

14. J. W. MOTZ(*) e G. MISSONI. — Diffusione Compton da parte di elettroni dello strato K.

Riassunto. — Inviando su un opportuno bersaglio un fascio collimato di raggi γ di 660 KeV e selezionando i fotoni diffusi in coincidenza con i fotoni di fluorescenza K è stata misurata la sezione d'urto differenziale, $d\sigma_K$, per la diffusione Compton da parte di elettroni dello strato K nell'oro e nello stagno. Questa sezione d'urto viene paragonata con la sezione d'urto di Klein-Nishina, $d\sigma_F$, per un elettrone *inizialmente libero e in quiete*. I risultati sperimentali dimostrano che il rapporto, $d\sigma_K/d\sigma_F$, tende a zero per angoli di diffusione del fotone incidente prossimi allo zero. Questo comportamento si accorda qualitativamente con quello che, a piccoli angoli, è previsto in modo esatto da calcoli non-relativistici nel caso dell'atomo di idrogeno. Per grandi angoli di diffusione, invece, questo rapporto è maggiore dell'unità e a 110° è approssimativamente uguale a 1,2 per lo stagno e 1,4 per l'oro. I valori sperimentali della sezione d'urto $d\sigma_K$ per grandi angoli di diffusione si accordano bene con i valori calcolati dalla formula di Klein-Nishina applicata al caso di elettroni *inizialmente liberi* ma con velocità corrispondenti all'energia di legame dello strato K, avendo mediato su tutti gli angoli compresi fra la direzione del fotone incidente e la direzione del moto dell'elettrone. I risultati indicano altresì un effetto di compensazione tra i valori della sezione d'urto per piccoli e grandi angoli di diffusione tale che il rapporto fra le sezioni d'urto totali (integrate su tutti gli angoli di diffusione del fotone) σ_K/σ_F è approssimativamente uguale all'unità sia per lo stagno sia per l'oro.

Summary. — The differential cross section, $d\sigma_K$, for the Compton scattering of 660 KeV photons by the K shell electrons of tin and gold, is determined by an experimental method in which a scattered photon is selected in coincidence with an accompanying K X-ray. This cross section is compared with the Klein-Nishina cross section, $d\sigma_F$, for an electron *initially free and at rest*. The results show that the ratio, $d\sigma_K/d\sigma_F$, approaches zero as the photon scattering angle decreases to zero. This behaviour agrees qualitatively with the small angle behaviour predicted by exact non-relativistic calculations for the hydrogen atom. For large angles, this ratio is greater than unity and at 110° degrees is equal to approximately 1.2 for tin and 1.4 for gold. The expe-

(*) Del National Bureau of Standards, X-Ray Section, Washington, D.C.

rimental values for $d\sigma_K$ at large angles agree with the theoretical values for the Compton cross section (averaged over the angle between the incident photon and electron) for electrons *initially free but with velocities corresponding to the K shell binding energy*. Also, the results indicate that the small and large angle behaviour for $d\sigma^K$ has a compensating effect in which the ratio of the total cross sections (integrated over the photon scattering angle), σ_K/σ_F , is approximately equal to unity for both tin and gold.

1. - INTRODUZIONE

L'effetto Compton, come è generalmente inteso, si riferisce al caso in cui un fotone è diffuso da parte di un elettrone inizialmente in quiete e libero. Questa condizione si verifica fin tanto che l'energia di legame dell'elettrone risulta trascurabile in confronto all'energia ad esso ceduta da parte del fotone. Sotto queste condizioni, il comportamento quantitativo ⁽¹⁾ del processo è stato studiato piuttosto bene. La cinematica dell'effetto Compton è ottenuta dalle usuali leggi di conservazione e la sezione d'urto è data con elevata precisione dalla formula di Klein-Nishina.

Il processo diventa invece più complicato nel caso in cui l'energia di legame dell'elettrone non possa essere trascurata. L'elettrone legato, forza l'atomo a prender parte al processo di diffusione del fotone e ne consegue una certa probabilità che dell'energia venga trasferita all'atomo. Nella presente discussione, l'effetto Compton sull'elettrone legato si riferisce soltanto al processo di diffusione *incoerente* nel quale l'atomo assorbe energia. Ci si può attendere che due importanti differenze emergano dal confronto tra l'effetto Compton su un elettrone libero e su un elettrone legato: 1) l'energia dei fotoni diffusi, sotto un particolare angolo, da parte degli elettroni legati non è univocamente determinata, ma ha una certa distribuzione che si estende dallo zero a $k_0 - I$, dove k_0 è l'energia del fotone incidente e I è l'energia di legame dell'elettrone, e 2) la sezione d'urto differenziale Compton a piccoli angoli di diffusione è minore per un elettrone legato che per uno libero. Attualmente sono disponibili pochi dati quantitativi al riguardo.

A tutt'oggi la maggior parte delle informazioni relative all'effetto Compton su elettroni legati si riferisce alla distribuzione d'energia (larghezza e spostamento della riga Compton) dei fotoni diffusi a grandi angoli ($\geq 90^\circ$) da parte di tutti gli elettroni di un atomo. Queste informa-

zioni si ricavano principalmente dal lavoro di DU MOND e al. ⁽²⁾ in base a misure eseguite, in condizioni non-relativistiche ($k_0 \ll m_0 c^2$), su atomi di basso numero atomico ($Z \leq 6$). In queste condizioni l'energia iniziale del fotone è piccola confrontata con l'energia di quiete dell'elettrone, l'energia trasferita nell'urto è piccola confrontata con l'energia iniziale del fotone, e l'energia di legame è minore dell'energia trasferita in un urto a un elettrone libero. I principali risultati ottenuti in questa ricerca sono i seguenti: 1) la distribuzione dell'energia della riga Compton corrisponde all'allargamento Doppler prodotto da elettroni aventi una distribuzione di momento corrispondente a quella degli elettroni atomici; 2) la larghezza della riga a metà altezza è approssimativamente uguale a $4 \sqrt{I(k_0 - k)}$ dove I è l'energia di legame dell'elettrone e k_0 è l'energia iniziale del fotone e k l'energia finale di un fotone diffuso da un elettrone libero; 3) l'energia più probabile dei fotoni diffusi incoerentemente sotto grandi angoli da parte di elettroni legati è maggiore dell'energia dei fotoni diffusi da parte di elettroni liberi per un ammontare dell'ordine di $k^2 I/(k_0^2 - kI)$.

Informazioni ⁽¹⁾ sulla sezione d'urto Compton per elettroni legati sono state ottenute principalmente da calcoli non-relativistici. Questi calcoli forniscono il valore di un fattore di correzione da applicare alla formula di Klein-Nishina prendendo in considerazione il contributo di tutti gli elettroni atomici di un dato elemento. Questo fattore di correzione è espresso in termini di una funzione di diffusione incoerente che dà la probabilità che un atomo assorba energia e risulti o ionizzato o eccitato quando un fotone incidente trasferisce una certa quantità di moto a uno qualsiasi degli elettroni atomici. Differenti modelli atomici non-relativistici sono stati usati per valutare questa funzione di diffusione incoerente ⁽³⁾. L'andamento generale di questa funzione è tale che essa tende allo zero o all'unità a seconda che il momento trasferito all'elettrone atomico risulti piccolo o grande rispettivamente in confronto al momento iniziale dell'elettrone legato. Va messo in evidenza che la formula che dà la sezione d'urto, ottenuta da questi calcoli, è una funzione dell'angolo di diffusione del fotone ed è *integrata su tutte le energie del fotone* ⁽⁴⁾ per un dato angolo. Inoltre questa sezione d'urto si applica alla diffusione del fotone da parte di tutti gli elettroni atomici, i quali hanno differenti energie di legame. Oltre a questi calcoli non-relativistici ⁽³⁾, valori sperimentali della sezione d'urto Compton per elettroni legati sono stati dati da BRINI e al. ⁽⁵⁾. Secondo questi Autori la sezione d'urto per diffusione Compton di fotoni da 660 KeV da parte di elettroni K del piombo è approssimativamente maggiore, per un ordi-

ne di grandezza, della sezione d'urto per diffusione da parte di elettroni liberi.

Il presente lavoro è stato eseguito per ricavare un maggior numero di dati sperimentali sulla sezione d'urto Compton per elettroni legati, in considerazione anche del fatto che nel lavoro sopracitato di BRINI e al. (5) non vengono tenuti in debito conto gli eventi falsi che sono di fondamentale importanza nella determinazione di qualsiasi dato significativo (Vedi Sezione 2B 2E e Tabella 1). In questa misura è stato studiato l'andamento della sezione d'urto per diffusione Compton di fotoni di 660 KeV da parte di elettroni K dello stagno ($Z = 50$) e dell'oro ($Z = 79$) in funzione dell'angolo di diffusione dei fotoni (da 20 a 110°). La scelta dei soli elettroni dello strato K nel processo di diffusione permette uno studio della sezione d'urto in funzione dell'energia di legame atomico. Gli effetti di legame atomico sono della massima importanza nel caso degli elettroni dello strato K; l'energia di legame degli elettroni K dei materiali ad alto Z , usati nel presente lavoro, è relativistica ed è confrontabile con l'energia del fotone incidente.

2. - PROCEDIMENTO SPERIMENTALE

A. - IL METODO DI MISURA E IL DISPOSITIVO SPERIMENTALE.

La diffusione incoerente di un fotone da parte di un elettrone dello strato K richiede l'estrazione dell'elettrone dallo strato stesso. (Se l'elettrone non è rimosso dallo strato K in conseguenza del momento trasferitogli dal fotone incidente l'atomo non assorbe alcuna energia e il processo di diffusione è coerente). Nel corso della diffusione incoerente esiste quindi una certa probabilità che il fotone diffuso sia accompagnato dall'emissione di un raggio X dallo strato K. Si usa la suddetta condizione per distinguere i fotoni diffusi incoerentemente dagli elettroni del solo strato K dai fotoni diffusi dagli elettroni liberi, o meno fortemente legati selezionando gli eventi nei quali il fotone diffuso è emesso in coincidenza con un raggio X dallo strato K.

Il dispositivo sperimentale per questa misura è mostrato in Figura 1. I fotoni emessi con un'energia di circa 660 KeV da una sorgente radioattiva di 10 Curie di Cs^{137} , passano attraverso un collimatore e vanno a colpire il bersaglio. Sono stati approntati due differenti bersagli. Il primo costituito di una fogliolina d'oro da $6,7 \text{ mg/cm}^2$ disposta in modo da formare un angolo α , uguale a 60° , con un piano normale alla direzione del fascio. Il secondo costituito da una fogliolina di stagno da

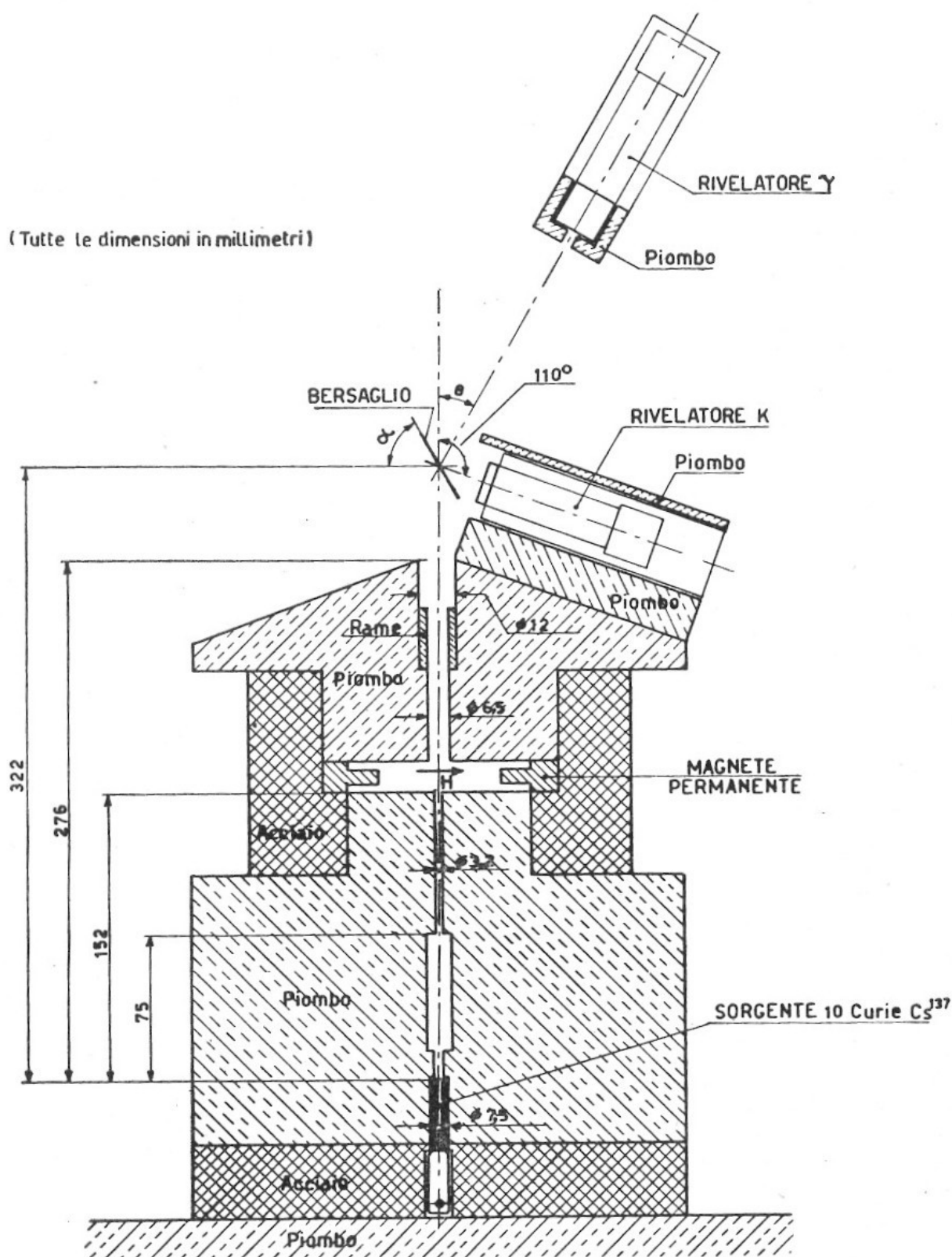


Fig. 4. - Dispositivo sperimentale. Il rivelatore γ è costituito da un cristallo NaI(Tl) ($1'' \times 3/4''$) schermato con un collimatore in piombo del diametro di $3/4''$. Il rivelatore K è un cristallo NaI(Tl) ($1'' \times 1/4''$). Il magnete permanente nel collimatore viene usato per ridurre il numero di elettroni diffusi nella direzione del bersaglio.

7,5 mg/cm² con l'angolo α uguale a 0° (Vedi Figura 1 e Sezione 2E). I fotoni diffusi sono rivelati da uno spettrometro a scintillazione (Rivelatore γ in Figura 1) dotato di un collimatore in piombo di 3/4 di pollice di diametro e un cristallo NaI (Tl) di 1 pollice di diametro e 1 pollice di altezza. La finestra di alluminio da 0,3 g/cm² del cristallo del rivelatore γ arresta gli elettroni diffusi dal bersaglio e dal bordo del collimatore (per angoli di diffusione minori di 60° lo spessore della finestra di alluminio è stato aumentato fino a 0,6 g/cm²). Sono state fatte misure per valori dell'angolo di diffusione, θ uguale a 20°, 30°, 40°, 60° e 100°. I raggi X dello strato K emessi dal bersaglio sono rivelati da un secondo spettrometro a scintillazione (rivelatore K in Fig. 1) con un cristallo NaI (Tl) di 1 pollice di diametro e 1/4 di pollice di altezza, il quale è disposto con il suo asse ad un angolo di 110° rispetto alla direzione del fascio di fotoni incidenti. Il cristallo del rivelatore K ha una finestra di berillio di 0,043 g/cm² che è stato incrementato di uno spessore di 0,27 g/cm² di alluminio (per assorbire i raggi X dello strato L) nel caso di misure eseguite con bersaglio di oro (Fig 3). Nella Tabella 1 sono date le distanze fra bersaglio e rivelatore per i differenti angoli di diffusione.

Gli impulsi che provengono da ciascun rivelatore (Fig. 1) passano attraverso un amplificatore e un discriminatore in ampiezza monocanale, la cui finestra può essere variata in larghezza da 0 a 100 Volt per giungere ad un sistema di coincidenza con potere risolutivo di circa 5×10^{-7} sec. E' stato verificato che questo potere risolutivo è abbastanza grande per tener conto di tutte le fluttuazioni temporali connesse con le variazioni dell'ampiezza massima e minima degli impulsi accettati dal discriminatore monocanale. In Figura 2 e 3 sono mostrati alcuni spettri degli impulsi in uscita da ciascun rivelatore ottenuti con un analizzatore d'ampiezza a 200 canali.

Le distribuzioni in ampiezza degli impulsi del rivelatore γ sono date in Fig. 2. Queste distribuzioni sono state misurate con un bersaglio di alluminio da 0,22 g/cm² per valori di θ uguali a 20°, 40°, 60° e 90°. Le energie dei fotoni corrispondenti a questi valori dell'angolo di diffusione nel caso di diffusione Compton da parte di elettroni inizialmente liberi ed in quiete sono uguali rispettivamente a 612, 508, 402 e 288 KeV. Per tutti gli angoli del rivelatore γ durante le misure di coincidenza, la finestra del discriminatore monocanale seguente accetta impulsi la cui ampiezza minima e massima corrisponde a valori uguali a quelli del fotopico prodotto da fotoni di energia approssimativamente uguale a 400 e 750 KeV rispettivamente.

Le distribuzioni in ampiezza degli impulsi per il rivelatore K sono date in Fig. 3. Queste distribuzioni sono prodotte dai raggi X dello strato K (~ 25 KeV) (⁷) emessi da un bersaglio di stagno [Fig. 3 (a)] e

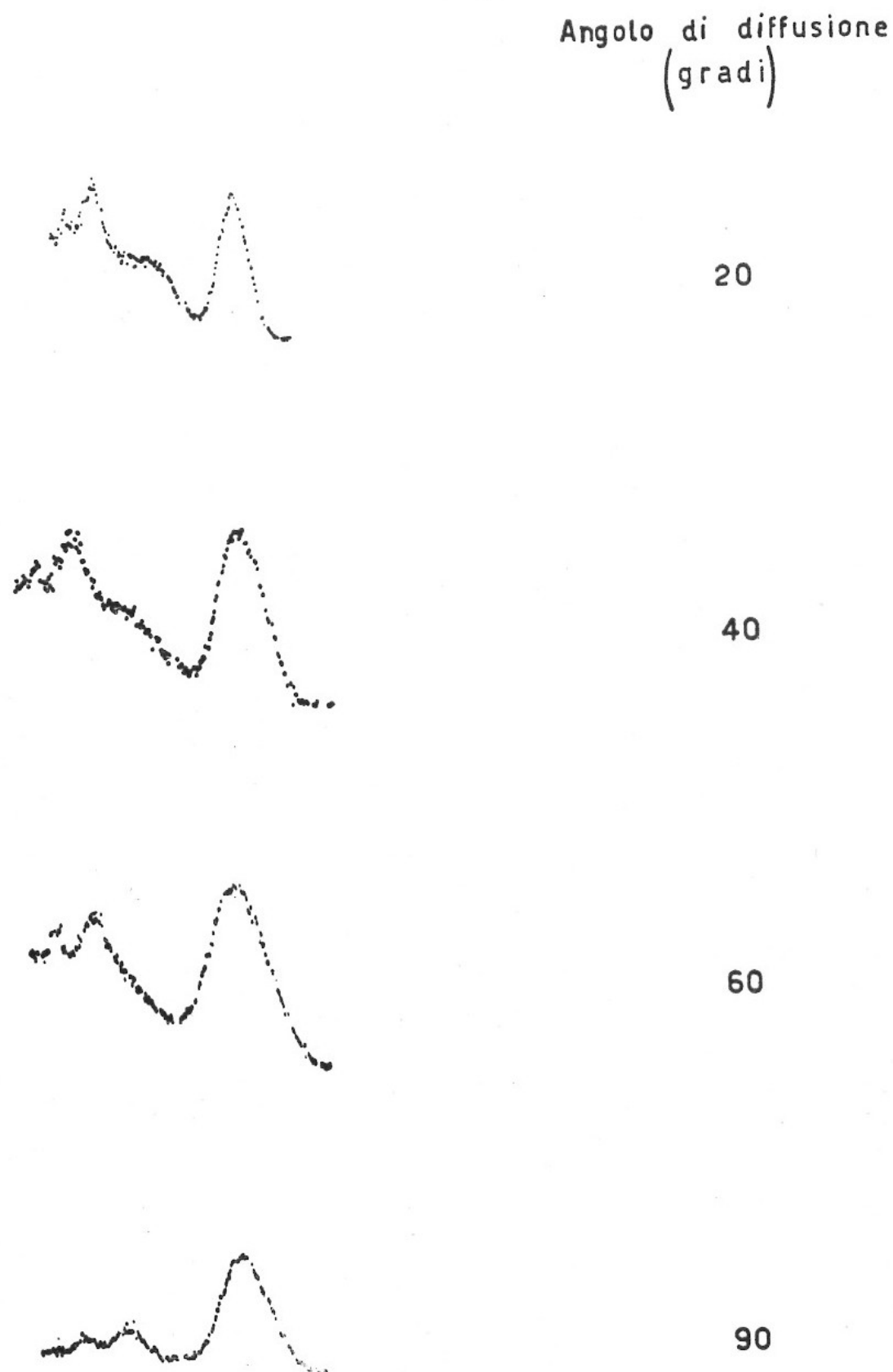
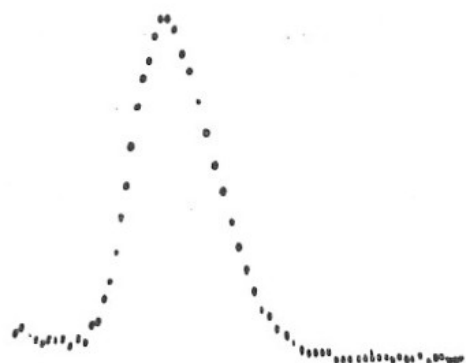
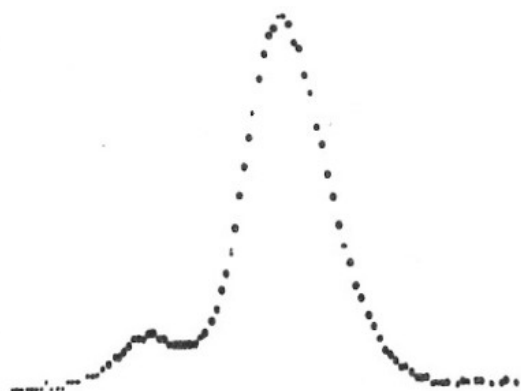


Fig. 2. - Distribuzioni in ampiezza degli impulsi del rivelatore γ misurate con un analizzatore a 200 canali e con un bersaglio di alluminio da $0,27 \text{ g/cm}^2$. Le energie dei fotoni corrispondenti ai differenti angoli di diffusione sono approssimativamente 610 KeV per 20° , 510 KeV per 40° , 400 KeV per 60° e 290 KeV per 90° .



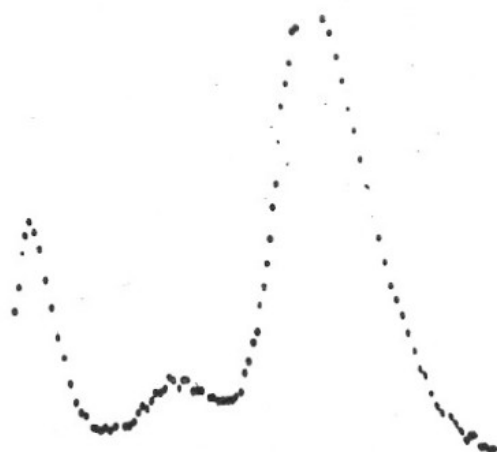
(a)

Raggi X K
dello stagno
(≈ 25 keV)



(b)

Raggi X K
dell'oro
(≈ 70 keV)



(c)

Raggi X K e X L
dell'oro
(≈ 10 keV e 70 keV)

Fig. 3. - Distribuzione in ampiezza degli impulsi del rivelatore K misurate con un analizzatore a 200 canali. Queste curve rappresentano la differenza delle distribuzioni (a) con un bersaglio di stagno e con uno equivalente di alluminio (avente lo stesso numero di elettroni per cm^2), (b) con un bersaglio d'oro ed uno equivalente di alluminio, più un assorbitore di alluminio da 1 mm sulla finestra del rivelatore K, e (c) con gli stessi bersagli, di (b) ma senza l'assorbitore di alluminio da 1 mm.

dai raggi X dello strato K (~ 70 KeV) ⁽⁶⁾ e raggi X dello strato L (~ 10 KeV) ⁽⁶⁾ emessi da un bersaglio di oro [Fig. 3 (b) e (c)]. La distribuzione (b) per i raggi X dello strato K dell'oro mostra un secondo picco prodotto dalla fuga dal cristallo NaI (Tl) dei raggi X dello strato K dello iodio e la distribuzione (c) che è stata ottenuta senza l'assorbitore di alluminio da 1 mm mostra il picco addizionale prodotto dai raggi X dello strato L dell'oro. Per tutti gli angoli nelle misure di coincidenza, la finestra del discriminatore monocanale è stata disposta per ciascun bersaglio in modo da accettare l'intera distribuzione degli impulsi prodotti dai raggi X dello strato K dello stagno e dell'oro (incluso il picco di fuga del cristallo ma non il picco dovuto alla radiazione X dello strato L) come mostrato in Fig. 3 (a) e (b).

Per le condizioni sperimentali su descritte, possiamo definire le seguenti grandezze:

N_K = Velocità di conteggio degli impulsi di coincidenza prodotti da eventi veri nei quali il rivelatore γ (Fig. 1) riceve un fotone diffuso incoerentemente da un elettrone dello strato K nello stesso momento in cui il rivelatore K (Fig. 1) riceve il raggio X dallo strato K ad esso associato.

N_F = Velocità di conteggio prodotta nel rivelatore γ (Fig. 1) da fotoni diffusi da elettroni *inizialmente liberi ed in quiete*.

n_K = Numero di elettroni dello strato K per cm^2 nel bersaglio in un piano perpendicolare alla direzione del fotone incidente.

n_F = Numero di elettroni per cm^2 *inizialmente liberi ed in quiete* nel bersaglio in un piano perpendicolare alla direzione del fotone incidente.

m = Numero di fotoni per secondo incidenti sul bersaglio.

Ω_K = Angolo solido sotteso dal rivelatore γ (Fig. 1) dal centro del bersaglio.

$\epsilon_{K(F)}$ = Efficienza di rivelazione nel rivelatore γ (Fig. 1) per fotoni diffusi nell'angolo solido di accettazione, Ω_K , da elettroni *inizialmente liberi e in quiete*.

$\epsilon_{K(K)}$ = Efficienza di rivelazione nel rivelatore γ (Fig. 1) per fotoni diffusi incoerentemente nell'angolo solido di accettazione, Ω_K , da parte di elettroni dello strato K di un certo bersaglio.

ϵ_K = Rapporto fra il numero di interazioni nel rivelatore K (Fig. 1) prodotte dai raggi X dello strato K e il numero totale di raggi X dello strato K emessi isotropicamente dal bersaglio.

$a_{k(K)}$ = Frazione di fotoni inizialmente diffusi incoerentemente da elettroni K nell'angolo solido, Ω_k , e non assorbiti dal bersaglio.

$a_{k(F)}$ = Frazione di fotoni inizialmente diffusi da elettroni liberi nell'angolo solido, Ω_k , e non assorbiti dal bersaglio.

a_K = Frazione di raggi X dallo strato K inizialmente emessi nell'angolo di accettazione del rivelatore K (Fig. 1) e non assorbiti dal bersaglio.

$\tilde{\omega}_K$ = Probabilità che un raggio X dallo strato K sia emesso dall'atomo quando un elettrone è rimosso dallo strato K (Rendimento di fluorescenza K).

$d\sigma_K$ = Sezione d'urto per diffusione Compton da elettroni dello strato K. Questa sezione d'urto è differenziale rispetto all'angolo del fotone diffuso, ed è integrata su tutte le energie dei fotoni diffusi.

$d\sigma_F$ = Sezione d'urto per diffusione Compton per elettroni inizialmente liberi ed in quiete. Questa sezione d'urto è differenziale rispetto all'angolo di diffusione del fotone.

Con le suddette definizioni, la sezione d'urto differenziale per unità d'angolo solido per diffusione Compton di fotoni da 660 KeV ad un dato angolo da parte di elettroni dello strato K dello stagno e dell'oro, è dato dalla seguente equazione:

$$\frac{d\sigma_K}{d\Omega} = N_K \int m n_K a_K \tilde{\omega}_K \epsilon_K \epsilon_{K(K)} a_{k(K)} \Omega_k \quad (1)$$

D'altra parte, la sezione d'urto differenziale Compton per unità d'angolo solido per la diffusione di fotoni da 660 KeV ad un certo angolo da parte di elettroni *inizialmente liberi ed in quiete* è data dalla seguente equazione:

$$\frac{d\sigma_F}{d\Omega} = N_F \int m n_F a_{k(F)} \epsilon_{k(F)} \Omega_k \quad (2)$$

quindi, il rapporto delle sezioni d'urto definite dalle equazioni (1) e (2)

$$d\sigma_K / d\sigma_F = \left(\frac{N_K}{N_F} \right) \left(\frac{n_F}{n_K} \right) \left(\frac{\epsilon_{k(F)}}{\epsilon_{K(K)} \epsilon_K} \right) \left(\frac{a_{k(F)}}{a_{k(K)} a_K} \right) \quad (3)$$

Questo metodo di esprimere la sezione d'urto, $d\sigma_K$, sotto forma di rapporto, $d\sigma_K / d\sigma_F$, semplifica i problemi sperimentali e nello stesso

tempo lega le misure alle predizioni della ben fondata formula di Klein-Nishina. Il procedimento per determinare le varie grandezze nell'equazione (3) sarà esposto in seguito, insieme con una stima dei vari errori sistematici.

Il rapporto n_F / n_K è immediatamente determinato dalle informazioni riguardanti i bersagli che saranno date in seguito (Sezioni 2C e 2E) ed è valutato con una precisione migliore del 5%.

B. - VELOCITA' DI CONTEGGIO DELLE COINCIDENZE VERE.

Gli impulsi di coincidenza prodotti da eventi veri devono essere distinti dagli impulsi di coincidenza casuale e dagli impulsi di coincidenza prodotti da eventi falsi. Perciò la velocità di conteggio di coincidenze vere, N_K , per un dato angolo è data dalla seguente equazione:

$$N_K = N_t - N_c - N_f \quad (4)$$

dove N_t è la velocità di conteggio totale misurata con un dato bersaglio (stagno o oro), N_c è la velocità di conteggio dovuta alle coincidenze casuali e N_f è quella dovuta alle coincidenze false.

La velocità di conteggio delle coincidenze casuali, N_c , è stata misurata inizialmente per alcuni casi inserendo una linea di ritardo di 2 microsecondi nel canale di un rivelatore. In seguito, la velocità di conteggio delle coincidenze casuali è stata calcolata dall'usuale espressione, $2\tau N_1 N_2$. Sono state eseguite diverse misure del potere risolutivo, τ , che si è trovato uguale a $5,3 \times 10^{-7}$ secondi.

Due possibili cause per gli impulsi di coincidenza falsa sono (a) la produzione secondaria di raggi X K nel bersaglio da parte degli elettroni di rinculo e (b) la deflessione dei fotoni verso un rivelatore causato dalla diffusione secondaria nell'altro rivelatore o nel materiale circostante. (Una terza causa di coincidenze false è l'effetto Compton doppio il cui contributo è però trascurabile e di cui in ogni caso si tiene conto mediante il procedimento del bersaglio di alluminio che verrà descritto in seguito). Nella presente misura si è cercato di eliminare l'effetto della causa (a) usando essenzialmente un bersaglio sottile in cui gli effetti della diffusione multipla sono trascurabili (Vedi Sezione E). Per render minimo il contributo degli impulsi falsi dovuti alla seconda causa su menzionata si è fatto in modo che nelle vicinanze del bersaglio si trovasse la minor quantità di materiale possibile. Inoltre i rivelatori sono stati schermati in modo da limitare il loro campo di visuale alle imme-

diate vicinanze del bersaglio. Il contributo del numero di coincidenze false è stato determinato sperimentalmente sostituendo alla fogliolina di materiale di alto numero atomico, che costituisce l'usuale bersaglio, una fogliolina di alluminio di spessore tale da avere lo stesso numero di elettroni per cm^2 . Allora la velocità di conteggio delle coincidenze false, N_f , è approssimativamente uguale alla velocità di conteggio delle coincidenze misurata con la fogliolina di alluminio meno la corrispondente velocità delle coincidenze casuali.

Il suddetto procedimento, usato per tener conto delle coincidenze false, non riproduce esattamente tutti gli effetti di diffusione che si hanno con i bersagli di alto numero atomico. Le due principali differenze sono che gli effetti di diffusione dei raggi X dello strato K nei bersagli di alto numero atomico non sono riprodotti dal bersaglio di alluminio e inoltre la diffusione coerente ad angoli piccoli risulta trascurabile per l'alluminio mentre non lo è nel caso dei bersagli ad alto numero atomico. Però si può ragionevolmente ritenere che gli effetti dovuti alla diffusione dei raggi X dello strato K da parte del materiale circostante siano piccoli prevalendo l'assorbimento per effetto fotoelettrico. Inoltre, nella presente misura, il contributo della radiazione di fluorescenza alle coincidenze false è stata ridotta poiché impulsi corrispondenti ad energie dei fotoni minori di circa 100 KeV non sono accettati dal discriminatore monocanale seguente il rivelatore γ (Fig. 1). Con i materiali usati gli effetti di diffusione coerente diventano apprezzabili per angoli di diffusione minori di 20° . Sono state prese precauzioni per render minimo questo effetto ad angoli piccoli aumentando la schermatura fra i due rivelatori e restringendo il campo di visuale del rivelatore K onde evitare ogni cammino diretto non schermato tra le due facce libere dei cristalli. La validità di questo metodo di sostituzione è stato verificato variando le condizioni di schermaggio e di diffusione, usando, cioè, schemi di dimensioni e in posizioni diverse; in tutti questi casi, per la velocità di conteggio delle coincidenze vere, è stato ottenuto lo stesso valore, N_K , nei limiti degli errori sperimentali. Sulla base delle succitate prove si è valutato che questo metodo di sostituzione dà la velocità di conteggio delle coincidenze false con una precisione migliore del 5%.

C. - VELOCITA' DI CONTEGGIO PER DIFFUSIONE COMPTON DA PARTE DI ELETTRONI LIBERI.

La velocità di conteggio, N_F , si riferisce soltanto ai fotoni che sono diffusi dal bersaglio nel rivelatore γ (Fig. 1) da parte di elettroni *inizialmente liberi ed in quiete*. E' quindi desiderabile misurare questa gran-

dezza con un bersaglio a basso numero atomico nel quale le energie di legame degli elettroni e il piccolo angolo di diffusione coerente dei fotoni sono entrambi trascurabili. Nella presente misura, per soddisfare i suddetti criteri, è stato usato un bersaglio di alluminio (le energie di legame degli elettroni dello strato K ed L nell'alluminio sono rispettivamente circa 1,6 e 0,08 KeV) ⁽⁶⁾. Per un dato angolo di diffusione, N_F è uguale alla differenza fra le velocità di conteggio del rivelatore γ con e senza il bersaglio disposto nel fascio dei fotoni. Per render minimi gli errori derivanti dall'incertezza sullo spessore del bersaglio, dalle fluttuazioni di fondo e dagli effetti di assorbimento, sono state fatte misure con bersagli di alluminio di differenti spessori. Si è trovato che la quantità N_F è direttamente proporzionale allo spessore del bersaglio. Dalla curva che dà la velocità di conteggio N_F in funzione dello spessore è stato scelto il valore di N_F per ogni angolo misurato, corrispondente a uno spessore di 0,27 g/cm². Si è calcolato che i valori ottenuti per N_F con questo procedimento hanno una precisione migliore del 2%. Per un controllo finale, il valore di N_F diviso per l'angolo solido Ω_K è stato graficato per i differenti angoli di diffusione, e si è trovato che la forma di questa curva si accorda molto bene con la curva della sezione d'urto prevista dalla formula di Klein-Nishina per fotoni da 660 KeV.

D. - EFFICIENZA DEI RIVELATORI.

L'efficienza, ε_K , del rivelatore K (Fig. 4) è stata determinata dai dati di WOLICKI, JASTROW e BROOKS ⁽⁷⁾, i quali hanno calcolato l'efficienza dei cristalli per differenti geometrie ed energie dei fotoni basandosi su coefficienti di assorbimento noti. Questi dati sono stati, nel nostro caso, usati con le distanze bersaglio-cristallo riportate nella Tabella 1. Inoltre, è stata fatta una piccola correzione per l'assorbimento dei raggi X dello strato K nel materiale costituente la finestra del cristallo descritto nella Sezione 2A. In accordo con il procedimento su descritto, i valori ottenuti per l'efficienza, ε_K , sono per i raggi X dello strato K dell'oro 0,075 ad una distanza di 0,75 pollici e di 0,019 ad una distanza di 1,75 pollici, mentre per lo stagno sono rispettivamente di 0,080 e 0,20. I valori su riportati richiedono che tutte le interazioni nel cristallo dei raggi X dallo strato K diano luogo a degli impulsi in grado di passare attraverso la finestra del discriminatore monocanale del rivelatore K (Vedi discussione in Sezione 2A). Come controllo di questi valori dell'efficienza, è stato misurato, mediante un cristallo di NaI (Tl) munito di collimatore di 2 × 2 pollici, avente un'efficienza di rivelazione

del 100% per tutti i raggi X, il numero totale dei raggi X dallo strato K emessi isotropicamente da un bersaglio di oro. (Questo cristallo più grande non è stato usato per misure di coincidenza poiché sarebbe stato necessario, dato le sue dimensioni, disporlo ad una distanza tale da comportare una forte riduzione negli angoli solidi e quindi nelle velocità di conteggio). Il numero totale dei raggi X dello strato K misurati con il cristallo grande e con quello piccolo, usando dei valori delle efficienze su riportate, sono in accordo entro il 2%.

Il rapporto $\varepsilon_{k(F)} / \varepsilon_{k(K)}$ delle efficienze per i fotoni diffusi del bersaglio, si riferisce al rivelatore γ (Fig. 1) che è dotato di un cristallo NaI (Tl) (densità $\sim 3,67 \text{ g/cm}^3$) di 1×1 pollice schermato da un collimatore di piombo con apertura di $3/4$ di pollice. Per questo rivelatore, il rapporto è dato dalla seguente equazione:

$$\varepsilon_{k(F)} / \varepsilon_{k(K)} = \frac{A (1 - e^{-9,3 \mu_K})}{B (1 - e^{-9,3 \mu_F})} \quad (5)$$

A e B sono le frazioni del numero totale di interazioni, dovute ai fotoni diffusi incoerentemente nel rivelatore γ rispettivamente dagli *elettroni inizialmente liberi ed in quiete* e dagli *elettroni dello strato K*, che producono impulsi in grado di passare attraverso la finestra del discriminatore monocanale. μ_F e μ_K sono rispettivamente i coefficienti di assorbimento del cristallo NaI (Tl). Il valore di μ_F è ottenuto dai dati di assorbimento forniti da GLADYS WHITE GRODSTEIN ⁽³⁾ per una certa energia dei fotoni che è correlata con l'angolo di diffusione come mostrato dalla curva in Figura 4. Il valore di μ_K è invece incerto perché i fotoni diffusi incoerentemente dagli elettroni dello strato K, ad un dato angolo, hanno una distribuzione di energia che non è nota. Sulla base dei risultati non-relativistici di DU MOND e coll. ⁽³⁾ (Vedi Parte I) si può asserire con una certa sicurezza che la maggior parte dei fotoni diffusi incoerentemente dagli elettroni dello strato K sono contenuti in un intervallo di energia di circa due volte l'energia di legame dello strato K cioè circa 200 KeV (per l'oro) nel presente caso. Poiché il coefficiente di assorbimento per il NaI (Tl) non cambia molto in tale intervallo, è ragionevole scegliere il valore di μ_K corrispondente ad una definita energia dei fotoni. Per angoli maggiori di 20° , questa energia è stata scelta approssimativamente uguale all'energia dei fotoni diffusi da parte di elettroni liberi quale si può ricavare dal grafico mostrato in Fig. 4. Per angoli di diffusione di 20° quando l'energia trasferita all'elettrone libero è minore dell'energia di legame dello strato K per l'oro (come mostrato in Fig. 4) l'energia effettiva del fotone è stata scelta uguale all'energia massima

$k_0 - I_K$, dove k_0 è l'energia del fotone incidente e I_K è l'energia di legame dello strato K per l'oro. Per tener conto di tutte le possibili incertezze ad angoli piccoli (minori di 60°) è stato assegnato un errore sistematico di ± 80 KeV (non eccedente il limite superiore di $k_0 - I_K$) al valore dell'energia effettiva del fotone diffuso. Fortunatamente queste variazioni comportano un errore inferiore al 10% a causa delle varia-

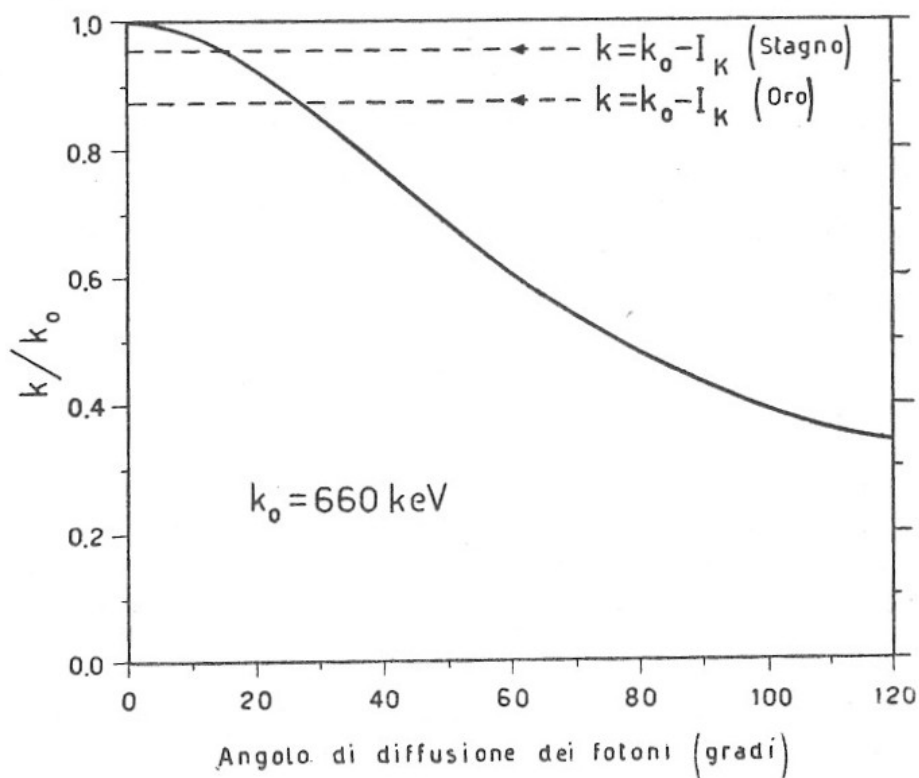


Fig. 4. - Dipendenza angolare dell'energia, k , dei fotoni aventi inizialmente un'energia massima $k_0 = 660$ KeV, diffusi da elettroni liberi ed in quiete. Le linee tratteggiate indicano la massima energia dei fotoni diffusi incoerentemente dagli elettroni K dello stagno (energia di legame $I_K = 29,2$ KeV) e dell'oro ($I_K = 80,7$ KeV).

zioni relativamente piccole del coefficiente di assorbimento in questi intervalli di energie. Per valutare il rapporto A/B per differenti energie dei fotoni, sono stati disegnati alcuni grafici della frazione, F, del numero totale di impulsi accettati dal discriminatore monocanale in funzione della posizione della soglia inferiore.

Questi grafici sono stati fatti per differenti energie dei fotoni sulla base delle curve di distribuzione in ampiezza degli impulsi mostrate in Fig. 2. I risultati ottenuti da questi grafici hanno dimostrato che, per la posizione della soglia inferiore corrispondente a 100 KeV (Vedi Parte I), la frazione, F, è approssimativamente costante nell'intervallo delle energie dei fotoni da circa 150 a 660 KeV, e quindi il rapporto A/B

è approssimativamente uguale all'unità. Questo risultato indica semplicemente che il rapporto di efficienza dato dalla Eq. (3) non è apprezzabilmente influenzato dal fatto che il discriminatore monocanale non accetta impulsi con ampiezze inferiori ad un valore minimo a condizione che questo valore corrisponda ad una energia dei fotoni che sia piccola rispetto all'energia dei fotoni diffusi. Come verifica di questa condizione, sono state fatte misure con ampiezze minime d'impulso corrispondenti a 100 e 150 KeV ad un angolo di diffusione di 20° ed i valori ottenuti per il rapporto della sezione d'urto nei due casi sono risultati uguali entro qualche per cento. Sulla base delle suddette condizioni, si è stimato che il valore del rapporto delle efficienze, $\varepsilon_{k(F)}/\varepsilon_{k(K)}$, è uguale a uno per tutti gli angoli di diffusione con un errore sistematico approssimativamente uguale al 5%.

E. - CORREZIONI PER LO SPESSORE DEL BERSAGLIO.

Vi sono due possibili effetti associati con lo spessore del bersaglio, che possono influenzare il valore sperimentale del rapporto delle sezioni d'urto definito dalle Eq. (3). Il primo effetto è la produzione secondaria di raggi X dello strato K nel bersaglio da parte degli elettroni di rinculo con energie maggiori dell'energia di ionizzazione dello strato K stesso. Il secondo è l'assorbimento nel bersaglio dei raggi X dello strato K e dei fotoni diffusi incoerentemente sia dagli elettroni liberi sia dagli elettroni dello strato K. Se il bersaglio è abbastanza sottile, entrambi questi effetti hanno un'influenza trascurabile nel rapporto della sezione d'urto.

Nel presente esperimento, il rapporto della sezione d'urto è stato misurato per differenti spessori sia del bersaglio d'oro che di stagno. I risultati ottenuti per i bersagli d'oro sono mostrati in Fig. 5, dove il rapporto della sezione d'urto è stato determinato dalla Eq. (3), e *lo spessore effettivo del bersaglio*, T , è uguale allo spessore del bersaglio diviso per $\cos \alpha$ (Vedi Fig. 4). La curva in Fig. 5 mostra che gli effetti dello spessore del bersaglio nel caso dell'oro sono trascurabili per valori di T minori di circa 15 mg/cm². Analogamente si è trovato che gli effetti dello spessore del bersaglio nel caso dello stagno sono trascurabili per valori di T minori di circa 10 mg/cm². Per le misure finali di coincidenza, si è scelto lo spessore del bersaglio di stagno di 7,5 mg/cm² (con $\alpha = 0^\circ$) e di 6,7 mg/cm² (con $\alpha = 60^\circ$) per l'oro. Il fatto che il rapporto della sezione d'urto per questi bersagli è indipendente dallo spessore comporta automaticamente che il rapporto dei fattori di correzione per assorbimento, $a_{k(F)}/a_{k(K)}$, è uguale all'unità, e inoltre che solo una pic-

cola percentuale del numero totale dei raggi X dallo strato K emessi dagli atomi dell'oro o da quelli dello stagno viene assorbita nei rispettivi bersagli. Sono stati calcolati, dai coefficienti noti di assorbimento, i valori del fattore a_K relativamente a uno spessore medio del bersaglio e per una posizione del bersaglio rispetto al rivelatore, come mostrato

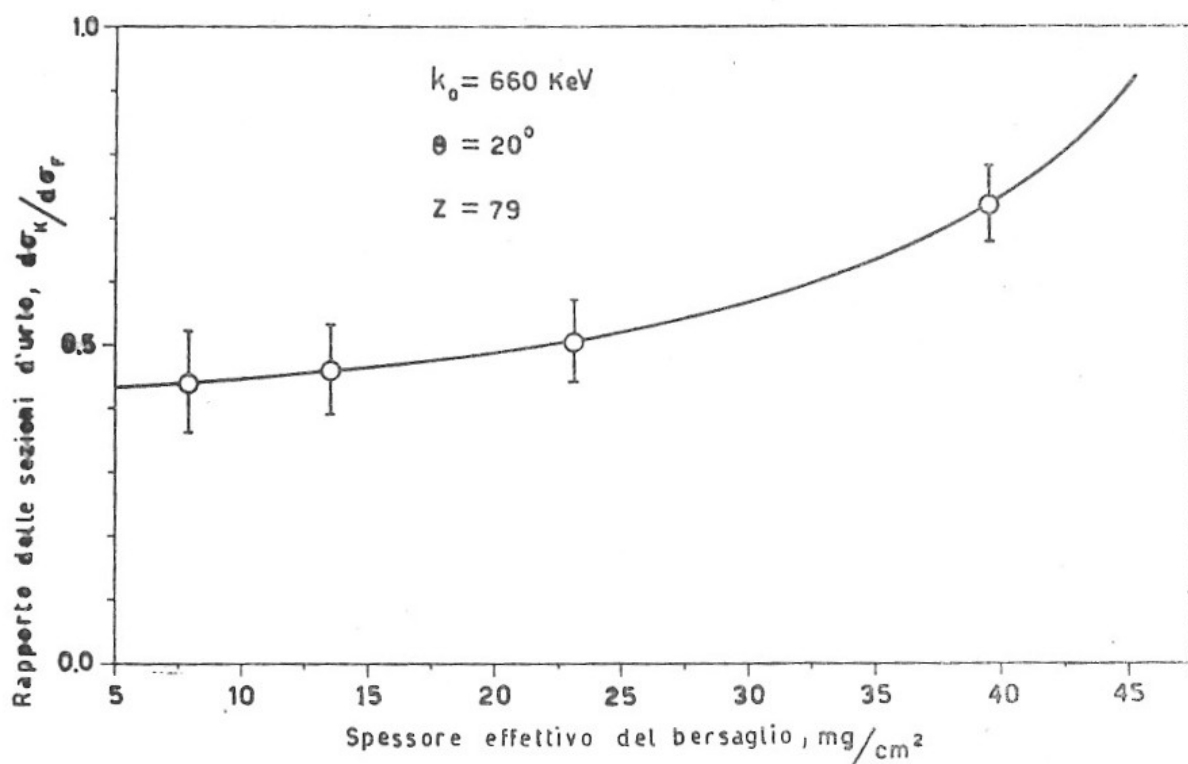


Fig. 5. - Andamento del rapporto apparente delle sezioni d'urto, $d\sigma_K/d\sigma_F$, in funzione dello spessore di un bersaglio d'oro per un'energia del fotone incidente di 660 KeV. $d\sigma_K$ e $d\sigma_F$ sono date dall'equazione (3). Lo spessore effettivo del bersaglio è uguale allo spessore reale diviso per $\cos \alpha$, essendo α l'angolo d'inclinazione del bersaglio rispetto al fascio dei fotoni incidente (Fig. 1).

in Fig. 1. Il valore di α è stato scelto di 60° per l'oro e di 0° per lo stagno. I valori ottenuti per a_K sono 0,99 per il bersaglio d'oro e 0,97 per il bersaglio di stagno.

F. - RENDIMENTO DI FLUORESCENZA K PER LO STAGNO E PER L'ORO.

Il rendimento di fluorescenza, $\tilde{\omega}_K$, è stato ricavato dai dati riportati da WAPSTRA, NYGH e VAN LIESHOUT ⁽⁸⁾, i quali hanno compilato delle tabelle di valori di $\tilde{\omega}_K$ in funzione del numero atomico. Gli errori forniti sono dell'ordine del 2%. Entro questi limiti è stato ricavato, dai dati sopracitati, i valori di $\tilde{\omega}_K$ qui di seguito riportati:

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}_K &= 0,84 && \text{per } Z = 50 \text{ (stagno)} \\ \tilde{\omega}_K &= 0,95 && \text{per } Z = 79 \text{ (oro)} \end{aligned}$$

TABELLA 1. - Sommario dei dati sperimentali.

Angolo di diffusione θ (gradi)	Distanza BERSAGLIO-CRISTALLO (in pollici)		BERSAGLIO			VELOCITA' DI CONTEGGIO DELLE COINCIDENZE			
	Rivelatore γ	Rivelatore k	Z	Spessore (mg/cm ²)	Angolo di inclinazione (gradi)	Totali T $\times 10^3$	Casuali C $\times 10^3$	False F $\times 10^3$	N_k (=T-C-F) $\times 10^3$
20	5,3	0,75	50	7,5	0	15,0 $\pm$ 0,3	1,69 $\pm$ 0,10	8,57 $\pm$ 0,39	4,70 $\pm$ 0,50
			79	6,7	60	17,0 $\pm$ 0,4	5,81 $\pm$ 0,20	7,42 $\pm$ 0,54	3,81 $\pm$ 0,70
30	5,1	0,75	50	7,5	0	14,3 $\pm$ 0,3	1,12 $\pm$ 0,09	7,90 $\pm$ 0,55	5,23 $\pm$ 0,63
40	4,0	0,75	50	7,5	0	27,9 $\pm$ 0,5	1,12 $\pm$ 0,10	16,9 $\pm$ 0,8	9,83 $\pm$ 1,00
			79	6,7	60	31,9 $\pm$ 0,7	5,30 $\pm$ 0,26	18,4 $\pm$ 0,7	8,20 $\pm$ 1,00
60	3,0	1,75	50	7,5	0	7,90 $\pm$ 0,19	0,458 $\pm$ 0,047	4,54 $\pm$ 0,24	2,90 $\pm$ 0,35
			79	6,7	60	10,7 $\pm$ 0,2	2,24 $\pm$ 0,11	5,00 $\pm$ 0,34	3,40 $\pm$ 0,41
110	3,7	1,75	50	7,5	0	2,54 $\pm$ 0,09	0,530 $\pm$ 0,040	0,755 $\pm$ 0,100	1,26 $\pm$ 0,14
			79	6,7	60	4,73 $\pm$ 0,14	2,44 $\pm$ 0,08	0,550 $\pm$ 0,055	1,80 $\pm$ 0,17

3. - RISULTATI E DISCUSSIONE

Un riassunto dei dati sperimentali ottenuti in queste misure è presentato nella Tabella 1. Sono riportate le velocità di conteggio delle coincidenze per il bersaglio di stagno da $7,5 \text{ mg/cm}^2$ e per quello d'oro da $6,7 \text{ mg/cm}^2$ ad angoli di diffusione di 20° , 30° , 40° , 60° e 110° . La velocità di conteggio delle coincidenze false è stata misurata con un bersaglio di alluminio avente lo stesso numero di elettroni per cm^2 del corrispondente bersaglio di stagno e d'oro. In questa tabella sono riportati soltanto gli errori statistici per le velocità di conteggio.

Il rapporto delle sezioni d'urto, $d\sigma_K/d\sigma_F$, dato dalla Equazione (3) è stato valutato con i dati sperimentali della Tabella 1 e con le informazioni date nella Parte 2. I valori sperimentali per il rapporto di queste sezioni d'urto sono stati mostrati rispettivamente nelle Figure 6 e 7. Le curve tratteggiate in queste figure sono basate sui punti sperimentali e mostrano l'andamento che meglio si adatta a questi valori del rapporto delle sezioni d'urto in funzione dell'angolo di diffusione dei fotoni.

Le curve sperimentali nelle Figure 6 e 7 mostrano che *per piccoli valori dell'angolo di diffusione* il rapporto della sezione d'urto è minore dell'unità e tende allo zero per angoli di diffusione tendenti a zero. Questo andamento indica che a piccoli angoli di diffusione, il momento trasferito agli elettroni dello strato K diventa piccolo in confronto con il loro momento iniziale, e vi è quindi una piccola probabilità che l'atomo assorba una sufficiente energia per espellere l'elettrone dallo strato K. Un simile andamento per questo rapporto è previsto dai calcoli non-relativistici della funzione di diffusione incoerente discussi da GRODSTEIN ⁽³⁾. In base ai dati forniti da questo Autore è stata calcolata la funzione di diffusione incoerente in funzione dell'angolo di diffusione del fotone, nel caso dell'atomo di idrogeno, per energie del fotone incidente di 1,0; 1,9; 3,6 e 10 KeV (Fig. 8). Questi risultati ottenuti da un calcolo non-relativistico mostrano che la funzione (che è uguale ⁽³⁾ al rapporto della sezione d'urto $d\sigma_K/d\sigma_F$) tende allo zero per piccoli angoli di diffusione, e che per un dato angolo di diffusione il valore della funzione decresce quando decresce il rapporto dell'energia del fotone incidente all'energia di legame dello strato K. Nei dati sperimentali si rileva lo stesso tipo di andamento. Infatti, per esempio, a 20° il rapporto della sezione d'urto è minore per gli elettroni K dell'oro che per gli elettroni K dello stagno. Sfortunatamente non esistono calcoli relativistici che possano essere confrontati direttamente con i risultati sperimentali relativi a piccoli angoli. L'andamento di σ_K riportato in Figura 6 e 7 non si accorda con i

risultati ottenuti da BRINI et al. (Questo disaccordo non è sorprendente in vista del fatto che i risultati presentati nel lavoro di questi ultimi Autori non tengono conto delle correzioni per il contributo delle coincidenze false e per gli effetti dello spessore del bersaglio).

Un'interessante situazione si verifica per grandi angoli di diffusione. In questa regione, l'energia trasferita agli elettroni dello strato K è

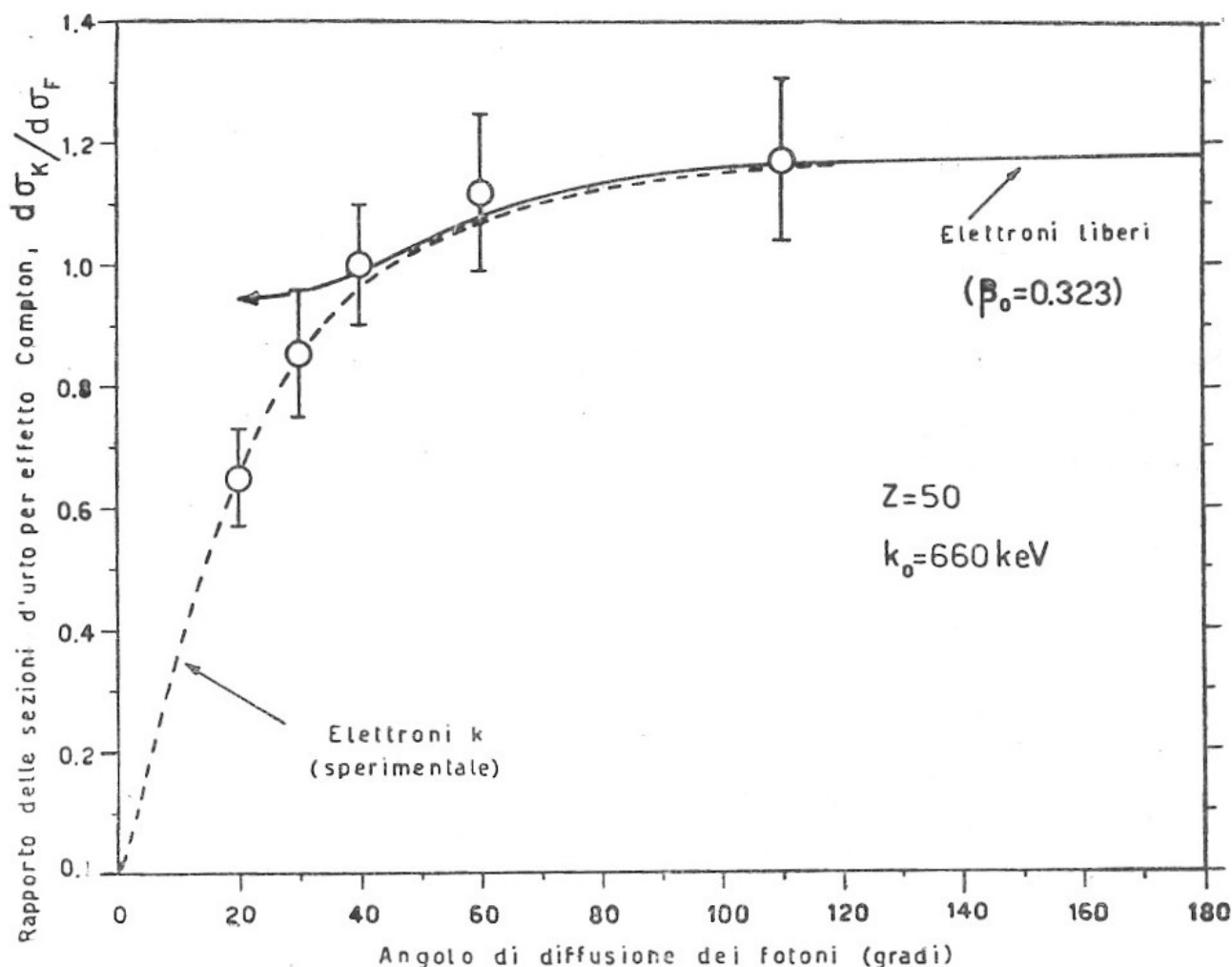


Fig. 6. - Andamento in funzione dell'angolo di diffusione del rapporto delle sezioni d'urto, $d\sigma_K/d\sigma_F$ per fotoni di energia di 660 KeV incidenti su un bersaglio di stagno. I valori sperimentali sono determinati in base all'equazione (3), mentre la curva continua è calcolata in base all'equazione (10) per un elettrone inizialmente libero ma con velocità $\beta_0 = 0,323$.

grande confrontata con la loro energia iniziale, e quindi gli elettroni K possono essere considerati *liberi* ma non *in quiete*. Conseguentemente a grandi angoli, la sezione d'urto per diffusione da parte di elettroni dello strato K si approssima alla sezione d'urto Compton per diffusione da parte di elettroni *liberi* ma *in moto* con velocità uguali a quelle degli elettroni dello strato K. E' qui importante notare che la sezione d'urto Compton, che è differenziale rispetto all'angolo di diffusione dei fotoni,

dipende dal sistema di riferimento scelto per l'elettrone. Ci si può quindi attendere che la sezione d'urto Compton per diffusione da parte di elettroni dello strato K abbia una dipendenza angolare, a grandi angoli,

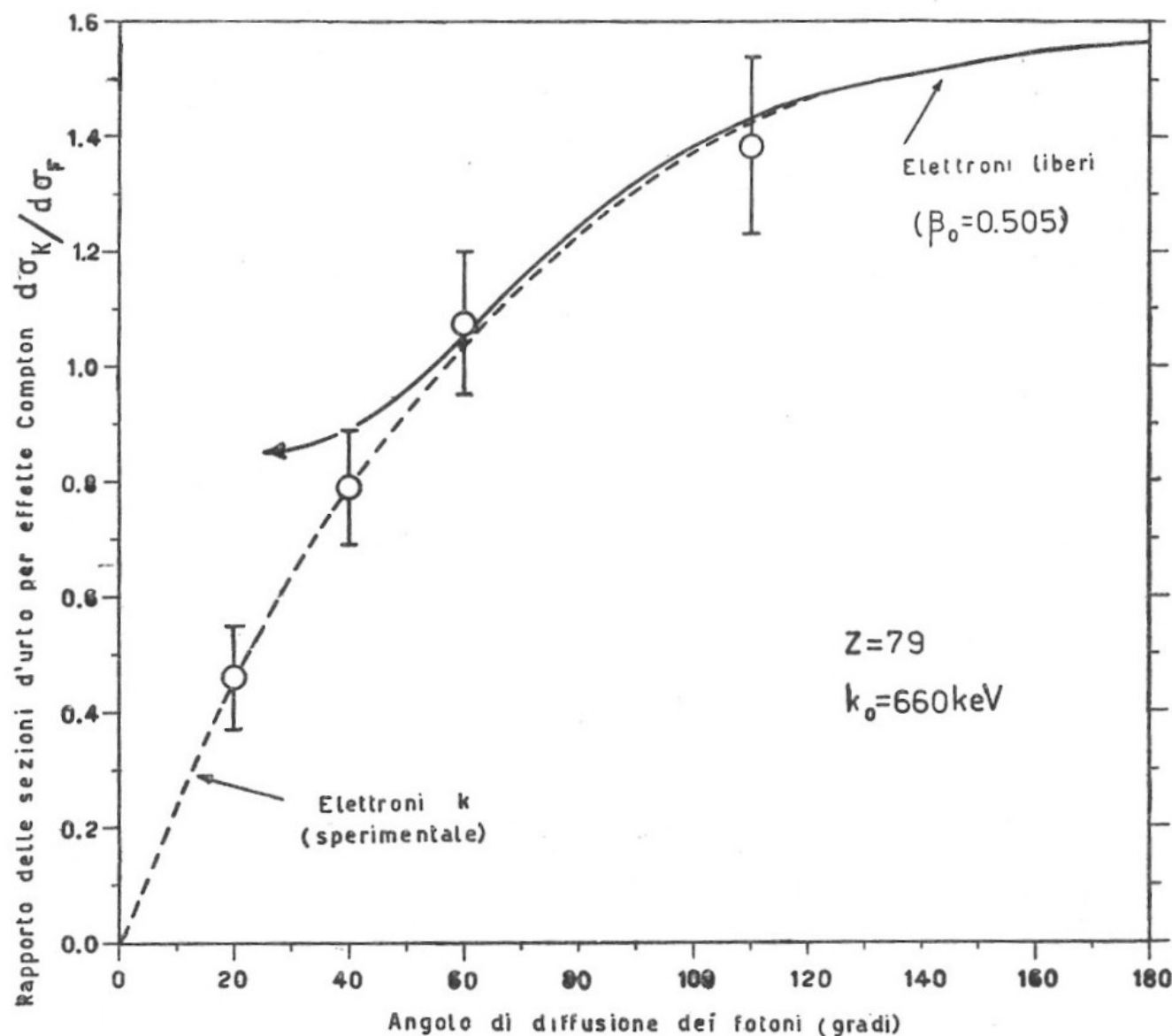


Fig. 7. - Andamento in funzione dell'angolo di diffusione del rapporto delle sezioni d'urto, $d\sigma_K/d\sigma_F$, per fotoni di energia di 660 KeV incidenti su un bersaglio d'oro. I valori sperimentali sono determinati in base all'equazione (3), mentre la curva continua è calcolata in base all'equazione (10) per un elettrone inizialmente libero ma con velocità $\beta_0 = 0,505$.

che sia differente da quella prevista dalla formula di Klein-Nishina che è ricavata nel sistema in cui l'elettrone è in quiete.

Per un sistema di riferimento dove la velocità dell'elettrone iniziale non sia zero, la formula della sezione d'urto per diffusione Compton da parte di elettroni liberi, che è differenziale rispetto agli angoli ϑ di

diffusione dei fotoni, è data da JAUCH e ROHRLICH ⁽⁹⁾ nella forma seguente:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{(1 - \beta_0^2)}{(1 - \beta_0 \cos \alpha)^2} \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 \bar{X} \quad (6)$$

dove r_0 è il raggio classico dell'elettrone ($2,82 \times 10^{-13}$ cm), β_0 il rapporto fra la velocità dell'elettrone incidente e quella della luce, α l'angolo fra la direzione di moto dell'elettrone e del fotone e k_0 l'energia del fotone incidente. L'energia del fotone diffuso, k , è data da

$$k = \frac{k_0 (1 - \beta_0 \cos \alpha)}{1 + (k_0 / E_0) (1 - \cos \theta) - \beta_0 \cos \alpha} \quad (7)$$

dove E_0 è l'energia totale (inclusa l'energia di massa) dell'elettrone. La quantità X è definita dall'equazione

$$\bar{X} = \frac{\chi}{\chi'} + \frac{\chi'}{\chi} + 2 \left(\frac{1}{\chi} - \frac{1}{\chi'} \right) + \left(\frac{1}{\chi} - \frac{1}{\chi'} \right)^2 \quad (8)$$

essendo

$$\begin{aligned} \chi &= E_0 k_0 (1 - \beta_0 \cos \alpha) \\ \chi' &= E_0 k_0 (1 - \beta_0 \cos \alpha) + k_0 k (\cos \theta - 1) \end{aligned} \quad (9)$$

Si può usare la sezione d'urto, $d\sigma$, che è definita dall'equazione (6), per calcolare la diffusione Compton a grandi angoli da parte di elettroni dello strato K nel modo seguente. Come prima approssimazione si può considerare che gli elettroni siano liberi ed abbiano un unico valore del modulo della velocità corrispondente alla loro energia di legame. Poiché tutti i valori di α sono ugualmente probabili per la diffusione dello strato K, è necessario calcolare una sezione d'urto media. In un calcolo esatto, le ampiezze di diffusione dovrebbero essere mediate su α . Nel caso presente però in cui la lunghezza d'onda del fotone non è grande confrontata con il raggio di Bohr dello strato K, gli effetti d'interferenza possono essere trascurati e, quindi, con procedimento approssimato, è

sufficiente mediare su α la sezione d'urto, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$. Allora l'espressione per

questa sezione media $\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_{\text{med.}}$ è data da

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_{\text{med.}} = \int_1^{-1} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d(\cos \alpha) / \int_1^{-1} d(\cos \alpha) \quad (10)$$

Questa integrazione è stata eseguita sia analiticamente sia graficamente per dati valori di θ . La formula analitica per $\langle d\sigma/d\Omega \rangle_{\text{med.}}$ è piuttosto lunga e non è stata qui riportata. Comunque sono stati calcolati i valori di $\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_{\text{med.}}$ corrispondenti alle condizioni sperimentali di questa misura, e, cioè, per un'energia dei fotoni incidenti di 660 KeV

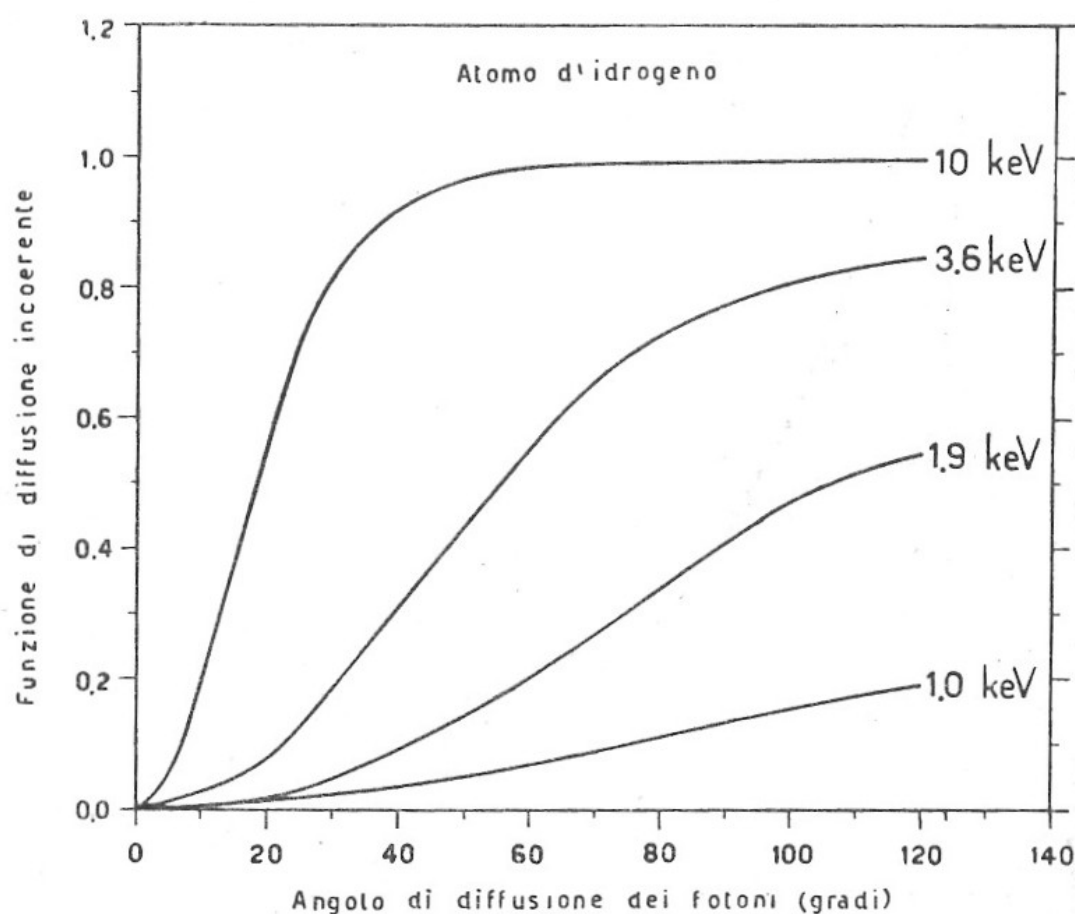


Fig. 8. - Dipendenza angolare della funzione di diffusione incoerente calcolata per l'atomo di idrogeno (energia di legame dell'elettrone = 0,0136 KeV) per energie dei fotoni incidenti di 1,0; 1,9; 3,6 e 10 KeV.

e per l'energia cinetica iniziale degli elettroni uguale all'energia di legame degli elettroni K (29,2 KeV per lo stagno e 80,7 KeV per l'oro) ⁽⁶⁾. Per raffronto, la sezione d'urto di Klein-Nishina, $d\sigma_F/d\Omega$ è stata calcolata per le stesse condizioni sperimentali. La dipendenza di questo rapporto

delle sezioni d'urto, teoricamente calcolato, $\frac{\langle d\sigma \rangle_{\text{med.}}}{d\sigma_F}$ dall'angolo di diffusione del fotone è mostrata dalla curva continua per lo stagno in fig. 6 e per l'oro in fig. 7. I risultati mostrano che a grandi angoli, questo rapporto della sezione d'urto è maggiore dell'unità per alti numeri

atomici e si approssima all'unità quando l'energia di legame degli elettroni dello strato K (o la loro velocità) tende a zero. Le curve sperimentali date dalle linee tratteggiate per l'oro e lo stagno sono in buon ac-

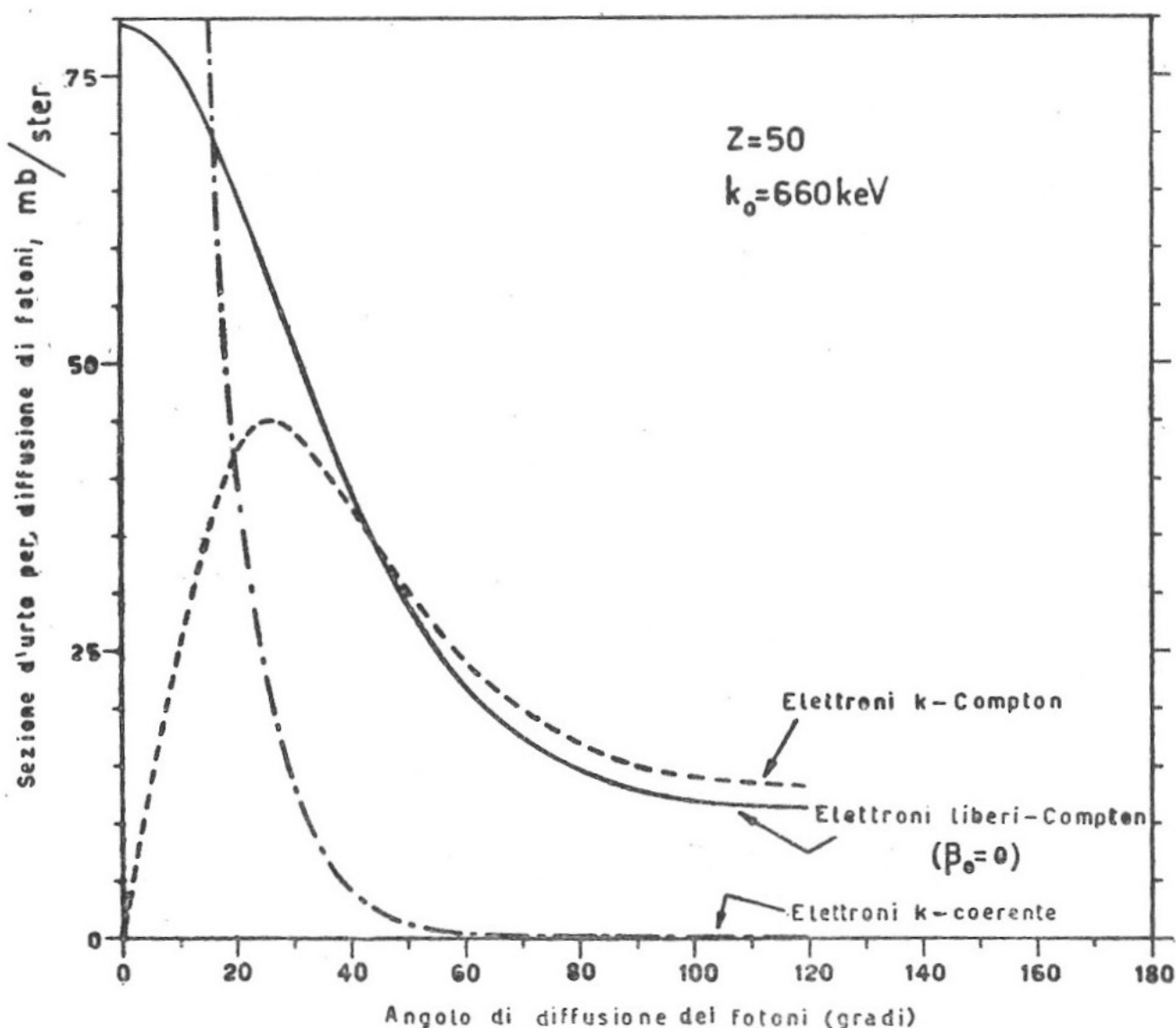


Fig. 9. - Confronto delle sezioni d'urto per diffusione di fotoni di 660 KeV da parte di elettroni liberi e di elettroni dello strato K dello stagno. La sezione d'urto per diffusione Compton da parte di un elettrone inizialmente libero ed in quiete è ottenuta dalla formula di Klein-Nishina ed è rappresentata dalla linea continua. La sezione d'urto per diffusione Compton da parte di un elettrone dello strato K dello stagno è ottenuta dai valori sperimentali (Fig. 6) ed è rappresentata dalla linea tratteggiata. La sezione d'urto per diffusione incoerente da parte di un elettrone dello strato K dello stagno, come prevista dai calcoli di BROWN e MAYERS ⁽¹⁰⁾, è rappresentata dalla linea tratto e punto.

cordo, a grandi angoli di diffusione, con il rapporto delle sezioni d'urto calcolato nella maniera suddetta.

Appena l'angolo di diffusione del fotone tende a zero, la decrescita della sezione d'urto per diffusione Compton da parte degli elettroni dello strato K è accompagnata da un aumento della sezione d'urto per dif-

fusione coerente. Un confronto tra queste due sezioni d'urto e la sezione d'urto di Klein-Nishina per elettroni inizialmente liberi ed in quiete è mostrato in Fig. 9 per lo stagno e in Fig. 10 per l'oro. In queste figure

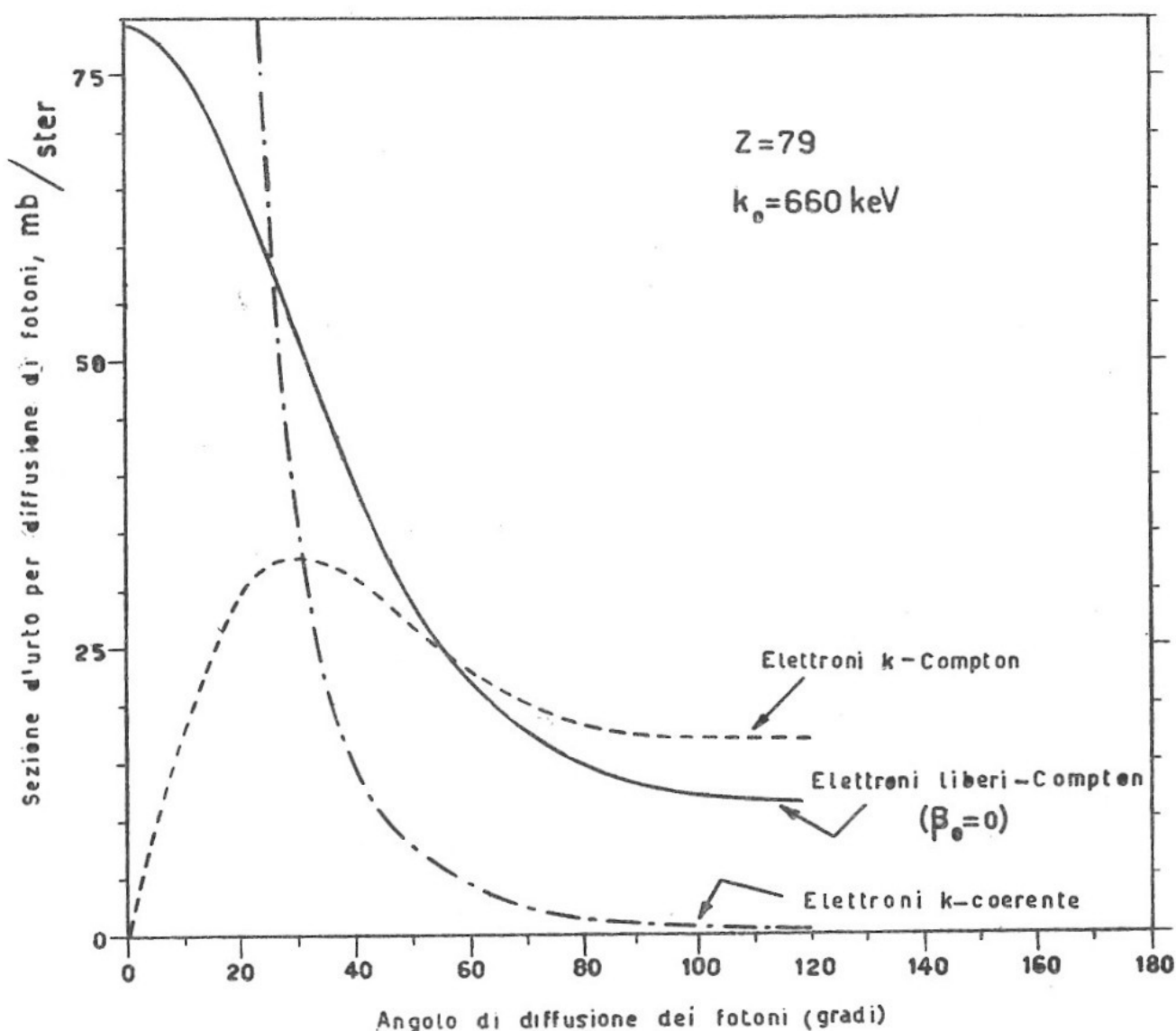


Fig. 10. - Confronto delle sezioni d'urto per diffusione di fotoni di 660 KeV da parte di elettroni liberi e da parte di elettroni dello strato K dell'oro. La sezione d'urto per diffusione Compton da parte di un elettrone inizialmente libero ed in quiete è ottenuta dalla formula di Klein-Nishina ed è rappresentata dalla linea continua. La sezione d'urto per diffusione Compton da parte di un elettrone dello strato K dell'oro è ottenuta dai valori sperimentali (Fig. 7) ed è rappresentata dalla linea tratteggiata. La sezione d'urto per diffusione coerente da parte di un elettrone dello strato K dell'oro, come prevista dai calcoli di BROWN e MAYERS ⁽¹⁰⁾, è rappresentata dalla linea tratto e punto.

la dipendenza angolare della sezione d'urto di diffusione coerente per un elettrone K è ottenuta dai risultati di BROWN e MAYERS ⁽¹⁰⁾ ed include una correzione di circa il 25% per il contributo della diffusione Thompson e degli elettroni dello strato L. Le linee tratteggiate mostrano l'andamento della sezione d'urto sperimentale Compton per gli elet-

troni dello strato K ottenuta dal prodotto del valore sperimentale delle sezioni d'urto dato in Fig. 6 e 7 con il valore della sezione d'urto di Klein-Nishina. L'importanza degli effetti del legame degli elettroni nella diffusione di fotoni di 660 KeV può essere rilevata in Figure 9 e 10 da un confronto dell'andamento tra la sezione d'urto per diffusione coerente e per diffusione Compton su elettroni K con la sezione d'urto di Klein-Nishina per elettroni liberi.

Integrando le sezioni d'urto differenziali $\frac{d\sigma_K}{d\Omega}$ (curva tratteggiata) e $\frac{d\sigma_F}{d\Omega}$ (curva continua) in Figura 9 e 10 su tutti gli angoli di diffusione dei fotoni si ottengono i valori σ_K e σ_F delle sezioni d'urto totali per diffusione incoerente rispettivamente su elettroni K ed elettroni liberi e in quiete. Il rapporto delle sezioni d'urto totali, σ_K / σ_F è riportato in Figura 11 in funzione del rapporto dell'energia, I_K/k_0 , dove I_K è l'energia di legame per gli elettroni dello strato K e k_0 è l'energia del fotone incidente. Questo rapporto delle sezioni d'urto è uguale a uno e a zero quando I_K è uguale a zero e a k_0 rispettivamente. I punti riportati sono quelli ricavati dai dati sperimentali e la linea tratteggiata è l'andamento interpolato. Per confronto il rapporto (calcolato) delle sezioni d'urto per energie dei fotoni non-relativistiche, ($k_0 \ll mc^2$) è stato ricavato dalle curve in Fig. 8. Per fotoni aventi le energie indicate in Fig. 8, la sezione d'urto differenziale Compton per l'elettrone dell'atomo di idrogeno, $\frac{d\sigma_K}{d\Omega}$, è data dal prodotto della funzione di diffusione incoerente per la sezione d'urto di Klein-Nishina, $\frac{d\sigma_F}{d\Omega}$. Integrando $\frac{d\sigma_K}{d\Omega}$ e $\frac{d\sigma_F}{d\Omega}$ su tutti gli angoli di diffusione dei fotoni si ottengono le sezioni d'urto totali Compton, σ_K e σ_F , per energia dei fotoni incidenti di 1,0; 1,9; 3,6 e 10 KeV. Il rapporto che ne risulta, σ_K / σ_F , per queste energie non-relativistiche dei fotoni, è riportato in grafico, linea continua in Fig. 11, in funzione di I_K/k_0 [l'energia di legame dell'elettrone nell'atomo di idrogeno è uguale a circa 0,0136 KeV (⁶)]. Questa curva continua in Figura 11 indica una notevole decrescita nel rapporto della sezione d'urto totale per effetto Compton per energie di legame degli elettroni relativamente piccole. Per esempio per un valore di I_K/k_0 uguale a 0,01, il rapporto della sezione d'urto passa da 1 a circa 0,25. D'altra parte per fotoni di 660 KeV, il rapporto delle sezioni d'urto totali per effetto Compton sembra essere indipendente dall'energia di le-

game degli elettroni. E' interessante osservare che a 660 KeV, la sezione d'urto differenziale per elettroni K è maggiore a grandi angoli e minore a piccoli angoli della sezione d'urto differenziale per elettroni liberi e

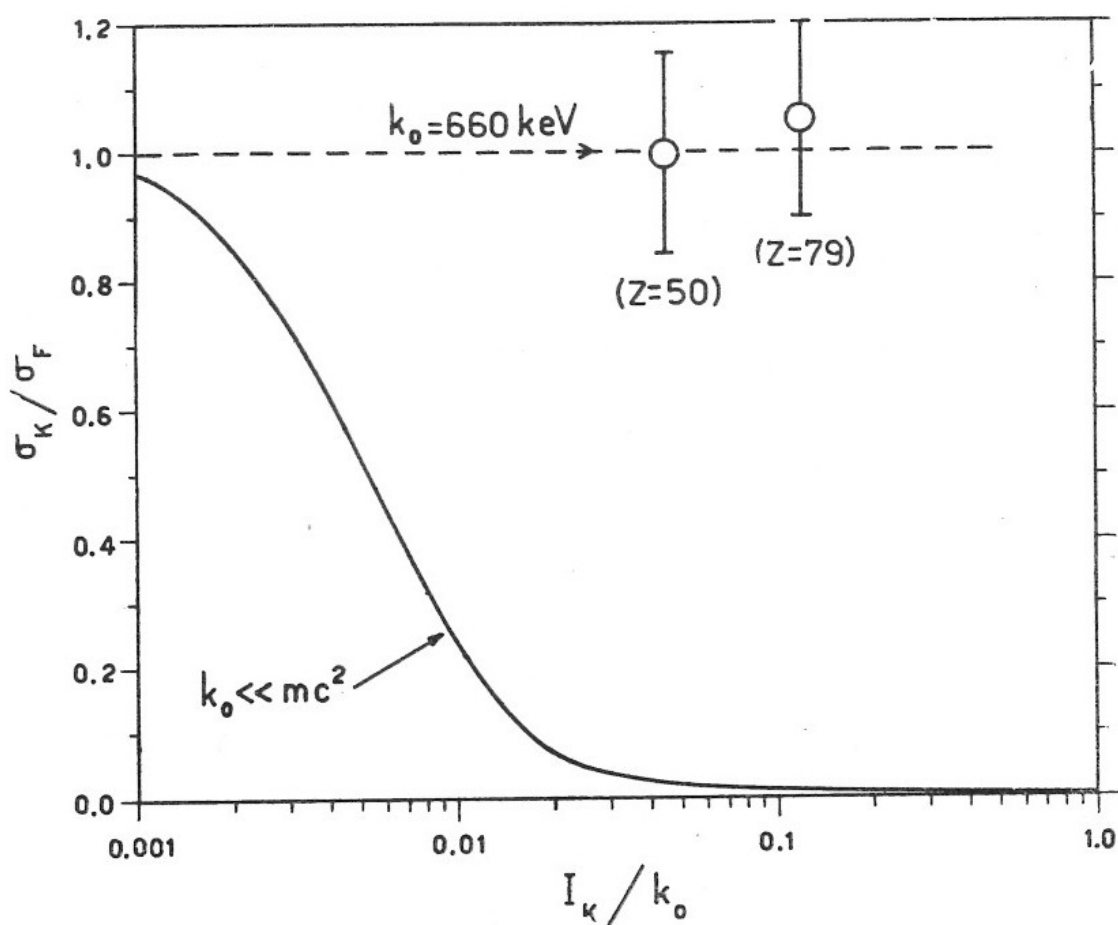


Fig. 11. - Andamento del rapporto delle sezioni d'urto totali per effetto Compton, σ_K / σ_F , in funzione del rapporto dell'energia di legame I_K sull'energia k_0 del fotone incidente. σ_K è la sezione d'urto totale (integrata sull'angolo di diffusione dei fotoni) per un elettrone dello strato K, e σ_F è la sezione d'urto totale di Klein-Nishina (integrata sull'angolo di diffusione dei fotoni). La curva continua si riferisce alle energie non-relativistiche dei fotoni, ed è stata derivata dalle curve in Fig. 8 che danno la funzione di diffusione incoerente per l'atomo d'idrogeno. I valori sperimentali si riferiscono al rapporto della sezione d'urto totale σ_K / σ_F per lo stagno ($I_K = 29,2$ KeV) ⁽⁶⁾ e per l'oro ($I_K = 80,7$ KeV) ⁽⁶⁾.

in quiete in modo tale che il rapporto delle sezioni d'urto totali σ_K / σ_F è approssimativamente uguale a uno sia per l'oro che per lo stagno.

Desideriamo ringraziare il Prof. Marc Ross per le utili discussioni. Inoltre uno di noi (JWM) desidera ringraziare il Prof. Mario Ageno per il suo interessamento durante il corso del lavoro e per la sua cortese ospitalità presso i Laboratori di Fisica dell'Istituto Superiore di Sanità.

BIBLIOGRAFIA

- (¹) ROBLEY D. EVANS - Encyclopedia of Physics (Springer-Verlag, Berlin, 1958) p. 218; Ann. T. Nelms, National Bureau of Standards, Circular n. 542 (U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1953).
- (²) DU MOND J. W. M. - Rev. mod. Phys., 5: 1 (1933); DU MOND J. W. M. and KIRKPATRICK H. A. - Phys. Rev., 52: 419 (1937), 54: 802 (1938); BLOCH F. - Phys. Rev., 46: 674 (1934); ROSS P. A. and KIRKPATRICK P. - Phys. Rev., 46: 668 (1934).
- (³) GLADYS WHITE GRODSTEIN - National Bureau of Standards, Circular n. 583 (U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1957) p. 51.
- (⁴) RANGLES J. - Proc. Phys. Soc., 70: 337 (1957).
- (⁵) BRINI D., FUSCHIN E., GRIMELLINI N. T. e MURTY D. S. R. - Nuovo Cimento, 16: 727 (1960).
- (⁶) FINE S. e HENDEE C. F. - Nucleonics, 13: 36 (1955).
- (⁷) WOLICKI E. A., JASTROW R. e BROOKS F. - Naval Research Laboratory, Report 4833 (Office of Naval Research, Washington, D.C., 1956).
- (⁸) WAPSTRA A. H., NIJGH G. I. e VAN LIESHOUT R. - Nuclear Spectroscopy Tables (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1959) p. 82.
- (⁹) JAUCH J. M. e ROHRlich F. - The Theory of Photons and Electrons (Addison Wesley Publishing Co, Inc., Cambridge, Mass., 1955) p. 232.
- (¹⁰) BROWN G. E. e MAYERS D. F. - Proc. roy. Soc. A, 242: 89 (1957).

Direttore responsabile: Prof. DOMENICO MAROTTA

Reg. Stampa - Trib. di Roma n. 1534 del 14 luglio 1956