

95. M. AGENO (*) e M. CHIOZZOTTO. — Sulla penetrazione di elettroni di 17 MeV.

Sommario. — Con un apparato in coincidenze triple ad elevato potere risolutivo si esegue una serie di curve di assorbimento di elettroni fino a 17 MeV, in condizioni di buona geometria. Si usano a tale scopo i secondari elettronici in alluminio dei quanti γ di 17,6 MeV della reazione $\text{Li}^7(p, \gamma)$, adottando come materiali assorbenti alluminio, ferro, cadmio, piombo e paraffina.

Le curve di assorbimento presentano delle lunghe « code » di intensità non superiore al 2% della radiazione elettronica incidente, dovute in parte a secondari di tale radiazione. Ciò mostra come sia difficile trarre da misure di assorbimento informazioni sul percorso degli elettroni.

I dati di penetrazione (riduzione a $\frac{1}{2}$, al 5% e all'1%) in funzione del numero atomico mostrano una regolare diminuzione al crescere di Z.

Résumé. — A l'aide d'un appareil en coïncidences triples ayant un pouvoir résolutif élevé, on construit une série de courbes d'absorption d'électrons jusqu'à 17 MeV, en des conditions de bonne géométrie. On utilise à cet effet les électrons secondaires produits dans l'aluminium par les quanta γ de 17,6 MeV de la réaction $\text{Li}^7(p, \gamma)$, utilisant comme matériaux d'absorption l'aluminium, le fer, le cadmium, le plomb et la paraffine.

Les courbes d'absorption présentent de longues « queues » ayant une intensité non supérieure à 2% de la radiation électronique incidente, dues en partie à des électrons secondaires de cette radiation. Cela montre combien il est difficile d'obtenir, sur la base de mesures d'absorption, des indications sur le parcours des électrons.

Les données de pénétration (réduction à $\frac{1}{2}$, à 5% et à 1%) en fonction du numéro atomique montrent une diminution régulière avec l'accroissement de Z.

Summary. — Using an apparatus in triple coincidences of high resolving power, a series of curves of absorption of electrons up to 17 MeV are drawn in good geometrical conditions. For this purpose, the

(*) del Centro di Fisica Nucleare del C.N.R.

secondary electrons produced in aluminium by the γ -quanta of 17,6 MeV of the reaction $\text{Li}^7(p, \gamma)$ are used, and as adsorption materials aluminium, iron, cadmium, lead and paraffine.

The absorption curves show long « queues » of intensity not exceeding 2% of the incident electronic radiation, partly due to secondaries of this radiation. This shows how difficult it is to draw from absorption measures any information on the path of electrons.

The penetration data (reduction to $\frac{1}{2}$, 5% and 1% respectively) in terms of the atomic number show a regular decrease with the increase of Z .

Zusammenfassung. — Mit einem Apparat in dreifacher Koinzidenz, mit hohem Auslösungsvermögen wird eine Reihe Elektronenabsorptionskurven bis 17 MeV bei guter Geometrie ausgeführt. Zu diesem Zweck benützt man die Sekundärelektronen der Quanten γ , 17,6 MeV der Reaktion $\text{Li}^7(p, \gamma)$ aus Aluminium. Als Absorptionsmaterial wird Aluminium, Eisen, Cadmium, Blei und Paraffin verwendet.

Die Absorptionskurven weisen lange « Anhänge » auf, und deren Intensität nicht mehr als 2% der einfallenden Elektronenstrahlung ausmacht (die teilweise von Sekundären dieser Strahlung abhängen). Dies zeigt wie schwierig es ist, durch Absorptionsmessungen über den von den Elektronen durchflossenen Weg Schlüsse zu ziehen.

Die Durchdringungswerte (Reduction bis $\frac{1}{2}$, zu 5% und 1%) in Funktion der Atomnummer zeigen eine gleichmässige Verkleinerung beim Anwachsen von Z .

I. - INTRODUZIONE

Il calcolo della curva di assorbimento, in un materiale di dato numero atomico, di elettroni monocinetici di data energia è, com'è noto, praticamente ineffettuabile a causa della complessità dei fenomeni che hanno luogo quando degli elettroni attraversano la materia. Mentre si sanno calcolare con buona approssimazione i poteri frenanti delle varie sostanze ⁽¹⁻³⁾ e sono note le sezioni d'urto per irraggiamento ⁽⁴⁾, è infatti

⁽¹⁾ H. A. BETHE e M. S. LIVINGSTON, Rev. Mod. Phys., 9, 245 (1937).

⁽²⁾ G. C. WICK, N. C. [9], 1, 302 (1943).

⁽³⁾ O. HALPERN e H. HALL, Phys. Rev., 73, 477 (1948).

molto difficile tener conto anche approssimativamente della diffusione, che pure coopera sempre in modo essenziale a determinare l'andamento della curva di assorbimento. I tentativi istituiti in questo senso ⁽³⁻⁹⁾ non hanno praticamente portato che a scrivere l'equazione differenziale del trasporto applicata al caso degli elettroni senza per altro che si sia riusciti ad applicare tale equazione al calcolo effettivo di un caso pratico di assorbimento.

Ciò che si può invece facilmente calcolare, quando siano noti i poteri frenanti in funzione dell'energia, è il percorso degli elettroni considerati. Esso coincide col massimo spessore di materiale assorbente che può ancora essere attraversato da qualcuno degli elettroni incidenti: precisamente da quelli che, per caso, non hanno lungo il loro percorso subito delle sensibili perdite di energia per irraggiamento e che non sono stati sensibilmente deviati per urto dal loro percorso rettilineo.

Molto meno semplice è la determinazione sperimentale del percorso e quindi il confronto con l'esperienza dei risultati del calcolo. Il metodo generalmente seguito, consistente nell'estrapolare a zero un'accurata curva di assorbimento degli elettroni, dà infatti dei risultati di assai difficile interpretazione e che possono differire anche notevolmente da ciò che si cerca di determinare. Ciò è tanto più vero quanto maggiore è la precisione delle misure ed elevati sono l'energia iniziale degli elettroni ed il numero atomico dell'assorbitore.

La penetrazione di un determinato elettrone incidente è generalmente assai inferiore al percorso, poichè a causa della diffusione la traiettoria dell'elettrone nella materia non è neppure approssimativamente rettilinea. Se però noi prendiamo in considerazione oltre agli elettroni primari anche eventuali secondari generati da questi nel materiale attraversato, per una piccola frazione degli elettroni incidenti tale penetrazione può in pratica risultare anche notevolmente maggiore del percorso. Supponiamo, tanto per fissare le idee, di eseguire una curva di assorbimento

⁽⁴⁾ Si veda per esempio: W. HEITLER, *Quantum Theory of Radiation*, Oxford (1944), pag. 161 e seg.

⁽⁵⁾ H. A. BETHE, M. E. ROSE e SMITH, *Proc. Amer. Philos. Soc.*, 78, 573 (1938).

⁽⁶⁾ S. GOUDSMITH e J. L. SAUDERSON, *Phys. Rev.*, 57, 552 (1940).

⁽⁷⁾ S. GOUDSMITH e J. L. SAUDERSON, *Phys. Rev.*, 58, 36 (1940).

⁽⁸⁾ M. E. ROSE, *Phys. Rev.*, 58, 90 (1940).

⁽⁹⁾ E. J. WILLIAMS, *Phys. Rev.*, 58, 292 (1940).

di elettroni, con una coppia di contatori di Geiger in coincidenza, separati dal materiale assorbente. Astrazione fatta dalle coincidenze casuali, si avranno qui sostanzialmente due tipi di coincidenze: *a*) quelle dovute a un elettrone primario che ha attraversato tutto l'assorbitore; *b*) quelle dovute a un primario assorbito nella materia e a un secondario prodotto nell'ultimo straterello dell'assorbitore o nella stessa parete del contatore posteriore da un quanto irradiato nel corso del frenamento dall'elettrone primario.

Le coincidenze del secondo tipo sono certamente in numero assai minore di quelle del primo tipo, finchè l'energia degli elettroni incidenti è dell'ordine della decina di MeV, e se il potere risolutivo dell'apparato registratore non è molto elevato esse rimangono generalmente del tutto mascherate dall'effetto di zero. Se però noi ci preoccupiamo di determinare con grande precisione il punto in cui termina la curva di assorbimento degli elettroni incidenti, facendo uso di un dispositivo sperimentale a elevatissimo potere risolutivo, potremo mettere in evidenza una « coda » nella curva di assorbimento, in cui le coincidenze di tipo *a* lasciano man mano il posto a quelle di tipo *b*, senza che noi possiamo effettivamente distinguere le une dalle altre. Le massime penetrazioni misurate, ancor distinguibili dall'effetto di zero, risulteranno in tal caso maggiori del percorso degli elettroni primari e tanto più quanto maggiore è il potere risolutivo della registrazione. Si vede dunque come la penetrazione massima misurata estrapolando a zero una curva di assorbimento sia una grandezza di assai scarso significato dal punto di vista teorico e come risulti arduo il confronto tra tale dato ed il percorso calcolato dai poteri frenanti.

Questa penetrazione massima ha tuttavia un significato ed un'importanza notevoli dal punto di vista sperimentale. Essa va naturalmente associata alla indicazione della sensibilità del metodo con cui è stata eseguita la relativa curva di assorbimento; in pratica essa va presentata come lo spessore assorbente che riduce ad una determinata frazione il numero degli elettroni incidenti. In questa forma, dei dati accurati di penetrazione possono evidentemente costituire un elemento estremamente utile per l'interpretazione di talune esperienze, soprattutto quando si tratta (come spesso avviene nella radiazione cosmica) di studiare eventi molto rari. Le stesse curve di assorbimento, eseguite in condizioni geometriche ben defi-

nite, possono inoltre essere spesso di indubbia utilità. Ad esempio, i recenti tentativi di determinare lo spettro energetico degli elettroni di disintegrazione dei mesoni μ mediante misure di assorbimento (¹⁰⁻¹³) richiederebbero per la loro interpretazione dei dati sicuri sull'andamento delle curve di assorbimento di elettroni fino a 50 MeV.

2. - SCOPO DEL LAVORO

Queste ragioni di natura pratica ci hanno suggerito l'opportunità di eseguire una serie di misure accurate sulla penetrazione di elettroni di energia più elevata di quelle in gioco nelle ordinarie trasformazioni radioattive. Queste ultime sono infatti le sole energie per le quali si abbiano dati sufficientemente attendibili (¹⁴⁻¹⁵).

Non disponendo di sorgenti artificiali di elettroni monocinetici di elevata energia, abbiamo pensato di utilizzare a questo scopo i secondari elettronici prodotti in alluminio dai raggi γ della reazione $\text{Li}^7(p, \gamma)$ (¹⁶⁻¹⁷). E' stato recentemente dimostrato (¹⁸) che accanto alla nota riga di 17,6 MeV si genera in tale reazione anche una seconda riga γ di 14,8 MeV. Il rapporto dell'intensità di questa ultima a quella della prima riga è approssimativamente 0,5 per energia dei protoni incidenti di 0,46 MeV e 1,5 per protoni di 1,15 MeV.

Lo spettro dei secondari elettronici in alluminio è inoltre complicato dal fatto che accanto agli elettroni Compton è presente una notevole percentuale di coppie. Infatti, a 17,6 MeV, i coefficienti di assorbimento in alluminio per creazione di coppie e per effetto Compton sono pressochè

(¹⁰) M. CONVERSI e O. PICCIONI, Phys. Rev., 70, 874 (1946).

(¹¹) J. L. ZAR, J. HERSHOWITZ e E. BEREZIN, Phys. Rev., 74, 111 (1948).

(¹²) J. STEIMBERGER, Phys. Rev., 74, 500 (1948).

(¹³) E. P. HINCKS e B. PONTECORVO, Phys. Rev., 74, 697 (1948).

(¹⁴) H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK e P. SCHERRER, H. P. A., 19, 77 (1946).

(¹⁵) E. BLEULER e W. ZÜNTI, H. P. A., 19, 376 (1946).

(¹⁶) L. A. DELSASSO, W. A. FOWLER e C. C. LAURITSEN, Phys. Rev., 51, 391 (1937).

(¹⁷) W. A. FOWLER, C. C. LAURITSEN e T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys., 20, 236 (1948).

(¹⁸) R. L. WALKER e B. D. Mc DANIEL, Phys. Rev., 74, 315 (1948).

uguali ($\sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$). Ciò significa che con un radiatore sottile il numero degli elettroni di coppie risulta pressochè doppio di quello degli elettroni Compton. Viceversa con un radiatore di spessore maggiore del percorso di tutti gli elettroni secondari, la situazione migliora molto notevolmente a favore degli elettroni Compton. In quest'ultimo caso, cioè con radiatore spesso, non è però possibile calcolare a priori lo spettro energetico degli elettroni emessi, a causa dell'assorbimento e della diffusione nello stesso radiatore. Occorre in ogni caso tener presente che se da un lato gli elettroni di maggior percorso sono evidentemente quelli di maggiore energia (cioè nel nostro caso i Compton di 17 MeV) i valori della penetrazione massima dipendono da tutto lo spettro degli elettroni incidenti.

Misure di assorbimento dei secondari elettronici in alluminio dei γ di 17 MeV sono già state fatte da Bleuler e Zünti ⁽¹⁵⁾ e da Fowler, Lauritsen e Lauritsen ⁽¹⁷⁾. Tali Autori si sono però limitati alla curva di assorbimento in alluminio, allo scopo di determinare un punto della curva percorso-energia; la geometria da loro adottata è molto cattiva, sia per ciò che riguarda i quanti γ sia per ciò che riguarda gli elettroni secondari, e il percorso degli elettroni di energia massima è ricavato per diretta estrapolazione. Noi ci siamo invece proposti di realizzare, da un lato, delle buone condizioni geometriche e dall'altro di mettere sperimentalmente in evidenza il diverso significato del percorso e della penetrazione massima, determinando inoltre come questa ultima dipenda dal numero atomico del materiale assorbente.

3. - IL DISPOSITIVO SPERIMENTALE

I raggi γ di 17,6 MeV sono stati da noi prodotti col tubo acceleratore a 1,1 MeV dell'Istituto Superiore di Sanità di Roma ⁽¹⁹⁾, bombardando con protoni di circa 500 keV una targhetta di litio metallico di spessore grande in confronto al percorso in essa dei protoni (targhetta spessa). Facendo cadere un fascetto di tali raggi γ su di un radiatore di alluminio ci siamo procurati gli elettroni per le nostre misure di assorbimento. Il radiatore è stato scelto di spessore piccolo in confronto allo spessore di

⁽¹⁹⁾ E. AMALDI, D. BOCCIARELLI, F. RASETTI e G. C. TRABACCHI, Ric. Scient., X, (1939).

dimezzamento dei raggi γ del litio in alluminio ($\sim 11,5$ cm), ma non inferiore al percorso degli elettroni secondari (radiatore spesso), favorendo così gli elettroni Compton in confronto a quelli delle coppie.

La geometria adottata è rappresentata in iscala nella figura 1. La targhetta di litio che rappresentava la nostra sorgente di raggi γ poteva assimilarsi ad un dischetto di spessore trascurabile e del diametro di circa

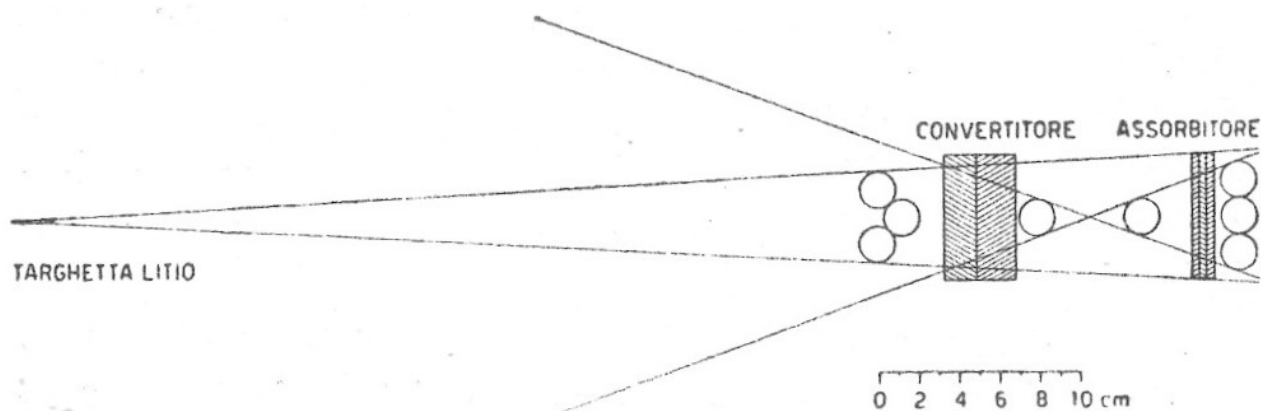


FIG. 1.

2 cm. Il radiatore di alluminio, dello spessore di 3,6 cm, fu posto in tutte le misure di assorbimento (eccezion fatta per quelle in paraffina) in posizione tale che la distanza tra il centro della targhetta e l'asse del primo contatore di coincidenza risultasse pari a 50 cm.

Per rilevare gli elettroni secondari, abbiamo fatto uso di un sistema di contatori di Geiger in concidenze triple. Un quarto gruppo di contatori tra loro in parallelo fu posto davanti al radiatore e si contarono, contemporaneamente alle triple, le coincidenze quaduple dei quattro gruppi di contatori: queste ultime, evidentemente dovute o a casuali o ad elettroni provenienti dall'aria o dalla coda del tubo, si sarebbero dovute detrarre dal numero delle triple. In pratica, il numero delle quaduple è risultato assolutamente trascurabile e quindi, dopo le prime serie di misure non ne abbiamo più tenuto alcun conto.

I contatori, delle dimensioni di $1,5 \times 5$ cm², erano in vetro sottile (spessore delle pareti circa 0,2 mm) argentato internamente per via chimica; il filo era di tungsteno del diametro di 0,2 mm. Furono riempiti con la miscela di Trost (10 cm di argon e 1,5 cm di alcool) e avevano pianerottoli di almeno 150 volt con una tensione di lavoro attorno a 1300 volt. L'alta tensione per la loro alimentazione fu ottenuta con una batteria

di pile. La registrazione di coincidenze (*) con multivibratori d'ingresso e coincidenze alla Rossi con resistenza sul catodo, aveva un potere risolutivo di circa $8 \cdot 10^{-6}$ sec.

Ci siamo preoccupati in modo particolare della schermatura dei contatori di coincidenza, onde ridurre gli effetti di zero dovuti a elettroni non provenienti dal radiatore (in triple, tale effetto di zero era in ogni caso trascurabile). Dopo molte prove, abbiamo trovato che le condizioni migliori si realizzavano eliminando ogni schermatura ed allontanando il più possibile ogni altro oggetto dai contatori.

4. MISURE PRELIMINARI

Per controllo del nostro dispositivo, prima d'iniziare le misure coi raggi γ del litio, abbiamo misurato

il coefficiente di assorbimento in piombo dei raggi γ del Th C'' (2,62 MeV). La misura è stata eseguita in coincidenze doppie, ponendo gli assi dei due contatori a 52 mm l'uno dall'altro. La sorgente era costituita da un tubetto saldato in vetro della lunghezza di un paio di centimetri, contenente circa 20 millicurie di mesotorio. La distanza tra la sorgente e il primo contatore di coincidenza era di 132 cm. Davanti ai contatori veniva posto come radiatore una lastrina di piombo dello spessore di circa 5 mm (radiatore spesso). Gli assorbitori di piombo (fino a 10 cm) venivano posti immediatamente davanti alla sorgente. In queste condizioni, con assorbitore a zero si avevano circa 700 impulsi al minuto.

Il risultato della misura è rappresentato in scala semilogaritmica nella figura 2. Interpolando tra i punti sperimentali una retta col metodo

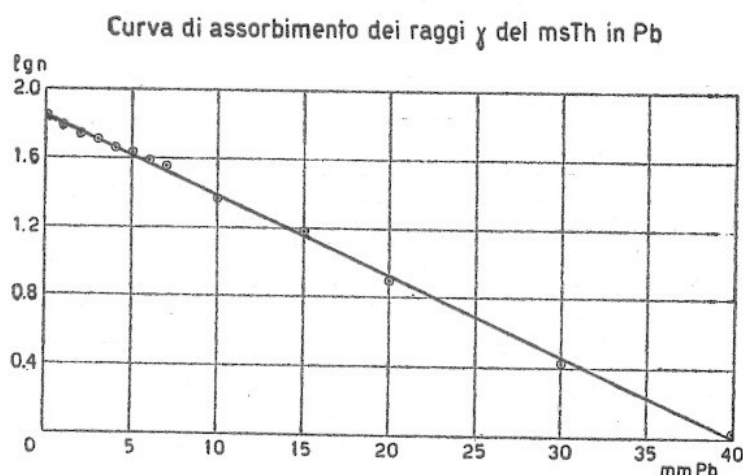


FIG. 2.

(*) Siamo debitori al prof. Pancini e al dott. Lepri di uno schema di registrazione in coincidenze triple-doppie-quintuple, particolarmente curato dal punto di vista della stabilità e del potere risolutivo. Tale schema, con alcune modifiche imposte dalle esigenze del nostro lavoro, è quello della nostra registrazione.

dei minimi quadrati, si trova, come valore del coefficiente di assorbimento totale del piombo per i raggi γ di 2,62 MeV il valore:

$$\mu = 0,43 \text{ cm}^{-1}$$

contro un valore teorico di $0,44 \text{ cm}^{-1}$. Si tratta quindi di un risultato del tutto soddisfacente.

Iniziate quindi le misure coi raggi γ del litio con la geometria rappresentata nella figura 1, abbiamo per prima cosa determinato la curva di

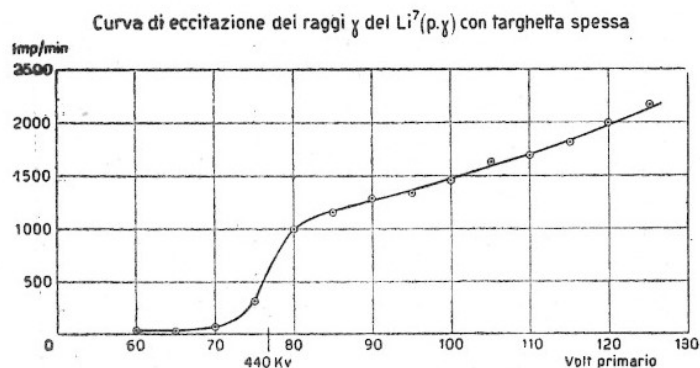


FIG. 3.

eccitazione di tale radiazione in funzione della tensione applicata al tubo acceleratore. Questa misura è stata fatta allo scopo di determinare le tensioni di lavoro per le successive misure di assorbimento.

La tensione applicata al tubo acceleratore viene da noi convenzionalmente misurata dalla tensione V_p esistente ai capi del primario del trasformatore di alimentazione dell'impianto alta tensione. L'esperienza ha mostrato che se la frequenza di rete ha il suo valore normale di 50 p/s tale indicazione è molto più sicura e costante di quella di un qualsiasi voltmetro a resistenza, il quale subisce sempre col tempo delle notevolissime alterazioni. La relazione esistente tra V_p e la tensione al tubo viene tuttavia da noi controllata periodicamente determinando la posizione di alcune risonanze corrispondenti a valori sicuramente noti dell'energia delle particelle accelerate nel tubo. Una delle risonanze da noi scelte a tale scopo è proprio quella della reazione $\text{Li}^7(p, \gamma)$ a 440 keV.

Per rilevare la curva di eccitazione e determinare quindi la posizione della risonanza, abbiamo fatto uso di un radiatore di alluminio di 3,6 cm di spessore. Abbiamo inoltre posto tra i contatori un assorbitore fisso costituito da 4 mm di Al, allo scopo di eliminare le coincidenze dovute a secondari di quanti γ di bassa energia, che pure si eccitano bombardando il litio con protoni ⁽²⁰⁾. La curva ottenuta è rappresentata nella figura 3.

⁽²⁰⁾ W. F. HORNYAK e T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys., 20, 191 (1948).

Non abbiamo segnato l'errore statistico dei singoli punti, perchè praticamente inapprezzabile alla scala della figura. La tensione di risonanza di 440 keV corrisponde dunque per noi a $V_p = 75$. Tutte le misure successive sono state fatte a $V_p = 90$, corrispondente a una tensione al tubo di circa 530 keV.

Come si vede, l'andamento generale della nostra curva di eccitazione concorda assai bene con quello dell'analogha curva ottenuta con targhetta spessa da Fowler, Lauritsen e Lauritsen (¹⁷). Come è stato notato da questi Autori, il numero dei raggi γ continua a crescere lentamente al disopra della risonanza. Ciò significa che anche i protoni di energia superiore a quella di risonanza hanno una probabilità apprezzabile di produrre la reazione nucleare in questione. Nel nostro caso tuttavia contribuiscono certamente a tale crescita gli ioni molecolari, dato che noi abbiamo lavorato senza analizzatore magnetico.

5. - LE MISURE DI ASSORBIMENTO

Determinata così la tensione di lavoro, abbiamo eseguito una serie di curve di assorbimento dei secondari elettronici dei quanti γ del litio, in materiali di diverso numero atomico. La scelta dei materiali assorbenti è stata fatta in modo da coprire il più vasto intervallo di numero atomico che fosse possibile. Abbiamo inoltre eseguita anche una curva di assorbimento in paraffina, dato l'interesse attuale di tale materiale assorbente, in relazione allo studio dello spettro degli elettroni di disintegrazione dei mesoni μ .

L'andamento generale delle nostre curve di assorbimento è abbastanza diverso da quello delle analoghe curve di altri Autori (¹⁵⁻¹⁷): le nostre si distinguono dalle precedenti essenzialmente per una discesa assai meno ripida, soprattutto nel tratto iniziale. Ciò è da attribuirsi, com'è ovvio, alla differenza delle geometrie. Le figure da 4 a 8 rappresentano graficamente i risultati da noi ottenuti. Agli spessori assorbenti indicati in ascisse in gr/cm^2 vanno aggiunti $0,26 \text{ gr}/\text{cm}^2$, rappresentanti lo spessore complessivo medio delle cinque parenti di contatore attraversate dalla radiazione elettronica.

Alluminio. — La curva di assorbimento in Al è stata proseguita fino a circa $11,5 \text{ gr}/\text{cm}^2$, ove il numero delle coincidenze si riduce a meno

del 3‰ del valore iniziale. Il primo tratto della curva è stato poi ripetuto con maggior precisione, per poterne meglio determinare l'andamento. Lo spessore di dimezzamento della radiazione elettronica incidente ri-

Secondari dei raggi γ del $\text{Li}^7(p, \gamma)$ in Al.
Curva di assorbimento in Al.

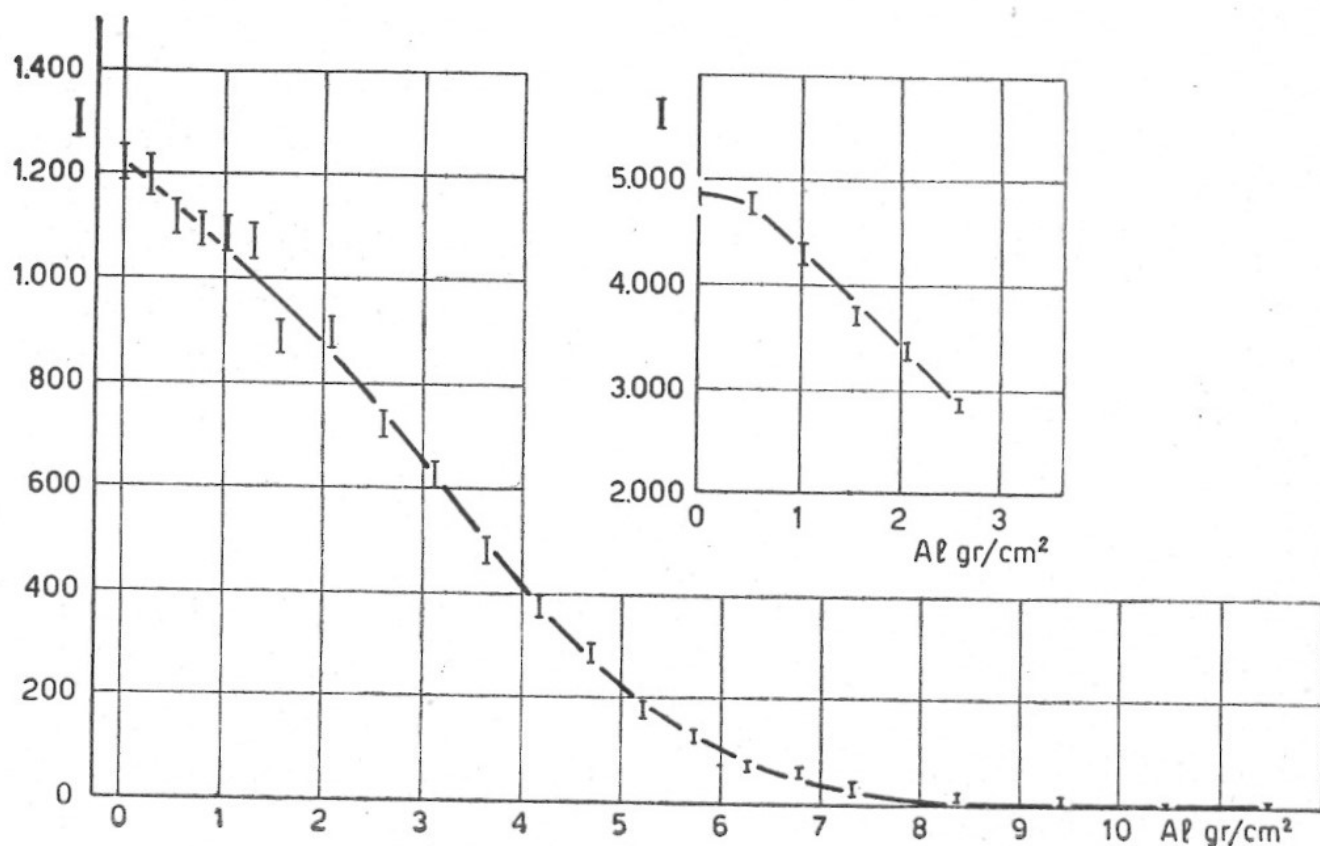


FIG. 4.

sulta pari a 3,4 gr/cm², mentre lo spessore in corrispondenza del quale l'intensità si riduce al 5% è di 6,9 gr/cm².

Ferro. — Curva di assorbimento proseguita fino a quasi 15 gr/cm². A partire dai 10 gr/cm², il numero di coincidenze si mantiene pressochè costante, pari a circa 1,2% dell'intensità incidente. Lo spessore di dimezzamento è di 3,0 gr/cm² e lo spessore di riduzione al 5% di 6,4 gr/cm².

Cadmio. — Curva di assorbimento proseguita fino a circa 10,5 gr/cm². Anche qui, a partire da circa 9 gr/cm² si ha un fondo pressochè costante pari al 1,6% dell'intensità incidente. Lo spessore di dimezzamento risulta di 2,6 gr/cm² e lo spessore di riduzione al 5% di 6,0 gr/cm².

Piombo. — Curva di assorbimento proseguita fino a quasi 12 gr/cm². Fondo praticamente costante a partire da circa 7 gr/cm² pari al 2%

dell'intensità incidente. Spessore di dimezzamento pari a $2,1 \text{ gr/cm}^2$; spessore di riduzione al 5% pari a $5,8 \text{ gr/cm}^2$.

Paraffina. — A causa della bassa densità della paraffina, la relativa curva di assorbimento ha dovuto essere eseguita con una disposizione

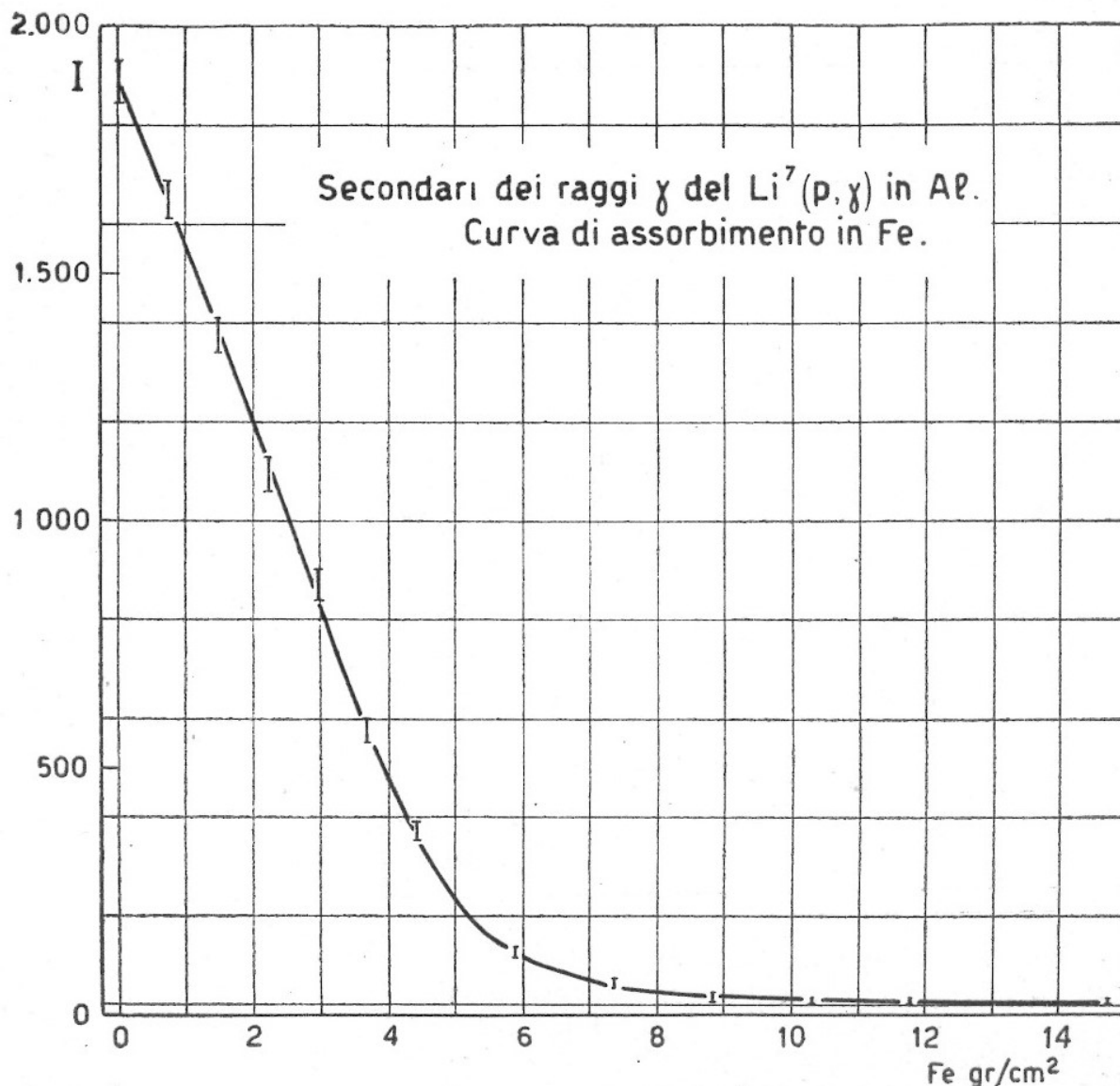


FIG. 5.

geometrica alquanto diversa da quella delle curve precedenti. La distanza tra il primo contatore di coincidenza e il terzo gruppo è stata portata a 25 cm e di conseguenza i contatori dell'ultimo gruppo sono stati portati da tre a cinque. La curva di assorbimento si è così potuta proseguire fino a circa 18 gr/cm^2 . Essa mostra una coda molto lunga che ha inizio attorno ai 10 gr/cm^2 per annullarsi praticamente ai 18 gr/cm^2 . Lo spessore di dimezzamento è di $3,8 \text{ gr/cm}^2$ e quello di riduzione al 5% di $7,4 \text{ gr/cm}^2$.

Secondari dei raggi γ del $\text{Li}^7(p, \gamma)$ in Al.
Curva di assorbimento in cadmio.

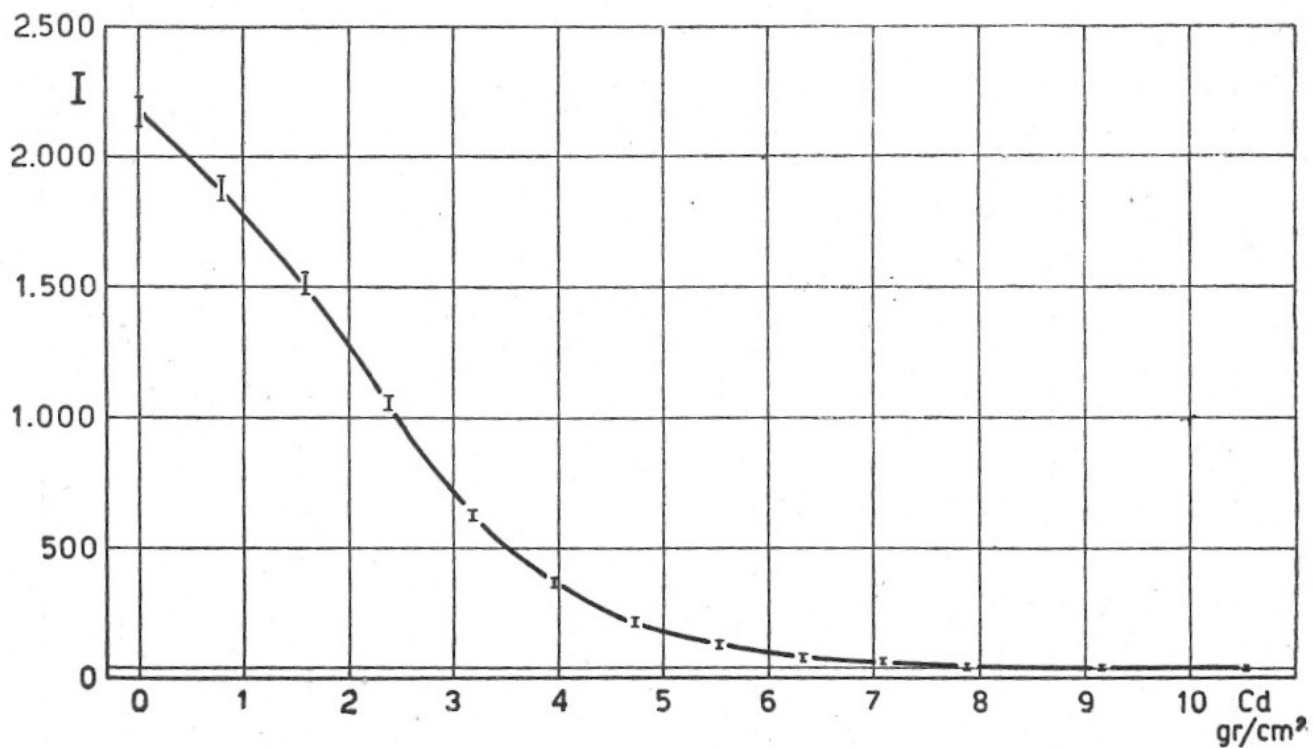


FIG. 6

Secondari dei raggi γ del $\text{Li}^7(p, \gamma)$ in Al.
Curva di assorbimento in Pb.

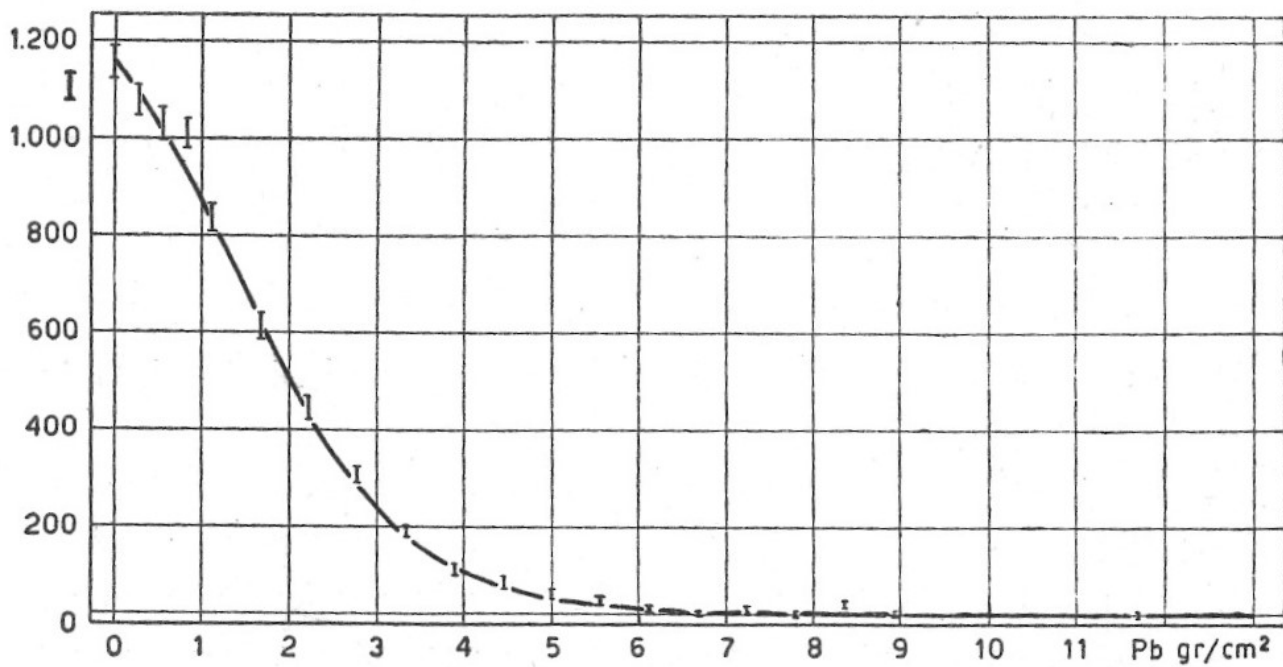


FIG. 7.

Secondari dei raggi γ del Li^7 (p. γ) in Al.
Curva di assorbimento in paraffina.

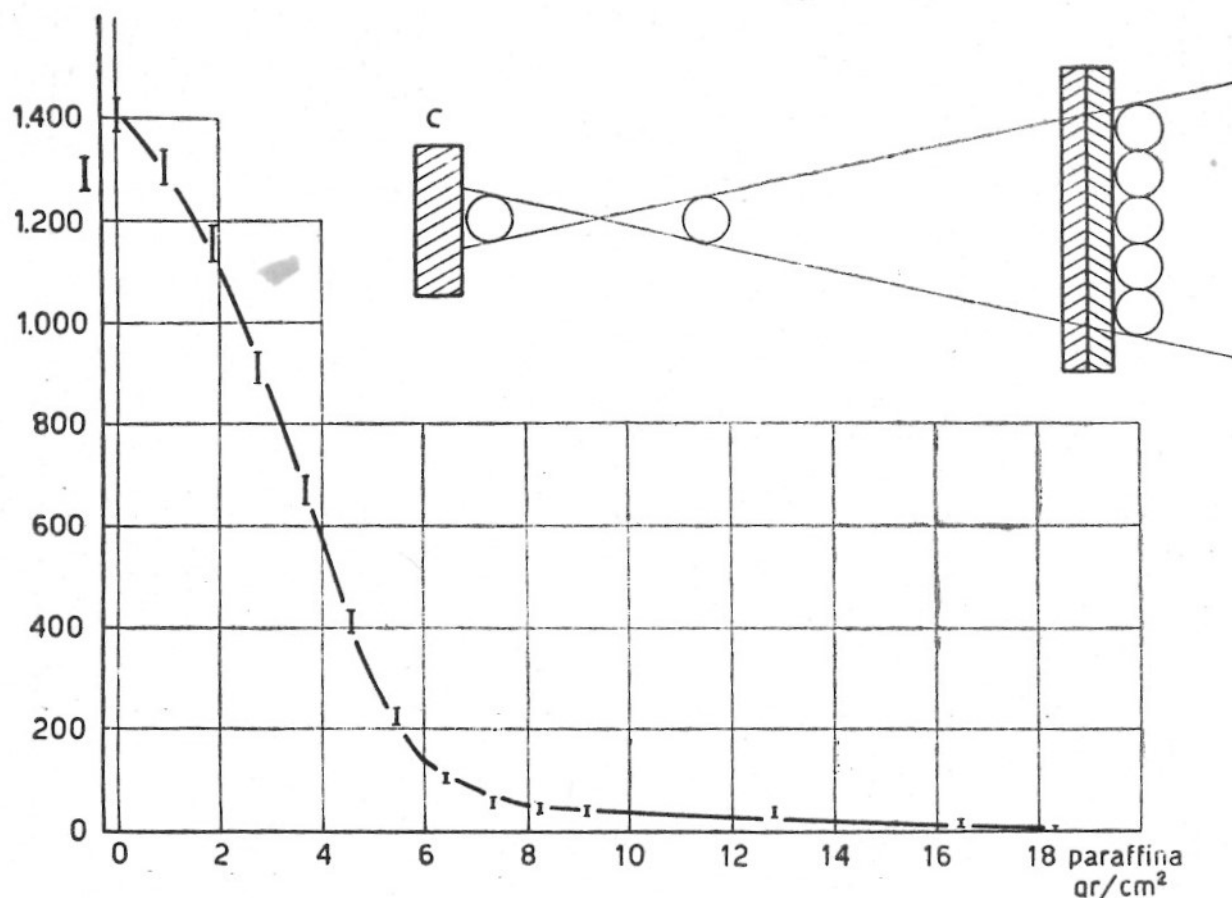


FIG. 8.

6. - DISCUSSIONE DEI RISULTATI

In relazione a quanto si è detto nell'introduzione a proposito della penetrazione di elettroni di energia superiore alla decina di MeV, ha un certo interesse il determinare a che cosa siano dovute le lunghe code presentate dalle nostre curve di assorbimento. E' da notare che in ogni caso si tratta di un fondo (lentamente decrescente al crescere dello spessore assorbitore) corrispondente a meno del 2% della intensità misurata in assenza di assorbitore. Siccome i punti più intensi di ogni curva sono misurati con una precisione che si aggira sul 2,5%, la precisione di ciascuno dei punti del fondo (misurati per lo stesso intervallo di tempo) è in realtà molto scarsa e non supera il 15-20%. Dato però che i punti sono parecchi, la precisione con cui è noto il fondo di ciascuna curva è notevolmente migliore.

Ci si può attendere a priori che contribuiscono al fondo, oltre alle coincidenze casuali, i tre fatti seguenti:

a) un quanto γ primario dà nel radiatore un elettrone Compton il quale aziona i due primi contatori di coincidenza. Il quanto diffuso cade quindi sull'assorbitore ove dà un altro secondario che aziona un contatore dell'ultimo gruppo;

b) un elettrone secondario proveniente dal radiatore aziona i due primi contatori di coincidenza e viene frenato nell'assorbitore. Durante il frenamento irradia un quanto γ il quale a sua volta dà luogo nell'assorbitore stesso o nelle pareti di uno degli ultimi contatori ad un secondario che aziona l'ultimo gruppo;

c) un positrone secondario proveniente dal radiatore aziona i due primi contatori e viene frenato nell'assorbitore. Uno dei quanti di dematerializzazione aziona tramite un secondario uno dei contatori dell'ultimo gruppo.

Ci siamo innanzi tutto preoccupati di vedere che parte del fondo fosse da attribuirsi a coincidenze casuali. A questo scopo sono state fatte le due prove seguenti:

1) E' stato misurato accuratamente il potere risolutivo della registrazione, trovando il valore di $0,8 \cdot 10^{-5}$ sec. Posto quindi tra i contatori di coincidenza un assorbitore di 7 mm di Pb (in modo da trovarsi all'inizio della coda della curva di assorbimento in piombo) si sono contate sotto irraggiamento le singole di ciascun gruppo di contatori e le doppie dei primi due contatori e del secondo contatore col terzo gruppo. Da tali dati è stato possibile calcolare il numero di casuali contribuenti al fondo.

2) E' stato quindi variato il potere risolutivo della registrazione, portandolo a $1,4 \cdot 10^{-5}$ sec., coll'allungare i tempi dei multivibratori d'ingresso. Ciò fatto, è stato determinato, con e senza un assorbitore di 7 mm di Pb il nuovo rapporto tra il fondo e il numero di coincidenze con assorbitore zero.

Queste due prove hanno concordemente dimostrato che i $3/5$ del fondo circa sono dovuti a coincidenze casuali. I restanti $2/5$ del fondo, pari per il piombo a circa lo 0,8% dell'intensità con assorbitore zero sono quindi da attribuirsi a coincidenze effettive dovute a fenomeni secondari. Non è naturalmente facile (e non avrebbe molto senso, data la

scarsa precisione con cui è noto il fondo) fare una valutazione attendibile dell'importanza relativa dei tre processi citati. Le nostre misure danno però un'indicazione diretta della scarsa importanza del processo c rispetto agli altri due. I quanti γ di 0,5 MeV hanno infatti uno spessore di dimezzamento in piombo di circa 0,4 cm; siccome i loro secondari elettronici hanno in piombo un percorso molto minore, la coda della nostra curva di assorbimento dovrebbe decadere con tale spessore di dimezzamento. Non v'è in realtà nessuna indicazione che ciò effettivamente abbia luogo.

Nella tabella seguente sono riassunti i dati di penetrazione che si deducono dalle nostre curve di assorbimento, corretti per tener conto delle coincidenze casuali. Tali dati sono ottenuti per interpolazione grafica e

possono perciò essere alquanto sprecisi. Per quanto ciò non abbia molto senso, alla paraffina è stato attribuito un numero atomico medio pari a circa 3.

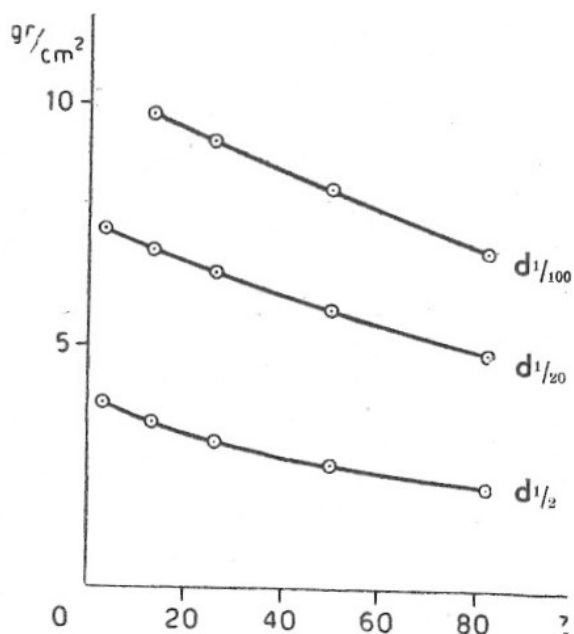


FIG. 9.

TABELLA I.

Materiale assorbente	Z	$d_{1/2}$	$d_{1/20}$	$d_{1/100}$
Paraffina	(3)	3,8	7,4	—
Alluminio	13	3,4	7,0	9,8
Ferro	26	3,0	6,6	9,3
Cadmio	48	2,6	5,8	8,3
Piombo	82	2,1	4,9	7,0

La figura 9 dimostra graficamente l'andamento dello spessore di dimezzamento e degli spessori di riduzione al 5% e all'1% (espressi in gr/cm²) in funzione del numero atomico. L'andamento delle tre curve è molto regolare, il che è una prova soddisfacente dell'accuratezza delle

misure eseguite. Come si vede, la penetrazione aumenta sensibilmente al diminuire del numero atomico, il che significa che le perdite di energia per irraggiamento hanno un effetto prevalente sull'effetto di schermo degli elettroni più esterni, che negli elementi pesanti fa sì che il numero degli elettroni efficaci per ciò che riguarda il frenamento sia sensibilmente minore di Z .

Desideriamo infine esprimere pubblicamente la nostra viva riconoscenza al prof. G. C. Trabacchi, per l'interessamento dimostratoci e per avere in ogni modo facilitato il nostro lavoro nel laboratorio da Lui diretto.

Roma. — Istituto Superiore di Sanità - Laboratorio di fisica. 10 dicembre 1948.
