscalare o vettore, ci si attende, nell'ambito del Modello Standard, che essi siano molto rari. Si prevedono infatti rapporti di decadimento che variano, a seconda delle assunzioni teoriche utilizzate nella stima degli effetti dell'interazione forte, da $\sim 10^{-3}$ [9] a $\sim 10^{-11}$ [10]. In quest'ultima trattazione, che è ritenuta essere più attendibile [11], è stata calcolata la larghezza del decadimento $\Gamma(Z^0 \rightarrow P^0\gamma)$ per un generico mesone pseudoscalare neutro P^0 , parametrizzando gli effetti dell'interazione forte in termini di fattori di forma adronici. Il processo è descritto dal grafico di Feynman in fig. 1.3. Assumendo C parità positiva per il P^0 , solo la componente vettore della corrente debole neutra contribuisce all'ampiezza A .

Indicando con $J_\mu^Z = 4(J_\mu^3 - J_\mu^{el} \sin^2\theta_W)$ la corrente vettoriale debole neutra, con $J_\mu^{el} = \sum_f Q_f \bar{\psi}_f \gamma_\mu \psi_f$ la corrente elettromagnetica, con $\sin\theta_W$ l'angolo di Weinberg, e data $J_\mu^3 = \sum_f I_f^3 \bar{\psi}_f \gamma_\mu \psi_f$, con Q_f e I_f^3 rispettivamente carica e isospin debole del fermione f , si ottiene:

$$\begin{aligned} A(Z^0 \rightarrow P^0\gamma) &= \frac{-e^2}{4 \cos\theta_W \sin\theta_W} \epsilon^\mu(k) \epsilon^\nu(P+k) \int d^4x e^{ikx} \langle P^0(P) | T[J_\mu^{el}(x) J_\nu^Z(0)] | 0 \rangle \\ &= \frac{-ie^2}{4 \cos\theta_W \sin\theta_W} \epsilon^\mu(k) \epsilon^\nu(P+k) \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k^\alpha P^\beta V_{P^0}(s) \end{aligned} \quad (1.15)$$

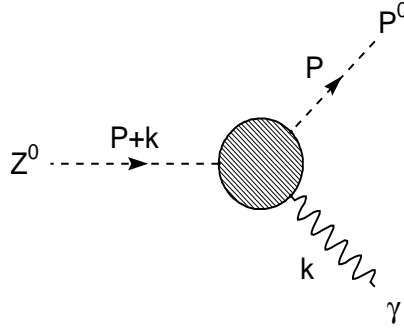


Figura 1.3: Diagramma di Feynman relativo al decadimento $Z^0 \rightarrow P^0 \gamma$

dove $V_{P^0}(s)$ è il fattore di forma vettoriale della corrente debole neutra. Da questa ampiezza si ricava la larghezza di decadimento

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow P^0 \gamma) = \frac{\pi \alpha^2}{96 \cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_W} |V_{P^0}(m_Z^2)|^2 m_Z^3 \left(1 - \frac{m_P^2}{m_Z^2}\right)^3 \quad (1.16)$$

Nel limite $s \rightarrow \infty$, il fattore di forma $V_{P^0}(s)$ è stato calcolato nel contesto della QCD [12], e nel caso del π^0 risulta

$$\lim_{s \rightarrow \infty} V_{\pi^0}(s) = \frac{-\sqrt{2} f_\pi}{s} (1 - 4 \sin^2 \theta_W) \quad (1.17)$$

dove f_π è la costante di decadimento del pione, definita dalla relazione [8]:

$$\Gamma(\pi \rightarrow \ell \nu_\ell + \ell \nu_\ell \gamma) = \frac{G_F^2 |V_{ud}|^2 f_\pi^2 m_\ell^2 m_\pi}{8\pi} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{m_\pi^2}\right)^2 [1 + O(\alpha)] \quad (1.18)$$

dove G_F è la costante di Fermi e V_{ud} l'elemento della matrice di mescolamento dei quarks (matrice CKM).

Nel caso $m_\pi^2 \ll s \simeq m_Z^2$ la (1.17) rappresenta una buona approssimazione, e posto $f_\pi \simeq m_\pi$ si ottiene:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \pi^0 \gamma) \simeq \frac{\pi \alpha^2 m_Z (1 - 4 \sin^2 \theta_W)^2}{48 \cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_W} \left(\frac{m_\pi}{m_Z}\right)^2 \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_Z^2}\right)^3 \simeq 0.027 \text{ eV} \quad (1.19)$$

che corrisponde ad un rapporto di decadimento $BR(Z^0 \rightarrow \pi^0 \gamma) \simeq 10^{-11}$. La formula corrispondente per il mesone η fornisce inoltre la stima $BR(Z^0 \rightarrow \eta \gamma) \simeq 2 \cdot 10^{-10}$.

In [9], una formula simile alla (1.19), ma ottenuta nell'ipotesi che si possano estrapolare a $s \simeq m_Z$ i risultati ottenuti nel limite $m_\pi \rightarrow 0$, prevede la soppressione dell'effetto del fattore di forma vettoriale nel termine $\left(\frac{m_\pi}{m_Z}\right)^2$. Ciò porta ad un rapporto di decadimento molto più elevato, pari a $BR(Z^0 \rightarrow \pi^0 \gamma) \simeq 1.7 \cdot 10^{-3}$. Successivamente, in [13] e [14] questi argomenti sono stati rivisti e rapporti di decadimento dell'ordine di 10^{-6} sono stati stimati.

Con 4 milioni di decadimenti per esperimento è quindi possibile chiarire questa disputa teorica. Se osservabili, questi decadimenti della Z^0 darebbero importanti informazioni sulla dinamica delle interazioni forti, o possibili segnali di nuova fisica.

Se consideriamo i decadimenti neutri dei mesoni leggeri, abbiamo i seguenti rapporti di decadimento:

$$\begin{aligned}
BR(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) &= 98.8\% \\
BR(\eta \rightarrow 2\gamma) &= 39.3\% \\
BR(\eta \rightarrow 3\pi^0) &= 32.1\% \\
BR(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) &= 8.5\%
\end{aligned}$$

Dal punto di vista sperimentale, i segnali prodotti dai fotoni (da 2 a 6) fortemente collineari emessi da questi mesoni di energia $\simeq 45 GeV$ non sono distinguibili da quelli prodotti dal passaggio di un singolo fotone, dato l'elevato boost di Lorentz acquisito dai mesoni, la cui massa è inferiore al GeV/c^2 . Pertanto, i decadimenti rari del tipo $Z^0 \rightarrow \pi^0\gamma$, $Z^0 \rightarrow \eta\gamma$ e $Z^0 \rightarrow \omega\gamma$ hanno tutti una firma sperimentale simile, e possono essere rivelati analizzando la dipendenza della sezione d'urto totale del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ dalla energia del centro di massa. Dei limiti superiori sulla larghezza di tali decadimenti saranno ottenuti dal confronto tra la sezione d'urto misurata e la somma della predizione QED più un contributo dal decadimento della Z^0 parametrizzato da una curva Breit-Wigner.

2.2 Il decadimento $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$

Al contrario dei decadimenti analizzati nel paragrafo precedente, che pur essendo altamente soppressi nel Modello Standard sono però ammessi, il decadimento $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma$, che avrebbe la stessa firma sperimentale e lo stesso andamento risonante in funzione dell'energia, è teoricamente proibito dal teorema di Yang [15]. Infatti, la conservazione del momento angolare e la simmetria di Bose vieta il decadimento di una qualsiasi particella di spin 1 in una coppia di fotoni.

Il decadimento $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ è invece ammesso nel MS, ma avviene a livello di grafici ad un anello e risulta altamente soppresso, con un predizione di $BR(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma) \sim 5.4 \cdot 10^{-10}$ [16] Tuttavia, nei modelli che propongono una struttura composita per la Z^0 , sono previsti rapporti di decadimento molto più elevati ($\sim 10^{-5}$).

In questi modelli [17], la dinamica a livello dei preoni è descritta da un gruppo di gauge $U(1)_{EM} \otimes SU(3)_{COL} \otimes G_H$, dove G_H è un gruppo di gauge di "ipercolore" responsabile del legame tra i preoni all'interno dei fermioni e dei bosoni mediatori dell'interazione debole, a cui è associata una scala tipica di confinamento Λ_H . I preoni interagiscono in modo puntiforme con i fotoni e i gluoni, mentre le interazioni deboli standard a livello di quark e leptoni emergono come interazioni residue tra stati legati, allo stesso modo in cui le forze nucleari tra gli adroni sono l'effetto di interazioni residue delle più fondamentali interazioni di QCD tra i quark.

Se la Z^0 è uno stato legato di preoni che si accoppiano al fotone con una carica elettrica Q , un calcolo in approssimazione non relativistica simile a quelli applicati al decadimento del positronio o degli stati $q\bar{q}$ porta a stimare $BR(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma) \sim 2 \cdot 10^{-4} < Q^3 >^2$, dove $< Q >$ è la carica media dei costituenti.

Recentemente [18] è stato suggerito che questo decadimento possa essere favorito se indotto da un monopolio magnetico [19] elementare di spin $\frac{1}{2}$.

Più in generale, dal punto di vista fenomenologico, questo decadimento può essere parametrizzato da un lagrangiano effettivo che descrive una interazione di contatto $Z^0\gamma\gamma\gamma$.

Il termine dominante più generale, gauge-invariante e di dimensione più bassa ha dimensione 8 e può essere espresso nella forma [20]:

$$\mathcal{L}_{Z^0\gamma\gamma\gamma} = \frac{4\alpha^2}{M^4} \left(\beta_2 (F_{\mu\nu} F^{\mu\nu})(F_{\mu\nu} Z^{\mu\nu}) + \beta_3 (Z_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu})(F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}) \right) \quad (1.20)$$

dove $Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu$ è l'analogo del tensore elettromagnetico $F_{\mu\nu}$, e con M è indicata la scala di nuova fisica.

Modelli diversi, o nuovi tipi di particelle pesanti che contribuiscano alla ampiezza accoppiandosi alla Z^0 e al fotone, danno predizioni definite per β_2 e β_3 , che dipenderanno dallo spin e dalle cariche $SU(2)_W \otimes U(1)_Y$ ad esse assegnati. La definizione $\beta_\pm = \beta_2 \pm \beta_3$ permette di isolare i contributi alle ampiezze di elicità differente, e si distinguono vari scenari a seconda delle relazioni imposte tra queste costanti. In particolare, il modello con $\beta_+ = \frac{-11}{3}\beta_-$ corrisponde all'effetto di un fermione pesante che in [18] è considerato un monopolo magnetico. Lo scenario considerato più interessante dagli autori di [20] è quello che corrisponde all'effetto di un bosone pesante di spin 1, e che può essere descritto da un modello con $\beta_+ = 28\beta_-$.

Dal lagrangiano in (1.20) è possibile calcolare la larghezza parziale del decadimento $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$, che risulta [20]:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma) = \frac{m_Z}{18\pi^3} \left(\frac{\alpha m_Z^2}{M^2} \right)^4 \left(\frac{3\beta_+^2 + 5\beta_-^2}{120} \right) \quad (1.21)$$

Anche la distribuzione in energia dei singoli fotoni è calcolabile, ed in particolare l'energia media E_3 del fotone meno energetico risulta quasi indipendente dalla scelta specifica dei valori di β_+ e β_- , ed è data dalla relazione:

$$\langle E_3 \rangle = \frac{m_Z}{42} \frac{1}{3\beta_+^2 + 5\beta_-^2} \left(\frac{751}{27}\beta_+^2 + \frac{367}{8}\beta_-^2 \right) \simeq 0.22 \cdot m_Z \quad (1.22)$$

Come ci si aspetta l'energia del terzo fotone è abbastanza elevata se confrontata con quella del tipico evento QED con tre fotoni nello stato finale, in cui il fotone meno energetico proviene prevalentemente dalla bremsstrahlung soffice dallo stato iniziale, e fornisce un modo relativamente semplice di separare gli eventi QED dai decadimenti $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$.

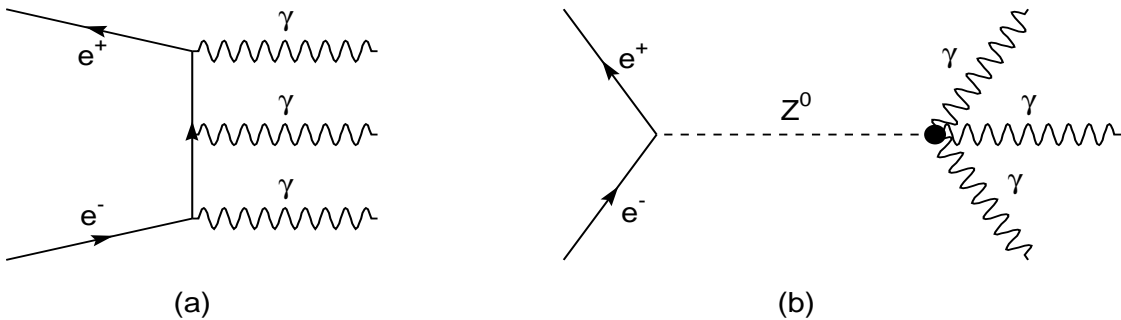


Figura 1.4: Diagrammi di Feynman per il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$: contributo QED in canale t (a) e contributo anomalo da vertice $Z^0\gamma\gamma\gamma$ in canale s (b).

A sua volta, la sezione d'urto totale del processo $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ può essere scritta semplicemente in termini delle larghezze parziali e totale e del propagatore della Z^0 :

$$\sigma(e^+e^- \xrightarrow{Z} \gamma\gamma\gamma) = \frac{12\pi\Gamma_{e^+e^-}\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}}{(s - m_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 m_Z^2} \cdot \frac{s}{m_Z^2} \cdot \left(\frac{s}{m_Z^2}\right)^4 \quad (1.23)$$

che al picco della risonanza si riduce alla usuale formula di Breit-Wigner:

$$\sigma(e^+e^- \xrightarrow{Z} \gamma\gamma\gamma) = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_{e^+e^-}\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}}{\Gamma_Z^2} \quad (1.24)$$

Per una analisi dettagliata è necessario considerare l'intera descrizione, a livello albero, del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$, data dai grafici in fig. 1.4, comprensiva del fondo QED e della relativa interferenza col termine anomalo.

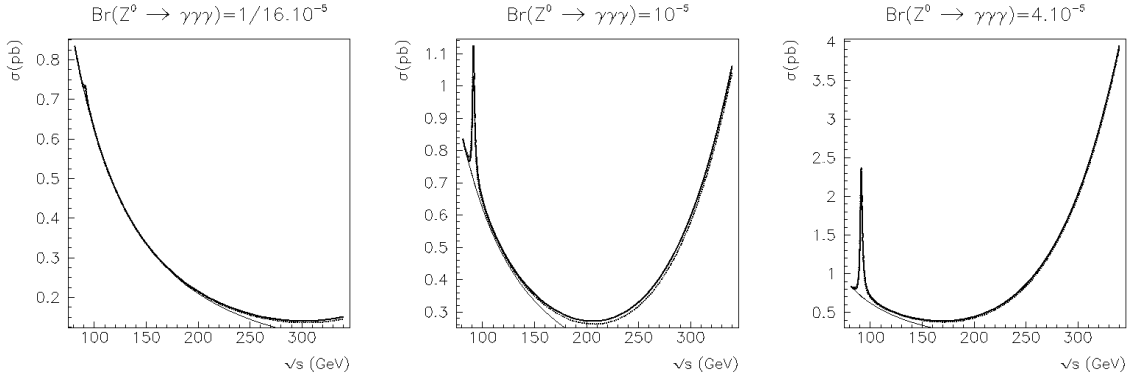


Figura 1.5: Sezioni d'urto QED+termine anomalo del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ per tre valori distinti di $BR(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma)$: la curva continua sottile indica il solo contributo QED, la curva punteggiata i contributi QED+anomalo senza interferenza e la curva continua più spessa il contributo totale comprensivo dell'interferenza

La sezione d'urto complessiva può essere parametrizzata nel modo seguente:

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma)(s) = & \frac{\sigma_0 m_Z^2}{s} + \frac{4\alpha^2}{M^4} \beta_+ \sigma_I m_Z^2 (s - m_Z^2) f\left(\frac{s}{m_Z^2}, \frac{\Gamma_Z}{m_Z}\right) \\ & + \left(\frac{4\alpha^2}{M^4}\right)^2 (\beta_+^2 \sigma_+ + \beta_-^2 \sigma_-) m_Z^2 s^3 f\left(\frac{s}{m_Z^2}, \frac{\Gamma_Z}{m_Z}\right) \quad (1.25) \end{aligned}$$

dove le sezioni d'urto $\sigma_{0,I,+,-}$ dipendono dagli specifici tagli sperimentali applicati alle direzioni ed energie dei fotoni, e $f(a, b) = \frac{a^2}{[(a-1)/b]^2 + 1}$.

Osserviamo che, come ci si aspetta, al picco della risonanza Z^0 l'interferenza è nulla, perchè al livello albero l'ampiezza QED è puramente reale mentre l'ampiezza del termine anomalo è puramente immaginaria. Inoltre risulta che solo il termine in β_+ contribuisce alla interferenza.

In accordo con questo approccio fenomenologico, è stato sviluppato un programma Montecarlo [20] che genera i quadrimplusi dei tre fotoni rendendo possibile la simulazione dell'ambiente sperimentale, il calcolo delle sezioni d'urto per i vari modelli e l'analisi delle distribuzioni delle variabili principali.

L'effetto dell'interferenza è stimato essere inferiore al 4% per $\sqrt{s} < 350 \text{ GeV}$ e valori di $\frac{\beta_+}{M^4}$ corrispondenti a $6 \cdot 10^{-6} < BR(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma) < 4 \cdot 10^{-5}$ secondo la formula (1.21). La sezione d'urto complessiva del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ in funzione dell'energia e per 3 valori di $BR(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma)$ è illustrata in fig. 1.5. Come si può notare, il contributo del termine anomalo confrontato al fondo QED è rilevante al picco della Z^0 se l'accoppiamento è sufficientemente forte, e ad energie superiori a $\sim 300 \text{ GeV}$. Infine, l'analisi delle distribuzioni in energia e direzione dei fotoni ha evidenziato che esse non dipendono sensibilmente dalla scelta del modello di nuova fisica.

3 La ricerca di nuova fisica con gli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma + \cancel{E}$

3.1 Le motivazioni della Supersimmetria (SUSY)

Il Modello Standard è una teoria in cui la materia è composta da fermioni di spin $\frac{1}{2}$ che interagiscono attraverso lo scambio di bosoni di gauge di spin 1. I fermioni e i bosoni vivono in rappresentazioni indipendenti delle simmetrie di gauge. La Supersimmetria [21] è una simmetria che determina una corrispondenza tra gradi di libertà fermionici e bosonici, e stabilisce una relazione tra le rispettive costanti di accoppiamento. La teoria quantistica relativistica dei campi è formulata in modo da essere consistente con le simmetrie del gruppo di Lorentz/Poincaré. Dal punto di vista matematico, la SUSY è formulata come un generalizzazione delle simmetrie spazio-temporali del gruppo di Lorentz/Poincaré, tale da includere dei generatori spinoriali che soddisfano particolari relazioni di anticommutazione. Le rappresentazioni di questa nuova algebra includono entrambi i gradi di libertà fermionici e bosonici.

L'ipotesi che la natura sia supersimmetrica è molto attraente per i fisici delle particelle elementari, per una serie di ragioni di carattere molto generale:

- si può dimostrare che l'algebra SUSY è l'unica estensione non banale dell'insieme delle simmetrie spazio-temporali che sta alla base della teoria dei campi quantistica relativistica;
- se SUSY è formulata come simmetria locale, si viene necessariamente costretti ad introdurre nella teoria un campo di massa nulla e di spin 2 che può corrispondere al gravitone, il mediatore dell'interazione gravitazionale. La teoria di supergravità che ne risulta, è ricondotta alla teoria della Relatività Generale di Einstein nel limite appropriato;
- SUSY sembra essere un ingrediente fondamentale della Teoria delle Supercorde [22].

Queste ragioni tuttavia non danno indicazioni circa la scala di energia alla quale potrebbero manifestarsi fenomeni di natura supersimmetrica. In realtà ci sono ulteriori motivi per ritenere che questa scala non possa essere di molto superiore a quella elettrodebole ($\leq 1 \text{ TeV}$), e si parla in questo caso di SUSY di bassa energia. Infatti:

- una teoria SUSY che estenda il MS permette di risolvere il problema della gerarchia. Le divergenze quadratiche che emergono nel MS calcolando le correzioni di ordine superiore alla massa del bosone di Higgs si cancellano tramite il contributo dei nuovi anelli bosonici e fermionici. Questo meccanismo funziona solamente se la massa delle nuove particelle supersimmetriche è dello stesso ordine di grandezza della scala di massa debole;

- in base agli attuali dati sperimentali, le costanti di accoppiamento di gauge sono unificate alla scala di Grande Unificazione (GUT) se esistono particelle supersimmetriche alla scala di massa debole, ed il deserto tra la scala debole e la scala GUT. Tale unificazione non avviene nel MS;
- la rottura della simmetria elettrodebole avviene come conseguenza della rottura di supersimmetria in molti modelli SUSY di bassa energia, mentre nel MS viene introdotta ad hoc. Il meccanismo che in questi modelli genera la rottura di simmetria elettrodebole attraverso le correzioni radiative è inoltre consistente con un valore della massa del quark top in accordo con la misura sperimentale di $m_t = 175.6 \pm 5.5 \text{ GeV}/c^2$;
- molti modelli SUSY di bassa energia prevedono l'esistenza di un eccellente candidato per la materia oscura: il neutralino più leggero. Una tale particella sembra necessaria per descrivere molti aspetti di cosmologia.

Infine, esiste un precedente storico. Nel 1928, P.A.M. Dirac introdusse le simmetrie del gruppo di Lorentz nella meccanica quantistica. Egli trovò che una naturale conseguenza di ciò era l'esistenza di una particella compagna per ogni particella nota, ossia l'antimateria. La simmetria materia-antimateria rimase nascosta finché furono osservate nei raggi cosmici reazioni ad energie sufficientemente elevate da creare un positrone. In modo analogo, l'introduzione di SUSY ancora una volta prevede l'esistenza di nuove compagne per tutte le particelle note.

3.2 Il Modello Standard Supersimmetrico Minimale (MSSM)

Il più semplice modello supersimmetrico che estende il Modello Standard delle particelle elementari è il cosiddetto Modello Standard Supersimmetrico Minimale, che contiene il numero minimo di nuove particelle e interazioni che sono consistenti con le simmetrie del Modello Standard. Nel MSSM tutti i fermioni del MS hanno dei compagni SUSY scalari, detti sleptoni e squarks, mentre i bosoni di gauge e di Higgs hanno dei compagni SUSY fermionici, che si mescolano formando 4 autostati di massa neutri, i neutralini, e 2 autostati di massa carichi, i chargini. Il contenuto e la corrispondenza tra particella e super-particella (sparticella) nel MSSM è riassunto in tabella 1.1.

Le rappresentazioni irriducibili dell'algebra supersimmetrica sono dette supermultipletti. Le particelle SUSY e le rispettive compagne del MS occupano il medesimo supermultipletto: i fermioni del MS e i loro compagni scalari formano supermultipletti cosiddetti "chirali", che contengono particelle di spin 0 e spin 1/2, così come i bosoni di Higgs e i rispettivi compagni del MSSM; i bosoni di gauge e i loro compagni fermionici detti "gaugini" formano i cosiddetti supermultipletti "vettoriali", contenenti particelle di spin 1/2 e spin 1. La massa e gli accoppiamenti dei nuovi stati SUSY sono correlati dalla simmetria a quelli degli stati del MS. Se SUSY fosse una simmetria esatta, le particelle SUSY e le rispettive compagne del MS sarebbero degeneri in massa. Dal momento che tali stati SUSY non sono finora stati osservati, la supersimmetria deve essere rotta ad una scala di energia più elevata. In questo modo le sparticelle possono essere molto più pesanti delle corrispondenti compagne del MS. L'esatta natura del meccanismo di rottura di SUSY è sconosciuta, ma questa ignoranza può essere parametrizzata sommando al lagrangiano SUSY-invariante dei termini aggiuntivi che rompono esplicitamente la supersimmetria in un modo cosiddetto "soffice", ossia tale da preservare quelle caratteristiche positive della teoria SUSY che ne hanno in parte motivato la sua formulazione, e in primo luogo la soluzione del problema della gerarchia nel MS. La forma più generale di questi

particella		spin	super-particella		spin
quark	q	1/2	squarks	$\tilde{q}_{L,R}$	0
leptone carico	l	1/2	sleptoni carichi	$\tilde{l}_{L,R}$	0
neutrino	ν	1/2	sneutrino	$\tilde{\nu}$	0
gluone	g	1	gluino	\tilde{g}	1/2
fotone	γ	1	fotino	$\tilde{\gamma}$	1/2
	Z^0	1	zino	\tilde{Z}	1/2
higgs neutri	h^0, H^0, A^0	0	higgsini neutri	$\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$	1/2
	W^\pm	1	wino	\tilde{W}^\pm	1/2
higgs carico	H^\pm	0	higgsino carico	$\tilde{H}_1^-, \tilde{H}_2^+$	1/2
gravitone	G	2	gravitino	\tilde{G}	3/2

Autostati di gauge	<i>mescolamento</i> →	Autostati di massa
$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}_1^-, \tilde{H}_2^+$	→	chargini $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$
$\tilde{B}^0, \tilde{W}^0, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$	→	neutralini $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$
\tilde{t}_L, \tilde{t}_R (e $\tilde{b}_{L,R}, \tilde{\tau}_{L,R}$)	→	\tilde{t}_1, \tilde{t}_2 (e $\tilde{b}_{1,2}, \tilde{\tau}_{1,2}$)
$H_1^0, H_2^0, H_1^-, H_2^+$	→	h^0, H^0, A^0, H^\pm

Tabella 1.1: Il contenuto e la corrispondenza particella-sparticella nel MSSM. I gaugini \tilde{B}^0 e \tilde{W}^0 sono combinazioni lineari di $\tilde{\gamma}$ e \tilde{Z}

termini può essere scritta nel modo seguente [23]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{soft} = & -\frac{1}{2}(M_i \lambda_i^a \lambda_i^a + c.c.) - (m^2)_j^i \phi_j^* \phi_i \\
& - \left(\frac{1}{2} b^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{6} a^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k + c.c. \right)
\end{aligned} \tag{1.26}$$

dove *c.c.* indica la coniugazione complessa, M_i e λ_i^a denotano le masse e i campi dei tre tipi di gaugini, (con $i=1,2,3$ per $U(1)$, $SU(2)$ e $SU(3)$, e a che corre sul corrispondente numero di campi); il coefficiente $(m^2)_j^i$ raggruppa i termini di massa per i vari campi scalari, indicati con ϕ_i dove l'indice i in questo caso corre su tutti i campi scalari definiti nella teoria, mentre i coefficienti b^{ij} e a^{ijk} raccolgono i cosiddetti termini bilineari di tipo "B" e trilineari di tipo "A" di interazione tra campi scalari. Questi ultimi termini in particolare hanno la stessa forma dei termini che compaiono nel cosiddetto "superpotenziale" W . Questo è una funzione analitica dei campi scalari complessi ϕ_i , che una volta fissata, e definite le leggi di trasformazione dei campi per il gruppo di gauge, determina le interazioni e le masse di tutte le particelle in una teoria di campo SUSY rinormalizzabile. Se indichiamo con \mathcal{L}_{SUSY} il lagrangiano (SUSY-invariante) costituito dai termini che descrivono i campi liberi e il lagrangiano di interazione ottenuto a partire dal superpotenziale

W , il lagrangiano del MSSM può essere scritto nella forma:

$$\mathcal{L}_{MSSM} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{soft} \quad (1.27)$$

Per la forma completa di W ed \mathcal{L}_{SUSY} , e una discussione più dettagliata si rimanda a [23].

Va ricordato che la forma più generale di \mathcal{L}_{SUSY} compatibile con le simmetrie richieste potrebbe contenere dei termini che violano il numero barionico B o il numero leptonic L , che darebbero luogo a fenomeni non osservati sperimentalmente, quali ad esempio un decadimento rapido del protone. Per evitare questa possibilità, si è introdotta nel MSSM una nuova simmetria discreta, detta R-parità, definita per ogni particella di spin s dalla relazione:

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2s} \quad (1.28)$$

In base a questa definizione, tutte le particelle del MS e i bosoni di Higgs hanno R-parità $+1$, mentre tutte le loro compagne supersimmetriche hanno R-parità -1 . Se la R-parità è conservata in modo esatto, non può esserci mescolamento tra particelle e sparticelle, e ogni vertice di interazione della teoria deve contenere un numero pari di sparticelle (il prodotto delle R-parità di tutte le particelle che partecipano al vertice deve essere $+1$). Ciò ha delle importanti conseguenze fenomenologiche:

- la particella supersimmetrica più leggera (LSP), che ha $P_R = -1$, deve essere stabile. Se la LSP è elettricamente neutra, essa interagisce debolmente con la materia ordinaria, sfuggendo alla rivelazione negli esperimenti ai collisori in modo analogo ai neutrini. Ciò la rende inoltre un buon candidato per la materia oscura non barionica che sembra essere richiesta in cosmologia [24];
- ogni sparticella instabile più pesante della LSP deve avere una catena di decadimento che presenta nello stato finale un numero dispari di LSP (in genere solo una);
- negli esperimenti ai collisori le sparticelle non possono essere prodotte singolarmente, ma solamente in coppie.

Nel seguito assumeremo la conservazione della R-parità, ma esistono modelli altrettanto validi che ne ammettono la violazione senza incorrere in predizioni che contrastino con le osservazioni sperimentali [25].

Tornando a \mathcal{L}_{soft} , solo quei termini che, pur rompendo la supersimmetria, preservano l'invarianza di gauge possono sopravvivere. Pertanto, i termini $(m^2)_j^i$ sono riconducibili a 5 matrici $\mathbf{m}_{\mathbf{k}=1,5}^2$ (una per ogni rappresentazione del gruppo di gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ in cui sono collocati sleptoni e squarks del MSSM) hermitiane 3×3 (nello spazio delle famiglie) e due valori di massa $m_{H_1}^2$ e $m_{H_2}^2$ per gli scalari di Higgs H_1 e H_2 , i termini trilineari di tipo A a 3 matrici $\mathbf{a}_{\mathbf{u,d,e}}$ complesse 3×3 , mentre l'unico termine bilineare di tipo B che sopravvive ha la forma $-(bH_2H_1 + c.c.)$, in cui il parametro b è spesso indicato in letteratura con $B\mu$, dove μ è il parametro di massa dell'higgsino che compare nel superpotenziale.

I campi di Higgs H_1 e H_2 sono dei doppietti di $SU(2)_L$ formati da campi scalari complessi carichi e neutri, (H_1^0, H_1^-) e (H_2^+, H_2^0) . Essi costituiscono degli autostati di gauge, e si combinano per formare gli autostati di massa dei bosoni di Higgs elencati in tabella 1.1. Nel complesso si passa da 8 gradi di libertà reali (4 campi complessi) a 5 (3 campi reali scalari per h^0, H^0, A^0 e 1 complesso per H^\pm), perchè è intervenuto il meccanismo di Higgs nella rottura spontanea della simmetria elettrodebole, e 3 gradi di libertà hanno fornito la massa ai bosoni di gauge W^\pm e Z^0 . Il fatto che, nel modello

minimale, sia necessario introdurre almeno due doppietti, estendendo quindi anche il settore Higgs ordinario del MS, è insito nella struttura generale di SUSY.

Nel complesso, \mathcal{L}_{soft} introduce 105 nuovi parametri liberi, tra masse, angoli di mescolamento e fasi non assorbibili da opportune ridefinizioni dei super-campi, che non erano presenti nel MS. Ciò va a discapito della predittività di tale modello, e se da un lato l'insieme di questi parametri può ulteriormente essere ristretto in base a opportuni criteri di "universalità", motivati dalle osservazioni sperimentali che riguardano i limiti sui processi di FCNC, sulla violazione di CP e del numero leptonico, è comunque necessario a questo punto fare delle ipotesi sul meccanismo di rottura di SUSY. Diverse possibili ipotesi sono alla base di specifici modelli, all'interno dei quali i coefficienti che compaiono in \mathcal{L}_{soft} sono calcolabili in termini di un numero molto ristretto di parametri liberi. La richiesta che la rottura della simmetria sia spontanea, ossia che lo stato di vuoto non sia invariante per le trasformazioni SUSY, assicura la comparsa dei soli termini soffici sopra indicati.

Indipendentemente dallo specifico modello che spiega l'origine della rottura di SUSY, le relazioni di universalità che limitano il numero di parametri liberi in \mathcal{L}_{soft} sono il segnale di una sottostante semplicità o simmetria del lagrangiano che emerge ad una scala molto elevata Q_0 . Se utilizziamo tale lagrangiano per calcolare masse, sezioni d'urto e larghezze di decadimento per gli esperimenti alle energie vicine alla scala elettrodebole, i risultati conteranno grandi logaritmi dell'ordine di $\ln(Q_0/m_Z)$, che possono essere sommati mediante l'uso delle equazioni del gruppo di rinormalizzazione (RG). I valori dei parametri soffici devono essere considerati delle condizioni al contorno per le equazioni RG alla scala Q_0 , e successivamente tutti i parametri della teoria devono essere RG-evoluti alla scala elettrodebole, dove vengono realizzati gli esperimenti. In questo modo sarà possibile predire l'intero spettro del MSSM in termini di un numero limitato di parametri, identificato nel contesto di un particolare modello.

Teoricamente, risultano favoriti quei modelli in cui la rottura spontanea di SUSY avviene, ad una scala M_s , in un settore cosiddetto "nascosto" della teoria, che contiene nuovi campi accoppiati molto debolmente o solo indirettamente ai supermultipletti del MSSM, che costituiscono di converso il cosiddetto settore "visibile". I due settori condividono delle interazioni responsabili di comunicare la rottura della supersimmetria dal settore nascosto al settore visibile, dove si manifesta nei termini soffici, che saranno approssimativamente dell'ordine di $m_{soft} \sim \frac{M_s^2}{M_m}$, dove M_m è la scala che caratterizza queste interazioni. In questo modo, ciò che è rilevante dal punto di vista fenomenologico non è più il meccanismo in sé della rottura di SUSY, quanto piuttosto il meccanismo che trasmette questa rottura al settore visibile. I principali modelli proposti possono essere suddivisi in due classi:

- i modelli in cui la rottura di SUSY è mediata dall'interazione gravitazionale, cui si farà riferimento in seguito col nome di SUGRA (Supergravità);
- i modelli in cui la rottura di SUSY è mediata dalle interazioni di gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ del MS, cui si farà riferimento in seguito col nome di GMSB (Gauge-Mediated-Susy-Breaking).

La principale differenza tra le due classi, che ne influenza in modo notevole la fenomenologia, consiste nel fatto che la massa acquisita dal gravitino \tilde{G} , particella SUSY di spin 3/2 compagna del gravitone di spin 2, mediatore dell'interazione gravitazionale, può essere molto diversa nei due casi, ed in particolare molto più leggera nei modelli GMSB, dove può diventare la LSP.

In generale, la rottura spontanea della supersimmetria globale implica l'esistenza di un fermione di massa nulla, detto goldstino (che sarà in seguito indicato col medesimo simbolo del gravitino \tilde{G}). Tale campo è la componente fermionica del supermultipletto contenente il campo ausiliario che acquista il valore di aspettazione nel vuoto (VEV) non nullo (che indicheremo in seguito con il termine $\langle F \rangle$, che ha dimensioni di massa al quadrato) necessario alla rottura spontanea, e che ne fissa la scala. Le proprietà principali del goldstino possono essere ricavate analizzando la forma della supercorrente conservata. In particolare, le interazioni del goldstino con le varie coppie bosone-fermione è descritta nel lagrangiano efficace da un termine del tipo [23, 26]:

$$\mathcal{L}_{\tilde{G}\text{-int}} = -\frac{1}{\langle F \rangle} \left(\tilde{G} \partial_\mu j^\mu + c.c. \right) \quad (1.29)$$

dove j^μ è la parte della supercorrente che riguarda gli altri supermultipletti. Si noti come questo termine possa diventare importante dal punto di vista fenomenologico nel caso $\langle F \rangle$ non sia troppo elevato [27]. Le considerazioni finora esposte riguardano la rottura della supersimmetria globale. Tuttavia, per tener conto dell'interazione gravitazionale è necessario considerare la supersimmetria come una simmetria locale. La teoria che ne deriva è detta supergravità [28], e unifica le simmetrie spazio-temporali della relatività generale con le trasformazioni della SUSY locale. In tale teoria, il gravitone di spin 2 ha un compagno SUSY di spin 3/2, detto gravitino. Il gravitino ha R-parità -1 , e corrisponde al campo di gauge delle trasformazioni SUSY locali. Fintanto che la SUSY non è rotta, il gravitone e il gravitino sono entrambe privi di massa. Quando SUSY è rotta spontaneamente il gravitino acquista una massa assorbendo i gradi di libertà del goldstino, in quello che è chiamato il meccanismo di Super-Higgs, del tutto analogo al meccanismo di Higgs del MS, in cui i bosoni di gauge W^\pm e Z^0 acquistano la loro massa assorbendo i bosoni di Nambu-Goldstone associati alla rottura spontanea della simmetria elettrodebole. La massa del gravitino è tradizionalmente indicata con $m_{3/2}$, ed è data dalla relazione:

$$m_{3/2} = \frac{\langle F \rangle}{\sqrt{3} \cdot M_P} \simeq 2.4 \times \left(\frac{\sqrt{\langle F \rangle}}{100 \text{ TeV}} \right)^2 eV \quad (1.30)$$

dove $M_P = (\hbar/8\pi G_{Newton})^{1/2} \simeq 2.4 \cdot 10^{18} \text{ GeV}/c^2$ è la massa di Plank ridotta. Nei modelli SUGRA, in cui la rottura di SUSY è mediata dalle interazioni gravitazionali ed è supposta avvenire ad una scala di $\sqrt{F} \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ GeV}$, la massa del gravitino è in genere paragonabile a quella delle altre sparticelle del MSSM, anch'essa dell'ordine di $m_{soft} \sim \frac{M_s^2}{M_m} \sim \frac{\langle F \rangle}{M_P}$. Nei modelli GMSB, il gravitino è con ogni probabilità molto più leggero delle sparticelle del MSSM, perchè la scala associata alla rottura di SUSY può essere molto più bassa, fino a $\sqrt{F} = 10^4 \text{ GeV}$. In questo caso il gravitino è quasi sicuramente la LSP, è sarà presente in tutti gli stati finali che provengono da eventuali decadimenti delle altre sparticelle del MSSM. Tali decadimenti non sono necessariamente soppressi dalla debolezza dell'interazione gravitazionale, perchè il gravitino eredita le interazioni non gravitazionali del goldstino che ha assorbito, espresse dal termine in (1.29). La larghezza di decadimento di ogni sparticella \tilde{X} nella sua compagna X e un gravitino \tilde{G} può essere calcolata da questo termine e risulta:

$$\Gamma(\tilde{X} \rightarrow X \tilde{G}) = \frac{1}{16\pi} m_{\tilde{X}} \frac{(m_{\tilde{X}}^2 - m_X^2)^4}{\langle F \rangle^2} = \frac{1}{48\pi} \frac{m_{\tilde{X}}^5}{M_P^2 m_{3/2}^2} \left(1 - \frac{m_X^2}{m_{\tilde{X}}^2} \right)^4 \quad (1.31)$$

Si noti che tale larghezza è tanto più grande quanto più piccolo è il valore di $\langle F \rangle$, o il corrispondente valore di $m_{3/2}$, una volta fissate le altre masse. Se \widetilde{X} è una miscela di sparticelle compagne di differenti particelle X del MS (ad esempio un chargino o un neutralino), allora l'equazione (1.31) deve essere moltiplicata per un fattore di soppressione dato dal quadrato dell'appropriato coefficiente di mescolamento. Se $m_{\widetilde{X}}$ è dell'ordine di $100 \text{ GeV}/c^2$ o più, e $\sqrt{\langle F \rangle} \leq 2 \cdot 10^6 \text{ GeV}$ (corrispondente a valori di $m_{3/2}$ approssimativamente minori di 1 keV), il decadimento può avvenire abbastanza rapidamente da essere osservato nei rivelatori che equipaggiano gli esperimenti ai collisori.

3.3 I modelli SUGRA

Questi modelli sono caratterizzati dal fatto che il settore nascosto della teoria comunica con il settore visibile del MSSM solamente (o in modo predominante) attraverso l'interazione gravitazionale. Nel contesto della teoria di campo efficace, ciò implica la presenza di termini che stabiliscono questa comunicazione che sono soppressi da fattori di potenze inverse della massa di Plank, dato che l'accoppiamento gravitazionale è proporzionale a $1/M_P$. Tali termini assumono la forma di \mathcal{L}_{soft} nell'equazione (1.26), e indicando con F_S il campo ausiliario di un supermultipletto chirale S presente nel settore nascosto, possono essere espressi mediante soli 4 parametri: $m_{1/2}$, m_0 , A_0 e B_0 , proporzionali a $m_{soft} \sim \langle F_S \rangle / M_P$ ($\sim 40 - 4000 \text{ GeV}$ assumendo $\sqrt{\langle F_S \rangle} \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ GeV}$) In particolare si potrà scrivere:

$$\begin{aligned}
M_3 &= M_2 = M_1 = m_{1/2} \\
\mathbf{m}_{\mathbf{k}=1,5}^2 &= m_0^2 \mathbf{1}, & m_{H_1}^2 &= m_{H_2}^2 = m_0^2 \\
\mathbf{a}_{\mathbf{u,d,e}} &= A_0 \mathbf{y}_{\mathbf{u,d,e}} \\
b &= B_0 \mu
\end{aligned} \tag{1.32}$$

dove le matrici adimensionali $\mathbf{y}_{\mathbf{u,d,e}}$ rappresentano gli accoppiamenti di Yukawa che determinano le masse e gli angoli di mescolamento CKM dei quarks e leptoni ordinari, dopo che le componenti scalari neutre di H_1 e H_2 hanno acquisito i loro VEVs non nulli: $\langle H_1^0 \rangle = v_1$ e $\langle H_2^0 \rangle = v_2$. Dal momento che i quarks top e b, e il leptone τ sono i fermioni più pesanti del MS, è spesso una buona approssimazione considerare non trascurabile la sola componente (3,3) di ciascuna matrice. Come già anticipato, le relazioni (1.32) devono essere considerate come condizioni al contorno per le equazioni RG ad una scala molto elevata Q_0 , che in questo caso sarebbe naturale scegliere uguale a M_P . In realtà, si è soliti iniziare l'evoluzione RG dalla scala di grande unificazione $M_U \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ GeV}$, alla quale le costanti di accoppiamento di gauge assumono un unico valore nell'ipotesi che il contenuto di particelle sia quello dettato dal MSSM [29]. In questo modo $m_{1/2}$ e m_0 assumono il significato di masse universali per i gaugini e gli scalari del MSSM alla scala M_U . L'evoluzione RG dei parametri soffici alla scala elettrodebole determina l'intero spettro del MSSM in funzione dei soli 5 parametri $m_{1/2}, m_0, A_0, B_0$ e μ (più i già misurati accoppiamenti di gauge e di Yukawa), che possono essere fissati reali con una opportuna ridefinizione dei vari campi. In particolare, le equazioni RG ad un anello per le masse dei gaugini M_i implicano le cosiddette "relazioni GUT" per i termini di massa dei gaugini:

$$\frac{M_1}{\alpha_1} = \frac{M_2}{\alpha_2} = \frac{M_3}{\alpha_3} \tag{1.33}$$

valide a qualsiasi scala (a meno di piccole correzioni a due anelli), anche nel caso dei modelli GMSB, dove le $\alpha_{1,2,3}$ sono le costanti di accoppiamento dei corrispondenti gruppi di gauge. Nel caso dei modelli SUGRA l'equazione (1.33) è anche uguale a $\frac{m_{1/2}}{\alpha_U}$, dove $\alpha_U \simeq 1/25$ è il valore dell'accoppiamento di gauge all'unificazione. Alla scala elettrodebole si ottiene pertanto la predizione:

$$\begin{aligned} M_1 &\approx \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W M_2 \approx \frac{M_2}{2} \\ M_3 &\approx \frac{\alpha_s}{\alpha} \sin^2 \theta_W M_2 \end{aligned} \quad (1.34)$$

dove con α_s e α si sono indicate le usuali costanti di accoppiamento QCD ed QED alla scala di $\sim m_Z$, e θ_W è l'angolo di Weinberg. Utilizzando i valori misurati sperimentalmente $\alpha_s = 0.118$, $\alpha = 1/128$ e $\sin^2 \theta_W = 0.23$ si ottiene la proporzione $M_3 : M_2 : M_1 \approx 7 : 2 : 1$. In base a questa previsione ci si attende quindi un gluino molto più pesante dei neutralini o chargini più leggeri. Una ulteriore riduzione del numero di parametri liberi della teoria è connesso alla possibilità che la rottura della simmetria elettrodebole possa essere indotta dalle correzioni quantistiche ai termini soffici che rompono SUSY. Si parla in questo caso di "rottura radiativa" della simmetria elettrodebole, e il meccanismo è favorito dall'elevato accoppiamento di Yukawa del quark top. Le equazioni che ne derivano permettono di eliminare, data la precisa conoscenza del valore di m_Z , i parametri B_0 e $|\mu|$ in favore del singolo parametro $\tan \beta \equiv v_2/v_1$, dove v_1, v_2 sono i VEV dei campi scalari neutri di Higgs definiti sopra. In questo caso l'intero spettro del MSSM è determinato dai soli 4 parametri $m_{1/2}, m_0, A_0, \tan \beta$ e la scelta del segno di μ .

Assumendo le relazioni GUT (1.33) è possibile esprimere $m_{1/2}$ in termini di M_2 alla scala di $\sim m_Z$. Le masse di selptoni e squarks delle prime due famiglie possono essere espresse da formule semplici [31] trascurando gli effetti degli accoppiamenti di Yukawa, che ad esempio per $\tan \beta = 1$ predicono i seguenti rapporti [30]:

$$(m_{\tilde{t}_R}^2 - m_0^2) : (m_{\tilde{t}_L}^2 - m_0^2) : (m_{\tilde{q}_R}^2 - m_0^2) : M_2 = 0.22 : 0.75 : 6.40 : 1 \quad (1.35)$$

Per sleptoni e squark della terza famiglia, gli effetti non trascurabili degli accoppiamenti di Yukawa producono un mescolamento tra le componenti L e R che formano autostati di massa indicati con $\tilde{\tau}_{1,2}$ e $\tilde{t}_{1,2}, \tilde{b}_{1,2}$ che tendono ad essere più leggeri delle sparticelle corrispondenti nelle prime due famiglie.

Come già anticipato, i gaugini elettrodeboli si mescolano con gli higgsini a causa degli effetti della rottura di simmetria elettrodebole. In particolare i gaugini neutri \tilde{B}^0 e \tilde{W}^0 e gli higgsini neutri \tilde{H}_1^0 e \tilde{H}_2^0 formano 4 autostati di massa detti neutralini $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$, in ordine di massa crescente. Lo spettro di massa e gli angoli di mescolamento dei neutralini può essere ottenuto esaminando il lagrangiano, che contiene i termini:

$$\mathcal{L} \supset -\frac{1}{2}(\psi^0)^T \mathbf{M}_{\tilde{\chi}^0} \psi^0 + c.c. \quad (1.36)$$

dove con $\psi^0 = (\tilde{B}^0, \tilde{W}^0, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$ si è indicata la base degli autostati di gauge, mentre la matrice di massa $\mathbf{M}_{\tilde{\chi}^0}$ è:

$$\mathbf{M}_{\tilde{\chi}^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -c_\beta s_W m_Z & s_\beta s_W m_Z \\ 0 & M_2 & c_\beta c_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z \\ -c_\beta s_W m_Z & c_\beta c_W m_Z & 0 & -\mu \\ s_\beta s_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

dove sono state introdotte le abbreviazioni $s_\beta = \sin \beta$, $c_\beta = \cos \beta$, $s_W = \sin \theta_W$ e $c_W = \cos \theta_W$. La matrice di massa $M_{\tilde{\chi}^0}$ può essere diagonalizzata mediante una matrice unitaria N che fornisce gli autostati di massa $\tilde{\chi}_i^0 = N_{ij}\psi_j^0$, in modo che $M_{\tilde{\chi}^0}^{\text{diag}} = N^* M_{\tilde{\chi}^0} N^{-1}$ abbia nella diagonale i termini positivi reali $m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{\chi}_2^0}, m_{\tilde{\chi}_3^0}$ e $m_{\tilde{\chi}_4^0}$, che corrispondono agli autovalori di $M_{\tilde{\chi}^0}$. Le masse dei neutralini e la matrice di mescolamento N possono quindi essere espressi in termini dei parametri M_1, M_2, μ e $\tan \beta$.

Nei modelli SUGRA è molto probabile (e viene generalmente assunto nella maggior parte degli studi fenomenologici sulla SUSY) che la LSP (stabile) sia il neutralino più leggero $\tilde{\chi}_1^0$, anche se esistono modelli in cui la LSP è il gravitino, come ad esempio in una versione cosiddetta "no-scale" della supergravità riconducibile alla scelta dei parametri $m_{1/2} \neq 0$ e $m_0 = A_0 = B_0 = 0$, ed ipotesi aggiuntive descritte in [32]. Nel caso sia $\mu > M_2$ ci si attende uno scenario in cui la LSP $\tilde{\chi}_1^0$ è prevalentemente "bino" (\tilde{B}^0) e di massa $\sim M_1$, $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_1^\pm$ prevalentemente "wino" ($\tilde{W}^{0,\pm}$) ed entrambi di massa $\sim M_2$, e i neutralini e chargini più pesanti prevalentemente higgsino con masse dell'ordine di $|\mu|$ [33]. Al contrario per $|\mu| < M_1, M_2$ si ottiene un $\tilde{\chi}_1^0$ prevalentemente higgsino di massa $\sim |\mu|$, e nel limite in cui $M_2 \rightarrow M_1$ (in contrasto, si noti, con le relazioni GUT) e $\tan \beta \rightarrow 1$, $\tilde{\chi}_2^0$ diventa puro fotino $\tilde{\gamma} (= c_W \tilde{B}^0 + s_W \tilde{W}^0)$ di massa $M_1 \simeq M_2$, mentre i chargini e i due neutralini più pesanti diventano miscele wino-higgsino e zino-higgsino di massa non molto superiore (zino $\equiv \tilde{Z} = -s_W \tilde{B}^0 + c_W \tilde{W}^0$) [34].

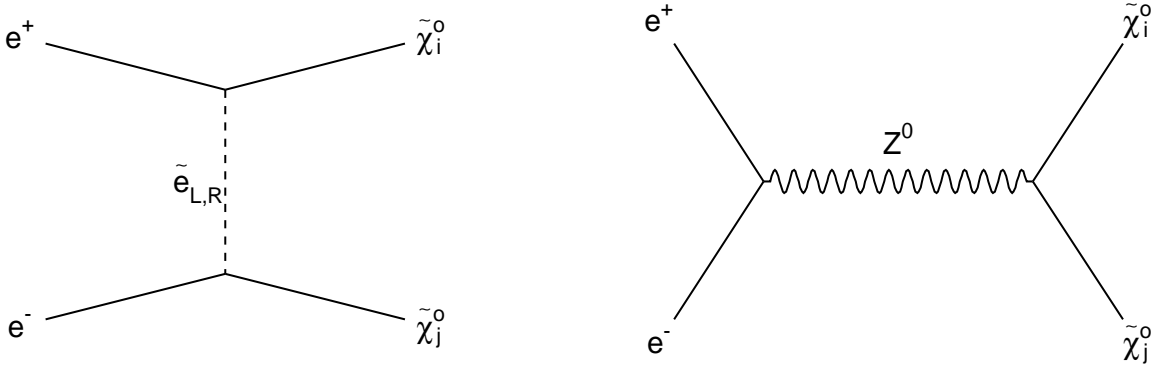


Figura 1.6: Diagrammi di Feynman per il processo di produzione di una coppia di neutralini $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ a LEP

Quest'ultimo scenario è stato recentemente evocato come la regione dello spazio dei parametri SUSY suggerita dall'analisi di un insieme di misure di diversi osservabili (come $\alpha_s, R_b, BR(s \rightarrow b\gamma)$) e considerazioni di natura cosmologica riassunte in [35]. Tale analisi è stata inizialmente motivata dall'osservazione di un evento con due elettroni e due fotoni energetici accompagnati da energia trasversa mancante ($e^+ e^- \gamma \gamma + \cancel{E}_T$) nello stato finale, al collisore $p\bar{p}$ da parte dell'esperimento CDF [36], interpretato come candidato proveniente dalla produzione di sparticelle. In questo contesto, è possibile che gli eventi SUSY più facilmente accessibili a LEP per energie $\sqrt{s} \gg m_Z$ siano quelli caratterizzati dalla presenza di due fotoni ed elevata energia mancante nello stato finale, risultanti dal processo $e^+ e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \gamma \gamma$ [37]. A livello albero, la produzione di una coppia di neutralini $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ avviene mediante lo scambio di un selettone nel canale t o di una Z^0 nel canale s , illustrati nei grafici di Feynman in fig. 1.6. In particolare, il contributo del canale t

può diventare importante se la massa del seletttrone è sufficientemente piccola. Le sezioni d'urto di produzione dipendono quindi dalle masse dei neutralini, dai loro accoppiamenti (e di conseguenza da M_1, M_2, μ e $\tan\beta$) e dalla massa del seletttrone. Nel contempo, nella suddetta regione dello spazio dei parametri, la particolare composizione di $\tilde{\chi}_2^0$ favorisce un elevato rapporto di decadimento $BR(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \gamma)$. In queste ipotesi, a $\sqrt{s} \simeq 184 \text{ GeV}$ ci si attende un segnale dal processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \gamma \gamma$ corrispondente ad una sezione d'urto visibile compresa tra 50 e 400 fb [37], facilmente separabile dal fondo principale di eventi $e^+e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma \gamma$, come vedremo nel capitolo 4.

3.4 I modelli GMSB

Una alternativa alla proposta descritta nella sezione precedente è costituita dai modelli in cui la rottura di SUSY è trasmessa al settore visibile attraverso le interazioni di gauge standard $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Essi si basano sull'introduzione di certi nuovi supermultipletti chirali, detti campi messaggeri, che si accoppiano alla sorgente della rottura di SUSY, e generano i termini soffici mediante le correzioni radiative, in virtù dei rispettivi accoppiamenti di gauge con il settore visibile del MSSM. Nella versione minimale (che conserva le previsioni di GUT), i campi messaggeri formano un insieme di supermultipletti chirali convenzionalmente espressi in modo analogo ai quarks e ai leptoni:

$$\begin{aligned}
q &\sim (\mathbf{3}, \mathbf{1}, -\frac{1}{3}) \\
\bar{q} &\sim (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3}) \\
l &\sim (\mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{2}) \\
\bar{l} &\sim (\mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{2})
\end{aligned} \tag{1.38}$$

dove tra parentesi sono indicate le corrispondenti rappresentazioni e il numero quantico di ipercarica debole (nella normalizzazione in cui la carica elettrica è data da $Q = T_3 + Y$) del gruppo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Questi si accoppiano ad un supermultipletto chirale S , singoletto rispetto alla simmetria di gauge, mediante il superpotenziale $W = \lambda_2 S \bar{l} l + \lambda_3 S q \bar{q}$. Si assume che la componente scalare S e la componente ausiliaria F_S acquistino entrambe dei VEV, indicati con $\langle S \rangle$ e $\langle F_S \rangle$, e si dimostra che in questo modo le componenti fermioniche di q e \bar{q} acquistano la massa $\lambda_3 \langle S \rangle$, mentre le loro compagne scalari acquistano le masse al quadrato $|\lambda_3 \langle S \rangle|^2 \pm |\lambda_3 \langle F_S \rangle|$. La sostituzione $\lambda_3 \rightarrow \lambda_2$ fornisce inoltre le masse per le rispettive componenti dei campi l e \bar{l} . La violazione di SUSY che emerge in questo spettro di campi messaggeri è comunicata alle sparticelle del MSSM attraverso le correzioni radiative originate dalla loro interazione di gauge con i campi messaggeri. In particolare, i gaugini ottengono la loro massa da grafici ad un anello del tipo mostrato in fig. 1.7: le linee scalari e fermioniche nell'anello rappresentano i campi messaggeri, la massa del gluino è fornita dai campi q e \bar{q} , la massa del wino dai campi l e \bar{l} , e la massa del bino riceve contributi da entrambe le coppie. Gli scalari del MSSM ottengono invece i principali contributi alla loro massa dalle correzioni radiative descritte da grafici a due anelli.

Nel limite in cui $\langle F_S \rangle \ll \lambda_{2,3} \langle S \rangle^2$, l'intero spettro di massa delle sparticelle è legato alla singola scala "universale":

$$\Lambda \equiv \frac{\langle F_S \rangle}{\langle S \rangle} \tag{1.39}$$

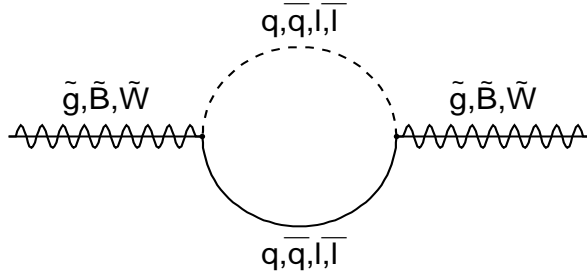


Figura 1.7: Diagrammi di Feynman ad un anello che contribuiscono alla massa dei gaugini mediante i campi messaggeri nei modelli GMSB

in termini della quale le masse dei gaugini M_i e le masse quadrate degli scalari $m_{(\phi)}^2$ che compaiono in \mathcal{L}_{soft} (valutate alla scala di massa media $M_{mess} \sim \lambda_{2,3}\langle S \rangle$ dei campi messaggeri) può essere espressa dalle relazioni [38]:

$$\begin{aligned}
 M_i &= \Lambda \frac{\alpha_i}{4\pi} \quad (i = 1, 3) \\
 m_{(\phi)}^2 &= 2\Lambda^2 \left[C_3 \left(\frac{\alpha_3}{4\pi} \right)^2 + C_2 \left(\frac{\alpha_2}{4\pi} \right)^2 + \frac{3Y_\phi^2}{5} \left(\frac{\alpha_1}{4\pi} \right)^2 \right]
 \end{aligned} \tag{1.40}$$

dove $C_3 = 4/3, 0$ rispettivamente per i tripletti, singoletti di colore, $C_2 = 3/4, 0$ per i doppietti, singoletti di carica debole, e Y_ϕ indica l'ipercarica debole del campo scalare ϕ . Anche i termini $\mathbf{a}_u, \mathbf{a}_d, \mathbf{a}_e$ emergono da correzioni radiative a due anelli, e sono quindi soppressi di un fattore $\alpha_i/4\pi$ rispetto alle masse M_i e $m_{(\phi)}$, per cui si ottiene in buona approssimazione la condizione:

$$\mathbf{a}_u = \mathbf{a}_d = \mathbf{a}_e = \mathbf{0} \tag{1.41}$$

I parametri b e μ del settore di Higgs non seguono dall'ipotesi di rottura SUSY gauge-mediata, e richiedono interazioni aggiuntive. Si preferisce quindi considerarli parametri liberi del MSSM, eliminadoli eventualmente in favore di $\tan\beta$, nell'ipotesi di rottura radiativa della simmetria elettrodebole. Le relazioni sopra esposte fissano le condizioni al contorno delle equazioni RG alla scala di M_{mess} . In questo modello, l'unificazione delle costanti di accoppiamento di gauge avviene alla medesima scala M_U , ma con valore diverso di α_U , se le masse dei messaggeri non sono troppo diverse. Nel caso non minimale in cui esistono più copie n_{mess} dei campi messaggeri, i valori risultanti dalle equazioni (1.40) vanno moltiplicati per n_{mess} , e l'unificazione permane se n_{mess} non è troppo elevato. Ad esempio per $M_{mess} \sim 10^3 TeV$ deve essere $n_{mess} \leq 4$. Si noti come la prima relazione di (1.40) sia consistente con le relazioni GUT (1.33) per la masse dei gaugini. Nei modelli GMSB si ottiene quindi la medesima predizione $M_3 : M_2 : M_1 \approx 7 : 2 : 1$ per le masse dei gaugini alla scala elettrodebole già ottenuta nei modelli SUGRA. Al contrario, per le masse di squarks, sleptoni L, sleptoni R e bino alla scala di $\sim m_Z$, si ha la previsione [39]:

$$m_{\tilde{q}} : m_{\tilde{l}_L} : m_{\tilde{l}_R} : M_1 = 11.6 : 2.5 : 1.1 : \sqrt{n_{mess}} \tag{1.42}$$

Riassumendo, nei modelli GMSB l'intero spettro del MSSM può essere descritto, nella versione minimale, dai parametri M_{mess} , $\Lambda = \langle F \rangle / M_{mess}$, μ , $\tan\beta$, dove si è assunto $\lambda_2 = \lambda_3 = 1$ e $\langle F_S \rangle = \langle F \rangle$. Si noti che non necessariamente $\langle F_S \rangle$ coincide con la scala intrinseca $\langle F \rangle$ di rottura SUSY nel settore nascosto, che determina la massa del gravitino

tramite la formula (1.30), in quanto il supermultipletto S può essere accoppiato anche solo indirettamente al settore nascosto, come nel modello descritto in [38] in cui risulta $\langle F_S \rangle \ll \langle F \rangle$. Tuttavia sono possibili anche modelli con $\langle F_S \rangle \sim \langle F \rangle$ [40]. Lo spettro di massa delle particelle è solo debolmente sensibile a $\ln M_{mess}$, e dipende principalmente da Λ . In particolare, la prima relazione di (1.40) implica $\Lambda \sim 80 \text{ TeV} \left(\frac{M_1}{100 \text{ GeV}} \right)$, mentre la consistenza del modello richiede $M_{mess}/\Lambda > 1$ [33], con M_{mess} che può essere ovunque nell'intervallo $\Lambda - M_U$. Pertanto, nel caso di un valore di $\sqrt{\langle F \rangle}$ compreso nel range 1-1000 TeV , ci si attende in base alla formula (1.30) una massa del gravitino inferiore ai 250 eV , che la rende la LSP. Per quanto riguarda la produzione delle coppie di neutralini, valgono le considerazioni esposte nella sezione precedente. Nell'ipotesi di un neutralino quale particella SUSY immediatamente più vicina in massa alla LSP, detta NLSP, il processo principale per la sua rivelazione a LEP2 diventa $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G} \tilde{G} \gamma \gamma$, dove la produzione di $\tilde{\chi}_1^0$ è accompagnata dal successivo decadimento radiativo, che avviene con un $BR \sim 100\%$ nel caso la componente fotino di $\tilde{\chi}_1^0$ sia non nulla, e all'interno del rivelatore se la componente fotino e la massa del gravitino $m_{3/2}$ non sono troppo piccole. Infatti, la formula (1.31) assume la forma [41]:

$$\Gamma(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma \tilde{G}) = \frac{\kappa_{1\gamma} m_{\tilde{\chi}_1^0}^5}{48\pi M_P^2 m_{3/2}^2} = 20\kappa_{1\gamma} \left(\frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}}{100 \text{ GeV}} \right)^5 \left(\frac{\sqrt{F}}{10 \text{ TeV}} \right)^{-4} \text{ eV} \quad (1.43)$$

dove $\kappa_{1\gamma} = |N_{11} \cos \theta_W + N_{12} \sin \theta_W|^2$ è la componente fotino di $\tilde{\chi}_1^0$ (espressa in termini della matrice di mescolamento dei neutralini N_{ij} introdotta nella sezione precedente), e la lunghezza media di decadimento che ne consegue risulta:

$$L = 9.9 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\kappa_{1\gamma}} \left(\frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}}{100 \text{ GeV}} \right)^{-5} \left(\frac{\sqrt{F}}{10 \text{ TeV}} \right)^4 \left(\frac{E_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \text{ cm} \quad (1.44)$$

Nel sistema di riferimento del $\tilde{\chi}_1^0$ che decade il fotone è prodotto isotropicamente con energia pari a $m_{\tilde{\chi}_1^0}/2$, e il gravitino sfugge alla rivelazione. Il segnale cercato è quindi anche in questo caso la presenza di due fotoni energetici ed elevata energia mancante nello stato finale. Una analisi che tiene conto di possibili estensioni non minimali dei modelli GMSB ha dimostrato che a $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$ sono attendibili sezione d'urto di produzione comprese tra 40 e 350 fb , per valori di $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ nell'intervallo 75 – 90 GeV/c^2 [41].

4 La ricerca di nuova fisica con gli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma + \cancel{E}$

Anche lo studio di eventi con un solo fotone rivelato nello stato finale costituisce una possibile linea di ricerca di nuova fisica a LEP. Pur non essendo oggetto del presente lavoro, in questa sezione saranno elencate, per completezza, le possibili reazioni che, nel contesto dei modelli SUSY descritti nella sezione precedente, conducono ad uno stato finale con un solo fotone ed elevata energia mancante.

In generale, si possono distinguere due tipi di processi:

- la produzione di due particelle SUSY invisibili associata alla radiazione di un fotone dagli elettroni del fascio, o all'emissione di un fotone da parte di una particella virtuale carica scambiata nel canale t . È il caso ad esempio del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, descritto dai grafici in fig. 1.6 della sezione precedente, aggiungendo un fotone emesso

dalle linee fermioniche dei leptoni iniziali, o dalla linea scalare del seletttrone. Le caratteristiche di questo processo, la cui sezione d'urto in certe regioni dello spazio dei parametri del MSSM può arrivare fino a $\sim 30 fb$, sono state dettagliatamente analizzate in [42], dove sono state confrontate con quelle del principale processo di fondo del Modello Standard, costituito dalla reazione $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$. In questa categoria rientrano anche alcuni processi, discussi dettagliatamente in [43], in cui le particelle SUSY dello stato finale non sono necessariamente la LSP. Infatti, in determinate regioni dello spazio dei parametri del MSSM, dove le masse dei neutralini e dei chargini più leggeri sono quasi degeneri ($\Delta m_{\tilde{\chi}} = m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \leq 1 GeV/c^2$ oppure $\Delta m_{\tilde{\chi}} = m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \leq 1 GeV/c^2$), i decadimenti del $\tilde{\chi}_1^\pm$ e del $\tilde{\chi}_2^0$ producono leptoni o quarks di energia troppo bassa da poter essere rivelati dagli apparati sperimentali, e quindi ad esempio le reazioni $e^+e^- \rightarrow \gamma\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ e $e^+e^- \rightarrow \gamma\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^0$ possono dar luogo allo stato finale $\gamma + \cancel{E}$. Di particolare interesse, nel caso dei modelli SUSY che prevedono la presenza di gravitini leggeri, è il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\tilde{G}\tilde{G}$, le cui caratteristiche sono state recentemente analizzate in [44] nell'approssimazione in cui tutte le altre particelle SUSY abbiano massa superiore alla soglia di produzione accessibile a LEP. La sezione d'urto di produzione risulta proporzionale a $s^3/m_{3/2}^4$, e la mancata evidenza sperimentale di un eccesso di eventi con $\gamma + \cancel{E}$ può essere interpretata, in modo quasi indipendente dal particolare modello SUSY considerato, come limite inferiore alla massa del gravitino;

- la produzione di due particelle SUSY di cui una invisibile e l'altra soggetta a decadimento radiativo in una particella invisibile. Ad esempio, nello scenario particolare descritto nella sezione 3.3, dove $\tilde{\chi}_1^0$ è la LSP, il contributo al canale $\gamma + \cancel{E}$ varia tipicamente dai 100 ai 300 fb, ed è fornito principalmente dai processi $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$ e $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$, seguiti dai decadimenti $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \gamma\tilde{\chi}_1^0$ e $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\nu}\nu \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\nu\nu$ [37].

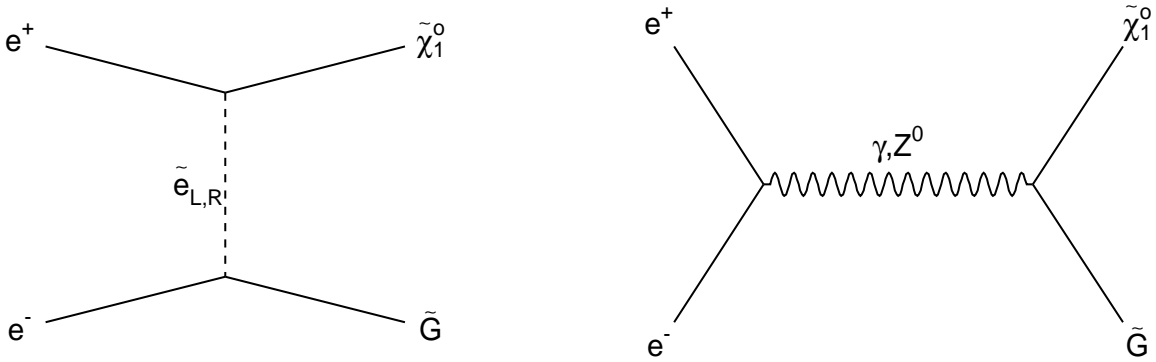


Figura 1.8: Diagrammi di Feynman per il processo di produzione di una coppia neutralino-gravitino a LEP

Nei modelli in cui la LSP è il gravitino, il canale $\gamma + \cancel{E}$ può ricevere contributi rilevanti dalla reazione $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{G}$, cui corrispondono a livello albero i diagrammi di Feynman in fig. 1.8, seguita dal decadimento $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma\tilde{G}$. La sezione d'urto di produzione è proporzionale a $1/m_{3/2}^2$, e dipende dalla composizione del $\tilde{\chi}_1^0$ oltre che dalla sua massa e dalla massa dei seletttroni. La mancata evidenza sperimentale di un eccesso di eventi $\gamma + \cancel{E}$ può essere in questo caso interpretata in termini di regioni

di esclusione nel piano $m_{\tilde{\chi}_1^0} - m_{3/2}$, per determinate ipotesi sulla composizione del $\tilde{\chi}_1^0$. Per valori di $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim 100 \text{ GeV}/c^2$ e di $m_{3/2} \sim 10^{-5} \text{ eV}/c^2$ sono attese alle energie di LEP2 sezioni d'urto dell'ordine del pb [45].

In entrambe le classi di processi sopra elencati, il fondo principale irriducibile dal Modello Standard deriva dalla reazione $e^+e^- \rightarrow \gamma\nu\bar{\nu}$, che avviene prevalentemente tramite l'emissione di un fotone dallo stato iniziale (ISR) con energia $\sim (1 - m_Z^2/s) \cdot \frac{\sqrt{s}}{2}$ ($= 68.8 \text{ GeV}$ per $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$), che determina il ritorno dell'energia del centro di massa del sistema e^+e^- alla risonanza della Z^0 , alla cui produzione segue il decadimento in una coppia di neutrini. Nel caso di una coppia di neutrini dell'elettrone $\nu_e\bar{\nu}_e$, la produzione può avvenire anche tramite lo scambio di un W nel canale t , con fotone da ISR o da "radiazione interna", che coinvolge il vertice non abeliano $WW\gamma$. Lo spettro in energia

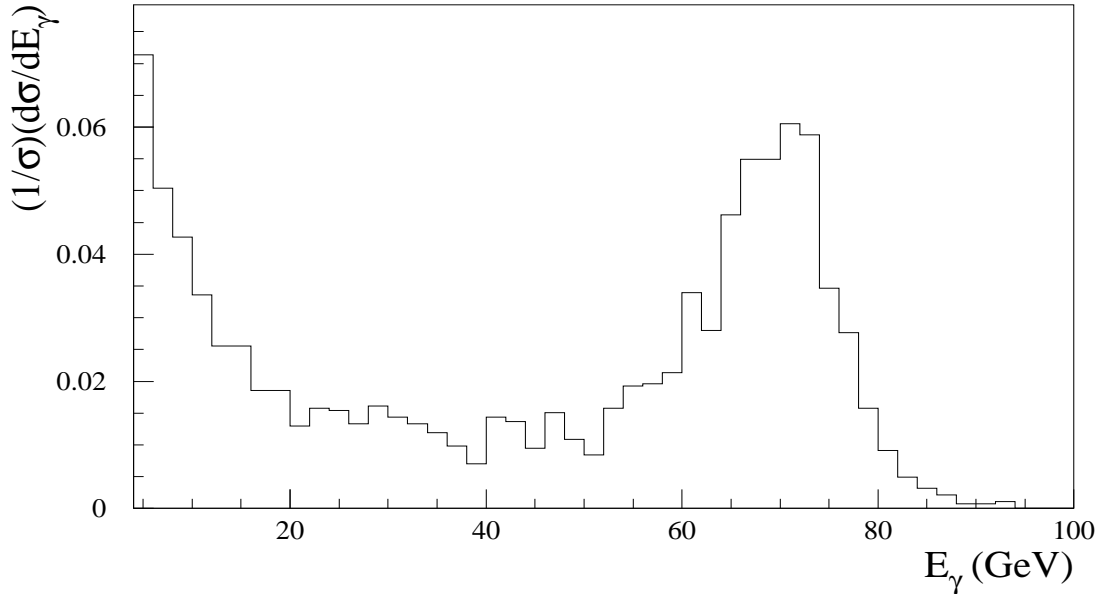


Figura 1.9: Spettro di energia del fotone rivelato emesso nel processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$ a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$. Gli eventi sono stati generati dal programma Monte Carlo KORALZ, e successivamente processati dal programma che simula il responso del rivelatore DELPHI.

del fotone caratteristico di questo processo è illustrato in fig. 1.9, per un campione di eventi $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$ con un fotone rivelato con angolo di diffusione $\theta_\gamma > 10^\circ$ ed energia $E_\gamma > 0.02 \cdot \sqrt{s}$, generati dal programma Monte Carlo KORALZ [46] a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$, e sottoposti successivamente alla simulazione completa degli effetti del rivelatore DELPHI. Si possono notare i picchi ad alta e bassa energia, dovuti l'uno al contributo risonante, l'altro alla divergenza soffice di andamento $\sim 1/E_\gamma$.

La eventuale presenza di un ulteriore fotone irradiato collinearmente ai fasci, che sfugge alla rivelazione lungo il tubo a vuoto, è importante perchè favorisce il ritorno alla risonanza. È quindi necessario tenere in considerazione il contributo delle correzioni radiative QED di ordine superiore, che è stato calcolato e risulta essere dell'ordine del 30%. Nelle

approssimazioni descritte dettagliatamente in [47], la sezione d'urto teorica corretta è accurata entro l'1%, una precisione sufficiente per le misure realizzabili nella fase 2 di LEP, una volta raccolta la luminosità integrata complessiva prevista di 500 pb^{-1} .

Per valori tipici di impulso trasverso del fotone $p_{T\gamma} > 0.035 \cdot \sqrt{s}$, si ottiene una sezione d'urto di produzione radiativa di una coppia di neutrini a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ di circa 5 pb . Quest'ultima richiesta è finalizzata alla rimozione della seconda potenziale sorgente di fondo, costituita dal processo di diffusione Bhabha radiativa $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ in cui entrambe i leptoni sfuggano a piccoli angoli senza essere rivelati. Dal momento che gli apparati sperimentali a LEP assicurano la rivelazione degli elettroni tipicamente fino a $\theta_{min} \sim 2^\circ$, questo fondo può essere completamente eliminato in base a considerazioni cinematiche richiedendo $p_{T\gamma} > \sin \theta_{min} \cdot \sqrt{s} \simeq 0.035 \cdot \sqrt{s}$.

A seconda dei processi considerati, il rapporto segnale su fondo può essere innalzato operando ulteriori tagli sperimentali: ad esempio nel caso di reazioni che presentino un contributo risonante trascurabile, la richiesta sull'energia minima del fotone $E_\gamma < \sqrt{s}/4$ riduce di un fattore ~ 3 la sezione d'urto del fondo calcolata nelle ipotesi precedenti, senza una perdita rilevante nell'efficienza di selezione del segnale.

Ciononostante, permane in generale un fondo irriducibile che, per sezioni d'urto del segnale comprese nell'intervallo $30 - 300 \text{ fb}$, varia da ~ 5 a ~ 50 volte il segnale. Considerando la luminosità integrata di progetto per LEP2 di 500 pb^{-1} , la sensibilità statistica corrispondente, data dal rapporto S/\sqrt{B} , dove S e B indicano il numero complessivo di eventi previsti rispettivamente per il segnale e il fondo, risulta compresa nell'intervallo $0.6 - 6$.

Bibliografia

- [1] F.A. Berends et al., Nucl. Phys. B61 (1973) 414
F.A. Berends et al., Nucl. Phys. B186 (1981) 22
F.A. Berends et al., Nucl. Phys. B239 (1984) 395
- [2] S. Drell, Ann. Phys. 4 (1958) 75
- [3] F.M. Renard, Z. Phys. C14 (1982) 290
- [4] L. Lyons, Prog. Nucl. Phys. 10 (1983) 227
- [5] F.E. Low, Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 238
- [6] F.M. Renard, Phys. Lett. B116 (1982) 264
D. Treille, CERN 87-08 (1987) 414
P. Mery et al., Z. Phys. C38 (1988) 579
- [7] O.J.P. Eboli et al., Phys. Lett. B271 (1991) 274
- [8] P.D.G., Phys. Rev. D54 (1996) 136
- [9] M. Jacob and T.T. Wu, Phys. Lett. B232 (1989) 529
- [10] L. Arnellos et al., Nucl. Phys. B196 (1982) 378
- [11] E.W.N. Glover, DPF Conf. 1990 423
- [12] G.P. Lepage and S.J. Brodsky, Phys. Lett. B87 (1979) 359
- [13] G. West, Mod. Phys. Lett. A5 (1990) 2281
- [14] D. Chatterjee and S. Ghosh, Z. Phys. C50 (1991) 103
- [15] C.N. Yang, Phys. Rev. 77 (1950) 242
- [16] E.W.N. Glover and A.G. Morgan, Z. Phys. C54 (1993) 175
- [17] F.M. Renard, Phys. Lett. B116 (1982) 269
- [18] A. De Rújula, Nucl. Phys. B435 (1995) 257
- [19] P.A.M. Dirac, Proc. Roy. Soc. (London) A133 (1931) 60
- [20] M. Baillargeon et al., Z. Phys. C71 (1996) 431
- [21] Y.A. Golfand and E.P. Likhtman, JETP Lett. 13 (1971) 323
D. Volkov and V. Akulov, Phys. Lett. B46 (1973) 109
J. Wess and B. Zumino, Nucl. Phys. B70 (1974) 39
- [22] M.B. Green et al., "Superstring Theory", Cambridge University Press, Cambridge (1987)
- [23] S.P. Martin, "A Supersymmetry Primer", hep-ph/9709356
- [24] G. Jungman et al., Phys. Rep. 267 (1996) 196
- [25] H. Dreiner, "An Introduction to Explicit R-parity Violation", hep-ph/9707435
- [26] P. Fayet, Phys. Lett. B69 (1977) 489
P. Fayet, Phys. Lett. B70 (1977) 461
- [27] P. Fayet, Phys. Lett. B175 (1986) 471
- [28] S. Ferrara et al., Phys. Rev. D13 (1976) 3214
S. Deser and B. Zumino, Phys. Lett. B62 (1976) 335
E. Cremmer et al., Nucl. Phys. B212 (1983) 413
- [29] J. Ellis et al., Phys. Lett. B260 (1991) 131
U. Amaldi et al., Phys. Lett. B260 (1991) 447
- [30] S. Katsanevas and P. Morawitz, "SUSYGEN 2.2 A Montecarlo Event Generator for MSSM Sparticle Production at e^+e^- Colliders", hep-ph/9711417
- [31] S. Ambrosanio and B. Mele, Phys. Rev. D53 (1996) 2541
- [32] J.L. Lopez et al., Phys. Rev. D49 (1994) 343
J.L. Lopez et al., Int. J. Mod. Phys. A10 (1995) 4241
J.L. Lopez and D.V. Nanopoulos, "Flipped No-scale Supergravity: a Synopsis", hep-ph/9701264, lezioni presentate da D.V. Nanopoulos alla 34° International

- School of Subnuclear Physics: "Effective Theories and Fundamental Interactions", Erice, 3-12 Luglio 1996.
- [33] J.F.Gunion, "A Semplified Summary of Supersymmetry", hep-ph/9704349
 - [34] S.Ambrosanio et al, Phys. Rev. D55 (1997) 1372
 - [35] G.L.Kane, "Tests and implications of increasing evidence for superpartners", hep-ph/9705382
 G.L.Kane, "Sphenomenology: an overview, with a focus on a higgsino LSP world, and on eventual tests of string theory", hep-ph/9709318
 - [36] S.Park, "Search for new Phenomena in CDF", 10th Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, edito da R.Raja e J.Yoh, AIP Press, 1996
 - [37] G.L. Kane and Gregory Mahlon, Phys.Lett. B408 (1997) 222
 - [38] M.Dine et al, Phys. Rev. D51 (1995) 1362
 M.Dine et al, Phys. Rev. D53 (1996) 2658
 - [39] S.Dimopoulos et al, Phys.Rev.Lett.76 (1996) 3494
 - [40] K.Intriligator and S.Thomas, Nucl. Phys. B473 (1996) 121
 - [41] S.Ambrosanio et al, Phys. Rev. D56 (1997) 1761
 - [42] S.Ambrosanio et al, Nucl. Phys. B478 (1996) 46
 - [43] C.-H.Chen et al, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 2002
 - [44] A.Brignole et al., "Signals of superlight gravitino at e^+e^- colliders when other superparticles are heavy", hep-ph/9711516, CERN-TH/97-339
 - [45] J.L.Lopez et al., Phys. Rev. D55 (1997) 5813
 - [46] S.Jadach et al., Comput. Phys. Commun. 79 (1994) 503
 - [47] G.Montagna et al, Nucl. Phys. B452 (1995) 161

Capitolo 2

L'apparato sperimentale

Il rivelatore DELPHI è un apparato per la fisica ai collisori e^+e^- progettato per la ricostruzione di particelle cariche e neutre con elevata efficienza e precisione sulla quasi totalità dell'angolo solido, grazie alla elevata granularità dei suoi apparati di rivelazione che garantiscono inoltre una notevole capacità di identificazione delle particelle. Esso è stato collocato al collisore LEP del CERN, dove ha operato a partire dal 1989, raccogliendo più di 4 milioni di decadimenti adronici della Z^0 nella prima fase di LEP.

Una descrizione dettagliata di tutte le componenti del rivelatore e delle loro prestazioni è fornita in [1]. In questo capitolo saranno illustrati i rivelatori maggiormente coinvolti nell'analisi degli eventi con soli fotoni nello stato finale.

Una schematica visione d'insieme di DELPHI è data in fig. 2.1.

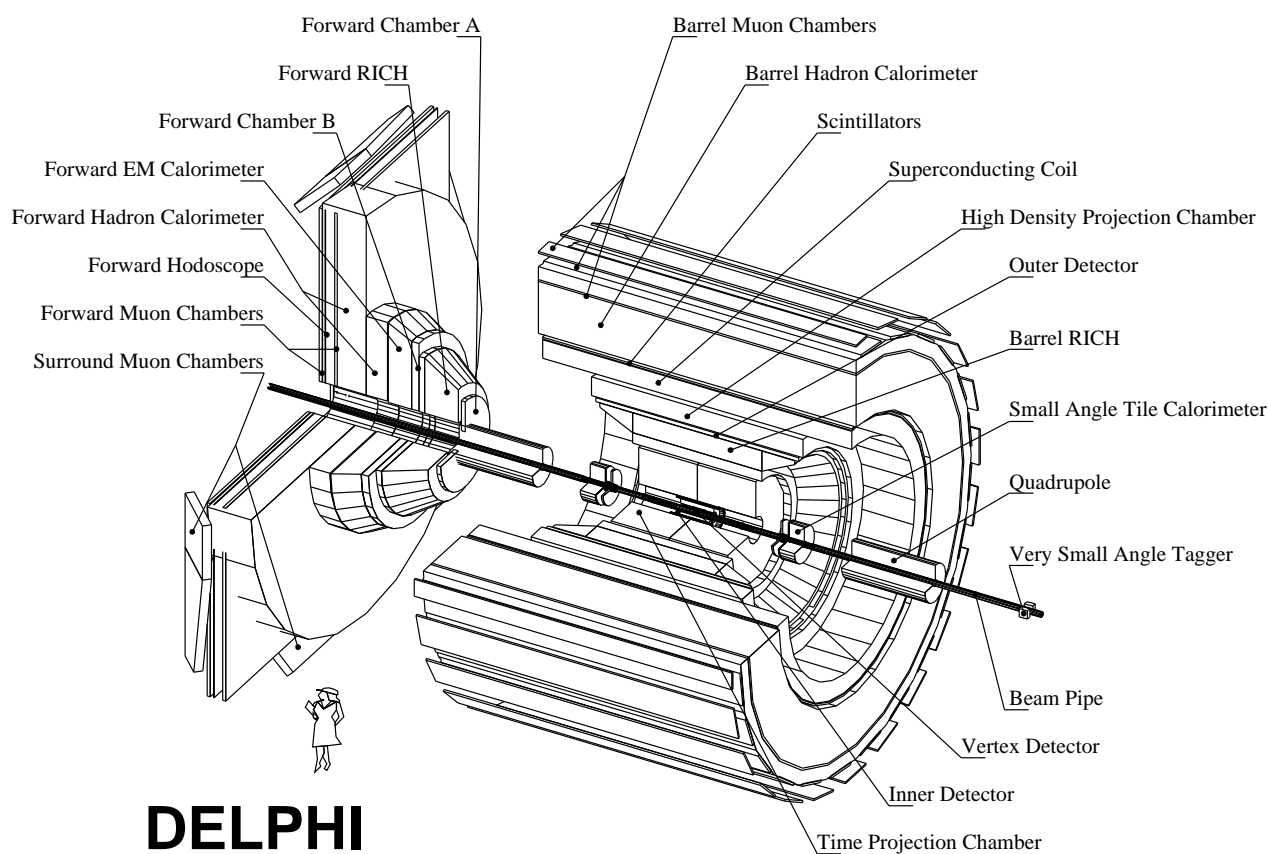


Figura 2.1: Schema del rivelatore DELPHI

Il sistema di riferimento di DELPHI è definito nel modo seguente:

- l'asse z punta nella direzione degli elettroni del fascio;
- l'asse x punta verso il centro di LEP;

- l'asse y punta verso l'alto;
- è inoltre definito un sistema di coordinate polari in cui θ indica l'angolo polare rispetto all'asse z , ϕ indica l'angolo azimutale attorno all'asse z , e $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ indica la coordinata radiale.

DELPHI consiste in una sezione cilindrica che ricopre la cosiddetta regione del "barile" (tipicamente $40^\circ < \theta < 140^\circ$), e dalle due basi del cilindro che ricoprono le cosiddette regioni "in avanti". Data la completa simmetria del rivelatore, nel seguito quando indicherò un intervallo nell'angolo polare θ , qualora non specificato diversamente, sarà da considerarsi incluso anche il corrispondente intervallo definito da $180^\circ - \theta$.

La ricostruzione delle tracce e la misura della quantità di moto delle particelle cariche sono affidate all'insieme dei rivelatori di traccia situati in entrambe le regioni. Nella regione del barile, procedendo radialmente dall'asse del fascio verso l'esterno, si trovano nell'ordine: il Vertex Detector (VD), l'Inner Detector (ID), la Time projection Chamber (TPC), l'Outer Detector (OD) e le Barrel Muon Chambers (BMU), mentre nelle regioni in avanti si trovano le Forward Chambers A e B (FCA e FCB) e le Forward Muon Chambers (FMU). A partire dal 1996 il sistema di tracciamento nelle regioni in avanti è stato arricchito con l'aggiunta di due strati di pixel e due strati di ministrip di silicio che assieme formano il Very Forward Tracker (VFT).

L'identificazione delle particelle cariche in base alla determinazione della velocità, basata sulla misura dell'angolo della radiazione Cherenkov emessa dalle particelle cariche, è fornita dai Barrel e Forward Ring Imaging Cherenkov Counters (BRICH e FRICH). Questi ultimi, assieme ai rivelatori di traccia sopra nominati (escluse le camere per i muoni situate più esternamente) costituiscono un cilindro di bassa densità in cui una particella attraversa in media uno spessore inferiore alla lunghezza di radiazione. Questo è circondato dai calorimetri elettromagnetici centrale e in avanti, che permettono la misura dell'energia e della direzione degli elettroni e dei fotoni: l'High Density Projection Chamber (HPC) e il Forward Electromagnetic Calorimeter (FEMC).

Il tutto è immerso in un campo magnetico uniforme di $1.23 T$ parallelo all'asse z , prodotto da un solenoide superconduttore che contiene i rivelatori stessi.

Le lastre di ferro che formano il giogo di ritorno del campo magnetico costituiscono anche il materiale passivo dell'Hadron Calorimeter (HC), utilizzato per la misura dell'energia e della direzione degli adroni carichi e neutri, sia nella regione centrale (BHC) che in avanti (FHC).

La misura della luminosità mediante la rivelazione degli elettroni diffusi a piccolo angolo è stata assicurata, prima del 1994, dallo Small Angle Tagger (SAT) e dal Very Small Angle Tagger (VSAT), due calorimetri elettromagnetici a campionamento posizionati in modo da coprire rispettivamente gli intervalli 43-135 e 5-7 $mrad$ di angolo polare. Dal 1994 il SAT è stato sostituito da un nuovo calorimetro, lo STIC, costruito con la tecnica dello "Shashlik" [2], che ricopre la regione di angolo polare nell'intervallo 29-185 $mrad$.

Completano l'apparato dei contatori a scintillazione Time Of Flight (TOF) nel barile, e Forward Hodoscope in avanti, ed una serie di contatori piombo-scintillatore posizionati nelle ristrette regioni angolari del rivelatore non coperte dai calorimetri, che assicurano la completa ermeticità dello stesso.

1 Il sistema di tracciamento

1.1 Il rivelatore di vertice VD

Il rivelatore di vertice [3] consiste in tre strati cilindrici coassiali di rivelatori a microstrip di silicio, collocati a raggi medi di 6.3, 9.0 e 10.9 cm, e denominati Closer, Inner e Outer. Ogni strato ricopre l'intero angolo azimutale ed è suddiviso in 20 (Inner) o 24 (Closer, Outer) settori parzialmente sovrapposti alle estremità. Nella versione finale, a partire dal 1996, ogni settore è suddiviso lungo l'asse z in 4 (Closer) o 8 (Inner, Outer) rivelatori, detti "placchette", la maggior parte dei quali dotati di doppia metallizzazione con strip ortogonali tra loro nelle facce opposte, per permettere la misura di entrambe le coordinate $R\phi$ e z mantenendo minimo il materiale nell'area sensibile. Le quattro placchette centrali di ogni settore dello strato Inner sono invece a singola faccia. Il passo di lettura nella coordinata $R\phi$ è di $50 \mu m$, mentre nella coordinata z varia da 42 e $176 \mu m$ al crescere di $|z|$ in modo da ottimizzare il numero di canali elettronici.

La precisione sul singolo punto d'impatto (hit) in uno strato è di $7.6 \mu m$ in $R\phi$, e varia da 9 a $32 \mu m$ nella coordinata z .

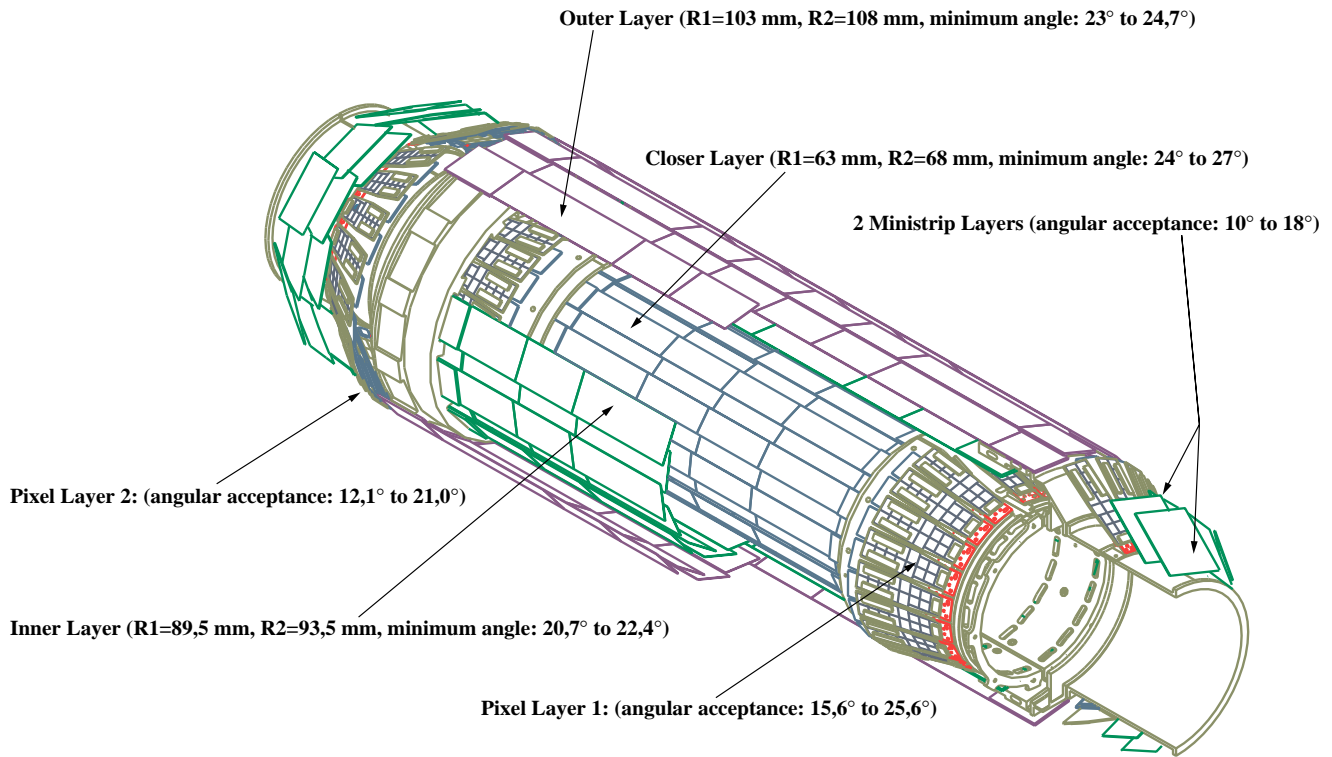
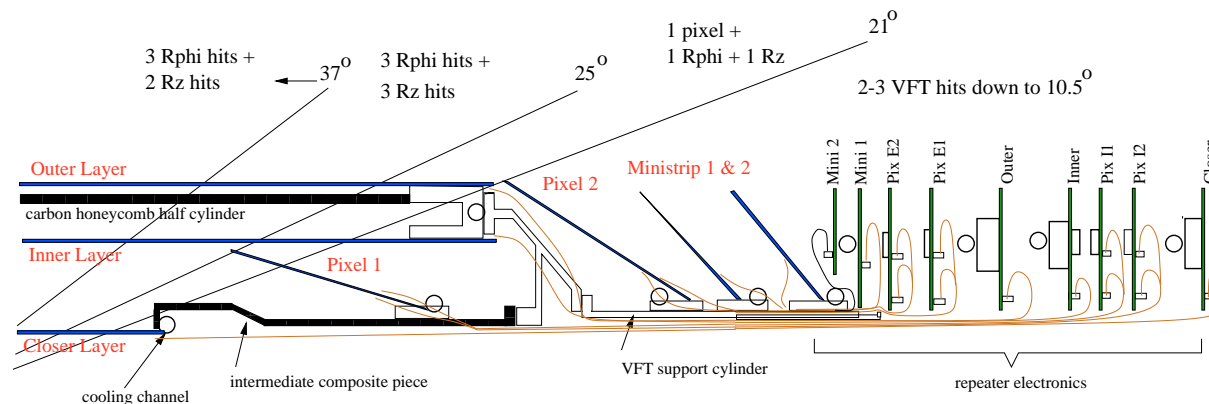


Figura 2.2: Il rivelatore al silicio di DELPHI nella sua versione finale

La copertura in angolo polare per l'attraversamento di tutti e tre gli strati era di $40^\circ < \theta < 140^\circ$ nella versione del VD presente fino al 1995. A partire dal 1996 il rivelatore è stato allungato fino a ricoprire la regione $25^\circ < \theta < 155^\circ$, e sono stati aggiunti in ciascuna delle due estremità due strati di rivelatori a pixel e due strati di rivelatori a ministrip disposti in modo da formare superfici coniche, come mostrato in fig. 2.2. Quest'ultima parte, denominata VFT, assicura l'attraversamento di almeno due strati di

silicio per particelle con $10.5^\circ < \theta < 25^\circ$, come evidenziato nella fig. 2.3. L'intero progetto è stato completato nel 1997 [4].



DELPHI

Figura 2.3: Sezione nel piano yz del VFT

1.2 Il rivelatore interno ID

Il rivelatore interno [5], nella configurazione anteriore al 1995, era formato da due componenti cilindrici coassiali (vedi fig. 2.4) che permettevano la ricostruzione delle tracce rispettivamente nelle regioni di angolo polare $23^\circ < \theta < 157^\circ$ e $30^\circ < \theta < 150^\circ$.

La parte interna era costituita da una camera a deriva di tipo jet-chamber, suddivisa in 24 settori azimutali, ciascuno in grado di ricostruire fino a 24 punti in $R\phi$ per traccia. La risoluzione del singolo filo era di $\sim 90 \mu m$, mentre la risoluzione sui parametri dell'elemento di traccia misurata mediante eventi $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ era di $\sigma(R\phi) = 50 \mu m$ e $\sigma(\phi) = 1.5 mrad$, con una risoluzione sulla separazione tra due tracce di $\sim 1 mm$.

La parte esterna era costituita da 5 strati cilindrici di MWPC, ciascuno con 192 fili sensibili distanziati di circa $8 mm$ e circondati da strip catodici anulari per la lettura della coordinata Rz . La misura di $R\phi$ era principalmente utilizzata per il trigger, ma forniva anche la possibilità di risolvere le ambiguità destra/sinistra della jet-chamber. La risoluzione in z in un singolo strato di MWPC per una traccia isolata variava da 0.5 a $1 mm$ in funzione di θ .

A partire dal 1995 è stato installato un nuovo ID: la camera a deriva ha mantenuto la stessa configurazione della precedente, ma l'accettazione per tracce che rilascino un segnale in almeno 10 fili anodici è stata estesa fino a $15^\circ < \theta < 165^\circ$. Al posto delle MWPC sono stati inseriti 5 strati di rivelatori "straw-tubes" (192 tubi per strato), che forniscono ora la sola misura di $R\phi$. Anche in questo caso l'accettazione è stata estesa alla regione $15^\circ < \theta < 165^\circ$.

1.3 La camera a proiezione temporale TPC

La camera a proiezione temporale TPC [6] è il principale rivelatore di traccia di DELPHI, e gli elementi di traccia da essa ricostruiti sono impiegati come punto di partenza per la ricostruzione della traiettoria completa della particella carica. È un cilindro (vedi fig. 2.5) di raggio interno ed esterno rispettivamente pari a 30 e $122 cm$, e lungo $2.7 m$.

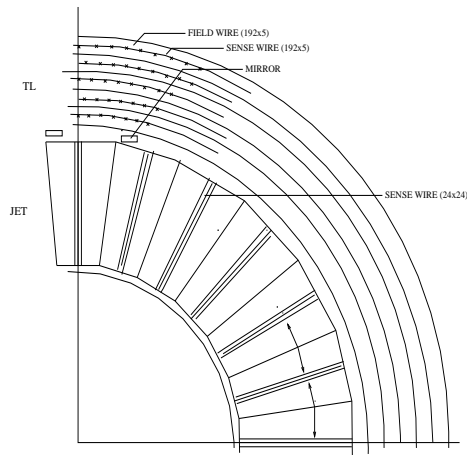


Figura 2.4: Sezione trasversale del rivelatore interno ID

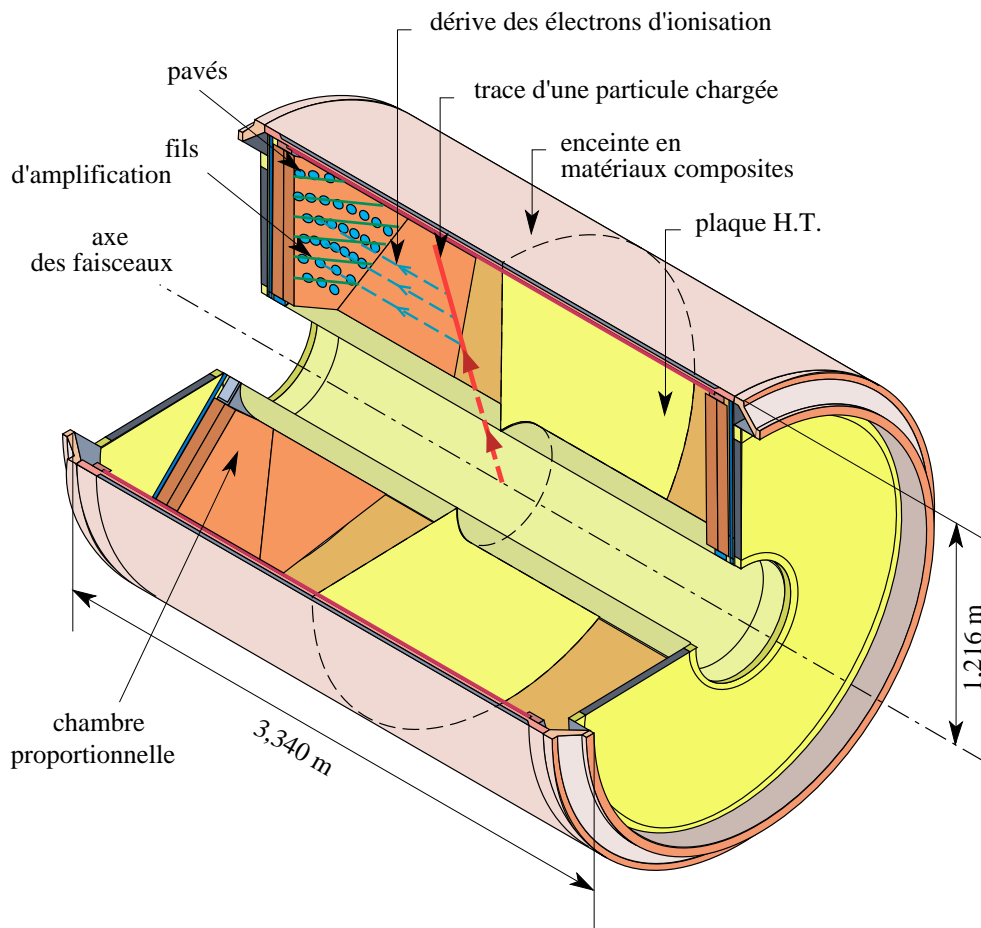


Figura 2.5: Visione tridimensionale della TPC

È diviso longitudinalmente in due regioni simmetriche, e nel piano azimutale in 6 settori, ognuno dei quali è una camera a deriva. Il segnale viene raccolto da "pads" catodici, disposti lungo 16 anelli concentrici in una superficie posta alle estremità del cilindro e accoppiati a fili proporzionali, e permette di ricostruire in 3 dimensioni la posizione di ogni punto con una risoluzione di $250 \mu\text{m}$ nel piano $R\phi$ e di $880 \mu\text{m}$ nel piano Rz . Gli

spazi morti tra pads di settori adiacenti corrispondono al 4% del piano $R\phi$. La risoluzione tra due punti è di circa 1 *cm* in entrambe le direzioni e la precisione sui parametri degli elementi di traccia ricostruiti è di circa 150 μm in $R\phi$ e 600 μm in z . Fino a 16 punti per traccia sono ricostruiti per $39^\circ < \theta < 141^\circ$, e almeno 3 per $20^\circ < \theta < 160^\circ$.

Oltre a fornire la ricostruzione tridimensionale delle tracce, la TPC contribuisce alla identificazione delle particelle cariche misurando la perdita di energia per ionizzazione per unità di percorso (dE/dX). La risoluzione media sulla misura di dE/dX è del 5.5 % per muoni isolati a 45 *GeV* e del 7.5 % per pioni nei jet. Le caratteristiche principali sono riassunte nella tabella 2.1.

Spaziatura tra i fili	4 <i>mm</i>
Diametro dei fili	20 μm
Alta tensione fili	1435 <i>V</i>
Lunghezza massima di deriva	1.34 <i>m</i>
Campo magnetico	1.23 <i>T</i>
Campo di deriva	187 <i>V/cm</i>
Velocità di deriva e^-	7 <i>cm/μs</i>
Pressione del gas	stabile a 1 <i>atm</i>
Temperatura del gas	$\sim 29^\circ C$
Miscela gassosa	80% <i>Ar</i> – 20% <i>CH₄</i>

Tabella 2.1: Caratteristiche e condizioni di funzionamento della TPC

1.4 Il rivelatore esterno OD

Il rivelatore esterno OD [7] consiste in 5 strati di tubi a deriva, che operano a regime di streamer limitato, posti tra il BRICH e l'HPC, ad una distanza radiale tra 197 e 206 *cm*. Gli strati successivi sono disposti in modo che i moduli adiacenti dei 24 settori azimutali si sovrappongano, come evidenziato in fig. 2.6. Tre strati sono dotati di un sistema di lettura della coordinata z ottenuta dalla differenza nei tempi di arrivo del segnale alle due estremità del filo anodico.

La precisione sul singolo punto d'impatto è di 110 μm , indipendentemente dalla distanza di deriva, con una efficienza della singola cella superiore al 99.5%, mentre la precisione nella coordinata z è di 3.5 *cm*.

La regione di angolo polare coperta da questo rivelatore è $42^\circ < \theta < 138^\circ$.

1.5 Le camere in avanti FCA e FCB

Le camere FCA sono composte da tre moduli montati a 160 *cm* di distanza in $|z|$ dal punto di interazione, alle estremità della TPC. Ogni modulo consiste in due piani di tubi a deriva operanti a regime di streamer limitato, con i fili orientati in modo da formare un angolo di 120° con quelli degli altri moduli. Le camere coprono la regione di angolo polare $11^\circ < \theta < 32^\circ$ e le risoluzioni sugli elementi di traccia ricostruiti sono $\sigma(x) = 290 \mu m$, $\sigma(y) = 240 \mu m$, $\sigma(\theta) = 8.5 mrad$ e $\sigma(\phi) = 24 mrad$ (mediata su θ).

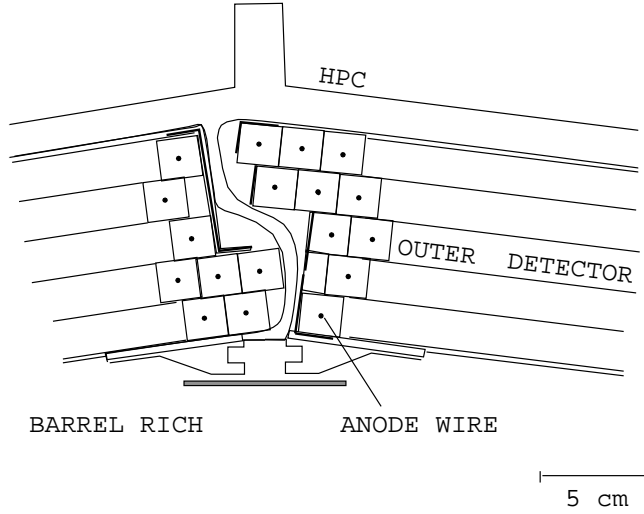


Figura 2.6: Schema dell'OD nella regione di sovrapposizione in ϕ

Le camere FCB sono posizionate tra il FRICH e il FEMC, a $|z| = 275 \text{ cm}$, e formano due semi-dischi ciascuno dei quali è formato da 12 piani di fili perpendicolari all'asse z , ruotati a coppie di 120° l'una rispetto all'altra. Assicurano una copertura angolare di $11^\circ < \theta < 36^\circ$ e una precisione sui parametri dell'elemento di traccia ricostruito pari a $\sigma(x, y) = 150 \mu\text{m}$, $\sigma(\theta) = 3.5 \text{ mrad}$ e $\sigma(\phi) = 4.0 / \sin \theta \text{ mrad}$.

1.6 Prestazioni del sistema di tracciamento

L'algoritmo utilizzato per la ricostruzione delle tracce nella regione del barile ha come punto di partenza la ricerca di segmenti di traccia identificati nella TPC, ed estrapolati all'esterno di essa per formare possibili traiettorie con gli elementi di traccia ricostruiti nell'ID e nell'OD. Nelle regioni morte della TPC è utilizzata una procedura alternativa che connette direttamente gli elementi di traccia di ID e OD e permette di recuperare quelle tracce di bassa curvatura che andrebbero altrimenti perse. Nelle regioni in avanti l'algoritmo basato sulla TPC può essere utilizzato solamente per angoli polari dove il segmento di traccia è sufficientemente ben ricostruito ($\theta > 20^\circ$), mentre altre tecniche sono necessarie per angoli più bassi, dove l'efficienza è stata inferiore al 50% prima dell'introduzione del VFT.

Le traiettorie formate dagli elementi di traccia individuati dalle varie tecniche di ricerca vengono verificate da un processore di fit che tiene conto dell'effetto della diffusione multipla e della perdita di energia nel materiale attraversato lungo il percorso, e risolve le rimanenti ambiguità.

Le tracce fittate sono successivamente estrapolate attraverso l'intero rivelatore. A questo punto avviene l'associazione degli hit del VD, ed inizia un secondo stadio di ricostruzione locale nei rivelatori di traccia, guidato dalla traiettoria estrapolata, che permette l'aggiunta di nuove informazioni alla traccia da ciascun rivelatore. Le tracce sono quindi ri-fittate prima di una ulteriore ripetizione conclusiva della procedura. Successivamente intervengono i processori che associano alle tracce i segnali rivelati dai calorimetri, dai RICH e dalle camere per muoni.

La precisione sulla misura della quantità di moto del sistema di tracciamento è stata studiata su un campione di muoni da eventi $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, ed i valori ottenuti nelle differenti

regioni di angolo polare e per differenti combinazioni dei rivelatori di traccia inclusi nel fit sono riportati in tabella 2.2.

θ	Rivelatori	$\sigma \left(\frac{1}{p} \right) (GeV/c)^{-1}$
$\geq 42^\circ$	VD+ID+TPC+OD	$0.6 \cdot 10^{-3}$
$\geq 42^\circ$	ID+TPC+OD	$1.1 \cdot 10^{-3}$
$\geq 42^\circ$	VD+ID+TPC	$1.7 \cdot 10^{-3}$
$\leq 36^\circ$	VD+FCB	$1.3 \cdot 10^{-3}$
$25^\circ - 30^\circ$	FCB	$1.5 \cdot 10^{-3}$
$\leq 25^\circ$	FCB	$2.7 \cdot 10^{-3}$

Tabella 2.2: Precisione nella misura dell'impulso per muoni di $45.6 GeV/c$

2 I Calorimetri Elettromagnetici

2.1 La camera di proiezione ad alta densità HPC

L'HPC [8] è un calorimetro elettromagnetico a campionamento che ricopre la regione del barile compresa nell'intervallo $40^\circ < \theta < 140^\circ$. Esso consiste di 144 moduli disposti in 6 anelli all'interno del campo magnetico. Ogni anello contiene 24 moduli posti attorno all'asse z ad un raggio interno di $208 cm$ ed esterno di $260 cm$. Ogni modulo è una piccola TPC con degli strati di materiale passivo di alta densità alternati a strati riempiti con miscela di gas $80\% Ar - 20\% CH_4$. Lo schema di una sezione nel piano contenente l'asse z e il principio di funzionamento sono mostrati in fig. 2.7. Gli strati di materiale passivo sono composti da strisce di piombo opportunamente sagomate ("accordion"), che oltre alla conversione producono anche il campo di deriva. Un piano di scintillatori è inserito dopo i primi tre strati di gas, a $\sim 4.5X_0$, in prossimità del massimo rilascio di energia dello sciame, per fornire un segnale veloce al trigger.

Lo spessore complessivo del materiale passivo è di $18X_0 / \sin \theta$. In ogni modulo vi sono 128 pads di dimensioni che variano da 2 a 8 cm , disposti lungo 9 righe come illustrato in fig. 2.8. La carica raccolta in ogni pad è campionata in tempo in modo da fornire una elevata granularità nella coordinata z . L'equalizzazione del responso in energia dei pad in un modulo e una prima calibrazione e monitoraggio dell'invecchiamento dei moduli (che si è riscontrato causare una riduzione del guadagno del 0.12% per giorno di run ed è stato in seguito compensato con un aumento delle alte tensioni) sono effettuate mediante l'uso di gas Krypton radioattivo. Guadagno, pressione e temperatura del gas, nonché la stabilità della velocità di deriva sono tenute sotto controllo durante la presa dati.

La ricostruzione degli sciami elettromagnetici sarà discussa in maggior dettaglio nel capitolo successivo. Vengono determinati in tre dimensioni la posizione dello sciame ad un raggio di riferimento ($R = 217cm$), la direzione interna all'HPC dello stesso e la forma dello sviluppo dello sciame lungo i 9 strati di gas.

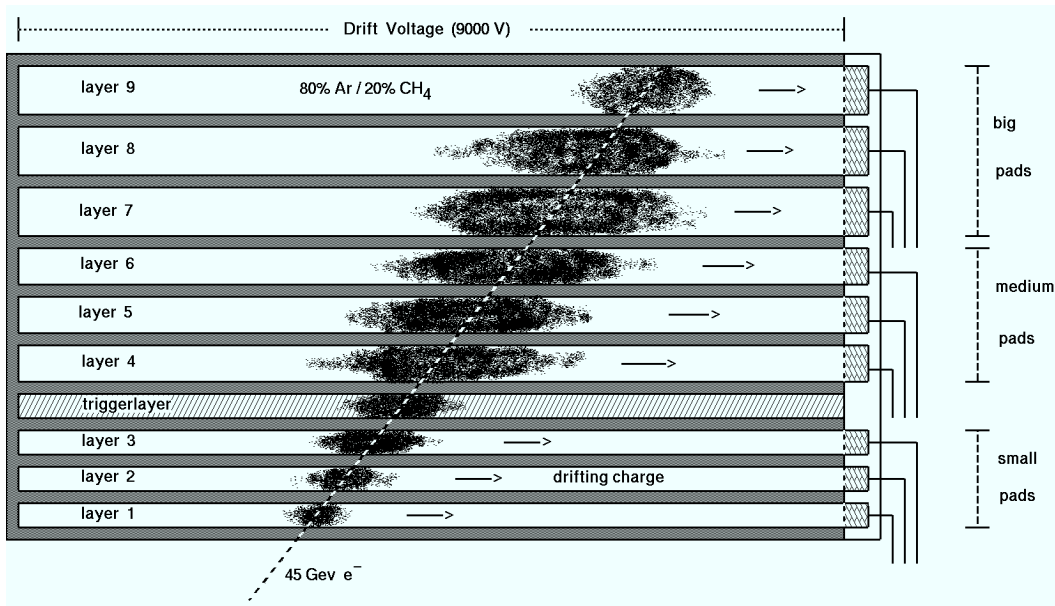


Figura 2.7: Sezione longitudinale di un modulo dell'HPC

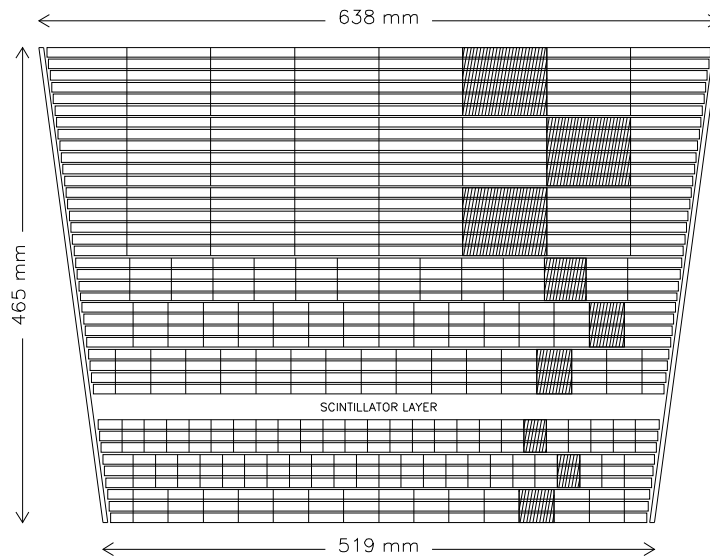


Figura 2.8: La struttura dei pad catodici delle camere proporzionali poste alle estremità di ciascun modulo dell'HPC

La calibrazione finale dell'energia e l'allineamento vengono realizzati utilizzando un campione di elettroni da eventi $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. Ogni traccia viene estrapolata all'HPC e le coordinate z degli elementi dello sciame sono confrontati con l'estrapolazione. In base a questa procedura vengono calcolate delle correzioni alla velocità media di deriva v_D e all'

offset temporale t_0 per ogni modulo, assieme a correzioni per strato e per anello derivanti dalla struttura geometrica non proiettiva dell'apparato.

Le risoluzioni spaziali del punto di impatto per elettroni di 45 GeV sono di $\sigma(z) = 0.13, 0.22$ e 0.31 cm rispettivamente negli anelli più interni, intermedi e più esterni, che corrispondono ad una risoluzione quasi costante in θ di $\sigma(\theta) = 0.6 \text{ mrad}$. La risoluzione in ϕ per gli elettroni è limitata dall'effetto del materiale posto di fronte l'HPC, ed è $\sigma(\phi) = 3.1 \text{ mrad}$

La risoluzione in energia per elettroni di 45 GeV è di $\sim 6.5\%$. La linearità del responso in energia dell'HPC è controllata usando pioni neutri ricostruiti con alta precisione da un fotone che abbia convertito prima di attraversare la TPC, e un fotone ricostruito nell'HPC. La precisione relativa sulla misura dell'energia può essere parametrizzata dalla relazione:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.043 \oplus \frac{0.32}{\sqrt{E}} \quad (2.1)$$

con E in GeV , e le precisioni angolare per fotoni di alta energia sono $\sigma(\phi) = 1.7 \text{ mrad}$ e $\sigma(\theta) = 1.0 \text{ mrad}$.

2.2 Il calorimetro elettromagnetico in avanti FEMC

Il FEMC [9] è un calorimetro elettromagnetico omogeneo che ricopre la regione in avanti compresa nell'intervallo $9^\circ < \theta < 35^\circ$, ed è anch'esso immerso nel campo magnetico. È composto da due dischi di 5 m di diametro, contenenti ciascuno 4532 blocchi di vetro al piombo, suddivisi in 4 quadranti ciascuno dei quali è composto da 16 moduli di acciaio, contenenti in genere 80 blocchi sistemati in 10 colonne. Uno schema complessivo del rivelatore è illustrato in fig. 2.9. Nei moduli che occupano le regioni periferiche il numero dei blocchi e la loro dislocazione sono adattati alla geometria circolare. La

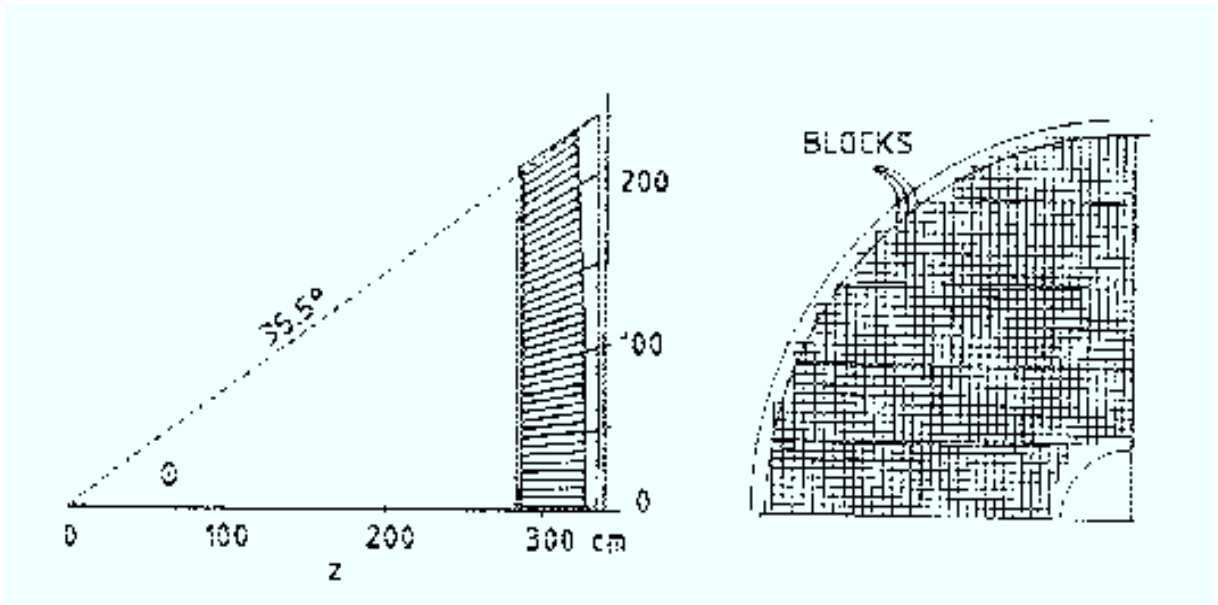


Figura 2.9: Schema del calorimetro elettromagnetico in avanti FEMC

superficie del disco che guarda verso il punto di interazione è posizionata a $|z| = 284 \text{ cm}$ e i blocchi hanno una forma tronco-piramidale con base anteriore e posteriore rispettivamente di 5.0×5.0 e $5.6 \times 5.6 \text{ cm}^2$ e una lunghezza di 40 cm , che corrispondono a ~ 20

lunghezze di radiazione. Ogni blocco è montato con l'asse che punta nelle vicinanze del vertice d'interazione, con 1° di deviazione dalla direzione esattamente puntante in modo da evitare che una particella possa sfuggire alla rivelazione incanalandosi nelle regioni morte tra i blocchi adiacenti. La luce Cherenkov emessa dagli elettroni della cascata elettromagnetica prodotta dalla particella incidente viene raccolta da fotomoltiplicatori monostadio (triodi) progettati per operare in presenza di campo magnetico, incollati alla superficie posteriore di ogni vetro mediante resina ottica, e accoppiati ad un preamplificatore a basso rumore elettronico. Il catodo emette ~ 1400 elettroni per GeV di energia depositata, e il guadagno medio del triodo è pari a 7.0. Il segnale è dapprima raccolto dal preamplificatore, e successivamente trasmesso alle schede elettroniche per l'amplificazione finale e la digitalizzazione del segnale. Il rumore complessivo della catena di lettura elettronica corrisponde a $\sim 35 MeV$ per canale.

La sezione trasversale dei blocchi corrisponde approssimativamente alle dimensioni dello sviluppo laterale di uno sciame elettromagnetico, che interessa quindi un piccolo numero di contatori.

Il metodo di ricostruzione degli sciami sarà discusso in dettaglio nel prossimo capitolo. La risoluzione in energia per elettroni di $45 GeV$ risulta pari al 4.8%, e risente dell'effetto di deterioramento del materiale attraversato prima di raggiungere il FEMC. La precisione relativa sull'energia misurata può essere parametrizzata dalla relazione:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left(0.03 + \frac{0.12}{\sqrt{E}} \right) \oplus \frac{0.11}{E} \quad (2.2)$$

con E in GeV , dove l'ultimo termine è dato dal contributo del rumore elettronico, mentre la precisione sulla posizione dello sciame proiettata a $|z| = 284 cm$ è $\sigma(x, y) \sim 0.5 cm$.

3 La Calorimetria Adronica

Il calorimetro adronico HAC [10] è collocato all'esterno del solenoide superconduttore, e ricopre la regione del barile nell'intervallo $43^\circ < \theta < 137^\circ$, mentre la regione in avanti $11^\circ < \theta < 48^\circ$ è ricoperta dall'HAF.

L'HAC presenta la stessa modularità in ϕ dell'HPC, 24 settori azimutali, ruotati di 7.5° rispetto a quelli dell'HPC in modo da evitare la coincidenza delle zone morte che separano i moduli. Ogni settore contiene 20 strati di tubi a streamer limitato collocati in piani spessi $2 cm$ e alternati a lastre di ferro spesse $5 cm$. L'intero calorimetro contiene più di 19000 tubi, di lunghezza variabile tra 40 e 410 cm . Questi sono montati su lastre di lettura segmentate in pad, che raccolgono la carica indotta. Essi sono raggruppati in torri proiettive (vedi fig. 2.10) che puntano verso l'origine di DELPHI, e che ricoprono ciascuna un intervallo angolare fisso $\Delta\phi = 3.75^\circ$ e $\Delta\theta = 2.96^\circ$, che determina la granularità del rivelatore. Una modularità simile è presente nell'HAF, con $\Delta\theta = 2.62^\circ$. A partire dal 1995 è stato sviluppato un nuovo metodo di lettura indipendente, basato sulla lettura dei catodi dei singoli tubi, che ha migliorato la granularità del rivelatore di un fattore 3 in ϕ e di un fattore 5 in R . La risoluzione in energia nel barile è stata misurata con l'uso di pioni, e può essere parametrizzata dalla relazione (E in GeV):

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.21 \oplus \frac{1.12}{\sqrt{E}} \quad (2.3)$$

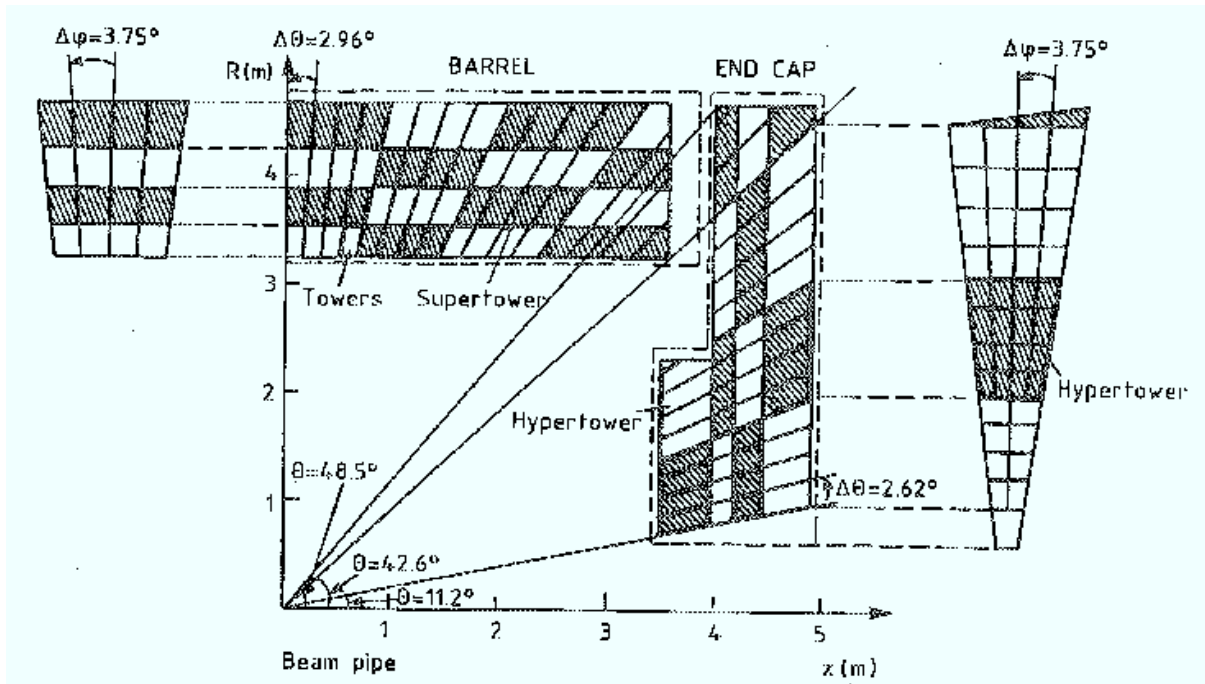


Figura 2.10: Struttura delle torri proiettive per la lettura del segnale dal calorimetro adronico

4 Gli scintillatori

I contatori TOF [11] nella regione del barile e HOF nelle regioni in avanti sono composti da scintillatori caratterizzati da una rapida risposta al passaggio di una particella carica, e per questo motivo giocano un ruolo importante per il trigger di DELPHI.

Il TOF è situato tra il solenoide e l'HAC, ed è composto da un singolo strato di 172 contatori distribuiti nei due emisferi, separati a $z = 0$, che ricoprono la regione angolare $41^\circ < \theta < 139^\circ$. La dimensione di ciascun contatore è di $355 \times 19 \times 2 \text{ cm}^3$. La lettura è realizzata tramite fotomoltiplicatori posti alle due estremità nel modo mostrato in figura 2.11. La risoluzione temporale misurata con i raggi cosmici è $\sigma(t) = 1.2 \text{ ns}$.

Oltre ad essere utili per il trigger, questi contatori migliorano l'ermeticità di DELPHI, in particolare per elettroni e fotoni che attraversano le regioni inefficienti dell'HPC e che sviluppano la cascata elettromagnetica nel materiale posto tra l'HPC e il TOF, attivando di conseguenza diversi contatori. In queste regioni, che coincidono essenzialmente con le zone di separazione tra moduli adiacenti dell'HPC, l'efficienza per elettroni e fotoni di energia superiore ai 10 GeV è vicina al 100%.

Un piano di materiale scintillatore diviso in 4 quadranti di 28 contatori ciascuno costituisce l'HOF, collocato oltre l'HAF e utilizzato prevalentemente per migliorare la rivelazione dei muoni nella regione in avanti.

5 I contatori di ermeticità

Poichè alle energie di LEP2 la ricerca di molte particelle supersimmetriche è basata sullo studio di eventi con elevata energia mancante, è di fondamentale importanza assi-

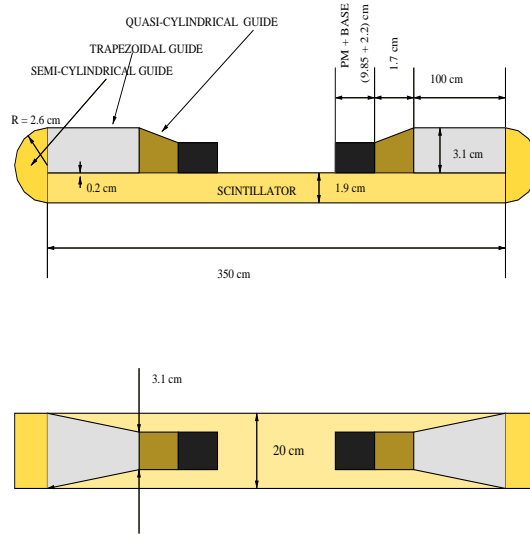


Figura 2.11: Un singolo contatore che costituisce il TOF

curare la completa ermeticità del rivelatore. A questo scopo diversi contatori piombo-scintillatore sono stati installati in DELPHI nelle regioni non coperte dai calorimetri elettromagnetici HPC e FEMC.

Come già detto, l'HPC è composta da 144 moduli suddivisi in 6 anelli con 24 settori azimutali, come già descritto nel paragrafo ad essa dedicato. Gli spazi che separano questi moduli sono di circa 1 cm in ϕ e z , tranne la regione attorno a $\theta = 90^\circ$, che separa i due anelli centrali, dove esiste uno spazio di 7.5 cm in cui è collocato un supporto per il criostato. Questo spazio a $z = 0$ e tutte le altre fessure in ϕ puntano direttamente al vertice di interazione, dando ad una particella la possibilità di lasciare DELPHI senza essere rivelata, mentre le altre fessure in z tra i diversi anelli richiedono solamente una speciale attenzione nella ricostruzione dello sciame. Inoltre, nella regione attorno a $\theta = 40^\circ$, si trova un buco di circa 5° , anch'esso puntante verso il vertice di interazione.

Sono stati quindi installati tre gruppi di contatori, denominati "taggers", in ciascuna delle tre regioni sopra indicate:

- i contatori a 40° : ogni contatore è formato da uno spessore di 2 cm di piombo e 1 cm di scintillatore. La raccolta della luce avviene mediante fibre "wavelength shifters" che connettono lo scintillatore a particolari fototubi in grado di operare nel campo magnetico di DELPHI con un guadagno tipico di $\sim 10^4$. I contatori sono disposti lungo tre anelli concentrici di raggio differente come mostrato in fig. 2.12. L'anello più esterno, contrassegnato con A, è inserito nella struttura di supporto del RICH, mentre gli anelli più interni B e C, con i contatori aventi differente inclinazione rispetto alla direzione che punta verso il vertice di interazione, sono collocati nell'intercapedine tra il barile e gli endcap. La copertura angolare di ciascun contatore in $\Delta\theta \times \Delta\phi$ è rispettivamente di $1.98^\circ \times 12.59^\circ$, $2.37^\circ \times 21.83^\circ$ e $2.34^\circ \times 30.63^\circ$ [12];

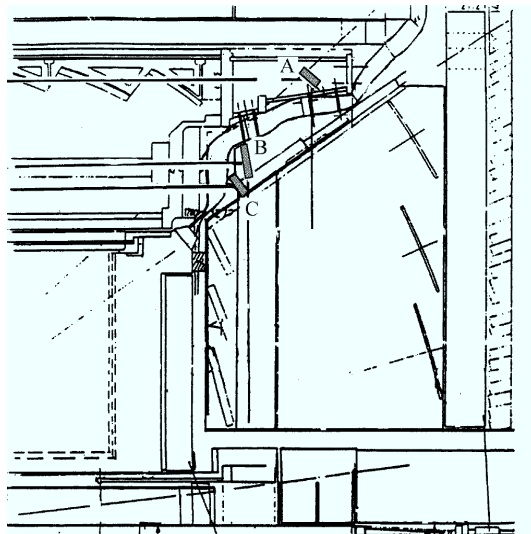


Figura 2.12: Sezione trasversale di DELPHI che evidenzia la collocazione dei contatori a 40° , indicati dalle lettere A,B e C

- i contatori a 90° : si tratta di un sistema di 24 contatori posizionati a 2.1 m dal punto di interazione, ciascuno di dimensioni $2 \times 5.6 \times 53\text{ cm}^3$, che ricopre una regione in $\Delta\theta \times \Delta\phi$ di $1.53^\circ \times 14.38^\circ$. Sono composti da 2 cm di scintillatore preceduti da 2 cm di piombo ($3.6X_0$) che funge da convertitore. L'efficienza di rivelazione per una particella di minima ionizzazione (MIP) è del $97 \pm 1\%$ [13];
- i contatori in ϕ : sono 36 contatori composti da 2 cm di piombo e 2 cm di scintillatore, e di dimensioni $5 \times 50 \times 4\text{ cm}^3$, che coprono una regione in $\Delta\theta \times \Delta\phi$ di $10.96^\circ \times 1.11^\circ$. L'efficienza per la rivelazione di muoni è di circa il 70% [14].

Bibliografia

- [1] DELPHI collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A378 (1996) 57
DELPHI collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A303 (1991) 233
- [2] DELPHI collaboration, DELPHI 95-68 (1996) PHYS 503
- [3] V.Chabaud et al., Nucl. Instr. and Meth. A368 (1996) 314
- [4] R.Brenner, Nucl. Instr. and Meth. A386 (1997) 6.
K.H.Becks et al., Nucl. Instr. and Meth. A386 (1997) 11.
- [5] F.Hartjes et al., Nucl. Instr. and Meth. A256 (1987) 55
- [6] C.Brand et al., Nucl. Instr. and Meth. A283 (1989) 567
- [7] A.Amery et al., Nucl. Instr. and Meth. A283 (1989) 502
- [8] M.Berggren et al., Nucl. Instr. and Meth. A225 (1984) 477
A.Cattai et al., Nucl. Instr. and Meth. A235 (1985) 310
V.Gracco et al., Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986) 572
F.L.Navarría et al., Nucl. Instr. and Meth. A257 (1987) 499
H.G.Fischer et al., Nucl. Instr. and Meth. A265 (1988) 218
- [9] P.Checchia et al., Nucl. Instr. and Meth. A248 (1986) 317
G.Barichello et al., Nucl. Instr. and Meth. A254 (1987) 111
P.Checchia et al., Nucl. Instr. and Meth. A275 (1989) 49
- [10] N.A.Filatova, Nucl. Instr. and Meth. A243 (1986) 91
G.D.Alekseev et al., Nucl. Instr. and Meth. A269 (1988) 652
I.Ajinenko et al., "The cathode read-out of the DELPHI hadron calorimeter",
DELPHI 93-14 (1993) PHYS 263
- [11] P.Allen et al., Nucl. Instr. and Meth. A277 (1989) 347
J.M.Benlloch et al., Nucl. Instr. and Meth. A290 (1990) 327
J.M.Benlloch et al., Nucl. Instr. and Meth. A292 (1990) 319
- [12] P. Bambade et al., DELPHI 94-48 (1994) HERM 1
- [13] M. Bozzo et al., DELPHI 92-45 (1992) CAL 91
- [14] M. Bozzo et al., DELPHI 89-66 (1989) CAL 71

Capitolo 3

Il metodo sperimentale

1 La ricostruzione degli sciami elettromagnetici

1.1 La ricostruzione degli sciami nell'HPC

Nel capitolo precedente sono stati illustrati i dettagli costruttivi del calorimetro elettromagnetico HPC. Vediamone ora in dettaglio il funzionamento.

Ogni modulo dell'HPC è una camera a proiezione temporale, con piani di materiale di alta densità inseriti nel volume di gas in cui si sviluppano gli sciami elettromagnetici. Un modulo contiene 40 piani di piombo di spessore pari a 3 mm, alternati a 39 spessori di 8 mm riempiti con una miscela gassosa di argon e metano. Un elettrone o fotone che penetra nel rivelatore converte la sua energia nei piani di piombo in un campione di elettroni positroni e fotoni, tramite gli effetti combinati di bremsstrahlung e produzione di coppie e^+e^- . Queste particelle depositano parte della loro energia nello spessore di deriva in seguito a processi di ionizzazione. La nuvola di cariche risultanti deriva in un campo elettrico quasi omogeneo di 106 V/cm che è parallelo al campo magnetico, fino a raggiungere le camere proporzionali di lettura poste ad una estremità del modulo. Il campo elettrico di deriva è prodotto da 500 strisce di piombo che formano una struttura simile ad un accordion, e la differenza di potenziale tra due strisce contigue è di 18 V. In questo modo le strisce di piombo agiscono sia da materiale convertitore del calorimetro che da sorgente del campo elettrico di deriva.

La lettura del segnale per un modulo è realizzata da una MWPC composta da 39 fili sensibili ed è suddivisa in 128 pads, ciascuno dei quali è letto come un singolo canale elettronico. Ciò corrisponde ad un totale di 18432 canali per l'intera HPC. Per ogni modulo questi pads sono raggruppati in 9 righe parallele, dette anche "strati". Al fine di ottenere una migliore risoluzione spaziale pads di differenti dimensioni sono stati collocati nei diversi strati. Nei primi tre strati ci sono i pads più piccoli, e ciascun strato legge 3 spessori di deriva. I successivi tre strati leggono ciascuno 4 spessori di deriva, con pads di media dimensione. Gli ultimi tre usano i pads di dimensioni maggiore per leggere 6 spessori di deriva ciascuno.

L'informazione sulla coordinata z è fornita dal tempo di deriva. La granularità dipende dal campionamento temporale, che è di circa 68 ns, e corrisponde, per una velocità di deriva di 5.5 cm/ μ s, a circa 3.7 mm. Vengono letti 256 intervalli di 68 ns per un totale di 17.4 μ s necessari per la lettura dell'intero segnale. L'intervallo tra due BCO (Beam Crossing Over, attraversamento del vertice nominale di collisione tra gli elettroni e i positroni circolanti in senso opposto) di LEP è di 22 μ s (11 μ s) nella configurazione a 4 (8) pacchetti di elettroni per fascio, e i primi due livelli di trigger di DELPHI prendono decisioni rispettivamente dopo 3.5 e 39 μ s dal BCO. Al fine di consentire all'HPC di trasmettere un segnale anche al trigger di primo livello è stato pertanto installato in ciascun modulo una lastra di scintillatore plastico, tra il terzo e il quarto strato di lettura, dopo 4.5 lunghezze di radiazione, corrispondenti alla posizione di massimo rilascio di energia di uno sciame di 3 GeV. Questi scintillatori sono letti da fotomoltiplicatori collegati mediante fibre ottiche, e forniscono un segnale in meno di 1 μ s al passaggio di uno sciame elettromagnetico.

L'informazione elementare dell'HPC consiste quindi in una serie di depositi di carica (detti stringhe), la cui posizione in $R\phi$ è data dalla posizione del pad corrispondente, e dove ciascun deposito corrisponde alla carica misurata in uno dei 256 intervalli in cui è suddiviso il tempo di deriva. La posizione del deposito di carica massimo determina la coordinata z .

Un primo stadio di ricostruzione raggruppa quelle stringhe consecutive in tempo che superano una certa soglia di carica. Se la larghezza dei cluster così formati supera un certo limite viene applicata una soglia più elevata, e possono essere individuati uno o più nuovi cluster. I valori della soglia in carica e dei limiti sulla larghezza sono stati determinati in base a studi su dati reali e simulati, con l'obiettivo di essere sensibili all'intero range dinamico dell'HPC (dalle MIP agli sciami di altissima energia). La ricostruzione dell'intero sciame procede adottando una serie di algoritmi che analizzano le correlazioni spaziali tra i vari cluster e introducono la condizione di provenienza dal vertice di interazione. Un secondo stadio di ricostruzione utilizza infine i rivelatori di traccia di DELPHI per la ricerca di ulteriori sciami. Le informazioni sulle tracce di ID, TPC e OD vengono estrapolate alla superficie dell'HPC individuando punto di partenza e direzione di un possibile sciame. Questa procedura è particolarmente utile per localizzare quegli sciami di bassa energia (prodotti ad esempio da pioni) che tipicamente formano solo pochi cluster.

La misura dell'energia dello sciame dipende da molti fattori. In primo luogo, una equalizzazione del responso di ciascun modulo viene realizzata mediante l'uso di un gas radioattivo, il Kr^{83m} , prodotto da una sorgente Rb^{83} collocata in un by-pass del circuito che alimenta la miscela gassosa dell'HPC. Il Kr^{83m} decade nel suo stato fondamentale emettendo due fotoni di 32 e 9.4 keV, che a causa dell'effetto fotoelettrico danno luogo all'emissione di elettroni monoenergetici che rilasciano un deposito di carica quasi puntiforme in una cella di deriva dell'HPC. La carica depositata deriva in direzione della camera proporzionale e produce un segnale che può essere utilizzato per la calibrazione di ogni singolo pad [1].

Ogni modulo risponde in modo diverso ad un determinato segnale, a causa del suo particolare stato di invecchiamento. Il processo di invecchiamento si manifesta in una perdita progressiva del responso analogico delle camere in funzione del tempo, come risultato del deposito di silicio isolante sulle superfici dei fili sensibili delle camere. Questo fenomeno è causato dalla naturale radioattività α del piombo che forma il convertitore. In seguito agli elevati depositi di carica dei decadimenti α nel volume gassoso (~ 40000 coppie ione-elettrone per decadimento), una corrente media dell'ordine di qualche decina di nA emerge nelle camere, al confronto della quale la corrente indotta dagli eventi fisici è completamente trascurabile. La raccolta della carica dall'intero spessore di deriva da parte di un filo sensibile, seguita da complicate reazioni elettrochimiche, dà luogo all'effetto di invecchiamento osservato. A causa delle differenti attività del piombo usato nei diversi moduli, ogni modulo ha una propria caratteristica velocità di invecchiamento. È stata osservata una perdita relativa media del 10 – 15% per anno nel responso delle camere.

Dopo aver stabilito, una volta per tutte all'inizio della presa dati, i valori delle alte tensioni delle camere di ciascun modulo in modo da ottenere la stessa risposta al segnale del Kr^{83m} (equalizzazione hardware), e applicati dei fattori correttivi valutati periodicamente durante la presa dati per compensare l'effetto progressivo dell'invecchiamento di ciascun modulo (equalizzazione software), la scala di energia assoluta del calorimetro è fissata all'energia depositata da un evento Bhabha, i cui elettroni hanno energia pari all'energia del fascio. Studi approfonditi su un modulo invecchiato artificialmente hanno dimostrato che l'adozione di questa procedura non compromette nel corso del tempo la linearità della risposta e la risoluzione in energia per gli sciami elettromagnetici [2].

A questo livello si osservano delle attenuazioni nell'energia dei Bhabha rispettivamente del 5% e 10% nei moduli dell'anello intermedio e più esterno, relativamente all'anello più interno, la cui origine è ritenuta dipendere da:

- l'effetto del materiale attraversato dalle particelle prima di raggiungere l'HPC, la cui distribuzione in angolo polare è evidenziata in fig. 3.1;
- effetti di soglia e del trattamento approssimativo della geometria non puntante dell'HPC negli algoritmi di ricostruzione.

L'influenza di questi effetti è tenuta in considerazione mediante fattori correttivi determinati da uno studio dettagliato su campioni di eventi reali e simulati [3].

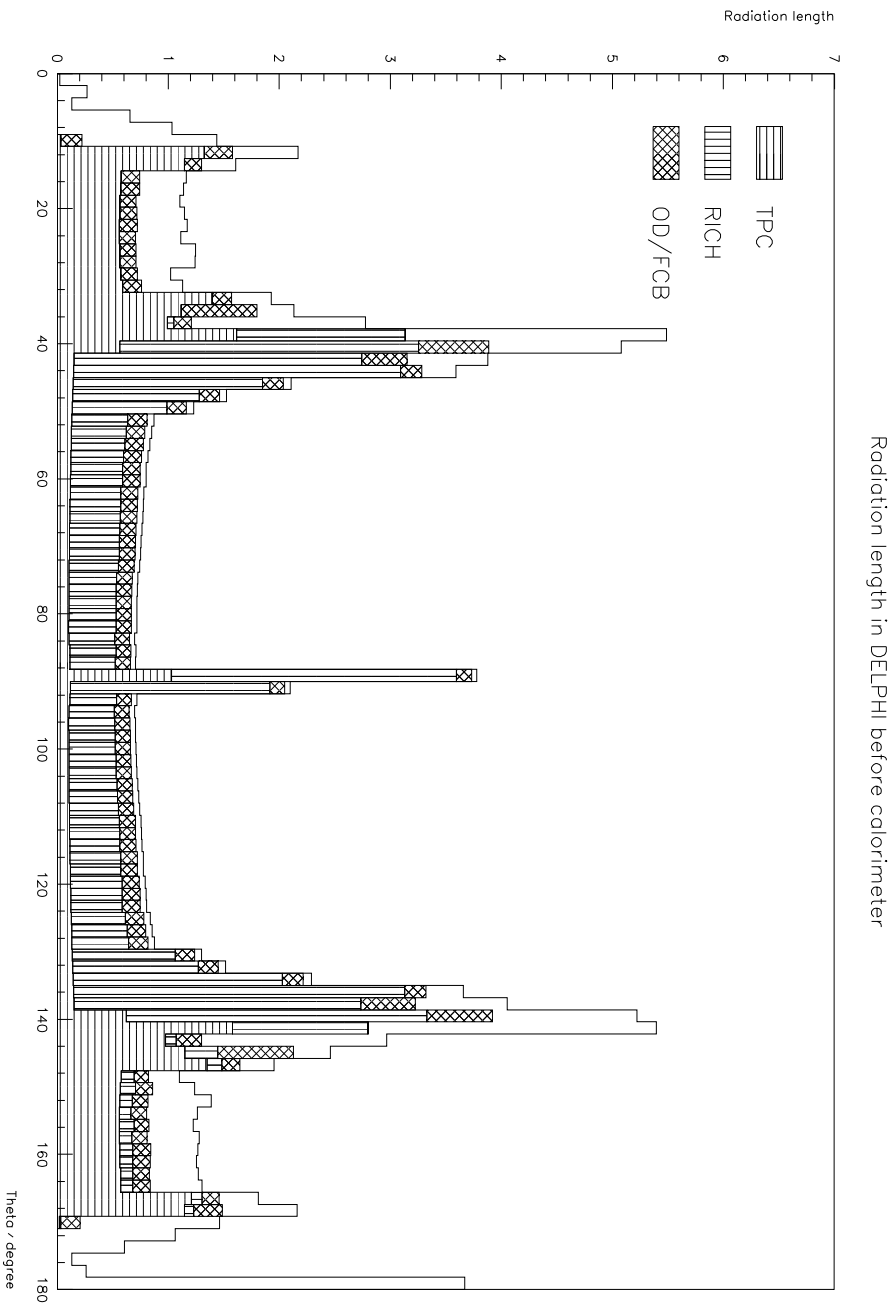


Figura 3.1: Materiale di fronte ai calorimetri

Infine, nelle regioni di separazione dei moduli descritte del capitolo precedente, lo sciamme può svilupparsi in più moduli adiacenti, con conseguente perdita di parte della sua energia. In fig. 3.2 sono mostrate le distribuzioni dell'energia media degli elettroni meno energetici di eventi Bhabha reali e simulati, selezionati richiedendo un deposito di energia superiore al 90% dell'energia del fascio nell'emisfero opposto.

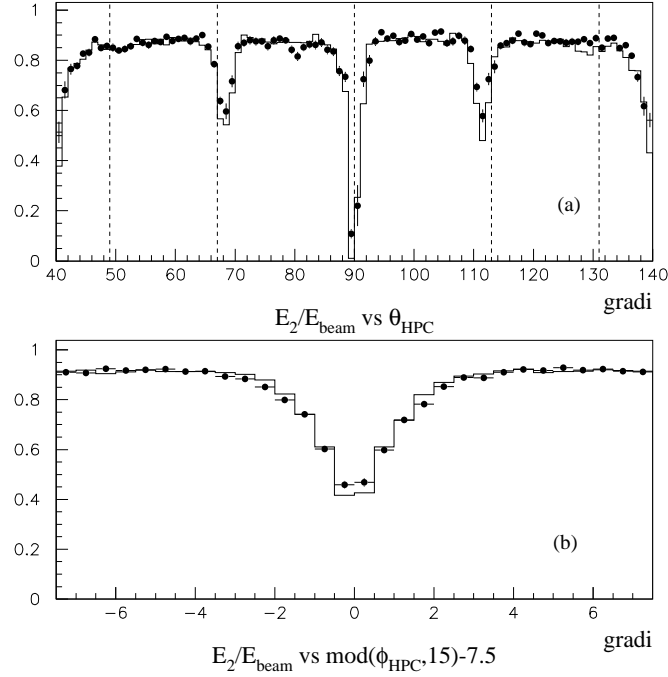


Figura 3.2: Distribuzione dell'energia media misurata nell'HPC per l'elettrone meno energetico in eventi Bhabha reali (punti) e simulati (linea continua): in funzione di θ (a) e di $\phi - 7.5^\circ$ modulo 15° (b)

È necessario introdurre due nuovi tipi di correzioni:

- in funzione dell'angolo polare θ : come si può notare in fig. 3.2a, l'energia media misurata è più bassa per gli elettroni che attraversano le zone di separazione lungo z tra gli anelli, indicate nel grafico in funzione di θ dalle linee tratteggiate verticali, nelle estremità dell'HPC dove lo sciame si perde dopo essersi sviluppato solo nei primi strati, e nella regione attorno ai 90° , che viene generalmente esclusa dall'analisi, data la elevata quantità di materiale di supporto presente. A parte quest'ultima regione, in tutte le altre una parte della energia dello sciame viene comunque sempre rilasciata all'interno di almeno un modulo, grazie alla geometria non proiettiva;
- in funzione dell'angolo azimutale ϕ : in fig. 3.2b la distribuzione dell'energia media misurata è mostrata sovrapponendo i 24 settori azimutali e sfasando la figura di 7.5° , per poter meglio apprezzare l'effetto delle fessure in ϕ nel centro della distribuzione. La determinazione dei fattori correttivi è resa in questo caso più difficile dalla geometria proiettiva che queste fessure presentano: fotoni ed elettroni di 45 GeV depositano nella maggior parte dei casi una energia pressochè nulla, e solo elettroni poco energetici depositano una certa energia nel calorimetro grazie alla curvatura della loro traiettoria nel piano $R\phi$.

Le discrepanze tra dati reali (punti) e dati simulati (linea continua) nella fig. 3.2 indicano che in alcune zone la simulazione del rivelatore non è sufficientemente accurata. Le correzioni sopra citate devono essere quindi calcolate in modo da ripristinare per quanto

possibile l'accordo tra i due campioni. La distribuzione in energia per elettroni Bhabha di 45 GeV dopo aver applicato tutte le correzioni è mostrata in fig. 3.3. Per tali elettroni la risoluzione in energia è pari a $\sim 6.5\%$

In misure di test beam con alcuni moduli dell'HPC [4] sono state osservate deviazioni dal comportamento lineare, dovute al leakage longitudinale, per sciame di energia superiore a 50 GeV , e quindi rilevanti per le analisi degli eventi a LEP2. Un effetto del 5% è stato stimato per elettroni di 75 GeV che penetrano nel calorimetro con 6° di inclinazione rispetto all'asse perpendicolare al modulo. Una particella che attraversa l'HPC con angolo polare θ incontra $18 X_0 / \sin \theta$ di materiale, per cui l'effetto del leakage è atteso prevalentemente nell'anello più interno. Uno studio dettagliato con eventi Bhabha reali e simulati a $\sqrt{s} = 161$ e 172 GeV ha permesso di determinare dei fattori correttivi per questo effetto [5].

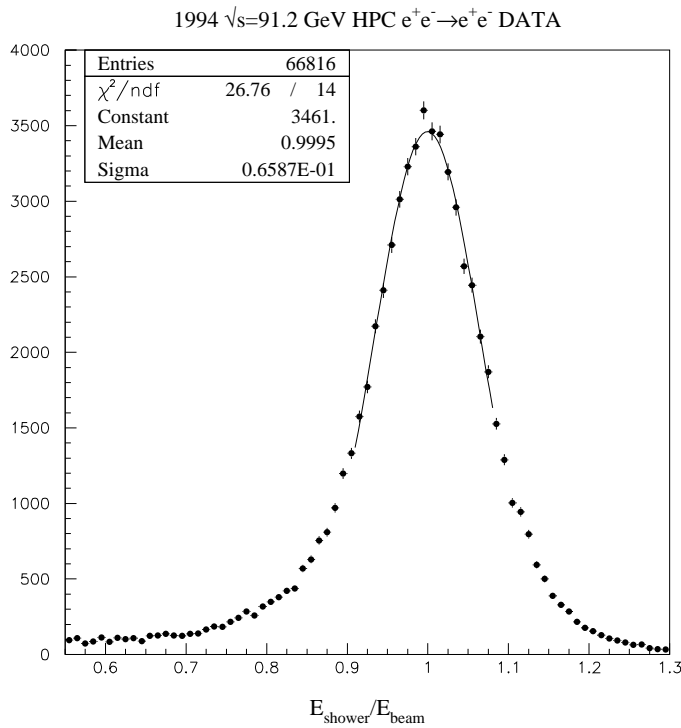


Figura 3.3: Distribuzione in energia degli elettroni Bhabha da 45 GeV nell'HPC dopo aver applicato tutte le correzioni descritte nel testo

Per quanto riguarda la determinazione della posizione, la suddivisione in pads delle unità di lettura e il campionamento temporale dell'informazione sul tempo di deriva assicurano una elevata granularità e risoluzione spaziale in entrambe le coordinate $R\phi$ e z . La risoluzione in $R\phi$ è determinata dalle dimensioni dei pads, e come si può ricavare dalla distribuzione in fig. 3.4, risulta pari a 2.8 mrad e 2.0 mrad per elettroni Bhabha e fotoni da $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ di $\sim 45 \text{ GeV}$.

La risoluzione in z dipende dalla durata del singolo intervallo di campionamento temporale che abbiamo visto corrispondere ad una lunghezza di 3.7 mm , e dagli algoritmi usati nella ricostruzione. In realtà numerosi effetti legati ad instabilità della velocità di deriva, deformazioni del campo elettrico a causa di corto circuiti nei fili di piombo, o variazioni

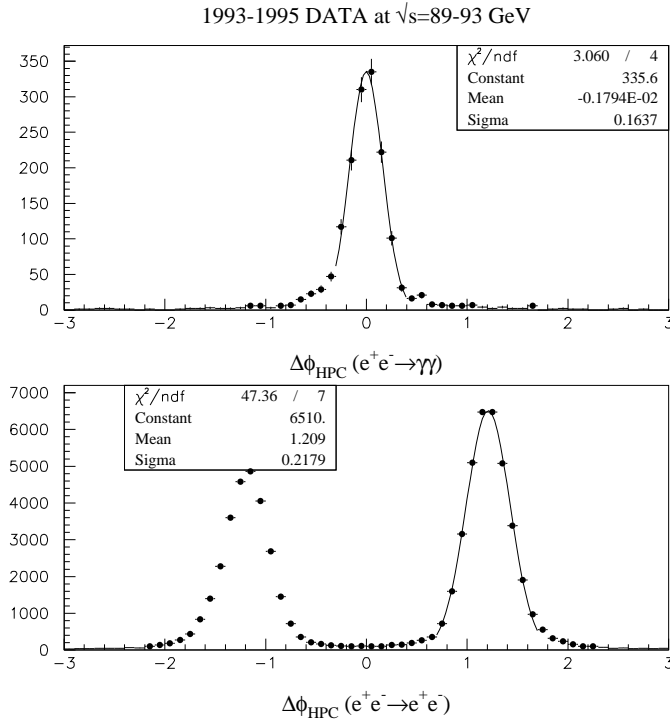


Figura 3.4: Distribuzione (in gradi) della quantità $\Delta\phi = \phi_+ - \phi_- - 180 \cdot \text{segno}(\phi_+ - \phi_-)$ nell'HPC, sensibile all'effetto di curvatura del campo magnetico (l'apice \pm si riferisce all'emisfero definito dal semiasse $\pm z$).

nella concentrazione d'acqua nei moduli possono portare ad una notevole degradazione della risoluzione di z , che viene recuperata mediante l'applicazione di fattori correttivi per ogni effetto citato. Uno strumento importante per la valutazione di questi fattori è dato dal confronto tra la coordinata z di un cluster di uno sciame nell'HPC e la coordinata z della traccia associata estrapolata al raggio del cluster. Indicando con Δz la loro differenza e fissandola a zero per ciascun modulo si realizza un nuovo allineamento basato sulla TPC. Anche in questo caso si utilizza un campione di eventi Bhabha. Dopo questa procedura, è possibile applicare:

- una correzione lineare a Δz in funzione di z_{HPC} per ogni modulo, per correggere l'origine in z e la velocità di deriva;
- una correzione lineare a Δz in funzione di z_{HPC} per strato e per anello per effetti legati alla geometria non proiettiva;
- una funzione correttiva individuale per ciascun modulo per le deformazioni del campo elettrico di deriva causate dai cortocircuiti;
- correzioni per instabilità riscontrate nel corso della presa dati.

A causa della geometria non puntante e dell'effetto del materiale differente nei tre anelli, si osservano tre diverse risoluzioni per l'anello più interno, quello intermedio e quello più esterno, rispettivamente di 0.13 0.22 e 0.31 cm , per elettroni di 45 GeV . In fig. 3.5 sono mostrate le distribuzioni di Δz per i tre anelli dopo tutte le correzioni. Queste risoluzioni si traducono in una risoluzione quasi costante in θ di 0.6 $mrad$.

HPC z-resolution

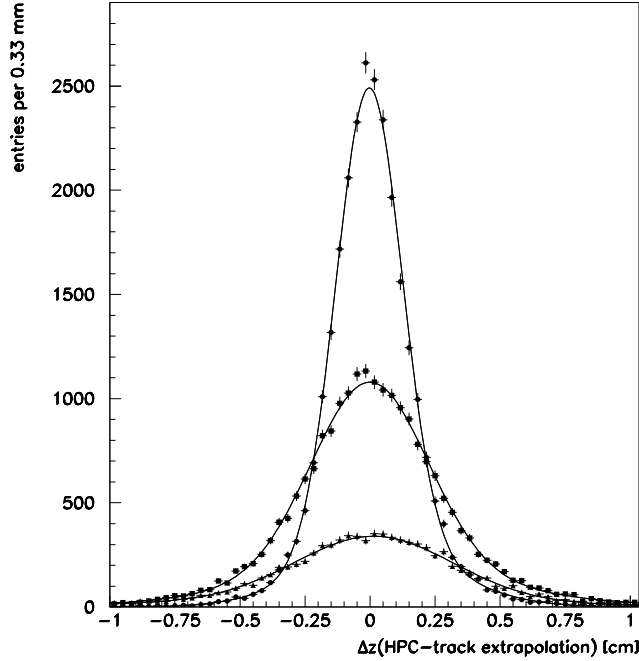


Figura 3.5: Risoluzione in z dell'HPC nei tre anelli

1.2 La ricostruzione degli sciami nel FEMC

Nel capitolo precedente è stata descritta la struttura e il principio di funzionamento del FEMC, il calorimetro elettromagnetico collocato nelle regioni in avanti di DELPHI. La ricostruzione degli sciami in questo rivelatore avviene mediante una procedura iterativa in cui per ogni disco viene dapprima individuato il vetro con il deposito di energia più elevato non ancora associato ad altri depositi, e una volta localizzato questo si considerano gli 8 vetri ad esso adiacenti che vengono associati allo sciame se la loro energia supera una certa soglia. Se un vetro è stato precedentemente associato ad uno sciame contiguo la sua energia è suddivisa in proporzione alle energie dei vetri centrali. L'energia dello sciame viene così valutata sommando le energie dei contatori ad esso assegnati, e le sue coordinate sono calcolate a partire dal centro di gravità dei depositi di energia così calcolato:

$$(u_g, v_g) = \frac{\sum (u_i, v_i) \cdot E_i}{\sum E_i} \quad (3.1)$$

dove u_i e v_i sono le coordinate (in unità pari alla dimensione del vetro), nel piano perpendicolare all'asse del contatore centrale, del vetro i -esimo, ed E_i è la sua energia. Questi valori sono quindi corretti in base alla formula [6, 7]:

$$(u_{sh}, v_{sh}) = b \cdot \operatorname{arcsinh} \left(\frac{(u_g, v_g)}{\Delta} \cdot \sinh \left(\frac{\Delta}{b} \right) \right) \quad (3.2)$$

dove Δ è la metà della dimensione laterale del vetro e b è la costante che governa lo sviluppo laterale (esponenziale) dello sciame. La coordinata longitudinale è legata allo spessore a

cui avviene il massimo sviluppo dello sciame, che è dato in unità di X_0 dalla quantità [8] $t_{max} = \ln(E_{sh}/\epsilon) - 0.5 (+0.5)$ per sciame prodotti da elettroni (fotoni) incidenti, dove ϵ è l'energia critica del materiale ($\sim 0.013 \text{ GeV}$ per il vetro al piombo utilizzato nel FEMC) e E_{sh} l'energia totale dello sciame. Le tre coordinate sono poi ricondotte al sistema di riferimento di DELPHI.

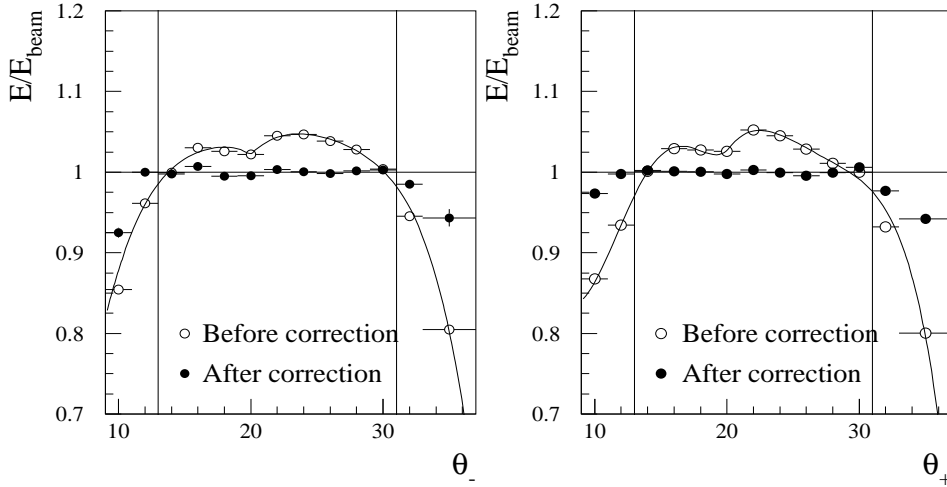


Figura 3.6: Distribuzione dell'energia media di elettroni Bhabha nel FEMC prima e dopo le correzioni per il materiale, in funzione dell'angolo θ_{\pm} (in gradi) formato dal cluster elettromagnetico col semiasse $\pm z$.

La suddivisione delle energie tra sciame contigui viene quindi ridefinita in base alle energie e posizioni calcolate di ogni sciame, e il processo si arresta non appena tutti i vetri con depositi di energia sopra la soglia sono stati assegnati ad uno sciame.

Un secondo stadio, nel programma di ricostruzione globale di DELPHI, utilizza l'informazione dei rivelatori di traccia per distinguere gli sciame prodotti da particelle cariche e quelli prodotti da particelle neutre. L'efficienza di questa procedura è però degradata nel caso degli elettroni e dei fotoni dalla presenza di una quantità di materiale, tra il punto di interazione e il FEMC, che può arrivare anche a $2X_0$, in corrispondenza delle pareti laterali della TPC, come è visibile in fig. 3.1.

La calibrazione dell'energia avviene nel modo seguente. L'energia depositata in un contatore è legata al numero di conteggi ADC, ottenuti alla fine della catena di lettura elettronica, dalla relazione $E = \alpha N_{ADC}$ che definisce la costante di calibrazione α per ciascun contatore. Questa è stata misurata prima dell'installazione del rivelatore utilizzando un fascio di elettroni di energia nota, e riscalata per l'effetto del campo magnetico mediante dei dati di monitor, ottenuti dalla risposta dei fototriodi a lampi di luce prodotti da una lampada allo Xenon che simula lo spettro di emissione della luce Cherenkov. Il valor medio di α in campo magnetico è pari a $\sim 34 \text{ MeV}/\text{ADC}$ e il valor medio del rumore elettronico è di circa 1 conteggio ADC. Successivamente, di anno in anno, si ricalibra circa il 90% dei singoli vetri utilizzando un campione di eventi Bhabha. A questo livello

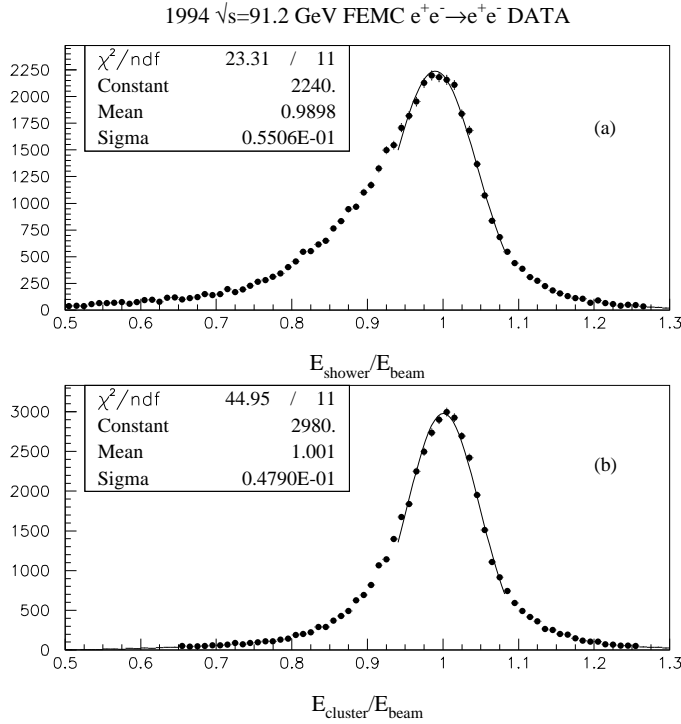


Figura 3.7: Distribuzione in energia per elettroni di 45 GeV da eventi Bhabha nel FEMC, prima e dopo la correzione che tiene conto dell'aggiunta di sciami contigui prodotti dalla radiazione di bremsstrahlung: (a) energia dello sciame più energetico ricostruito in un emisfero, (b) energia del cluster di sciami raggruppati nel modo descritto nel testo.

intervengono le correzioni per gli effetti del materiale. In particolare si distinguono tre zone in angolo polare:

- la regione con $9^\circ < \theta < 13^\circ$, dove maggiore è la quantità di materiale e di conseguenza peggiore risulta la risoluzione ($\sim 15\%$);
- la regione con $13^\circ < \theta < 31^\circ$, dove il materiale è minimo e si ottiene la risoluzione migliore ($\sim 5\%$);
- la regione con $31^\circ < \theta < 37^\circ$, dove interviene l'effetto del materiale che forma le pareti della TPC, e si ha una risoluzione del 10 – 15%.

In fig. 3.6 è visibile l'effetto delle correzioni applicate.

Nell'analisi degli eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ e $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ reali e simulati, si è notato che si ottiene una migliore ricostruzione dell'energia e della direzione della particella proveniente dal vertice di interazione se si sommano allo sciame più energetico di direzione θ e ϕ gli eventuali sciami presenti negli intervalli $[\theta - 3^\circ, \theta + 1^\circ]$ e $[\phi - 2^\circ/\tan\theta, \phi + 2^\circ/\tan\theta]$, o che abbiano una energia trasversa relativa inferiore a 0.2 GeV se contenuti entro un cono di 10° . Questi sciami di bassa energia vicini allo sciame principale sono infatti dovuti alla radiazione di Bremsstrahlung per gli elettroni e alla conversione dei fotoni del materiale precedente il FEMC, uniti all'effetto del campo magnetico che divide i prodotti di questi processi in modo tale che alla fine vengono ricostruiti due o più sciami distinti nel calorimetro. In fig. 3.7 è evidenziato il miglioramento sulla risoluzione in energia

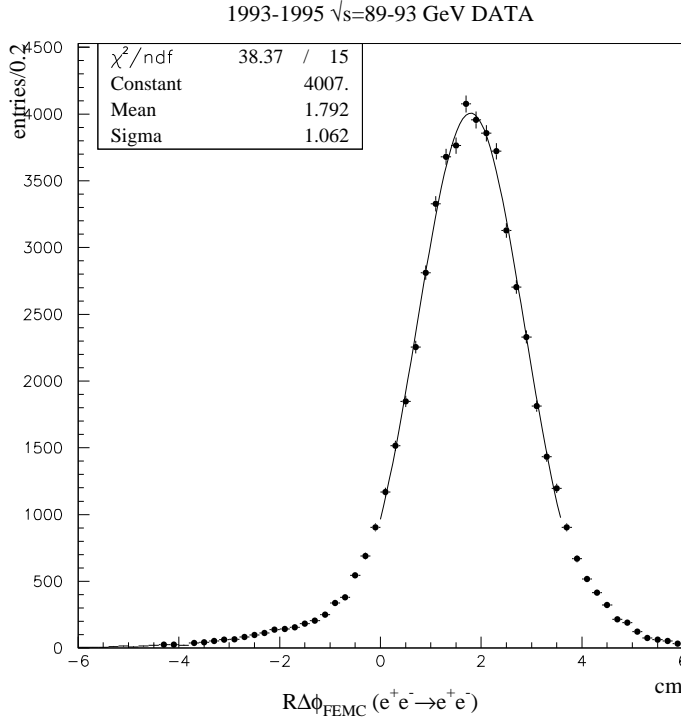


Figura 3.8: Distribuzione della quantità $R\Delta\phi = \frac{R_+ + R_-}{2} \cdot (\phi_+ - \phi_- - 180 \cdot \text{segno}(\phi_+ - \phi_-))$, dove l'apice \pm si riferisce all'emisfero definito dal semiasse $\pm z$, per eventi Bhabha nel FEMC

ottenuto con questa procedura. La risoluzione finale per gli elettroni di 45 GeV nella regione $13^\circ < \theta < 31^\circ$ risulta quindi del $\sim 4.8\%$,

La precisione relativa sull'energia misurata può essere parametrizzata dalla relazione:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left(0.03 + \frac{0.12}{\sqrt{E}} \right) \oplus \frac{0.11}{E} \quad (3.3)$$

con E in GeV, e dove l'ultimo termine rappresenta l'effetto del rumore elettronico.

La risoluzione sulla posizione dello sciame proiettata a $|z| = 284$ cm è $\sigma(x, y) \sim 0.7$ cm. Ciò implica una risoluzione in θ e ϕ variabile da un minimo di ~ 4 mrad per $\theta \sim 35^\circ$ ad un massimo di ~ 14 mrad per $\theta \sim 10^\circ$. In fig. 3.8 è mostrata la distribuzione della variabile $R\Delta\phi$, dove R è il raggio medio nel FEMC dei due clusters, per eventi Bhabha nel FEMC.

2 La separazione e/γ mediante l'uso del VD-VFT

Tutti i processi che rilasciano pochi depositi localizzati di elevata energia nei calorimetri elettromagnetici costituiscono una possibile sorgente di contaminazione, nel caso di inefficienza del sistema di tracciamento, per gli eventi con soli due o tre fotoni nello stato finale che sono argomento del presente lavoro. È il caso ad esempio della diffusione Compton, reazione $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ con un elettrone disperso nel tubo a vuoto, e del processo di diffusione Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. In particolare quest'ultimo processo presenta, nei

calorimetri, le stesse caratteristiche topologiche del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, e una sezione d'urto circa 50 (5) volte superiore a $\sqrt{s} \simeq m_Z$ ($\sqrt{s} \gg m_Z$).

L'uso combinato dei numerosi rivelatori di traccia collocati in DELPHI permette una efficiente reiezione di questi eventi, riducendo però l'efficienza di selezione del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ di $\sim 15\%$. Infatti, la probabilità che un fotone proveniente dal vertice d'interazione converta nel materiale prima di raggiungere l'HPC, dando origine ad una traccia carica misurata nell'apparato, è stata stimata pari al 7.8%, in base allo studio di un campione di circa 60000 eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ generati dal programma Monte Carlo [9] con un fotone nell'intervallo $42^\circ < \theta < 138^\circ$, processati dal programma di simulazione del rivelatore DELPHI [10], e successivamente analizzati dal medesimo programma di ricostruzione utilizzato per i dati reali.

Tuttavia, la maggior parte di queste conversioni avviene dopo che il fotone ha attraversato la regione sensibile del VD, e solo lo 0.6% dei fotoni converte producendo una traccia con hits associati nel VD. Uno studio effettuato su un campione di eventi reali candidati $\gamma\gamma$ con un fotone convertito, selezionati in base alla presenza di depositi di energia nell'HPC e di tracce cariche in un solo emisfero, senza hits del VD ad esse associati, ha confermato i risultati della simulazione [11].

Ciò ha reso possibile eliminare quasi totalmente la perdita di efficienza nella selezione dei fotoni da eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ senza rinunciare ad una efficace soppressione del fondo Bhabha, sviluppando un algoritmo per la separazione e/γ in base al solo responso del rivelatore di vertice VD, che risulta particolarmente efficace in topologie semplici in cui gli eventi presentano particelle isolate. Tale algoritmo si è rivelato molto utile anche nell'analisi degli eventi con fotoni ed elevata energia mancante nello stato finale dove, grazie alla capacità di recupero dei fotoni convertiti, ha permesso di incrementare l'efficienza di selezione del segnale rispetto alle precedenti analisi che adottavano il sistema di tracciamento basato sulla TPC, come sarà discusso in maggior dettaglio nella sezione 3.2 del prossimo capitolo.

A partire da uno sciame elettromagnetico di energia E ricostruito nell'HPC o nel FEMC, vengono calcolate le due traiettorie elicoidali, una per ciascuna ipotesi di carica, e la linea retta che passano per il baricentro dello sciame e il "beam spot", definito come la posizione media del vertice di interazione. La fig. 3.9 illustra schematicamente la procedura adottata. Il raggio di curvatura r nel piano xy è fissato dall'energia e dall'intensità del campo magnetico, in base alla relazione $E(\text{GeV}) \sin \theta = 0.3 B(T) r(m)$. Il beamspot è misurato ogni ~ 200 eventi mediante le tracce delle particelle cariche originate a LEP1 dai decadimenti adronici della Z^0 , e a LEP2 dalle cosiddette interazioni $\gamma - \gamma$ (da non confondere con il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$), con una precisione tipicamente di $20\mu m$ in x , $5\mu m$ in y e 2 mm in z .

Nella regione del barile ricoperta dal VD, si utilizza l'informazione sulle coordinate R e $R\phi$ degli hits, presente in tutte le placchette di ciascuno dei tre strati del rivelatore, e si considerano prodotti dalla particella associata allo sciame elettromagnetico gli hits del VD che distano nel piano xy meno di 3 mm da una delle tre traiettorie.

La fig. 3.10 mostra per ogni strato la distribuzione di questa distanza (detta residuo) rispetto alla traiettoria elicoidale più vicina per gli hits associati (nel caso di più hits associati in un singolo strato viene considerata la distanza minima), nei due emisferi separati da $z = 0$, in un campione di eventi Bhabha reali e simulati a $\sqrt{s} = 183\text{ GeV}$. Alla distribuzione per $z < 0$ è stata sovrapposta la curva risultante da un fit realizzato con una costante sommata ad una gaussiana, la cui dispersione σ corrisponde al parametro P4 nella figura, e varia da ~ 150 a $\sim 240\mu m$. L'effetto della curvatura è evidenziato nella figura 3.11, dove sono mostrati, per lo stesso campione di Bhabha nei dati reali, i

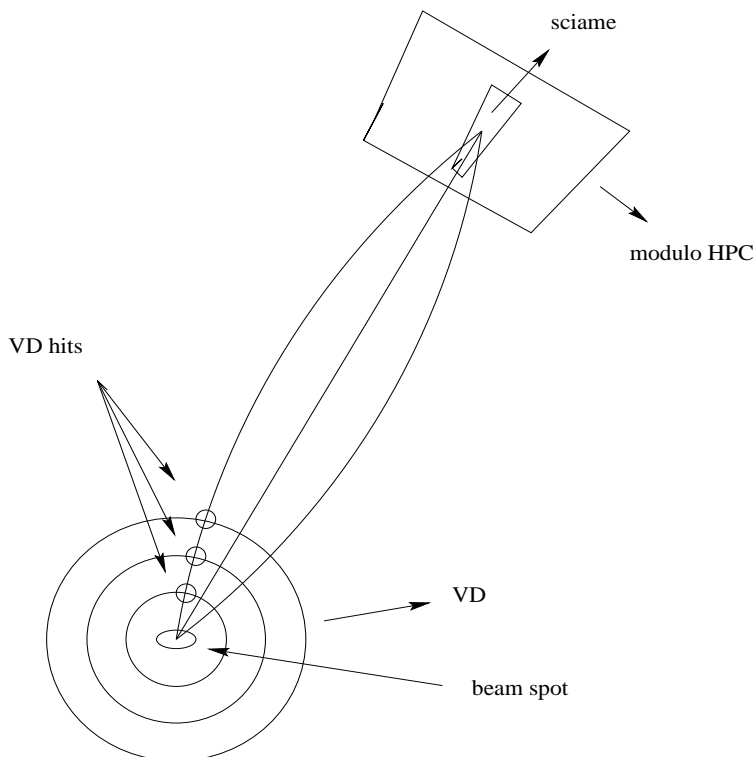


Figura 3.9: Schema della procedura di associazione

residui rispetto all'estrapolazione lineare. La netta separazione delle curve relative ai due emisferi nel caso dell'estrapolazione lineare è dovuta al fatto che a $\sqrt{s} \gg m_Z$ gli elettroni (positroni) sono prodotti prevalentemente nell'emisfero con $z > 0$ ($z < 0$).

L'efficienza globale di associazione per ciascun emisfero e in funzione dell'angolo polare è mostrata in fig. 3.12. Come si può notare, la richiesta di almeno due hits in due diversi strati del VD assicura il riconoscimento del passaggio del singolo elettrone in oltre il 95% dei casi nella maggior parte dell'angolo polare per $\theta > 25^\circ$. Nella regione $20^\circ < \theta < 25^\circ$ sono invece presenti le placchette più esterne del solo strato Inner. Per i dati raccolti fino al 1995 la copertura angolare comune ai tre strati garantisce il medesimo risultato per $\theta > 40^\circ$.

L'applicazione di questo algoritmo nella identificazione/reiezione degli eventi Bhabha è particolarmente favorita dalla topologia di tipo "back-to-back" di questi ultimi, che presentano sciame molto collineari e in direzioni opposte. La richiesta di associazione di almeno 2 hits per uno sciame e di almeno 1 hit per lo sciame opposto assicura infatti la selezione di oltre il 99.5% degli eventi Bhabha.

A partire dal 1996 l'introduzione del VFT ha permesso l'applicazione del medesimo algoritmo nella regione con $\theta < 25^\circ$. Infatti, come evidenziato nella figura 3 del capitolo precedente, nella regione $21^\circ < \theta < 25^\circ$ la particella attraversa sia lo strato Inner del VD che il primo strato di pixel del VFT, mentre per $10.5^\circ < \theta < 21^\circ$ attraversa da un minimo di due ad un massimo di tre strati di VFT. A differenza del VD, gli strati di pixel e di ministrip del VFT forniscono una informazione tridimensionale sul punto d'impatto della particella. Si considerano associati gli hits che distano da una delle tre traiettorie meno

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ DATA/MC 1997 at $\sqrt{s}=183$ GeV

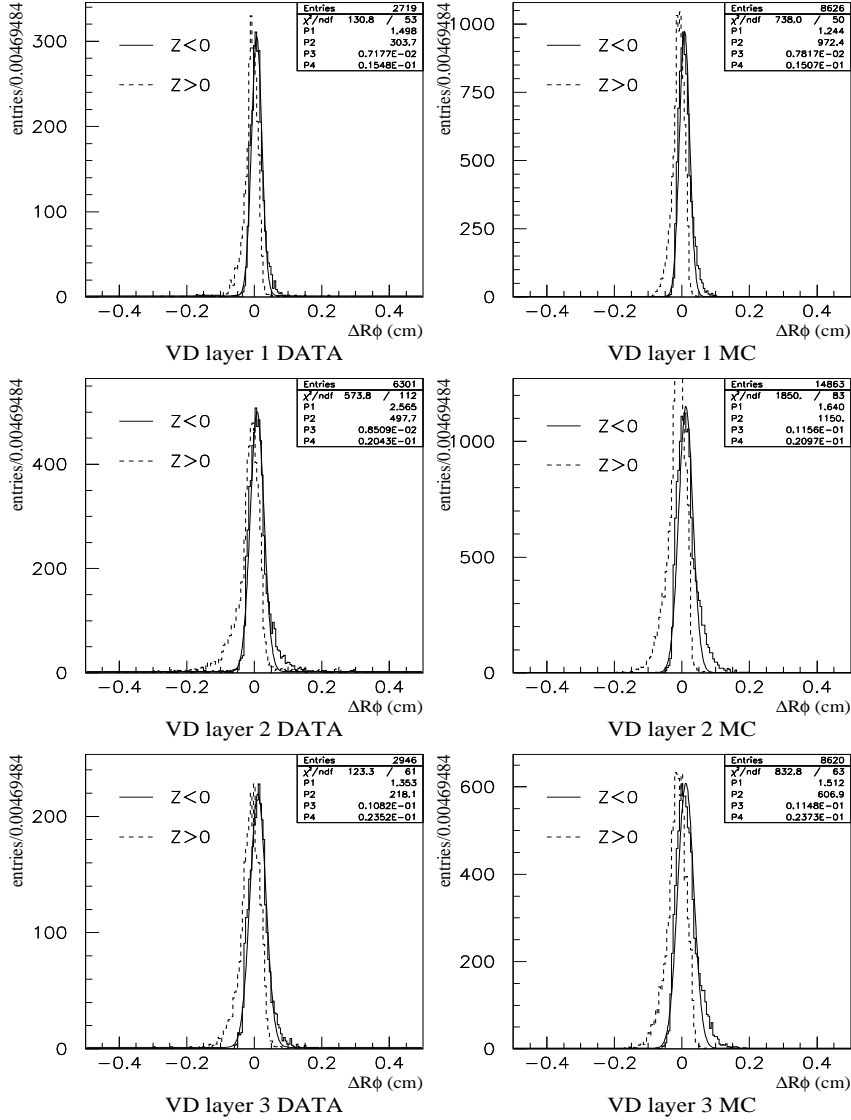


Figura 3.10: Residui del VD, per elettroni da eventi Bhabha reali e simulati, nei due emisferi definiti da $z < 0$ (linea continua) e $z > 0$ (linea tratteggiata). La curva sovrapposta ai residui per $z < 0$ è il risultato del fit con una funzione costante sommata ad una gaussiana di media P3 e larghezza P4

di 3 e 4 mm nella coordinata $R\phi$ rispettivamente per gli strati di pixel e di ministrip, e ovunque meno di 3 mm nella coordinata z .

Le fig. 3.13 e 3.14 mostrano per ogni strato la distribuzione dei residui nelle due coordinate, la fig. 3.15 l'efficienza globale di associazione in funzione di θ nei due emisferi, per elettroni provenienti da eventi Bhabha. La curva dei residui in $R\phi$ mostra sia per gli eventi reali che simulati una evidente coda asimmetrica a lato di un picco di larghezza inferiore ai 200 μm . L'asimmetria della coda suggerisce la presenza di un effetto legato alla radiazione di Bremsstrahlung dell'elettrone o positrone. Infatti, in questo caso la par-

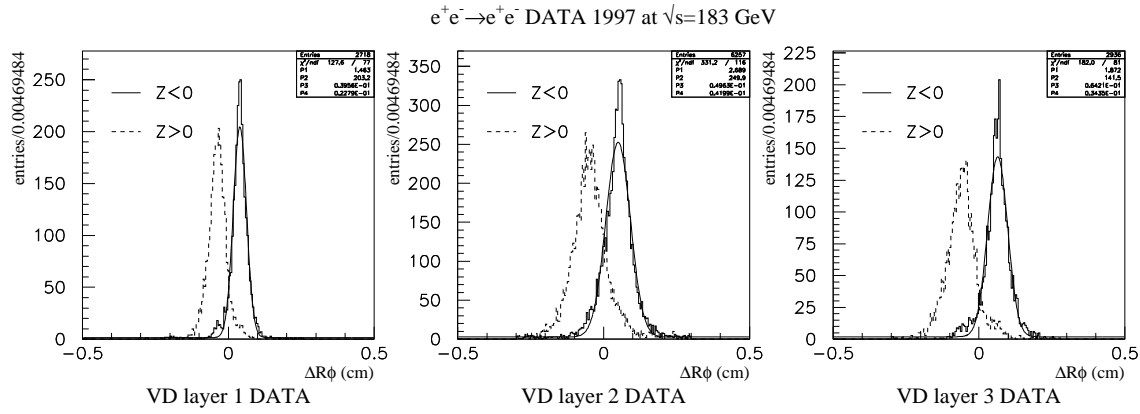


Figura 3.11: Effetto del campo magnetico

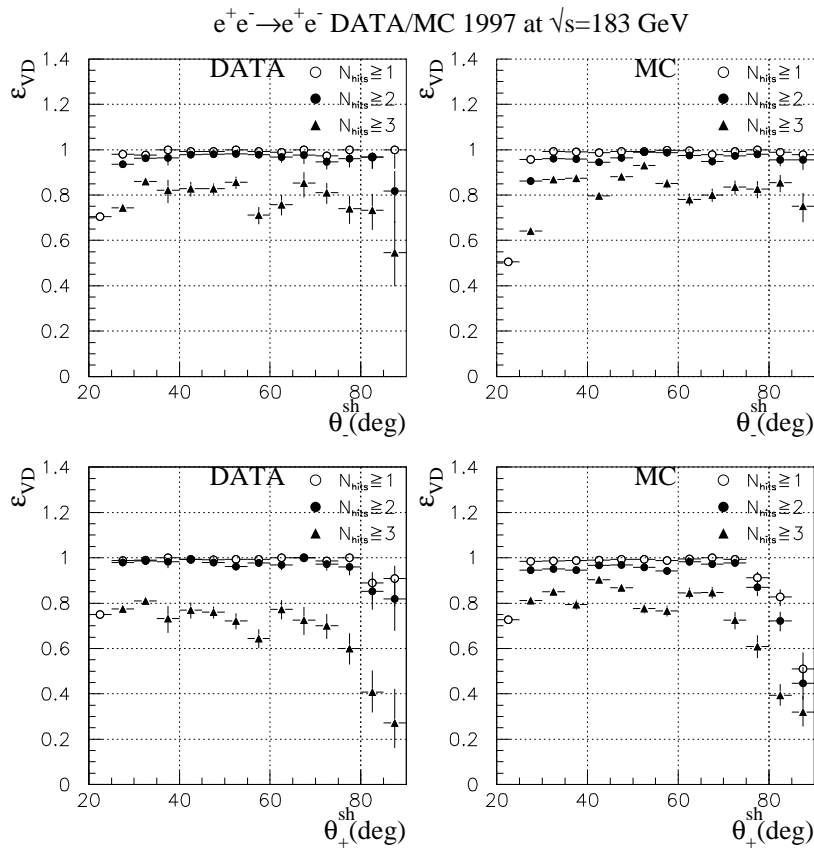


Figura 3.12: Efficienza del VD verso l'angolo θ_{\pm} formato dagli elettroni con il semiasse $\pm z$

ticella perde energia e il raggio di curvatura della sua traiettoria diminuisce. Applicando l'algoritmo di raggruppamento degli sciame del FEMC descritto nel paragrafo precedente il cluster elettromagnetico ricostruito conterrà sia lo sciame del fotone irradiato che quello

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ DATA/MC 1997 at $\sqrt{s}=183$ GeV

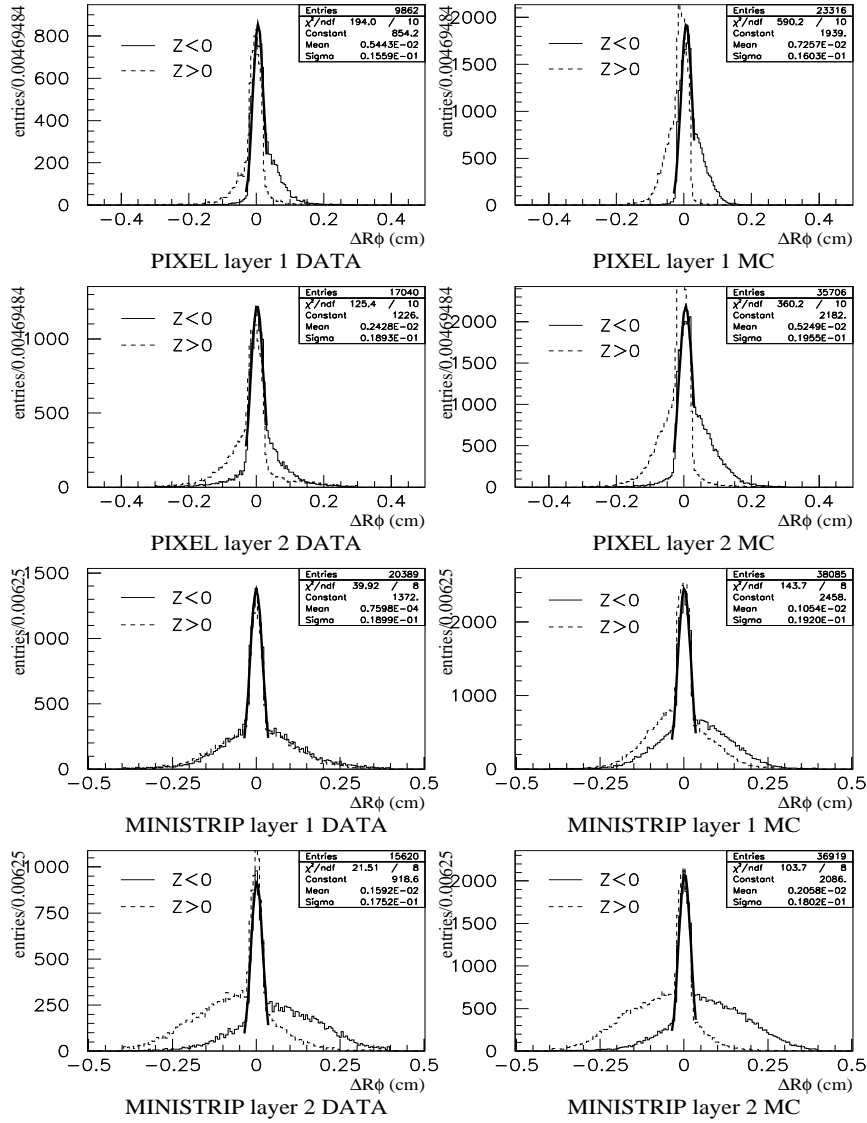


Figura 3.13: Residui in $R\phi$ del VFT

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ DATA/MC 1997 at $\sqrt{s}=183$ GeV

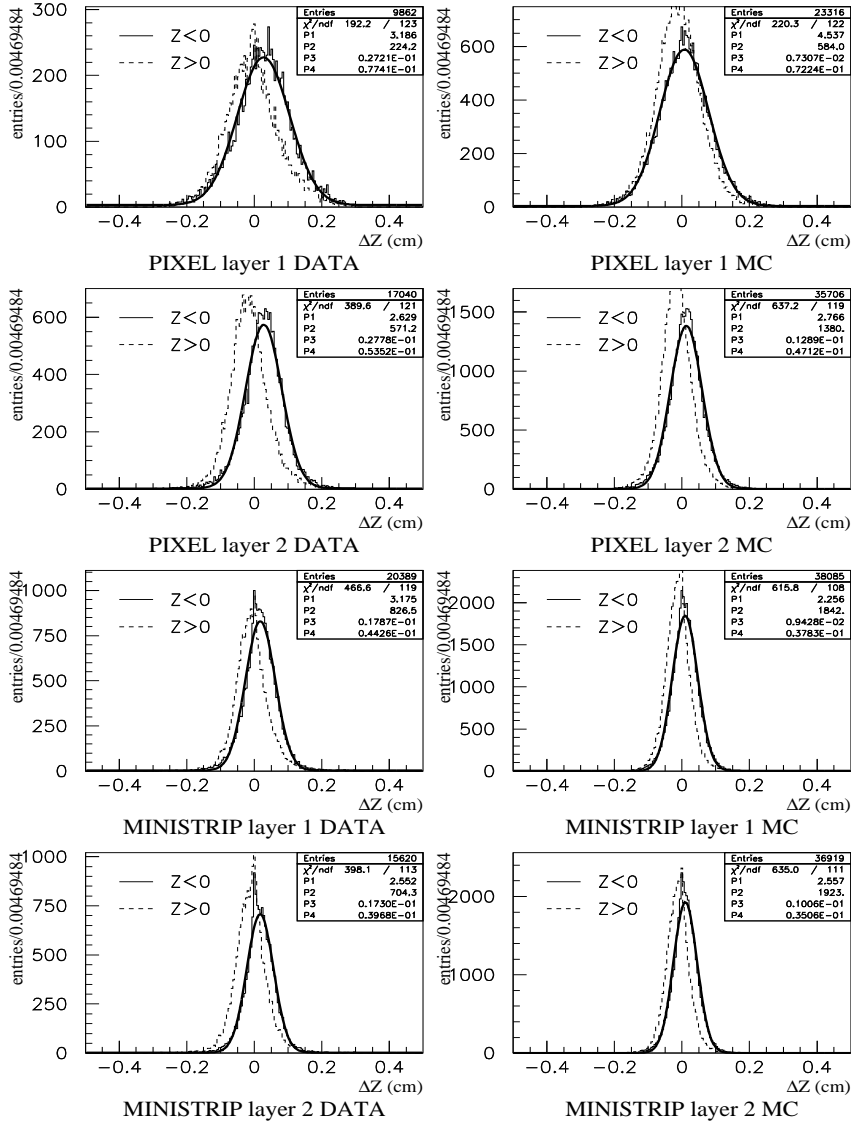


Figura 3.14: Residui in z del VFT

dell'elettrone, e risulterà pertanto leggermente spostato in ϕ in direzione della curvatura, causando l'osservazione di un residuo in $R\phi$ nel lato destro o sinistro dell'istogramma a seconda della carica. I grafici con le efficienze globali mostrano un disaccordo tra dati reali e simulati di natura ancora non del tutto chiarita, ma certamente dovuta ad un errore nel programma di simulazione. Nelle analisi trattate in questa tesi l'algoritmo di separazione e/γ sarà utilizzato comunque per eventi in cui almeno un cluster elettromagnetico è contenuto nella regione di angolo polare definita da $\theta > 25^\circ$. Per $\theta > 20^\circ$ sono inclusi nel conteggio degli hits quelli associati nelle placchette più esterne dello strato Inner del VD.

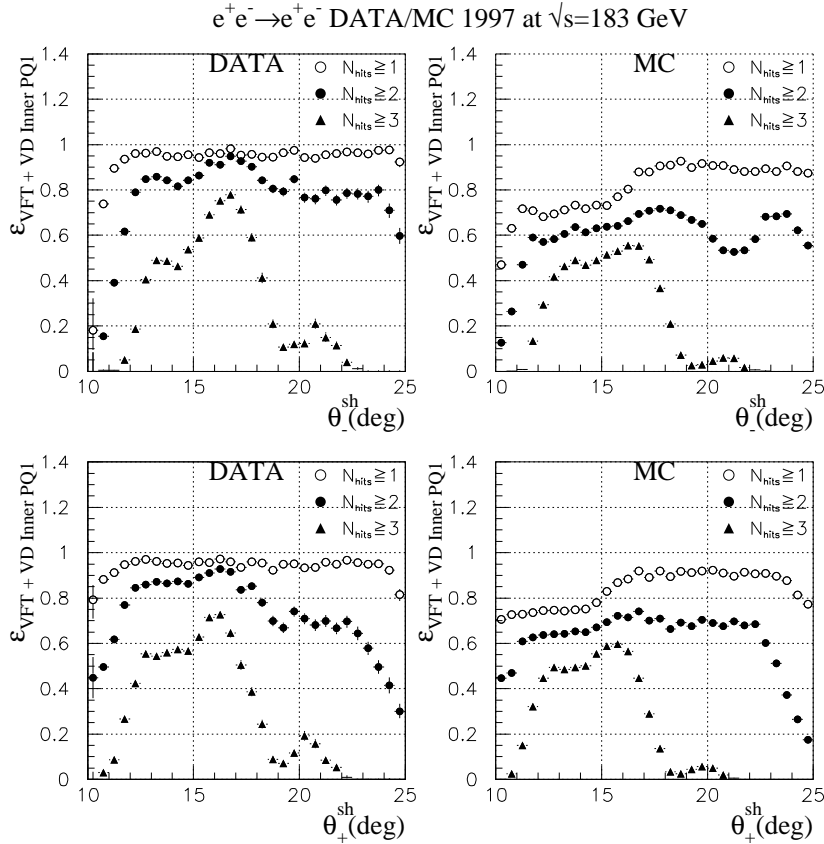


Figura 3.15: Efficienza globale del VFT in funzione dell'angolo θ_{\pm} formato dagli elettroni con il semiasse $\pm z$

3 La determinazione dell'efficienza di trigger

3.1 Descrizione generale del sistema di trigger

Il sistema di trigger di DELPHI [12] è stato progettato con l'obiettivo di registrare gli eventi che presentino almeno una particella carica o neutra, nella più ampia possibile regione angolare. Per assicurare un adeguato funzionamento ad alte luminosità e in presenza di elevati livelli di fondo, esso è stato strutturato in 4 successivi livelli di crescente

capacità selettiva, indicati con le sigle T1, T2, T3 e T4. I primi due livelli, T1 e T2, sono sincroni rispetto al BCO, mentre il terzo e il quarto, T3 e T4, sono dei filtri software che operano in modo asincrono rispetto al BCO, dopo che l'intero insieme di dati provenienti da tutti i rivelatori che compongono DELPHI è stato letto e digitalizzato.

Il primo livello, T1, si comporta come pre-trigger, e opera sui rivelatori dal responso più rapido. Esso si basa su richieste minime, quali ad esempio semplici strutture di segnali nei rivelatori di traccia più veloci (ID, OD, FCA e FCB), presenza di hits negli scintillatori TOF e HOF, o in quelli inseriti nei moduli dell'HPC, sciame singoli o multipli di energia superiore ad una soglia preselezionata nel FEMC. A questo livello la decisione viene presa sulla base dell'OR logico dei segnali inviati da ciascun rivelatore e nessuna correlazione tra differenti rivelatori viene presa in considerazione. Al contrario, le combinazioni di segnali provenienti da diversi rivelatori sono utilizzate al secondo livello, T2, che opera avendo a disposizione l'insieme di informazioni aggiuntive provenienti dai rivelatori con lunghi tempi di deriva, che non erano disponibili al primo livello. Con lo scopo di mantenere una elevata ridondanza ed efficienza nel trigger degli eventi fisici, T2 è costituito da una serie di "maggioranze". Ogni singolo rivelatore contribuisce alle decisioni di trigger tramite dei dati generati dal proprio processore di trigger. Quei rivelatori che producono una frazione relativamente bassa di conteggi forniscono autonomamente il proprio trigger, mentre quelli maggiormente soggetti a rumori di fondo sono raggruppati in maggioranze di ordine 2, ossia si richiede la coincidenza di almeno due degli n segnali che formano la maggioranza. La decisione positiva del trigger T2 avvia l'acquisizione dei dati raccolti dai dispositivi elettronici che equipaggiano ciascun rivelatore. Il tempo medio di lettura per evento è di 2.7 ms .

Con 4 (8) pacchetti di elettroni e positroni circolanti in LEP, l'intervallo tra due BCO è di $22 \mu\text{s}$ ($11 \mu\text{s}$). Le decisioni dei trigger T1 e T2 sono prese rispettivamente 3.5 e $39 \mu\text{s}$ dopo il BCO, per cui ogni decisione positiva di T1 implica la perdita di 1 BCO (o 3 consecutivi).

Normali frequenze per le configurazioni di trigger definite in DELPHI sono $\sim 700 \text{ Hz}$ e $\sim 4.5 \text{ Hz}$ per T1 e T2 rispettivamente. Queste includono le frequenze degli eventi fisici che consistono, ad una luminosità tipica di $\sim 1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ per LEP1, in $\sim 0.5 \text{ Hz}$ per i decadimenti adronici della Z^0 , $\sim 0.07 \text{ Hz}$ per i decadimenti leptonici e $\sim 0.5 \text{ Hz}$ per gli eventi Bhabha. Eventi di fondo di natura fisica a questi processi provengono principalmente dalle interazioni di "beam-gas", dalla radiazione di sincrotrone e dai raggi cosmici. Il rumore casuale dei singoli rivelatori è la principale sorgente di fondo per il trigger T1, mentre è altamente soppresso in T2 grazie all'uso delle correlazioni tra rivelatori differenti.

La sovrapposizione geometrica dei diversi rivelatori che forniscono segnale al trigger (vedi fig. 3.16) in molte regioni angolari assicura a T2 una elevata ridondanza, il cui unico svantaggio consiste in una selettività non ottimale nei confronti degli eventi di interesse fisico, che costituiscono solo circa il 20% del totale degli eventi che superano il trigger T2. Allo scopo di arricchire di eventi fisici il campione di dati da registrare su nastro magnetico, sono stati sviluppati i livelli di trigger T3 e T4, che, senza introdurre ulteriori algoritmi o correlazioni tra rivelatori, ma operando sull'informazione digitalizzata completa trasmessa dai rivelatori, convalidano la decisione di T2 adottando la medesima logica. A questo stadio possono essere applicate le costanti di calibrazione, ed è possibile richiedere soglie più elevate nell'energia degli sciame, oppure richieste più severe sul puntamento delle tracce verso il vertice di interazione. La frazione di eventi di fondo che ha superato T2 è ridotta della metà dal livello T3, e circa lo stesso fattore di riduzione è ottenuto dal livello T4. Quest'ultimo livello è stato tuttavia abilitato solamente in alcuni brevi periodi di tempo, in

cui le condizioni di run erano particolarmente stabili, mentre viene generalmente utilizzato per stabilire la qualità dell'evento, che è stato comunque registrato su nastro magnetico dopo la decisione positiva del livello T3. Pertanto, la purezza risultante del campione di eventi di interesse per le analisi fisiche che supera l'intera catena di trigger e viene scritta su nastro è approssimativamente del 35% (50% nel caso che anche T4 sia abilitato).

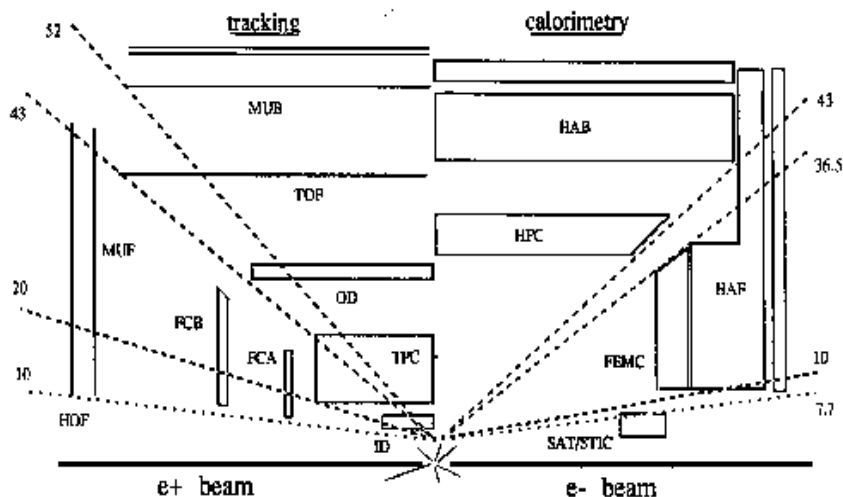


Figura 3.16: I rivelatori che partecipano al primo e secondo livello di trigger e la loro accettazione in angolo polare indicata in gradi. L'accettazione dei sistemi di tracciamento e calorimetrici è mostrata artificialmente solo in $\frac{1}{4}$ dell'intero rivelatore.

3.2 I sottotrigger

I segnali di trigger che, da ogni processore di ogni singolo rivelatore, arrivano al processore centrale di DELPHI consistono in uno o più gruppi di 2 bits che riportano la molteplicità (0,1,2 o > 2) di tracce o di depositi di energia trovati in 5 regioni di angolo polare θ :

- barile: BA ($43^\circ < \theta < 137^\circ$)
- avanti: FW ($22^\circ < \theta < 43^\circ$)
- indietro: BW ($137^\circ < \theta < 158^\circ$)
- molto avanti: VFW ($\theta < 22^\circ$)
- molto indietro: VBW ($\theta > 158^\circ$)

I rivelatori che coprono le diverse regioni angolari sono indicati in fig. 3.16. Sono definiti dei sottotrigger classificati in due categorie:

- tracciamento: sottotrigger di traccia, sottotrigger muonico;
- calorimetria: sottotrigger di energia elettromagnetica, sottotrigger di energia adronica, sottotrigger Bhabha.

Il sottotrigger muonico fornisce segnali di trigger sia al primo che al secondo livello al passaggio di muoni nelle camere MUB per la regione del barile, mentre nelle regioni in avanti il primo livello è fornito dagli scintillatori HOF, il secondo dalle camere MUF che

hanno un tempo di deriva relativamente lungo ($\sim 13\mu s$). Il sottotrigger adronico è attivato da depositi di energia nei calorimetri adronici HAB (nel barile) e HAF (nelle regioni in avanti), che forniscono il medesimo segnale al primo e al secondo livello di trigger. Sono definite tre soglie in energia, fissate a 0.5 (MU), 2 (LO) e 5 (HI) GeV . Il sottotrigger Bhabha è basato sulle informazioni provenienti dai luminometri SAT/STIC collocati nelle regioni molto in avanti con $\theta \leq 10^\circ$, che forniscono un segnale sia al primo che al secondo livello. Il trigger per gli eventi Bhabha richiede la coincidenza avanti-indietro con un deposito di energia superiore a 30 GeV (soglia alta) e 11 GeV (soglia bassa). Dato che nessun altro rivelatore è in grado di rivelare elettroni nella medesima regione angolare, l'efficienza di questo trigger deve essere controllata da un trigger cosiddetto "single arm", costruito con i segnali di un solo emisfero. Data la sua elevata frequenza, specialmente in caso di fasci non ben collimati, questo trigger viene frequentemente prescalato.

I sottotrigger più rilevanti per l'analisi che sarà esposta in questo lavoro sono quello di traccia e quello elettromagnetico.

3.2.1 Il sottotrigger di traccia

Questo sottotrigger elabora i segnali provenienti dai rivelatori TPC, FCA/B, ID, OD e TOF. La TPC fornisce un trigger di primo livello solo nella regione in avanti, usando il segnale delle tracce che attraversano la camera a fili posta alle sue estremità e che ricopre la regione angolare $20^\circ < \theta < 43^\circ$. Al secondo livello la TPC fornisce un trigger nella regione del barile, detto di contiguità (CT). Esso utilizza l'informazione dei pads della TPC come base per la ricerca di tracce con $p_t > 1 GeV/c$, nella regione angolare $29^\circ < \theta < 151^\circ$. Le camere FCA/B contribuiscono al primo e al secondo livello di trigger nella regione in avanti compresa nell'intervallo $11^\circ < \theta < 33^\circ$, per tracce provenienti dal vertice d'interazione con $p_t > 1.6 GeV/c$. Ancora nel barile, ID e OD forniscono segnali di trigger al passaggio di particelle cariche sia al primo che al secondo livello, mentre gli scintillatori del TOF contribuiscono al trigger con gli stessi segnali al primo e al secondo livello, nella regione angolare $41^\circ < \theta < 139^\circ$.

3.2.2 Il sottotrigger elettromagnetico

Il trigger di primo livello per il calorimetro elettromagnetico HPC è basato su uno strato di scintillatore plastico collocato in ogni modulo del rivelatore in prossimità della posizione di massimo sviluppo dello sciame, come già anticipato in precedenza. Il trigger fornisce l'informazione dei moduli colpiti con un deposito di energia superiore a $\sim 2 GeV$. Al secondo livello il trigger (detto "fotone singolo") si basa su una rapida ricerca e ricostruzione degli sciami e della loro forma, che utilizza l'intera informazione sulla carica di ionizzazione raccolta. Inoltre, segnali del primo livello sono utilizzati, al secondo livello, in coincidenza con i segnali provenienti dal TOF e dall'OD. Ciò è motivato dal fatto che fenomeni di "back-scattering" (diffusione all'indietro di parte degli elettroni prodotti nei primi strati di materiale passivo in cui si sviluppa la cascata elettromagnetica) e di non completo contenimento dello sciame stesso nel modulo dell'HPC ("leakage" longitudinale) producono segnali di trigger rispettivamente nell'OD e nel TOF. Il calorimetro elettromagnetico in avanti FEMC fornisce segnali di trigger sia al primo che al secondo livello, per ciascuna delle regioni angolari coperte dal rivelatore (FW, BW, VFW e VBW), e per due diverse soglie in energia: la soglia alta (HI) fissata a 2.5 GeV , e la soglia bassa (LO) fissata a 1.2 GeV .

3.3 L'efficienza del trigger per gli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$

Per la determinazione dell'efficienza di trigger per gli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$, per ciascun anno di presa dati e ad ogni energia \sqrt{s} , è stato utilizzato un campione di eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ selezionati con gli elettroni emessi nelle regioni di accettazione $42^\circ < \theta < 88^\circ$ e $25^\circ < \theta < 32.4^\circ$, che corrispondono, come vedremo nel prossimo capitolo, alle regioni scelte per lo studio del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$. Dal punto di vista calorimetrico, gli eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hanno la stessa firma sperimentale degli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$: due depositi di energia molto elevata ($E \sim \frac{\sqrt{s}}{2}$) e collineari in direzioni opposte. Tuttavia, la presenza della coppia e^+e^- nello stato finale attiva nella maggior parte dei casi entrambi il sottotrigger di traccia e il sottotrigger calorimetrico, che sono ovviamente basati sui segnali provenienti da rivelatori indipendenti. La disponibilità di due trigger indipendenti per un certo processo permette di derivarne l'efficienza secondo semplici formule. Indicando con A e B i due trigger in questione, possiamo distinguere 5 classi di eventi:

- N_A : il numero di eventi che attivano il trigger A;
- N_B : il numero di eventi che attivano il trigger B;
- N_{AB} : il numero di eventi che attiva entrambe A e B;
- $N_{obs} = N_A + N_B - N_{AB}$: il numero di eventi che attivano il trigger A o il trigger B;
- $N - N_{obs}$: il numero di eventi non rivelati a causa dell'inefficienza dei trigger;

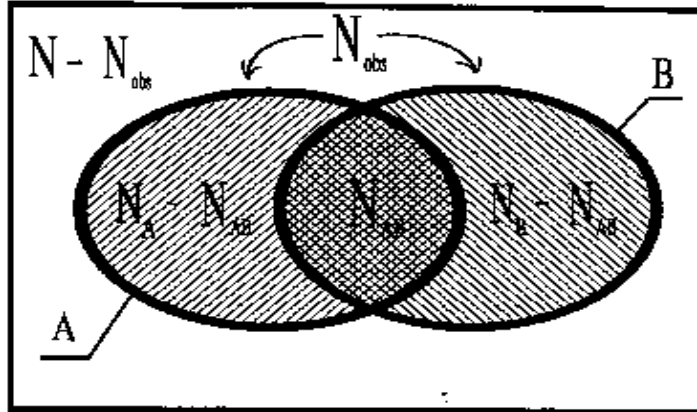


Figura 3.17: Definizione degli eventi comuni ed esclusivi

La situazione è rappresentata schematicamente il fig. 3.17, dove N è il numero totale di eventi, sconosciuto, alla cui rivelazione sono predisposti i trigger A e B. Le efficienze ϵ_A e ϵ_B di ciascun trigger sono date dalle formule:

$$\epsilon_A \equiv P(A) = \frac{N_A}{N} \quad \epsilon_B \equiv P(B) = \frac{N_B}{N} \quad (3.4)$$

dove $P(X)$ indica la probabilità che un evento attivi il sottotrigger X . La probabilità che un evento attivi entrambe i trigger è data da:

$$P(A \cap B) = P(A)P(B) = \frac{N_{AB}}{N} \quad (3.5)$$

dove si è fatto uso della condizione di indipendenza. Combinando le due relazioni precedenti, si ottiene una stima del numero totale di eventi N che si sarebbe dovuto rivelare:

$$N = \frac{N_A \cdot N_B}{N_{AB}} \quad (3.6)$$

che inserita nelle (3.4) premette di stimare le efficienze individuali:

$$\epsilon_A = \frac{N_{AB}}{N_B} \quad \epsilon_B = \frac{N_{AB}}{N_A} \quad (3.7)$$

mentre l'efficienza globale, in termini delle efficienze individuali, può essere scritta nel modo seguente:

$$\epsilon \equiv P(A \cup B) = P(A) + P(B) - P(A)P(B) \quad (3.8)$$

$$= \epsilon_A + \epsilon_B - \epsilon_A \cdot \epsilon_B \quad (3.9)$$

Le efficienze sono così ottenute dalle quantità misurate N_A , N_B e N_{AB} , che seguono distribuzioni binomiali la cui varianza può essere interpretata come l'errore statistico ad esse associato. Seguendo la trattazione esposta in [12], nel caso di campioni con un numero limitato di eventi sarà assunto come errore asimmetrico sull'efficienza misurata ϵ_i la quantità:

$$\sigma^\pm(\epsilon_i) = \left| \frac{2N\epsilon_i + 1 \pm \sqrt{1 + 4N\epsilon_i(1 - \epsilon_i)}}{2(N + 1)} - \epsilon_i \right| \quad (3.10)$$

Per valori di N sufficientemente grandi gli errori diventano simmetrici.

Le efficienze determinate dalle formule sopra elencate possono essere afflitte da incertezze sistematiche che hanno origine dai seguenti motivi:

- la struttura del trigger di DELPHI in 4 livelli può introdurre delle correlazioni tra i diversi segnali che devono essere studiate. In particolare, ci si attende tali effetti tra i livelli T1 e T2, dal momento che T1 si comporta come un pre-trigger, mentre nessuna correlazione è attesa tra T2 e T3, T4, che adottano la medesima logica;
- le maggioranze, introdotte per ridurre la frequenza e quindi il tempo morto, introducono correlazioni sia all'interno di uno stesso livello che tra segnali differenti connessi dalle coincidenze permesse;
- i criteri definiti per selezionare il campione di eventi sulla base del quale calcolare le efficienze possono accettare anche una frazione di eventi di fondo con differenti proprietà rispetto al trigger. Se questa frazione è sufficientemente grande, le efficienze calcolate dai dati dovrebbero essere corrette per questo effetto;
- la flessibilità del sistema di trigger di DELPHI permette di variare da un run all'altro di presa dati la definizione delle funzioni di decisione. Ciò significa che i sottotriggers di traccia e calorimetrico potranno avere nel corso del tempo delle componenti modificate o disattivate, e questo fatto può introdurre delle difficoltà nella determinazione delle efficienze relative ad un certo periodo di tempo, in cui siano state adottate differenti configurazioni di trigger.

Lo studio esposto in [12] ha dimostrato che gli effetti legati alla correlazione tra il primo e il secondo livello e alla presenza di maggioranze sono limitati, ed in particolare l'efficienza

combinata per entrambe i livelli può essere in buona approssimazione calcolata come $\epsilon = \epsilon_{T1}\epsilon_{T2}$, dove ϵ_{T1} e ϵ_{T2} sono le efficienze di T1 e T2; i criteri applicati per la selezione degli eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ danno luogo ad una contaminazione del campione stimata inferiore all'1% [13], dovuta principalmente ad eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ con successivo decadimento $\tau^\pm \rightarrow e^\pm\nu_e\nu_\tau$ o $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm\nu_\tau$, che presentano peraltro caratteristiche simili al segnale dal punto di vista del trigger. L'effetto di tale quantità di fondo sulla determinazione delle efficienze può quindi essere senz'altro trascurato; infine, le differenti configurazioni del trigger nel corso del tempo sono state tenute correttamente in considerazione definendo di volta in volta, per ciascuna regione angolare e per ogni periodo considerato, i due insiemi di segnali di trigger complementari caratterizzati l'uno dall'essere indipendente dalla presenza di uno o più fotoni energetici nella regione angolare considerata (e che sarà indicato in seguito con la lettera A) e l'altro dall'essere al contrario predisposto alla rivelazione di tali fotoni (e che sarà indicato dalla lettera B).

L'efficienza complessiva del sottotrigger B così definito è stata determinata per ogni anno di presa dati, e all'interno di ogni anno per ciascun valore di \sqrt{s} , in base alla formula (3.4), sulla base di campioni di eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ di sufficiente statistica da poter considerare simmetrico l'errore corrispondente. Questi valori, indicati con ϵ_B^{TR} e ϵ_F^{TR} rispettivamente per la regione del barile e per la regione in avanti, sono riportati in tabella 3.1, e saranno utilizzati nel prossimo capitolo per la determinazione delle sezioni d'urto totali. Poichè le regioni in avanti, come vedremo, sono state considerate nell'analisi del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ solamente per il campione di dati raccolti a partire dal 1996, le efficienze ϵ_F^{TR} per il periodo 1993-1995 non sono state determinate.

Anno	\sqrt{s} (GeV)	ϵ_B^{TR} (%)	ϵ_F^{TR} (%)
1993	91.29	92.9±2.3	
	89.43	98.3±1.2	
	91.19	99.3±0.5	
	93.01	97.3±1.6	
1994	91.20	97.7±0.1	
1995	91.29	84.5±0.9	
	89.44	98.3±0.4	
	91.29	96.5±0.4	
	92.97	97.3±0.5	
	133.31	98.6±1.4	
1996	161.31	95.6±1.3	100.0 ^{+0.0} _{-0.2}
	172.05	77.5±2.5	100.0 ^{+0.0} _{-0.3}
1997	183.13	99.0±0.5	99.8 ^{+0.1} _{-0.1}

Tabella 3.1: Le efficienze totali del trigger calorimetrico per gli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ raccolti dall'HPC nella regione del barile (ϵ_B^{TR}) e dal FEMC nella regione in avanti (ϵ_F^{TR}). La stima di ϵ_F^{TR} non è presente per i dati raccolti fino al 1995 perchè in questo caso l'analisi è stata limitata alla sola regione del barile.

Per seguire l'andamento temporale di tali efficienze si è inoltre suddiviso ciascun campione di eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ in intervalli di luminosità integrata pari a $\sim 1 pb^{-1}$. A questo proposito è interessante notare come lo studio di questi andamenti permetta di individuare eventuali inefficienze hardware o modifiche nella configurazione del trigger localizzate nel

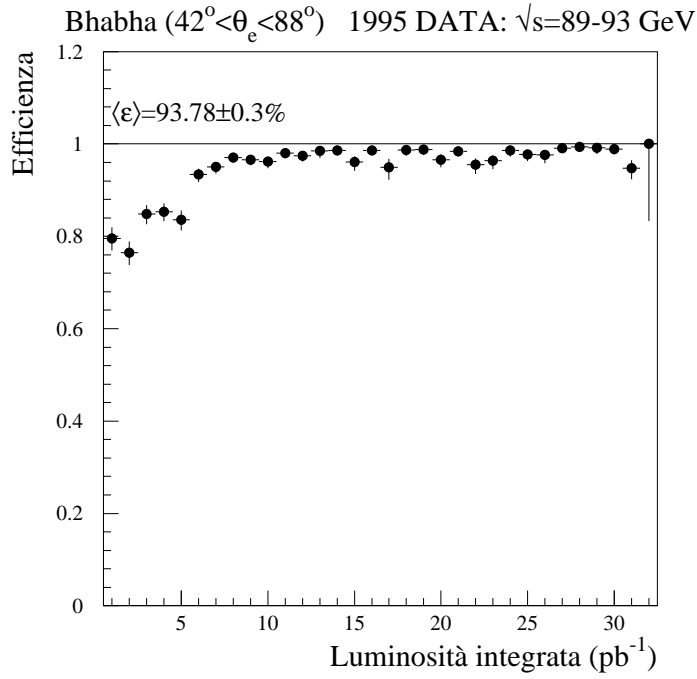


Figura 3.18: Efficienza del trigger calorimetrico per la presa dati del 1995 misurata con eventi Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ in funzione del tempo, espresso in termini di luminosità integrata

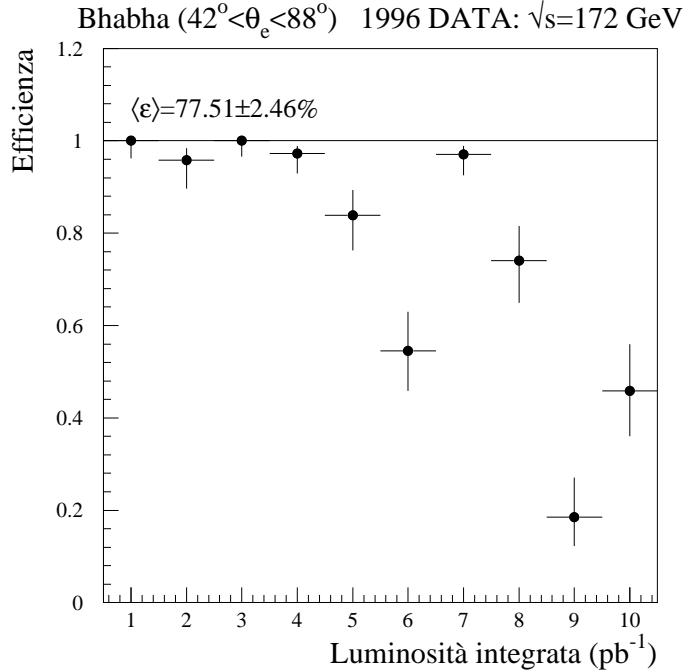


Figura 3.19: Efficienza del trigger calorimetrico per la presa dati del 1996 a $\sqrt{s} = 172$ GeV misurata con eventi Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ in funzione del tempo, espresso in termini di luminosità integrata

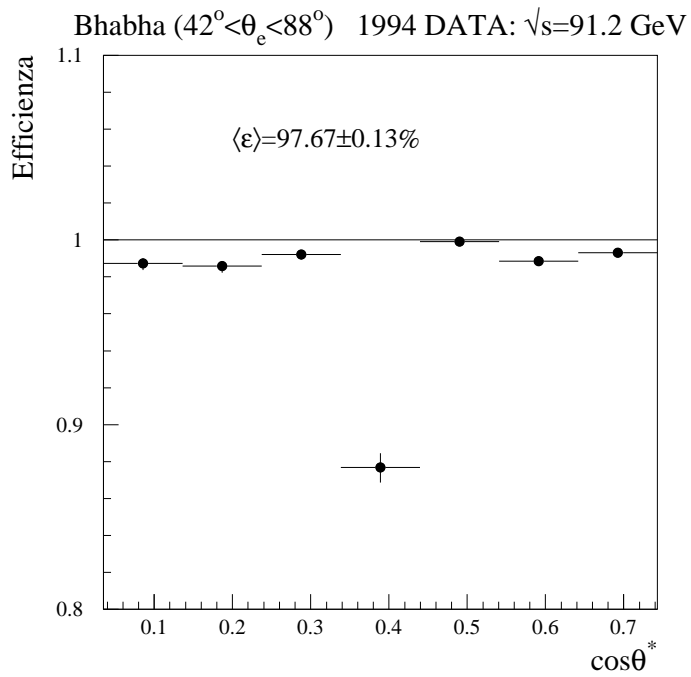


Figura 3.20: Efficienza del trigger calorimetrico per la presa dati del 1994 misurata con eventi Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ in funzione della quantità $\cos \theta^*$

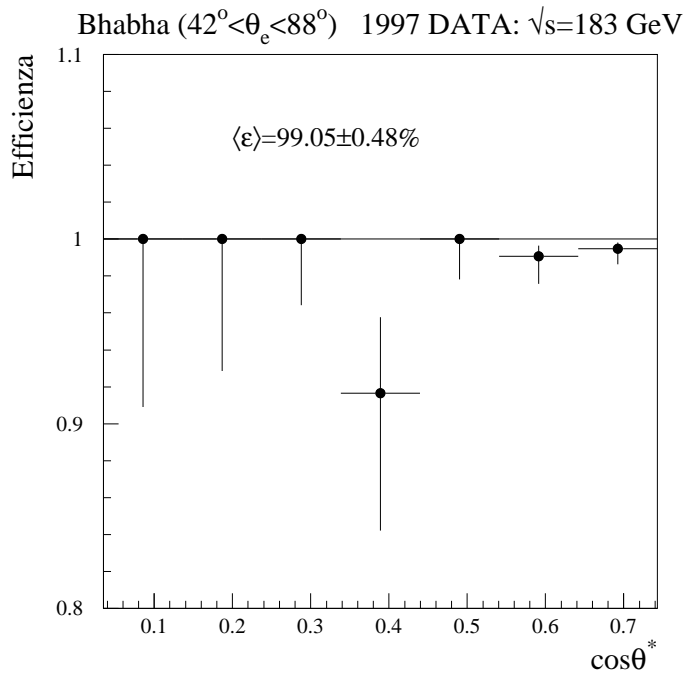


Figura 3.21: Efficienza del trigger calorimetrico per la presa dati del 1997 misurata con eventi Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ in funzione della quantità $\cos \theta^*$

tempo. Un esempio è illustrato nelle figure 3.18 e 3.19. La prima mostra chiaramente una efficienza ridotta nei primi $\sim 5 pb^{-1}$ raccolti nel 1995, che corrispondono al periodo cosiddetto di "prescan", in cui i run di acquisizione si sono succeduti alla stessa energia di $\sqrt{s} \simeq 91.29 GeV$, mentre i run successivi sono stati effettuati in cosiddetto regime di "scan", alternando cioè fill di LEP a $\sqrt{s} \simeq m_Z \pm 2 GeV$. Il periodo di prescan, pur essendo molto vicino in energia al corrispondente punto nello scan, sarà in seguito per questo motivo analizzato in modo indipendente. La fig. 3.19 mostra invece come l'efficienza complessiva relativamente bassa (77.5%) di questo periodo sia imputabile a consistenti perdite di efficienza nella seconda parte della presa dati, dovute alla disattivazione temporanea di una delle funzioni di trigger che includeva i segnali dall'HPC.

L'andamento dell'efficienza del trigger in funzione dell'angolo polare è stato studiato suddividendo ciascun campione di eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ in intervalli della quantità $\cos \theta^*$, già definita nella sezione 1.1 del capitolo 1, e che sarà utilizzata nel prossimo capitolo per l'analisi della distribuzione differenziale degli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$. Le figure 3.20 e 3.21 mostrano questo andamento per i dati raccolti nel 1994 a $\sqrt{s} = 91.2 GeV$ e nel 1997 a $\sqrt{s} = 183 GeV$. In entrambe i casi si notano deviazioni dal valor medio statisticamente significative in corrispondenza dell'intervallo $0.34 < \cos \theta^* < 0.44$, che contiene la regione di separazione lungo z tra gli anelli dell'HPC già discussa nella precedente sezione 1. I valori delle efficienze per ogni intervallo sono quindi stati determinati per ogni anno e ad ogni valore di \sqrt{s} , e corrispondono ai fattori ϵ_i^{TR} che saranno utilizzati nel prossimo capitolo per la determinazione delle sezioni d'urto differenziali.

3.4 L'efficienza del trigger di fotone singolo

In modo del tutto analogo al caso precedente, è stato possibile determinare l'efficienza del trigger per la rivelazione degli sciami singoli. Lo studio di tale efficienza, ed in particolare della sua dipendenza dall'energia, è importante per l'analisi degli eventi con due fotoni ed elevata energia mancante, come sarà discusso brevemente alla fine di questa sezione. Si sono utilizzati gli eventi che presentano un solo sciame (o cluster di sciami adiacenti) di energia minima superiore a $2 GeV$, isolato in una delle tre regioni denominate FEMC+, FEMC- e HPC, corrispondenti alle regioni di angolo polare ricoperte da ciascun rivelatore. In particolare, i due dischi del FEMC sono stati considerati due rivelatori indipendenti, e si è indicato con FEMC+ (FEMC-) il disco situato nell'emisfero definito dal semiasse $+z$ ($-z$). Per ogni campione di eventi selezionati per ciascuna regione si sono definiti: il sottinsieme A, caratterizzato dalla presenza di un segnale di trigger fornito dal sottottrigger di traccia nella regione considerata, oppure da un qualsiasi sottottrigger attivato in una delle altre due regioni, o in entrambe; il sottinsieme B, caratterizzato dalla presenza del segnale di trigger di fotone singolo fornito dal calorimetro della regione corrispondente. Tramite le formule esposte nella sezione precedente è stata determinata l'efficienza per ogni anno di presa dati, e ne è stato controllato l'andamento in funzione del tempo e dell'angolo polare.

Le fig. 3.22 e 3.23 mostrano l'efficienza in funzione del tempo espressa in termini di luminosità integrata per i dati raccolti a $\sqrt{s} = 183 GeV$, per cluster singoli raccolti nell'HPC e nel FEMC con energia $E_{cl} > 20 GeV$. Il valore medio delle efficienze è riportato nelle figure. Nel caso dell'HPC, l'efficienza media relativamente bassa (73.7%) è dovuta all'effetto delle zone di separazione tra i moduli in ϕ e in z . Si noti come il calorimetro FEMC+ in fig. 3.23 presenti due periodi di inefficienza totale, o molto ridotta, corrispondenti a $\sim 10 pb^{-1}$ di presa dati del 1997.

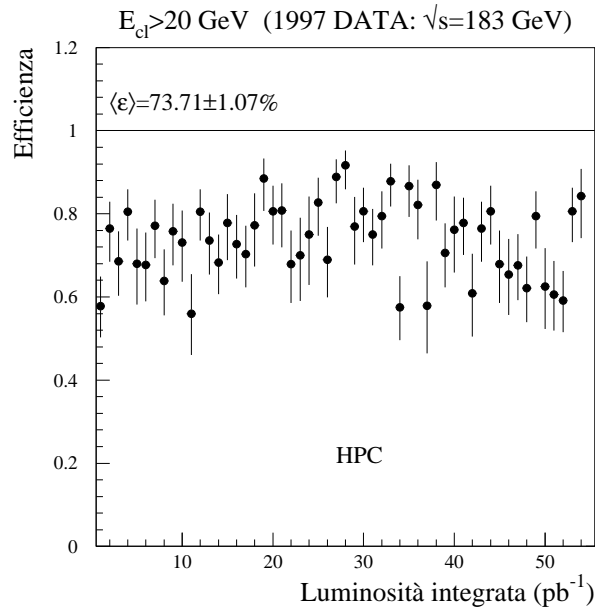


Figura 3.22: Efficienza del trigger di fotone singolo dell'HPC in funzione del tempo, espresso in termini di luminosità integrata, misurata sui dati raccolti nel 1997 a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$, per energie del cluster elettromagnetico $E_{cl} > 20 \text{ GeV}$.

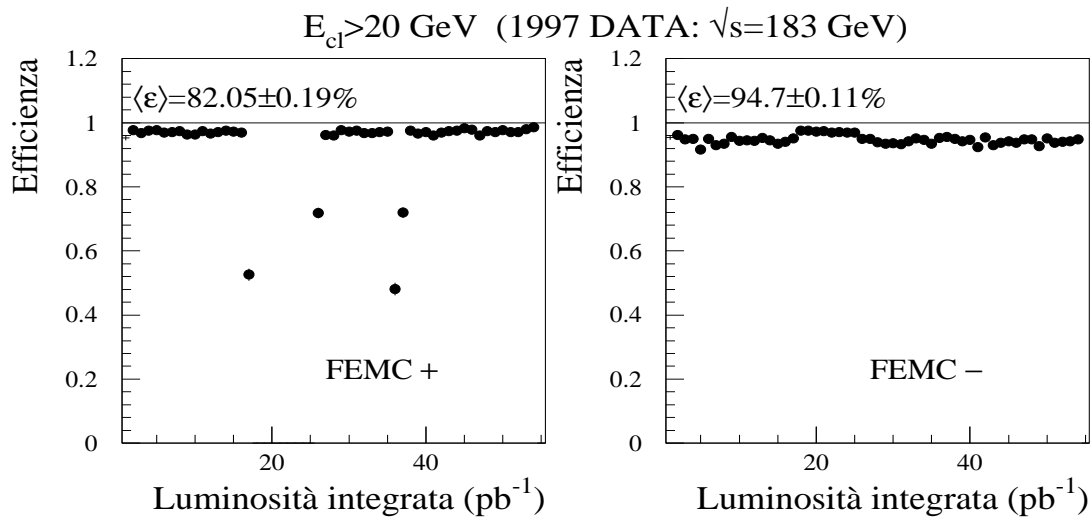


Figura 3.23: Efficienza del trigger di fotone singolo nei due emisferi del FEMC in funzione del tempo, espresso in termini di luminosità integrata, misurata sui dati raccolti nel 1997 a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$, per energie del cluster elettromagnetico $E_{cl} > 20 \text{ GeV}$.

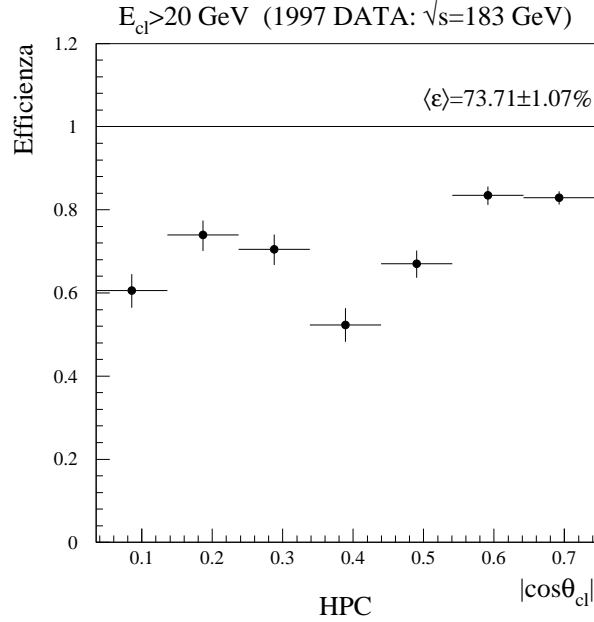


Figura 3.24: Efficienza del trigger di fotone singolo dell’HPC in diversi intervalli di $|\cos \theta_{cl}|$, per energie $E_{cl} > 20 \text{ GeV}$, per i dati raccolti a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$.

La fig. 3.24 mostra l’efficienza del trigger di fotone singolo dell’HPC in funzione dell’angolo polare. Come per il trigger degli eventi con due fotoni, si può notare una efficienza sensibilmente più bassa della media nell’intervallo $0.34 < |\cos \theta| < 0.44$, corrispondente agli spazi che separano gli anelli intermedi dell’HPC lungo l’asse z . Al contrario, la distribuzione angolare dell’efficienza nel FEMC risulta uniforme. Dato che il trigger di fotone singolo è attivato nei calorimetri in seguito a depositi di energia che superano una soglia fissata (in genere la più elevata tra le soglie predefinite per il trigger, posta a 2 e 2.5 GeV rispettivamente per l’HPC e il FEMC), è stato studiato l’andamento del trigger in funzione dell’energia del cluster elettromagnetico. Tali efficienze sono mostrate per l’HPC (nella regione angolare dove l’efficienza integrata per $E_{cl} > 20 \text{ GeV}$ è poco dipendente da θ_{cl} e pari in media a $\sim 84\%$) e per il FEMC (escludendo i periodi inefficienti per FEMC+) nelle figure 3.25 e 3.26. La curva sovrainposta mostra il risultato del fit alla funzione [12]:

$$\epsilon(E) = \frac{\epsilon_0}{1 + \alpha e^{-\beta E}} \quad (3.11)$$

dove E è l’energia del cluster elettromagnetico, e i parametri del fit sono ϵ_0 , α e β . Il primo rappresenta il valore di plateau dell’efficienza, mentre α e β permettono di stimare la soglia effettiva $E_s(\eta)$ in base alla formula [12]:

$$E_s(\eta) = \frac{1}{\beta} \log \left[\frac{1}{\alpha} \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right) \right] \quad (3.12)$$

dove η è il valore dell’efficienza relativa al plateau a cui si definisce tale soglia effettiva. Nel caso del FEMC si raggiunge il 95% dell’efficienza del plateau a $E_s(0.95) = 11.4 \text{ GeV}$ in entrambe gli emisferi, mentre per l’HPC ciò avviene a $E_s(0.95) = 10.4 \text{ GeV}$.

Come accennato all'inizio di questa sezione, la conoscenza dell'efficienza di trigger di fotone singolo in funzione dell'energia è rilevante per l'analisi degli eventi con due fotoni ed elevata energia mancante, che sarà esposta nel capitolo 4. Infatti, questa analisi seleziona eventi con fotoni nello stato finale di energia minima di soli $0.05 \cdot \frac{\sqrt{s}}{2}$, che a $\sqrt{s} = 130 - 183 \text{ GeV}$ corrispondono a $E_{min} = 3.3 - 4.6 \text{ GeV}$. Per tutti i campioni di dati raccolti ad energie $\sqrt{s} > 130 \text{ GeV}$ sono quindi state determinate le funzioni $\epsilon_i(E)$, associate all'intervallo i -esimo di angolo polare (7 intervalli di $|\cos \theta|$ in cui è stata suddivisa la regione di accettazione dell'HPC, e le due regioni FEMC+ e FEMC-). L'efficienza di trigger complessiva per un evento con due fotoni di energia E_1, E_2 e angolo polare negli intervalli i, j è stata stimata in base all'OR logico delle efficienze di fotone singolo corrispondenti, dato dalla formula: $\epsilon_{ij}^{TR}(E_1, E_2) = \epsilon_i(E_1) + \epsilon_j(E_2) - \epsilon_i(E_1) \cdot \epsilon_j(E_2)$. Questa stima, che tiene conto dei periodi di inefficienza durante la presa dati, presuppone che la probabilità che uno dei fotoni attivi il trigger sia indipendente dalla presenza di altri fotoni. Le funzioni ϵ_{ij}^{TR} saranno utilizzate nel capitolo 4, sezione 3, per pesare gli eventi simulati dei processi $e^+e^- \rightarrow YY \rightarrow XX\gamma\gamma$ (segnale) e $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ (fondo), al fine di determinare l'efficienza di selezione per il segnale e il numero di eventi di fondo attesi corretti per l'effetto del trigger.

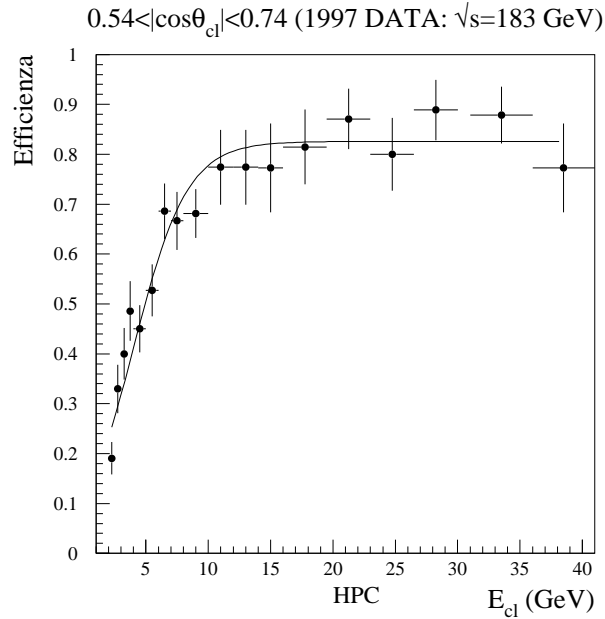


Figura 3.25: Efficienza del trigger di fotone singolo al variare dell'energia E_{cl} nella regione angolare dell'HPC compresa nell'intervallo $0.54 < |\cos \theta_{cl}| < 0.74$. La curva corrisponde ad un fit alla funzione $\epsilon(E)$ scritta nel testo: il 95% dell'efficienza ϵ_0 di plateau viene raggiunto a $E_{cl} = 10.3 \text{ GeV}$.

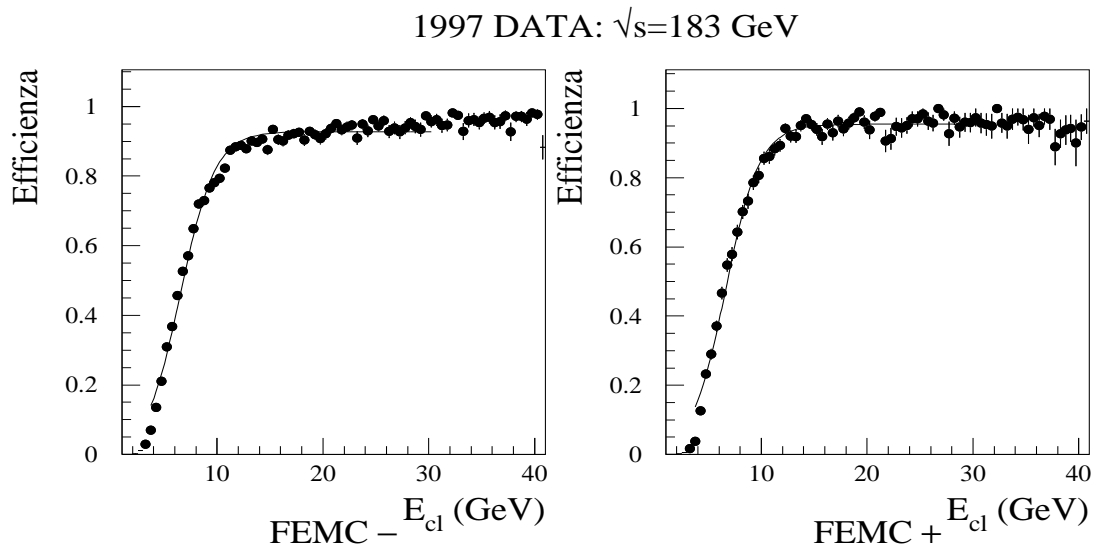


Figura 3.26: Efficienza del trigger di fotone singolo al variare dell'energia E_{cl} nei due emisferi ricoperti dal FEMC. La curva corrisponde ad un fit alla funzione $\epsilon(E)$ scritta nel testo: il 95% dell'efficienza ϵ_0 di plateau viene raggiunto a $E_{cl} = 11.3 \text{ GeV}$ in entrambe i rivelatori.

Bibliografia

- [1] A. De Min et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 42 (1995) 491, CERN-PPE/95-04
- [2] W. Bonivento et al., "Performace of an artificially aged module of the DELPHI HPC calorimeter", DELPHI 95-159 CAL 128
- [3] K. Doroba et al., "The Influence of Material Contained in the DELPHI Detector on the Performance of the Barrel Electromagnetic Calorimeter HPC", DELPHI 92-61 PHYS 177
- [4] W. Bell et al., Nucl. Instr. and Meth. A378 (1996) 499
- [5] M. Calvi, "Study of high energy electrons in the HPC in 1996 run", DELPHI 97-58 PHYS 708
- [6] G.A. Akopdjanov et al., Nucl. Instr. and Meth. 198 (1982) 217
- [7] P.Checchia et al., Nucl. Instr. and Meth. A248 (1986) 317
G.Barichello et al., Nucl. Instr. and Meth. A254 (1987) 111
P.Checchia et al., Nucl. Instr. and Meth. A275 (1989) 49
- [8] P.D.G., Phys. Rev. D54 (1996) 136
- [9] F.A. Berends and R. Kleiss, Nucl Phys. B 186 (1981) 22
- [10] DELPHI collaboration, "DELSIM, DELSPHI Event Generation and Detector Simulation Users's Guide", DELPHI 89-67 PROG 142
- [11] P. Checchia and P. Ronchese, "A study of photon conversion probability in $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ events", DELPHI 96-130 PHYS 633
- [12] V.Bocci et al., Nucl. Instr. and Meth. A362 (1995) 361
- [13] M.Calvi, P.Checchia and M.Verlato, "Measurement of $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ cross section and forward-backward asymmetry at the Z^0 peak with 1993 data", DELPHI 96-22 PHYS 597

Capitolo 4

Le misure

L'analisi presentata in questo capitolo utilizza l'intero campione di eventi raccolti da DELPHI dal 1990 al 1997. In particolare, i risultati ottenuti con i dati raccolti fino al 1992 sono stati pubblicati in [1], e sono stati inclusi nei fit globali discussi nel prossimo capitolo assieme ai dati del periodo 1993-1997, che sono stati analizzati nel presente lavoro. Sono stati considerati solo i periodi in cui HPC, FEMC, TPC, SAT/STIC e VD erano pienamente operativi, e la luminosità integrata corrispondente alle varie energie è riportata in tabella 4.1.

Anno	\sqrt{s} (GeV)	$\int \mathcal{L} dt$ (pb^{-1})
1990-1992	88 – 94	36.87 ¹
1993	91.29	5.85
	89.43	9.55
	91.19	10.51
	93.01	9.95
1994	91.20	44.50
1995	91.29	5.52
	89.44	8.41
	91.29	7.72
	92.97	9.17
	130.37	2.87
1996	136.29	2.96
	161.31	9.58
1997	172.05	9.85
	183.13	52.99

Tabella 4.1: Energie e luminosità integrate del campione di dati esaminato.

Data la relativamente bassa luminosità raccolta alle energie $\sqrt{s} = 130.37$ e 136.29 GeV, i campioni di eventi ad esse corrispondenti saranno nel seguito sommati e riferiti ad un unico punto di energia $\sqrt{s} = 133.31$ GeV e luminosità integrata pari a 5.83 pb^{-1} . I campioni di dati simulati utilizzati per le stime dei fondi e delle efficienze dovranno intendersi, qualora non specificato diversamente, prodotti dal generatore citato di volta in volta, e processati successivamente dal programma di simulazione del rivelatore DELPHI [3] e dagli stessi programmi di ricostruzione e analisi utilizzati per i dati reali.

¹ per i dettagli relativi alla suddivisione della luminosità tra le varie energie si rimanda a [1]

1 La misura della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$

1.1 La selezione degli eventi

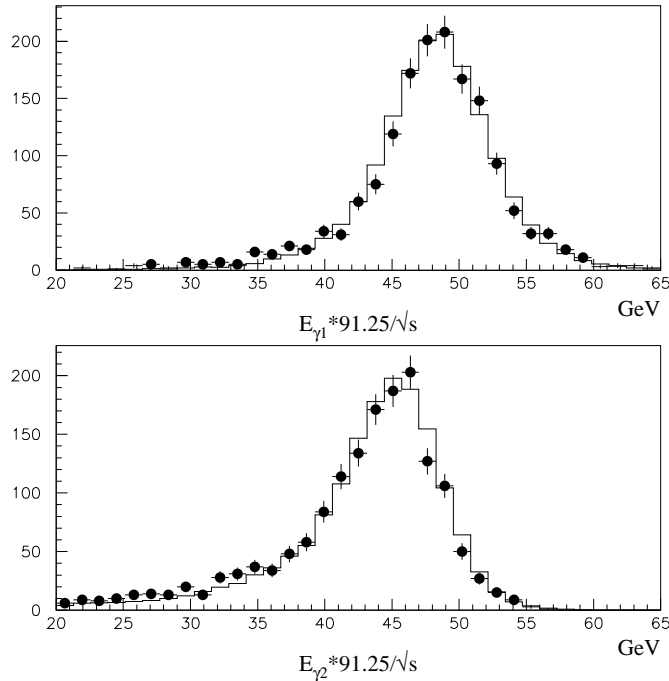


Figura 4.1: Distribuzioni in energia dei due fotoni piú energetici per gli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ selezionati nel periodo 1993-95: dati reali (pallini neri) e simulati (linea continua).

Per il periodo 1993-1995, sono stati considerati eventi candidati $\gamma\gamma(\gamma)$ con fotoni solamente nella regione del barile, selezionati secondo i seguenti criteri:

- 1 si richiede la presenza di almeno due "cluster" di energia elettromagnetica E_1 e E_2 (in ordine decrescente), e angolo polare θ_1 e θ_2 nell'HPC, tali che:
 - $20 < E_{1,2} \cdot \frac{91.25}{\sqrt{s}} < 65 \text{ GeV}$
- 2 entrambe i cluster devono essere rivelati nella regione di angolo polare "fiduciale" dell'HPC: $42^\circ < \theta_{1,2} < 88^\circ$ oppure $92^\circ < \theta_{1,2} < 138^\circ$
- 3 $\xi < 30^\circ$, dove $\xi = \arccos(-\vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2)$ indica l'acollinearità tra i due cluster piú energetici la cui direzione è espressa dai vettori $\vec{u}_{1,2}$
- 4 non piú di un hit del VD associato a ciascun cluster dall'algoritmo di separazione e/γ descritto nel capitolo precedente
- 5 l'assenza, in almeno un emisfero, di tracce di particelle cariche con impulso $P > 1 \text{ GeV}/c$, la cui traiettoria estrapolata al punto di interazione medio disti da esso

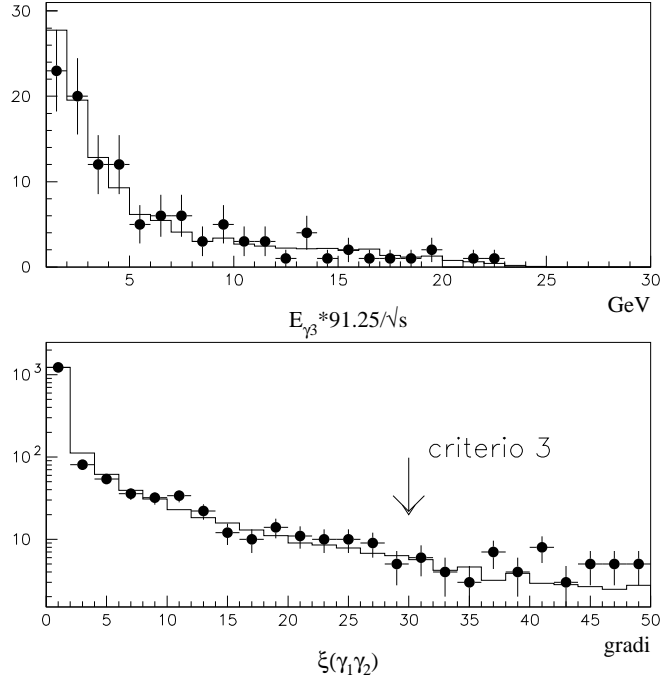


Figura 4.2: La distribuzione in energia dell'eventuale terzo fotone (in alto) e dell'acollinearità dei due fotoni più energetici (in basso) per lo stesso campione di eventi di fig. 4.1.

meno di 5 cm sia nel piano xy che lungo la coordinata z , e ricostruite dal sistema di rivelatori di traccia di DELPHI comprendente anche ID, TPC e OD.

- 6 l'assenza nel calorimetro adronico di depositi di energia in due dei tre strati più esterni in cui sono suddivise lungo R le torri proiettive di lettura del segnale.

Il criterio 2 delimita la regione fiduciale di piena efficienza dell'HPC, assicurando la qualità della ricostruzione dei depositi di energia nel calorimetro elettromagnetico.

Il criterio 3 elimina possibili fondi provenienti da eventi Compton (processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ con un elettrone che sfugge lungo il fascio e le altre due particelle rivelate nell'HPC) in cui la traccia carica non venga rivelata nel VD, e dai raggi cosmici.

Il criterio 4 elimina gli eventi in cui un fotone converte in una coppia e^+e^- prima di uscire dalla regione sensibile del VD, e, come abbiamo visto nel capitolo precedente, permette di sopprimere quasi completamente il fondo principale costituito da eventi Bhabha.

Il criterio 5 permette la rimozione dei rimanenti eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ in cui entrambi gli elettroni producono meno di due hit attraversando il VD.

Il criterio 6 elimina i rimanenti eventi prodotti dai raggi cosmici.

A partire dal 1996 le dimensioni del VD sono state estese nella regione in avanti, e la copertura angolare dei tre strati di silicio ha raggiunto i 25° dall'asse del fascio. Ciò ha permesso di utilizzare la regione osservata dal calorimetro elettromagnetico in avanti FEMC, raccogliendo anche gli eventi che soddisfino i seguenti criteri aggiuntivi:

- 2' entrambe i cluster elettromagnetici rivelati dal FEMC nella regione angolare $25^\circ < \theta_{1,2} < 32.4^\circ$, con energie comprese nei medesimi intervalli del criterio 1;
- 5' l'assenza totale, in entrambi gli emisferi, di particelle cariche con le caratteristiche del punto 5 e comprendenti un elemento di traccia della TPC.

Il criterio 5', più restrittivo, è reso necessario dal fatto che la sezione d'urto Bhabha nella regione in avanti (approssimativamente $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{1}{\sin^4\theta}$) è molto più elevata.

Per gli eventi selezionati nel periodo 1993-95, sono mostrate in fig. 4.1 le distribuzioni in energia misurata dei due sciami più energetici, confrontate con la predizione della simulazione. La fig. 4.2 mostra la distribuzione in energia dell'eventuale terzo fotone, e l'acollinearità dei due fotoni più energetici. In questo caso l'accordo con le distribuzioni previste dalla simulazione indica che l'effetto delle correzioni radiative è riprodotto correttamente dalla teoria.

Il numero totale di eventi selezionati con i due fotoni nel barile per ogni energia è riportato in tabella 4.2.

Anno	\sqrt{s} (GeV)	N_{sel}	$\sigma^{\gamma\gamma}$ (pb)	$\sigma_{Born}^{\gamma\gamma}$ (pb)
1990-1992	91.25	503	17.40 ± 0.80	18.30
1993	91.29	88	21.09 ± 2.25	18.32
	89.43	131	18.21 ± 1.59	19.09
	91.19	159	19.85 ± 1.57	18.36
	93.02	103	13.87 ± 1.37	17.65
1994	91.20	641	17.47 ± 0.69	18.35
1995	91.29	68	17.00 ± 2.06	18.32
	89.44	137	19.56 ± 1.67	19.08
	91.29	105	16.42 ± 1.60	18.32
	92.97	107	14.14 ± 1.37	17.66
	133.31	42	8.48 ± 1.31	8.59
1996	161.31	44	5.75 ± 0.87	5.87
	172.05	35	5.51 ± 0.93	5.16
1997	183.13	176	4.16 ± 0.31	4.55

Tabella 4.2: Il numero di eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ selezionati e le corrispondenti sezioni d'urto misurate, con la predizione QED a livello Born. La sezione d'urto relativa ai dati pubblicati in [1] è data alla media delle energie del centro di massa pesate con la luminosità di ogni punto. Le sezioni d'urto corrispondono ad una accettazione di $42^\circ < \theta < 138^\circ$. Quelle misurate ($\sigma^{\gamma\gamma}$), sono state corrette per gli effetti radiativi, come descritto in sezione 1.4, e sono direttamente confrontabili con quelle teoriche.

1.2 La stima del fondo

Le sorgenti di fondo più importanti sono costituite da eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ in cui:

- a) entrambi i leptoni sono rivelati nei calorimetri;

- b) un leptone si perde nel tubo a vuoto, un fotone e l'altro leptone sono rivelati nei calorimetri: questo è il cosiddetto processo di diffusione Compton.

Il fondo proveniente dai raggi cosmici risulta invece trascurabile.

Campioni di eventi simulati di tipo a e b sono stati generati, a diversi valori di \sqrt{s} e con le diverse configurazioni del rivelatore corrispondenti ai vari anni di presa dati, rispettivamente con i programmi BABAMC [4] e TEEGG [5].

Anno	\sqrt{s} (GeV)	N	$f \mathcal{L} dt$ equiv. (pb^{-1})	N_{sel}	σ_{bkg}^B (pb)
1993	91.25	99312	76.0	5	0.07 ± 0.03
1994	91.25	76099	58.3	13	0.22 ± 0.06
1995	91.25	97575	74.7	30	0.40 ± 0.07
	133.00	8471	101.7	5	0.05 ± 0.02

Tabella 4.3: Il campione di eventi BABAMC simulati nella regione del barile alle diverse energie e con la configurazione del rivelatore corrispondente all'anno di presa dati.

Anno	\sqrt{s} (GeV)	N	$f \mathcal{L} dt$ equiv. (pb^{-1})	N_{sel}	$\delta\sigma_{bkg}$ (pb)
				B F	B F
1996	161.0	19367	349.1	0 -	0.009 —
	161.0	21095	16.1	0 0	— 0.186
	172.0	5350	110.0	0 -	0.027 —
	172.0	22134	19.4	0 0	— 0.155
1997	184.0	131553	129.4	0 1	0.023 0.037

Tabella 4.4: Il campione di eventi BABAMC simulati nelle configurazioni del rivelatore corrispondenti agli anni 1996 e 1997 con gli elettroni nei due diversi intervalli di angolo polare considerati nell'analisi. B ed F indicano rispettivamente la selezione nel barile e nel FEMC.

Anno	\sqrt{s} (GeV)	N	$f \mathcal{L} dt$ equiv. (pb^{-1})	N_{sel}	$\delta\sigma_{bkg}$ (pb)
				B F	B F
1995	91.25	25341	80.7	0 -	0.037 —
1997	184.00	29748	531.5	0 1	0.006 0.009

Tabella 4.5: Il campione di eventi TEEGG simulati nelle configurazioni del rivelatore corrispondenti agli anni 1995 e 1997.

Il numero di eventi selezionati per ciascun campione è riportato nelle tabelle 4.3, 4.4 e 4.5. Si noti come l'unico fondo non trascurabile sia relativo al processo Bhabha attorno al picco della risonanza Z^0 , riportato in tabella 4.3. Ciò è dovuto al fatto che, nella regione del barile, la sezione d'urto di questo processo (calcolata con il programma [6]) è pari a $\sigma_{e^+e^-}(\sqrt{s} = 91.2) = 1138 pb$ che corrisponde a 62 volte la sezione d'urto Born del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, $\sigma_{Born}^{\gamma\gamma}$, nella medesima regione di accettazione, mentre ad energie

superiori risulta $\sigma_{e^+e^-}(\sqrt{s} = 133.3 - 183.1) = 54.9 - 29.1 pb$, corrispondente a 6.4 volte la $\sigma_{Born}^{\gamma\gamma}$. Nella tabella 4.4 i due campioni per ogni energia del 1996 sono stati generati con gli elettroni in due diverse regioni angolari, corrispondenti a $\theta > 37^\circ$ e $\theta > 9^\circ$; il primo permette di stimare il fondo nella sola regione del barile, il secondo nella regione in avanti (e con accuratezza molto minore nel barile). Il campione a $\sqrt{s} = 184 GeV$ è generato con gli elettroni nella regione $\theta > 9^\circ$, ma grazie all'alto numero di eventi generato assicura una stima del fondo sufficientemente precisa in entrambe le regioni angolari. Dato l'esiguo numero di eventi selezionati riportati nelle tabelle 4.4 e 4.5, si è preferito associare al fondo un errore sistematico $\delta\sigma_{bkg}$, valutato come limite superiore al 95% CL alla sezione d'urto del fondo σ_{bkg} , senza applicare la sottrazione nelle formule (4.2) ai corrispondenti campioni di eventi reali. In particolare, per le regioni in avanti, data la poca luminosità equivalente a disposizione per i punti a $\sqrt{s} = 161, 172 GeV$, si è utilizzata la stima ottenuta a $\sqrt{s} = 183 GeV$. Tale sottrazione è stata invece effettuata per i dati raccolti nel periodo 1993-1995, per i quali il corrispondente valore di $\sigma_{bkg} \pm \delta\sigma_{bkg}$ è riportato in tabella 4.3. In particolare, per i dati a $\sqrt{s} = 89.4$ e $93.0 GeV$, i valori sono stati ridotti rispettivamente di un fattore $\frac{\sigma_{e^+e^-}(\sqrt{s}=89.4)}{\sigma_{e^+e^-}(\sqrt{s}=91.2)} = 0.56$ e $\frac{\sigma_{e^+e^-}(\sqrt{s}=93.0)}{\sigma_{e^+e^-}(\sqrt{s}=91.2)} = 0.42$ per tener conto dell'andamento in funzione dell'energia della sezione d'urto del processo Bhabha in prossimità della risonanza Z^0 .

1.3 La determinazione dell'efficienza di selezione

Anno	\sqrt{s} (GeV)	N	$\int \mathcal{L} dt$ equiv. (pb^{-1})	ϵ_B (%)	ϵ_F (%)	$\sigma_{QED}^{3\gamma}$ (fb)
1993	89.40	20379	912.6	86.2 ± 0.3		241 ± 16
	91.25	21331	995.4	86.4 ± 0.3		233 ± 15
	93.00	17701	858.0	86.0 ± 0.3		225 ± 16
1994	91.25	11546	256.3	89.6 ± 0.5		225 ± 32
1995	91.25	10177	226.0	90.1 ± 0.5		234 ± 32
	136.30	5740	284.3	91.3 ± 0.6		
1996	161.00	5802	394.7	89.7 ± 0.7	69.6 ± 1.6	
	172.00	14119	1171.7	89.3 ± 0.4	69.2 ± 1.0	
1997	184.00	9168	797.2	90.2 ± 0.5	70.4 ± 1.3	

Tabella 4.6: Il campione di eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ simulati alle diverse energie e con la configurazione del rivelatore corrispondente all'anno di presa dati, e le efficienze globali di selezione corrispondenti con l'errore statistico; $\sigma_{QED}^{3\gamma}$ indica la sezione d'urto visibile per il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ in base alla selezione esposta nella sezione 2.

I criteri di selezione sopra elencati sono stati applicati ad una serie di campioni di eventi simulati $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ generati con il programma descritto in [2], e le efficienze di selezione complessive nelle regioni del barile e in avanti, ϵ_B e ϵ_F , sono state calcolate dal rapporto tra il numero di eventi selezionati in ciascuna regione angolare definita nei criteri 2 e 2' e il numero di eventi generati con i due fotoni più energetici nelle medesime regioni di accettazione e con acollinearità inferiore a 30° . I campioni utilizzati e le corrispondenti efficienze calcolate sono riassunti nella tabella 4.6. Nei campioni simulati con il rivelatore nella configurazione del 1993 si può notare la compatibilità entro l'errore statistico delle

efficienze per i tre diversi valori di \sqrt{s} . Per la stima delle efficienze ai tre valori analoghi di \sqrt{s} nel 1995 si è quindi utilizzato il solo campione generato con $\sqrt{s} = 91.25 \text{ GeV}$.

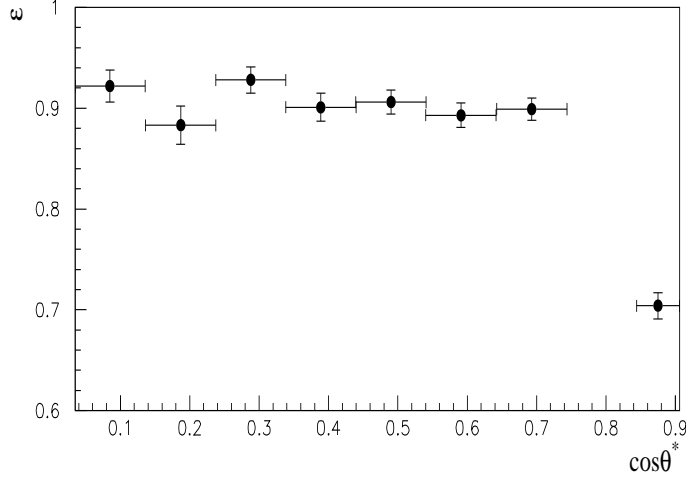


Figura 4.3: Le efficienze di selezione ϵ_i integrate negli intervalli di $\cos \theta^*$ determinate in base agli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ simulati a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ con la configurazione del rivelatore del 1997.

Per lo studio della sezione d'urto angolare, si è definita la quantità $\cos \theta^* = \left| \frac{\cos \frac{1}{2}(\theta_1 + \pi - \theta_2)}{\cos \frac{1}{2}(\theta_1 - \pi + \theta_2)} \right|$, dove θ_1 e θ_2 sono gli angoli polari dei due fotoni più energetici. Con questa definizione, come già anticipato nel capitolo 1, sezione 1.1, θ^* risulta insensibile alla radiazione di stato iniziale collineare ai fasci di LEP, perchè corrisponde all'angolo di diffusione dei fotoni rivelati nel sistema di riferimento del loro centro di massa. La regione $\cos 88^\circ < \cos \theta^* < \cos 42^\circ$ è stata suddivisa in 7 intervalli uguali ("bin"), e per ogni campione di eventi simulati si è calcolata l'efficienza di selezione per ciascuno di questi intervalli. Nel seguito la regione angolare definita dal punto 2' sarà considerata come l'ottavo bin per il calcolo della sezione d'urto differenziale. La fig. 4.3 mostra questi valori per il campione del 1997. Si noti come l'efficienza nell'intervallo angolare corrispondente alla regione in avanti sia ridotta dalla richiesta più severa dell'assenza totale di tracce nel sistema ID-TPC-OD (criterio 5').

Come errore sistematico associato all'efficienza di selezione si sono considerate:

- l'errore dovuto alla statistica del Montecarlo;
- l'incertezza sulla definizione dell'accettanza, dovuta sia alla risoluzione della misura di θ che alla sua determinazione assoluta, affetta dalla inesatta conoscenza della posizione dei calorimetri. Questi effetti sono stati studiati negli eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ confrontando l'angolo polare misurato dai calorimetri con quello misurato dai rivelatori di traccia, e il loro contributo è dell'ordine dello 0.5%;
- la stabilità dei risultati al variare dei criteri di selezione sulle energie; essi sono stati variati entro le risoluzioni sperimentali, ed è stato stimato un contributo all'errore pari allo 0.8%;
- la stabilità del responso dei calorimetri nel corso della presa dati, e in generale l'accordo della procedura di selezione calorimetrica tra i dati e la simulazione. In

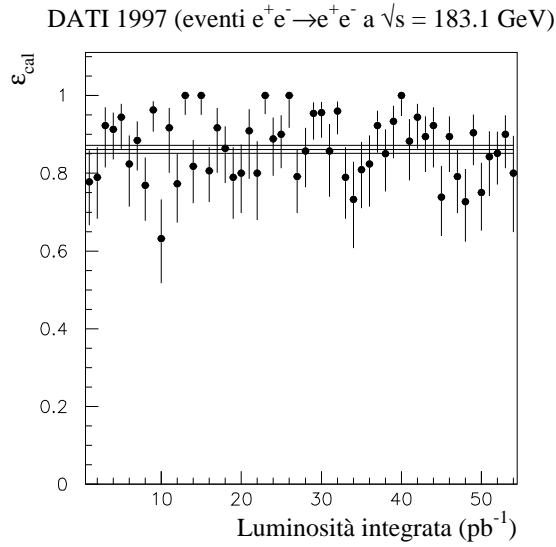


Figura 4.4: L'efficienza della selezione calorimetrica per gli eventi Bhabha selezionati nell'HPC a $\sqrt{s} = 183.1$ GeV, in funzione del tempo (espresso in termini di luminosità integrata). Le linee continue indicano l'efficienza media e il suo errore statistico: $\epsilon_{DA} = (86.23 \pm 1.06)\%$.

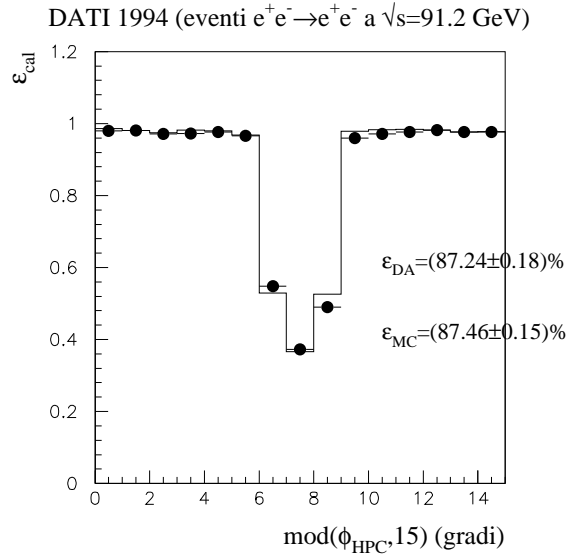


Figura 4.5: L'efficienza della selezione calorimetrica per gli eventi Bhabha selezionati nell'HPC a $\sqrt{s} = 91.2$ GeV, in funzione di ϕ modulo 15° per evidenziare la regione di separazione tra i moduli dell'HPC: dati reali (pallini neri) e dati simulati (linea continua). Le efficienze complessive per i due campioni, ϵ_{DA} e ϵ_{MC} , sono compatibili entro l'errore statistico.

particolare, nel caso dell'HPC, è stato possibile controllare sia l'andamento temporale che l'accordo tra dati e simulazione utilizzando dei campioni di eventi reali

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ selezionati secondo due criteri indipendenti [7], l'uno basato sul responso del VD e dell'HPC, l'altro su quello dei soli rivelatori di traccia ID, TPC o OD. L'uso combinato di questi criteri è stato alla base della misura di precisione (a livello del $\sim 0.5\%$) della $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)$ [7] utilizzata nei fit ai parametri della Z^0 [8]. La presenza di due selezioni indipendenti per lo stesso processo permette infatti di valutare l'efficienza di ciascuna contando il numero di eventi in comune e di quelli selezionati separatamente. In questo modo è stato possibile valutare l'efficienza della selezione calorimetrica dai dati stessi, seguendone l'andamento temporale, come mostrato in fig. 4.4 per gli eventi raccolti nel 1997. È possibile adottare la stessa procedura per gli eventi simulati, evidenziando eventuali discrepanze dovute alla non corretta simulazione del rivelatore, specialmente nelle regioni critiche di separazione tra i moduli dell'HPC. La fig. 4.5 mostra l'efficienza della selezione calorimetrica in funzione di ϕ modulo 15° per i dati raccolti nel 1994, confrontata con la simulazione. Come si può notare, in questo caso le efficienze medie riportate nella figura per i dati reali e per quelli simulati, ϵ_{DA} e ϵ_{MC} , sono compatibili entro l'errore statistico, e a questo campione si è associato un errore sistematico dello 0.3% , pari alla somma in quadratura dei due errori sulle efficienze. Per i campioni a $\sqrt{s} > 130 \text{ GeV}$, dato il minor numero di eventi Bhabha a disposizione, l'errore sistematico associato aumenta, e varia a seconda della luminosità integrata dall' 1.4% al 2.3% . Si è ottenuto un ottimo accordo per tutti i campioni tranne quello del 1997, in cui l'efficienza media ϵ_{DA} è pari a $(86.23 \pm 1.06)\%$, contro lo $(89.97 \pm 0.57)\%$ di ϵ_{MC} . Si è verificato che tale perdita è dovuta alla presenza di un maggior numero di hits nel VD, legata al fondo prodotto dall'acceleratore (non trascurabile ad alte energie), che accidentalmente vengono associati ai clusters elettromagnetici. Questa discrepanza ha reso necessaria una correzione del $(-4.3 \pm 1.4)\%$ all'efficienza di selezione.

1.4 Le correzioni radiative

Nel capitolo 1, sezione 1, abbiamo visto che le possibili deviazioni dalle predizioni QED sono parametrizzate in termini di fattori moltiplicativi della sezione d'urto Born data dalla formula che qui ricordo [2]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Born} = \frac{\alpha^2}{s} \frac{1 + \cos^2 \theta}{\beta^{-2} - \cos^2 \theta} \quad (4.1)$$

È quindi necessario correggere le distribuzioni osservate per renderle confrontabili con le predizioni a livello Born. A questo proposito si introducono i fattori correttivi:

$$c_B = \frac{\sigma_{\alpha^3}(42^\circ < \theta < 88^\circ, \xi < 30^\circ)}{\sigma_{Born}(42^\circ < \theta < 90^\circ)}$$

$$c_i = \frac{\sigma_{\alpha^3}(i)}{\sigma_{Born}(i)}$$

dove $\sigma_{\alpha^3}(42^\circ < \theta < 88^\circ, \xi < 30^\circ)$ indica la sezione d'urto totale, corretta all'ordine $O(\alpha^3)$, corrispondente agli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ con i due fotoni più energetici emessi in accettazione e con acollinearità $\xi < 30^\circ$; $\sigma_{Born}(42^\circ < \theta < 90^\circ)$ è l'integrale della (4.1) nell'intervallo angolare indicato; $\sigma_{\alpha^3}(i)$ e $\sigma_{Born}(i)$ sono le quantità analoghe riferite all'intervallo i -esimo di $\cos\theta^*$.

Questi fattori sono stati determinati generando 3 milioni di eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ per ogni punto di energia e nell'intero angolo solido con il programma [2] (senza la simulazione

del rivelatore). Il programma, oltre ai quadrimpulsi dei due o tre fotoni generati, fornisce la corrispondente sezione d'urto totale σ_{α^3} corretta all'ordine $O(\alpha^3)$. Contando il numero di eventi che soddisfano, a livello di direzioni generate, i requisiti di accettazione dei criteri 2, 2' e 3, si determina quindi la sezione d'urto totale in accettazione con una precisione statistica dello 0.3%, assumendo un errore sistematico dell'1% dovuto alla mancanza delle correzioni radiative di ordine superiore. Con la successiva suddivisione in bin di $\cos\theta^*$ si calcolano le $\sigma_{\alpha^3}(i)$. La quantità c_B , per il modo in cui è definita, include nella correzione la perdita di eventi ($\sim 3\%$) attesa nella regione $88^\circ < \theta < 92^\circ$: la sua applicazione riconduce quindi la sezione d'urto totale osservata alla sezione d'urto totale Born per fotoni emessi nell'intera regione $42^\circ < \theta < 138^\circ$.

\sqrt{s} (GeV)	c_B
91.25	0.930 ± 0.003
133	0.933 ± 0.003
161	0.932 ± 0.003
172	0.932 ± 0.003
183	0.932 ± 0.003

Tabella 4.7: I fattori correttivi $c_B = \frac{\sigma_{\alpha^3}(42^\circ < \theta < 88^\circ, \xi < 30^\circ)}{\sigma_{Born}(42^\circ < \theta < 90^\circ)}$.

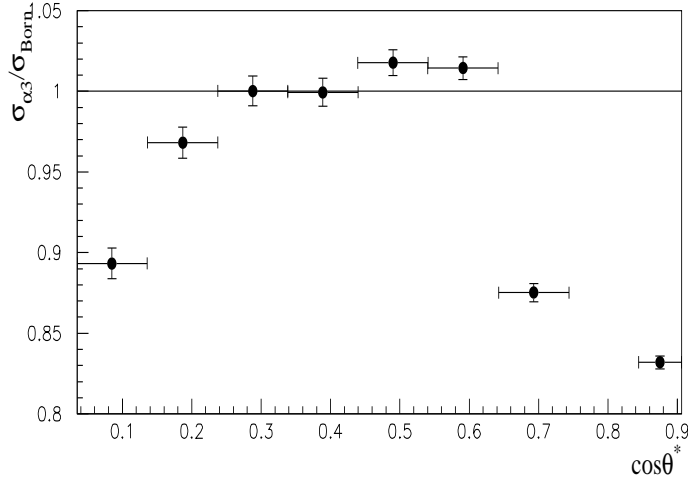


Figura 4.6: I fattori correttivi $c_i = \frac{\sigma_{\alpha^3}(i)}{\sigma_{Born}(i)}$ calcolati a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$.

In tabella 4.7 sono riportati i valori dei fattori di correzione alla sezione d'urto totale c_B ad ogni energia. Essi mostrano un accordo entro gli errori statistici, riscontrato anche per i fattori c_i . Questi ultimi, per i diversi bin di $\cos\theta^*$ a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$, sono mostrati in fig. 4.6. Si noti come l'effetto combinato dei tagli in accettazione e del limite sull'acollinearità è tale che nella regione al centro del barile, per $0.24 < \cos\theta^* < 0.64$, il rapporto $\sigma_{\alpha^3}/\sigma_{Born}$ sia ≥ 1 , mentre agli estremi del barile e nella regione del FEMC (in quest'ultima l'acollinearità massima è in realtà limitata dall'accettazione a $\sim 32.4^\circ - 25^\circ = 7.4^\circ$) tale rapporto è inferiore al 90%.

1.5 La determinazione delle sezioni d'urto totali e differenziali

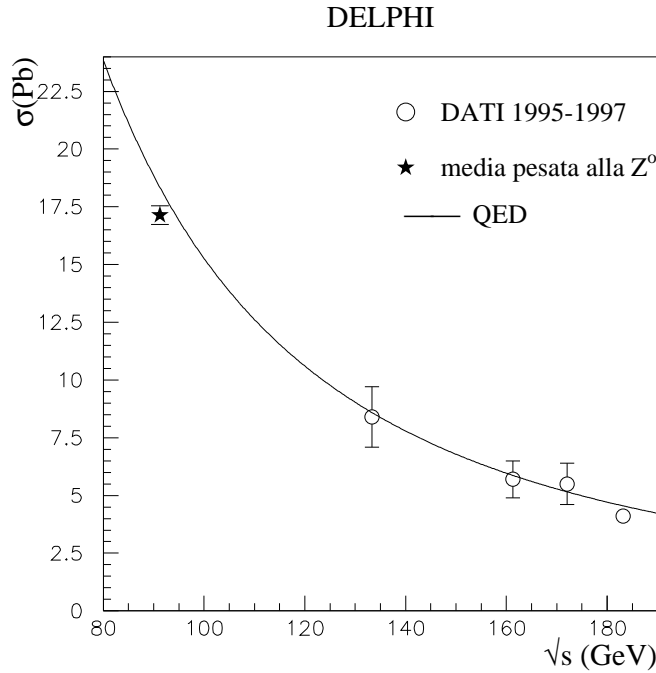


Figura 4.7: Sezioni d'urto totali nella regione del barile per il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ misurate alle diverse energie: il valor medio per le energie attorno alla risonanza Z^0 è stato ottenuto pesando le sezioni d'urto ad ogni energia con il fattore $\frac{Ls}{(91.2)^2}$, dove L è la luminosità integrata ed s il quadrato dell'energia del centro di massa. Queste ultime sezioni d'urto sono mostrate nella fig. 5.3 del capitolo successivo. La linea continua indica la predizione QED.

Le sezioni d'urto totali e differenziali riportate nella tabella 4.2, e nelle fig. 4.7-4.9, sono state determinate a partire dal numero di eventi N_B e N_i selezionati ad ogni energia, applicando gli opportuni fattori di correzione per la regione del barile (contrassegnati con B) e per l' i -esimo intervallo angolare:

- per l'efficienza di selezione: ϵ_B ed ϵ_i
- per l'efficienza di trigger, determinata nel modo descritto nel capitolo precedente: ϵ_B^{TR} ed ϵ_i^{TR}
- per la sottrazione delle correzioni radiative: c_B e c_i

in base alle formule:

$$\sigma_B = \frac{N_B}{L\epsilon_B\epsilon_B^{TR}c_B} - \sigma_{bkg}^B$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_i = \frac{1}{2\pi\Delta\cos\theta_i^*} \left(\frac{N_i}{L\epsilon_i\epsilon_i^{TR}c_i} - \sigma_{bkg}^i \right) \quad (4.2)$$

dove $L = \int \mathcal{L} dt$ indica la luminosità integrata corrispondente al campione considerato, σ_{bkg}^B la corrispondente sezione d'urto del fondo nel barile riportata in tabella 4.3, $\Delta\cos\theta_i^*$ la larghezza dell'intervallo i -esimo, e σ_{bkg}^i il fondo relativo all'intervallo i -esimo

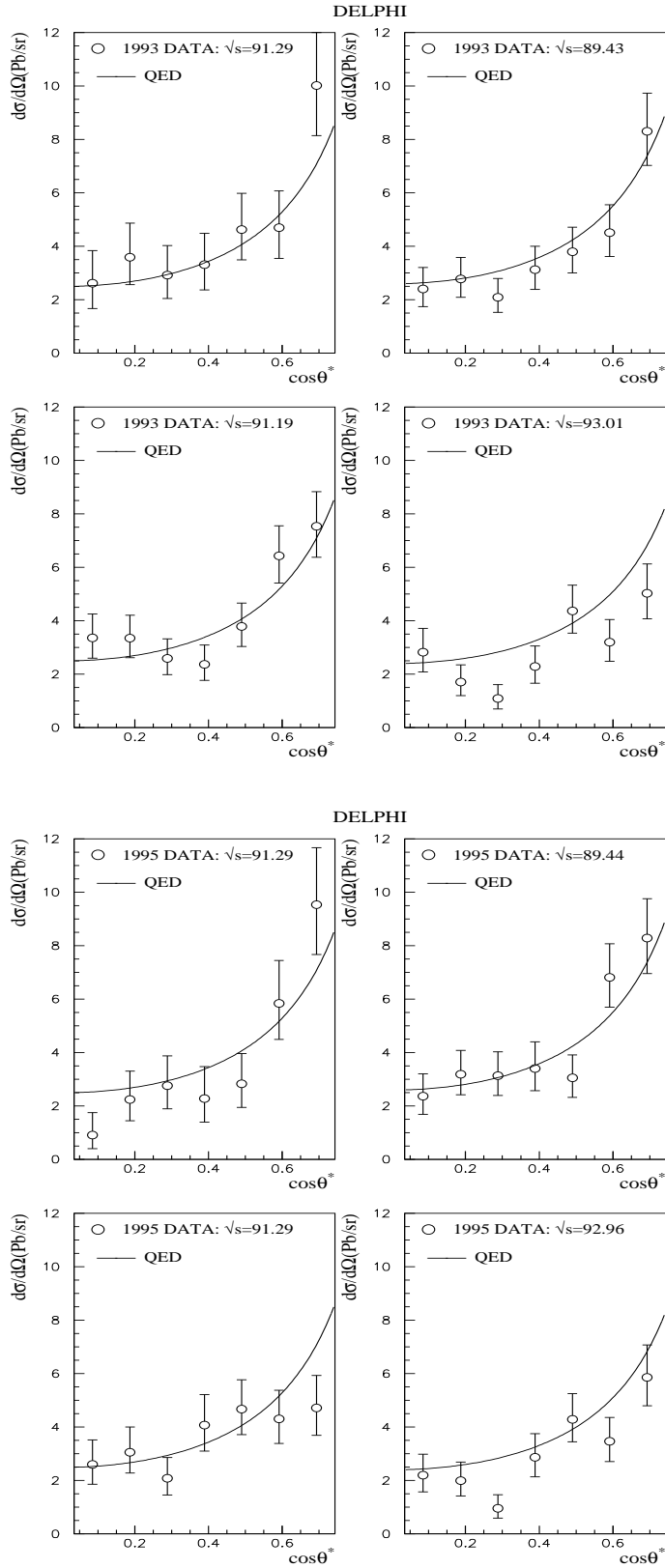


Figura 4.8: Sezioni d'urto differenziali per il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ misurate alle diverse energie attorno a $\sqrt{s} = m_Z$ negli anni 1993 e 1995. La linea continua indica la predizione QED.

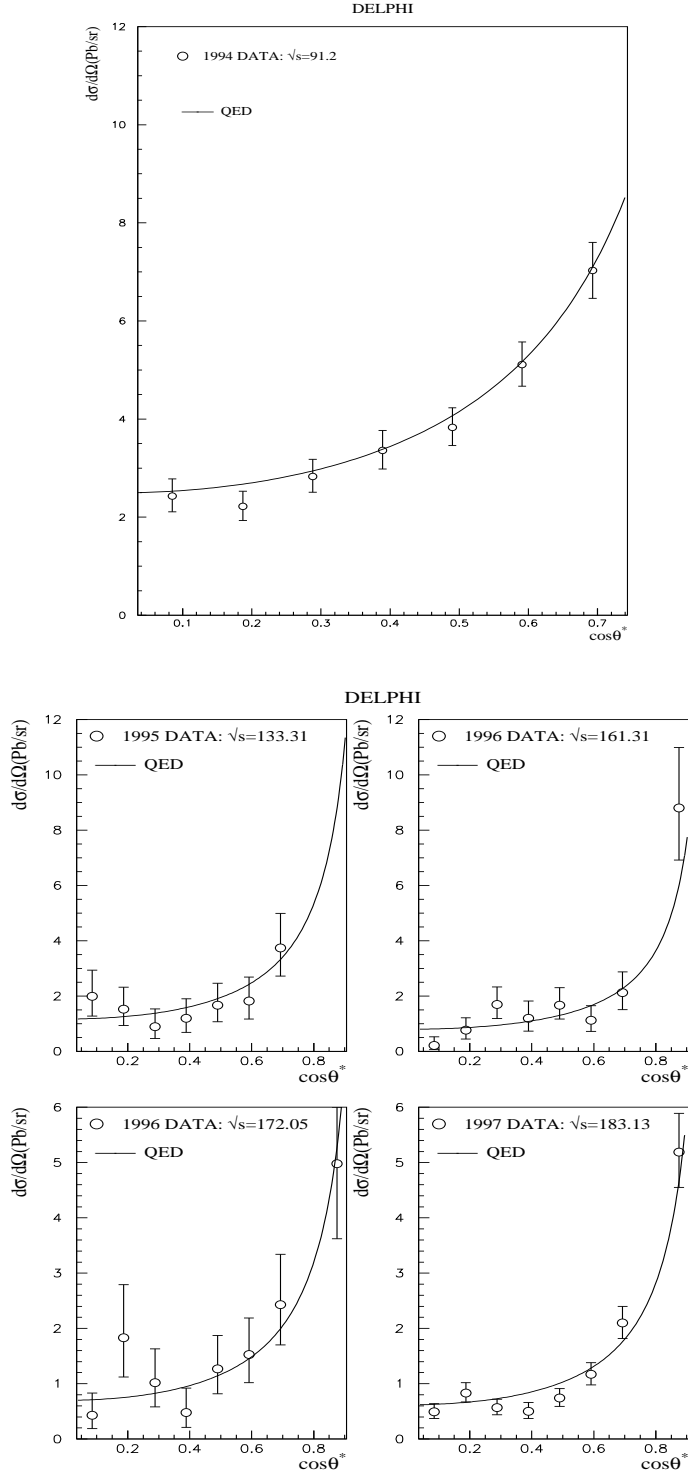


Figura 4.9: Sezioni d'urto differenziali per il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ misurate al picco della Z^0 nell'anno 1994 e alle diverse energie $\sqrt{s} > 130 \text{ GeV}$ negli anni 1995-1997. La linea continua indica la predizione QED.

($i \leq 7$) ottenuto pesando la σ_{bkg}^B con la sezione d'urto differenziale del processo Bhabha approssimata dalla formula analitica descritta in [9]. Come già anticipato, per i dati raccolti nel periodo 1996-1997 sia nel barile che nella regione in avanti ($i = 8$) non viene effettuata nessuna sottrazione per il fondo, ma considerato solamente l'errore sistematico $\delta\sigma_{bkg}^{B,F}$ indicato nelle tabelle 4.4 e 4.5.

L'errore sistematico associato alle sezioni d'urto dipende dalle incertezze sulle efficienze e sui fattori di correzione radiativa applicati, sulla misura della luminosità e sulla stima del fondo. I diversi contributi sono indicati nelle tabelle 4.8 e 4.9, dove l'errore sistematico totale è riportato nell'ultima colonna.

Anno	\sqrt{s} (GeV)	$\delta\epsilon_B$ (%)	$\delta\epsilon_B^{TR}$ (%)	δc_B (%)	δL (%)	$\delta\sigma_{bkg}^B$ (%)	$\delta\sigma_{sys}^B$ (%)
1993	91.29	1.0	2.5	1.0	0.3	0.2	2.9
	89.43	1.0	1.2	1.0	0.3	0.1	1.9
	91.19	1.0	0.5	1.0	0.3	0.2	1.5
	93.01	1.0	1.6	1.0	0.3	0.1	2.2
1994	91.20	1.1	0.1	1.0	0.2	0.3	1.5
1995	91.29	1.2	1.1	1.0	0.2	0.4	2.0
	89.44	1.2	0.4	1.0	0.2	0.2	1.6
	91.29	1.2	0.4	1.0	0.2	0.4	1.7
	92.97	1.2	0.5	1.0	0.2	0.2	1.7
	133.31	2.6	1.4	1.0	0.5	0.2	3.2
1996	161.31	2.6	1.4	1.0	0.5	0.2	3.2
	172.05	2.4	3.2	1.0	0.5	0.5	4.2
1997	183.13	1.8	0.5	1.0	0.5	0.5	2.2

Tabella 4.8: Sommario sistematiche nella regione angolare del barile.

Anno	\sqrt{s} (GeV)	$\delta\epsilon_F$ (%)	$\delta\epsilon_F^{TR}$ (%)	δc_F (%)	δL (%)	$\delta\sigma_{bkg}^F$ (%)	$\delta\sigma_{sys}^F$ (%)
1996	161.31	3.2	0.2	1.1	0.5	2.0	4.0
	172.05	2.7	0.3	1.1	0.5	2.0	3.6
1997	183.13	2.9	0.1	1.1	0.5	2.0	3.7

Tabella 4.9: Sommario sistematiche nella regione in avanti.

1.6 L'efficienza di selezione per i decadimenti $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $Z^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ e $Z^0 \rightarrow \eta\gamma$

La stessa selezione di eventi descritta in sezione 1.1 è stata usata per studiare i decadimenti rari della Z^0 in due particelle neutre. Un eventuale eccesso riscontrato nelle sezioni d'urto totali misurate alle energie attorno al picco della risonanza Z^0 potrebbe essere interpretato, come abbiamo visto nel capitolo 1, come l'evidenza di decadimenti proibiti o rari della Z^0 che presentino nello stato finale la stessa firma sperimentale degli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$, quali i già menzionati decadimenti $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $Z^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ e $Z^0 \rightarrow \eta\gamma$.

Questi eventi sarebbero contraddistinti dalla presenza di due fotoni di energia $E \simeq \frac{m_Z}{2}$ emessi in direzione opposta nel caso del decadimento diretto della Z^0 , proibito teoricamente, oppure dalla presenza di un fotone di energia $E \simeq \frac{m_Z}{2}$ e 2 fotoni fortemente collineari in direzione opposta provenienti dal π^0 , oppure 2, 6 fotoni collineari rispettivamente nel 39.3%, 32.1% dei successivi decadimenti del mesone η .

La forte collinearità dei fotoni emessi dai mesoni leggeri, attesa per l'elevato boost di Lorentz acquisito dagli stessi, determina la ricostruzione di un solo sciame nell'HPC, mentre possibili differenze nell'efficienza di selezione possono emergere complessivamente dall'aumento della probabilità che almeno uno dei fotoni converta.

Per la stima dell'efficienza di selezione di ciascuno dei tre decadimenti sono stati utilizzati dei campioni di eventi simulati con la configurazione del rivelatore del 1994, e generati dal programma GENBOD [11] nell'intero angolo solido, assumendo che la distribuzione in angolo polare dei decadimenti della Z^0 sia proporzionale a $1 + \cos^2 \theta$. In tabella 4.10 sono riportati i valori delle efficienze globali di selezione, che in questo caso includono l'accettanza geometrica, e nel caso del processo $e^+e^- \xrightarrow{Z} \eta\gamma$ il fattore dovuto al rapporto di decadimento del mesone η in stati neutri (71.4%). Nel campione relativo a quest'ultimo processo sono presenti entrambe gli stati finali di 2 e 6 fotoni in misura proporzionale al rispettivo rapporto di decadimento. I valori delle efficienze riportati saranno utilizzati nella sezione 2 del prossimo capitolo per ricavare i limiti sulle frazioni di decadimento della Z^0 nei canali considerati.

Processo	\sqrt{s} (GeV)	N	ϵ_X (%)
$e^+e^- \xrightarrow{Z} \gamma\gamma$	91.25	9987	57.0 ± 0.5
$e^+e^- \xrightarrow{Z} \pi^0\gamma$	91.25	9993	56.6 ± 0.5
$e^+e^- \xrightarrow{Z} \eta\gamma$	91.25	9989	39.9 ± 0.4

Tabella 4.10: Il campione di eventi simulati per lo studio dei decadimenti della Z^0 e le corrispondenti efficienze globali di selezione (che includono l'accettanza geometrica).

2 La misura della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$

2.1 La selezione degli eventi

Come è stato discusso nel capitolo 1, alcuni modelli di struttura composita suggeriscono un rapporto di decadimento della Z^0 in tre fotoni ($BR(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma) \sim 2 \cdot 10^{-4}$) sufficientemente elevato da poter essere misurato con la statistica di eventi raccolti a LEP1. Per lo studio di questo tipo di decadimento i criteri di selezione esposti nella sezione precedente sono stati modificati con l'obiettivo di massimizzare l'accettanza per questo processo, rendendo nel contempo minimo il contributo degli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ previsti dalla QED.

A differenza del caso con due soli fotoni, quando nello stato finale sono presenti tre fotoni è possibile determinare le energie di ciascun fotone con ottima precisione dalla

misura delle direzioni degli stessi, imponendo la conservazione del quadrimpulso totale. Infatti, in un generico evento a tre corpi nello stato finale, le particelle stanno su di un piano, e l'orientazione relativa dei tre impulsi è fissata dalle loro energie. Se indichiamo con α_{ij} l'angolo tra i fotoni i e j di energia E_i ed E_j , la conservazione del quadrimpulso implica le relazioni:

$$\frac{E_1}{\sin \alpha_{23}} = \frac{E_2}{\sin \alpha_{13}} = \frac{E_3}{\sin \alpha_{12}} = \frac{\sqrt{s}}{\sin \alpha_{12} + \sin \alpha_{13} + \sin \alpha_{23}} \quad (4.3)$$

e

$$\alpha_{12} + \alpha_{13} + \alpha_{23} = 360^\circ \quad (4.4)$$

Per la selezione degli eventi sono stati quindi applicati i seguenti criteri:

1 almeno tre cluster elettromagnetici di energia misurata $E_{1,2,3}^{(m)}$ tali che:

- $E_1^{(m)} > 20 \text{ GeV}$
- $E_{2,3}^{(m)} > 2 \text{ GeV}$

2 almeno due cluster, tra cui quello con l'energia misurata più alta, nella regione $42^\circ < \theta < 88^\circ$ o $92^\circ < \theta < 138^\circ$, e un cluster nella regione $20^\circ < \theta < 88^\circ$ o $92^\circ < \theta < 160^\circ$

3 la somma degli angoli α_{ij} di apertura fra i tre cluster più energetici deve essere $\alpha_{12} + \alpha_{13} + \alpha_{23} > 359^\circ$

4 le energie "riscalate" calcolate in base alla formula $E_i^{(r)} = \frac{\sin \alpha_{jk} \sqrt{s}}{\sin \alpha_{12} + \sin \alpha_{13} + \sin \alpha_{23}}$ devono soddisfare la relazione $E_i^{(r)} > 10 \text{ GeV}$

5 $\alpha_{13} > 20^\circ$ e $\alpha_{23} > 20^\circ$, dove gli indici si riferiscono ai cluster ordinati in base all'energia riscalata

6 le medesime richieste, per quanto riguarda il veto sulla presenza di tracce cariche nel VD e nel sistema ID-TPC-OD, dei punti 4 e 5 della selezione per gli eventi $\gamma\gamma$ presentata nella sezione precedente.

Il criterio 1 assicura che i depositi di energia siano sufficientemente elevati da garantire una buona ricostruzione della posizione dello sciame, e quindi una precisa determinazione dell'energia riscalata.

Il criterio 3 garantisce la planarità dell'evento, e quindi l'applicabilità delle formule (4.3).

I criteri 2,4 e 5 tendono a separare il segnale atteso dal decadimento $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$, tre fotoni ben isolati di energia simile ($\sim \frac{\sqrt{s}}{3}$) ed emessi isotropicamente, dal contributo atteso dalla QED, in cui i fotoni sono emessi nella maggior parte dei casi nella regione in avanti e l'energia del centro di massa \sqrt{s} è prevalentemente suddivisa tra i due fotoni più energetici (come si può notare nella distribuzione dell'energia del terzo fotone negli eventi collineari, fig. 4.2).

Queste caratteristiche sono evidenziate nelle figure 4.10 e 4.11, dove sono mostrate separatamente e in forma di istogramma bidimensionale le distribuzioni dell'energia del fotone meno energetico (E_{γ_3}) e dell'angolo minimo rispetto alla direzione del fascio dei tre fotoni ($|\cos \theta_{\gamma_{FW}}|$). In fig. 4.10 i dati (pallini neri) sono confrontati con gli eventi simulati $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ (area bianca) e $e^+e^- \xrightarrow{Z} \gamma\gamma\gamma$ (area tratteggiata) generati con il programma descritto in [12], prima dell'applicazione dei criteri 4 e del criterio 2. In fig. 4.11 è visibile l'effetto dell'applicazione simultanea, per ciascuno dei campioni sopra citati, dei criteri 2 e 4, che definiscono la regione delimitata dalla linea continua. Il numero di eventi selezionati, assieme alle predizioni della QED, è dato in tabella 4.11.

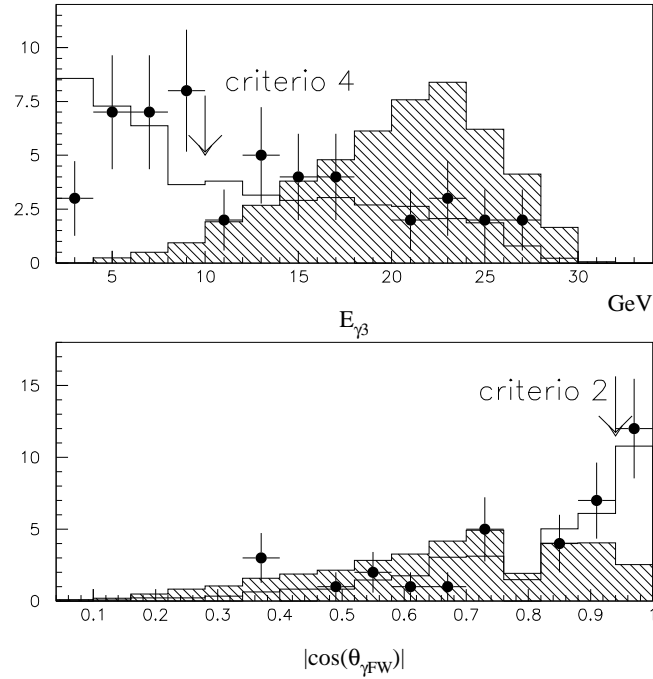


Figura 4.10: Distribuzione dell'energia del fotone meno energetico (in alto) e dell'angolo del fotone emesso in avanti (in basso) prima dell'applicazione del solo criterio 4 in un caso, del solo criterio 2 nell'altro: per eventi selezionati $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ reali (pallini neri), simulati in base alla QED (area bianca), simulati in base al programma [12] (area tratteggiata); ciascuna delle due aree è normalizzata al numero di eventi reali.

Anno	\sqrt{s} (GeV)	$N_{sel}^{3\gamma}$	$N_{QED}^{3\gamma}$
1990-1992	88-94	11	8.2 ± 0.9
1993	91.29	0	1.3 ± 0.1
	89.43	0	2.2 ± 0.2
	91.19	2	2.4 ± 0.3
	93.01	2	2.1 ± 0.2
1994	91.20	14	10.0 ± 1.1
1995	91.29	1	1.2 ± 0.1
	89.44	1	2.0 ± 0.2
	91.29	3	1.7 ± 0.2
	92.97	1	2.0 ± 0.2
Totale	91.25	35	33.1 ± 3.6

Tabella 4.11: Gli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ selezionati e il numero corrispondente di eventi previsti dalla QED.

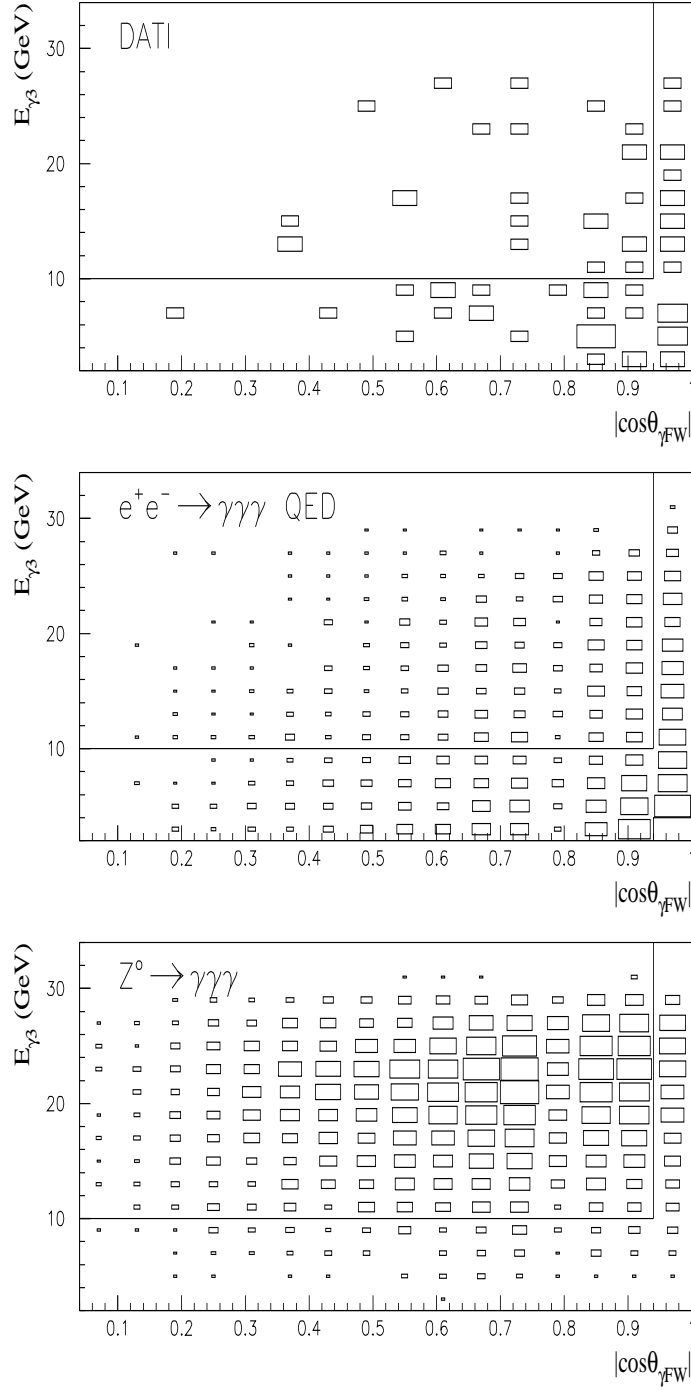


Figura 4.11: Distribuzione dell'energia del fotone meno energetico verso l'angolo del fotone emesso in avanti: per eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ rispettivamente reali, simulati in base alla QED, simulati in base al programma [12]; la linea continua delimita la regione definita dai criteri 2 e 4.

2.2 La stima del fondo e dell'efficienza

Il fondo QED irriducibile da eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ è stato stimato applicando la selezione al campione di eventi simulati a $89 \leq \sqrt{s} \leq 93$ riportati in tabella 4.6. La stessa tabella

riporta la sezione d'urto visibile $\sigma_{QED}^{3\gamma}$ estratta per ogni campione, determinata dalla frazione di eventi che supera la selezione moltiplicata per la sezione d'urto generata. Data la compatibilità entro l'errore statistico dei 5 valori ottenuti, riscaldando le sezioni d'urto calcolate dai campioni a $\sqrt{s} = 89.4$ e 93.0 GeV di un fattore $(91.25)^2/s$, si è assunta come sezione d'urto attesa dalla QED, a $\sqrt{s} = 91.25$ GeV la media pesata $\sigma_{QED}^{3\gamma} = 224 \pm 8 \pm 22$ fb , dove il primo errore corrisponde alla statistica del Montecarlo, il secondo all'errore sistematico, assunto pari al 10%, assegnato in seguito alla mancanza di una previsione teorica del contributo delle correzioni radiative di ordine superiore al processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$.

Il possibile fondo da eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ è stato stimato utilizzando il campione di eventi simulati riassunto in tabella 4.3. Nessuno dei 272986 eventi simulati ha superato la selezione, e ciò corrisponde ad un limite superiore al 95% CL di 8,14 e 6 fb rispettivamente a $\sqrt{s} = 89.43, 91.25$ e 93.01 GeV per la sezione d'urto di contaminazione da questo processo, che può quindi essere trascurata dato l'errore sopra citato di cui è affetta la predizione teorica del numero di eventi $\gamma\gamma\gamma$ attesi dalla QED.

L'efficienza di selezione per il processo $e^+e^- \xrightarrow{Z} \gamma\gamma\gamma$ è stata determinata da un campione di 10000 eventi simulati a $\sqrt{s} = 91.25$ GeV con la configurazione del rivelatore del 1994, generati dal programma descritto in [12], assumendo un modello definito dalla relazione $\beta_+ = 28\beta_-$, che come già anticipato nel capitolo 1 deriva da un accoppiamento anomalo indotto dalla presenza di un bosone vettore pesante. Tuttavia, come osservato dagli autori, modelli definiti da diversi valori di β_{\pm} danno distribuzioni molto simili in termini delle energie e delle direzioni dei fotoni nello stato finale, mentre le principali differenze si manifestano nelle loro elicità, che non sono misurabili nell'esperimento. L'efficienza di selezione risulta quindi $\epsilon_{3\gamma} = (45.39 \pm 0.50)\%$. Il numero di eventi selezionati $N_{sel}^{3\gamma}$ e previsti dalla QED $N_{QED}^{3\gamma}$ riportati in tabella 4.11, e la quantità $\epsilon_{3\gamma}$ saranno utilizzati nel prossimo capitolo per ricavare il limite sul decadimento $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$.

3 L'analisi degli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma + \cancel{E}$

Coppie di fotoni associate ad energia mancante sono attese da reazioni del tipo $e^+e^- \rightarrow YY$ con successivo decadimento $Y \rightarrow X\gamma$, dove X è una particella stabile che lascia il rivelatore senza essere osservata. Come abbiamo visto nel capitolo 1, sezione 3, questi processi sono attesi nei modelli supersimmetrici come il risultato della produzione di una coppia di neutralini seguita dal loro immediato decadimento radiativo nella particella LSP. In particolare, questa analisi è stata rivolta alla ricerca della reazione $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G} \tilde{G} \gamma\gamma$, predetta da modelli in cui la rottura di supersimmetria è mediata da campi di gauge (GMSB) o nella versione "no-scale" della supergravità nell'ipotesi di gravitino leggero, e della reazione $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \gamma\gamma$, attesa nei convenzionali modelli di supergravità (SUGRA) in certe regioni dello spazio dei parametri. Nel primo caso la particella supersimmetrica più leggera (LSP) è il gravitino \tilde{G} , la cui massa è prevista dell'ordine di ~ 1 eV . Questa ipotesi sarà indicata in seguito col termine $\tilde{G}LSP$ scenario. Nel secondo caso la LSP è il neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, e si parlerà di $\tilde{\chi}_1^0 LSP$ scenario. L'analisi qui presentata si basa sui dati raccolti a partire dall'autunno del 1995, ad energie del centro di massa comprese nell'intervallo $130 \leq \sqrt{s} \leq 183$, con le luminosità riportate in tabella 4.1, a cui sono stati aggiunti i dati raccolti a $\sqrt{s} = 130, 136$ GeV nel 1997, che corrispondono a luminosità integrate rispettivamente di 2.99 e 2.91 pb^{-1} . Questi dati non sono stati utilizzati nell'analisi del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$, che richiede una maggiore

precisione, perchè la modifica della configurazione di trigger nel corrispondente periodo di presa dati ha reso impossibile una precisa determinazione dell'efficienza del trigger calorimetrico con i metodi esposti nel capitolo 3, sezione 3. La luminosità complessiva raccolta a $130 \leq \sqrt{s} \leq 136 \text{ GeV}$ ammonta quindi a 11.73 pb^{-1} , suddivisa tra i due punti in energia come riportato in tabella 4.14. Data la presenza di effetti di soglia, in questa analisi i due punti in energia sono stati considerati separatamente.

3.1 La simulazione del fondo e del segnale

Nel Modello Standard, coppie di fotoni nello stato finale sono prodotte dalle reazioni $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ e $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$. Nel primo caso, già ampiamente discusso nelle sezioni precedenti, la comparsa di energia mancante che accompagna i due fotoni più energetici avviene quando ulteriori fotoni energetici sono emessi dagli elettroni dello stato iniziale. Questi fotoni tendono ad essere collineari con la direzione del fascio, e quindi a sfuggire nel tubo a vuoto. Quando questo fenomeno si verifica i due fotoni rivelati presentano una acollinearità relativamente elevata, ma una bassa acoplanarità, definita come $\zeta = \arccos(-\vec{u}_{T1} \cdot \vec{u}_{T2})$ dove $\vec{u}_{T1,2}$ indicano i versori lungo la direzione dei fotoni nel piano trasverso.

La reazione $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ corrisponde alla produzione di una coppia $\nu\bar{\nu}$ nello stato finale, associata alla doppia emissione di fotoni dagli elettroni dello stato iniziale, che, come abbiamo visto nella sezione 4 del capitolo 1, riporta l'energia del centro di massa del sistema e^+e^- nell'intorno della massa della Z^0 . In questo caso il fotone più energetico ha uno spettro in energia simile a quello illustrato nella fig. 1.9 del capitolo 1, con un picco sia a basse energie che vicino a $(1 - m_Z^2/s) \cdot \frac{\sqrt{s}}{2}$, l'energia di rinculo (pari a 68.8 GeV per $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$) per un fotone associato alla produzione on-shell del bosone Z^0 , mentre il fotone meno energetico presenta il solo picco a basse energie. Entrambe i fotoni sono emessi prevalentemente nelle regioni in avanti, e presentano normalmente sia acollinearità che acoplanarità. Come ulteriore caratteristica, dovuta al fatto che la produzione della coppia di neutrini è per lo più mediata dalla Z^0 , la massa mancante tende ad essere vicina a m_Z . Per una precisa determinazione teorica del fondo dovuto al processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ è necessario considerare il contributo delle correzioni radiative QED. Infatti, i fattori di soppressione di ordine α^n che compaiono nell'elemento di matrice nel caso di emissione di n fotoni aggiuntivi (che avviene prevalentemente lungo la direzione del fascio sfuggendo alla rivelazione) possono essere largamente compensati dal fatto che tale emissione favorisce il ritorno radiativo alla risonanza della Z^0 . Questo contributo, che è stato calcolato in vari modi seguendo differenti approcci teorici, aumenta la sezione d'urto complessiva di circa il 10%, e risulta particolarmente concentrato nella regione di massa mancante superiore ai 100 GeV . In questa zona infatti la sezione d'urto cresce di circa un fattore 2, e costituisce circa un terzo della sezione d'urto complessiva. Un accordo entro il 10% relativo tra i diversi metodi di calcolo di questo contributo è stato recentemente stimato in [13].

Altri contributi al fondo, di minore importanza, possono provenire da eventi Bhabha doppio radiativi del tipo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$, quando i due elettroni non siano rivelati. Data l'elevata ermeticità di DELPHI nel rivelare gli elettroni di alta energia, ciò può avvenire solo nel caso essi si perdano nel tubo a vuoto lungo il fascio. Questi eventi possono essere eliminati richiedendo per i fotoni osservati un impulso totale trasverso sufficientemente elevato.

Per lo studio del fondo principale dal processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$ sono stati prodotti con il generatore KORALZ [14], che tiene conto del contributo delle correzioni radiative

Anno	\sqrt{s} (GeV)	N	$\int \mathcal{L} dt$ equiv. (pb ⁻¹)
1995	133.0	14052	8996.2
1996	161.0	12070	14002.3
	172.0	9000	12676.1
1997	183.0	10370	16592.0

Tabella 4.12: Il campione di eventi $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$ simulati alle diverse energie e con la configurazione del rivelatore corrispondente all'anno di presa dati.

Processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma$				
Anno	\sqrt{s} (GeV)	N	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c ²)	
1996	161.0	766	55	
		648	75	
	172.0	1278	55	
		1375	80	
1997	183.0	1000	50	
		1000	60	
		998	70	
		1000	80	
		998	90	
Processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma\gamma$				
Anno	\sqrt{s} (GeV)	N	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c ²)	$m_{\tilde{\chi}_2^0}$ (GeV/c ²)
1997	183.0	999	45	65
		1000	45	75
		1000	55	75
		1000	65	85

Tabella 4.13: Il campione di eventi $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma$ e $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma\gamma$ simulati alle diverse energie e con la configurazione del rivelatore corrispondente all'anno di presa dati.

di ordine superiore generando esplicitamente un numero arbitrario di fotoni aggiuntivi da ISR in base all'approccio di Yennie-Frautschi-Suura (YFS) [15], i campioni di eventi simulati elencati in tabella 4.12, con la luminosità equivalente corrispondente.

Per lo studio del segnale $e^+e^- \rightarrow YY \rightarrow XX\gamma\gamma$ è stato utilizzato il programma Monte Carlo SUSYGEN [16], che è in grado di generare eventi da processi del tipo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma\gamma$ e $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma$, includendo la radiazione di stato iniziale. I fotoni nello stato finale presentano una distribuzione uniforme in $\cos\theta$ e in energia, i cui valori minimi e massimi dipendono da \sqrt{s} e dalle masse m_X e m_Y delle particelle X e Y

coinvolte. Una parte dei campioni generati, a diversi valori di \sqrt{s} , e di m_X, m_Y limitati negli intervalli $45 < m_Y < \frac{\sqrt{s}}{2} \text{ GeV}/c^2$ e $m_X < m_Y$, è stata successivamente processata con l'intera simulazione del rivelatore, nelle configurazioni corrispondenti all'anno di presa dati, ed è riportata in tabella 4.13.

3.2 La selezione degli eventi

La selezione dei candidati $e^+e^- \rightarrow YY \rightarrow XX\gamma\gamma$ avviene in due stadi:

- un primo stadio di preselezione, in cui vengono selezionati gli eventi con due fotoni ed energia trasversa mancante. Questa preselezione permette di controllare l'accordo tra i dati e la simulazione del processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$, che rappresenta il contributo dominante al fondo atteso.
- un secondo stadio finalizzato all'innalzamento del rapporto segnale su fondo, che opera sulla massa mancante del sistema dei due fotoni osservati, sui loro impulsi trasversi o angoli polari, e sulla compatibilità delle energie e direzioni dei fotoni con le masse ipotizzate delle particelle X e Y . I criteri di selezione adottati dipenderanno quindi in questo caso dalle assunzioni sulla LSP, per ottimizzare le efficienze del segnale nei due diversi scenari considerati.

3.2.1 La preselezione

La preselezione degli eventi con due fotoni nello stato finale si basa sulle seguenti richieste:

- 1 almeno due clusters elettromagnetici nel FEMC o nell'HPC con energia $E_{1,2} > 0.05 \cdot \frac{\sqrt{s}}{2}$, e non più di quattro in totale;
- 2 almeno uno dei suddetti clusters rivelato con angolo polare compreso nella regione $25^\circ < \theta < 155^\circ$, e l'altro nella regione $10^\circ < \theta < 170^\circ$;
- 3 acollinearità $\xi < 170^\circ$
- 4 acoplanarità $\zeta > 3^\circ$, e $\zeta > 5^\circ$ se un fotone è rivelato nel FEMC.
- 5 energia visibile totale $E_{vis} < 0.9 \cdot \sqrt{s}$;
- 6 non più di un hit del VD o del VFT associati a ciascun cluster elettromagnetico in base all'algoritmo di separazione e/γ , e l'assenza totale di tracce ricostruite dal sistema ID-TPC-OD a cui sia associato un hit del VD o del VFT;
- 7 assenza di depositi di energia negli strati esterni del calorimetro adronico HCAL;
- 8 impulso trasverso totale $p_T > 0.03 E_{miss}$, con $p_T = | \vec{p}_{T1} + \vec{p}_{T2} |$ ed $E_{miss} = \sqrt{s} - E_{vis}$;
- 9 l'energia totale nello STIC $E_{STIC} < 0.02 \cdot \sqrt{s}$;
- 10 la direzione dell'impulso mancante totale $\vec{p}_{miss} = -\vec{p}_1 - \vec{p}_2$ compresa nella regione di angolo polare $10^\circ < \theta < 170^\circ$, lontana almeno 10° da contatori di ermeticità che abbiano dato segnale.

Il criterio 3 elimina quegli eventi in cui viene emesso un singolo fotone che converte nel materiale di fronte ai calorimetri, e produce due cluster separati nel FEMC o nell'HPC. I criteri 4 e 5 riducono la contaminazione da eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$, mentre i criteri 6 e 7 sono analoghi alle selezioni descritte nelle sezioni precedenti per il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$, e assicurano da un lato la selezione dei fotoni che convertono dopo aver attraversato il rivelatore di vertice, e dall'altro la reiezione degli eventi cosmici. Il criterio 6 in particolare, grazie all'efficacia dell'algoritmo di separazione e/γ , ha reso possibile, come già anticipato

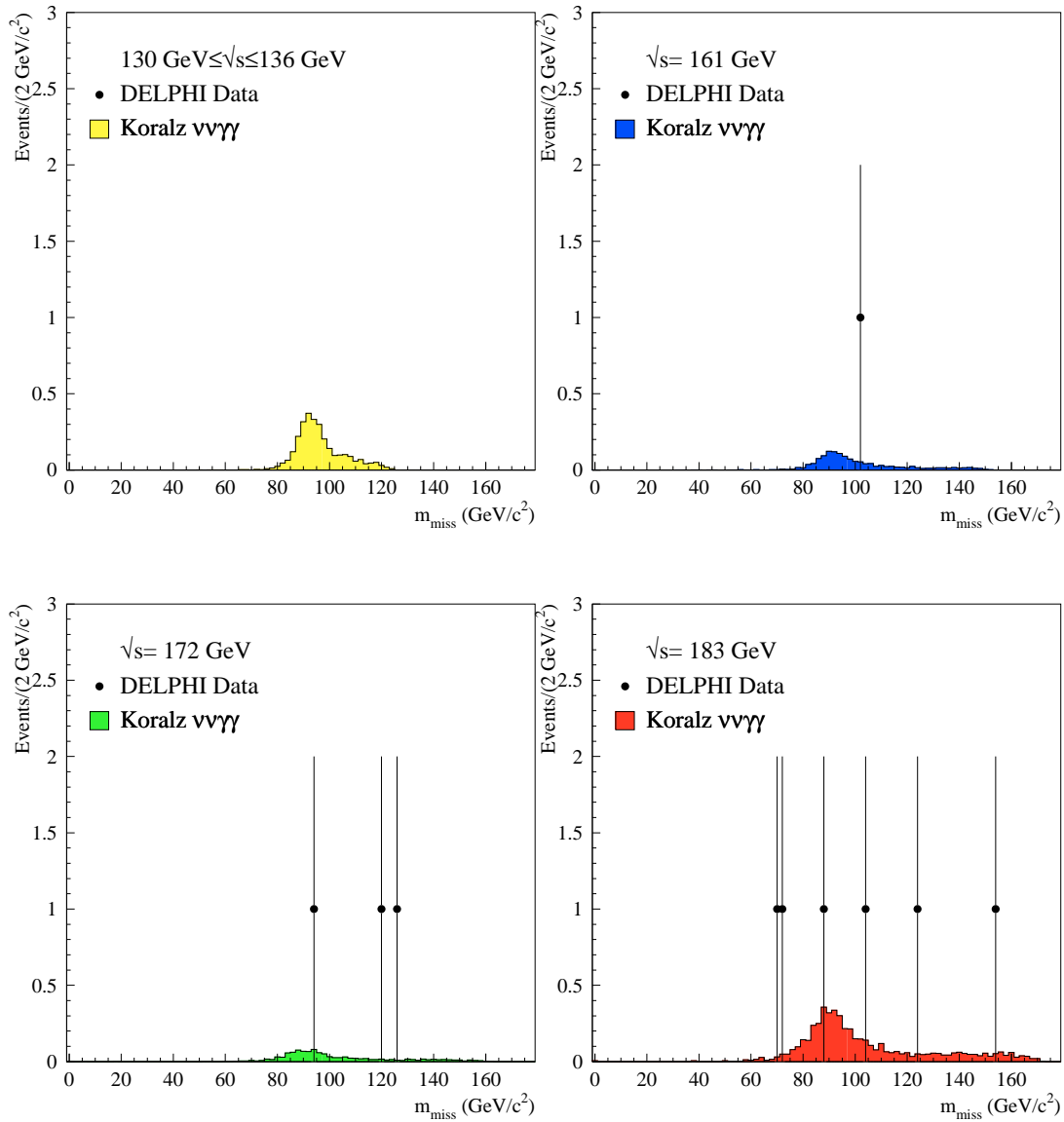


Figura 4.12: Distribuzione della massa mancante degli eventi che superano la preselezione descritta nel testo, e riportati in tabella 4.14 per ciascun valore di \sqrt{s} : dati reali (pallini neri) e simulazione del processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$ (area scura)

nel capitolo precedente, l'aumento dell'efficienza media di selezione del segnale mantenendo i medesimi livelli di contaminazione dal fondo, rispetto ad una analisi precedente [17] che utilizzava il solo sistema di tracciamento basato sulla TPC. Nel caso particolare dello scenario \tilde{GLSP} , si è infatti passati dal 35% a circa il 50% di efficienza media. Questo miglioramento è dovuto sia al recupero dei fotoni convertiti, che all'allargamento della regione di accettazione a quelle regioni di separazione in ϕ tra i settori della TPC che dovevano necessariamente essere escluse nell'analisi precedente. I criteri 8 e 9 eliminano il fondo da Bhabha doppio radiativi dove gli elettroni sfuggono lungo il fascio senza essere rivelati.

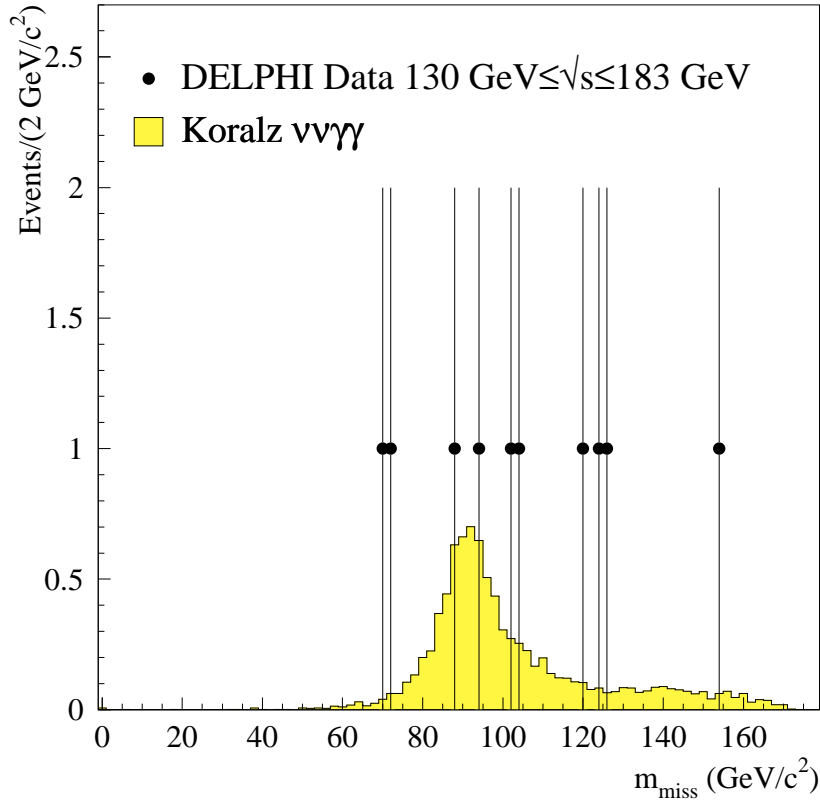


Figura 4.13: Distribuzione della massa mancante per tutti gli eventi che superano la preselezione descritta nel testo: dati reali (pallini neri) e simulazione del processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$ (area scura).

\sqrt{s} (GeV)	$f \mathcal{L} dt$ (pb $^{-1}$)	Dati	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$
130	5.86	0	1.51 ± 0.03
136	5.87	0	1.38 ± 0.03
161	9.58	1	1.39 ± 0.03
172	9.85	3	1.09 ± 0.03
183	52.99	6	5.10 ± 0.12
130-183	84.15	10	10.47 ± 0.13

Tabella 4.14: Il numero di eventi che supera la preselezione, e il numero di eventi attesi dai processi del Modello Standard.

Eventi con un terzo cluster sono selezionati nel caso in cui:

11 $E_{vis} < 0.8 \cdot \sqrt{s}$

12 l'evento sia significativamente aplanare, ossia la somma degli angoli α_{ij} formati tra i tre fotoni osservati sia $\alpha_{12} + \alpha_{13} + \alpha_{23} < 358^\circ$

Queste richieste aggiuntive escludono dalla selezione gli eventi QED $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$, e migliorano l'efficienza del segnale nel caso venga irradiato un terzo fotone.

Il campione di eventi che supera la preselezione è riportato in tabella 4.14, dove è confrontato con il numero di eventi di fondo attesi, a cui contribuisce essenzialmente il solo processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$. Il contributo delle altre sorgenti di fondo (dato dalla QED, dagli eventi Bhabha doppio radiativi e dai raggi cosmici) è stato stimato essere nel totale inferiore a 0.2 eventi, e può quindi essere trascurato. La fig. 4.12 mostra la distribuzione della massa mancante m_{miss} di questi eventi, definita come $m_{miss} = \sqrt{E_{miss}^2 - p_{miss}^2}$, raffrontata con quella prevista dalla simulazione del processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$ per ciascun valore di \sqrt{s} , mentre la fig. 4.13 mostra la distribuzione cumulativa. In ogni figura è chiaramente visibile, in particolare nella distribuzione del fondo simulato, il picco attorno alla massa della Z^0 , che caratterizza questo tipo di eventi. Nella stima del fondo atteso si è tenuto conto dell'effetto dell'efficienza del trigger per gli eventi con due fotoni nello stato finale, determinato in funzione dell'energia e della direzione dei fotoni nel modo che è stato descritto nel capitolo 3, sezione 3.4. Nel complesso si osserva un ottimo accordo tra il numero di eventi selezionati, 10, e il numero di eventi attesi, 10.5.

3.2.2 La selezione finale per lo scenario $\tilde{\chi}_1^0 LSP$

Questo scenario corrisponde all'ipotesi $Y \equiv \tilde{\chi}_2^0$, $X \equiv \tilde{\chi}_1^0 \equiv LSP$ e $m_Y > m_X$. Al fine di migliorare il rapporto segnale su fondo, gli eventi preselezionati sono stati sottoposti ad un ulteriore filtro basato sulle seguenti richieste:

- 1' nel caso in cui $m_{miss} > 60 \text{ GeV}/c^2$ il cluster che forma l'angolo minimo con l'asse del fascio deve essere rivelato nella regione di angolo polare $20^\circ < \theta < 160^\circ$, mentre nel caso in cui la massa mancante abbia un valore compreso nell'intervallo $80 < m_{miss} < 110 \text{ GeV}/c^2$, entrambe i clusters devono essere rivelati nella regione di angolo polare $40^\circ < \theta < 140^\circ$;
- 2' l'energia misurata E_m (con risoluzione sperimentale $\sigma(E_m)$) di ciascuno dei due fotoni sia compresa nell'intervallo $[E_- - \sigma(E_m), E_+ + \sigma(E_m)]$ definito dalla compatibilità cinematica del processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma\gamma$ secondo la formula [18]:

$$E_{\pm} = \frac{\sqrt{s}}{4m_{\tilde{\chi}_2^0}^2} (m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2) \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4m_{\tilde{\chi}_2^0}^2}{s}} \right) \quad (4.5)$$

e la massa mancante sia almeno il doppio della massa ipotizzata per $\tilde{\chi}_1^0$: $m_{miss} > 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$.

Il criterio 1' sopprime drasticamente il fondo da processi standard in cui i fotoni sono emessi prevalentemente in avanti. La richiesta è rafforzata quando la massa mancante è vicina alla massa della Z^0 , perchè questa è la regione cinematica preferita dal processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$. Il criterio 2' esclude gli eventi in cui le energie e le direzioni dei fotoni misurate sono incompatibili con la cinematica dell'evento per determinate ipotesi sulle masse delle particelle $\tilde{\chi}_1^0$ e $\tilde{\chi}_2^0$. L'efficienza di selezione corrispondente ai criteri sopra definiti, discussa in dettaglio nella sezione 3.3, è di circa il 45%, per una differenza tra le masse $\Delta m = m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} > 10 \text{ GeV}/c^2$.

Il campione di eventi che supera il criterio 1' è riportato in tabella 4.15, dove è confrontato con quello atteso sulla base della simulazione del fondo. Nel complesso si trovano

Scenario $\tilde{\chi}_1^0 LSP$		
\sqrt{s} (GeV)	Data	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$
130	0	0.38 ± 0.02
136	0	0.35 ± 0.02
161	0	0.45 ± 0.03
172	1	0.36 ± 0.02
183	3	1.97 ± 0.09
130-183	4	3.51 ± 0.13

Tabella 4.15: Il numero di candidati che supera il criterio 1' della selezione per lo scenario $\tilde{\chi}_1^0 LSP$, trovato nei dati e atteso dal fondo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$ in funzione dell'energia del centro di massa. Il risultato corrisponde alla ricerca della reazione $e^+e^- \rightarrow YY \rightarrow XX\gamma\gamma$ quando la particella X è massiva.

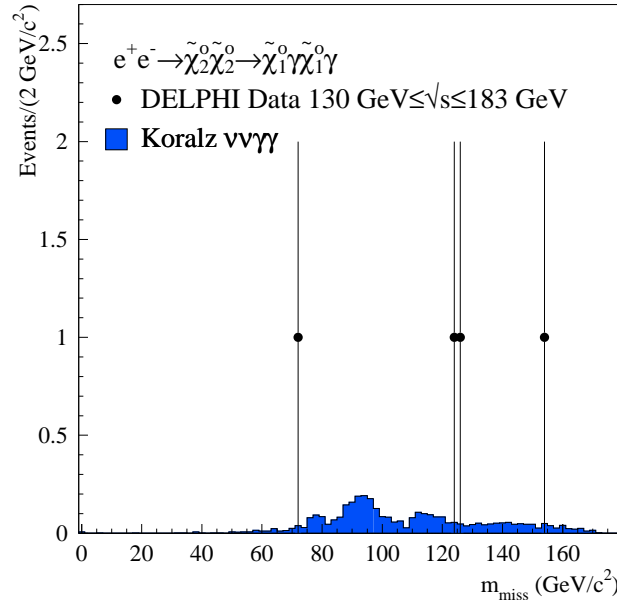


Figura 4.14: Distribuzione della massa mancante degli eventi che superano il criterio 1' della selezione finale per lo scenario $\tilde{\chi}_1^0 LSP$, ottenuta sommando tutti i dati raccolti ad energie del centro di massa comprese tra 130 e 183 GeV.

4 candidati a fronte di una previsione di 3.5. La distribuzione di m_{miss} per l'intero campione è mostrata in fig. 4.14, assieme alla previsione di KORALZ. Le energie e gli angoli polari dei fotoni, e il valore di m_{miss} per ciascuno dei candidati sono riportati in tabella 4.16.

L'effetto dell'applicazione del criterio 2' è evidenziato nella fig. 4.15, che mostra il numero di eventi selezionati (lato sinistro) e attesi dalla simulazione (lato destro) al variare della combinazione prescelta delle masse delle particelle $Y \equiv \tilde{\chi}_2^0$ e $X \equiv \tilde{\chi}_1^0$. Anche in questo caso, non si osserva nessuna deviazione dalle previsioni del Modello Standard.

Scenario $\tilde{\chi}_1^0 LSP$						
\sqrt{s} (GeV)	Run/Evento	$E_{\gamma 1}$ (GeV)	$E_{\gamma 2}$ (GeV)	$\theta_{\gamma 1}$ ($^\circ$)	$\theta_{\gamma 2}$ ($^\circ$)	m_{miss} GeV/c ²
172	71058/1441	27.6	13.9	97.2	134.7	126.0
183	80018/13767	43.9	6.2	25.3	70.9	124.4
183	78145/9878	71.8	7.6	59.7	30.1	72.8
183	78473/2646	14.3	14.0	120.5	24.9	154.6

Tabella 4.16: Le caratteristiche rilevanti (energie, angoli polari e massa mancante) degli eventi candidati $e^+e^- \rightarrow YY \rightarrow XX\gamma\gamma$ nel caso in cui la particella X sia massiva.

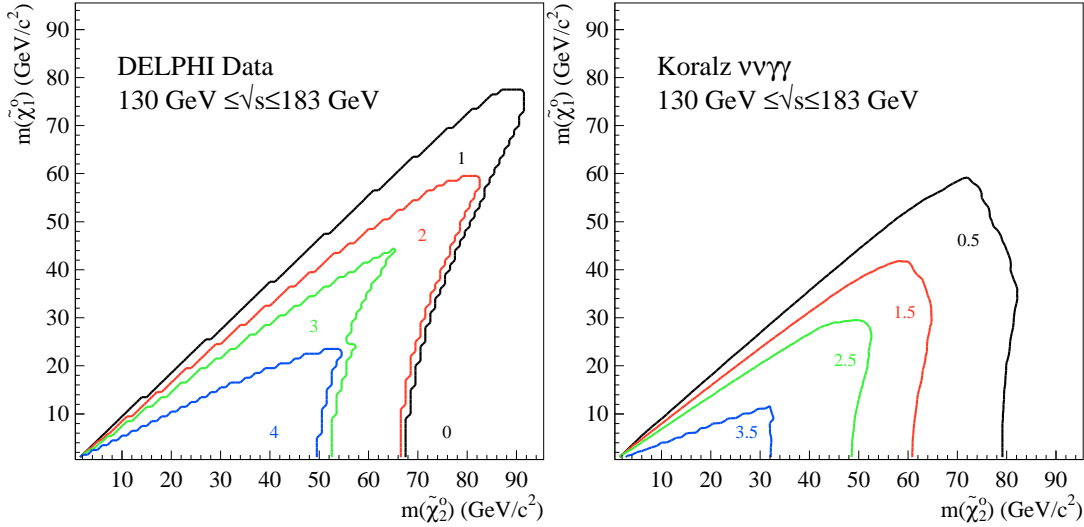


Figura 4.15: Il numero di eventi selezionati nei dati (a sinistra) e il numero di eventi attesi dal fondo (a destra) per lo scenario $\tilde{\chi}_1^0 LSP$ in funzione delle masse ipotizzate delle particelle $X \equiv \tilde{\chi}_1^0$ e $Y \equiv \tilde{\chi}_2^0$ dopo aver sommato tutti i dati alle diverse energie di centro di massa.

3.2.3 La selezione finale per lo scenario $\tilde{G} LSP$

Questo scenario corrisponde all'ipotesi $Y \equiv \tilde{\chi}_1^0$, $X \equiv \tilde{G}$ e $m_{\tilde{G}} \approx 0$. In questo caso i fotoni emessi tendono ad avere energia più elevata, e i criteri che operano sull'angolo minimo dei fotoni sono sostituiti da criteri corrispondenti che operano sugli impulsi trasversi, e che si rivelano più efficaci. Inoltre, un migliore rapporto segnale su fondo è ottenuto modificando il criterio relativo alla compatibilità cinematica. I criteri di selezione ottimizzati per questo scenario sono quindi basati sulle seguenti richieste:

- 1'' l'impulso trasverso di ogni cluster $p_{T1,2} > 0.035 \cdot \sqrt{s}$ nel caso in cui sia $m_{miss} > 60 \text{ GeV}/c^2$, e $p_{T1,2} > 0.070 \cdot \sqrt{s}$ nel caso in cui la massa mancante abbia un valore compreso nella regione $80 < m_{miss} < 110 \text{ GeV}/c^2$;

2'' per un fissato valore $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ipotizzato per la massa della particella $Y \equiv \tilde{\chi}_1^0$, deve essere $M_{\tilde{\chi}_1^0}^{max} \equiv m_{\tilde{\chi}_1^0}^{max} + 15 \text{ GeV}/c^2 > m_{\tilde{\chi}_1^0}$, dove $m_{\tilde{\chi}_1^0}^{max}$ è il massimo tra i valori della massa di $\tilde{\chi}_1^0$ compatibili con le energie e gli angoli dei fotoni osservati (senza considerare le incertezze sperimentali sulle quantità misurate che sono incluse in $M_{\tilde{\chi}_1^0}^{max}$), determinato in base alla formula [19]:

$$\begin{aligned}
m_{\tilde{\chi}_1^0}^{max} &= 2 \cdot (\sin \psi_{11'}^{max}) \cdot \sqrt{E_1 \left(\frac{\sqrt{s}}{2} - E_1 \right)} \\
\psi_{11'}^{max} &= \pi - \arccos \left(\frac{p_{miss}^2 + E_1^2 - E_2^2 - (E_1 - E_2)\sqrt{s}}{p_{miss} \cdot (\sqrt{s} - 2E_1)} \right) \\
&\quad + \arccos \left(\frac{p_{miss}^2 + E_1^2 - E_2^2}{p_{miss} E_1} \right)
\end{aligned} \tag{4.6}$$

Scenario $\tilde{G}LSP$		
\sqrt{s} (GeV)	Data	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$
130	0	0.17 ± 0.01
136	0	0.15 ± 0.01
161	0	0.36 ± 0.02
172	2	0.33 ± 0.02
183	0	1.77 ± 0.08
130-183	2	2.78 ± 0.11

Tabella 4.17: Il numero di candidati che supera il criterio 1'' della selezione per lo scenario $\tilde{G}LSP$, trovato nei dati e atteso dal fondo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$ in funzione dell'energia del centro di massa. Il risultato corrisponde alla ricerca della reazione $e^+e^- \rightarrow YY \rightarrow XX\gamma\gamma$ quando la particella X ha massa praticamente nulla.

Scenario $\tilde{G}LSP$							
\sqrt{s} (GeV)	Run/Evento	E_{γ_1} (GeV)	E_{γ_2} (GeV)	θ_{γ_1} (°)	θ_{γ_2} (°)	m_{miss} GeV/ c^2	$M_{\tilde{\chi}_1^0}^{max}$ GeV/ c^2
172	70972/8114	39.2	29.0	127.2	28.9	94.1	86.0
172	71058/1441	27.6	13.9	97.2	134.7	126.0	78.0

Tabella 4.18: Le caratteristiche rilevanti (energie, angoli polari, massa mancante e massimo valore di $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ compatibile sperimentalmente) degli eventi candidati $e^+e^- \rightarrow YY \rightarrow XX\gamma\gamma$ nel caso in cui la particella X sia priva di massa.

Il campione di eventi che supera il criterio 1'' è riportato in tabella 4.17, assieme alla corrispondente stima del fondo. Ancora, non si manifesta nessun eccesso nei dati, dal momento che si trovano in totale 2 candidati a fronte di una previsione di 2.8 dai processi

del Modello Standard. Se si analizzano i singoli punti in energia, si può notare che i due candidati, già identificati in un precedente lavoro [20, 21], sono entrambi a $\sqrt{s} = 172 \text{ GeV}$. In particolare nessun candidato è stato trovato a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$, dove era atteso un fondo di 1.77 eventi.

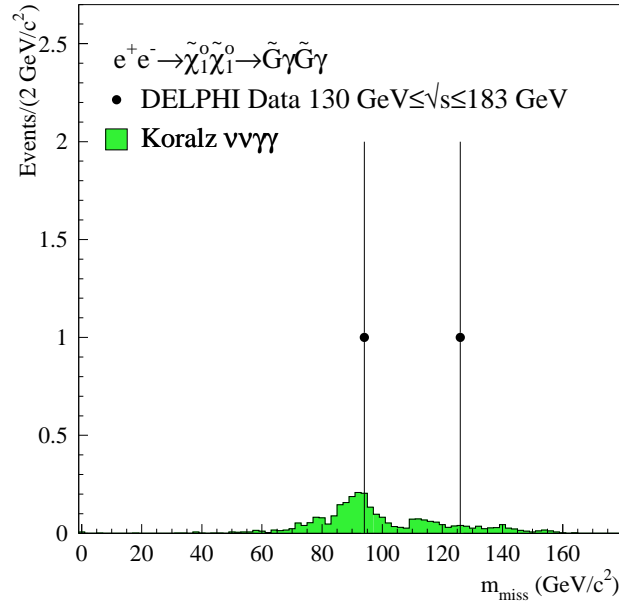


Figura 4.16: Distribuzione della massa mancante degli eventi che superano il criterio $1''$ della selezione finale per lo scenario \tilde{GLSP} , ottenuta sommando tutti i dati raccolti ad energie del centro di massa comprese tra 130 e 183 GeV .

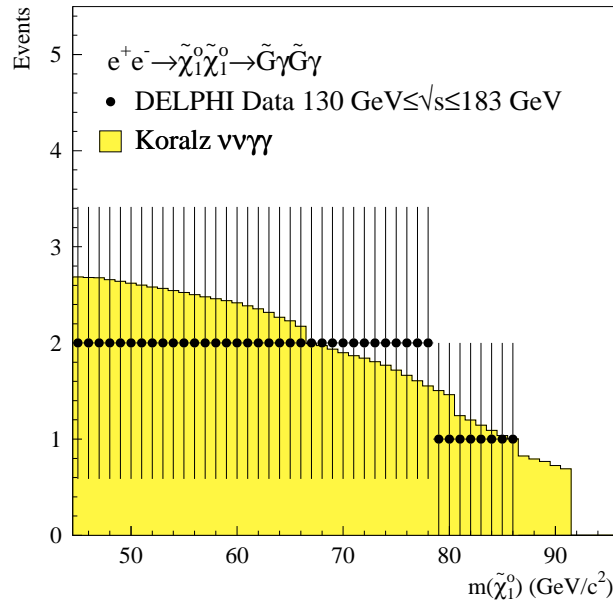


Figura 4.17: Il numero di eventi selezionati nei dati (pallini neri) e il numero di eventi previsti in base alla simulazione del fondo (area scura) per lo scenario \tilde{GLSP} in funzione del massimo valore di $m_\gamma = m_{\tilde{\chi}_1^0}$ compatibile con le caratteristiche dei fotoni rivelati.

Le caratteristiche principali degli eventi candidati sono descritte in tabella 4.18. La distribuzione complessiva di m_{miss} è mostrata in fig. 4.16, assieme alla predizione di KORALZ. La compatibilità dei candidati con una massa ipotizzata per la particella $Y = \tilde{\chi}_1^0$ è mostrata in fig. 4.17, dove in funzione di $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ sono riportati il numero di eventi candidati e di fondo atteso dopo l'applicazione del criterio 2''. Solo uno dei candidati è compatibile con masse del $\tilde{\chi}_1^0$ superiori a $78 \text{ GeV}/c^2$, mentre nessuno è compatibile con masse maggiori di $86 \text{ GeV}/c^2$.

3.3 La determinazione dell'efficienza di selezione

L'efficienza per la selezione del segnale è stata stimata generando dei campioni di eventi $e^+e^- \rightarrow YY \rightarrow XX\gamma\gamma$ con il programma SUSYGEN [16], per tutti i valori di m_Y e m_X , campionati ogni $5 \text{ GeV}/c^2$, negli intervalli $45 < m_Y < \frac{\sqrt{s}}{2} \text{ GeV}/c^2$ e $m_X < m_Y$. Data la semplicità dello stato finale, il responso del rivelatore è stato simulato in modo semplificato per tutti i campioni, introducendo con un programma Montecarlo gli effetti della risoluzione sulla misura dei quadrimpulsi generati. Un confronto con la simulazione completa del rivelatore, effettuata per i valori di $m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{\chi}_2^0}$ riportati in tabella 4.13, ha mostrato un accordo sempre migliore del 4% (relativo) con il generatore modificato. Come nel caso dei processi di fondo, l'efficienza di trigger per il segnale è stata stimata nel modo descritto nel capitolo 3. L'efficienza complessiva per il segnale, ottenuta dal prodotto delle efficienze di selezione e di trigger, è mostrata in fig. 4.18 per alcune combinazioni di massa nello scenario $\tilde{\chi}_1^0 LSP$, a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$. Curve simili si ottengono a valori di \sqrt{s} inferiori. Si noti come il criterio sull'energia minima per i fotoni adottato nella selezione degli eventi riduca sensibilmente l'efficienza quando la differenza tra le masse $\Delta m = m_Y - m_X$ è inferiore a $10 \text{ GeV}/c^2$. La fig. 4.19 mostra l'efficienza per i diversi valori di \sqrt{s} nello scenario $\tilde{G}LSP$, in funzione di $m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Si noti come l'efficienza a $\sqrt{s} = 172 \text{ GeV}$ sia inferiore del $\sim 15 - 20\%$ relativo rispetto agli altri punti a causa della temporanea inefficienza del trigger nella regione del barile già evidenziata nel capitolo 3, fig. 3.19. All'efficienza complessiva per il segnale è stato assegnato un errore sistematico del 5%. Queste stime, assieme a quelle che riguardano il contributo dei processi di fondo, saranno utilizzate nel capitolo 5, sezione 4, per determinare i limiti superiori alle sezioni d'urto di produzione per i processi dei due scenari considerati.

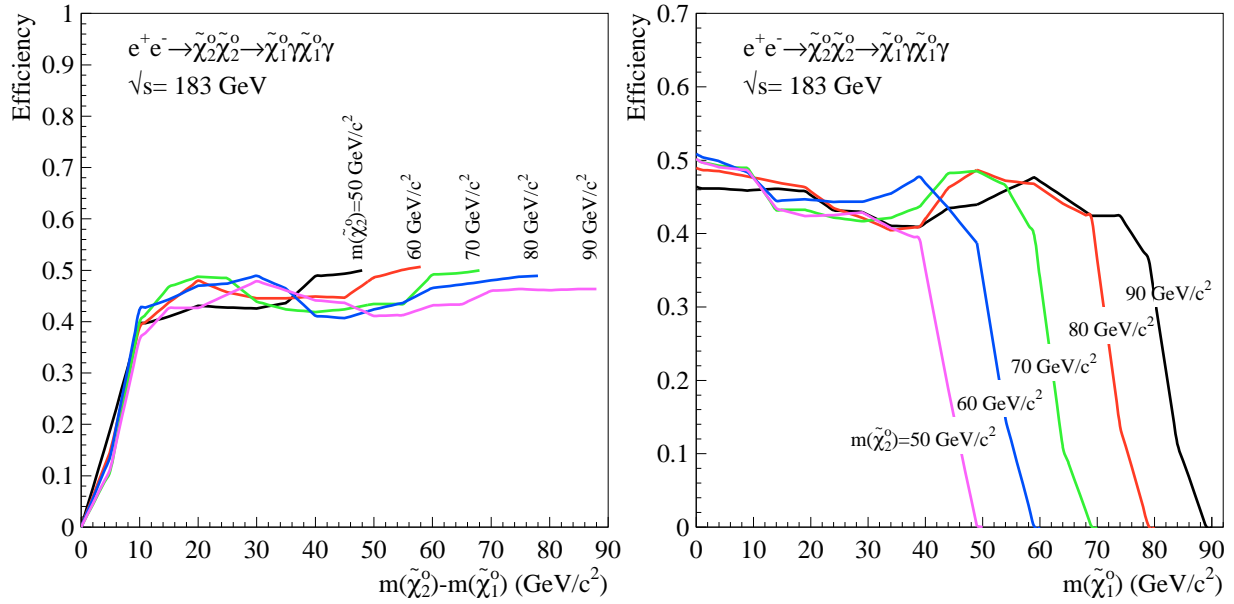


Figura 4.18: Efficienza di selezione per il processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \gamma \gamma$ in funzione della masse dei neutralini più leggeri $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_1^0$, a $\sqrt{s} = 183$ GeV. La stima dell'efficienza include il contributo del trigger.

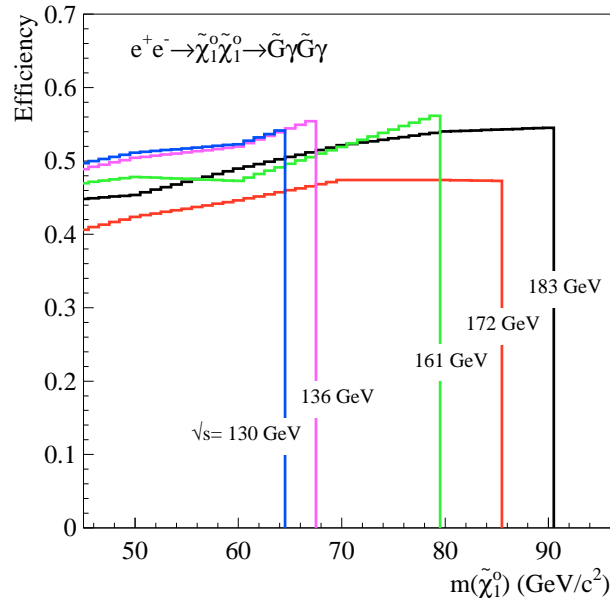


Figura 4.19: Efficienza di selezione per il processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G} \tilde{G} \gamma \gamma$ in funzione della massa del $\tilde{\chi}_1^0$, per ciascun valore di \sqrt{s} . La stima dell'efficienza include il contributo del trigger.

Bibliografia

- [1] DELPHI collaboration, Phys. Lett. B327 (1994) 386
- [2] F.A.Berends and R.Kleiss, Nucl. Phys. B186 (1981) 22.
- [3] DELPHI collaboration, "DELSIM, DELPHI Event Generation and Detector Simulation Users's Guide", DELPHI 89-67 PROG 142
- [4] F.A.Berends, W.Hollik and R.Kleiss, Nucl. Phys. B304 (1988) 712.
- [5] D. Karlen, Nucl.Phys. B289 (1987) 23
- [6] W.Beenakker et al, Nucl.Phys. B349 (1991) 323
- [7] M.Calvi, P.Checchia and M.Verlato, "Measurement of $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ cross section and forward-backward asymmetry at the Z^0 peak with 1993 data", DELPHI 96-22 PHYS 597
- [8] DELPHI collaboration, "Cross Sections and Leptonic Forward-Backward Asymmetries from the Z Running of LEP", in preparazione.
- [9] F.Aversa and M.Greco, Phys. Lett. B271 (1991) 435
- [10] B. Escoubes et al., Nucl. Inst. and Meth. A257 (1987) 346
- [11] F.James, CERN Program Library W515
- [12] M. Baillargeon et al., Z. Phys. C71 (1996) 431
- [13] P.Bain and R.Pain, "Acoplanar Photons Background Generators", DELPHI 97-89 CONF 75, 15 August 1997, submitted to HEP'97 Conference.
- [14] S.Jadach et al., Comput. Phys. Commun. 79 (1994) 503
- [15] D.R.Yennie et al., Annals Phys. 13 (1961) 379
- [16] S.Katsanevas and Peter Morawitz, hep-ph/9711417, submitted to Comput. Phys. Commun.
- [17] F.Barão et al., "Search for two acoplanar photons at $\sqrt{s} = 130 - 136$ and 161 GeV", DELPHI 96-125 CONF 49
- [18] G.L. Kane and Gregory Mahlon, Phys.Lett. B408 (1997) 222
- [19] J.L.Lopez and D.V.Nanopoulos, Phys. Rev. D55 (1997) 4450
- [20] P.Checchia, A.DeMin and M.Verlato, "Update of the search for the reaction $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ at $\sqrt{s} = 130$ to 172 GeV in the context of SUSY models with light gravitinos", DELPHI 97-40 PHYS 693
- [21] DELPHI collaboration, Eur. Phys. J. C1 (1998) 1

Capitolo 5

I risultati

1 Test della QED

Possibili deviazioni dalla QED sono state ricercate confrontando il numero di eventi $N(i, j, \sqrt{s})$ selezionati nell'anno i -esimo, nel j -esimo intervallo di angolo polare e per ogni energia \sqrt{s} (a cui corrispondono le sezioni d'urto differenziali mostrate nelle fig. 4.8 e 4.9 del capitolo precedente), con il numero di eventi $N_{th}(i, j, \sqrt{s}, \Lambda)$ attesi teoricamente in base alle formule (1.5) e (1.12), (1.13) del capitolo 1, con $\Lambda = \Lambda_+, \Lambda_-, \Lambda'$. Indicando con $f(\Lambda)$ la funzione che in quelle formule moltiplica $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Born}$, si è posto:

$$N_{th}(i, j, \sqrt{s}, \Lambda) = \lambda(i, \sqrt{s}) L \left(\epsilon_j \epsilon_j^{TR} c_j \int_{\Omega_j} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Born} f(\Lambda) d\Omega + \sigma_{bkg}^j \right) \quad (5.1)$$

dove $\lambda(i, \sqrt{s})$ è un fattore di normalizzazione da introdurre come parametro libero di variare nel fit dal suo valore aspettato uguale a 1 per tener conto degli errori sistematici; L è la luminosità integrata; $\epsilon_j, \epsilon_j^{TR}, c_j$ e σ_{bkg}^j sono i fattori correttivi e il contributo dei processi di fondo determinati nel capitolo precedente; Ω_j è la regione di angolo solido corrispondente all'intervallo j -esimo;

Si effettua quindi un fit di massima verosimiglianza usando il metodo della "binned log likelihood". La funzione di verosimiglianza da massimizzare si basa sulla statistica di Poisson, ed è data dalla relazione:

$$\ell(\Lambda, \lambda_h) = \prod_k \frac{(N_{th,k})^{N_k}}{N_k!} e^{-N_{th,k}} \prod_h \frac{1}{\sqrt{2\pi} \delta\lambda_h} \exp \left[\frac{-(1 - \lambda_h)^2}{2 (\delta\lambda_h)^2} \right] \quad (5.2)$$

dove con k si è indicato l'indice identificato dalla terna (i, j, \sqrt{s}) , e con h l'indice identificato dalla coppia (i, \sqrt{s}) per cui si è scelto di introdurre un fattore di normalizzazione indipendente per tenere conto nel fit dell'errore sistematico associato ad ogni campione di eventi, e indicato nella formula da $\delta\lambda_h$, a cui saranno assegnati i valori corrispondenti riportati nella tabella 4.8 del capitolo precedente, nella colonna di $\delta\sigma_{sys}$. Ad esempio, come si è visto, le efficienze di selezione e di trigger possono variare sensibilmente di anno in anno e in funzione dell'energia, contribuendo quindi in modo scorrelato all'errore sistematico. Sono stati introdotti 10 fattori di normalizzazione per un totale di 10+1 parametri liberi nel fit, che è stato realizzato mediante il programma MINUIT [1]. Questi corrispondono a:

- un fattore per i dati raccolti nel 1990: λ_{90}
- uno per i dati raccolti nel periodo 1991-1992: λ_{91-92}
- uno per i dati raccolti nel 1993: λ_{93}
- uno per i dati raccolti nel 1994: λ_{94}
- tre per i dati raccolti nel 1995: uno per il primo periodo (detto prescan), $\lambda_{95,PS}$, uno per il periodo successivo di scan in energia attorno alla Z^0 , $\lambda_{95,S}$ (questa scelta è determinata dalla diversa struttura del trigger nei due periodi, come descritto nel

Fattori di normalizzazione	Valore centrale
λ_{90}	0.990 ± 0.029
λ_{91-92}	1.000 ± 0.008
λ_{93}	0.985 ± 0.024
λ_{94}	0.995 ± 0.014
$\lambda_{95,PS}$	0.999 ± 0.020
$\lambda_{95,S}$	0.993 ± 0.015
$\lambda_{95,P3}$	0.999 ± 0.031
$\lambda_{96,P1}$	1.007 ± 0.031
$\lambda_{96,P2}$	1.007 ± 0.041
λ_{97}	1.003 ± 0.022

Parametro	Valore centrale
$\pm\Lambda_{\pm}^{-4}$	$(-1.94 \pm 1.43) \cdot 10^{-10} GeV^{-4}$
Λ'^{-6}	$(-1.78 \pm 1.37) \cdot 10^{-17} GeV^{-6}$

Parametro	Limite inf. 95% CL (GeV)
Λ_+	269
Λ_-	222
Λ'	610

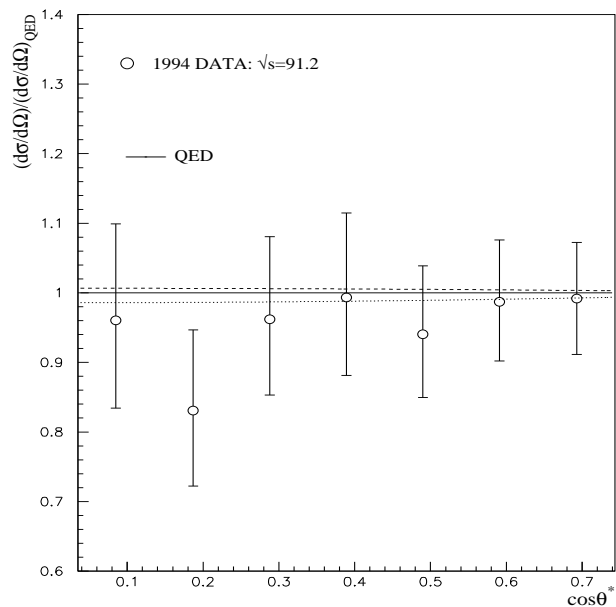
Tabella 5.1: Risultato dei fit ai parametri Λ_{\pm}^{-4} , Λ'^{-6} .

capitolo 3), e uno per il periodo corrispondente alla presa dati a $\sqrt{s} = 130 - 136 GeV$, $\lambda_{95,P3}$

- due per i dati raccolti nel 1996: $\lambda_{96,P1}$ a $\sqrt{s} = 161 GeV$ e $\lambda_{96,P2}$ a $\sqrt{s} = 172 GeV$
- uno per i dati raccolti nel 1997 a $\sqrt{s} = 183 GeV$: λ_{97}

Al posto della variabile Λ si utilizza nel fit il parametro $\eta = \Lambda_{\pm}^{-4}, \Lambda'^{-6}$, che ha il vantaggio di avere un comportamento approssimativamente gaussiano. I risultati sono riassunti in tabella 5.1, e non mostrano deviazioni significative dalla QED. Questi si traducono in limiti inferiori al 95% di livello di confidenza (CL), calcolati secondo l'approccio bayesiano, che considera la funzione di verosimiglianza ℓ come espressione della densità

DELPHI



DELPHI

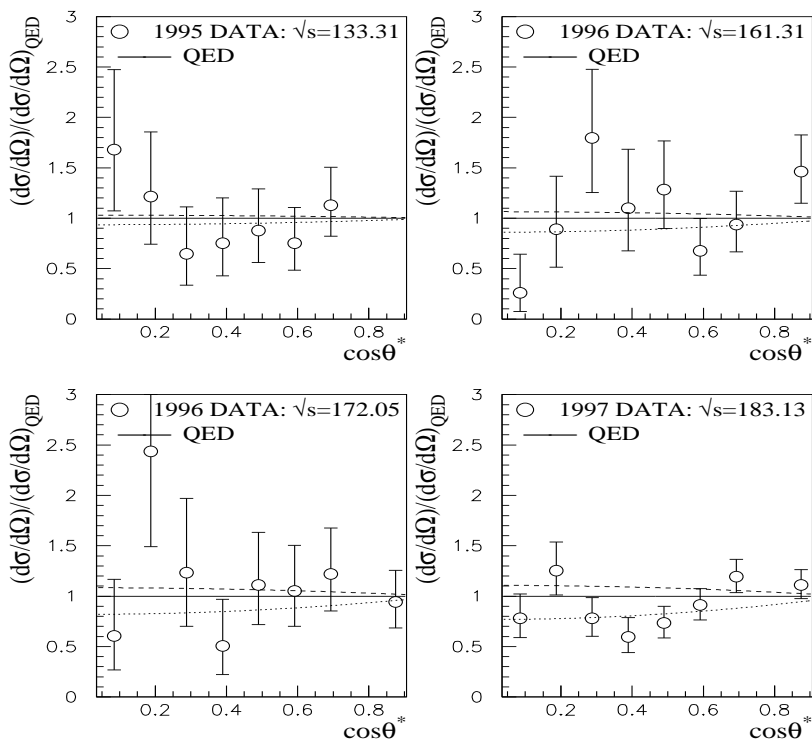


Figura 5.1: Rapporto tra le sezioni d'urto differenziali misurate e la predizione QED per il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ al picco della Z^0 nell'anno 1994 e alle diverse energie $\sqrt{s} > 130 \text{ GeV}$ negli anni 1995-1997. La linea continua indica la predizione QED, mentre le linee tratteggiate e punteggiate mostrano rispettivamente i limiti posti alle deviazioni dalla QED in termini dei parametri $\Lambda_+ = 269 \text{ GeV}$ e $\Lambda_- = 222 \text{ GeV}$ ottenuti dal fit descritto nel testo.

λ_γ	$M_{e^*}^{-4}$ (GeV/c ²) ⁻⁴	Limite inf. 95% CL su M_{e^*} (GeV/c ²)
0.5	$(-18.33 \pm 13.36) \cdot 10^{-10}$	168
1.0	$(-3.04 \pm 2.21) \cdot 10^{-10}$	252
1.5	$(-1.16 \pm 0.85) \cdot 10^{-10}$	315
2.0	$(-0.60 \pm 0.45) \cdot 10^{-10}$	367
2.5	$(-0.37 \pm 0.27) \cdot 10^{-10}$	413
3.0	$(-0.24 \pm 0.18) \cdot 10^{-10}$	453

Tabella 5.2: Risultato dei fit a $M_{e^*}^{-4}$ per diversi valori di λ_γ .

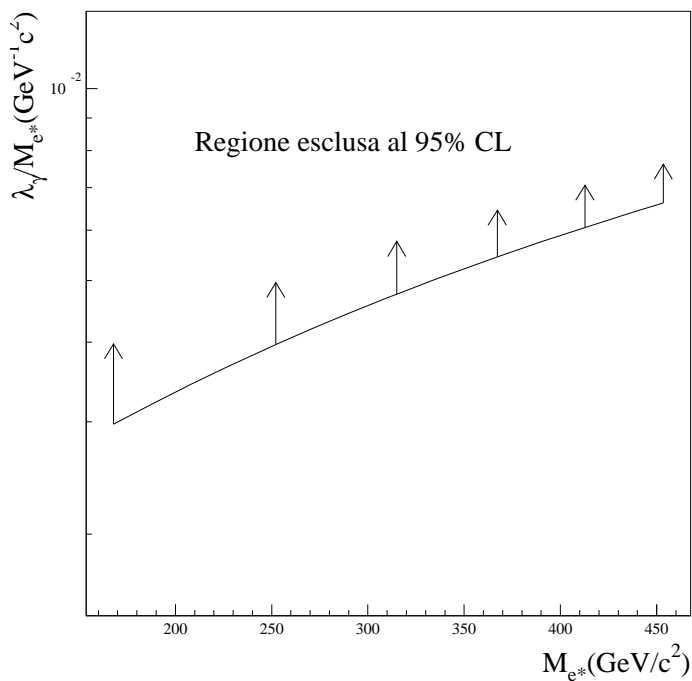


Figura 5.2: La regione di esclusione al 95% CL nel piano $(M_{e^*}, \frac{\lambda_\gamma}{M_{e^*}})$. Per $M_{e^*} < 183 \text{ GeV}/c^2$ i limiti migliori sono ottenuti mediante la ricerca diretta dell'elettrone eccitato nella reazione $e^+e^- \rightarrow e^*e$ [3].

di probabilità del parametro η . Conservativamente, i limiti sono ottenuti normalizzando la probabilità alla regione in cui il parametro ha significato fisico ($\eta > 0$), adottando la procedura descritta in [2]. La fig. 5.1 mostra i rapporti tra le sezioni d'urto differenziali misurate e previste a livello Born dalla QED, confrontati con la previsione nel caso di deviazioni parametrizzate dai valori limite di Λ_+ e Λ_- ottenuti dal fit.

In modo analogo, si sono ricercate possibili deviazioni dalla QED indotte dallo scambio di un elettrone eccitato virtuale di massa M_{e^*} e costante di accoppiamento λ_γ , secondo la trattazione esposta nel capitolo 1. In particolare, sostituendo in (5.1) la funzione $f(\Lambda)$ con l'analoga $f^*(\lambda_\gamma, M_{e^*})$ ricavata dalla formula (1.7), è possibile estrarre per diversi valori di λ_γ il valore centrale di $\eta = M_{e^*}^{-4}$ e il corrispondente limite inferiore al 95% CL per M_{e^*} , che sono riassunti nella tabella 5.2. In fig. 5.2 è mostrata la regione di esclusione al 95% CL nel piano $(M_{e^*}, \frac{\lambda_\gamma}{M_{e^*}})$.

2 Limiti sui decadimenti rari $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $Z^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ e $Z^0 \rightarrow \eta\gamma$

Il numero totale di eventi raccolti nell'anno i -esimo (≤ 1995) per ogni energia \sqrt{s} ($88 < \sqrt{s} < 94 \text{ GeV}$), $N(i, \sqrt{s})$ (riportati nella tabella 4.2 del capitolo precedente), è stato confrontato con il numero di eventi attesi teoricamente $N(i, \sqrt{s}, \Gamma_X)$, supponendo che la sezione d'urto sia la somma del contributo QED e del contributo di un decadimento della Z^0 , avente larghezza parziale Γ_X , dato da una curva di tipo Breit-Wigner convoluta con una funzione che descrive l'effetto della radiazione di stato iniziale, secondo la trattazione esposta in [4]:

$$\sigma_Z(s) = \frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_X}{(s - m_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/m_Z^2} \cdot \frac{s}{m_Z^2} \cdot (1 + \delta_{ISR}(s)) \quad (5.3)$$

dove Γ_Z è la larghezza totale di decadimento della Z^0 , e $\delta_{ISR}(s)$ rappresenta l'effetto della convoluzione.

Parametro	Valore	Limite sup. 95% CL (su Γ)	Limite sup. 95% CL (su BR)
λ_{90}	0.994 ± 0.029		
λ_{91-92}	1.002 ± 0.020		
λ_{93}	0.991 ± 0.025		
λ_{94}	0.998 ± 0.014		
$\lambda_{95,PS}$	0.999 ± 0.020		
$\lambda_{95,S}$	0.993 ± 0.015		
$\Gamma(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma)$	$-58.0 \pm 36.4 \text{ keV}$	38.8 keV	$1.56 \cdot 10^{-5}$
$\Gamma(Z^0 \rightarrow \pi^0\gamma)$	$-55.8 \pm 36.7 \text{ keV}$	40.2 keV	$1.61 \cdot 10^{-5}$
$\Gamma(Z^0 \rightarrow \eta\gamma)$	$-75.9 \pm 52.4 \text{ keV}$	58.8 keV	$2.36 \cdot 10^{-5}$
$\Gamma(Z^0 \rightarrow \omega\gamma)$	$-592.8 \pm 435.2 \text{ keV}$	503.2 keV	$20.17 \cdot 10^{-5}$

Tabella 5.3: Risultato dei fit alle Γ_X .

Si è quindi posto:

$$N_{th}(i, \sqrt{s}, \Gamma_X) = \lambda(i, \sqrt{s}) L \left[\int_{\Omega_B} \epsilon_B^{TR} \epsilon_B c_B \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Born} d\Omega + \epsilon_B^{TR} \epsilon_X \sigma_Z(s) + \sigma_{bkg}^B \right] \quad (5.4)$$

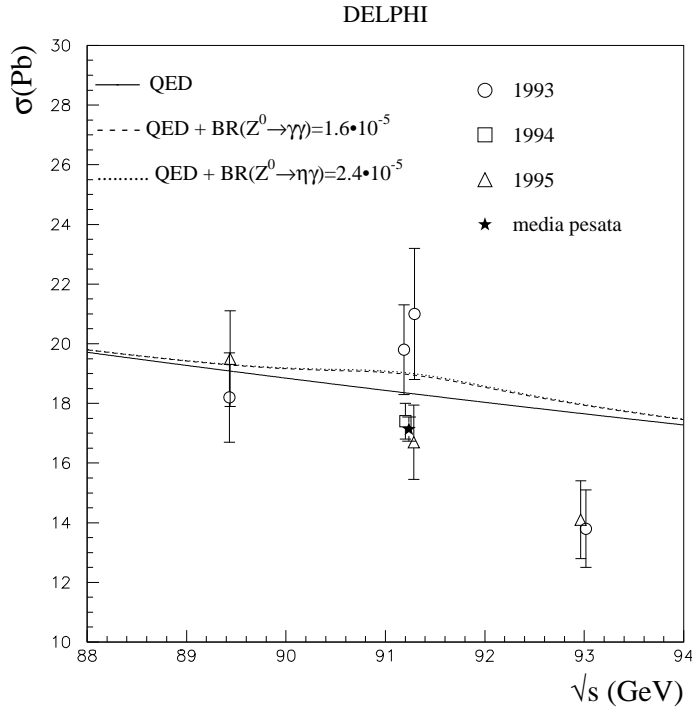


Figura 5.3: Sezioni d'urto totali per gli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ selezionati nel periodo 1993-95 confrontate con la predizione QED sommata al contributo dei decadimenti rari nell'ipotesi che abbiano un rapporto di decadimento pari al limite superiore determinato da questa analisi.

dove ϵ_B , ϵ_B^{TR} , c_B e σ_{bkg}^B sono i fattori correttivi e il contributo dei processi di fondo per il barile determinati nel capitolo precedente, e Ω_B è la regione di angolo solido corrispondente all'intervallo $42^\circ < \theta < 88^\circ$; si è effettuato un fit di massima verosimiglianza alla funzione $\ell(\Gamma_X, \lambda_h)$, formalmente identica alla (5.2) ma dove in questo caso k indica la coppia (i, \sqrt{s}) e h il medesimo sottinsieme di queste coppie per cui, come nel paragrafo precedente, si è deciso di introdurre il fattore di normalizzazione indipendente, con il medesimo $\delta\lambda_h$. I risultati sono riassunti in tabella 5.3, e sono compatibili con la QED. In modo analogo al paragrafo precedente sono stati determinati limiti superiori al 95% CL per le larghezze parziali dei decadimenti rari. La fig. 5.3 mostra le sezioni d'urto totali misurate confrontate con la predizione QED e la somma di questa con il contributo di un decadimento raro di larghezza pari al limite superiore ottenuto. Tra gli altri possibili decadimenti della Z^0 in un fotone e stati adronici neutri che decadano in $\pi^0\gamma$ o $\eta\gamma$, il limite più significativo si ottiene per il canale $\omega\gamma$, grazie al rapporto di decadimento $BR(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = (8.5 \pm 0.5)\%$.

Assumendo per questo processo di avere la stessa efficienza di selezione della reazione $e^+e^- \xrightarrow{Z} \eta\gamma$, si ottiene il limite $BR(Z^0 \rightarrow \omega\gamma) < 2.0 \cdot 10^{-4}$.

3 Limite sul decadimento $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$

In modo del tutto analogo al caso degli altri decadimenti rari, il limite sulla larghezza di decadimento $\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}$ è determinato confrontando il numero $N(i, \sqrt{s})$ di eventi $\gamma\gamma\gamma$ selezionati nell'anno i -esimo per ogni energia \sqrt{s} (riportati in tabella 4.11 del capitolo precedente) con il corrispondente numero di eventi $N(i, \sqrt{s}, \Gamma_{\gamma\gamma\gamma})$ predetto supponendo che la sezione d'urto sia data dalla somma del contributo QED, $\sigma_{QED}^{3\gamma}(s) = \frac{91.25^2}{s} \sigma_{QED}^{3\gamma}(91.25^2)$ ($\sigma_{QED}^{3\gamma}(91.25^2)$ è riportata nella sezione 2.2 del capitolo 4), e del contributo relativo al decadimento anomalo della Z^0 , avente larghezza parziale $\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}$, data dalla curva di tipo Breit-Wigner ricavata nel contesto della trattazione esposta nel capitolo 1, alla formula (1.23). Questa è stata modificata in modo analogo alla (5.3), per tenere conto della radiazione di stato iniziale, introducendo il fattore $\delta_{ISR}(s)$ e la larghezza totale dipendente da s $\Gamma_Z(s) = \Gamma_Z \frac{s}{m_Z^2}$:

$$\sigma_Z^{3\gamma}(s) = \frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}}{(s - m_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/m_Z^2} \cdot \frac{s}{m_Z^2} \cdot \left(\frac{s}{m_Z^2}\right)^4 \cdot (1 + \delta_{ISR}(s)) \quad (5.5)$$

Si noti il fattore $\left(\frac{s}{m_Z^2}\right)^4$ che differenzia il termine anomalo dal decadimento standard.

Parametro	Valore	Limite sup. 95% CL (su Γ)	Limite sup. 95% CL (su BR)
λ	0.97 ± 0.11		
$\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}$	5.1 ± 7.4 keV	16.6 keV	$0.67 \cdot 10^{-5}$

Tabella 5.4: Risultato del fit a $\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}$.

Si è quindi posto:

$$N_{th}(i, \sqrt{s}, \Gamma_{\gamma\gamma\gamma}) = \lambda L \left(\sigma_{QED}^{3\gamma}(s) + \epsilon_{3\gamma} \sigma_Z^{3\gamma}(s) \right) \quad (5.6)$$

dove $\epsilon_{3\gamma} = (45.39 \pm 0.50)\%$ è l'efficienza di selezione determinata nella sezione 2.2 del capitolo 4, e si è effettuato un fit di massima verosimiglianza alla funzione:

$$\ell(\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}, \lambda) = \prod_k \frac{(N_{th,k})^{N_k}}{N_k!} e^{-N_{th,k}} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \delta\lambda} \exp \left[\frac{-(1 - \lambda)^2}{2(\delta\lambda)^2} \right] \quad (5.7)$$

dove in questo caso si è scelto di introdurre un unico fattore di normalizzazione λ come parametro libero nel fit per tenere conto dell'errore sistematico $\delta\lambda$, che essendo dominato dall'incertezza sulla previsione teorica della QED è altamente correlato tra i vari punti del fit. Il risultato del fit, assieme al limite superiore al 95% CL per $\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}$, è riportato in tabella 5.4, ed è compatibile con l'assenza di segnale da decadimenti $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$. La fig.

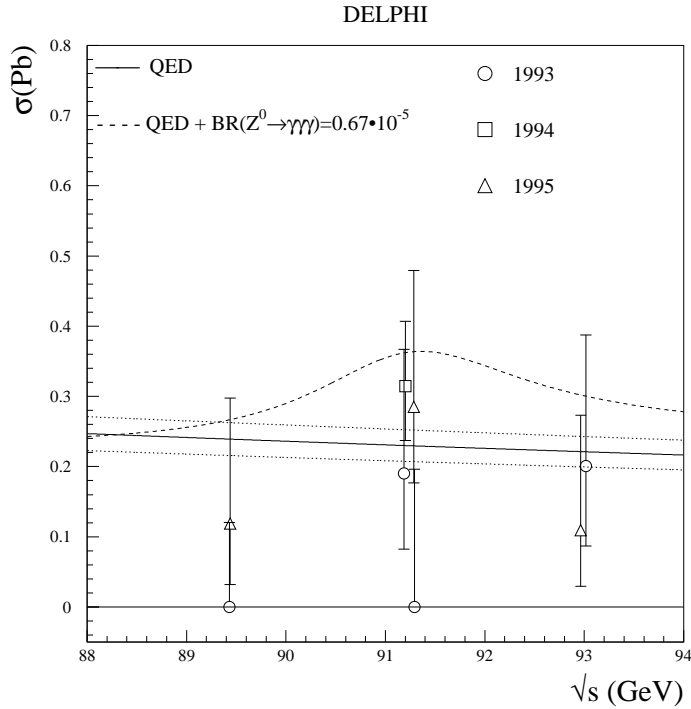


Figura 5.4: Sezioni d'urto totali per gli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ selezionati nel periodo 1993-95 confrontate con la predizione QED (linea continua) e la somma dei contributi QED e da $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ anomalo nell'ipotesi di rapporto di decadimento pari al limite superiore determinato da questa analisi (linea tratteggiata); la linea punteggiata indica l'errore complessivo associato alla predizione QED

5.4 mostra la sezione d'urto visibile per gli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ selezionati, confrontata con la predizione QED e con la somma del contributo QED e del contributo da $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ nell'ipotesi che il decadimento abbia una larghezza pari al limite superiore determinato in questa analisi.

4 Test dei modelli SUSY

Dal momento che non si è riscontrata evidenza di segnale nell'analisi degli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma + \cancel{E}$, sono stati derivati dei limiti sulla sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow YY$, seguito dal decadimento $Y \rightarrow X\gamma$, per ciascun valore di \sqrt{s} considerato e per ciascuna combinazione delle masse di X e Y . Tutti i limiti assumono che il rapporto di decadimento $BR(Y \rightarrow X\gamma)$ sia pari al 100%, e che il decadimento stesso avvenga in prossimità del vertice di interazione dei fasci. Tuttavia questi limiti sono altrettanto validi per decadimenti $Y \rightarrow X\gamma$ non immediati, ammesso che la particella Y decada entro il volume di DELPHI circondato dai calorimetri elettromagnetici. Nella derivazione dei limiti è stato considerato l'effetto dell'errore sistematico del 5% associato all'efficienza di selezione del segnale, seguendo la procedura suggerita in [5]. Tale effetto è comunque sempre inferiore all'1% del valore del limite.

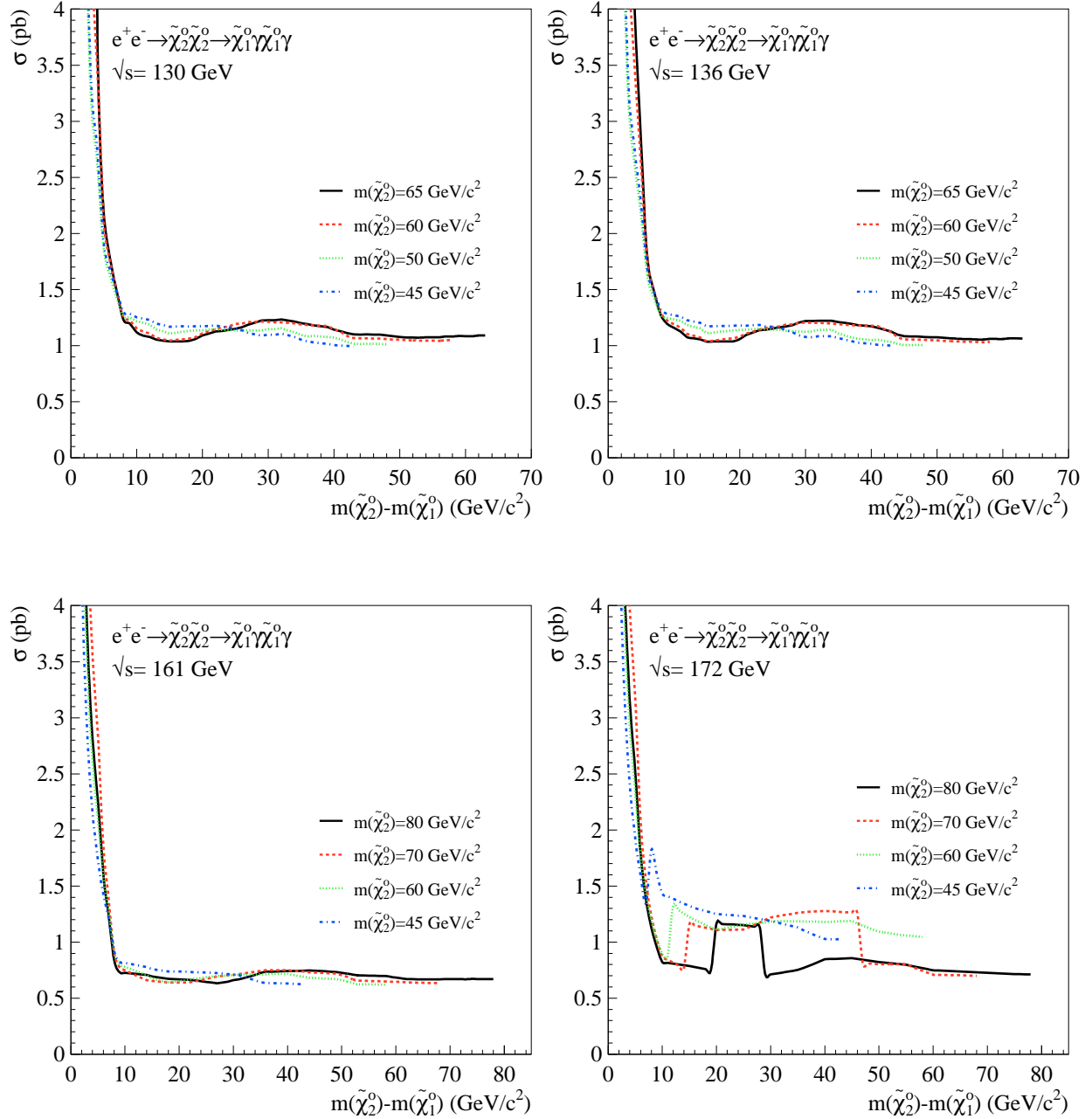


Figura 5.5: Limiti superiori al 95% di livello di confidenza sulla sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma\gamma$ in funzione della differenza di massa tra $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_1^0$ per certi valori fissati di $m_{\tilde{\chi}_2^0}$ alle diverse energie del centro di massa: 130 GeV (in alto a sinistra), 136 GeV (in alto a destra), 161 GeV (in basso a sinistra), 172 GeV (in basso a destra).

Nello scenario $\tilde{\chi}_1^0 LSP$, con la particella $X \equiv \tilde{\chi}_1^0$ massiva, le figure 5.5 e 5.6 mostrano i limiti superiori, definiti al 95% CL, sulla sezione d'urto $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma\gamma)$ del segnale ai diversi valori di \sqrt{s} e di $m_{\tilde{\chi}_2^0}$, in funzione della differenza di massa $\Delta m =$

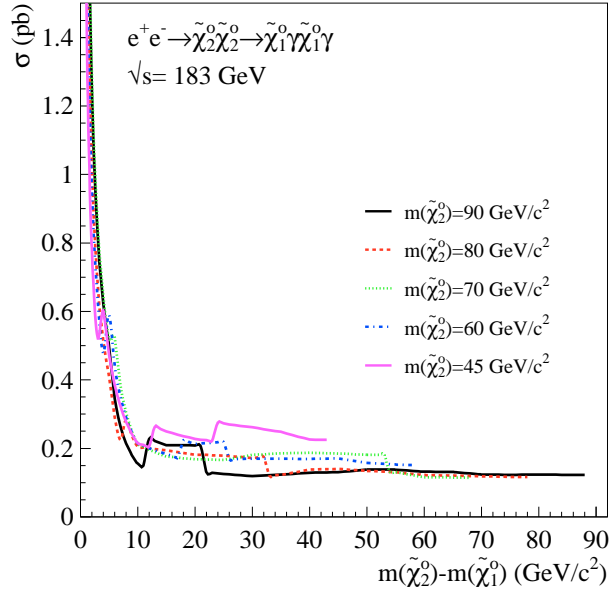


Figura 5.6: Limiti superiori al 95% di livello di confidenza sulla sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma\gamma$ in funzione della differenza di massa tra $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_1^0$ per certi valori fissati di $m_{\tilde{\chi}_2^0}$ a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$

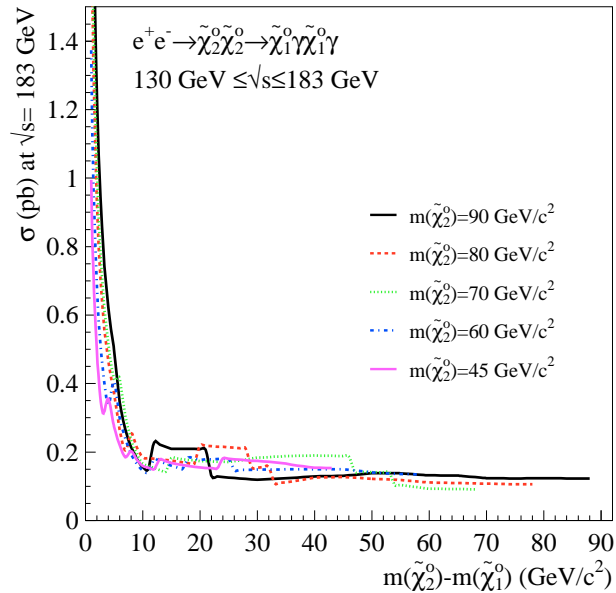


Figura 5.7: Limiti superiori al 95% di livello di confidenza sulla sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma\gamma$ in funzione della differenza di massa tra $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_1^0$ per certi valori fissati di $m_{\tilde{\chi}_2^0}$ a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$, ottenuti combinando tutti i dati raccolti alle energie del centro di massa nell'intervallo $130 \leq \sqrt{s} \leq 183 \text{ GeV}$. I limiti sono altresì validi per un generico processo del tipo $e^+e^- \rightarrow YY \rightarrow XX\gamma\gamma$ quando X è una particella massiva non rivelata. Nel calcolo si è assunto che la sezione d'urto del segnale scali come β_Y/s .

$m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$. In particolare, a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ il limite sulla sezione d'urto del segnale varia da un minimo di 0.11 pb ad un massimo di 0.28 pb per valori di $\Delta m > 10 \text{ GeV}/c^2$. In fig. 5.7 è mostrato il limite superiore per $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma\gamma)$ a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ ottenuto combinando tutti i dati, assumendo che le sezioni d'urto scalino come $\beta_{\tilde{\chi}_2^0}^2/s$, dove $\beta_{\tilde{\chi}_2^0}$ è la velocità della particella $\tilde{\chi}_2^0$ in unità naturali.

Nello scenario $\tilde{G}LSP$, in cui la particella $X \equiv \tilde{G}$ è di massa trascurabile rispetto alle energie in gioco, dei limiti analoghi sulla sezione d'urto $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma)$ del segnale sono stati ottenuti al 95% CL per ciascun valore di \sqrt{s} in funzione della massa della particella $Y \equiv \tilde{\chi}_1^0$. Questi sono mostrati nella fig. 5.8. All'energia del centro di massa più elevata, $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$, il limite superiore su $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma)$ è compreso tra 0.105 e 0.130 pb . La fig. 5.9 mostra il limite combinato, per $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$, assumendo l'andamento $\beta_{\tilde{\chi}_1^0}^2/s$ delle sezioni d'urto del segnale.

I limiti ottenuti nello scenario $\tilde{G}LSP$, in termini di sezione d'urto $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma)$, sono stati interpretati nel contesto dei modelli GMSB introdotti nel capitolo 1, sezione 3.4. Questa interpretazione si è basata sui soli dati raccolti a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$, dal momento che i risultati non vengono modificati sensibilmente dall'inclusione dei dati ad energie inferiori. Ciò semplifica anche l'analisi, perchè nel correlare le diverse sezioni d'urto del segnale ai differenti valori di \sqrt{s} sarebbe necessario fissare lo spettro delle masse delle particelle SUSY. Nella fig. 5.10 (lato sinistro) il limite superiore alla $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0)$ è confrontato con le previsioni di modelli GMSB per due diversi valori ipotizzati per le masse del seletttrone \tilde{e}_R : $m_{\tilde{e}_R} = m_{\tilde{\chi}_1^0}$ e $m_{\tilde{e}_R} = 1.5 \cdot m_{\tilde{\chi}_1^0}$, e assumendo che il neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ sia puro bino \tilde{B}^0 . In questa ipotesi infatti il processo di produzione dominante della coppia $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ diventa lo scambio di un seletttrone \tilde{e}_R nel canale t , (vedi fig. 1.6 nel capitolo 1), mentre la sezione d'urto non dipende in modo apprezzabile dalla massa del seletttrone \tilde{e}_L a causa del suo debole accoppiamento con il bino. I limiti inferiori alle masse del neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ ottenute in base a queste assunzioni sono rispettivamente pari a 84.5 e $81 \text{ GeV}/c^2$ per i due valori $m_{\tilde{e}_R}$ considerati.

È interessante notare che tra le possibili interpretazioni dell'evento $ee\gamma\gamma$ rivelato dalla collaborazione CDF [6], i modelli che prevedono lo scenario $\tilde{G}LSP$ suggeriscono la possibilità che tale evento sia il risultato del processo a cascata $q\bar{q} \rightarrow \tilde{e}\tilde{e} \rightarrow ee\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow ee\tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma$. In questa ipotesi è possibile determinare una regione nel piano $m_{\tilde{e}_R} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ compatibile con le caratteristiche cinematiche dell'evento [7]. La fig. 5.10 (lato destro) mostra la parte di questa regione esclusa al 95% CL, sempre nell'ipotesi di neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ puro bino, dai limiti sulla sezione d'urto $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0)$ ottenuti a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$.

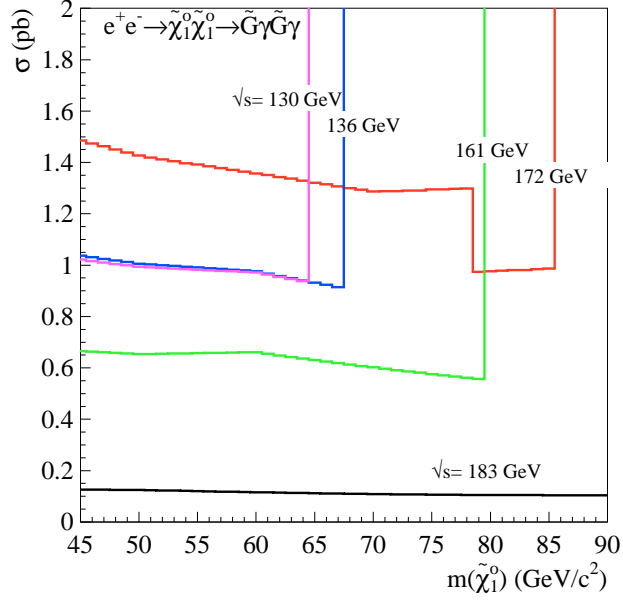


Figura 5.8: Limiti superiori al 95% di livello di confidenza sulla sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma$ in funzione della massa del neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ alle diverse energie del centro di massa.

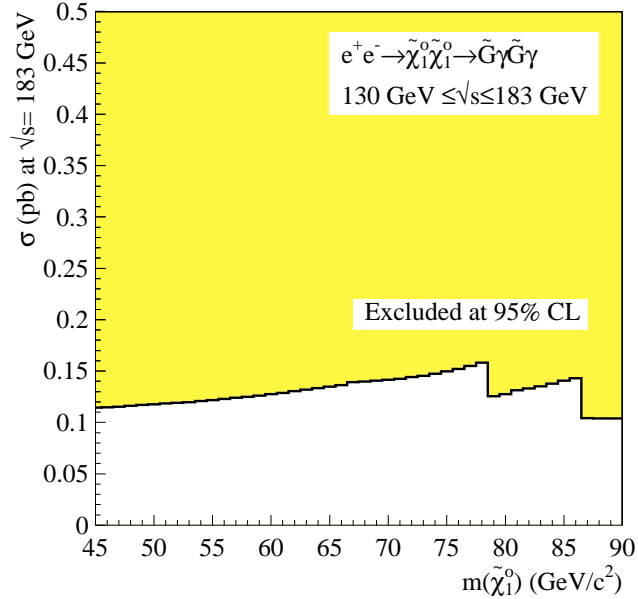


Figura 5.9: Limite superiore al 95% di livello di confidenza sulla sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma$ in funzione della massa del neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ a $\sqrt{s} = 183, GeV$. Il limite è ottenuto combinando tutti i dati raccolti alle energie del centro di massa nell'intervallo $130 \leq \sqrt{s} \leq 183 GeV$. Il limite è altresì valido per un generico processo del tipo $e^+e^- \rightarrow YY \rightarrow XX\gamma\gamma$ quando X è una particella non rivelata di massa trascurabile rispetto alle energie in gioco. Nel calcolo si è assunto che la sezione d'urto del segnale scali come β_Y/s .

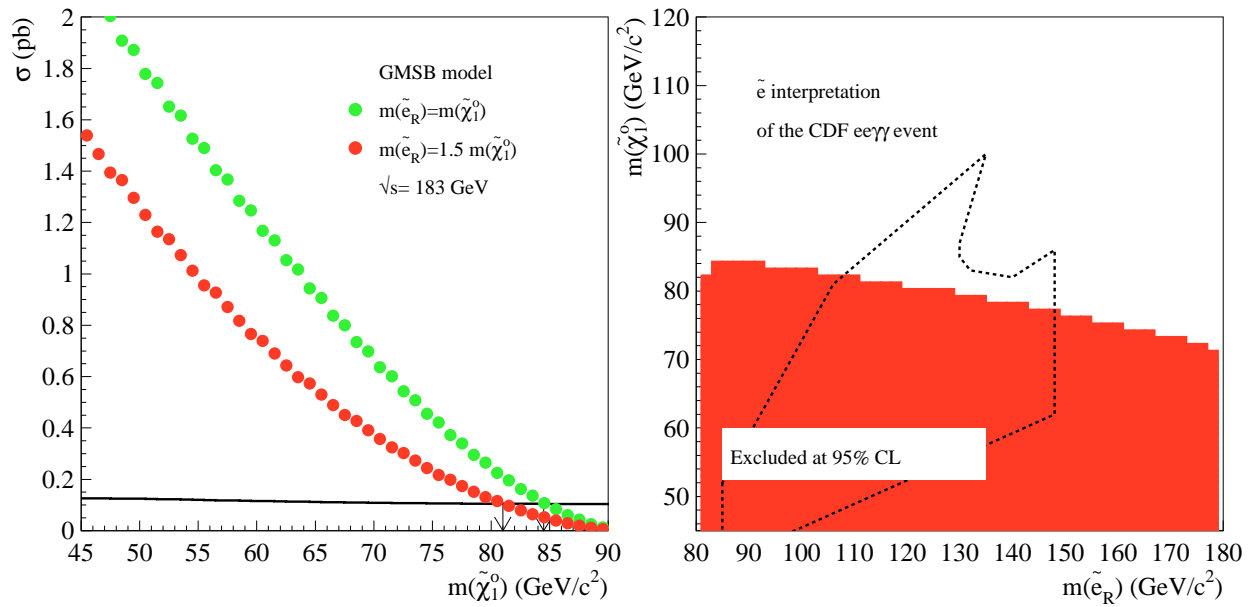


Figura 5.10: Confronto tra le regioni escluse dai dati raccolti a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ e le previsioni dei modelli GMSB nell'ipotesi che il neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ sia puro bino \tilde{B}^0 . A sinistra il limite sulla sezione d'urto è utilizzato per estrarre limiti inferiori sulla massa del $\tilde{\chi}_1^0$ per due valori distinti di $m_{\tilde{e}_R}$. A destra la regione di esclusione nel piano $m_{\tilde{e}_R} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ è confrontata con la regione compatibile con l'interpretazione dell'evento $ee\gamma\gamma$ di CDF come produzione e successivo decadimento di un coppia di selettroni.

Bibliografia

- [1] F.James and M.Roos, CERN Program Library D506
- [2] P.D.G., Phys. Rev. D54 (1996) 136
- [3] DELPHI collab., Phys. Lett. B393 (1997) 245
- [4] A.Borrelli et al., Nucl. Phys. B333 (1990) 357.
- [5] R.D.Cousins and V.L.Highland, Nucl.Inst.and Meth. A320 (1992) 331
- [6] S.Dimopoulos et al., Phys.Rev.Lett. 76 (1996) 3494
S.Ambrosanio et al., Phys.Rev.Lett. 76 (1996) 3498
J.L.Lopez and D.V.Nanopoulos, Mod.Phys.Lett. A10 (1996) 2473
- [7] J.L.Lopez and D.V.Nanopoulos, Phys.Rev. D55 (1997) 4450

Conclusioni

In questa tesi è stata presentata l'analisi degli eventi con soli due o più fotoni nello stato finale, raccolti al collisore e^+e^- LEP dal rivelatore DELPHI nel suo intero periodo di funzionamento, a partire dal 1990 fino agli ultimi mesi del 1997. Questa analisi è stata finalizzata alla ricerca di possibili deviazioni dalle previsioni del Modello Standard delle interazioni elettrodeboli. Nessuna deviazione significativa è stata riscontrata nei dati.

In particolare, per quanto riguarda l'elettrodinamica quantistica, si sono determinate le quantità $\Lambda_+, \Lambda_-, \Lambda'$ e M_{e^*} , che parametrizzano le eventuali deviazioni dalla teoria. Queste sono riportate in tabella 5.5, nelle righe contrassegnate con DELPHI*, dove sono confrontate con i valori finora pubblicati dalle diverse collaborazioni di LEP. Le caratteristiche degli eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, due fotoni nello stato finale molto energetici ed emessi in direzioni opposte, sono tali che le diversità tra i vari apparati sperimentali operanti a LEP non comportano sensibili differenze nelle prestazioni per quanto riguarda le efficienze di trigger e di selezione per questo processo, che risultano nel complesso superiori al 90% nelle regioni di accettazione considerate nell'analisi. Per una più corretta valutazione comparativa, sono stati riportati nella stessa tabella anche i valori degli intervalli di \sqrt{s} e delle luminosità integrate corrispondenti a ciascuna misura, e nel caso del presente lavoro sono stati riportati i risultati per il campione complessivo e per due campioni considerati separatamente. Come si può notare, i limiti sui parametri Λ_+ e Λ_- ottenuti senza includere i dati all'energia più elevata sono paragonabili a quelli degli altri esperimenti che includono i dati raccolti ad energie fino a $\sqrt{s} = 172 \text{ GeV}$, mentre i valori risultanti dall'analisi dei soli dati raccolti da DELPHI a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ sono molto vicini a quelli ottenuti dall'intero campione di dati, che sono riportati nell'ultima riga. Ciò è in accordo con quanto ci si attende sulla base dell'andamento $\sim s^2/\Lambda_{\pm}^4$ del termine di deviazione dalla QED incontrato nell'equazione (1.5) nel capitolo 1. Dei limiti simili sul valore di questi parametri saranno pertanto ottenuti dalle altre collaborazioni una volta incluso il campione di dati raccolto nel 1997 a $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$. Considerazioni analoghe alle precedenti valgono per le quantità Λ' e M_{e^*} .

Collaborazione	\sqrt{s} (GeV)	$\int \mathcal{L} dt$ (pb^{-1})	Λ_+ (GeV)	Λ_- (GeV)	Λ' (GeV)	M_{e^*} (GeV/ c^2)
ALEPH [1]	130-136	5.8	> 169	> 132	> 396	> 136
DELPHI [2]	89-93	36.9	> 143	> 120	---	> 132
L3 [3]	161-172	20.8	> 207	> 205	> 507	> 210
OPAL [4]	130-172	25.4	> 195	> 210	> 483	> 194
DELPHI*	89-172	173.3	> 207	> 195		
	183	53.0	> 258	> 219		
	↓ 89-183	↓ 226.3	↓ > 269	↓ > 222	> 610	> 252

Tabella 5.5: Limiti inferiori al 95% CL per i parametri che descrivono le deviazioni dalla QED nel processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, e per la massa dell'elettrone eccitato nell'ipotesi di accoppiamento $\lambda_\gamma = 1$, misurati dalle diverse collaborazioni di LEP con gli eventi raccolti alle diverse energie del centro di massa \sqrt{s} , indicate con i rispettivi valori di luminosità integrata. I valori ottenuti nel presente lavoro sono contrassegnati con DELPHI*.

I dati raccolti alle energie della risonanza Z^0 sono stati utilizzati per estrarre dei limiti su alcuni processi di decadimento della Z^0 in stati finali neutri, che sono previsti essere molto rari o proibiti dalla teoria. I valori ottenuti sono confrontati nelle tabelle 5.6 e 5.7 con quelli finora pubblicati dalle diverse collaborazioni di LEP. Nel caso del decadimento $Z^0 \rightarrow \eta\gamma$, va ricordato che il valore di ALEPH riportato in tabella 5.6 risulta particolarmente buono, a dispetto del limitato campione di dati utilizzato, in virtù di una analisi, non sviluppata dagli altri esperimenti, basata sulle dimensioni laterali degli sciami neutri prodotti nei calorimetri elettromagnetici dal decadimento del mesone η [5]. Tutte le altre analisi sono invece basate sulla misura di un eventuale eccesso nella sezione d'urto del processo QED $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$. Nell'ultima colonna in tabella 5.7 è stato riportato il valore pubblicato da L3 del limite inferiore sulla massa del monopolio magnetico $M_{monopole}$, estratto in accordo con la trattazione esposta in [8] dal limite su $BR(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma)$ indicato tra parentesi nella medesima riga, ottenuto restringendo l'analisi nella sola regione del barile [9] (richiedendo per tutti i fotoni $|\cos\theta_\gamma| < 0.75$) in modo da innalzare il rapporto segnale/fondo. Le altre analisi ammettono in genere la presenza di uno o più fotoni nelle regioni in avanti ($|\cos\theta_\gamma| < 0.92 - 0.96$). Il limite su $M_{monopole}$ ottenuto dal presente lavoro è riportato nell'ultima riga.

Collaborazione	Dati	$\int \mathcal{L} dt$ (pb^{-1})	$Z^0 \rightarrow \gamma\gamma$ $BR(10^{-5})$	$Z^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ $BR(10^{-5})$	$Z^0 \rightarrow \eta\gamma$ $BR(10^{-5})$
ALEPH [5]	1990-91	14.0	---	< 21	< 5.1
DELPHI [2]	1990-92	36.9	< 5.5	< 5.5	< 8.0
L3 [6]	1991-93	64.6	< 5.2	< 5.2	< 7.6
OPAL [7]	1989-90	7.2	< 14	< 14	< 20
DELPHI*	1990-95	148.1	< 1.6	< 1.6	< 2.4

Tabella 5.6: Limiti superiori al 95% CL per rapporti di decadimento della Z^0 in stati finali neutri misurati dalle diverse collaborazioni di LEP con gli eventi raccolti nel periodo indicato. I valori ottenuti nel presente lavoro sono riportati nell'ultima riga.

Collaborazione	Dati	$\int \mathcal{L} dt$ (pb^{-1})	$Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ $BR(10^{-5})$	$M_{monopole}$ (GeV/c^2)
ALEPH [5]	1990-91	14.0	< 1.9	
DELPHI [2]	1990-92	36.9	< 1.7	
L3 [9]	1991-93	65.8	< 1.0 (0.8)	> 510
OPAL [7]	1989-90	7.2	< 6.6	
DELPHI*	1990-95	148.1	< 0.7	> 528

Tabella 5.7: Limiti superiori al 95% CL per il rapporto di decadimento della Z^0 in tre fotoni, misurati dalle diverse collaborazioni di LEP con gli eventi raccolti nel periodo indicato. I valori ottenuti nel presente lavoro sono riportati nell'ultima riga. Nell'ultima colonna, per L3 e DELPHI*, sono riportati i corrispondenti limiti inferiori sulla massa del monopolio magnetico, estratti in base alla trattazione esposta in [8].

Infine, i dati raccolti alle energie al di sopra della risonanza Z^0 sono stati utilizzati nella ricerca di un segnale originato dalla produzione di una coppia di nuove particelle previste dal Modello Supersimmetrico Standard Minimale. In particolare si sono ricercate, in due possibili scenari, coppie di neutralini $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ oppure $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$, segnalate dal loro successivo decadimento radiativo nella particella supersimmetrica più leggera LSP che sfugge alla rivelazione e, a seconda dello scenario considerato, è prevista essere il neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ oppure il gravitino \tilde{G} . Gli intervalli in cui sono compresi approssimativamente i limiti ottenuti sulle sezioni d'urto di produzione (che variano in funzione delle masse ipotizzate per i neutralini), nell'ipotesi che il decadimento radiativo sia immediato, sono riassunti nella tabella 5.8 e confrontati con gli analoghi risultati finora pubblicati dalle diverse collaborazioni di LEP. In generale, tutte le analisi effettuano una preselezione per monitorare il fondo irriducibile da eventi $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$, e successivamente sono applicati criteri più severi per innalzare il rapporto segnale/fondo nei due scenari considerati. In realtà, i risultati per lo scenario $\tilde{\chi}_1^0 LSP$ sono stati finora pubblicati, con i dati raccolti fino all'energia massima di $\sqrt{s} = 172 \text{ GeV}$, solo da ALEPH e OPAL, mentre tutti e quattro gli esperimenti hanno pubblicato i risultati per lo scenario $\tilde{G} LSP$. I limiti riportati in tabella 5.8 si riferiscono: per lo scenario $\tilde{\chi}_1^0 LSP$ a tutti i possibili valori, cinematicamente accessibili, di $m_{\tilde{\chi}_2^0} > 45 \text{ GeV}/c^2$ con $\Delta m = m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \geq 5 \text{ GeV}/c^2$ ($\Delta m = m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \geq 10 \text{ GeV}/c^2$ nel caso di DELPHI*); per lo scenario $\tilde{G} LSP$ a tutti i possibili valori di $m_{\tilde{\chi}_1^0} > 45 \text{ GeV}/c^2$. In queste analisi, le differenze negli apparati sperimentali, ed in particolare nelle prestazioni dei calorimetri elettromagnetici, determinano scelte diverse per i criteri di selezione del segnale e soppressione del fondo da $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$. Ad esempio, in alcuni rivelatori l'efficienza del trigger calorimetrico risulta elevata anche nel caso si abbiano fotoni di $\sim 1 - 2 \text{ GeV}$, rendendo possibile una buona efficienza complessiva di selezione del segnale nello scenario $\tilde{\chi}_1^0 LSP$ per valori di Δm fino a $5 \text{ GeV}/c^2$. D'altro canto, una migliore risoluzione nella misura dell'energia dei fotoni rende più efficaci i criteri di selezione del fondo basati sulla rimozione del picco nella distribuzione di massa mancante attorno alla risonanza della Z^0 , o sulla compatibilità cinematica dell'evento con le masse ipotizzate per i neutralini. Nel complesso, richiedendo che il numero di eventi di fondo attesi per ciascun campione sia inferiore a ~ 1 , le efficienze di selezione per il segnale possono variare, a seconda dell'esperimento, nell'intervallo $\sim 45 - 70\%$. Per una discussione più dettagliata delle diverse analisi si rimanda agli articoli citati nella bibliografia.

Collaborazione	\sqrt{s} (GeV)	$\int \mathcal{L} dt$ (pb^{-1})	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma\gamma)$ (pb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma)$ (pb)
ALEPH [10]	161-172	20	$< 0.42 - 1.50$	$< 0.22 - 0.40$
DELPHI [11]	130-172	26	---	$< 0.60 - 1.50$
L3 [12]	161-172	20	---	$< 0.25 - 0.50$
OPAL [13]	130-172	26	$< 0.18 - 0.80$	$< 0.35 - 0.50$
DELPHI*	130-183	84	$< 0.11 - 0.28$	$< 0.11 - 0.13$

Tabella 5.8: Limiti superiori al 95% CL sulle sezioni d'urto ottenuti dalle diverse collaborazioni di LEP con gli eventi raccolti ai valori indicati di energia del centro di massa \sqrt{s} e di luminosità integrata.

L'interpretazione dei risultati nel contesto dei modelli SUSY è stata finora effettuata prevalentemente per lo scenario $\tilde{G}LSP$, dove è facilitata dal numero ridotto di parametri liberi che determina la sezione d'urto di produzione. Ad esempio, nell'ipotesi generale che il decadimento $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma\tilde{G}$ avvenga all'interno del volume che precede i calorimetri e con una frequenza del 100%, dai limiti sulle sezioni d'urto in funzione della massa del $\tilde{\chi}_1^0$ sono stati estratti, nel contesto di specifici modelli, dei limiti inferiori alla massa del neutralino più leggero. In tabella 5.9 sono riportati i valori di questi limiti ottenuti dalle diverse collaborazioni sulla base di un modello GMSB, supponendo che $\tilde{\chi}_1^0$ sia al 100% bino, e la massa del selettrone right $m_{\tilde{e}_R}$ sia pari a $1.5 \cdot m_{\tilde{\chi}_1^0}$, o alternativamente sulla base della teoria LNZ, un modello di "no-scale supergravity" ad un solo parametro in cui la sezione d'urto di produzione della coppia $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ dipende solamente da $m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Nell'ultima riga è riportato il limite ottenuto nel presente lavoro, calcolato per il solo modello GMSB. Sono inoltre possibili interpretazioni in termini dei parametri del MSSM definiti nel capitolo 1, sezione 3, individuando ad esempio [12] regioni di esclusione nel piano $\mu - M_2$, per valori fissati di $\tan\beta$ e m_0 . Infine, come illustrato nel capitolo 5, sezione 4, è possibile individuare una regione di esclusione nel piano $m_{\tilde{e}_R} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$, nei modelli GMSB con neutralino puro bino, da paragonare alla regione nel medesimo piano compatibile con le proprietà cinematiche dell'evento $ee\gamma\gamma + \cancel{E}_T$ di CDF, nell'ipotesi che sia il risultato della reazione $q\bar{q} \rightarrow \tilde{e}\tilde{e} \rightarrow ee\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow ee\tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma$. Nello scenario $\tilde{\chi}_1^0LSP$, una interpretazione analoga ma nel piano $m_{\tilde{e}_R} - m_{\tilde{\chi}_2^0}$, è stata proposta da ALEPH [10], nell'ipotesi di $\tilde{\chi}_2^0$ puro fotino e $\tilde{\chi}_1^0$ puro higgsino ($\implies BR(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\gamma) = 1$), e $\Delta m_\chi \geq 25 \text{ GeV}/c^2$. Le due regioni di esclusione ottenute per $m_{\tilde{e}_R} = m_{\tilde{e}_L}$ e $m_{\tilde{e}_L} \gg m_{\tilde{e}_R}$ sono state paragonate in questo caso alle regioni del medesimo piano che, al variare della massa del $\tilde{\chi}_1^0$, sono compatibili con le proprietà cinematiche dell'evento $ee\gamma\gamma + \cancel{E}_T$ di CDF, nell'ipotesi che sia stato prodotto della reazione $q\bar{q} \rightarrow \tilde{e}\tilde{e} \rightarrow ee\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow ee\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma\gamma$. Per una discussione più completa delle diverse interpretazioni si rimanda agli articoli pubblicati dai singoli esperimenti riportati nella bibliografia.

Collaborazione	\sqrt{s} (GeV)	$\int \mathcal{L} dt$ (pb ⁻¹)	GMSB ($m_{\tilde{e}_R} = 1.5 \cdot m_{\tilde{\chi}_1^0 = \tilde{B}^0}$) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c ²)	modello LNZ $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c ²)
ALEPH [10]	161-172	20	> 71.0	> 71.0
DELPHI [11]	130-172	26	---	---
L3 [12]	161-172	20	> 64.8	> 66.1
OPAL [13]	130-172	26	---	> 61.3
DELPHI*	130-183	84	> 81.0	---

Tabella 5.9: Limiti inferiori al 95% CL sulla massa del $\tilde{\chi}_1^0$ determinati dalle diverse collaborazioni di LEP nel contesto dei modelli GMSB e LNZ per lo scenario $\tilde{G}LSP$, nelle ipotesi elencate nel testo. Il valore ottenuto nel presente lavoro, per il modello GMSB, è riportato nell'ultima riga.

Bibliografia

- [1] ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B384 (1996) 333
- [2] DELPHI Collaboration, Phys. Lett. B327 (1994) 386
- [3] L3 Collaboration, Phys. Lett. B413 (1997) 159
- [4] OPAL Collaboration, Eur. Phys. J. C1 (1998) 21
- [5] ALEPH Collaboration, Phys. Rept. 216 (1992) 253
- [6] L3 Collaboration, Phys. Lett. B353 (1995) 136
- [7] OPAL Collaboration, Phys. Lett. B257 (1991) 531
- [8] A. De Rújula, Nucl. Phys. B435 (1995) 257
- [9] L3 Collaboration, Phys. Lett. B345 (1995) 609
- [10] ALEPH Collaboration, CERN-PPE/97-122, submitted to Phys. Lett. B
- [11] DELPHI Collaboration, Eur. Phys. J. C1 (1998) 1
- [12] L3 Collaboration, CERN-PPE/97-076, submitted to Phys. Lett. B
- [13] OPAL Collaboration, CERN-PPE/97-132, submitted to Z. Phys. C

Questo lavoro è stato realizzato con la collaborazione, i consigli e il sostegno di diverse persone che vorrei qui ringraziare:

Ugo Gasparini, Alberto De Min, Paolo Checchia, Martino Margoni, Ivano Lippi, Enrico Piotto, e tutti gli altri membri del gruppo DELPHI di Padova con cui ho lavorato con soddisfazione in tutti questi anni;

*Lino Demaria e Vincenzo Canale per i suggerimenti e il supporto software fornitomi per l'analisi del VFT e del trigger di DELPHI;
i miei genitori e mio fratello.*