Università degli Studi di Genova

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

Tesi di Laurea in Fisica

Misura della asimmetria di spin nella elettroproduzione di π^+ da un bersaglio di protoni polarizzati con il rivelatore CLAS.

Candidato: Andrea Bersani

Relatore: Prof. Mauro Taiuti Correlatore: Prof. Marco Bozzo

Introduzione

La struttura dei nucleoni è oggetto di studi teorici e sperimentali da diversi anni. In esperimenti di diffusione inclusiva sia polarizzata che impolarizzata sono state misurate le funzioni di struttura F_1 , F_2 con ottima precisione, mentre vengono prodotte misure via via migliori delle funzioni G_1 e G_2 . Attraverso queste, è possibile dare una descrizione del nucleone attraverso le distribuzioni di probabilità dei suoi costituenti fondamentali, e di questi è possibile prevedere una quantità di proprietà. Tuttavia, nonostante la grande quantità di dati che sono stati acquisiti, molte questioni rimangono aperte, come la misura della componente trasversale dell'impulso dei quark o del contributo dei gluoni allo spin del nucleone.

Ai risultati ottenuti attraverso lo studio dei processi inclusivi, oggi si aggiungono quelli ottenibili dallo studio delle reazioni semiinclusive, in cui si considerano tutte le reazioni in cui sia stato rivelato un certo insieme di particelle, ed esclusive, in cui si richiede la ricostruzione di tutte le particelle nello stato finale. Queste analisi permettono una indagine più approfondita di determinate caratteristiche della struttura del nucleone: ad esempio, attraverso lo studio della produzione semiinclusiva di mesoni di vario tipo, è possibile la decomposizione nei vari sapori dei quark delle già citate funzioni di struttura.

Di sviluppo più recente è lo studio di reazioni esclusive: attraverso queste ci si aspetta di poter misurare, ad esempio, il contributo allo spin del nucleone di tutti i costituenti del nucleone stesso, contribuendo alla soluzione di quella che era stata definita "crisi dello spin". In particolare, è stato dimostrato che, per due particolari processi, lo scattering Compton e l'elettroproduzione di mesoni ad alto quadriimpulso trasferito, l'elemento di matrice relativo al processo può essere fattorizzato in una parte perturbativa e in una parte non perturbativa che descrive, in modo indipendente dalla reazione analizzata, la struttura del nucleone in esame. È stato inoltre dimostrato che la parte non perturbativa del processo può essere parametrizzata da quattro funzioni, cui è stato dato il nome di funzioni partoniche generalizzate. Queste rappresentano, di fatto, una generalizzazione sia delle funzioni di struttura introdotte

ii Introduzione

nella descrizione dello scattering inclusivo, che dei fattori di forma del nucleone: tutte queste funzioni possono essere infatti derivate quantitativamente dalle funzioni partoniche generalizzate. Sono state infine calcolate alcune osservabili, tra cui l'asimmetria di spin del bersaglio nella elettroproduzione di π^+ da un bersaglio di protoni polarizzati, attraverso le quali è possibile investigare la natura di queste funzioni. Ad oggi questa misura non è ancora stata effettuata in nessun esperimento.

Il primo scopo della mia tesi sarà definire una procedura efficace per l'estrazione della asimmetria di spin del bersaglio nella reazione $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$ dai dati raccolti con il rivelatore CLAS presso il laboratorio TJNAF. Questo spettrometro a grande angolo si rivela infatti ideale per la ricostruzione completa di reazioni con molte particelle nello stato finale, e, con i dati che sono stati acquisiti sul bersaglio di protoni polarizzati alla massima energia attualmente raggiungibile dall'acceleratore, sarà possibile estrarre per la prima volta l'asimmetria di spin del bersaglio oltre la regione delle risonanze barioniche. Uno studio della fattibilità di questa misura con i dati che si renderanno disponibili nei prossimi mesi costituisce lo scopo finale della mia tesi.

Il mio lavoro è strutturato nel modo seguente: il primo capitolo è dedicato all'introduzione della tematica fisica dello studio della struttura adronica attraverso le funzioni di struttura, partendo dalle funzioni che vengono introdotte usualmente nello scattering inclusivo ed alto quadriimpulso trasferito, fino ad introdurre le funzioni partoniche generalizzate, e l'osservabile fisica di interesse per questa tesi. Il secondo capitolo è dedicato alla descrizione dell'apparato sperimentale: nella prima parte introdurrò l'acceleratore CEBAF e il rivelatore CLAS, citando le caratteristiche principali di ogni sua parte, mentre nella seconda descriverò il bersaglio polarizzato necessario alla misura in oggetto. Nel terzo capitolo descriverò la procedura di analisi preliminare che permette di passare dai dati grezzi registrati dalle singole parti del rivelatore alla ricostruzione delle singole reazioni, con l'attribuzione ad ogni particella di una massa e un impulso, fino alla selezione del canale esclusivo $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$. Le procedure che ho definito per l'estrazione delle asimmetrie dai dati ricostruiti sono il tema del quarto capitolo, nel quale esporrò la selezione dei dati e l'estrazione dei parametri di interesse per la misura. Nell'ultimo capitolo presenterò i risultati che ho ottenuto, che consistono nella asimmetria ottenuta da dati a bassa energia, corredata di una analisi delle principali cause di errore sistematico, e nello studio di fattibilità per la misura alla massima energia di fascio: attraverso questo lavoro dimostrerò come sarà possibile effettuare con il rivelatore CLAS la prima misura di asimmetria di spin nella reazione $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$ oltre la regione delle risonanze barioniche e per valori di Q^2 per i quali è atteso lo scaling.

Indice

In	trod	nzione	i
N	otazi	oni e convenzioni.	xiii
1	La	truttura del protone.	1
	1.1	Diffusione di leptoni e funzioni di struttura.	. 3
	1.2	Funzioni di struttura impolarizzate	. 8
	1.3	Funzioni di struttura polarizzate	
	1.4	Funzioni di struttura generalizzate	. 12
		1.4.1 Introduzione del formalismo	. 14
		1.4.2 Calcolo ed estrazione sperimentale delle GPD	. 18
	1.5	Calcolo dell'asimmetria nella elettroproduzione di $\pi^+.$. 21
2	Il r	velatore CLAS a JLAB.	25
	2.1	L'acceleratore CEBAF	. 26
	2.2	Il rivelatore CLAS	. 28
		2.2.1 Le camere a deriva	
		2.2.2 I contatori Čerenkov	. 33
		2.2.3 I rivelatori di tempo di volo	. 34
		2.2.4 I calorimetri elettromagnetici	. 35
	2.3	Il bersaglio polarizzato	. 38
		2.3.1 Tecniche di polarizzazione per campioni solidi	. 39
		2.3.2 Il bersaglio polarizzato di CLAS	. 42
	2.4	Sistema di acquisizione dati e trigger	. 47
3	La	icostruzione degli eventi.	49
	3.1	Preparazione dei dati	. 50
		3.1.1 Calibrazione del rivelatore	. 50
		3.1.2 Il processo di ricostruzione	. 50
	3.2	La ricostruzione delle tracce	. 51
	3.3	Ricostruzione dell'istante di interazione.	. 52

	3.4	L'identificazione delle particelle	
		3.4.1 L'identificazione degli elettroni	
		3.4.2 L'identificazione degli adroni carichi	
		3.4.3 L'identificazione delle particelle neutre 61	
	3.5	Correzione all'impulso ricostruito	
	3.6	La selezione del canale $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$	Ē
4	L'ar	nalisi dei dati. 67	•
	4.1	Procedura di analisi	,
	4.2	Asimmetria di corrente di fascio)
		4.2.1 Valutazione dell'errore sulla asimmetria di corrente 71	
		4.2.2 L'asimmetria di corrente per i dati di EG1a 73)
	4.3	Controlli di stabilità e selezione dei dati	į
	4.4	Fattore di diluizione	,
	4.5	Valutazione dell'accettanza)
	4.6	Misura della polarizzazione del bersaglio 82)
		4.6.1 Scattering elastico	Ļ
		4.6.2 Scattering esclusivo	j
5	Risı	ıltati. 89)
0	5.1	Analisi dei dati di EG1a	
	5.2	Asimmetria a 4.2 GeV	
	J. <u>_</u>	5.2.1 Dipendenza da <i>W</i>	
		5.2.2 Dipendenza da φ^*	
	5.3	Valutazione degli errori sistematici	
	0.0	5.3.1 Selezione dei run	
		5.3.2 Tagli di accettanza	
		5.3.3 Selezione del canale esclusivo	
		5.3.4 Asimmetria di carica accumulata 102	
		5.3.5 Fattori di normalizzazione	
		5.3.6 Polarizzazione	
		5.3.7 Decadimento del pione	
		5.3.8 Riepilogo	
	5.4	Commenti	
	5.5	Presentazione dei dati di EG1b	
	5.6	Cinematica accessibile	
	5.7	Valutazione degli errori statistici	
	5.8	Conclusioni	
\mathbf{C}	malı	sioni. 121	
\mathbf{C}	TICIU	121	

INDICE	\mathbf{v}
Ringraziamenti.	123

vi INDICE

Elenco delle figure

1.1	Diagramma al prim'ordine elettrodebole per il DIS	4
1.2	Composizione degli spin per le diverse combinazioni di elicità	
	del nucleone e del fotone virtuale	10
1.3	Angolo d'impatto del fotone virtuale	11
1.4	Scattering Compton da nucleone ed elettroproduzione di mesoni.	13
1.5	Legame tra DIS e scattering Compton in avanti	14
1.6	Diagramma del DVCS nelle coordinate del cono di luce	15
1.7	Interpretazione delle GPD al variare di $x \in \xi$	17
1.8	Elettroproduzione di mesoni	20
1.9	Previsione teorica per l'asimmetria di spin del bersaglio	24
2.1	Il complesso di CEBAF	26
2.2	Il rivelatore CLAS	29
2.3	Il campo magnetico generato dal toro.	30
2.4	Sezione di una regione di camere a deriva.	31
2.5	Sezione di un modulo del contatore Čerenkov	33
2.6	Sistema di scintillatori per la misura di tempo di volo in un	
	settore	34
2.7	Esploso di un settore del calorimetro in avanti	36
2.8	Massa invariante ricostruita per il π^0	37
2.9	Sezione di un modulo del calorimetro a grande angolo	38
2.10	Livelli energetici di un sistema di due particelle di spin $1/2$	
	interagenti con un campo esterno	40
2.11	Il criostato del bersaglio di CLAS	43
2.12	Sezione del magnete del bersaglio	44
2.13	La camera del bersaglio	46
3.1	L'effetto del campo magnetico del bersaglio sulle tracce degli	
	elettroni	51
3.2	Differenza tra il tempo di interazione ricostruito e il segnale	
	sincrono alla radiofrequenza delle cavità acceleratrici	53

3.3	L'effetto dei tagli fiduciali sugli elettroni diffusi in un settore.	54
3.4	Tagli applicati sul segnale del calorimetro per gli elettroni	55
3.5	Distribuzione dei fotoelettroni nel contatore Čerenkov	56
3.6	Esempio di tagli dipendenti dal settore per gli elettroni	57
3.7	Ricostruzione della corretta posizione del vertice di interazione.	59
3.8	Ricostruzione della massa degli adroni	60
3.9	Effetto della ricalibrazione di un segmento del TOF	61
3.10	Tagli per il riconoscimento di pioni e protoni	62
3.11	Esempio di tagli dipendenti dal settore per i pioni	63
3.12	Spettro della massa mancante della coppia $e\pi$	64
4.1	Schema della struttura di elicità del fascio	70
4.2	Asimmetria di dose e inclusiva in funzione del run	72
4.3	Esempio dei controlli di stabilità	75
4.4	Sottrazione del contributo dell'azoto nello spettro in massa	
	mancante della coppia $e\pi^+$	78
4.5	Fattore di diluizione in funzione di W	80
4.6	Accettanza calcolata per la rivelazione della coppia $e\pi^+$	81
4.7	Sottrazione del fondo nello scattering elastico	84
4.8	Sottrazione del fondo nello scattering esclusivo	85
4.9	Prodotto delle polarizzazioni di fascio e bersaglio (1)	86
4.10	Prodotto delle polarizzazioni di fascio e bersaglio (2)	87
5.1	Schema della reazione $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n.$	90
5.2	Distribuzione in Q^2 e W degli eventi registrati	92
5.3	Differenze tra gli spettri in φ^* ottenuti con i vari stati di elicità	
	del fascio e di polarizzazione del bersaglio	94
5.4	Asimmetrie di spin in funzione di W	95
5.5	Asimmetrie di spin in funzione di W (pesate con $\sin \varphi^*$)	96
5.6	Fit della differenza tra gli spettri in φ^*	98
5.7	Differenze tra gli spettri in φ^* ottenute con diversi tagli in t e	
	W	99
5.8	Confronto tra l'asimmetria misurata con tutti i settori e quella	
	misurata escludendo il settore 1	101
5.9	Confronto tra le asimmetrie misurate con diversi tagli nel	
	numero di fotoelettroni rivelati.	102
5.10	Confronto tra l'asimmetria misurata e quella ottenuta	
	includendo il decadimento del pione.	105
5.11	Distribuzione in Q^2 e W per i dati di EG1b	110
	Spettro della massa mancante della coppia $e\pi$ (dati di EG1b).	
	Distribuzione in Q^2 (dati di EG1b)	

ELENCO DELLE FIGURE	ix
5.14 Distribuzione in t (dati di EG1b)	114

Elenco delle tabelle

2.1	Copertura in φ in funzione di ϑ per CLAS	28
2.2	Caratteristiche del magnete del bersaglio polarizzato di CLAS.	45
2.3	Le soglie del trigger per il riconoscimento dell'elettrone	47
4.1	Costanti di normalizzazione per la sottrazione dell'azoto	77
5.1	Riassunto dei dati raccolti nell'esperimento EG1a	91
5.2	Effetti dei tagli sulla statistica.	93
5.3	Riepilogo degli errori sistematici.	106
5.4	Riassunto dei dati raccolti nell'esperimento EG1b (I parte) 1	108
5.5	Riassunto dei dati raccolti nell'esperimento EG1b (II parte) 1	109
5.6	Effetti dei tagli sulla statistica.	111
5.7	Errore stimato sull'asimmetria per $Q^2 > 1.25 \mathrm{GeV^2/c^2}$	114
5.8	Errore stimato sull'asimmetria per $Q^2 < 1.25 \mathrm{GeV^2/c^2}$ 1	115

Notazioni e convenzioni.

In tutta la tesi verrà utilizzato il sistema di unità di misura "naturale", in cui:

$$\hbar = c = \varepsilon_0 = 1 \tag{1}$$

Queste grandezze verranno scritte esplicitamente, di norma, solo nel caso in cui si dovranno fare conti numerici.

I trivettori verranno indicati con la notazione \vec{v} , mentre i quadrivettori semplicemente con u: inoltre, per i primi saranno utilizzati indici latini (da 1 a 3)e per i secondi indici greci (da 0 a 3: ad esempio, per il quadrivettore energia-impulso si avranno le identificazioni $E \to p_0$ e $p_i \to p_\mu \,|\, \mu = 1 \div 3$). Come di norma, gli indici covarianti saranno posti in basso e quelli controvarianti in alto, e saranno legati dalla relazione:

$$u^{\mu} = g^{\mu\nu}u_{\nu} \tag{2}$$

dove $g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu}$ è la metrica definita come:

$$g = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$
 (3)

in cui una distanza di tipo tempo è positiva e una di tipo spazio è negativa. Varrà inoltre la convenzione di somma sugli indici ripetuti, per cui il prodotto scalare tra due quadrivettori, ad esempio, sarà scritto come:

$$u^{\mu}v_{\mu}$$
 (4)

Il prodotto scalare tra due trivettori avrà invece la forma classica:

$$\vec{u} \cdot \vec{v}$$
 (5)

Hanno largo uso nella descrizione della struttura nucleonica le coordinate sul cono di luce:

$$x^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(x^0 \pm x^3) \tag{6}$$

$$\mathbf{x}_{\perp} = (x^1, x^2) \tag{7}$$

In queste coordinate il ruolo del tempo è giocato da x^+ , mentre il prodotto scalare si scrive:

$$a \cdot b = a^+b^- - a^-b^+ + \mathbf{a}_\perp \mathbf{b}_\perp \tag{8}$$

Si definisce *coniugato* di a un vettore b tale che:

$$a \cdot b = 1 \tag{9}$$

Si definiscono inoltre le matrici di Dirac sul cono di luce γ^{\pm} e gli operatori di proiezione $P_{\pm} = \frac{1}{2} \gamma^{\mp} \gamma^{\pm}$: un quadrispinore di Dirac ψ può essere scomposto in una somma di $\psi_{+} = P_{+}\psi$, che porta i gradi di libertà indipendenti, e $\psi_{-} = P_{-}\psi$, che porta i gradi di libertà dipendenti. Nella quantizzazione sul cono di luce, le componenti indipendenti del campo di Dirac obbediscono alla regola di anticommutazione:

$$[\psi_{+}^{\alpha}(x), \psi_{+}^{\beta}(y)]_{+}|_{x^{+}=y^{+}} = \frac{1}{\sqrt{2}} P_{+}^{\alpha\beta} \delta(x^{-} - y^{-}) \delta^{2}(\mathbf{x}_{\perp} - \mathbf{y}_{\perp})$$
(10)

Relazioni di anticommutazione analoghe possono essere ricavate per gli operatori di creazione e distruzione.

Capitolo 1

La struttura del protone.

"Se il Signore Onnipotente mi avesse consultato, prima di imbarcarsi nella creazione, gli avrei consigliato qualcosa di più semplice..." Yndurain.

La descrizione della struttura interna del nucleone è uno dei problemi basilari nella fisica delle interazioni forti ed è tutt'ora non completamente risolto. Il protone e il neutrone sono particelle chiaramente non puntiformi [3]: la loro distribuzione di carica si estende per un diametro di circa 1 fm e i loro momenti magnetici differiscono nettamente da quelli attesi per una particella elementare.

I modelli a quark costituenti, secondo i quali protone e neutrone possono essere descritti come stati fortemente legati di tre quark, hanno un discreto successo nella predizione di diverse proprietà statiche degli adroni: attraverso modelli di questo tipo possono essere calcolati con successo, ad esempio, i momenti magnetici. Assegnando a ciascun quark costituente una massa circa 330 MeV i momenti magnetici di protone e neutrone osservati sperimentalmente, $\mu_p = 2.79\mu_N$ e $\mu_n = -1.91\mu_N$, dove $\mu_N = \frac{e}{2m_N}$ è il magnetone di Bohr nucleare, vengono infatti ben riprodotti. Tuttavia, questi modelli danno risultati non accurati nella descrizione delle proprietà dinamiche degli adroni, come le sezioni d'urto. Un caso estremo è rappresentato dalla diffusione di leptoni con alto quadriimpulso trasferito (Deep Inelastic Scattering, DIS), che può essere descritto, in totale opposizione ai modelli a quark, assumendo il nucleone come composto da un numero imprecisato di particelle elementari di spin 1/2 (partoni) non interagenti tra loro.

Modelli quali quelli citati sono purtroppo limitati a condizioni fisiche molto specifiche e mancano di generalità. Una descrizione completa delle interazioni forti è invece fornita dalla cromodinamica quantistica (QCD), una teoria di campo non abeliana i cui gradi di libertà fondamentali sono

quark e gluoni. La costante di accoppiamento dell'interazione forte presenta un comportamento opposto rispetto a quella del campo elettromagnetico e debole: in questi ultimi due casi, è possibile effettuare uno sviluppo perturbativo perché la costante di struttura fine è molto minore di 1, presentando un debole aumento all'aumentare dell'energia nel centro di massa delle particelle in interazione. La costante di interazione forte α_s , invece, presenta una notevole dipendenza dell'energia nel centro di massa, con una forte crescita all'aumentare dell'energia stessa: uno sviluppo perturbativo della QCD (pQCD) ha dunque senso solo quando le energie in gioco sono molto grandi, mentre alle basse e medie energie questa tecnica di calcolo non è applicabile.

Negli ultimi anni ha avuto un grande sviluppo la QCD su reticolo, in cui un sistema di quark e gluoni viene simulato in uno spazio-tempo discretizzato: i risultati finora ottenuti con questo metodo, benché incoraggianti, sono però ancora limitati dalla grande potenza di calcolo richiesta per simulare un reticolo caratterizzato da un numero sufficientemente grande di divisioni.

Un approccio alternativo è rappresentato dalla possibilità di parametrizzare la struttura del nucleone attraverso funzioni di distribuzione di probabilità di trovare all'interno del nucleone quark e gluoni caratterizzati da un determinato insieme di numeri quantici. L'introduzione di queste funzioni di distribuzione permette di superare in buona parte le difficoltà connesse alla descrizione del nucleone attraverso i modelli fenomenologici o la QCD: è inoltre possibile calcolare le sezioni d'urto di diversi processi in cui intervengono nucleoni, nonché diverse proprietà statiche, quali il contributo allo spin del protone dello spin dei quark. Gli argomenti di queste funzioni di struttura sono due variabili cinematiche indipendenti: di norma vengono utilizzate le variabili di Bjorken x e y, sul cui significato fisico tornerò più diffusamente in seguito.

Le funzioni di struttura del nucleone sono state ampiamente studiate sperimentalmente attraverso lo scattering inclusivo, fornendo una grande quantità di dati relativa per esempio alla distribuzione di impulso dei quark e al regime dello "scaling". Tuttavia, le informazioni finora ottenute non possono considerarsi sufficienti per permettere una descrizione completa del nucleone. Recentemente, nuovi sviluppi in ambito teorico hanno portato all'introduzione di nuove funzioni di struttura, dette distribuzioni partoniche generalizzate, che forniscono una più completa descrizione delle proprietà del nucleone e che possono essere studiate in reazioni esclusive quali lo scattering Compton o l'elettroproduzione di mesoni ad alto impulso trasferito.

In questo capitolo, partendo dalle usuali funzioni partoniche che intervengono nello scattering inclusivo, introdurrò le funzioni partoniche generalizzate, mostrerò il legame di queste con quelle e infine mostrerò come possono esserne derivate osservabili fisiche, in particolare la asimmetria di spin nella elettroproduzione di pioni da un bersaglio di protoni polarizzati.

1.1 Diffusione di leptoni e funzioni di struttura.

La diffusione di leptoni da parte di un bersaglio di protoni o deutoni (non è possibile costruire un bersaglio costituito di soli neutroni) si è rivelata uno strumento importante per sondare la natura dei nucleoni. Negli ultimi decenni sono stati effettuati esperimenti sia con fasci di leptoni carichi che di neutrini. Entrambe le tecniche, nonché il confronto tra i risultati ottenuti nei due casi, hanno permesso di ottenere una discreta conoscenza di molte caratteristiche del protone e del neutrone, sfruttando le ben note proprietà della interazione elettrodebole. Nel prosieguo del capitolo mi limiterò a considerare la diffusione di elettroni, che costituisce l'oggetto della presente tesi, ma un discorso analogo può essere fatto sia per fasci di muoni che di neutrini.

Alle energie tipiche degli esperimenti di diffusione di leptoni da nucleoni, che sono dell'ordine di oltre 1 GeV nel centro di massa, la massa dell'elettrone può essere trascurata. Inoltre, essendo le energie nel centro di massa negli esperimenti a cui farò riferimento in questa tesi molto minori della massa dei bosoni vettoriali intermedi dell'interazione debole, trascurerò sistematicamente gli effetti di quest'ultima, quali la non conservazione della parità.

In questo ambito è utile costruire gli scalari di Lorentz (cfr. fig. 1.1):

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 (1.1)$$

$$s = (p+k)^2 \tag{1.2}$$

$$W^2 = p_X^2 = (p+q)^2 (1.3)$$

$$\omega = \frac{p^{\mu}q_{\mu}}{M} = \frac{1}{2M}(W^2 + Q^2 - M^2) \tag{1.4}$$

che rappresentano rispettivamente il quadrato del quadriimpulso trasferito dal fotone virtuale (per un fotone reale sarebbe identicamente nullo), l'energia totale nel centro di massa, il quadrato della massa invariante del sistema

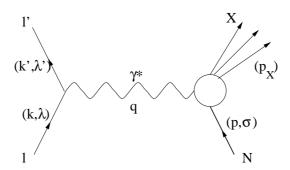


Figura 1.1: Diagramma al primo ordine nell'interazione elettrodebole per il Deep Inelastic Scattering: il tempo si intende scorra dal basso verso l'alto. Si è qui inteso con (k,λ) $[(k',\lambda')]$ l'insieme di impulso e polarizzazione del leptone entrante [uscente], con (p,σ) il corrispettivo per il nucleone entrante e con q e p_X i quadriimpulsi del fotone virtuale e del sistema adronico uscente rispettivamente.

adronico eccitato e l'energia del fotone virtuale. In funzione di queste le variabili di Bjorken possono essere scritte come:

$$x = \frac{-(k - k')^2}{2p^{\mu}(k - k')_{\mu}} = \frac{Q^2}{2M\omega} = \frac{Q^2}{W^2 + Q^2 - M^2}$$
(1.5)

$$y = \frac{p^{\mu}(k - k')_{\mu}}{p^{\mu}k_{\mu}} = \frac{2M\omega}{s - M^2} = \frac{W^2 + Q^2 - M^2}{s - M^2}$$
(1.6)

Si è nel regime di DIS quando $s\gg M^2,$ nel limite di Bjorken quando $Q^2,\omega\to\infty$ e x è finito.

Si può dimostrare [5] che, trascurando la velocità trasversa dei quark nel nucleone e l'energia di interazione con gli altri componenti del nucleone, x rappresenta la frazione di impulso portata dal singolo partone e che y rappresenta la frazione di energia ceduta dall'elettrone al fotone virtuale nel sistema del laboratorio. Può essere inoltre dimostrato che [6], nel sistema di riferimento in cui $\omega = 0$, il cosiddetto sistema di riferimento di Breit¹, l'assorbimento del fotone virtuale può avvenire solo da parte di un quark con impulso $p = (E, 0, 0, \frac{|\vec{q}|}{2})$: si può quindi ricavare la distribuzione in impulso

 $^{^{-1}}$ Questo sistema esiste in quanto Q^2 è maggiore di 0, e si può trovare con una trasformazione di Lorentz lungo la direzione del fotone virtuale caratterizzata dai parametri $\gamma=\frac{|\vec{q}|}{Q}$ e $\beta\gamma=\frac{\omega}{Q}.$ In questo sistema il quadriimpulso del fotone vale $q=(0,0,0,\sqrt{Q^2})$ e quello del nucleone $P=(\frac{M|\vec{q}|}{Q},0,0,-\frac{M\omega}{Q}).$

dei costituenti sensibili all'interazione elettrodebole del nucleone. Detta N(x) questa distribuzione, ci si può aspettare:

$$\int_{0}^{1} xN(x)dx = 1 \tag{1.7}$$

Si ottiene sperimentalmente un valore inferiore a 0.5, in accordo con l'ipotesi dell'esistenza di particelle elettromagneticamente neutre che medino l'interazione tra i quark e che portino l'impulso mancante.

Consideriamo d'ora in poi il caso specifico di diffusione di elettroni da un bersaglio di protoni e proponiamoci di calcolare inizialmente la sezione d'urto differenziale doppia per la reazione inclusiva $e^- + p \rightarrow e^{-\prime} + adroni$. Si ricordi la regola d'oro di Fermi:

$$d\sigma = \frac{2\pi}{j} |\mathcal{M}_{fi}|^2 d\Gamma \tag{1.8}$$

dove si è inteso con j il flusso di elettroni incidenti, con $d\Gamma$ l'elemento infinitesimo di spazio delle fasi nello stato finale e con \mathcal{M}_{fi} l'elemento di matrice invariante di transizione dallo stato iniziale allo stato finale. È fondamentale calcolare proprio quest'ultimo:

$$\mathcal{M}_{fi} = \langle \psi_f | \mathcal{H}_{int} | \psi_i \rangle = e^2 j_{fi}^{\ \mu} \frac{1}{Q^2} J_{fi \mu}$$
 (1.9)

Si intende qui con j_{fi}^{μ} e J_{fi}^{μ} gli elementi di matrice tra lo stato finale e lo stato iniziale della quadricorrente dell'elettrone e della quadricorrente del protone rispettivamente, cioè:

$$j_{fi}^{\ \mu} = \bar{u}(k', \lambda')\gamma^{\mu}u(k, \lambda)$$

$$J_{fi}^{\ \mu} = \langle X|J^{\mu}|p, \sigma\rangle$$
(1.10)

Sommando sugli stati finali, si ottiene la sezione d'urto impolarizzata:

$$d\sigma = \frac{1}{j} \frac{d^3 \vec{k'}}{2k'_0} \frac{1}{4} \sum_{\sigma \lambda \lambda'} |\mathcal{M}_{fi}|^2$$
 (1.11)

da cui, sostituendo \mathcal{M}_{fi} :

$$k_0' \frac{d\sigma}{d^3 \vec{k'}} = \frac{2M}{s - M^2} \frac{\alpha^2}{Q^4} \eta^{\mu\nu} W_{\mu\nu}$$
 (1.12)

Il tensore leptonico $\eta^{\mu\nu}$ può essere calcolato facilmente:

$$\eta^{\mu\nu} = 2(k^{\mu}k^{\prime\nu} + k^{\prime\mu}k^{\nu} - \frac{Q^2}{2}g^{\mu\nu}) \tag{1.13}$$

Al contrario, il tensore adronico $W^{\mu\nu}$ non può essere calcolato per via diretta, in quanto le particelle presenti sia nello stato finale che in quello iniziale non sono elementari. Tenendo conto delle proprietà delle interazioni elettromagnetiche e forti e dalla conservatività di J^{μ} , nel caso impolarizzato, questo tensore prende la forma:²

$$W^{\mu\nu} = -W_1(g^{\mu\nu} + \frac{1}{Q^2}q^{\mu}q^{\nu}) + W_2\frac{1}{M^2}(p^{\mu} + \frac{p^{\lambda}q_{\lambda}}{Q^2}q^{\mu})(p^{\nu} + \frac{p^{\lambda}q_{\lambda}}{Q^2}q^{\nu}) \quad (1.14)$$

dove W_1 e W_2 sono funzioni scalari di Q^2 e ω .

Operando la sostituzione $d^3\vec{k'}/k'_0 = (\pi/(s-M^2)2M)dQ^2d\omega$, la sezione d'urto differenziale doppia nel sistema di quiete del protone si scrive:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 d\omega} = \frac{4\pi\alpha^2 k_0' \cos^2 \frac{\vartheta}{2}}{Q^4 k_0} (W_2(Q^2, \omega) + 2\tan^2 \frac{\vartheta}{2} W_1(Q^2, \omega))$$
(1.15)

In termini dell'energia e dell'angolo di diffusione dell'elettrone uscente la stessa sezione d'urto diventa:

$$\frac{d\sigma}{dk_0'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{4k_0^2 \sin^4 \frac{\vartheta}{2}} (2W_1(Q^2, \omega) \sin^2 \frac{\vartheta}{2} + W_2(Q^2, \omega) \cos^2 \frac{\vartheta}{2})$$
(1.16)

La stessa sezione d'urto può essere calcolata modellizzando il protone come un gas di particelle non interagenti: questa idea è alla base del modello a partoni proposto in origine da Feynman negli anni '70. Avendo indicato con f(x)dx la probabilità di trovare un quark di sapore f con frazione di impulso compresa tra x e x+dx: la sezione d'urto parziale elastica può essere scritta come:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi z_f^2 \alpha^2 k_0' \cos^2 \frac{\vartheta}{2}}{Q^4 k_0} (f(x) + \frac{2\omega^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\vartheta}{2} f(x))$$
(1.17)

Usando la relazione $dx = -xd\omega/\omega$ si può scrivere:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 d\omega} = \frac{4\pi z_f^2 \alpha^2 k_0' \cos^2 \frac{\vartheta}{2}}{Q^4 k_0} (\frac{x}{\omega} f(x) + \frac{1}{M} \tan^2 \frac{\vartheta}{2} f(x))$$
(1.18)

²In questo caso il tensore leptonico è simmetrico, e la contrazione di entrambi gli indici tra un tensore simmetrico e uno antisimmetrico è identicamente nulla, quindi anche il tensore adronico sarà simmetrico.

Definendo due nuove funzioni di struttura in modo da includere il contributo di tutti i sapori:

$$F_1 = \frac{1}{2} \sum_f z_f^2 f(x) F_2 = x \sum_f z_f^2 f(x)$$
 (1.19)

la sezione d'urto nel modello a partoni diventa:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 d\omega} = \frac{4\pi\alpha^2 k_0' \cos^2\frac{\vartheta}{2}}{Q^4 k_0} (\frac{1}{\omega} F_2(x) + \frac{2}{M} \tan^2\frac{\vartheta}{2} F_1(x))$$
 (1.20)

Il confronto tra l'eq. 1.16 e l'eq. 1.20 porta alle seguenti identificazioni:

$$F_1(x) = MW_1(Q^2, \omega)$$

 $F_2(x) = \omega W_2(Q^2, \omega)$ (1.21)

Questo significa che in questa regione cinematica le funzioni di struttura dipendono dalla sola variabile x, non più da Q^2 e ω indipendentemente, cioè scalano. Inoltre, è valida la condizione $F_2(x) = 2xF_1(x)$, nota come relazione di Callan-Gross, che segue direttamente dalle 1.19.

Un formalismo equivalente a questo può essere sviluppato studiando l'assorbimento del fotone virtuale invece della diffusione dell'elettrone. I fotoni virtuali hanno massa diversa da 0 e quindi possono propagarsi con tutte le tre polarizzazioni possibili per una particella di spin 1, a differenza dei fotoni reali che hanno solo due possibili orientazioni dello spin, parallelo o antiparallelo all'impulso. I fotoni con $m=\pm 1$ si dicono trasversali, in analogia con i fotoni reali, che sono caratterizzati da un vettore campo elettrico sempre ortogonale all'impulso, mentre quelli con m=0 sono detti longitudinali. Nel caso di scattering inclusivo impolarizzato, la sezione d'urto è la somma di una parte longitudinale e di una trasversale:

$$\frac{d\sigma}{dk_0'd\Omega} = \Gamma(\sigma_T + \varepsilon\sigma_L) \tag{1.22}$$

dove con Γ si intende il flusso del fotone virtuale

$$\Gamma = \frac{\alpha(W^2 - M^2)k_0'}{4\pi^2 M Q^2 k_0 (1 - \varepsilon)}$$
(1.23)

che descrive la probabilità per l'elettrone incidente di emettere un fotone di massa invariante al quadrato Q^2 e polarizzazione trasversale ε , data da:

$$\varepsilon = \left(1 + \frac{2|\vec{q}|^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\vartheta}{2}\right)^{-1} \tag{1.24}$$

I fotoni virtuali con m=+1 e m=-1 contribuiscono allo stesso modo alla parte trasversale della 1.22, e il loro peso relativo non può essere estratto in esperimenti di scattering impolarizzato.

1.2 Funzioni di struttura impolarizzate.

Dallo studio delle funzioni di struttura possono essere ricavate diverse informazioni relative al comportamento dei quark all'interno del nucleone: nonostante siano state introdotte in un particolare sistema di riferimento, il Breit-frame, si può vedere che questo, nel limite $Q^2 \to \infty$, corrisponde al sistema in cui il nucleone ha impulso infinito (infinite momentum frame, IMF). Avendo introdotto un sistema di riferimento in cui l'asse z è rivolto lungo la direzione del fotone virtuale, si ottiene:

$$P_{Breit}^3 = -\frac{M\omega}{Q} = -\frac{Q}{2x} \Rightarrow P^3 \to \infty$$
 (1.25)

In questo limite x misura la frazione di impulso portata dal quark nel IMF, che è indipendente dalle altre variabili cinematiche della reazione.

Uno dei primi importanti risultati degli esperimenti di DIS è stata la conferma della relazione di Callan-Gross: F_1 e F_2 possono essere misurate indipendentemente attraverso la separazione di Rosenbluth, ovvero variando insieme l'energia del fascio e l'angolo di scattering, in modo da mantenere costante Q^2 e x. F_1 appare nella sezione d'urto moltiplicata per $\tan^2(\vartheta/2)$, quindi variando la cinematica il suo contributo sarà differente, permettendo la separazione del contributo delle due funzioni. La relazione di Callan-Gross dipende crucialmente dall'assunzione che i quark siano particelle puntiformi di spin 1/2: se non avessero spin, F_1 sarebbe identicamente nulla. Questo mostra che i nucleoni sono costituiti da particelle elementari quasi senza massa di spin 1/2 che diventano asintoticamente libere per grandi valori di impulso trasferito.

Molte grandezze fisiche sono legate ad espressioni integrali delle funzioni di struttura: ad esempio, può essere calcolato l'integrale:

$$3\int_{0}^{1} \frac{F_2(x)}{x} dx \tag{1.26}$$

il cui risultato è il numero di quark nel protone. In un modello a quark costituenti ci si aspetta che il risultato sia 3, mentre in modelli in cui il numero di particelle non è costante, come nei bag-models [3], ci si può aspettare un risultato più grande; in nessun modello a quark, comunque, può essere minore di 3. Sperimentalmente si osservano un grande numero di particelle soprattutto per valori di x piccoli: questo può essere compreso assumendo che all'interno del protone venga creato e distrutto continuamente un numero infinito di coppie quark-antiquark, la maggior parte delle quali porta una frazione di impulso piccola.

1.3 Funzioni di struttura polarizzate.

Le funzioni di struttura impolarizzate parametrizzano la parte simmetrica del tensore adronico $W^{\mu\nu}$: nel caso in cui sia il fascio di elettroni sia il bersaglio siano polarizzati, due ulteriori fuzioni di struttura, G_1 e G_2 , possono essere misurate in esperimenti di scattering inclusivo. Avendo definito il quadrivettore di polarizzazione del protone

$$S = \left(\frac{\vec{p} \cdot \hat{a}}{M}, \hat{a} + \frac{(\vec{p} \cdot \hat{a})\vec{p}}{M(E+M)}\right)$$
(1.27)

dove con \hat{a} si è inteso il versore della direzione della polarizzazione del nucleone stesso, nel tensore adronico compare una parte antisimmetrica data da:

$$W_{\mu\nu}^{A}(q,p,S) = \frac{i}{M^{2}} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^{\rho} \left[S^{\sigma}(G_{1}(\omega,Q^{2}) + \frac{\omega}{M} G_{2}(\omega,Q^{2})) - \frac{1}{M^{2}} (S^{\lambda}q_{\lambda}) p^{\sigma} G_{2}(\omega,Q^{2}) \right] (1.28)$$

che va contratta con la parte antisimmetrica cel tensore leptonico, anch'essa diversa da zero nel caso di elettroni polarizzati:

$$\eta_{\mu\nu}^{A} = 2ih_{e}\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}k^{\alpha}q^{\beta} \tag{1.29}$$

dove con h_e si è intesa l'elicità dell'elettrone incidente, $h_e = \hat{s}_e \cdot \hat{k}_e$. La sezione d'urto completa diventa:

$$\frac{d\sigma}{dk'_0 d\Omega} = \left[\frac{d\sigma}{dk'_0 d\Omega}\right]_{imp} +$$

$$\frac{\alpha^2}{2k_0^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} \frac{P_e P_p \cos \varphi}{M^3} \left[\sqrt{\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}} \cos \vartheta_\gamma (M\omega G_1 - Q^2 G_2) + \sqrt{\frac{2\varepsilon}{1-\varepsilon}} \sin \vartheta_\gamma \sqrt{Q^2} (MG_1 + \omega G_2)\right]$$
(1.30)

dove si sono intese con P_e e P_p le polarizzazioni dell'elettrone e del protone rispettivamente, con $[d\sigma/dk'_0d\Omega]_{imp}$ la sezione d'urto impolarizzata definita nell'eq. 1.16, con φ l'angolo formato dalla polarizzazione del bersaglio con il piano leptonico e con ϑ_{γ} l'angolo tra la linea del fascio e il fotone virtuale (cfr. fig. 1.3.

Nel limite di Bjorken possono essere definite le funzioni polarizzate:

$$\frac{\omega}{M}G_1(\omega, Q^2) \to g_1(x) \tag{1.31}$$

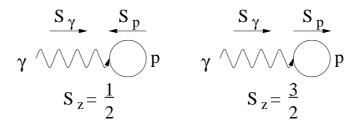


Figura 1.2: Composizione degli spin per le diverse combinazioni di elicità del nucleone e del fotone virtuale.

$$\frac{\omega^2}{M^2}G_2(\omega, Q^2) \to g_2(x) \tag{1.32}$$

sul cui significato fisico tornerò più diffusamente in seguito.

In analogia a quanto detto per lo scattering impolarizzato, anche in questo caso può essere introdotto un formalismo equivalente basato sullo studio dell'assorbimento del fotone virtuale, piuttosto che sulla diffusione dell'elettrone. In particolare, se la polarizzazione del bersaglio ha una componente non nulla nella direzione parallela alla propagazione del fotone virtuale, ci sarà una differenza tra le sezioni d'urto di assorbimento per le due elicità del fotone stesso, dovuta al diverso momento angolare del sistema adronico eccitato che si viene a formare: si avrà per questo $S_z = \pm 3/2$ se entrambi gli spin puntano nella stessa direzione e $S_z = \pm 1/2$ se puntano in direzioni opposte (cfr. fig. 1.2). Avendo definito le corrispondenti sezioni d'urto di assorbimento $\sigma_T^{3/2}$ e $\sigma_T^{1/2}$, con $\sigma_T^{3/2} + \sigma_T^{1/2} = 2\sigma_T$, in termini di queste si può definire la asimmetria:

$$A_1(\gamma_v) = \frac{\sigma_T^{1/2} - \sigma_T^{3/2}}{\sigma_T^{1/2} + \sigma_T^{3/2}} = \frac{M\omega G_1 - Q^2 G_2}{M^3 W_1}$$
(1.33)

dove si è intesa con W_1 la funzione di struttura impolarizzata introdotta nelle sezioni precedenti. A_1 è fortemente dipendente dallo spin del sistema adronico eccitato: nel caso di scattering elastico si ha uno stato adronico eccitato con spin 1/2, quindi l'asimmetria ha valore 1, mentre, ad esempio, in corrispondenza della produzione di una risonanza $\Delta(1232)$, che ha spin 3/2, si ha $A_1 = -1/2$.

Nella sezione d'urto 1.30 compare un termine di interferenza tra la parte longitudinale e quella trasversale: avendo definito la sezione d'urto corrispondente $\sigma_{LT}(\gamma_v)$ si può definire una seconda asimmetria:

$$A_2(\gamma_v) = \frac{\sigma_{LT}}{\sigma_T} = \frac{\sqrt{Q^2}}{M^3 W_1} (MG_1 + \omega G_2)$$
 (1.34)

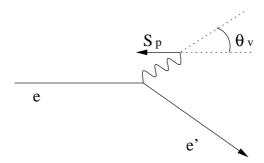


Figura 1.3: Angolo d'impatto del fotone virtuale: si è indicato con S_p lo spin del protone bersaglio.

Su questa si ha la limitazione $|\sigma_{LT}| \leq \sqrt{\sigma_T \sigma_L}$, che implica la limitazione $|A_2| \leq \sqrt{R}$.

Le asimmetrie A_1 e A_2 possono essere misurate in un esperimento di diffusione di elettroni polarizzati su un nucleone polarizzato nel piano leptonico misurando la asimmetria tra i due stati di elicità del fascio:

$$A_{el} = \sqrt{1 - \varepsilon^2} \cos \vartheta_v \frac{A_1(\gamma_v)}{1 + \varepsilon R} + \sqrt{2\varepsilon(1 - \varepsilon)} \sin \vartheta_v \frac{A_2(\gamma_v)}{1 + \varepsilon R}$$
 (1.35)

dove si è inteso con R il rapporto tra σ_L e σ_T e con ϑ_v l'angolo formato dallo spin del bersaglio con la direzione di propagazione del fotone virtuale.

Avendo definito $\tau=\omega^2/Q^2$, le funzioni g_1 e g_2 possono essere scritte in termini delle asimmetrie A_1 e A_2 [3]:

$$g_1(x) = \frac{\tau}{1+\tau} \left(A_1(x) + \frac{1}{\sqrt{\tau}} A_2(x) \right) F_1(x)$$
 (1.36)

$$g_2(x) = \frac{\tau}{1+\tau} \left(\sqrt{\tau} A_2(x) - A_1(x) \right) F_1(x)$$
 (1.37)

Nel limite di Bjorken $(\tau \to \infty)$, si ha la semplificazione:

$$g_1(x) = A_1(x)F_1(x) (1.38)$$

che ci permette una interpretazione in termini di funzioni di distribuzione di quark. Avendo assunto che la diffusione avvenga su particelle di spin 1/2 asintoticamente libere, l'assorbimento del fotone può avvenire soltanto se lo spin del quark è orientato in direzione opposta rispetto alla direzione di propagazione del fotone stesso, il fattore A_1 dà un segno '+' per ogni quark polarizzato nella stessa direzione del protone ospite e un segno '-' per ogni

quark polarizzato nella direzione opposta. Chiamando $\Delta f(x)$ la probabilità di trovare un quark di sapore f con frazione di impulso x e spin parallelo allo spin del nucleone ospite, si ha:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{9} (\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x)) + \frac{1}{9} (\Delta d(x) + \Delta \bar{s}(x) + \Delta d(x) + \Delta \bar{s}(x)) \right)$$
(1.39)

avendo trascurato il contributo dei quark pesanti $c, b \in t$.

La funzione g_2 non ha una interpretazione fisica così immediata, mentre la combinazione

$$g_T(x) = g_1(x) + g_2(x) (1.40)$$

che, come risulta chiaro dal confronto con le 1.36 e 1.37, è proporzionale alla asimmetria A_2 , misura l'interferenza tra l'interazione logitudinale e trasversale tra quark e fotone nel caso in cui lo spin del nucleone sia perpendicolare alla direzione di propagazione del fotone stesso.

Le funzioni g_1 e g_2 possono essere misurate sperimentalmente in due modi: conoscendo con grande precisione F_1 , possono essere ricavate da misure delle asimmetrie A_1 e A_2 , oppure dalla differenza tra le sezioni d'urto differenziali per lo scattering di elettroni polarizzati parallelamente o perpendicolarmente allo spin dei nucleoni del bersaglio. Nel sistema di riferimento del bersaglio si ha infatti:

$$\frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega dk_0'} - \frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega dk_0'} = \frac{4\alpha^2 k_0'}{Q^2 k_0} \left(\frac{k_0 + k_0' \cos \vartheta}{M\omega} g_1 - \frac{1}{\tau M} g_2 \right) \tag{1.41}$$

nel caso in cui lo spin del bersaglio sia parallelo alla direzione di propagazione del fotone virtuale e:

$$\frac{d\sigma^{\uparrow \to}}{d\Omega dk_0'} - \frac{d\sigma^{\uparrow \leftarrow}}{d\Omega dk_0'} = \frac{4\alpha^2 k_0'}{Q^2 k_0} \sin \vartheta \left(\frac{1}{\omega} g_1 + \frac{2k_0}{\omega^2} g_2\right) \tag{1.42}$$

nel caso in cui sia perpendicolare. Tuttavia, dato che le sezioni d'urto e ancora di più le differenze tra sezioni d'urto, sono piú difficili da misurare con precisione delle asimmetrie, il metodo comunemente utilizzato è il primo.

1.4 Funzioni di struttura generalizzate.

La descrizione del nucleone così come è stata presentata fino a questo punto è limitata dal tipo di sonde che possono essere utilizzate in un esperimento di diffusione. Ho esaminato con più attenzione il caso di diffusione di elettroni,

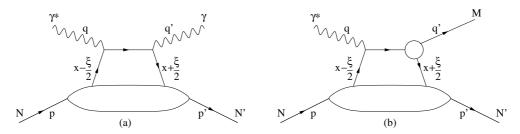


Figura 1.4: Scattering Compton da nucleone ed elettroproduzione di mesoni: è stato dimostrato che l'ampiezza relativa a questi fenomeni può essere fattorizzata in una parte calcolabile perturbativamente e in una parte "soft" che descrive la struttura del nucleone (l'ovale in figura).

introducendo e discutendo le funzioni di struttura che descrivono il nucleone nella sua interazione con il campo elettromagnetico, ma sono possibili esperimenti con fasci di neutrini, attraverso i quali è possibile estrarre la risposta del nucleone all'interazione debole: in questo caso occorre introdurre una ulteriore funzione di struttura polarizzata e una impolarizzata, a causa della non conservazione della parità in questo tipo di interazioni. L'introduzione di queste funzioni rende possibile l'indagine di proprietà del nucleone legate all'interazione debole, come la presenza di una componente strana non nulla legata al mixing tra il quark d e il quark s. Tutte queste informazioni sono comunque ricavate da reazioni inclusive, in cui non vengono rivelati adroni nello stato finale.

Recentemente è stato però dimostrato per due particolari reazioni, lo scattering Compton virtuale (Deeply Virtual Compton Scattering, DVCS) e l'elettroproduzione di mesoni da fotoni polarizzati logitudinalmente (Hard Meson ElectroProduction, HMEP), che l'interazione può essere fattorizzata in una parte calcolabile perturbativamente e in una parte "soft", che descrive non perturbativamente la struttura nel nucleone [8]. Si è dimostrato che la parte soft può essere parametrizzata attraverso 4 funzioni di struttura, dette distribuzioni partoniche generalizzate (generalized parton distribution, GPD): queste sono quantità del tutto generali e indipendenti dal processo in esame, quindi l'informazione che portano è di carattere fondamentale. Queste funzioni presentano caratteristiche proprie sia delle funzioni di distribuzione già introdotte, sia dei fattori di forma elastici: inoltre, sia questi che quelle possono essere ricavati quantitativamente dalle GPD.

Lo scattering Compton in avanti, ovvero senza trasferimento di quadriimpulso dal fotone al nucleone, rappresenta il punto di contatto tra questa nuova parametrizzazione e le vecchie funzioni di struttura applicate al DIS:

$$\begin{pmatrix} \gamma^* & & & & \\ & \chi & & & \\$$

Figura 1.5: Legame tra DIS e scattering Compton in avanti.

può essere infatti dimostrato che il modulo quadrato dell'elemento di matrice che compare nella sezione d'urto del DIS è proporzionale alla parte immaginaria dell'elemento di matrice dello scattering Compton in avanti sommato su tutti i possibili stati intermedi (cfr. fig. 1.5). L'opportunità di introdurre le funzioni di struttura generalizzate è evidente quando si passa dallo scattering Compton in avanti allo scattering Compton con trasferimento di impulso dal fotone al nucleone.

Osservando il diagramma dello scattering Compton (fig. 1.4), in particolare, appare evidente come lo studio delle GPD sia equivalente all'uso di una sonda più generale dei bosoni vettori dell'interazione elettrodebole per l'investigazione della natura del nucleone. Questa sonda è rappresentata in questo caso dall'intero processo hard di assorbimento e riemissione del fotone da parte del quark attivo: in questo processo appaiono due vertici della QED, quindi nell'elemento di matrice appare il prodotto di due matrici di Dirac, $\gamma^{\mu}\gamma^{n}u$. È stato dimostrato per il DVCS che questo prodotto può essere scomposto in un termine scalare, uno psudoscalare, uno vettoriale, uno pseudovettoriale e uno tensoriale antisimmetrico: a parte il termine scalare, che ha ampiezza nulla, a ciascuno di questi è possibile associare una corrente con le giuste proprietà di trasformazione e quindi è possibile analizzare 4 correnti associate al nucleone. Nel DIS, d'altra parte, intervenendo un solo vertice dell'interazione elettrodebole, era possibile costruire solo correnti vettoriali e pseudovettoriali. Essendo la parametrizzazione in GPD indipendente dal processo in analisi, la decomposizione in correnti tensoriali ottenuta conil DVCS è valida in ogni caso.

1.4.1 Introduzione del formalismo.

La decomposizione in GPD della struttura del nucleone non è unica: in particolare, sono stati proposti due formalismi equivalenti, da Ji [10, 11, 12, 13]

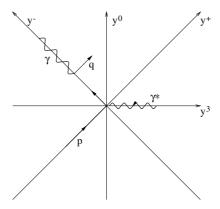


Figura 1.6: Diagramma del DVCS nelle coordinate del cono di luce.

e da Radyushkin [14, 15, 16]. Nel prosieguo della tesi mi riferirò sistematicamente al formalismo di Ji, di cui in questa sezione presenterò i concetti fondamentali. Una dimostrazione dell'equivalenza dei due formalismi si può trovare in ref. [11].

Vogliamo parametrizzare la parte soft della reazione in figura 1.4, ovvero l'estrazione e il reinserimento di un partone di impulso diverso in un nucleone. Per ottenere questa parametrizzazione è opportuno lavorare nel sistema in cui il protone ha impulso infinito: è naturale, in questo sistema di riferimento, lavorare nel sistema di coordinate sul cono di luce. In particolare, il protone viaggerà nella direzione y^+ con impulso P, mentre il quark attivo ne sarà estratto con una frazione di impulso $x - \xi/2$, anch'essa diretta lungo y^+ . Dopo l'interazione con il fotone virtuale³ γ^* , il quark attivo, se pensato senza massa si propagherà lungo la direzione y^- , emetterà un fotone reale e, infine, rientrerà nel protone portando una frazione di impulso $x + \xi/2$.

In termini matematici, questo processo corrisponde a calcolare l'elemento di matrice tra due stati nucleonici con impulso P e P' di un opportuno operatore quarkico bilocale e integrare sullo spazio-tempo:

$$\frac{\bar{P}^{+}}{2\pi} \int dy^{-} e^{ix\bar{P}^{+}y^{-}} \langle P' | \bar{\psi}_{\beta}(-y/2) \psi_{\alpha}(y/2) | P \rangle =$$

$$\frac{1}{4} \left\{ (\gamma^{-})_{\alpha\beta} \left[H^{q}(x,\xi,t) \bar{u}(P') \gamma^{+} u(P) + E^{q}(x,\xi,t) \bar{u}(P') \frac{i\sigma^{+\mu}\Delta_{\mu}}{2M} u(P) \right] \right.$$

$$+ (\gamma_{5}\gamma^{+})_{\alpha\beta} \left[\tilde{H}^{q}(x,\xi,t) \bar{u}(P') \gamma^{+} \gamma_{5} u(P) + \tilde{E}^{q}(x,\xi,t) \bar{u}(P') \frac{\gamma_{5}\Delta^{+}}{2M} u(P) \right] \right\}$$

 $^{^3}$ Questo discorso è valido, a rigore, solo per fotoni caratterizzati da una massa invariante $\sqrt{Q^2}$ grande rispetto alla scala adronica.

dove ψ è il campo associato al quark di sapore q, u e M lo spinore e la massa del nucleone e Δ il quadriimpulso trasferito P'-P. Il membro di sinistra della 1.43 può essere interpretato come la trasformata di Fourier lungo la distanza sul cono di luce y^- della funzione di correlazione quark-quark⁴ [22], che rappresenta il processo in cui un quark viene estratto dal nucleone nello stato iniziale nel punto dello spazio-tempo y/2 e viene reinserito nel nucleone nello stato finale nel punto dello spazio-tempo -y/2. Questo processo ha luogo allo stesso tempo nelle coordinate sul cono di luce $(y^+=0)$ e senza separazione trasversale $(\vec{y}_{\perp} = 0)$ tra i quark. Il membro a destra, d'altra parte, parametrizza questo oggetto non perturbativo in termini di quattro GPD, che moltiplicano un operatore vettoriale (termine con γ^-) e un operatore pseudovettoriale (termine con $\gamma_5 \gamma^-$) che agiscono sugli spinori dei quark. L'operatore vettoriale corrisponde ad una transizione vettoriale (parametrizzata dalla funzione H^q per quark di sapore q) e ad una transizione tensoriale (paramterizzata dalla funzione E^q), mentre l'operatore pseudovettoriale corrisponde ad una transizione pseudovettoriale (funzione H^q) e ad una transizione pseudoscalare (funzione E^q).

In questa parametrizzazione, la variabile x può assumere tutti i valori tra -1 e 1: in questo modo le frazioni di impulso portate dai quark attivi $(x-\xi/2)$ e $x+\xi/2$) possono essere a loro volta positive o negative. Poiché frazioni di impulso positive e negative corrispondono in maniera naturale a quark o antiquark, il dominio delle OFPD può essere diviso in tre regioni: quando $x>\xi/2$ entrambi i partoni attivi sono quark, per cui il processo può essere immaginato come l'estrazione di un quark, il trasferimento di impulso ad esso ed il suo reinserimento nel nucleone, quando $x<-\xi/2$ entrambi i partoni attivi sono antiquark, quindi vale la medesima descrizione, salvo sostituire il quark con un antiquark, mentre quando $-\xi/2 < x < \xi/2$ occorre immaginare un quark ed un antiquark che si propagano insieme. Questa situazione è del tutto nuova rispetto al DIS, in cui la variabile ξ è identicamente nulla.

Può essere dimostrato che, se valutate tra stati ad eguale impulso, le GPD H e \tilde{H} si riducono rispettivamente alle usuali funzioni di distribuzione q e Δq rispettivamente:

$$H^{q}(x,0,0) = \begin{cases} q(x) & x > 0\\ -\bar{q}(-x) & x < 0 \end{cases}$$
 (1.44)

⁴Nella gauge covariante apparirebbe un termine moltiplicativo ulteriore tra i due campi quarkici $\exp(-ig\int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} n^{\mu}B_{\mu}(\alpha n)d\alpha)$ che rendesse esplicita l'invarianza di gauge delle funzioni di correlazione: questo termine può essere trascurato lavorando nella gauge del cono di luce definita da $n^{\mu}B_{\mu}=0$.

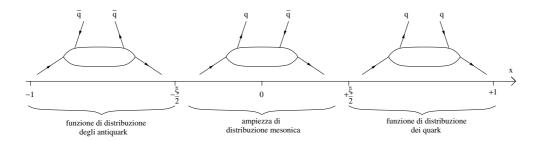


Figura 1.7: Interpretazione delle GPD al variare di $x \in \xi$.

$$\tilde{H}^{q}(x,0,0) = \begin{cases} \Delta q(x) & x > 0\\ \Delta \bar{q}(-x) & x < 0 \end{cases}$$
 (1.45)

Le funzioni E e \tilde{E} non sono misurabili in esperimenti di DIS perché nella 1.43 compaiono moltiplicate per Δ , che in quel limite è uguale a 0. Tuttavia, queste funzioni sono dello stesso ordine in Q^2 delle H e \tilde{H} e sono accessibili attraverso esperimenti di scattering Compton ad alto impulso trasferito e elettroproduzione di mesoni.

Oltre a coincidere con le distribuzioni partoniche nel limite di impulso trasferito nullo, le GPD sono legate ai fattori di forma elastici del nucleone attraverso i loro primi momenti rispetto a x:

$$\int_{-1}^{1} dx H^{q}(x,\xi,t) = F_{1}^{q}(t) \tag{1.46}$$

$$\int_{-1}^{1} dx E^{q}(x,\xi,t) = F_{2}^{q}(t) \tag{1.47}$$

$$\int_{-1}^{1} dx \tilde{H}^{q}(x,\xi,t) = g_{A}^{q}(t)$$
 (1.48)

$$\int_{-1}^{1} dx \tilde{E}^{q}(x,\xi,t) = h_{A}^{q}(t)$$
 (1.49)

dove $F_1^q(t)$ è il fattore di forma di Dirac, $F_2^q(t)$ è il fattore di forma di Pauli, $g_A^q(t)$ è il fattore di forma assiale e $h_A^q(t)$ è il fattore di forma pseudoscalare indotto.

Un importante risultato inerente le GPD è stato ottenuto [10] nell'ambito della decomposizione dello spin del nucleone nelle sue componenti:

$$J = \sum_{q} J^q + J^G \tag{1.50}$$

dove il contributo dei quark J^q può ulteriormente essere decomposto in una parte intrinseca e una orbitale:

$$J^q = \Sigma^q + L^q \tag{1.51}$$

Il termine di spin è stato misurato negli esperimenti di scattering di elettroni polarizzati da un bersaglio polarizzato, ottenendo un risultato che rende ragione di non più del 30% dello spin del nucleone: questo risultato è in forte disaccordo con qualunque modello a quark che preveda uno stato fondamentale a momento angolare orbitale nullo, e quando è stato pubblicato ha suscitato notevole scalpore. Può essere dimostrato che il momento angolare totale portato dai quark può essere espresso in termini delle GPD:

$$J^{q} = \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} dx x (H^{q}(x, \xi, t) + E^{q}(x, \xi, t)) \quad , \quad \forall t$$
 (1.52)

Una buona conoscenza delle GPD potrebbe rendere possibile una misura di questa grandezza, rendendo possibile una più profonda comprensione della dinamica dei componenti del nucleone all'interno dello stato legato.

1.4.2 Calcolo ed estrazione sperimentale delle GPD.

La variabile x non può essere misurata in nessun esperimento, in quanto interna ad un loop: la dipendenza delle GPD da questa non può, in generale, essere estratta. Queste funzioni di distribuzione appaiono infatti nelle espressioni delle sezioni d'urto solo sotto condizioni particolari (si è già visto il caso di $\xi = t = 0$, quando si riducono alle funzioni di distribuzione introdotte per il DIS) o attraverso integrali di convoluzione sulla variabile x. Questa caratteristica le rende molto difficili da estrarre dai dati sperimentali: l'approccio normale consiste piuttosto nel ricavare i valori di una grandezza misurabile dopo aver calcolato le GPD mediante un modello e quindi confrontare i dati con le previsioni.

Qualunque modellizzazione deve riprodurre inn
nanzitutto i comportamenti al limite per cui le funzioni partoniche generalizzate si ridu
cono alle funzioni partoniche usuali: questi vincoli sono in realtà molto po
co restrittivi, per cui il confronto con i dati sperimentali è fondamentale per la verifica delle predizioni dei vari modelli. L'approccio più semplice consiste nel formare un prodotto di fattori dipendenti da una singola variabile cinematica per ottenere una funzione di più variabili. Trascurando la dipendenza da ξ , ad esempio, le funzioni H sono state parametrizzate come [19, 20, 21]:

$$H^{u/p}(x,\xi,t) = u(x)F_1^{u/p}(t)/2 H^{d/p}(x,\xi,t) = d(x)F_1^{d/p}(t) H^{s/p}(x,\xi,t) = 0$$
 (1.53)

dove si sono indicati con $F_1(t)$ i fattori di forma elastici e con q(x) le funzioni di distribuzione di quark. Esistono altre vie per il calcolo delle GPD: in via generale è sufficiente un modello attraverso il quale possa essere calcolata la funzione d'onda del nucleone: in particolare, il calcolo è stato effettuato sulla base del MIT bag model [13] e del modello chirale a quark e solitone [22]. In linea di principio le GPD potrebbero essere ricavate attraverso la QCD su reticolo: tuttavia, non è stato ancora possibile ricavare con questo metodo previsioni di precisione accettabile.

Come già sottolineato, per due sole reazioni è stata finora dimostrata la fattorizzabilità in una sottoreazione calcolabile perturbativamente e in una sottoreazione in cui intervengono le GPD: lo scattering Compton virtuale e l'elettroproduzione di mesoni [8].

Le informazioni che possono essere estratte da queste diverse reazioni sono complementari. Attraverso lo studio dell scattering Compton Virtuale è possibile accedere a tutte le 4 GPD: assorbendo un fotone virtuale ed emettendone una reale, infatti, il quark attivo può sia cambiare che mantenere la sua elicità. Inoltre, tutti i sapori dei quark presenti nel nucleone contribuiscono a questo diagramma, pesati con la loro carica elettrica al quadrato. Pensando l'intera parte perturbativa del processo come la sonda attraverso la quale viene investigata la struttura del nucleone, intervenendo in questa due matrici di Dirac, è possibile costruire interazioni vettoriali, pseudovettoriali, tensoriali e pseudoscalari.

La difficoltà principale in questo tipo di esperimenti consiste nella separazione della reazione esclusiva in questione dal fondo derivante dal processo di Bethe-Heidler (BH). Questo processo consiste nella coincidenza dell'emissione di un fotone reale da parte dell'elettrone con la diffusione elastica dell'elettrone stesso dal protone. L'emissione di un fotone reale prima dell'interazione con il protone, in particolare, fa aumentare la sezione d'urto elastica:

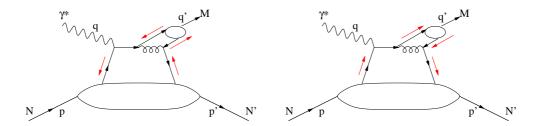


Figura 1.8: Elettroproduzione di mesoni su nucleone: l'ovale in basso rappresenta la parametrizzazione soft della struttura del nucleone, mentre il cerchio in alto la funzione di frammentazione che porta alla produzione di un mesone. I diagrammi di ordine più basso prevedono la presenza di un solo gluone. Le frecce rosse rappresentano lo spin dei quark attivi: l'elemento di matrice invariante per il processo di elettroproduzione di mesoni vettoriali polarizzati longitudinalmente e di mesoni pseudoscalari viene ottenuto sommando i due diagrammi rispettivamente con il segno '+' e '-'.

per questo, l'effetto della BH aumenta al diminuire dell'energia nel centro di massa. Nonostante questa difficoltà, le misure di DVCS sono possibili, lavorando ad energie molto alte, in modo che questo processo domini sulla BH, oppure sfruttando l'interferenza tra la BH e il DVCS in misure di asimmetria [24, 25]. Questa seconda strategia, in particolare, permette l'indagine nella regione di Q^2 nella quale ci si aspetta lo scaling di Bjorken.

L'emissione di un fotone reale da parte del quark attivo può avvenire soltanto se si ha $x=\pm \xi/2$: attraverso il DVCS è quindi possibile ricavare il valore delle GPD soltanto sui piani nello spazio cinematico caratterizzati da questa condizione, mentre non ci sono limitazioni sul dominio della terza variabile t.

L'altra classe di reazioni per cui vale il teorema di fattorizzabilità è l'elettroproduzione di mesoni da nucleoni attraverso fotoni polarizzati longitudinalmente. La dimostrazione del teorema di fattorizzabilità per questo tipo di processi si basa sul fatto che la sezione d'urto è dominata, per Q^2 grande, da diagrammi senza gluoni che connettono il quark interno al processo "hard" con la regione "soft": per fotoni polarizzati trasversalmente non può essere fatto lo stesso ragionamento.

Sulla base della struttura di spin dei mesoni, è facile convincersi che, attraverso lo studio della HMEP, è possibile separare il contributo delle GPD 'impolarizzate' E e H da quello delle GPD 'polarizzate' \tilde{E} e \tilde{H} . Nell'elettroproduzione di mesoni vettoriali (ρ , ω , ϕ . . .) polarizzati longitudinalmente

intervengono infatti solo le prime, mentre nell'elettroproduzione di mesoni pseudoscalari $(\pi, \eta, K \dots)$ intervengono solo le seconde (cfr. fig. 1.8). A seconda del mesone rivelato nello stato finale, è inoltre possibile selezionare il sapore del quark attivo, e quindi determinare il valore delle GPD per ogni sapore, mentre nel DVCS intervengono tutti i sapori dei quark.

L'ampiezza del processo di elettroproduzione di mesoni descritto dai diagrammi in figura 1.8 dipende dalle sole variabili ξ e t: la variabile x, infatti, compare soltanto all'interno del loop, e non ci sono vincoli cinematici a cui debba sottostare come nel caso del DVCS. L'informazione che può essere estratta da esperimenti di HMEP è quindi limitata al valore dell'integrale rispetto a x delle GPD per ogni coppia di valori di ξ e t.

1.5 Calcolo dell'asimmetria nella elettroproduzione di π^+ .

In termini matematici, il contenuto del teorema di fattorizzabilità si traduce nella possibilità di scrivere l'ampiezza relativa alla elettroproduzione di un mesone pseudoscalare da nucleone attraverso un fotone virtuale polarizzato longitudinalmente come integrale di convoluzione di una funzione di distribuzione generalizzata che caratterizza la struttura del nucleone, una ampiezza di distribuzione per il mesone prodotto, un fattore calcolabile attraverso la QCD perturbativa (la produzione di una coppia $Q\bar{q}$) e uno calcolabile con le regole della QED (il vertice γ^*qq) [17, 18]:

$$\langle N_{2}(P')\pi(P+q-P')|J^{\mu}\varepsilon_{\mu}^{L}|N_{1}(P)\rangle =$$

$$-e4\pi\alpha_{s}\frac{N_{c}^{2}-1}{N_{c}^{2}}\frac{f_{\pi}}{4Q}\int_{-1}^{1}dx\int_{0}^{1}dz\sum_{f,f'=u,d,s}F_{ff'}^{(5)}(x,\xi,t)\varphi_{\pi}^{f'f}(z)$$

$$\left(\frac{e_{f'}}{z(x+\frac{\xi}{2})-i\varepsilon}+\frac{e_{f}}{(1-z)(x-\frac{\xi}{2})+1\varepsilon}\right)$$
(1.54)

Si è qui indicato con e_f la carica del quark di sapore f in unità della carica del protone, con f_{π} la costante di decadimento del mesone (per il pione vale circa 132 MeV), con N_c il numero di quark e con $F_{ff'}^{(5)}$ la GPD:

$$F_{ff'}^{(5)}(x,\xi,t) = \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda x} \langle N_2(P') | T\{\bar{\psi}_{f'}(-\lambda n/2) / n\gamma_5 \psi_f(\lambda n/2)\} | N_1(P) \rangle$$
(1.55)

Ricordando il senso fisico delle GPD, è facile attribuire un significato euristico alla 1.54: l'integrale a secondo membro rappresenta l'ampiezza di probabilità di estrarre da un nucleone un quark di sapore f con frazione d'impulso $x-\xi/2$, fargli assorbire il fotone virtuale, avere l'emissione di un gluone, che decade in una coppia quark-antiquark di sapore f', da parte del quark attivo ed infine vedere il quark f' rientrare nel nucleone con impulso $x+\xi/2$ e la coppia ff' adronizzarsi in un mesone. La GPD definita in 1.55 rappresenta l'ampiezza di probabilità di estrarre e reinserire i quark nel nucleone: l'integrazione sulla variabile x traduce in termini matematici il fatto che l'impulso portato dal quark attivo non è una grandezza misurabile, per cui all'ampiezza del processo contribuiscono tutti i possibili impulsi, opportunamente pesati.

Le uniche osservabili di spin per un bersaglio polarizzato trasversalmente rispetto alla direzione di propagazione del fotone virtuale sono la sezione d'urto e la asimmetria tra gli opposti stati di polarizzazione del bersaglio nell'angolo di emissione del mesone (o equivalentemente del nucleone) rispetto al piano identificato dalla direzione di propagazione del fotone virtuale e dalla polarizzazione del nucleone stesso. Sperimentalmente è preferibile provare ad estrarre la asimmetria perchè argomentazioni teoriche fanno supporre che per questa osservabile lo scaling si abbia già a $Q^2 \sim 2 \, {\rm GeV^2/c^2}$, mentre per le sezioni d'urto si prevede intorno ai $Q^2 \sim 10 \, {\rm GeV^2/c^2}$ [17].

Nell'espressione 1.54 interviene una funzione di distribuzione che trasforma il barione N_1 presente nello stato iniziale nel barione N_2 presente nello stato finale: sulla base della simmetria di sapore SU(3) questa può essere messa in relazione con le funzioni partoniche generalizzate introdotte nelle sezioni precedenti. In particolare, considerando la reazione specifica:

$$\gamma_v + p \to \pi^+ + n \tag{1.56}$$

occorre esprimere un elemento di matrice del tipo $\langle n|\bar{d}u|p\rangle$ in termini di elementi di matrice in cui compare lo stesso barione sia nello stato iniziale che in quello finale. Può essere dimostrato che:

$$F_{ud}^{(5)(p\to n)} = F_{uu}^{(5)(p\to p)} + F_{dd}^{(5)(n\to n)}$$
(1.57)

Definendo le funzioni partoniche generalizzate isovettoriali:

$$\tilde{H}^{(3)}(x,\xi,t) = \tilde{H}_u(x,\xi,t) - \tilde{H}_d(x,\xi,t)$$

$$\tilde{E}^{(3)}(x,\xi,t) = \tilde{E}_u(x,\xi,t) - \tilde{E}_d(x,\xi,t)$$
(1.58)

la funzione di distribuzione definita in 1.55 diventa:

$$\langle N_{2}(P')\pi(P+q-P')|J^{\mu}\varepsilon_{\mu}^{L}|N_{1}(P)\rangle = -e4\pi\alpha_{s}\frac{N_{c}^{2}-1}{N_{c}^{2}}\frac{f_{\pi}}{24Q}\int_{0}^{1}dz\frac{\varphi_{\pi}(z)}{z}$$

$$\left[\bar{u}(P')\not{h}\gamma_{5}u(P)\int_{-1}^{1}dx\tilde{H}^{(3)}(x,\xi,t)(3\alpha^{-}(x)-\alpha^{+}(x))\right]$$

$$+\bar{u}(P')\frac{n^{\mu}\Delta_{\mu}}{2M_{p}}\gamma_{5}u(P)\int_{-1}^{1}dx\tilde{E}^{(3)}(x,\xi,t)(3\alpha^{-}(x)-\alpha^{+}(x))\right]$$
(1.59)

dove:

$$\alpha^{\pm}(x) = \frac{1}{x + \xi/2 - i\varepsilon} \pm \frac{1}{x - \xi/2 + i\varepsilon}$$
 (1.60)

Sulla base della conservazione della parità, può essere dimostrato che la sezione d'urto differenziale assume la forma generica:

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1 S_\perp \sin \varphi^* \tag{1.61}$$

dove S_{\perp} è la componente perpendicolare a \vec{q} della polarizzazione del protone e φ^* è l'angolo tra il piano identificato da questi stessi due vettori e il piano identificato da \vec{q} stesso e dal pione uscente. Si definisce l'asimmetria di spin del bersaglio:

$$\mathcal{A} = \frac{1}{S_{\perp}} \frac{\int_0^{\pi} d\beta \sigma(\beta) - \int_{\pi}^{2\pi} d\beta \sigma(\beta)}{\int_0^{2\pi} d\beta \sigma(\beta)} = \frac{2\sigma_1}{\pi \sigma_0}$$
(1.62)

Avendo definito:

$$A = \int_{-1}^{1} dx \tilde{H}^{(3)}(x, \xi, t) (3\alpha^{-}(x) - \alpha^{+}(x))$$

$$B = \int_{-1}^{1} dx \tilde{E}^{(3)}(x, \xi, t) (3\alpha^{-}(x) - \alpha^{+}(x))$$
(1.63)

l'asimmetria 1.62 può essere riscritta come:

$$\mathcal{A} = \frac{|\Delta_{\perp}|}{\pi M_p} \frac{\xi \Im(AB^*)}{|A|^2 (i - \frac{\xi^2}{4}) - |B|^2 \frac{t\xi^2}{16M_p^2} - \frac{\xi^2}{2} \Re(AB^*)}$$
(1.64)

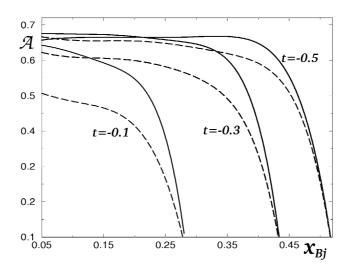


Figura 1.9: Previsione teorica per l'asimmetria di spin del bersaglio \mathcal{A} in funzione della variabile di Bjorken x per t = -0.1, -0.3, -0.5 GeV². Le linee continue e le linee tratteggiate sono relative a due diverse ampiezze di distribuzione del pione.

È stato inoltre dimostrato che, per valori di t prossimi alla massa del pione al quadrato [22], la sezione d'urto è dominata dal contributo del pion-pole, ovvero dall'assorbimento del fotone da parte di un pione virtuale emesso dal nucleone (pion in flight). Questo contributo domina in particolare la funzione \tilde{E} , rendendola grande in modulo e reale. Il fattore B definito in 1.63 assume a sua volta un valore reale e grande in modulo, diventando dominante nella definizione della asimmetria, che, come appare ovvio esaminando l'equazione 1.64, diventa fortemente dipendente dalla parte immaginaria di \tilde{H} . Questa asimmetria è stata calcolata sulla base di GPD ricavate dal modello chirale a quark e solitone, che descrive il nucleone come un insieme N_c quark legati da un campo pionico autoconsistente, il solitone, appunto. In fig. 1.9 sono riportate le previsioni teoriche per la asimmetria A.

L'analisi di sui tratterò nei capitoli seguenti è finalizzata alla dimostrazione della possibilità di estrarre la asimmetria di spin nella reazione 1.56 dai dati raccolti durante gli esperimenti EG1a ed EG1b con il rivelatore CLAS ai laboratori nazionali Thomas Jefferson. Ad oggi non esiste una misura di questa asimmetria nel canale esclusivo, esiste soltanto una misura dell'esperimento HERMES a HERA in cui l'asimmetria è stata estratta dalla reazione semiinclusiva $ep \rightarrow e\pi^+ X$, intendendo con X, oltre il neutrone, la risonanza $\Delta_0(1232)$ e i canali multipionici aperti per una massa invariante del sistema adronico eccitato di $\sim 1.4\,\mathrm{GeV}$.

Capitolo 2

Il rivelatore CLAS a JLAB.

"This is America, the country of violence and apple-pie ..."

Si è visto come molte caratteristiche della struttura interna dei nucleoni possono essere misurate attraverso esperimenti di diffusione di elettroni [27]: di fatto, esiste una grande quantità di dati relativi soprattutto allo scattering inclusivo e alla produzione di risonanze, sia in reazioni inclsive che esclusive, mentre uno studio sistematico delle reazioni esclusive anche oltre la regione delle risonanze è stato intrapreso solo recentemente. In primo luogo, questo è dovuto alla mancanza di una descrizione teorica coerente ad ogni energia dell'interazione forte, per cui, per ottenere previsioni verificabili, occorre utilizzare modelli di sviluppo relativamente recente e di validità spesso limitata. In secondo luogo, 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 [28] (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 in impulso (per gli elettroni, ad esempio, si va da 200 MeV fino ai 5.7 GeV che rappresentano la massima energia raggiunta finora dal fascio), con una risoluzione in impulso dell'ordine dell'1%.

Queste caratteristiche permettono di sfruttare al meglio le caratteristiche del fascio prodotto a CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facil-

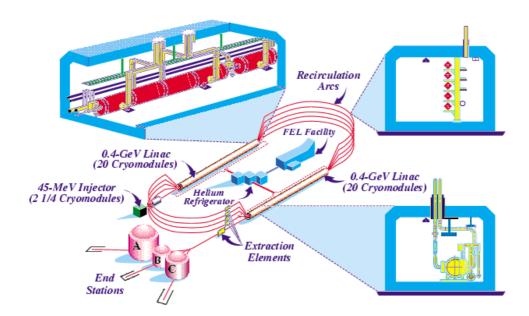


Figura 2.1: Il complesso di CEBAF.

ity). Questo è, infatti, un fascio quasi continuo, che può essere mantenuto stabile per valori di corrente compresi tra 150 pA e 300 μ A.

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 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 portata è di circa $300\,\mu\text{A}$.

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. Questo permette di fornire un ampio range di intensità di corrente, anche contemporaneamente, senza problemi di instabilità derivanti da un fascio non omogeneo: a causa della grande differenza in accettanza angolare tra i rivelatori in uso, infatti, mentre in sala B vengono richieste correnti tipiche dell'ordine dei pochi nA, in sala A vengono richieste correnti dell'ordine della decina di μ A.

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.

Il passaggio nelle cavità acceleratrici non influisce sulla polarizzazione del fascio, mentre il transito tra i magneti curvanti degli archi di ricircolazione provoca una precessione dello spin degli elettroni: il numero di passaggi e l'energia del fascio ad ogni attraversamento dei campi dipolari curvanti sono ottimizzati per ottenere la massima polarizzazione al momento dell'estrazione del fascio. Questo si ottiene quando l'angolo totale di precessione è multiplo intero di π : questa condizione è verificata per particolari valori dell'energia finale dei tre fasci. Non è quasi mai possibile ottenere una polarizzazione puramente longitudinale per tutti gli esperimenti, per cui può essere presente una frazione trasversa: tuttavia questo non influisce in modo sostanziale sui risultati degli esperimenti, poiché il contributo della parte trasversale è soppresso da un fattore $1/\gamma$.

Durante l'esperimento EG1a, nel 1998, si rese necessario procedere in questo modo, in quanto tutte le tre sale richiedevano un fascio polarizzato: si è registrata per la sala B una polarizzazione media di circa 70%.

Il fascio viene generato come sequenza di coppie di stati di elicità opposti: il segno della polarizzazione del primo membro della coppia viene determinato attraverso una sequenza di numeri pseudo-casuali. In questo modo, circa metà delle coppie saranno di tipo "-+" e metà di tipo "+-": questa procedura è

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.

stata ideata per evitare di introdurre un errore sistematico se, ad esempio, il primo stato della coppia venisse generato per un tempo leggermente maggiore rispetto al secondo. La frequenza di generazione delle coppie di stati di elicità era di 1 Hz nel periodo in cui è stato effettuato l'esperimento EG1a, mentre l'esperimento EG1b ha avuto luogo dopo che era stata portata a 30 Hz.

Il grado di polarizzazione del fascio viene misurato al momento dell'iniezione con un polarimetro di Mott. All'interno della sala B questo viene misurato con un polarimetro di Möller: il fascio viene indirizzato su un bersaglio di ferro, che può essere polarizzato parallelamente o antiparallelamente alla direzione del fascio con una bobina di Helmoltz. Due sistemi di magneti quadrupolari convogliano le coppie di elettroni Möller diffusi verso due rivelatori a scintillazione posizionati ai lati della linea del fascio.

2.2 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, gli elettroni diffusi vengono deviati 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 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

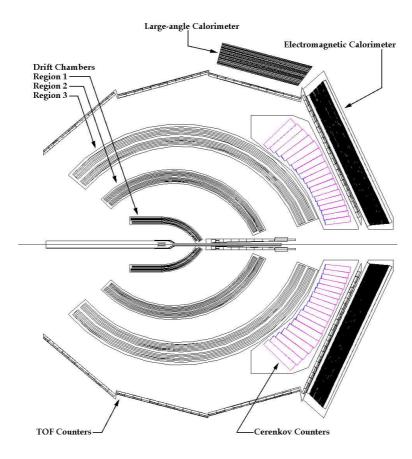


Figura 2.2: Una sezione del rivelatore CLAS contenente l'asse del fascio.

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, mentre nel caso impolarizzato viene impiegato un sistema di bobine, detto minitoro, che genera un campo inbending in stretta prossimità

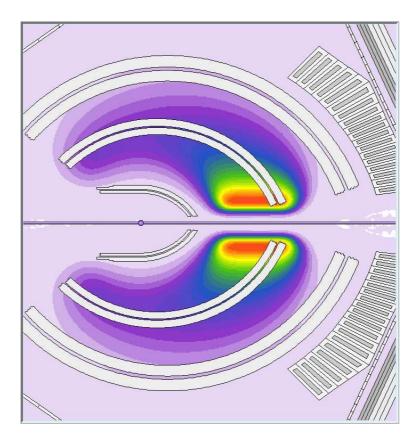


Figura 2.3: L'intensità del campo magnetico generato dal magnete toroidale di CLAS.

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 2250 A, che corrispondono ad un campo massimo di circa 2 T nella regione a basso ϑ . La temperatura di lavoro è di 4.5 K, ed è mantenuta da un flusso di elio liquido supercritico.

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

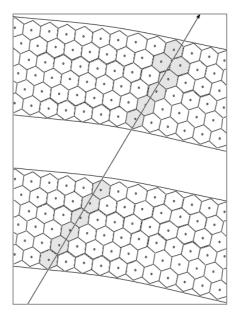


Figura 2.4: Sezione di una regione di camere a deriva: sono visibili i 6 strati di celle esagonali e le celle in cui una particella carica viene rivelata.

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.

2.2.1 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 [29, 30]: queste camere sono disposte in tre "regioni", numerate a partire dalla più vicina al punto di interazione. I fili sono disposti parallelamente al campo magnetico toroidale utilizzato per deviare le particelle cariche: 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. Attraverso un opportuno algoritmo di ricostruzione è possibile ricostruire dalla traiettoria delle particelle cariche la relazione tra carica e impulso delle particelle stesse.

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 segnale. Il campo elettrico viene generato da un insieme di fili conduttori, posti in parte ad alta tensione e in parte a terra, 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%): questa miscela consente un guadagno dell'ordine di 10^4 e ha una risoluzione intrinseca di $\sim 100~\mu m$, limitata dalla diffusione della valanga che viene prodotta; 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.

La necessità di massimizzare l'acettanza angolare dello spettrometro ha portato all'impiego di fili di piccolo diametro, che permettono di ottenere buone prestazioni anche con una tensione relativamente limitata. Questa caratteristica meccanica permette l'impiego di sostegni meccanici sottili, ottimizzando l'accettanza angolare dell'apparato. L'elettronica di discriminazione e messa in forma 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

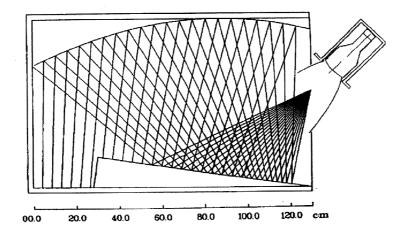


Figura 2.5: Sezione di un modulo del contatore Čerenkov: sono indicate le traiettorie dei fotoni emessi da una particella sopra soglia per essere convogliati verso il PMT.

a $0.1 \div 0.4$ lunghezze di radiazione: questo minimizza la probabilità che avvengano fenomeni di scattering multiplo.

Durante gli esperimenti con bersaglio polarizzato, le particelle cariche, prima di interagire con la prima regione di DC, vengono deflesse, sia in ϑ che in φ , dal campo magnetico del bersaglio stesso: questo effetto viene tenuto in considerazione al momento della ricostruzione degli eventi.

2.2.2 I contatori Čerenkov.

Il contatore Cerenkov (CC) di CLAS ha come scopo il riconoscimento degli elettroni [31]: 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

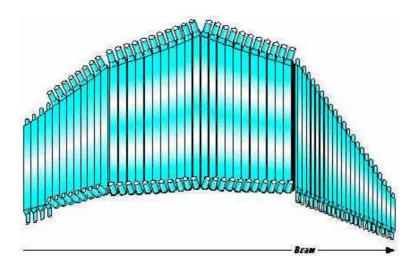


Figura 2.6: Sistema di scintillatori per la misura di tempo di volo per un settore.

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 $1 \cdot 10^{-3}$.

2.2.3 I rivelatori di tempo di volo.

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 [32]. 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 .

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 ${\rm Mev}/c$, quando, cioè, l'informazione delle camere a fili è degradata da fenomeni di scattering multiplo.

La risoluzione è stata misurata sia con test con raggi cosmici, sia confrontando il tempo ricostruito per i dati reali con il tempo della radiofrequenza dell'acceleratore, mostrando in entrambi i casi un valore variabile tra gli 80 e i 150 ps.

2.2.4 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).

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

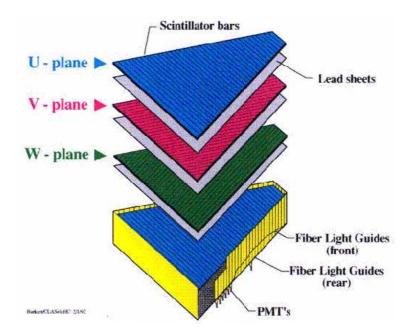


Figura 2.7: Esploso di un settore del calorimetro in avanti: sono visibili le tre orientazioni delle barre di scintillatore di tre settori sovrapposti (piani U, V e W).

Il calorimetro in avanti [33], 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 e le misure di calibrazione indicano che in un tipico sciame elettromagnetico circa un terzo dell'energia della particella responsabile viene depositata nella parte attiva del 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 ottenuto un andamento del tipo $0.003 + 0.093/\sqrt{E}$ (E misurata in GeV). Le particelle neutre vengono

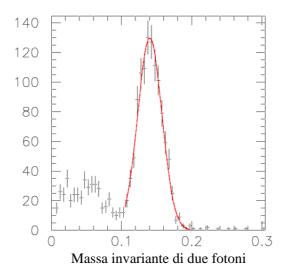


Figura 2.8: Massa invariante ricostruita per il π^0 attraverso la rivelazione di due fotoni nel calorimetro elettromagnetico.

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. L'efficienza per la rivelazione di neutroni è stata misurata analizzando la reazione $ep \to e'\pi^+ n$, che può essere selezionata rivelando $e \in \pi^+$ nello stato finale e imponendo dei limiti sulla massa mancante, ottenendo un'efficienza crescente con l'energia del neutrone astesso da 0 a 0.4 GeV fino ad un valore di circa 0.6 a 1.6 GeV.

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:

$$M^{2} = 2E_{1}E_{2}(1 - \cos(\theta_{12})) \tag{2.1}$$

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 di INFN di Genova [34], è costituito da due moduli rettangolari costituiti 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

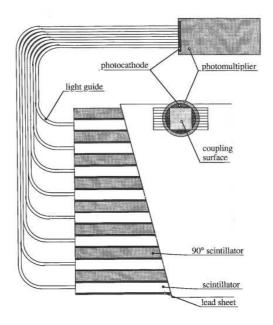


Figura 2.9: Sezione di un modulo della parte esterna del calorimetro a grande angolo.

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 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).

2.3 Il bersaglio polarizzato.

La realizzazione di bersagli polarizzati è fondamentale per lo studio delle osservabili di spin dei componenti dei nucleoni: questo tipo di apparato presenta numerose difficoltà, soprattutto legate al mantenimento delle condizioni

necessarie di bassa temperatura e alto campo magnetico per una buona polarizzazione. La polarizzazione di nuclei è infatti resa problematica dai piccoli valori dei momenti magnetici in gioco, mentre l'impiego di forti campi magnetici in prossimità del bersaglio influisce negativamente sulla ricostruzione delle tracce delle particelle diffuse. La scelta del tipo di bersaglio dipende sostanzialmente da quattro fattori:

- la resistenza al danno da radiazione indotto sul materiale dal fascio, principalmente legato al tipo di sonda (elettroni, fotoni...);
- l'intensità del fascio (tipicamente più alta per gli anelli di accumulazione che per i fasci estratti, quale è quello di CEBAF), per avere una buona luminosità;
- le caratteristiche meccaniche del rivelatore, per quel che riguarda lo spazio a disposizione per il bersaglio e il sistema di polarizzazione;
- gli eventuali disturbi alla ricostruzione delle tracce causati dalla presenza di un campo magnetico nella zona di interazione.

Le condizioni di lavoro di CEBAF hanno indotto alla scelta di un bersaglio solido, caratterizzato da alta densità e quindi ideale per permettere alta luminosità istantanea anche per correnti di fascio relativamente basse (dell'ordine di $1 \div 10$ nA, quali sono quelle tipiche di lavoro per CLAS).

2.3.1 Tecniche di polarizzazione per campioni solidi.

Le migliori condizioni per ottenere alte polarizzazioni in un materiale sono la presenza di un forte campo magnetico e di una temperatura molto bassa: un sistema di particelle polarizzabili con momento magnetico μ guadagna, ad una temperatura T e in presenza di un campo di induzione magnetica B, una polarizzazione di equilibrio termico data da [35]

$$P = \tanh\left(\frac{\mu B}{KT}\right) \tag{2.2}$$

Una volta fissata la natura delle particelle in questione, e quindi μ , l'unico parametro libero rimane il rapporto tra il campo di induzione magnetica e la temperatura, B/T. Per un sistema di elettroni (polarizzazione di atomi), si ottiene per T=1 K e B=1 T, una polarizzazione di $\sim 95\%$, mentre, nelle stesse condizioni, un sistema di nucleoni avrà una polarizzazione dell'ordine dello 0.1%. Questo significa che per ottenere un bersaglio di nucleoni polarizzati occorre ricorrere a qualche metodo più evoluto rispetto alle normali procedure di polarizzazione di atomi.

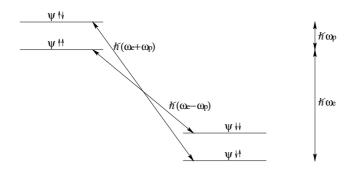


Figura 2.10: Livelli energetici di un sistema di due particelle di spin 1/2 interagenti con un campo magnetico esterno: le transizioni indicate con le frecce oblique sono quelle che vengono utilizzate nella DNP.

Mi riferirò d'ora in poi al caso specifico di polarizzazione di nuclei in campioni solidi,

Il sistema più immediato può sembrare la "forza bruta", ovvero l'impiego simultaneo di un campo magnetico particolarmente intenso e di temperature molto basse, massimizzando il rapporto B/T. Per un sistema di protoni, ad esempio, si è ottenuta una polarizzazione superiore al 90% sottoponendo il campione ad un campo di induzione magnetica di 17 T ad una temperatura di 10^{-2} K: queste condizioni, benché raggiungibili, sono incompatibili con un esperimento di diffusione di elettroni sia per l'intensità del campo magnetico, che interferirebbe con l'intero rivelatore, sia per l'impossibilità di mantenere la temperatura di lavoro a causa dell'energia rilasciata dal fascio all'interno del bersaglio.

Il metodo più diffuso e funzionale consiste nella polarizzazione nucleare dinamica, DNP, che consente di ottenere alti valori di polarizzazione con valori di $B/T \sim 5$. Questo procedimento è basato sulla possibilità di trasferire la polarizzazione da un sistema di particelle facilmente polarizzabili, come centri paramagnetici o radicali liberi, ad un altro mediante una opportuna radiazione a radiofrequenza. Questi centri paramagnetici vengono introdotti nel campione artificialmente, mediante irraggiamento con elettroni di $10 \div 20$ MeV [36] o drogaggio chimico [37]. Una buona polarizzazione per il sistema di elettroni è facilmente ottenibile in condizioni statiche secondo la relazione 2.2: sottoponendo il sistema ad una radiazione elettromagnetica di frequenza pari alla somma o alla differenza delle frequenze di Larmor dei due tipi di particelle presenti può indurre una doppia transizione di spin. In questo modo è possibile trasferire "dinamicamente" la polarizzazione dagli elettroni ai protoni con processi del tipo $\uparrow\uparrow \to \downarrow \downarrow$ o $\uparrow \downarrow \to \uparrow \downarrow$, come indicato in figura

2.10. Dopo che è avvenuta una doppia transizione di questo tipo, l'elettrone ricadrà rapidamente (in pochi millisecondi) nel suo stato fondamentale mediante interazione con il reticolo circostante, mentre il protone, in virtù del suo piccolo momento magnetico, avrà un tempo di rilassamento dell'ordine di alcune ore [38]. Con questa tecnica possono essere raggiunte polarizzazioni dell'ordine dell'90% per i protoni e del 40% per i deutoni, in condizioni tali da permettere un esperimento di elettrodiffusione con intensità di fascio anche di 100 nA.

Un ulteriore metodo è la cosiddetta "frozen spin tecnique": dopo aver ottenuto una grande polarizzazione con un qualunque metodo, si può portare il bersaglio ad una temperatura dell'ordine di $30 \div 50$ milliKelvin, allungando il tempo di rilassamento e rendendo stabile la polarizzazione per qualche giorno. Questa procedura, se da una parte risolve il problema del campo magnetico, dall'altra è ancora più sensibile all'effetto del riscaldamento indotto dal fascio: questo la rende applicabile solo nel caso di fasci di fotoni, la cui intensità è intrinsecamente bassa e per i quali il rilascio di energia nel bersaglio è molto minore rispetto al caso del fascio di elettroni.

Una temperatura di lavoro di 1 K può essere mantenuta facilmente con un criostato ad evaporazione di 4He a bassa pressione o a diluizione di 3He in 4He , mantenendo condizioni ambientali compatibili con l'esperimento. Al contrario, la scelta del materiale per un bersaglio polarizzato è decisamente problematica: non potendo essere utilizzato idrogeno o deuterio puri (a basse temperature sono stabili come molecole biatomiche con spin nucleare totale 0, sono cioè impolarizzabili), devono essere utilizzati composti idrogenati come ammoniaca, idruro di litio, butanolo e le loro corrispondenti molecole deuterate. Sulla scelta del materiale con cui costruire un bersaglio polarizzato mediante DNP influisce decisamente anche la resistenza del materiale stesso al danno da radiazione. L'interazione con il fascio tende infatti a modificare la concentrazione di centri paramagnetici nel bersaglio, riducendo l'efficienza del processo di trasferimento di polarizzazione.

$$P_{old} - P_{new} \propto e^{-t/\tau}$$

dove τ è un tempo caratteristico, detto appunto tempo di rilassamento, che dipende non solo dal sistema in esame, ma anche dalle condizioni cui è sottoposto, in particolare dalla temperatura, avendo una dipendenza del tipo $T^{-6\div7}$.

¹Il valore di polarizzazione calcolato secondo la 2.2 è quello di equilibrio alle condizioni date: modificando le condizioni al contorno la polarizzazione raggiungerà la nuova condizione di equilibrio secondo una legge esponenziale:

2.3.2 Il bersaglio polarizzato di CLAS.

Il bersaglio polarizzato di CLAS è stato realizzato da una collaborazione dell'INFN di Genova, del Jefferson Laboratory e dell'Università della Virginia. Esso è stato progettato per soddisfare i seguenti requisiti:

- poter essere ospitato all'interno della prima regione di camere a fili di CLAS;
- sopportare il riscaldamento locale prodotto dal fascio di elettroni;
- sopportare il danno da radiazione indotto dall'interazione con il fascio;
- minimizzare l'interazione degli elettroni del fascio con le strutture del criostato;
- possedere ampie finestre di scattering per le particelle diffuse.

In considerazione di tutti questi fattori, è stato realizzato un bersaglio di $^{15}NH_3/^{15}ND_3$ polarizzato mediante DNP.

L'ammoniaca è stata scelta come materiale per il bersaglio soporattutto in virtù della sua ottima resistenza al danno da radiazione: essa, infatti, non presenta una sostanziale diminuzione di polarizzazione fino a dosi accumulate di $10^{15} \div 10^{16}$ elettroni per centimetro quadrato; inoltre, le prestazioni iniziali possono essere restaurate mediante un processo di annealing² [41, 42]. Va inoltre considerato il cosiddetto fattore di diluizione, ovvero il rapporto tra il numero di nucleoni liberi e il numero di nucleoni totali: questo vale 3/18 per $^{15}NH_3$, mentre scende a 1/7 per l'idruro di litio e a 9/74 per il butanolo. Altri materiali, che presentano caratteristiche favorevoli sotto certi aspetti, non possono essere utilizzati per qualche difetto: il metano, ad esempio, non viene utilizzato nonostante l'ottimo fattore di diluizione per il fatto che nello stato fondamentale i quattro protoni hanno spin totale 2, presentando quindi uno spettro iperfine molto complicato. Il fatto che il nucleo di ^{15}N sia polarizzabile non costituisce un grosso problema, in quanto tutta la polarizzazione è portata dal protone spaiato ed il suo effetto è quindi facilmente correggibile.

Il campo magnetico del bersaglio è prodotto mediante due bobine coassiali al fascio realizzate in lega di niobio-titanio, superconduttrice con temperatura critica $T_c \simeq 9K$. Il campo così prodotto induce una polarizzazione nella direzione del fascio: esso è inoltre sufficiente a deviare gli elettroni Möller in modo da non essere rivelati e, decrescendo in direzione radiale come $1/r^3$,

 $^{^2}$ La procedura di annealing consiste nello scaldare il campione fino ad una temperatura di $70 \div 80K$: in questo modo i centri paramagnetici in eccesso prodotti dall'irraggiamento del fascio possono essere distrutti.

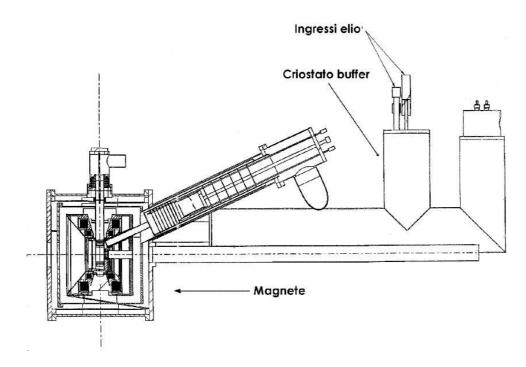


Figura 2.11: Il criostato del bersaglio di CLAS: a destra è visibile il serbatoio dell'elio e a sinistra la camera contenente il magnete superconduttore e il bersaglio stesso.

non influisce sulla traccia a livello delle camere a fili. La deviazione in ϑ e φ indotta nella prima parte della traiettoria delle particelle cariche viene corretta durante l'analisi delle tracce.

Il magnete viene mantenuto alla temperatura di lavoro mediante un criostato ad evaporazione di 4He ad 1 atmosfera. L'elio evaporato fluisce dalla camera del magnete attraverso uno scambiatore di calore che raffredda gli schermi di radiazione che circondano il magnete stesso, per poi essere raccolto e riliquefatto. L'intero sistema è posizionato all'interno di una camera a vuoto, riducendo ulteriormente lo scambio termico con l'ambiente. Il criostato del magnete ha una finestra di scattering in avanti con un angolo di apertura di $\pm 50^\circ$ in ϑ e sei finestre laterali in corrispondenza dei sei settori di CLAS con un angolo di apertura ($\vartheta \times \varphi$) di $30^\circ \times 50^\circ$.

Al suo interno si trova la camera del bersaglio, detta *banjo* per la sua forma caratteristica (cfr. fig. 2.13). Un tubo verticale in acciaio inossidabile ne costituisce l'unico supporto meccanico, minimizzando il contatto termico con le componenti del magnete: a questo è solidale la camera del bersaglio vera e propria, di forma circolare, da cui il nome banjo. Essa è dotata di

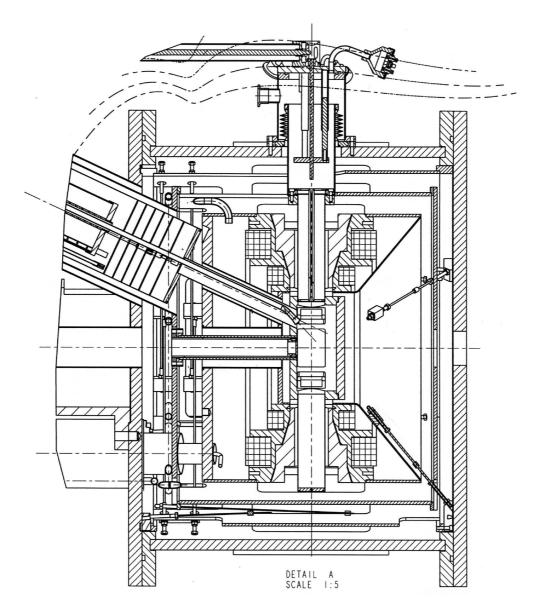


Figura 2.12: Sezione del magnete del bersaglio: al suo interno è ospitata la camera del bersaglio o banjo.

Massimo campo magnetico sull'asse del fascio $(T=4.2K)$	5.1T
Corrente per il massimo campo magnetico	123.646A
Rapporto campo magnetico/corrente	0.04125T/A
Omogeneità in un cilindro di $\emptyset 20mm$ intorno all'asse	1 parte su 10^4
Angolo di apertura per lo scattering	100°
Induttanza nominale	61.7H

Tabella 2.2: Caratteristiche del magnete del bersaglio polarizzato di CLAS.

finestre di scattering in corrispondenza di quelle del criostato del magnete, modellate in modo da massimizzare l'angolo solido di apertura. Il sistema è mantenuto ad una temperatura di 1 K mediante un criostato ad evaporazione di 4He a bassa pressione: l'elio, provenendo dallo stesso serbatoio che alimenta anche il criostato del magnete, viene preraffreddato a 3.5 K separandolo dal suo vapore in una camera a pressione pari a circa 600 mbar, dopodiché viene iniettato nel banjo dove la pressione è mantenuta su valori di circa 1 mbar da due sistemi di pompe gemelli a tre stadi.

Il campo a radiofrequenza che permette il trasferimento di polarizzazione dagli elettroni ai protoni viene generato da un klystron in cui gli elettroni emessi da un filamento caldo vengono accelerati verso un collettore attraverso una cavità risonante. All'interno di questa viene emessa radiazione ad una frequenza che dipende solo dalle dimensioni della cavità stessa. Variando la lunghezza della cavità, è possibile modulare la radiofrequenza intorno ad un valore centrale di 140 GHz, che corrisponde alla frequenza di Larmor per un elettrone in un campo magnetico di 5 T: la corrispondente frequenza di Larmor per un protone sarà di circa 270 MHz. La radiazione così prodotta viene convogliata sul bersaglio attraverso una serie di guide d'onda, che termina con una tromba posizionata lateralmente rispetto al bersaglio stesso.

Un sistema a risonanza magnetica nucleare, NMR, viene impiegato per monitorare continuamente la polarizzazione del bersaglio. Il materiale del bersaglio è circondato da una bobina che fa parte di un circuito risonante (una serie RCL), rendendo l'impedenza dell'intero circuito dipendente dal suo grado di polarizzazione: il circuito è alimentato con un segnale alla frequenza di Larmor del materiale polarizzato, inducendo un assorbimento o una emissione di energia. Questo produce dei picchi nella funzione di trasferimento del circuito in corrispondenza della frequenza di risonanza del materiale, la cui area è proporzionale alla polarizzazione del materiale. La precisione della misura di polarizzazione mediante NMR è limitata da due fattori principali:

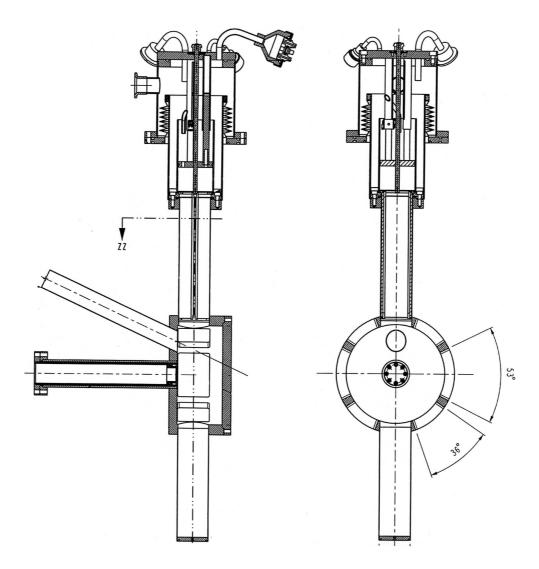


Figura 2.13: Vista laterale (a sinistra) e frontale (a destra) del banjo: il fascio entra nella camera attraberso una finestra sottile che separa il vuoto della linea del fascio dal vuoto della camera; sono inoltre indicate la posizione e l'apertura delle finestre laterali di scattering.

Rivelatore	Soglia (mV)	Soglia (fisica)
EC	$150\mathrm{mV}$	$E_{rilasciata} > 600 \mathrm{MeV}$
CC	$38\mathrm{mV}$	< 1 fotoelettrone

Tabella 2.3: Le soglie del trigger per il riconoscimento dell'elettrone.

la grande distanza tra il valore della polarizzazione al quale viene tarato il sistema (circa 0.5%, ottenuta senza l'ausilio della radiofrequenza) e quello di lavoro (circa $80 \div 90\%$) e la forte dipendenza del segnale misurato dalla distanza tra il materiale polarizzato e la bobina sensibile, per cui è particolarmente sensibile alla regione più esterna del bersaglio mentre la regione investita dal fascio è la più interna. La misura può essere effettuata con precisioni tipiche dell'ordine di $1 \div 2\%$ per l'idrogeno e di $2 \div 5\%$ per il deuterio: questo è sufficiente per il monitoraggio durante le operazioni di presa dati. Per l'analisi la polarizzazione del bersaglio viene calcolata a partire dalla polarizzazione del fascio, che viene misurata con uno spettrometro di Möller, e dalla doppia asimmetria di spin nello scattering elastico, che può essere calcolata teoricamente e che dipende linearmente dal prodotto delle polarizzazioni di target e di fascio.

Il bersaglio polarizzato di CLAS è stato utilizzato per gli esperimenti EG1a ed EG1b, tra il 1998 e i primi mesi del 2001, finalizzati allo studio dei canali inclusivi ed esclusivi sia con protoni che con deutoni. Esso viene installato circa 55 cm più indietro nella direzione del fascio rispetto al centro di CLAS, permettendo la rivelazione di elettroni diffusi a piccolo angolo e quindi relativi ad eventi a basso Q^2 . Durante l'esperimento EG1 si sono avute polarizzazioni tipiche dell'ordine del 70% per NH_3 e del 20% per ND_3 , ad una temperatura di lavoro di circa 1.2K. Per EG1b la temperatura di lavoro è stata portata ad 1K e il sistema di trasporto delle microonde è stato migliorato, fino ad ottenere polarizzazioni tipiche dell'ordine dell'80% e del 30% rispettivamente.

2.4 Sistema di acquisizione dati e trigger.

I segnali misurati dalle diverse parti del rivelatore vengono registrate dal sistema di acqiusizione dati quando l'evento soddisfa le condizioni scelte per il trigger: negli esperimenti di elettrodiffusione con CLAS questo significa la presenza di un elettrone nello stato finale. Richiedendo un segnale in coincidenza tra il CC e l'EC con le soglie riportate in tab. 2.3, circa il 30% degli eventi registrati contiene un elettrone nello stato finale, mentre negli altri

casi si era trattato di una coincidenza casuale tra un segnale di rumore nel CC e un adrone che, interagendo con il rivelatore aveva prodotto uno sciame. Questi eventi sono facilmente eliminabili durante la ricostruzione degli eventi e l'analisi dei dati.

Sono state imposte condizioni così deboli per poter raccogliere dati in un ampio intervallo di W e Q^2 , rendendo possibili misure sia nel canale inclusivo che nei vari canali esclusivi: la soglia del Čerenkov è stata mantenuta al di sotto del singolo fotoelettrone per evitare di introdurre un errore sistematico, mentre la soglia dei calorimetri è stata scelta per massimizzare il range in W mantenendo una buona capacità di discriminare elettroni e pioni.

Dopo essere stati accettati dai discriminatori di pre-trigger, i segnali provenienti dalle diverse parti del rivelatore vengono inviate al trigger di primo livello, che contiene la configurazione finale dell'Event Trigger. Quando le condizioni di questo 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.

Durante l'esperimento EG1, le prestazioni tipiche del sistema di aquisizione sono state caratterizzate da una frequenza di acquisizione di $2 \div 2.5kHz$ e da un tempo morto inferiore al 15%, per una luminosità istantanea di circa $0.8 \cdot 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$.

Capitolo 3

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 [43], 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 successva, 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, fino alla identificazione di elettroni e adroni e quindi alla selezione del canale esclusivo $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$.

3.1 Preparazione dei dati.

3.1.1 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.

3.1.2 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 a 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.

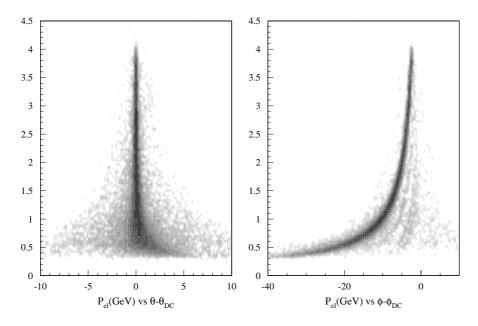


Figura 3.1: L'effetto del campo magnetico del bersaglio sulle tracce degli elettroni: a sinistra la differenza tra l'angolo polare ϑ ricostruito al vertice e quello misurato nella prima regione di DC, a destra la stessa differenza per l'angolo polare φ . In ordinata è riportato l'impulso dell'elettrone.

3.2 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.

Le tracce campione che il sistema di analisi paragona con i punti di interazione nelle camere a deriva sono state ottenute nella configurazione originale di CLAS, ovvero con un bersaglio non polarizzato: per questa ragione tutte queste tracce sono caratterizzate da φ costante. Il codice per la ricostruzione degli eventi relativi ad esperimenti con bersaglio polarizato è stato modificato in modo da calcolare la traccia dalla prima regione di DC in poi, dove il campo magnetico del bersaglio è trascurabile. Conoscendo l'impulso della particella alla prima regione di DC, la traiettoria viene tracciata indietro fino al vertice calcolando l'integrale di cammino del campo magnetico nella regione interna. L'effetto di tale correzione è mostrato in figura 3.1.

3.3 Ricostruzione dell'istante di interazione.

Come si è visto in precedenza, l'informazione del tempo di volo per le varie particelle è fondamentale per il riconoscimento delle particelle stesse: è necessario quindi ricavare con la massima precisione l'istante di interazione. Questo, negli esperimenti di scattering di elettroni in CLAS, non viene misurato direttamente, ma ricavato indirettamente dal tempo di volo dell'elettrone diffuso. L'identificazione dell'elettrone primario può essere effettuata analizzando i segnali del contatore Čerenkov e del calorimetro e lettromagnetico e richiedendo la coincidenza di questi con una traccia di una particella negativa. Una volta identificato l'elettrone, dal suo tempo di volo t_{TOF} , può essere ricavato l'istante di interazione:

$$t_{int} = t_{TOF} - \frac{l}{\beta c} \tag{3.1}$$

dove l è la lunghezza del cammino percorso dall'elettrone e β è posto a 1. La risoluzione di questa misura dipende criticamente dalla risoluzione del TOF, che, come si è visto, varia tra 80 e 160 ps, a seconda dell'angolo di diffusione.

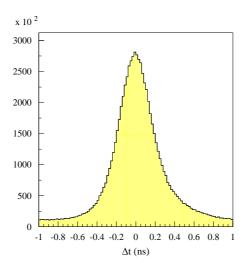


Figura 3.2: Differenza tra il tempo di interazione ricostruito e il segnale sincrono alla radiofrequenza delle cavità acceleratrici.

La risoluzione temporale può essere migliorata sfruttando l'informazione sulla struttura del fascio, formato da pacchetti di elettroni che si susseguono con la frequenza delle cavità acceleratrici. Un segnale sincrono con la radiofrequenza delle cavità acceleratrici viene di fatto registrato insieme ai dati: il tempo di interazione può essere definito come l'istante del transito di un bunch più vicino al tempo ricostruito secondo la 3.1. Questa procedura presenta però un inconveniente in quanto esiste una sovrapposizione non nulla tra due bunches successivi, per cui una piccola frazione di elettroni viene associata al pacchetto precedente o seguente: questo si riflette, nel piano delle variabili velocità (normalizzata a c) e impulso (β vs. p), nella comparsa, oltre alle linee attese per pioni, K, protoni e deutoni, di linee spurie relative a questi eventi per i quali l'istante di interazione è spostato di ± 2 ns. Questa procedura supplementare è fondamentale per la rivelazione dei mesoni K, il cui rate di conteggi è molto basso e per migliorare la risoluzione sulla determinazione del tempo di interazione, mentre per il riconoscimento di protoni e pioni non è necessaria, in quanto le contaminazioni sono trascurabili rispetto al segnale.

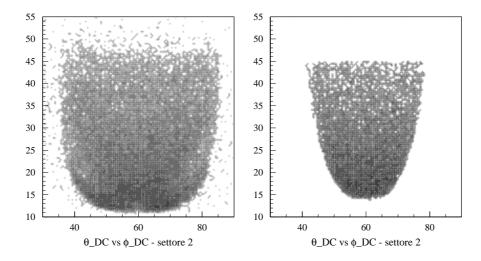


Figura 3.3: L'effetto dei tagli fiduciali sugli elettroni diffusi in un settore: a sinistra è mostrata la distribuzione angolare degli elettroni rivelati, mentre a destra la distribuzione angolare degli elettroni accettati per l'analisi.

3.4 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.

3.4.1 L'identificazione degli elettroni.

Poiché il trigger utilizzato durante la presa dati consisteva nella coincidenza tra il calorimetro elettromagnetico e il contatore Čerenkov, ogni evento ha un candidato elettrone. La ricostruzione dell'elettrone è fondamentale per la ricostruzione dell'evento, per cui se questa non avviene correttamente, l'intero evento viene rigettato. La percentuale di trigger a cui corrispondono eventi che possono essere ricostruiti completamente dipende dall'energia del fascio, dal campo toroidale e dalle soglie del trigger: per i dati a 4.2 GeV si ha una efficienza di ricostruzione di circa 30%.

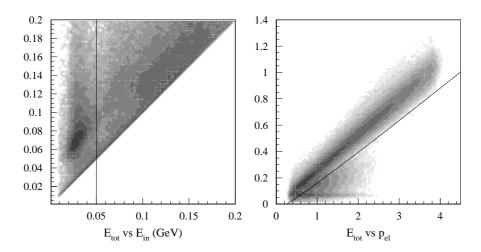


Figura 3.4: Tagli applicati sul segnale del calorimetro per gli elettroni: a sinistra è mostrato il taglio che elimina le particelle al minimo di ionizzazione, mentre a destra il taglio definito all'eq. 3.2.

I requisiti cui deve sottostare una particella carica negativamente per essere riconosciuta come elettrone sono tuttavia ancora piuttosto deboli, per cui, dopo la ricostruzione, è ancora presente una contaminazione prevalentemente derivante da π^- . L'identificazione dell'elettrone viene raffinata a livello dell'analisi finale usando tagli supplementari su:

- l'energia rilasciata nei calorimetri elettromagnetici;
- il segnale del contatore Čerenkov;
- la posizione del vertice ricostruito.

Il primo taglio è basato sui diversi fenomeni che sono alla base del rilascio di energia nella materia per elettroni e pioni. Gli elettroni depositano energia prevalentemente attraverso la produzione di uno sciame elettromagnetico, rilasciando una quantità di energia proporzionale alla loro energia cinetica: in particolare, per il rivelatore CLAS il rapporto tra l'energia totale rilasciata nei calorimetri e l'impulso dell'elettrone pari a ~ 0.27 . Possono verificarsi deviazioni da questo andamento quando l'elettrone passa in prossimità del bordo del calorimetro: in quel caso, infatti, parte dello sciame non viene rivelato e il rilascio energetico appare inferiore. Per correggere questa inefficienza, vengono applicati tagli geometrici che eliminano le regioni prossime ai bordi

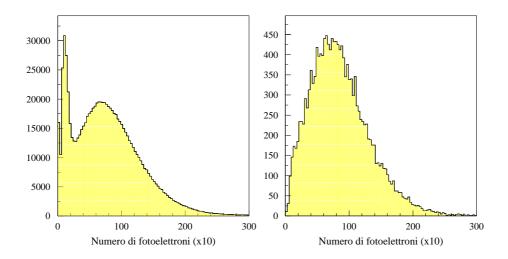


Figura 3.5: Distribuzione dei fotoelettroni nel contatore Čerenkov: a sinistra è mostrata la distribuzione ottenuta applicando i soli tagli di accettanza, mentre a destra la distribuzione ottenuta selezionando il canale $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$ e applicando tutti i tagli.

dei rivelatori (fig. 3.3). Dopo questa selezione, viene applicato un taglio che elimina gli eventi per cui il rapporto tra energia rilasciata ed impulso si discosta per oltre 3σ dal valore medio: la larghezza della distribuzione risulta $\sim 10\%$, e si è scelto un taglio del tipo:

$$E_{tot} > 0.267(p_{el} - 0.1 - 0.3\sqrt{p_{el}})$$
 (3.2)

il cui effetto è mostrato in figura 3.4.

Il principale meccanismo di rilascio di energia per i pioni, d'altra parte, è la ionizzazione. In particolare, per una particella al minimo di ionizzazione, l'energia rilasciata dipende solo dallo spessore e dalla natura del materiale attraversato, per cui ci si aspetta una precisa correlazione tra l'energia rilasciata totale, E_{tot} , e l'energia rilasciata nella parte interna del calorimetro, E_{in} :

$$E_{tot}: E_{in} = 13:5$$
 (3.3)

Nel piano di queste due variabili cinematiche è visibile un addensamento (fig. 3.4) che corrisponde alla contaminazione da parte di pioni: questa viene rigettata efficacemente con il semplice taglio $E_{in} > 50$ MeV.

Il riconoscimento dell'elettrone viene effettuato, oltre che attraverso il segnale del calorimetro, con il segnale del contatore Čerenkov: la distribuzione

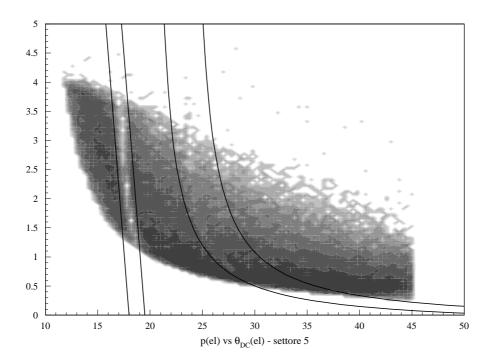


Figura 3.6: Esempio di tagli dipendenti dal settore per gli elettroni. Sono visibili due regioni in cui il numero di conteggi è anomalmente basso: il buco di sinistra è imputabile ad un PMT malfunzionante nel contatore Čerenkov, mentre il buco a destra può essere ricondotto ad un segmento del rivelatore di tempo di volo. Le linee rappresentano i tagli che ho applicato per eliminare queste regioni a bassa efficienza.

tipica dei fotoelettroni è mostrata in fig. 3.5. Questa distribuzione è data dalla convoluzione della poissoniana che descrive l'emissione di luce Čerenkov con la gaussiana che descrive la risposta dei fotomoltiplicatori: il picco a ~ 2 fotoelettroni è dovuto in parte agli elettroni che transitano in regioni del radiatore per le quali la raccolta di luce non è ottimale, e in parte ancora alla contaminazione da parte di adroni. Questo picco spurio viene eliminato completamente attraverso i tagli fiduciali già citati, che eliminano le zone a bassa efficienza, e attraverso la selezione del canale $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$ che elimina gli eventi in cui un pione viene riconosciuto come elettrone.

In aggiunta ai tagli fiduciali, per evitare di utilizzare le regioni di bordo del rivelatore, sono stati studiati settore per settore dei tagli che escludono regioni in cui si verifichi un calo di efficienza attribuibile a strumenti malfunzionanti (prevalentemente fotomoltiplicatori del TOF). Un esempio di questi tagli addizionali è mostrato in fig 3.6.

L'ultimo taglio applicato sugli elettroni riguarda la posizione del vertice di interazione: è infatti necessario poter distinguere gli elettroni realmente provenienti dal materiale del bersaglio da quelli provenienti ad esempio dalle finestre posteriori del criostato, il cui contributo è ben visibile in 3.7. La dipendenza dall'angolo azimuthale φ della coordinata del vertice lungo l'asse del fascio (comunemente indicata con z) può derivare da un allineamento imperfetto tra la linea ideale e la direzione reale del fascio. Questa dipendenza può essere corretta utilizzando la formula:

$$z_{corr} = z_{nom,corr} + z_0 + a \tan \theta \sin(\varphi - \varphi_0)$$
 (3.4)

dove i tre parametri z_0 , a e φ_0 possono essere ricavati mediante una procedura di fit. La coordinata z corretta presenta una dipendenza da φ notevolmente ridotta e può essere applicato il taglio:

$$-5 \text{ cm} < z_{corr} < 5 \text{ cm}$$
 (3.5)

che esclude completamente le finestre del criostato.

3.4.2 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:

$$\beta = \frac{l}{ct} \tag{3.6}$$

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

$$m = \sqrt{\frac{p^2}{\beta^2} - p} \tag{3.7}$$

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 3.8.

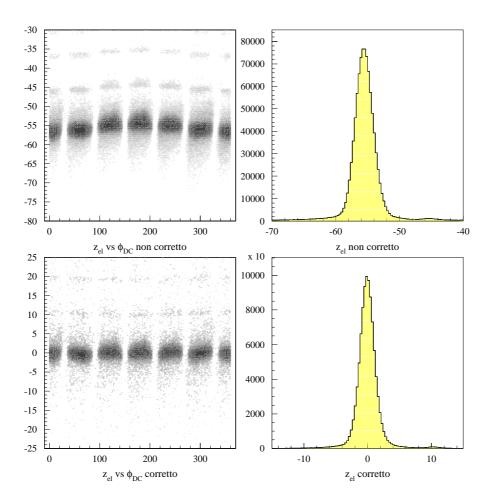


Figura 3.7: Ricostruzione della corretta posizione del vertice di interazione: sono riportate la distribuzione di z ricostruito rispetto all'angolo azimuthale alle DC e la proiezione di questa sull'asse verticale, in alto prima e in basso dopo la correzione. Si nota la scomparsa della dipendenza da ϕ attraverso la ridefinizione della coordinata del vertice.

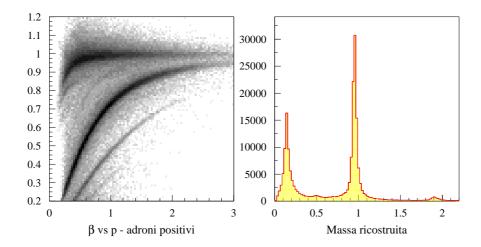


Figura 3.8: Ricostruzione della massa degli adroni: a sinistra è riportata la distribuzione nel piano $\beta-p$ degli adroni carichi positivamente, mentre a sinistra ne è mostrata la distribuzione in massa.

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 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:

$$t_{start}^{\pi} = t_{TOF} - \frac{\sqrt{b^2 + m_{\pi}^2}}{p} \frac{l}{c}$$
 (3.8)

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. L'effetto di questa correzione è mostrato in figura 3.9.

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

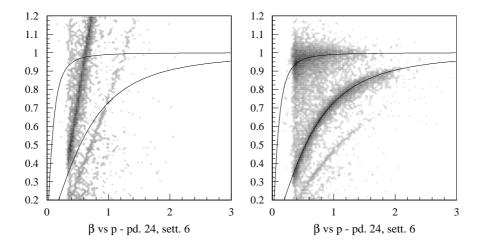


Figura 3.9: Effetto della ricalibrazione di un segmento del TOF: a sinistra è mostrata la distribuzione nel piano $\beta-p$ degli adroni carichi come vengono ricostruiti sulla base delle costanti di calibrazione originali, mentre a destra la stessa distribuzione è ottenuta dopo aver ricalibrato il segmento. Su entrambi i grafici sono sovraimposte le curve teoriche per protoni e pioni.

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. 3.10).

Una parte dei segmenti del TOF non può essere recuperato nemmeno con questa seconda procedura di calibrazione: si tratta dei casi in cui la tensione dei fotomoltiplicatori non è stabile o altri prolemi a livello hardware provocano una forte variabilità nella risposta del sistema. Queste parti del rivelatore vengono escluse in modo simile a quanto visto per gli elettroni (fig. 3.11) e l'effetto di questi tagli viene tenuto in conto al momento della valutazione dell'accettanza di CLAS.

3.4.3 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

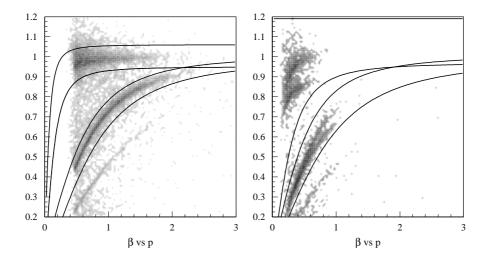


Figura 3.10: Tagli per il riconoscimento di pioni e protoni.

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, è preferibile selezionare la reazione $e\,\vec{p} \to e'\,\pi^+\,n$ con la tecnica della massa mancante, piuttosto che richiedere un neutrone ricostruito nello stato finale: l'efficienza di rivelazione per questa particella è infatti piuttosto bassa, e la statistica risulterebbe sensibilmente impoverita.

3.5 Correzione all'impulso ricostruito.

Dopo la ricostruzione degli eventi, la distribuzione in W è uno strumento importante per valutare la qualità della ricostruzione delle tracce: in particolare, la larghezza del picco elastico è una indicazione diretta dell'accuratezza della ricostruzione dell'impulso dell'elettrone. Inoltre, essendo W un invariante di Lorentz, il valore del picco elastico deve essere indipendente dalla cinematica dell'evento e quindi dagli angoli dell'elettrone: nei dati di CLAS, tuttavia, si osserva una leggera dipendenza angolare della posizione del picco elastico, che è stata studiata a fondo e spiegata come causata da una im-

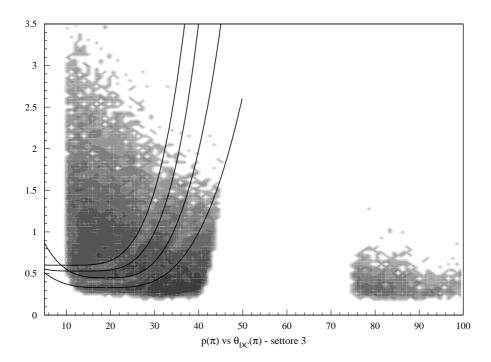


Figura 3.11: Esempio di tagli dipendenti dal settore per i pioni. Sono visibili due regioni in cui il numero di conteggi è anomalmente basso: in entrambi i casi si tratta di segmenti del rivelatore di tempo di volo. Sono mostrati i tagli che ho applicato per eliminare queste regioni a bassa efficienza.

perfetta descrizione della posizione delle camere a deriva nel programma di ricostruzione delle tracce e ad un piccolo errore nella mappatura del campo magnetico toroidale.

Per correggere questa deviazione, il modulo dell'impulso dell'elettrone viene corretto secondo la formula:

$$p_{corretto} = p_{misurato}(a + b\varphi + c\varphi^2) \frac{d\vartheta - f}{g\vartheta - h}$$
(3.9)

dove i sette parametri possono essere estratti mediante fit dai dati sperimentali usando come vincolo proprio la posizione del picco elastico. Questa procedura viene effettuata per ogni settore indipendentemente per tenere in conto eventuali differenze nella risposta del rivelatore settore a settore. Il risultato di questa operazione si limita ad una correzione che diminuisce dallo 0.1% a 0 all'aumentare dell'angolo polare di diffusione dell'elettrone.

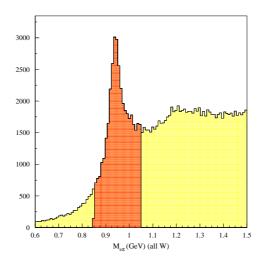


Figura 3.12: Spettro della massa mancante della coppia $e\pi$: prima (chiaro) e dopo (scuro) l'applicazione del taglio 3.11.

In linea di principio, una correzione analoga potrebbe essere effettuata per gli adroni carichi, in particolare, per la presente analisi, per i π^+ : tuttavia ho verificato che l'effetto corrispondente alla correzione all'impulso di queste particelle sullo spettro in W è trascurabile rispetto a quella dell'elettrone. La ragione di questo sta nel maggiore angolo medio di emissione. Come si è detto per gli elettroni, infatti, la correzione da applicare diminuisce all'aumentare dell'angolo polare della particella, e, se per gli elettroni l'angolo medio è circa 22° , per i pioni questo vale circa 35° .

La correzione all'impulso degli elettroni ha un effetto positivo anche su altre grandezze osservabili, come la distribuzione della massa mancante della coppia $e\pi^+$: il picco relativo al neutrone, ad esempio, dopo la correzione, appare più stretto e meglio centrato rispetto alla massa nota.

3.6 La selezione del canale $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$.

Mediante la conservazione del quadriimpulso, è possibile ricostruire la massa invariante del sistema adronico X nella reazione $ep \to e'\pi^+ X$ conoscendo i quadriimpulsi dell'elettrone diffuso e del pione:

$$M_X^2 = (p + k - k' - p_\pi)^2 (3.10)$$

Come introdotto nei capitoli precedenti, p è l'impulso iniziale del protone, k e k' sono gli impulsi iniziale e finale dell'elettrone e p_{π} è l'impulso del

pione rivelato. Per la conservazione del numero barionico, questa massa ha come limite inferiore la massa del neutrone, mentre il successivo canale è rappresentato da un nucleone e un altro pione, con una massa invariante minima di 1.07 GeV. La buona risoluzione di CLAS permette una perfetta separazione tra il canale oggetto di questa analisi e le reazioni multipioniche, per cui questo metodo per la selezione della reazione esclusiva è da preferirsi rispetto alla rivelazione diretta del neutrone.

Il taglio che è stato definito per la selezione della reazione $e\,\vec{p} \to e'\,\pi^+\,n$ è:

$$0.85 \,\text{GeV} < M_X < 1.05 \,\text{GeV}$$
 (3.11)

In figura 3.12 è riportata la distribuzione in massa mancante della coppia $e\pi$ dopo avere applicato tutti i tagli descritti nelle sezioni precedenti, nonché la regione dello spettro selezionata per l'analisi esclusiva.

Capitolo 4

L'analisi dei dati.

"I'm not so sure \dots " Misha.

Lo scopo della mia tesi è dimostrare la fattibilità di una misura di asimmetria di spin nella reazione esclusiva $e\vec{p} \to e'\pi^+ n$ con il rivelatore CLAS. Ho quindi definito una procedura di analisi che permettesse l'estrazione dai dati sperimentali di questa asimmetria, e con essa anche della asimmetria di fascio e della doppia asimmetria di spin. Anche questa fase finale dell'analisi è divisa in una serie di passi successivi, a causa della sua complessità.

La procedura di analisi è stata provata sui dati raccolti nell'esperimento EG1a alla massima energia allora raggiunta, 4.278 GeV, dai quali, seppure in una regione cinematica non ottimale per l'applicazione del formalismo introdotto nel cap. 1, è stato possibile estrarre le asimmetrie. Attraverso una analisi analoga, come sarà dimostrato nel prossimo capitolo, sarà possibile estrarre le asimmetrie dai dati raccolti nell'esperimento EG1b all'energia di 5.733 GeV.

4.1 Procedura di analisi.

Si è visto come la misura di asimmetria di spin del bersaglio nella elettroproduzione di pioni presenti una dipendenza diretta dalla parametrizzazione della struttura del protone mediante le funzioni di struttura generalizzate. La definizione di questa asimmetria è:

$$\mathcal{A}_t = \frac{\sigma_{P_+} - \sigma_{P_-}}{\sigma_{P_+} + \sigma_{P_-}} \tag{4.1}$$

dove si sono indicate con $\sigma_{P_{\pm}}$ le sezioni d'urto per il processo per le due possibili polarizzazioni del bersaglio. La sezione d'urto per la produzione

di un singolo pione da un bersaglio di protoni polarizzati con un fascio di elettroni polarizzati può essere scritta come:

$$\sigma = \sigma_0 + P_e \sigma_e + P_t \sigma_t - P_e P_t \sigma_{et} \tag{4.2}$$

dove le P sono le polarizzazioni di fascio e bersaglio che moltiplicano le sezioni d'urto dipendenti dallo spin: in questo modo la 4.1 diventa:

$$A_t = \frac{\sigma_t}{\sigma_0} \tag{4.3}$$

Negli esperimenti su bersaglio polarizzato sia il fasacio che il bersaglio sono polarizzati e la loro elicità viene invertita periodicamente. Questa grandezza può essere estratta dai dati sperimentali: avendo definito $N_{\alpha\beta}$ gli spettri relativi alla diffusione di elettroni con polarizzazione α (\uparrow se parallela al fascio, \downarrow se antiparallela) da parte di protoni con polarizzazione β (con la stessa convenzione usata per gli elettroni) si ha infatti:

$$\begin{array}{rcl} N_{\uparrow\uparrow} & = & D_{1}(\sigma_{0} + P_{e}^{a}\sigma_{e} + P_{t}^{a}\sigma_{t} - P_{e}^{a}P_{t}^{a}\sigma_{et}) \\ N_{\downarrow\uparrow} & = & D_{1}(\sigma_{0} - P_{e}^{a}\sigma_{e} + P_{t}^{a}\sigma_{t} + P_{e}^{a}P_{t}^{a}\sigma_{et}) \\ N_{\uparrow\downarrow} & = & D_{1}(\sigma_{0} + P_{e}^{b}\sigma_{e} - P_{t}^{b}\sigma_{t} + P_{e}^{b}P_{t}^{b}\sigma_{et}) \\ N_{\downarrow\downarrow} & = & D_{1}(\sigma_{0} - P_{e}^{b}\sigma_{e} - P_{t}^{b}\sigma_{t} - P_{e}^{b}P_{t}^{b}\sigma_{et}) \end{array}$$

I quattro parametri D_i corrispondono alle luminosità totali nelle quattro configurazioni: poiché il bersaglio è sempre lo stesso, queste quantità sono direttamente proporzionali alle cariche accumulate alla Faraday Cup. Le polarizzazioni sono state indicate per le due polarità del bersaglio perché, mentre la polarità del fascio cambia ogni secondo, quindi non ci si aspettano differenze sostanziali nei valori di polarizzazione opposti, la polarità del bersaglio è stata cambiata una sola volta durante la presa dati, per cui non è ovvio che i valori di polarizzazione, né del fascio né del bersaglio, fossero uguali nelle due configurazioni.

Il numero di parametri che dovrebbe essere estratto in questo caso sarebbe 8, cioè i 4 valori di luminosità e i 4 valori di polarizzazione. Ricordando che le polarizzazioni possono essere normalizzate ad una delle due configurazioni, i parametri di polarizzazione da determinare si riducono a 2, i rapporti $\alpha_e = P_e^a/P_e^b$ e $\alpha_{et} = P_e^a/P_e^b P_t^b$. La polarizzazione del bersaglio non è indipendente da queste, in quanto si ha:

$$\alpha_t = \frac{P_t^a}{P_t^b} \to \alpha_t = \frac{\alpha_{et}}{\alpha_e} \tag{4.4}$$

Inoltre, indicando con D_1 , D_2 , D_3 e D_4 le dosi accumulate alla Faraday Cup nelle 4 configurazioni possibili, si domostra che il loro rapporto

tra le configurazioni con opposta elicità del fascio e uguale polarizzazione del bersaglio, $\frac{D_2}{D_1} = \frac{D_4}{D_3}$, è stabile e ha un valore prossimo a 1, per cui può essere facilmente controllato. Essendo queste dosi accumulate proporzionali alle luminosità nelle varie configurazioni, è sufficiente, al posto dei 4 valori di luminosità, determinare le dosi accumulate nelle due opposte polarizzazioni del bersaglio, per cui, in totale, i parametri da determinare si riducono a 4.

Possono essere definiti gli spettri $\bar{N}_{\alpha\beta}$ ottenuti dagli $N_{\alpha\beta}$ correggendo per l'asimmetria di dose, ovvero:

$$\begin{array}{rcl} \bar{N}_{\uparrow\uparrow} & = & N_{\uparrow\uparrow}\frac{D_2}{D_1} \\ \bar{N}_{\uparrow\downarrow} & = & N_{\uparrow\downarrow} \\ \bar{N}_{\downarrow\uparrow} & = & N_{\downarrow\uparrow}d \\ \bar{N}_{\downarrow\downarrow} & = & N_{\downarrow\downarrow}\frac{D_3}{D_4}d \end{array}$$

dove si è inteso con d il rapporto $\frac{D_1+D_2}{D_3+D_4}$. La formula per l'estrazione della asimmetria dagli spettri può essere scritta come:

$$\mathcal{A}_{t} = \frac{1}{f P_{t}^{b}} \frac{(\bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\uparrow}) - (\bar{N}_{\uparrow\downarrow} + \bar{N}_{\downarrow\downarrow})}{(\bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\uparrow}) + \alpha_{t}(\bar{N}_{\uparrow\downarrow} + \bar{N}_{\downarrow\downarrow})} \tag{4.5}$$

dove f indica il fattore di diluizione, ovvero la percentuale di eventi generati dai nuclei di idrogeno nelle molecole di ammoniaca.

In maniera analoga possono essere scritte l'asimmetria di spin del fascio \mathcal{A}_e e la doppia asimmetria di spin \mathcal{A}_{et} :

$$\mathcal{A}_e = \frac{\sigma_e}{\sigma_0} = \frac{1}{P_e^a} \frac{(\bar{N}_{\uparrow\uparrow} - \bar{N}_{\downarrow\uparrow}) + \alpha_{et}(\bar{N}_{\uparrow\downarrow} - \bar{N}_{\downarrow\downarrow})}{(\bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\uparrow}) + \alpha_{t}(\bar{N}_{\uparrow\downarrow} + \bar{N}_{\downarrow\downarrow})} \tag{4.6}$$

$$\mathcal{A}_{et} = \frac{\sigma_{et}}{\sigma_0} = \frac{1}{f P_e^a P_b^t} \frac{(\bar{N}_{\downarrow\uparrow} - \bar{N}_{\uparrow\uparrow}) + \alpha_e (\bar{N}_{\uparrow\downarrow} - \bar{N}_{\downarrow\downarrow})}{(\bar{N}_{\uparrow\uparrow} + \bar{N}_{\downarrow\uparrow}) + \alpha_t (\bar{N}_{\uparrow\downarrow} + \bar{N}_{\downarrow\downarrow})} \tag{4.7}$$

Per estrarre queste asimmetrie devo quindi ricavare dai dati il fattore di diluizione f, le polarizzazioni del fascio e del bersaglio, P_e e P_t e le costanti di normalizzazione che intervengono nelle varie definizioni.

4.2 Asimmetria di corrente di fascio.

Si è visto come il fascio di CEBAF venga generato come sequenza pseudocasuale di coppie di stati di elicità opposta: questa procedura è stata adottata per minimizzare l'errore sistematico che può derivare dalla non perfetta

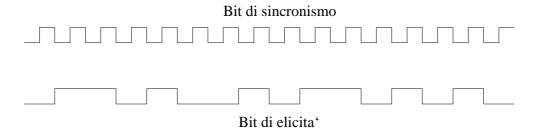


Figura 4.1: Schema della struttura di elicità del fascio: vengono trasmessi due segnali dal centro di controllo dell'acceleratore, uno relativo alla polarità del fascio, la cui struttura è descritta nel testo, e uno di sincronismo, in corrispondenza del fronte di discesa del quale il fascio passa da uno stato a quello successivo.

uguaglianza tra le popolazioni nei due stati della coppia. Nel caso di una misura di asimmetria, l'effetto di questa non uguaglianza è particolarmente sgradito perché porta alla comparsa di una falsa asimmetria. Si rende quindi necessario valutare con attenzione la qualità del fascio, per evitare di analizzare stati di elicità spaiati e per correggere eventuali effetti di falsa asimmetria che si presentassero comunque.

La comparsa di stati di elicità spaiati nei dati può essere provocata da una temporanea interruzione nella presa dati, che può verificarsi, ad esempio, quando il sistema di acquisizione scarica gli eventi memorizzati dalla memoria locale alla memoria di massa. Questi possono essere eliminati richiedendo una sequenza ininterrotta di stati di elicità, ovvero confrontando gli stati che sono stati di elicità registrati nei raw data con il segnale ricevuto direttamente dall'iniettore dell'acceleratore, che descrive la sequenza degli stati di elicità come viene generata. Uno schema dell'andamento temporale dei due segnali è riportato in figura 4.1.

Una volta identificati e rigettati gli stati spaiati, viene ancora misurata una asimmetria di carica residua alla Faraday Cup. Questo effetto può essere osservato, ad esempio, analizzando l'asimmetria nella diffusione inclusiva da carbonio: questo nucleo è ovviamente impolarizzato, per cui l'asimmetria misurata deve essere nulla. Si misura invece una asimmetria di circa 0.3%: questo effetto viene misurato con precisione attraverso i dati della Faraday Cup e può essere corretto efficacemente via software.

Uno studio sistematico della asimmetria di carica è stato fatto per diversi valori dell'energia del fascio e per diversi valori della corrente del magnete toroidale, utilizzando appunto i dati del carbonio. La conclusione di questa analisi è che la correzione ottenuta dalla misura della carica raccolta nella

Farady Cup cancella in maniera del tutto soddisfacente l'effetto della non omogeneità dei pacchetti accelerati tranne che per correnti molto basse, dell'ordine di 0.5 nA. I dati cui si riferisce la presente analisi sono stati acquisiti con una corrente di fascio di 4 nA.

4.2.1 Valutazione dell'errore sulla asimmetria di corrente.

La asimmetria di carica del fascio di elettroni è misurata attraverso l'integrale delle dosi accumulate alla Faraday Cup per i due stati di elicità: estendere questa integrazione ad un numero molto grande di pacchetti di elettroni contribuisce a ridurre l'errore su questa misura. La Faraday Cup di CLAS viene letta alla fine di ogni stato di elicità (ovvero ogni secondo) e restituisce un valore numerico pari al numero di decimi di nC accumulati. La dose accumulata in un singolo stato di elicità sarà quindi la differenza tra il valore letto alla fine dello stato stesso e quello letto alla fine dello stato precedente: l'errore intrinseco su una misura di questo tipo è ± 1 conteggi. Si avranno quindi, per una corrente di 4 nA letture tipiche del tipo 40 ± 1 conteggi, con un errore relativo del $2 \div 3\%$, chiaramente troppo grande per permettere una misura della falsa asimmetria per ogni coppia di stati di spin.

Grazie al meccanismo di lettura della carica accumulata, l'errore sulla misura intergrata su un gran numero di pacchetti è minore di quello sulla singola coppia. Si consideri infatti il numero di conteggi per lo stato *i*-esimo:

$$N_i = int \left[10(R_{i-1} + D_i) \right] \tag{4.8}$$

dove D_i è la vera carica accumulata in nC per quello stato e R_{i-1} è la carica accumulata nello stato precedente dopo che il contatore è stato aggiornato l'ultima volta prima della lettura: questo resto è conseguenza della quantizzazione operata dalla Faraday Cup e può essere definito ricorsivamente come

$$R_{i-1} = D_{i-1} + R_{i-2} - \frac{N_{i-1}}{10} \tag{4.9}$$

Le dosi accumulate per i due stati di elicità possono essere scritte:

$$D_{h_{+}} = \sum_{h_{i}=h_{+}} int \left[10(R_{i-1} + D_{i})\right]$$

$$D_{h_{-}} = \sum_{h_{i}=h_{-}} int \left[10(R_{i-1} + D_{i})\right]$$
(4.10)

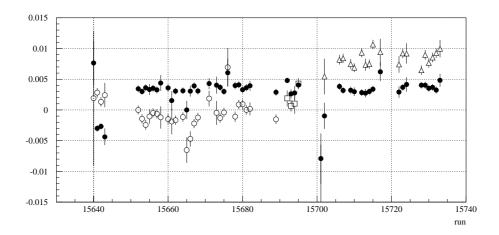


Figura 4.2: Asimmetria di dose e inclusiva in funzione del run: i punti neri rappresentano l'asimmetria di dose, mentre i punti vuoti l'asimmetria inclusiva. In particolare, i cerchi vuoti sono relativi alla polarizzazione positiva del bersaglio, i quadrati ad un run di calibrazione con il bersaglio vuoto e a tre run di carbonio e i triangoli alla polarizzazione negativa del bersaglio.

e i relativi errori sono:

$$\Delta D_{h_{+}} = \sum_{h_{i}=h_{+}} \left\{ D_{i} - \frac{int \left[10(R_{i-1} + D_{i}) \right]}{10} \right\}$$

$$\Delta D_{h_{-}} = \sum_{h_{i}=h_{-}} \left\{ D_{i} - \frac{int \left[10(R_{i-1} + D_{i}) \right]}{10} \right\}$$

$$(4.11)$$

dove R_{i-1} è definito ricorsivamente come $R_{i-1} = int \left[\sum_{j=1}^{i-1} 10D_j \right]$. Queste relazioni dimostrano che ogni singola misura di dose accumulata è in realtà correlata a tutte le precedenti, e questa correlazione porta ad una forte riduzione dell'errore sulle misure di dose totale.

Per ottenere il valore esatto dell'errore sulla misura, le serie 4.11 possono essere calcolate numericamente, ma queste sono complicate e dipendono dal valore della corrente di fascio nel periodo considerato. È comunque possibile stabilire un limite superiore di questo errore utilizzando un metodo statistico. Questo consiste nel trascurare la correlazione tra le misure per due successive coppie di stati di elicità: si è visto come questo effetto tenda a far diminuire

l'errore sulla asimmetria di dose, per cui, trascurandolo, si ottiene una stima per eccesso dell'errore stesso. Questo caso estremo può descrivere una situazione in cui le fluttuazioni nella corrente del fascio sono grandi: questo può infatti distruggere la correlazione tra le singole misure della Faraday Cup. L'errore sulla differenza di dose per una singola coppia del tipo '+-' caratterizzata da cariche accumulate D_+ e D_- sarà

$$\Delta = \frac{N_{+} - N_{-}}{10} - (D_{+} - D_{-}) = ((R_{0} - R_{+}) - (R_{+} - R_{-})) = (R_{0} - 2R_{+} + R_{-})$$

dove R_0 è il resto dalle coppie precedenti e R_+ e R_- sono i resti degli stati a elicità positiva e negativa rispettivamente. Per una coppia del tipo '-+' si avrà

$$\Delta = (R_0 - 2R_- + R_+) \tag{4.12}$$

L'assunzione di coppie completamente scorrelate implica che R_0 possa essere distribuito in modo casuale tra 0 e $0.1\,\mathrm{nC}$: può essere così dimostrato che l'errore Δ per la singola coppia ha media 0 e deviazione standard minore di $\sqrt{2}/10$ (in questo modello la deviazione standard esatta dipende dalla corrente del fascio). Se il numero di coppie preso in considerazione è abbastanza grande da giustificare un approccio statistico al problema, l'errore sulla differenza di dose accumulata su n coppie è maggiorato da $\sqrt{2n}/10$ e l'errore sulla asimmetria di carica A_d è:

$$\sigma(A_d) \approx \frac{\sqrt{2n}}{10(D_+ + D_-)} = \frac{\sqrt{2}}{20I\sqrt{n}}$$
 (4.13)

dove I è l'intensità della corrente di fascio.

Il calcolo numerico delle serie 4.11 è stato effettuato per diverse correnti e asimmetrie, mostrando in ogni caso di essere minore di quanto valutato secondo la 4.13. L'effetto dell'errore sulla asimmetria di carica è stato incluso nella valutazione dell'errore sistematico.

4.2.2 L'asimmetria di corrente per i dati di EG1a.

Ho proceduto a calcolare per i dati a $4.2\,\text{GeV}$ sia l'asimmetria di carica, con l'errore calcolato secondo quanto detto nella sezione precedente, sia l'asimmetria non corretta (A_u) nel numero di elettroni diffusi a qualunque Q^2 e W. Questa asimmetria inclusiva è governata dalla fisica del processo e può dipendere soltanto dalle polarizzazioni di fascio e bersaglio, in quanto è uguale, in prima approssimazione, dalla somma della asimmetria di scattering inclusivo

e della asimmetria di carica. Supponendo di calcolare l'asimmetria corretta avendo N_+ e N_- conteggi e D_+ e D_- dosi accumulate rispettivamente, si ha infatti:

$$A_c = \frac{\frac{N_+}{D_+} - \frac{N_-}{D_-}}{\frac{N_+}{D_+} + \frac{N_-}{D_-}} = \frac{A_u - A_d}{1 - A_u A_d} \approx A_u - A_d \tag{4.14}$$

Per condizioni di lavoro stabili, ci si aspetta che entrambe queste asimmetrie non presentino fluttuazioni nel tempo.

4.3 Controlli di stabilità e selezione dei dati.

Una alta statistica è una condizione fondamentale per la misura di quantità come sezioni d'urto e asimmetrie: l'errore statistico relativo associato ad una misura di questo tipo, infatti, diminuisce in ragione di \sqrt{n} , dove n è il numero di eventi analizzati. Può succedere, tuttavia, che qualche malfunzionamento del rivelatore o qualche problema al sistema di acquisizione abbia rovinato alcuni dei runs in cui è divisa l'intera acquisizione. A costo di una perdita di statistica, è quindi importante procedere a nuovi controlli di qualità e di stabilità dei dati prima di procedere all'analisi vera e propria: non è impossiile, infatti, che questi problemi passino inosservati sia durante la presa dati che durante la ricostruzione degli eventi. Nel caso di misure di asimmetrie questa selezione dei dati è ancora più importante, poiché facilmente i problemi menzionati sopra sono sorgente di false asimmetrie.

Per ogni run ho quindi proceduto a estrarre una serie di quantità che potessero evidenziare problemi nel run stesso:

- numero di elettroni inclusivi;
- numero di elettroni diffusi elasticamente;
- numero di elettroni diffusi anelasticamente;
- numero di coincidenze ep;
- numero di coincidenze $e\pi^+$;
- numero di eventi $e\pi^+n$;
- numero medio di particelle per evento;
- posizione del vertice ricostruito;

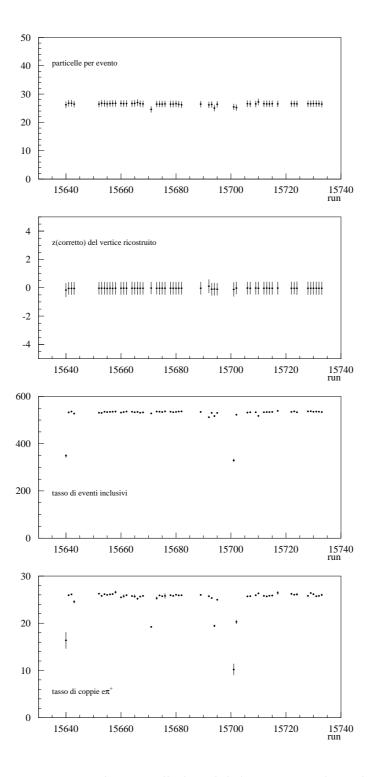


Figura 4.3: Esempio dei controlli di stabilità: quesi run che si discostano in modo netto dalla media sono stati scartati dall'analisi.

• larghezza della distribuzione del vertice.

A meno delle ultime tre, tutte queste quantità sono da intendersi opportunamente normalizzate: ho scelto di normalizzare gli eventi rispetto al numero di eventi caratterizzati da 1.8 < W < 2, cioè rispetto al numero di reazioni in una regione cinematica lontana dal limite massimo dei dati e nello stesso tempo tale da avere una statistica elevata. Per confronto, alcune grandezze sono state normalizzate anche rispetto al numero di elettroni diffusi elasticamente, ma le differenze che si riscontrano tra le diverse normalizzazioni sono sistematicamente minori rispetto alle fluttuazioni tra un run e l'altro. Un esempio dei grafici che vengono prodotti in questa fase di controllo è mostrato in figura 4.3 per i dati di EG1a.

Per ognuna delle quantità controllate viene definita una regione fiduciale: quei runs che non rientrano in quella regione vengono scartati.

Il numero di elettroni, protoni e pioni è stato determinato usando la stessa procedura di identificazione delle particelle già descritta nel capitolo precedente. Sono stati inoltre introdotti i tagli di accettanza in modo da rigettare gli eventi relativi a regioni del rivelatore ad accettanza limitata, dove la risposta del rivelatore può essere meno stabile nel tempo.

Gli stessi parametri sono stati inoltre calcolati per ciascun settore separatamente: in questo caso i tagli relativi alle regioni coperte da elementi del rivelatore malfunzionanti sono stati applicati allo stesso modo in tutti i settori, per rendere possibile il confronto tra i conteggi.

Questa analisi ha portato due conclusioni. In primo luogo è stato possibile individuare ed eliminare dall'analisi quei runs per i quali qualche parametro differiva in modo anomalo dalla media. Ad esempio, per il run 15701, che presenta un forte discostamento dalla media degli altri run per diverse osservabili, nel logbook elettronico dove vengono registrati i dati relativi alle misure eseguite durante la presa dati, mancano parecchi parametri, denunciando il fatto che si sono verificati problemi già a quello stadio. In secondo luogo è stato possibile analizzare il comportamento dei sei settori individualmente: appare in modo abbastanza evidente come il numero di conteggi non sia esattamente lo stesso per i vari settori, anche avendo applicato i medesimi tagli su tutti.

$Q^2 \left(\text{GeV}^2/\text{c}^2 \right)$	Costante di normalizzazione c		
$0.8 < Q^2 < 1.1 \mathrm{GeV^2/c^2}$	19.96 ± 0.27		
$1.1 < Q^2 < 1.5 \mathrm{GeV^2/c^2}$	19.50 ± 0.29		
$1.5 < Q^2 < 3.0 \mathrm{GeV^2/c^2}$	19.87 ± 0.34		
$0.8 < Q^2 < 3.0 \mathrm{GeV^2/c^2}$	19.78 ± 0.17		

Tabella 4.1: Costanti di normalizzazione per la sottrazione dell'azoto: la dipendenza da Q^2 è molto debole, per cui si assume trascurabile e si utilizza il valor medio per l'analisi successiva.

4.4 Fattore di diluizione.

Il fattore di diluizione è definito come il rapporto tra il contributo alla sezione d'urto del solo idrogeno rispetto al totale:

$$f = \frac{3H}{NH_3} \tag{4.15}$$

Il fattore di diluizione serve a stimare l'effetto dell'azoto sulla asimmetria misurata. $L^{'15}N$ è sostanzialmente impolarizzato, quindi il suo effetto sul termine della sezione d'urto dipendente dallo spin del bersaglio, mentre fa crescere in modo notevole il termine impolarizzato, che sta a denominatore nella asimmetria, che, di conseguenza, viene "diluita" dall'azoto.

Nella presente analisi, i dati relativi alla diffusione su carbonio sono stati utilizzati per calcolare il fattore di diluizione per i dati di EG1a, mentre per i dati di EG1b saranno disponibili dati acquisiti con un bersaglio di ^{15}N . Questa procedura non presenta problemi di sorta nel caso della sottrazione di uno spettro di azoto, purché acquisito nelle medesime condizioni dei dati acquisiti sull'ammoniaca, ed è inoltra fattibile nel caso di sottrazione di spettro di carbonio in quanto alla elettroproduzione di π^+ contribuiscono di fatto solo i protoni presenti nel bersaglio. Lo spettro dell'azoto può quindi essere derivato da quello del carbonio correggendo per il diverso numero di protoni, cioè moltiplicandolo per 7/6.

La selezione del canale esclusivo viene effettuata con la tecnica della massa mancante, quindi solo i nucleoni quasi liberi all'interno del nucleo d'azoto sono inclusi nel campione di eventi selezionati: questo significa che eventuali effetti nucleari, che potrebbero spostare l'evento al di fuori della regione accettata, influiscono solo in maniera marginale sugli eventi selezionati.

La procedura per l'estrazione del fattore di diluizione può essere schematizzata come successione di due passi. Prima di tutto, i dati del carbonio

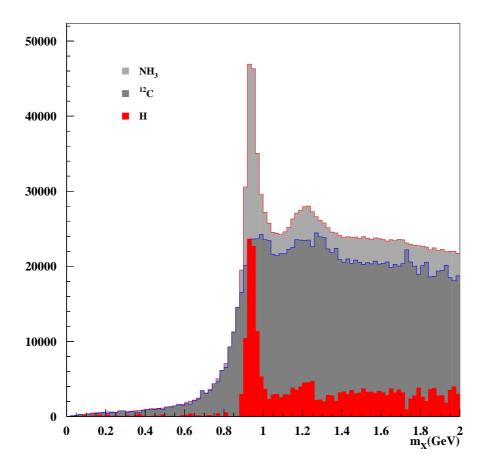


Figura 4.4: Sottrazione del contributo dell'azoto nello spettro in massa mancante della coppia $e\pi^+$.

o dell'azoto puro vengono normalizzati alla coda quasi-elastica dei dati dell'ammoniaca: le costanti di normalizzazione c ottenute dai dati di EG1a non mostrano una apprezzabile dipendenza da Q^2 nella regione cinematica di interesse per questa analisi, mostrando da una parte la buona somiglianza dei nuclei di ^{15}N e ^{12}C , sulla base della quale è possibile il confronto, e dall'altra rendendo possibile l'uso di una sola costante per l'analisi finale.

Il fattore di diluizione può infine essere determinato, avendo selezionato la reazione esclusiva $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$, misurando il rapporto:

$$f = \frac{NH_3 - c^{-12}C}{NH_3} \tag{4.16}$$

come funzione di W. Ancora una volta la dipendenza da Q^2 è trascurabile, per cui è possibile utilizzare un solo fattore di diluizione.

La dipendenza da W deriva da due fattori: con la selezione del canale esclusivo attraverso un taglio nella distribuzione di massa invariante, può essere introdotta una dipendenza da W a causa della limitata risoluzione del rivelatore. Oltre a questo, per alti valori di massa invariante, i canali multipionici diventano dominanti: la produzione di molti pioni può avvenire anche sotto la massa mancante del neutrone da un bersaglio di azoto a causa del moto di Fermi dei nucleoni al suo interno. Questo fenomeno non introduce una contaminazione nella asimmetria estratta, ma semplicemente modifica il fattore di diluizione.

4.5 Valutazione dell'accettanza.

Uno dei vantaggi nello studio di asimmetrie rispetto all'estrazione di sezioni d'urto sta nella virtuale indipendenza dalla accettanza e dalla efficienza del rivelatore. In base alla cinematica della reazione, tuttavia, vi è completa invarianza della sezione d'urto rispetto all'angolo azimuthale del piano leptonico, per cui l'asimmetria è estratta come grandezza integrata rispetto a questa variabile cinematica. Usando questo approccio diventa necessario introdurre una correzione all'accettanza rispetto a questa stessa variabile: l'effetto delle limitazioni all'accettanza, infatti, non viene in questo caso completamente cancellato nella misura di asimmetria.

La valutazione dell'eccettanza può essere separata in due passi successivi, il primo inerente l'accettanza geometrica del rivelatore ed il secondo la sua efficienza. Nel caso della presente analisi, l'accettanza geometrica viene facilmente tenuta in conto, in quanto nell'analisi sono stati utilizzati i tagli fiduciali: di fatto questi tagli definiscono una regione sensibile ben precisa,

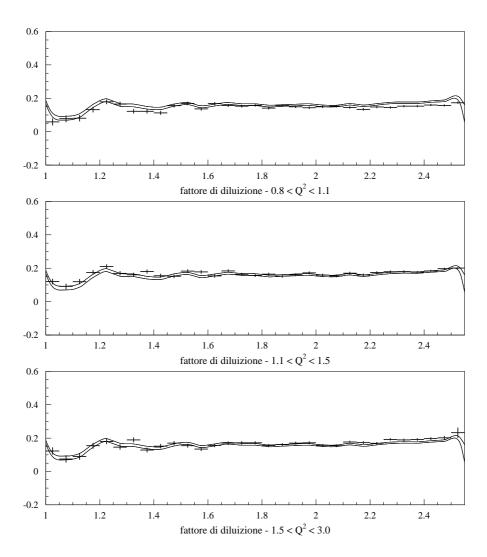


Figura 4.5: Fattore di diluizione in funzione di W nei tre intervalli di Q^2 indicati per i dati di EG1a: su ogni plot è sovrimposto il fattore di diluizione medio con la sua banda di errore. La dipendenza da Q^2 è estremamente debole, per cui sarà trascurata.

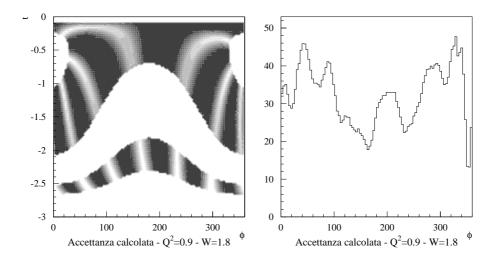


Figura 4.6: Accettanza calcolata per la rivelazione della coppia $e\pi^+$: a sinistra è mostrata l'accettanza in funzione dell'angolo azimuthale rispetto al piano leptonico φ e all'invariante di Mandelstam t, mentre a destra la proiezione sull'angolo azimuthale. Entrambi i grafici sono relativi ad un intervallo centrato sui valori di Q^2 e W riportati.

la cui area costituisce l'accettanza stessa. L'esatta procedura per valutare l'accettanza di CLAS per la reazione in esame sarà descritta poco oltre.

L'efficienza del rivelatore viene usualmente estratta attraverso simulazioni con il metodo Monte Carlo, in cui viene considerata l'esatta struttura e geometria del rivelatore stesso. Nel caso specifico, tuttavia, questa procedura può essere evitata. Le asimmetrie vengono infatti misurate in funzione delle variabili dell'elettrone W e Q^2 : in questo modo, le misure ottenute sono del tutto indipendenti dalla efficienza nella rivelazione dell'elettrone. Inoltre, una asimmetria è sensibile soltanto alle variazioni di efficienza, non al suo valore medio: poiché gli eventi sono scelti in regioni fiduciali espressamente definite per evitare aree del rivelatore non stabili, ci si aspetta che l'effetto finale sia molto piccolo.

L'accettanza geometrica può essere calcolata facilmente una volta definite le regioni fiduciali: la elettroproduzione di un singolo pione può essere descritta nel sistema di riferimento del centro di massa usando quattro variabili cinematiche, ad esempio W, Q^2, φ^* e ϑ^* . Nel sistema del laboratorio queste grandezze possono essere convertite nelle variabili cinematiche dell'elettrone, p_e e ϑ_e , e del pione, ϑ_π e $\varphi_\pi - \varphi_e$: l'angolo azimuthale dell'elettrone non è

significativo, perché la reazione è simmetrica rispetto a questo, e l'impulso del pione non è indipendente dalle altre variabili.

Su questa base, il numero di eventi caratterizzati da un determinato insieme delle variabili cinematiche $(W, Q^2, \vartheta^*, \varphi^*)$ può essere scritta come:

$$\begin{array}{lll} n(W,Q^2,\vartheta^*,\varphi^*) & \sim & \int \sigma(E_0,W,Q^2,\vartheta^*,\varphi^*) a(p_e,\vartheta_e,\varphi_e,p_\pi,\vartheta_\pi,\varphi_\pi) d\varphi_e \\ & = & \int \sigma(E_0,p_e,\vartheta_e,\vartheta_\pi,\varphi_\pi-\varphi_e) a(p_e,\vartheta_e,\varphi_e,p_\pi,\vartheta_\pi,\varphi_\pi) d\varphi_e \\ & = & \int \sigma(E_0,p_e,\vartheta_e,\vartheta_\pi,\varphi') a(p_e,\vartheta_e,\varphi_e,p_\pi,\vartheta_\pi,\varphi'-\varphi_e) d\varphi_e \\ & = & \sigma(E_0,W,Q^2,\vartheta^*,\varphi^*) \int a(p_e,\vartheta_e,\varphi_e,p_\pi,\vartheta_\pi,\varphi'-\varphi_e) d\varphi_e \end{array}$$

dove a è una funzione step che vale 1 se l'evento è nella regione fiduciale e 0 altrimenti. Questa funzione può essere espressa come prodotto delle analoghe funzioni di accettanza per la singola particella: in questo modo, l'integrale a diventa l'integrale di convoluzione di queste due funzioni. Il risultato di questo calcolo è stato verificato con il collaudato metodo di Monte Carlo, che ne conferma la validità. Rispetto a quest'ultimo, tuttavia, il metodo analitico presenta due importanti vantaggi: non c'è bisogno di simulare milioni di eventi per avere barre di errore piccole, e non viene introdotta nessuna distretizzazione nello spazio delle variabili cinematiche.

4.6 Misura della polarizzazione del bersaglio.

Nell'espressione della asimmetria di spin appare a fattore la polarizzazione del bersaglio, che, se non opportunamente misurata, può rivelarsi una delle sorgenti più importanti di errore sistematico. Durante l'esperimento sia la polarizzazione del fascio che quella del bersaglio vengono misurate continuamente. Attraverso il polarimetro di Möller posizionato all'interno della Hall B è stato possibile ottenere una misura della polarizzazione del fascio nelle condizioni di EG1a di 70±2%. La polarizzazione del bersaglio, benché continuamente misurata attraverso un sistema di risonanza magnetica nucleare, non è altrettanto precisa, soprattutto a causa del fatto che il sistema è massimamente sensibile alla regione esterna del campione, mentre il fascio ne colpisce la parte centrale. Come si è visto in precedenza, il danno da radiazione limita notevolmente la massima polarizzazione raggiungibile: un problema di questo tipo si è verificato durante la presa dati di EG1a, rendendo il valor medio della polarizzazione del bersaglio inferiore ai valori massimi raggiungibili in normali condizioni di lavoro. In considerazione di questi fattori, è opportuna la definizione di un sistema di misura della polarizzazione del bersaglio indipendente dalla misura di NMR.

Un metodo efficace è la misura della doppia asimmetria di spin nella diffusione elastica: questa è infatti calcolabile sulla base dei valori ben noti

dei fattori di forma elastici del protone. Avendo definito:

$$R(Q^2) = \mu_p \frac{G_E(Q^2)}{G_M(Q^2)} \tag{4.17}$$

questa asimmetria teorica ha la forma:

$$A_{teo} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{-\cos\psi\sqrt{1-\varepsilon^2} + \frac{2m_p}{Q}\sin\psi\cos\varphi\sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)}R(Q^2)}{1+\varepsilon\frac{4m_p^2}{Q^2}R^2(Q^2)}$$
(4.18)

dove gli angoli φ e ψ descrivono la direzione dello spin del bersaglio rispetto alla direzione del fotone virtuale incidente. Nella cinematica di EG1 ψ corrisponde all'angolo tra il fotone virtuale e l'asse del fascio, mentre φ è identicamente nullo. Il rapporto $R(Q^2)$ tra il fattore di forma elastico elettrico e quello magnetico è stato misurato in diversi esperimenti e mostra una discreta deviazione dal valore 1 atteso nei modelli più semplici¹: tuttavia l'effetto di questa discrepanza sull'asimmetria nello scattering elastico è stato calcolato ed è risultato inferiore all'1%. Per controllo, ho calcolato sia ponendo $R(Q^2)$ uguale a 1 che utilizzando la parametrizzazione ottenuta in [45] con un fit di tutti i dati a disposizione per i fattori di forma elastici del protone, ottenendo i seguenti valori:

$Q^2(\mathrm{GeV^2/c^2})$	$A_{el}(R=1)$	$A_{el}(R_{fit})$
1	0.216	0.217
1.3	0.269	0.270
1.6	0.321	0.322
1.9	0.373	0.374
2.2	0.425	0.425
2.5	0.476	0.476

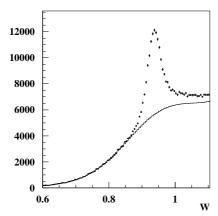
Si può qui vedere che le differenze sono sistematicamente inferiori all'1%.

Confrontando la asimmetria così calcolata con quella misurata è possibile ottenere il prodotto delle polarizzazioni di fascio e bersaglio:

$$P_b P_t = \frac{A_{sp}}{A_{teo}} \tag{4.19}$$

Vista l'importanza di questa misura, questa asimmetria è stata misurata seguendo due vie diverse: nel primo caso il canale elastico è stato selezionato solo imponendo una condizione cinematica sull'elettrone, mettendo in

¹Si vedano al proposito i risultati ottenuti in Hall A a Jlab mostrati in ref. [44].



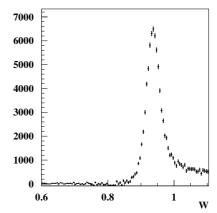


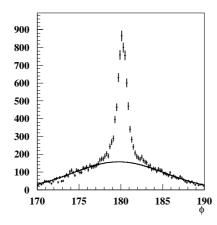
Figura 4.7: Sottrazione del nel caso di scattering elastico: a sinistra è mostrata la distribuzione in W originale e il fit dei dati del carbonio normalizzato alla coda quasi elastica, a destra lo spettro dopo la sottrazione.

relazione l'angolo polare di diffusione con l'impulso ricostruito, mentre nel secondo si è richiesta la completa ricostruzione della reazione $e p \rightarrow e' p'$.

La ragione principale nell'effettuare la stessa misura con due procedure diverse consiste nella possibilità di identificare eventuali effetti sistematici. Le due analisi sono infatti largamente indipendenti, sia per quel che riguarda la selezione degli eventi che per la sottrazione dell'azoto, per cui dal loro confronto è possibile avere una indicazione sull'errore sistematico insito nella misura stessa.

4.6.1 Scattering elastico.

Il primo metodo ha chiaramente il vantaggio di una maggiore statistica, tuttavia, essendo il bersaglio composto da molecole di ammoniaca, non si ha nessuna informazione oltre alla distribuzione in W degli elettroni rivelati per separare il contributo elastico dei protoni liberi da quello quasi-elastico dei nucleoni legati nell'azoto. In entrambi i casi questa sottrazione deve essere effettuata, in maniera analoga a quanto visto per misurare il fattore di diluizione, stimando il contributo dato dall'azoto presente nell'ammoniaca sulla base dei dati di scattering da carbonio o azoto puro. Durante l'anal-



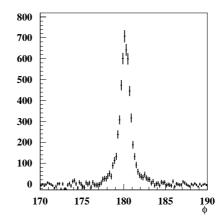


Figura 4.8: Sottrazione del nel caso di scattering esclusivoo: a sinistra è mostrata la distribuzione in φ^* originale e il fit dei dati del carbonio normalizzato alle code, a destra lo spettro dopo la sottrazione.

isi dei dati di EG1a, gli spettri del ^{12}C , opportunamente pesati, sono stati sottratti a quelli dell'ammoniaca per ottenere gli spettri dei soli protoni.

Nell'analisi in cui il solo elettrone viene richiesto nello stato finale la normalizzazione è stata ottenuta comparando le code quasi-elastiche dello spettro in W, tra 0.6 e $0.85\,\mathrm{GeV}$: in questa regione il contributo dei protoni liberi è assunto trascurabile, in quanto il picco elastico è centrato sulla massa del protone $(0.938\,\mathrm{GeV})$ e ha una larghezza di circa $15\,\mathrm{MeV}$ (cfr. fig. 4.7). Sono stati definiti 3 bin di Q^2 in cui suddividere l'intero set di dati, ovvero:

$$\begin{array}{ll} 0.8 < Q^2 < 1.1\,\mathrm{GeV^2/c^2} & \langle Q^2 \rangle = 0.94\,\mathrm{GeV^2/c^2} \\ 1.1 < Q^2 < 1.5\,\mathrm{GeV^2/c^2} & \langle Q^2 \rangle = 1.27\,\mathrm{GeV^2/c^2} \\ 1.5 < Q^2 < 2.5\,\mathrm{GeV^2/c^2} & \langle Q^2 \rangle = 1.87\,\mathrm{GeV^2/c^2} \end{array}$$

L'asimmetria è stata calcolata in questi bin pesando il contributo degli eventi ai vari valori di Q^2 con la sezione d'urto corrispondente: si ricordi che sia la sezione d'urto che l'asimmetria sono fortemente dipendenti da Q^2 , per cui, se da una parte è necessario utilizzare bin grandi per ragioni statistiche, dall'altra è necessario tenere conto del fatto che le grandezze in gioco devono essere calcolate per valori di Q^2 che ben rappresentino i vari bin. I valori medi di Q^2 rappresentano i valori efficaci rappresentativi dei bin in cui è suddivisa la statistica.

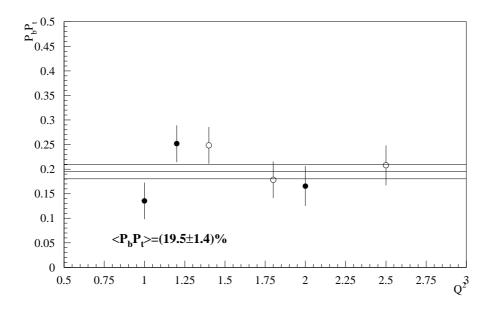


Figura 4.9: Prodotto delle polarizzazioni di fascio e bersaglio per polarizzazione del bersaglio positiva: i punti pieni sono stati ottenuti con il riconoscimento del canale elastico solo attraverso la ricostruzione dell'elettrone, i punti vuoti con la ricostruzione dell'intero stato finale.

4.6.2 Scattering esclusivo.

Ricostruendo completamente la reazione elastica è possibile ottenere una migliore discriminazione tra eventi provenienti dall'idrogeno e dall'azoto in base alla correlazione angolare di protone e elettroni diffusi. La distribuzione in angolo azimuthale relativo φ_{ep} tra le due particelle nello stato finale, infatti, sarà la sovrapposizione di due gaussiane, una più stretta derivante dai protoni liberi dell'idrogeno e una allargata derivante dai protoni interni ai nuclei di azoto. L'allargamento di questa seconda distribuzione sarà dovuto all'impulso di Fermi trasverso dei protoni nello stato legato.

Per i dati di EG1a, la sottrazione del fondo è stata ottenuta fittando con una gaussiana la distribuzione in φ_{ep} degli eventi caratterizzati da W compreso tra 0.85 e 1 GeV ottenuti con il bersaglio di carbonio. Una volta normalizzata questa distribuzione alle code della distribuzione relativa ai dati ottenuti con il bersaglio di ammoniaca, è stata effettuata la sottrazione tra gli spettri in φ_{ep} e la valutazione del fattore di diluizione (cfr. fig. 4.8). Questo

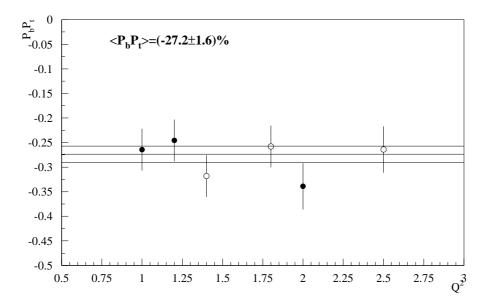


Figura 4.10: Prodotto delle polarizzazioni di fascio e bersaglio per polarizzazione del bersaglio negativa: i punti pieni sono stati ottenuti con il riconoscimento del canale elastico solo attraverso la ricostruzione dell'elettrone, i punti vuoti con la ricostruzione dell'intero stato finale.

risulta, in un intorno di $\varphi_{ep} \simeq 180^{\circ}$ molto vicino a 1: questo fatto dimostra che la selezione del canale esclusivo studiando la correlazione angolare tra le particelle uscenti consente un'ottima reiezione del fondo derivante dall'azoto.

Anche in questo caso sono stati definiti 3 bin di Q^2 :

$$\begin{split} 1.1 < Q^2 < 1.6\,\mathrm{GeV^2/c^2} &\quad \langle Q^2 \rangle = 1.29\,\mathrm{GeV^2/c^2} \\ 1.6 < Q^2 < 2.0\,\mathrm{GeV^2/c^2} &\quad \langle Q^2 \rangle = 1.78\,\mathrm{GeV^2/c^2} \\ 2.0 < Q^2 < 3.5\,\mathrm{GeV^2/c^2} &\quad \langle Q^2 \rangle = 2.46\,\mathrm{GeV^2/c^2} \end{split}$$

Questi differiscono leggermente dai precedenti perchè la differente procedura di selezione del canale elastico modifica la statistica su cui viene effettuata la misura.

I risultati di entrambe le procedure sono riportate in fig. 4.9 e fig. 4.10 per le opposte polarizzazioni del bersaglio. I valori di polarizzazione per il bersaglio nelle condizioni di EG1a così ottenuti sono i seguenti:

 P_{+} : $(27.8 \pm 2.8)\%$ P_{-} : $(38.8 \pm 3.4)\%$

Come precedentemente accennato, la misura di polarizzazione ottenuta mediante NMR non è sempre accurata: problemi che possono intervenire nella zona del bersaglio colpita dal fascio influiscono solo in maniera lieve sulla lettura del sistema, che è invece dominata dalla polarizzazione della regione più esterna del campione. In particolare, durante l'acquisizione di questi dati, si è verificato un errore nell'impostazione dei parametri del sistema di $raster^2$: questo ha provocato un danno da radiazione nel bersaglio con conseguente depolarizzazione, non rilevabile dal sistema di NMR perchè limitato alla regione contrale del bersaglio stesso.

²Il raster è un sistema di magneti che deflette il fascio immediatamente prima della zona di interazione, facendo sì che l'area investita dal fascio sia massima: questo serve ad evitare che si accumuli un eccesso di radiazione in una regione limitata del bersaglio, provocando danni.

Capitolo 5

Risultati.

Lo scopo di questa analisi è stato la definizione di una procedura efficace per l'estrazione della asimmetria di spin del bersaglio nella reazione esclusiva $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$: si è visto come questa osservabile può essere messa in relazione con le funzioni di struttura generalizzate e come, attraverso gli esperimenti, possano essere posti vincoli sulla forma di queste funzioni. In questo esperimento, in particolare, è possibile indagare la natura delle funzioni polarizzate \tilde{H} e \tilde{E} : in un modello in cui la chiralità del quark attivo di conserva, infatti, queste sono le uniche due funzioni che contribuiscono alla sezione d'urto.

Nei capitoli precedenti ho descritto la procedura che ho sviluppato utilizzando i dati di EG1a con energia di fascio 4.2 GeV: questi dati consentono l'estrazione dell'asimmetria di spin del bersaglio, ma in una regione cinematica in cui, a rigore, non è applicabile il formalismo descritto nel cap. 1. Nella prima parte di questo capitolo mostrerò i risultati che ho ottenuto su questi, in primo luogo analizzando le asimmetrie misurabili, sia di spin del bersaglio, sia di spin del fascio che la doppia asimmetria di spin, e quindi gli errori sistematici da cui questa misura può essere affetta. Nella seconda parte di questo capitolo mostrerò l'analisi statistica che ho effettuato su un campione dei dati di EG1b con energia di fascio 5.7 GeV, finalizzata alla valutazione degli errori statistici da cui sarà affetta la misura quando saranno disponibili tutti i dati a quella energia. Attraverso l'analisi di quei dati sarà possibile effettuare la prima misura di asimmetria di spin nella reazione esclusiva $e \, \vec{p} \to e' \, \pi^+ \, n$ per valori di Q^2 prossimi a quelli per cui è previsto lo scaling.

90 Risultati.

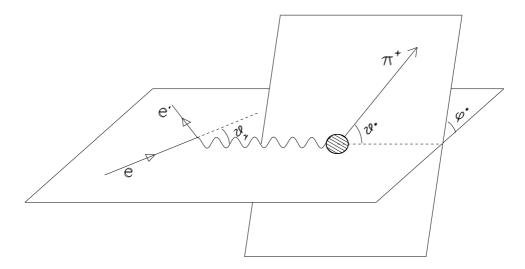


Figura 5.1: Schema della reazione $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$.

5.1 Analisi dei dati di EG1a.

Durante la prima fase dell'esperimento EG1 sono stati registrati più di $3 \cdot 10^9$ di eventi a energia di 2.5 e $4.2\,\mathrm{GeV}$, sia su bersaglio di NH_3 che di ND_3 , in varie configurazioni di campo magnetico del toro e polarizzazione del bersaglio, come riassunto nella tabella 5.1.

In questa parte dell'analisi tesi utilizzerò i dati relativi ad energia $4.278\,\text{GeV}$ e campo toroidale $+2250\,\text{A}$: questi dati consentono una buona copertura in una regione di Q^2 intermedi, dell'ordine di $\sim 1\,\text{GeV}^2/c^2$, (fig. 5.2) e per masse invarianti fino a $W \simeq 2.5\,\text{GeV}$, al di sopra della regione delle risonanze barioniche. Inoltre, i due set di dati relativi alle opposte polarizzazioni del bersaglio hanno una statistica comparabile, elemento fondamentale per l'estrazione di una asimmetria.

In questa configurazione sono stati registrati complessivamente circa 400 milioni di eventi, corrispondenti a 105 milioni di elettroni ricostruiti e a 370000 candidati π^+n . L'effetto dei vari tagli sulla statistica è riassunto in tabella 5.2.

Oltre ai dati relativi al bersaglio di ammoniaca, ho analizzato anche i dati registrati alla stessa energia e allo stesso campo magnetico su un bersaglio di grafite (^{12}C): questi ultimi sono stati utilizzati per valutare il numero di elettroni diffusi dall'azoto rispetto al totale.

Energia del fascio	Bersaglio	Campo toroidale	Polarizzazione del bersaglio	Lamina $\lambda/2$	Numero di eventi
2.562 GeV 2.562 GeV 2.562 GeV 2.565 GeV 2.565 GeV 2.565 GeV 4.278 GeV 4.278 GeV 4.278 GeV 4.068 GeV 4.068 GeV 4.278 GeV 4.278 GeV	NH ₃	$\begin{array}{c} -1500\mathrm{A} \\ -1500\mathrm{A} \\ -1930\mathrm{A} \\ +1500\mathrm{A} \\ +1500\mathrm{A} \\ +250\mathrm{A} \\ +2250\mathrm{A} \\ -2250\mathrm{A} \\ -2250\mathrm{A} \\ +1930\mathrm{A} \\ +1930\mathrm{A} \\ +1930\mathrm{A} \\ +2250\mathrm{A} \\ +2250\mathrm{A} \\ +2250\mathrm{A} \\ \end{array}$	+ - + + - + - + - +	1 1 1 1 1 1 1 1 1 2 2 2 1 2	182.2 M 184.9 M 13.5 M 106.6 M 86.6 M 143.0 M 101.4 M 129.1 M 272.1 M 176.6 M 88.1 M 172.2 M 187.7 M 35.8 M 230.2 M
4.278 GeV 2.562 GeV 2.494 GeV 2.565 GeV 2.565 GeV	$\begin{array}{c} \mathbf{NH_3} \\ ND_3 \\ ND_3 \\ ND_3 \\ ND_3 \\ ND_3 \end{array}$	+2250 A -1500 A -1500 A +2250 A +2250 A	- + - + -	2 1 1 1 1	175.4 M 153.9 M 83.2 M 338.8 M 23.5 M

Tabella 5.1: Riassunto dei dati raccolti nell'esperimento EG1a: sono riportate le grandezze che caratterizzano principalmente i vari insiemi di dati e il numero di eventi registrati in ogni configurazione. È inoltre riportato il numero di lamina a $\lambda/2$ che invertono la polarità del laser, e quindi l'elicità degli elettroni del fascio.

92 Risultati.

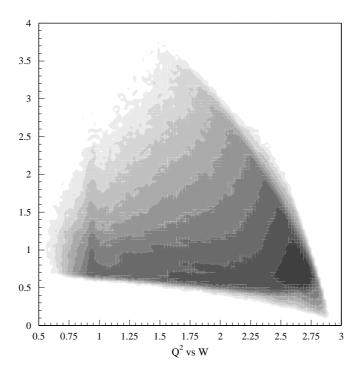


Figura 5.2: Distribuzione in Q^2 e W degli eventi registrati.

5.2 Asimmetria a 4.2 GeV.

Nella configurazione dell'esperimento EG1, la polarizzazione del bersaglio è parallela alla direzione del fascio, quindi il vettore polarizzazione, nel sistema di coordinate definito come:

 \hat{x} : $\hat{y} \wedge \hat{z}$

 \hat{y} : direzione perpendicolare al piano adronico

 \hat{z} : direzione del fotone virtuale

può essere scritto come:

$$(P_x, P_y, P_z) = P_t(\sin \theta_\gamma \cos \varphi^*, \sin \theta_\gamma \sin \varphi^*, \cos \theta_\gamma)$$
 (5.1)

dove ϑ_{γ} è l'angolo tra il fotone virtuale e la linea del fascio e φ^* è l'angolo tra il piano leptonico e il piano adronico. Rispetto a questi stessi angoli, può essere dimostrato [7, 47] che i tre termini della sezione d'urto polarizzata

	$P_t > 0$	$P_t < 0$
Eventi registrati	$\sim 240\mathrm{M}$	$\sim 165\mathrm{M}$
Eventi ricostruiti	$\sim 60\mathrm{M}$	$\sim 45\mathrm{M}$
Eventi dopo la selezione degli elettroni	$32.2\mathrm{M}$	$24.5\mathrm{M}$
Coincidenze $e\pi^+$	$0.71\mathrm{M}$	$0.54\mathrm{M}$
Candidati $e\pi^+n$	$0.21\mathrm{M}$	$0.16\mathrm{M}$

Tabella 5.2: Effetti dei tagli sulla statistica.

possono essere scritti come:

$$\sigma_e = a_e \sin(\varphi^*)
\sigma_t = a_t \sin(\varphi^*) + b_t \sin(\varphi^*) \cos(\varphi^*) + c_t \sin(2\varphi^*) \cos(\varphi^*)
+ d_t \sin(\varphi^*) \cos(2\varphi^*) + e_t \sin(2\varphi^*)
\sigma_{et} = a_{et} \cos(\varphi^*) + b_{et} \cos^2(\varphi^*) + c_{et} \sin^2(\varphi^*) + d_{et}$$

In particolare, per quel che riguarda σ_t , la dipendenza da φ^* è dominata dal termine in $\sin(\varphi^*)$, come il termine di asimmetria di fascio, mentre il termine di doppia asimmetria possiede un termine indipendente da φ^* . Questo significa che, una volta integrate su quest'angolo, due asimmetrie saranno nulle, mentre una sarà diversa da 0: inoltre, se, al momento dell'integrazione, le asimmetrie saranno pesate con un $\sin(\varphi^*)$, la situazione si invertirà. In figura 5.3 sono riportate le differenze tra gli spettri in φ^* ottenuti con i vari stati di elicità del fascio e di polarizzazione del bersaglio. Queste differenze sono state ottenute pesando il numero di eventi registrati nei vari bin con l'accettanza calcolata some descritto nella sezione 4.5.

5.2.1 Dipendenza da W.

Lo studio della dipendenza da W delle asimmetrie è una importante verifica della bontà dell'analisi: infatti in questo caso l'asimmetria viene misurata come integrale in φ^* , quindi ci si attende che l'unica non nulla sia la doppia asimmetria. Questo è verificato come si vede in fig. 5.4.

Per contro, se l'integrazione in φ^* viene effettuata aggiungendo un peso $\sin \varphi^*$, la doppia asimmetria dovrà risultare nulla, mentre le due asimmetrie singole dovranno essere diverse da zero. Le tre asimmetrie integrate su φ^* con il peso $\sin \varphi^*$ sono riportate in fig. 5.5.

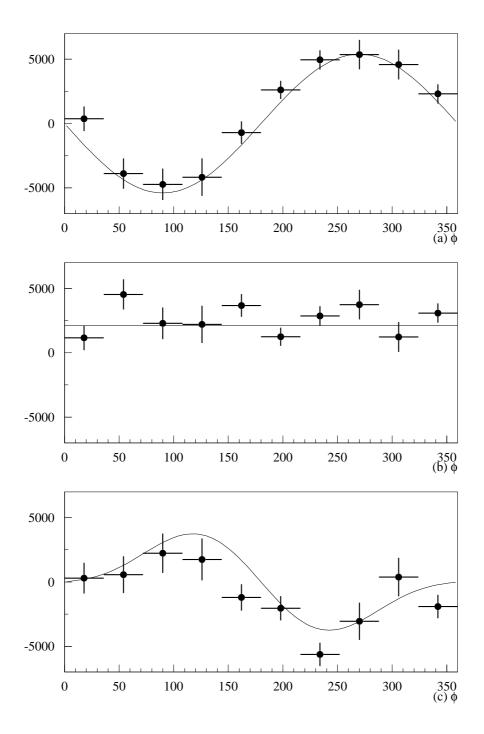


Figura 5.3: Differenze tra gli spettri in φ^* ottenuti con i vari stati di elicità del fascio e di polarizzazione del bersaglio: in (a) è riportata la differenza tra gli spettri ottenuti nei diversi stati di elicità del fascio, sommando sulle polarizzazioni del bersaglio (proporzionale a σ_e), in (b) la differenza tra lo stato in cui l'elicità del fascio è parallela alla polarizzazione del bersaglio e lo stato in cui è antiparallela (proporzionale a σ_{et}) e in (c) la differenza tra gli spettri ottenuti nelle due polarizzazioni del bersaglio (proporzionale a σ_t).

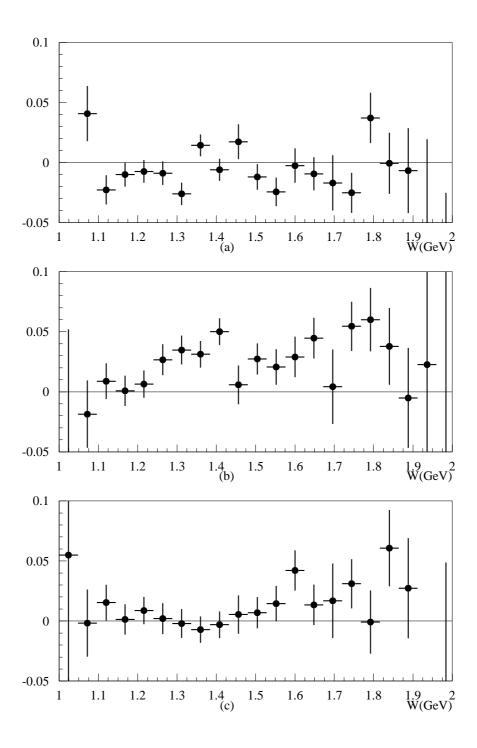


Figura 5.4: Asimmetrie di spin in funzione della massa invariante del sistema adronico eccitato W: in (a) è mostrata l'asimmetria di fascio, in (b) la doppia asimmetria e in (c) l'asimmetria di spin del bersaglio. L'unica non nulla è la seconda.

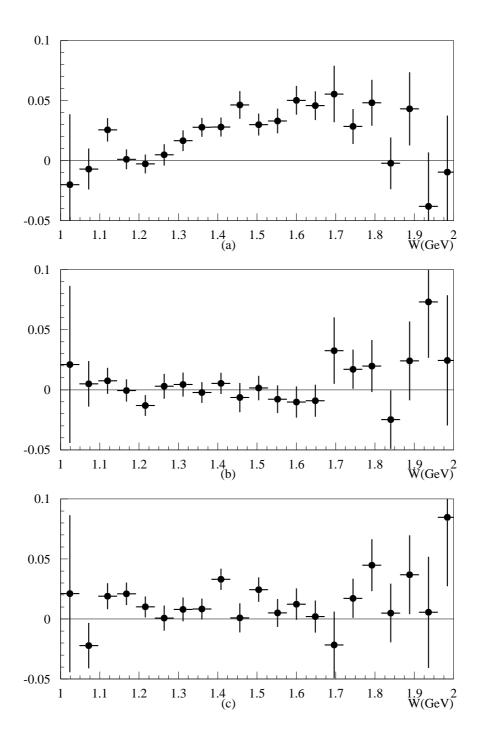


Figura 5.5: Asimmetrie di spin in funzione della massa invariante del sistema adronico eccitato W ottenute pesando l'asimmetria con $\sin \varphi^*$: in (a) è mostrata l'asimmetria di fascio, in (b) la doppia asimmetria e in (c) l'asimmetria di spin del bersaglio. In questo caso, l'unica non nulla è la seconda.

5.2.2 Dipendenza da φ^* .

Ho riportato in fig. 5.3 le differenze tra gli spettri misurati nelle varie configurazioni di spin del bersaglio e del fascio in funzione dell'angolo azimuthale relativo φ^* . Come prevedibile sulla base della eq. 5.2, la differenza tra gli spettri misurati nelle diverse elicità del fascio è dominata da un termine tipo $\sin \varphi^*$, ben visibile oltre gli errori statistici in virtù dell'alto valore di polarizzazione del fascio, la differenza tra gli spettri ottenuti con le polarizzazioni parallele e antiparallele per fascio e bersaglio è costante in φ^* e la differenza tra gli spettri ottenuti con le diverse polarizzazioni del bersaglio è dominata dai termini in $\sin \varphi^*$ e $\sin 2\varphi^*$. In fig. 5.6 sono riportati i fit di quest'ultima differenza utilizzando l'espressione completa (cfr. ancora eq. 5.2), i due soli termini dominanti e il solo termine in $\sin \varphi^*$, che è proporzionale all'asimmetria che ci si propone di misurare. In ogni caso si vede come i punti siano ben approssimati dalla curva. I valori di χ^2 che ho ottenuto per tutti questi fit sono sistematicamente molto piccoli, anche in relazione ai grandi errori statistici da cui è affetta la misura.

Per quel che riguarda l'asimmetria di spin del bersaglio, riporto in fig. 5.7 anche le differenze ottenute imponendo dei tagli in t e W: il primo taglio ha come scopo la selezione di una regione cinematica in cui la copertura in φ^* sia massima e omogenea, mentre il secondo è finalizzato alla selezione di eventi prevalentemente non provenenti dal decadimento di risonanze barioniche. Anche in questo caso ho sovraimposto i fit ottenuti utilizzando l'espressione 5.2: nuovamente è dimostrato come siano dominanti i termini in $\sin \varphi^*$ e $\sin 2\varphi^*$ e come sia possibile estrarre il primo di questi dal fit.

5.3 Valutazione degli errori sistematici.

In una misura di asimmetria è necessario valutare accuratamente le possibili sorgenti di errori sistematici e determinarne l'effetto sulla grandezza misurata: questa, infatti, risulta sempre molto piccola in valore assoluto e potenzialmente sensibile anche a piccole variazioni nei parametri dell'analisi.

Le sorgenti potenziali di errori sistematici che ho studiato possono essere divise in due categorie. Ho studiato innanzi tutto l'effetto sulla asimmetria ricostruita delle operazioni che mi hanno consentito di selezionare gli eventi su cui effettuare l'analisi: rientrano in questa categoria la selezione dei run, la selezione del canale esclusivo e i tagli di accettanza. In secondo luogo ho studiato la propagazione dell'incertezza sulle grandezze che compaiono come parametri nelle definizioni delle varie asimmetrie: in questa fase ho analizzato la asimmetria di carica accumulata alla Faraday Cup, i fattori di normaliz-

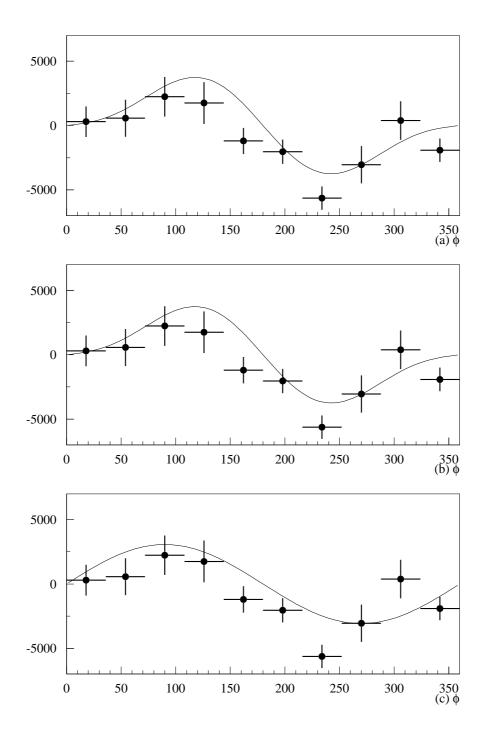


Figura 5.6: Fit della differenza tra gli spettri in φ^* : in (a) è riportato il fit ottenuto utilizzando l'espressione 5.2, in (b) utilizzando i due soli termini dominanti e in (c) utilizzando il solo termine in $\sin \varphi^*$.

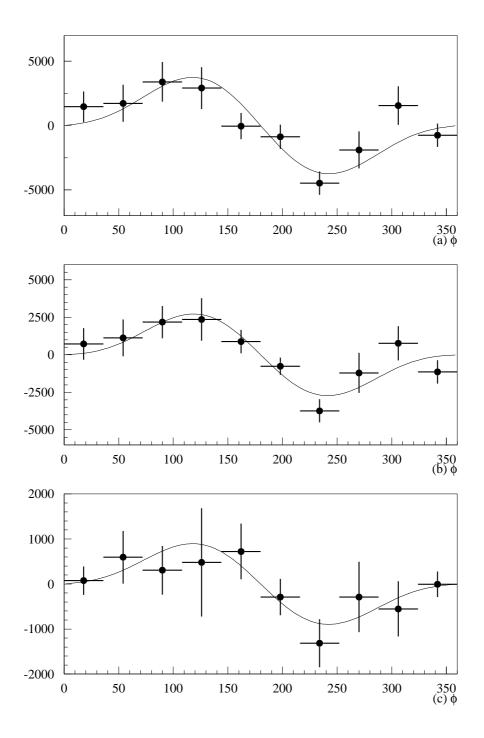


Figura 5.7: Differenza tra gli spettri in φ^* nei diversi stati di polarizzazione del bersaglio ottenuta con diversi tagli in t e W: in (a) è riportata senza tagli, in (b) applicando il taglio $-1.5\,\mathrm{GeV}^2 < t < -0.3\,\mathrm{GeV}^2$ e in (c) applicando anche il taglio $1.7\,\mathrm{GeV} < W < 2.5\,\mathrm{GeV}$.

zazione introdotti nella ridefinizione del numero di eventi equivalente per ogni combinazione di elicità di fascio e bersaglio e infine la polarizzazione degli elettroni del fascio e dei protoni del bersaglio, sia quelli liberi che quelli legati nel nucleo di ^{15}N . A parte ho valutato il limite superiore dell'effetto indotto dal decadimento del pione prima che possa essere rivelato: in particolare, ho ottenuto questo limite assumendo che tutti i pioni decaduti prima di intercettare il TOF vengano perduti.

5.3.1 Selezione dei run.

Nella sezione 4.3 ho riportato la descrizione della selezione dei run effettuata mediante controlli di stabilità nel numero di conteggi di diverse reazioni run per run. La reiezione di run che presentino anomalie, pur essendo fondamentale in una misura di asimmetria, in cui una variazione nella risposta del rivelatore può indurre una falsa asimmetria, può d'altra parte essere fonte di un errore sistematico, e come tale va esaminata.

Possibili effetti sulla asimmetria misurata tra diversi stati di elicità del fascio all'interno del singolo run sono trascurabili, in quanto i parametri monitorati sono da intendersi mediati su un gran numero di coppie di stati di elicità: gli effetti di variazioni nel comportamento e nella risposta del rivelatore in tempi della scala delle ore o dei giorni (l'acquisizione di un run richiede tempi dell'ordine delle 2 ore) vanno invece analizzati in relazione alla misura di asimmetria di spin del bersaglio e di doppia asimmetria di spin.

Le fluttuazioni nel numero di eventi ricostruiti per le varie reazioni presenta fluttuazioni, tra i run accettati, dell'ordine dell'1%, mentre gli spettri in W presentano fluttuazioni fino al 2%. L'effetto di queste disomogeneità sulla misura di asimmetria non può essere valutato in maniera diretta, tuttavia è possibile cercare di stimarne il limite superiore eseguendo le stesse analisi su insiemi di dati acquisiti in tempi il più possibile lontani tra loro.

5.3.2 Tagli di accettanza.

Come si è visto nella sezione 4.5, i tagli introdotti per eliminare le regioni di bordo del rivelatore non devono introdurre un errore sistematico apprezzabile. Questo deriva dalla natura della misura di asimmetria, che, una volta integrata sull'angolo relativo φ^* e opportunamente pesata, deve cancellare gli effetti dovuti all'accettanza non uniforme. Tuttavia, è opportuno verificare che questa assunzione è corretta: un'idea per quantificare l'errore introdotto con i tagli di accettanza è nisurare l'asimmetria escludendo gli elettroni rivelati in un settore e confrontando il risultato con l'asimmetria misurata con tutti i settori.

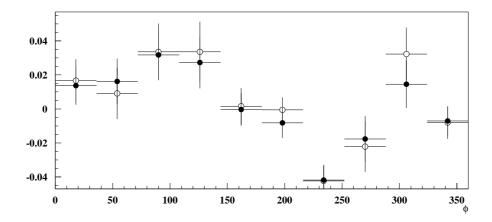


Figura 5.8: Confronto tra l'asimmetria misurata con tutti i settori (punti neri) e quella misurata escludendo il settore 1 (punti bianchi).

Ho scelto di escludere gli eventi in cui l'elettrone era stato rivelato nel settore 1: questo settore era quello caratterizzato dai tassi di conteggio più bassi quando avevo effettuato i controlli di stabilità.

Il confronto tra l'asimmetria così ottenuta e quella ottenuta sfruttando tutti i settori è caratterizzato da un χ^2 di 0.31 e dal centroide della distribuzione Z -0.1 ± 0.8 . Ho valutato l'errore sistematico introdotto con i tagli di accettanza in $\sim 8\%$, calcolando direttamente la differenza tra i due set di punti.

5.3.3 Selezione del canale esclusivo.

Qualunque taglio venga impostato per ottenere una buona selezione del canale esclusivo può essere sorgente di errori sistematici: in particolare, ho analizzato l'effetto derivante dal taglio in massa mancante della coppia $e\pi$. Una valutazione dell'errore sistematico associato a questo taglio può essere ottenuta modificando gli estremi del taglio stesso: nel mio caso ho ristretto i limiti entro i quali vengono selezionati gli eventi, da $0.85\,\mathrm{GeV} < M_{e\pi} < 1.05\,\mathrm{GeV}$ a $0.90\,\mathrm{GeV} < M_{e\pi} < 0.98\,\mathrm{GeV}$.

Ho inoltre studiato l'effetto della contaminazione da pioni, visibile ad esempio nella parte a sinistra della distribuzione dei fotoelettroni emessi nel contatore Čerenkov (fig. 3.5): operando il taglio "numero di fotoelettroni

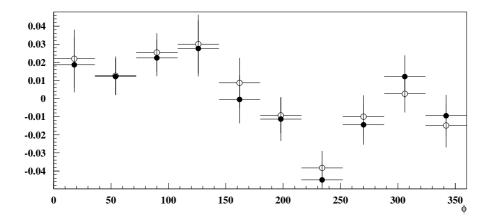


Figura 5.9: Confronto tra l'asimmetria misurata senza il taglio nel numero di fotoelettroni rivelati (punti neri) e con il $n_{\gamma} > 2.5$ (punti bianchi).

ricostruiti> 2.5" sono sicuro di misurare l'asimmetria solo derivante dagli elettroni. L'effetto di questo taglio è riportato in figura 5.9.

Il confronto tra le asimmetrie così ottenute è caratterizzato da un χ^2 di 0.22 e un centroide della distribuzione Z di -0.1 ± 1.0 , mentre l'errore sistematico può essere valutato intorno al 6%.

5.3.4 Asimmetria di carica accumulata.

Nella sezione 4.1 è riportata la descrizione della procedura che ho utilizzato per misurare l'asimmetria di carica tra gli stati di elicità del fascio. Questa asimmetria non ha effetto sulla asimmetria di spin del bersaglio, mentre si ripercuote direttamente sulle altre due asimmetrie misurabili. Per i dati su cui ho effettuato l'analisi ho ottenuto:

$$\mathcal{A}_c = -(0.37 \pm 0.01)\% \tag{5.2}$$

Considerando le tipiche asimmetrie che vengono misurate, dell'ordine del 3%, l'errore su questa misura porta un errore sistematico inferiore allo 0.4%.

5.3.5 Fattori di normalizzazione.

Nella sezione 4.1 sono stati introdotti alcuni fattori di normalizzazione per limitare il numero di parametri da determinare prima di poter confrontare i dati relativi alle diverse polarizzazioni di fascio e bersaglio. Un errore su queste grandezze si ripercuote sulla asimmetria come errore sistematico. Le varie costanti di normalizzazione sono state ricavate dai dati con i loro errori sperimentali, ottenendo:

$$d = 1.307 \pm 0.009 \rightarrow 0.7\%$$

$$\frac{D_2}{D_1} = 0.9938 \pm 0.0016 \rightarrow 0.16\%$$

$$\frac{D_3}{D_4} = 0.9932 \pm 0.0018 \rightarrow 0.18\%$$
(5.3)

Gli errori sistematici che possono derivare dagli errori sperimentali andranno a contribuire all'errore sistematico totale.

5.3.6 Polarizzazione.

La descrizione della procedura utilizzata per l'estrazione del prodotto della polarizzazione del fascio e del bersaglio è riportata nella sezione 4.6.

Questa misura è stata messa in pratica selezionando in due modi diversi il canale elastico, ottenendo un risultato compatibile entro gli errori statistici per le due misure: il fatto che due misure indipendenti siano compatibili permette di stimare trascurabile l'errore sistematico su quesa misura rispetto all'errore statistico, che risulta essere di circa $2 \div 3\%$.

L'errore sulla misura di polarizzazione viene trasferito direttamente in errore sistematico sulla asimmetria. Una volta ottenuta l'asimmetria grezza dividendo la differenza degli spettri per la somma, infatti, questa viene normalizzata al prodotto delle polarizzazioni. Il valore della polarizzazione di riferimento è stato di $19.5 \pm 1.4\%$ in uno stato di polarizzazione del bersaglio e $27.2 \pm 1.6\%$ nell'altro, a cui corrisponde un errore relativo di $\sim 6\%$, che si traduce direttamente in errore sistematico sulla misura di asimmetria.

Questo studio è rivolto prevalentemente alla polarizzazione dell'idrogeno. Tuttavia, anche i nuclei di azoto guadagnano un piccolo grado di polarizzazione, che non viene misurata ma che può essere ricavata da quella misurata per l'idrogeno. È stato dimostrato, infatti, che sia i nuclei di idrogeno che quelli di ^{15}N seguono la predizione della Equal Spin Temperature, EST, ovvero il loro comportamento può essere descritto in termini della sola "temperatura di spin" T_s [39, 40]. Questo regime si stabilisce quando due sistemi polarizzabili interagiscono con una interazione spin-spin. Nel nostro caso si ha:

$$P(^{15}N) = \tanh\left(\frac{\mu_{^{15}N}B}{KT_s}\right) \qquad P(H) = \tanh\left(\frac{\mu_P B}{KT_s}\right)$$
 (5.4)

Attraverso queste relazioni, una volta misurata la polarizzazione dell'idrogeno, è possibile risalire a quella dell'azoto. Questo valore può essere

stimata la polarizzazione del protone spaiato che porta il momento angolare intrinseco del nucleo di azoto: questo è infatti un nucleo caratterizzato da 6 neutroni, che, complessivamente portano momento angolare nullo, e un 7 protoni, dei quali uno è spaiato e occupa una shell p. Lo spin di questo protone si accoppia con il suo momento angolare orbitale a dare un momento angolare totale di 1/2: usando i coefficienti di Clebsch-Gordan è possibile ricavare la polarizzazione del protone da quella del nucleo:

$$P(p) = -\frac{1}{3}P(^{15}N) \tag{5.5}$$

Il contributo di questo nucleone polarizzato deve essere incluso nel calcolo della asimmetria: l'effetto finale di questa correzione è un aumento della polarizzazione effettiva dell'idrogeno della polarizzazione dei protone spaiato dell'azoto. A causa del moto di Fermi dei nucleoni all'interno del nucleo, però, nella selezione del canale esclusivo una parte degli eventi provenienti dall'azoto vengono persi: a causa di questo, può essere stimata una ulteriore riduzione di un fattore 3 della correzione da applicare alla polarizzazione.

5.3.7 Decadimento del pione.

Il pione carico decade prevalentemente nel canale $\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$, con un rapporto di decadimento di (99.98770 ± 0.00004)% e una vita media di (2.6030 ± 0.0024) · 10⁻⁸ s [1]. I pioni carichi prodotti nell'interazione tra il fotone virtuale e il protone possono quindi decadere prima di essere rivelati.

La distanza media percorsa da un pione prima di lasciare un segnale nel TOF è di circa $4 \div 5$ m e l'impulso minimo per essere ricostruito è di $200\,\mathrm{MeV}$: questo significa che nel sistema del laboratorio la vita media minima del pione è approssimativamente di $70\,\mathrm{ns}$. Il muone prodotto nel decadimento, avendo la stessa carica e una massa simile al pione genitore, può essere ricostruito come pione, ma l'impulso che gli viene assegnato non è quello corretto: inoltre, qualora il decadimento avvenga in prossimità del vertice di interazione, la probabilità che l'evento venga perduto aumenta.

Questo effetto è però largamente indipendente sia dalla polarizzazione del fascio che del bersaglio: nei diversi stati di polarizzazione del bersaglio si ha al più una piccola differenza nella traiettoria del pione all'interno della prima regione di camere a fili. L'effetto principale che ci si attende sulla misura di asimmetria è sostanzialmente solo una perdita di statistica. Tuttavia, poiché la probabilità di rivelare la particella dipende dalla cinematica dell'evento, è importante stimare il limite superiore dell'effetto di questo fenomeno sulla asimmetria.

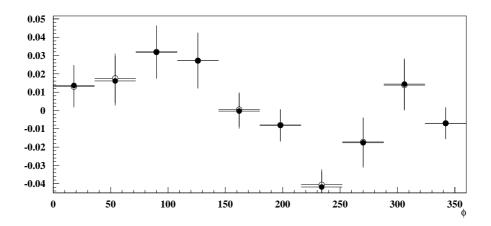


Figura 5.10: Confronto tra l'asimmetria misurata (punti neri) e quella ottenuta includendo il decadimento del pione(punti bianchi).

Per stabilire questo limite superiore, le asimmetrie sono state ricalcolate assumendo che tutti i pioni che decadono prima di raggiungere il TOF vengano perduti. La probabilità di decadimento è:

$$P(p_{\pi}, \vartheta_{\pi}) = 1 - \frac{1}{\tau_{lab}} \int_{0}^{t_{TOF}} e^{-t/\tau_{lab}} dt$$
 (5.6)

dove τ_{lab} è la vita media del pione nel sistema di laboratorio (dipendente da p_{π}) e t_{TOF} il tempo impiegato dalla particella per raggiungere il TOF (dipendente da p_{π} e ϑ_{π}).

Il risultato di questa correzione è mostrato in figura 5.10: i risultati sono pressoché perfettamente in accordo, con un χ^2 di 0.025 e un centroide della distribuzione Z di -0.02 ± 0.10 . L'errore sistematico legato a questo effetto risulta dell'ordine di 0.5%.

5.3.8 Riepilogo.

Il riepilogo delle sorgenti di errori sistematici che ho analizzato è riportato in tabella 5.3, con una valutazione dell'errore sistematico totale da cui è affetta la mia misura.

Il contributo derivante dall'errore sulla polarizzazione risulta tra i più grandi: questo è in parte dovuto al basso valore di polarizzazione del bersaglio.

Sorgente	Errore
Selezione dei run	< 1%
Tagli di accettanza	$\sim 8\%$
Selezione del canale	$\sim 7\%$
Asimmetria di corrente di fascio	0.4%
Fattori di normalizzazione	0.8%
Polarizzazione	$\sim 6\%$
Decadimento del pione	0.5%
Totale	< 12%

Tabella 5.3: Riepilogo degli errori sistematici.

In condizioni più favorevoli, l'errore sistematico dovuto a questa grandezza risulta decisamente inferiore al 5%.

5.4 Commenti.

La asimmetria di spin del bersaglio nella elettroproduzione di pioni è stata prevista parametrizzando le OFPD nel modello chirale a quark e solitone [22]. Tra gli importanti risultati ottenuti in quel lavoro vi è la predizione di una transizione al regime di Bjorken anticipata per le asimmetrie rispetto alle sezioni d'urto: in particolare si prevede che, a fronte di uno scaling per le sezioni d'urto per valori di Q^2 intorno a $10 \,\mathrm{GeV^2/c^2}$, le asimmetrie dovrebbero presentare questa transizione per valori di Q^2 intorno a $2 \,\mathrm{GeV^2/c^2}$.

I dati da me analizzati finora presentano un Q^2 medio ancora troppo basso rispetto a questo valore, per cui a rigore l'applicabilità del teorema di fattorizzazione e delle sue conseguenze non è pienamente giustificata. Ciononostante, sono riuscito a misurare asimmetrie significativamente diverse da zero: in particolare ho potuto estrarre la dipendenza da $\sin(\varphi^*)$ della asimmetria di spin del bersaglio e a dimostrare che si tratta effettivamente del contributo prevalente. Questa analisi può essere considerata la dimostrazione della fattibilità di una misura di questo tipo secondo la procedura qui descritta ad energie, e quindi impulsi trasferiti, più elevate. In particolare, nel prosieguo del capitolo analizzerò la possibilità di effettuare la misura di asimmetria di spin del bersaglio con i dati raccolti con il rivelatore CLAS ad una energia di fascio di 5.7 GeV e campo toroidale inbending.

5.5 Presentazione dei dati di EG1b.

Tra la fine del 2000 e l'inizio del 2001 è stato effettuato un ulteriore periodo di presa dati su bersaglio polarizzato con il rivelatore CLAS, acquisendo anche alla massima energia raggiungibile attualmente da CEBAF, ovvero 5.7 GeV (è in programma una serie di modifiche per portare la massima energia di fascio a 12 GeV entro i prossimi anni). Uno schema dei dati acquisiti durante l'intero esperimento è mostrata nelle tabelle 5.4 e 5.5. I dati relativi alla massima energia di fascio possono permettere la prima misura nel mondo delle asimmetrie di spin oltre la regione delle risonanze, ovvero per $W > 2 \, \text{GeV}$: ho eseguito una analisi preliminare con lo scopo di estrarre l'errore da cui sarà affetta una misura di asimmetria di spin eseguita su questi dati.

La procedura di preparazione dei dati che ho effettuato in questo caso è del tutto analoga a quella descritta per i dati a 4.2 GeV: attraverso questa ho potuto ottenere un insieme di eventi rappresentativo dei dati registrati durante l'esperimento EG1b con energia di fascio 5.7 GeV e campo toroidale inbending. La polarizzazione del bersaglio era parallela alla linea del fascio ed era superiore al 70%.

Lo scopo di questa analisi è definire gli intervalli di t e x_{bj} in cui suddividere i dati per ottenere il maggior numero di punti significativi con errori statistici accettabili (dell'ordine del 20% al più).

I trigger relativi alla diffusione di elettroni di 5.7 GeV da NH_3 con campo toroidale inbending sono complessivamente circa 1.1 G, ben distribuiti tra le due polarizzazioni del bersaglio. A questi corrispondono circa 220 milioni di elettroni ricostruiti e a $2 \cdot 10^6$ candidati $\pi^+ n$. L'effetto dei vari tagli sulla statistica è riassunto in tabella 5.6.

Questi dati coprono una regione in W dalla soglia fino a oltre 3 GeV e in Q^2 , nella regione in W oltre le risonanze, fino a circa $4 \text{ GeV}^2/\text{c}^2$ (cfr. figura 5.11).

5.6 Cinematica accessibile.

La reazione esclusiva $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$ è stata selezionata richiedendo un pione positivo in coincidenza con l'elettrone applicando opportuni tagli nella distribuzione di massa mancante $M_{e\pi}$ intorno alla massa del neutrone. Una volta definiti gli eventi di interesse, è stato possibile suddividere lo spazio delle variabili cinematiche Q^2 , t e x_{Bj} in bin e valutare il numero di eventi in ciascun bin una volta che saranno analizzati tutti i dati a disposizione.

Il picco del neutrone è chiaramente visibile nello spettro in massa mancante $M_{e\pi}$, anche una volta effettuato il taglio $W > 2 \,\text{GeV}$, che esclude

Energia del fascio	Bersaglio	Campo toroidale	Polarizzazione del bersaglio	Lamina $\lambda/2$	Numero di eventi
1.607 GeV 1.607 GeV 1.607 GeV 1.607 GeV 1.607 GeV 1.607 GeV 1.607 GeV 1.607 GeV 1.607 GeV 1.607 GeV 2.289 GeV 2.289 GeV 2.289 GeV 2.289 GeV 2.560 GeV 2.560 GeV 2.560 GeV	NH ₃ NH ₃ NH ₃ NH ₃ ND ₃ ND ₃ NH ₃	-1500 A -1500 A -1500 A -1500 A -1500 A -1500 A +1500 A +1500 A +1500 A +1500 A +1500 A +1500 A -1500 A -1500 A -1500 A -1500 A -1500 A -1500 A +1500 A	- + - + + - + - + - +	0 0 1 0 0 1 0 0 1 0 0 1 0 0 1 0 0 1 0 0 1 0 0 1 0 0 1	36 M 668 M 451 M 401 M 574 M 225 M 372 M 221 M 854 M 590 M 692 M 96 M 171 M 405 M 159 M 231 M 347 M 452 M 236 M 233 M 207 M
$2.560\mathrm{GeV}$	ND_3	$-1500\mathrm{A}$	+	1	201 M

Tabella 5.4: Riassunto dei dati raccolti nell'esperimento EG1b (I parte).

Energia del fascio	Bersaglio	Campo toroidale	Polarizzazione del bersaglio	Lamina $\lambda/2$	Numero di eventi
$4.250\mathrm{GeV}$	NII	$-2250{\rm A}$		0	305 M
4.250 GeV 4.250 GeV	NH_3	$-2250 \mathrm{A} \\ -2250 \mathrm{A}$	-	0	81 M
4.250 GeV 4.250 GeV	NH_3	$-2250 \mathrm{A} \\ -2250 \mathrm{A}$	+	1	212 M
4.250 GeV 4.250 GeV	NH_3		-	1	
	NH_3	$-2250\mathrm{A}$	+		294 M
4.250 GeV	ND_3	$-2250\mathrm{A}$	-	0	296 M
4.250 GeV	ND_3	$-2250\mathrm{A}$	+	0	301 M
4.250 GeV	ND_3	$-2250\mathrm{A}$	-	1	29 M
4.250 GeV	ND_3	$-2250\mathrm{A}$	+	1	670 M
4.250 GeV	NH_3	+2250 A	-	0	243 M
4.250 GeV	NH_3	$+2250\mathrm{A}$	+	0	250 M
4.250 GeV	NH_3	$+2250\mathrm{A}$	=	1	229 M
4.250 GeV	NH_3	$+2250\mathrm{A}$	+	1	250 M
$4.250\mathrm{GeV}$	ND_3	$+2250\mathrm{A}$	-	0	355 M
$4.250\mathrm{GeV}$	ND_3	$+2250\mathrm{A}$	+	0	$449\mathrm{M}$
$4.250\mathrm{GeV}$	ND_3	$+2250{\rm A}$	-	1	141 M
$5.733\mathrm{GeV}$	NH_3	$-2250\mathrm{A}$	-	0	813 M
$5.733\mathrm{GeV}$	NH_3	$-2250\mathrm{A}$	+	0	$1004\mathrm{M}$
$5.733\mathrm{GeV}$	ND_3	$-2250{\rm A}$	-	0	$403\mathrm{M}$
$5.733\mathrm{GeV}$	ND_3	$-2250{\rm A}$	+	0	$807\mathrm{M}$
$5.733\mathrm{GeV}$	$\mathrm{NH_3}$	$+2250\mathrm{A}$	_	0	$86\mathrm{M}$
$5.733\mathrm{GeV}$	$\mathrm{NH_3}$	$+2250\mathrm{A}$	+	0	$282\mathrm{M}$
$5.733\mathrm{GeV}$	$\mathrm{NH_3}$	$+2250\mathrm{A}$	_	1	$533\mathrm{M}$
$5.733\mathrm{GeV}$	$\mathrm{NH_3}$	$+2250\mathrm{A}$	+	1	$220\mathrm{M}$
$5.733\mathrm{GeV}$	ND_3	$+2250{\rm A}$	-	0	$397\mathrm{M}$
$5.733\mathrm{GeV}$	ND_3	$+2250{\rm A}$	+	0	$500\mathrm{M}$
$5.733\mathrm{GeV}$	ND_3	$+2250{\rm A}$	-	1	$66\mathrm{M}$
$5.733\mathrm{GeV}$	ND_3	$+2250{\rm A}$	+	1	$172\mathrm{M}$

Tabella 5.5: Riassunto dei dati raccolti nell'esperimento EG1b (II parte): sono riportate le grandezze che caratterizzano principalmente i vari insiemi di dati e il numero di eventi registrati in ogni configurazione. È inoltre riportato il numero di lamine a $\lambda/2$ che invertono la polarità del laser, e quindi l'elicità degli elettroni del fascio. Sono evidenziate le configurazioni a cui si riferisce la presente analisi.

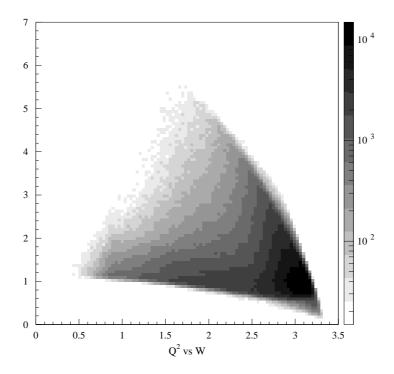


Figura 5.11: Distribuzione in Q^2 e W per i dati di EG1b.

dall'analisi gli eventi derivanti dalla produzione di risonanza barioniche (cfr. fig. 5.12). Sono riportate le distribuzioni in Q^2 , t e x_{Bj} per i dati selezionati operando il taglio in W e $M_{e\pi}$ (cfr. figg. 5.13, 5.14 e 5.15 rispettivamente): il valore medio di Q^2 è di $\sim 1.7 \,\mathrm{GeV^2/c^2}$ e la maggior parte dei dati si concentra a basso t, dove la asimmetria è particolarmente sensibile alla forma delle GPD.

Come nell'esperimento EG1a, la polarizzazione del bersaglio in EG1b è collineare al fascio: tuttavia una componente trasversale è generata dalla direzione del fotone virtuale:

$$P_{\perp} = -P\sin\vartheta_{\gamma} \tag{5.7}$$

Il seno dell'angolo ϑ_{γ} , per i dati in questione, si è visto avere un valor medio di circa 0.22 (cfr. fig. 5.16).

Per estrarre la asimmetria 1.62 definisco il momento della asimmetria di

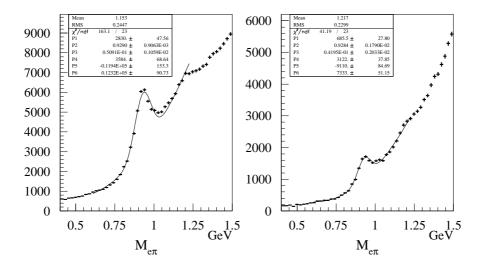


Figura 5.12: Spettro della massa mancante della coppia $e\pi$ (dati di EG1b): il picco corrispondente alla massa del neutrone è visibile sia prima (a sinistra) che dopo aver applicato il taglio $W>2\,\mathrm{GeV}$ (a destra).

spin pesato con $\sin \varphi$:

$$\mathcal{A}_{\sin\varphi_{\pi}} = \frac{1}{\sin\vartheta_{\gamma}} \frac{\int (\sigma^{\uparrow} - \sigma^{\downarrow}) \sin\varphi_{\pi} d\varphi\pi}{\int (\sigma^{\uparrow} - \sigma^{\downarrow}) d\varphi\pi}$$
 (5.8)

dove con φ_{π} si è inteso l'angolo tra la direzione di emissione del pione e il piano leptonico. La sezione d'urto di assorbimento di fotone virtuale può

	$P_t > 0$	$P_t < 0$
Eventi registrati	$\sim 500\mathrm{M}$	$\sim 620\mathrm{M}$
Eventi ricostruiti	$\sim 100\mathrm{M}$	$\sim 120\mathrm{M}$
Eventi dopo la selezione degli elettroni	$\sim 55\mathrm{M}$	$\sim 70\mathrm{M}$
Coincidenze $e\pi^+$	$\sim 1\mathrm{M}$	$\sim 1.4\mathrm{M}$
Candidati $e\pi^+n$	$\sim 0.3\mathrm{M}$	$\sim 0.4\mathrm{M}$

Tabella 5.6: Effetti dei tagli sulla statistica.

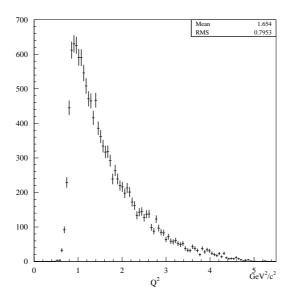


Figura 5.13: Distribuzione in Q^2 per la reazione $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$ con W > 2 GeV (dati di EG1b).

essere scritta, esplicitando tutti i termini, come:

$$\frac{d\sigma}{dWdQ^2d\Omega_{\pi}} = \sigma_T + \varepsilon\sigma_L + \sqrt{2\varepsilon_L(1+\varepsilon)}\sigma_{LT}\cos\varphi^* + \varepsilon\sigma_{TT}\cos2\varphi^*
-P\sin\vartheta_{\gamma}\sin\varphi^* \left(\sigma_T^{\perp} + \varepsilon\sigma_L^{\perp} + \sqrt{2\varepsilon_L(1+\varepsilon)}\sigma_{LT}^{\perp}\cos\varphi^* + \varepsilon\sigma_{TT}^{\perp}\cos2\varphi^*\right) (5.9)
+P_x(\sigma_T^x...) + P_z(\sigma_T^z...)$$

Nella seconda e terza riga della 5.9 sono riportati i contributi alla sezione d'urto dipendenti dalla polarizzazione del bersaglio. In particolare, il termine moltiplicato da $-P \sin \vartheta_{\gamma} \sin \varphi^*$ è il termine dipendente dalla componente perpendicolare al piano adronico di questa polarizzazione. Una volta scritta la sezione d'urto come in 5.9, la asimmetria 5.8 diventa:

$$\mathcal{A}_{\sin\varphi_{\pi}} = \frac{\sigma_{T}^{\perp} + \varepsilon \sigma_{L}^{\perp} + \sqrt{2\varepsilon_{L}(1+\varepsilon)}\sigma_{LT}^{z} \tan^{-1}\vartheta_{\gamma}}{\sigma_{T} + \varepsilon \sigma_{L}}$$
 (5.10)

Questa asimmetria converge alla \mathcal{A} definita in 1.62 nel limite in cui la sezione d'urto longitudinale diventa dominante, ovvero per Q^2 grande.

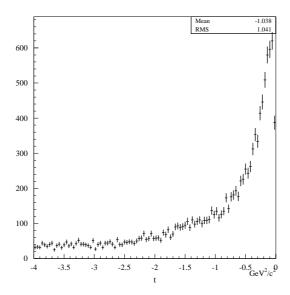


Figura 5.14: Distribuzione in t per la reazione $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$ con W > 2 GeV (dati di EG1b).

5.7 Valutazione degli errori statistici.

Dall'analisi di questo insieme ridotto di dati di EG1b, ho potuto estrarre gli errori statistici da cui sarà affetta una misura di asimmetria effettuata su quei dati. La frazione di eventi associati a reazioni $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$ è di circa $2.3 \cdot 10^{-4}$, che corrisponde ad un numero totale di eventi di circa $0.5 \cdot 10^6$ caratterizzati da W > 2 GeV. L'errore statistico assume la forma:

$$\Delta \mathcal{A}_{\sin \varphi_{\pi}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{1}{f \sin \vartheta_{\gamma}} \tag{5.11}$$

dove f è il fattore di diluizione, che si assume circa uguale a 0.3, e N è il numero di eventi in ogni bin. Gli errori calcolati secondo questa procedura sono riportati nelle tabelle 5.7 e 5.8. A causa della disomogeneità della statistica nella regione cinematica accessibile, il binning non è regolare: questo si è reso necessario per avere il maggior numero possibile di punti con errori compatibili.

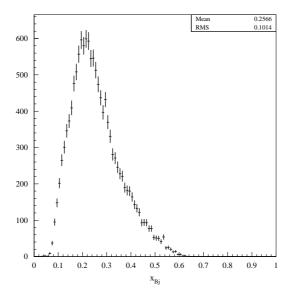


Figura 5.15: Distribuzione in x_{Bj} per la reazione $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$ con W > 2 GeV (dati di EG1b).

	$x_{Bj} < 0.25$	$0.25 < x_{Bj} < 0.3$	$x_{Bj} > 0.3$
t > -0.3	0.19	0.14	0.09
t < -0.3	0.18	0.14	0.09

Tabella 5.7: Errore stimato sull'asimmetria $\Delta A_{\sin \varphi_{\pi}}$ per $Q^2 > 1.25 \, \mathrm{GeV^2/c^2}$.

5.8 Conclusioni.

Con questa analisi statistica, ho mostrato come sarà possibile indagare una regione cinematica dove l'asimmetria di spin del bersaglio nella reazione $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$ è stata calcolata e ci si attende che sia grande, utilizzando i dati ottenuti alla massima energia di fascio durante l-esperimento EG1b. Questi dati saranno preprocessati nei prossimi mesi e si renderanno pienamente disponibili già nella primavera del prossimo anno.

L'orientazione dello spin del bersaglio non è quella ottimale, essendo collineare alla linea del fascio e non perpendicolare a questa, tuttavia, con il rivelatore CLAS è possibile ricostruire la dipendenza angolare dell'emissione del pione e separare le varie componenti della asimmetria di spin del bersaglio sfruttando la loro diversa dipendenza dall'angolo φ^* formato dal pione con il

Conclusioni. 115

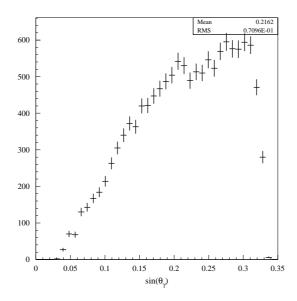


Figura 5.16: Distribuzione in $\sin \vartheta_{\gamma}$ per la reazione $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$ con $W > 2 \,\text{GeV}$ (dati di EG1b).

	x < 0.15	0.15 < x < 0.2	x > 0.2
t > -0.3	0.34	0.14	0.10
t < -0.3	0.27	0.13	0.10

Tabella 5.8: Errore stimato sull'asimmetria $\Delta A_{\sin \varphi^*}$ per $Q^2 < 1.25\,{\rm GeV^2/c^2}$.

piano leptonico.

Ad oggi questa osservabile non è ancora stata misurata, se non nel canale semiinclusivo $e\vec{p} \to e\pi^+ n$: sfruttando l'intera statistica a disposizione per una energia di fascio di 5.7 GeV e campo toroidale inbending, sarà posiibile effettuarne la prima misura per valori di t piccoli e valori di W tali da escludere eventi derivanti dal decadimento di risonanze barioniche. La statistica è inoltre sufficiente a tentare una prima investigazione della dipendenza di questa asimmetria dalle variabili cinematiche di interesse fisico t, x_{Bj} e Q^2 .

Bibliografia

- [1] D.E. Groom et al., The European Physical Journal C15 1 (2000).
- [2] R.P. Feynman, Photon-hadron interactions, Benjamin, 1972.
- [3] R.G. Roberts, *The structure of the Proton*, Cambridge University Press, 1990.
- [4] N.N. Bogoliubov, D.V. Shirkov, *Introduction to the theory of quantized fields*, terza edizione, John Wiley & sons, 1979.
- [5] G. Morpurgo, Introduzione alla fisica delle particelle, Zanichelli, 1985.
- [6] S.E. Kuhn, Nucleon structure functions, experiments and models.
- [7] A. Bartl, W. Majerotto, Nucl. Phys. **B62** (1973) 267–285.
- [8] J.C. Collins, L.L. Frankfurt, M. Strikman, Phys. Rev. D 56, 2982 (1997); hep-ph/9611433.
- [9] F.J. Yndurain, The theory of quark and gluon interactions, Springer-Verlag, 1992.
- [10] X. Ji, Phys. Rev. Lett. 78, 610 (1997); hep-ph/9603249.
- [11] X. Ji, J. Phys. G, 24, 1181 (1998); hep-ph/9807358.
- [12] X. Ji, Phys. Rev. D 55, 7714 (1997); hep-ph/9609381.
- [13] X. Ji, W. Melnitchouk, X. Song, Phys. Rev. D 56, 5511 (1997); hep-ph/9702379.
- [14] L. Mankiewicz, G.Piller, A. Radyushkin, Eur. Phys. J. C10 307 (1999); hep-ph/9812467.
- [15] A.V. Radyushkin, *Phys. Rev. D* **56**, 5524 (1997); hep-ph/9704207.

118 BIBLIOGRAFIA

- [16] A.V. Radyushkin, hep-ph/9706492.
- [17] L.L. Frankfurt, P.V. Poblytsa, M.V. Polyakov, M. Strikman, *Phys. Rev. D* 60, 14010 (1999); hep-ph/9901429.
- [18] L.L. Frankfurt, M.V. Polyakov, M. Strikman, M. Vanderhaegen, Phys. Rev. Lett. 84, 2589 (2000); hep-ph/9911381.
- [19] P.A.M. Guichon, M. Vanderhaegen, Prog. Part. Nucl. Phys., 41, 125 (1998); hep-ph/9806305.
- [20] M. Vanderhaegen, P.A.M. Guichon, M. Guidal, Phys. Rev. D 60, 94017 (1999); hep-ph/9905372.
- [21] M. Vanderhaegen, P.A.M. Guichon, M. Guidal Phys. Rev. D 56, 2982 (1997).
- [22] K. Goeke, M.V. Polyakov, M. Vanderhaegen, hep-ph/0106012.
- [23] P. Kroll, M. Schürmann, P.A.M. Guichon, Nucl. Phys. A598, 435 (1996); hep-ph/9507298.
- [24] S. Stepanyan et al., submitted to Phys. Rev. Lett., 17-7-2001; hep-ph/0107043.
- [25] A. Airapetian et al., submitted to Phys. Rev. Lett., 18-6-2001; hep-ph/0106068.
- [26] S. Brodsky, P. Lepage, *Perturbative quantum chromodynamics*, World Scientific, 1989.
- [27] R. De Vita, Measurement of the double spin asymmetry in π^+ electroproduction with CLAS, Tesi di Dottorato in Fisica, 2000.
- [28] Conceptual Design Report, Basic experimental equipment, CEBAF, 1990.
- [29] D.S. Carman et al., Nucl. Instr. and Meth. A419, 315 (1998).
- [30] M.D. Mestayer et al., Nucl. Instr. and Meth. A449, 81 (2000).
- [31] G. Adams et al., submitted to Nucl. Instr. and Meth., 8-8-2000.
- [32] E.S. Smith et al., Nucl. Instr. and Meth., A432, 265–298 (1999).
- [33] M. Amarian et al., submitted to Nucl. Instr. and Meth., 27-9-2000.

BIBLIOGRAFIA 119

- [34] M. Anghinolfi et al., Nucl. Instr. and Meth. A447, 424 (1998).
- [35] M. Borghini, *Proton spin orientation*, CERN Yellow Report 1968, CERN-68-32.
- [36] W. Meyer, Proc. Conf. on high energy spin physics- Brookhaven 1982 (ed. G.M. Bounce)., AIP Conf. Proc. 95 (1983).
- [37] S. Bültmann et al., Nucl. Instr. and Meth. A356, 102 (1995).
- [38] A. Abragam, *The principles of nuclear magnetism*, Oxford Clarendon Press, 1961.
- [39] D.G. Crabb et al., Nucl. Instr. and Meth. A356, 9 (1995).
- [40] S.T. Goertz et al., Nucl. Instr. and Meth. A356, 20 (1995).
- [41] M.L. Seely et al., Proc. Conf. on high energy spin physics-Brookhaven 1982 (ed. G.M. Bounce)., AIP Conf. Proc. 95, 1336 (1983).
- [42] A. Thomas et al., Nucl. Instr. and Meth. A356, 5 (1995).
- [43] V. Blobel et al., The BOS system for the CLAS detector: Dynamic Memory Management, 1995.
- [44] M. Jones et al., Phys. Rev. Lett. 84, 1393 (2000).
- [45] P.E. Bosted, Phys. Rev. C 51, 409 (1995).
- [46] M. Anghinolfi, M. Battaglieri, R. De Vita, Measure of the target per beam polarization in EG1 data, CLAS-NOTE 2000-001.
- [47] A.S. Raskin, T.W. Donnelly, Annals of Phys., 191, 78 (1989).

Conclusioni.

Lo studio della struttura dei nucleoni è stata studiata a fondo negli ultimi tre decenni, portando ad una descrizione accurata di parecchie proprietà di queste particelle: in particolare, esistono misure anche molto precise delle funzioni di struttura F_1 , F_2 , g_1 e g_2 , che soo legate alle distribuzioni in spin e impulso dei quark. Negli ultimi anni, tuttavia, sono state introdotte delle nuove funzioni di struttura, più generali, dette funzioni partoniche generalizzate (GPD), due dipendenti e due indipendenti dallo spin dei quark attivi, attraverso le quali è possibile, ad esempio, una decomposizione covariante dello spin del nucleone, attraverso la quale si potranno avere nuove vie per risolvere il cosiddetto "problema dello spin".

È stato dimostrato, in particolare, che la forma delle GPD può essere derivata dallo studio di due particolari reazioni esclusive, l'effetto Compton e l'elettroproduzione di mesoni ad alto impulso trasferito: in particolare, si dimostra che la reazione $e \vec{p} \rightarrow e' \pi^+ n$ con un bersaglio di protoni polarizzati è sensibile alle funzioni partoniche dipendenti dallo spin. In particolare, è stata calcolata l'asimmetria di spin del protone, che risulta essere grande, quindi, almeno in linea di principio facilemente misurabile.

Ad oggi non esiste nessuna misura di questa asimmetria per valori di W oltre la regione delle risonanze barioniche. Nella mia tesi ho dimostrato la fattibilità di una misura di questo tipo con i dati raccolti con il rivelatore CLAS a JLAB durante l'esperimento EG1b alla massima energia del fascio di elettroni, 5.7 GeV. La parte più consistente del mio lavoro di tesi è stata la definizione di una procedura per l'estrazione di questa asimmetria utilizzando i dati di EG1a con energia di fascio $4.2 \,\text{GeV}$, che non permettono l'investigazione della regione fisica di maggiore interesse, ma permettono di dimostrare l'efficacia della procedura stessa. Ho poi analizzato un campione rappresentativo dei dati di EG1b, che, essendo stati acquisiti tra gli ultimi mesi del 2000 e i primi del 2001, non sono ancora completamente disponibili, per verificare la fattibilità della misura con gli eventi registrati: con questo studio ho dimostrato che sarà possibile effettuare la misura effettuando una prima investigazione del suo andamento nelle variabili Q^2 , x_{Bj} e t.

122 Conclusioni.

Ringraziamenti.

Il primo pensiero, quando ho pensato alle molte persone con le quali ero in debito di riconoscenza, è andato ai miei genitori, che mi hanno dato la possibilità di studiare fin qui, sostenendomi e spronandomi a ben lavorare anche quando non davo le migliori prove di me: con loro, rigrazio tutta la mia famiglia per l'appoggio e la stima, non sempre meritati, che non mi hanno mai fatto mancare.

Un grande ringraziamento va poi al mio relatore, prof. Mauro Taiuti, per avermi dato la possibilità di lavorare in un ambiente stimolante e avermi introdotto e seguito in un lavoro che mi ha dato molte soddisfazioni. Con lui non posso non ringraziare tutti i ricercatori del gruppo III, Marco (Anghinolfi), Marco (Battaglieri) e Marco (Ripani), che, con suggerimenti e stimoli hanno saputo guidarmi nel mio lavoro in modo critico e costruttivo, e ai tecnici Andrea, Franco e Paolo, con i quali è impossibile non costruire un rapporto di amicizia e stima. Ringrazio ancora Michail e Viktor, per i frequenti scambi di opinioni, non solo legati alla fisica. Devo un ringraziamento particolare a Raffaella, per tutto il tempo che mi ha dedicato e per la pazienza con cui ha affrontato il dover lavorare con me: lavorando con lei ho imparato ad apprezzarne le capacità non solo come ricercatrice, ma anche come docente, e, soprattutto, come persona. Un ringraziamento va ancora al prof. Marco Bozzo, mio correlatore, per le utili conversazioni che ho avuto con lui.

Nel corso dei miei studi ho avuto la fortuna di lavorare con persone che hanno segnato la mia formazione non solo dal punto di vista dell'erudizione, insegnandomi anche e soprattutto a pensare e ad apprezzare quanto di bello ci circonda: in ordine sparso, ricordo con particolare affetto i proff. Guido Reverdito e Sergio Boidi e la prof.ssa Ombretta Buffrini, che, ai tempi del Liceo, sono riusciti a farmi conoscere ed apprezzare espressioni della creatività ben lontane da quelle dei fisici. Nel corso degli studi universitari, oltra alle persone di cui ho già detto, sono particolarmente debitore al Dott. Paolo Morettini e ai proff. Alberto Blasi, Giorgio Dillon, Carlo M. Becchi e Sandro Vitale, che, in modi diversi, mi hanno insegnato non solo delle nozioni, ma

anche qualcos'altro.

Un grandissimo ringraziamento lo meritano tutti i miei amici e compagni di corso, che con me hanno condiviso la vita all'Università o che hanno subito tutti i miei umori,buoni e cattivi, ogni volta che dall'Università ero fuori. Ringrazio perciò il laureando che ho trovato quando ho iniziato la tesi, Marco (Castellana), e quello che lascio, Marco (Brunoldi), perché l'aiuto che ci si può dare tra studenti è complementare a quello che può venire da professori e ricercatori. Ringrazio infinitamente Carlo, Michele, Riccardo e i due Alessandro, Thea e Toigo, con i quali ho studiato, lavorato in laboratorio, dato esami, inventato scherzi ... tutto. Ringrazio poi Luca e Roberta, che hanno condiviso, qualche volta loro malgrado, molte delle esperienze di cui sopra, e tutti gli altri, con i quali ho passato gli anni di Università così a stretto contatto. Un ringraziamento ed un saluto speciale vanno a Maja, con il solo rimpianto di aver imparato tardi a conoscere la persona meravigliosa che è. Vorrei poi ringraziare Silvia e Nicoletta, che, con la loro simpatia e amicizia mi hanno aiutato un sacco, soprattutto nell'ultimo periodo.

Tra quelli che hanno seguito la mia vita di universitario "da fuori", dandomi un appoggio senza il quale non avrei mai dovuto scrivere questi ringraziamenti, il primo pensiero non può che essere per Valeria, che per cinque anni è stata al mio fianco, quattro dei quali trascorsi da me al dipartimento di fisica: molte volte il suo aiuto è stato determinante per me. Un grazie enorme va poi a Christian, Davide, Luchino e Giovanni, che restano i miei amici più cari, e a Stefano, che è il mio "fratello gemello". Ringrazio infinitamente Francesca, perché mi fa desiderare di diventare una persona migliore, e Elena, Mirko, Laura, Nika, Manuela, Claudia, Maria, Valeria e tutti quei miei amici che mi sono stati vicini in questi anni, con loro sono debitore e un po' questo lavoro è anche merito loro.