

19. M. AGENO, M. CHIOZZOTTO e R. QUERZOLI. — Una verifica della formula di Klein e Nishina, a 2,62 MeV.

Riassunto. — Con un metodo basato sulla misura dei coefficienti di assorbimento di quanti γ in materiali di diverso numero atomico, si determinano separatamente e con la precisione dell'1% i coefficienti di assorbimento per effetto fotoelettrico, per effetto Compton e per creazione di coppie dei raggi γ di 2,62 MeV del ThC'' . Si conclude che per questo valore dell'energia la formula di Klein e Nishina è certamente valida entro l'1%.

Résumé. — La formule de Klein et Nishina, exprimant la probabilité de l'effet Compton, n'a jamais été vérifiée avec un degré d'approximation supérieur à 5% près, bien que sa validité dépende de la validité de la théorie de l'électron de Dirac.

Dans ce mémoire on décrit une méthode qui permet de mesurer séparément les probabilités de l'effet photoélectrique, de l'effet Compton et de la formation de couples. Cette méthode consiste à déterminer, au moyen d'un système de compteurs Geiger en coïncidence, l'atténuation subie par un mince faisceau de quanta γ monochromatiques lorsqu'il traverse des épaisseurs connues de matériaux absorbants. Les coefficients d'absorption partiels relatifs à chacun des trois phénomènes ci-dessus mentionnés sont déduits par la résolution d'un système d'équations linéaires à trois inconnues. Cette méthode est appliquée au cas des rayons γ de 2,62 MeV du ThC'' . Comme matériaux absorbants sont employés C, Al, Cu, Sn, Pb et paraffine ayant une composition chimique connue, qui par comparaison avec le C permet de déterminer le coefficient d'absorption de l'hydrogène pour les rayons γ en question. On conclut que la formule de Klein et Nishina est valide jusqu'à une approximation de 1%.

Summary. — The formula of Klein and Nishina, expressing the cross-section for the Compton effect, has never been verified with a degree of accuracy beyond approximately 5%, although its validity depends on the validity of the electron theory by Dirac.

In this paper a method is described, whereby it is possible to measure separately the cross-sections for the photoelectric effect, the Compton effect and the formation of pairs. This method consists in determining, by means of a system of Geiger counters in coincidence with one another, the attenuation undergone by a thin beam of monochromatic γ -quanta in passing through known thicknesses of absorbing materials. The partial

absorption coefficients relating to each of the three above mentioned phenomena are calculated by solving a system of linear equations with three variables. This method is applied to the case of the γ -rays of 2,62 MeV of ThC''. As absorbing materials, use is made of C, Al, Cu, Sn, Pb and paraffin having a known chemical constitution, which by comparison with C enables to determine the absorption coefficient of hydrogen for the γ -rays in question. The conclusion is reached that the validity of the formula of Klein and Nishina holds good with an accuracy of 1%.

Zusammenfassung. — Die die Stosssektion durch den Comptoneffekt ausdrückende Formel von Klein und Nishina wurde nie mit höherer als 5% Präzision verifiziert, obwohl ihre Gültigkeit von der Gültigkeit der Elektronentheorie von Dirac abhängt.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Methode beschrieben, welche es ermöglicht, die Stosssektionen, die sich aus dem photoelektrischen Effekt, dem Comptoneffekt und der Entstehung von Paaren ergeben, zu berechnen. Sie besteht in der Berechnung der Schwächung welcher ein kleines Bündel γ monochromatischer Quanten bei der Durchdringung absorbierender Stoffe von bekannter Dicke unterliegt, und zwar mittels eines Systems von Geigerzählern in Koinzidenz.

Die teilweisen Absorptionskoeffizienten, die sich auf jede der drei oben genannten Erscheinungen beziehen, berechnet man durch Lösung eines Systems von linearen Gleichungen mit 3 Unbekannten. Die Methode wird im Falle von γ Strahlungen des ThC'' von 2,62 MeV angewendet. Als Absorptionsmaterial werden C, Al, Cu, Sn, Pb und Paraffin von bekannter chemischer Zusammensetzung verwendet, welches durch Vergleich mit dem C die Berechnung des Absorptionskoeffizienten des Wasserstoffs für die in Frage stehenden γ Strahlungen ermöglicht.

Man kommt zum Schluss, dass die Formel von Klein und Nishina innerhalb 1, % gültig ist.

Il passaggio di quanti γ attraverso la materia è accompagnato, com'è ben noto, da numerosi fenomeni d'interazione, tre dei quali sono solitamente di gran lunga prevalenti sugli altri: la diffusione per effetto Compton, l'assorbimento per effetto fotoelettrico e l'assorbimento per creazione di coppie nel campo di un nucleo. Gli altri fenomeni d'interazione tra quanti γ e materia, quali per esempio la creazione di coppie nel campo di un elettrone, l'eccitazione di un nucleo atomico, ecc., si verificano tutti con frequenza minore per alcuni ordini di grandezza.

La teoria dell'effetto Compton, basata sulle equazioni di Dirac, porta per la sezione d'urto alla nota formula di Klein e Nishina ⁽¹⁾. La se-

(¹) O. KLEIN e Y. NISHINA, Zeit. f. Phys., 52, 853 (1929).

zione d'urto per effetto fotoelettrico è stata calcolata da Hall ⁽²⁾ e da Hulme e collaboratori ⁽³⁾ e quella per creazione di coppie da Bethe e Heitler in un fondamentale lavoro ⁽⁴⁾.

La sovrapposizione dei tre effetti, nonché la necessità di adoperare raggi rigorosamente monocromatici, rende difficile la verifica sperimentale della teoria. In realtà, negli ultimi quindici anni molte misure sono state istituite a questo scopo ⁽⁵⁾ e si è potuto concludere per una buona concordanza tra teoria ed esperienza, almeno per energie dei quanti γ incidenti non superiori a 2,62 MeV. La precisione del confronto non è mai tuttavia molto notevole e si aggira in pratica, nei casi più favorevoli, solo sul 5%.

Dato che il calcolo teorico di Hulme e collaboratori ha una precisione non superiore all'8%, l'effetto fotoelettrico pone per ora un limite ad ogni tentativo di restringere i termini del confronto. Ciò è però di grande importanza per quanto riguarda l'effetto Compton: i limiti di validità della formula di Klein e Nishina sono infatti limiti di validità della teoria dell'elettrone di Dirac.

Per questo motivo, noi ci siamo proposti di verificare la formula di Klein e Nishina con la massima precisione ottenibile coi mezzi tecnici a nostra disposizione. In particolare, abbiamo rivolto la nostra attenzione alle energie superiori ai 2 MeV, perchè in questo campo di energie da un lato le misure esistenti sono meno numerose e meno precise, dall'altro la sezione d'urto per effetto fotoelettrico è o del tutto trascurabile o al più una piccola frazione delle sezioni d'urto per effetto Compton e per creazione di coppie.

Mentre le nostre misure erano in corso avanzato di esecuzione, è apparso un lavoro di C. L. Cowan ⁽⁶⁾, in cui si determinano i coefficienti di assorbimento di diversi materiali assorbenti per raggi γ di energia compresa tra 0,3 e 2,3 MeV, emessi da radioisotopi artificiali. Con errori statistici dell'ordine dell'1%, il Cowan trova differenze tra i valori calcolati e quelli osservati che si aggirano sul 4÷5%, concludendo tuttavia per la buona validità della teoria. A parte la diversa energia dei raggi γ impiegati, il metodo e la geometria adottata in queste misure

(2) H. HALL, *Phys. Rev.*, **45**, 620 (1934).

(3) H. R. HULME, J. MC DOUGALL, R. A. BUCKINGHAM e R. H. FOWLER, *Proc. Roy. Soc., A*, **149** 131 (1935).

(4) H. BETHE e W. HEITLER, *Proc. Roy. Soc., A*, **146**, 83 (1934).

(5) E. MC MILLAN, *Phys. Rev.*, **46**, 868 (1934); W. GENTNER e J. STARKIEWICZ, *J. de Phys. et Rad.*, **6**, 340 (1935); J. HALPERN e H. R. CRANE, *Phys. Rev.*, **55**, 258 (1939); G. GROETZINGER e L. SMITH, *Phys. Rev.*, **67**, 53 (1945); MC DANIEL, V. DARDEL e WALKER, *Phys. Rev.*, **72**, 985 (1947); D. E. ALBURGER, *Phys. Rev.*, **73**, 344 (1948); C. M. DAVISSON e R. D. EVANS, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **23**, 45 (1948).

(6) C. L. COWAN, *Phys. Rev.*, **74**, 1841 (1948).

recenti fanno sì che esse non si differenzino sostanzialmente dalle misure precedenti e non si può quindi (come giustamente conclude l'Autore) accettare come significative le differenze trovate.

Il metodo da noi adottato per la verifica sperimentale della formula di Klein e Nishina consiste nel determinare l'attenuazione subita da un fascetto di quanti γ monocromatici nell'attraversare spessori noti di materiali assorbenti. Si ottengono in tal modo i coefficienti di assorbimento totali μ per i raggi γ in questione, di un certo numero di materiali di diverso numero atomico Z . Di qui si possono poi ottenere separati i coefficienti di assorbimento per effetto Compton σ , per creazione di coppie κ e per effetto fotoelettrico τ , ricordando ch'essi sono rispettivamente proporzionali a Z , Z^2 e Z^4 . Per un determinato materiale assorbente (per esempio il piombo) si ha infatti:

$$\sigma_0 + \kappa_0 + \tau_0 = \mu_0 \quad (I)$$

essendo σ_0 , κ_0 , τ_0 tre grandezze per ora incognite e μ_0 il dato dell'esperienza. Per un altro materiale assorbente si avrà poi:

$$\sigma_1 = \sigma_0 \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{A_0}{A_1} \frac{Z_1}{Z_0} \quad \kappa_1 = \kappa_0 \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{A_0}{A_1} \frac{Z_1^2}{Z_0^2} \quad \tau_1 = \tau_0 \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{A_0}{A_1} \frac{Z_1^4}{Z_0^4}$$

e se μ_1 è il relativo coefficiente di assorbimento totale misurato:

$$\left(\frac{\rho_1 Z_1}{A_1}\right) \left(\frac{A_0}{\rho_0 Z_0}\right) \sigma_0 + \left(\frac{\rho_1 Z_1^2}{A_1}\right) \left(\frac{A_0}{\rho_0 Z_0^2}\right) \kappa_0 + \left(\frac{\rho_1 Z_1^4}{A_1}\right) \left(\frac{A_0}{\rho_0 Z_0^4}\right) \tau_0 = \mu_1 \quad (II)$$

Si giunge così a scrivere tante equazioni lineari nelle tre grandezze incognite σ_0 , κ_0 , τ_0 quanti sono i materiali sperimentati. Se questi sono in numero maggiore di tre si può non soltanto determinare le incognite, ma anche controllare la dipendenza dal numero atomico di ciascun coefficiente di assorbimento.

Questo metodo è naturalmente limitato a quel campo di energie non troppo elevato in cui κ è semplicemente proporzionale a Z^2 . Per ciò poi che riguarda τ , la sua proporzionalità a Z^4 vale solo molto all'ingrosso: tale posizione è però per noi lecita, dato che per le energie che ci interessano l'effetto fotoelettrico non rappresenta che una molto piccola correzione.

Ci siamo innanzi tutto proposti di adottare il metodo ora descritto per una verifica di precisione della formula di Klein e Nishina per raggi γ di 2,62 MeV del ThC'' .

La disposizione da noi adottata per la misura dei coefficienti di assorbimento totali è rappresentata schematicamente nella figura 1. In essa la sorgente di raggi γ , l'assorbitore e il rivelatore sono stati disegnati in iscala; non sono invece in iscala per evidenti ragioni tipografiche le distanze che li separano. La distanza sorgente rivelatore è di 4 metri e a metà tra i due sono posti gli assorbitori: questa disposizione è come noto la più favorevole, quando si vuole ridurre al minimo la radiazione che pur essendo stata diffusa nell'assorbitore investe ugualmente il rivelatore (diffusione in).

La sorgente di raggi γ è costituita da un tubetto saldato in vetro di circa 4 cm di lunghezza e del diametro di 1 cm circa, contenente 15 mil-

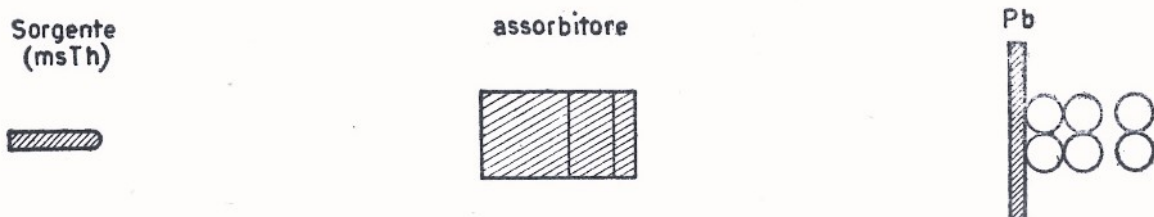


FIG. 1.

licurie di mesotorio. Gli assorbitori sono di forma cilindrica di 4 cm di diametro. Il rivelatore è costituito da tre coppie di contatori di Geiger in coincidenza tripla. Contatori e registrazione sono quelli già descritti in un precedente lavoro (7). Davanti ai contatori, come convertitore dei raggi γ trasmessi è posta una lamina di piombo dello spessore di 4 mm. L'angolo solido sotto cui è visto il rivelatore dal centro dell'assorbitore è di $5 \cdot 10^{-4}$ steradiani. L'impiego di coincidenze triple permette di eliminare, mediante un opportuno assorbitore posto tra i contatori, le coincidenze dovute a eventuali componenti di bassa energia della radiazione γ incidente. Nel nostro caso era sufficiente a questo scopo lo spessore di parete dei contatori.

Onde ridurre al minimo il fondo di raggi γ diffusi dagli oggetti circostanti, l'apparecchio è stato montato al centro di una grande stanza, a non meno di due metri dal pavimento e dalla più vicina parete, e i sostegni portanti la sorgente gli assorbitori e i contatori sono stati ridotti al minimo di materia, compatibilmente con la stabilità.

Il «fondo» dovuto all'effetto di zero dei contatori e quello dovuto alla radiazione γ diffusa sono stati misurati separatamente nel modo seguente. Si è prima determinato l'effetto di zero dei contatori, allonta-

(7) M. AGENO e M. CHIOZZOTTO, N. C. (1949) (in corso di stampa).

nando la sorgente di raggi γ (3,05 triple/min.). Poi, con la sorgente presente, si è determinato il numero di triple al minuto, interponendo un assorbitore costituito da 7 cm di Pb + 7 cm di Bi. Siccome tale assorbitore lascia passare solo $1/340$ dell'intensità incidente, con una piccola correzione si è potuto dedurre da questa misura il valore del fondo in presenza della sorgente (4,41 triple/min). Ai raggi γ diffusi sono dunque attribuibili 1,36 triple/min, pari a meno della metà dell'effetto di zero e integralmente imputabili alla diffusione da parte dell'aria.

Come materiali assorbenti sono stati scelti: C, Al, Cu, Sn, e Pb, essendo questi, tra i materiali disponibili, quelli che davano maggiori garanzie di purezza. Per ciascuno si è rilevata una curva di assorbimento con 5 punti, determinati tutti con un errore statistico inferiore all'1%. Si è inoltre eseguita una curva di assorbimento con una paraffina di composizione chimica nota ($C_{24}H_{50}$), onde dedurre dal confronto dei coefficienti di assorbimento del C e della paraffina il coefficiente di assorbimento dell'idrogeno. La curva della paraffina è stata determinata con 7 punti e con la stessa precisione statistica.

Allo scopo di poter introdurre una correzione per le coincidenze casuali, per ogni punto di ciascuna curva di assorbimento, oltre alle coincidenze triple sono stati determinati separatamente: a) i numeri S_1 , S_2 , S_3 , di impulsi su ciascun ramo delle coincidenze triple; b) i numeri D_{12} delle coincidenze doppie tra primo e secondo ramo e D_{23} delle coincidenze doppie tra secondo e terzo ramo. I poteri risolutivi delle triple ($3 \cdot 10^{-5}$ sec) e di ciascuna coppia di coincidenze doppie ($0,8 \cdot 10^{-5}$ sec e $0,9 \cdot 10^{-5}$ sec rispettivamente) sono stati misurati accuratamente, in condizioni di affollamento dei contatori analoghe a quelle di misura.

Oltre alle due correzioni per il fondo e per le casuali non è stata introdotta nessun'altra correzione. Si è infatti calcolato che a causa del piccolissimo angolo solido sotto cui il rivelatore è visto dall'assorbitore la correzione per la «diffusione in» risulta nei casi più sfavorevole sempre sicuramente inferiore all'1%. Parimenti, si è calcolato l'ordine di grandezza della correzione da apportare alle misure a causa del tempo morto dei contatori ($< 10^{-4}$ sec), per tener conto del diverso affollamento di questi nella parte iniziale e nella parte finale di ogni curva di assorbimento. Tale correzione è risultata nei casi più sfavorevoli sempre inferiore all'1‰ ed è stata perciò trascurata.

Le misure relative a ciascuna curva di assorbimento sono state fatte alternando frequentemente tra loro i vari assorbitori, misurando ogni volta le singole e le doppie e alternando alle misure con assorbitore delle misure con assorbitore zero. Queste ultime e le misure singole e di dop-

pie ci hanno data la garanzia della costanza di funzionamento di tutto il nostro apparato per tutta la durata delle misure. I dati ottenuti per ciascun punto sono stati poi confrontati tra loro sotto l'aspetto statistico e si è ottenuta così una nuova conferma a posteriori della regolarità di funzionamento di tutto l'apparato.

I risultati ottenuti sono rappresentati in iscala semilogaritmica nella figura 2. In ascisse sono riportati in g cm^{-2} gli spessori dei vari assor-

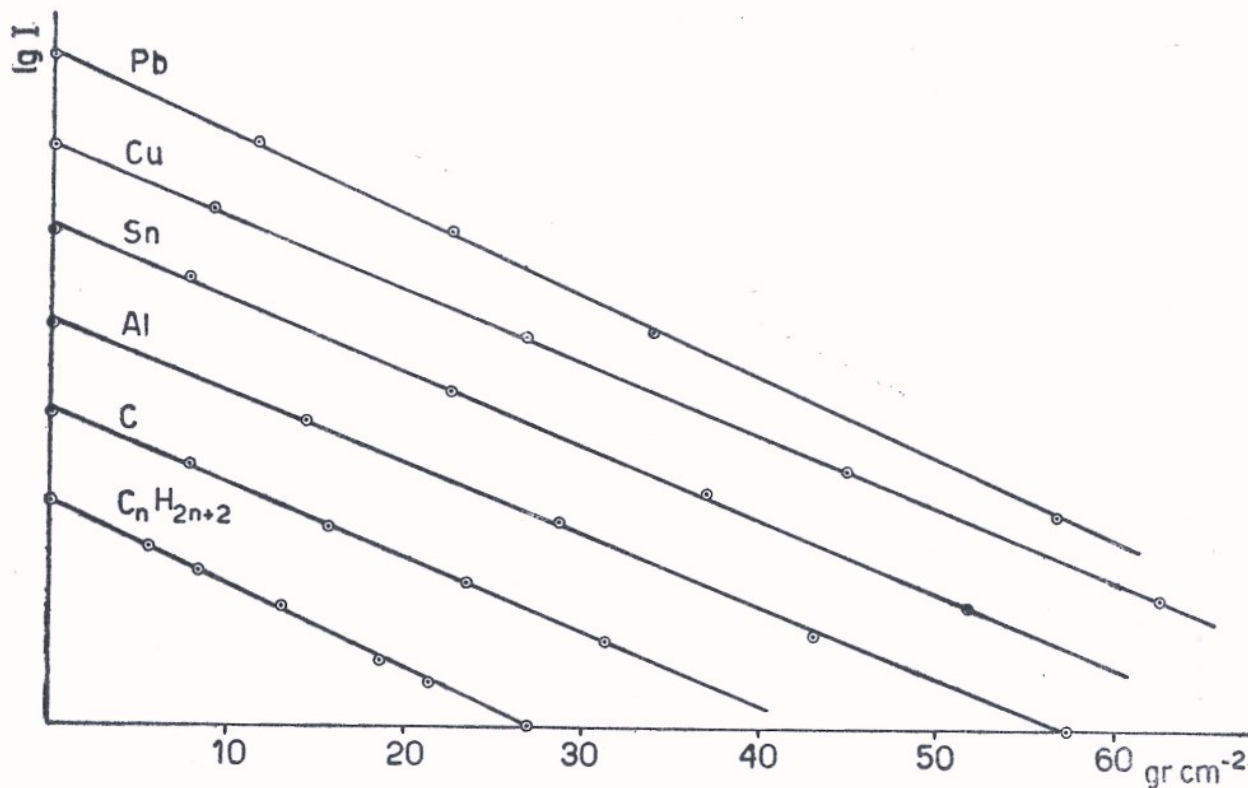


FIG. 2.

bitori e in ordinate è riportato il logaritmo della frazione trasmessa (espressa in unità arbitrarie, scelte in modo da non sovrapporre tra loro le varie curve). Tra i punti relativi a ciascuna curva di assorbimento è stata interpolata una retta col metodo dei minimi quadrati e dalla pendenza della retta si è calcolato il relativo coefficiente di assorbimento. I valori ottenuti sono raccolti nella tabella seguente.

Nelle ultime quattro colonne abbiamo posto i valori calcolati dei coefficienti di assorbimento parziali e totali, per porli a confronto coi risultati delle misure, contenuti nella colonna quinta. Come si vede, la concordanza tra i dati della quinta e dell'ultima colonna è tale, per tutti i valori di Z sperimentati, da permettere senz'altro di asserire che entro l'1% i dati delle colonne sesta settima e ottava rappresentano le soluzioni delle equazioni (II).

	Z	Densità	Spessore di riduzione a $\frac{1}{e}$	μ sperimentale	σ (teor)	κ (teor)	τ (teor)	μ (teor)
C	6	2,2	26,48 gr cm ⁻²	$0,083 \pm 1,2 \cdot 10^{-3}$ cm ⁻¹	0,0824 cm ⁻¹	0,0015 cm ⁻¹	—	0,0839 cm ⁻¹
Al	13	2,7	26,68	$0,101 \pm 1 \cdot 10^{-3}$	0,0974	0,0039	—	0,1012
Cu	29	8,9	26,81	$0,332 \pm 8 \cdot 10^{-4}$	0,2881	0,0256	0,0016	0,3332
Sn	50	7,3	26,50	$0,275 \pm 2 \cdot 10^{-3}$	0,2310	0,0353	0,0077	0,2740
Pb	82	11,7	23,93	$0,472 \pm 4 \cdot 10^{-3}$	0,3352	0,0842	0,0495	0,4695
C ₂₄ H ₅₀	—	—	23,19	—	—	—	—	—
H	1	8,987 10^{-5}	13,52	$0,666 \cdot 10^{-5} \pm 3 \cdot 10^{-7}$	$0,673 \cdot 10^{-5}$	—	—	$0,673 \cdot 10^{-5}$

Per ciò che riguarda in particolare l'effetto Compton, se ne concludé che per i raggi γ di 2,62 MeV la formula di Klein e Nishina è certamente valida entro l'1%.

Sono attualmente in corso, condotte con i criteri suesposti, misure analoghe con raggi γ di energia più elevata.

Desideriamo infine ringraziare il prof. G. C. Trabacchi per l'interessamento dimostratoci e per aver in ogni modo facilitato il nostro lavoro nel laboratorio da Lui diretto.

Roma. — Istituto Superiore di Sanità - Laboratorio di fisica.
