Università degli Studi di Genova

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Anno Accademico 2000/2001

Tesi di Laurea in Fisica

Misura della fotoproduzione del mesone ω a CEBAF

Candidato:
Marco Brunoldi

Relatori:
Prof. Mauro Taiuti
Dott. Marco Battaglieri

Correlatore:
Prof. Carlo Caso

Introduzione

L'argomento di questa tesi è la misura della sezione d'urto differenziale della fotoproduzione del mesone vettore ω al CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility). L'attenzione è rivolta in particolare allo studio dell'interazione *fotone-nucleone* nella regione cinematica di alti impulsi trasferiti ($-t>1$ GeV^2) dove, da una parte potrebbe essere ancora applicabile una descrizione della reazione a partire dalle proprietà statiche del nucleone ed in particolare dalle risonanze barioniche, mentre dall'altra lo sviluppo perturbativo della QCD potrebbe iniziare ad essere significativo.

La comprensione dei corretti gradi di libertà da utilizzare nella descrizione della dinamica adronica rimangono uno dei punti chiave irrisolti nella fisica delle particelle elementari e misure come questa, dove la reazione è esclusiva, dovrebbero permettere il confronto con le previsioni di diversi modelli teorici.

In particolare l'interesse per l'intervallo cinematico studiato in questa tesi è giustificato dall'ipotesi della presenza di meccanismi *'hard'* corrispondenti all'interazione del fotone con il singolo quark, minimizzando nel contempo il contributo delle correlazioni *quark-quark*. Esiste un modello in grado di descrivere i meccanismi di fotoproduzione dei mesoni vettore che è stato applicato con successo alla fotoproduzione della ϕ e della ρ.
Per descrivere questi processi nell'intervallo energetico di interesse il modello deve contenere diversi meccanismi legati sia alla fisica delle basse energie che alla teoria di QCD. La validità del modello nella fotoproduzione della ω, senza aggiunta di nuovi elementi, non è ovvia a priori.

Attraverso l'analisi svolta, voglio verificare l'effettiva presenza dei processi di scambio di quark (processi 'soft') e di interazione fotone-singolo quark ('hard') nella fotoproduzione del mesone vettore ω, studiando l'andamento della sezione d'urto differenziale della reazione con il supporto del modello che viene introdotto nel capitolo 1.

Nel capitolo 2 vengono descritti il rivelatore CLAS e le caratteristiche dell'esperimento effettuato a CEBAF da cui sono stati ottenuti i dati analizzati. La procedura di analisi dei dati è stata suddivisa in due fasi: uno studio preliminare della reazione attraverso realistiche simulazioni Montecarlo (descritto nel capitolo 3) e la successiva applicazione della procedura, opportunamente modificata, ai dati sperimentali (capitolo 4).

Nel capitolo 5 vengono mostrati i risultati ottenuti dall'analisi, il confronto con le previsioni del modello teorico e la compatibilità con i dati a disposizione da precedenti esperimenti.

Indice

Capitolo 1

Motivazioni fisiche

Nel mio lavoro di tesi mi sono occupato dello studio della fotoproduzione del mesone vettore ω da protone. I mesoni vettore (ϕ,ρ e ω) sono particelle dalla struttura semplice in termini di composizione a quark e presentano caratteristiche simili tra loro. Essi sono infatti costituiti da una coppia $q\overline{q}$ e possiedono gli stessi numeri quantici $J^{PC} = 1^{--}$ del fotone, dove J è lo spin, P è la parità e C la coniugazione di carica.

Sotto certe condizioni, quindi, un fascio di fotoni può essere considerato un fascio di coppie $q\overline{q}$. Il sapore dei quark è selezionato dal tipo di mesone vettore rivelato: quark leggeri per ρ ed ω, quark strani per ϕ.

La struttura adronica del fotone, sia reale che virtuale, può essere spiegata considerando la fluttuazione quantistica del fotone in uno stato $q\overline{q}$ di massa M_V durante un tempo di formazione τ dato dal principio di indeterminazione di Heisenberg :

$$\tau = \frac{2\nu}{(Q^2 + M_V^2)} \tag{1.1}$$

dove Q^2 è la massa del fotone al quadrato e ν è la sua energia. Negli esperimenti di fotoproduzione ($Q^2 = 0$), se l'energia è abbastanza elevata ($\nu > 2GeV$), τ risulta dell'ordine del fm, quindi confrontabile con il diametro del nucleone, e l'interazione $\gamma - N$ è assimilabile all'interazione adronica *mesone vettore* - *nucleone*. Dunque, lo studio della fotoproduzione di mesoni vettore ad energia di qualche GeV, permette di raccogliere informazioni sulla componente adronica del fotone e sulla dinamica delle sue interazioni.

I dati sperimentali che ho analizzato nella mia tesi sono stati raccolti nel 1998 durante l'esperimento g6 al Jefferson Laboratory, grazie all'utilizzo combinato del fascio continuo di CEBAF e del rivelatore a larga accettanza CLAS, nel range energetico $3.2 < E_\gamma < 3.9$ GeV.

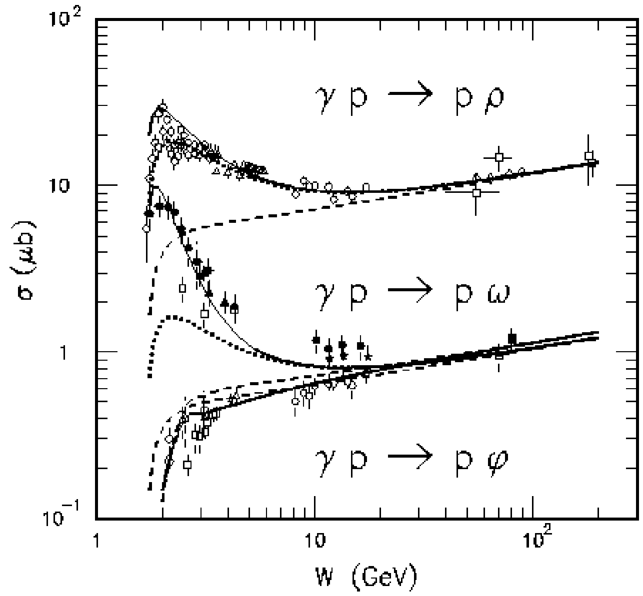

Figura 1.1: Sezione d'urto totale di fotoproduzione dei mesoni vettore. Curva tratteggiata: scambio del Pomerone. La curva punteggiata include anche lo scambio del mesone f_2. La curva continua include in aggiunta lo scambio del π (per la ω) e della σ (per la ρ).Dati sperimentali dalla ref. [1]

1.1 Fenomenologia della fotoproduzione dei mesoni vettore

Le osservabili utili per descrivere il processo di fotoproduzione dei mesoni vettore sono :

- la sezione d'urto totale σ_{tot} in funzione di E_γ.

- la sezione d'urto differenziale $\frac{d\sigma}{dt}$ in funzione del momento trasferito del protone t (*nota* [1]).

I dati sperimentali di sezione d'urto totale per la fotoproduzione dei tre mesoni vettore sono riportati in fig. 1.1. Come si vede dalla figura, i dati esistenti coprono un vasto intervallo di energia e, di conseguenza, la sezione d'urto

[1]Si definisce l'invariante cinematico t come il modulo di Minkowsky del quadrimpulso trasferito dal protone iniziale a quello finale.

$$t = (\wp_\mu^{p_{fin}} - \wp_\mu^{p_{in}})(\wp_\mu^{p_{fin}} - \wp_\mu^{p_{in}}) \quad (1.2)$$

totale di fotoproduzione per i tre mesoni vettore è stata ampiamente studiata e descritta [3]. Osservando l'andamento della σ_{tot} in funzione di $W = \sqrt{s}$ ($nota$ [2]) nel range energetico 10 GeV < W < 100 GeV, i dati presentano un andamento lineare con leggera pendenza positiva al crescere di W. Questo viene ben descritto dall'ipotesi dello scambio del Pomerone, che tratterò diffusamente più avanti. In figura si nota che l'andamento della sezione d'urto totale della ϕ è ben descritto in tutto il range energetico dal solo scambio del Pomerone. Nella fotoproduzione dei mesoni ρ e ω, nell'intervallo 2 - 4 GeV, l'andamento sperimentale presenta una pendenza negativa al crescere di W e la curva teorica che raffigura lo scambio del Pomerone si discosta dai dati, sottostimandoli.

Per il mesone vettore ρ si ipotizza quindi lo scambio di altre due particelle in aggiunta allo scambio del Pomerone : i mesoni f_2 e σ. Per la ω, in cui l'andamento dei dati a bassa energia ha una pendenza negativa più accentuata rispetto alla ρ, si ipotizza lo scambio della f_2 e del π. Si può notare inoltre che lo scambio del pione ha un grosso peso nella sezione d'urto totale della ω. Infatti, la curva teorica corrispondente allo scambio di Pomerone ed f_2 si discosta dai dati per un ordine di grandezza nel caso della ω, mentre lo scambio della σ nella fotoproduzione della ρ contribuisce per il 50% della sezione d'urto totale.

La sezione d'urto totale è largamente dominata dall'andamento diffrattivo a basso momento trasferito t dovuto allo scambio del Pomerone e non fornisce ulteriori informazioni sui processi microscopici alla base della fotoproduzione dei mesoni vettore. Per avere maggiori dettagli sulla dinamica di tali processi è necessario studiare la sezione d'urto differenziale in funzione del momento trasferito del protone t.

I dati sperimentali relativi alla $\frac{d\sigma}{dt}$ sono scarsi e frammentati: fino al recente esperimento g6 a CEBAF, i dati esistenti erano limitati alla regione dei bassi impulsi trasferiti ($-t < 1\ GeV^2$), oppure alla regione prossima al limite cinematico della reazione ($t \simeq t_{max}$). Questo perchè al crescere di $-t$ la sezione d'urto differenziale raggiunge valori molto piccoli ($\simeq \frac{nb}{GeV^2}$) ed è quindi necessario un fascio di fotoni di alta intensità per effettuare la misura. Inoltre i mesoni vettore decadono, e ciò richiede all'esperimento, un grande angolo solido di accettanza se si vogliono rivelare i prodotti di decadimento. Il rivelatore CLAS a CEBAF, combinato con il fascio di fotoni marcati dispo-

[2] L'invariante cinematico s è definito come

$$s = (\wp_\mu^\gamma - \wp_\mu^{p_{in}})(\wp_\mu^\gamma - \wp_\mu^{p_{in}}) \tag{1.3}$$

ovvero il quadrato di W, energia totale nel centro di massa.

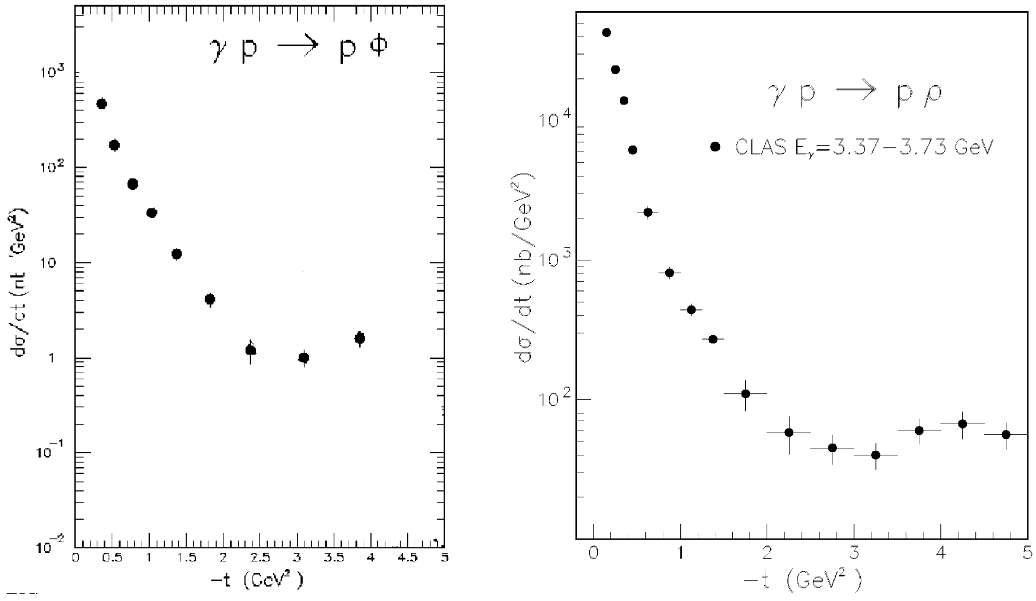

Figura 1.2: La sezione d'urto differenziale in funzione del momento trasferito t della fotoproduzione del mesone vettore ϕ (sinistra) e ρ (destra)

nibili nella Sala B, soddisfa a questi requisiti ed ha permesso l'acquisizione di dati unici per lo studio della fotoproduzione dei mesoni vettore.

Lo stesso set di dati dell'esperimento g6 che ho utilizzato nella mia tesi per lo studio della fotoproduzione del mesone ω è stato analizzato per ottenere la sezione d'urto dei mesoni ϕ e ρ su un ampio range di t [4, 5]. Il grafico in fig. 1.2 (sinistra) presenta come esempio la $\frac{d\sigma}{dt}$ sperimentale di CLAS per il mesone vettore ϕ all'energia di E_γ = 3.6 GeV. A bassi -t (-t < 1 GeV^2) è visibile un andamento esponenziale decrescente. I dati sperimentali di CLAS forniscono per la prima volta valori di sezione d'urto fino a -t = 4 GeV^2, mostrando un andamento differente dalla previsione del solo scambio del Pomerone. A partire da -$t \simeq 1$ GeV^2, infatti, i dati di CLAS si discostano dall'andamento diffrattivo, presentano un minimo a 2.5 GeV^2 < -t < 3 GeV^2 e crescono con -t fino al valore di momento trasferito -$t \simeq 4$ GeV^2.

Analogamente, la sezione d'urto di fotoproduzione della ρ in funzione di -t misurata a CEBAF (fig 1.2, destra) mostra un andamento simile a quello della ϕ, con la differenza che la zona compresa tra la pendenza esponenziale e la risalita dei dati presenta un 'plateau' che si estende tra -$t \simeq 2$ GeV^2 e -t $\simeq$ 3.5 GeV^2. Da una prima analisi dei dati sperimentali relativi alla sezione d'urto differenziale di fotoproduzione del mesone vettore ρ, emergono due rilevanti evidenze fenomenologiche:

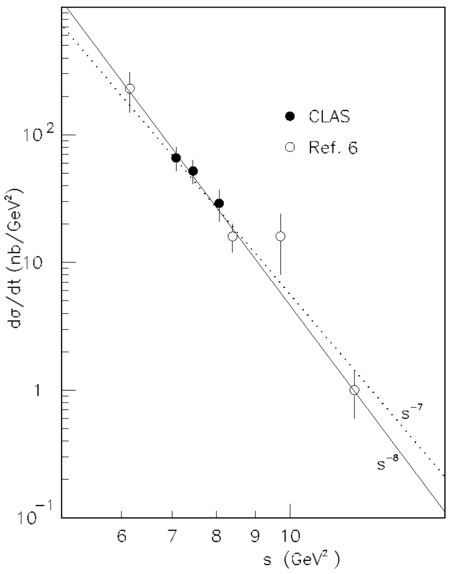

Figura 1.3: La sezione d'urto differenziale a θ=90° in funzione dell'energia del sistema nel centro di massa per la reazione $\gamma p \longrightarrow p\rho$.

1) la $\frac{d\sigma}{dt}$ a grande impulso trasferito presenta un andamento circa costante.

2) la sezione d'urto differenziale calcolata a θ=90° per diversi valori dell'energia ha un andamento in funzione di s del tipo: s^{-7}-s^{-8} (fig. 1.3).

La prima osservazione sperimentale suggerisce di escludere, per alti impulsi trasferiti, lo scambio delle traiettorie di Regge (dall'andamento esponenziale in t). La dipendenza da s della sezione d'urto a grandi angoli mostra una forte analogia con la fenomenolgia dei processi di scattering esclusivi $\frac{d\sigma}{dt}$ $(\gamma p \longrightarrow \gamma p)\simeq s^{-6}$, $\frac{d\sigma}{dt}$ $(\pi p \longrightarrow \pi p)\simeq s^{-8}$, $(\gamma p \longrightarrow \pi p)\simeq s^{-7}$, per i quali si ipotizzano interazioni tra i campi dei singoli quark degli adroni [16].

I dati sperimentali esistenti relativi alla $\frac{d\sigma}{dt}$ del mesone vettore ω, si concentrano nelle regioni a basso -t e a -t prossimo al limite cinematico. In fig. 1.4 sono riportati i due set di dati esistenti ad energie 2-4 GeV. Per -t < 1 GeV^2 i dati confermano l'andamento diffrattivo esponenziale decrescente gia' visto per ϕ e ρ e nella regione prossima al limite cinematico di t, si nota una risalita della sezione d'urto. Essi risultano però imprecisi ed ancora più radi nella zona a -$t > 1$ GeV^2 in cui ci si aspetta che la sezione d'urto differenziale sia sensibile ai dettagli microscopici dell'interazione e in cui si ipotizza che la dinamica del processo possa essere descritta utilizzando i gradi di liberta' partonici. I dati acquisiti durante il citato esperimento g6 consentono di colmare questa lacuna e aprono la strada per la verifica delle previsioni teoriche

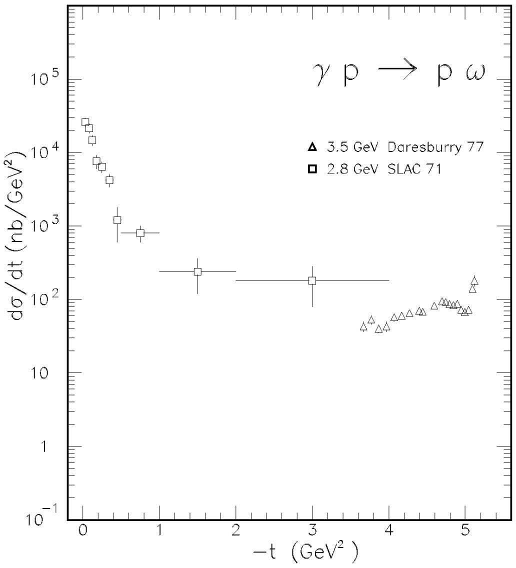

Figura 1.4: La sezione d'urto differenziale in funzione del momento trasferito t della fotoproduzione della ω : i dati esistenti forniscono una limitata copertura cinematica.

sulla dinamica del processo di fotoproduzione del mesone ω in questo range di -t.

1.2 Modellizzazione del processo

Come detto precedentemente, i tre mesoni vettore ϕ, ρ e ω presentano caratteristiche analoghe. È quindi indispensabile avere un modello che spieghi le proprieta' e i meccanismi di fotoproduzione di tutti e tre contemporaneamente [2].

Per fare ciò, è necessario studiare in parallelo i meccanismi che stanno alla base della fotoproduzione della ϕ e della ρ (di cui si hanno a disposizione i risultati provenienti dall'analisi dei dati di CLAS) e porre le basi teoriche del modello all'interno del quale si deve poter inserire anche il mesone ω. In quest'ottica, il mio studio sulla fotoproduzione del mesone ω, rappresenta un test significativo della validita' dei meccanismi ipotizzati.

Nella sezione d'urto differenziale di fotoproduzione dei mesoni vettore, come accennato precedentemente, si possono distinguere due regimi dinamici ben definiti: la regione dei bassi impulsi trasferiti e la regione degli alti -t.

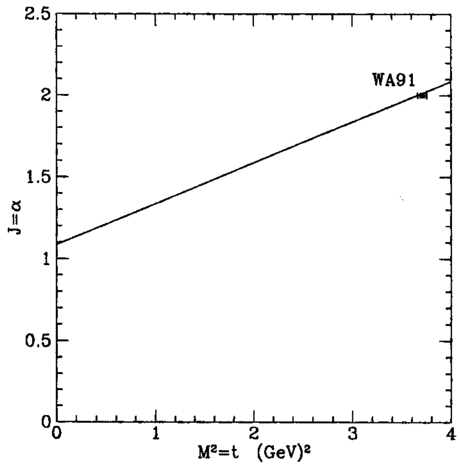

Figura 1.5: Traiettoria di Regge del Pomerone

A bassi -t (-t $<$ 1 GeV^2) la $\frac{d\sigma}{dt}$ mostra il tipico andamento diffrattivo (esponenziale decrescente in -t) che può essere interpretato nell'ambito del Vector Meson Dominance (VMD) [6], come lo scattering elastico del mesone vettore dal protone bersaglio, o nel più recente approccio della *teoria di Regge*, attraverso lo scambio del Pomerone e di altri mesoni (f_2, σ, π etc.) [7].

1.2.1 Traiettorie di Regge

La teoria di Regge ha origine dall'osservazione fenomenologica che ponendo in ascissa le masse al quadrato di alcune particelle e in ordinata il loro momento angolare J, i punti sono ben interpolati da traiettorie rettilinee. Nella teoria si ipotizza che la particella scambiata nell'interazione γ - nucleone, sia la prima materializzazione della traiettoria di Regge e che l'intera famiglia di particelle giacente sulla retta sia coinvolta nello scambio. La sezione d'urto differenziale di fotoproduzione risulta proporzionale al propagatore di Regge $s^{\alpha(t)}$:

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto s^{2\alpha(t)} \tag{1.4}$$

dove α(t) è la traiettoria di Regge corrispondente alle particelle scambiate. In fig 1.5 è riportata, a titolo di esempio, la traiettoria di Regge relativa allo scambio del Pomerone dove

$$\alpha(t) = 1 + 0.086 + 0.25t \tag{1.5}$$

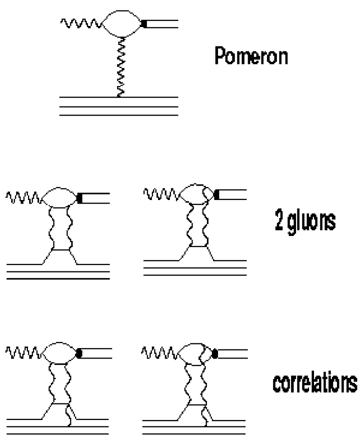

Figura 1.6: Diagrammi che rappresentano lo scambio del Pomerone o di due gluoni nella fotoproduzione della ϕ

Si verifica che la scelta di tale traiettoria per il Pomerone fornisce una buona descrizione dei dati sperimentali a basso momento trasferito.

1.2.2 Lo scambio del Pomerone

Il Pomerone, a cui ho precedentemente accennato, è utilizzato per spiegare il comportamento diffrattivo della sezione d'urto di fotoproduzione dei mesoni vettore a bassi impulsi trasferiti. Al Pomerone vengono assegnati i numeri quantici del vuoto I=0 C=+1, tuttavia, a tutt' oggi, resta da spiegare la sua composizione in termini dei quark e dei gluoni. Nell'interazione con il nucleone esso si accoppia ad un quark e in prima approssimazione può essere considerato puntiforme. Tuttavia ad alti -t, regione più sensibile ai meccanismi microscopici della fotoproduzione, è possibile introdurre un modello in cui il Pomerone non viene più considerato puntiforme, ma entrano in gioco i suoi costituenti: i gluoni. In tale modello, ad alto momento trasferito il parametro d'urto del processo di scattering elastico mesone vettore-nucleone (b $\simeq \frac{1}{\sqrt{-t}}$) diventa confrontabile con la lunghezza di correlazione dei gluoni (distanza alla quale i gluoni possono propagarsi) e consente ai quark nel mesone vettore e ai quark nel protone di avvicinarsi abbastanza da scambiare due gluoni che non hanno il tempo di ricombinarsi a formare il Pomerone. Alti momenti trasferiti consentono anche configurazioni in cui la distanza trasversa tra i due quark nel mesone vettore e i tre quark nel protone è piccola. In quel caso, ogni gluone può accoppiarsi a quark differenti sia nel mesone vettore che nel protone, evidenziando quindi le correlazioni tra i quark nell 'adrone. I diagrammi in fig. 1.6 illustrano le tre possibili configurazioni appena descritte. D'altro canto, la scala di energie in gioco suggerisce che i gluoni coinvolti nella reazione non siano completamente perturbativi e l'effetto dovuto all'interazione forte è tenuto in conto sostituendo il propagatore dei gluoni liberi con un' opportuna forma modificata (i gluoni 'vestiti') [8].

L'ipotesi della struttura a 2-gluoni del Pomerone è supportata dall'andamento dei dati sperimentali di CLAS della sezione d'urto differenziale di fotoproduzione del mesone vettore ϕ. A causa della sua componente dominante $s\bar{s}$, infatti, i meccanismi di scambio di quark sono fortemente soppressi nella fotoproduzione del mesone ϕ. Ciò rende questo canale il candidato ideale per studiare lo scambio dei due gluoni. Come si può osservare in fig. 1.7, la modellizzazione dello scambio del Pomerone in termini dello scambio di due gluoni, mostra un andamento confrontabile con il puro diffrattivo fino a -$t \simeq 1\ GeV^2$ da cui si discosta notevolmente per -t maggiori.

La curva punteggiata corrisponde allo scambio del Pomerone, mentre la curva continua rappresenta lo scambio di due gluoni non perturbativi che si possono accoppiare ai diversi quark del mesone vettore e del protone. Le correlazioni tra i quark sono tenute in conto nell'ipotesi più semplice di equipartizione dell'impulso tra i tre quark del protone. È da notare come il modello a due gluoni descriva bene i dati di CLAS anche per la regione di bassi impulsi trasferiti.

La curva continua forisce un' ottima descrizione dell'esperimento di CLAS sull'intero range di t, tranne che per l'ultimo punto a -t = 3.9 GeV^2. Qui ci si avvicina la limite cinematico e può intervenire un nuovo processo: lo scambio di un nucleone nel canale u (*nota* [3]). La curva a tratti e punti tiene conto del contributo del canale u con la scelta $g_{\phi NN}$=3 per la costante di accoppiamento del vertice ϕNN. Questo valore proviene dall'analisi dei fattori di forma elettromagnetici del nucleone e dallo scattering nucleone-nucleone [33, 34]. Dato che lo scambio nel canale u domina vicino al limite cinematico accessibile, un esperimento ad energie più elevate (4.5 GeV) sposterebbe tale contributo a valori maggiori di -t (6 GeV^2) e metterebbe a disposizione un intervallo più ampio ove studiare i meccanismi di scambio dei due gluoni. In fig. 1.7 sono presentate anche le predizioni di altri due modelli. Entrambi trattano lo scambio dei gluoni nella QCD perturbativa (gluoni liberi) e usano un modello a di-quark per tenere conto delle correlazioni dei quark nel protone. Sopra -$t \simeq 2\ GeV^2$ i dati di CLAS mostrano una diversa dipendenza

[3] L'invariante cinematico u si definisce come:

$$u = (\wp_\mu^{p_{fin}} - \wp_\mu^{\gamma})(\wp_\mu^{p_{fin}} - \wp_\mu^{\gamma}) \tag{1.6}$$

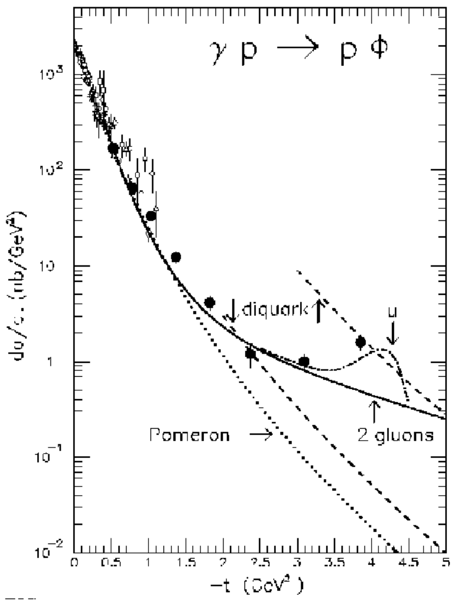

Figura 1.7: La sezione d'urto differenziale in funzione del momento trasferito t della fotoproduzione della ϕ

da t, confermando che l'interpretazione in termini di gluoni non perturbativi è preferibile in questo range cinematico.

In conclusione la fotoproduzione elastica del mesone ϕ è ben riprodotta dallo scambio di due gluoni non perturbativi con il contributo dello scambio di nucleone nel canale u in prossimità del limite cinematico. Questo modello coincide con lo scambio del Pomerone a bassi -t, ma se ne discosta sopra -t $\simeq 1.8\ GeV^2$.

Fissata la parte relativa allo scambio dei due gluoni, il confronto con i dati sperimentali della fotoproduzione del mesone ρ fornirà significative indicazioni sui meccanismi di scambio dei quark.

1.2.3 Lo scambio di quark

A differenza del mesone ϕ, la ρ è costituita da quark leggeri *up* e *down* che compongono anche il protone bersaglio. Per questo mesone vettore, quindi, sono possibili processi di scambio di quark tra il mesone vettore ed il protone. In fig. 1.8 sono riportati i recenti dati di CLAS che forniscono la sezione d'urto di fotoproduzione del mesone ρ fino ad un valore di -t = 5 GeV^2. Come nel caso della ϕ, la regione a basso momento trasferito (-t < 1 GeV^2) mostra il tipico andamento diffrattivo, descrivibile tramite lo scambio delle

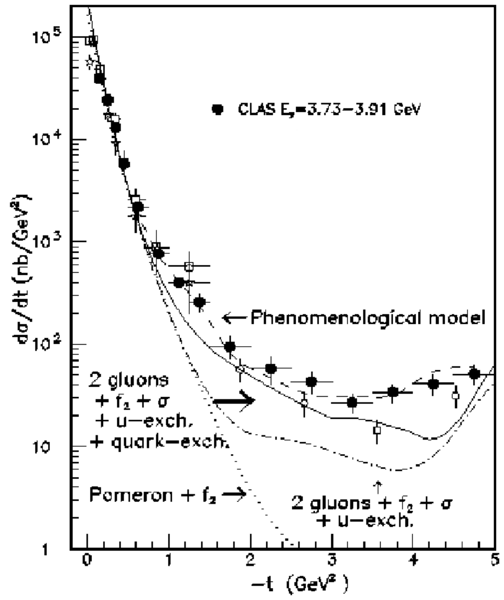

Figura 1.8: La sezione d'urto differenziale di fotoproduzione della ρ^0

traiettorie di Regge del Pomerone e del mesone $f_2(1270)$. Nel modello ispirato alla QCD, come visto precedentemente, lo scambio del Pomerone è sostituito dallo scambio di due gluoni non perturbativi e del mesone $f_2(1270)$ [7], cui si somma il contributo dello scambio del mesone σ [35, 36]. La risalita dei dati nella zona di -t prossima al limite cinematico è descritta dallo scambio del nucleone e dei suoi stati eccitati (Δ e risonanze barioniche) nel canale u. Per valori di -t intermedi, lo scambio delle traiettorie di Regge non può spiegare l'andamento piatto che si osserva in figura nell'intervallo 2 GeV^2 < -t < 4 GeV^2. In questo intervallo i dati sono sottostimati dal modello utilizzato per la ϕ (curva tratti e punti). Per ristabilire buon accordo con i dati, occorre ipotizzare che altri processi, come lo scambio di quark siano determinanti per descrivere completamente la fotoproduzione del mesone ρ. I diagrammi c) di fig. 1.9 raffigurano i due meccanismi di 'hard scattering' ipotizzabili (lo scattering fotone-protone coinvolge un solo quark del nucleone non interagente con gli altri quark del protone). La QCD perturbativa, in linea toerica, permetterebbe di descrivere in modo quantitativo tali meccanismi, ma attualmente non sono disponibili previsioni teoriche complete. I meccanismi di hard scattering, vengono quindi modellizzati con lo scambio di una traiettoria di Regge 'saturata' [37].

Le traiettorie di Regge sono solitamente lineari in t, ma nella regione ad alto momento trasferito possono saturare, ossia diventano indipendenti da t.

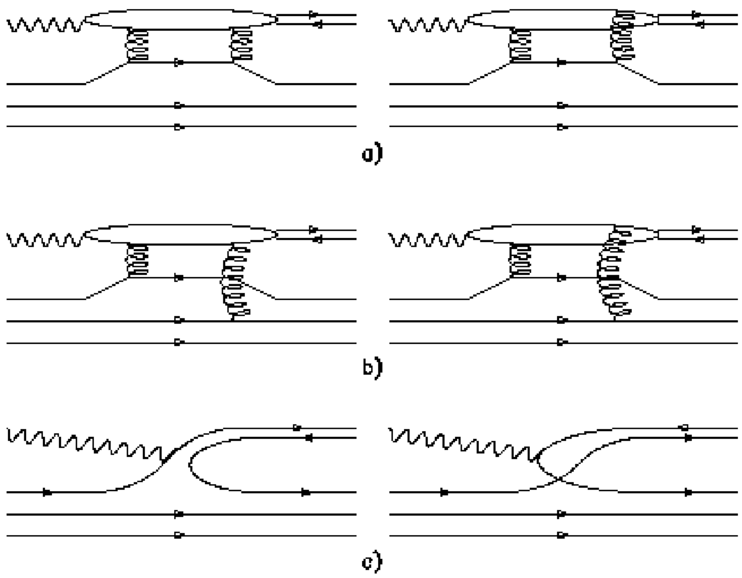

Figura 1.9: I diagrammi di Feyenman corrispondenti a a) scambio dei 2-gluoni da un singolo quark, b) scambio dei 2-gluoni tenendo conto delle correlazioni fra quark nel nucleo, e c) scambio di quark

In fig. 1.10 è rappresentata la traiettoria saturata del pione. In un modello in cui i mesoni sono cosituiti da quark legati da un potenziale

$$V(r) = a\frac{1}{r} + br + c \tag{1.7}$$

la parte lineare di potenziale confinante equivale al tratto lineare a lungo raggio della traiettoria,che corrisponde allo spettro degli stati eccitati del mesone, mentre il potenziale di scambio di singolo gluone a corto raggio equivale alla parte saturata della traiettoria [9]. In questo senso, lo scambio della parte lineare della traiettoria può essere visto come lo scambio di quark fortemente interagenti in modo non-perturbativo, mentre lo scambio della parte saturata viene interpretato come lo scambio di due quark interagenti attraverso lo scambio di un singolo gluone hard perturbativo.

La linea continua in figura 1.8 mostra il calcolo completo che tiene conto anche delle traiettorie saturate. Si nota che essa descrive bene l'andamento dei dati sperimentali. Inoltre, ad ulteriore conferma dell'ipotesi avanzata sui meccanismi coinvolti nella fotoproduzione del mesone ρ ad alti -t, i valori della sezione d'urto differenziale a $\theta_{c.m.}$=90° in funzione di s mostrano un andamento s^{-7}-s^{-8}, molto simile a quello osservato per i processi di scattering

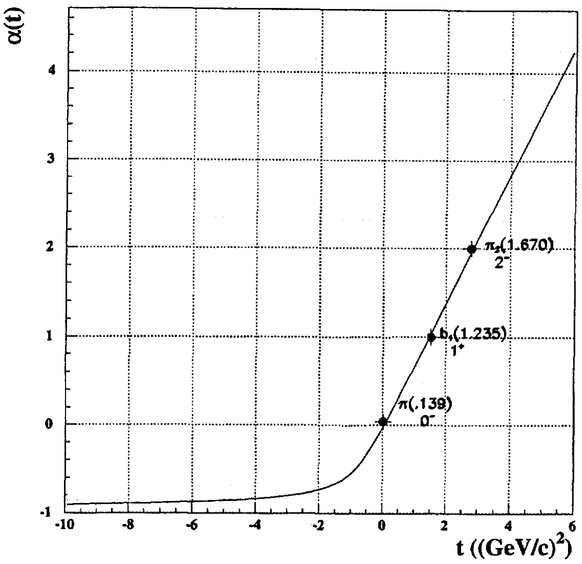

Figura 1.10: Traiettoria di Regge saturata del π. In figura si può notare la parte lineare della traiettoria fino a t=0 Gev che satura per t negativi al valore $\alpha(t)$ = -1.

esclusivo descritti in precedenza. Analoghe dipendenze presentano i meccanismi di hard scattering rappresentati nei diagrammi c) in fig. 1.9 (diagramma a sinistra) s^{-7} e (diagramma a destra) s^{-8}, calcolate semplicemente contando il numero di campi quantistici coinvolti nel processo ($\frac{d\sigma}{dt} \simeq s^{2-n_i-n_o}$).

1.3 Il canale $\gamma p \longrightarrow p\omega$

L'analisi dei dati sperimentali di CLAS per la fotoproduzione dei mesoni ϕ e ρ ha permesso di costruire un modello che descrive in modo soddisfacente le sezioni d'urto differenziale e totale di fotoproduzione di entrambi i mesoni vettore: lo studio dei dati relativi al mesone ϕ ha permesso di valutare il contributo dello scambio dei due gluoni, mentre l'analisi dei dati della ρ ha evidenziato il meccanismo di scambio di quark tra il protone ed il mesone vettore. Con lo studio svolto in questa tesi, voglio verificare che il modello, costruito grazie ai dati a disposizione per la ϕ e la ρ, riesca a descrivere la fotoproduzione del mesone ω, confermando la sua validità generale nell'interpretazione della fotoproduzione dei mesoni vettore.

Come anticipato in precedenza, per descrivere la fotoproduzione della ω

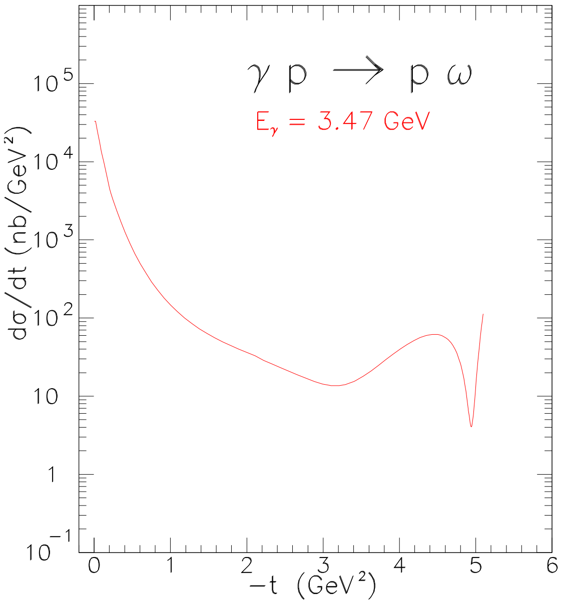

Figura 1.11: Curva di previsione teorica per la $\frac{d\sigma}{dt}$ di fotoproduzione del mesone vettore ω

nel range di bassi -t, si ipotizza lo scambio della traiettoria di Regge del π, in aggiunta allo scambio dei due gluoni e della $f_2(1270)$. Lo scambio del π contribuisce prevalentemente in questo canale dato che il valore della costante di accoppiamento $g_{\omega\pi\gamma}$ (0.334) è molto maggiore di quello delle costanti di accoppiamento $g_{\rho\pi\gamma}$ (0.136) e $g_{\phi\pi\gamma}$ (0.0301). In analogia con la fotoproduzione della ρ, si ipotizzano processi di 'hard scattering' ad alti -t e nella zona di -t prossima al limite cinematico il modello prevede lo scambio della Δ e di un nucleone nel canale u.

In fig. 1.11, la curva rappresenta la previsione teorica dell'andamento della sezione d'urto differenziale $\frac{d\sigma}{dt}$ della reazione $\gamma p \longrightarrow p\omega$ all'energia E_γ = 3.5 GeV. Sarà interessante confrontare la sezione d'urto sperimentale da me estratta con la curva teorica, in modo da avere conferma delle ipotesi avanzate in questo modello, sui meccanismi alla base del processo di fotoproduzione dei mesoni vettore, ed in particolare del mesone vettore ω.

1.4 Interpretazioni alternative

In alternativa a questo modello, esistono altri modelli [10, 11] concettualmente differenti che utilizzano previsioni teoriche sulla fotoproduzione dei mesoni

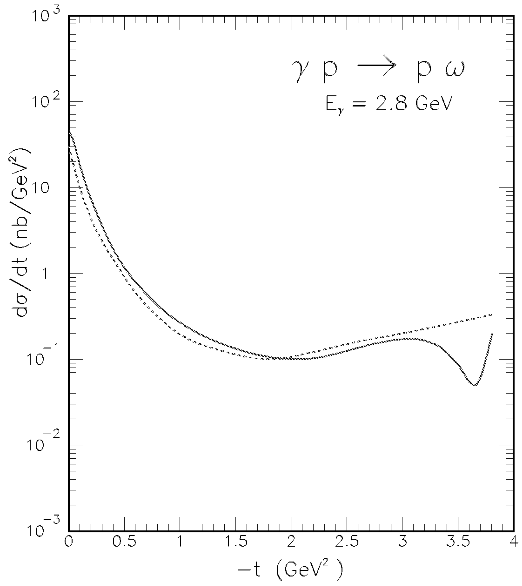

Figura 1.12: Confronto tra le curve della sezione d'urto differenziale dei modelli di J.M. Laget (curva continua) e Y. Oh (curva tratteggiata) all'energia $E_\gamma = 2.8$ GeV

vettore a basse energie ($E_\gamma < 2$ GeV) e le adattano a intervalli energetici più elevati.

Per descrivere l'andamento diffrattivo a bassi impulsi trasferiti, in analogia con il modello descritto, vengono ipotizzati lo scambio del Pomerone e del π nel canale t, mentre l'andamento nella regione prossima al limite cinematico è spiegato con lo scambio diretto e incrociato di un nucleone nel canale u. A differenza del modello precedente, nella regione ad alti -t si evidenzia il contributo delle risonanze barioniche nel canale s. In questo schema, il diagramma che descrive il contributo delle risonanze all'ampiezza di transizione può essere decomposto in tre parti:

$$T_{Ris} = A_{e.m.} \cdot Propagatore \cdot T_{Dec} \tag{1.8}$$

ossia produzione (vertice elettromagnetico), propagatore della risonanza e decadimento (vertice forte). Per descrivere il sistema fotone-nucleone, vengono sfruttate le previsione teoriche fornite dal modello a quark riguardo la fotoeccitazione $\gamma N \longrightarrow N^*$ delle risonanze. Poichè il vertice forte si presta a maggiore ambiguità rispetto a quello elettromagnetico, le ampiezze di decadimento delle risonanze possono essere ottenute utilizzando direttamente il valore del branching ratio nel canale interessato (ottenuto dall'analisi dei dati sperimentali di adroproduzione).

In fig. 1.12 sono riportate le curve teoriche previste dai modelli di J.M. Laget e Y. Oh per la $\frac{d\sigma}{dt}$ di fotoproduzione del mesone vettore ω a $E_\gamma = 2.8$ GV. Limitatamente a questo valore di energia, non è possibile distinguere a priori quale modello sia più adatto a descrivere i dati sperimentali della sezione d'urto differenziale. Qui le curve corrispondenti ai due modelli sono molto simili ed entrambi gli approcci descrivono bene i dati sperimentali. Ad energie più elevate, invece, la differenza fra i modelli diventa più significativa e sarebbe interessante verificare quale dei due meccanismi ipotizzati, descriva meglio la fotoproduzione del mesone ω.

Capitolo 2

Il rivelatore CLAS a JLAB.

Una parte importante del programma sperimentale del TJNAF concerne lo studio delle reazioni esclusive in cui lo stato finale a piú particelle deve essere completamente determinato. La massima parte degli spettrometri utilizzati in fisica nucleare risulta, per motivi costruttivi,inadatta alla ricostruzione di reazioni caratterizzate da molte particelle nello stato finale. Si tratta quasi esclusivamente, infatti, di rivelatori a bassa accettanza angolare ($\sim 10^{-3} \cdot 4\pi$) e in impulso ($\Delta p/p \sim 10\%$), che sono, d'altra parte, caratterizzati da una ottima risoluzione in impulso ($\delta p/p \sim 10^{-4}$): questo li rende particolarmente adatti alla rivelazione di una singola particella nello stato finale, anche con grande precisione, mentre limita la possibilità di ricostruire completamente le reazioni avvenute.

Il rivelatore CLAS [17] (*CEBAF Large Acceptance Spectrometer*) è stato progettato e costruito in modo da risultare complementare a questo tipo di spettrometri: esso è infatti caratterizzato da grande accettanza angolare ($\sim 0.3 \cdot 4\pi$) e da una risoluzione in impulso dell'ordine dell'1%.

Queste proprietà permettono di sfruttare al meglio le caratteristiche del fascio prodotto a CEBAF (*Continuous Electron Beam Accelerator Facility*). Questo è, infatti, un fascio quasi continuo, che può essere mantenuto stabile per valori di corrente compresi tra 150 pA e 300 μA.

2.1 L'acceleratore CEBAF.

Tutti gli esperimenti in corso presso i laboratori Thomas Jefferson (JLAB) di Newport News, Virginia, si basano sul fascio accelerato da CEBAF. Esso è costitutito da due acceleratori lineari collegati da archi di ricircolazione: gli elettroni, iniettati ad una energia iniziale di 40 MeV, compiono diversi giri all'interno della macchina prima di essere estratti, e, ad ogni giro, passano

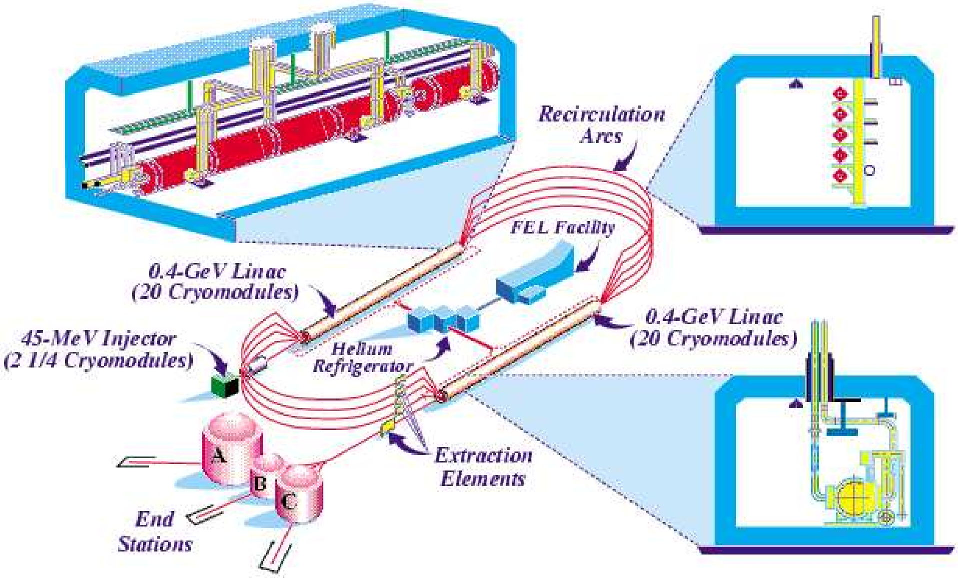

Figura 2.1: Il complesso di CEBAF.

in un arco diverso, in modo da trovare sempre il giusto campo curvante. Il sistema di accelerazione si basa su 40 cavità superconduttrici in niobio che operano ad una frequenza di 1497 MHz: l'acceleratore è in grado di portare gli elettroni ad una massima energia di 5.75 GeV, dopo 5 giri, mentre la massima corrente totale che può essere sopportata è di circa 300 μA.

La macchina è in grado di fornire tre fasci sostanzialmente indipendenti alle tre sale sperimentali (Hall A, B e C): data la frequenza a cui operano le cavità acceleratrici, gli elettroni vengono accelerati in *bunches* separati temporalmente di circa 0.67 ns, e quindi distribuiti alle tre sale in sequenza, di modo che ad ogni esperimento arrivi un bunch ogni circa 2 ns. L'energia del fascio può essere scelta facendo percorrere un numero diverso di giri ai singoli pacchetti di elettroni, mentre la corrente può essere variata agendo su un selettore meccanico che parzializza il fascio tra il punto di estrazione e la zona di interazione. In linea di principio potrebbero essere direttamente accelerati pacchetti contenenti un numero diverso di elettroni, in modo da ottenere le correnti volute nelle tre stazioni; nel caso in questione, tuttavia, questa soluzione non è praticabile a causa della grande differenza tra le intensità richieste da CLAS e dagli altri rivelatori: in relazione alla sua grande accettanza angolare, infatti, la corrente da esso richiesta risulta diversi ordini di grandezza inferiore rispetto a quella richiesta dai rivelatori ospitati nelle altre sale (da 2 a 5 nA contro $\sim 1 \div 10$ μA). Accelerare pacchetti di dimensioni così diverse provocherebbe problemi di instabilità al fascio meno intenso.

A JLAB operano rivelatori che presentano caratteristiche complementari: la sala A e la sala C ospitano 4 spettrometri ad alta risoluzione e a bassa accettanza angolare, rispettivamente i due spettrometri ad alta risoluzione (HRS), uno per elettroni e uno per adroni, caratterizzati da $\Delta p/p \sim 10^{-4}$ e $p_{max} = 4$ GeV, e lo *Short Orbit Spectrometer, SOS* e lo *High Momentum Spectrometer, HMS*, che hanno rispettivamente $p_{max} = 1.8$ GeV e 7 GeV, mentre la sala B ospita il rivelatore CLAS, dedicato ad esperimenti di scattering esclusivo e studio di stati finali a molte particelle.

L'acceleratore è in grado di fornire un fascio polarizzato simultaneamente in tutte le stazioni sperimentali. Gli elettroni vengono estratti da un fotocatodo di arseniuro di gallio con un laser polarizzato circolarmente: nel processo di fotoemissione, la polarizzazione circolare dei fotoni incidenti si trasferisce in polarizzazione lineare degli elettroni.

2.2 Il tagger

Per realizzare esperimenti con fotoni reali, la sala B è dotata di un dispositivo per la produzione di fotoni di Bremsstrahlung. Esso consiste in un radiatore posto all'entrata della sala sulla traiettoria del fascio. Nella zona adiacente è situato il marcatore di fotoni (tagger) che permette di misurare l'energia degli elettroni. Esso è cosituito da un campo magnetico che ha due ruoli fondamentali:

- condurre gli elettroni che non hanno interagito, verso il punto di arresto del fascio;
- deflettere gli elettroni che hanno emesso un fotone verso il piano focale.

Due gruppi di scintillatori sono posti dentro al piano focale per permettere di rivelare gli elettroni che hanno emesso un fotone. Questo dispositivo permette di misurare l'energia e il tempo di passaggio dell'elettrone associato al fotone emesso in avanti. L'associazione di un elettrone a ciascun fotone è il principio del marcamento o 'tagging'.

Il tagger (fig. 2.2) permette di rivelare gli elettroni entro l'intervallo energetico 0.2 E_0-0.95 E_0, dove E_0 è l'energia iniziale del fascio di elettroni. I due piani di scintillatori sono denominati:

- piano E: questo è il piano costituito dal maggior numero di barre di scintillatore (384), ed é utlizzato per determinare l'energia dell'elettrone;
- piano T: è composto da 61 contatori sovrapposti. Gli scintillatori di questo piano possiedono un ottima risoluzione temporale (dell'ordine dei 150 ps).

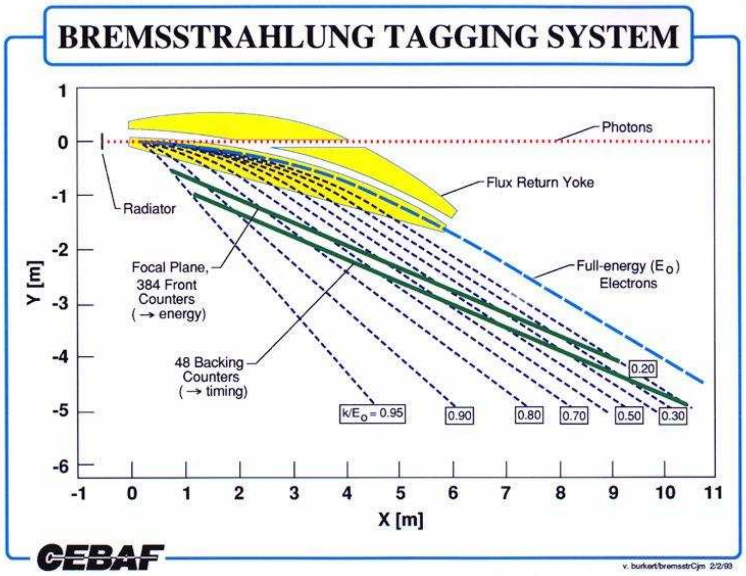

Figura 2.2: Schema del principio di funzionamento del tagger.

Angolo polare ϑ	Copertura in φ
15°	π
20°	1.3π
90°	1.7π

Tabella 2.1: Copertura in φ in funzione di ϑ per CLAS.

Il segnale di un elettrone che passa dentro questi due piani viene utilizzato come una delle condizioni di trigger durante un esperimento con fotoni reali.

2.3 Il rivelatore CLAS.

Il rivelatore CLAS è uno spettrometro magnetico a bersaglio fisso basato su 6 bobine superconduttrici che generano un campo toroidale nella direzione dell'angolo azimuthale φ e simmetrico intorno alla linea del fascio. Queste strutture dividono il rivelatore in sei spettrometri indipendenti uguali tra loro.

A seconda della direzione del campo magnetico, le cariche negative diffuse vengono deviate verso la linea del fascio (si parla allora di campo *inbending*, e si dà segno positivo alla corrente del toro), o nella direzione opposta (campo

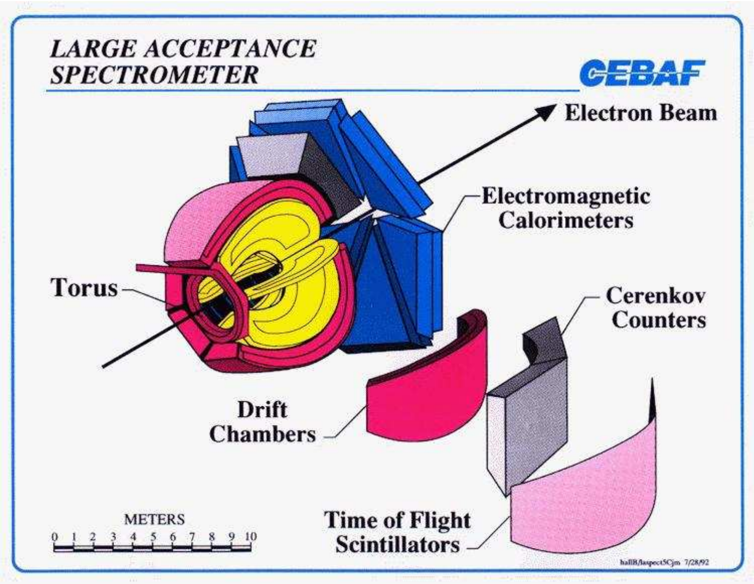

Figura 2.3: Il rivelatore CLAS.

outbending e corrente di toro negativa), comunque la traiettoria delle particelle cariche avviene sempre su un piano a φ costante. Soluzioni più diffuse, come campi solenoidali o dipolari, sono state scartate in favore di questa per diversi motivi:

- La già citata conservazione di φ, che permette il disaccoppiamento della misura dell'angolo azimuthale da quella di angolo polare e impulso;

- La compatibilità con l'utilizzo di un bersaglio polarizzato: la forma delle bobine è tale da generare un campo trascurabile nella regione occupata dal bersaglio;

- La possibilità di avere un campo più intenso in avanti, dove le particelle hanno impulso più elevato, per mantenere costante la risoluzione in impulso, semplicemente modellando in maniera opportune le bobine superconduttrici;

- Il basso fondo derivante da processi elettromagnetici: eventuali coppie e^+e^- (che vengono prodotte prevalentemente a basso ϑ) non vengono rivelate, finendo nel foro di uscita del fascio, mentre gli elettroni derivanti da diffusione Möller possono essere deviati facilmente con un campo magnetico ausiliario. Durante gli esperimenti con bersaglio polarizzato è sufficiente il campo magnetico dipolare del bersaglio stesso,

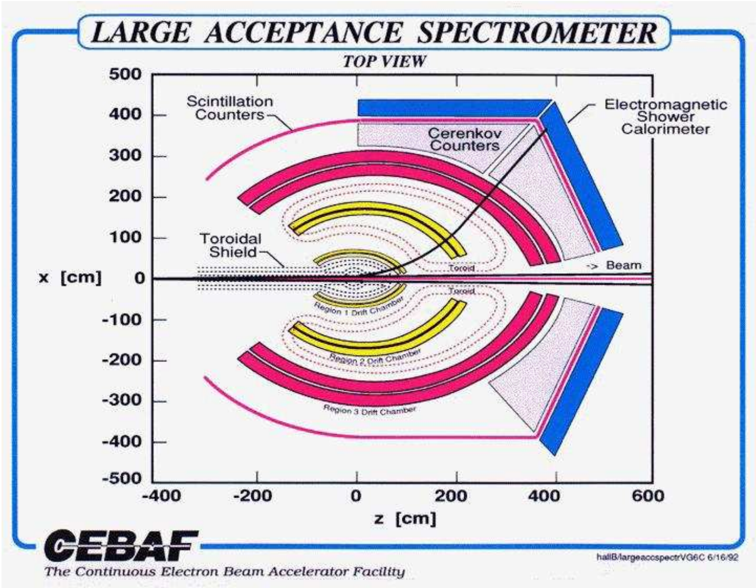

Figura 2.4: Una sezione del rivelatore CLAS contenente l'asse del fascio.

mentre nel caso impolarizzato viene impiegato un sistema di bobine, detto minitoro, che genera un campo *inbending* in stretta prossimità del vertice, sufficiente a convogliare gli elettroni di bassa energia verso il foro di uscita del fascio.

La massima corrente portata dalle bobine è stata di 3860 A, i dati relativi all'analisi di cui si tratta in questa sede sono relativi ad una corrente di 3376 A.

Il campo generato dal toro serve a deflettere le particelle cariche nella loro traiettoria attraverso le tre camere a fili, che rappresentano il primo elemento attivo del rivelatore: questo permette di risalire ad una relazione tra impulso e carica elettrica per le particelle rivelate. All'esterno di queste si trova un contatore Čerenkov, in grado di riconoscere gli elettroni, un rivelatore di tempo di volo, grazie al quale, calcolando la relazione tra velocità e impulso delle particelle, se ne può ricostruire la massa, ed infine un sistema di calorimetri elettromagnetici per l'identificazione di elettroni e particelle neutre.

La struttura di CLAS permette la copertura di un grande angolo solido, limitata solo dalla presenza delle bobine del magnete: nelle regioni cieche in prossimità di queste è alloggiata la maggior parte della strumentazione, come elettronica di controllo e tubi fotomoltiplicatori.

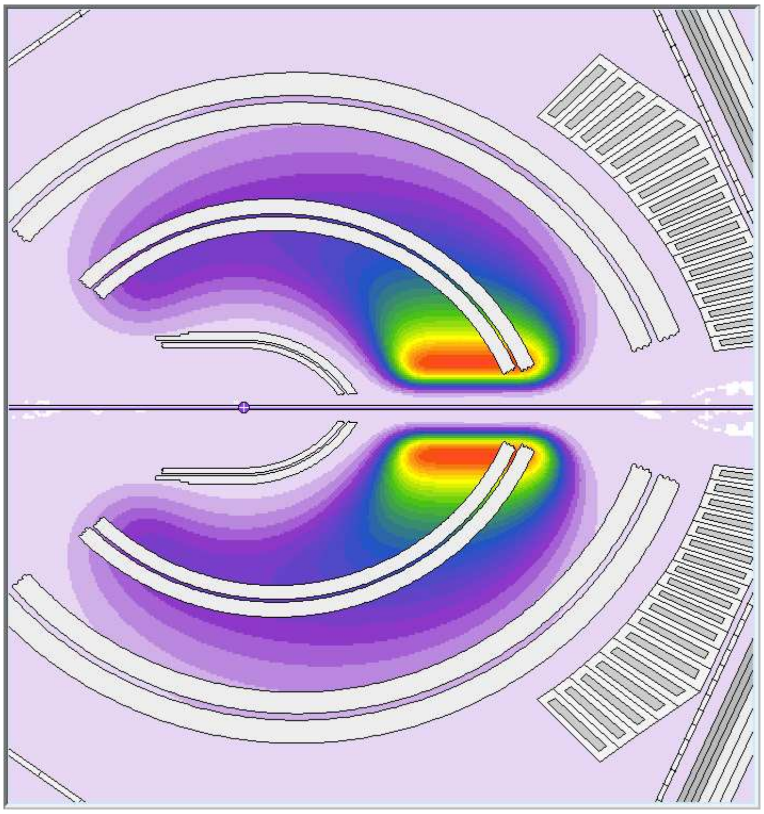

Figura 2.5: L'intensità del campo magnetico generato dal magnete toroidale di CLAS.

2.3.1 Le camere a deriva.

CLAS è dotato di un sistema di camere a deriva (*Drift Chambers, DC*) per il tracciamento delle traiettorie delle particelle cariche [18, 19]: queste camere sono disposte in tre "regioni", numerate a partire dalla più vicina al punto di interazione. La regione 1 si trova in una zona in cui il campo toroidale è quasi trascurabile, la regione 2 si trova all'interno dell'avvolgimento del toroide e, infine, la regione 3 si trova subito al di fuori di questo.

Il funzionamento di una camera a fili si basa sulla ionizzazione che una particella carica provoca in un gas quando lo attraversa: per ricostruire il punto in cui la particella è transitata è sufficiente valutare la posizione in cui si è verificato questo processo. Applicando un intenso campo elettrico, gli elettroni e gli ioni derivano in direzioni opposte, provocando ionizzazione secondaria e quindi una amplificazione del fenomeno. Il campo elettrico viene generato da un insieme di fili paralleli, posti alternativamente a tensioni

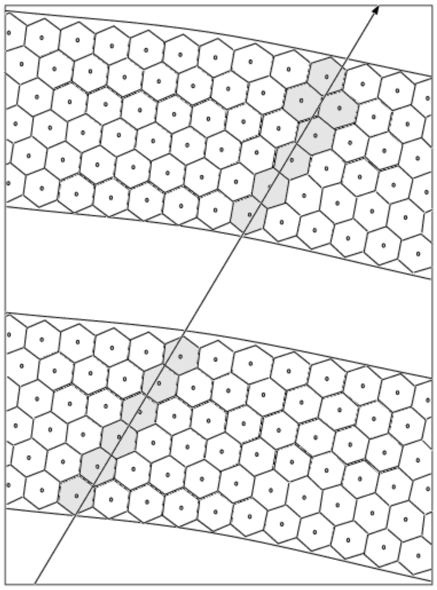

Figura 2.6: Sezione di una regione di camere a deriva: sono visibili i 6 strati di celle esagonali e le celle in cui una particella carica viene rivelata.

opposte, in modo che possano essere raccolti sia gli elettroni che gli ioni, per ottenere due segnali in corrente.

Ogni regione del sistema di DC di CLAS è formata da due *superlayers*: nel primo i fili sono tesi nella direzione del campo toroidale, cioè perpendicolarmente ai piani che contengono le traiettorie delle particelle, ed è detto "normale", mentre nel secondo i fili sono tesi in modo da formare con quelli un angolo di 6.5°, ed è detto "stereo". Questo consente di determinare anche l'angolo azimuthale della traiettoria della particella. La disposizione dei fili è tale da formare celle esagonali con ai vertici 6 fili posti a potenziale zero e al centro un filo in tensione: in ogni superlayer si trovano 6 strati di celle sovrapposti. Ai bordi delle camere sono posizionati dei fili "di guardia" che simulano un campo elettrico all'interno della camera generato da una griglia infinita di esagoni. Questa configurazione è stata scelta perché consente di avere una risposta largamente indipendente dall'angolo con cui viene emessa la particella: questo è particolarmente importante in un rivelatore come CLAS che ha nella grande accettanza angolare la sua caratteristica più importante. La geometria è tale per cui la massima lunghezza di deriva è, per le regioni 1, 2 e 3 rispettivamente, di 0.7 cm, 1 cm e 2 cm.

Il gas utilizzato è una mistura di argon (90%)e diossido di carbonio (10%): l'argon viene facilmente ionizzato e consente un guadagno dell'ordine di 10^4,

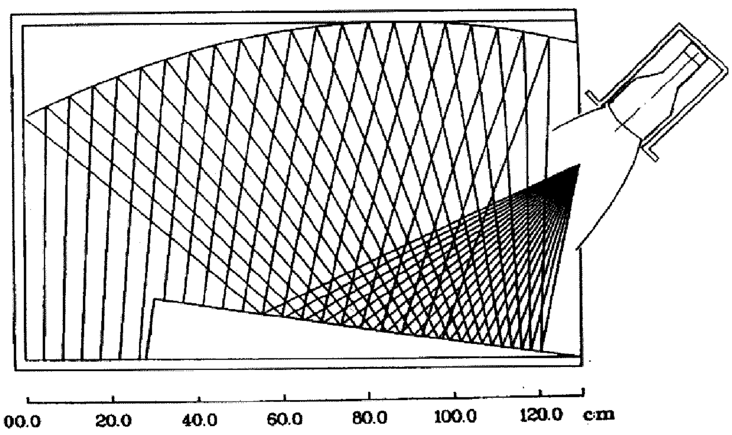

Figura 2.7: Sezione di un modulo del contatore Čerenkov: sono indicate le traiettorie dei fotoni emessi da una particella sopra soglia per essere convogliati verso il PMT.

mentre il CO_2 agisce da *quencher*, cioè limita la reazione a valanga. Questo gas ha una risoluzione intrinseca di $\sim$ 100 μm; la massima risoluzione che si riesce ad ottenere in condizioni operative è dell'ordine dei 500 μm: questa è limitata principalmente dalla geometria e dalle fluttuazioni della risposta del rivelatore nel tempo. La risoluzione angolare ricostruita sulla base di calibrazioni è di circa 0.25°, corrispondente ad una risoluzione in impulso variabile dallo 0.5% all'1.5% al diminuire del valore dell'impulso stesso.

L'uso di fili di piccolo diametro permette di ottenere buone prestazioni anche con una tensione relativamente limitata, permettendo l'impiego di sostegni meccanici sottili, ottimizzando l'accettanza angolare dell'apparato. L'elettronica di discriminazione e modellazione del segnale è montata sui sostegni stessi del rivelatore, in corrispondenza delle bobine del toro, in una regione intrinsecamente cieca. Lo spessore totale del materiale che costituisce le DC corrisponde a $0.1 \div 0.4$ lunghezze di radiazione: questo minimizza la probabilità che avvengano fenomeni di scattering multiplo.

2.3.2 I contatori Čerenkov.

Il contatore Čerenkov (CC) di CLAS ha come scopo il riconoscimento degli elettroni [20]: un sistema efficiente di separazione del fondo generato dai pioni negativi è necessario in ogni esperimento di diffusione di elettroni da nuclei.

Le particelle cariche in moto in un mezzo emettono una radiazione, detta radiazione Čerenkov, quando superano la velocità della luce nel mezzo stesso:

la velocità di soglia per questo fenomeno è $\beta = 1/n$, dove n è l'indice di rifrazione del mezzo. La radiazione viene emessa in un cono di apertura α tale che $\cos(\alpha) = 1/\beta n$: in un radiatore a gas questo significa una emissione sostanzialmente in avanti. I contatori Čerenkov di CLAS sono riempiti di perfluorobutano (C_4F_{10}) a pressione pari a 1 atmosfera. L'indice di rifrazione di ~ 1.00153, con una soglia per gli elettroni di circa $9MeV$ e di circa $2.5GeV$ per i pioni, mentre il massimo angolo di apertura del cono di emissione di circa $3°$. Ad energie superiori alla soglia di emissione di luce nel CC per i pioni, per il riconoscimento degli elettroni diventa fondamentale il segnale dei calorimetri elettromagnetici.

Ogni settore di CLAS è equipaggiato con un radiatore osservato da due serie di fotomoltiplicatori (PMT), alloggiati nella regione d'ombra all'esterno delle bobine del toro. Un sistema di specchi, simmetrico rispetto al centro del settore, convoglia la luce emessa in ogni segmento del radiatore verso il più vicino PMT. La sensibilità dei fototubi è al singolo fotoelettrone, mentre le simulazioni di Monte Carlo e le misure effettuate indicano un numero medio di fotoelettroni raccolti per evento pari a 7: questo porta ad una minima inefficienza teorica di $1 \cdot 10^{-3}$.

2.3.3 I rivelatori di tempo di volo (TOF).

La geometria

I requisiti per un rivelatore a tempo di volo (*time of flight, TOF*) sono la migliore risoluzione temporale, per la determinazione della velocità delle particelle con la massima precisione possibile, e una buona segmentazione per migliorare la flessibilità del sistema di trigger [21]. Il TOF di CLAS è stato progettato per permettere la separazione dei pioni dai mesoni K per impulsi fino a 2 GeV.

Le particelle più energetiche vengono emesse a piccolo angolo, quindi, per avere una risoluzione in velocità indipendente dall'angolo di scattering, si deve avere una risoluzione temporale particolarmente buona a piccoli angoli: per un rivelatore come CLAS, in cui le particelle possono avere energie fino a $1 \div 3$ GeV, è necessaria una risoluzione $\sigma \sim 100$ ps.

Il sistema in uso a CLAS consiste in un insieme di barre di scintillatore plastico posizionate perpendicolarmente alla direzione del fascio con una copertura angolare di circa $2°$ ciascuna. Ogni settore contiene 48 barre di spessore uniforme pari a 5.08 cm, mentre la larghezza aumenta all'aumentare dell'angolo polare da 15 cm a 22 cm e la lunghezza varia tra i 30 e i 450 cm. Per coprire uniformemente i sei settori da $8°$ a $142°$ in ϑ si è raggiunta un'area totale del sistema di scintillatori di 206 m^2.

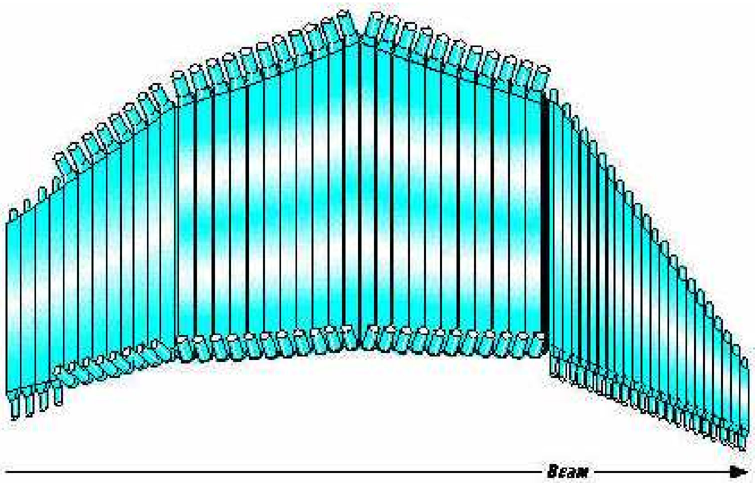

Figura 2.8: Sistema di scintillatori per la misura di tempo di volo per un settore.

Ogni barra è letta da due fotomoltiplicatori posizionati nella regione d'ombra delle bobine del toro: di ogni PMT vengono letti sia l'istante in cui si è verificata l'interazione che l'altezza dell'impulso, in modo da poter correggere il dato temporale per il cammino percorso dai fotoni all'interno della barra di scintillatore. L'altezza dell'impulso, inoltre, fornisce un'informazione sull'energia delle particelle rivelate: questa è particolarmente importante per i casi in cui l'impulso risulti inferiore a 500 Mev/c, quando, cioè, l'informazione delle camere a fili è degradata da fenomeni di scattering multiplo.

Logica di pre-trigger dei TOF

Per ottenere una risposta uniforme dai TOF lungo i contatori, un circuito speciale di pre-trigger è incaricato di realizzare la somma analogica dei segnali dei contatori adiacenti quando è necessario. In particolare, quando una particella colpisce due scintillatori adiacenti sui bordi, il singolo segnale proveniente da ciascun contatore potrebbe essere troppo debole per i discriminatori, ma non per la somma dei segnali che risulta essere proporzionale all'energia totale depositata. L'uscita di questo circuito serve da ingresso per la logica di trigger di primo livello. L'efficacia di questo dispositivo è stimata essere maggiore del 99% per tutte le posizioni misurate lungo gli scintillatori.

Analisi

Se il tempo di propagazione della luce è costante lungo tutta la barra di scintillatore, cosa che si verifica ovunque tranne che per le guide di luce dove il segnale luminoso trasmesso è piú importante di quello riflesso sui bordi, allora il tempo di arrivo della particella si ricava facilmente dalla semplice formula:

$$T = \frac{TOF_{destra} + TOF_{sinistra}}{2} \tag{2.1}$$

che fornisce un tempo di arrivo indipendente dalla posizione d'arrivo lungo la barra di scintillatore. Per ottenere una miglior risoluzione bisogna tenere conto dell'effetto tempo-ampiezza (Time-Walk) che può essere di qualche nanosecondo. Applicando tale correzione, la risoluzione misurata risulta essere fra gli 80 e i 150 ps.

2.3.4 Lo Start-Counter

Descrizione dell'apparato

Gli 'Start-Counters' sono degli scintillatori di 30 cm di lunghezza posizionati attorno alla camera a vuoto, ad una distanza di 10 cm dal bersaglio. Essi coprono tutto lo spazio in ϕ. Per eliminare l'incertezza dovuta al tempo di propagazione della luce, che è funzione del punto di passaggio della particella, è necessario disporre di un fotomoltiplicatore a ciascuna estremità. Dal momento che non è possibile posizionare in avanti (per ragioni di spazio) ne' le guide di luce, ne' i tubi fotomoltiplicatori, la diposizione adottata è un solo scintillatore curvato nel mezzo per coprire due settori. Servono cosí tre di essi per coprire i sei settori di CLAS.

Il loro ruolo: limitare le coincidenze casuali

Per gli esperimenti con i fotoni, un evento 'buono' è dato dalla coincidenza tra un evento rivelato dentro CLAS, ossia un segnale proveniente da uno dei TOF, ed un evento nel tagger.

Il valore di β degli adroni emessi in uno reazione di scattering da protone, può variare tra β=0.25 per protoni da 250 MeV e β=1 per particelle relativistiche. Gli scintillatori TOF sono situati a piú di quattro metri dal bersaglio, con una fluttuazione sui tempi di arrivo degli adroni ai TOF che può raggiungere i 30 ns. Inoltre i TOF hanno una lunghezza di tre metri che aggiunge un'incertezza supplementare, dovuta ai tempi di arrivo del segnale luminoso al fotomoltiplicatore, fino a 15 ns. È necessario quindi un segnale di almeno 100 ns dai TOF in coincidenza con un segnale di 7 ns dal tagger.

Ipottizando, per una tale configurazione, un esperimento in cui siano coinvolti 6000 eventi adronici nell'unità di tempo (tempo di arrivo 100 ns), il numero di coincidenze casuali risulta essere di circa 6000 per secondo. Risulta chiaro, da questa stima grossolana, che non è possibile lavorare in queste

condizioni. Ci sono due soli modi per ridurre questa contaminazione di coincidenze casuali:
- rendere piú selettive le condizioni di trigger;
- ridurre i tempi di conicidenza.

Gli Start-Counter, posizionati in prossimità del bersaglio,adempiono a questo compito. La maggior parte dell'incertezza dei tempi di volo delle particelle e della posizione d'arrivo sui TOF, viene in tal modo eliminata. Richiedendo la coincidenza tra un segnale di 12 ns di una particella carica che ha attraversato uno Start-Counter e un segnale di 7 ns dal tagger, il numero di coincidenze casuali si riduce di un fattore sei.

Inoltre, gli Start-Counter possono fornire l'istante di partenza t_0 per la determinazione del tempo di deriva nel programma di ricostruzione delle traiettorie. Una risoluzione di 5 ns è sufficiente per valutare i tempi di deriva che possono raggiungere i 500 ns.

2.3.5 Il bersaglio criogenico

Il bersaglio criogenico è stato realizzato all'STCM (Service de Techniques de CryoMagnètisme) a Saclay. Il suo principio è semplice. L'elemento principale è uno scambiatore dove il refrigerante è He^4 alla temperatura di 4.2 K, e il gas da liquefare può essere indifferentemente idrogeno, deuterio, He^3 o He^4. Per liquefare l'idrogeno o il deuterio, l'He^4 è portato a 20-24 K. Per liquefare l'He^3 la temperatura viene abbassata a 2.5 K pompando dell'He^4 refrigerante attraverso un recipiente Joule-Thomson.

La regolazione della temperatura viene effettuata attraverso un progamma basato su un algoritmo che, per l'idrogeno ed il deuterio, gioca su due parametri: l'apertura del recipiente J-T che controlla il flusso di He^4 e la potenza di riscaldamento su una resistenza posizionata sul condensatore. Per l'He^3 e l'He^4,invece, la regolazione agisce unicamente sull'apertura del recipiente J-T. Fuori da questo contenitore di Joule-Thomson, non vi è alcun elemento che lavora permanentemente, cosa che rende il bersaglio estremamente sicuro.

Il circuito refrigerante

L'impianto possiede un criostato da 15 litri riempito con He^4 (lo stesso che alimenta le bobine del toroide). Il riempimento avviene in maniera automatica ogni circa 8 ore. Per non perturbare il flusso di He^4 con il calore esterno al momento del riempimento, questo criostato principale è preceduto da un piccolo criostato che serve da separatore di fase. È inizialmente necessario raffreddare la canna di trasferimento: a tal scopo viene utilizzato del gas. Solo quando questo pre-criostato è pieno di He^4 liquido avviene il trasferimento verso il criostato principale.

L'He^4 che vaporizza per raffreddare il bersgalio, deve essere riportato alla centrale di liquefazione alla temperatura ambiente. La potenza di 1 KW del riscaldatore limita la velocità di trasferimento, il quale si arresta quando la temperatura scende al di sotto dei 250 K.

Dopo due trasferimenti, il recipiente situato sotto al criostato viene bloccato, cosa che assicura una pressurizzazione del criostato a 1.2 bars. Di contro, durante un trasferimento, il recipiente deve essere aperto per permettere il riempimento. Durante i 15 minuti di riempimento, la stabilità della temperatura è leggermente minore. Si passa infatti da una stabilità di $\pm$ 0.2 K a $\pm$ 0.5 K, che corrisponde, nel caso dell'idrogeno, ad una stabilità della densità migliore del due per mille.

La cella del bersaglio

La cella contenente il bersaglio utilizzata nell'esperimento, è un cilindro in mylar di 6 cm di diametro e 18 cm di lunghezza, bloccato da due calotte semisferiche. I tre tubi che lo collegano al condensatore servono da supporto ed allo stesso tempo conducono il liquido all'interno della cella-bersaglio. Questi tubi sono situati nella regione d'ombra delle bobine del toro. Non è dunque necessaria alcuna correzione dovuta ad angoli morti.

2.3.6 I calorimetri elettromagnetici.

I calorimetri elettromagnetici (EC) hanno tre principali funzioni in CLAS:

- Rivelazione e riconoscimento degli elettroni con energia superiore o 0.5 GeV: l'energia totale depositata negli EC è utilizzata per la definizione del trigger e consente di rigettare particelle al minimo di ionizzazione o di selezionare un particolare intervallo di energie dell'elettrone diffuso;

- Rivelazione dei fotoni con energia superiore a 0.2 GeV, che rende possibile la ricostruzione di π^0 e η attraverso la misura dei loro decadimenti in due γ;

- Rivelazione di neutroni, con separazione tra fotoni e neutroni mediante misure di tempo di volo.

Il sistema di calorimetri di CLAS è composto da sei moduli che coprono da $10°$ a $45°$ in ϑ sui sei settori (calorimetri in avanti), e da due moduli che coprono da $50°$ a $75°$ in ϑ sui settori 1 e 2 (calorimetri a grande angolo).

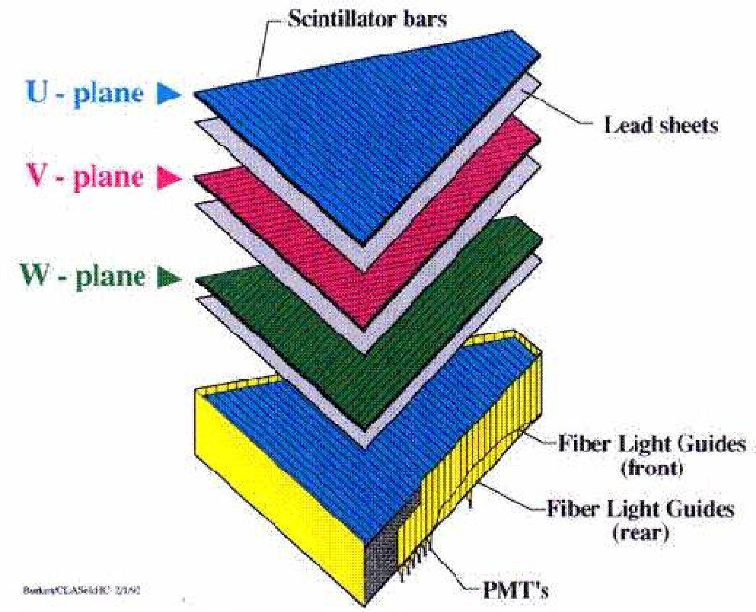

Figura 2.9: Esploso di un settore del calorimetro in avanti: sono visibili le tre orientazioni delle barre di scintillatore di tre settori sovrapposti (piani U, V e W).

Tutti gli otto moduli del calorimetro sono realizzati impiegando una sequenza di strati di piombo e scintillatore plastico sovrapposti.

Il calorimetro in avanti [22], a causa della particolare geometria di CLAS, è formato da sei moduli a forma di triangolo equilatero, che, una volta assemblati, formano una struttura esagonale simmetrica intorno all'asse del fascio. Per la sua realizzazione sono stati utilizzati fogli di piombo di spessore di 2.2 mm e 36 barre di scintillatore di spessore di 10 mm e di larghezza 10 cm, disposte in modo che le barre di tre strati successivi siano parallele ai tre lati del modulo: in questo modo si ottengono 13 strati attivi a celle triangolari. Questa quantità di materiale corrisponde a 16 lunghezze di radiazione e a più di una lunghezza di assorbimento: le simulazioni indicano che in un tipico sciame elettromagnetico circa un terzo dell'energia della particella responsabile viene depositata nel rivelatore. I 5 strati più interni e gli 8 più esterni vengono letti da due serie indipendenti di PMT, dando due misure di energia rilasciata che permette di migliorare l'efficienza nella identificazione delle particelle. La risoluzione spaziale del rivelatore è stata misurata paragonando il segnale misurato in corrispondenza del passaggio di una particella carica con l'estrapolazione della traccia ricavata dalle camere a fili, ottenendo un valore di circa 2.3 cm, mentre per la risoluzione relativa in energia si è

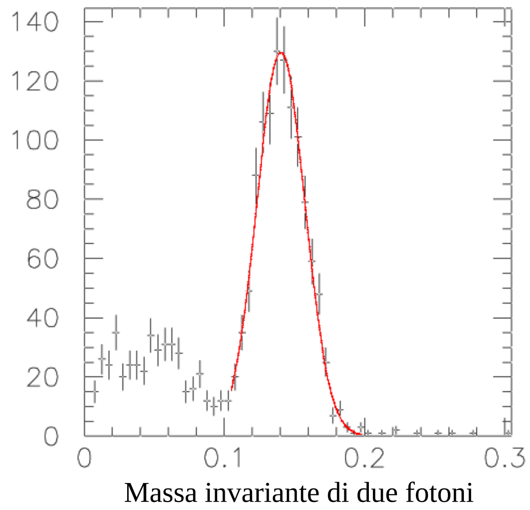

Figura 2.10: Massa invariante ricostruita per il π^0 attraverso la rivelazione di due fotoni nel calorimetro elettromagnetico.

ottenuto un andamento del tipo $0.003 + 0.093/\sqrt{E}$ (E misurata in GeV). Le particelle neutre vengono identificate richiedendo l'anticoincidenza con il segnale delle camere a fili: i neutroni vengono discriminati dai fotoni sulla base del tempo di volo, che viene misurato con una precisione di circa 500 ps.

La ricostruzione dei mesoni neutri π^0 e η che decadono in due fotoni viene effettuata calcolando la massa invariante di ciascuna coppia di fotoni rivelata secondo la formula:

$$M^2 = 2E_1E_2(1 - \cos(\vartheta_{12})) \tag{2.2}$$

dove con E_1 e E_2 si sono intese le enrgie dei due fotoni e con ϑ_{12} l'angolo tra le direzioni in cui sono emessi. Come già sottolineato, la risoluzione nella ricostruzione della massa dei mesoni con questa tecnica è di circa 10%.

Il calorimetro a grande angolo (LAC), realizzato dal Gruppo III dell' INFN di Genova [23], è costituito da due moduli rettangolari costituite da 33 strati di fogli di piombo di 2 mm di spessore alternati a barre di scintillatore plastico di 1.5 cm di spessore e 10 cm di larghezza media. Queste sono disposte alternativamente parallele ai due lati del rettangolo, definendo così una matrice di 40×24 celle. La quantità di materiale attraversata da una particella uscente dalla zona di interazione corrisponde a 12.9 lunghezze di radiazione e a una lunghezza di assorbimento. Le barre di scintillatore diventano più larghe andando dall'interno verso l'esterno per far sì che l'angolo solido sotteso dal rivelatore sia costante. Anche i due moduli del LAC sono

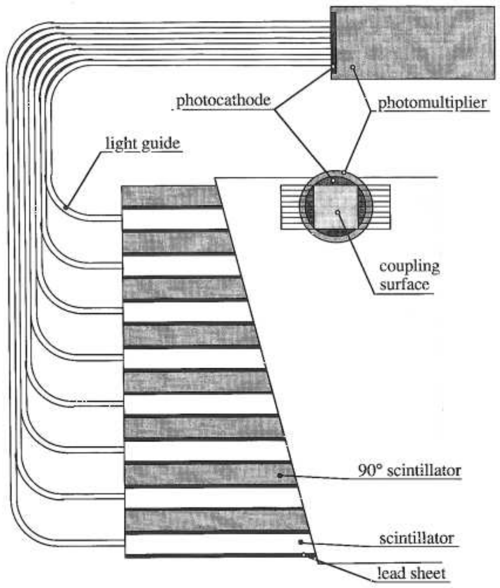

Figura 2.11: Sezione di un modulo della parte esterna del calorimetro a grande angolo.

divisi in una parte interna e una esterna, con modalità e finalità analoghe a quelle del calorimetro in avanti. Le simulazioni di Monte Carlo indicano che la maggiore fonte di inefficienza è la raccolta e la trasmissione della luce ai PMT: per questo particolare attenzione è stata prestata sia alla scelta dei materiali (guide di luce e scintillatori con lunghezze di attenuazione superiori a 3 m) sia alla loro messa in opera (per evitare l'effetto di inomogeneità nel fotocatodo, ad esempio, le guide di luce ad esso accoppiate sono state preventivamente accoppiate otticamente tra loro per avere la stessa efficienza per i fotoni provenienti da tutti gli strati del rivelatore).

2.4 Sistema di acquisizione dati e trigger di CLAS

Negli esperimenti con un fascio di fotoni, il sistema di trigger di CLAS utilizza l'informazione della posizione proveniente dai TOF colpiti e la confronta con le possibili configurazioni permesse, preregistrate su una memoria RAM. Questo criterio prende il nome di 'lookup-table'.

I segnali provenienti dalle 48 barre di scintillatore di un settore sono già raggruppati in 16 segnali che vengono poi inviati verso il trigger di primo livello. Quando le condizioni di trigger sono soddisfatte, i dati sono inviati al Trigger Supervisor, che comunica con il trigger di secondo livello e con i sistemi di lettura del rivelatore (ROC), ospitati in 17 crates FASTBUS: a questo punto i dati vengono convertiti in segnali digitali e, attraverso le memorie dei ROC, vengono distribuiti all'Event Recorder, che li memorizza su disco locale prima che vengano trasferiti su nastro, e ad un sistema di monitoraggio *online*, in modo da poter essere controllati continuamente.

I segnali misurati dalle diverse parti del rivelatore vengono registrate dal sistema di acquisizione dati quando l'evento soddisfa le condizioni scelte per il trigger. In questo esperimento il trigger ha la capacità di decidere se è necessario acquisire o no un evento in meno di 100 ns. La sua struttura interna a 'pipe-line', che elabora gli eventi a catena, gli permette di non introdurre tempi morti durante la decisione di acquisizione. Un entrata asincrona permette di stabilire la coincidenza tra i TOF ed un segnale esterno. Essa viene utilizzata negli esperimneti con i fotoni, per aggiungere la coincidenza tra tagger e Start-Counter e stabilire cosí una tripla coincidenza tra i TOF, il tagger e lo Start-Counter.

2.5 La normalizzazione del fascio di fotoni

Il fascio di fotoni viene prodotto all'interno della sala B per effetto di bremsstralhung su un radiatore posizionato all'ingresso. Essendo noto il fascio di elettroni primari, si misurano le traiettorie degli elettroni diffusi per mezzo di un marcatore (il tagger), che permette di ricavare l'energia dei fotoni. Per misurare le sezioni d'urto efficaci assolute, è necessario conoscere il numero di fotoni incidenti sul bersaglio. I dispositivi di misura del fascio, situati a valle del rivelatore CLAS, ed il loro utilizzo per ricavare la normalizzazione saranno descritti in questa sezione.

2.5.1 La produzione di fotoni per Bremsstralhung

Un fascio di elettroni di energia E_0, attraversando la materia, perde parte della sua energia emettendo uno spettro continuo di fotoni di energia compresa tra 0 ed E_0. Infatti gli elettroni accelerati dal campo coulombiano generato dai nuclei del materiale che stanno attraversando emettono fotoni di bremsstralhung. Il numero di fotoni emessi all'energia k nell'intervallo dk si ricava in prima approssimazione dalla relazione:

$$\frac{dN}{dk} = N_0 \cdot \frac{t}{t_0} \cdot \frac{1}{k} \tag{2.3}$$

dove N_0 è il numero di elettroni incidenti e $\frac{t}{t_0}$ è lo spessore del radiatore espresso in lunghezze di radiazione. L'angolo caratteristico di emissione di tali fotoni Θ_γ è dato da:

$$\Theta_\gamma = \frac{m_0 c^2}{E_0} \tag{2.4}$$

mentre l'angolo caratteristico per gli elettroni è dato da:

$$\Theta_{e^-} = \frac{k}{E^I} \tag{2.5}$$

dove k ed E^I sono rispettivamente l'energia del fotone emesso e dell'elettrone diffuso (Θ_γ e Θ_{e^-} sono espressi in radianti). Al momento dell'interazione il nucleo rincula, ma la sua energia di rinculo $E_R = \frac{q^2}{2M}$ è trascurabile (q è l'impulso dell'elettrone diffuso ed M la massa del nucleo). Si ha dunque la semplice relazione:

$$k = E_0 - E^I \tag{2.6}$$

Dal momento che la perdita di energia per ionizzazione e soprattuto gli effetti dell'interazione multipla per bremsstralhung sono trascurabili, si utilizzano bersagli molto sottili (dell'ordine di 10^{-4} lunghezze di radiazione) e con Z elevato poiché la radiazione di frenamento è proporzionale a Z(Z+1). Conoscendo E_0 è quindi sufficiente misurare E^I con uno spettrometro magnetico per conoscere l'energia del fotone. Questo è il principio del marcamento dei fotoni.

2.5.2 L'energia del fascio di CEBAF

L'energia del fascio E_0 è fornita dall'apparechiatura tecnica dell'acceleratore. Il metodo utilizzato è la misura dell'orbita di ricircolazione dentro gli archi magnetici attraverso visualizzatori di posizione del fascio (BPM). I BPM indicano la posizione rispetto ad una posizione ideale corrispondente ad una energia calacolata con la relazione:

$$pc = \frac{Br}{300} \tag{2.7}$$

dove p è espresso in MeV, r è il raggio nominale dell'orbita di riferimento espressa in metri. Il campo B (in Tesla) è calcolato grazie all'integrale del campo $I = \int B \cdot dl$ visto dall'elettrone lungo l'orbita e che viene misurato sui 200 magneti presenti nell'acceleratore. Si ricava un B effettivo medio dalla formula:

$$I = \frac{B}{n \cdot L} \tag{2.8}$$

dove n è il numero di ricircolazione ed L la lunghezza dell'orbita dentro i magneti. La precisione ottenuta sull'energia è dell'ordine di 0.001 E_0.

2.5.3 Il principio della normalizzazione

Il principio della normalizzazione del flusso di fotoni utilizza un dispositivo di misura situato oltre il bersaglio. Esso è costituito da tre contatori a bassa efficienza precendentemente calibrati in esperimenti a bassa intensità con un rivelatore ad altissima efficienza. Per ragioni di comodità tale dispositivo è stato posizionato ad una notevole distanza dal bersaglio ($\simeq$ 20 m) in prossimità del raccoglitore del fascio.

Il rivelatore ad assorbimento totale (TAC)

Per misurare queste efficienze ed indirettamente l'efficienza di tagging, si posiziona sul fascio un rivelatore costituito da quattro vetri al piombo che formano un insieme di 20x20x40 cm^3 (corrispondonenti a 17 lunghezze di radiazione), con un efficienza maggiore del 99% per la rivelazione dei fotoni. Questo rivelatore prende il nome di TAC (Total Absorption Counter).

L'elevato flusso di fotoni coinvolto nell'esperimento ($5 \cdot 10^6$ γ_{tagged}/s), non permette l'utilizzo del TAC durante la raccolta dati. Infatti, i danni prodotti sul rivelatore ne limiterebbero notevolmente la durata. La misura di un tal numero di fotoni può essere ragionevolmente effettuatta solo a bassa intensità (fino all'ordine di 10^5 γ_{tagged}/s). Inoltre, un rivelatore di vetro al piombo come il TAC misura le radiazioni Cerenkov delle particelle prodotte dallo sciame elettromagnetico, dunque guardando lo spettro totale dei fotoni di bremsstralhung, in particolare i fotoni di bassa energia che sono i piú numerosi, si vedrebbero approssimativamente 10^8 γ_{tagged}/s (si deve effettuare un taglio minimo a 50 MeV affinché i fotoni possano lasciare un segnale rivelabile). A questa intensità e tenendo conto della larghezza di 10 ns del segnale del rivelatore, si avrebbero rilevanti effetti di saturazione e tempo morto.
Per tutte queste ragioni, è necessario avere un sistema secondario come il rivelatore di coppie di bassa efficienza per sostituire il TAC durante le normali condizioni dell'esperimento. Questo rivelatore verrà utilizzato in sostituzione del TAC per monitorare il flusso di fotoni.

Il rivelatore a coppie (PS)

Sulla linea del fascio, a circa 20 m dal bersaglio, è posizionato un convertitore in rame di qualche frazione di lunghezza di radiazione. Alle energie di CEBAF la sezione d'urto efficace d'interazione dei fotoni è completamente dominata dalla produzione di coppie e^+e^- che risulta scarsamente dipendente dall'energia. Le coppie vengono rivelate sia da una coppia di scintillatori posizionati direttamente dietro il convertitore in rame ('Pair Counter'(PC)), sia da uno spettrometro a coppie ('Pair Spectrometer' (PS)). Il PC presenta

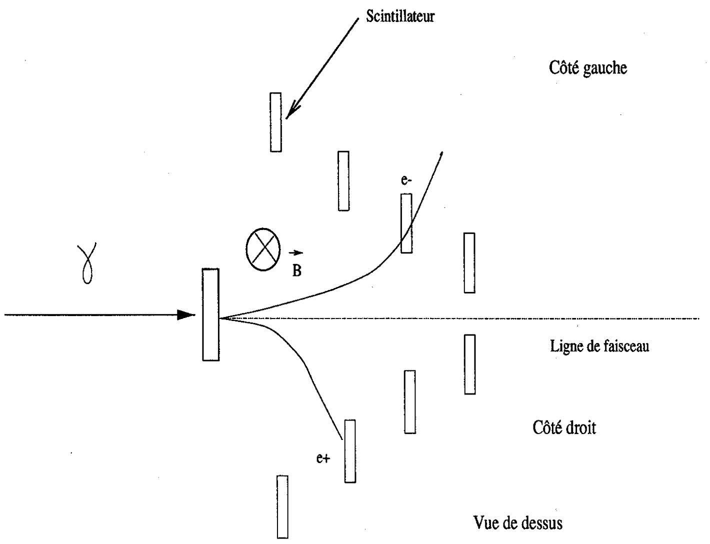

Figura 2.12: Schema del principio di funzionamento dello spettrometro a coppie (PS)

l'incoveniente di essere sensibile a tutto lo spettro dei fotoni ed è soggetto in certo condizioni alla saturazione. Perciò questo dispositivo è utilizzato solamente per centrare il fascio di fotoni.
Il PS è costituito da un convertitore, un campo magnetico di 1 Tesla e da una serie di scintillatori disposti come in fig. 2.12.

Il grande vantaggio di questo dispositivo è quello di essere sensibile solo ad una regione dello spettro di fotoni. Se per esempio si è interessati, come nel nostro esperimento, ad energie dei fotoni comprese tra 3 e 4 GeV, si può modificare il valore del campo magnetico o utilizzare solamente i contatori 'in avanti' per selezionare il range di energia desiderato (le coppie e^+e^- vengono piegate in avanti tanto maggiore è l'energia dei fotoni).

L'efficienza di questo spettrometro a coppie per un energia dei fotoni marcati tra 500 MeV e 2.4 GeV ha un valor medio dell'1%. Per valutare l'efficienza a 4 GeV di energia del fascio primario, il radiatore all'ingresso del PS vieve scelto con uno spessore maggiore e vengono utilizzati solo i rivelatori in avanti. L'andamento dell'efficienza in questo caso è differente dal caso precedente e decresce molto rapidamente in funzione del contatore T del tagger interessato.

Schema riassuntivo della normalizzazione

I limiti del TAC descritti, conducono alla separazione della normalizzazione in due fasi distinte:
- una fase di 'normalizzazione' in cui periodicamente l'intensità del flusso di fotoni viene portata ad un livello molto basso, permettendo la calibrazione dei contatori a coppie e la misura dell'efficienza di trasmissione di riferimento;
- una fase di 'produzione' in cui i dati vengono acquisiti con alta intensità di flusso attraverso il solo rivelatore a coppie.

Il passaggio tra le due fasi di normalizzazione e produzione, può essere effettuato facilmente attraverso un comando a distanza. Per ottenere calibrazioni precise, questa avviene regolarmente durante l'esperimento.

2.6 La ricostruzione degli eventi

Come si è visto nel capitolo precedente, lo spettrometro CLAS è composto da un insieme complesso di rivelatori e le informazioni provenienti da ciascuno di questi deve essere opportunamente elaborata per ottenere la ricostruzione della natura e delle caratteristiche cinematiche delle particelle rivelate. A causa della complessità del problema, questa operazione è suddivisa in diverse parti. Il primo passo consiste nella conversione delle informazioni provenienti direttamente dagli ADC e TDC dei rivelatori (*raw data*) nei corrispondenti valori fisici (energie rilasciate, tempi e posizioni di interazione). Attraverso il confronto e l'unione dei valori così ottenuti, vengono ricostruiti i tempi di volo e le traiettorie delle particelle: analizzando queste informazioni può infine essere ottenuta l'identificazione delle particelle e l'associazione ad ognuna del quadriimpulso ricostruito al vertice di interazione.

Ad ogni livello della ricostruzione, i dati sono sempre memorizzati nel formato BOS [24], che consente la gestione dinamica della memoria in ambiente fortran77. Nei files BOS le informazioni sono suddivise in 'banche': ogni banca è formata da una parte di intestazione, in cui sono contenute le dimensioni della banca stessa, il tipo di dati in essa contenuti e la locazione della banca successiva, e una parte che contiene i dati veri e propri. I dati grezzi contengono una banca per ogni rivelatore, in cui sono registrate le informazioni di ADC e TDC per ogni evento, mentre al termine della ricostruzione vengono riempite alcune banche di alto livello con i quadrivettori delle particelle rivelate, oltre ad alcune informazioni rilevanti per l'analisi, come il tempo morto del rivelatore o la carica accumulata alla Faraday Cup.

In questo capitolo descriverò il processo di ricostruzione degli eventi, dalla procedura di calibrazione alla ricostruzione delle tracce e dell'istante di interazione.

2.6.1 Preparazione dei dati.

Calibrazione del rivelatore.

La prima parte della preparazione dei dati consiste nella calibrazione del rivelatore: in questa fase preliminare un campione dei dati (circa il 10% del totale) viene analizzato per determinare la risposta di CLAS. Il campione di dati è scelto in modo uniforme lungo tutto il periodo di presa dati in modo da verificare anche la stabilità nel tempo del comportamento delle varie parti del rivelatore. Tutti i valori di energia e tempo restituiti da ciascuno strumento vengono controllati e le corrispondenti costanti di calibrazione vengono ottimizzate per ottenere il giusto comportamento: queste costanti vengono a questo punto registrate in opportune tabelle che saranno utilizzate come riferimento nella analisi dell'intero set di dati.

Il rivelatore CLAS viene utilizzato per diversi esperimenti, e ogni esperimento è a sua volta diviso in periodi in cui vengono variati alcune condizioni di lavoro, come l'energia del fascio o il tipo di trigger. Le calibrazioni vengono effettuate per ogni periodo, in modo da tenere sotto controllo le variazioni nel comportamento degli strumenti al variare delle condizioni di lavoro, nonché le modifiche che vengono apportate agli strumenti stessi e l'invecchiamento cui è soggetto l'apparato.

Il processo di ricostruzione.

Una volta completata la procedura di calibrazione, viene effettuata la ricostruzione di tutti gli eventi registrati durante la presa dati. A causa della complessità del rivelatore CLAS, il tempo necessario per l'analisi di un singolo evento è di circa 100 ms su una CPU da 600 MHz: questo significa che il tempo macchina necessario alla ricostruzione degli eventi è circa 100 volte più grande di quello impiegato per la presa dati.

La grande quantità di dati e la complessità del codice di ricostruzione rendono necessario un controllo accurato di questo processo per l'identificazione di ogni problema che possa influenzare la qualità dei dati. Devono essere inoltre individuati gli eventuali problemi di hardware che possono essere passati inosservati durante la presa dati, ma che possono aver rovinato alcuni file di dati. Le uscite dei programmi di controllo, per esempio il numero di tracce per settore o l'energia media rilasciata dagli elettroni nei calorimetri, sono salvate insieme ai dati ricostruiti: una ulteriore analisi viene effettuata durante l'analisi fisica dei dati per controllare in dettaglio i parametri di interesse delle reazioni studiate.

2.6.2 La ricostruzione delle tracce.

La ricostruzione delle tracce delle particelle cariche è la parte più complessa dell'intero processo di ricostruzione degli eventi: questa è effettuata in due passi successivi, prima tenendo in considerazione solo le posizioni in cui sono state rivelate le particelle (*hit-based tracking, HBT*) e quindi utilizzando anche gli istanti di interazione delle particelle con i vari rivelatori (*time-based tracking, TBT*).

Nella prima fase, i dati dei singoli superlayers delle camere a deriva vengono combinati a formare segmenti di traiettoria: questi segmenti vengono poi uniti per formare una traccia all'interno delle tre regioni. Entrambe le procedure per tracciare i segmenti e le tracce si basano su candidati creati mediante simulazioni. Una traccia viene ulteriormente analizzata quando al termine di questa procedura congiunge i segnali di almeno cinque superlayers. A questo punto la traccia viene sottoposta ad una procedura di fit per ricavare l'impulso della particella ad essa associata: le caratteristiche delle camere a deriva consentono una precisione, già a questo livello, del $3 \div 5\%$.

Nella fase successiva, le informazioni temporali delle camere a deriva vengono utilizzate per migliorare la risoluzione nella ricostruzione della traccia: viene determinato il tempo di drift degli sciami prodotti dalle particelle, dopodiché da questo viene calcolata la corrispondente distanza di drift e con questa vengono determinate con maggiore precisione le posizioni degli attraversamenti dei superlayers. In particolare, attraverso una opportuna funzione, viene determinata la minima distanza di avvicinamento (*distance of closest approach, DOCA*) della traccia da ciascun filo sensibile. La procedura di fit viene nuovamente effettuata e possono finalmente essere estratti i parametri della traccia.

2.6.3 L'identificazione delle particelle.

Una volta completata la procedura di ricostruzione delle tracce all'interno delle DC, si ricercano le coincidenze con le altre parti del rivelaore (TOF, CC, EC) che hanno dato un segnale. Queste coincidenze vengono identificate paragonando il punto di impatto previsto sulla base della ricostruzione della traccia con il punto di impatto ricostruito dai vari rivelatori. In base all'informazione combinata di tutti i rivelatori può essere effettuata l'identificazione delle particelle.

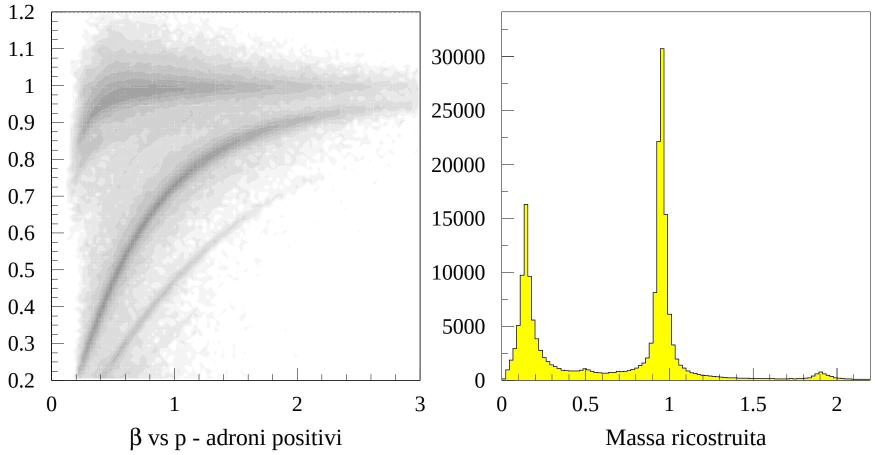

Figura 2.13: Ricostruzione della massa degli adroni: a sinistra è riportata la distribuzione nel piano $\beta-p$ degli adroni carichi positivamente, mentre a sinistra ne è mostrata la distribuzione in massa.

L'identificazione degli adroni carichi.

Gli adroni carichi vengono riconosciuti combinando le informazioni derivanti dal rivelatore a tempo di volo e dalle camere a deriva. Dal segnale del TOF può essere ricavata la velocità della particella:

$$\beta = \frac{l}{ct} \tag{2.9}$$

mentre dalle DC può essere ricavato l'impulso. Da queste si ricava la massa:

$$m = p\sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1} \tag{2.10}$$

e con essa l'identificazione dell'adrone.

La misura di massa così ottenuta è affetta da una incertezza, che dipende dal valore di velocità e impulso della particella rivelata: è perciò necessario definire regioni nel piano $\beta - p$ all'interno delle quali tutte le particelle vengono identificate come protoni, piuttosto che come pioni o deutoni. Un esempio dello spettro in massa ricostruito per gli adroni positivi è riportato in figura 2.13.

Prima di effettuare l'analisi dei dati, sono state ricalcolate le costanti di calibrazione per ciascun segmento del rivelatore di tempo di volo: la procedura di calibrazione può infatti fallire nel caso in cui uno scintillatore sia

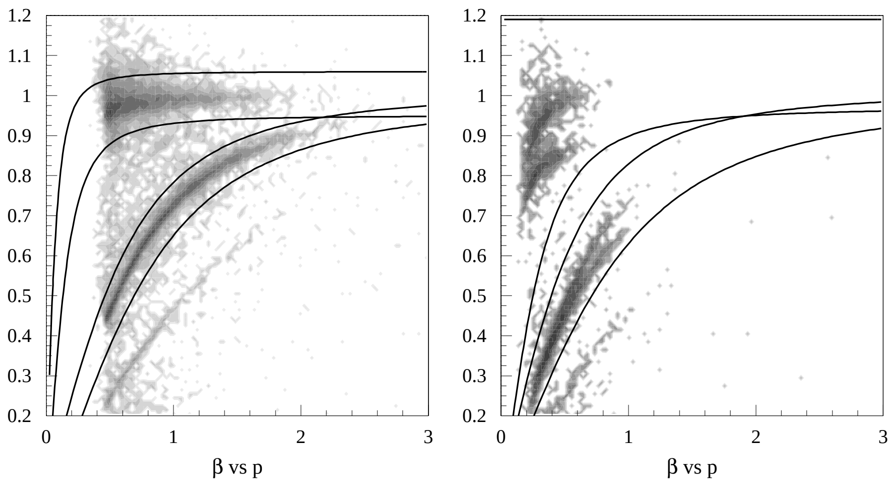

Figura 2.14: Tagli per il riconoscimento di pioni e protoni.

collegato ad un PMT o ad un TDC difettoso. In questo caso il segnale viene comunque acquisito dall'altro PMT, ma la ricostruzione può risultare poco precisa. La calibrazione dedicata viene effettuata ricostruendo l'istante di interazione assumendo che tutti gli adroni carichi positivamente siano pioni:

$$t^{\pi}_{start} = t_{TOF} - \frac{\sqrt{b^2 + m_\pi^2}}{p}\frac{l}{c} \tag{2.11}$$

La distribuzione risultante presenta un picco stretto corrispondente ai pioni e un fondo diffuso corrispondente agli altri adroni: dal confronto tra la posizione del picco così ottenuto e l'istante di interazione originariamente ricostruito dà la costante di calibrazione cercata.

Alcuni segmenti del TOF presentano distribuzioni allargate nel piano $\beta - p$: in questi casi è opportuno applicare tagli più larghi, in modo da bilanciare l'effetto. Questo fenomeno avviene in particolare nella parte a grande angolo del rivelatore, in cui le barre di scintillatore sono collegate ai TDC non singolarmente, ma a due a due. Questa configurazione non comporta una grossa perdita di risoluzione, in quanto a grande angolo vengono diffusi prevalentemente adroni di basso impulso per i quali la differenza di massa garantisce una separazione sufficiente all'identificazione (fig. 2.14).

L'identificazione delle particelle neutre.

L'identificazione delle particelle neutre in CLAS è possibile grazie al calorimetro elettromagnetico: un segnale in questo rivelatore senza una traccia derivante dall'attraversamento delle DC da parte di una particella carica corrispondente rappresenta di fatto un possibile candidato. La risoluzione temporale degli EC, inoltre, è sufficiente a distinguere i fotoni dai neutroni per impulsi fino a 1.5 GeV, mentre, per energie superiori, conviene richiedere per i neutroni che sia rilasciata energia solo nella parte esterna del rivelatore: a spesa di una perdita di efficienza, vengono così efficacemente rigettati i fotoni che molto difficilmente attraversano l'equivalente di 6 lunghezze di radiazione senza depositare un'energia misurabile.

Nonostante la capacità di CLAS di rivelare neutroni, non è consigliabile richiedere un neutrone ricostruito nello stato finale: l'efficienza di rivelazione per questa particella è infatti piuttosto bassa, e la statistica risulterebbe sensibilmente impoverita.

Capitolo 3

Simulazione del processo con il metodo Montecarlo

Nell'analisi svolta durante il mio lavoro di tesi mi sono prefisso due obiettivi principali :

- l'estrazione della sezione d'urto differenziale $\frac{d\sigma}{dt}(t)$ della reazione di fotoproduzione $\gamma p \longrightarrow p\omega$ per quattro bin di E_γ;

- la valutazione degli errori sistematici associati.

Per raggiungere tali obiettivi ho utilizzato sia i dati sperimentali provenienti da CLAS, che una realistica simulazione del processo tramite metodo Montecarlo. In questo capitolo descriverò come il processo è stato simulato con il metodo Montecarlo e come la procedura di analisi è stata applicata agli 'pseudodati', associando a ciascuna delle diverse fasi una valutazione dell'errore sistematico corrispondente. Nel capitolo successivo, descriverò invece l'analisi effettuata sui dati sperimentali.

La simulazione del processo, è stata utile nella procedura di analisi per vari motivi. In primo luogo per valutare l'efficienza di rivelazione di CLAS che, pur essendo uno spettrometro a larga accettanza, presenta zone d'ombra in cui le particelle non vengono rivelate. Inoltre, ho avuto bisogno di studiare l'effetto dei diversi tagli applicati alle variabili cinematiche per l'identificazione del canale $\gamma p \longrightarrow p\omega$ nelle simulazioni in modo da adattarli opportunamente ai dati sperimentali. Tramite le simulazioni ho anche potuto dare una valutazione dell'errore sistematico sulla procedura adottata per l'estrazione della sezione d'urto.

3.1 Il generatore di eventi

Il programma utilizzato per la generazione di eventi mediante il metodo Montecarlo e' GENEVT [28]. La generazione avviene attraverso le fasi seguenti:

- estrazione dell'energia del fotone secondo lo spettro di bremsstrahlung;

- estrazione del canale di reazione tra quelli disponibili (nel sottoinsieme di quelli attivati), pesandoli con le sezioni d'urto totali sperimentali, campionate ad intervalli di 100 MeV, dalla soglia di produzione di singolo pione, sino a E_γ=4.5 GeV.

I canali disponibili sono:

1) $\gamma p \longrightarrow$ n π^+
2) $\gamma p \longrightarrow$ p π^0
5) $\gamma p \longrightarrow \Delta^{++}$ π^-
6) $\gamma p \longrightarrow \Delta^{+}$ π^0
7) $\gamma p \longrightarrow \Delta^{0}$ π^+
11) $\gamma p \longrightarrow \rho^0$ p
12) $\gamma p \longrightarrow \rho^+$ n
15) $\gamma p \longrightarrow$ p π π^-
16) $\gamma p \longrightarrow$ n π^0 π^+
19) $\gamma p \longrightarrow \omega$ p
21) $\gamma p \longrightarrow$ p π^+ π^- π^0
22) $\gamma p \longrightarrow$ n π^+ π^+ π^-
25) $\gamma p \longrightarrow \phi$ p
27) $\gamma p \longrightarrow \pi^+$ π^+ π^- π^- p
28) $\gamma p \longrightarrow \pi^+$ π^+ π^- π^- π^0 p
29) $\gamma p \longrightarrow \pi^+$ π^+ π^+ π^- π^- n
30) $\gamma p \longrightarrow \Lambda^0$ K^+
31) $\gamma p \longrightarrow$ p K^+ K^-
32) $\gamma p \longrightarrow$ p η
33) $\gamma p \longrightarrow$ p f_2

Dato che nell'analisi, come spiegherò piú avanti, mi sono limitato ad eventi con protone e π^+ rivelati, tra i canali disponibili ho attivato solo quelli contenenti due particelle cariche positive nello stato finale :

5) $\gamma p \longrightarrow \Delta^{++}$ π^-
7) $\gamma p \longrightarrow \Delta^{0}$ π^+
11) $\gamma p \longrightarrow \rho^0$ p
15) $\gamma p \longrightarrow$ p π^+ π^-
19) $\gamma p \longrightarrow \omega$ p
21) $\gamma p \longrightarrow$ p π^+ π^- π^0
25) $\gamma p \longrightarrow \phi$ p

27) $\gamma p \longrightarrow \pi^+ \ \pi^+ \ \pi^- \ \pi^-$ p
28) $\gamma p \longrightarrow \pi^+ \ \pi^+ \ \pi^- \ \pi^- \ \pi^0$ p
30) $\gamma p \longrightarrow \Lambda^0 \ K^+$
31) $\gamma p \longrightarrow$ p $K^+ \ K^-$

- estrazione dell'angolo di rivelazione della particella nel sistema del centro di massa, secondo distribuzioni angolari misurate sperimentalmente per le reazioni a due corpi e distibuzioni uniformi per reazioni a tre o piú corpi;
- se l'evento estratto non è compatibile con la distribuzione angolare, esso viene scartato e si ritorna ad estrarre il canale di reazione (in questo modo, i pesi delle varie distribuzioni angolari vengono tenuti in conto correttamente);
- le variabili angolari vengono trasportate nel sitema del laboratorio.

Il programma fornisce in uscita un file in formato BOS (lo stesso formato utilizzato per i dati dal rivelatore CLAS), che contiene gli impulsi e gli angoli di diffusione delle particelle finali, nel sistema di riferimento del laboratorio. Attraverso un file di comando, è possibile impostare una vasta gamma di parametri della simulazione, quali l'energia del fascio di fotoni, specifici intervalli cinematici, etc.,che consentono di rendere la simulazione degli eventi il piú realistica possibile e di riprodurre al meglio le condizioni reali dell'esperimento.

Il programma produce in uscita anche un file in formato ZEBRA [29], contenente le stesse informazioni del file BOS, ma visualizzabile graficamente attraverso il programma PAW^{++}.

3.2 Ottimizzazione del canale $\gamma p \longrightarrow p\omega$

Una parte del mio lavoro di tesi è consistita nell'ottimizzazione della simulazione del canale $\gamma p \longrightarrow p\omega$ nell'intervallo energetico (3.197 GeV $<$ E$_\gamma$ $<$ 3.917 GeV) e cinematico (0.1 GeV^2 $<$ -t $<$ -t_{max}) di interesse. Utilizzando una procedura iterativa basata sul confronto delle simulazioni con i dati reali, ho modificato le parti del programma che riguardano il decadimento del mesone ω e la parametrizzazione della distribuzione angolare di produzione di ω e fondo multipionico.

3.2.1 Distribuzione di decadimento della ω

I modi di decadimento più significativi del mesone vettore ω sono:

1)$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^o$ con probabilità dell' 88.8%
2)$\omega \rightarrow \pi^o\gamma$ con probabilità dell' 8.5%
3)$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ con probabilità del 2.2%

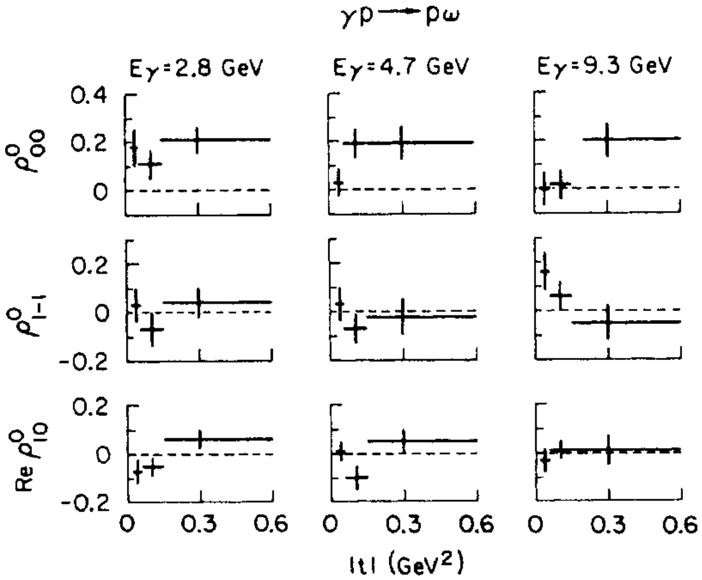

Figura 3.1: Elementi della matrice densità della ω nel sistema di elicità in funzione dell'impulso trasferito -t (ref.[30])

Il decadimento in tre pioni è il più favorito e semplice da misurare in CLAS (due particelle cariche nello stato finale): ho quindi implementato questo modo di decadimento nella maniera più realistica possibile.

Il decadimento in tre corpi è caratterizzato da cinque variabili indipendenti che, nel sistema di riferimento di quiete della particella che decade (con l'asse z nella sua direzione di volo), possono essere scelte nel seguente modo (vedi fig. 3.2): un angolo azimutale φ intorno all'asse z, due angoli (θ_n e φ_n) per identificare la normale al piano contenente gli impulsi dei tre pioni, un angolo che fissa la configurazione dei tre pioni sul piano e il modulo di un impulso. In particolare, sul piano dove giacciono i tre pioni, si può considerare il sistema formato da una coppia di pioni (il cui centro di massa è misurato dal vettore $\overrightarrow{q}$) e dal vettore del terzo pione ($\overrightarrow{p}$) e scegliere l'angolo tra $\overrightarrow{p}$ e $\overrightarrow{q}$ (θ_{pq}) come l'angolo che fissa la configurazione sul piano e $|\overrightarrow{q}|$ come impulso indipendente.

In assenza di polarizzazione del fascio di fotoni, l'angolo φ è distribuito uniformemente, mentre gli angoli θ_n e φ_n che individuano il piano dei tre pioni hanno una distribuzione di probabilità:

$$W(cos\theta_n, \varphi_n) = \frac{3}{4\pi}[\frac{1}{2}(1-\rho_{00})+\frac{1}{2}(3\rho_{00}-1)cos^2\theta_n-\rho_{1-1}sin^2\theta_n cos2\varphi_n-\sqrt{2}Re\rho_{10}sin2\theta_n cos\varphi_n] \tag{3.1}$$

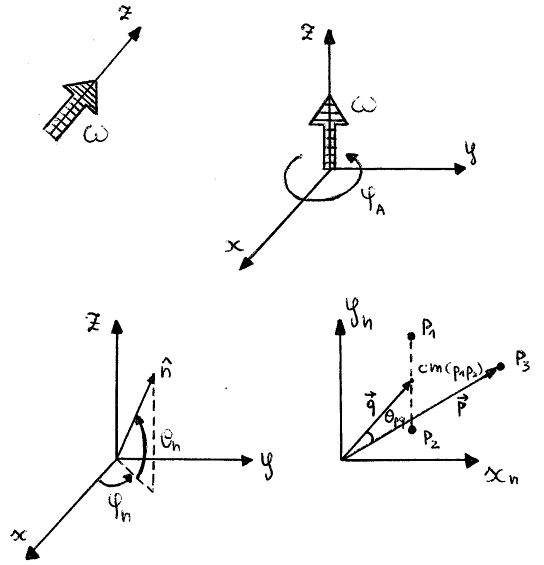

Figura 3.2: Schematizzazione dei sistemi di assi e delle variabili indipendenti scelte per il decadimento del mesone ω

dovuta al fatto che la ω è un mesone a spin 1. Gli elementi di matrice ρ_{00}, ρ_{1-1} e Re ρ_{10} sono stati scelti in accordo con le misure esistenti [30] riportate in fig. 3.1.

In fig 3.3 è riportata la distribuzione W(θ_n, φ_n) e le sue proiezioni su θ_n e φ_n cosí come implementate in GENEVT.

Lo spin e la parità della ω (1^-) fissano le distribuzioni delle variabili θ_{pq} e $|\overrightarrow{q}|$ [26]. Infatti, assumendo il più semplice elemento di matrice di decadimento nella forma

$$(\overrightarrow{p_0} \wedge \overrightarrow{p_+}) + (\overrightarrow{p_+} \wedge \overrightarrow{p_-}) + (\overrightarrow{p_-} \wedge \overrightarrow{p_0}) \tag{3.2}$$

l'ampiezza di decadimento risulta:

$$\mid A \mid^2 = qp^2q^2(1-\mu^2) \tag{3.3}$$

dove $\mu = \cos\theta_{pq}$ e p può essere espresso in funzione di q e μ.

Definite x e y le varibili di Dalitz normalizzate:

$$x = \frac{T_- - T_+}{\sqrt{3}Q} \; , \; y = \frac{T_0}{Q} \tag{3.4}$$

dove T$_i$ sono le energie cinetiche dei tre pioni:

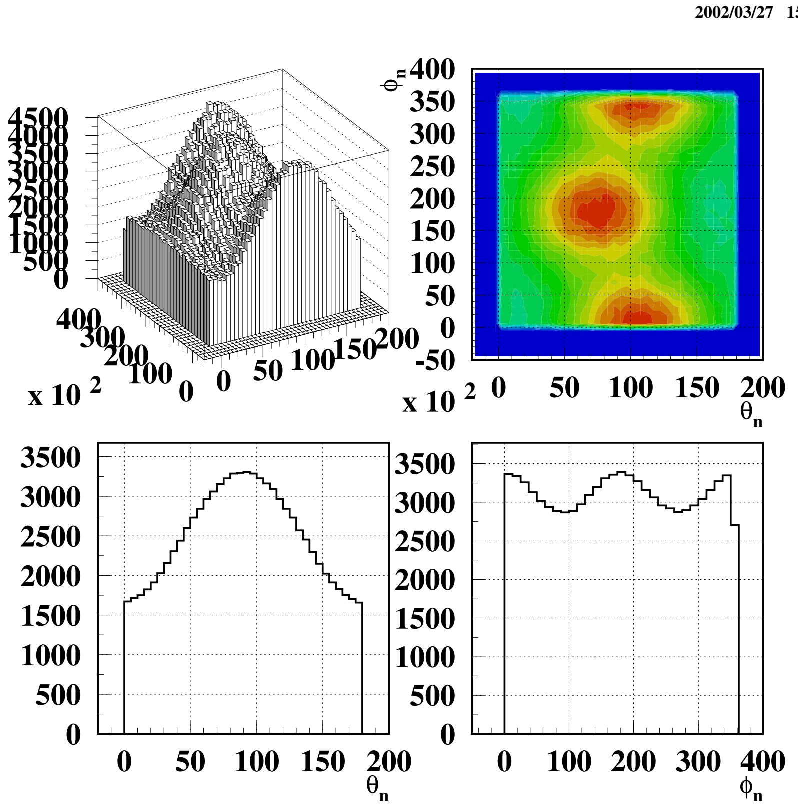

Figura 3.3: Distribuzione di probabilità degli angoli della normale al piano su cui giacciono i tre pioni di decadimento della ω, $\mathrm{W}(\theta_n, \varphi_n)$

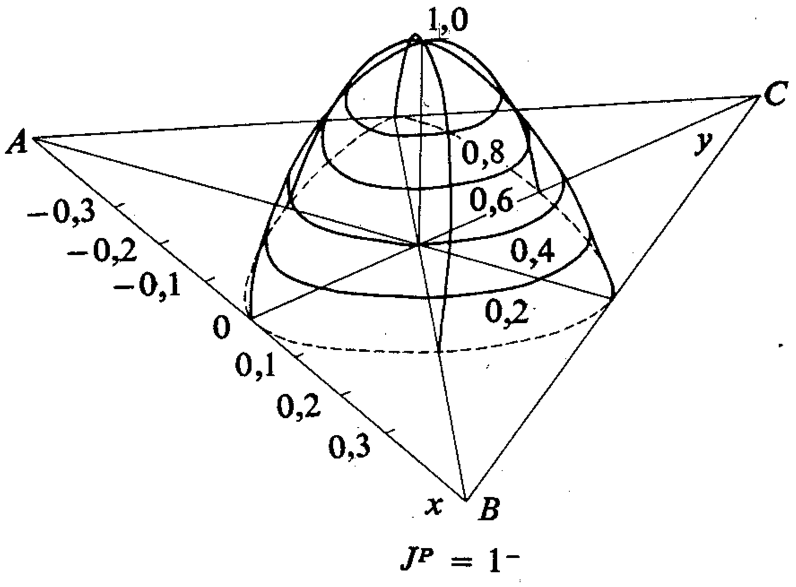

Figura 3.4: Dalitz Plot di | A | ^{2}.

$$
\begin{cases}
T_- = E_{\pi^-} - m_{\pi^-} \\
T_+ = E_{\pi^+} - m_{\pi^+} \\
T_0 = E_{\pi^0} - m_{\pi^0}
\end{cases}
\tag{3.5}
$$

e

$$
Q = M_\omega - (M_{\pi^+} + M_{\pi^-} + M_{\pi^0}) \tag{3.6}
$$

lo spazio cinematico accessibile, cosí come la vista isometrica dell'elemento di matrice $| A |^2$ è riportato in fig. 3.4 [26].

In fig. 3.5 è riportato il risultato dell'implementazione nel programma GENEVT dell'elemento di matrice in funzione delle variabili normalizzate x e y. In fig. 3.6 è invece riportato il plot di Dalitz per decadimento isotropo (nessuna relazione con i numeri quantici della particella che decade).

È interessante osservare come la distribuzione di impulso del π^+, anche nel sistema di riferimento del laboratorio (fig. 3.7), abbia una forma caratteristica ben distinta dal caso di decadimento isotropo. Ciò conferma la necessità di una corretta implementazione del decadimento per avere un'affidabile valutazione dell'efficienza.

Per l'analisi successiva, ho anche realizzato la routine che, a partire dalle variabili nel sistema di riferimento del laboratorio, permette di tornare indietro alle cinque variabili cinematiche scelte.

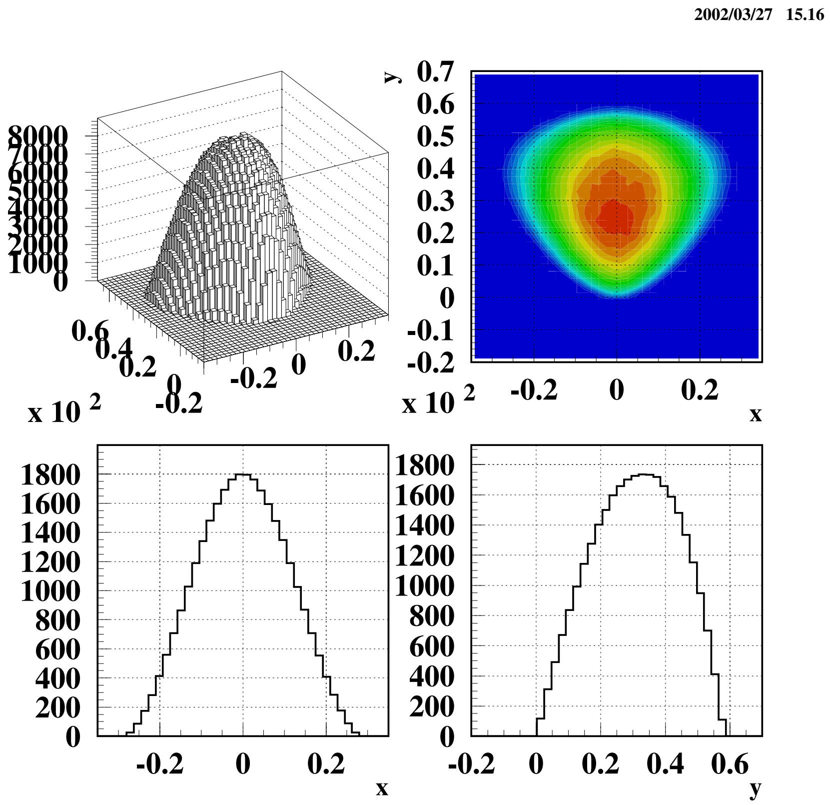

Figura 3.5: Dalitz Plot del decadimento realistico implementato in GENEVT. Vista laterale (alto-sinistra), vista aerea (alto-destra), proiezione su x (basso-sinistra) e proiezione su y (basso-destra)

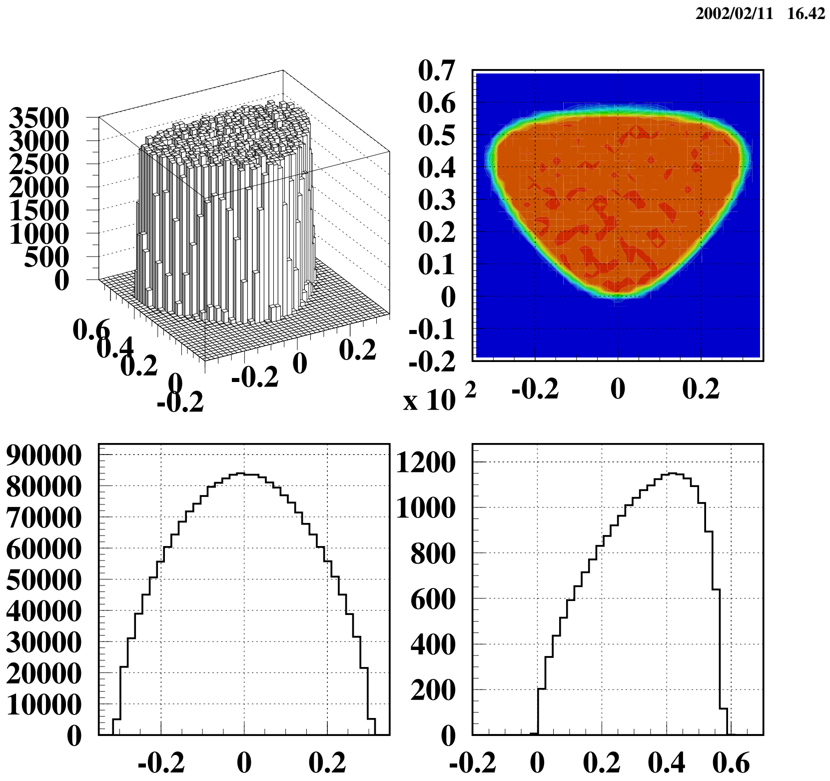

Figura 3.6: Dalitz Plot per il decadimento isotropo della ω: il significato delle figure è lo stesso di quelle in fig. 3.5

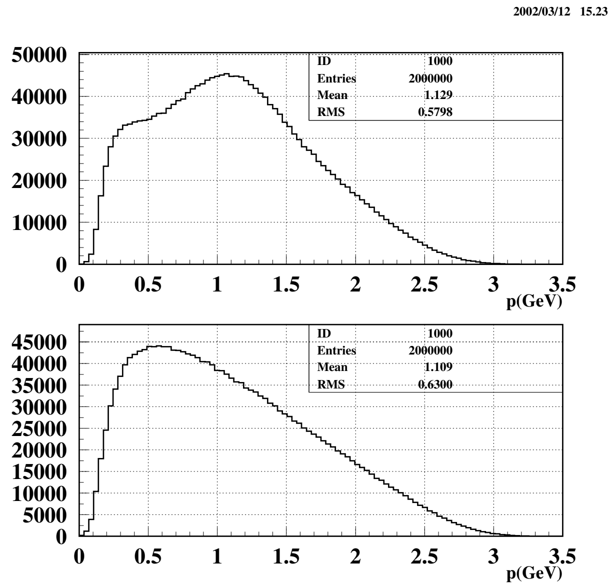

Figura 3.7: Distribuzione del π^+ nel laboratorio tenendo conto del decadimento corretto della ω (sopra) e con decadimento isotropo (sotto)

3.2.2 Parametrizzazione delle distribuzioni angolari

Il passo successivo per l'ottimizzazione del generatore di eventi, è stato quello di modificare le distribuzioni angolari di produzione della ω e del fondo multipionico. Il programma di simulazione eseguiva l'estrazione secondo una distribuzione nella variabile angolare θ, a passi di $10°$. Poiché la distribuzione di produzione della ω presenta una forte pendenza a piccoli angoli, era necessario avere una suddivisione più fine per aumentare la precisione. Ho quindi inserito nel programma una funzione di distribuzione continua ed ho imposto che l'estrazione avvenisse nella variabile t anziché in θ. Per fare ciò, ho eseguito un fit sulla distribuzione relativa ai dati sperimentali ed ho utilizzato questa funzione come ingresso per il generatore. Ho valutato poi l'efficienza del rivelatore (di cui tratterò diffusamente in seguito) utilizzandola per correggere la distribuzione dei dati reali e cosí via iterativamente. Fig. 3.8 mostra i due successivi passi del processo iterativo per l'ottimizzazione della distribuzione in t di produzione della ω.

Dalle simulazioni si evince che il canale a tre pioni ($\pi^+\ \pi^-\ \pi^0$) non risonanti, che 'sopravvive' ai tagli per eliminare il fondo a due pioni, fornisce il maggior contributo al fondo multipionico. Per tale ragione ho concentrato la mia attenzione su di esso, e ne ho modificato la distribuzione angolare e

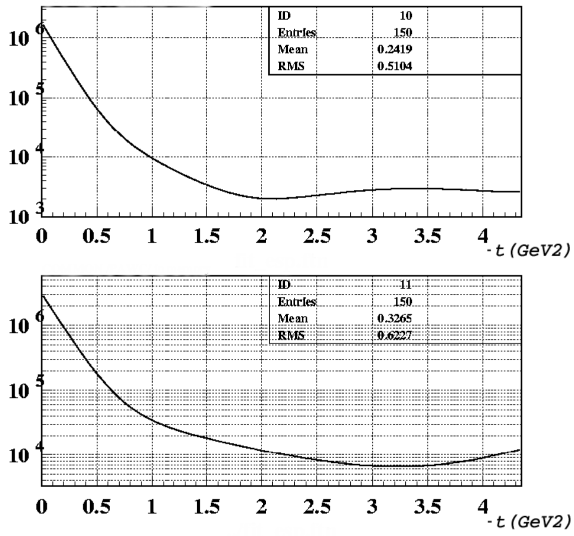

Figura 3.8: Distribuzione di produzione della ω generata in funzione di t. Sopra: distribuzione meno realistica (1^o passo); sotto: distribuzione realistica(2^o passo)

la sezione d'urto totale. Per la prima ho seguito la procedura iterativa già descritta per la ω, mentre ho modificato la seconda in modo che lo spettro di massa mancante del protone nelle simulazioni, riproducesse realisticamente quello relativo ai dati.

3.3 La catena di analisi

L'uscita di GENEVT viene immessa in una catena di analisi che, simulando il detector, riproduce il percorso dei dati reali. Essa comprende i seguenti blocchi :

- GSIM [27], ovvero (CLAS) GEANT Simulation : e' un pacchetto di programmi di simulazione della risposta di CLAS che utilizza le librerie GEANT del CERN. GSIM descrive la geometria delle diverse parti del rivelatore, le mappe dei campi magnetici, le caratteristiche dei materiali, le reazioni di interazione delle particelle con i materiali sensibili del rivelatore.

- A1C, un pacchetto di programmi che ricostruisce i dati delle singole parti del rivelatore, crea le corrispondenze tra le diverse parti del rivelatore e identifica le particelle.

- ANALYSER, programma che ricostruisce le quantita' cinematiche necessarie per l'analisi fisica dell'esperimento.

- ANALYSER-GOA, programma che elabora i file provenienti da Analyser e crea in uscita un file in formato ZEBRA organizzato nel modo piu' adeguato per l'analisi.

Il file HBOOK in uscita dalla catena di simulazione contiene i cosiddetti eventi ricostruiti. Questi sono il prodotto finale degli eventi generati elaborati dal simulatore di CLAS e consentono uno studio realistico sulla serie di tagli da applicare alle variabili cinematiche.

3.4 Identificazione del canale $\gamma p \longrightarrow p\omega$: studio dei tagli

Per identificare il canale di fotoproduzione $\gamma p \longrightarrow p\omega$ ho imposto dei tagli sulle variabili cinematiche degli eventi ricostruiti alla fine della catena di analisi (pseudo-dati). I tagli sono stati scelti tenendo presente la dinamica del processo di fotoproduzione della ω che ho studiato tramite le simulazioni. Fig. 3.9 mostra le distribuzioni angolari, nel laboratorio, del protone e del π^+. Come si può osservare, a bassi impulsi trasferiti, la distribuzione angolare del protone nel laboratorio è fortemente piccata attorno a θ=60°, mentre quella del π^+ è centrata sui 20°. In questo caso l'impulso in gioco si distribuisce tra il protone e i tre pioni di decadimento della ω, i quali vengono prodotti in uno stretto angolo solido attorno alla direzione del mesone vettore. Protone e π^+, non hanno quindi sufficiente energia per dirigersi a grandi angoli. La situazione è differente nella regione ad alti impulsi trasferiti; il protone si distribuisce più uniformemente tra 0 e 50° e il π^+, avendo maggior impulso, può essere rivelato anche a grandi angoli, nell'intervallo 0-120°.
Inoltre al dinamica del processo è molto diversa tra i piccoli e i grandi t: l'andamento difrattivo domina a piccoli impulsi trasferiti e concentra in sé il 90% della sezione d'urto. Sarà quindi utile dividere l'analisi in due regioni cinematiche distinte: -t<1 GeV^2 (corrispondente a circa $\theta^{\omega}_{cm} < 50°$) e -$t$>1 GeV^2 (circa $\theta^{\omega}_{cm} > 50°$).

Ho concentrato l'analisi su un intervallo definito di massa mancante del protone attorno al picco della ω, in modo da eliminare parte del fondo multipionico presente dovuto, in massima parte, al contributo dei tre pioni non risonanti: $0.4 < \sqrt{MissM^2(p)} < 1\ GeV$.

Prima di applicare la procedura di identificazione del canale della ω, è stata apportata una correzione alla variabile di impulso del protone per tenere

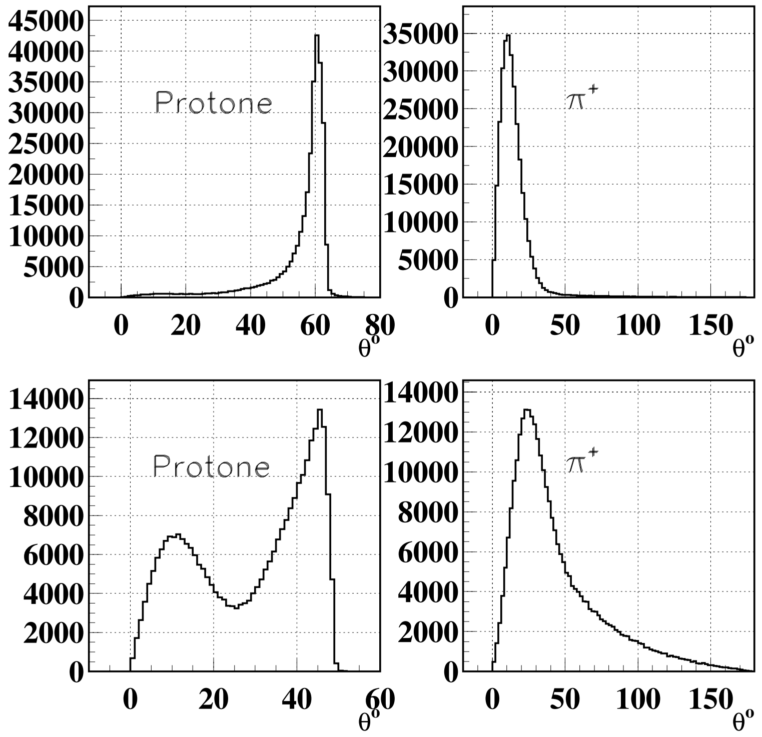

Figura 3.9: Distribuzioni in θ del protone e del π^+ nel laboratorio a bassi (sopra) e ad alti impulsi trasferiti (sotto)

conto, durante la ricostruzione, degli effetti di distorsione dovuti alla perdita di energia del protone.

Ho applicato una funzione correttiva all'impulso che tiene conto della perdita di energia del protone nell'attraversare il materiale costituente il rivelatore, prima di incontare la regione di camera a fili.
Il grafico in fig. 3.10 mostra lo scarto percentuale della massa mancante del protone ricostruita da quella generata in funzione dell'impulso generato, prima e dopo la correzione.

L'identificazione del canale $\gamma p \longrightarrow p\omega$, può essere suddivisa in due fasi principali:

- eliminazione del fondo a due pioni;

- estrazione degli eventi ω dal fondo multipionico.

La stessa procedura di analisi, opportunamente modificata, verrà successivamente applicata anche ai dati reali.

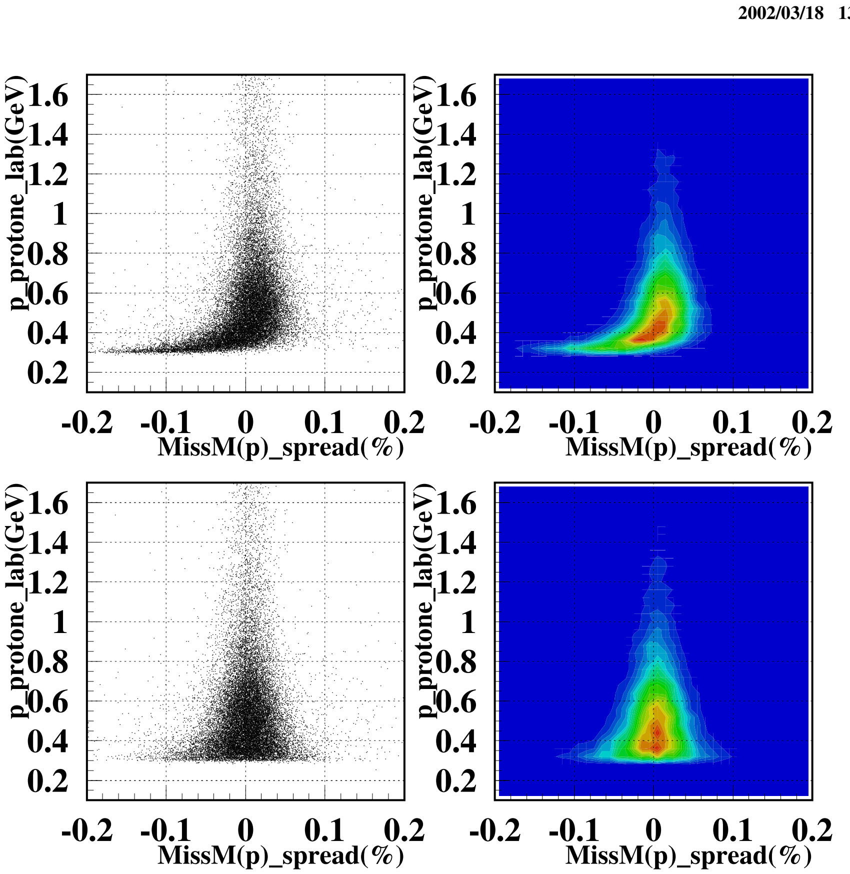

Figura 3.10: Effetto della correzione all'impulso sullo spettro di massa mancante del protone. La figura mostra lo scarto percentuale della massa mancante del protone ricostruita da quella generata in funzione dell'impulso generato. Sopra: nessuna correzione all'impulso; sotto: impulso corretto per la perdita di energia del protone.

3.4.1 Eliminazione del fondo a due pioni

Il primo passo in questa fase dell'analisi, è la scelta della topologia di rivelazione sulla quale sviluppare lo studio. Osservando le topologie di rivelazione degli stati finali per i canali attivati nelle due regioni cinematiche, ho notato che il canale della ω predilige maggiormente la topologia pπ^+ ed in minor misura la topologia pπ^-, rispetto ai canali corrispondenti alla produzione di ρ e fondo multipionico che favoriscono la topologia pπ^-. Ciò è conseguenza del fatto che il π^- proveniente dalla ρ (che decade in due pioni) è più energetico rispetto a quello della ω (che decade in tre pioni) e viene quindi deviato in minor misura dal campo magnetico di CLAS, disposto in modo da deflettere le cariche negative verso la zona cieca del rivelatore in corrispondenza del fascio (campo inbending). Sulla base di queste osservazioni, confermate qualitativamente dalle simulazioni, ho scelto per la mia analisi la topologia di rivelazione pπ^+.

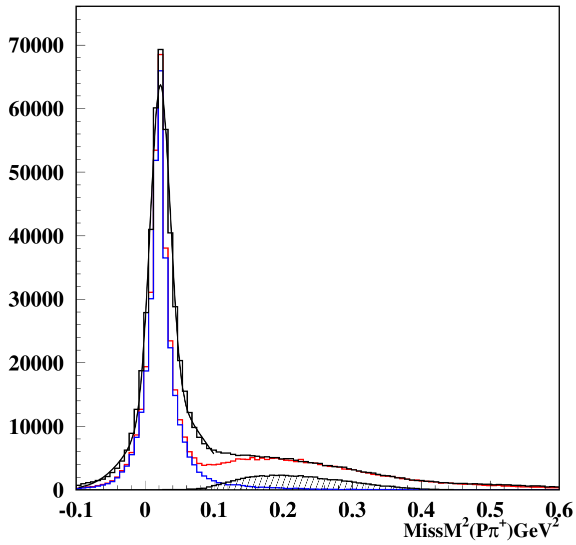

Figura 3.11: Taglio sulla massa mancante del $p\pi^+$ per -t<1 GeV^2: M2eNp > 0.090 GeV^2. Linea blu: canale della ρ; area tratteggiata: canale ω; nero: dati

Per eliminare il fondo a due pioni, ho applicato un taglio in massa mancante del $p\pi^+$, richiedendo che fosse maggiore della massa del singolo pione. Osservando i grafici in massa mancante di $p\pi^+$ di fig. 3.11 e fig. 3.12, ho applicato questo taglio in modo differenziato nelle due regioni cinematiche:

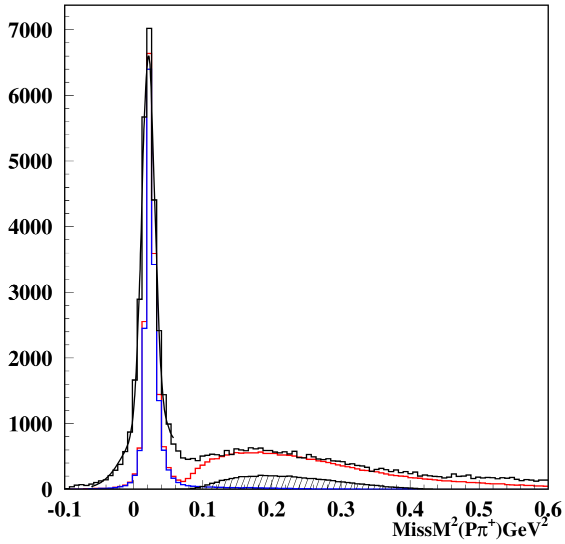

Figura 3.12: Taglio sulla massa mancante del $p\pi^+$ per -t>1 GeV^2: M2eNp > 0.080 GeV^2. Linea blu: canale della ρ; area tratteggiata: canale ω; nero: dati

- $MissM^2(p\pi+) > 0.090\ GeV^2$ per $-t < 1GeV^2$
- $MissM^2(p\pi+) > 0.080\ GeV^2$ per $-t > 1GeV^2$

I grafici in fig. 3.13 e fig. 3.14 mostrano l'effetto del taglio appena descritto sullo spettro di massa mancante del protone; si osserva che il canale della ρ viene quasi completamente soppresso. La piccola contaminazione residua, si distribuisce su un ampio intervallo di massa mancante del protone e, come mostrerò in seguito, verrà eliminata attraverso la procedura di estrazione della ω dal fondo.

Osservando i grafici di massa mancante del protone, si nota una diversa risoluzione del picco della ω nelle due regioni cinematiche di impulso trasferito. Per -t<1 GeV^2 infatti, il picco della ω presenta una larghezza maggiore rispetto alla regione cinematica di bassi impulsi. Attraverso le simulazioni ho appurato che tale effetto è dovuto alla non perfetta ricostruzione dell'angolo θ di rivelazione dei protoni di basso impulso. A tal scopo, ho studiato l'andamento della funzione corrispondente alla massa mancante del protone che, in generale, dipende dall'angolo di rivelazione θ_{lab}, dall'impulso e dall'energia del protone nel laboratorio: f(θ_{lab}, p$_{lab}$, E$_{lab}$). Per capire quale tra queste variabili determini l'effetto di allargamento del picco, ho studiato l'andamento della funzione utilizzando sia le variabili generate che quelle ricostruite. In tal

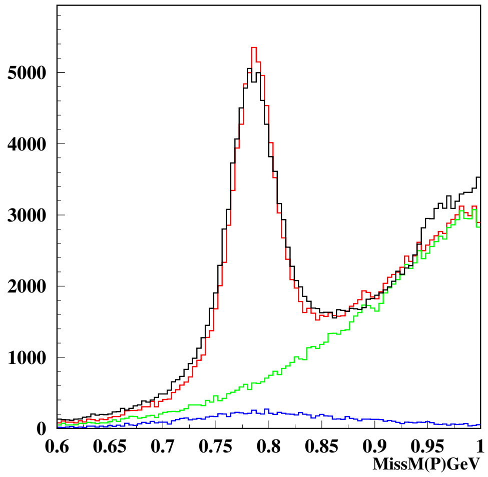

Figura 3.13: Spettro di massa mancante del protone risultante dalla procedura di eliminazione del fondo a due pioni (-t<1). Linea blu: ρ; verde: fondo multipionico; nero: dati.

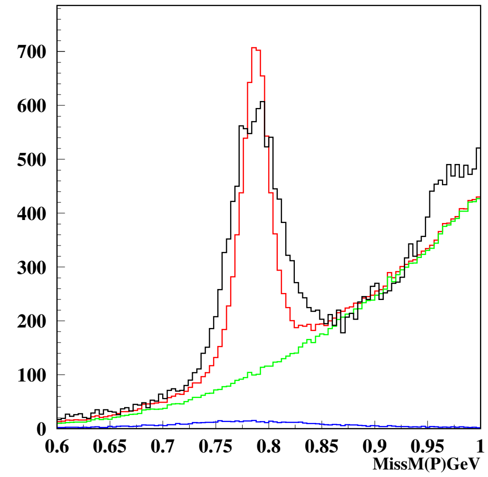

Figura 3.14: Spettro di massa mancante del protone risultante dalla procedura di eliminazione del fondo a due pioni (-t>1)

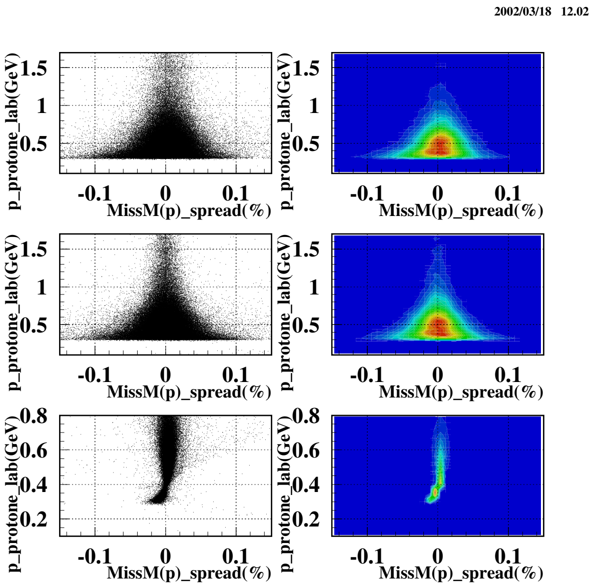

Figura 3.15: Allargamento percentuale del picco della ω nello spettro di massa mancante del protone in funzione dell'impulso generato. Alto: MissM(θ_{lab}^{ric}, p_{lab}^{ric}, E_{lab}^{ric}); medio: MissM(θ_{lab}^{ric}, p_{lab}^{gen}, E_{lab}^{gen}); basso: MissM(θ_{lab}^{gen}, p_{lab}^{ric}, E_{lab}^{ric})

modo ho potuto capire quale variabile non viene ricostruita correttamente dal programma di simulazione.

I grafici in fig. 3.15 mostrano l'allargamento percentuale del picco nello spettro di massa mancante in funzione dell'impulso del protone generato, nei tre casi:
- f(θ_{lab}^{ric}, p_{lab}^{ric}, E_{lab}^{ric});
- f(θ_{lab}^{ric}, p_{lab}^{gen}, E_{lab}^{gen});
- f(θ_{lab}^{gen}, p_{lab}^{ric}, E_{lab}^{ric})

Come si può osservare, l'effetto di allargamento del picco permane nel caso in cui la funzione dipenda dall'impulso e dall'energia generate e dall'angolo θ ricostruito, mentre viene eliminato nel caso in cui la variabile angolare θ_{lab} non venga ricostruita.

Nella mia analisi ho inoltre utilizzato la versione standard dei 'tagli fiduciali'. Essi sono tagli geometrici nelle variabili θ e φ del laboratorio che delimitano ben precise zone all'interno di CLAS, escludendo le parti del rivelatore rese cieche dalla presenza delle bobine del toro, delle barre di scintillatore non funzionanti, etc. Il grafico in fig. 3.16, mostra la distribuzione dei protoni accettati entro i tagli fiduciali. Le aree bianche verticali corrispon-

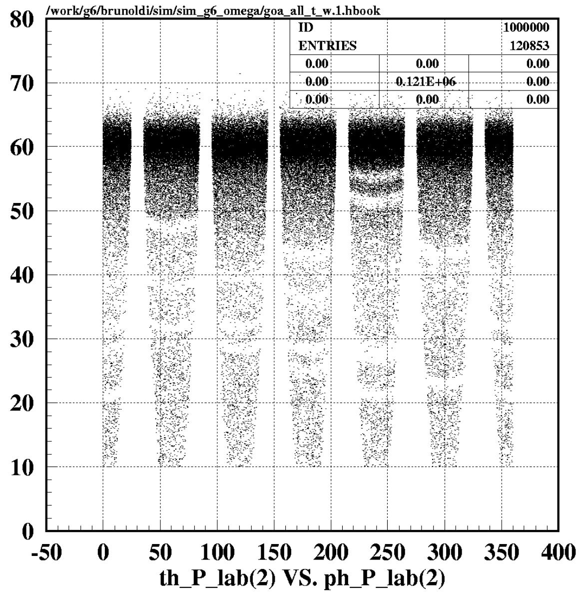

Figura 3.16: Protoni accettati entro i tagli fiduciali

dono alla posizione dei magneti presenti tra i sei settori di CLAS, mentre le fasce orizzontali sono in corrispondenza dei TOF disattivati.

3.4.2 Procedura per l'estrazione degli eventi ω

Per l'estrazione degli eventi ω dal fondo multipionico, ho sviluppato due procedure differenti:

1) metodo della side-band subtraction;

2) metodo del fit gaussiano.

Questi due metodi non sono completamente indipendenti, ma il confronto dei loro risultati puo' fornire una stima dell'errore sistematico intrinseco della procedura di estrazione della ω dal fondo multipionico.

Metodo della side-band subtraction

Il metodo della side-band subtraction permette di estrarre un segnale localizzato sovrapposto ad un fondo, sottarendo tale fondo dalle zone limitrofe opportunamente normalizzate.

La normalizzazione (i pesi α e β associati a ciascuna banda laterale) deve soddisfare la condizione:

$$F = \alpha \cdot SB_L + \beta \cdot SB_R \tag{3.7}$$

dove

F = area del fondo nella zona centrale
SB_L = area del fondo nella banda di sinistra
SB_R = area del fondo nella banda di destra

Il metodo si basa sull'ipotesi che il fondo vari con continuità e in maniera graduale ai lati della regione dove è presente il segnale da estrarre.

Nel caso piú semplice (approssimazione lineare del fondo) la normalizzazione può essere ottenuta scegliendo le bande laterali di larghezza pari a metà della larghezza della zona centrale e pesandole entrambe con peso unitario (α=β=1)

$$F = SB_L + SB_R$$

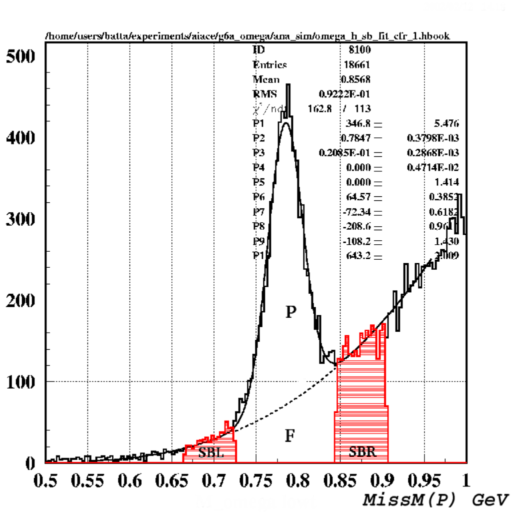

Figura 3.17: Schema della suddivisione in bande dello spettro di massa mancante del protone

Una volta ottenuti (o scelti) i pesi α e β, è possibile ricavare la distribuzione della grandezza G del segnale, semplicemente eseguendo la differenza:

$$G^S = G^{F+S} \text{-} \alpha \cdot G^L \text{-} \beta \cdot G^R$$

dove G^{F+S} rappresenta la distribuzione della grandezza G associata alla regione centrale (e quindi contenente sia il segnale che il fondo) e $G^{L(R)}$

la distribuzione della grandezza G associata alla regione laterale sinistra (destra).Perché il metodo funzioni, G^R G^L e G^S devono coprire lo stesso intervallo cinematico.

Nel nostro caso il segnale è rappresentato dal canale della ω, mentre il fondo è quello multipionico. Lo spettro di massa mancante del protone è riportato in fig. 3.18 dove si vede il picco della ω sovrapposto al fondo.

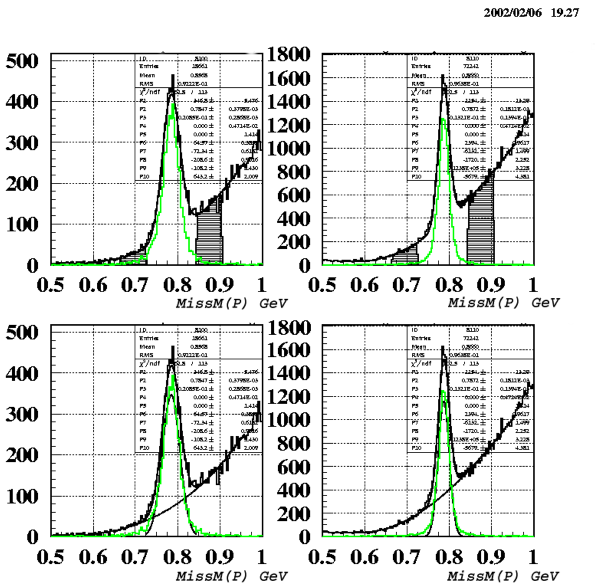

Figura 3.18: Spettro di massa mancante del protone: bande laterali ed estrazione analitica della ω dal fondo. Grafici a sinistra: -t<1 GeV^2; destra: -t>1 GeV^2

Il fondo multipionico è ben descritto da un polinomio di 3° grado, mentre il picco della ω è stato fittato con una gaussiana. Integrando numericamente il polinomio, ho ricavato le quantitá SB_L, SB_R ed F.

La scelta dei pesi α e β è arbitraria, perciò ho seguito due metodi diversi il cui confronto può fornire una stima dell'errore sistematico associato alla procedura:

a) side-band 1: si ipotizza che la regione centrale abbia una componente leggermente minore di banda destra e leggermente maggiore di banda sinistra

$$\begin{cases} \alpha_1 = 1 + \varepsilon \\ \beta_1 = 1 - \varepsilon \end{cases} \tag{3.8}$$

da cui

$$\varepsilon = \frac{F - SBL - SBR}{SBL - SBR} \tag{3.9}$$

e quindi si ricava α_1 e β_1.

b) side-band 2: si ipotizza che l'area centrale sia riprodotta per metà dall'area della banda destra e per metà da quella della banda sinistra.

$$\begin{cases} \frac{F}{2} = \alpha_2 \cdot SB_L \\ \frac{F}{2} = \beta_2 \cdot SB_R \end{cases} \tag{3.10}$$

da cui

$$\begin{cases} \alpha_2 = \frac{F/2}{SB_L} \\ \beta_2 = \frac{F/2}{SB_R} \end{cases} \tag{3.11}$$

I coefficienti α e β che si ottengono nei due casi (α_1=1.25, β_1=0.74, α_2=2.72, β_2=0.48 per $-t$<1 GeV^2 e α_1=1.32, β_1=0.68, α_2=2.72, β_2=0.45 per $-t$>1 GeV^2) sono abbastanza diversi e rendono quindi significativo il confronto dei due metodi.

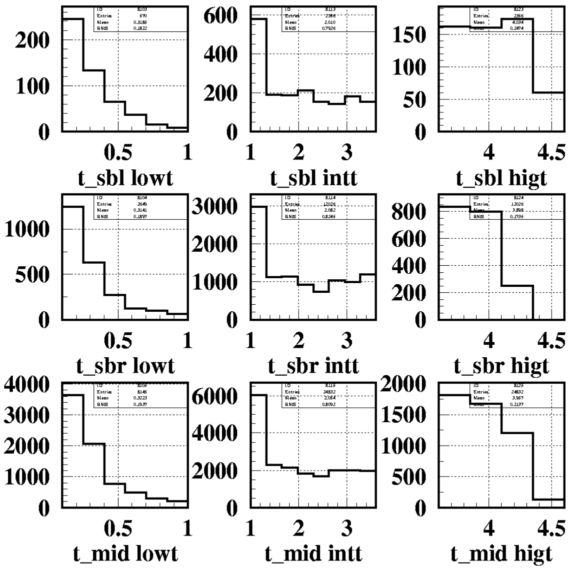

Figura 3.19: Distribuzioni in t delle bande laterali e centrale, suddivise in tre regioni cinematiche: $-t$<1 GeV^2, 1 GeV^2< $-t$<3.6 GeV^2 e 3.6 GeV^2< $-t$< $-t_{max}$, ciascuna con il suo binning.

In fig. 3.19 sono riportati i risultati della sottrazione delle distribuzioni in t. Dato che il peso relativo del segnale rispetto al fondo e la larghezza dei picchi varia con t, la procedura è stata applicata separatamente per $-t$<1 GeV^2 e $-t$>1 GeV^2.

La larghezza della banda centrale è stata scelta pari a 6σ della gaussiana che fitta il picco centrale ($\sigma \simeq$21 MeV):
- banda centrale $\simeq$ 130 MeV
- bande laterali $\simeq$ 65 MeV

In questo modo la stessa procedura potrà essere applicata ai dati sperimentali dove, ovviamente, non è possibile a priori fissare la larghezza del picco della ω. Per evidenziare ulteriormente l'affidabilità del metodo della side-band subtraction, si può mostrare il confronto, relativo ad alcune variabili cinematiche, tra le distribuzioni ottenute con il metodo della side-band e quelle ottenute generando solo ω e ricostruendola direttamente. I grafici

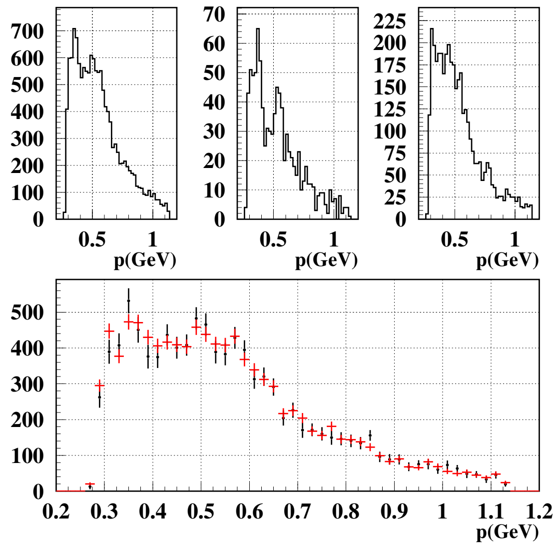

Figura 3.20: Distribuzione di impulso del protone nel sistema del laboratorio per -t<1 GeV^2. I tre grafici in alto mostrano le distribuzioni corrispondenti alla banda centrale, sinistra e destra. Il grafico in basso, mostra il confronto tra distribuzione ricostruita con il metodo della side-band (nero) e quella ottenuta attivando il solo canale ω (rosso).

in fig. 3.20, 3.21 (bassi -t) e fig. 3.22, 3.23 (alti -t) mostrano le distribuzioni di impulso del protone e del π^+ nel laboratorio. In fig. 3.24 (bassi impulsi) e fig. 3.25 (alti impulsi) si possono invece osservare i grafici relativi alla distribuzione in θ del mesone ω nel sistema del centro di massa adronico. Il confronto tra la distribuzione generata e quella ricostruita tramite il metodo della side-band è particolarmente significativo in questo caso dato che θ_{hcm}

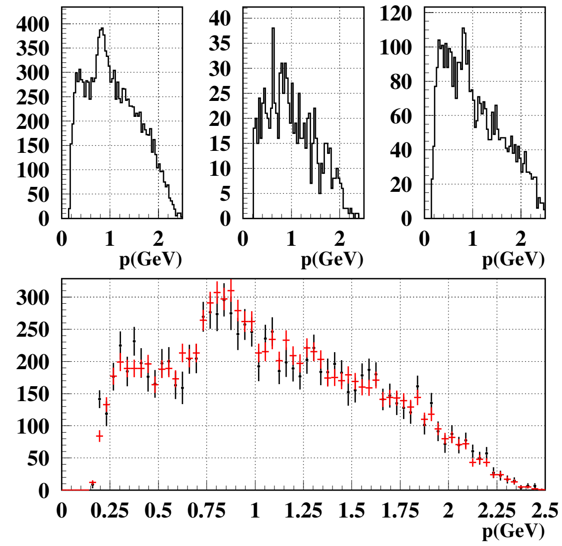

Figura 3.21: Distribuzione di impulso del π^+ nel laboratorio (-t<1 GeV^2). La struttura è la stessa di fig. 3.20

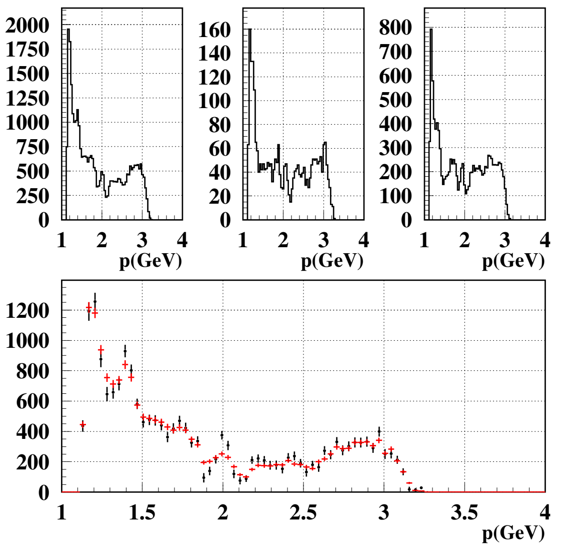

Figura 3.22: Distribuzione di impulso del protone nel laboratorio (-t>1 GeV^2)

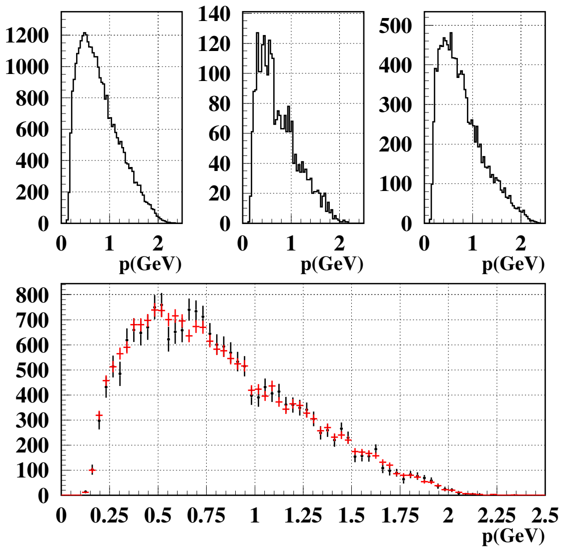

Figura 3.23: Distribuzione di impulso del π^+ nel laboratorio ($-t$>1 GeV^2)

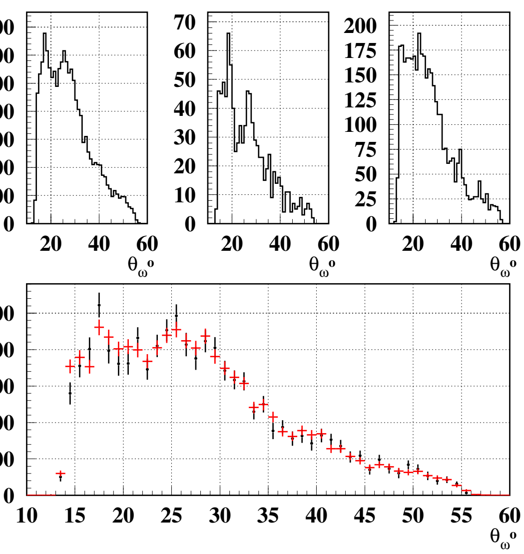

Figura 3.24: Distribuzione in θ della ω nel sistema di riferimento del centro di massa adronico ($-t$<1 GeV^2)

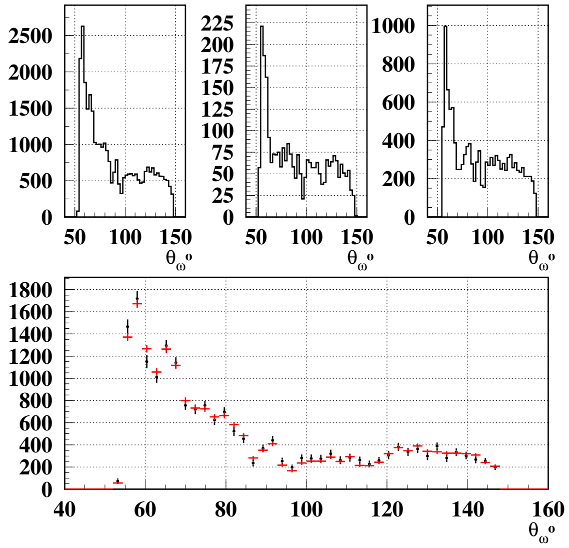

Figura 3.25: Distribuzione in θ della ω nel sistema di riferimento del centro di massa adronico (-t>1 GeV^2)

e t, in funzione del quale esprimerò la sezione d'urto differenziale, sono fortemente correlati. L'ottimo accordo tra distribuzione ricostruita e generata che si osserva in figura, conferma l'affidabilità del metodo della side-band subtraction.

Risultati dell'ottimizzazione delle simulazioni per il metodo della side-band.

Per concludere la descrizione dell'ottimizzazione delle simulazioni utilizzate nell'analisi dei dati sperimentali, ho confrontato le distribuzioni relative ad alcune variabili cinematiche d'interesse ottenute applicando il metodo della side-band subtraction ai dati ed alle simulazioni. Anticipando i risultati ottenuti dall'applicazione del metodo della side-band ai dati reali, che descriverò diffusamente nel prossimo capitolo, i grafici in fig. 3.26, 3.27, 3.28 e 3.29 mostrano le distribuzioni simulate di impulso del protone e del π^+ nel laboratorio per bassi ed alti impulsi trasferiti, a confronto con quelle reali. L'ottimo accordo tra simulazioni e dati sperimentali, conferma l'affidabilità della procedura di analisi adottata.

Un ulteriore prova di ciò, si ha osservando in fig. 3.30 e 3.31 il confronto

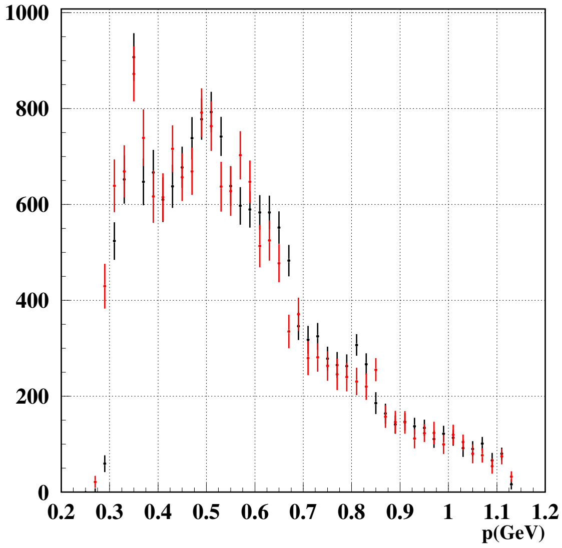

Figura 3.26: Confronto tra le distribuzioni di impulso del protone nel laboratorio ricostruite con la side-band per dati (nero) e simulazioni (rosso) (-t<1 GeV^2).

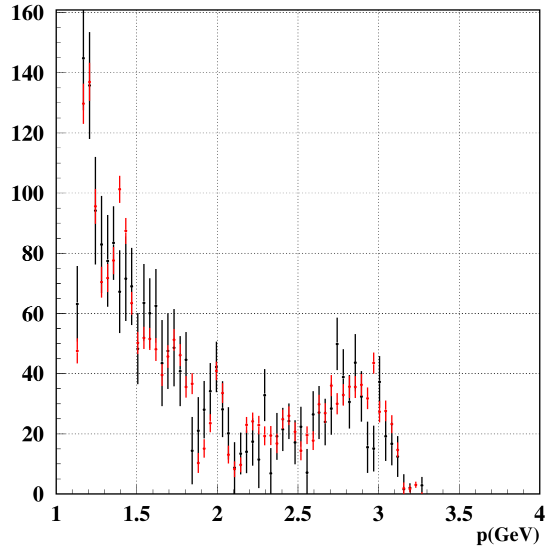

Figura 3.27: Distribuzioni (dati/simulazioni) di impulso del protone (-t>1 GeV^2).

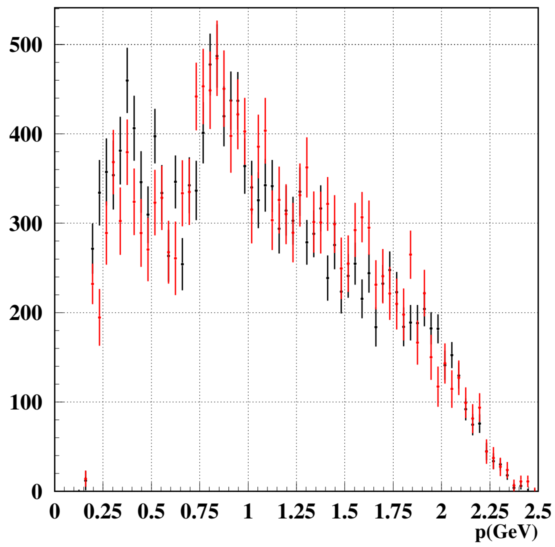

Figura 3.28: Distribuzioni (dati/simulazioni) di impulso del π^+ nel laboratorio (-t<1 GeV^2).

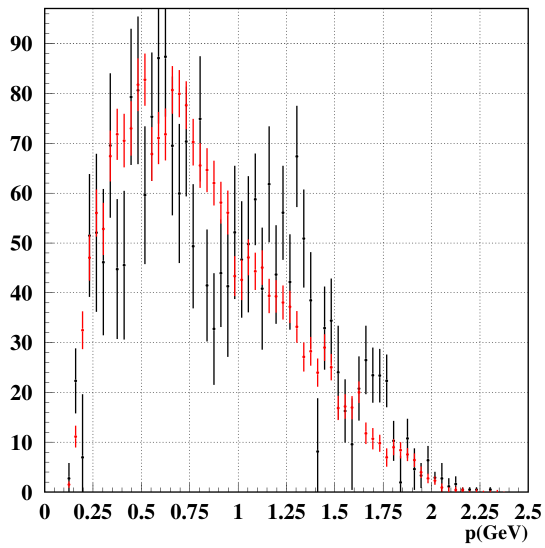

Figura 3.29: Distribuzioni (dati/simulazioni) di impulso del π^+ nel laboratorio (-t>1 GeV^2).

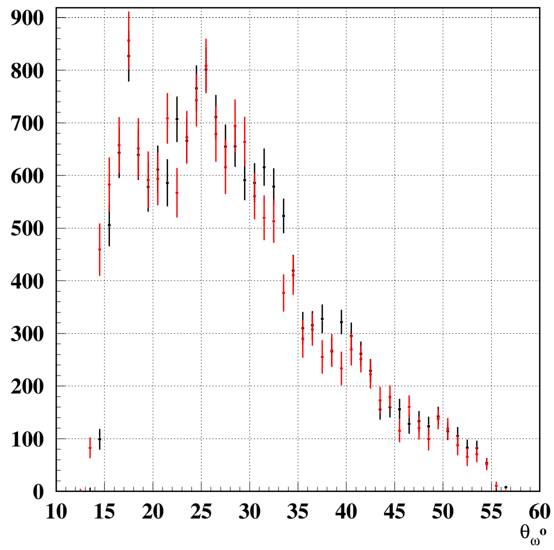

Figura 3.30: Distribuzioni (dati/simulazioni) in θ della ω nel centro di massa adronico (-t<1 GeV^2)

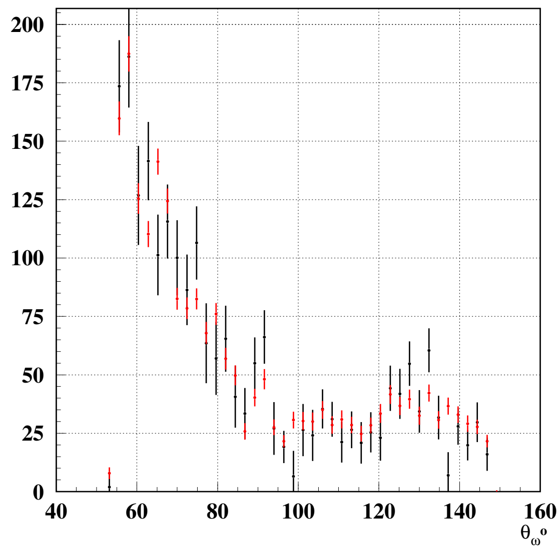

Figura 3.31: Distribuzioni (dati/simulazioni) in θ della ω nel centro di massa adronico (-t>1 GeV^2)

tra le distribuzioni in θ, reali e simulate, della ω nel centro di massa adronico. La buona compatibilità tra dati e simulazioni per questa variabile cinematica è particolarmente significativa per giudicare l'attendibilità dei risultati sperimentali che fornirò nel capitolo cinque.

Il fit gaussiano

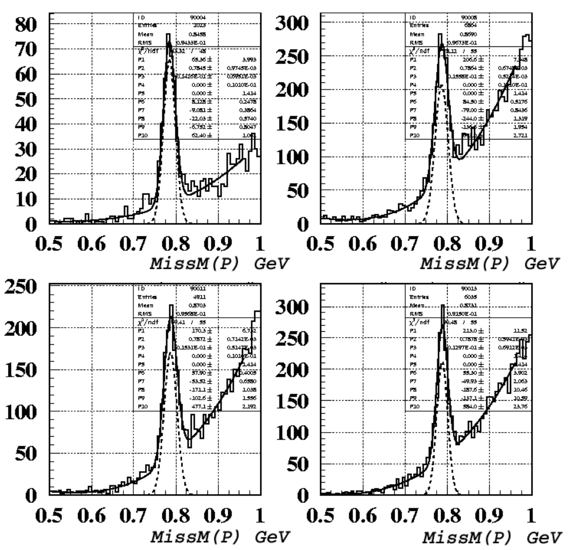

Figura 3.32: Metodo del fit gaussiano: esempio di fit eseguito sullo spettro di massa mancante del protone per quattro differenti intervalli di impulso trasferito. Alto-sinistra: 0.55 GeV^2<-t<0.7 GeV^2; alto-destra: 1.32 GeV^2<-t<1.65 GeV^2; basso-sinistra: 2.3 GeV^2<-t<2.62 GeV^2; basso-destra: 2.95 GeV^2<-t<3.27 GeV^2

Un metodo alternativo alla side-band subtraction è quello che chiamerò 'fit gaussiano'. A differenza del metodo precedente, in questo caso, si considerano le distribuzioni di massa mancante in ciascun bin di t e si esegue un fit su di esse. L'integrale della gaussiana corrispondente al picco, rappresenta il numero di eventi associati al solo canale ω. Ho utilizzato una suddivisione in 18 bin dell'intervallo cinematico di impulso trasferito t. In fig. 3.32 sono rappresentati i fit eseguiti sugli spettri di massa corrispondenti a quattro differenti intervalli di impulso trasferito t. I primi due sono relativi alla regione cinematica -t<1 GeV^2, gli altri alla zona ad alti impulsi trasferiti, -t>1 GeV^2.

Come il precedente, anche questo metodo fornisce la distribuzione in t dei soli eventi ω.

3.4.3 Valutazione dell'errore sistematico associato ai due metodi

La procedura che ho utilizzato per ottenere la distribuzione in t della ω attraverso i due metodi descritti, è affetta da un'incertezza sistematica che dipende da vari parametri. Sfruttando la possibilità nelle simulazioni di attivare od escludere i diversi canali coinvolti nell'analisi, ho potuto studiare approfonditamente alcune delle fonti di errore che costituiscono tale incertezza sistematica.

Forma della ω

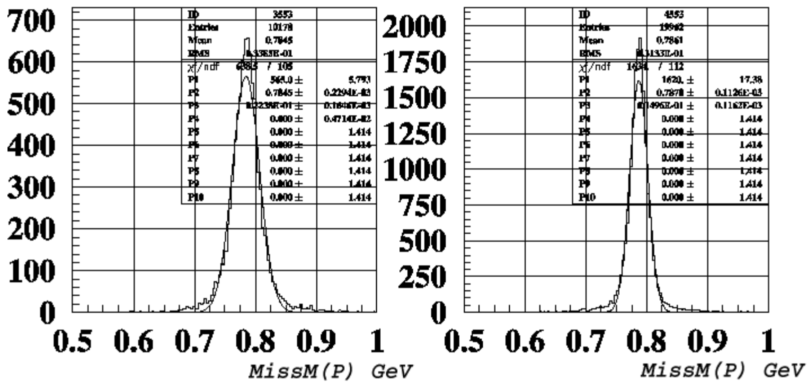

Figura 3.33: Confronto tra picco della ω ricavato dal fit e quello ottenuto dalle simulazioni attivando solo il canale ω. Sinistra: -t<1 GeV^2, destra: -t>1 GeV^2

Una causa di errore è legata alla scelta della forma funzionale per il fit della ω nello spettro di massa mancante del protone. Il metodo della sideband prevede due soli fit su tale spettro (alti e bassi impulsi trasferiti) e la successiva estrazione analitica del picco dal fondo; il metodo del fit gaussiano, invece, ne richiede uno per ogni intervallo di impulso t. L'ipotesi della forma gaussiana per il picco della ω è un'approssimazione, in quanto:

- la forma del picco è il risultato della risoluzione sperimentale e quindi, solo

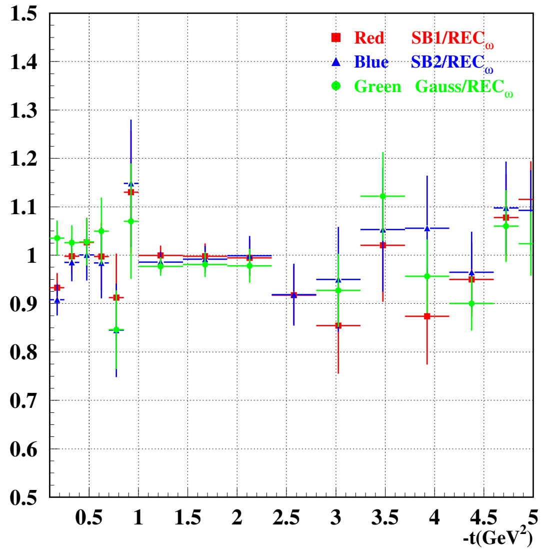

Figura 3.34: Rapporto tra il valore della distribuzione in t ottenuta con ciascun metodo (side-band 1(rosso), side-band 2(blu) e fit gaussiano(verde)) e quello della distribuzione ricostruita attivando il solo canale ω.

in prima approssimazione, gaussiana;
- la massa della ω è stata generata secondo la funzione

$$\mathrm{f}(x) = 0.7826 + \frac{0.00843}{2} \cdot \mathrm{tg}(\pi \cdot (x - 0.5)) \tag{3.12}$$

fissati il valor medio (0.7826) e la larghezza Γ (0.00843). Il fit eseguito con una gaussiana non può tenere conto delle code laterali generate con tale funzione.

Il grafico di fig. 3.33 dà un'indicazione dell'incertezza introdotta da tale approssimazione, mettendo a confronto il picco della ω ricavato dal fit e quello ottenuto dalle simulazioni attivando il solo canale $\gamma p \longrightarrow p\omega$. Si nota che l'accordo tra i due andamenti è buono, ma le code laterali vengono escluse. Per corregere questa discrepanza ho moltiplicato i conteggi per un fattore correttivo (1.07).

Poiché la forma funzionale che meglio approssima il picco nella realtà è sconosciuta, il metodo del fit gaussiano contiene comunque un incertezza intrinseca. Il valore di χ^2 relativo ai fit del picco piú fondo multipionico per i dati indica che l'approssimazione gaussiana è buona, ma il contributo delle code laterali rimane comunque incognito.

Errore sistematico associato al metodo

Il passo successivo nella valutazione dell'errore sistematico è il confronto fra le distribuzioni in t di fotoproduzione della ω ottenute dalle simulazioni con i due metodi descritti e quella generata attivando il solo canale della ω.

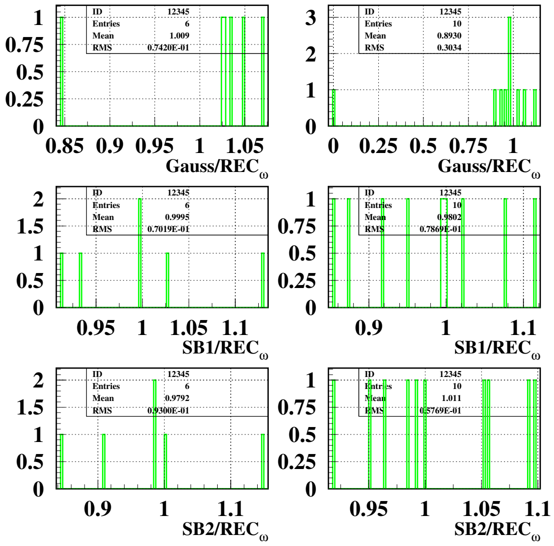

Figura 3.35: Distribuzione dei valori dei rapporti $t_\omega^{GAU}/t_\omega^{rec}$ (alto), $t_\omega^{SB1}/t_\omega^{rec}$ (medio) e $t_\omega^{SB2}/t_\omega^{rec}$ (basso). Sinistra: bassi impulsi trasferiti; destra: alti impulsi trasferiti.

Fig. 3.34 mostra il rapporto tra il valore della distribuzione in t ottenuta con ciascun metodo (side-band 1, side-band 2 e fit gaussiano) e quello della distribuzione ricostruita attivando il solo canale ω. Osservando il grafico si nota innanzitutto che i tre metodi sono compatibili entro l'errore statistico; in particolare si ha conferma che la validità del metodo della side-band subtraction è indipendente dalla scelta dei pesi nella sottrazione delle bande. Inoltre, si può osservare che il valore del rapporto calcolato per ciascun metodo si distribuisce attorno ad 1; questo fornisce un'ulteriore prova dell'efficacia di ricostruzione dei tre metodi utilizzati.

Osservando i grafici in fig. 3.35 si può avere indicazione di come si distribuiscano, a bassi(sinistra) ed alti(destra) impulsi trasferiti, i valori del rapporto in questione per i tre metodi. Il valor medio, come anticipato, risulta essere circa 1 nei tre casi, mentre la deviazione(RMS) oscilla tra il 6% e l'8%. Quest'ultima fornisce una valutazione quantitativa dell'errore sistema-

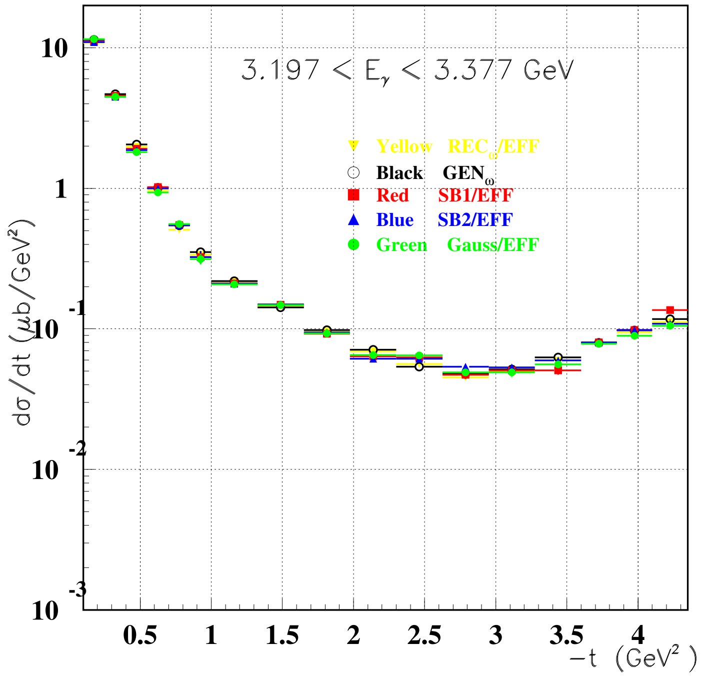

Figura 3.36: Distribuzioni in t ottenute con i tre metodi (rosso: side-band 1, blu: side-band 2, verde: fit gaussiano), confrontate con le distribuzioni ricostruita solo ω (giallo) e generata solo ω (nero).

tico da associare ai metodi descritti, che ho deciso di calcolare come media delle RMS dei tre metodi. Ho quotato, quindi un 7% di errore sistematico associato alla procedura di estrazione della distribuzione in t degli eventi ω.

Fig. 3.36 mostra le distribuzioni in t ottenute con i tre metodi, confrontate con la distribuzione generata e ricostruita (solo ω) sull'intero intervallo cinematico per un solo bin di E_γ.

3.5 Il calcolo dell'efficienza tramite simulazioni

Un'altra applicazione del programma GENEVT, è stata la valutazione dell'efficienza del rivelatore CLAS. Il lavoro descritto in precedenza, finalizzato all'ottimizzazione del canale $\gamma p \longrightarrow p\omega$, mi ha permesso di ottenere simulazioni molto realistiche. Inoltre gli eventi generati vengono ricostruiti utilizzando lo stesso programma utilizzato per ricostruire i dati reali e il set di tagli per l'identificazione del canale viene applicato in parallelo ai dati ed alle simulazioni. Questo rende possibile una valutazione dell'efficienza del rivelatore che riproduca il reale comportamento con un elevato grado di affidabilità.

Per ottenere una valutazione dell'efficienza del rivelatore CLAS, fattorizzabile nei due contributi di accettanza geometrica ed efficienza del rivelatore, ho usato il metodo standard di calcolo :

$$eff = \frac{N^{\omega}_{Ricostruiti}}{N^{\omega}_{Generati}} \tag{3.13}$$

Il calcolo è stato effettuato in funzione della sola variabile t, momento trasferito del protone, per 18 bin di t e 4 bin di E_γ, integrando su tutte le altre variabili. Il numero di bin per le due variabili e' stato scelto in modo tale da essere sensibile alle variazioni dell'efficienza ed, allo stesso tempo, avere un numero ragionevole di eventi sperimentali per ogni bin. A tale scopo ho suddiviso l'intero intervallo di impulso trasferito t in tre regioni, ciascuna con un binning differente.

Fig. 3.37 mostra l'efficienza in funzione dell'impulso trasferito t per i quattro intervalli energetici. Nella regione di impulso trasferito -t<0.1 GeV^2, l'accettanza del rivelatore è troppo bassa per fornire una corretta valutazione dell'efficienza. Ho quindi fissato il limite cinematico minimo a -t=0.1 GeV^2.

Le oscillazioni che si osservano negli intervalli 2 GeV^2-2.5 GeV^2 e 3 GeV^2-3.5 GeV^2, sono dovute all'esclusione dei TOF mal funzionanti. L'efficienza valutata senza eliminare i TOF presenta, infatti, un andamento piú regolare.

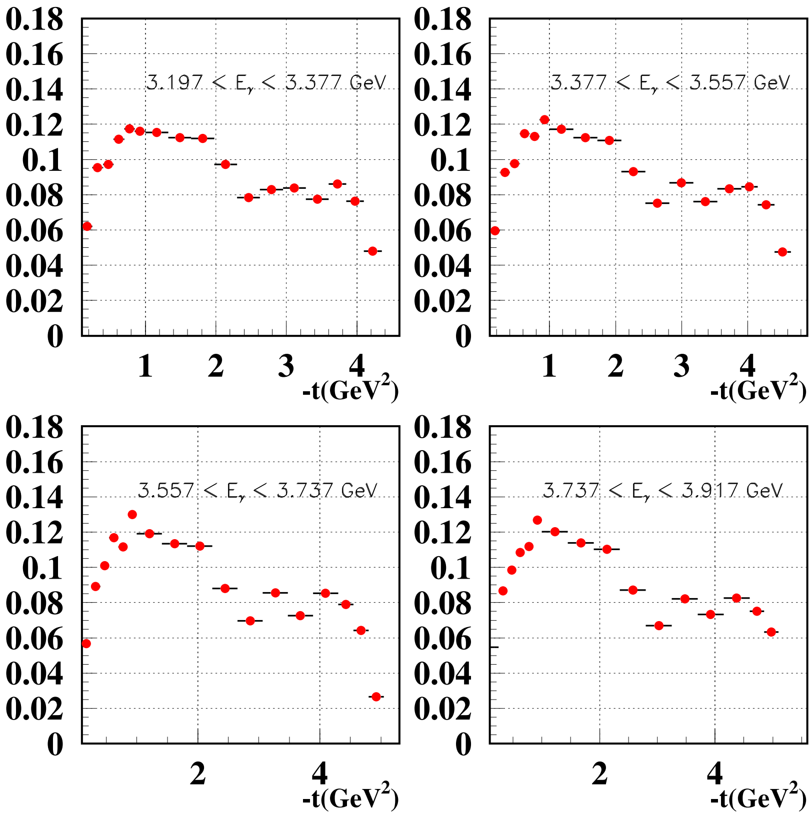

Figura 3.37: Distribuzioni in t dell'efficienza calcolata tramite simulazioni.

3.5.1 Valutazione dell'errore sistematico associato al calcolo dell'efficienza

Come detto in precedenza, è fondamentale fornire una corretta valutazione dell'efficienza per calcolare la sezione d'urto differenziale di fotoproduzione della ω. Come spiegherò nel prossimo paragrafo, la distribuzione in t ottenuta dai dati con i metodi descritti, verrà corretta per l'efficienza; una piccola variazione ha, quindi, effetto diretto sul valore della sezione d'urto nel bin interessato. È dunque importante studiare l'errore sistematico associato alla valutazione dell'efficienza.

Un metodo per valutare l'errore sistematico, è quello di generare gli eventi con diverse distribuzioni angolari e studiarne l'effetto sull'efficienza. In fig.

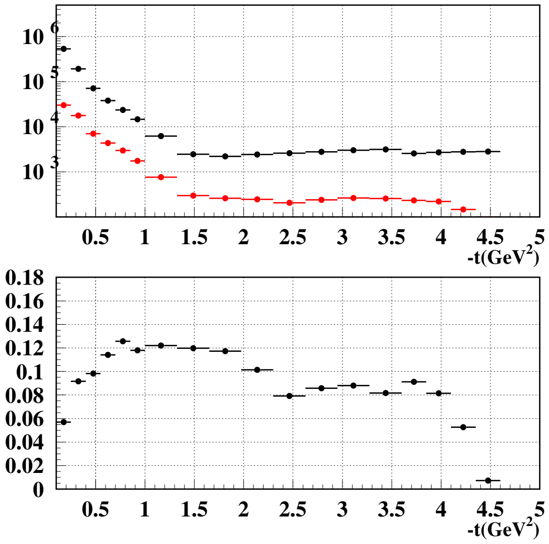

Figura 3.38: Sopra: confronto delle distribuzioni di produzione della ω generata (nero) e ricostruita (rosso); sotto: distribuzione in t dell'efficienza nella configurazione 1, decadimento della ω uniforme e distribuzione in t poco realistica.

3.38, 3.39 e 3.40 sono riportate le efficienze ottenute con:

- 1) decadimento della ω uniforme e distribuzione in t poco realistica;
- 2) decadimento della ω realistico e distribuzione in t poco realistica;
- 3) decadimento della ω realistico e distribuzione in t realistica.

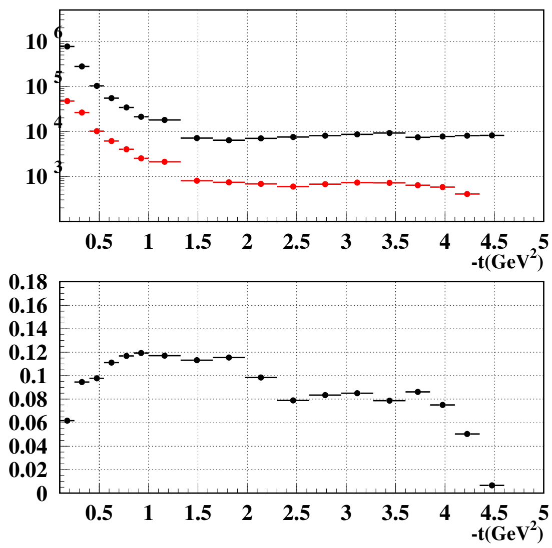

Figura 3.39: Configurazione 2: decadimento della ω realistico e distribuzione in t poco realistica

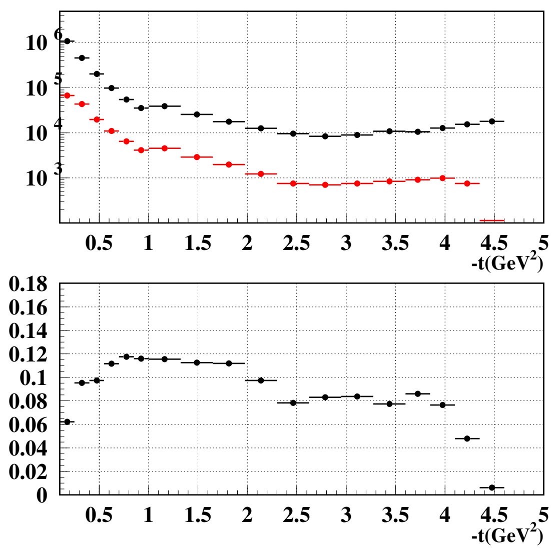

Figura 3.40: Configurazione 3: decadimento della ω realistico e distribuzione in t realistica

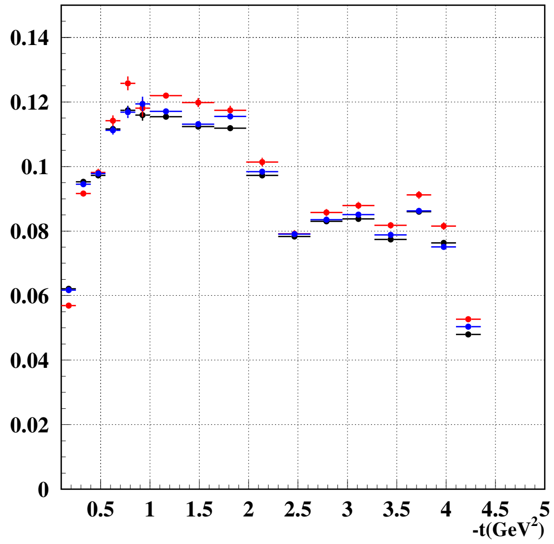

Figura 3.41: Confronto tra le efficienze ottenute nelle diverse configurazioni. Rosso: configurazione 1; blu: configurazione 2; nero: configurazione 3.

Il confronto fra le efficienze ottenute nelle tre diverse configurazioni è mostrato in fig. 3.41 per un solo intervallo energetico. Come si può notare in fig. 3.42, i rapporti fra le efficienze calcolate nelle diverse configurazioni, si attestano attorno al valore 1; ciò indica che l'efficienza non risente in modo significativo delle forme delle distribuzioni di decadimento e di produzione della ω.

Per quotare l'errore sistematico associato al calcolo dell'efficienza, ho considerato le differenze fra le efficienze calcolate nelle configurazioni 1-3 e 2-3(assumendo che la configurazione 3 sia quella piú corretta, in quanto contiene l'implementazione maggiormente realistica di produzione e decadimento della ω). Come si può osservare in fig 3.43 e fig 3.44 le distribuzioni delle differenze hanno entrambe un valor medio prossimo a zero ed una larghezza, calcolata come RMS, rispettivamente del 5% e del 2%. Ho stimato un errore sistematico del 5% associato al calcolo dell'efficienza, considerando il valore di RMS più alto tra le due distribuzioni differenza.

L'analisi degli 'pseudodati' ottenuti tramite simulazioni Montecarlo, è servita, come detto in precedenza, per verificare la validità della procedura di estrazione della sezione d'urto di fotoproduzione della ω, che verrà in seguito applicata ai dati sperimentali. Nel prossimo capitolo, infatti, descriverò come

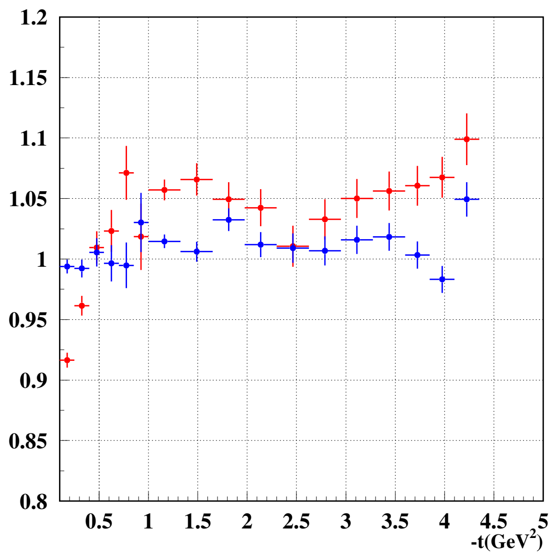

Figura 3.42: Rapporto tra le efficienze 1-3 (rosso) e 2-3 (blu)

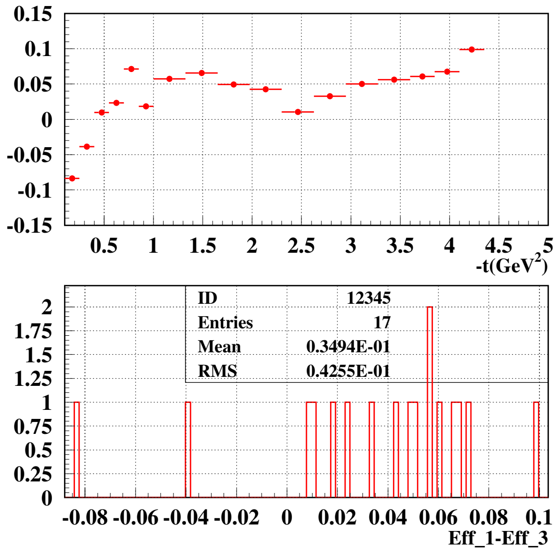

Figura 3.43: Sopra: grafico dlla differenza tra le efficienze calcolate in configurazione 1 e 3; sotto: valor medio ed RMS della distribuzione.

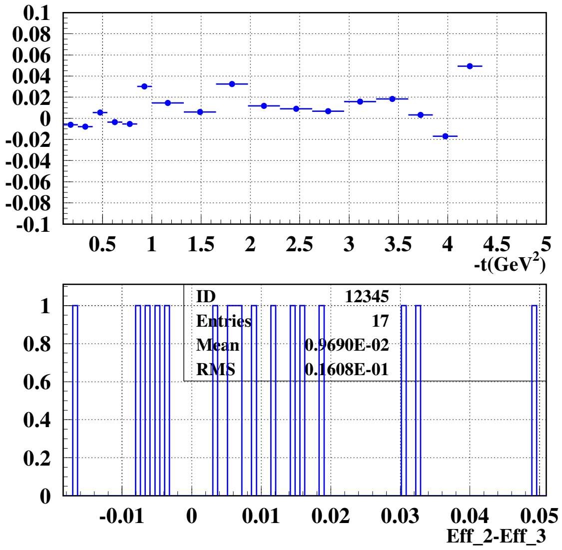

Figura 3.44: Stessa struttura di figura 3.43 per le configurazioni 2 e 3

il metodo di identificazione del canale della ω è stato adattato ai dati di CLAS.

Capitolo 4

I dati sperimentali

Come precedentemente accennato, i dati sono stati raccolti nell'esperimento g6 con l'uso dello Spettrometro a Larga Accettanza di CEBAF (CLAS) nella Hall B del Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF), nel range energetico $3.2 < E_\gamma < 3.9$ GeV fino ad un valore del momento trasferito -t pari al limite cinematico. Questo è stato possibile per la prima volta grazie all'utilizzo combinato del fascio continuo di CEBAF e del rivelatore CLAS. L'esperimento è stato eseguito utilizzando un fascio di fotoni di bremsstrahlung prodotto bombardando una lamina d'oro con un fascio continuo di elettroni di energia $E_0 = 4.11$ GeV. Il sistema di tagging della Hall B, con una risoluzione energetica del fotone dello 0.1% di E_0, è stato usato per marcare i fotoni nell'intervallo energetico 3.19 - 3.91 GeV. La cella bersaglio, un cilindro di 6 cm di diametro e 18 cm di lunghezza, è stata riempita con idrogeno liquido alla temperatura di 20.4 K.

4.1 Il controllo di qualità dei dati

Il set di dati utilizzato in questa analisi è stato selezionato in base al controllo di qualità effettuato sull'intero blocco di run. Si è richiesto che svariati parametri (numero di particelle per run, numero di protoni e pioni rivelati per run) normalizzati al flusso di fotoni, come anche la distribuzione del vertice z (valor medio e larghezza) in ogni settore fossero costanti (al livello di qualche %) da un run all'altro. Un campione di queste quantità è rappresentato in fig. 4.1.

I run che per qualche ragione erano fuori dai valori medi, sono stati esclusi dall'analisi. Secondo questi criteri circa il 15% dei dati è stato escluso dall'analisi.

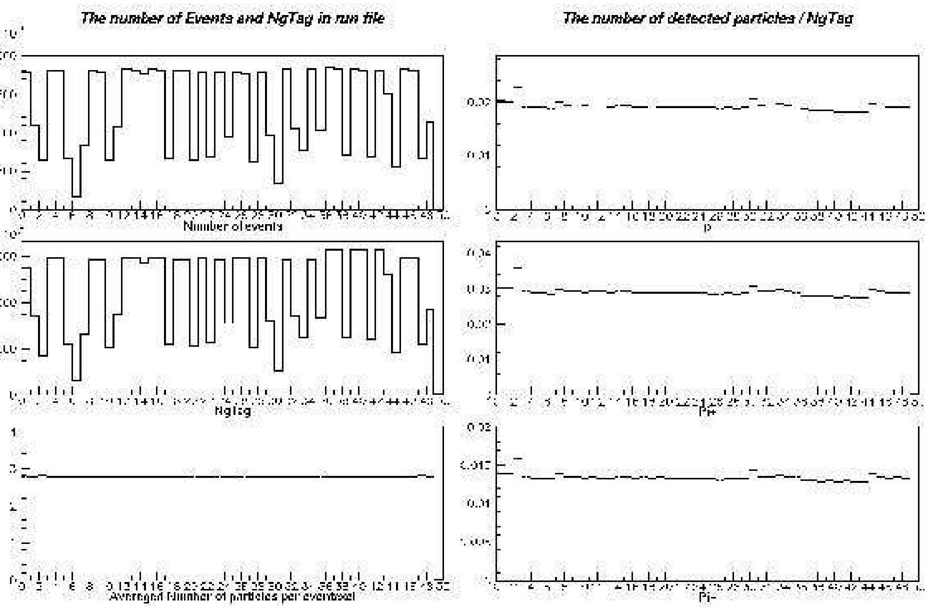

Figura 4.1: Controllo di qualità dei dati: il numero di particelle normalizzato al flusso di fotoni incidenti per un set di run

4.2 Il trigger

Durante l'esperimento g6, i dati sono stati raccolti utilizzando due diversi tipi di trigger [32] :

- il 5% con il 'trigger aperto' : almeno un TOF colpito a piccolo angolo (id ≤ 33) + 1 segnale su 3 dallo Start counter;

- il 95% con il 'trigger dei settori opposti' : due TOF in settori opposti colpiti + 2 segnali su 3 dallo Start counter.

Entrambi i trigger sono stati simulati mediante software ed applicati agli eventi ricostruiti per ottenere due set di efficienze: una simula il trigger 'aperto', l'altra il trigger a 'settori opposti'. L'efficienza dei settori opposti risulta essere circa il 50% dell'efficienza a trigger aperto.

Il confronto tra i risultati ottenuti con il trigger 'aperto' e il trigger a 'settori opposti', risulta difficoltoso a causa della notevole differenza della statistica di eventi per i due set di dati.
Il grafico in fig. 4.2 mostra il confronto tra le sezioni d'urto differenziali ottenute con i due tipi di trigger, per un unico intervallo energetico. Come si nota, a causa della bassa statistica di eventi, sono stati esclusi gli ultimi punti.

L'errore associato ai punti sperimentali, corrisponde all'errore sistematico

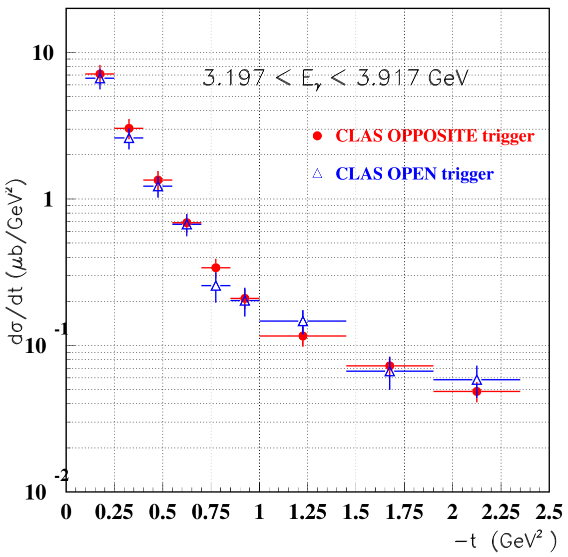

Figura 4.2: Confronto tra le sezioni d'urto differenziali ottenute con i due tipi di trigger per l'intero intervallo energetico considerato nell'analisi

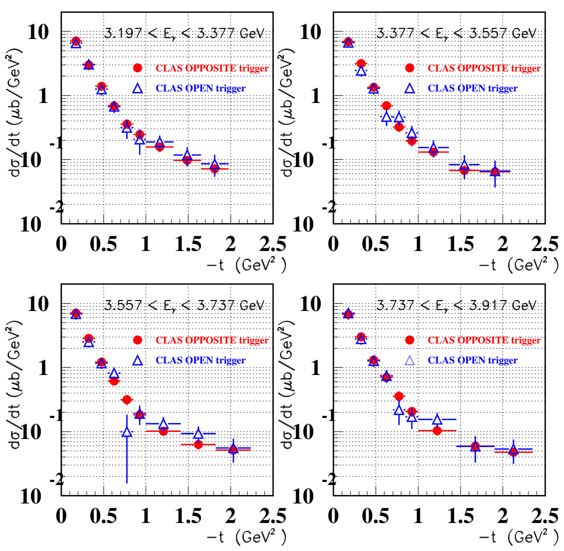

Figura 4.3: Confronto tra le sezioni d'urto differenziali ottenute con i due tipi di trigger per ciascun intervallo energetico.

totale, che giustificherò dettagliatamente in seguito; come si osserva, le due distribuzioni sono perfettamente compatibili.

I grafici in fig. 4.3 mostrano la situazione per ciascun intervallo energetico considerato nell'analisi.

Per valutare l'effetto del trigger ho utilizzato come riferimento il confronto effettuato durante l'analisi del canale a due pioni, che teneva conto della capacità della simulazione (GSIM) di ricostruire gli eventi corrispondenti ai due tipi di trigger in modo realistico.

A causa della bassa statistica del set di dati a trigger 'aperto', ho svolto la mia analisi utilizzando solo i dati con trigger a 'settori opposti' (95% dell'intera statistica)

4.3 Il controllo dei TOF

Come evidenziato nella ref. [12] i segnali di trigger provenienti da alcuni TOF non sono correttamente presenti all'uscita del trigger logico (fotomoltiplicatori, discriminatori, canali di pre-trigger fuori uso). Questo effetto non è lo stesso per tutte le particelle poiché l'energia rilasciata dai protoni e dai pioni è differente e perciò la soglia del taglio può essere diversa. Ho controllato la distribuzione dei TOF per ogni adrone rivelato, settore per settore, e tutti i TOF sospettati di non funzionare correttamente sono stati eliminati sia nei dati che nelle simulazioni. In questo modo si può calcolare l'effettiva perdita di efficienza. In fig. 4.4 sono rappresentati i segnali provenienti dai TOF di due settori. I buchi corrispondono ai canali ciechi. Per tenere in conto la forte correlazione introdotta dal trigger dei settori opposti, l'algoritmo è stato applicato dopo avere escluso i TOF malfunzionanti.

4.4 Tagli per l'identificazione delle particelle

La validità della procedura standard di identificazione delle particelle (a1c) è stata verificata con una procedura 'home-made' che:

- effettua una ricalibrazione dei TOF utilizzando pioni con $\beta \simeq 1$

- riassegna il codice di riconoscimento della particella secondo un algoritmo che seleziona la particella più vicina alle masse del protone, del kaone e del pione.

I risultati ottenuti dal confronto tra le due procedure (a1c e OUR) per la ricalibrazione dei TOF, gli spettri di massa e la dipendenza delle masse dall'impulso, confermano la validità della procedura standard.

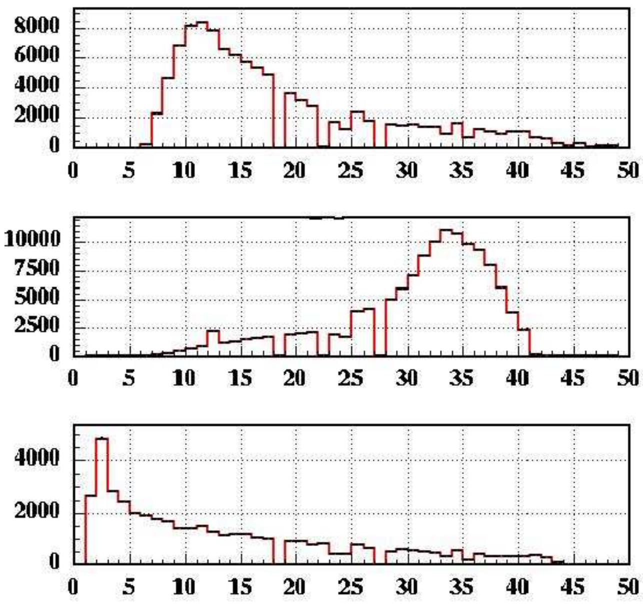

Figura 4.4: Distribuzione dei TOF nel settori 2. I buchi corrispondono ai TOF esclusi dall'analisi (sia nei dati che nelle simulazioni)

Per eliminare le coincidenze casuali, è stato sviluppato uno speciale algoritmo. Quando due o più particelle cariche vengono rivelate, le masse ottenute dal tempo di volo e dalla distanza misurati sono confrontate con le masse ottenute spostando di ± 2 ns il tempo delle due particelle. Se entrambe le masse spostate nel tempo mostrano un accordo migliore con i picchi del protone, del kaone o del pione, si assume che l'evento sia una coincidenza casuale (ossia il fotone non è lo stesso che ha interagito dentro CLAS) e viene scartato. Attraverso questa procedura circa il 5% degli eventi sono stati scartati.

4.5 La targhetta vuota

L'intera procedura di analisi è stata applicata ad un set di dati acquisiti con bersaglio vuoto, per stimare il contributo di eventi rivelati proveniente dalle pareti della cella (fotoproduzione da scattering su nuclei). La stima è stata fatta usando solo la topologia $p\pi^+$ nel run 12463 (ma la situazione è la stessa quando si considerano gli altri run). La procedura è la seguente:

Run 12463 (bersaglio vuoto):
N_{eventi}=54000
N_γ=1.53 $\cdot 10^{10}$ (in $\sim$ 1 ora)

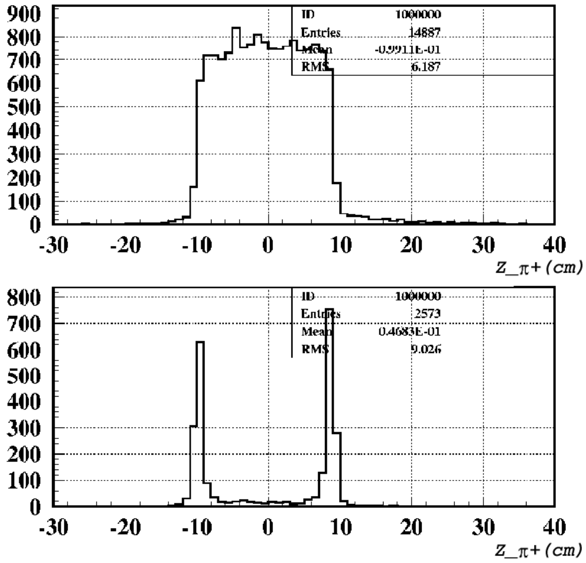

Figura 4.5: Distribuzione della coordinata Z del vertice di integrazione del π^+ nel laboratorio, in un run a bersaglio 'pieno' (sopra) e a bersaglio 'vuoto' (sotto)

Numero eventi 'buoni' $\omega \simeq 1$
Rapporto bersaglio vuoto=$\frac{1}{1.53 \cdot 10^{10}}$

Poi ho considerato un run vicino (12465) ed ho effettuato lo stesso calcolo:
Run 12465 (bersaglio pieno):
N_{eventi}=322000
N_γ=$4.5 \cdot 10^9$ (in $\sim$ 30 min.)
Numero eventi 'buoni' ω=394
Rapporto bersaglio pieno=$\frac{394}{4.5 \cdot 10^9}$

Il rapporto dei due corrisponde alla contaminazione del bersaglio vuoto, che risulta essere $<$ dell' 1%. Tale valore è trascurabile se paragonato ai contributi provenienti dalle altre fonti di errore; per tale motivo non sono state necessarie correzioni dovute al contributo proveniente dalle pareti della cella.
Fig. 4.5 mostra la distribuzione della coordinata z del vertice di integrazione (ottenuta prolungando indietro la traccia del π^+) per il run a bersaglio pieno e vuoto. Nel caso di bersaglio vuoto, si possono vedere le pareti della cella. Fig. 4.6 mostra invece la distribuzione di massa mancante del protone associata

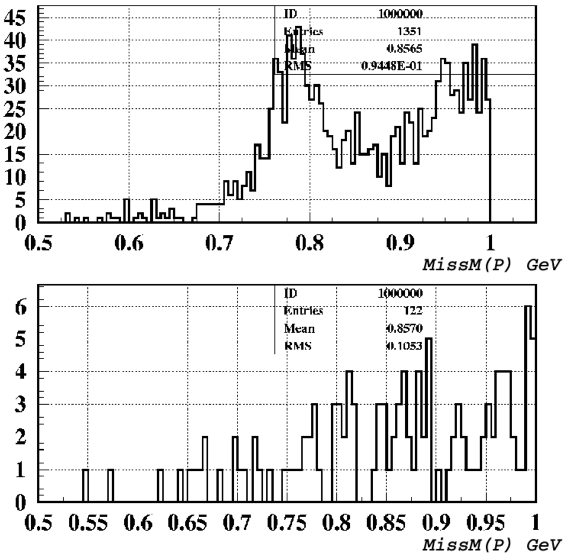

Figura 4.6: Distribuzione di massa mancante del protone per il run 12465(bersaglio pieno: alto) e il run 12463 (bersaglio vuoto: sotto) dopo aver applicato il taglio per l'eliminazione del fondo a due pioni.

ai due run. Il contributo agli eventi ω proveniente dal run a bersaglio vuoto, dopo l'applicazione dei tagli per l'identificazione del canale, è trascurabile.

4.6 Correzione all'impulso del protone

Osservando lo spettro di massa mancante del protone, ho notato che la posizione del picco della ω subisce uno spostamento verso destra al crescere dell'impulso trasferito t. Questo effetto è dovuto ad una non corretta ricostruzione dell'impulso del protone, causata dall'imperfetta riproduzione della mappa del campo magnetico presente nel rivelatore CLAS. Per quantificare tale effetto, ho eseguito un fit gaussiano del picco della ω per ciascun bin di t ed ho ricavato la posizione del valor medio della gaussiana in funzione dell'impulso del protone. La funzione

$$f(p) = (1 + 0.003)p - 0.006p^2 \tag{4.1}$$

cosí ottenuta, viene utilizzata per correggere l'impulso del protone. La presenza del termine di second'ordine fa sí che la correzione aumenti al crescere dell'impulso.

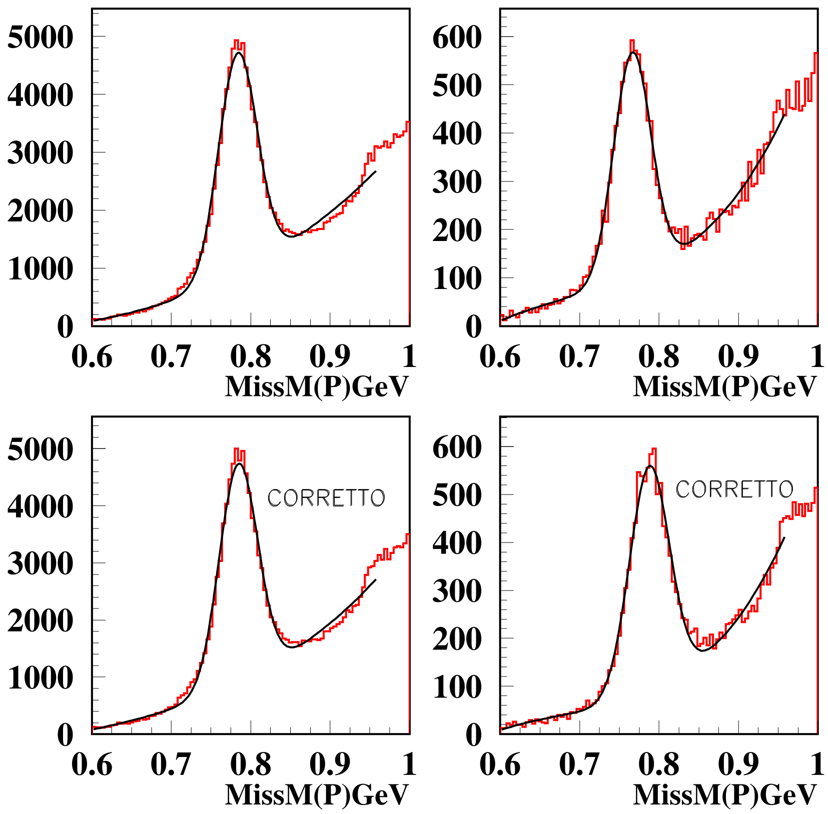

Figura 4.7: Effetto della correzione all'impulso del protone sulla posizione del picco della ω nello spettro di massa mancante del protone per -t<1 GeV^2 (sinistra) e -t>1 GeV^2 (destra). Sopra: prima della correzione, sotto: dopo la correzione

Fig. 4.7 mostra l'effetto della correzione sulla posizione del picco nello spettro di massa mancante del protone per alti (sinistra) e bassi (destra) momenti trasferiti.

4.7 Procedura di identificazione del canale $\gamma p \longrightarrow p\omega$

Come per le simulazioni, la procedura di analisi del canale di fotoproduzione del mesone ω è stata suddivisa in due fasi :

- eliminazione del fondo a due pioni;
- estrazione della ω dal fondo multipionico.

Lo studio sviluppato sulle simulazioni, come anticipato, è stato svolto per ricavare informazioni sulla serie di tagli da applicare alle variabili cinematiche nei dati sperimentali. La procedura è stata adattata ai dati, scalando opportunamente le quantità interessate per tenere conto della risoluzione sperimentale diversa tra simulazioni e dati.

4.7.1 Eliminazione del fondo a due pioni

Lo stato finale scelto per l'analisi richiede protone e π^+ rivelati. Come detto, la scelta di questa topologia è dettata dalla necessità di un compromesso fra una buona statistica di eventi e la minor contaminazione possibile da parte del fondo a due o piú pioni.

I tagli fiduciali applicati sono esattamente gli stessi utilizzati nelle simulazioni.

Per quanto riguarda il taglio in massa mancante di protone e π, ho sfruttato lo studio svolto sulle simulazioni per eliminare la contaminazione della ρ ed ho adattato i parametri ai dati sperimentali. Tenendo conto che nei dati sperimentali, a differenza delle simulazioni, non è possibile visualizzare i contributi provenienti dai vari canali, la procedura adottata per l'applicazione del taglio nel set di dati sperimentali è la seguente:

- ho calcolato il rapporto tra le larghezze dei picchi di singolo pione per i due set di dati, come $\frac{FWHM_{dati}}{FWHM_{sim}}$ ottenendo il valore 1.1
- ho modificato il taglio applicato alle simulazioni correggendolo per tale rapporto.

In fig. 4.8 si può osservare il taglio applicato allo spettro di massa mancante di protone e π^+ relativo ai dati sperimentali; come per le simulazioni, anche nel caso dei dati sperimentali ho separato la mia analisi nelle due regioni cinematiche -$t < 1$ GeV^2 e -$t > 1$ GeV^2.

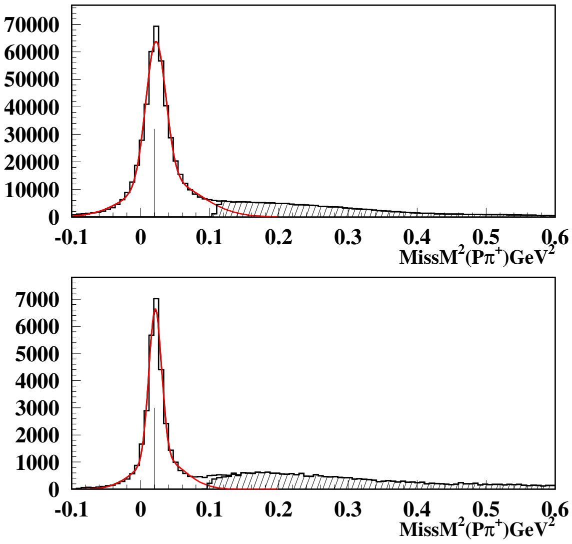

Figura 4.8: Spettro di massa mancante di protone e π^+ dei dati sperimentali. Il taglio è applicato in modo diffrenziato per le due regioni cinematiche -t<1 GeV^2 (alto) e -t>1 GeV^2 (basso). La regione evidenziata con il tratteggio si riferisce agli eventi accettati.

Per la regione a bassi impulsi trasferiti ho imposto:
$MissM^2(p\pi^+) > 0.11GeV^2$,
mentre per la regione ad alti -t ho imposto:
$MissM^2(p\pi^+) > 0.090GeV^2$.

Cosí come si è visto per le simulazioni, l'eventuale fondo a due pioni che rimane nel campione di eventi cosí selezionato, non rappresenta un problema, in quanto andrà a distribuirsi in una regione ampia della massa mancante del protone, confluendo in quello che ho indicato come fondo multipionico e verrà eliminato dalla procedura di side-band subtraction o fit gaussiano del picco.

4.7.2 Estrazione della ω

Per l'estrazione della ω dal fondo multipionico, ho utilizzato i due metodi precedentemente descritti: la side-band subtraction e il fit gaussiano. Anche in questo caso ho dovuto modificare la procedura per adattarla ai dati sperimentali, sfruttando lo studio effettuato sulle simulazioni.

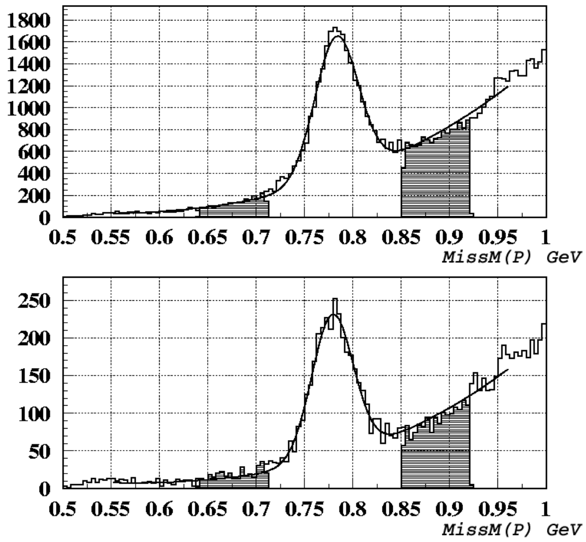

Figura 4.9: Metodo della side-band subtraction: posizione delle bande sullo spettro di massa mancante del protone dei dati sperimentali nelle due regioni cinematiche di interesse:-t < 1 GeV^2 (alto) e -t > 1 GeV^2 (basso)

Metodo della side-band subtraction

Come per le simulazioni, la larghezza della regione centrale è stata fissata ad un valore pari a 6σ della gaussiana che descrive il picco della ω ricavato dal fit dei dati ($\sigma \simeq$24 MeV). La larghezza delle bande laterali è stata fissata pari alla metà della regione centrale:
banda centrale: $\simeq$ 140 MeV
banda sinistra: $\simeq$ 70 MeV
banda destra : $\simeq$ 70 MeV
Fig. 4.9 mostra la posizione delle bande nelle due regioni cinematiche.

Le due procedure per la scelta dei pesi α e β sono uguali a quelle descritte nel capitolo precedente. Nei due casi si ottiene:

per -t<1 GeV^2

$$\begin{cases} \alpha_1 = 1.25 \\ \beta_1 = 0.74 \end{cases} \tag{4.2}$$

$$\begin{cases} \alpha_2 = 2.73 \\ \beta_2 = 0.48 \end{cases} \tag{4.3}$$

per $-t > 1$ GeV^2

$$\begin{cases} \alpha_1 = 1.32 \\ \beta_1 = 0.68 \end{cases} \tag{4.4}$$

$$\begin{cases} \alpha_2 = 2.73 \\ \beta_2 = 0.45 \end{cases} \tag{4.5}$$

Come risultato dell'applicazione del metodo della side-band ai dati sperimentali, posso ora mostrare le distribuzioni delle stesse variabili cinematiche viste per le simulazioni, nelle due regioni cinematiche di impulso trasferito (fig. 4.10, 4.11, 4.12, 4.13, 4.14 e 4.15). Se la procedura funziona corretta-

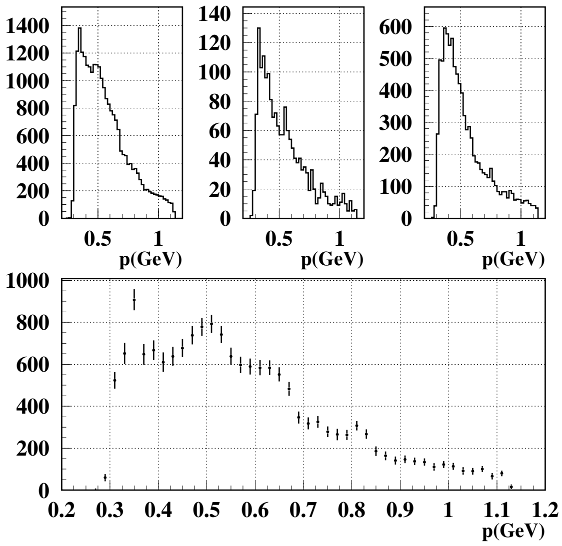

Figura 4.10: Distribuzione di impulso del protone nel sistema del laboratorio per i dati ($-t<1$ GeV^2). I tre grafici in alto mostrano le distribuzioni corrispondenti alla banda centrale, banda sinistra e destra. Il grafico in basso, mostra la distribuzione ricostruita con il metodo della side-band.

mente, le distribuzioni corrispondono al solo canale $\gamma p \longrightarrow p\omega$. Il confronto del metodo della side-band applicato a simulazioni e dati, che ho mostrato in precedenza, darà ulteriore conferma dell'efficacia del metodo utilizzato.

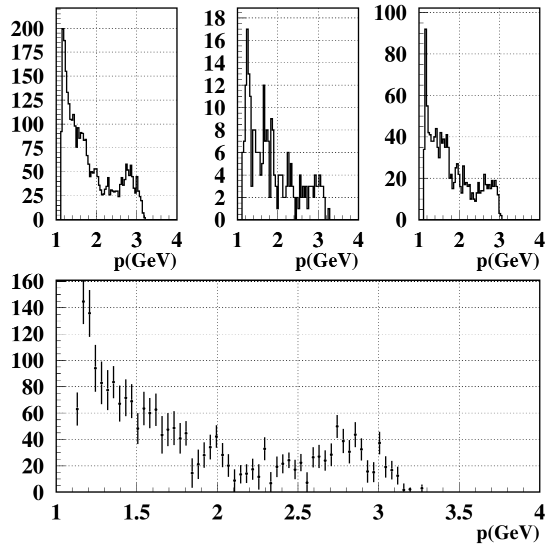

Figura 4.11: Distribuzione di impulso del protone (-t>1 GeV^2). La disposizione dei grafici è la stessa vista per fig. 4.10

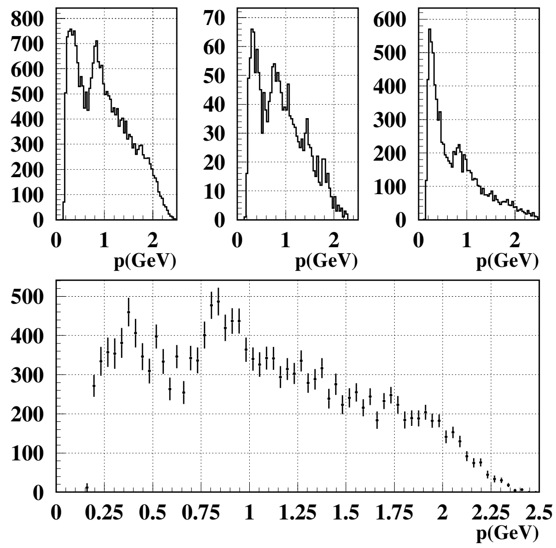

Figura 4.12: Distribuzione di impulso del π^+ nel laboratorio (-t<1 GeV^2).

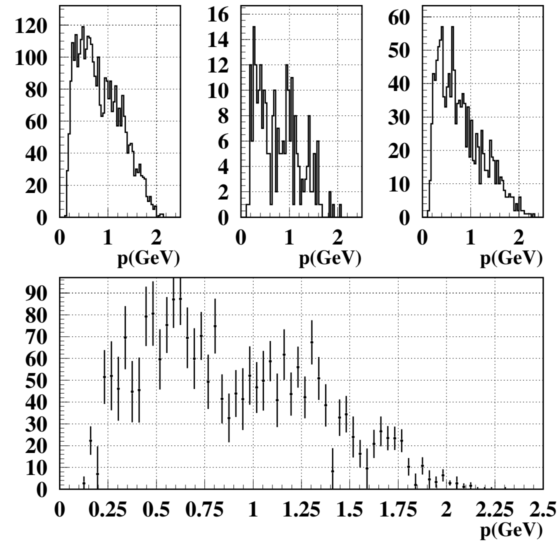

Figura 4.13: Distribuzione di impulso del π^+ nel laboratorio (-t>1 GeV^2).

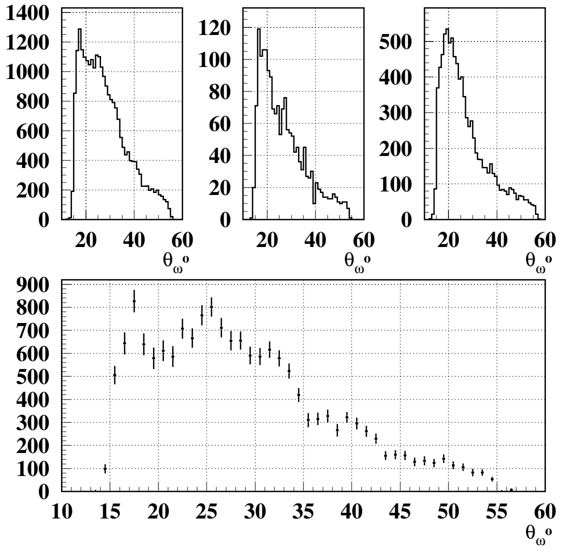

Figura 4.14: Distribuzione in θ della ω nel centro di massa adronico (-t<1 GeV^2)

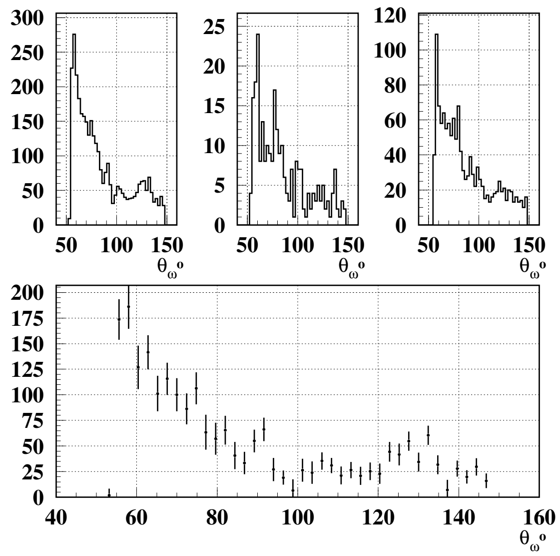

Figura 4.15: Distribuzione in θ della ω nel centro di massa adronico (-t>1 GeV^2)

Per una valutazione dell'errore sistematico associato al metodo della side-band, ho provato a variare di $\simeq 10\%$ la posizione delle bande laterali e ne ho verificato l'effetto mettendo a confronto le distribuzioni in t della ω ottenute nei due casi. Fig. 4.16 e fig. 4.17 mostrano i risultati di questo studio. L'effetto prodotto dalla modifica della posizione delle bande nella distribuzione in t è molto limitato; il grafico in fig. 4.17 mostra il rapporto tra le sezioni d'urto ottenute nei due casi e fornisce una valutazione quantitativa dell'errore sistematico. Come si può notare, l'oscillazione del valore di tale rapporto attorno a 1, è compresa entro la fluttuazione statistica e non eccede il 5%.

Sulla base dei risultati dell'applicazione dei due tipi di side-band a dati e simulazioni, ho considerato come miglior stima la media aritmetica dei valori corrispondenti alle due side-band.
Ho valutato come errore statistico associato al metodo, la semisomma degli errori statistici, dato che l'errore calcolato come differenza delle due side-band, risulta minore degli errori statistici stessi.

$$t_{sb} = \frac{t_{sb_1} + t_{sb_2}}{2} \tag{4.6}$$

$$\delta t_{sb} = \frac{\delta t_{sb_1} + \delta t_{sb_2}}{2} \tag{4.7}$$

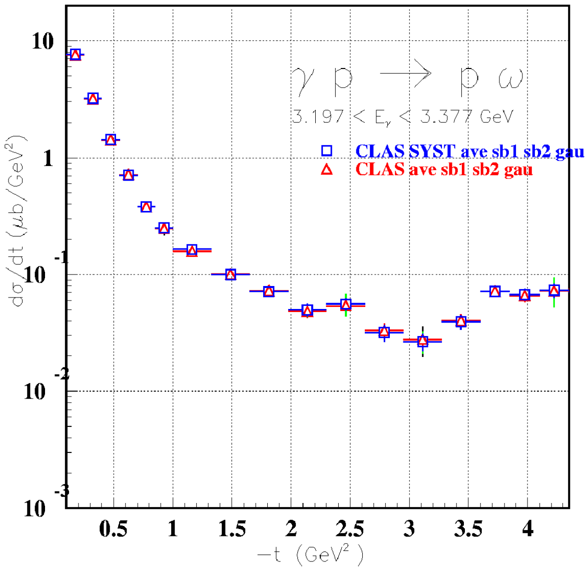

Figura 4.16: Confronto tra le distribuzioni in t della ω ottenute variando del 10% la posizione delle bande laterali nel metodo della side-band.

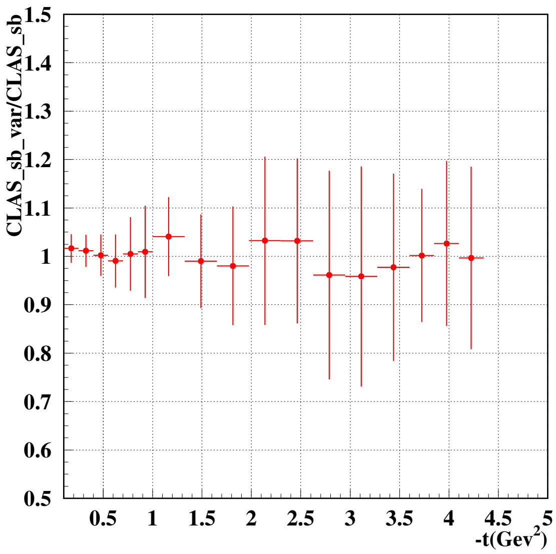

Figura 4.17: Grafico del rapporto tra le due distribuzioni di fig. 4.16

Il fit gaussiano

Come nel caso delle simulazioni, l'intervallo cinematico di impulso trasferito t è stato suddiviso in 18 bin e si sono eseguiti i fit sugli spettri di massa mancante del protone. Nell'applicazione del metodo, i parametri del fit si adattano alla larghezza dei picchi e all'andamento del fondo dei dati sperimentali, e non vi è quindi la necessitá di modificare la procedura rispetto alle simulazioni. In fig. 4.18 sono rappresentati il fit e la conseguente estrazione del picco dal fondo per i dati, ad alto e basso momento trasferito.
Anche per i dati sperimentali, l'integrale della gaussiana corrispondente al

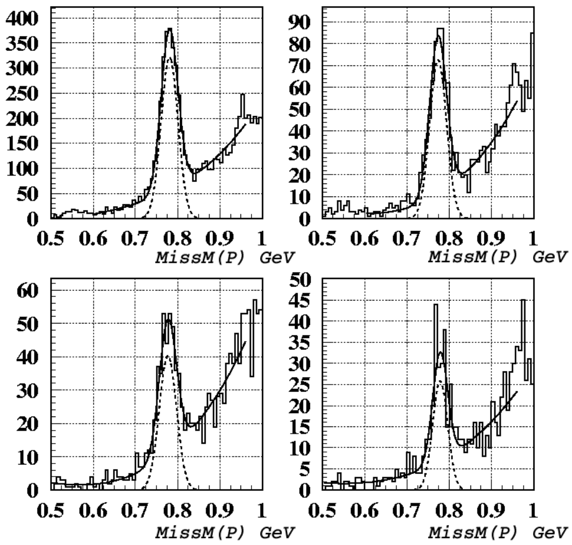

Figura 4.18: Metodo del fit gaussiano applicato ai dati sperimentali: esmpio di fit sullo spettro di massa mancante del protone per quattro intervalli di t. Alto-sinistra: 0.4 GeV^2<0.55 GeV^2; alto-destra: 0.85 GeV^2<1 GeV^2; basso-sinistra: 1.65 GeV^2<1.97 GeV^2; basso-destra: 1.97 GeV^2<2.3 GeV^2

picco, equivale al numero di eventi ω presenti in ciascun spettro di massa.

4.8 Errore sistematico associato ai dati

La distribuzione cosí ottenuta con il metodo del fit gaussiano (t_{fit}), deve essere combinata con quella risultante dal metodo della side-band subtraction (t_{sb}). Ho considerato la semisomma dei valori relativi ai due metodi, come miglior stima dell'intera procedura. Dal confronto dei due metodi (side-band e fit gaussiano) ho potuto stimare l'errore sistematico associato all'intera procedura di identificazione del canale della ω.

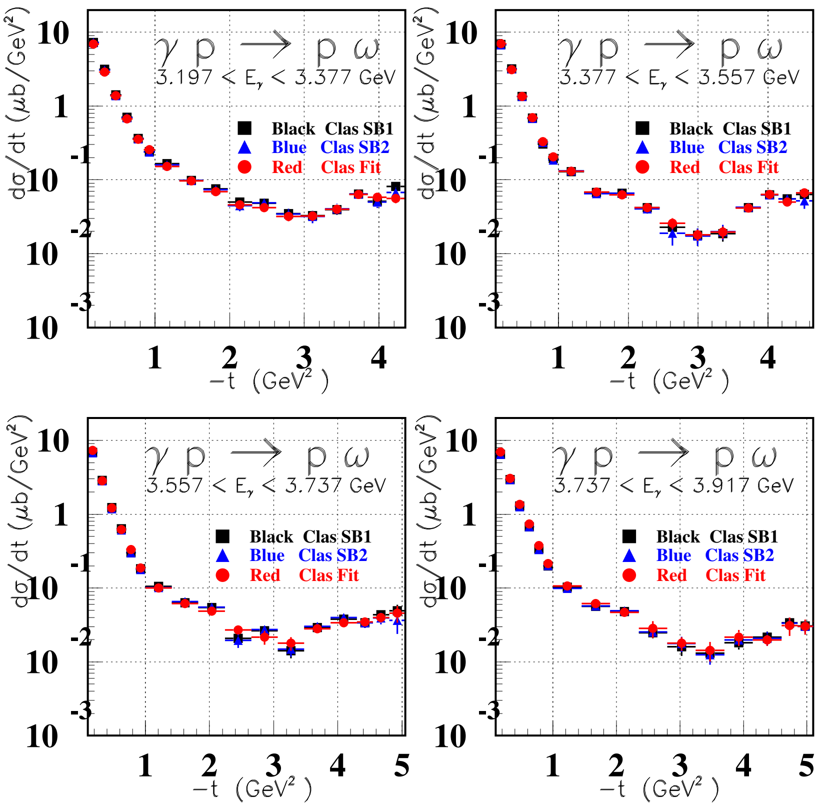

Figura 4.19: Confronto tra le distribuzioni in t della ω ricavate con i tre metodi side-band 1, side-band 2 e fit gaussiano. Ciascun grafico mostra il confronto per uno dei quattro intervalli energetici considerati nell'analisi.

Osservando i grafici in fig. 4.8, che mostrano le sezioni d'urto ottenute con i due tipi di side-band e con il metodo del fit gaussiano, ho quotato un errore sistematico pari alla differenza dei due metodi.

$$t_\omega = \frac{t_{sb} + t_{fit}}{2} \tag{4.8}$$

$$\delta t_\omega^{stat} = \frac{\delta t_{sb} + \delta t_{fit}}{2} \tag{4.9}$$

$$\delta t_{\omega}^{syst} = \mid t_{sb} - t_{fit} \mid \tag{4.10}$$

I risultati dell'applicazione della procedura di analisi ai dati sperimentali, verranno presentati nel prossimo capitolo.

Capitolo 5

Risultati

L'obiettivo finale dell'analisi svolta durante il mio lavoro di tesi è l'estrazione della sezione d'urto differenziale $\frac{d\sigma}{dt}(t)$ della reazione $\gamma p \longrightarrow p\omega$ in funzione dell momento trasferito t e la valutazione dell'errore associato alla procedura di analisi. Nell'intervallo di energia e impulso trasferito considerato, questo studio fornisce, per la sezione d'urto di fotoproduzione del mesone vettore ω, risultati completamente nuovi che descriveró in questo capitolo.

5.1 La sezione d'urto differenziale $\frac{d\sigma}{dt}(t)$

In questo paragrafo mostrerò la sezione d'urto differenziale di fotoproduzione della ω ottenuta dai dati di CLAS acquisiti nell'esperimento g6 a CEBAF, riassumendo le diverse fonti di errore sistematico descritte nei capitoli precedenti. Nella successiva sezione mi dedicherò, invece, al confronto dei risultati ottenuti con i dati degli esperimenti precedenti.

5.1.1 I dati di CLAS

Alla fine del precedente capitolo, ho descritto il modo in cui le distribuzioni in t degli eventi ω ottenute con i metodi della side-band e del fit gaussiano, sono state combinate. Per ricavare la sezione d'urto differenziale della ω in funzione dell'impulso trasferito, ho corretto la distribuzione cosí ottenuta, per l'efficienza del rivelatore (ε) calcolata attraverso le simulazioni. Il numero di eventi ω nell'intervallo $\Delta(t)$ e il valore della sezione d'urto sono legati dalla seguente relazione:

$$\frac{d\sigma}{dt}(t_0 - \frac{\Delta t}{2} < t < t_0 + \frac{\Delta t}{2}) = \frac{N_\omega(t_0 - \frac{\Delta t}{2} < t < t_0 + \frac{\Delta t}{2})}{L \cdot \varepsilon(t_0 - \frac{\Delta t}{2} < t < t_0 + \frac{\Delta t}{2}) \cdot \Delta t} \tag{5.1}$$

dove
ε = efficienza
L = Luminosità = $\phi \cdot N_{Avogadro} \cdot \rho \cdot \frac{x}{A}$
con
ϕ = flusso di fotoni
ρ = densità dell'idrogeno
x = spessore del bersaglio
A = numero di massa

Efficienza+trigger	10%
Metodi (Sb-Gau)	7%
Variazione Bande	3%
Bersaglio Vuoto	<1%
Normalizz. fotoni	6%
Errore sistematico totale	**15%**

Tabella 5.1: Tabella riassuntiva degli errori sistematici.

Il numero di fotoni è stato determinato attraverso una procedura standard che utilizza le informazioni incrociate dei dispositivi Down Stream (TAC, PS e PC) nei run a bassa intensità (run di normalizzazione) e in quelli standard (run di produzione). È stato utilizzato allo scopo uno spettrometro a coppia e^+e^- posto oltre il bersaglio. L'efficienza di questo dispositivo è stata valutata durante esperimenti a bassa intensità ($\simeq 10^5\ \gamma/s$) tramite il confronto con un contatore ad assorbimento totale (rivelatore vetro al piombo di 20 lunghezze di radiazione). Durante l'acquisizione dei dati ad alta intensità ($6\ 10^6\ \gamma/s$), il numero di coincidenze , tra lo spettrometro e il tagger sono state registrate dagli scalers. Il numero di fotoni persi nel bersaglio e lungo la traiettoria del fascio è stato valutato tramite una simulazione GEANT. La correzione è dell'ordine del 5%. L'incertezza sistematica sul flusso di fotoni è stata stimata essere del 6%. I dettagli della procedura sono descritti nelle ref. [13] e [14]. È stata inoltre applicata la correzione contenuta in ref. [15] per tenere in conto gli eventi a marcatore multiplo e sono stati esclusi i contatori E sospetti o completamente fuori uso.

Come evidenziato nei precedenti capitoli, la procedura di analisi utilizzata è affetta da un'incertezza sistematica risultante dalla somma di vari contributi. Dallo studio degli errori sistematici attraverso le simulazioni, ho stimato un 10% dovuto al calcolo dell'efficienza, in cui ho anche tenuto conto del contributo di sistematico dovuto alla simulazione software dell'algoritmo di trigger, ed un ulteriore 7% relativo ai metodi utilizzati per l'identificazione del canale della ω. Analizzando le incertezze sistematiche associate alla procedura applicata ai dati sperimentali, ho stimato un 3% dovuto alla scelta della posizione delle bande sullo spettro di massa mancante del protone nell'applicazione del metodo della side-band subtraction, un 6% proveniente dalla normalizzazione del flusso di fotoni ed un contributo minore dell' 1% dovuto alla contaminazione del bersaglio vuoto.

Ciascuna di queste diverse fonti di errore sistematico non può essere stimata per ogni singolo punto di sezione d'urto differenziale, ed è stata quindi stimata indipendentemente dall'intervallo energetico ed angolare.
Tabella 5.1 riassume schematicamente i diversi contributi di errore sistematico ed il risultato della loro somma in quadratura.

Come risultato dell'analisi, le fig. 5.1, 5.2, 5.3 e 5.4 mostrano i grafici relativi alla sezione d'urto differenziale di fotoproduzione del mesone vettore ω ottenuta, per i quattro intervalli energetici, dai dati di CLAS.I punti sperimentali corrispondono alla miglior stima della sezione d'urto, ottenuta,

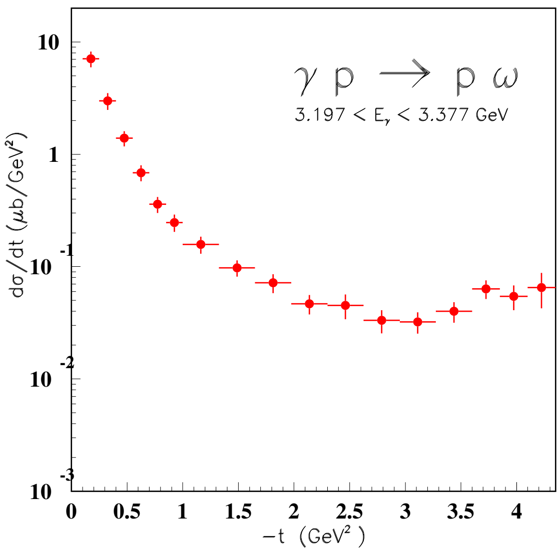

Figura 5.1: Miglior stima della sezione d'urto differenziale in funzione del momento trasferito t della fotoproduzione del mesone vettore ω per 3.197<E_γ<3.377 GeV

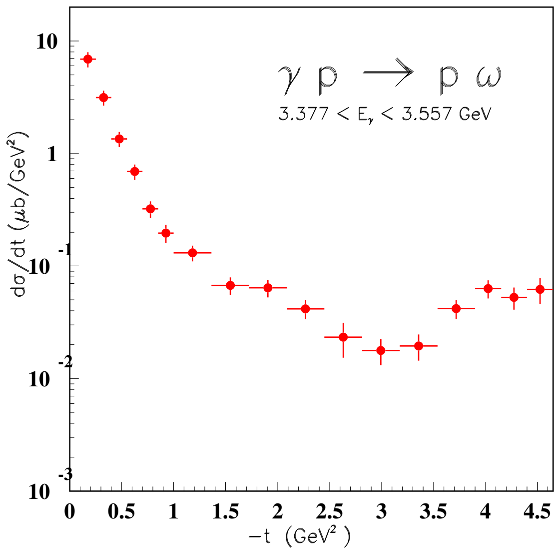

Figura 5.2: Sezione d'urto differenziale in funzione del momento trasferito t della fotoproduzione del mesone vettore ω per 3.377<E$_\gamma$<3.557 GeV

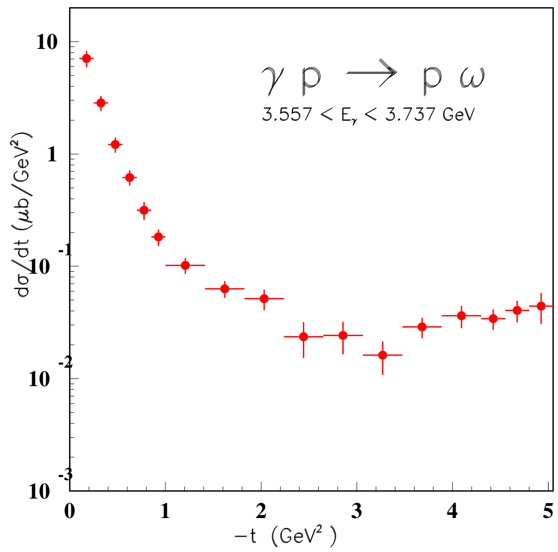

Figura 5.3: Sezione d'urto differenziale in funzione del momento trasferito t della fotoproduzione del mesone vettore ω per 3.557<E$_\gamma$<3.737 GeV

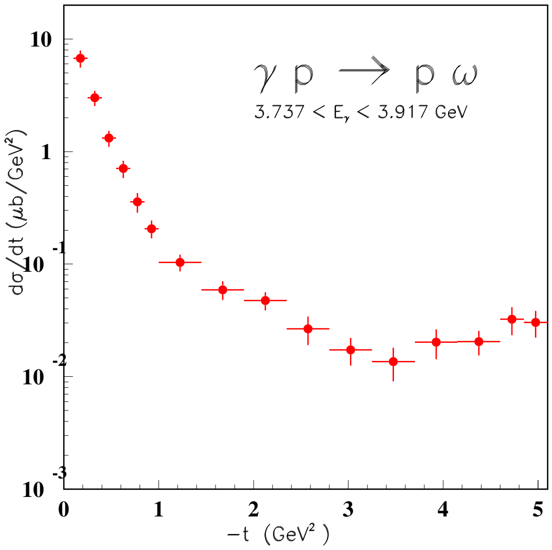

Figura 5.4: Sezione d'urto differenziale in funzione del momento trasferito t della fotoproduzione del mesone vettore ω per 3.737<E_γ<3.917 GeV

come detto in precedenza, dalla combinazione del metodo della side-band e del fit gaussiano. Gli errori associati a ciascun punto sperimentale nel grafico corrispondono alla somma in quadratura dell'errore statistico (calcolato come media degli errori statistici provenienti dai due metodi), dell'errore sistematico ottenuto dal confronto dei due metodi e dell'errore sistematico totale.

Le quattro tabelle 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5 riportano il valore numerico della sezione d'urto e gli errori statistico e sistematico associati, per ciascun bin di t.

5.1.2 Confronto con i dati esistenti

È interessante confrontare i risultati ottenuti dai dati di CLAS, con misure di fotoproduzione del mesone vettore ω effettuate in esperimenti precedenti. I dati a disposizione sono quelli di DESY (collaborazione ABBHHM), SLAC e Daresbury [31].
Le misure di DESY sono state effettuate nell'intervallo energetico 0.3-5.8 GeV in una camera a bolle ad idrogeno esposta ad un fascio di fotoni con spettro energetico quasi continuo.
Nell'esperimento di SLAC, le misure di fotoproduzione adronica sono state

-t **(GeV^2)**	$\frac{d\sigma}{dt}$ $(\frac{\mu b}{GeV^2})$	**Err. Stat.** **%**	**Err. Sist.** **Diff. metodi(%)**	**Err. Sist.** **Procedura(%)**	**Err. Totale** **%**
0.10 - 0.25	7.1	2	5	15	**16**
0.25 - 0.40	3.0	2	8	'	**17**
0.40 - 0.55	1.4	3	2	'	**15**
0.55 - 0.70	0.68	5	4	'	**16**
0.70 - 0.85	0.36	5	2	'	**16**
0.85 - 1.00	0.25	7	6	'	**17**
1.00 - 1.32	0.16	6	6	'	**17**
1.32 - 1.65	0.10	7	2	'	**16**
1.65 - 1.97	0.072	9	8	'	**19**
1.97 - 2.30	0.047	12	3	'	**20**
2.30 - 2.62	0.045	14	14	'	**25**
2.62 - 2.95	0.033	16	8	'	**23**
2.95 - 3.27	0.032	15	1	'	**21**
3.27 - 3.60	0.040	14	1	'	**21**
3.60 - 3.85	0.063	11	2	'	**19**
3.85 - 4.10	0.054	13	14	'	**25**
4.10 - 4.35	0.065	15	25	'	**34**

Tabella 5.2: Sezione d'urto differenziale per la reazione $\gamma p \longrightarrow p\omega$ ed errori associati (3.197 GeV^2< E_γ <3.377 GeV^2)

-t (GeV^2)	$\frac{d\sigma}{dt}$ ($\frac{\mu b}{GeV^2}$)	**Err. Stat. %**	**Err. Sist. Diff. metodi(%)**	**Err. Sist. Procedura(%)**	**Err. Totale %**
0.10 - 0.25	6.9	2	3	15	**15**
0.25 - 0.40	3.1	2	2	'	**15**
0.40 - 0.55	1.3	3	1	'	**15**
0.55 - 0.70	0.69	4	3	'	**16**
0.70 - 0.85	0.32	6	5	'	**17**
0.85 - 1.00	0.20	8	7	'	**18**
1.00 - 1.36	0.13	6	1	'	**16**
1.36 - 1.72	0.067	9	3	'	**18**
1.72 - 2.09	0.064	8	4	'	**18**
2.09 - 2.45	0.042	12	2	'	**19**
2.45 - 2.81	0.023	21	22	'	**34**
2.81 - 3.17	0.018	21	2	'	**26**
3.17 - 3.53	0.019	21	2	'	**26**
3.53 - 3.90	0.042	12	3	'	**19**
3.90 - 4.15	0.063	10	1	'	**18**
4.15 - 4.40	0.053	13	10	'	**22**
4.40 - 4.65	0.062	16	14	'	**26**

Tabella 5.3: Sezione d'urto differenziale per la reazione $\gamma p \longrightarrow p\omega$ (3.377 GeV^2< E_γ <3.557 GeV^2)

-*t* ($\mathbf{GeV^2}$)	$\frac{d\sigma}{dt}$ $(\frac{\mu b}{GeV^2})$	**Err. Stat.** %	**Err. Sist.** **Diff. metodi(%)**	**Err. Sist.** **Procedura(%)**	**Err. Totale** %
0.10 - 0.25	7.1	2	7	15	**17**
0.25 - 0.40	2.8	2	1	’	**15**
0.40 - 0.55	1.2	3	1	’	**15**
0.55 - 0.70	0.62	4	1	’	**15**
0.70 - 0.85	0.31	5	9	’	**18**
0.85 - 1.00	0.18	7	4	’	**17**
1.00 - 1.41	0.10	6	3	’	**16**
1.41 - 1.82	0.063	7	4	’	**17**
1.82 - 2.24	0.051	8	12	’	**21**
2.24 - 2.65	0.024	14	28	’	**35**
2.65 - 3.06	0.024	18	22	’	**32**
3.06 - 3.47	0.016	21	21	’	**33**
3.47 - 3.89	0.029	13	6	’	**21**
3.89 - 4.30	0.036	10	14	’	**22**
4.30 - 4.55	0.034	14	2	’	**21**
4.55 - 4.80	0.041	15	4	’	**22**
4.80 - 5.05	0.044	26	6	’	**30**

Tabella 5.4: Sezione d'urto differenziale per la reazione $\gamma p \longrightarrow p\omega$ (3.557 GeV$^2 <$ $E_\gamma <$3.737 GeV^2)

-t (**GeV^2**)	$\frac{d\sigma}{dt}$ ($\frac{\mu b}{GeV^2}$)	**Err. Stat. %**	**Err. Sist. Diff. metodi(%)**	**Err. Sist. Procedura(%)**	**Err. Totale %**
0.10 - 0.25	6.7	2	8	15	**17**
0.25 - 0.40	3.0	2	4	'	**16**
0.40 - 0.55	1.3	3	6	'	**16**
0.55 - 0.70	0.71	5	8	'	**18**
0.70 - 0.85	0.36	6	11	'	**20**
0.85 - 1.00	0.21	8	6	'	**18**
1.00 - 1.45	0.10	6	5	'	**17**
1.45 - 1.90	0.059	8	8	'	**19**
1.90 - 2.35	0.047	9	4	'	**18**
2.35 - 2.80	0.027	21	12	'	**28**
2.80 - 3.25	0.017	22	6	'	**28**
3.25 - 3.70	0.014	27	11	'	**33**
3.70 - 4.15	0.020	21	14	'	**29**
4.15 - 4.60	0.020	18	8	'	**25**
4.60 - 4.85	0.032	22	8	'	**28**
4.85 - 5.10	0.030	22	1	'	**26**

Tabella 5.5: Sezione d'urto differenziale per la reazione $\gamma p \longrightarrow p\omega$ (3.737 GeV$^2 <$ $E_\gamma <$3.917 GeV^2)

effettuate mediante l'esposizione di una camera a bolle ad idrogeno ad un fascio monocromatico di fotoni di bremmstralhung polarizzati linearmente alle energie di 2.8, 4.7 e 9.3 GeV.
I dati di Daresbury, invece, sono stati ottenuti nell'elettro-sincrotrone a 5 GeV NINA, bombardando un bersaglio di idrogeno di 40 mm di diametro e 1 mm di lunghezza, con un fascio di fotoni marcati di intensità media $10^6\gamma/s$, nell'intervallo energetico 2.8-4.8 GeV.
Poichè i dati provenienti da SLAC e Daresbury si concentrano in due intervalli cinematici differenti, ho suddiviso il confronto nelle due regioni di alti e bassi impulsi trasferiti.

Bassi impulsi trasferiti (-t<1 GeV^2)

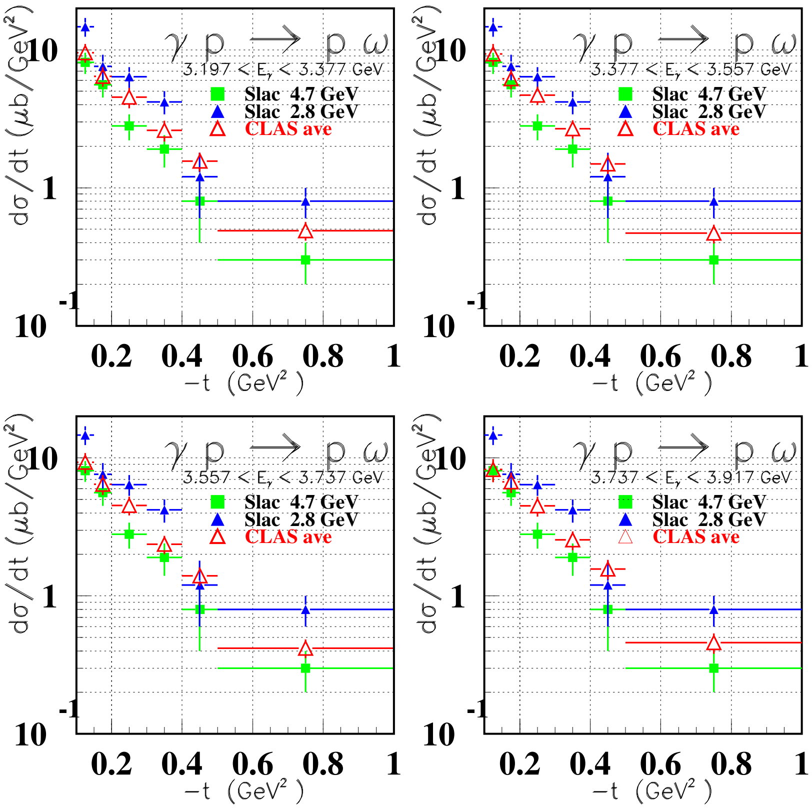

Figura 5.5: Confronto tra i dati di CLAS e SLAC a bassi impulsi trasferiti.

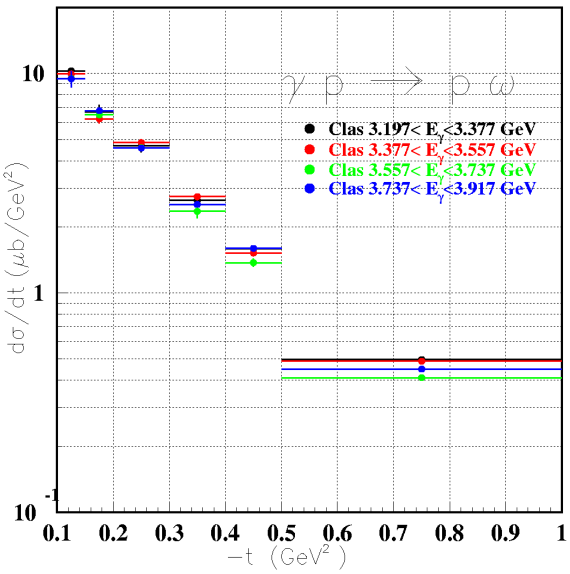

Figura 5.6: Confronto tra le sezioni d'urto di CLAS per i quattro bin di energia, nell'intervallo 0.1 GeV^2< -t<1 GeV^2.

Il confronto delle sezioni d'urto differenziali di CLAS e SLAC per bassi impulsi trasferiti è mostrato in fig. 5.5 per i quattro bin energetici.

I punti di CLAS, realtivi a ciascuno dei quattro intervalli energetici compresi tra 3.2-3.9 GeV, giacciono tra i due set di dati di SLAC corrispondenti alle energie di 2.8 e 4.7 GeV. Nel bin 0.4 GeV^2< -t<0.55 GeV^2 il valore di sezione d'urto di SLAC a 2.8 GeV di energia risulta minore di quello di CLAS e sembra discordare dall'andamento esponenziale che si ipotizza in questa regione cinematica per la sezione d'urto differenziale. Tuttavia l'errore per quel punto risulta maggiore degli altri. Questo potrebbe indicare una particolare difficoltà, durante l'esperimento di SLAC, nella valutazione della sezione d'urto in quell'intervallo di impulso.
In fig. 5.6 sono messe a confronto le sezioni d'urto ottenute per ciascun bin energetico dai dati di CLAS nell'intervallo 0.1 GeV^2< -t<1 GeV^2. Dall'osservazione del grafico emerge che la sezione d'urto differenziale a bassi impulsi ha una dipendenza molto debole dall'energia del fotone nell'intervallo energetico dei nostri dati.

Ho inotre esguito un fit esponenziale sui dati di CLAS nella regione di bassi impulsi trasferiti (vedi fig. 5.7) per confrontare i parametri ottenuti con quelli ricavati dal fit dei dati di SLAC. Per rendere significativo il confronto tra i due fit, ho utilizzato lo stesso binning nell'intervallo 0.1 GeV^2< -t<0.5

GeV^2 ed ho escluso dal fit dei dati di SLAC il punto sospetto corrispondente all'intervallo di impulso trasferito 0.4 GeV^2< $-t$<0.55 GeV^2. Fig. 5.8 mostra il fit eseguito sui punti di SLAC secondo il criterio descritto.

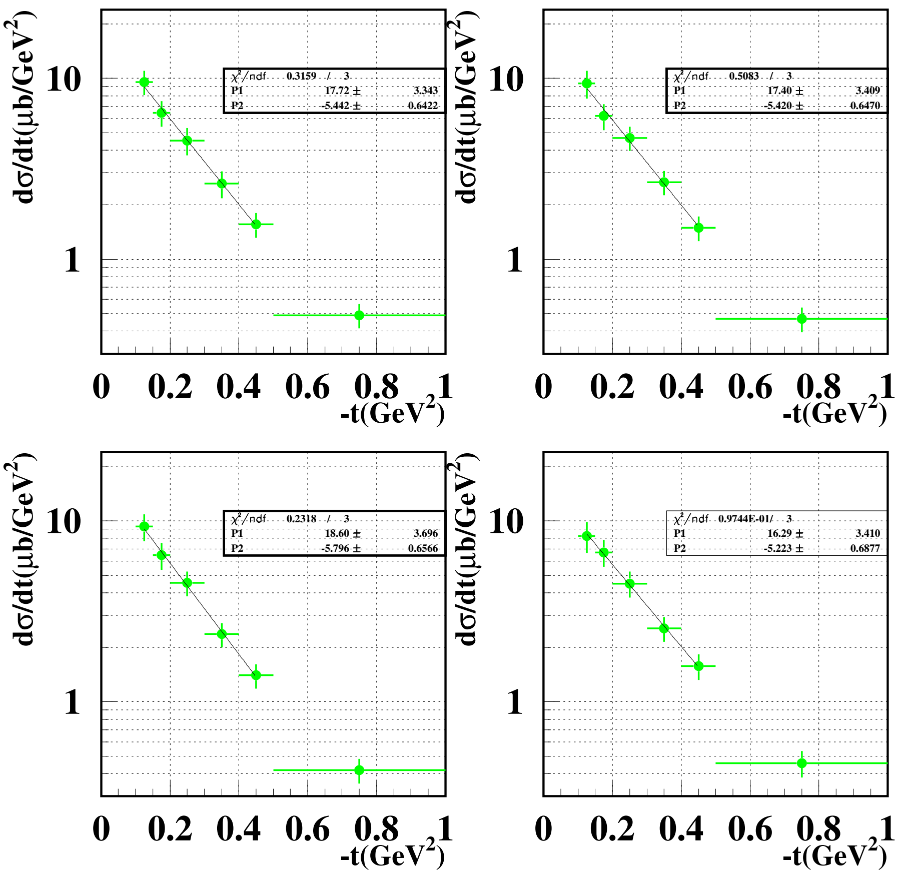

Figura 5.7: Fit delle sezioni d'urto differenziali ottenute dai dati di CLAS nei quattro intervalli energetici.

Tab. 5.6 mostra schematicamente i risultati di questo confronto. Il fit è stato eseguito utilizzando la forma funzionale $\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}\mid_{t=0} e^{A\cdot t}$.
Il valore $\frac{d\sigma}{dt}\mid_{t=0}$ sembra diminuire al crescere dell'energia, confermando l'andamento dei dati di SLAC, mentre la pendenza della funzione esponenziale che descrive i dati sperimentali si mantiene circa costante per i quattro intervalli energetici di CLAS e risulta comunque compatibile entro 3σ con i parametri di SLAC.

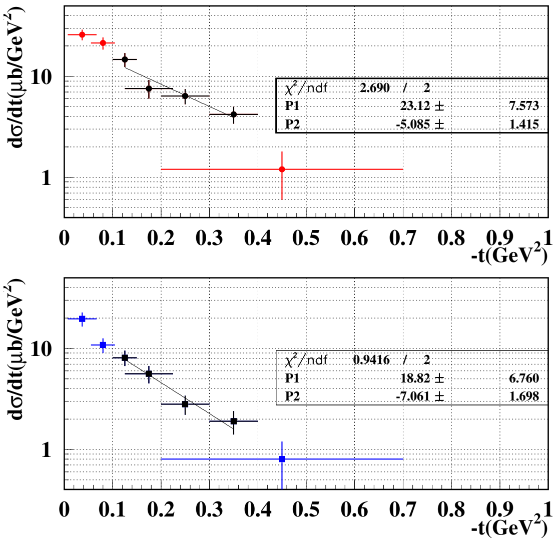

Figura 5.8: Fit delle sezioni d'urto differenziali ottenute dai dati di SLAC a 2.8 GeV (alto) e 4.7 GeV (basso) di energia. I punti su cui è stato eseguito il fit sono evidenziati in nero.

	E_γ (GeV)					
	2.8	4.7	**3.3**	**3.5**	**3.7**	**3.9**
$\frac{d\sigma}{dt}\mid_{t=0}$ $(\frac{\mu b}{GeV^2})$	23.1±7.6	18.8±6.7	**19.4±2.5**	**18.2±2.3**	**19.0±2.4**	**17.8±2.5**
A (GeV^{-2})	5.1±1.4	7.1±1.7	**5.4±0.6**	**5.4±0.6**	**5.8±0.6**	**5.2±0.7**

Tabella 5.6: Tabella riassuntiva dei parametri ottenuti eseguendo un fit sui punti sperimentali di sezione d'urto a bassi impulsi trasferiti. I valori in grassetto corrispondono ai dati di CLAS, gli altri sono relativi ai dati di SLAC (vedi ref. [30])

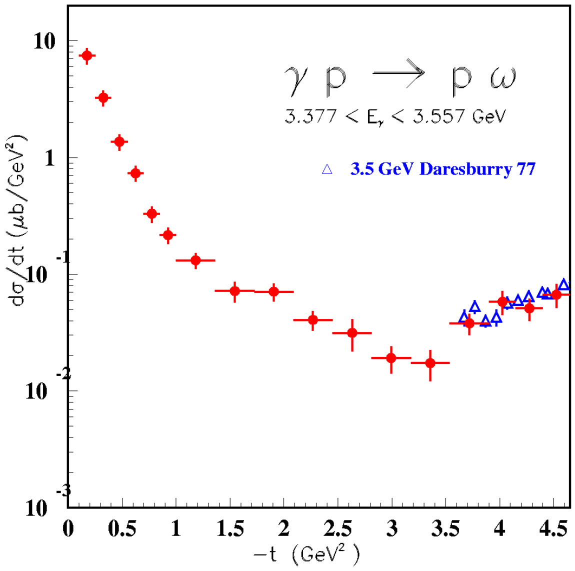

Figura 5.9: Confronto tra le sezioni d'urto sperimentali di CLAS e Daresbury.

Alti impulsi trasferiti (-t>1 GeV^2)

Le precedenti misure ad alto momento trasferito provengono dall'esperimento di Daresbury nel quale è stato utilizzato un fascio di fotoni marcati di bremmstralhung nell'intervallo energetico 2.8-4.8 GeV. Come in CLAS, la misura dell'impulso del protone a piccoli angoli tramite uno spettrometro, e la conoscenza dell'energia del fotone incidente, consentono di calcolare la massa mancante del protone e quindi di identificare il picco della ω sopra un fondo multipionico. Attraverso una procedura di fit, sono stati identificati gli eventi ω corrispondenti al picco nello spettro di massa mancante.
La sezione d'urto differenziale è stata ricavata in funzione dell'invariante cinematica u, che non ha una corrispondenza esattamente biunivoca con l'impulso trasferito t. Infatti, la relazione che li lega

$$-t = u + W^2 + (2 \cdot M_P^2 + M_\omega^2) \tag{5.2}$$

contiene la massa del mesone ω, che a causa della risoluzione sperimentale, non corrisponde ad un valore esatto, ma si distribuisce attorno al valore nominale. Bisogna inoltre evidenziare che nella regione di impulso trasferito prossima al limite cinematico l'efficienza di CLAS decresce rapidamente fino a raggiungere valori molto bassi, rendendo incerta la misura.
Il grafico in fig. 5.9 mostra il confronto tra i dati di CLAS nell'intervallo

energetico 3.377-3.557 GeV e quelli di Daresbury all'energia di 3.5 GeV. I due set di dati mostrano un buon accordo.

5.2 La sezione d'urto totale

L'integrazione delle distribuzioni in t ottenute per la sezione d'urto differenziale di fotoproduzione della ω nei quattro intervalli energetici, permette di ricavare la sezione d'urto totale per la reazione $\gamma p \longrightarrow p\omega$.
Per fare ciò ho utilizzato la seguente procedura:

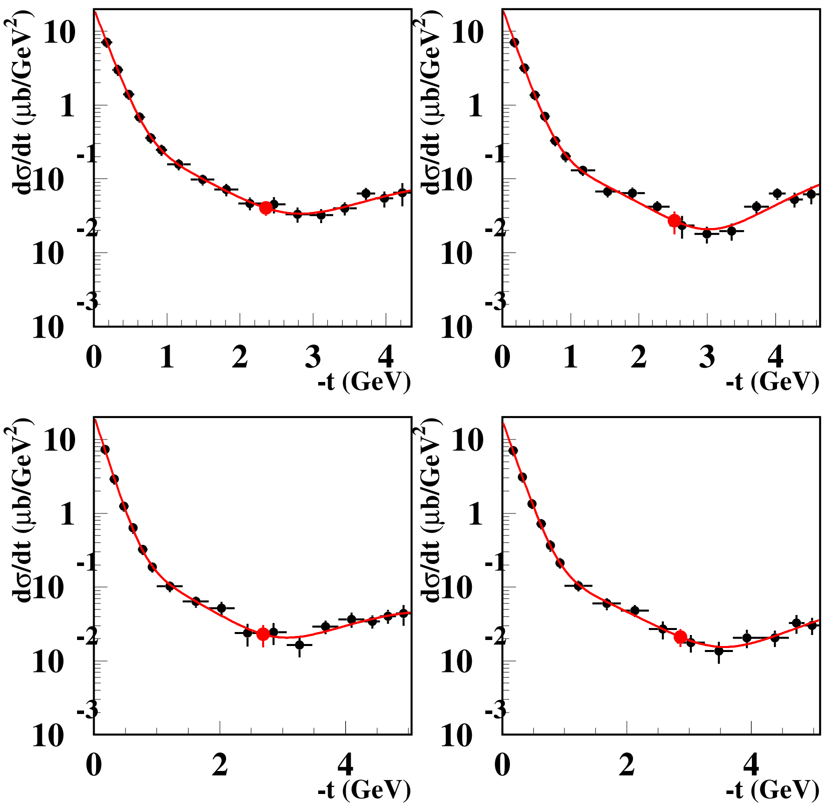

Figura 5.10: Fit della sezione d'urto differenziale di fotoproduzione della ω ottenuta per i quattro intervalli energetici considerati.

- ho eseguito il fit della sezione d'urto differenziale in ogni intervallo energetico, ottenendo le quattro curve che meglio approssimano i punti sperimentali;

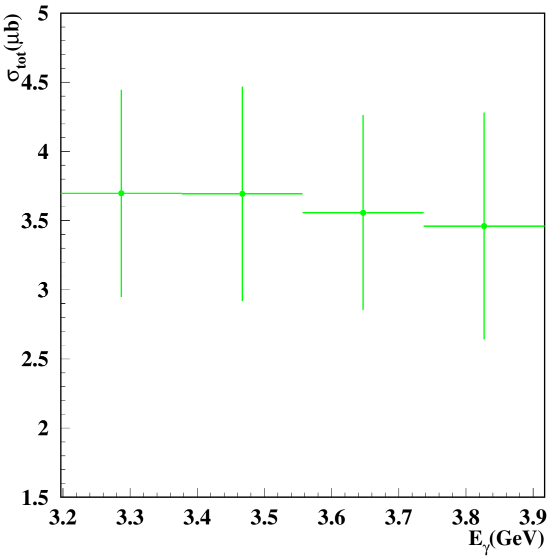

Figura 5.11: Sezione d'urto totale per la reazione $\gamma p \longrightarrow p\omega$.

- ho calcolato l'area sottesa da tali curve mediante integrazione nell'intervallo 0 GeV^2<-t<-t_{max} (estrapolando cosí la parte mancante nell'intervallo 0 GeV^2<-t<0.1 GeV^2).
Fig. 5.10 mostra i fit eseguiti sulle distribuzioni sperimentali di CLAS.
Fig. 5.11 mostra la sezione d'urto totale del canale $\gamma p \longrightarrow p\omega$ come risultato della procedura descritta.
L'errore sul valore fornito, è stato calcolato nel seguente modo:
- per ogni intervallo energetico, ho effettuato mille estrazioni casuali variando indipendentemente i parametri del fit intorno la loro valore medio entro 1σ, ottenendo le corrispondenti mille curve di fit;
- la distribuzione degli integrali è una gaussiana la cui σ corrisponde all'errore associato alla sezione d'urto totale.

5.2.1 Studio dell'errore sistematico

Per stimare l'errore sistematico associato al calcolo della sezione d'urto totale ho implementato un metodo alternativo a quello descritto, che utilizza il confronto con i dati di SLAC per estrapolare l'integrale nella regione non misurata da CLAS -t<0.1 GeV^2.
I dati di SLAC [30] riportano un valore della sezione d'urto totale a 4.7 GeV pari a 3.0±0.3 μb. Il fit della sezione d'urto differenziale fornisce due differenti

valori di pendenza esponenziale a seconda dell' intervallo scelto (A=8.5±2.4 GeV^{-2} per 0.014 GeV^2<-t< 0.5 GeV^2 e A=7.1±1.7 GeV^{-2} per 0.1 GeV^2<-t< 0.5 GeV^2).
Integrando analiticamente nell'intervallo 0 GeV^2<-t<0.5 GeV^2 le funzioni ottenute dai due fit, si ottengono due diversi risultati:
- $\int_0^{0.5} \exp_{fit:0.014-0.5} = 2.8\ \mu b$;
- $\int_0^{0.5} \exp_{fit:0.1-0.5} = 2.6\ \mu b$.
Nel caso dei dati di CLAS, possiamo solo ricavare l'esponente nell'intervallo 0.1-0.5 GeV^2. Per tenere conto del range limitato del fit, ho dunque introdotto un fattore correttivo C $= \frac{2.8}{2.6} = 1.08$ ed ho sommato a questa quantità il contributo dell'integrale tra 0.5 GeV^2 e t_{max}:

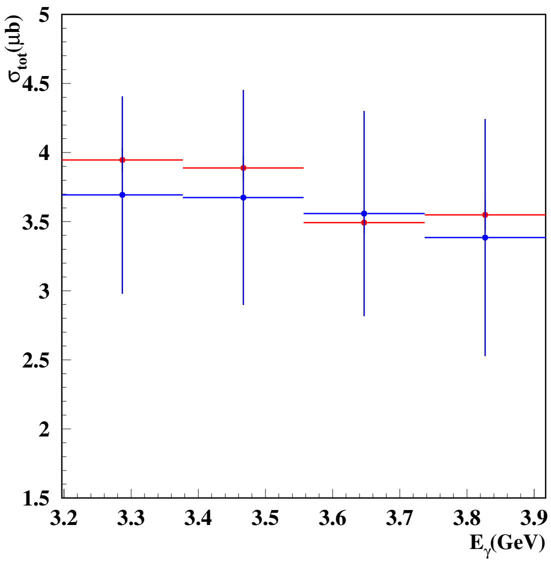

Figura 5.12: Confronto tra le sezioni d'urto totali di fotoproduzione della ω ottenute con i due metodi descritti. Blu: metodo standard; rosso: metodo alternativo.

$$\sigma^{CLAS} = \int_0^{0.5} exp^{CLAS}_{0.1-0.5} \cdot C + \int_{0.5}^{t_{max}} \tag{5.3}$$

Per esempio, nel bin energetico 3.197-3.377 GeV, i tre contributi sono:

$$\sigma^{CLAS} = 3.32 \cdot C + 0.41 \tag{5.4}$$

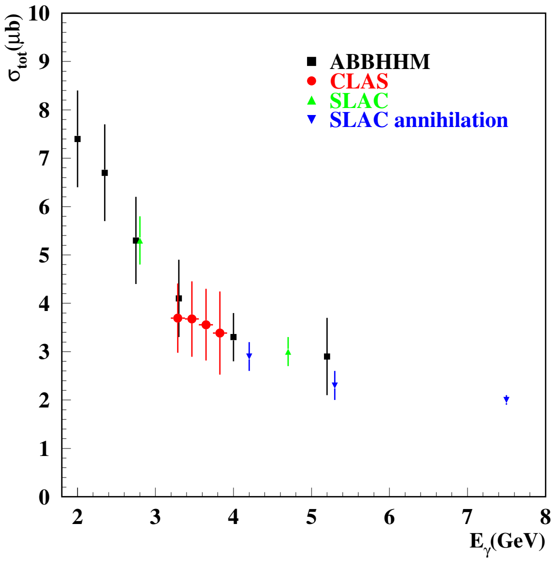

Figura 5.13: Confronto della sezione d'urto totale ricavata dai dati di CLAS con dati provenienti da precedenti esperimenti. Rosso: CLAS, nero: ABBHHM, blu: SLAC annihilation beam, verde: SLAC(ref. [30])

Fig. 5.12 mostra il confronto tra le sezioni d'urto totali ricavate con i due metodi. Come mostrato i due metodi sono compatibili entro l'errore statistico. In fig. 5.13 è mostrato infine il confronto della sezione d'urto ottenuta dai dati di CLAS con quelle degli esperimenti precedenti.

5.3 $\frac{d\sigma}{dt}$ per θ=90°

Per avere ulteriore conferma dell'esistenza di meccanismi di 'hard scattering' nella regione cinematica ad alti impulsi trasferiti, ho studiato la dipendenza della sezione d'urto differenziale a grandi angoli dall'energia totale s.
Il punto evidenziato su ciascuna curva di fit dei punti sperimentali della sezione d'urto differenziale mostrati in fig 5.10, corrisponde al valore di $\frac{d\sigma}{dt}\mid_{90°}$. Fig. 5.14 mostra lo stesso procedimento applicato ai dati di SLAC a 2.8 GeV di energia.

La relazione che lega t a θ è la seguente:

$$t = m_\omega^2 - 2 \cdot E_\gamma^{cm} \cdot E_\omega^{cm} + 2 \cdot E_\gamma^{cm} \mid P_\omega^{cm} \mid cos\theta_{\omega\gamma}^{cm} \tag{5.5}$$

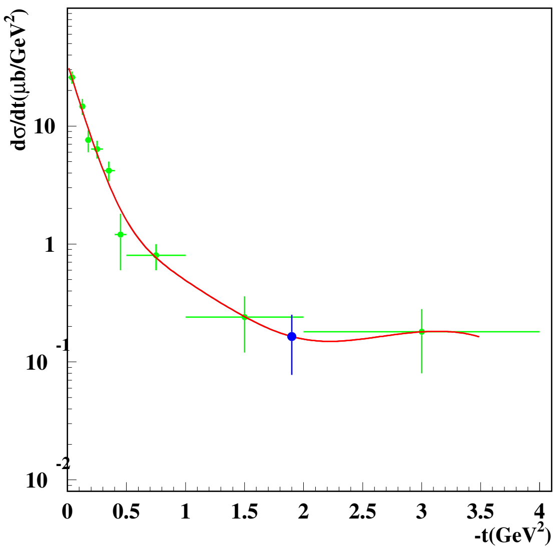

Figura 5.14: Estrazione della $\frac{d\sigma}{dt}\mid_{\theta=90^\circ}$ dai dati di SLAC a 2.8 GeV di energia.

con

$$E_\gamma^{cm} = \frac{W^2 - m_P^2}{2W} \tag{5.6}$$

$$E_\omega^{cm} = \frac{W^2 - m_\omega^2 - m_P^2}{2W} \tag{5.7}$$

$$P_\omega^{cm} = \sqrt{(\frac{W^2 - m_\omega^2 - m_P^2}{2W})^2 - m_\omega^2} \tag{5.8}$$

Fig. 5.15 mostra i dati di CLAS assieme all'unico punto disponibile dalle misure di SLAC. Sulla stessa figura sono riportate le tre curve corrispondenti a:
1) A s^{-8}
2) A s^{-7}
3) A s^{-B}
I risultati dei tre fit sono riportati in tabella 5.7.

Nonostante il range limitato di energia, vale la pena notare che, per la prima volta è possibile vedere l'andamento tipo potenza della sezione d'urto differenziale a 90° nella fotoproduzione del mesone vettore ω.

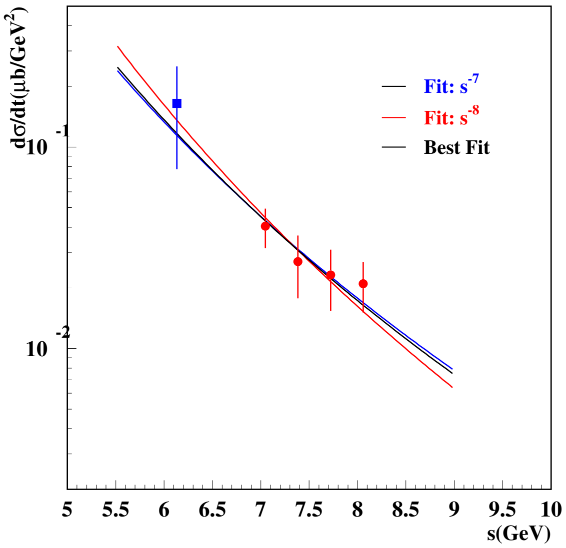

Figura 5.15: $\frac{d\sigma}{dt}_{|90°}$ in funzione di s ottenuta dai dati di CLAS e SLAC a 2.8 GeV. Nel grafico è mostrato il fit dei punti sperimentali con le funzioni s^{-7} (blu) ed s^{-8} (rosso) a confronto con la curva di best fit (nero).

Funzione di Fit	**A**	**B**	χ^2
A s^{-7}	$(3.7\pm0.5)\cdot10^4$	-7	0.28
A s^{-8}	$(2.7\pm0.4)\cdot10^5$	-8	0.37
A s^{-B}	$(5.1\pm0.9)\cdot10^4$	-7.2 ± 0.7	0.39

Tabella 5.7: Tabella riassuntiva dei parametri di fit ottenuti per l'andamento della $\frac{d\sigma}{dt}$ a θ=90°.

5.4 Interpretazione fisica dei dati

In questa sezione, fornirò un' interpretazione fisica dei risultati sperimentali ottenuti dall'analisi della reazione $\gamma p \longrightarrow p\omega$, sulla base del modello teorico descritto nel primo capitolo.

5.4.1 La sezione d'urto differenziale $\frac{d\sigma}{dt}$

Analizzando i risultati sperimentali ottenuti per la sezione d'urto differenziale di fotoproduzione della ω, si osserva, nella regione a bassi momenti trasferiti, l'atteso anadamento difrattivo spiegato in termini dello scambio del Pomerone. Come si può osservare in fig. 5.16, 5.17 e 5.18, tale meccanismo non è sufficiente a descrivere il comportamento dei dati sperimentali in questo intervallo cinematico. L'aggiunta dello scambio delle traiettorie di Regge del π e della $f_2(1270)$, ristabilisce un buon accordo tra i dati sperimentali e la previsione teorica nella regione a bassi impulsi trasferiti.

Nella zona a piú alti impulsi trasferiti ($-t$>1 GeV^2), i dati sperimentali mostrano un andamento 'piatto' che viene sottostimato dalle previsioni teoriche dello scambio della sola traiettoria di Regge dei due gluoni correlati. Come anticipato, in questa regione cinematica si possono ipotizzare meccanismi di 'hard scattering' che coinvolgono lo scambio di quark e che trovano un buon riscontro con le previsioni delle 'counting rules' nella QCD perturbativa.
L'introduzione delle traiettorie di Regge saturate, che modellizzano tali meccanismi, permette di stabilire un ottimo accordo tra dati e previsione teorica. Ciò sembra confermare l'ipotesi dell'esistenza di processi di scambio di quark nella regione di alto impulso trasferito. La risalita dei dati sperimentali nella regione di impulso prossima al limite cinematico, trova riscontro con l'ipotesi di scambio del nucleone e dei suoi stati eccitati nel canale u, prevista dal modello teorico.
L'ottimo accordo tra i risultati sperimentali ottenuti dall'analisi della reazione $\gamma p \longrightarrow p\omega$ e le previsioni teoriche, pare verificare i meccanismi ipotizzati dal modello descritto nel primo capitolo, costruito sulla base dei dati a disposizione per i mesoni vettore ϕ e ρ. Tale modello sembra quindi confermare una validitá generale nella descrizione delle proprietà di ϕ, ρ e ω e dei processi che stanno alla base della fotoproduzione dei mesoni vettore.

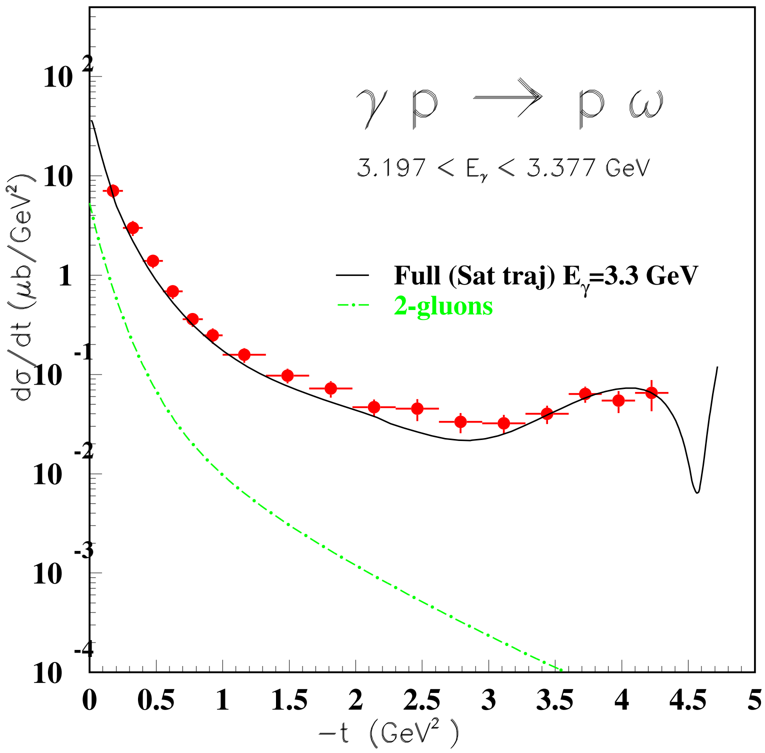

Figura 5.16: Confronto tra la sezione d'urto sperimentale di CLAS ed il modello teorico per $3.197 < E_\gamma < 3.377$ GeV. Curva tratti e punti: scambio di due gluoni; curva continua: calcolo completo con traiettorie saturate.

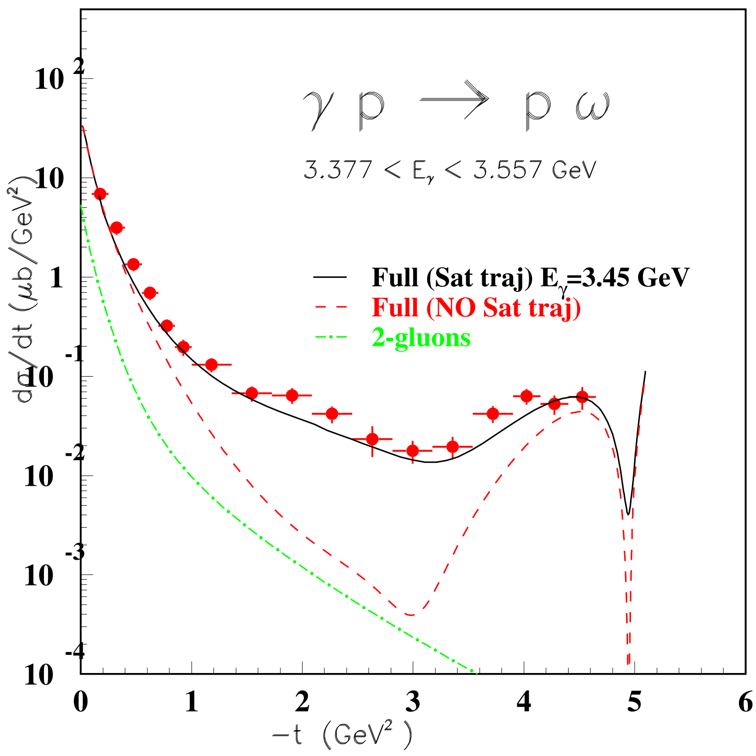

Figura 5.17: Confronto tra la sezione d'urto sperimentale di CLAS ed il modello teorico per $3.377 < E_\gamma < 3.557$ GeV. Curva tratti e punti: scambio di due gluoni; curva tratteggiata: calcolo completo con traiettorie non saturate; curva continua: calcolo completo con traiettorie saturate.

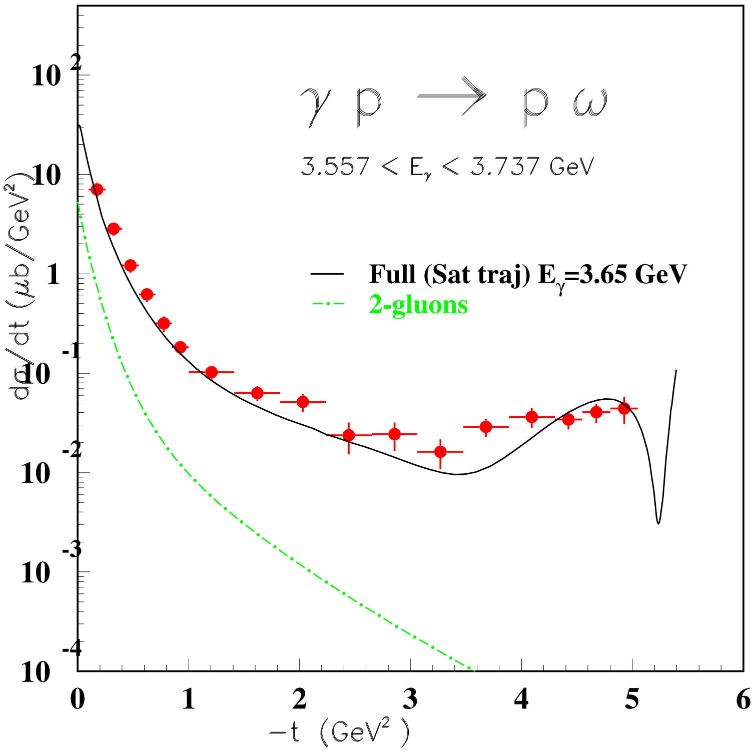

Figura 5.18: Confronto tra la sezione d'urto sperimentale di CLAS ed il modello teorico per $3.557 < E_\gamma < 3.737$ GeV.

5.4.2 La dipendenza in s di $\frac{d\sigma}{dt}|_{90^\circ}$

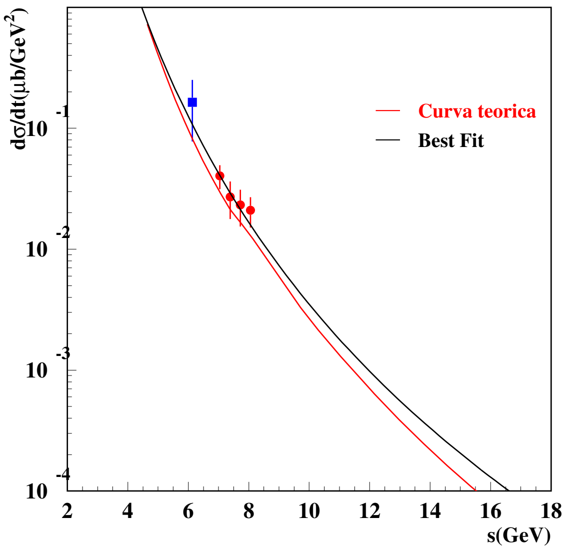

Figura 5.19: Confronto fra il fit eseguito sui dati sperimentali di CLAS per la $\frac{d\sigma}{dt}|_{90^\circ}$ e la previsione teorica del modello.

Fig. 5.19 mostra il confronto fra il fit eseguito sui dati sperimentali di CLAS per la $\frac{d\sigma}{dt}|_{90^\circ}$ e la previsione teorica del modello. I meccanismi di scambio di quark descritti nel primo capitolo (fig 1.8 c), presentano un andamento del tipo s^{-7} e s^{-8} rispettivamente. Nel primo diagramma il fotone si accoppia direttamente al quark nel nucleone, mentre nel secondo, il fotone si trasforma in una coppia $q\overline{q}$ che interagisce con i quark nel bersaglio.
Il buon accordo della dipendenza in energia della $\frac{d\sigma}{dt}$ ad angolo fissato con il modello teorico di Laget e con le previsioni delle 'regole di conteggio' dei quark, sembra confermare la presenza di processi 'hard' nella fotoproduzione del mesone ω.

I dati sperimentali a disposizione, tuttavia, si distribuiscono su un intervallo energetico molto ristretto ed il valore ottenuto dal fit per l'esponente di s risulta compatibile con entrambi gli andamenti. Per tale motivo non è possibile distinguere quale dei due processi domini in questo intervallo energetico.

Da questo punto di vista, diventa quindi estremamente interessante estendere il programma sperimentale relativo alla fotoproduzione della ω ad energie piú elevate.

Conclusioni

Il lavoro svolto in questa tesi è consistito nell'analisi del canale di fotoproduzione del mesone vettore ω a CEBAF.

I dati sperimentali a disposizione per la fotoproduzione dei mesoni vettore ϕ e ρ hanno consentito di costruire un modello nel quale si utilizzano i gradi di libertà partonici per descrivere la dinamica dell'interazione in un regime non completamente perturbativo. L'analisi del canale di fotoproduzione del mesone ω ha costituito un test di verifica dei meccanismi ipotizzati per la fotoproduzione dei mesoni vettore. Inoltre, come si è potuto evincere dalle sezioni d'urto totali di produzione dei tre mesoni vettore, i meccanismi di scambio di quark sembrano essere particolarmente significativi nel canale $\gamma p \longrightarrow p\omega$. Da tutto ciò si deduce la necessità dell'analisi approfondita dei processi che governano questa reazione.

Grazie alle peculiarità del rivelatore CLAS che rendono possibile la ricostruzione di stati finali multiparticellari, i dati ottenuti in questo esperimento risultano completamente nuovi ed arrichiscono la gamma di dati a disposizione per la reazione di fotoproduzione del mesone ω, che risultavano scarsi e frammentati nella regione di alti impulsi trasferiti.

L'ottimizzazione delle simulazioni Montecarlo utilizzate nell'analisi, ha permesso di valutare in maniera affidabile l'efficienza del rivelatore CLAS ed i diversi contributi di errore sistematico associati all'intera procedura di estrazione della sezione d'urto differenziale.

I risultati ottenuti per la sezione d'urto differenziale sembrano verificare le ipotesi avanzate dal modello teorico riguardo ai meccanismi in gioco nella reazione di fotoproduzione. L'ottimo accordo tra dati e modello nella regione di alti impulsi traferiti, in particolare, sembra confermare l'esistenza di processi 'hard' di scambio tra fotone e singolo quark. Ciò si evince anche osservando la dipendenza dall'energia della sezione d'urto a grandi angoli tipo s^{-7}-s^{-8}, ricavata dai dati e prevista dal modello. Si può quindi affermare che il modello teorico introdotto possiede la caratteristica di generalità che gli permette di descrivere i meccanismi di fotoproduzione dei tre mesoni vettore.

Come ulteriore sviluppo, sarebbe interessante estendere l'analisi a valori energetici piú elevati, per i quali i processi di 'hard scattering' assumono maggiore importanza e l'intervallo di impulso trasferito compreso tra il picco diffrattivo e il limite cinematico risulta piú ampio. Ciò consentirebbe inoltre di avere a disposizione un maggior numero di punti sperimentali su cui eseguire il fit della sezione d'urto a grandi angoli in funzione dell'energia del sistema, e ricavare con maggiore affidabilità la dipendenza energetica dei processi 'hard' ipotizzati in questa regione cinematica.

Bibliografia

[1] Durahm Database, http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata.

[2] F. Cano and J.M. Laget *Phys. Rev. D* **65**, 074022 (2002)

[3] J.M. Laget, *Phisics and Instrumentation with 6-12 GeV Beams*, edited by S. Dytman, H. Fenker and P. Ross (Jefferson Lab Users Production, 1998), p. 57

[4] E. Anciant *et al., Phys. Rev. Lett.* **85** 4682 (2000)

[5] M. Battaglieri *et al., Phys. Rev. Lett.* **87** 172002 (2001)

[6] T.H. Bauer *et al., Rev. Mod. Phys.* **50** 261 (1978)

[7] J.M. Laget, *Phys. Lett.* **489B** 313 (2000)

[8] A. Donnachie and P.V. Landshoff, *Phys. Lett.* **B185** 403 (1987)

[9] M.N. Sergeenko, *Z. Phys.* **C64** 315 (1994)

[10] Y. Oh, *Phys. Rev. C* **63**, 025201 (2000)

[11] Q. Zhao et Z. Li, *Phys. Lett.* **B436** 42 (1997)

[12] B. Asavapibhop and E. Smith *CLAS -Note 1999-03* (1999)

[13] E. Anciant et Al. *CLAS -Note 1999-01* (1999)

[14] E. Anciant *Ph. D. Thesis* (2000)

[15] C. Marchand Private comunication (2000)

[16] S.J. Brodsky and G. R. Farrar, *Phys. Rev. Lett.* **31** 1153 (1973)

[17] Conceptual Design Report, *Basic experimental equipment*, CEBAF, 1990.

[18] D.S. Carman et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A419**, 315 (1998).

[19] M.D. Mestayer et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A449**, 81 (2000).

[20] G. Adams et al., *submitted to Nucl. Instr. and Meth.*, 8-8-2000.

[21] E.S. Smith et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **A432**, 265–298 (1999).

[22] M. Amarian et al., *submitted to Nucl. Instr. and Meth.*, 27-9-2000.

[23] M. Anghinolfi et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A447**, 424 (1998).

[24] V. Blobel et al., *The BOS system for the CLAS detector: Dynamic Memory Management*, 1995.
http://light.web.cern.ch/Light/examples/aleph/bos/bos.html

[25] ABBHHM collaboration, *Phys. Rev.* **175**, 1669 (1968)

[26] M. L. Stevenson *et al., Phys. Rev.* **125**, 2, pg 687 (1962)

[27] CEBAF Software Group: *GSIM User's Guide* (1996)

[28] *Genevt, how it works*
file:/home/users/batta/public_html/genev.html

[29] Cern Computer Center Program Library: *PAW - Physics Analysis Workstation*

[30] J. Ballam *et al., Phys. Rev.* **D7**, 11 (1973)

[31] R.W. Clifft *et al., Phys. Lett.* **B72**, 144 (1977)

[32] M. Battaglieri *et al.*, CLAS - Note 97 - 006

[33] J.R. Jaffe, *Phys. Lett.* **229B** 275 (1989)

[34] M.M. Nagels, T.A. Rijken, and J.J. de Swart, *Phys. Rev.* **D175**, 1633 (1979); **15**, 2547 (1977); **20**, 744 (1975)

[35] B. Friman and M. Soyeur, *Nucl. Phys.* **A600**, 477 (1996)

[36] Y. Oh, A.I. Titov, and T.-S.H. Lee, in *Excited Nucleons and Hadronic Structure: Proceedings of the NSTAR 2000 Conference, Newport News, VA, 200*, edited by V. Burkert, L. Elouadrhiri, J. Kelly, and R. Minehart (World Scientific, Singapore, 2000), p. 255

[37] M. Guidal, J.M. Laget, and M. Vanderhaeghen, Nucl. Phys. **A627**, 645 (1997).