

Comitato Nazionale per L'Energia Nucleare
ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sottosezione di Bari

INFN/BE-72/2
10 Marzo 1972

R. De Leo, G. D'Erasmus e A. Pantaleo : CALCOLI DI MONTE
CARLO PER LE CORREZIONI DA GEOMETRIA FINITA DI
FUNZIONI DI CORRELAZIONE ANGOLARE DI NEUTRONI
VELOCI E RAGGI γ NEL PIANO DI REAZIONE. -

INFN/BE-72/2
10 Marzo 1972

R. De Leo, G. D'Erasmus^(x) e A. Pantaleo^(x): CALCOLI DI MONTE CARLO PER LE CORREZIONI DA GEOMETRIA FINITA DI FUNZIONI DI CORRELAZIONE ANGOLARE DI NEUTRONI VELOCI E RAGGI γ NEL PIANO DI REAZIONE. -

INTRODUZIONE. -

Nelle misure di correlazioni angolari^(1,7) con neutroni, vengono sovente usati diffusori e rivelatori di grosse dimensioni allo scopo di incrementare il numero di coincidenze ($n' \gamma$) a parità di neutroni incidenti, con conseguente diminuzione del tempo di durata dell'esperimento.

I dati sperimentali che così si ottengono necessitano però di correzioni^(8,10) dovute agli effetti sotto elencati alle lettere a) e b):

- a₁) diffusione multipla dei neutroni;
- a₂) interazione dei raggi γ nel diffusore;
- a₃) diffusione multipla del neutrone e contemporanea interazione del raggio γ associato.

Questi fenomeni fanno sì che il numero di coincidenze ($n' \gamma$) osservate per una data coppia di posizioni angolari di rivelazione n e γ sia:

- arricchito dal contributo degli eventi in cui almeno una delle due particelle era prima destinata ad altro angolo;

(x) - Borsisti C.S.A.T.A., Bari.

2.

- arricchito dal contributo di eventi provocati da un neutrone che abbia già subito un urto elastico;
- depauperato dagli eventi in cui almeno una delle ^{due} particelle viene da detti fenomeni deviata in altri angoli.

Il fattore correttivo f da calcolare deve pertanto essere funzione dei due angoli ϕ_n e ϕ_γ di rivelazione dei neutroni e dei raggi γ rispettivamente: $f = f(\phi_n, \phi_\gamma)$.

L'impossibilità di effettuare tale calcolo con metodi di Monte Carlo⁽¹¹⁾, causata dall'eccessivo tempo-macchina e numero di posizioni di memoria richiesti, spinge ad adottare alcune ipotesi semplificative:

- 1) l'eventualità a_3 viene trascurata;
- 2) la correlazione angolare si suppone isotropa.

L'ipotesi 1) è giustificata dalla piccola probabilità di interazioni del neutrone e del γ contemporanee, la 2) dalla presenza di una sostanziale componente isotropa nelle funzioni di correlazione angolare.

L'ipotesi 1) consente di esprimere il fattore correttivo come prodotto di funzioni dipendenti da un solo angolo di rivelazione:

$$f = f(\phi_n, \phi_\gamma) = f_1(\phi_n) f_2(\phi_\gamma)$$

dove

- $f_1(\phi_n)$ rappresenta la correzione per diffusione multipla dei neutroni in correlazioni angolari;
- $f_2(\phi_\gamma)$ rappresenta la correzione per l'interazione dei raggi γ nel diffusore in correlazioni angolari.

L'ipotesi 2) riduce:

- $f_1(\phi_n)$ alla analoga correzione da apportare ad una distribuzione angolare di neutroni scatterati anelasticamente (Cap. I)
- $f_2(\phi_\gamma)$ alla analoga correzione da apportare ad una distribuzione angolare di raggi γ generati dalla diseccitazione di nuclei che hanno subito un urto anelastico (Cap. II).

Con queste ipotesi $f_2(\phi_\gamma)$ risulta identica per ogni valore di ϕ_n e quindi apporta la stessa correzione, punto per punto, a tutte le curve di correlazione angolare ottenute ai vari angoli di diffusione ϕ_n ; $f_1(\phi_n)$, invece, agisce come una variazione di scala sulle ordinate di ognuna delle curve, variazione che dipende dal solo angolo ϕ_n al quale la curva si riferisce.

La funzione $f_1(\phi_n)$ serve anche a correggere, punto per punto, la curva di correlazione angolare ottenuta a $\theta_\gamma = 0$ e ϕ_n variabile nel piano di reazione, curva che per la reazione alla quale i calcoli si riferiscono,

$C_{12}(nn' \gamma) C_{12} E_{\gamma} = 4.4 \text{ MeV}$, permette di determinare la probabilità di spin-flip del neutrone incidente.

b) Risoluzione angolare finita dei rivelatori. -

La risoluzione angolare finita dei rivelatori provoca un generale appiattimento delle correlazioni poichè si effettuano delle letture integrate su grossi angoli solidi.

Per correggere i risultati sperimentali da questo effetto è richiesta la conoscenza delle funzioni di risoluzione angolare dei rivelatori n e γ , funzioni che esprimono il numero di particelle per angolo di provenienza rivelate ad ogni posizione di osservazione.

In questo rapporto la funzione di risoluzione angolare è ricavata per il solo rivelatore γ ; non è stata calcolata per il rivelatore n poichè essa non può essere sfruttata ai fini della correzione della risoluzione angolare finita del rivelatore n (non essendo nota la dipendenza completa della funzione di correlazione angolare dall'angolo di diffusione dei neutroni). La correzione per la risoluzione angolare finita del rivelatore γ (Cap. III) opera solo sulla parte oscillante delle funzioni di correlazione, amplificandola. In tal modo l'anisotropia delle stesse risulta aumentata.

CAPITOLO I - Correzione da diffusioni multiple dei neutroni ^(12, 13). -

Il calcolo in esame considera solo la diffusione doppia dei neutroni, essendo meno probabile la diffusione tripla o di ordine superiore. Tuttavia l'estensione del calcolo a diffusione multipla di ogni ordine è immediata.

La geometria adottata è schematizzata nelle Figg. 1 e 2; il diffusore è cilindrico ed il fascio monoenergetico dei neutroni incide su tutta la sua superficie laterale.

Per semplicità si suppone il fascio parallelo all'asse x e di densità uniforme su ogni sezione normale. La prima ipotesi è giustificata qualora la distanza tra sorgente di neutroni e diffusore sia grande e lo angolo solido da esso sotteso piccolo.

La seconda ipotesi permette di determinare le coordinate y_1 e z_1 del punto P di incidenza di un neutrone sulla superficie laterale del diffusore con due numeri a caso r_1 e r_2 . Indicando con R il raggio del diffusore e con h la sua semialtezza, risulta:

$$y_1 = 2R r_1 - R; \quad z_1 = 2h r_2 - h; \quad x_1 = R - \sqrt{R^2 - y_1^2}.$$

4.

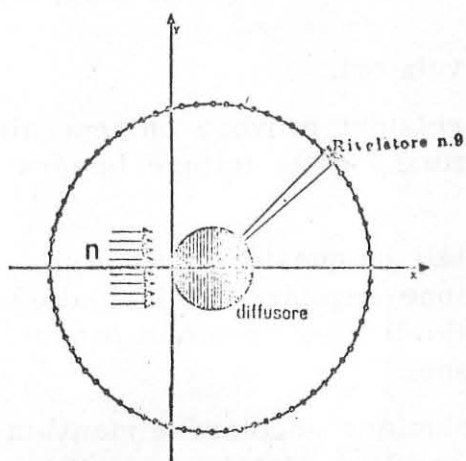


FIG. 1 - Schema della zona di diffusione e di rivelazione nel piano di reazione, riferita ad un sistema di assi cartesiani.

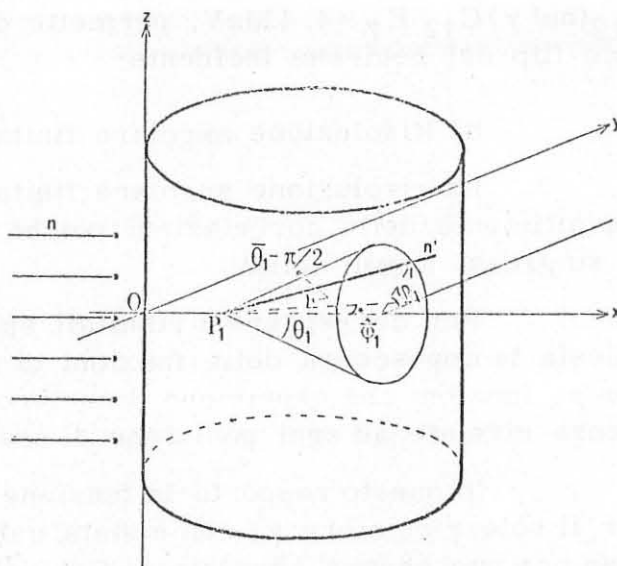


FIG. 2 - Sistema di coordinate usato nel Capitolo I ed angoli di prima diffusione.

Si determinano in seguito le coordinate del punto di prima interazione P_1 (in pratica solo l'ascissa, essendo il fascio parallelo all'asse x) imponendo che le particelle che attraversino l'intero diametro $2R$ interagiscano tutte. La probabilità relativa di interazione per particelle che non attraversano l'intero diametro è in questo modo rappresentata dal rapporto: corda in esame diviso diametro. Non vengono considerate così particelle che attraversano indisturbate il massimo percorso interno al diffusore, con evidente risparmio di tempo-macchina.

La tecnica usata per imporre che in $2R$ avvenga sicuramente un urto non altera la distribuzione relativa dei punti di prima interazione, ma produce una loro più rapida crescita a tutto vantaggio della statistica.

Il confronto di un numero a caso r_3 con il percorso interno al diffusore che compete alla particella, espresso in frazione del diametro, decide se l'urto avviene. In caso contrario si torna a considerare una nuova particella.

Si determina poi l'ascissa del punto in cui il neutrone interagirà. La probabilità che il neutrone venga diffuso dopo aver percorso un tratto \bar{x} dal punto di incidenza, e sicuramente entro la lunghezza della corda $2\sqrt{R^2 - y_1^2}$, è legata ad un numero a caso r_4 dalla relazione:

$$(1) \quad r_4 = \frac{P(\bar{x})}{P(2\sqrt{R^2 - y_1^2})}$$

dove $P(x) = 1 - \exp(-x/\lambda_1)$.

λ_1 è il libero cammino medio per gli urti in interesse, cioè elastico ed anelastico dal primo livello. La diffusione anelastica da livelli superiori e altre reazioni vengono trascurate poichè contribuiscono molto poco (caso del 2° livello del C¹²). Dalla (1) si ricava:

$$(2) \quad \bar{x} = -\lambda_1 \ln(1 - r_4 (1 - \exp(-2 \sqrt{R^2 - y_1^2} / \lambda_1)))$$

da cui l'ascissa del punto di prima interazione P_1 è:

$$(3) \quad x'_1 = x_1 + \bar{x}$$

Si decide poi quale tipo di reazione, tra quelle in interesse, il neutrone subirà, confrontando un numero a caso r_5 con la probabilità relativa di ogni tipo di reazione

$$A_i = \frac{\sigma_i}{\sum_i \sigma_i} \quad \text{dove} \quad \sigma_i = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma_i(\phi)}{d\Omega} \sin\phi d\phi$$

$i = 1$ urto elastico
 $i = 2$ urto anelastico
 1° livello

L'angolo θ_1 di deviazione del neutrone è legato ad un numero a caso r_6 dalla relazione

$$(4) \quad r_6 = \frac{2\pi}{\sigma_i} \int_0^{\theta_1} \frac{d\sigma_i(\phi)}{d\Omega} \sin\phi d\phi = F_i(\theta_1)$$

invertendo la quale si ha:

$$\theta_1 = F_i^{-1}(r_6)$$

Le F_i sono funzioni sperimentali spesso date in forma numerica. L'angolo θ_1 che caratterizza il primo urto individua un cono di possibili deflessioni per il neutrone. Un numero a caso r_7 , correlato linearmente a 2π , sceglie una generatrice del cono: in tal modo viene determinata univocamente la direzione del neutrone dopo il primo urto. Risulta $\phi_1 = 2\pi r_7$ dove ϕ_1 è l'angolo nel piano perpendicolare alla direzione di incidenza. Dalla coppia di angoli (θ_1, ϕ_1) , caratterizzanti la direzione del neutrone dopo il primo urto, si risale geometricamente alla coppia $(\bar{\theta}_1, \bar{\phi}_1)$, rispet

6.

tivamente angolo polare ed azimutale di questa direzione nel sistema indicato in Fig. 2. Si assume che i rivelatori siano settori di una superficie cilindrica coassiale al diffusore (la Fig. 1 ne mostra la proiezione sul piano di reazione) e si raggruppano le uscite solo secondo l'angolo azimutale. Si controlla quindi dove verrebbe rivelato il neutrone, caratterizzato da P_1 , $\bar{\theta}_1$ ed il tipo di primo urto, se esso non subisse altre interazioni.

Si determina poi il percorso residuo D_1 , distanza tra il punto di prima interazione ed il punto della superficie del diffusore dal quale il neutrone uscirebbe se non subisse altri urti.

Si distinguono due casi a seconda che il neutrone fuoriesca dalla superficie laterale o da una delle basi. Dopo avere determinato la distanza D di P_1 dalla superficie laterale in direzione $\bar{\theta}_1$ e la distanza W di P_1 dalla base verso cui il neutrone viene deflesso risulta:

$$1) \quad D_1 = \frac{D}{\cos(\bar{\theta}_1 - \pi/2)} \quad \text{se il neutrone esce dalla superficie laterale}$$

$$2) \quad D_1 = \frac{W}{|\cos \bar{\theta}_1|} \quad \text{se il neutrone esce da una delle basi}$$

L'energia E_2 del neutrone dopo l'urto risulta dipendente dal tipo di interazione subita, dall'angolo di deflessione θ_1 e dall'energia iniziale E_1 . Nota E_2 si possono selezionare dai dati di ingresso i valori di $\sigma_i(E_2)$ e calcolare il libero cammino medio λ_2 del neutrone dopo il primo urto:

$$\lambda_2 = \frac{1}{N \sum_i \sigma_i(E_2)}$$

N = numero di atomi per cm^3 del materiale diffusore.

La sommatoria è estesa ai soli canali elastico e primo anelastico, pur dovendo tenere conto degli altri eventi che concorrono a diminuire o a ridistribuire angularmente le coincidenze ($n' \gamma$).

Questi altri eventi possono essere trascurati poichè la sezione d'urto per essi è solo qualche per cento della sezione d'urto totale, specie se il neutrone ha subito un urto anelastico. Si impone quindi che anche il secondo urto, se avviene, sia elastico o anelastico dal primo livello.

A questo punto è possibile determinare se il neutrone lungo il percorso D_1 interagirà nuovamente. Tale determinazione viene effettuata mediante un ulteriore numero a caso servendosi delle probabilità relative

M, N e P per gli eventi sotto indicati:

1) il neutrone non subisce interazioni lungo D_1 :

$$M = \exp(-D_1 / \lambda_2)$$

2) il neutrone è diffuso elasticamente:

$$N = (1 - \exp(-D_1 / \lambda_2)) \frac{\sigma_{el}(E_2)}{\sigma_{el}(E_2) + \sigma_{an_{1o}}(E_2)}$$

3) il neutrone è diffuso anelasticamente dal primo livello

$$P = (1 - \exp(-D_1 / \lambda_2)) \frac{\sigma_{an_{1o}}(E_2)}{\sigma_{el}(E_2) + \sigma_{an_{1o}}(E_2)}$$

Se il Monte Carlo sorteggia l'evento 1) si ha una diffusione semplice caratterizzata da P_1 , $\bar{\phi}_1$ e dal tipo di primo urto; l'evento viene quindi memorizzato. Se viene sorteggiato l'evento 2) o 3) si ha una diffusione doppia. In questo caso bisogna determinare le coordinate del punto di seconda interazione ed il secondo angolo di deflessione.

In un sistema di riferimento con l'asse delle ascisse in direzione di D_1 e origine in P_1 , si determina un \bar{x}' in modo analogo alla (2) tenendo conto dell'attuale percorso massimo e libero cammino medio, rispettivamente D_1 e λ_2 ; in questo sistema di riferimento il punto P_2 di seconda interazione ha coordinate:

$$x_2 = x_1 + \bar{x}' \cos \bar{\phi}_1 \cos \bar{\theta}_1; \quad y_2 = y_1 + \bar{x}' \sin \bar{\phi}_1 \cos \bar{\theta}_1$$

Non vengono presi più in esame la coordinata z e l'angolo polare della seconda deflessione poichè le uscite, come si è già detto, vengono raggruppate secondo l'angolo azimutale. La determinazione della seconda deflessione viene effettuata allo stesso modo della prima.

L'angolo azimutale della deflessione finale risulta pertanto:

$$\bar{\phi} = \bar{\phi}_1 + \bar{\phi}_2$$

Per mancanza di dati nella letteratura, il calcolo è stato effettuato supponendo l'andamento della sezione d'urto differenziale alla energia E_2 identico a quello della energia E_1 .

La diffusione doppia, caratterizzata da P_2 e $\bar{\phi}$, che individuano

8.

il settore di rivelazione, e dai due tipi di interazione avvenuta, viene quindi memorizzata.

Si considera un numero sufficientemente alto di storie di neutroni.

I dati memorizzati forniscono, per ogni posizione angolare del rivelatore, il fattore correttivo. Esso viene espresso come il rapporto tra il numero di particelle diffuse anelasticamente al primo urto e che sarebbero rivelate in una determinata posizione angolare, ed il numero di particelle rivelate allo stesso angolo e che abbiano subito almeno un urto anelastico nella loro storia.

La Fig. 3 mostra il fattore correttivo per varie dimensioni del diffusore.

L'errore relativo dei punti è compreso tra il 5% ed il 6%.

CAPITOLO II. - Correzione per l'interazione dei raggi γ con i nuclei del diffusore. -

In base alle osservazioni introduttive, basta correggere una distribuzione angolare dei raggi γ di diseccitazione dal 1° livello del nucleo diffusore. Inoltre viene trascurata anche la dipendenza angolare della emissione dei raggi γ e la possibilità di una loro interazione successiva alla prima.

Il punto $P_1(x_1, y_1, z_1)$, di generazione dei raggi γ , viene determinato allo stesso modo che nel Cap. I, assumendo λ_1 come il libero cammino medio per la sola diffusione anelastica; questo allo scopo di forzare la produzione di raggi γ .

In forza dell'ipotesi di emissione isotropa, due numeri a caso determinano direttamente gli angoli azimutale $\bar{\phi}_1$ e polare $\bar{\theta}_1$ della direzione di emissione. Viene controllato il punto in cui sarebbe rivelato il raggio γ così emesso.

Il percorso D_1 del raggio γ nel diffusore viene calcolato allo stesso modo del percorso residuo dei neutroni dopo il primo urto. Si decide poi se il raggio γ interagisce in D_1 e quale interazione subisce.

All'energia in esame si può trascurare l'effetto fotoelettrico. La sezione d'urto integrale

$$\sigma = \sigma_c + \sigma_p$$

con

σ_c = sezione d'urto integrale Compton, calcolata sfruttando la for

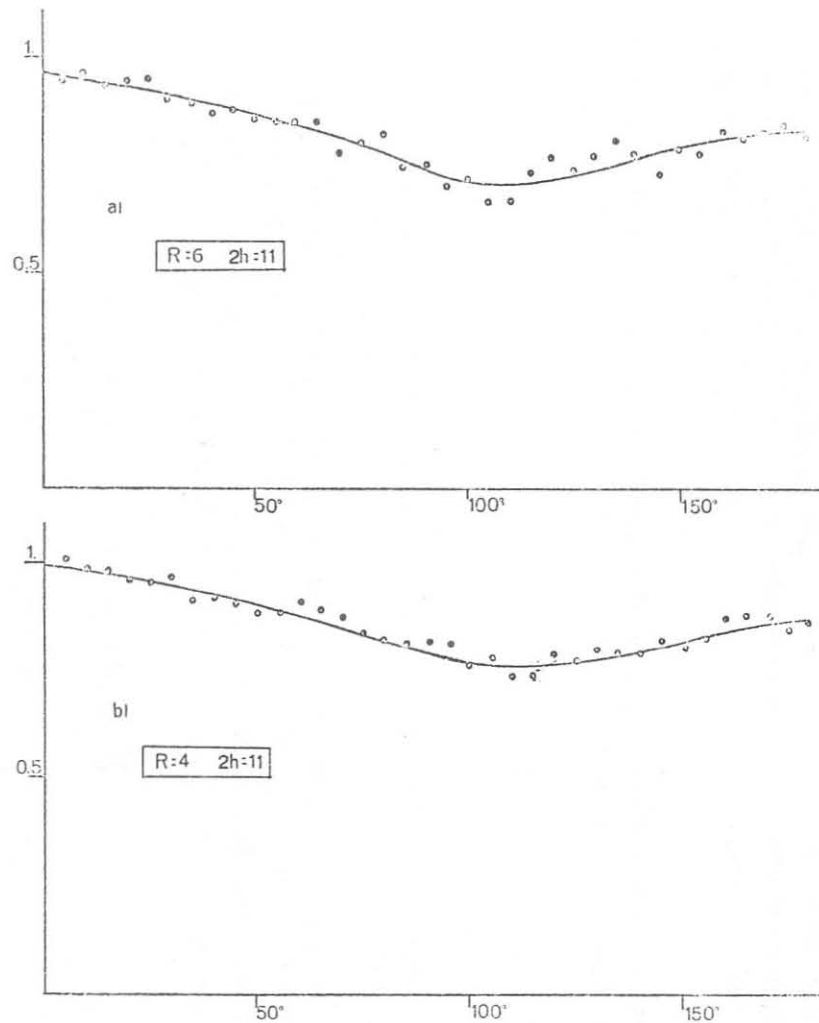


FIG. 3 - a, b) Fattore di correzione per la doppia diffusione dei neutroni per R e h diversi.

R = raggio } del diffusore in cm
2h = altezza }

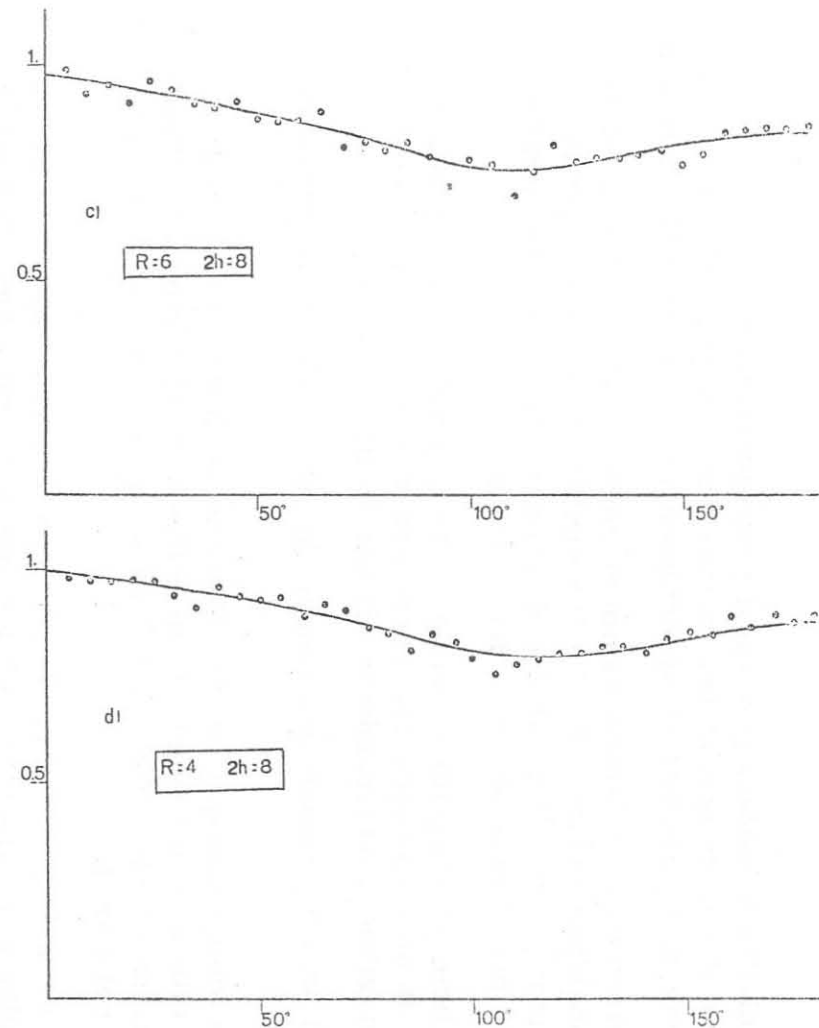


FIG. 3 - c, d) Fattore di correzione per la doppia diffusione dei neutroni per R e h diversi.

R = raggio } del diffusore in cm
2h = altezza }

mula di Klein-Nishina per raggi γ non polarizzati;

σ_p = sezione d'urto integrale per formazione di coppie valutata come frazione di σ_c con fattori opportunamente derivati dalla letteratura

permette di determinare il libero cammino medio λ_2 del raggio γ nel bersaglio e le probabilità relative M, N e P rispettivamente per "nessun urto", per "urto Compton" e per "formazione di coppie", analogamente a quanto visto nel Cap. I per il secondo urto dei neutroni.

Se viene sorteggiato il primo evento, il fotone va in memoria caratterizzato da un parametro che corrisponde a "nessun urto" e dal settore di rivelazione corrispondente all'angolo di emissione.

Se il fotone produce una coppia, la sua storia viene arrestata a questo punto.

Se il fotone subisce un urto Compton, si determina il punto P_2 in cui avviene tale urto e l'angolo θ_2 di deflessione Compton, sfruttando la relativa sezione d'urto differenziale ed un numero a caso nel modo già esaminato nel Cap. I.

Solo se il fotone non perde per urto Compton tanta energia da finire sotto soglia di rivelazione (sempre presente sulla linea gamma in misure di questo tipo), esso viene memorizzato in una posizione di rivelazione determinata dal punto P_2 e dall'angolo azimutale finale $\bar{\phi} = \bar{\phi}_1 + \bar{\phi}_2$.

Dai dati così memorizzati, per ogni posizione angolare, viene estratto il fattore correttivo; esso è espresso come il rapporto tra il numero di fotoni emesso isotropicamente ed il numero di fotoni effettivamente rivelati.

In Fig. 4 sono mostrati i risultati per varie soglie di rivelazione nel rivelatore γ e per varie dimensioni del diffusore.

CAPITOLO III -

III.1. - Correzione per la risoluzione angolare finita del rivelatore γ .-

Siano $E_\gamma(\alpha)$ ed $E_n(\alpha)$ le funzioni di risoluzione angolare nel piano di reazione dei rivelatori γ ed n rispettivamente. Il valore W della funzione di correlazione angolare sperimentale ottenuta con i rivelatori centrati agli angoli ϕ_{γ_0} e ϕ_{n_0} può essere scritta come:

$$(5) \quad \bar{W}(\theta_{\gamma_0} = \frac{\pi}{2}; \phi_{\gamma_0}; \phi_{n_0}) = \frac{\iint d\Omega_\gamma d\Omega_n W(\theta_\gamma, \phi_\gamma, \phi_n) E_\gamma(\alpha) E_n(\alpha)}{\iint d\Omega_\gamma d\Omega_n E_\gamma(\alpha) E_n(\alpha)}$$

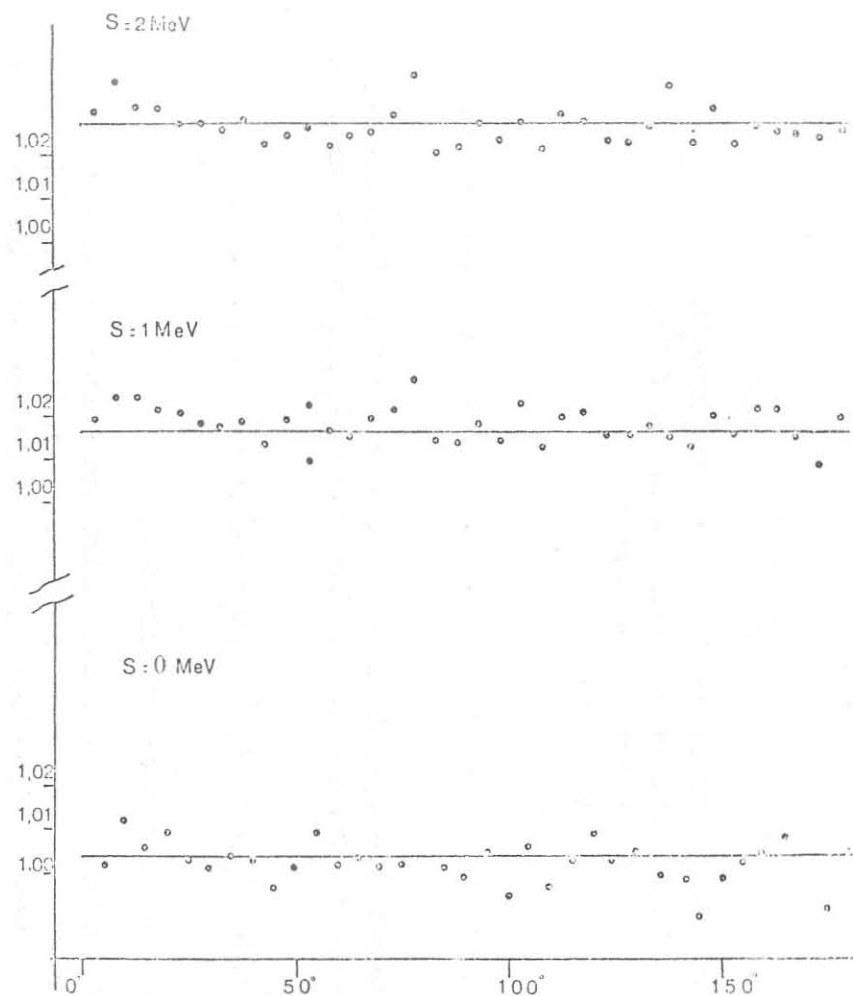


FIG. 4 - a) Fattore di correzione per autoassorbimento γ nel diffusore (errore relativo dei punti 7%)

S = soglia di rivelazione

R = 6 cm

2h = 11 cm

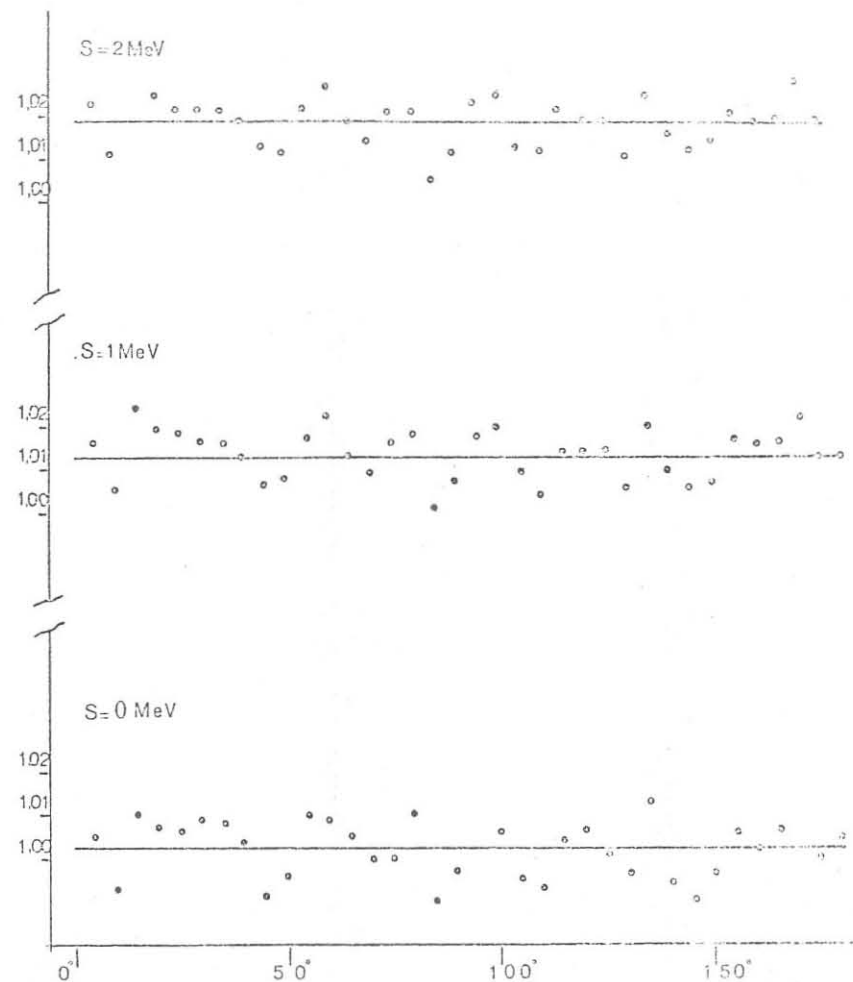


FIG. 4 - b) Fattore di correzione per autoassorbimento γ nel diffusore (errore relativo dei punti 7%)

S = soglia di rivelazione

R = 4 cm

2h = 8 cm

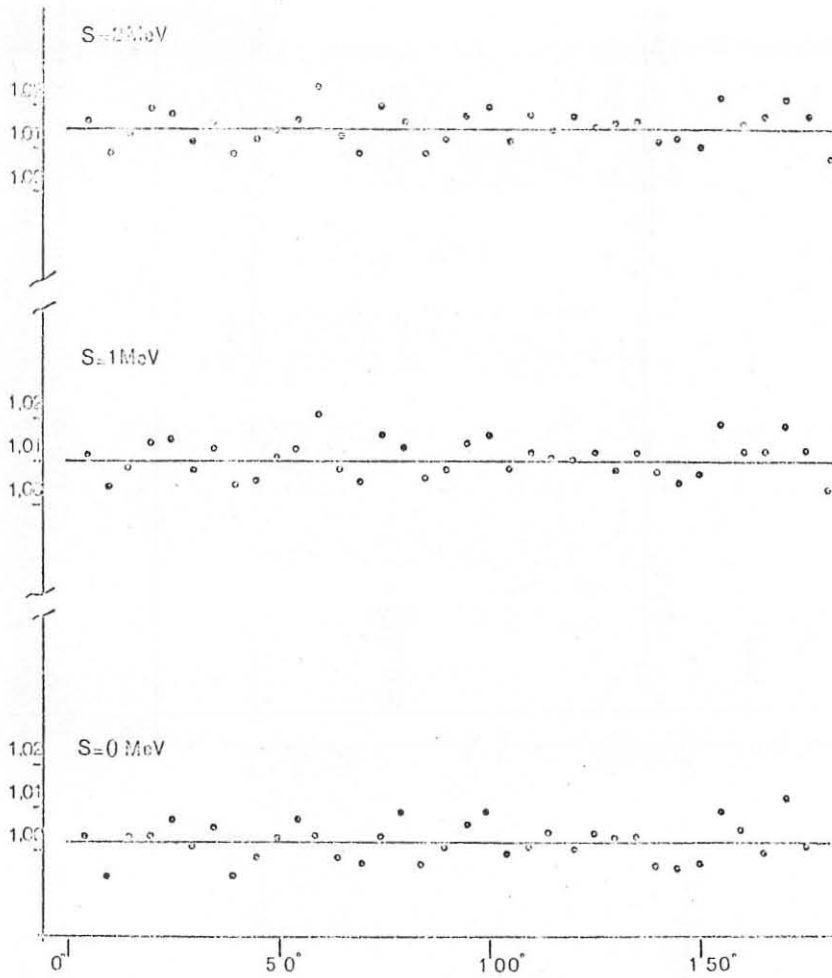


FIG. 4 - c) Fattore di correzione per autoassorbimento γ nel diffusore (errore relativo dei punti 7%)

S = soglia di rivelazione

R = 3 cm

2h = 6 cm

dove l'integrazione è estesa a tutto l'angolo solido sotteso dai rivelatori (v. Fig. 5).

Assumendo costante il valore di W al variare dell'angolo θ_γ in tutto l'intervallo di integrazione, la funzione $W(\theta_\gamma, \phi_\gamma, \phi_n)$ coincide con

$$(6) \quad W(\theta_\gamma = \frac{\pi}{2}, \phi_\gamma, \phi_n) = A_1(\phi_n) + A_2(\phi_n) \cos 4\phi_\gamma + A_3(\phi_n) \sin 4\phi_\gamma$$

in cui si è trascurato il termine di spin-flip.

La non completa conoscenza della dipendenza degli A_i ($i=1, 2, 3$) dall'angolo ϕ_n , induce ad assumerli costanti in modo da rendere immediatamente visibile almeno il contributo della risoluzione angolare finita del rivelatore γ .

In questa ipotesi, posto $\phi_\gamma = \phi_{\gamma_0} + \alpha$ e sostituendo la (6) nella (5) si ha:

$$W(\theta_\gamma = \frac{\pi}{2}, \phi_{\gamma_0}, \phi_{n_0}) = A_1 + \frac{1}{Q} [A_2 \cos 4\phi_{\gamma_0} + A_3 \sin 4\phi_{\gamma_0}]$$

Il fattore di correzione Q , dato da:

$$Q = \frac{\int d\Omega_\gamma E_\gamma(\alpha)}{\int d\Omega_\gamma E_\gamma(\alpha) \cos 4\alpha}$$

viene calcolato numericamente.

III.2. - Calcolo di Monte Carlo per la determinazione della funzione $E_\gamma(\alpha)$.

La determinazione del punto $P_1(x_1, y_1)$ di generazione e dello angolo ϕ_γ di emissione del raggio γ viene fatta allo stesso modo che nel Capitolo II, limitando il calcolo in due dimensioni. Il punto P_1 e l'angolo ϕ_γ determinano il settore S di rivelazione. Noti S e ϕ_γ viene incrementato un contatore, funzione di questi parametri, che esprime quanti fotoni, in provenienza da ϕ_γ sono rivelati in ogni settore S . Nella nostra misura il rivelatore ϕ_γ copre più di un settore di rivelazione, pertanto si raggruppano i contatori dei settori interessati dando loro un peso per tenere conto della forma circolare del rivelatore.

La Fig. 6 mostra la funzione di risoluzione angolare $E_\gamma(\alpha)$ di un rivelatore circolare di 12 cm di diametro posto a 31 cm dal centro del diffusore. Il risultato della determinazione della funzione $E_\gamma(\alpha)$ è lo stesso ad ogni posizione angolare di rivelazione ϕ_{γ_0} .

OSSERVAZIONI CONCLUSIVE. -

Dall'esame dei risultati ottenuti si conclude che è possibile trascurare la correzione dall'interazione dei raggi γ nel diffusore, essendo gli errori sperimentali nelle misure di correlazione angolare maggiori di un ordine di grandezza dell'effetto di tale correzione; inoltre essa risulta costante al variare dell'angolo ϕ_γ . Resta invece essenziale la correzione della diffusione doppia dei neutroni in particolare per ϕ_n prossimo a 100° .

I calcoli per la correzione per la risoluzione angolare finita del rivelatore γ danno per Q un valore di 1.13 per un diffusore di 6 cm di raggio e 11 cm di altezza e $Q = 1.08$ per un diffusore di 4 cm di raggio

e 8 cm di altezza con un rivelatore circolare di 12 cm di diametro posto a 31 cm dal centro del diffusore.

Questi valori di Q apportano variazioni sul fattore di anisotropia della funzione di correlazione angolare dello stesso ordine di grandezza dell'incertezza con la quale l'anisotropia viene calcolata: sono perciò essenziali alla corretta determinazione della stessa.

La "half-width" della $E_{\gamma}(\alpha)$ viene assunta come incertezza angolare della posizione di rivelazione γ (v. Fig. 6).

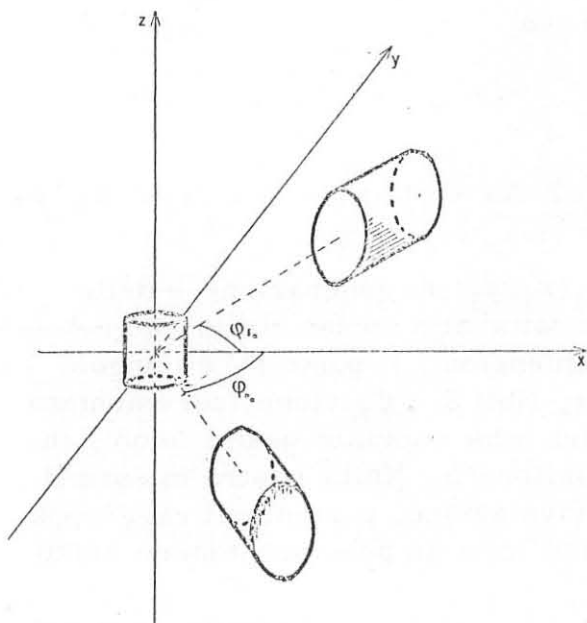


FIG. 5 - Sistema coordinato usato per la correzione dalla risoluzione angolare finita dei rivelatori.

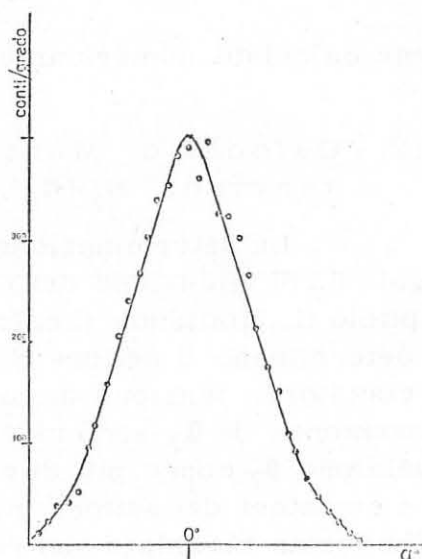


FIG. 6 - Funzione di risoluzione angolare $E_{\gamma}(\alpha)$.

Scala α :

$4^{\circ}/\text{cm}$	per diffusore con $R = 4 \text{ cm}$		
		$2h = 8 \text{ cm}$	
$4.7^{\circ}/\text{cm}$	" "	" "	$R = 6 \text{ cm}$
			$2h = 11 \text{ cm}$

Gli autori desiderano ringraziare il Prof. F. Ferrero per il costante interessamento a questo rapporto.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - J.M. Calvert and T. Joy, Nuclear Phys., A 141, 33 (1970).
- (2) - B.A. Benetskij, in Studies of Nuclear Reactions, ed. D.O. Skobol'tsyn (Consultants Bureau, New York, 1966), p. 99.
- (3) - J. Benveniste, A.C. Mitchell, C.D. Schrader and J.H. Zenger, Nuclear Phys., 19, 448 (1960).
- (4) - G. Deconninck and A. Martegani, Nuclear Phys. 21, 33 (1960).
- (5) - J. Zamudio, L. Romero and R. Morales, Nuclear Phys., A 96, 448 (1967).
- (6) - B.A. Benetskij and I.M. Frank, Sov. Phys. -JEPT 17, 309 (1963).
- (7) - D. Spaargaren and C.C. Jonker, Nuclear Phys., A 161, 354 (1971).
- (8) - D.H. White, Nuclear Instr. and Meth. 21, 209 (1963).
- (9) - M.E. Rose, Phys. Rev. 91, 610 (1953).
- (10) - D.J. Rowe, G.L. Salmon and A.B. Clegg, Nuclear Instr. and Meth. 12, 353 (1961).
- (11) - E.D. Cashwell and C.J. Everett, A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems.
- (12) - T. Bressani, Calcolo di Monte Carlo per le correzioni di diffusione doppia alle distribuzioni angolari di neutroni veloci diffusi elasticamente ed anelasticamente, Accademia delle Scienze Torino (1967).
- (13) - R. De Leo, G. D'Erasmus and A. Pantaleo, Rapporto C.S.A.T.A. FA/DE/1971/105, Bari.