

LABORATORI NAZIONALI DI FRASCATI

SIS – Pubblicazioni

LNF-98/006 (IR)
4 Marzo 1998

Tesi di Dottorato X Ciclo

**Misura della Sezione d'Urto di
Fotoassorbimento tra 0.5 e 2.6 GeV
su Nuclei ed Analisi dei Dati**

Marco Mirazita

INFN – Laboratori Nazionali di Frascati, P.O. Box 13, I-00044 Frascati (Italy)

Abstract

The total photoabsorption cross section on several nuclei has been measured in the energy range 0.5 – 2.6 GeV. Nuclear data show a significant reduction of the absorption strength with respect to the free nucleon case suggesting a shadowing effect at low energies.

PACS: 25.20.Gf; 12.40.Vv

PREMESSA

Lo studio delle interazioni dei fotoni, reali o virtuali, con i nuclei fornisce importanti informazioni sia su proprietà di insieme del nucleo, come il raggio e la polarizzabilità nucleare, sia su problemi di interesse fondamentale, come la modifica delle proprietà del nucleone e dei suoi livelli eccitati all'interno dei nuclei, sia sulle proprietà intrinseche dei fotoni stessi, come le sue componenti adroniche. Tra le grandezze che caratterizzano questi processi, si è risollevalo negli ultimi anni un particolare interesse per la misura della sezione d'urto di fotoassorbimento totale, in particolare in seguito alle misure effettuate a Frascati nella regione delle risonanze nucleoniche.

L'oggetto di questa tesi di Dottorato riguarda la misura della sezione d'urto di fotoassorbimento su nuclei tra 0.5 e 2.6 GeV: si tratta della prima misura che copre la regione compresa tra circa 1.2 e 2 GeV. Il fotoassorbimento è stato infatti studiato su protone dalla soglia di produzione di pioni fino a circa 10^5 GeV, e su deuterio (da cui si ricava il contributo del neutrone) fino a circa 20 GeV, mentre, per quanto riguarda il nucleo, i dati sperimentali esistenti coprono le regioni comprese tra poche decine di MeV e 1.2 GeV e tra circa 2 GeV e 200 GeV, in un ampio intervallo di valori del numero di massa.

A basse energie, al di sotto della soglia di produzione di pioni, l'interazione fotone-nucleo, puramente elettromagnetica, rappresenta una debole perturbazione per il sistema nucleare e l'assorbimento del fotone viene spiegato in termini di moti collettivi del nucleo.

Al di sopra della soglia di produzione di pioni, il fotone ha energia sufficiente per interagire con i nucleoni singolarmente. Nella regione della risonanza P_{33} (energia del fotone $\approx 200 \div 500$ MeV) i dati su vari nuclei disponibili in letteratura fino al 1989 hanno mostrato che la sezione d'urto di fotoassorbimento totale per nucleone è diversa da quella misurata su protone, ma non dipende in modo significativo dal numero di massa del nucleo. Questo ha suggerito che l'assorbimento del fotone avvenga in maniera incoerente da parte di tutti i nucleoni.

Al contrario, ad energie maggiori di 2 GeV, si è osservato che la sezione d'urto per nucleone decresce al crescere del numero di massa del bersaglio. Questo risultato, noto con il termine di *shadowing*, viene generalmente interpretato in termini del modello della *Vector Mesons Dominance*, in cui il fotone ha una probabilità non nulla di trasformarsi in uno stato adronico virtuale, avente i suoi stessi numeri quantici e massa m , che, durante il suo tempo di vita, si propaga per una lunghezza $\lambda = 2 E_\gamma / m^2$. Esso quindi può interagire con il nucleo con una sezione d'urto tipicamente adronica, non appena la sua energia diventa tale che λ sia confrontabile con le dimensioni nucleari.

La regione intermedia, compresa fra 500 MeV e 2 GeV, praticamente inesplorata fino al 1989, risulta particolarmente interessante, sia perché l'assorbimento del fotone avviene tramite l'eccitazione di una serie di risonanze nucleoniche, il cui studio permette di ricavare importanti informazioni sulle proprietà dei nucleoni all'interno del mezzo nucleare, sia perché dovrebbe rivelare il sorgere del comportamento adronico del fotone.

La regione delle risonanze nucleoniche è stata studiata in maniera accurata e sistematica su un ampio intervallo di numeri di massa del bersaglio soltanto tra il 1992 e il 1994 con le misure effettuate a Frascati con fotoni di energia compresa tra 300 e 1200 MeV e con diversi metodi sperimentali. Queste misure hanno mostrato per la prima volta una dipendenza della massa e della larghezza della risonanza Δ dalla densità del bersaglio. Nella regione tra 600 e 1200 MeV,

esse hanno inoltre evidenziato un notevole allargamento delle risonanze nucleoniche di massa superiore alla Δ , e soprattutto un inatteso abbassamento del valore assoluto della sezione d'urto per nucleone rispetto al caso del nucleone libero. Sulla base dei soli effetti nucleari standard, questo abbassamento deve essere compensato da un aumento della sezione d'urto nelle regioni adiacenti. I dati sperimentali disponibili escludono questa possibilità sulla Δ , che pertanto deve essere ipotizzata nella regione tra 1.2 e 2 GeV, dove mancano dati sperimentali.

L'abbassamento del valore assoluto della sezione d'urto può invece essere dovuto ad una riduzione dell'intensità dell'eccitazione della risonanza all'interno del nucleo e/o al sorgere dello shadowing già ad energie intorno ad 1 GeV. Infatti, l'analisi di regole di somma di QCD ha mostrato come il mezzo nucleare modifichi la massa di un adrone, determinando un aumento della lunghezza di propagazione delle fluttuazioni adroniche del fotone. Questo potrebbe pertanto determinare un abbassamento della soglia dello shadowing ad energie minori di quelle generalmente assunte. Inoltre, gli esperimenti di scattering anelastico di leptoni effettuati al CERN e FNAL hanno mostrato un grande effetto di shadowing a bassi valori della variabile di Bjorken e vicino al limite di fotoni reali. Al contrario, recenti calcoli basati sul modello VMD, che riproducono in maniera soddisfacente i dati ad energia superiore ai 3 GeV, prevedono però uno shadowing trascurabile o addirittura un anti-shadowing a energie minori di 2 GeV.

Da quanto sopra, risulta dunque che la conoscenza della sezione d'urto di fotoassorbimento nucleare tra 1.2 e 1.8 GeV permetterebbe di discriminare tra i vari modelli interpretativi proposti. Questa misura è stata effettuata utilizzando il fascio di fotoni etichettati SAPHIR dell'acceleratore di elettroni ELSA dell'Università di Bonn. Il metodo di misura impiegato è il cosiddetto metodo fotoadronico, in cui gli eventi adronici sono rivelati da un rivelatore a grande angolo solido, eliminando il fondo elettromagnetico sfruttando la diversa distribuzione angolare dei due processi.

L'apparato sperimentale utilizzato è costituito essenzialmente da una corona cilindrica di NaI (usata come rivelatore di adroni) che circonda il bersaglio, e da un contatore di vetro al piombo, posto circa un metro dopo il bersaglio ed usato sia come contatore di fotoni, sia come veto per gli eventi elettromagnetici. Il metodo fotoadronico consente la misura accurata della sezione d'urto di fotoassorbimento totale, fornendo già *on-line* una sezione d'urto, proporzionale al rapporto fra il numero di eventi adronici ed il numero di fotoni incidenti, molto vicina al valore finale. Le correzioni totali *off-line* da apportare sono infatti piccole: esse sono dovute alla efficienza del rivelatore adronico, alle contaminazioni elettromagnetiche nel rivelatore adronico e all'assorbimento dei fotoni nel bersaglio.

Il lavoro da me svolto nel corso dei tre anni di dottorato ha riguardato tutte le fasi della misura, e precisamente:

- la messa a punto e la verifica del programma di simulazione dell'interazione γ -nucleo tramite un codice a cascata intranucleare che tiene conto sia del contributo dei canali risonanti (a due corpi) e non risonanti (a molti corpi) nell'interazione elementare γ -nucleone, sia della successiva evaporazione, fissione e multiframmentazione del nucleo residuo altamente eccitato;
A. S. Iljinov, I.A. Pshenichov, N. Bianchi, E. De Sanctis, V. Muccifora, M. Mirazita, P. Rossi – *Extension of the intranuclear cascade model for photonuclear reactions at energies up to 10 GeV* – Nucl. Phys. **A616** (1997) 575;
- l'elaborazione dei programmi per la simulazione della risposta dell'apparato sperimentale agli eventi adronici ed elettromagnetici ed il calcolo delle correzioni *off-line* alla sezione d'urto misurata;

- l’equalizzazione e la calibrazione dei vari cristalli di NaI del rivelatore adronico, effettuate con una sorgente radioattiva di ^{137}Cs e con i raggi cosmici;
- la progettazione e realizzazione del sistema a controllo remoto per la selezione e il posizionamento dei bersagli all’interno del tubo da vuoto;
- i tests e l’assemblaggio dell’elettronica e la messa a punto del programma di acquisizione dati;
- l’installazione dell’apparato sperimentale presso l’Università di Bonn;
- la raccolta dei dati sperimentali, effettuata in due turni di misure, rispettivamente dal 13 al 22 maggio e dal 19 al 26 novembre 1996;
- l’analisi completa dei dati, già pubblicati per quanto riguarda i nuclei di carbonio e piombo;
M. Mirazita, H. Avakian, N. Bianchi, A. Deppman, E. De Sanctis, V. Gyuriyan, V. Muccifora, E. Polli, P. Rossi, R. Burgwinkel, J. Hannappel, F. Klein, D. Menze, W. Schwille, F. Wehnes – *Total hadronic photoabsorption on carbon and lead in the shadowing threshold region* – Phys. Lett. **B407** (1997) 225;
- lo sviluppo di due modelli teorici interpretativi dei risultati sperimentali.

I risultati ottenuti:

- i) hanno confermato nel fotoassorbimento su nucleo a bassa energia l’assenza di strutture nella regione della seconda e terza risonanza nucleonica, già chiaramente evidenziato dalle precedenti misure di Frascati;
- ii) hanno mostrato, ad energie maggiori di circa 1 GeV, una significativa riduzione della sezione d’urto di fotoassorbimento su nucleone legato rispetto al nucleone libero;
- iii) questa riduzione è risultata maggiore per i nuclei leggeri che per quelli pesanti nella regione fra 1.2 e 2 GeV, e può essere dovuta sia al maggiore allargamento delle risonanze nucleoniche per i nuclei pesanti, sia al sorgere dell’effetto di shadowing ad energie più basse per i nuclei leggeri;
- iv) ad energie più alte, la riduzione della sezione d’urto è invece maggiore per i nuclei pesanti, in accordo con i dati sperimentali esistenti.

Per l’interpretazione di questi risultati, ho utilizzato due differenti modelli teorici, opportunamente modificati.

Il primo di essi utilizza il modello VMD, in cui le componenti adroniche virtuali del fotone, descritte tramite la funzione spettrale, sono costituite essenzialmente dai mesoni vettori più leggeri (ρ , ω e ϕ) a cui si sovrappone un continuo di stati non risonanti $q\bar{q}$, ed il peso di ciascun termine viene determinato dalla corrispondente costante di accoppiamento con il fotone. Se queste componenti virtuali hanno una lunghezza di propagazione confrontabile con le distanze medie tra i nucleoni nel nucleo, si ha scattering multiplo coerente su molti nucleoni, e lo shadowing nucleare viene generato dall’interferenza fra le varie ampiezze di scattering multiplo. In questo modello, il contributo dei mesoni vettori viene generalmente parametrizzato da risonanze di tipo delta di Dirac, cioè con larghezza nulla. E’ però evidente che questa descrizione risulta sufficientemente accurata solo nel caso di fotoni di alta energia, in cui gli effetti dovuti alle code della distribuzione di massa delle risonanze possono essere trascurati, ma non è più una buona approssimazione per fotoni di energia di pochi GeV. Per cercare di riprodurre correttamente la sezione d’urto γ -nucleo, nelle trattazione da me effettuata ho introdotto delle distribuzioni di massa descritte da risonanze di Breit-Wigner di larghezza finita. Questa trattazione ha mostrato che la coda di bassa energia della larga distribuzione di massa

della p contribuisce in modo determinate ad abbassare la soglia del sorgere dell'effetto di shadowing.

Un ulteriore possibile contributo allo shadowing nucleare ad energie minori di 3 GeV che ho considerato è il cosiddetto scaling dei parametri delle risonanze in materia nucleare. All'interno del nucleo, infatti, la massa e la larghezza di un mesone (o, in generale, di un qualsiasi adrone) vengono modificate dalle sue interazioni con i nucleoni circostanti, aumentando la sua lunghezza di propagazione. I risultati preliminari indicano come lo scaling delle masse dei mesoni abbassi la soglia di manifestazione dello shadowing, migliorando l'accordo con i dati sperimentali ad energie al di sotto di 3 GeV. E' opportuno tuttavia osservare che l'introduzione di questo scaling nel modello necessita una approfondita analisi teorica che tenga correttamente conto dei contributi dei grafici di scattering mesone-nucleone.

Il secondo tipo di approccio da me utilizzato costituisce l'estensione al caso di fotoni reali di un modello dello scattering fotone virtuale-nucleo in cui il fotone interagisce con un singolo nucleone in maniera diffrattiva. Nell'ipotesi che il fotoassorbimento sia dominato ad alta energia da processi diffrattivi, la sezione d'urto del processo può essere calcolata tramite la teoria di Regge, che fornisce le ampiezze di scattering per il generico processo del tipo $A+B \rightarrow A+X$. Nel caso di un nucleone legato, questa ipotesi ha una importante conseguenza: poiché la natura diffrattiva del processo impone che il nucleone uscente abbia impulso vicino a quello del nucleone iniziale, la sezione d'urto subisce una riduzione dovuta al fatto che una gran parte dello spazio delle fasi del nucleone uscente è bloccato dal principio di Pauli.

Per descrivere il nucleone all'interno del nucleo, ho utilizzato la teoria del nucleo coerente, secondo la quale il nucleo può essere descritto come un sistema a due livelli, il nucleone ed il suo primo stato eccitato (la risonanza Δ), che oscillano in fase con un condensato di pioni. Risolvendo le equazioni di Eulero-Lagrange di questo sistema, si ottiene che il livello fondamentale del nucleo contiene circa il 20% di nucleoni allo stato eccitato Δ e che esistono nel nucleo circa 0.6 pioni per nucleone. Questo risultato comporta che l'impulso di Fermi di un nucleone risulta ridotto rispetto al valore standard calcolato considerando A nucleoni nel nucleo. Utilizzando i valori degli impulsi di Fermi così ricavati e la formula dell'ampiezza di scattering diffrattivo di Regge, ho ottenuto una sezione d'urto di fotoassorbimento totale in buon accordo con i dati sperimentali per il carbonio. L'accordo risulta meno soddisfacente per i nuclei pesanti, in modo particolare ad $E_\gamma < 2$ GeV. Questo potrebbe essere dovuto al fatto che si è supposto che la sezione d'urto di fotoassorbimento ad alta energia sia totalmente diffrattiva. Ipotesi meno restrittive su questo punto potrebbero infatti migliorare l'accordo con i dati a bassa energia.

Indice

CAPITOLO 1

LA SEZIONE D'URTO DI FOTOASSORBIMENTO TOTALE.....	1
1.1 – Introduzione	1
1.2 – La regione al di sotto della soglia dei pioni	2
1.3 – La regione delle risonanze nucleoniche.....	2
1.4 – La regione dello shadowing	5
1.5 – Misura della sezione d'urto di fotoassorbimento totale tra 0.5 e 2.6 GeV motivazioni fisiche.....	8

CAPITOLO 2

L'APPARATO SPERIMENTALE	9
2.1 – Il metodo fotoadronico	9
2.2 – Il fascio di fotoni SAPHIR dell'acceleratore di elettroni ELSA	10
2.3 – I bersagli	12
2.4 – Il rivelatore adronico.....	12
2.4.1 – Descrizione geometrica	12
2.4.2 – Funzione di risposta all'evento adronico.....	13
2.4.3 – Confronto con le misure sperimentali	17
2.5 – Il rivelatore elettromagnetico.....	18
2.5.1 – Descrizione geometrica	18
2.5.2 – Funzione di risposta all'evento elettromagnetico.....	20
2.6 – L'acquisizione dei dati.....	21
2.7 – Calibrazione dei rivelatori.....	23
2.7.1 – Calibrazione del rivelatore adronico	23
2.7.2 – Calibrazione del rivelatore elettromagnetico	25

CAPITOLO 3

PROCEDURA DI MISURA, SEZIONE D'URTO ON-LINE E TESTS SULL'APPARATO SPERIMENTALE.....	27
3.1 – Condizioni sperimentali delle misure	27
3.2 – Sottrazione del fondo e sezione d'urto on-line.....	27
3.3 – Tests dell'apparato sperimentale	30
3.3.1 – Variazione dell'angolo solido del rivelatore adronico	31
3.3.2 – Variazione dell'angolo solido del rivelatore elettromagnetico	32

CAPITOLO 4

CORREZIONI OFF-LINE.....	35
4.1 – Correzioni di flusso dei fotoni	35
4.2 – Correzioni adroniche	36
4.2.1 – Risultati del Monte Carlo	36
4.2.2 – Verifiche sperimentali delle correzioni adroniche	37
4.3 – Correzioni elettromagnetiche	39
4.3.1 – Risultati del Monte Carlo	39
4.3.2 – Verifiche sperimentali delle correzioni elettromagnetiche	41

CAPITOLO 5

RISULTATI DELLA MISURA	43
5.1 – Selezione dei dati	43
5.2 – Errori sistematici	44
5.3 – Sezione d'urto finale	46
5.4 – Analisi dei dati	49
5.4.1 – Confronto tra nucleone libero e nucleone legato	49
5.4.2 – Andamento con A della sezione d'urto.....	52

CAPITOLO 6

CONFRONTO CON LE ATTUALI TEORIE DELLO SHADOWING NUCLEARE	55
6.1 – Teorie dello shadowing nucleare	55
6.2 – La teoria VMD.....	55
6.2.1 – Componenti adroniche del fotone.....	55
6.2.2 – La sezione d'urto γ -nucleone	58
6.2.3 – Sezione d'urto su nucleo.....	61
6.2.4 – Scaling delle masse dei mesoni e shadowing nucleare	64
6.3 – Teoria diffrattiva della sezione d'urto di fotoassorbimento	67
6.3.1 – La sezione d'urto nella teoria di Regge	67
6.3.2 – La sezione d'urto diffrattiva γ -nucleone	68
6.3.3 – Il nucleo coerente	71
6.3.4 – Sezione d'urto diffrattiva γ -nucleo	73
6.4 – Conclusioni	75

APPENDICE 1

Teoria di Glauber – Gribov dello scattering multiplo	76
---	----

APPENDICE 2

Calcolo della sezione d'urto diffrattiva su nucleone	78
---	----

REFERENZE	80
------------------------	----

CAPITOLO 1

LA SEZIONE D'URTO DI FOTOASSORBIMENTO TOTALE

1.1 – Introduzione

Nello studio della struttura e della dinamica nucleare, le interazioni elettromagnetiche occupano un posto di rilievo. I fotoni (reali o virtuali) possono essere infatti usati come sonde nucleari in quanto hanno la possibilità di interagire sia con i singoli nucleoni, sia con coppie correlate nucleone–nucleone o nucleone–risonanza, sia con aggregati di nucleoni, sia infine con le correnti di scambio mesoniche. Per tutti questi processi, l'hamiltoniana di interazione è, almeno in linea di principio, ben nota e studiabile nell'approssimazione perturbativa della QED.

L'interazione elettromagnetica presenta inoltre due vantaggi rispetto alle interazioni forti con adroni. In primo luogo, le basse sezioni d'urto di interazione consentono alle sonde elettromagnetiche di penetrare in quasi tutto il volume nucleare, a differenza delle sonde adroniche che penetrano nel nucleo solo per distanze di pochi fm. In secondo luogo, a causa della piccola costante di accoppiamento dell'interazione ($\alpha_{EM} \approx 1/137$ contro $\alpha_S \approx 1$ per le interazioni forti), le perturbazioni indotte nel nucleo dalle sonde elettromagnetiche sono minime, e questo consente di studiare ad esempio fenomeni di eccitazione a più corpi praticamente privi di distorsioni.

Tra i processi elettromagnetici, le reazioni inclusive (come l'assorbimento totale di fotoni o la diffusione elastica o anelastica di elettroni) forniscono informazioni sul nucleo in buona parte indipendenti dai modelli nucleari. In particolare, la sezione d'urto di fotoassorbimento totale σ_γ consente di combinare il limite di fotoni reali nello scattering anelastico di elettroni con l'ampiezza di scattering elastico in avanti di fotoni (diffusione Compton).

Lo scattering anelastico di elettroni diviene infatti, nel limite di $q^2 \rightarrow 0$ (essendo q il quadrimpulso trasferito tra i due elettroni), puramente trasverso e si ha

$$E_\gamma \sigma_\gamma(E_\gamma) \propto F_T^2(q^2 = 0)$$

dove E_γ è l'energia del fotone e F_T il fattore di forma trasverso del bersaglio. Misure di scattering anelastico a basso impulso trasferito sono difficili da eseguire, e quindi la misura della sezione d'urto totale, effettuata con tecniche sperimentali differenti, fornisce importanti informazioni aggiuntive.

La sezione d'urto di fotoassorbimento totale consente inoltre di ricavare l'ampiezza di scattering elastico in avanti $f_\gamma(E_\gamma, \theta = 0)$: tramite il teorema ottico, se ne ricava la parte immaginaria

$$\text{Im } f_\gamma(E_\gamma, \theta = 0) \propto E_\gamma \sigma_\gamma(E_\gamma) \quad (1)$$

mentre, grazie alla (1), le formule di dispersione di Kramers–Kronig [1] ne forniscono la parte reale, una volta nota la σ_γ su tutto l'intervallo energetico

$$\text{Re } f_\gamma(E_\gamma, \theta = 0) = -\frac{1}{2\pi^2} \frac{Z^2}{A} S + \frac{E_\gamma^2}{2\pi^2} P \int_0^\infty d\omega \frac{\sigma_\gamma(\omega)}{\omega^2 - E_\gamma^2} \quad (2)$$

Nella (2), Z e A sono il numero atomico e di massa del bersaglio, $S = 60 \text{ GeV } \mu\text{barn}$ è il valore della somma di dipolo classica e P denota il valor principale dell'integrale.

Infine, i momenti S_n della sezione d'urto totale

$$S_n = \int_0^{\infty} dE \sigma_{\gamma}(E) E^n$$

forniscono importanti informazioni su proprietà generali dei nuclei. Ad esempio, S_0 è l'integrale della sezione d'urto, che, nell'ipotesi che i nucleoni siano legati fra loro in un semplice potenziale medio, conta approssimativamente il numero di nucleoni che partecipano allo scattering, S_{-1} misura essenzialmente il raggio nucleare, S_{-2} fornisce la polarizzabilità statica del nucleo.

Nei prossimi paragrafi esamineremo i dati sperimentali di fotoassorbimento disponibili sia su nucleone libero che su nucleone legato ed i vari modelli teorici che sono stati elaborati per descriverli.

1.2 – La regione al di sotto della soglia dei pioni

Al di sotto della soglia di produzione di pioni ($E_{\gamma} \approx m_{\pi}$), il nucleone libero è praticamente trasparente alla radiazione, in quanto interagisce solo attraverso processi di scattering elastico, con sezioni d'urto piccole.

Su nucleo, già ad energie di pochi MeV comincia ad essere possibile l'emissione di particelle nucleari (nucleoni, deutoni, alfa, ecc.). Pertanto, la sezione d'urto aumenta rapidamente con l'energia [2] e mostra un massimo nella regione della cosiddetta risonanza gigante, caratterizzata da un picco ben pronunciato, centrato a circa 25 MeV per i nuclei leggeri e a circa 12÷15 MeV per i nuclei pesanti, con una larghezza minore di 10 MeV. L'eccitazione della risonanza è stata spiegata attraverso modelli collettivi del nucleo [3], da cui si deduce la dipendenza dal numero di massa A sia della posizione che della larghezza del picco.

Nella regione compresa tra la risonanza gigante e la soglia di produzione pionica, la sezione d'urto fotonucleare decresce lentamente [2]. L'interazione è dovuta all'assorbimento del fotone da parte di una coppia neutrone–protone correlati, il quasideutone, con una sezione d'urto ben descritta dalla legge [3, 4]

$$\sigma_{\gamma A} = L \frac{NZ}{A} \sigma_{\gamma d} \quad (3)$$

ossia proporzionale alla sezione d'urto su deutone $\sigma_{\gamma d}$, moltiplicata per il numero NZ di coppie neutrone–protone nel nucleo, tramite la costante L di Levinger, debolmente dipendente da A . Vicino alla soglia di produzione del pione, si trova $\sigma_{\gamma A}/A \approx \sigma_{\gamma d}$, per cui dalla (3) segue $L \sim 4$.

1.3 – La regione delle risonanze nucleoniche

Nella regione compresa tra la soglia pionica e circa 1.2 GeV l'assorbimento del fotone avviene tramite l'eccitazione di una serie di risonanze barioniche, analogamente al caso dello scattering pione–nucleone. Le più importanti di esse sono le $\Delta_{33}(1232)$, $N^*_{13}(1520)$ e $N^*_{15}(1680)$ (gli indici rappresentano rispettivamente $2T$ e $2J$, dove T e J sono l'isospin e lo spin dello stato) e, poiché decadono principalmente nel canale pione–nucleone, sono usualmente indicate con i simboli P_{33} , D_{13} e F_{15} , avendo usato la notazione spettroscopica per la funzione

d'onda del pione emesso ($L=1, 2, 3$ per gli stati P, D, F).

Questa regione energetica è coperta da un gran numero di dati sperimentali sia per il protone che per il deutone [5], dal quale, tramite opportune deconvoluzioni, è possibile ricavare il contributo del neutrone. Per quanto riguarda il nucleone legato, soltanto negli ultimi anni le misure effettuate a Mainz su elio [6] ed uranio [7] fino a 800 MeV e a Frascati [8–12] su nuclei che vanno dal litio all'uranio tra 0.3 e 1.2 GeV hanno completato, insieme alle vecchie misure effettuate sulla Δ a Saclay e Bonn su vari nuclei [3, 13], la conoscenza sperimentale della $\sigma_{\gamma A}$ in questa regione. I risultati di queste misure hanno evidenziato un forte effetto del mezzo nucleare sulla eccitazione delle risonanze nucleoniche, come risulta dall'esame della fig. 1.

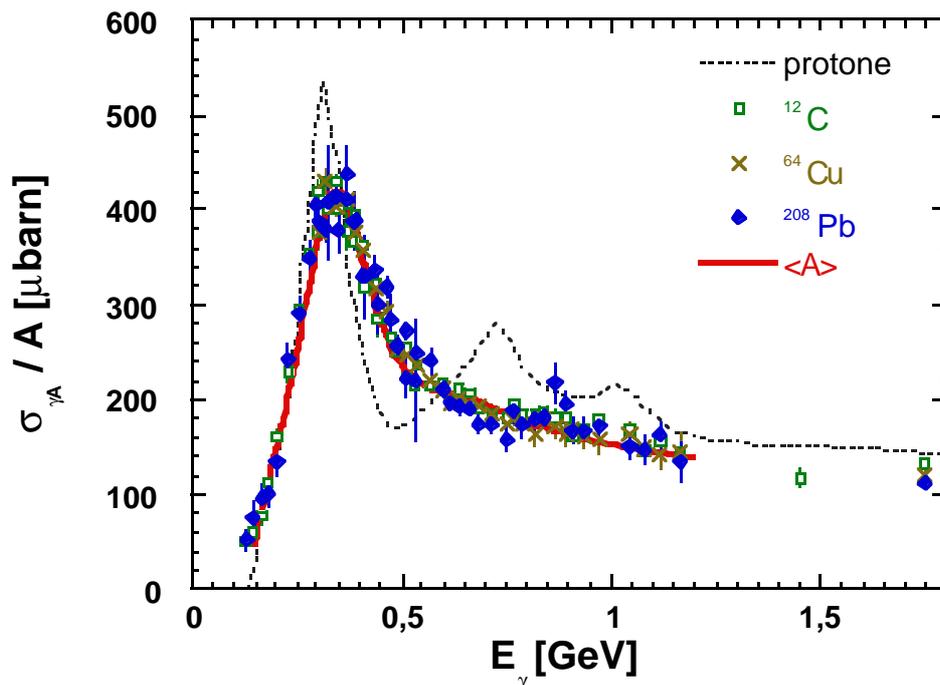


Fig. 1 – Sezione d'urto di fotoassorbimento totale per nucleone misurata su protone [5] e su vari nuclei nella regione delle risonanze nucleoniche. La curva continua è una media di tutti i dati sperimentali su nucleo [3, 6–13].

Nella regione della Δ , il picco della risonanza su nucleo risulta più largo e più basso, e, poiché tutti i nucleoni del nucleo possono partecipare all'interazione, la sezione d'urto totale è approssimativamente proporzionale ad A . La misura accurata e sistematica della sezione d'urto al variare del numero di massa del bersaglio [12] ha evidenziato per la prima volta che l'eccitazione di questa risonanza nel nucleo non è realmente universale, in quanto mostra una dipendenza dalla massa del bersaglio. In particolare, la posizione e la larghezza del picco della Δ aumentano con la densità nucleare.

L'analogia con lo spostamento della massa della Δ osservato nello scattering πN [14] ha suggerito di estendere anche alle interazioni dei fotoni il modello Δ -lacuna utilizzato per descrivere i processi adronici. La risonanza, generata come quasi-particella, si propaga nel nucleo ed interagisce con i nucleoni circostanti attraverso un potenziale complesso fenomenologico composto da un termine centrale ed un termine di spin-orbita. Il termine centrale è proporzionale alla densità nucleare, e la sua parte reale determina lo spostamento del picco della risonanza, mentre la sua parte immaginaria è responsabile dell'allargamento della

risonanza. L'andamento opposto con la densità nucleare della massa e della larghezza della Δ tra processi adronici e processi con fotoni è dovuto alla differente struttura di spin degli accoppiamenti $\pi N\Delta$ e $\gamma N\Delta$, longitudinale il primo, trasversale il secondo. Applicando dunque questo modello al fotoassorbimento ed includendo sia gli effetti nucleari standard (quali il principio di Pauli e il moto di Fermi dei nucleoni), sia l'assorbimento tramite canali non risonanti, Carrasco e Oset [15] sono riusciti a riprodurre in maniera soddisfacente i dati sperimentali.

Un approccio totalmente diverso al fotoassorbimento su nucleo nella regione della Δ è quello di analizzare i dati sperimentali sulla base della teoria del nucleo coerente elaborata da Preparata [16]. Schematizzando il nucleo come un sistema a due livelli, il nucleone e la Δ , che interagiscono tra loro tramite l'emissione e l'assorbimento di pioni, gli autori hanno ottenuto che lo stato fondamentale del nucleo contiene circa il 20% di nucleoni nello stato eccitato Δ e un condensato di pioni che oscilla in fase con i campi del nucleone e della Δ , ed inoltre che esiste un gap energetico addizionale per eccitare un nucleone legato nello stato Δ . Da questi risultati, si ricava, consistentemente con i dati sperimentali di Frascati [12], una riduzione dell'intensità del picco della risonanza e un aumento della sua massa e della sua larghezza al crescere della densità nucleare [17].

Al di sopra di 600 MeV, sono assenti nel fotoassorbimento su nucleo i due picchi nella regione delle risonanze D_{13} e F_{15} , chiaramente visibili invece nel caso del nucleone libero, e soprattutto si osserva un abbassamento del valore della sezione d'urto per nucleone. Questi inattesi risultati hanno suscitato un notevole interesse dal punto di vista teorico, e numerosi tentativi sono stati fatti per cercare di spiegarli.

Ad esempio, Kondratyuk *et al.* [18] hanno sviluppato un modello fenomenologico che considera effetti nucleari standard quali il moto di Fermi, il principio di Pauli e la propagazione e l'interazione della risonanza con i nucleoni circostanti per cercare di riprodurre il damping nell'eccitazione delle risonanze successive alla Δ . A causa delle interazioni, la massa e la larghezza di queste risonanze aumenta, ma, per riprodurre la sezione d'urto di fotofissione su ^{238}U (che, con ottima approssimazione, è uguale alla sezione d'urto totale), gli autori hanno ricavato che è necessaria una grande sezione d'urto di interazione N^*-N , molto vicina al limite di unitarietà.

Usando un analogo modello, Bianchi *et al.* [12] hanno osservato che per descrivere la sezione d'urto di fotoassorbimento totale su vari nuclei, dal litio al piombo, è necessaria una sezione d'urto di interazione N^*-N che viola il limite di unitarietà, a meno di non ipotizzare una riduzione dell'intensità dell'eccitazione elementare di queste risonanze su nucleone legato.

Lo stesso tipo di modello è stato utilizzato anche da Boffi *et al.* [19], che hanno ottenuto per i nuclei di carbonio, rame, piombo e uranio valori delle larghezze delle risonanze successive alla Δ comparabili con quelle ottenute in [12].

Risultati simili sull'allargamento delle risonanze successive alla Δ sono stati ottenuti anche da Alberico *et al.* [20] nell'analisi dei dati di fotoassorbimento su berillio, carbonio ed uranio. Utilizzando un modello di interazione risonanza-lacuna, gli autori hanno ricavato che le larghezze delle risonanze nel nucleo risultano circa doppie rispetto al loro valore nel vuoto, concludendo che questo debba essere spiegato in termini delle interazioni delle risonanze nella materia nucleare.

Al contrario, Effenberger *et al.* [21] hanno mostrato che l'allargamento dovuto all'interazione della D_{13} nel nucleo non può giustificare la soppressione del picco della

risonanza, suggerendo invece che questa soppressione possa essere dovuta ad un forte accoppiamento della risonanza al canale di decadimento $N\rho$ e allo spostamento del picco della ρ nel nucleo, oppure ad un aumento della sezione d'urto elementare non risonante $\gamma N \rightarrow \pi\pi N$ nel nucleo [22].

Da quanto detto, risulta dunque che l'abbassamento della sezione d'urto osservato nella regione dei picchi delle risonanze D_{13} e F_{15} può essere riprodotto soltanto assumendo un grande allargamento delle risonanze successive alla Δ nel nucleo, ma questo allargamento può essere difficilmente giustificato dalle interazioni delle risonanze stesse nel nucleo. Inoltre, poiché in tutti i modelli descritti l'intensità dell'eccitazione delle risonanze si conserva e viene ridistribuita su un intervallo energetico maggiore, sulla base dei soli effetti nucleari standard si deve concludere che l'abbassamento della sezione d'urto nella regione delle risonanze nucleoniche deve essere compensato da un aumento nella zona adiacente ad energia più alta, in cui mancavano dati sperimentali accurati.

Altri autori hanno invece introdotto il damping della sezione d'urto assumendo che l'eccitazione di risonanze non sferiche (quali la D_{13} e la F_{15}) siano influenzate dai nucleoni circostanti, al contrario della Δ , che è semplicemente una eccitazione di spin-flip del nucleone. Sotto questa ipotesi, Giannini e Santopinto [23] hanno studiato l'eccitazione della Δ , della D_{13} e della F_{15} nel nucleo, tenendo conto della struttura a quark dei nucleoni. Nel caso del deutone, gli autori hanno ottenuto che l'eccitazione di queste tre risonanze non viene modificata rispetto al caso del nucleone libero. Quando invece la distanza tra i nucleoni assume i tipici valori nucleari, gli autori hanno ricavato che lo scambio di quark tra nucleoni vicini non modifica l'eccitazione della Δ , mentre provoca un damping dell'eccitazione della risonanza di circa l'11% per la D_{13} , e di circa il 23% per la F_{15} .

Viceversa, Akulinichev e L'vov [24] hanno usato un analogo modello a quark non relativistico con una interazione repulsiva a corto range per analizzare il meccanismo di soppressione della D_{13} dovuto alla sovrapposizione fra i nucleoni, concludendo che la dinamica del sistema dei quark all'interno dei nucleoni è molto stabile rispetto alle perturbazioni dovute alla materia nucleare.

1.4 – La regione dello shadowing

Ad energie maggiori di circa 2 GeV, esistono misure di fotoassorbimento su protone fino a circa 10^4 GeV [5] e su vari nuclei fino a circa 200 GeV [25–31]. Nella fig. 2 sono riportati i dati su protone e sui nuclei di carbonio, rame e piombo, da cui si evidenzia l'effetto di shadowing nucleare, cioè la sezione d'urto per nucleone legato è più bassa che per il nucleone libero, ed inoltre decresce al crescere di A . Questo è un risultato generale di tutte le interazioni di fotoni con bersagli nucleari. Nella fig. 3 è riportato ad esempio lo shadowing misurato a 3 GeV nel fotoassorbimento totale [28, 29], nello scattering Compton su nucleo [32] e nel *deep inelastic scattering* a basso Q^2 [33, 34], in funzione del numero di massa del bersaglio. Tutte queste misure mostrano uno shadowing compreso tra il 10% ed il 25%, praticamente indipendente dal tipo di esperimento considerato.

Lo shadowing nucleare è stato studiato approfonditamente durante gli anni '70, sia dal punto di vista teorico che sperimentale. Esso è stato generalmente interpretato in termini del modello della *Vector Mesons Dominance* (VMD) [35, 36], in cui un fotone di alta energia oscilla tra lo stato di fotone nudo $|\gamma_B\rangle$ ed una piccola componente adronica virtuale $|h\rangle$ (dell'ordine di $\sqrt{\alpha_{EM}}$) avente gli stessi numeri quantici del fotone. I modelli VMD più semplici

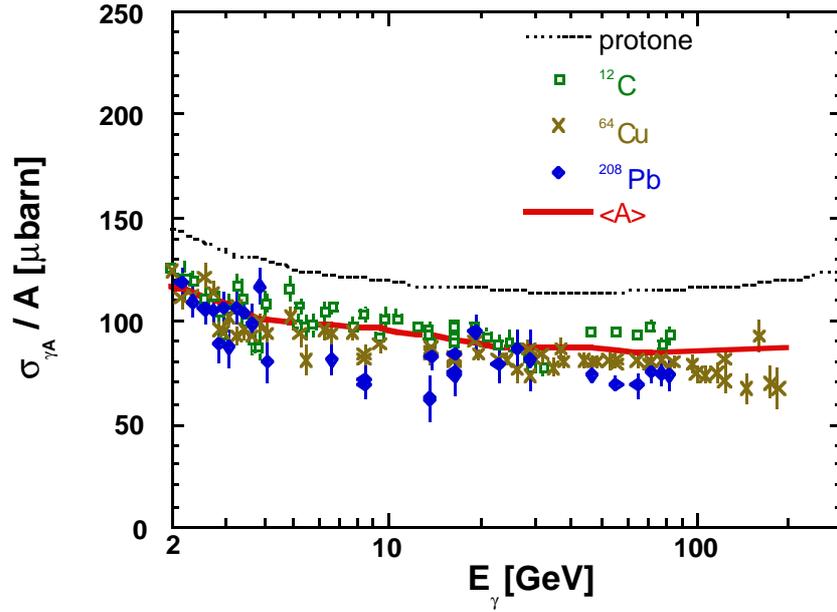


Fig. 2 – Sezione d’urto di fotoassorbimento totale per nucleone su protone [5] e sui nuclei di carbonio, rame e piombo nella regione dello shadowing. La curva continua è una media di tutti i dati sperimentali su nucleo [25–31].

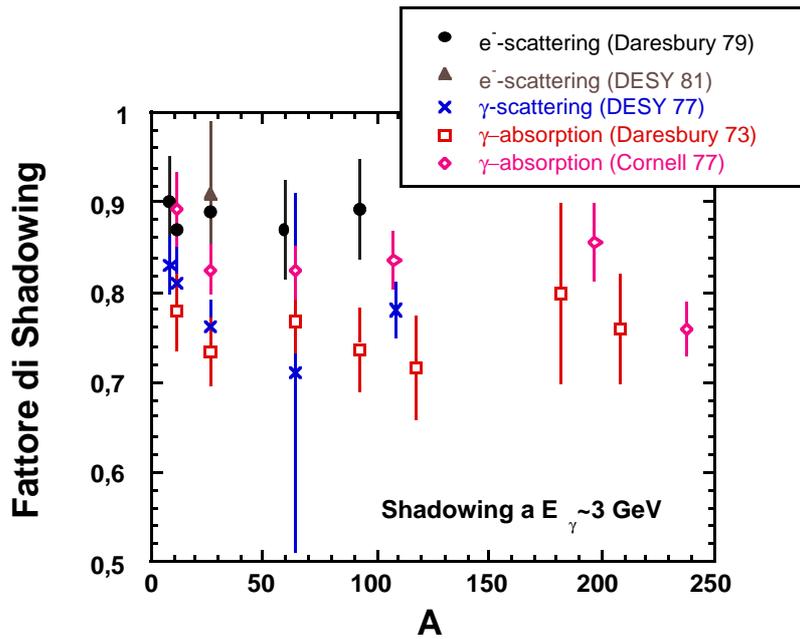


Fig. 3 – Shadowing misurato a 3 GeV nel fotoassorbimento totale [28, 29], nello scattering Compton di fotoni [32] e nel *deep inelastic scattering* di elettroni a basso Q^2 [33, 34].

assumono che $|h\rangle$ sia saturato dai mesoni vettori di massa più bassa (ρ , ω , ϕ), mentre modelli più sofisticati (*Generalized Vector Dominance*, GVD) considerano sia mesoni vettori di massa più alta (come la J/ψ e la ψ'), sia termini non diagonali. Più recentemente, si è assunto [37] per la distribuzione di massa dello stato adronico $|h\rangle$ la funzione spettrale che si ricava dalla sezione d’urto $e^+e^- \rightarrow$ adroni, che include a bassa energia anche la produzione non risonante di $\pi^+\pi^-$ e la coda del picco della ρ . Queste componenti di bassa massa possono contribuire in maniera

significativa ad abbassare la sezione d'urto di fotoassorbimento su nucleone legato già tra 1 e 2 GeV, come risulta chiaro dalla fig. 4, in cui la lunghezza di propagazione $\lambda_h = 2E_\gamma/m_h$ delle fluttuazioni adroniche è confrontata con la distanza media d_{NN} fra i nucleoni nel nucleo. Come si vede, assumendo che m_h corrisponda alla massa della ρ , λ_h diventa paragonabile a d_{NN} solo ad energie di circa 2.5 GeV, e quindi sono necessari stati di massa minore per avere uno shadowing non trascurabile ad energie di fotoni più basse.

Poiché l'interazione della componente adronica con i nucleoni avviene con sezioni d'urto tipicamente adroniche (cioè dell'ordine di qualche mbarn), solo i nucleoni della superficie del nucleo possono partecipare all'interazione. L'oscillazione tra i due stati $|\gamma_B\rangle$ e $|h\rangle$ determina pertanto un assorbimento intermedio tra quello di volume, proporzionale ad A , della componente puramente elettromagnetica $|\gamma_B\rangle$ e quello di superficie della componente adronica $|h\rangle$, proporzionale ad $A^{2/3}$. Dai dati sperimentali si ricava $\sigma_{\gamma A} \approx A^\alpha$, con $\alpha \approx 0.9$.

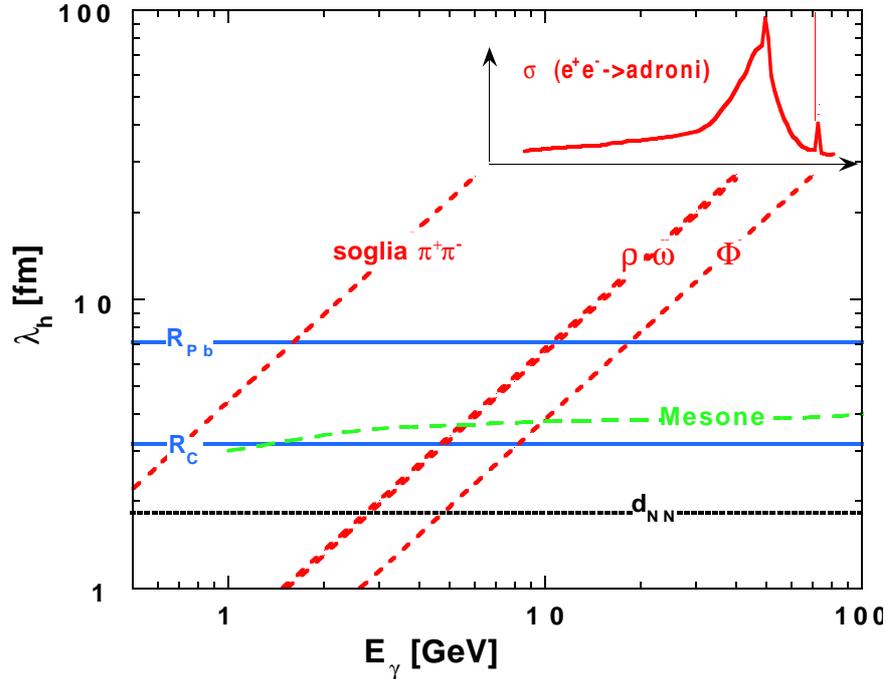


Fig. 4 – Lunghezza di propagazione λ_h delle componenti adroniche del fotone confrontate con la distanza medi d_{NN} tra i nucleoni nel nucleo. Sono riportati anche i raggi dei nuclei di carbonio e piombo e la lunghezza di propagazione di un mesone.

Nella regione asintotica ($E_\gamma > 100$ GeV), la sezione d'urto di fotoassorbimento su protone mostra una risalita che è un risultato generale di tutte le sezioni d'urto inclusive. La teoria di Regge [38, 39] fornisce, per il generico processo di scattering $AB \rightarrow C$, l'andamento universale

$$\sigma^{\text{tot}} = Xs^\epsilon + Ys^{-\eta} \quad (4)$$

dove s è il quadrato dell'energia totale nel centro di massa e le costanti X e Y dipendono dal processo considerato. Le potenze ϵ e η sono costanti universali effettive, cioè dipendono debolmente da s , e, nel caso del fotoassorbimento, il fit dei dati sperimentali mostra che esse possono essere considerate costanti almeno fino a circa 10^5 GeV. Tuttavia, se ϵ rimanesse costante per $s \rightarrow \infty$, il primo termine nella (4) violerebbe evidentemente il limite di Froissart–Martin [40], che impone che la sezione d'urto cresca al massimo logicamente con s , e quindi ϵ deve diminuire al crescere di s .

1.5 – Misura della sezione d’urto di fotoassorbimento totale tra 0.5 e 2.6 GeV: motivazioni fisiche

Gli inattesi risultati ottenuti dalle misure di Frascati e Mainz nella regione delle risonanze nucleoniche successive alla Δ hanno suscitato un notevole interesse dal punto di vista teorico, come già discusso nel paragrafo 1.3. Tuttavia, la verifica delle predizioni dei diversi modelli del damping dell’eccitazione di queste risonanze richiedeva una accurata conoscenza della sezione d’urto fotonucleare nella regione compresa tra 1.2 e 2 GeV, dove mancavano dati accurati e sistematici su un ampio intervallo di numeri di massa del bersaglio.

Come già accennato in precedenza, considerando solo effetti nucleari standard ci si deve attendere che il damping nella sezione d’urto nella regione delle risonanze nucleoniche sia compensato da un aumento della sezione d’urto per nucleone legato rispetto al nucleone libero nella regione immediatamente successiva. I dati di Frascati ad energie maggiori di 1 GeV sembrano invece indicare che lo shadowing potrebbe sorgere ad energie minori di quelle attese in base al modello della VMD: recenti calcoli hanno invece previsto uno shadowing trascurabile [41] o addirittura un anti-shadowing [19] a energie minori di 2 GeV.

D’altra parte, le regioni di bassa ed alta energia possono essere collegate tramite la regola di somma di Weise [42], derivata dalla vecchia regola di somma GGT [43], a partire dalle regole di dispersione di Kramers–Kronig [1]. Sotto opportune ipotesi sul comportamento asintotico dello scattering γ -nucleo, in base alla regola di somma di Weise è possibile stabilire dei limiti sulla sezione d’urto fotonucleare nella regione delle risonanze nucleoniche. In particolare, Weise ha ottenuto che per conciliare l’aumento della sezione d’urto su nucleo osservato ad energie al di sotto della soglia dei pioni con lo shadowing osservato ad alta energia, è necessario ipotizzare uno shadowing di circa il 20% anche nella regione delle risonanze nucleoniche e fino a 2 GeV.

L’interesse per lo studio degli effetti di shadowing tra 1 e 2 GeV è stato accentuato anche da altre ragioni, sia teoriche che sperimentali. Gli esperimenti di *deep inelastic scattering* di muoni su nucleo a bassi valori della variabile di Bjorken x_B effettuati al CERN [44] e FNAL [45] hanno mostrato un grande effetto di shadowing per $x_B \rightarrow 0$, cioè vicino al limite di fotoni reali. Recenti calcoli teorici, basati su regole di somma di QCD [46–49] o su lagrangiane chirali effettive [50, 51], hanno inoltre evidenziato come il mezzo nucleare modifichi la massa di un adrone, e in particolare del mesone ρ , a causa delle sue interazioni con la materia nucleare circostante. Ciò determina pertanto un aumento della lunghezza di propagazione delle fluttuazioni adroniche del fotone e quindi, in base alle ipotesi del VMD, un abbassamento della soglia dello shadowing. Questo effetto inoltre dovrebbe essere più evidente per i nuclei leggeri, poiché λ_h diventa confrontabile con le dimensioni nucleari ad energie più basse, come risulta dalla fig. 4.

E’ stato pertanto deciso [52] di effettuare la misura della sezione d’urto di fotoassorbimento totale nell’intervallo energetico compreso tra 0.5 e 2.6 GeV, in modo sia da coprire la regione priva di dati tra circa 1.2 e 2 GeV, che da avere una zona di sovrapposizione con le misure di bassa ed alta energia esistenti. La misura è stata effettuata presso l’Università di Bonn, utilizzando il fascio di fotoni etichettati SAPHIR dell’acceleratore ELSA. La sezione d’urto è stata misurata con il cosiddetto metodo fotoadronico, usando un apparato sperimentale simile a quello utilizzato nelle misure di Frascati [12].

CAPITOLO 2

L'APPARATO SPERIMENTALE

2.1 – Il metodo fotoadronico

Il metodo fotoadronico consiste nel rivelare gli adroni generati nel processo di assorbimento dei fotoni nel bersaglio attraverso un rivelatore a grande angolo solido. La separazione tra eventi adronici ed elettromagnetici, che hanno una frequenza fino a 10^3 volte maggiore, viene fatta sfruttando la diversa distribuzione angolare ed energetica dei prodotti delle due interazioni. Infatti, mentre gli eventi adronici hanno una distribuzione quasi isotropa, dato il gran numero di particelle prodotte nello stato finale, gli eventi elettromagnetici (scattering Compton, produzione di coppie, diffusione multipla) generano almeno una particella nello stato finale rivelabile entro un piccolo angolo solido in avanti. Gli elementi essenziali dell'apparato sperimentale da noi usato sono mostrati schematicamente nella fig. 1.

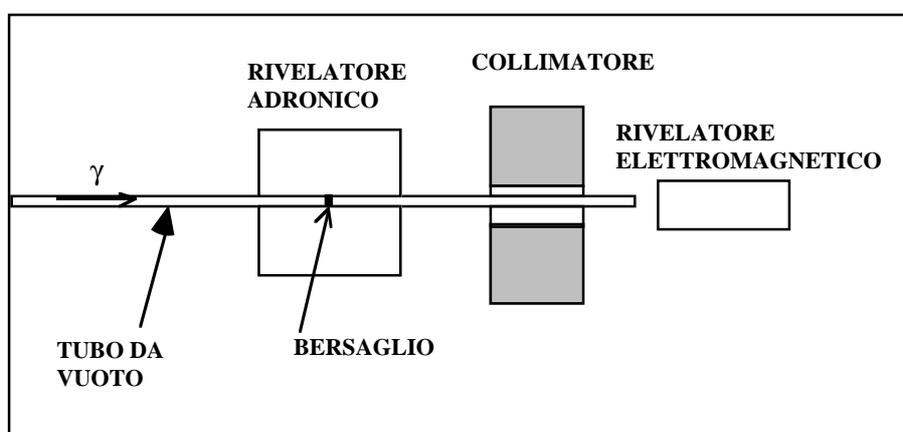


Fig. 1 – Vista schematica dell'apparato sperimentale.

Il rivelatore adronico (HD) è costituito da otto cristalli di ioduro di sodio (NaI), opportunamente sagomati in modo da formare una corona cilindrica di raggio interno 10 cm, spessore 12 cm e lunghezza 60 cm, e copre più del 95% dell'angolo solido rispetto al suo centro. Esso viene letto da 16 fotomoltiplicatori posti sulle basi della corona cilindrica.

I bersagli sono posti all'interno del rivelatore adronico, dentro un tubo da vuoto che trasporta i fotoni fino alla zona di interazione, e sono costituiti da dischi di 3 cm di diametro e di spessore variabile tra 0.08 e 0.2 lunghezze di radiazione X_0 , a seconda del tipo di nucleo.

Il rivelatore elettromagnetico (SD) è formato da un cilindro di vetro al piombo del tipo SF6, di diametro di 12 cm e lunghezza di 30 cm, posizionato circa 1 m dopo HD. Sulla faccia posteriore del cilindro è posto il fototubo per la raccolta della luce Cerenkov prodotta nel rivelatore. Esso, oltre che contare i fotoni incidenti, ha la funzione di inibire i conteggi del rivelatore adronico dovuti ad eventi elettromagnetici (essenzialmente produzione di coppie nel bersaglio) in cui si ha l'emissione a grande angolo di una particella di bassa energia.

Tra i due rivelatori è posto un collimatore di piombo dello spessore di 20 cm e del diametro di 9 cm, che definisce un angolo polare di 2.4° rispetto al centro del rivelatore adronico. Esso serve a schermare eventuali adroni che, non venendo fermati da HD, potrebbero colpire il vetro al piombo simulando un evento elettromagnetico, e che quindi verrebbero scartati in fase di acquisizione.

L'evento di reazione adronica è identificato da un segnale sul rivelatore adronico, in assenza di un segnale sul rivelatore elettromagnetico. Grazie al veto del rivelatore elettromagnetico, viene eliminata la gran parte del fondo elettromagnetico su HD, come è mostrato in maniera evidente nella Fig. 2. In essa sono riportati gli spettri dell'energia depositata in HD dagli eventi adronici (linea continua) ed elettromagnetici con (linea tratteggiata) e senza il veto di SD (linea punteggiata), prodotti da fotoni di 1316 MeV incidenti su un bersaglio di piombo: se non si imponesse l'anticoincidenza con il rivelatore elettromagnetico, il segnale adronico sarebbe completamente coperto dal fondo elettromagnetico.

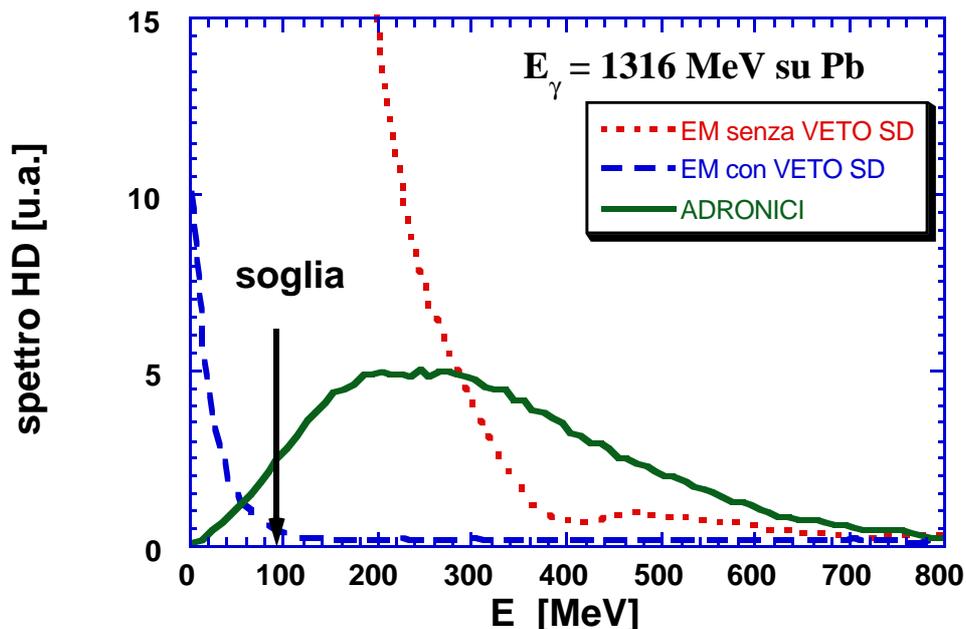


Fig. 2 – Spettro dell'energia depositata nel rivelatore adronico dagli eventi adronici (linea continua) e dagli eventi elettromagnetici con (linea tratteggiata) e senza (linea punteggiata) il veto del rivelatore elettromagnetico.

Tutti gli elementi descritti si trovano su delle piattaforme mobili, che ne consentono il movimento sia trasversalmente al fascio, sia longitudinalmente. All'inizio di ogni turno di misure, è stato controllato accuratamente l'allineamento di ciascun elemento dell'apparato con la linea dei fotoni, verificando con particolare attenzione la centratura di HD rispetto al fascio. Nei prossimi paragrafi esamineremo più in dettaglio i vari elementi dell'apparato sperimentale, cominciando dal sistema per la produzione dei fotoni etichettati.

2.2 – Il fascio di fotoni SAPHIR dell'acceleratore di elettroni ELSA

ELSA (*E*lectron *S*tretcher and *A*ccelerator) è un anello che accelera elettroni fino ad una energia E_0 di 3.5 GeV [53]. Gli elettroni estratti dall'anello producono fotoni di bremsstrahlung su un radiatore sottile di rame di spessore $0.003X_0$. L'impulso dell'elettrone diffuso, e quindi la sua energia, viene misurato con il sistema di tagging TOPAS II [54]: un magnete deflette gli elettroni che hanno irraggiato su un odoscopio di scintillatori NE104 di spessore 4.5 cm e larghezza variabile. Essi definiscono 14 canali di tagging con energia compresa fra 0.3 e 0.94 dell'energia del fascio di elettroni, la cui risoluzione è riportata nella fig. 3. Insieme agli scintillatori, sono assemblate due camere a fili proporzionali, che permettono di dividere ulteriormente l'intero intervallo di energia del tagging in 703 canali di risoluzione compresa tra

circa 0.3 e 1%. Nel nostro esperimento, poiché non era richiesta una risoluzione energetica così alta, è stato però utilizzato il segnale dei soli scintillatori, potendo avere così, in un tempo ragionevolmente breve, una statistica sufficientemente elevata (circa 10^4 eventi adronici per ogni canale di tagging, corrispondente ad un errore statistico di circa il 3%).

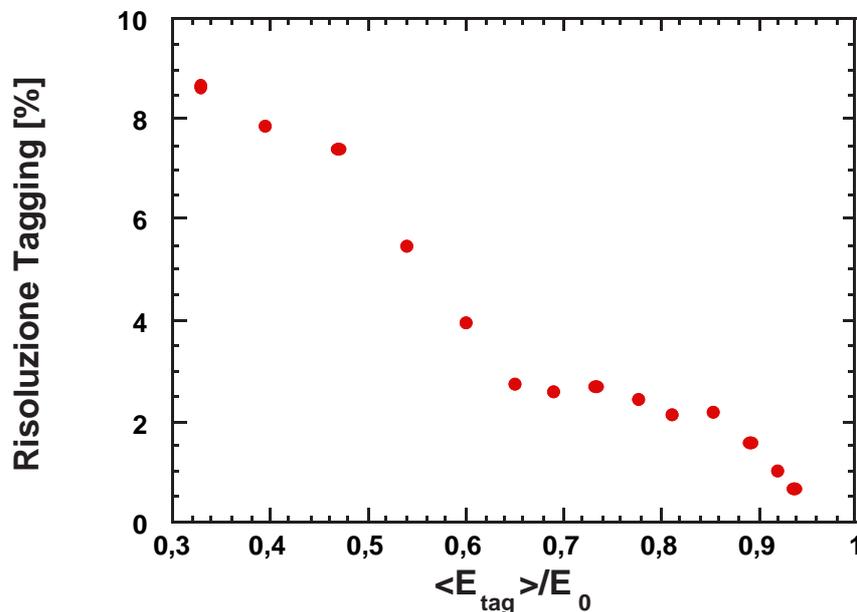


Fig. 3 – Risoluzione energetica percentuale dei 14 canali di tagging in funzione del rapporto $\langle E_{\text{tag}} \rangle / E_0$, dove $\langle E_{\text{tag}} \rangle$ è l'energia media dei fotoni del canale.

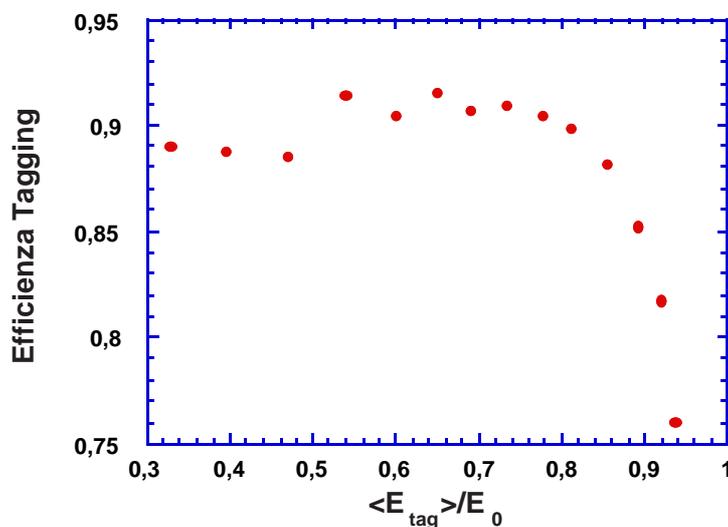


Fig. 4 – Efficienza di tagging media misurata ad $E_0 = 2.8$ GeV per i 14 canali di tagging degli scintillatori, in funzione del rapporto $\langle E_{\text{tag}} \rangle / E_0$, dove $\langle E_{\text{tag}} \rangle$ è l'energia media dei fotoni del canale.

A valle del sistema di tagging è posta una serie di magneti pulitori e di collimatori di piombo, di diametro variabile tra 1 e 4 cm, che definiscono sul bersaglio un fascio di fotoni del diametro di circa 1.5 cm, (il diametro dei bersagli è di 3 cm).

Al fine di migliorare l'efficienza di tagging ϵ_t , definita come il rapporto tra numero di fotoni N_γ e i conteggi degli scintillatori N_{tag} , TOPAS II è dotato di un contatore di veto posto lungo la linea del fascio, circa 7 m dopo il tagging, tramite il quale viene eliminato la maggior parte del fondo sui contatori del tagging. Esso è costituito da un rivelatore di 28 strati

piombo/scintillatore, ciascuno di spessore rispettivamente 1 e 5 mm e di dimensioni trasversali di $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

L'efficienza di tagging, dipendente dall'energia del fascio di elettroni, è stata misurata costantemente durante i turni di acquisizione, ed è compresa tra 0.73 e 0.92, stabile entro $\approx 1\%$. Come vedremo in seguito, la stabilità dell'efficienza di tagging è uno dei parametri in base ai quali è stata effettuata la selezione dei dati. Nella figura 4 è riportato ad esempio l'andamento dell'efficienza di tagging media misurata per i 14 canali ad $E_0 = 2.8 \text{ GeV}$. Essa risulta più bassa per i fotoni di energia più alta, poiché il numero di fotoni diminuisce come $1/E_\gamma$ ed inoltre ai canali con E_γ più alta corrispondono gli scintillatori più grandi, che quindi hanno un fondo maggiore.

2.3 – I bersagli

I bersagli sono costituiti da dischetti solidi del diametro di 3 cm. Essi vengono posizionati nel foro del rivelatore adronico tramite un sistema a controllo remoto, che li muove all'interno del tubo da vuoto dei fotoni. I nuclei sono stati scelti in modo da coprire un ampio intervallo di valori del numero di massa, da $A=12$ (carbonio) ad $A=208$ (piombo). Lo spessore dei bersagli è stato scelto in modo da massimizzare il rapporto segnale/fondo, compatibilmente con la necessità di avere un bersaglio sottile: questa condizione è infatti essenziale da un lato per evitare interazioni elettromagnetiche multiple, che provocherebbero un allargamento della distribuzione angolare dei secondari, rendendone più difficoltosa la separazione dagli eventi adronici, e dall'altro per limitare le perdite di energia nel bersaglio degli adroni prodotti, che ridurrebbero l'efficienza di rivelazione del rivelatore adronico. Gli spessori dei bersagli variano dunque da $0.08X_0$ per il carbonio fino a circa $0.2X_0$ per il piombo. Le caratteristiche dei bersagli utilizzati sono state accuratamente misurate e sono riportate nella Tab. 1. Gli errori sulla densità dei bersagli sono dominati per tutti i nuclei dall'errore sullo spessore in cm.

Tab. 1 – Caratteristiche dei bersagli utilizzati.

NUCLEO	A	Z	T (cm)	ρ (g/cm ³)	T (g/cm ²)	T/ X_0
C	12	6	1.882±0.001	1.833±0.001	3.450±0.003	0.081
Al	27	13	0.891±0.001	2.691±0.003	2.397±0.004	0.100
Cu	63	29	0.216±0.002	8.84±0.08	1.910±0.025	0.149
Sn	118	50	0.215±0.003	7.14±0.10	1.534±0.030	0.174
Pb	208	82	0.113±0.004	10.97±0.39	1.240±0.050	0.195

2.4 – Il rivelatore adronico

2.4.1 – Descrizione geometrica

Come anticipato nel paragrafo 2.1, il rivelatore adronico è costituito da una corona cilindrica di NaI. Esso è sezionato in quattro settori indipendenti, ciascuno dei quali copre un angolo polare di 90° , ed ogni settore è ulteriormente diviso in due spicchi uguali, di lunghezza 30 cm, accoppiati otticamente fra loro. Poiché lo ioduro di sodio è un materiale fortemente igroscopico, ciascun settore è rivestito da uno spessore di alluminio di 2 mm.

Le particelle cariche che attraversano il rivelatore ne ionizzano gli atomi, creando una coppia elettrone-ione positivo, e la luce di fluorescenza emessa nella successiva diseccitazione degli atomi viene quindi raccolta e convertita in un segnale analogico dai fotomoltiplicatori, due

per ciascuno spicchio per un totale di 16. Di ogni fotomoltiplicatore è stata determinata la curva di tensione utilizzando il segnale di un led posto sulle due faccie esterne di ciascun settore, in modo da equalizzare la risposta dei due fotomoltiplicatori di ogni spicchio e degli otto spicchi fra di loro.

Rispetto al centro, l'angolo polare coperto dal rivelatore è $9.5^\circ < \theta < 170.5^\circ$, mentre quello azimutale è 2π . Poichè la distribuzione angolare degli adroni non è completamente isotropa, a causa del moto del centro di massa del sistema γ -nucleo, la configurazione che minimizza le perdite di adroni in avanti (almeno per fotoni di energia maggiore di 1.5 GeV) è quella con il bersaglio arretrato di 5 cm rispetto al centro del rivelatore. In questa configurazione, l'angolo polare coperto è $8^\circ < \theta < 169^\circ$, con un'accettanza angolare di circa il 98% dell'angolo solido.

2.4.2 – Funzione di risposta all'evento adronico

Al fine di calcolare le perdite di efficienza, dovute sia alla accettanza angolare del rivelatore, sia all'assorbimento di adroni nel bersaglio e nei volumi morti dell'intero apparato sperimentale (i sottili fogli di alluminio che ricoprono ciascun settore, le pareti del tubo da vuoto, ecc.), è stata simulata la risposta del rivelatore all'evento di fotoassorbimento tramite un programma Monte Carlo che si sviluppa in due passi: nella prima fase viene simulata l'interazione γ -nucleo con conseguente produzione di adroni nel bersaglio, e nella seconda viene calcolata la risposta del rivelatore agli adroni prodotti nella prima fase.

La simulazione dell'interazione γ -nucleo è stata effettuata tramite un nuovo generatore adronico [55], che estende fino ad energie di 10 GeV il vecchio codice di cascata intranucleare di Barashenkov *et al.* [56]. A questo scopo, è stato sviluppato un modello che descrive le interazioni fotone-nucleone tenendo conto sia dei canali risonanti $\gamma N \rightarrow \pi B^*$ e $\gamma N \rightarrow NM^*$ (dove B^* e M^* sono rispettivamente risonanze barioniche e mesoniche), sia il contributo dei canali non risonanti a molti corpi $\gamma N \rightarrow i \pi N$ ($2 \leq i \leq 8$). La successiva cascata intranucleare tiene poi conto sia dell'interazione e dell'assorbimento nel nucleo dei pioni, dei nucleoni e dei mesoni η , ρ e ω generati nell'interazione γ -N primaria, sia della evaporazione, della fissione e della multiframmentazione del nucleo residuo altamente eccitato. Il modello descrive bene i dati sperimentali disponibili, come ad esempio mostrato nella fig. 5 per lo spettro dell'impulso dei π^- prodotti da fotoni di 668 MeV su tre diversi nuclei.

Il risultato di questa prima fase della simulazione è dunque la generazione di un evento γ -nucleo il cui stato finale contiene mesoni, nucleoni, frammenti nucleari e di fissione e il nuclide residuo. Di tutti questi prodotti, solo protoni, neutroni, pioni carichi e neutri sono sperimentalmente rivelabili, poichè i frammenti più pesanti non hanno energia sufficiente per uscire dal bersaglio. Nella fig. 6 sono riportati, a due diverse energie dei fotoni e per i cinque nuclei di nostro interesse, il numero medio (fig. 6a) e l'energia media (fig. 6b) di queste particelle e l'energia totale per ogni evento. Come si vede, circa il 70% dell'energia iniziale è effettivamente rivelabile, ed è divisa in parti quasi uguali fra i quattro diversi tipi di particelle. Dividendo questa energia per il numero medio delle particelle per evento si ottiene l'energia media di ogni singola particella rivelabile. Possiamo osservare che:

- i) I pioni (carichi o neutri) sono emessi direttamente nell'interazione elementare γ -N e il loro numero è compreso circa tra 1 e 2. La loro energia media diminuisce da circa il 40% dell'energia del fotone iniziale su carbonio fino a circa il 25% su piombo, poichè per i nuclei pesanti si ha l'emissione di un maggior numero di particelle.
- ii) I protoni trasportano circa il 15–20% dell'energia iniziale, ed il loro numero medio decresce

per grandi A , poichè in questo caso aumenta l'emissione di frammenti pesanti come deutoni, nuclei di elio, ecc..

- iii) Per i neutroni, che provengono essenzialmente dalla fase di evaporazione del nucleo, il numero medio cresce invece rapidamente con la massa del nucleo, riflettendo il fatto che, aumentando A , aumenta l'eccesso di neutroni rispetto ai protoni. Nei nuclei pesanti si ha dunque l'emissione di un gran numero di neutroni, che trasportano fino al 30% dell'energia totale, ma questa energia è difficilmente rivelabile in HD e viene in gran parte persa.

Il passo successivo della simulazione è il calcolo della funzione di risposta del rivelatore adronico, che è stato effettuato tramite il codice di simulazione GEANT. Esso consente sia la descrizione accurata della geometria del rivelatore, attraverso la definizione delle costanti fisiche che lo caratterizzano e dei parametri che ne definiscono le condizioni di lavoro, sia di seguire l'interazione delle particelle all'interno del rivelatore, definendo la probabilità di ciascun processo fisico possibile, generando lo stato finale dell'interazione e calcolando il valor medio delle quantità che caratterizzano i processi quasi continui (ad esempio la perdita di energia per ionizzazione). Il programma fornisce in uscita, per ogni energia dei fotoni e per ogni evento γ -nucleo, l'energia depositata dai quattro tipi di particelle rivelabili e l'energia totale depositata nel rivelatore sia in singola che in anticoincidenza col rivelatore elettromagnetico. E' da notare che, data la loro breve vita media, praticamente tutti i π^0 decadono all'interno del bersaglio, e quindi il programma di simulazione ha come input direttamente i due fotoni di decadimento (il *branching ratio* di questo decadimento è circa 0.99 [5]).

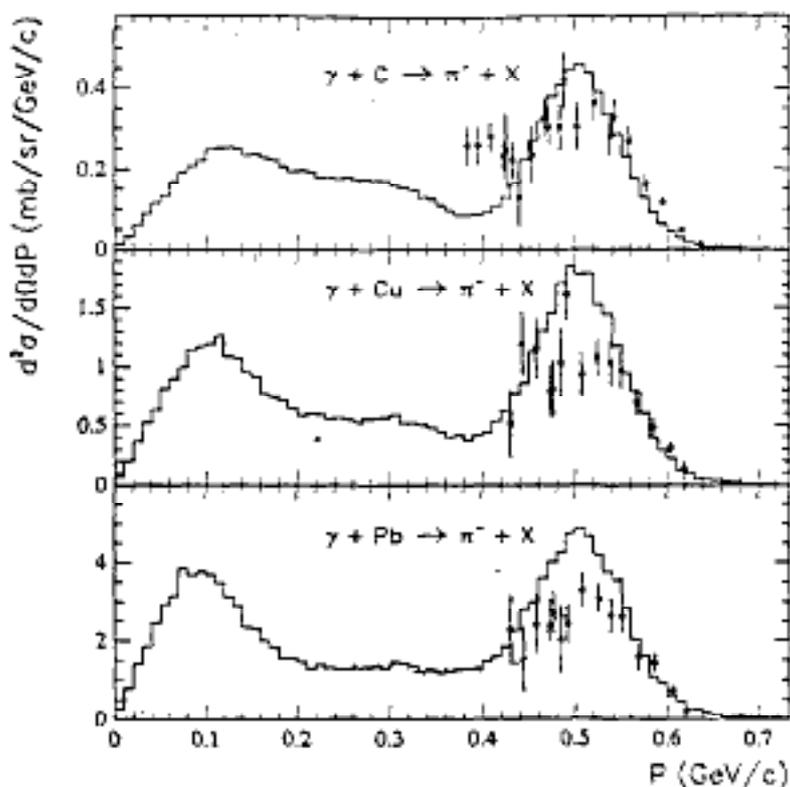


Fig. 5 – Spettro dell'impulso dei π^- prodotti da fotoni di 668 MeV su carbonio, rame e piombo ad un angolo di 44° nel sistema del laboratorio (dati sperimentali dalla ref. [57]).

Come esempio, nella fig. 7 è riportato lo spettro dell'energia depositata in HD da fotoni di

tre diverse energie incidenti sul bersaglio di carbonio. Gli istogrammi della fig. 8 mostrano invece, per ciascun nucleo, il rapporto tra l'energia rivelata e quella iniziale per ogni adrone, ed inoltre la frazione dell'energia totale che viene rivelata in ogni evento. Come si vede, quest'ultima risulta compresa tra il 30 e 40% dell'energia iniziale. Questo tuttavia non rappresenta un problema, poiché la misura della sezione d'urto di fotoassorbimento totale è una misura inclusiva, per cui è sufficiente che in ogni evento venga rivelata anche soltanto una particella dello stato finale. Per fotoni di bassa energia, l'energia totale rivelata diminuisce al crescere del numero di massa del nucleo, poiché per i nuclei leggeri si ha un maggiore assorbimento di adroni secondari. Al crescere dell'energia dei fotoni l'energia media di ogni particella è più alta e questo effetto diventa meno importante.

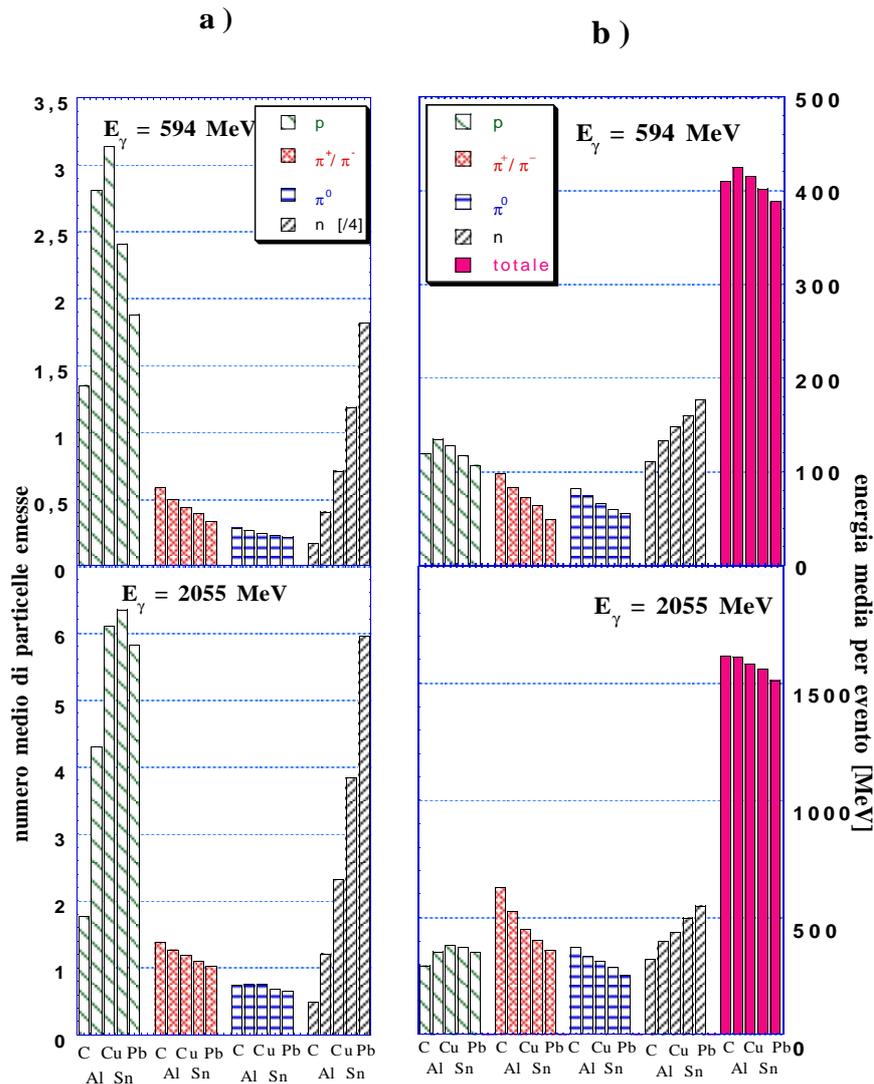


Fig. 6 – a) Numero medio di particelle emesse per evento per fotoni di 594 e 2055 MeV sui nuclei di carbonio, alluminio, rame, stagno e piombo (è da notare che è riportato il numero di neutroni diviso per 4); b) energia media per evento trasportata dalle particelle rivelabili ed energia media totale.

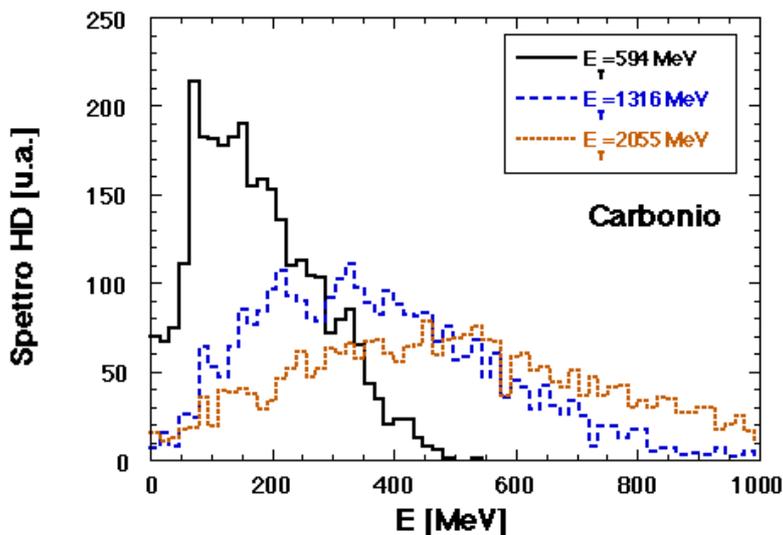


Fig. 7 – Energia depositata in HD da fotoni di 594 (linea continua), 1316 (linea tratteggiata) e 2055 MeV (linea punteggiata) su carbonio.

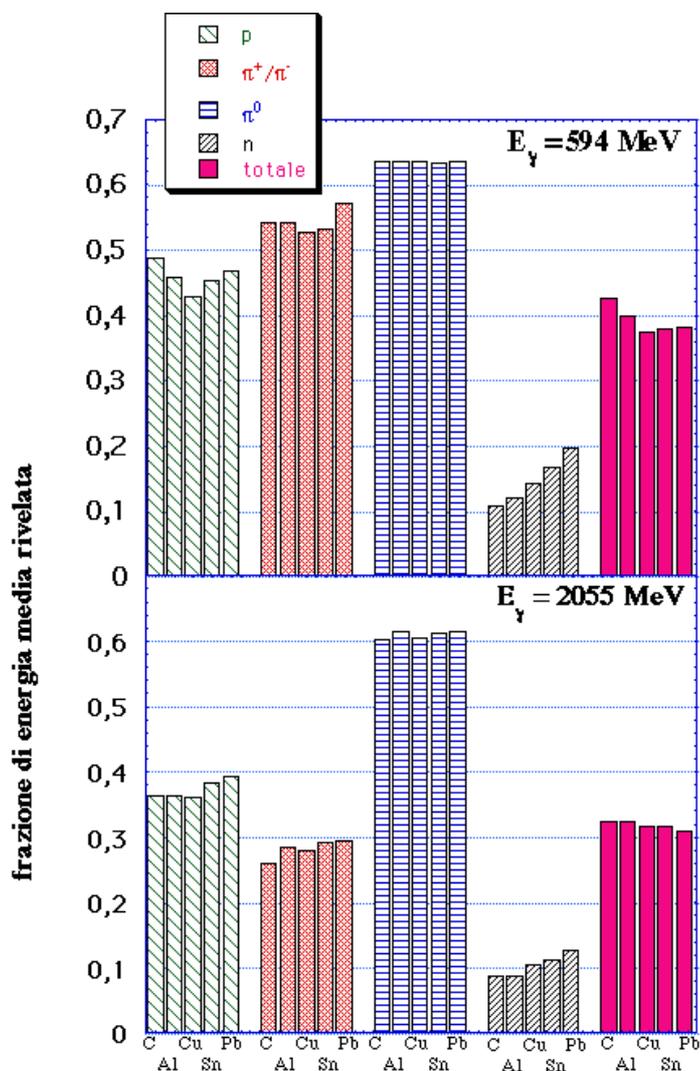


Fig. 8 – Rapporto, per ciascun nucleo ed in ogni evento, tra l'energia rivelata e quella iniziale per ogni adrone, e frazione dell'energia totale che viene rivelata per fotoni di 594 e 2055 MeV.

2.4.3 – Confronto con le misure sperimentali

L’attendibilità dei risultati del Monte Carlo è stata verificata attraverso il confronto con lo spettro misurato dell’energia depositata nel rivelatore adronico, utilizzando i fotoni del tagging ad $E_0 = 2.8$ GeV (cioè energia compresa tra circa 0.9 e 2.6 GeV) su bersagli di carbonio e alluminio. L’intervallo di tagging è stato diviso in 6 bin, di larghezza variabile, compresi tra k_{min} e k_{max} e centrati all’energia E_i , come riportato nella tab. 2. Per ogni bin, è stato fatto girare il Monte Carlo per fotoni di energia E_i , e lo spettro dell’energia depositata dai fotoni di tutto il tagging è stato ottenuto sommando gli spettri calcolati con un peso relativo p_i determinato dalla porzione dello spettro di bremsstrahlung che cade in ciascun bin, avendo posto $p(E_i = 2620 \text{ MeV}) = 1$.

Tab. 2 – Intervalli energetici usati per sommare gli spettri Monte Carlo dell’energia depositata nel rivelatore adronico da fotoni con $E_0 = 2.8$ GeV e pesi relativi di ciascuno spettro.

E_i [MeV]	k_{min} [MeV]	k_{max} [MeV]	p_i
924	840	1120	6.16
1316	1120	1498	6.23
1680	1498	1868	4.73
2055	1868	2222	3.72
2390	2222	2510	2.61
2620	2510	2630	1.00

Gli spettri sperimentali sono stati acquisiti utilizzando degli ADC LeCroy 2249A, che misurano lo spettro in carica del segnale analogico di uscita del fotomoltiplicatore, con una risoluzione costante di 0.1% su 1024 canali. Lo schema dell’elettronica per l’acquisizione del segnale del rivelatore è mostrato nella fig. 9: il segnale lineare del rivelatore adronico, costituito dalla somma dei segnali dei 16 fotomoltiplicatori, viene acquisito dall’ADC ogni qual volta vi sia un segnale al gate, a sua volta costituito dalla coincidenza fra il tagging ed il rivelatore adronico, in anticoincidenza con il rivelatore elettromagnetico. Le attenuazioni sul segnale lineare sono state scelte in modo da non saturare l’ADC e da avere una buona sensibilità sul posizionamento della soglia dei discriminatori.

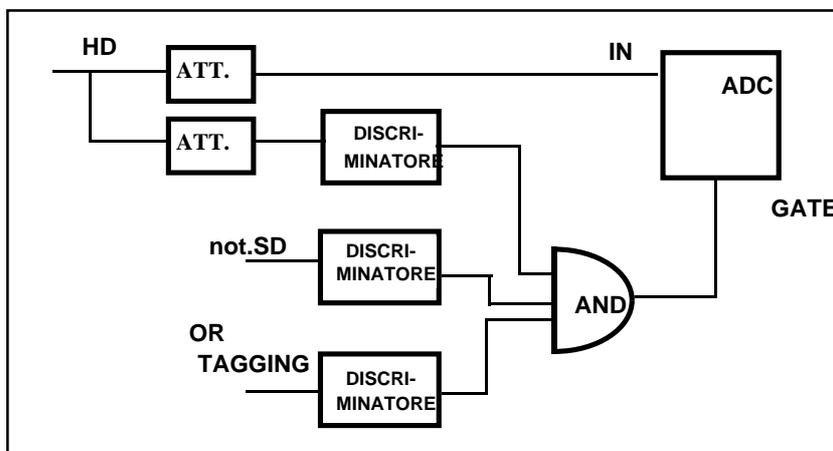


Fig. 9 – Schema dell’elettronica per l’acquisizione dello spettro energetico del rivelatore adronico.

Nella fig. 10 sono confrontati gli spettri dell'energia depositata in HD simulati e misurati. Il taglio a bassa energia è dovuto alla soglia di 132 MeV che è stata selezionata per eliminare il fondo elettromagnetico, e, come si vede, si ha un buon accordo fra calcolo e misura.

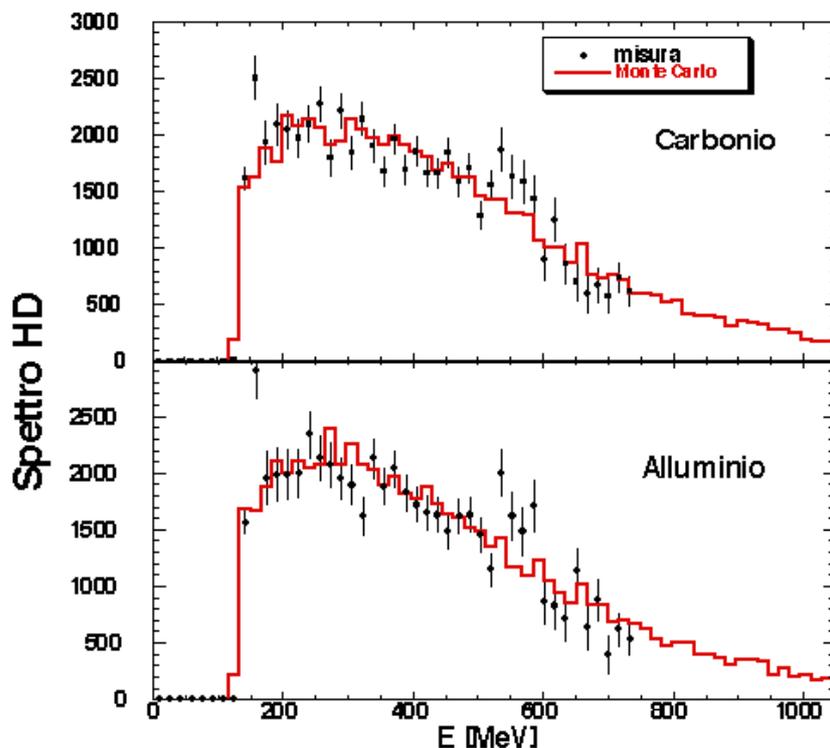


Fig. 10 – Confronto fra gli spettri simulati e calcolati da Monte Carlo dell'energia depositata nel rivelatore adronico da fotoni con $E_0 = 2.8$ GeV su bersagli di carbonio ed alluminio.

2.5 – Il rivelatore elettromagnetico

2.5.1 – Descrizione geometrica

Il rivelatore elettromagnetico è un contatore Cerenkov di vetro al piombo del tipo SF6 ad alta densità ($\rho = 5.2 \text{ g/cm}^2$), con lunghezza di radiazione $X_0=1.6 \text{ cm}$ e indice di rifrazione $n=1.81$. Una particella carica che lo attraversa, ad energia tale che la sua velocità βc sia maggiore della velocità della luce nel mezzo, emette un fronte di onde elettromagnetiche coerenti ad un angolo fisso rispetto alla sua direzione di volo dato da [58]

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad \text{se} \quad \beta > \frac{1}{n}$$

ed il numero di fotoni emessi per unità di spessore con lunghezza d'onda compresa tra λ e $\lambda+d\lambda$ è dato da

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{4\pi^2 e^2}{hc} \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2} = \frac{4\pi^2 e^2}{hc} \frac{1}{\lambda^2} \frac{(\beta n)^2 - 1}{(\beta n)^2}$$

Un rivelatore di questo tipo garantisce una efficienza di rivelazione praticamente 1 per fotoni ed elettroni, una buona risoluzione energetica, necessaria per il corretto posizionamento della soglia, e consente di lavorare con frequenze fino a $50 \div 60 \cdot 10^3$ fotoni al secondo. Un ulteriore

vantaggio è dato inoltre dal fatto che l'efficienza di rivelazione di adroni di bassa energia, cioè con un β molto minore di 1, è molto bassa.

Come detto nel par. 2.1, il compito del rivelatore è sia quello di contare il numero dei fotoni incidenti, sia quello di inibire i conteggi del rivelatore adronico dovuti ad eventi elettromagnetici. Poiché il rapporto fra eventi adronici ed elettromagnetici è di circa $10^{-2} \div 10^{-3}$ a seconda del nucleo bersaglio, l'efficienza di rivelazione deve essere superiore a 10^4 . A tale efficienza contribuiscono l'efficienza geometrica e l'efficienza di rivelazione di almeno un ramo dell'evento elettromagnetico.

L'efficienza geometrica è determinata dalla probabilità che un evento elettromagnetico nel bersaglio (scattering Compton, produzione di coppie, scattering multiplo) non generi un secondario entro l'angolo polare di circa 3° coperto dal rivelatore. Esaminiamo ora i diversi contributi.

- i) Scattering Compton Gli angoli di emissione θ_γ del fotone e θ_e dell'elettrone nello stato finale rispetto alla direzione del fotone incidente di energia E_γ sono legati dalla relazione [58]

$$\operatorname{tg}\theta_e = \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e}} \cot g \frac{\theta_\gamma}{2}$$

Da questa formula si ricava quindi che, per $E_\gamma > 500$ MeV, se una delle due particelle è emessa ad un angolo maggiore di 3° , l'altra deve essere contenuta in un angolo minore di 2.2° , venendo quindi rivelata.

- ii) Produzione di coppie La sezione d'urto del processo è data approssimativamente dalla formula di Bethe-Heitler [59], che ad alte energie può essere scritta

$$d\sigma = A(E_\gamma, E_+, E_-) \frac{x dx}{(1+x^2)^2} \quad (1)$$

dove $x = \frac{\theta}{\theta_0}$, $\theta_0 = \frac{E_\gamma m}{E_+ E_-}$ e θ è l'angolo di apertura della coppia.

La funzione A dipende dell'energia del fotone E_γ e dalle energie dell'elettrone E_- e del positrone E_+ . L'integrale della sezione d'urto (1) per $\theta > 3^\circ$ e per $E_\gamma = 500$ MeV è minore di $5 \cdot 10^{-3}$ del totale, ed ancora più piccolo per E_γ maggiori. Per quanto riguarda i tripletti, cioè la produzione di coppie nel campo atomico con emissione di un elettrone atomico, la probabilità di produzione scala come $1/Z$ rispetto a quella delle coppie, e la distribuzione angolare dei prodotti è la stessa della coppia prodotta nel campo del nucleo, almeno per bassi valori dell'impulso trasferito all'elettrone atomico [60].

- iii) Scattering multiplo Nella teoria di Molière, la distribuzione angolare, per piccoli angoli, dello scattering multiplo di una particella nel campo coulombiano del nucleo è approssimativamente gaussiana [5]

$$P(\theta) d\theta = 2 \frac{\theta}{\theta_m} \exp \left[- \left(\frac{\theta}{\theta_m} \right)^2 \right] d\theta$$

dove θ_m è l'angolo quadratico medio di emissione

$$\theta_m = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \frac{E_s}{pv} \sqrt{\frac{T}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{T}{X_0} \right) \right]$$

p e v sono l'impulso e la velocità della particella e $E_s = 19.2$ MeV. Considerando uno spessore massimo $T = 0.2X_0$ (piombo) e un'energia minima degli elettroni di 250 MeV (che si ha nella produzione simmetrica di coppie nel caso limite $E_\gamma = 500$ MeV), si ricava $\theta_m = 0.82^\circ$. Poiché l'angolo coperto dal rivelatore corrisponde a circa $3.6 \theta_m$, più del 99.5% della distribuzione è contenuto nell'angolo solido del rivelatore.

Da quanto detto, risulta dunque che l'efficienza geometrica del rivelatore per eventi elettromagnetici è praticamente 1, sebbene esso copra un angolo polare molto piccolo (corrispondente a circa lo 0.07% dell'angolo solido totale).

Sul rivelatore elettromagnetico arrivano i fotoni del fascio che non hanno interagito nel bersaglio, i secondari carichi (coppie) e neutri (Compton) delle interazioni elettromagnetiche ed i prodotti delle interazioni nucleari, con una frequenza relativa approssimativamente di 1, 10^{-1} , 10^{-3} , 10^{-4} rispettivamente. Poiché l'efficienza di rivelazione deve essere molto alta anche per i neutri, il rivelatore deve avere uno spessore pari a $15 \div 20 X_0$. Nel nostro caso, uno spessore di 30 cm corrisponde a circa $19 X_0$, che garantisce una efficienza di rivelazione praticamente uguale a 1.

2.5.2 – Funzione di risposta all'evento elettromagnetico

La funzione di risposta agli eventi elettromagnetici è stata calcolata con un programma di simulazione che, tramite GEANT, calcola l'energia Cerenkov prodotta nel rivelatore dai fotoni che interagiscono nel bersaglio. A questo scopo, GEANT è stato modificato per tener conto della distribuzione angolare sperimentale delle coppie e dei tripletti generati nel bersaglio. Esso infatti utilizza la distribuzione di Bethe-Heitler (1), che però, come si vede dalla Fig. 11, sovrastima la produzione di coppie a grandi angoli di emissione, che è proprio la zona di nostro interesse. La routine che tratta la produzione di coppie è stata pertanto modificata generando l'angolo della coppia secondo il fit dei dati sperimentali (linea continua nella fig. 11).

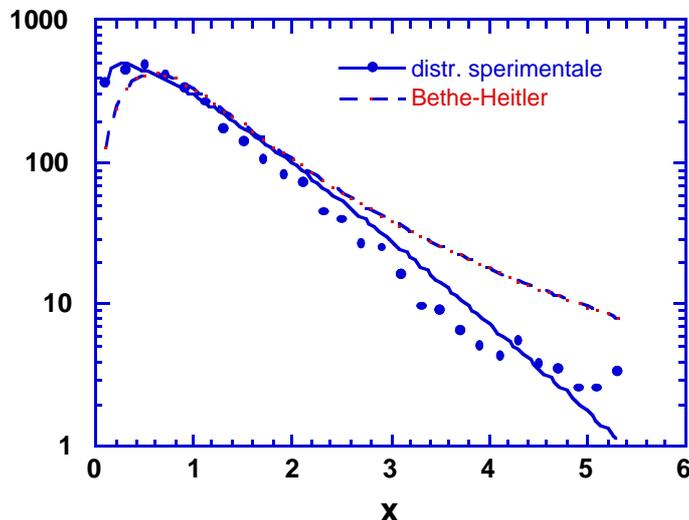


Fig. 11 – Distribuzione angolare sperimentale delle coppie confrontata con la distribuzione di Bethe-Heitler (linea tratteggiata). Il fit dei dati sperimentali (linea continua) è la funzione utilizzata nel Monte Carlo.

Una seconda modifica di GEANT si è resa necessaria al fine di contenere entro tempi ragionevoli il calcolo dello spettro dell'energia Cerenkov rivelata. Questa viene quindi calcolata a partire dall'energia della particella carica che genera il fronte d'onda Cerenkov tenendo conto,

oltre che del numero di fotoni $\frac{dN}{d\lambda}(\lambda)$ emessi per unità di cammino percorso per ogni lunghezze d'onda λ , anche del coefficiente di trasmissione del vetro $T(\lambda, z)$ e dell'efficienza quantica del fotomoltiplicatore $Q(\lambda)$. Se la particella carica ha energia E e l'emissione Cerenkov avviene ad una distanza z dal fotomoltiplicatore, l'energia Cerenkov rivelata è data da $E_R = E a(z)$, dove

$$a(z) = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \frac{dN}{d\lambda}(\lambda) Q(\lambda) T(z, \lambda) d\lambda$$

e le lunghezze d'onda $\lambda_{\min} \sim 200$ nm e $\lambda_{\max} \sim 700$ nm definiscono l'intervallo di emissione del nostro vetro al piombo.

Per ogni evento elettromagnetico, il Monte Carlo determina l'energia Cerenkov rivelata in singola, in coincidenza ed in anticoincidenza con il rivelatore adronico. Le predizioni del Monte Carlo sono state confrontate con la risoluzione in energia del rivelatore misurata. La fig. 12 mostra la curva della risoluzione sperimentale del rivelatore in funzione dell'energia dei fotoni insieme a quella calcolata con la simulazione del Monte Carlo. Si può notare sia il buon accordo, entro gli errori, tra la simulazione Monte Carlo e la misura sperimentale, sia, come accennato all'inizio del paragrafo, la buona risoluzione energetica del rivelatore.

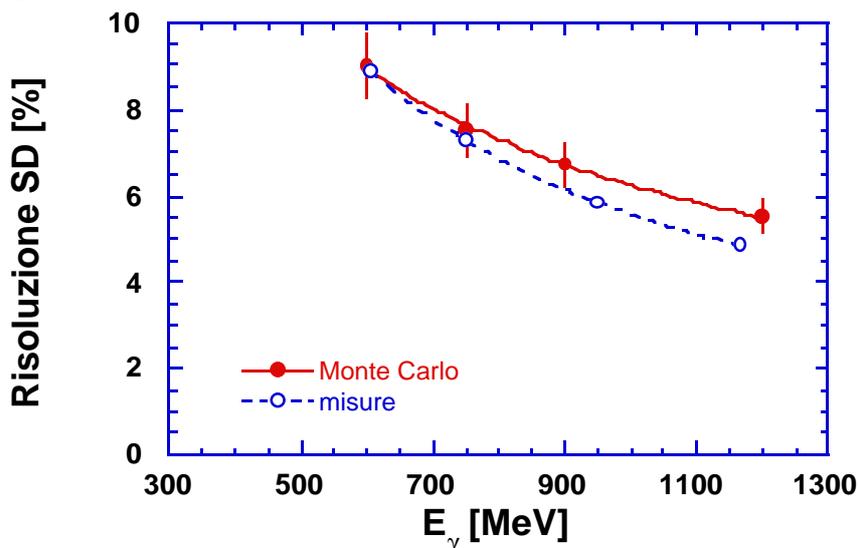


Fig. 12 – Curva di risoluzione sperimentale del vetro al piombo confrontata con il calcolo Monte Carlo.

2.6 – L'acquisizione dei dati

La raccolta e la registrazione dei dati viene eseguita dopo aver opportunamente filtrato, amplificato, ritardato e convertito i segnali analogici dei fotomoltiplicatori dei rivelatori. Gli elementi utilizzati nella parte logica del sistema di acquisizione sono moduli CAMAC programmabili, basati sulla logica ECL che consentono un alto rate di lavoro. Inoltre, l'alta impedenza di ingresso consente di portare lo stesso segnale a più moduli in cascata. I segnali del tagging in singola, del rivelatore elettromagnetico in coincidenza con il tagging (che da il numero di fotoni incidenti sul bersaglio), e del rivelatore adronico in coincidenza con il tagging ed in anticoincidenza con il rivelatore elettromagnetico (che da il numero di eventi adronici) sono stati registrati tramite 14 canali di tre differenti scale. Lo schema semplificato dell'elettronica di acquisizione delle tre scale è riportato nella fig. 13.

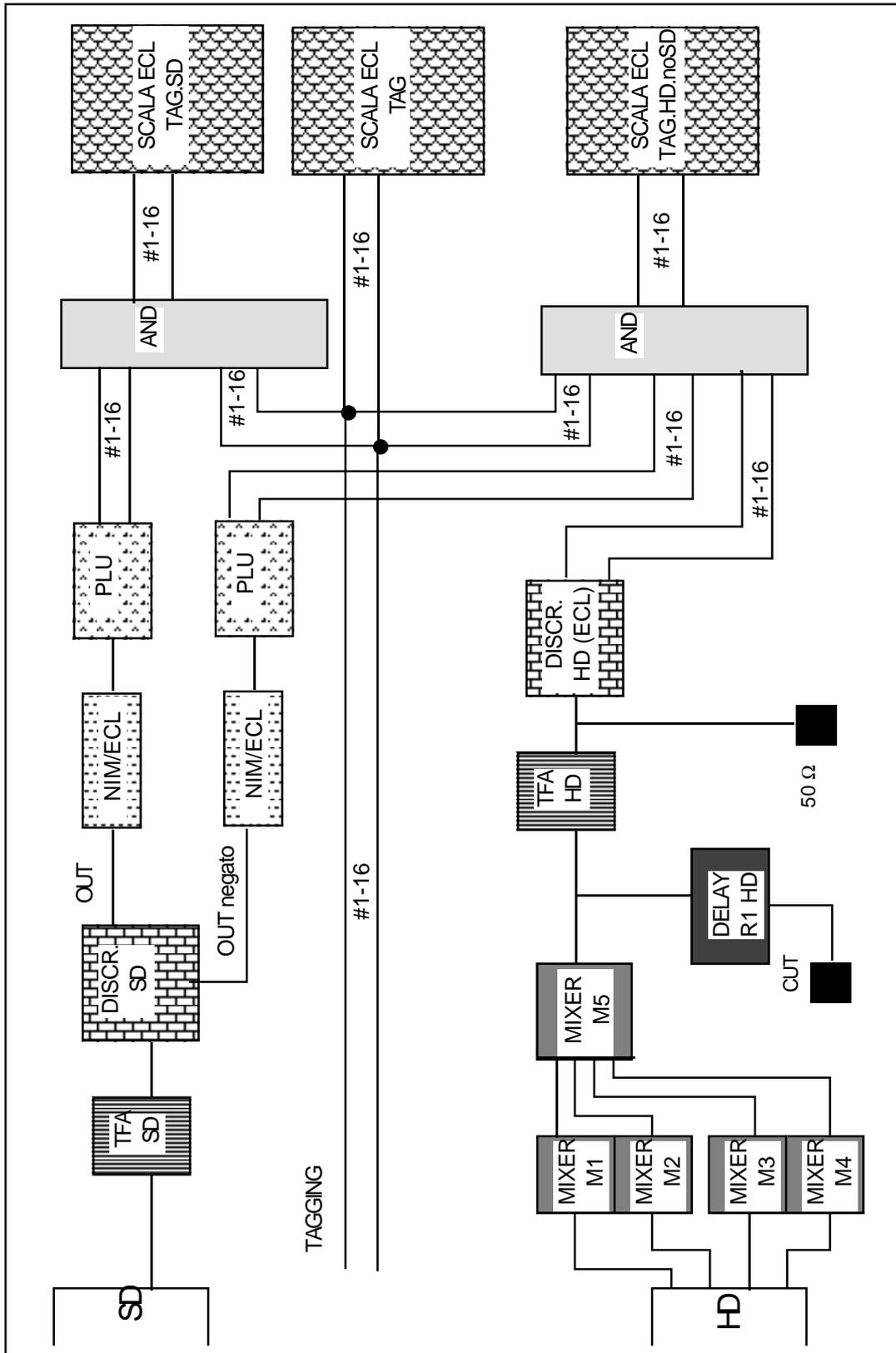


Fig. 13 – Schema semplificato per il conteggio del numero dei fotoni etichettati incidenti sul bersaglio. Non sono mostrati tutti i ritardi dei vari segnali.

Per la gestione e la registrazione dei dati, è stato messo a punto un programma a menu che consente sia di programmare le varie unità logiche, sia di effettuare la lettura delle scale ad intervalli fissati, sia infine di visualizzare on-line i parametri di controllo dell'acquisizione in corso (rate dei fotoni incidenti, conteggi dei vari rivelatori, eventi adronici ed elettromagnetici, sezione d'urto misurata).

Per misurare la coincidenze casuali, è stato duplicato tutto il sistema di acquisizione della fig. 13, e la registrazione delle coincidenze casuali è stata effettuata mettendo fuori tempo il segnale del tagging rispetto a quello degli altri rivelatori. Ciascuna scala quindi conta nei primi 14 canali le coincidenze totali e nei successivi 14 le coincidenze casuali. La sottrazione di queste ultime dalle coincidenze totali viene effettuata, canale per canale, al termine di ogni run di acquisizione.

2.7 – Calibrazione dei rivelatori

Le simulazioni Monte Carlo mostrano che i prodotti delle interazioni elettromagnetiche nel bersaglio depositano in HD una energia media molto più bassa rispetto ai prodotti delle interazioni nucleari, trattandosi generalmente di coppie emesse con un grande angolo di apertura. D'altra parte, essi hanno una frequenza circa 10^3 volte più alta, come evidenziato dalla fig. 2, a causa delle differenti sezioni d'urto dei due processi. Il corretto posizionamento della soglia sui due rivelatori è molto delicato ed importante per questo tipo di misura, e richiede una accurata calibrazione dei due rivelatori a bassa energia.

Per quanto riguarda SD, una soglia troppo alta aumenterebbe notevolmente le contaminazioni elettromagnetiche su HD, poiché, tagliando le code di bassa energia dello spettro di bremsstrahlung dei fotoni, diminuirebbe l'efficienza dell'anticoincidenza nell'acquisizione del segnale del rivelatore adronico. Inoltre, poiché il rivelatore elettromagnetico funziona anche da contatore di fotoni, diminuirebbe anche l'efficienza di tagging dei canali di energia più bassa.

Per quanto riguarda HD, gli eventi elettromagnetici che non vengono eliminati dal veto sul rivelatore elettromagnetico possono essere invece in gran parte scartati posizionando correttamente la soglia del rivelatore adronico: essa dovrà essere la più alta possibile, compatibilmente con l'esigenza di non tagliare troppo lo spettro adronico a bassa energia, compromettendo l'efficienza di rivelazione dell'apparato. Esamineremo ora le procedure per la calibrazione dei due rivelatori.

2.7.1 – Calibrazione del rivelatore adronico

La calibrazione in energia del rivelatore consiste nella determinazione della corrispondenza fra soglia (in mV) del discriminatore posto sul segnale lineare del rivelatore ed energia rilasciata nel rivelatore. A questo scopo, è stato utilizzato il sistema di acquisizione di fig. 9, tramite il quale sono state calcolate le rette di calibrazione energia–canali ADC e soglia–canali ADC. Il segnale lineare è stato acquisito con un'attenuazione di 12 dB (un fattore circa 4), mentre il segnale discriminato non è stato attenuato.

Il primo passo è il calcolo della retta energia–canali ADC, ottenuta misurando lo spettro dell'energia depositata nel rivelatore dai raggi cosmici, in coincidenza con uno scintillatore posto come mostrato nella fig. 14. L'energia depositata nel rivelatore è stata calcolata simulando i raggi cosmici con un fascio di muoni, che a livello del mare ne costituiscono la componente dominante, con distribuzione energetica decrescente esponenzialmente, ed utilizzando il Monte Carlo di calcolo della funzione di risposta del rivelatore descritto nel par. 2.4. Sono stati quindi acquisiti su due canali dell'ADC i segnali del settore 1 del rivelatore e della somma dei settori 1 e

2, con il gate dato dalla coincidenza tra lo scintillatore e la somma dei due settori. In questo modo, si hanno due punti a bassa energia per determinare la retta di calibrazione. Nella fig. 15 è mostrato il confronto fra gli spettri calcolato e misurato per un singolo settore di HD. Riscaldando i canali ADC per il fattore di attenuazione di 12 dB, la retta energia–canali ADC risulta

$$c = -52.15 + 19.49 E \text{ (MeV)} \quad (2)$$

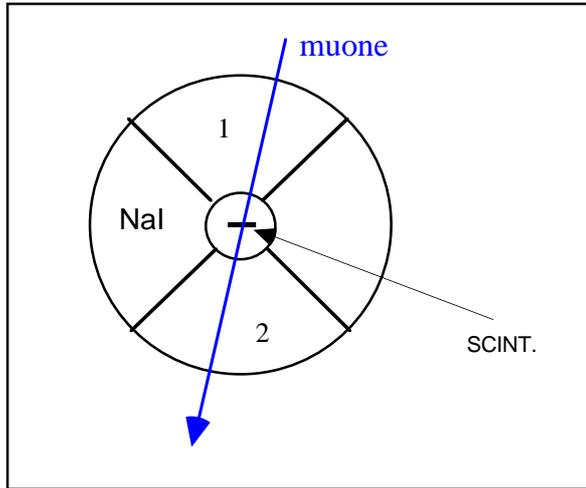


Fig. 14 – Disposizione del rivelatore adronico e dello scintillatore per l’acquisizione dei cosmici.

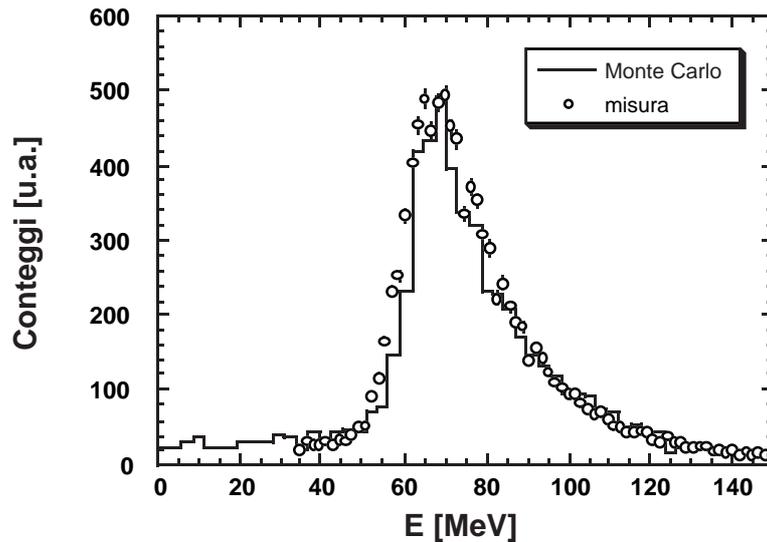


Fig. 15 – Confronto fra gli spettri simulato (istogramma) e misurato (punti) dell’energia depositata dai cosmici nel settore 1 del rivelatore adronico in coincidenza con lo scintillatore posizionato come mostrato nella fig. 14.

La retta di calibrazione soglia–canali ADC è stata determinata variando la soglia sul discriminatore del segnale del rivelatore adronico che va al gate dell’ADC e registrando il canale a cui viene tagliato lo spettro dell’energia depositata dai cosmici in tutto il rivelatore. Si ottiene la retta

$$c = 470 + 11.85 s \text{ (mV)} \quad (3)$$

mostrata nella fig. 16.

Dalle (2) e (3) si ricava infine la retta di calibrazione energia–soglia discriminatore del rivelatore adronico:

$$E \text{ (MeV)} = (0.478 \pm 0.023) s \text{ (mV)} + (26.8 \pm 5.2)$$

dove gli errori sui parametri della retta retta sono ricavati dai fit (2) e (3).

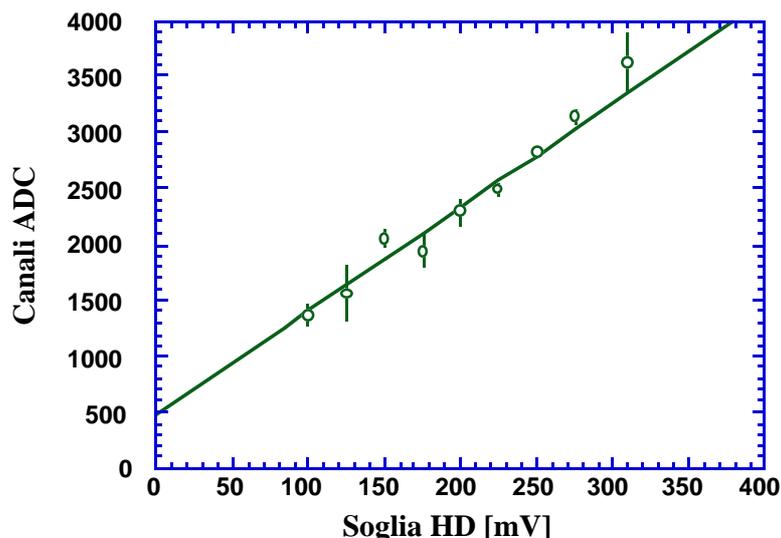


Fig. 16 – Retta di calibrazione soglia–canali ADC del rivelatore adronico. I canali ADC sono riscaldati per il fattore di attenuazione di 12 dB.

La stabilità della risposta del rivelatore è stata controllata verificando periodicamente la posizione del picco del segnale dei led già utilizzati per l’equalizzazione dei fotomoltiplicatori. Non si sono osservati cambiamenti apprezzabili nella risposta del rivelatore durante tutti i turni di misura.

2.7.2 – Calibrazione del rivelatore elettromagnetico

La calibrazione del rivelatore elettromagnetico è stata effettuata con lo stesso metodo descritto per il rivelatore adronico. Con l’ADC, viene acquisito il segnale lineare del rivelatore con un gate dato dalla coincidenza fra il tagging ed il rivelatore stesso. Il segnale del rivelatore (sia il lineare che il discriminato) è attenuato di 20 dB, cioè di un fattore circa 10. Per determinare la retta energia–canali ADC sono stati utilizzati i picchi di due canali di tagging di energia più bassa (mostrati nella fig. 17), mentre per determinare la retta soglia–canali ADC è stato usato l’intero spettro di bremsstrahlung. Riscaldando ancora per i fattori di attenuazione, sono state determinate le rette canali ADC–energia (riportata nella fig. 18) e canali ADC–soglia:

$$c = 109.27 + 2.066 E \text{ (MeV)}$$

$$c = 253 + 2.87 s \text{ (mV)}$$

Da queste si ottiene infine la retta di calibrazione energia–soglia

$$E \text{ (MeV)} = 70. + 1.40 s \text{ (mV)}$$

E’ stata controllata anche la stabilità della risposta del rivelatore elettromagnetico, verificando al termine di ogni ciclo di misure la posizione del picco del primo e dell’ultimo canale di tagging. Non si sono registrati significativi cambiamenti nella risposta del rivelatore.

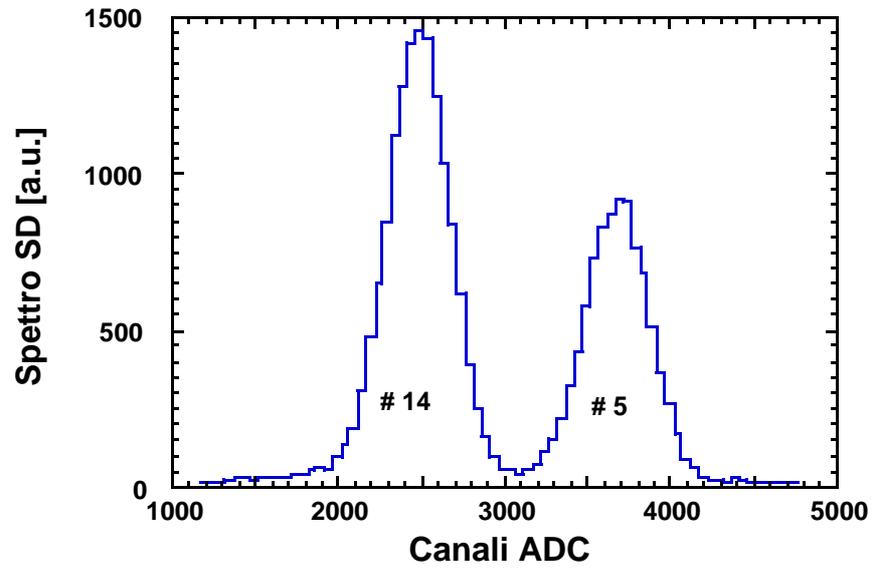


Fig. 17 – Spettro di due canali di tagging utilizzati per la calibrazione in energia del rivelatore elettromagnetico.

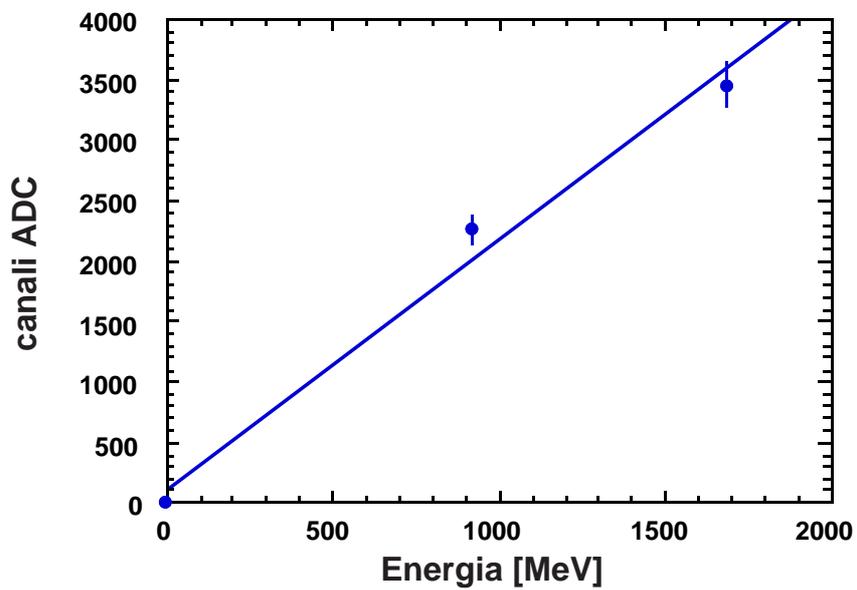


Fig. 18 – Retta di calibrazione canali ADC–energia depositata nel rivelatore elettromagnetico.

CAPITOLO 3

PROCEDURA DI MISURA, SEZIONE D'URTO ON-LINE E TESTS SULL'APPARATO SPERIMENTALE

3.1 – Condizioni sperimentali delle misure

Come abbiamo visto nel paragrafo precedente, il sistema di tagging TOPAS II rende monocromatici i fotoni nell'intervallo compreso tra 0.3 e 0.94 dell'energia E_0 degli elettroni di ELSA. Poichè la zona energetica di maggior interesse della nostra misura è compresa tra circa 1.2 e 2 GeV, si è scelto di lavorare con tre diverse energie E_0 (1.6, 2.2 e 2.8 GeV) in modo da coprire accuratamente questo intervallo. Il confronto tra la sezione d'urto misurata alla stessa energia di fotoni E_γ ma con due diversi valori di E_0 consente inoltre di stimare gli errori sistematici di cui la misura è affetta.

Il sistema di collimazione utilizzato alle diverse energie definisce sul bersaglio (che ha un diametro di 3 cm) un fascio di fotoni delle dimensioni di circa 1.5 cm, la cui centratura rispetto al bersaglio è stata verificata accuratamente all'inizio di ogni turno di misura. L'impiego come contatore di fotoni di un vetro al piombo consente inoltre di lavorare ad alto rate, variabile, a seconda di E_0 , tra 30 e $80 \cdot 10^3$ γ/s su tutto l'intervallo di tagging. Periodicamente, è stato comunque controllato che il rivelatore non subisse danneggiamento da radiazione, verificando la posizione dei picchi del tagging.

Dalle simulazioni Monte Carlo descritte nel capitolo precedente è stato possibile determinare, alle diverse energie di fascio, la posizione del bersaglio all'interno del rivelatore adronico che minimizza le contaminazioni elettromagnetiche e la perdita di adroni in avanti del rivelatore adronico. Ad $E_0 = 1.6$ GeV la configurazione migliore è quella con il bersaglio posto al centro del rivelatore adronico, mentre ad energie superiori, la posizione migliore è quella in cui il bersaglio è arretrato di 5 cm rispetto al centro, poiché in questo caso l'evento elettromagnetico è contenuto in un cono di apertura minore.

Per ottenere sui vari nuclei misure affette dagli stessi errori sistematici, ed anche per avere un controllo sulla stabilità della risposta dell'intero apparato, le misure sono state eseguite ciclicamente con un run di circa 30 minuti su ciascun nucleo.

Al termine di ogni run di acquisizione, vengono sottratte dai conteggi totali le coincidenze casuali. Esse aumentano linearmente con il rate dei fotoni, poiché sono proporzionali al segnale che nella coincidenza ha la frequenza maggiore, cioè il tagging. Le casuali sul rivelatore adronico dipendono anche dal numero di massa del nucleo, essendo approssimativamente inversamente proporzionali al rate di eventi adronici (poiché il segnale di HD è in anticoincidenza con il segnale di SD), e sono state mediamente circa il 15% del totale a 2.8 GeV e meno del 5% a 2.2 e 1.6 GeV. Le casuali sul rivelatore elettromagnetico dipendono poco dal tipo di bersaglio, e sono comprese tra circa il 15% a 1.6 GeV fino a meno del 5% a 2.8 GeV.

3.2 – Sottrazione del fondo e sezione d'urto on-line

Il numero totale di eventi adronici N_h^t che si hanno con N_γ^t fotoni incidenti sul bersaglio è dato dalla formula

$$N_h^t = N_\gamma^t \frac{\rho T N}{A} \sigma_t \quad (1)$$

dove ρ , T e A sono rispettivamente la densità, lo spessore e il peso atomico del bersaglio, N è il numero di Avogadro e σ_t è la sezione d'urto totale di fotoassorbimento. Le quantità che vengono misurate sperimentalmente sono N_h^t e N_γ^t , e quindi la formula (1) permette di ricavare la sezione d'urto σ_t . Il numero di conteggi adronici N_h^t misurato comprende però, oltre alle coincidenze casuali, che, come già detto, vengono registrate e sottratte dai conteggi totali al termine di ogni run di misura, anche un contributo di fondo, dovuto a vari effetti, come ad esempio interazioni di fotoni lungo la linea di trasporto, sui sostegni del bersaglio, ecc. Questo contributo va quindi misurato e sottratto dai conteggi totali. Per far ciò, ogni ciclo di acquisizione comprende, oltre ad una misura sui cinque nuclei, anche una misura di fondo, effettuata togliendo il bersaglio dal suo sostegno. In questo modo, possiamo definire una sezione d'urto equivalente σ_b dovuta al fondo tramite una formula analoga alla (1):

$$\sigma_b \equiv \frac{A}{\rho T N} \frac{N_h^b}{N_\gamma^b} \quad (2)$$

e quindi la sezione d'urto realmente dovuta agli eventi adronici è data dalla differenza

$$\sigma_v = \sigma_t - \sigma_b \quad (3)$$

Il contributo del fondo può essere quantificato definendo uno spessore equivalente medio, cioè lo spessore T' che il bersaglio dovrebbe avere perché il numero totale di conteggi N_h^t corrisponda effettivamente soltanto ad eventi adronici. Nella fig. 1 è riportato il valor medio su tutto l'intervallo energetico per i cinque nuclei del rapporto tra T' e lo spessore T dei bersagli. Esso varia tra il 70% ed il 90% passando da carbonio a piombo.

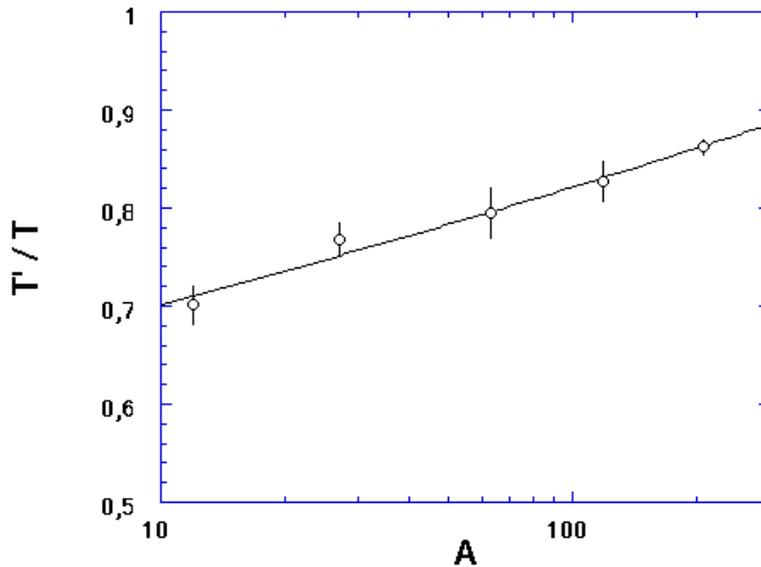


Fig. 1 – Rapporto tra lo spessore equivalente del fondo T' e lo spessore reale T dei bersagli per i cinque nuclei.

La raccolta dei dati è stata effettuata in due turni di misure di circa 10 giorni ciascuno ad aprile e a novembre 1996. Nei turni di aprile sono state effettuate misure solo sui nuclei leggeri (carbonio e alluminio), mentre in quelli di novembre anche per i nuclei pesanti. Per ogni nucleo, sono stati raccolti circa 10^3 eventi adronici per ogni canale di tagging, in modo tale da avere un errore statistico medio minore del 5%. Nella tab. 1 è riportato il numero di eventi adronici totali acquisiti, alle tre diverse energie del fascio E_0 , per tutti i nuclei e per le misure del fondo.

Durante i turni, la stabilità del nostro apparato sperimentale è stata verificata canale per

canale, controllando sia on-line, durante l'acquisizione, sia off-line, al termine di ogni ciclo di misura, il valore del rapporto R_h tra i conteggi adronici N_h e il numero dei fotoni incidenti N_γ (che è proporzionale alla sezione d'urto σ_t media). Ad esempio, nella fig. 2 sono riportati i valori di questi rapporti, integrati su tutti i 14 canali di tagging, per i cinque nuclei e per il fondo misurati ad $E_0 = 2.2$, GeV in funzione del numero della misura. Come si vede, le misure mostrano una buona stabilità durante tutto il periodo di acquisizione. Inoltre, per ogni nucleo si può notare che le piccole differenze tra le varie misure sono in buona parte dovute ad oscillazioni del fondo, e scompaiono una volta che quest'ultimo è stato sottratto.

Tab. 1 – Numero totale di eventi adronici acquisiti per i cinque nuclei e per le misure di fondo.

E_0 [GeV]	fondo	C	Al	Cu	Sn	Pb
1.6	218000	212700	204500	188300	245300	352400
2.2	842300	602000	659100	617300	658600	669100
2.8	677600	434200	429000	504900	529300	674800

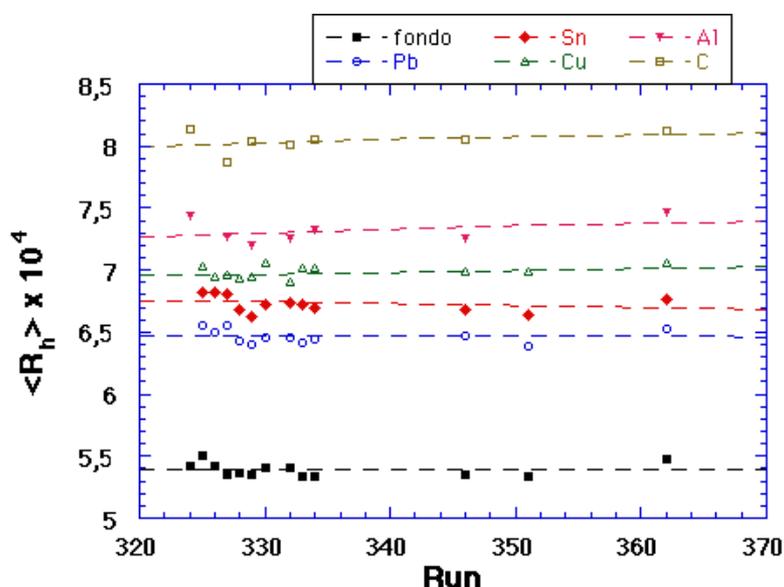


Fig. 2 – Rapporto tra conteggi adronici e numero di fotoni per i cinque nuclei e per il fondo ad $E_0 = 2.2$ GeV, integrati su tutti i canali di tagging.

La differenza canale per canale tra i due contributi σ_t e σ_b fornisce dunque, grazie alla (3), la sezione d'urto di fotoassorbimento totale *on-line* σ_v . Essa è molto vicina alla sezione d'urto finale, poiché differisce da questa per una quantità $c(E_\gamma)$ piccola, che dipende dall'energia dei fotoni incidenti

$$\sigma(E_\gamma) = \frac{\sigma_v(E_\gamma)}{[1 + c(E_\gamma)]}$$

e che sarà calcolata nel prossimo capitolo considerando tre contributi:

- i) correzioni di flusso, dovute all'assorbimento di fotoni nel bersaglio;
- ii) correzioni adroniche, dovute all'efficienza di rivelazione del rivelatore adronico;
- iii) correzioni elettromagnetiche, dovute alle contaminazioni di eventi elettromagnetici nel rivelatore adronico.

Nella fig. 3 è mostrata la sezione d'urto *on-line* misurata per i cinque nuclei in esame alle tre diverse energie di fascio E_0 . Si può notare che, a parità di energia di fotoni, il valore della σ_v è più alto per le misure effettuate con E_0 più basso, poiché in questo caso le correzioni totali sono maggiori, a causa delle soglie sui due rivelatori più alte.

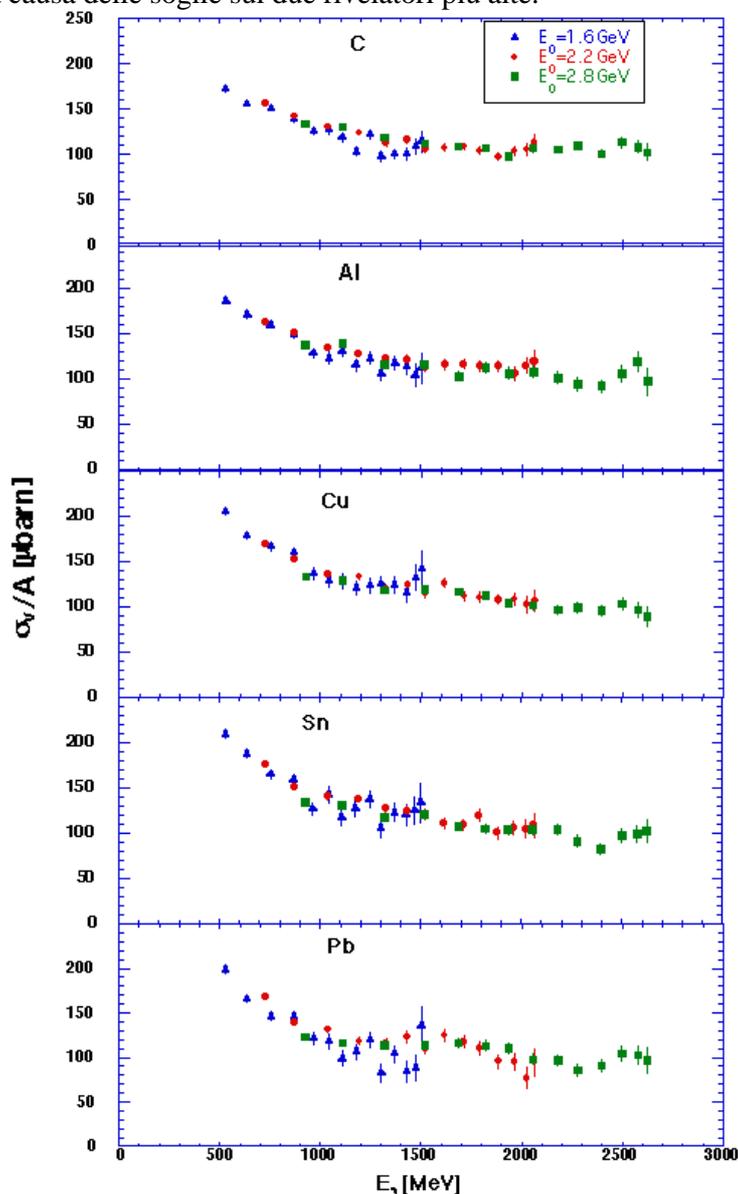


Fig. 3 – Sezione d'urto *on-line* misurata per i cinque nuclei alle tre diverse energie di fascio E_0 .

3.3 – Tests dell'apparato sperimentale

Prima di passare a descrivere i risultati finali delle misure, esamineremo alcuni tests sperimentali che sono stati effettuati sul nostro apparato, che riguardano lo studio dell'accettanza angolare del rivelatore adronico e di quello elettromagnetico. Nel primo caso, sarà possibile effettuare anche un confronto con le previsioni del Monte Carlo.

3.3.1 – Variazione dell'angolo solido del rivelatore adronico

Se θ_{HD} è l'angolo polare (in radianti) sotteso dal foro in avanti dell'NaI, il corrispondente angolo solido non coperto dal rivelatore adronico è dato da

$$\Omega_{\text{HD}} = \int_0^{\theta_{\text{HD}}} d\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta_{\text{HD}})$$

Nelle due configurazioni adottate nelle misure, con il bersaglio posto al centro di HD ad $E_0 = 1.6$ GeV ed arretrato di 5 cm per $E_0 = 2.2$ e 2.8 GeV, Ω_{HD} è rispettivamente di 85.5 e 63.1 msterad.

Variando la posizione del bersaglio all'interno del rivelatore, cambiano i contributi alla sezione d'urto *on-line* σ_v dovuti agli eventi adronici ed elettromagnetici, ed è possibile studiare l'efficienza geometrica del rivelatore estrapolando al caso di un rivelatore con un angolo solido di 4π , cioè con efficienza geometrica uguale a 1, ed in assenza di contaminazioni elettromagnetiche. Arretrando il bersaglio verso il fascio dei fotoni, ci aspettiamo un aumento della sezione d'urto misurata: poiché diminuisce l'angolo solido non coperto in avanti dal rivelatore adronico, diminuiscono le perdite di adroni ed aumentano le contaminazioni elettromagnetiche dovute alle coppie create nel bersaglio. Questo effetto è inoltre amplificato dal fatto che contemporaneamente diminuisce anche l'angolo solido del rivelatore elettromagnetico, e quindi il suo potere di reiezione. Muovendo invece il bersaglio in avanti, si ha ovviamente l'andamento opposto.

Nella fig. 4 è riportata la sezione d'urto σ_v misurata su carbonio ad $E_0 = 2.8$ GeV e su piombo ad $E_0 = 2.2$ GeV, integrata su due diversi intervalli di energia dei fotoni al variare di Ω_{HD} , ed è confrontata con le predizioni del Monte Carlo. Quest'ultimo è stato fittato con un andamento del tipo

$$\sigma_v(\Omega_{\text{HD}}) = \sigma_0 - a\Omega_{\text{HD}} + \frac{b}{\Omega_{\text{HD}}} \quad (4)$$

dove a e b sono delle costanti. Il termine $a\Omega_{\text{HD}}$ rappresenta la perdita di efficienza geometrica per adroni, ipotizzando una distribuzione perfettamente isotropa, mentre il termine b/Ω_{HD} rappresenta la contaminazione nel rivelatore adronico di eventi elettromagnetici, calcolata assumendo per la sezione d'urto elettromagnetica un andamento del tipo

$$\text{sen}^{-4}\left(\frac{\theta}{2}\right) \approx \frac{1}{\theta^4}$$

e quindi

$$\sigma_{\text{em}}(\Omega_{\text{HD}}) \approx \int \frac{\theta d\theta}{\theta^4} \approx \frac{1}{\theta_{\text{HD}}^2} \approx \frac{1}{\Omega_{\text{HD}}}$$

Il termine σ_0 rappresenta infine la sezione d'urto corretta, per efficienza di rivelazione degli adroni uguale a 1 e senza contaminazione elettromagnetica. Come si vede dalla figura, a piccoli valori di Ω_{HD} la risalita dovuta alle contaminazioni elettromagnetiche è evidente nel caso del piombo, mentre per il carbonio è praticamente assente. Ciò significa che le correzioni elettromagnetiche nel carbonio, almeno per fotoni di alta energia, sono trascurabili. Quando vengono considerati solo i canali di energia più bassa (parte superiore della figura), l'effetto delle contaminazioni elettromagnetiche viene chiaramente amplificato. Il buon accordo con le

misure fornisce una conferma sulla affidabilità delle correzioni adroniche ed elettromagnetiche calcolate con il Monte Carlo.

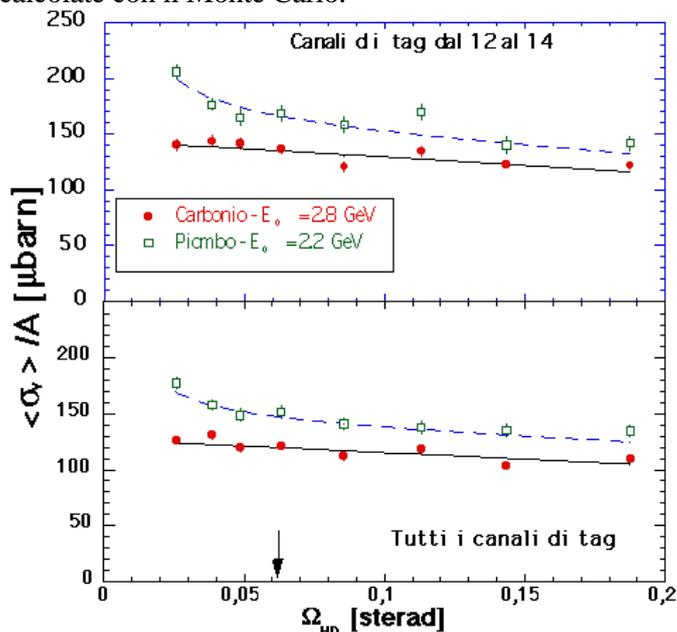


Fig. 4 – Sezione d’urto *on-line* σ_v al variare dell’angolo solido non coperto dal rivelatore adronico Ω_{HD} su carbonio a $E_0 = 2.8 \text{ GeV}$ e su piombo a $E_0 = 2.2 \text{ GeV}$ (punti sperimentali), confrontata con le predizioni del Monte Carlo, fittate con la funzione (4) (curve). Nella figura inferiore, la sezione d’urto è integrata su tutti i canali di tagging, in quella superiore solo su quelli di energia più bassa. La freccia indica la posizione di misura.

3.3.2 – Variazione dell’angolo solido del rivelatore elettromagnetico

Il collimatore posto tra il rivelatore adronico e quello elettromagnetico definisce su SD un angolo solido $\Omega_{SD} = 3.33 \text{ msterad}$. Cambiando il diametro del collimatore, è possibile cambiare l’angolo solido del rivelatore e studiare le conseguenze di ciò sul potere di reiezione del rivelatore stesso.

Nella fig. 5 è riportata la sezione d’urto media misurata su piombo per $E_0 = 2.2 \text{ GeV}$ e su carbonio per $E_0 = 2.8 \text{ GeV}$, integrata su tutti i canali di tagging. Come si vede dalla figura, la configurazione adottata per le misure (indicata dalla freccia) si trova nella zona di stabilità dell’andamento della sezione d’urto misurata, mentre per Ω_{SD} molto piccoli si ha un rapido aumento, soprattutto per il piombo, a causa degli eventi di bassa energia non inibiti dal rivelatore elettromagnetico.

Consideriamo infatti la produzione di coppie nel bersaglio, in cui uno dei due membri colpisce il rivelatore adronico. Se il collimatore ha un foro sufficientemente grande, l’altro membro colpisce direttamente il rivelatore elettromagnetico, generando un segnale sopra la soglia e quindi l’evento viene correttamente scartato in fase di acquisizione. Riducendo il diametro del collimatore, la particella può colpire il collimatore, essendone assorbita oppure generando dei secondari elettromagnetici di bassa energia che producono un segnale al di sotto della soglia sul rivelatore elettromagnetico. In entrambi i casi, il rivelatore elettromagnetico non è più in grado di rivelare l’evento e quindi di vetarlo. Ciò comporta un aumento della contaminazione elettromagnetica nell’NaI, e quindi il rapido incremento nella sezione d’urto misurata, dato che gli eventi elettromagnetici hanno una frequenza circa 10^3 volte superiore a quella degli eventi adronici. I punti sperimentali sono stati pertanto interpolati con un andamento del tipo

$$\sigma_v(\Omega_{SD}) = \sigma_0 + \frac{b}{\Omega_{SD}} \quad (5)$$

dove il termine inversamente proporzionale ad Ω_{SD} tiene appunto conto dell'aumento delle contaminazioni elettromagnetiche in HD.

E' da notare che la misura ad $\Omega_{SD} = 0$ sterad è stata effettuata eliminando il segnale del rivelatore elettromagnetico dalla coincidenza che definisce gli eventi adronici.

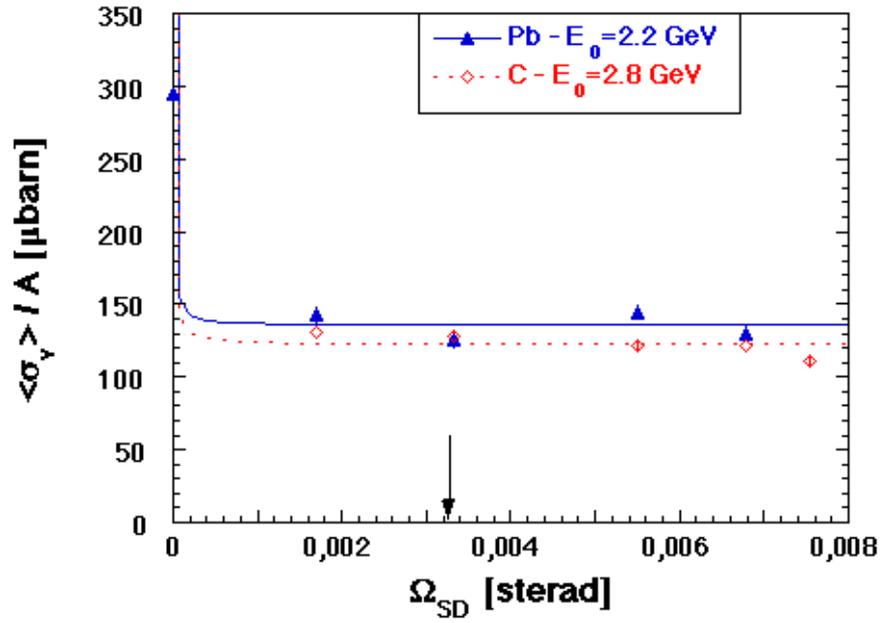


Fig. 5 – Sezione d'urto misu-rata variando l'angolo solido coperto dal rivelatore elettroma-gnetico Ω_{SD} su piombo ad $E_0=2.2$ GeV e su carbonio ad $E_0= 2.8$ GeV. La freccia indica la configurazione di misura. Le curve rappresentano il fit dei dati sperimentali con la formula (5).

CAPITOLO 4 CORREZIONI OFF-LINE

4.1 – Correzioni di flusso dei fotoni

Nell'attraversare un bersaglio di spessore finito T , un fascio di fotoni subisce una attenuazione che, se $N_\gamma(0)$ è il numero di fotoni iniziali, è data da

$$A(T) = \frac{N_\gamma(T)}{N_\gamma(0)} = e^{-\mu T}$$

dove μ è il coefficiente di attenuazione di massa. Il suo inverso $\lambda = 1/\mu$ è il cammino libero medio del fotone nel mezzo. Il numero di interazioni adroniche che avvengono in uno spessore dx del bersaglio è proporzionale al numero di fotoni $N_\gamma(x)$ incidenti in quel punto:

$$dN_h(x) = \frac{\rho N}{A} N_\gamma(x) \sigma_t dx = \frac{\rho N}{A} N_\gamma(0) \sigma_t e^{-\mu x} dx \quad (1)$$

ed il numero totale di eventi adronici N_h^t in uno spessore finito T si ottiene integrando la (1)

$$N_h^t = \int_0^T dN_h(x) = \frac{\rho N}{A} \sigma_t N_\gamma(0) \int_0^T e^{-\mu x} dx = \frac{\rho N}{A} T \sigma_t N_\gamma(0) \frac{1 - e^{-\mu T}}{\mu T}$$

Poiché le quantità da noi misurate sono $N_\gamma(0)$ e N_h^t , la sezione d'urto misurata differisce, a causa dell'assorbimento dei fotoni nel bersaglio, da quella corretta per il fattore $(1-F)$:

$$\sigma = \frac{N_h^t}{N_\gamma(0)} \frac{A}{\rho N T (1-F)} = \frac{\sigma_v}{1-F}$$

dove F è il fattore di flusso

$$F = 1 - \frac{1 - e^{-\mu T}}{\mu T} \quad (2)$$

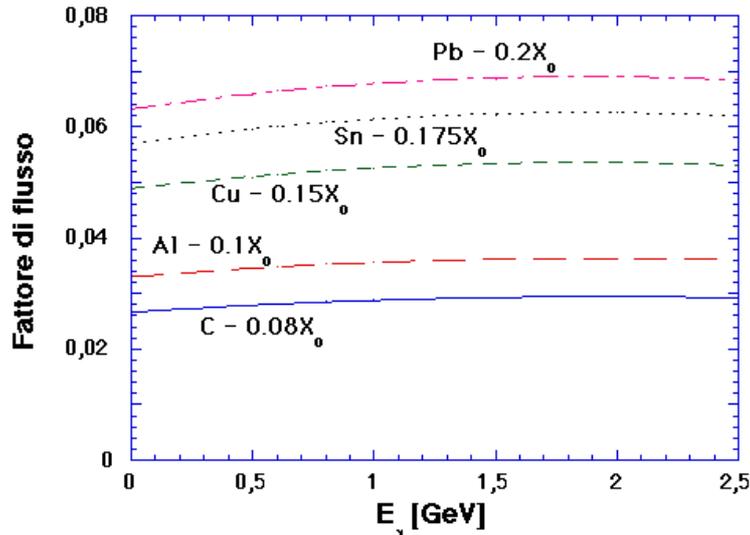


Fig. 1 – Fattori di flusso per i cinque nuclei bersaglio.

I fattori di flusso ottenuti da questa formula utilizzando i valori sperimentali di μ [5] sono riportati nella fig. 1. Se i bersagli fossero tutti dello stesso spessore in unità di X_0 , essi sarebbero approssimativamente tutti uguali, poichè il coefficiente di attenuazione μ è

determinato dalla componente elettromagnetica delle interazioni dei fotoni nel mezzo. Essendo i bersagli di spessore diverso per i vari nuclei, i fattori di flusso scalano approssimativamente con lo spessore, poichè, sviluppando l'esponenziale della (2) in serie di Taylor, si ha per piccoli spessori:

$$F \approx \frac{\mu T}{2}$$

Come si vede dalla figura, le correzioni di flusso sono praticamente costanti con l'energia dei fotoni, e passano da circa il 3% su carbonio a circa il 7% su piombo.

4.2 – Correzioni adroniche

Nel par. 2.4 è stata studiata la funzione di risposta del rivelatore adronico agli adroni prodotti nell'interazione dei fotoni nel bersaglio. In base agli spettri, calcolati con il programma di simulazione descritto, dell'energia depositata nel rivelatore adronico in anticoincidenza con quello elettromagnetico, è possibile ricavare l'efficienza totale del rivelatore nelle condizioni sperimentali delle misure, cioè la percentuale di eventi adronici che vengono rivelati al variare dell'energia dei fotoni. Come già discusso, alla perdita di efficienza del rivelatore contribuiscono, oltre a motivi puramente geometrici, anche l'assorbimento di adroni secondari nei volumi morti dell'apparato sperimentale, che, in ultima analisi, può essere ancora considerato un effetto dovuto alla geometria dell'apparato.

Una ulteriore diminuzione dell'efficienza di rivelazione è data dalla necessità sperimentale di tagliare il più possibile il fondo elettromagnetico di bassa energia, acquisendo solo gli eventi che depositano un'energia al di sopra di una certa soglia fissata. I valori delle soglie selezionate sui due rivelatori alle diverse energie E_0 del fascio di elettroni sono riportati nella tab. 1.

Tab. 1 – Soglie dei rivelatori.

E_0 [GeV]	soglia SD [MeV]	soglia HD [MeV]
1.6	150	80
2.2	170	90
2.8	210	130

4.2.1 – Risultati del Monte Carlo

L'efficienza di rivelazione degli eventi adronici del rivelatore adronico è dunque stata calcolata con il Monte Carlo descritto nel par. 2.4, per fotoni di energia fissata. Nella fig. 2 sono mostrati, in funzione dell'energia E_γ , i contributi geometrico (angolo solido del rivelatore più assorbimento di adroni negli spessori inerti) e di soglia alla perdita di efficienza totale del rivelatore adronico per $E_0 = 2.2$ GeV su carbonio. Come si vede dalla figura, le perdite geometriche aumentano con E_γ , poiché l'isotropia dell'evento adronico diminuisce al crescere di E_γ , mentre la percentuale di eventi sotto soglia diminuisce, poiché l'energia media degli adroni prodotti aumenta all'aumentare di E_γ . A bassa energia domina l'effetto di soglia, mentre ad alta energia i due contributi diventano confrontabili.

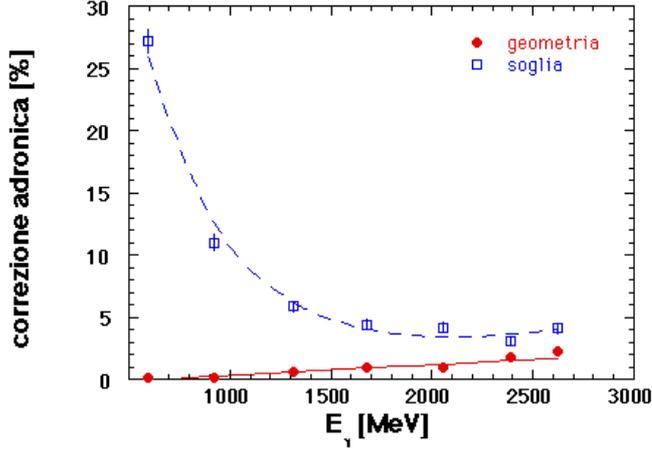


Fig. 2 – Correzioni adroniche geometriche e di soglia al variare di E_γ con energia del fascio di elettroni $E_0=2.2$ GeV su carbonio.

Per ottenere le correzioni adroniche totali (geometria del rivelatore e soglia) ad ogni energia dei fotoni, i valori del Monte Carlo sono stati interpolati con una curva del tipo

$$c(E_\gamma) = a_1 + \frac{a_2}{E_\gamma^\alpha} + a_3 E_\gamma \quad (3)$$

con α è fissato fra 1 e 2 a seconda sia del nucleo che dell'energia E_0 (essendo diverse le soglie dei rivelatori). Il termine decrescente con E_γ tiene conto dell'effetto di soglia, mentre il termine lineare tiene conto dell'effetto geometrico.

Gli andamenti così ottenuti sono riportati nella fig. 3. In prima approssimazione, si ricava che le correzioni scalano linearmente con A , anche se con un andamento opposto alle alte e alle basse energie. A bassa energia, infatti, le correzioni sono maggiori per i nuclei pesanti, poiché gli adroni secondari hanno un'energia media minore ed inoltre perdono una frazione di energia maggiore nel bersaglio (il cui spessore aumenta con A): l'energia depositata nel rivelatore diminuisce e quindi aumentano le correzioni di soglia. Viceversa, ad alta energia le correzioni per i nuclei pesanti sono minori, poiché l'evento adronico è più isotropo e quindi si hanno minori perdite dovute alla geometria del rivelatore. E' da notare che, nella zona di maggior interesse per la nostra misura, compresa tra 1.2 e 2 GeV, le correzioni adroniche totali sono in media intorno a circa il 7% per tutti i nuclei.

Le correzioni adroniche alla sezione d'urto *on-line* mostrata nella fig. 3 del Cap. 3 sono state ottenute tenendo in considerazione sia la larghezza in energia dei canali del tagging, sia la distribuzione dell'energia dei fotoni secondo lo spettro di bremsstrahlung, proporzionale ad $1/E_\gamma$. Pertanto, le correzioni adroniche per il canale di tagging i , con fotoni di energia compresa fra $k1_i$ e $k2_i$, sono date dall'integrale della (3)

$$c_H^i = \frac{\int_{k1_i}^{k2_i} dE_\gamma \frac{1}{E_\gamma} c(E_\gamma)}{\int_{k1_i}^{k2_i} dE_\gamma \frac{1}{E_\gamma}} = a_1 + \frac{\frac{a_2}{\alpha} \left(\frac{1}{k1_i^\alpha} - \frac{1}{k2_i^\alpha} \right) + a_3 (k2_i^\alpha - k1_i^\alpha)}{\ln \left(\frac{k2_i}{k1_i} \right)}$$

4.2.2 – Verifiche sperimentali delle correzioni adroniche

Una verifica del calcolo delle correzioni adroniche è stata effettuata misurando, ad $E_0 = 2.2$ GeV, la sezione d'urto su carbonio al variare della soglia del rivelatore adronico. Poiché le correzioni elettromagnetiche sono per il carbonio praticamente trascurabili e quelle di flusso non dipendono dalla soglia sul rivelatore, le variazioni nella sezione d'urto *on-line* sono interamente

dovute alla variazione nell'efficienza di rivelazione del rivelatore adronico. La sezione d'urto misurata può allora essere confrontata con quella che si ottiene dal Monte Carlo considerando le variazioni delle correzioni adroniche e rinormalizzandosi alla sezione d'urto calcolata al valore standard della soglia di 90 MeV (tab. 1). In questo modo possiamo verificare l'andamento delle correzioni adroniche al variare dell'energia dei fotoni (anche se non il loro valore assoluto).

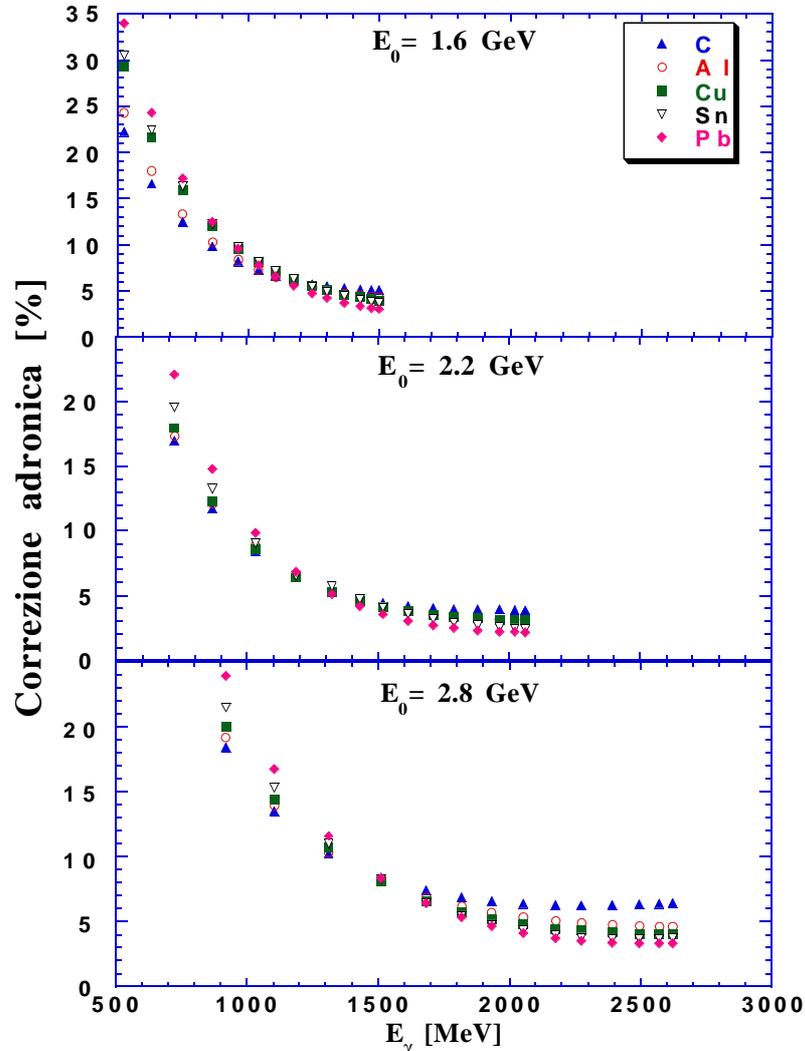


Fig. 3 – Correzioni adroniche totali alle tre diverse energie del fascio E_0 in funzione di E_γ .

In fig. 4, la sezione d'urto misurata a quattro diversi valori della soglia su HD è confrontata con le previsioni del Monte Carlo per i canali di tagging 14 e 5 (corrispondenti rispettivamente ad $E_\gamma = 720$ MeV e ad $E_\gamma = 1800$ MeV). In entrambi i casi, il risultato del Monte Carlo è in buon accordo con le misure effettuate. Si può notare inoltre che la diminuzione della sezione d'urto misurata all'aumentare della soglia è molto meno accentuata nel caso del canale di tagging 5 ($E_\gamma = 1800$ MeV) rispetto al canale 14 ($E_\gamma = 720$ MeV), poiché al crescere dell'energia dei fotoni aumenta l'energia depositata nel rivelatore dagli adroni.

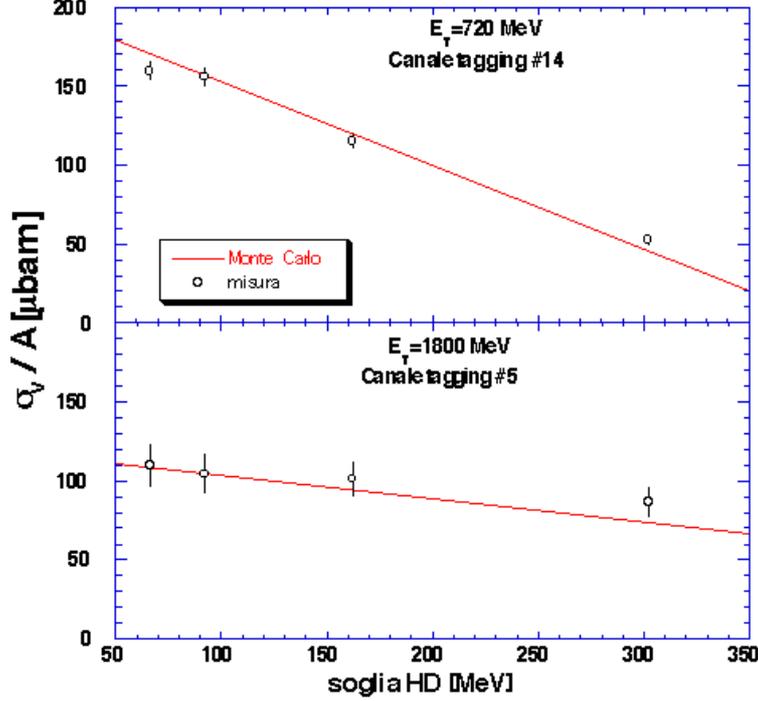


Fig. 4 – Variazione della sezione d’urto *on-line* σ_v (punti) al variare della soglia sul rivelatore adronico per $E_0 = 2.2$ GeV su carbonio, confrontata con la previsione del Monte Carlo (linea).

4.3 – Correzioni elettromagnetiche

Come discusso nel cap. 2, la principale fonte di contaminazioni elettromagnetiche nel rivelatore adronico è costituita dalle coppie e^+e^- prodotte nel bersaglio. Sia dunque n_E il numero di eventi elettromagnetici sopra la soglia di HD che sono o in anticoincidenza con il rivelatore elettromagnetico, oppure in coincidenza con eventi sotto soglia di SD. Se N_E è il numero di eventi elettromagnetici totali, la sezione d’urto di contaminazione elettromagnetica è data da

$$\sigma_E = \frac{n_E}{N_E} \Sigma_E \quad (4)$$

dove Σ_E è la sezione d’urto elettromagnetica totale [5]. Poiché Σ_E è proporzionale al numero atomico del bersaglio, la σ_E è maggiore per i nuclei più pesanti.

4.3.1 – Risultati del Monte Carlo

Per il calcolo delle correzioni elettromagnetiche è stato usato il metodo già seguito per le correzioni adroniche. Utilizzando il Monte Carlo descritto in precedenza, è possibile calcolare il rapporto n_E / N_E ad energie dei fotoni fissate, e, grazie alla relazione (4), è stata calcolata la sezione d’urto degli eventi elettromagnetici σ_E . Al variare di E_γ , il Monte Carlo fornisce per σ_E l’andamento

$$\sigma_E(E_\gamma) = \frac{b_1}{E_\gamma^2} + b_2 \sqrt{\log E_\gamma} \quad (5)$$

Il primo termine è dovuto alle distribuzione angolare delle coppie prodotte, poiché, essendo l’angolo solido coperto dal rivelatore elettromagnetico piccolo, si ha $\sigma_E(\theta) \sim \theta$ e quindi

$$\sigma_E = \int \sigma_E(\theta) d\Omega \approx \int \theta d\theta \approx \theta_{SD}^2 \approx \frac{1}{E_\gamma^2}$$

Il secondo termine, leggermente crescente, tiene invece conto dell'aumento del numero degli eventi elettromagnetici con E_γ .

Nella fig. 5 sono riportate le correzioni elettromagnetiche, in funzione dell'energia dei fotoni, calcolate per i cinque nuclei studiati. Si osserva una dipendenza dal numero atomico Z del bersaglio che però non è quella, lineare con Z , che ci si aspetterebbe in base alla sezione d'urto di produzione di coppie. Ciò è dovuto al fatto che i bersagli hanno spessori diversi in unità di X_0 . Infatti, riscalando le correzioni per lo spessore, si ottiene l'andamento lineare con Z .

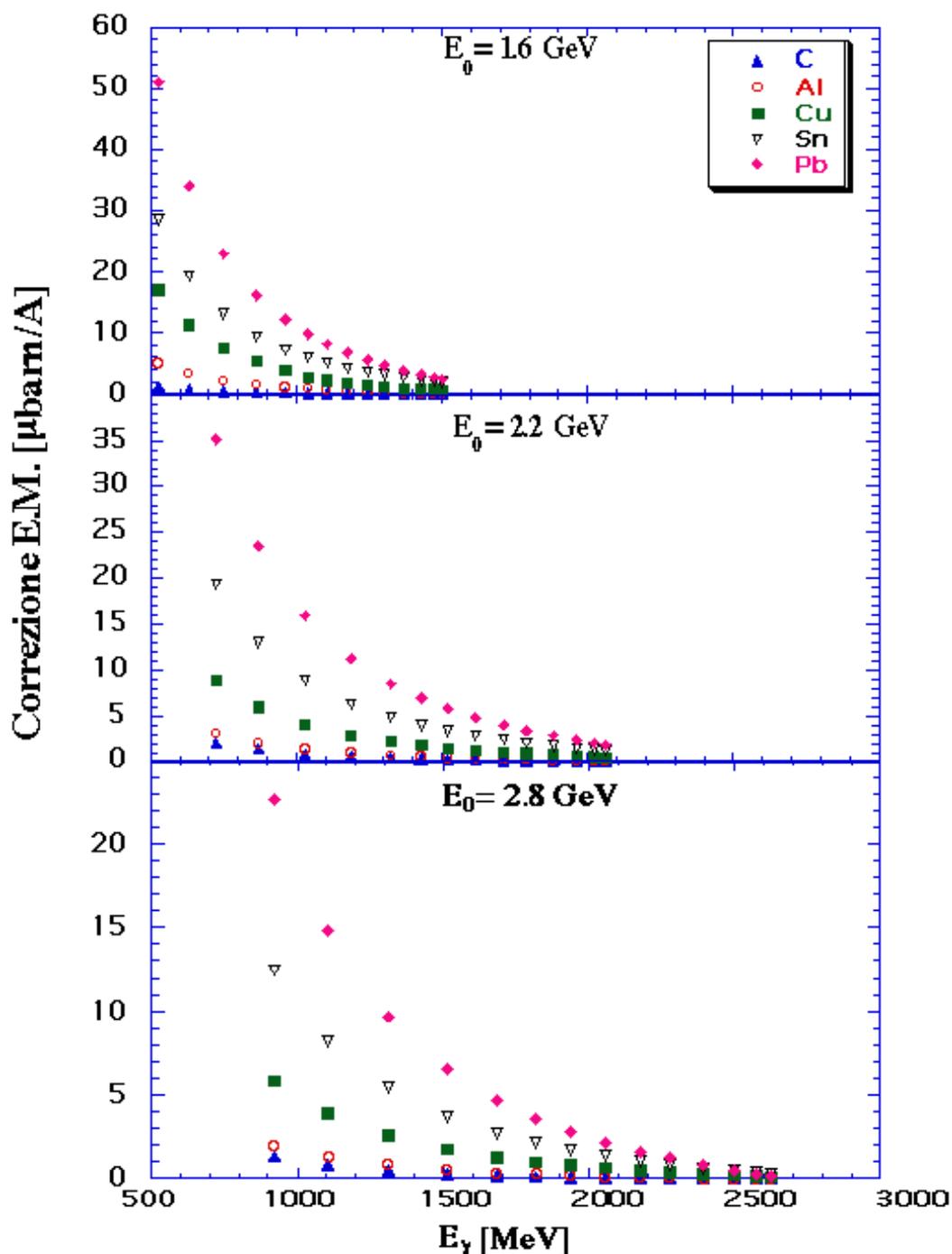


Fig. 5 – Correzioni elettromagnetiche alle tre diverse energie E_0 .

Le correzioni elettromagnetiche risultano praticamente trascurabili in tutto l'intervallo energetico per il carbonio. Al crescere del numero atomico esse diventano, a bassa energia, confrontabili con quelle adroniche, e, poiché le due correzioni hanno segno opposto, la sezione d'urto *on-line* è, per i nuclei pesanti, più vicina al valore corretto di quanto non sia per i nuclei leggeri, come si vede anche dalla fig. 3 del Cap. 3. Al crescere dell'energia dei fotoni, l'angolo massimo delle coppie prodotte nel bersaglio diminuisce, e quindi, anche per i nuclei pesanti, le correzioni elettromagnetiche diventano trascurabili. Nella zona compresa tra 1.2 e 2 GeV, le correzioni elettromagnetiche sono mediamente comprese tra il 7 ed il 2%.

Come nel caso delle correzioni adroniche, le correzioni elettromagnetiche finali sono ottenute integrando la (5) sulla larghezza dei canali del tagging:

$$\sigma_E^i = \frac{\int_{k1_i}^{k2_i} dE_\gamma \frac{1}{E_\gamma} \sigma(E_\gamma)}{\int_{k1_i}^{k2_i} dE_\gamma \frac{1}{E_\gamma}} = \frac{\frac{b_1}{2} \left(\frac{1}{k1_i^2} - \frac{1}{k2_i^2} \right) + \frac{2b_2}{3} \left[(\ln k2_i)^{2/3} - (\ln k1_i)^{2/3} \right]}{\ln \left(\frac{k2_i}{k1_i} \right)}$$

4.3.2 – Verifiche sperimentali delle correzioni elettromagnetiche

Analogamente al caso del rivelatore adronico, l'attendibilità dei risultati del Monte Carlo è stata verificata effettuando alcune misure della sezione d'urto su piombo al variare della soglia del rivelatore elettromagnetico, ad $E_0 = 2.2$ GeV. Le correzioni adroniche dipendono molto debolmente da questa soglia, e quindi le variazioni nella sezione d'urto misurata sono interamente dovute alle variazioni nelle correzioni elettromagnetiche. Rinormalizzandosi alla sezione d'urto misurata al valore standard della soglia di 170 MeV (tab. 1), è possibile ottenere la sezione d'urto prevista dal nostro Monte Carlo in base ai differenti valori delle correzioni calcolate.

I risultati delle misure sono riportati nella fig. 6, insieme con le previsioni del Monte Carlo, per due canali di tagging corrispondenti ad $E_\gamma = 720$ MeV ed $E_\gamma = 1800$ MeV. Anche in questo caso, si ha un buon accordo tra Monte Carlo e misure. Si può notare inoltre che per i fotoni di energia più alta, la sezione d'urto misurata è praticamente indipendente dalla soglia sul rivelatore elettromagnetico. Questo invece non è più vero per i canali di tagging corrispondenti a fotoni di energia più bassa: aumentando la soglia si tagliano infatti le code di bassa energia dello spettro di bremsstrahlung del canale, ed il rivelatore non è più in grado di inibire correttamente gli eventi elettromagnetici nel rivelatore adronico.

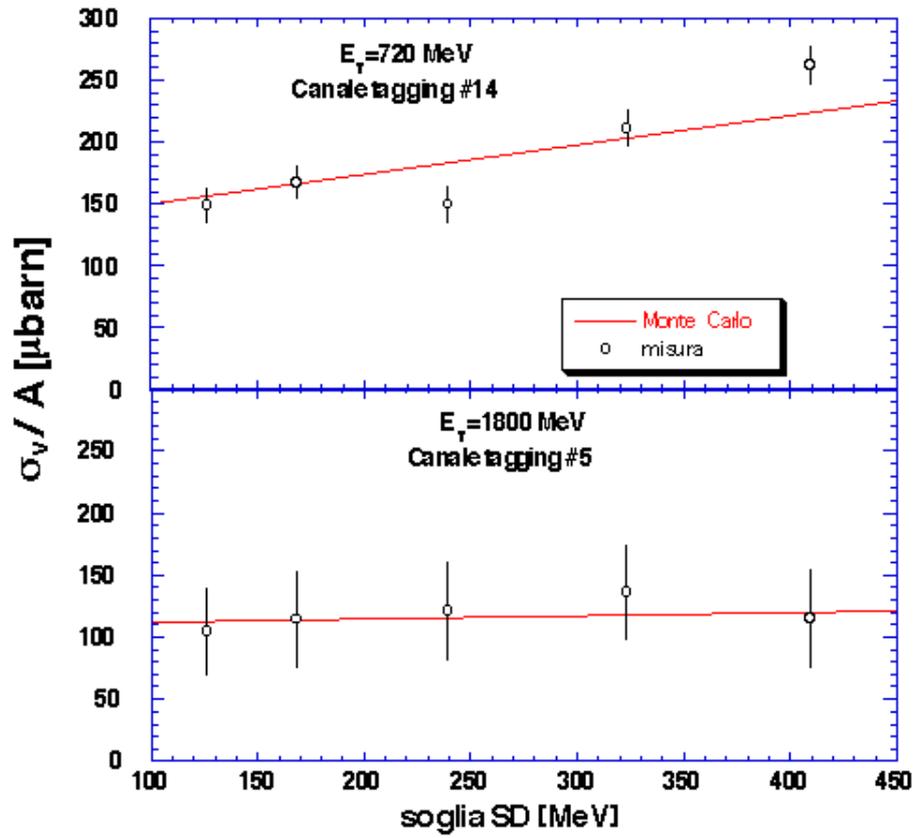


Fig. 6 – Sezione d’urto misurata (punti) variando la soglia del rivelatore elettromagnetico per fotoni con $E_0 = 2.2$ GeV su piombo confrontata con le previsioni del Monte Carlo (linea).

CAPITOLO 5

RISULTATI DELLA MISURA

5.1 – Selezione dei dati

Ad ogni energia di fascio E_0 sono stati raccolti $1.2 \div 1.8$ milioni di eventi adronici totali per ciascun nucleo e per il fondo. Grazie alla alta statistica raccolta, il controllo di qualità dei dati ha selezionato un insieme accurato di dati, in modo da mantenere in tutto l'intervallo energetico di nostro interesse un errore statistico inferiore al 5%.

Durante l'acquisizione dati, sono stati utilizzati, come parametri per verificare la stabilità della risposta dell'apparato sperimentale, l'efficienza di tagging ϵ_t (cioè il rapporto tra il numero di fotoni incidenti N_γ e i conteggi degli scintillatori N_{tag}) ed il rapporto R_h tra i conteggi adronici N_h e N_γ . Queste grandezze sono infatti particolarmente sensibili alle variazioni del contributo del fondo, dovute ad eventuali oscillazioni dell'orbita degli elettroni di ELSA. I valori di medi di queste due grandezze, integrati su tutto l'intervallo di energia del tagging, sono riportati nella fig. 1, in funzione del numero del run di acquisizione. Come si vede, essi sono risultati stabili entro l'1÷2%.

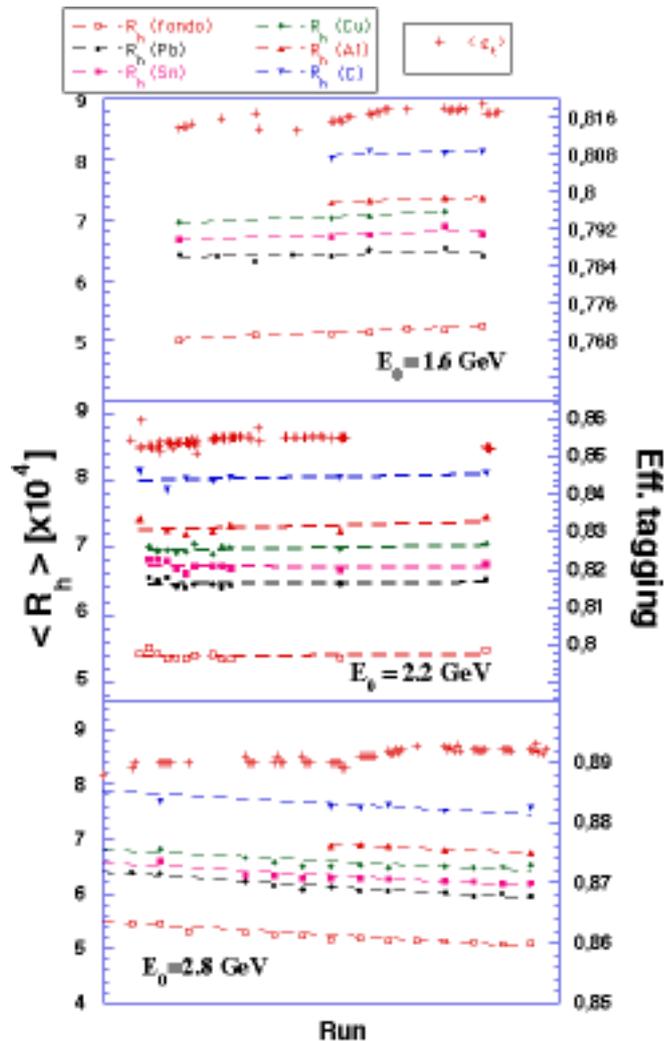


Fig. 1 – Rapporto R_h (scala a destra) ed efficienza di tagging (scala a sinistra) per i cinque nuclei e per il fondo alle tre energie di fascio E_0 , integrate su tutto l'intervallo di tagging.

Per effettuare la selezione dei dati, sono stati presi in considerazione i valori di ϵ_t e R_h per ciascun canale di tagging, verificandone la stabilità in ogni singolo run rispetto a tutti gli altri e scartando quei run in cui i valori di questi due parametri non fossero compatibili, entro gli errori, con quelli delle altre misure. I contatori del tagging corrispondenti a fotoni di energia minore sono i più sensibili alle oscillazioni degli elettroni di ELSA, essendo quelli più vicini al fascio. Pertanto, su questi canali il criterio di selezione adottato è risultato più severo. Questo effetto è naturalmente maggiore per le misure ad $E_0 = 1.6$ GeV, poichè il fascio di fotoni diventa più largo al diminuire di E_0 .

Il criterio di selezione adottato è esemplificato nella fig. 2, in cui sono riportati ϵ_t e R_h misurati per lo stagno e per il fondo ad $E_0 = 2.2$ GeV per il canale di tagging 14. Nel quadrato sono evidenziati i valori di ϵ_t e R_h relativi ad un run (il 326) per il quale le differenze rispetto a tutte le altre misure non possono essere giustificate da oscillazioni statistiche. Va sottolineato che queste differenze riguardano sia ϵ_t che R_h : in questo caso particolare, si osserva una diminuzione di $\epsilon_t = N_\gamma / N_{tag}$ ed un aumento di $R_h = N_h / N_\gamma$, dovuti ad un cattivo funzionamento della scala che conta N_γ . Questo run è stato pertanto scartato.

Seguendo dunque questo criterio, è risultata una selezione di un campione che, a seconda del bersaglio e dell'energia E_0 , rappresenta circa il 70÷90% dell'intera statistica di eventi adronici raccolta, come riportato nella Tab. 1.

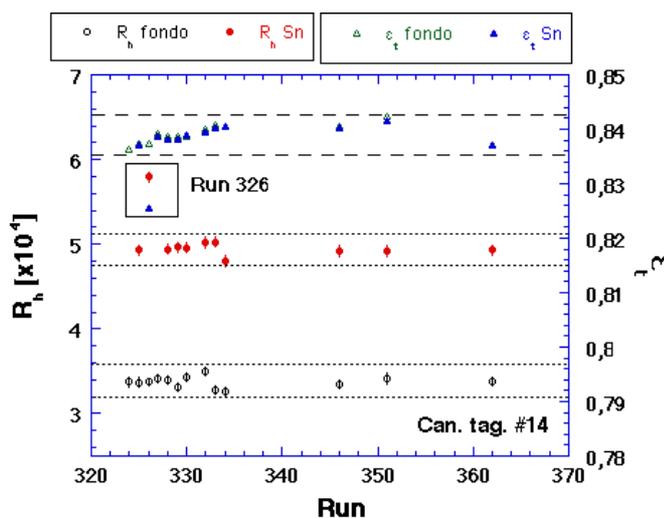


Fig. 2 – Rapporto R_h ed efficienza di tagging ϵ_t misurati per lo stagno e per il fondo con fotoni del canale di tagging 14 ad $E_0 = 2.2$ GeV. Le linee tratteggiate (punteggiate) definiscono la banda di accettazione dei valori di ϵ_t (R_h). Nel quadrato è evidenziato un run scartato.

Tab. 1 – Percentuale di eventi adronici selezionati per i cinque nuclei e per il fondo dopo il controllo di qualità dei dati.

NUCLEO	1.6 GeV [%]	2.2 GeV [%]	2.8 GeV [%]
C	69	87	91
Al	82	77	83
Cu	78	95	97
Sn	80	96	92
Pb	78	99	99
fondo	88	82	97

5.2 – Errori sistematici

L'errore sistematico totale è dato dalla somma di quattro contributi: incertezza nello spessore del bersaglio, fluttuazioni del fascio di fotoni, sottrazione del fondo, correzioni off-line. La somma quadratica di questi quattro contributi costituisce l'errore sistematico totale. Esaminiamo ora ciascuno dei contributi.

- 1) Spessore del bersaglio In base alla formula (1) del Cap. 3 che definisce la sezione d'urto, l'errore sulla misura dello spessore dei bersagli ($\rho \cdot T$ in g/cm^2) determina un errore sistematico sulla sezione d'urto misurata. Dalla Tab. 1 del Cap. 2 si ricava che esso è circa l'1% per tutti i nuclei, tranne che per il piombo, per il quale è circa il 2.5%.
- 2) Variazioni dell'orbita del fascio di fotoni Dall'andamento dell'efficienza di tagging (i cui valori medi sono riportati nella fig. 1) si può stimare un errore di circa l'1%, indipendente da E_0 .
- 3) Sottrazione del fondo L'errore è stato stimato studiando le variazioni dei rapporti R_h tra il numero di eventi adronici e il numero di fotoni nelle misure di fondo. Per ogni energia E_0 e per ogni canale di tagging, i valori di R_h sono stati interpolati con un fit lineare, e il test del χ^2 del fit ha permesso di evidenziare la presenza di incertezze sistematiche. A titolo esemplificativo, consideriamo il fondo misurato a 2.8 GeV per i canali di tagging 3 e 13 (corrispondenti rispettivamente a fotoni di circa 2.5 e 1.1 GeV), riportato in fig. 3. Il fit lineare dei valori misurati di R_h fornisce un $\chi^2 = 2.1$ per grado di libertà per il canale 13 ed un $\chi^2 = 0.44$ per grado di libertà per il canale 3. Nel caso del canale 13, il valore del χ^2 non è compatibile con oscillazioni soltanto statistiche, e quindi esse devono essere attribuite ad errori sistematici. L'errore sistematico medio ottenuto risulta compreso tra circa l'1% per il carbonio e circa il 3% per il piombo.
- 4) Correzioni off-line L'errore sulle correzioni adroniche ed elettromagnetiche è stato stimato in base all'errore sui singoli punti del calcolo Monte Carlo. Ad eccezione del piombo, l'errore sulle correzioni adroniche è sempre maggiore che su quelle elettromagnetiche, il cui contributo, nel caso del carbonio, è del tutto trascurabile su tutto l'intervallo energetico. Si ottengono errori medi minori del 2% per tutti i nuclei.

Nella Tab. 2 sono riportati i valori medi dei quattro contributi descritti e l'errore sistematico totale che si ottiene sommandoli quadraticamente. Ad alta energia, esso è di circa il 2% per i nuclei più leggeri, ed aumenta al crescere del numero di massa del bersaglio fino ad 4÷5% su piombo. A bassa energia, esso aumenta a causa del contributo delle correzioni *off-line*, fino ad un massimo del 7% su piombo.

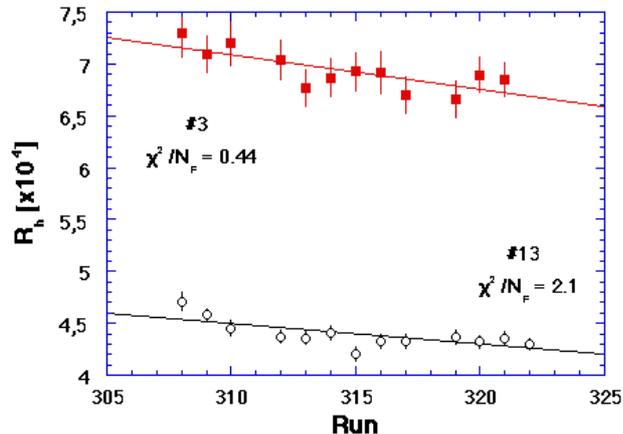


Fig. 3 – Stabilità del rapporto tra il numero di eventi adronici e il numero di fotoni delle misure di fondo dei canali 13 e 3 di tagging ad $E_0 = 2.8$ GeV.

Tab. 2 – Errori sistematici percentuali per i vari nuclei alle tre energie E_0 , mediati su tutto l'intervallo di tagging.

Nucleo	Spessore target [%]	Fascio [%]	Fondo [%]	Correzioni HD [%]			Correzioni EM [%]			Totale [%]		
				1.6	2.2	2.8	1.6	2.2	2.8	1.6	2.2	2.8
C	0.5	1	1.1	1.4	1.2	1.2	—	—	—	2.1	2.0	2.0
Al	0.4	1	1.6	1.1	0.9	1.1	0.5	0.3	0.3	2.3	2.1	2.2
Cu	0.9	1	2.2	1.1	0.9	0.8	0.6	0.8	0.5	2.9	2.8	2.7
Sn	1.3	1	2.2	1.2	1.0	0.7	1.2	1.2	0.8	3.2	3.2	2.9
Pb	2.5	1	3.3	0.8	1.2	0.8	2.4	1.4	1.6	5.0	4.6	4.6

5.3 – Sezione d’urto finale

Come abbiamo visto nel capitolo 4, la sezione d’urto on–line è molto vicina a quella corretta, che si ottiene applicando, canale per canale, le correzioni *off–line* tramite la formula

$$\sigma = \frac{(\sigma_v - \sigma_E)}{(1-F)(1-c_H)} = \frac{\sigma_v}{(1-c)}$$

dove σ_E è la correzione elettromagnetica (in μbarn), c_H la correzione adronica, F il fattore di flusso e c è la correzione totale. Poiché le correzioni elettromagnetiche hanno segno opposto rispetto alle altre, la correzione totale è più alta per i nuclei leggeri, mentre per quelli pesanti i tre contributi in parte si compensano, soprattutto a bassa energia. Nella fig. 4 è riportata, per tutti i nuclei, la sezione d’urto per nucleone misurata alle tre diverse energie del fascio di elettroni, insieme alle correzioni totali percentuali. Esse arrivano fino ad un massimo di circa il 20% a bassa energia, mentre nella zona di maggior interesse fisico, tra 1.2 e 2 GeV, sono minori del 10% per tutti i nuclei.

Per definizione, la sezione d’urto deve essere indipendente dalle condizioni sperimentali della misura. Questo significa che la sezione d’urto misurata con diversi E_0 , cioè con differenti soglie sui rivelatori, e quindi diversi valori di efficienza di rivelazione, e con differenti contributi del fondo e delle coincidenze casuali, deve essere la stessa, entro gli errori.

Abbiamo pertanto verificato l’accordo, entro gli errori totali (statistico più sistematico), dell’integrale $I_{\gamma A}$ della sezione d’urto per nucleone calcolato nelle zone di sovrapposizione fra le misure a due diversi valori di E_0

$$I_{\gamma A} = \frac{1}{A} \int_{E_{\gamma}^{\min}}^{E_{\gamma}^{\max}} dE \sigma_{\gamma A}(E) \quad (1)$$

Abbiamo tre diverse zone di sovrapposizione: la prima per $686 < E_{\gamma} < 1476$ MeV relativa alle misure a 1.6 e 2.2 GeV, la seconda per $830 < E_{\gamma} < 1994$ MeV relativa alle misure a 2.2 e 2.8 GeV e la terza per $830 < E_{\gamma} < 1431$ MeV relativa alle misure a 1.6 e 2.8 GeV.

Nella tab. 3 sono riportati, per le due energie a confronto, i valori della sezione d’urto media per nucleone $\langle \sigma_{\gamma A} \rangle = I_{\gamma A} / (E_{\gamma}^{\max} - E_{\gamma}^{\min})$, con i rispettivi errori statistici e sistematici. Come si vede, le differenze $\Delta \langle \sigma_{\gamma A} \rangle$ sono sempre entro l’errore sistematico, tranne che per il carbonio nella seconda e terza zona. Ma anche in questo caso le differenze sono minori dell’errore totale, statistico più sistematico.

I punti sperimentali alle 42 energie (corrispondenti a 14 canali di tagging per ogni valore di E_0) sono compresi nell’intervallo energetico tra 470 e 2650 MeV, il maggior numero dei quali è nella zona centrale di questo intervallo, come si può vedere dalla fig. 4. Per ottenere la sezione d’urto finale, questi 42 punti sono stati mediati in 19 intervalli di circa 100 MeV di larghezza ciascuno, attribuendo a ciascun punto un peso pari al suo errore statistico. I valori medi così ottenuti hanno naturalmente un errore più piccolo dei singoli punti sperimentali, soprattutto nella zona tra 1.2 e 2 GeV, che è quella di nostro maggior interesse. Il risultato finale di questa procedura di media è riportato nella fig. 5, dove insieme ai nostri risultati sono riportate anche le misure ad energia più bassa di Frascati [11, 12] e Saclay [13] e ad energia più alta di Daresbury [28], DESY [26] e Cornell [29]. Per confronto, è riportata anche la sezione d’urto su protone libero [5]. La banda nella parte bassa delle figure rappresenta l’errore sistematico (in μbarn).

I nostri dati confermano l’assenza dei picchi in corrispondenza delle risonanze D_{13} e F_{15} evidenti invece su nucleone libero, risultato questo evidenziato per la prima volta dalle misure di

Frascati. Anche ad energie maggiori di 1.2 GeV, dove il contributo delle risonanze nucleoniche è piccolo, essi mostrano una significativa riduzione della sezione d'urto per nucleone legato rispetto al nucleone libero. Ad energia maggiore di 2 GeV, dove si ha uno shadowing intorno al 10÷20%, i nostri dati sono in accordo con le misure preesistenti.

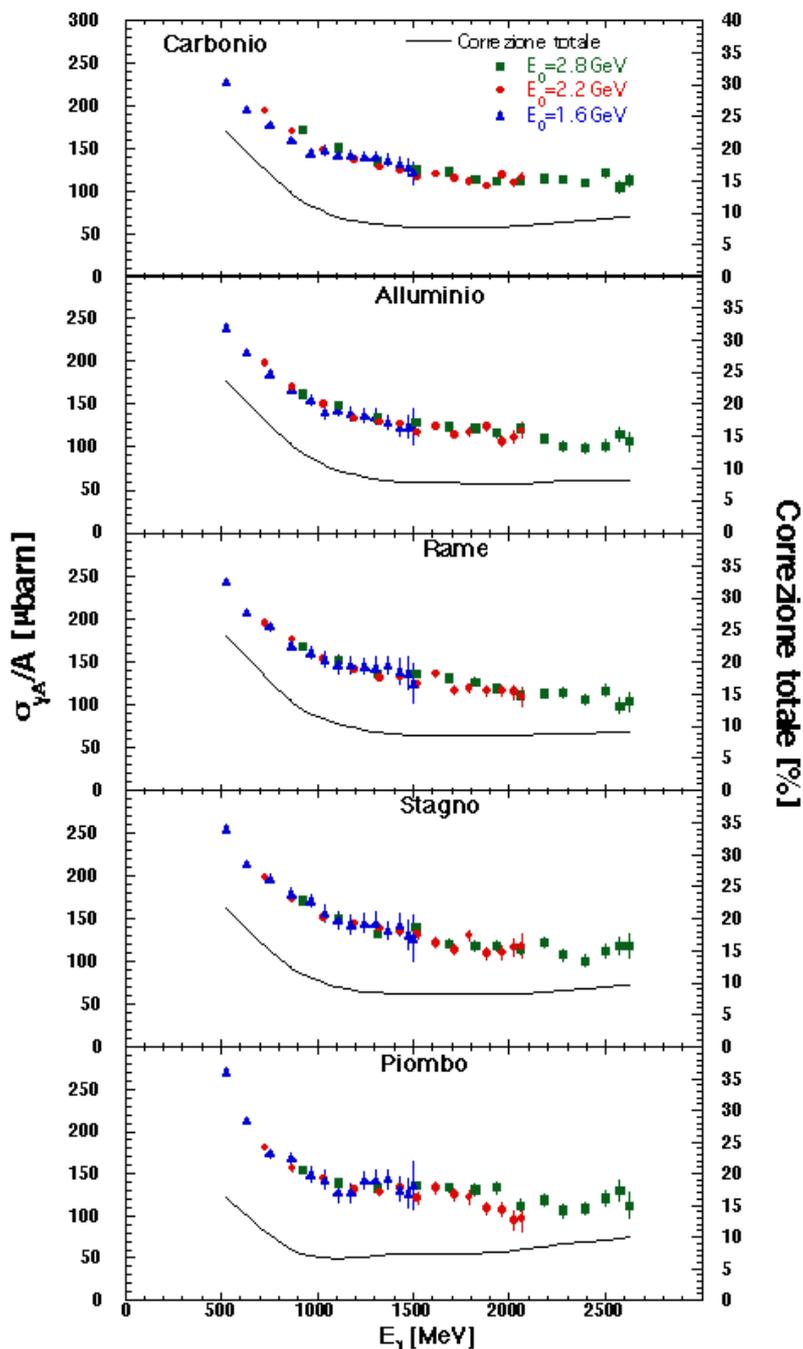


Fig. 4 – Sezione d'urto per nucleone per i cinque nuclei alle tre diverse energie di fascio (punti, scala a sinistra) e correzione percentuale totale (linee continue, scala a destra).

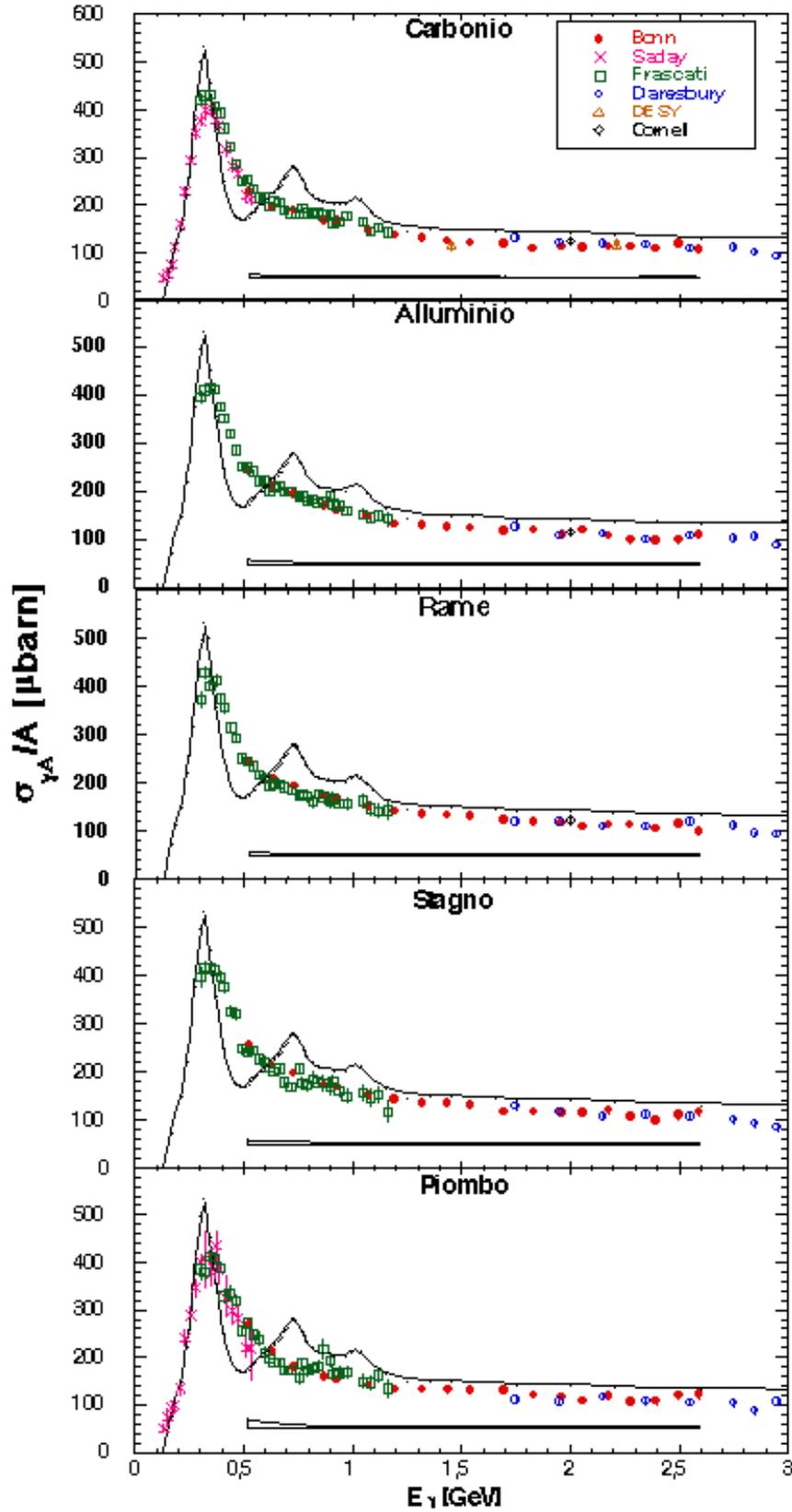


Fig. 5 – Sezione d’urto di assorbimento di fotoni per nucleone legato confrontata con le misure preesistenti ad energia più alta [26, 28, 29] e più bassa [11–13]. La linea continua è la sezione d’urto su protone [5].

Tab. 3 – Confronto fra le sezioni d’urto per nucleone mediate nelle tre zone di sovrapposizione per diversi valori di E_0 .

NUCLEO	$\langle\sigma_{\gamma A}\rangle \pm \text{stat} \pm \text{sist} [\mu\text{barn}]$		$\Delta\langle\sigma_{\gamma A}\rangle[\mu\text{barn}]$
	686 < E_γ < 1476 MeV		
	1.6 GeV	2.2 GeV	
C	155.8 ± 5.4 ± 3.1	158.6 ± 2.0 ± 3.2	-2.8
Al	158.1 ± 7.1 ± 3.8	158.7 ± 2.8 ± 3.8	-0.7
Cu	164.7 ± 9.3 ± 4.3	163.3 ± 3.2 ± 4.2	1.4
Sn	167.1 ± 9.8 ± 5.2	164.2 ± 3.7 ± 5.1	2.9
Pb	154.4 ± 10.2 ± 6.6	152.6 ± 4.4 ± 6.6	1.8
NUCLEO	830 < E_γ < 1994 MeV		
	2.2 GeV		
	2.8 GeV		
C	136.7 ± 2.7 ± 2.7	142.1 ± 2.3 ± 2.8	-5.4
Al	137.9 ± 3.6 ± 3.2	141.6 ± 3.4 ± 3.3	-3.7
Cu	142.9 ± 4.0 ± 3.9	147.0 ± 3.5 ± 4.0	-4.1
Sn	142.1 ± 5.0 ± 4.3	144.3 ± 4.2 ± 4.3	-2.2
Pb	136.8 ± 6.0 ± 5.6	143.8 ± 4.7 ± 5.9	-7.0
NUCLEO	830 < E_γ < 1431 MeV		
	1.6 GeV		
	2.8 GeV		
C	150.6 ± 5.7 ± 3.0	157.2 ± 1.8 ± 3.1	-6.6
Al	149.5 ± 7.5 ± 3.5	152.7 ± 2.7 ± 3.5	-3.2
Cu	158.2 ± 9.6 ± 4.1	157.2 ± 2.7 ± 4.1	1.0
Sn	160.1 ± 10.5 ± 4.8	155.5 ± 3.4 ± 4.7	4.6
Pb	149.3 ± 10.8 ± 6.3	147.0 ± 3.6 ± 6.2	2.3

5.4 – Analisi dei dati

5.4.1 – Confronto tra nucleone libero e nucleone legato

Per valutare gli effetti del mezzo nucleare sul fotoassorbimento da parte del singolo nucleone, è stato utilizzato il rapporto tra la sezione d’urto su nucleo e quella che si otterrebbe sommando incoerentemente su tutti i nucleoni

$$R_A = \frac{\sigma_{\gamma A}}{Z\sigma_{\gamma p} + N\sigma_{\gamma n}} \quad (2)$$

dove $\sigma_{\gamma p}$ e $\sigma_{\gamma n}$ sono rispettivamente la sezione d’urto su protone e su neutrone liberi. La sezione d’urto su neutrone è stata ottenuta da quella su deutone sottraendo in maniera opportuna il contributo del protone [12, 61].

Il rapporto (2) rappresenta la frazione di nucleoni che partecipa effettivamente all’interazione. Naturalmente, se ogni singolo nucleone contribuisse indipendentemente da tutti gli altri che lo circondano, si avrebbe $R_A = 1$, a tutte le energie dei fotoni. Nella fig. 6 è riportato l’andamento con l’energia di R_A che invece si ricava dai dati sperimentali per i 5 nuclei studiati, insieme a quello che si ottiene dalle misure di altri esperimenti [11–13, 26, 28, 29]. L’andamento oscillante di R_A nella zona della Δ riflette l’allargamento e lo spostamento del picco della risonanza su nucleo, mentre, nella regione delle risonanze nucleoniche successive, il

valore $R_A < 1$ evidenzia il damping nell'eccitazione di queste risonanze nei nuclei. R_A rimane minore di 1 anche tra circa 1.2 e 2 GeV, mostrando una sistematica riduzione della sezione d'urto per nucleone rispetto a quella su nucleone libero. Questa riduzione della sezione d'urto è inoltre maggiore per i nuclei leggeri rispetto a quelli pesanti.

Nella figura, sono mostrati anche i risultati di alcuni calcoli teorici. A bassa energia, è riportato il calcolo della sezione d'urto su carbonio e piombo di Carrasco e Oset [15] nell'ambito del modello Δ – lacuna, che ben riproduce i dati sperimentali. Le curve ad alta energia sono invece i risultati di due recenti calcoli basati su modelli VMD per carbonio, rame e piombo.

Nel primo di essi, Piller *et al.* [41] hanno calcolato il fattore di shadowing nucleare sviluppando un modello per il *deep inelastic scattering* su nuclei a $x_B < 0.1$ (x_B è la variabile di Bjorken) ed estendendo successivamente il calcolo a fotoni reali. Le componenti adroniche del fotone sono schematizzate dalla sovrapposizione di stati di mesoni virtuali ρ , ω , ϕ , J/ψ e ψ' (con distribuzioni di massa di tipo delta di Dirac) e di un continuo di stati $q\bar{q}$ non risonanti descritti dalla funzione spettrale del fotone ricavata dalla sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Mentre sono disponibili informazioni sperimentali sulle interazioni con i nucleoni ed i nuclei dei mesoni di bassa massa, anche se scarse, le proprietà di interazione degli stati del continuo sono poco conosciute. Gli autori hanno allora supposto che la sezione d'urto di interazione delle coppie $q\bar{q}$, che sono singoletti di colore, sia proporzionale alle loro dimensioni trasversali. La sezione d'urto di fotoassorbimento è stata calcolata prima su nucleone libero, e successivamente su nucleo utilizzando la teoria dello scattering multiplo di Glauber – Gribov [62]. Il contributo dei mesoni risulta circa il doppio di quello del continuo. Gli autori hanno ottenuto un significativo fattore di shadowing, che è in buon accordo con i dati sperimentali su carbonio, rame e piombo per $E_\gamma > 3$ GeV, ma che, per energie minori, è inferiore a quello misurato, come si nota nella fig. 6.

Nel secondo dei due calcoli mostrati, Boffi *et al.* [19] hanno invece ripreso un'analisi effettuata circa 20 anni fa, in cui Weise [42], usando un approccio basato sulle relazioni di dispersione per la sezione d'urto di fotoassorbimento su nucleone e su nucleo, ha ottenuto una regola di somma che collega il fattore di *enhancement* nella sezione d'urto di fotoassorbimento nucleare al di sotto della soglia di produzione di pioni con lo shadowing osservato ad energie maggiori di 2 GeV. Boffi *et al.* hanno utilizzato la regola di somma di Weise per verificare la consistenza dei loro calcoli dell'allargamento delle risonanze nucleoniche e dell'effetto di shadowing. La sezione d'urto su nucleo ad alta energia è stata parametrizzata nella forma $\sigma_{\gamma A} = A\sigma_{\gamma N} - \Delta\sigma$, in cui il primo termine corrisponde allo scattering sui singoli nucleoni, mentre $\Delta\sigma$ è la correzione di shadowing dovuta alla produzione diffrattiva di stati adronici intermedi, dominati dai mesoni vettori ρ , ω , ϕ . Gli autori hanno osservato che, includendo le correlazioni tra coppie di nucleoni, il rapporto R_A viene aumentato di circa il 10%, ottenendo un migliore accordo con i dati sperimentali ad alta energia. In questo caso, però, questo modello prevede un effetto di anti-shadowing ad energie minori di 2 GeV, in contrasto con quanto evidenziato dai nostri dati.

Da questi risultati, possiamo dunque concludere che le precedenti parametrizzazioni dello shadowing non sono in grado di riprodurre i dati sperimentali al di sotto di 3 GeV: essi infatti prevedono una diminuzione della sezione d'urto per nucleone minore di quella osservata, ed inoltre ad E_γ compresa tra circa 1.2 e 2 GeV prevedono una riduzione della sezione d'urto maggiore per i nuclei pesanti.

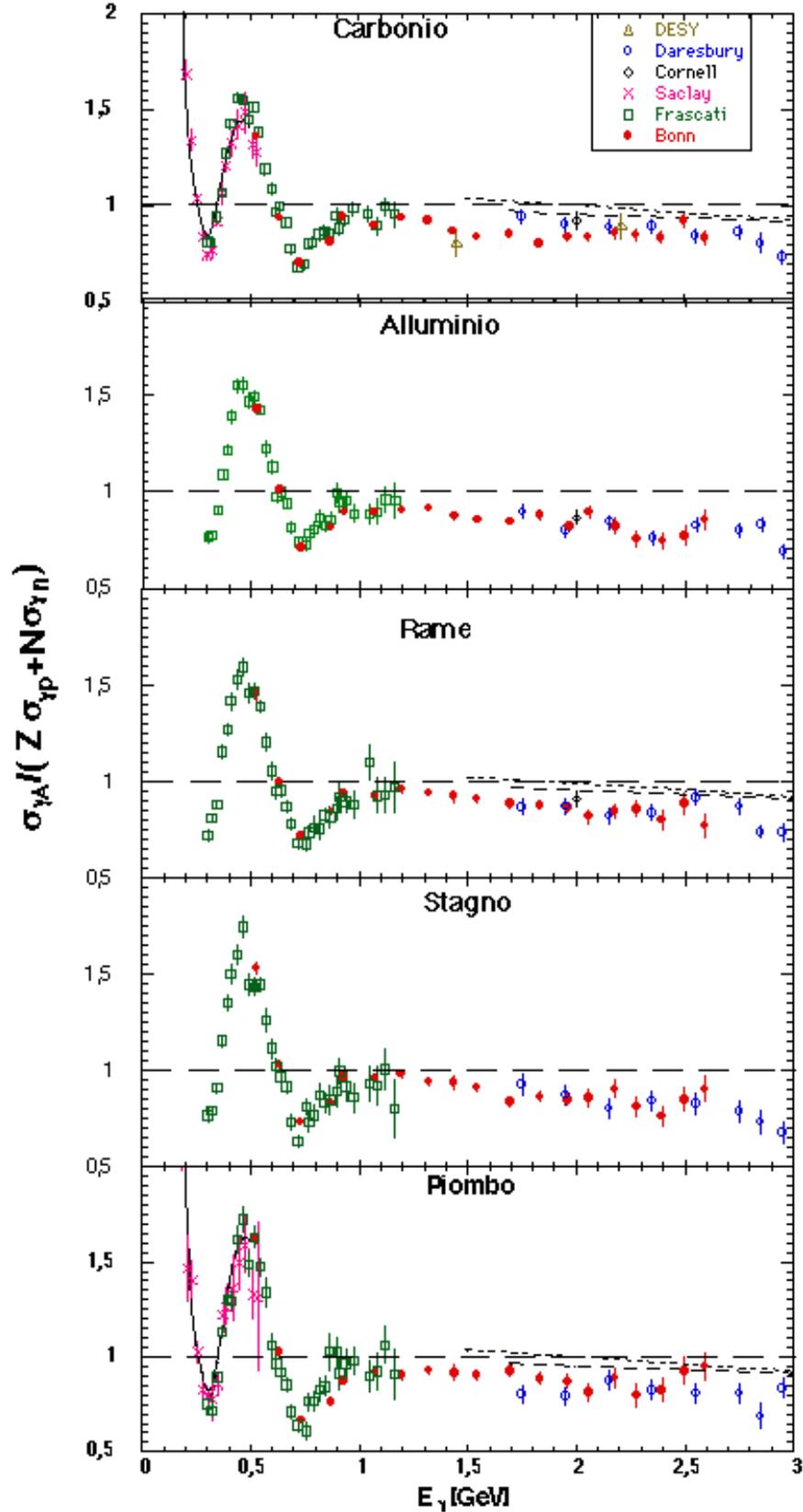


Fig. 6 – Rapporto R_A per i 5 nuclei da noi studiati ottenuto dalle misure di questa tesi (cerchi pieni) e dalle misure preesistenti [11–13, 26, 28, 29]. Le linee continue rappresentano il risultato di un calcolo nel modello Δ -lacuna [15], mentre quelle a tratteggio grande [41] e piccolo [19] le previsioni di due modelli VMD.

5.4.2 – Andamento con A della sezione d'urto

Come discusso nel paragrafo precedente, i nostri dati su nucleo mostrano che, nella zona tra 1.2 e 2 GeV, si ha una riduzione della sezione d'urto per nucleone legato rispetto a quella su nucleone libero, e questa riduzione è maggiore per i nuclei leggeri rispetto a quelli pesanti. Per meglio studiare l'andamento della sezione d'urto con il numero di massa del bersaglio, abbiamo suddiviso l'intero intervallo energetico delle nostre misure nei 5 intervalli riportati nella Tab. 4, che corrispondono approssimativamente alla coda ad alta energia della Δ , alle risonanze D_{13} e F_{15} , alla regione in cui dovrebbe cominciare a manifestarsi lo shadowing (è la zona in cui non ci sono altre misure sperimentali) e alla zona di energia maggiore di 2 GeV.

In ciascuna zona è stato calcolato l'integrale $I_{\gamma A}$ (1) della sezione d'urto per nucleone su nucleo, e poi il rapporto R'_A con i corrispondenti integrali su nucleone libero, come nella (2). Nella Tab. 5 sono riportati i valori di R'_A , mediati sui cinque nuclei studiati, insieme con gli analoghi valori ottenuti dalle misure di Frascati [11] nelle zone delle risonanze D_{13} e F_{15} e di Daresbury [28] ad $E_\gamma > 2$ GeV.

Tab. 4 – Intervalli energetici utilizzati per lo studio dell'andamento con A della sezione d'urto di fotoassorbimento su nuclei.

ZONA	ΔE_γ [MeV]
coda della Δ	470 ÷ 680
D_{13}	680 ÷ 1000
F_{15}	1000 ÷ 1250
soglia shadowing	1250 ÷ 2000
shadowing	2000 ÷ 2650

Sulla Δ , il valore $\langle R'_A \rangle$ maggiore di 1 ricavato dalle nostre misure rivela l'allargamento della risonanza su nucleo, ma non è possibile confrontare questo valore con quanto ottenuto dalle misure di Frascati [11], poiché i nostri dati coprono solo la coda della risonanza. Nelle due zone delle risonanze successive, i nostri dati mostrano un damping delle risonanze in accordo con i valori di Frascati. Il valore di $\langle R'_A \rangle$ da noi ottenuto per la D_{13} è leggermente più basso, ma ciò è dovuto essenzialmente al fatto che nelle misure di Frascati è considerato anche il litio, che sulla D_{13} ha una sezione d'urto per nucleone più alta rispetto agli altri nuclei. Nella regione di soglia dello shadowing, i nostri dati evidenziano uno shadowing medio superiore al 10%. Nell'ultima regione lo shadowing aumenta, in accordo, entro gli errori, con le misure di Daresbury.

Tab. 5 – Valori del rapporto R'_A , mediato per i cinque nuclei studiati, che si ottengono dalle nostre misure, confrontati con i risultati di Frascati [11] e Daresbury [28].

ZONA	$\langle R'_A \rangle \pm \text{stat} \pm \text{sist}$		
	Questo esperimento	Frascati [11]	Daresbury [28]
coda della Δ	1.170±0.009±0.043		
D_{13}	0.771±0.004±0.021	0.848±0.009±0.045	
F_{15}	0.936±0.006±0.024	0.936±0.006±0.050	
soglia shadowing	0.889±0.022±0.030		
shadowing	0.847±0.019±0.023		0.806±0.016±0.032

Per analizzare l'andamento con A della sezione d'urto, i valori di $I_{\gamma A}$ ottenuti sono stati interpolati con una funzione lineare nella densità nucleare media $\rho(A)$

$$I_{\gamma A} = \sigma_0 [1 + \beta \rho(A)] \quad (3)$$

in cui il parametro β determina l'entità degli effetti del mezzo nucleare sul fotoassorbimento. Nel fit, è stata assunta una densità nucleare media

$$\rho(A) = \frac{3A}{4\pi [5\langle r^2 \rangle / 3]^{3/2}}$$

dove $\langle r^2 \rangle$ è il raggio quadratico medio di carica del nucleo [63]. Nella fig. 7 sono riportati i coefficienti β ottenuti, insieme con quelli ricavati in maniera analoga per le misure di altri esperimenti (non sono state prese in considerazione le misure di DESY poiché comprendono soltanto nuclei leggeri).

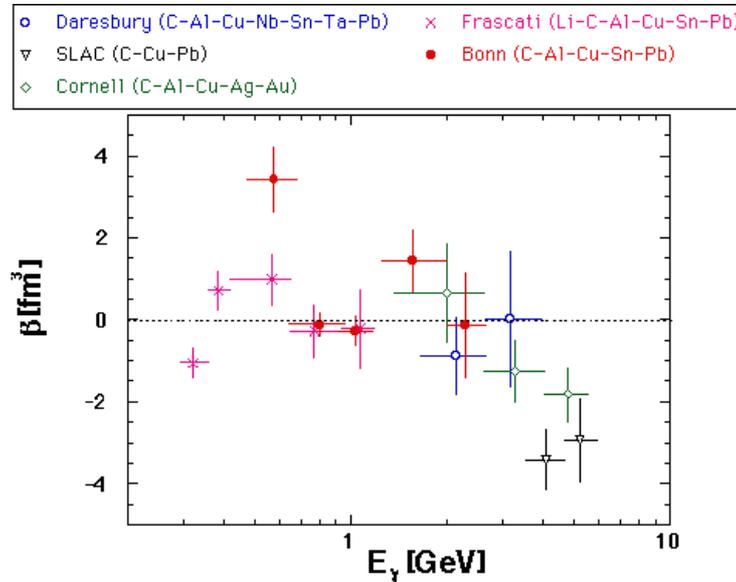


Fig. 7 – Valori del coefficiente β ricavato nelle cinque regioni energetiche descritte dalle misure oggetto di questa tesi (cerchi pieni), confrontato con quanto si ricava in maniera analoga da altre misure (simboli vuoti).

Sulla coda della Δ , si ha $\beta > 0$, a causa dell'allargamento della risonanza che aumenta con il numero di massa del bersaglio. Nelle regioni delle risonanze successive, il valore di β leggermente negativo indica una piccola dipendenza dalla densità nucleare del damping nell'eccitazione di queste due risonanze su nucleone legato. Tra 1.2 e 2 GeV, β è nuovamente positivo, cioè la sezione d'urto per nucleone è, come detto, più bassa per i nuclei leggeri. Questo andamento è mostrato anche nella fig. 8, in cui è riportata, in funzione della densità nucleare, la sezione d'urto media in questa regione

$$\langle \sigma_{\gamma A} \rangle = \frac{I_{\gamma A}}{E_{\gamma}^{\max} - E_{\gamma}^{\min}}$$

insieme al fit dei dati con la (5): il valore $\beta = 1.445 \pm 0.762 \text{ fm}^3$ evidenzia la maggiore riduzione della sezione d'urto per i nuclei leggeri. Questo risultato potrebbe essere dovuto sia all'allargamento delle risonanze, che per i nuclei pesanti è maggiore e quindi fornisce in questa

regione un contributo maggiore alla sezione d'urto totale, sia, come anticipato nel Cap. 1, al sorgere dello shadowing ad energie più basse per i nuclei leggeri. Nell'ultima regione, $E_\gamma > 2$ GeV, i nostri dati forniscono infine un valore di β negativo, anche se vicino a zero, che riflette il fatto che al crescere di E_γ lo shadowing aumenta più rapidamente per i nuclei pesanti.

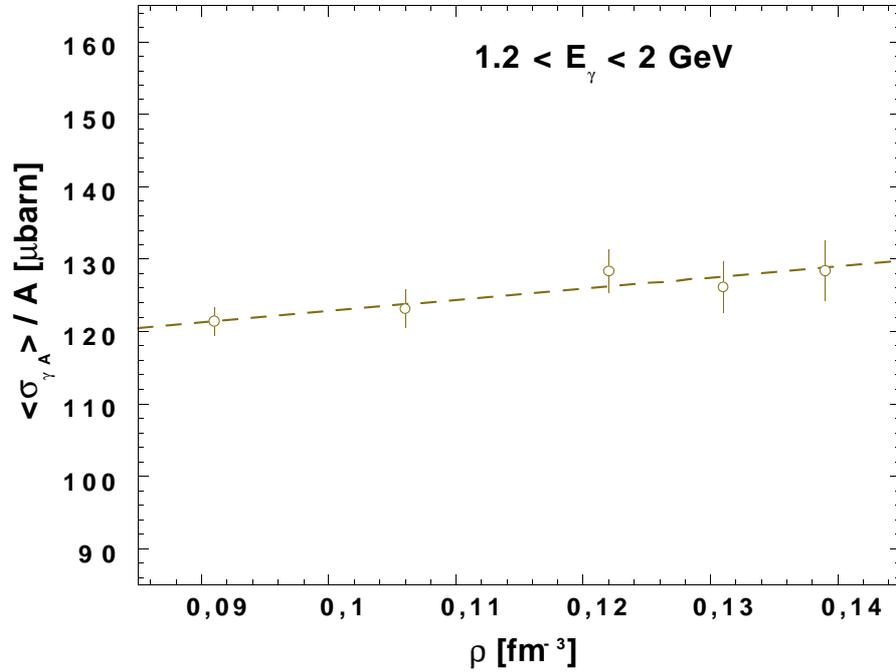


Fig. 8 – Sezione d'urto media nella zona di soglia dello shadowing, in funzione della densità nucleare. La retta è il fit dei dati con la (3).

CAPITOLO 6

CONFRONTO CON LE ATTUALI TEORIE DELLO SHADOWING NUCLEARE

6.1 – Teorie dello shadowing nucleare

Nel capitolo precedente, abbiamo mostrato il confronto tra i risultati della sezione d'urto di fotoassorbimento nucleare con due previsioni teoriche dello shadowing. Come detto, i due calcoli forniscono dei valori di sezioni d'urto in buon accordo con i dati sperimentali ad alta energia, ma non nella regione di soglia dello shadowing e fino a circa 3 GeV. Uno di essi (il calcolo di Boffi *et al.* [19]) prevede anzi al di sotto di 2 GeV un antishadowing che i nostri risultati di Bonn invece escludono. Nei prossimi paragrafi, esamineremo in dettaglio due differenti modelli teorici, per tentare di rendere conto dei dati sperimentali in questa regione energetica.

Nel primo di essi, faremo uso del già citato modello di Piller *et al.* [41]. Come detto nel precedente capitolo, esso utilizza le idee della VMD [35, 36], schematizzando le componenti adroniche del fotone con la sovrapposizione di risonanze mesoniche di larghezza nulla e di un continuo di stati $q\bar{q}$. Noi modificheremo questo modello, introducendo per le componenti mesoniche risonanze di larghezza non nulla del tipo di Breit–Wigner. Inoltre, dal fit dei dati della sezione d'urto fotone–nucleone, ricaveremo le sezioni d'urto di interazione mesone–nucleone, dipendenti da E_γ , che saranno utilizzate per il calcolo della sezione d'urto fotone–nucleo.

Nel secondo approccio, estenderemo al caso di fotoni reali il modello utilizzato da Preparata e Ratcliffe [64] per calcolare le funzioni di struttura nucleari nel *deep inelastic scattering* di leptoni. In questo modello, l'interazione fotone–nucleo avviene tramite lo scattering diffrattivo su un singolo nucleone. Lo shadowing nucleare deriva allora dal fatto che una gran parte dello spazio delle fasi del nucleone uscente è bloccata dal principio di Pauli. Un importante ingrediente di questo modello è l'idea che i nucleoni nel nucleo siano coinvolti in una dinamica altamente coerente, che genera un abbassamento del numero effettivo di nucleoni di circa il 20%.

6.2 – La teoria VMD

6.2.1 – Componenti adroniche del fotone

Nella VMD, lo stato del fotone fisico che interagisce con un adrone è dato dalla sovrapposizione dello stato di fotone nudo $|\gamma_B\rangle$ e delle sue componenti adroniche $|h\rangle$:

$$|\gamma\rangle = Z_3|\gamma_B\rangle + c\sqrt{\alpha_{EM}}|h\rangle$$

dove $Z_3 \approx 1 - c^2 \alpha_{EM}/2$ è una costante di normalizzazione e $c = O(1)$. Nell'ipotesi che l'interazione della componente puramente elettromagnetica $|\gamma_B\rangle$ con gli adroni sia trascurabile, questa descrizione corrisponde a grafici di Feynman in cui il fotone fisico si converte in una coppia virtuale $q\bar{q}$, risonante o no, di massa μ che, in base al principio di indeterminazione, si propaga per una distanza

$$\lambda = \frac{2E_\gamma}{\mu^2}$$

La successiva interazione con il bersaglio avviene quindi con sezioni d'urto di tipo adronico, cioè dell'ordine delle decine di mbarn (invece delle centinaia di μ barn caratteristiche delle sezioni d'urto elettromagnetiche), ed il peso di ciascun termine mesonico viene determinato dalla corrispondente costante di accoppiamento con il fotone.

Le ipotesi alla base della VMD implicano dunque che le ampiezze di scattering di fotoni debbano essere espresse come combinazione lineare di ampiezze di mesoni vettori (o, più in generale, di stati adronici) ciascuna moltiplicata per il corrispondente propagatore. Generalizzando al caso in cui le fluttuazioni adroniche abbiano uno spettro di massa continuo descritto dalla funzione spettrale $\Pi(\mu^2)$, la sezione d'urto γ -N può essere scritta nella forma

$$\sigma_{\gamma N}(E_\gamma) = 4\pi\alpha_{em} \int_{s_0}^{\infty} \frac{d\mu^2}{\mu^2} \Pi(\mu^2) \sigma_{hN}(\mu^2, E_\gamma) \quad (1)$$

dove $s_0 = (2m_\pi)^2$ è la soglia di produzione di pioni e σ_{hN} è la sezione d'urto di interazione dello stato adronico virtuale h, di massa μ , con il nucleone. La funzione spettrale $\Pi(\mu^2)$ comprende tutti i contributi (anche non perturbativi) degli stati adronici intermedi del propagatore del fotone, ed è collegata alla sezione d'urto totale $e^+e^- \rightarrow$ adroni:

$$\Pi(s) = \frac{1}{12\pi^2} \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{adroni}}(s)}{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}(s)} \quad (2)$$

In base a questa relazione, possiamo assumere che a bassa energia (al di sotto della soglia del quark s, $s \leq s_1 = m_\phi^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$), la funzione spettrale sia dominata dai contributi $G_V(s)$ dei mesoni vettori di massa più bassa ρ , ω e ϕ :

$$\Pi(s)|_{s \leq s_1} = \sum_{V=\rho, \omega, \phi} G_V(s)$$

Ad energie più alte ($s \geq s_1$), lo spettro $\Pi(s)$ si estende nel continuo di coppie $q\bar{q}$ ed include eventualmente anche le risonanze mesoniche più pesanti:

$$\begin{aligned} \Pi(s)|_{s \geq s_1} &= \Pi^C(s) + \Pi^R(s) = \\ &= \Pi^C(s) + \sum_{V=J/\psi, \psi', \dots} G_V(s) \end{aligned}$$

Poichè le risonanze di massa più alta hanno tutte una larghezza molto piccola, il termine del continuo può essere scritto nella forma

$$\Pi^C(s) = \frac{1}{12\pi^2} \sum_f 3 q_f^2 \quad (3)$$

dove la somma è estesa a tutti i quark energeticamente accessibili di carica frazionaria q_f . Esso mostrerà quindi un andamento piatto al variare di s, con dei salti in corrispondenza alle masse della $J/\psi(3097)$ (apertura del canale di decadimento in quark c) e della $Y(9460)$ (decadimento in quark b).

Possiamo dunque scrivere la funzione spettrale nella forma $\Pi(s) = \Pi^C(s) + \Pi^R(s)$, e quindi la sezione d'urto (1) si scompone in due contributi, uno dovuto al continuo $q\bar{q}$ ed uno dovuto agli stati risonanti:

$$\begin{aligned}\sigma_{\gamma N} &= (\sigma_{\gamma N})^C + (\sigma_{\gamma N})^R \\ (\sigma_{\gamma N})^C &= 4\pi\alpha_{em} \int_{s_1}^{\infty} \frac{d\mu^2}{\mu^2} \Pi^C(\mu^2) \sigma_{qN}(\mu^2) \\ (\sigma_{\gamma N})^R &= 4\pi\alpha_{em} \sum_V \int_{s_V}^{\infty} \frac{d\mu^2}{\mu^2} G_V(\mu^2) \sigma_{VN}(\mu^2)\end{aligned}\quad (4)$$

dove le soglie s_V sono fissate dai decadimenti adronici dei vari mesoni (ad esempio per la ρ dal decadimento in due pioni).

Il continuo viene descritto tramite la relazione (3), mentre la componente mesonica della funzione spettrale viene descritta in [41] tramite risonanze di larghezza nulla

$$\Pi^R(s) = \sum_V \left(\frac{m_V}{g_V} \right)^2 \delta(s - m_V^2) \quad (5)$$

dove g_V è la costante di accoppiamento del mesone col fotone e m_V la sua massa. Sostituendo questa espressione nella (4), si ottiene il contributo della risonanze mesoniche alla sezione d'urto di scattering γ -N

$$(\sigma_{\gamma N})^R = \sum_V \left(\frac{e}{g_V} \right)^2 \sigma_{VN}$$

che ha una semplice interpretazione: ciascun mesone partecipa allo scattering in proporzione al suo accoppiamento con il fotone ed alla sua sezione d'urto di interazione con il nucleone.

Questa descrizione risulta sufficientemente accurata nel caso di fotoni di alta energia, $E_\gamma \gg m_V$, in cui gli effetti dovuti alle code della distribuzione di massa delle risonanze (in particolare della ρ) possono essere trascurati, ma non è più una buona approssimazione per fotoni di energia di pochi GeV. Per estendere il calcolo di Piller *et al.* [41] a bassa energia, utilizzeremo pertanto delle funzioni di struttura $G_V(s)$ di larghezza non nulla che sono fissate dalla relazione (2) tramite le sezioni d'urto in adroni e in muoni.

La sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ è ben nota dalla QED, ed è data dalla formula, valida per $E_\mu \gg m_\mu$ [65]

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} = \frac{\pi\alpha_{em}^2}{6E_\mu^2} (2E_\mu^2 + m_\mu^2) \sqrt{1 - \frac{E_\mu^2}{m_\mu^2}} \approx \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{3s}$$

dove $s = 4 E_\mu^2$ è l'energia totale nel centro di massa.

Assumendo che la costante di accoppiamento mesone-fotone sia indipendente da s e trascurando le correzioni di ordine superiore al propagatore del mesone [35], la sezione d'urto adronica delle risonanze può essere scritta nella forma di Breit-Wigner

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{adroni}}^V = 4\pi\alpha_{em} B_V \left(\frac{e}{g_V} \right)^2 \left(\frac{m_V^2}{s} \right) \frac{m_V \Gamma_V}{(s - m_V^2)^2 + (m_V \Gamma_V)^2}$$

dove Γ_V è la larghezza di decadimento totale del mesone e B_V è la *branching ratio* del decadimento $V \rightarrow e^+e^-$. Le distribuzioni spettrali delle singole risonanze assumono dunque la forma

$$G_V(s) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{m_V}{g_V} \right)^2 \frac{B_V m_V \Gamma_V}{(s - m_V^2)^2 + (m_V \Gamma_V)^2} \equiv \frac{a_V}{(s - m_V^2)^2 + (m_V \Gamma_V)^2} \quad (6)$$

E' da notare che nel limite $\Gamma_V \rightarrow 0$ da queste ultime si ottengono esattamente le distribuzioni di massa di tipo delta (5).

6.2.2 – La sezione d'urto γ -nucleone

In base alle relazioni (1) e (4), la sezione d'urto di interazione γ -N è proporzionale, tramite la funzione spettrale, alle sezioni d'urto di interazione delle risonanze mesoniche e del continuo non risonante. Nel nostro calcolo, useremo dunque la funzione spettrale $\Pi(s) = \Pi^C(s) + \Pi^R(s)$, dove il continuo è dato dalla relazione (3), mentre le risonanze sono descritte dalle funzioni (6), in cui considereremo i mesoni vettori ρ , ω , ϕ , J/ψ e ψ' , i cui parametri sono riportati nella tab. 1.

Tab. 1 – Parametri delle risonanze [5].

V	m_V [GeV]	Γ_V [GeV]	$g_V^2/4\pi$	B_V	a_V [GeV ⁴]
ρ	0.7685	0.1507	2.2 [5]	1	$7.88 \cdot 10^{-4}$
ω	0.7819	$8.43 \cdot 10^{-3}$	23.6 [5]	1	$4.33 \cdot 10^{-6}$
ϕ	1.0194	$4.43 \cdot 10^{-3}$	18.4 [4]	1	$6.46 \cdot 10^{-6}$
J/ψ	3.0969	$8.7 \cdot 10^{-5}$	10.5 [4]	0.877	$5.47 \cdot 10^{-6}$
ψ'	3.6860	$2.77 \cdot 10^{-4}$	30.6 [4]	0.981	$1.13 \cdot 10^{-5}$

L'andamento delle due componenti di $\Pi(s)$ è riportato nella fig. 1. Al di sopra della massa della ϕ , Π^R è nullo tranne che in corrispondenza delle masse dei mesoni J/ψ e ψ' , a causa della larghezza molto piccola dei due mesoni, e quindi, a grandi valori di μ , lo scattering γ -N è dominato dagli stati virtuali non risonanti.

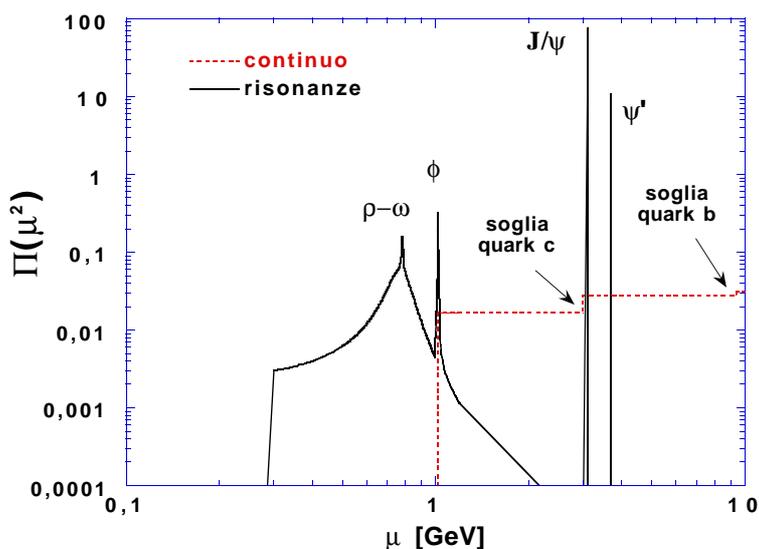


Fig. 1 – Distribuzione spettrale delle risonanze e del continuo.

Le proprietà di interazione delle fluttuazioni $q\bar{q}$ con i nucleoni sono molto poco conosciute. Tuttavia, essendo singoletti di colore, si può assumere [41] che la sezione d'urto di interazione col nucleone sia proporzionale alle dimensioni trasversali R^2 delle fluttuazioni. Tenendo conto delle proprietà di scaling delle funzioni di struttura del deep inelastic scattering, che richiedono che sia $\sigma_{qN} \propto 1/\mu^2$, si ottiene approssimativamente

$$R^2 = \frac{4}{\alpha(1-\alpha)} \frac{1}{\mu^2}$$

dove α è la frazione di impulso del quark della coppia (e $(1-\alpha)$ quella dell'antiquark). Questa approssimazione è valida fino a dimensioni dell'ordine della scala di confinamento dei quark, circa 1 fm, al di sopra della quale le interazioni forti tra il quark e l'antiquark saturano il valore di R^2 . Possiamo quindi porre:

$$\begin{aligned} \sigma_{qN}(\mu^2, \alpha) &= KR^2 \\ R^2 &= \min\left(\frac{4}{\alpha(1-\alpha)} \frac{1}{\mu^2}, R_c^2\right) \end{aligned} \quad (7)$$

Poiché R_c ha le dimensioni del raggio di confinamento dei quark, cioè dell'ordine di 1 fm, si ha $\sigma_{qN} \leq KR_c^2 \approx 25$ mbarn. La sezione d'urto media di interazione degli stati del continuo con il nucleone si ottiene integrando questa espressione in α :

$$\begin{aligned} \sigma_{qN}(\mu^2) &= \int_0^1 d\alpha \sigma_{qN}(\mu^2, \alpha) = \\ &= K \left[\frac{8}{\mu^2} \ln\left(\frac{1+x}{1-x}\right) + R_c^2(1-x) \right] \end{aligned} \quad (8)$$

dove $x = \sqrt{1 - (4/\mu R_c)^2}$. La sezione d'urto che si ricava ha un valore significativamente non nullo per masse minori di 10 GeV, in corrispondenza delle quali la funzione spettrale riceve contributi soltanto dai quark leggeri, mentre decresce rapidamente a zero per grandi μ .

Il contributo del continuo alla sezione d'urto γN si ricava infine sostituendo la (8) nella (4) ed integrando su tutto lo spettro delle masse μ . Utilizzando per i due parametri nella (7) i valori $K=1.7$ e $R_c=1.3$ fm [41], il risultato che si ottiene è

$$(\sigma_{\gamma N})^C = 38.9 \text{ } \mu\text{barn}$$

A questo valore contribuiscono per circa il 90% i quark leggeri u, d, s mentre il restante 10% è dovuto interamente al quark c. Trascurabile è invece il contributo del quark b, poichè, come detto, per masse maggiori di 10 GeV la sezione d'urto qN è molto bassa.

Il contributo delle risonanze mesoniche si ottiene integrando le distribuzioni $G_V(s)$ (6) su tutto lo spettro di massa μ . Assumendo [41] che le sezioni d'urto σ_{VN} non dipendano da μ , si ottiene

$$\begin{aligned} (\sigma_{\gamma N})^R &= \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \sum_V \frac{\sigma_{VN}(E_\gamma)}{\left(\frac{g_V^2}{4\pi}\right)} \frac{B_V^h \Gamma_V m_V}{\Gamma_V^2 + m_V^2} \times \\ &\times \left\{ \ln \left[\frac{(m_V^2 - s_V)^2 + (\Gamma_V m_V)^2}{s_V^2} \right] + 2 \left(\frac{m_V}{\Gamma_V} \right) \left[\frac{\pi}{2} + \arctg \left(\frac{m_V^2 - s_V}{m_V \Gamma_V} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

Purtroppo, le sezioni d'urto di interazione mesone–nucleone σ_{VN} , che sono uno dei parametri fondamentali del nostro calcolo, sono poco conosciute sperimentalmente, soprattutto per i mesoni più pesanti. I pochi dati disponibili, tutti ad energie maggiori di 3 GeV [35, 66], sono riassunti brevemente nella tab. 2.

Tab. 2 – Sezioni d'urto di interazione mesone–nucleone.

V	$\langle\sigma_{VN}\rangle$ [mbarn]
ρ	22÷29
ω	25÷28
ϕ	9÷13
J/ ψ	2.2
ψ'	1.3

Per ottenere le sezioni d'urto mesone–nucleone, è stato pertanto da noi eseguito un fit dei dati sperimentali [5] delle sezioni d'urto γ -p e γ -n separatamente, tramite le formule (4), in cui $(\sigma_{\gamma N})^C = 38.9 \mu\text{barn}$. Nel fit, per la ρ e la ω è stata utilizzata la parametrizzazione con l'energia dei fotoni usata da Bauer *et al.* [35]

$$\sigma_{\rho a} = \sigma_{\omega a} = p_{1a} \left(1 + \frac{p_{2a}}{\sqrt{E_\gamma}} \right)$$

con $a = p, n$, mentre per gli altri mesoni, che comunque contribuiscono poco, si sono utilizzati i valori costanti $\sigma_\phi = 12 \text{ mbarn}$, $\sigma_{J/\psi} = 2.2 \text{ mbarn}$, $\sigma_{\psi'} = 1.3 \text{ mbarn}$, sia su protone che su neutrone. Nella fig. 2 sono riportate le sezioni d'urto σ_{pp} e σ_{pn} che si ricavano dal nostro fit. Come si vede, esse sono in buon accordo con i dati sperimentali della tab. 2.

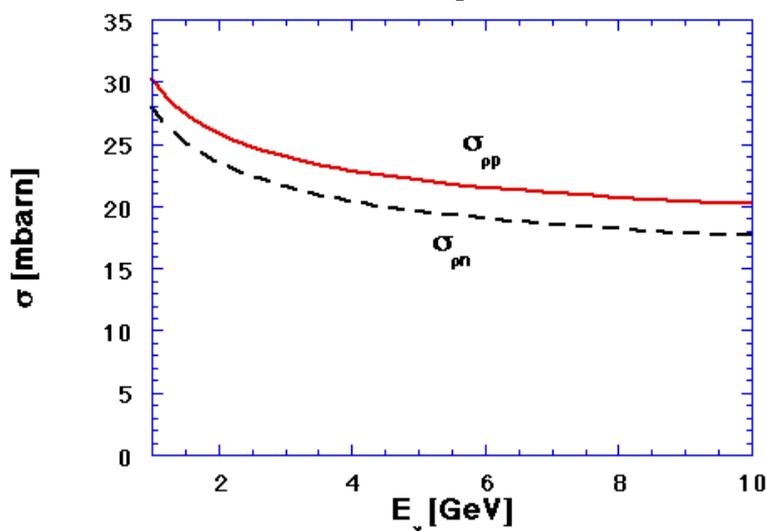


Fig. 2 – Sezioni d'urto di interazione ρ -p e ρ -n ricavate dai nostri fit rispettivamente della $\sigma_{\gamma p}$ e $\sigma_{\gamma n}$.

Le sezioni d'urto γ -nucleone che si ricavano dal nostro fit sono riportati nella fig. 3. Il contributo delle risonanze (9) alla sezione d'urto γ -nucleone risulta compreso tra circa 120 e 95 μbarn per il protone e tra circa 105 e 90 μbarn per il neutrone, ed è essenzialmente determinato dalla ρ (circa 85÷90%) e dalla ω (circa 8%), mentre la ϕ partecipa per circa il 2% e la J/ ψ e la ψ' partecipano insieme per meno dell'1%.

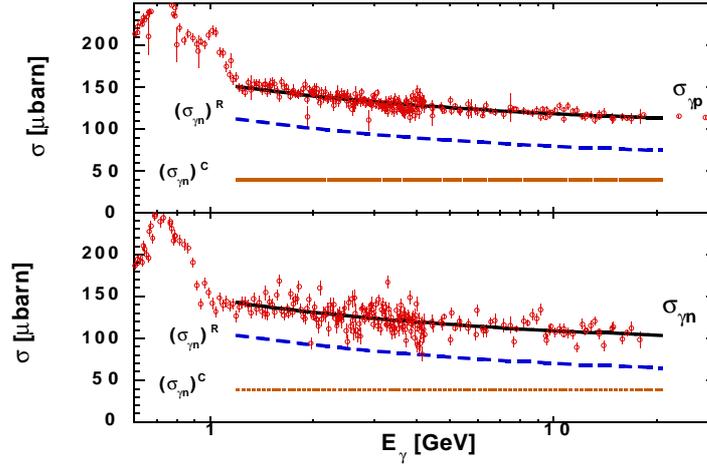


Fig. 3 – Sezione d’urto γ -p e γ -n ricavate dal nostro fit (linea continua) confrontata con i dati sperimentali [5]. Sono mostrati anche i contributi delle risonanze (linea tratteggiata) e del continuo (linea punteggiata).

6.2.3 – Sezione d’urto su nucleo

Analogamente allo scattering γ -nucleone, anche lo scattering γ -nucleo avviene tramite le componenti adroniche del fotone. In questo caso, però, le ipotesi del modello VMD hanno una importante implicazione. Infatti, se la lunghezza di coerenza λ_h della fluttuazione adronica h del fotone è confrontabile con la distanza media tra i nucleoni ($d_{NN} \approx 1.8$ fm), si ha scattering multiplo coerente su molti nucleoni. Ad esempio, nel caso della ρ , per fotoni di 2 GeV si ha $\lambda_\rho \approx 1.3$ fm, ma, considerando le code dello spettro di massa della risonanza, il valore di λ_ρ aumenta (per uno stato di massa $\mu = 0.5$ GeV, si ottiene $\lambda_\rho \approx 3.2$ fm, cioè maggiore di d_{NN}). L’interferenza tra le varie ampiezze di scattering multiplo provoca allora una riduzione della sezione d’urto totale adrone-nucleo rispetto al risultato che si ottiene sommando la sezione d’urto γ -nucleone A volte, e si ha quindi lo shadowing nucleare.

Il formalismo fin qui sviluppato può dunque essere esteso allo scattering su nuclei purchè nella (1) le sezioni d’urto adrone-nucleone siano sostituite con quelle adrone-nucleo:

$$\sigma_{\gamma A}(E_\gamma) = 4\pi\alpha_{em} \int_{s_0}^{\infty} \frac{d\mu^2}{\mu^2} \Pi(\mu^2) \sigma_{hA}(\mu^2, E_\gamma) \quad (10)$$

Per descrivere quantitativamente lo scattering multiplo, useremo la teoria formulata da Glauber-Gribov [62], in base alla quale l’ampiezza di scattering \mathbf{A}_{hA} di uno stato adronico h (reale o virtuale) con un nucleo con A nucleoni è data dalla somma di A termini

$$\mathbf{A}_{hA} = \sum_{k=1}^A \mathbf{A}_h^{(k)}$$

ciascuno dei quali rappresenta l’interazione dell’adrone h con k nucleoni. Applicando il teorema ottico e la cosiddetta approssimazione diagonale, in cui vengono trascurati gli stati intermedi anelastici, si ottiene la sezione d’urto totale di scattering h -nucleo [41] come una somma in cui il termine di ordine k è proporzionale a $(\sigma_{hN})^k$:

$$\sigma_{hA} = A\sigma_{hN} \left(1 + \sum_{k=2}^A (-1)^{k-1} C_k (\sigma_{hN})^{k-1} \right) \quad (11)$$

I coefficienti di questo sviluppo sono dati dalla formula:

$$C_k = \frac{(A-1)!}{2^{k-1}(A-k)!} \operatorname{Re} \left[\int d^2\mathbf{b} \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_{z_1}^{\infty} dz_2 \dots \int_{z_{k-1}}^{\infty} dz_k \rho_k(\mathbf{b}, z_1, \dots, z_k) \exp\left(i \frac{z_1 - z_k}{\lambda_h}\right) \right] \quad (12)$$

dove \mathbf{b} è il parametro di impatto del proiettile rispetto al centro di massa del nucleo. Se la lunghezza di coerenza dello stato adronico è piccola, l'esponenziale nella (12) si media a zero, tutti i termini della serie si annullano e si ottiene $\sigma_{hA} = A\sigma_{hN}$. Tuttavia, al crescere di λ_h , cioè al crescere dell'energia del fotone o, equivalentemente, al diminuire della massa μ dello stato adronico, i termini successivi al primo nella (11) diventano importanti, e si ha quindi $\sigma_{hA} < A\sigma_{hN}$ (il coefficiente C_2 è positivo). Fermando la serie (11) al primo dei termini di scattering multiplo (interazione con due nucleoni) ed eseguendo le integrazioni nella (12), si ottiene

$$\sigma_{hA} = \sigma_{hN} \left(A - \frac{9}{8} \frac{A(A-1)}{2} \frac{\sigma_{hN}}{\pi R_0^2} F(\epsilon_\mu) \right) \quad (13)$$

dove R_0 è il raggio quadratico medio del nucleo, $\epsilon_\mu = R_0/\lambda$ e $F(\epsilon)$ è una funzione che dipende dalla densità nucleare. Il secondo termine della serie (11) è quindi proporzionale al rapporto tra σ_{hN} e la sezione d'urto elementare πR_0^2 che si otterrebbe considerando semplicemente le dimensioni del nucleo, moltiplicata per il numero $A(A-1)/2$ di coppie di nucleoni nel nucleo. Il calcolo della funzione $F(\epsilon)$ è riportato in App. 1, e, sostituendo la (13) nella (10), si ottiene

$$\sigma_{\gamma A} = A(\sigma_{\gamma N} - \Delta\sigma_{\gamma N}) \quad (14)$$

dove il termine di shadowing $\Delta\sigma_{\gamma N}$ è dato da

$$\Delta\sigma_{\gamma N}(E_\gamma) = (4\pi\alpha_{em}) \frac{9(A-1)}{16\pi R_0^2} \int_{s_0}^{\infty} \frac{d\mu^2}{\mu^2} \Pi(\mu^2) [\sigma_{hN}(\mu^2, E_\gamma)]^2 F(\epsilon_\mu) \quad (15)$$

Essendo proporzionale a $(\sigma_{hN})^2$, esso è molto maggiore per la ρ e la ω sia rispetto alle altre risonanze, sia rispetto al continuo, a causa dei differenti valori delle sezioni d'urto.

Anche in questo caso è conveniente separare il contributo delle risonanze dal continuo delle coppie $q\bar{q}$. Potremo dunque scrivere: $\Delta\sigma_{\gamma N} = (\Delta\sigma_{\gamma N})^C + (\Delta\sigma_{\gamma N})^R$ ed i due termini saranno dati da formule analoghe alla (10). Per il continuo

$$(\Delta\sigma_{\gamma N})^C = (4\pi\alpha_{em}) \frac{9(A-1)}{16\pi R_0^2} \int_{s_1}^{\infty} \frac{d\mu^2}{\mu^2} \Pi^C(\mu^2) \Sigma_{qN}(\mu^2, E_\gamma) F(\epsilon_\mu)$$

dove Σ_{qN} rappresenta il quadrato di una sezione d'urto effettiva per lo scattering su un nucleone del nucleo

$$\Sigma_{qN}(\mu^2) = \int_0^1 d\alpha [\sigma_{qN}(\mu^2, \alpha)]^2 = K^2 \left[\frac{32}{\mu^2} \left(\ln \frac{1+x}{1-x} + \frac{\mu^2 R_c^2}{4} x \right) + R_c^4 (1-x) \right]$$

mentre il termine delle risonanze

$$(\Delta\sigma_{\gamma N})^R = (4\pi\alpha_{em}) \frac{9(A-1)}{16\pi R_0^2} \sum_V [\sigma_{VN}]^2 \int_{s_V}^{\infty} \frac{d\mu^2}{\mu^2} G_V(\mu^2) F(\epsilon_\mu)$$

è proporzionale al quadrato delle σ_{VN} . Per la ρ e la ω , la σ_{VN} deve essere calcolata da quelle da noi ricavate dai fit delle $\sigma_{\gamma p}$ e $\sigma_{\gamma n}$ e mostrate in fig. 2, tenendo conto del numero di protoni e di neutroni di ciascun nucleo:

$$\sigma_{VN} = \frac{Z\sigma_{Vp} + N\sigma_{Vn}}{A}$$

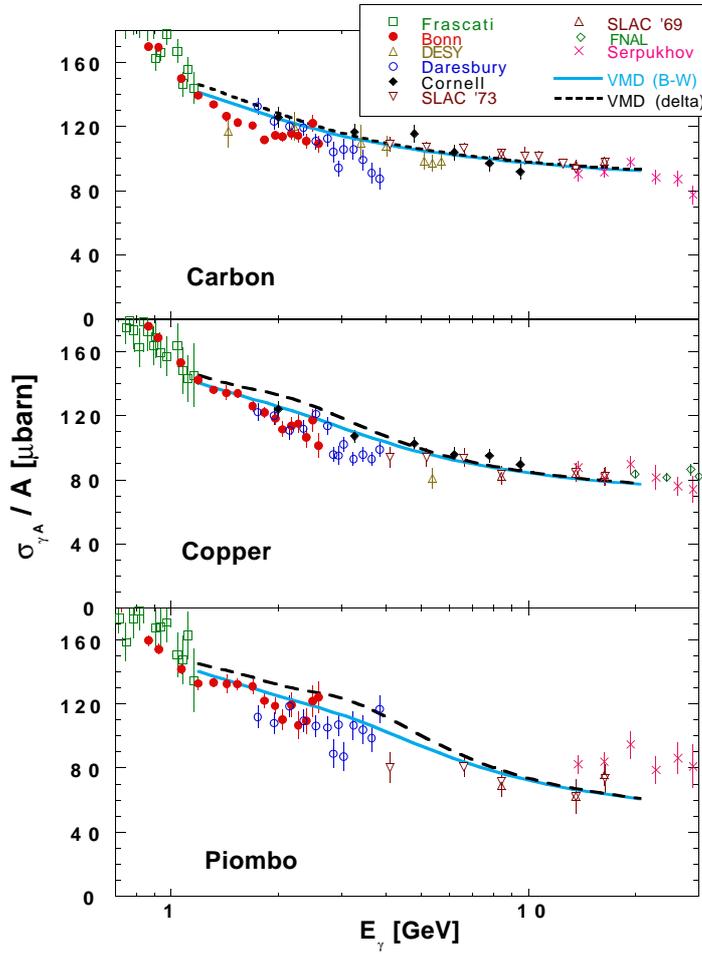


Fig. 4 – Sezione d’urto γ -nucleo ricavata dal nostro modello (linea continua) confrontata con i dati sperimentali [11, 12, 25–31] e con il risultato del nostro modello in cui si utilizzano risonanze di tipo delta (linea tratteggiata).

Nella fig. 4 sono riportati (linea a tratto continuo) i risultati del nostro calcolo della sezione d’urto di fotoassorbimento totale ricavata dalla (14) per i nuclei di C, Cu e Pb, nella regione energetica tra 1.2 e 20 GeV, confrontato con i dati sperimentali da noi misurati a Bonn e con quelli di altri esperimenti [11, 12, 25–31]. Come si vede, il nostro calcolo sovrastima i dati

sperimentali, soprattutto per il carbonio, nelle zona fino a 3 GeV. Le differenze percentuali tra dati sperimentali e calcolo variano tra 5 e 8% per C mentre sono intorno al 5% per Cu e Pb. Per confronto, nelle figure è mostrato anche (curva tratteggiata) il risultato che si ottiene utilizzando nel nostro calcolo per le risonanze le distribuzioni spettrali di larghezza nulla (5). Ovviamente, si ottiene in questo caso a bassa energia uno shadowing minore, mentre, ad energie del fotone sufficientemente alte (di circa 3 GeV per il carbonio e più alte per nuclei più pesanti), i due calcoli danno lo stesso risultato.

Possiamo dunque dire che nelle regione tra 1.2 e 3 GeV è necessario tener conto della larghezza finita dei mesoni vettori, anche se questo non sembra essere sufficiente per riprodurre in maniera soddisfacente i dati sperimentali in questa regione. Nel prossimo paragrafo esamineremo un possibile meccanismo, lo scaling delle masse dei mesoni in materia nucleare, che può contribuire a migliorare l'accordo con i dati sperimentali al di sotto di 3 GeV.

6.2.4 – Scaling delle masse dei mesoni e shadowing nucleare

In materia nucleare, la massa di un adrone non coincide con il valore che essa ha nel vuoto, a causa delle interazioni con gli altri adroni che lo circondano. Nel caso particolare dei mesoni vettori, sono stati pubblicati ultimamente numerosi articoli teorici, che affrontano il problema seguendo essenzialmente due diversi tipi di approccio al problema.

Il primo tipo di approccio è quello in cui si considera un modello descritto da una lagrangiana chirale di Skyrme, imponendo la condizione che le proprietà del nucleone e dei mesoni a densità non nulla debbano essere ottenute semplicemente riscaldando i parametri della lagrangiana mesonica. I primi autori che hanno seguito questo approccio sono stati Brown e Rho [50], che hanno ottenuto la legge di scaling

$$\frac{m_N^*}{m_N} \sim \frac{m_V^*}{m_V} \sim \frac{f_\pi^*}{f_\pi}$$

dove $f_\pi \approx 93$ MeV è la costante del decadimento del pione, m_N è la massa del nucleone e l'asterisco indica le quantità calcolate alla densità nucleare standard $\rho_0=0.17$ fm⁻³. Assumendo $m_N^*/m_N \sim 0.8$, questo modello prevede pertanto una riduzione della massa di tutti i mesoni vettori di circa il 20%.

In una successiva generalizzazione del modello, che tiene conto esplicitamente nella lagrangiana dell'ottetto di SU(3) dei mesoni vettori e delle masse dei pioni, Harada *et al.* [51] hanno ottenuto delle leggi di scaling analoghe sia per le masse (con uno shift per la ρ di circa il 30%) che delle costanti di accoppiamento dei mesoni.

Il secondo tipo di approccio è quello che si basa sull'analisi delle regole di somma QCD e sul calcolo degli effetti della densità nucleare non nulla sulle funzioni di correlazione delle correnti elettromagnetiche dei mesoni vettori. Parametrizzando il contributo dei mesoni vettori alla funzione di correlazione come la somma di una risonanza di tipo delta più un fondo piatto non risonante, Hatsuda–Lee [46] e Jin–Leinweber [47] hanno ricavato delle leggi di scaling (lineari con la densità nucleare) in cui la ρ e la ω hanno, alla densità nucleare standard, una massa ridotta di circa il 20%, mentre quella della ϕ risulta ridotta di meno del 5%.

Questo modello è stato successivamente generalizzato da Asakawa–Ko [48] e da Shakin–Sun [49], che hanno introdotto la larghezza non nulla della ρ . Essa è proporzionale al modulo della parte immaginaria Σ_i della sua auto-energia, e, poichè Σ_i decresce (in valore assoluto) al diminuire della massa della ρ , risulta che a densità non nulla il picco della risonanza si stringe.

Asakawa–Ko [48] hanno ricavato una riduzione della larghezza della ρ di circa il 15%, mentre Shakin–Sun [49] di circa il 35%.

In contrasto con i risultati finora esposti, Klingl *et al.* [67], dal calcolo delle correzioni alle funzioni di correlazione dovute alle auto–energie dei mesoni vettori, hanno ottenuto che il picco della ρ praticamente non viene modificato in materia nucleare (lo shift della massa è minore di 1%), mentre grandi modifiche si hanno sia per la ω ($m^*/m \approx 0.8$ e $\Gamma^*/\Gamma \approx 2$) che per la ϕ ($\Gamma^*/\Gamma \approx 2$).

La relazione tra questi due differenti approcci teorici è stata analizzata da Mukhopadhyay–Vento [68], che hanno studiato le differenze di massa tra gli adroni nel vuoto e in materia nucleare, sia nel caso di barioni (considerando la differenza di massa tra il nucleone e la Δ) che nel caso di mesoni (considerando la differenza di massa tra il pione e la ρ). I risultati ottenuti nei due approcci hanno suggerito agli autori essi possano essere spiegati in termini di un possibile deconfinamento dei quark nel nucleo.

Come si vede, quello dello scaling della massa degli adroni in materia nucleare è un argomento su cui si è sviluppato negli ultimi anni un grande interesse, ma su cui non si hanno ancora risultati certi. Tuttavia, per quanto riguarda la ρ , più o meno tutti gli autori concordano nel dedurre che alle densità nucleari standard il picco della risonanza si abbassa e si restringe. Più controversa è la situazione per quanto riguarda le altre risonanze (che contribuiscono comunque poco al nostro calcolo della sezione d’urto fotone–nucleo) e soprattutto per quanto riguarda le costanti di accoppiamento. I modelli basati sulle teorie chirali prevedono infatti che esse debbano aumentare con la densità (ad esempio Harada *et al.* [51]) mentre i modelli basati sulle regole di somma QCD prevedono che esse debbano diminuire (ad esempio Shakin–Sun [49]).

Questi concetti sono stati già utilizzati con successo per descrivere gli spettri dei fotoni e delle coppie di leptoni prodotti negli urti tra ioni pesanti [69]. La loro introduzione nel nostro modello per il calcolo della sezione d’urto γ –nucleo non è tuttavia così immediata come potrebbe sembrare. Infatti, da un lato abbiamo calcolato la sezione d’urto γ –nucleo utilizzando la teoria dello scattering multiplo di Glauber–Gribov, considerando i grafici di interazione del mesone virtuale V con i nucleoni del nucleo. Dall’altro, gli stessi grafici contribuiscono a determinare la modifica dei parametri dei mesoni vettori nel nucleo, e non è affatto semplice separare i due diversi effetti. Ci limiteremo pertanto ad introdurre in maniera *naive* uno scaling della massa dei mesoni vettori proporzionale alla densità nucleare

$$\frac{m_V^*}{m_V} = 1 - \kappa \frac{\rho}{\rho_0} \quad (16)$$

ma i risultati che otterremo in questo modo potranno essere considerate solo dei limiti superiori per il termine di shadowing nucleare $\Delta\sigma_{\gamma N}$ nella (14). I valori del parametro κ nella (16) utilizzati nel calcolo sono i seguenti

$$\begin{aligned} \kappa(\rho) &= 0.31 \\ \kappa(\omega) &= \kappa(\phi) = 0.23 \\ \kappa(J/\psi) &= \kappa(\psi') = 0 \end{aligned}$$

mentre tutti gli altri parametri del modello sono stati lasciati inalterati. In base ai valori delle densità nucleari, riportati nella tab. A1 dell’app. 1, le masse dei due mesoni leggeri risultano ridotte di circa il 12 ÷ 15 % su carbonio e di circa il 16 ÷ 24 % su piombo.

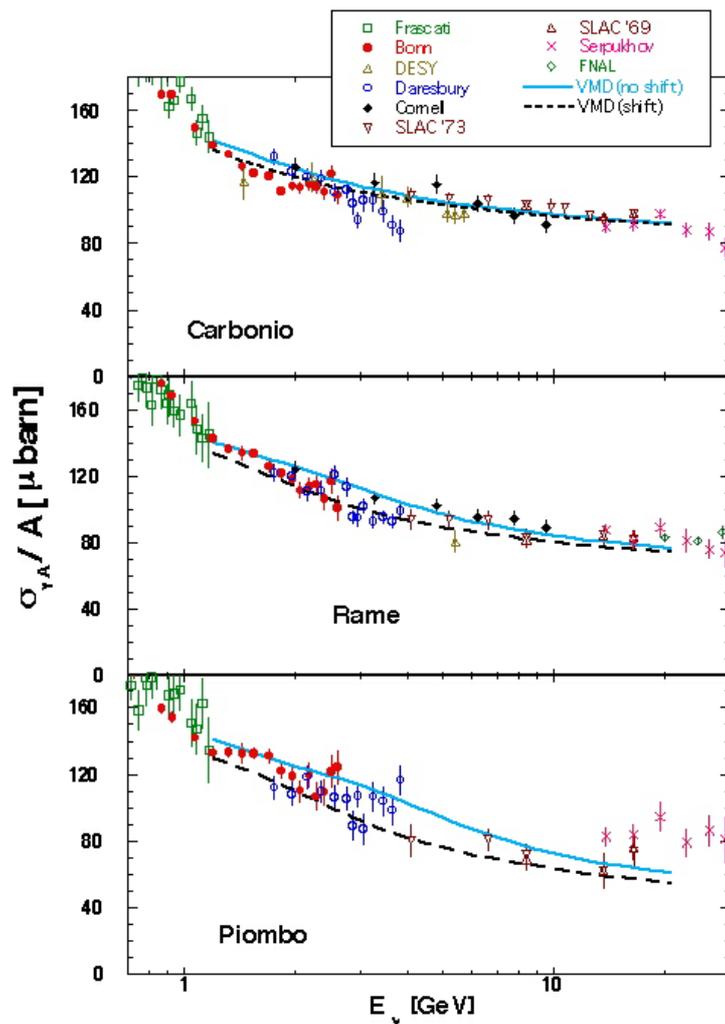


Fig. 5 – Sezione d’urto γ -nucleo del nostro modello con lo shift dei parametri dei mesoni ρ e ω (linea continua) confrontato con il calcolo senza shift (linea tratteggiata) e con i dati sperimentali [11, 12, 25–31].

Il risultato del calcolo per i nuclei di C, Cu e Pb è riportato nella fig. 5 insieme alla sezione d’urto che si ottiene senza la shift delle masse e, alla luce di tutte le considerazioni fatte in precedenza, possiamo dire che la corretta trattazione dello shift della massa dei mesoni dovrebbe fornire una sezione d’urto compresa tra la due curve. Come si vede, l’introduzione dello scaling delle masse delle risonanze determina un notevole abbassamento della sezione d’urto, abbassamento dovuto quasi interamente allo shift della massa della ρ , che, anche in questo caso, gioca un ruolo dominante. Ad energie minori di 5 GeV, l’accordo con i dati sperimentali risulta buono per i nuclei pesanti (tutti i dati sono compresi tra le due curve), mentre è meno buono per il carbonio, dove lo shadowing misurato è più alto rispetto agli altri nuclei. Ad alta energia, nel caso del piombo il nostro calcolo fornisce una sezione d’urto più bassa di quella misurata. Questo è dovuto al fatto che nella formula (11) della sezione d’urto di scattering multiplo abbiamo limitato il nostro calcolo al termine $k = 2$. Ad energie $E_\gamma \approx 10$ GeV, la lunghezza di propagazione della ρ è $\lambda_\rho \approx 6$ fm > 2 d_{NN} , e quindi il termine successivo della serie, $k = 3$, darebbe un contributo $\Delta\sigma$ positivo (la serie è a segni alterni) non del tutto trascurabile. Questo effetto è chiaramente maggiore per i nuclei pesanti, dove si ha uno shadowing maggiore, mentre per il carbonio è molto minore, ed infatti il nostro calcolo è in questo caso in buon accordo con i dati sperimentali.

6.3 – Teoria diffrattiva della sezione d’urto di fotoassorbimento

6.3.1 – La sezione d’urto nella teoria di Regge

Uno dei risultati più interessanti della fisica nucleare degli ultimi anni è la scoperta [70] che il *deep inelastic scattering* di leptoni su nuclei non è correttamente descritto dalla somma incoerente della sezione d’urto di scattering sui singoli nucleoni. Questo è il cosiddetto effetto EMC. Il rapporto tra le funzioni di struttura del nucleo e quelle del deutone, $R(x_B) = F_2^A(x_B) / F_2^D(x_B)$ (dove x_B è la variabile di Bjorken), che è approssimativamente la frazione effettiva di nucleoni che partecipa allo scattering, presenta infatti le seguenti caratteristiche principali:

- 1) una rapida risalita a valori maggiori di 1 per $x_B \sim 1$, come previsto in base al moto di Fermi dei nucleoni nel nucleo;
- 2) un minimo molto pronunciato ad $x_B \sim 0.6$, dove si ha una diminuzione di $R(x_B)$ di circa il 20%;
- 3) una risalita a valori maggiori di 1 (il cosiddetto antishadowing) per $x_B \sim 0.2$;
- 4) lo shadowing a valori di x_B molto piccoli, dove $R(x_B)$ diminuisce nuovamente a valori minori di 1, con una piccola dipendenza dal numero di massa del nucleo.
- 5) a valori molto piccoli di Q^2 $R(x_B)$ è praticamente indipendente da Q^2 (a parte la zona di antishadowing).

Recentemente, Preparata e Ratcliffe [64] hanno elaborato un modello che rende conto di tutte le principali caratteristiche dell’effetto EMC. Questo lavoro si basa su alcune importanti osservazioni:

- i) un recente studio delle forze nucleari [16] ha mostrato che, all’interno di nuclei anche di modeste dimensioni, i nucleoni presentano una dinamica coerente in cui ciascuno di essi oscilla in fase con un condensato di pioni: in conseguenza di ciò, la massa dei nucleoni risulta diminuita di circa 60 MeV ed il numero di pioni nel nucleo risulta di circa 0.6 per ogni nucleone, con un’energia media di circa 80 MeV;
- ii) una accurata analisi [71], sia teorica che sperimentale, dei dati di scattering pp ha mostrato che il processo dominante ad alta energia è singolo e diffrattivo, costituendo più del 75% della sezione d’urto totale.

Basandosi su queste ipotesi, il rapporto $R(x_B)$ deve essere calcolato in termini del *deep inelastic scattering* del fotone virtuale su A nucleoni che hanno una massa ridotta di circa 60 MeV e che popolano la sfera di Fermi del nucleo, e sui pioni contenuti nel nucleo. Nella regione di piccoli valori di x_B , cioè vicino al limite di fotoni reali, questo approccio costituisce la generalizzazione del meccanismo singolo diffrattivo che ha fornito una buona descrizione delle sezioni d’urto di scattering adrone–nucleo [71]. Lo shadowing nucleare osservato in questa regione cinematica deriva dal fatto che una larga parte dello spazio delle fasi del nucleone uscente è bloccata dal principio di Pauli. Gli autori sono riusciti a riprodurre in questo modo il rapporto $R(x_B)$ nella regione $x_B < 0.1$ in maniera soddisfacente.

Questa descrizione implica dunque sia che i nucleoni nel nucleo sono coinvolti in una dinamica altamente coerente, sia che lo shadowing osservato a bassi x_B può essere spiegato in termini di un semplice meccanismo additivo dello scattering su tutti i nucleoni del nucleo. Per applicare queste idee al fotoassorbimento totale, faremo uso della teoria di Regge [38], che costituisce uno dei modelli di più vasto successo per l’interpretazione dei processi di scattering inclusivo ad alta energia. Come anticipato nel Cap. 1, essa prevede che la sezione d’urto totale del generico processo anelastico $A + B \rightarrow C$ debba avere il semplice andamento

$$\sigma^{\text{tot}} = Xs^\epsilon + Ys^{-\eta} \quad (17)$$

Il primo termine della (17), dominante ad alta energia, proviene dallo scambio di un Pomerone, mentre il secondo, che domina a bassa energia, è determinato dallo scambio dei mesoni che giacciono sulla traiettoria del mesone ρ .

Poiché il Pomerone ha i numeri quantici del vuoto, il suo accoppiamento con una particella e la sua antiparticella è lo stesso, ed è lo stesso anche per particelle che appartengono al medesimo multipletto di isospin: questo implica pertanto che il coefficiente X deve essere lo stesso sia, ad esempio, per lo scattering pp e $\bar{p}p$, sia, nel nostro caso, per lo scattering γp e γn . Il fit di tutti i dati sperimentali [39] fornisce i valori $\varepsilon \approx 0.0808$ e $\eta \approx 0.4525$, validi almeno fino a circa 10^5 GeV. Ad energie più alte, è necessario considerare anche grafici in cui viene scambiato più di un Pomerone, che determinano una diminuzione di ε in modo da non violare il limite di Froissart–Martin [42], che impone che la sezione d'urto cresca al massimo come $(\log s)$ per $s \rightarrow \infty$.

Nel caso specifico del fotoassorbimento su nucleone, il fit dei dati sperimentali [39] ad energie maggiori di circa 10 GeV fornisce gli andamenti

$$\sigma_{\gamma p}^{\text{tot}} = 67.7 s^\varepsilon + 129. s^{-\eta} \quad (18)$$

$$\sigma_{\gamma n}^{\text{tot}} = 67.7 s^\varepsilon + 106. s^{-\eta} \quad (19)$$

con s in GeV^2 e σ in μbarn , dove nel caso del neutrone è stata imposta la condizione $X(\gamma n) = X(\gamma p)$. Poiché a bassa energia la sezione d'urto su neutrone è più bassa di quella su protone, si ha $Y(\gamma n) < Y(\gamma p)$. Le numerose conferme sperimentali fornite alla (17) praticamente da tutti i tipi di sezioni d'urto garantiscono che la teoria di Regge rappresenta un buono strumento per descrivere le sezioni d'urto di assorbimento totale di fotoni su nucleoni. Vedremo ora come applicarla al calcolo della sezione d'urto di fotoassorbimento totale su nucleo.

6.3.2 – La sezione d'urto diffrattiva γ –nucleone

In accordo con quanto esposto in precedenza, supporremo che lo scattering anelastico γ –nucleone sia dominato da processi diffrattivi, in analogia con quanto avviene per lo scattering di adroni:

$$\sigma^{\text{tot}}(\gamma N) \approx \sum_X \sigma^D(\gamma N \rightarrow N' X) \quad (20)$$

Questo corrisponde a considerare grafici come quello mostrato in fig. 6, in cui, come già detto, ad alta energia il contributo dominante viene dallo scambio di un Pomerone, mentre a bassa energia c'è un contributo importante anche da grafici in cui viene scambiato un reggeone R . Per calcolare questi grafici, applichiamo il teorema di Muller [72], che costituisce l'estensione al caso di reazioni inclusive del teorema ottico e che consente di trasformare il modulo quadrato dei grafici come quelli di fig. 6 nell'ampiezza di scattering dei grafici a tre corpi di fig. 7, i cosiddetti grafici a “triplo Regge” [38]. Facendo questo, l'ampiezza di scattering totale risulta dalla somma delle sei ampiezze di scattering:

$$f^{ijk}(s, t, \mu^2) = \frac{1}{s^{1-\alpha_k(0)}} g^{ijk}(t) \left(\frac{\mu^2}{s} \right)^{\alpha_k(0) - \alpha_i(t) - \alpha_j(t)}$$

dove gli indici i, j, k possono essere P o R , s e t sono le usuali variabili di Mandelstam, μ^2 è il quadrato della massa invariante dello stato adronico X e $\alpha_i(t) = \alpha_i^0 + \alpha_i' t$ è la traiettoria di Regge della particella i scambiata. Le funzioni $g^{ijk}(t)$ sono le funzioni residuo nel polo di Regge dell'ampiezza di scattering, che possono essere fattorizzate esplicitando i contributi di ciascun

vertice del grafico di fig. 7 all'ampiezza di scattering. Conviene però a questo punto utilizzare le usuali parametrizzazioni esponenziali $g(t) = g_0 \exp(bt)$ [64, 71], in cui il valore del parametro b è fissato dal fit dei dati sul picco elastico della sezione d'urto. A causa della rapida diminuzione della funzione $g(t)$ al diminuire di t (t è negativo), la formula del triplo Regge implica che il nucleone uscente abbia impulso molto vicino a quello del nucleone iniziale. Se questo non ha grande importanza dinamica nel caso di scattering su nucleone libero, per un nucleone legato dobbiamo aspettarci una diminuzione della sezione d'urto, poiché una gran parte dello spazio delle fasi del nucleone uscente è bloccata dal principio di Pauli.

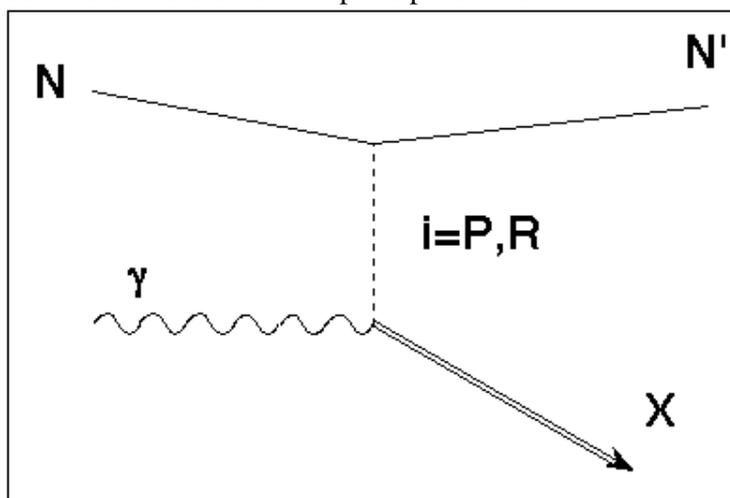


Fig. 6 – Grafico per lo scattering diffrattivo $\gamma + N \rightarrow N' + X$, in cui la particella scambiata può essere P o R.

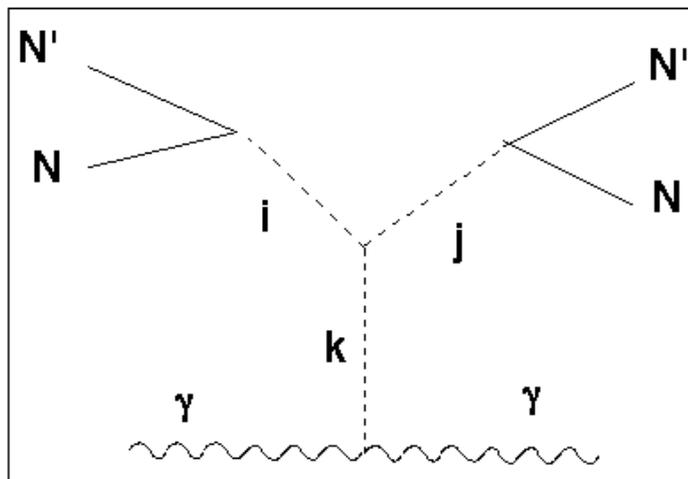


Fig. 7 – Limite del “triplo Regge” per il modulo quadrato dei grafici di fig. 6.

Integrando l'ampiezza di scattering sullo spazio delle fasi del nucleone uscente, otteniamo la sezione d'urto diffrattiva, che può essere dunque scritta nella forma

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma N}^D &= \sum_{ijk} \int \frac{d^3 p}{E} f^{ijk}(s, t, \mu^2) = \\ &= \frac{\pi s}{s - M_N^2} \sum_{ijk} g_0^{ijk} \frac{1}{s^\nu} \int d\left(\frac{\mu^2}{s}\right) dt e^{b_{ijk} t} \left(\frac{\mu^2}{s}\right)^{\lambda - \delta t} \end{aligned} \quad (21)$$

dove i valori dei parametri ν , λ e δ per le sei ampiezze ijk sono riportati nella tab. 3. I limiti di integrazione nella (21) sono fissati dalla cinematica del processo diffrattivo:

$$4m_\pi^2 \leq \mu^2 \leq (\sqrt{s} - M_N)^2$$

$$-(A + B) \leq t \leq -(A - B)$$

dove A e B sono funzioni di $x = \mu^2/s$ riportate in App. 2. Eseguendo le integrazioni nella (21), si arriva alla seguente espressione per la sezione d'urto diffrattiva:

$$\sigma_{\gamma N}^D = \frac{\pi s}{s - M_N^2} \left(s^{\alpha_P(0)-1} H(s) + s^{\alpha_R(0)-1} K(s) \right) \quad (22)$$

dove le funzioni H(s) e K(s), debolmente dipendenti da s, sono anche esse riportate nell'App. 2.

Tab. 3 – Valori dei parametri λ , ν e δ per la formula (21) delle ampiezze di scattering nel limite del “triplo Regge”.

ijk	ν	λ	δ
PPP	$1 - \alpha_P(0)$	$\alpha_P(0)$	$2 \alpha_P'$
PPR	$1 - \alpha_R(0)$	$2 \alpha_P(0) - \alpha_R(0)$	$2 \alpha_P'$
RRP	$1 - \alpha_P(0)$	$2 \alpha_R(0) - \alpha_P(0)$	$2 \alpha_R'$
RRR	$1 - \alpha_R(0)$	$\alpha_R(0)$	$2 \alpha_R'$
RPR	$1 - \alpha_R(0)$	$\alpha_P(0)$	$\alpha_P' + \alpha_R'$
PRP	$1 - \alpha_P(0)$	$\alpha_R(0)$	$\alpha_P' + \alpha_R'$

Usiamo ora questa espressione per fittare, sotto opportune ipotesi semplificative, le sezioni d'urto totali γ -p e γ -n, in modo da determinare i parametri g_0 . Dall'analisi dei dati di scattering diffrattivo di adroni [73], si ricava che il grafico di fig. 6 in cui viene scambiato un Pomerone, nel limite del “triplo Regge”, è dominato dal termine PPP, poiché $g_0^{PPR} = g_0^{PRP}$, g_0^{3P} . In analogia con questo risultato, si può ragionevolmente supporre anche $g_0^{RRP} = g_0^{RPR}$, g_0^{3R} . Grazie a queste semplificazioni, la sezione d'urto diffrattiva (22) assume la forma più semplice

$$\sigma_{\gamma N}^D = \frac{\pi s}{s - M_N^2} \left(g_0^{3P} s^{\alpha_P(0)-1} I^{\alpha_P(0)}(s) + g_0^{3R} s^{\alpha_R(0)-1} J^{\alpha_R(0)}(s) \right) \quad (23)$$

dove le funzioni I e J sono definite in App. 2 e gli unici parametri da determinare sono ora le due costanti di accoppiamento effettive g_0^{3P} e g_0^{3R} . Inoltre, come già osservato, a causa della simmetria di isospin, la costante di accoppiamento del triplo Pomerone per il protone è la stessa che per il neutrone. Inserendo infine le traiettorie di Regge del Pomerone e del mesone ρ

$$\alpha_P(t) = 1 + 0.2 t$$

$$\alpha_\rho(t) = 0.5 + 0.75 t$$

(con t in GeV^2) ed eseguendo il fit dei dati sperimentali su protone per $3 \text{ GeV} < E_\gamma < 200 \text{ GeV}$ e su neutrone per $3 \text{ GeV} < E_\gamma < 20 \text{ GeV}$, si ottengono i seguenti valori delle costanti di accoppiamento:

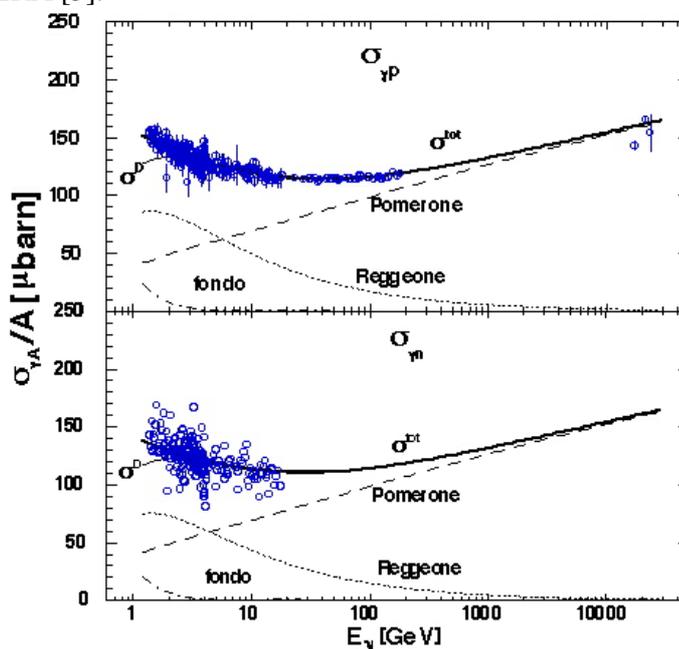
$$g_0^{3P}(p) = g_0^{3P}(n) = 36.64 \pm 0.09 \text{ } \mu\text{barn}$$

$$g_0^{3R}(p) = 687.1 \pm 4.6 \text{ } \mu\text{barn GeV}^{0.5}$$

$$g_0^{3R}(n) = 601.5 \pm 4.9 \text{ } \mu\text{barn GeV}^{0.5}$$

Ad energie minori di 3 GeV si ha un contributo non trascurabile alla sezione d'urto totale anche da canali non diffrattivi (come ad esempio la fotoproduzione di risonanze barioniche). Piuttosto che calcolare esplicitamente questi contributi, che in ogni caso, in accordo con le nostre ipotesi di lavoro, non subiscono shadowing nucleare poiché nello stato finale non si hanno nucleoni uscenti, è più semplice aggiungere alla sezione d'urto (20) un termine di fondo σ^B che è dato semplicemente dalla differenza tra la sezione d'urto totale che risulta dai fit di Regge (18) e (19) e la sezione d'urto diffrattiva σ^D (23). Il risultato è riportato nella fig. 8. Come si vede, il termine diffrattivo ben riproduce la sezione d'urto totale ad $E_\gamma > 3$ GeV, mentre ad energie minori è evidente il contributo del fondo non diffrattivo, che a 1.5 GeV risulta circa il 15% della sezione d'urto totale. Ad alta energia, la sezione d'urto totale è dominata dal grafico a tre P, che ha un andamento praticamente logaritmico, quindi entro il limite di Froissart–Martin. Si può notare anche che il nostro calcolo è in buon accordo con le recenti misure della $\sigma_{\gamma p}$ ad energia maggiore di 10^4 GeV di HERA [5].

Fig. 8 – Fit delle sezioni d'urto totali γ -p e γ -n [5] come somma di un termine diffrattivo σ^D (curva continua) più un fondo non diffrattivo σ^B (curva a punto e linea). Sono evidenziati anche i contributi separati dei 2 termini con scambio di un pomerone (curva tratteggiata) e di un reggeone (curva punteggiata).



Le sezioni d'urto γ -nucleone ottenute rappresentano ora il punto di partenza da cui calcolare le sezioni d'urto di fotoassorbimento su nucleo. Per far ciò, occorre un modello che descriva in maniera soddisfacente i nucleoni all'interno del nucleo. Questo modello è fornito dalla teoria del nucleo coerente, che descriveremo brevemente nel prossimo paragrafo.

6.3.3 – Il nucleo coerente

Le teorie nucleari generalmente accettate descrivono il nucleo come un sistema tenuto insieme da forze di corto range, dell'ordine di 1 fm, generate dallo scambio di uno o più mesoni fra coppie di nucleoni. Allo stesso tempo, però, il comportamento dei sistemi nucleari è ben descritto dal modello a strati, che, in analogia con i sistemi atomici, si basa sull'esistenza di un potenziale medio nucleare a cui tutti i nucleoni sono soggetti. Il tipo di dinamica generata dal modello di interazione di coppie di nucleoni tramite lo scambio di pioni risulta però insufficiente a spiegare la natura di questo potenziale medio. Un tale tipo di interazione (analogo alle forze molecolari di Van der Waals), a causa del suo corto range, può infatti suggerire al massimo una configurazione in cui i nucleoni hanno piccole oscillazioni intorno a delle ben precise posizioni di equilibrio, lontana dunque da quella che si ottiene nel modello a strati e che è confermata dai dati sperimentali.

Il successo del modello a strati nello spiegare la struttura dei nuclei suggerisce dunque l'esistenza di un campo collettivo, a cui, in analogia con il campo di Coulomb negli atomi, tutti i nucleoni sono soggetti. La teoria del nucleo coerente [16] fornisce una spiegazione sulla natura di questo campo: esso risulta dalle oscillazioni coerenti dei nucleoni tra il loro stato fondamentale ed il loro primo livello eccitato (la risonanza Δ) tramite lo scambio di pioni. La somiglianza delle strutture a quark del nucleone e della Δ (3 quarks in onda S) e la loro relativamente piccola differenza di massa ($\delta m \sim 300$ MeV) rende infatti la Δ il partner naturale del nucleone. L'insieme di configurazioni che risulta da questo modello è del tutto analogo a quello previsto dal modello a strati.

La materia nucleare è descritta nel nucleo coerente tramite il campo

$$\Psi(x,t) = \cos\theta \psi_N(x,t) + \sin\theta \psi_\Delta(x,t) \quad (24)$$

dove ψ_N e ψ_Δ sono i campi del nucleone e della Δ rispettivamente. La probabilità di trovare un nucleone all'interno del nucleo nel suo stato fondamentale sarà data quindi da $\cos^2\theta$. Poiché la Δ ha un branching ratio di circa il 100% per il decadimento $\Delta \rightarrow N\pi$, è naturale identificare il campo nucleare che produce le transizioni tra i due livelli con il campo dei pioni $\phi_\pi(x,t)$. L'hamiltoniana di interazione tra materia e campo nucleare può essere scomposta nella somma di due termini:

$$H_{in} = H_{N\Delta} + H_{sr}. \quad (25)$$

$H_{N\Delta}$ è il termine che accoppia i due livelli del nucleone, che ha la forma standard:

$$H_{N\Delta} = \frac{g}{\sqrt{M_N M_\Delta}} \int_V d^3x \psi_\Delta^\dagger S^{a\dagger} T^{k\dagger} \nabla_a \phi_k \psi_N + h.c.$$

dove S^a e T^k sono rispettivamente gli operatori di spin e di isospin, e la costante di accoppiamento $N-\Delta$ è fissata dalla larghezza di decadimento $\Delta \rightarrow N\pi$. H_{sr} è invece un termine a corto range che serve a mantenere la densità nucleare al valore quasi costante sperimentalmente osservato. Esso però non influisce sulla dinamica del sistema.

Trascurando il termine di corto range, tutti i parametri del modello (masse e costanti di accoppiamento) sono ben conosciuti, e quindi, almeno sotto certe ipotesi semplificative, può essere determinata la struttura nucleare che l'hamiltoniana (25) prevede. Risolte le equazioni di Eulero-Lagrange del sistema, nell'ipotesi che la dipendenza spaziale dei campi sia trascurabile si ottengono i seguenti risultati:

- 1) lo stato fondamentale del sistema non corrisponde a quello che si può calcolare perturbativamente (in cui $\cos\theta = 1$ nella (24)), poiché contiene circa il 20% di nucleoni nello stato eccitato ed un condensato di pioni con una densità di circa 0.6 pioni per nucleone;
- 2) all'interno dei nuclei, esistono delle regioni delle dimensioni di qualche fm (i domini di coerenza), in cui il campo pionico e quello della materia nucleare oscillano in fase tra loro;
- 3) le masse del nucleone e della Δ risultano ridotte di circa 60 e 300 MeV rispettivamente, a causa dell'interazione coerente con il campo pionico.

Ripristinando la dipendenza spaziale delle soluzioni delle equazioni del modello, si arriva alla importante conclusione che il campo del nucleone deve soddisfare una equazione del tipo

$$i \frac{d}{dt} \psi_N = \left\{ -\frac{\nabla^2}{2M_N} + \left[V_0(x) + V_{so}(x) \left(\vec{L} \cdot \vec{S} \right) \right] \right\} \psi_N$$

con

$$V_{so}(x) = -a^2 \frac{1}{r} \frac{dV_0}{dr}; \quad a \approx 1 \text{ fm}$$

che è esattamente l'equazione di Schrodinger postulata nel modello a strati del nucleo: l'interazione risonante $N-\Delta-\pi$ produce cioè un potenziale collettivo a molti corpi che è quasi lo stesso per tutti i nucleoni e che ha la corretta profondità ed il corretto termine di interazione spin-orbita. Si ottiene anche una dipendenza approssimativamente lineare dal numero di massa, o, equivalentemente, dalla densità nucleare, della percentuale di nucleoni allo stato fondamentale e dello shift della massa del nucleone.

Da questi risultati, si possono trarre immediatamente alcune conclusioni sul fotoassorbimento nucleare a bassa energia. Poiché la densità di nucleoni risulta ridotta di un fattore circa 0.8, il picco di fotoproduzione della Δ su nucleo si abbassa di circa il 20%. Inoltre, la riduzione della massa del nucleone provoca lo spostamento in avanti del picco della risonanza. Infine, la dinamica coerente del sistema campo pionico-materia nucleare modifica notevolmente la larghezza di decadimento della risonanza. Tutti questi risultati sono in buon accordo con quanto sperimentalmente osservato [17].

6.3.4 – Sezione d'urto diffrattiva γ -nucleo

Come accennato in precedenza, quando il fotone interagisce con un nucleone legato di un nucleo, la natura del processo, singolo e diffrattivo, provoca una riduzione della sezione d'urto rispetto al caso di un nucleone libero. Questo è dovuto al fatto che una larga parte dello spazio delle fasi del nucleone uscente è bloccata dal principio di Pauli, e quindi la regione di integrazione nella (21) è ristretta a $|\vec{p}| \geq p_F$.

A causa della ridotta densità di nucleoni prevista dal modello del nucleo coerente, l'impulso di Fermi $(p_F)^{NC}$ risulta minore del valore standard $(p_F)^0$ generalmente utilizzato di un fattore $(\cos^2\theta)^{1/3} \approx 0.93$. Assumendo un potenziale nucleare di Woods-Saxon ed un andamento per la densità nucleare del tipo

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left[\frac{r - R_v}{a_v}\right]}$$

dove R_v e a_v rappresentano approssimativamente il raggio e lo spessore della superficie del nucleo e ρ_0 è la densità della materia nucleare infinita, si ottiene l'espressione

$$(p_F)^{NC} = p_F^\infty \left[1 + \left(\frac{\pi a_v}{R_v} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{3}}$$

con $p_F^\infty = 265 \text{ MeV}$. Utilizzando l'andamento con la densità nucleare di $\cos^2\theta$, si ottengono per i nuclei di carbonio, rame e piombo i valori degli impulsi di Fermi riportati nella tab. 4.

Inserendo infine nella formula (21) la massa ridotta del nucleone di tab. 4 ed i limiti di integrazione fissati dall'impulso di Fermi, possiamo a questo punto calcolare la sezione d'urto di fotoassorbimento totale su nucleo. E' da notare che il calcolo è privo di parametri liberi, dato che tutte le costanti del modello, nelle ipotesi fatte, sono fissate dalla sezione d'urto di fotoassorbimento su nucleone libero. Poiché l'impulso di Fermi aumenta al crescere della massa del nucleo, ci aspettiamo una percentuale di shadowing maggiore per i nuclei più pesanti.

Nella fig. 9 sono riportate le curve della sezione d'urto totale, divisa per A , ottenute nel caso dei nuclei di carbonio, rame e piombo, confrontate con i dati sperimentali [11, 12, 25-31]

nell'intervallo energetico compreso tra circa 1.2 e 100 GeV. Dal confronto con le curve ottenute su nucleone libero (fig. 8), si vede che, in accordo con quanto osservato sperimentalmente ad energie maggiori di 2 GeV, la percentuale di shadowing aumenta con l'energia del fotone, cioè il *Pauli-blocking* ha una influenza sempre maggiore al crescere dell'energia del fotone. Questo

Tab. 4 – Densità nucleare media, percentuale di nucleoni allo stato fondamentale, impulso di Fermi standard e nel modello del nucleo coerente e masse ridotte del nucleone per i nuclei di carbonio, rame e piombo.

Nucleo	$\langle\rho\rangle$ (fm ⁻³)	$\cos^2\theta$	$(p_F)^0$ (MeV)	$(p_F)^{NC}$ (MeV)	M_N (MeV)
C	0.091	0.802	220	204	888
Cu	0.122	0.789	255	236	873
Pb	0.139	0.782	265	244	864

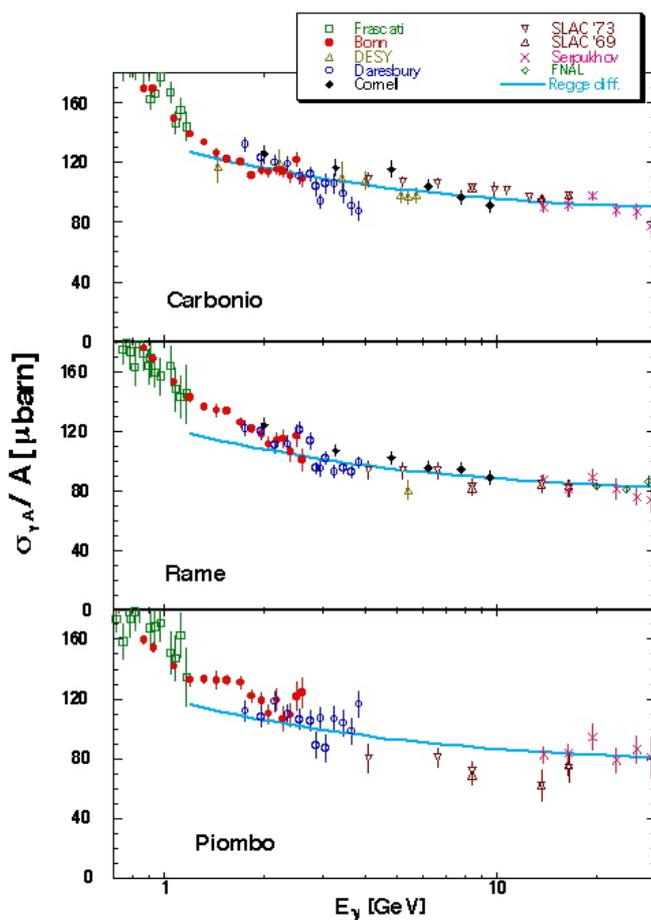


Fig. 9 – Sezione d'urto ottenuta nel nostro modello diffrattivo per carbonio, rame e piombo confrontata con i dati sperimentali [11, 12, 25–31].

comportamento è in qualche modo in contrasto con quello che intuitivamente ci si aspetterebbe, ma è facilmente comprensibile se si pensa al fatto che al crescere dell'energia del fotone il nucleone uscente tenderebbe sempre di più ad avere impulso vicino a quello del nucleone iniziale (vedi formula (A2)), a causa dell'andamento rapidamente decrescente con t dell'ampiezza di scattering, ma questo è impedito appunto dal *Pauli-blocking*. L'accordo con i dati sperimentali è buono per il carbonio su tutto l'intervallo di energia considerato, mentre per gli altri nuclei l'accordo è meno soddisfacente, soprattutto nella zona di energia al di sotto di 2 GeV. Questo potrebbe essere dovuto al fatto che noi abbiamo supposto che la sezione d'urto di

scattering γ -N sia totalmente diffrattiva ad alta energia. Ciò implica pertanto che, come già osservato, ad $E_\gamma < 2$ GeV il contributo non diffrattivo non superi il 15% della sezione d'urto totale. Ipotesi meno restrittive sul contributo non diffrattivo ad alta energia potrebbero migliorare l'accordo con i dati sperimentali su nucleo ad $E_\gamma < 2$ GeV.

6.4 – Conclusioni

Come evidenziato dai risultati mostrati nei paragrafi precedenti, la attuali teorie nucleari non sono in grado di fornire una visione unitaria che spieghi in maniera soddisfacente il fotoassorbimento nucleare nella regione di energia maggiore di 1 GeV. I due modelli proposti nei paragrafi precedenti, ed anche quelli di Piller *et al.* [41] e di Boffi *et al.* [19] mostrati nel Cap. 5 sono in accordo più o meno buono con i dati ad alta energia, fino a circa 100 GeV, ma non riproducono in maniera soddisfacente le misure nella regione di soglia dello shadowing. Tra 1.2 e 2 GeV i dati sperimentali mostrano infatti sia uno shadowing maggiore di quanto calcolabile, sia soprattutto un andamento con il numero di massa del bersaglio o, equivalentemente, con la densità nucleare, opposto a quanto previsto teoricamente.

Nel nostro calcolo basato sulla VMD, abbiamo supposto che la materia nucleare non modifichi le proprietà di interazione dei mesoni vettori con i nucleoni e con il fotone (cioè le costanti di accoppiamento e le sezioni d'urto sono uguali a quelle nel vuoto), ma modifichi soltanto la massa dei mesoni stessi. Questa è una approssimazione che andrebbe ulteriormente approfondita, così come anche l'introduzione dello shift delle masse richiederebbe, come già evidenziato, una analisi più accurata dei grafici di interazione mesone-nucleo che lo generano. Un passo importante verso la comprensione di questi fenomeni sarebbe la misura precisa sia della massa e della larghezza dei mesoni che delle loro costanti di accoppiamento con il fotone g_V a densità nucleare non nulla. Misure di queste grandezze sono in programma presso vari laboratori, con differenti tecniche sperimentali. Ad esempio, una misura della massa della ρ su ^3He è stata recentemente effettuata [74] presso l'Istituto di Studi Nucleari dell'Università di Tokyo, tramite la misura dei decadimenti nel canale adronico $\pi^+\pi^-$ nell'interazione fotone-nucleo. Queste misure hanno mostrato uno shift ben maggiore di quanto previsto da tutti i modelli teorici disponibili al momento ($\delta m/m \approx 20\%$, cioè alla densità ρ_0 $\delta m/m > 60\%$). Misure analoghe sono in programma anche presso il laboratorio CEBAF [75], tramite l'identificazione dei decadimenti leptonici dei mesoni. Presso il laboratorio GSI di Darmstadt sono invece in programma [76] misure delle masse dei mesoni in esperimenti di urti tra ioni pesanti, in cui si raggiungono condizioni di densità superiori a quelle della materia nucleare ordinaria, ed in cui quindi si dovrebbero avere grandi effetti di shift delle masse.

Per quanto riguarda il modello di scattering singolo diffrattivo da noi proposto, abbiamo ipotizzato che la sezione d'urto totale ad alta energia sia totalmente diffrattiva, ma questa è una ipotesi probabilmente un po' troppo restrittiva. Una componente non diffrattiva ad alta energia del 15÷20 % (che, come detto, nelle ipotesi del modello non subisce shadowing nucleare) potrebbe migliorare l'accordo con i dati sperimentali ad energia minore di 2 GeV. Abbiamo inoltre trascurato il contributo della componente pionica del nucleo, ed inoltre abbiamo supposto che il contributo alla sezione d'urto dei nucleoni eccitati allo stato Δ sia lo stesso dei nucleoni allo stato fondamentale, ma questo punto richiede sicuramente una più approfondita analisi teorica.

Come si vede, è necessario ancora un notevole lavoro, sia teorico, sia sperimentale, per poter raggiungere una comprensione sufficientemente accurata dei meccanismi responsabili dello shadowing nucleare a bassa energia.

APPENDICE 1

Teoria di Glauber – Gribov dello scattering multiplo

La sezione d'urto di scattering di un adrone h di massa μ con k nucleoni è data dalla relazione (10) del Cap. 6, in cui il coefficiente C_k è

$$C_k(E_\gamma) = \frac{(A-1)!}{2^{k-1}(A-k)!} \operatorname{Re} \left[\int d^2\mathbf{b} \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_{z_1}^{\infty} dz_2 \dots \int_{z_{k-1}}^{\infty} dz_k \rho_k(\mathbf{b}, z_1, \dots, z_k) \exp\left(i \frac{z_1 - z_k}{\lambda_h}\right) \right] \quad (A1)$$

dove \mathbf{b} è il parametro di impatto del proiettile rispetto al centro di massa del nucleo e $\lambda_h = 2E_\gamma / \mu^2$ è la lunghezza di propagazione di h . Trascurando le correlazioni tra nucleoni, la distribuzione di probabilità ρ_k di k nucleoni nel nucleo si può calcolare come prodotto di k distribuzioni di un singolo nucleone

$$\rho_k(\mathbf{b}, z_1, \dots, z_k) = \frac{1}{A^k} \prod_{i=1}^k \rho(\mathbf{b}, z_i)$$

ciascuna normalizzata al numero di nucleoni A . Utilizzeremo due differenti distribuzioni di densità, i cui parametri sono fissati dalla condizione di normalizzazione al numero di nucleoni e dalla richiesta che venga riprodotto il corretto valore del raggio quadratico medio, riportato, per i nuclei di carbonio, rame e piombo, nella tab. A1.

Tab. A1 – Numero di massa, densità e raggio quadratico medio dei nuclei [3, 51].

	A	densità [fm ⁻³]	R ₀ [fm]
C	12	0.091	2.45
Cu	64	0.122	3.88
Pb	208	0.139	5.50

La prima parametrizzazione, valida per i nuclei leggeri come il carbonio, è quella di una distribuzione di probabilità gaussiana

$$\rho_G(\mathbf{r}) = \left(\frac{3}{2\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{A}{R_0^3} \exp\left(-\frac{3r^2}{2R_0^2}\right)$$

dove R_0 è il raggio quadratico medio del nucleo. La seconda parametrizzazione, valida per i nuclei pesanti, è quella di una distribuzione uniforme di densità di raggio R_M

$$\rho_U(\mathbf{r}) = \begin{cases} 0 & \text{per } |\mathbf{r}| > R_M \\ \rho_0 = \frac{3A}{4\pi R_M^3} & \text{per } |\mathbf{r}| \leq R_M \end{cases}$$

da cui $R_0 = \sqrt{\frac{3}{5}} R_M$. Eseguendo le integrazioni nella (A1), il coefficiente C_2 può essere posto nella forma

$$C_2 = \frac{9}{16} \frac{(A-1)}{\pi R_0^2} F(\varepsilon_\mu)$$

dove $\varepsilon_\mu = R_0/\lambda_h$. Per la distribuzione gaussiana, la funzione $F(\varepsilon)$ che si ottiene è

$$F_G(\epsilon) = \frac{1}{3} \exp\left(-\frac{\epsilon^2}{3}\right)$$

e, nel limite $\epsilon \rightarrow 0$ (cioè E_γ molto grande) si ha $F_G(\epsilon) \rightarrow 1/3$ e quindi

$$\sigma_{hA} \rightarrow A\sigma_{hN} \left(1 - \frac{3}{16}(A-1) \frac{\sigma_{hN}}{\pi R_0^2}\right)$$

indipendente dall'energia del fotone, in accordo qualitativo con i dati sperimentali. Nel caso della distribuzione uniforme, si ricava

$$F_U(\epsilon) = f\left(\sqrt{\frac{5}{3}}\epsilon\right)$$

$$f(x) = \frac{3}{10x^2} \left(1 + \frac{\sin^2 x - x \sin 2x}{x^2}\right)$$

Nel limite $\epsilon \rightarrow 0$ si ha $F_U(\epsilon) \rightarrow 3/10$ e quindi anche in questo caso σ_{hA} è, correttamente, indipendente dall'energia del fotone

$$\sigma_{hA} \rightarrow A\sigma_{hN} \left(1 - \frac{27}{160}(A-1) \frac{\sigma_{hN}}{\pi R_0^2}\right)$$

In entrambe le parametrizzazioni utilizzate, la funzione $F(\epsilon)$ decresce rapidamente a zero, e quindi contribuiranno significativamente allo scattering multiplo soltanto quegli stati virtuali per i quali si ha $\epsilon_\mu \ll 1$, la cui lunghezza di coerenza cioè è molto minore del raggio nucleare.

APPENDICE 2

Calcolo della sezione d'urto diffrattiva su nucleone

La sezione d'urto diffrattiva γ -N è data dalla formula

$$\begin{aligned}\sigma_{\gamma N}^D &= \frac{\pi s}{s - M_N^2} \sum_{ijk} g_0^{ijk} \frac{1}{s^{v_{ijk}}} \int dx dt e^{b_{ijk} t} x^{\lambda_{ijk} - \delta_{ijk} t} = \\ &= \frac{\pi s}{s - M_N^2} \sum_{ijk} g_0^{ijk} \frac{1}{s^{v_{ijk}}} \int dx x^{\lambda_{ijk}} \int dt F^{ijk}(x, t)\end{aligned}\tag{A2}$$

dove i valori dei parametri v , λ e δ sono riportati nella tab. 3 del Cap. 6, $x = \mu^2/s$ e la funzione F^{ijk} è:

$$F^{ijk}(x, t) = \exp\left[(b_{ijk} - \delta_{ijk} \ln x)t\right]\tag{A3}$$

Poiché t è negativo e x è minore di 1, al crescere di s le funzioni $F^{ijk}(x)$ diventano sempre più rapidamente decrescenti al crescere di $|t|$, e questo spiega perché lo shadowing aumenta con l'energia del fotone.

La cinematica del processo di scattering diffrattivo fissa i limiti di integrazione in x e t :

$$\begin{aligned}\frac{4m_\pi^2}{s} \leq x \leq \left(1 - \frac{M_N^2}{\sqrt{s}}\right)^2 \\ -[A(x) + B(x)] \leq t \leq -[A(x) - B(x)]\end{aligned}$$

con le due funzioni A e B date da:

$$\begin{aligned}A(x) &= \frac{(s - M_N^2)^2}{2s} \left\{ 1 - \frac{s(s + M_N^2)}{(s - M_N^2)^2} \right\} \\ B(x) &= \frac{(s - M_N^2)^2}{2s} \left\{ 1 - 2x \frac{s(s + M_N^2)}{(s - M_N^2)^2} + \left(\frac{s}{s - M_N^2}\right)^2 x^2 \right\}\end{aligned}$$

Eseguendo l'integrazione in t nella (A2), si ottiene:

$$\begin{aligned}\sigma_{\gamma N}^D &= \frac{\pi s}{s - M_N^2} \sum_{ijk} g_0^{ijk} \frac{1}{s^{v_{ijk}}} \int dx x^{\lambda_{ijk}} \times \\ &\times \frac{\exp\left[-(b_{ijk} - \delta_{ijk} \ln x)(A - B)\right] - \exp\left[-(b_{ijk} - \delta_{ijk} \ln x)(A + B)\right]}{(b_{ijk} - \delta_{ijk} \ln x)}\end{aligned}$$

Conviene a questo punto separare i contributi alla sezione d'urto che vengono dal modulo quadrato del grafico di fig. 2 in cui viene scambiato un P (σ^P) e un R (σ^R) dal contributo che viene dai termini di interferenza tra i due (σ^I). Avremo quindi $\sigma^D = \sigma^P + \sigma^R + \sigma^I$ e ciascun termine è dato dalla somma di due ampiezze di scattering:

$$\begin{aligned} f^{\text{PPP}} + f^{\text{PPR}} &\Rightarrow \sigma^{\text{P}} \\ f^{\text{RRP}} + f^{\text{RRR}} &\Rightarrow \sigma^{\text{R}} \\ f^{\text{PRP}} + f^{\text{RPR}} &\Rightarrow \sigma^{\text{I}} \end{aligned}$$

Definiamo ora la funzione $G^q(x)$, con $q = \text{P, R, I}$:

$$\begin{aligned} G^q(x) &= \frac{\exp[-(b_q - \delta_q \ln x)(A - B)] - \exp[-(b_q - \delta_q \ln x)(A + B)]}{(b_q - \delta_q \ln x)} \\ &= \frac{F^q(x, t_{\max}) - F^q(x, t_{\min})}{b_q - \delta_q \ln x} \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

Ponendo per comodità $\alpha_{\text{P}}(0) = 1 + \zeta$ e $\alpha_{\text{R}}(0) = \eta$, i tre termini sono dati dalle seguenti espressioni:

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{P}} &= \frac{\pi s}{s - M_{\text{N}}^2} \left\{ g_0^{3\text{P}} s^\zeta I^{1+\zeta}(s) + g_0^{\text{PPR}} \frac{1}{s^{1-\eta}} I^{2(1+\zeta)-\eta}(s) \right\} \\ I^{\text{K}}(s) &\equiv \int dx \frac{G^{\text{P}}(x)}{x^{\text{K}}} \\ \sigma^{\text{R}} &= \frac{\pi s}{s - M_{\text{N}}^2} \left\{ g_0^{\text{RRP}} s^\zeta J^{2\eta-(1+\zeta)}(s) + g_0^{3\text{R}} \frac{1}{s^{1-\eta}} J^\eta(s) \right\} \\ J^{\text{K}}(s) &\equiv \int dx \frac{G^{\text{R}}(x)}{x^{\text{K}}} \\ \sigma^{\text{I}} &= \frac{\pi s}{s - M_{\text{N}}^2} \left\{ g_0^{\text{PRP}} s^\zeta L^\eta(s) + g_0^{\text{RPR}} \frac{1}{s^{1-\eta}} L^{1+\zeta}(s) \right\} \\ L^{\text{K}}(s) &\equiv \int dx \frac{G^{\text{I}}(x)}{x^{\text{K}}} \end{aligned}$$

I sei grafici della sezione d'urto diffrattiva presentano dunque due tipi di dipendenza esplicita da s : la prima (s^ζ , con $\zeta = \alpha_{\text{P}}(0) - 1 \approx 0$) debolmente crescente con l'energia, mentre la seconda ($s^{\eta-1}$, con $\eta = \alpha_{\text{R}}(0) - 1 \approx 0.5$) decrescente con l'energia. Raggruppando ora i termini che hanno la stessa dipendenza esplicita da s , si ottiene la formula (21), in cui H e K sono le due seguenti funzioni:

$$\begin{aligned} H(s) &= g_0^{3\text{P}} I^{1+\zeta}(s) + g_0^{\text{RRP}} J^{2\eta-(1+\zeta)}(s) + g_0^{\text{PRP}} L^\eta(s) \\ K(s) &= g_0^{\text{PPR}} I^{2(1+\zeta)-\eta}(s) + g_0^{3\text{R}} J^\eta(s) + g_0^{\text{RPR}} L^{1+\zeta}(s) \end{aligned}$$

Nell'ipotesi che i grafici dominanti siano quelli con tre P e con tre R, queste funzioni si riducono a

$$\begin{aligned} H(s) &\cong g_0^{3\text{P}} I^{1+\zeta}(s) \\ K(s) &\cong g_0^{3\text{R}} J^\eta(s) \end{aligned}$$

e quindi la sezione d'urto diffrattiva assume l'espressione riportata nella formula (22).

REFERENZE

- [1] H.A. Kramers – Atti Cong. Int. Fisico (Como) **2** (1927) 545
R.A. Kronig – J. Opt. Soc. Am. **12** (1926) 547
R.A. Kronig – Physica **12** (1946) 543
- [2] J. Ahrens *et al.* – Nucl. Phys. **A251** (1975) 479
A. Lepretre *et al.* – Nucl. Phys. **A367** (1981) 237
- [3] J. Ahrens – Nucl. Phys. **A446** (1985) 229c (e referenze citate)
- [4] O. A. P. Tavares, M. L. Terranova – J. Phys. G18 (1992) 521
- [5] Particle Data Group – R. M. Barnett *et al.* – Phys. Rev. **D54** (1996) 191
- [6] M. Mc Cormick *et al.* – Phys. Rev. **C53** (1996) 41
M. Mc Cormick *et al.* – Phys. Rev. **C**
- [7] T. Frommhold *et al.* – Phys. Lett. **B295** (1992) 28
T. Frommhold *et al.* – Z. Phys. **A350** (1994) 249
- [8] N. Bianchi *et al.* – Phys. Lett. **B299** (1993) 219
- [9] N. Bianchi *et al.* – Phys. Lett. **B309** (1993) 5
- [10] M. Anghinolfi *et al.* – Phys. Rev. **C47** (1993) R922
- [11] N. Bianchi *et al.* – Phys. Lett. **B325** (1994) 333
- [12] N. Bianchi *et al.* – Phys. Rev. **C54** (1996) 1688
- [13] P. Carlos – Proc. Int. School of Intermediate Energy Nuclear Physics (Verona 1985), ed. R. Bergère, S. Costa, C. Schaerf (World Scientific, Singapore) pag. 1
- [14] T. Udagawa *et al.* – Phys. Rev. **C49** (1994) 3162
- [15] R. C. Carrasco, E. Oset – Nucl. Phys. **A536** (1992) 445
- [16] G. Preparata – Nuovo Cim. **103A**, 1213 (1990)
G. Preparata – QED coherence in matter – World Scientific (1995)
R. Le Pera – Tesi di Laurea – Università della Calabria (Cosenza) 1995
- [17] R. Alzetta *et al.* – N. Cim. **110A** (1997) 179
- [18] L. A. Kondratyuk *et al.* – Nucl. Phys. **A579** (1994) 453
- [19] S. Boffi *et al.* – Nucl. Phys. **A606** (1996) 421
S. Boffi *et al.* – Yad. Fiz. (1997) in stampa
- [20] W. A. Alberico, G. Gervino, A. Lavagno – Phys. Lett. **B321**, 177 (1994)
- [21] M. Effenberger *et al.* – PANIC96 Abstract 626
M. Effenberger *et al.* – Nucl. Phys. **A613** (1997) 353
- [22] J. A. Gomez Tejedor, M. J. Vicente-Vacas, E. Oset – Nucl. Phys. **A588**, 819 (1995)
- [23] M. M. Giannini, E. Santopinto – Phys. Rev. **C49** (1994) 1258
- [24] S. V. Akulinichev, A. I. L'vov – Mainz Internal Report MKPH-T-93-1
- [25] D. O. Caldwell *et al.* – Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1256
- [26] V. Heynen *et al.* – Phys. Lett. **B34** (1971) 651
- [27] D. O. Caldwell *et al.* – Phys. Rev. **D7** (1973) 1362
- [28] G. R. Brookes *et al.* – Phys. Rev. **D8** (1973) 2826
- [29] S. Michalowski *et al.* – Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 737
- [30] E. A. Arakelian *et al.* – Phys. Lett. **79B** (1978) 143
- [31] D. O. Caldwell *et al.* – Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 553
- [32] L. Criegee *et al.* – Nucl. Phys. **B121** (1977) 38
- [33] J. Bailey *et al.* – Nucl. Phys. **B151** (1979) 367
- [34] J. Franz *et al.* – Z. Phys. **10** (1981) 105
- [35] T. H. Bauer, R. D. Spital, D. R. Yennie – Rev. Mod. Phys. **50** (1978) 261
- [36] G. A. Schuler, T. Sjöstrand, Nucl. Phys. **B407** (1993) 539
- [37] G. Piller, W. Weise – Phys. Rev. **C42** (1990) 1834
- [38] P. D. B. Collins, A. D. Martin – Hadron Interactions – Adam Hilger, Bristol (1984)
- [39] A. Donnachie, P. V. Landshoff – Phys. Lett. **B296** (1992) 227
- [40] M. Froissart – Phys. Rev. **123** (1961) 1053

- A. Martin – Phys. Rev. **124** (1963) 1432
- [41] G. Piller, W. Ratzka, W. Weise – Z. Phys. **A352** (1995) 427
- [42] W. Weise – Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 773
W. Weise – Phys. Rep. **13** (1974) 53
- [43] M. Gell–Mann, M.L. Goldberger, W. E. Thirring – Phys. Rev. **95** (1954) 1612
- [44] M. Arneodo *et al.* – Nucl. Phys. **B441** (1995) 12
- [45] M. R. Adams *et al.* – Z. Phys. **C67** (1995) 403
- [46] T. Hatsuda, S. H. Lee – Phys. Rev. **C46** (1992) R34
- [47] X. Jin, D. B. Leinweber – Phys. Rev. **C52** (1995) 3344
- [48] M. Asakawa, C. M. Ko – Phys.Rev. **C48** (1993) R526
- [49] C. M. Shakin, W. D. Sun – Phys. Rev. **C49** (1994) 1185
- [50] G. E. Brown, M. Rho – Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2720
- [51] M. Harada *et al.* – Phys. Lett. **B384** (1996) 5
- [52] N. Bianchi *et al.* – Proposal to ELSA PAC
- [53] D. Husmann, W. J. Schwille – Phys. Bl. **44** (1988) 40
- [54] W. J. Schwille *et al.* – Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. **A344** (1994) 470
- [55] A. S. Iljinov *et al.* – Nucl. Phys. **A616** (1997) 575
- [56] V. S. Barashenkov *et al.* – Nucl. Phys. **A231** (1974) 462
- [57] K. Baba *et al.* – Nucl. Phys. **A306** (1978) 292
K. Baba *et al.* – Nucl. Phys. **A322** (1979) 349
- [58] E. Segré – "Nuclei e particelle " – Zanichelli editore (1982)
- [59] A. Borsellino *et al.* – Phys. Rev. **89** (1953) 1023
- [60] E.L. Hart *et al.* – Phys. Rev. **115** (1956) 679
- [61] D. Babusci, G. Giordano, G. Matone – Phys. Rev. C (in stampa)
- [62] V. N. Gribov – JEPT **30** (1970) 709
L. Bertocchi – Nuovo Cim. **11A** (1972) 45
J. H. Weis – Acta Physica Polonica **B7** (1976) 851
- [63] C. W. De Jager, H. de Vries, C. de Vries – Atomic Data and Nuclear Data Table **36** (1987) 495
- [64] G. Preparata, P. G. Ratcliffe – Phys. Lett. **B276** (1992) 219
- [65] F. Mandl, G. Shaw – Quantum Field Theory – Wiley and Sons (1984)
- [66] A. Donnachie, G. Shaw – Electromagnetic Interactions of Hadrons, Vol. 2 – Plenum Press, New York (1978)
- [67] F. Klingl, N. Kaiser, W. Weise – HEP–PH/9704398
- [68] N.C. Mukhopadhyay, V. Vento – Report RPI–97–N117, FTUV97/49, IFIC97/80
- [69] G. Chanfray, R. Rapp, J. Wambach – Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 368
R. Rapp, G. Chanfray, J. Wambach – Nucl. Phys. **A617** (1997) 472
G. C. Li *et al.* – HEP preprint NUCL–TH/9712048
- [70] T. Sloan, G. Smadja, R. Voss – Phys. Rep. **162** (1988) 45
J. J. Aubert *et al.* – Phys. Lett. **B123** (1983) 275
R. G. Arnold *et al.* – Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 727
A. C. Benvenuti *et al.* – Phys. Lett. **B189** (1987) 483
- [71] L. Angelini *et al.* – Phys. Rev. **D41** (1990) 2081
A. Giannelli *et al.* – Phys. Lett. **B150** (1985) 214
- [72] A. H. Mueller – Phys. Rev. **D2** (1970) 2963
- [73] S. N. Ganguli, D. P. Roy – Phys. Rep. **67** (1980) 201
- [74] G. J. Lolos *et al.* – Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 1
- [75] W. Brooks *et al.* – CEBAF Proposal E94–002
- [76] HADES Collaboration – V. Metag *et al.* – GSI Proposal