

1. E. AMALDI (\*), D. BOCCIARELLI, B. N. CACCIAPUOTI (\*\*), G. C. TRABACCHI. — Effetti di diffrazione nello sparpagliamento dei neutroni veloci (\*\*\*).

Nella teoria generale dell'urto (1) di un neutrone contro un nucleo si possono distinguere i due seguenti modi di interagire di queste particelle fra loro:

1°) il neutrone penetra nel nucleo e dà luogo alla formazione di un nucleo composto, il quale in un secondo tempo si libera dell'energia di eccitazione fornitagli dal neutrone incidente, emettendo una o più particelle o « quanti gamma ».

2°) Il neutrone subisce il cosiddetto « potential scattering » ossia senza penetrare nel nucleo subisce l'azione delle forze nucleari che si manifestano nella zona di contorno del nucleo stesso e viene così sparpagliato elasticamente.

E' bene chiarire fin d'ora che uno sparpagliamento elastico (ossia senza diminuzione della energia cinetica del neutrone, salvo per quanto corrisponde all'energia di rinculo del nucleo) si può avere anche in seguito al processo di interazione 1°) purchè il nucleo composto nel passare allo stato finale emetta un neutrone dotato della stessa energia cinetica posseduta da quello incidente. E' però chiaro che le onde corrispondenti ai neutroni sparpagliati elasticamente in questo modo sono incoerenti con l'onda del neutrone incidente e vengono emesse con eguale intensità in tutte le direzioni (distribuzione isotropa della radiazione diffusa) grazie alla relativamente lunga vita media del nucleo composto.

Le onde corrispondenti ai neutroni sparpagliati in seguito al processo di interazione 2°) sono invece coerenti con l'onda incidente e potranno dar quindi luogo a distribuzioni angolari fortemente anisotrope delle particelle sparpagliate.

Nel seguito quindi, parlando di sparpagliamento elastico, distingueremo tra sparpagliamento coerente e sparpagliamento incoerente dei neutroni da parte dei nuclei.

(\*) Ospite. O. di fisica sperimentale nell'Università di Roma.

(\*\*) Ospite. Aiut. nell'Istituto di fisica dell'Università di Roma.

(\*\*\*) Lavoro presentato all'Accademia Nazionale dei Lincei, nella seduta del 12 gennaio 1946.

(1) H. A. BETHE, Rev. Mod. Phys., 9, 69, 1937.

Da un punto di vista sperimentale ben poco è noto sullo sparpagliamento elastico dei neutroni veloci. Kikuchi, Aoki e Wakatuki <sup>(2)</sup> hanno studiato a mezzo di una camera di ionizzazione piena di idrogeno a 50 atmosfere connessa ad un elettrometro la distribuzione angolare dei neutroni della D+D e della D+Li sparpagliati da Al, Fe e Pb trovandola fortemente anisotropa. Essi interpretarono le loro curve come dovute alla sovrapposizione di due fenomeni; uno sparpagliamento coerente concentrato in avanti e uno sparpagliamento incoerente più sparpagliamento anelastico isotropo <sup>(3)</sup>; infatti la tecnica di rivelazione impiegata da questi autori non permette di selezionare i neutroni di diverse energie, rendendo così difficile l'interpretazione dei risultati sperimentali, specialmente nel caso dei neutroni della D+Li, il cui spettro si estende da meno di 1 MeV fino a circa 15 MeV.

Anche altri autori hanno trovato che i neutroni veloci vengono sparpagliati principalmente in avanti dai nuclei di peso medio ed elevato; si tratta però sempre di risultati indicativi <sup>(4)</sup>.

Ci è quindi sembrato interessante intraprendere uno studio sistematico dello sparpagliamento coerente dei neutroni veloci da parte di vari nuclei.

Tali ricerche iniziate nella primavera del 1943 e più volte interrotte per ragioni di carattere generale sono tuttora in corso; tuttavia la vasta mole dei dati sperimentali già raccolti e l'interesse dei risultati ottenuti ci sembrano giustificare la pubblicazione di una breve nota preliminare.

E' opportuno far notare fin dall'inizio che, data la natura del fenomeno in esame, il parametro più conveniente per caratterizzare il neutrone incidente è la sua lunghezza d'onda di De Broglie  $\lambda$  la quale, applicando note formule risulta legata alla energia E del neutrone, espressa in elettroni Volt, dalla relazione

$$[1] \quad \lambda = \frac{2,86 \cdot 10^{-9}}{E^{1/2}} \text{ cm}$$

I criteri posti a base della nostra ricerca sono stati i seguenti:

<sup>(2)</sup> H. AOKI, Proc. Mat. Phys. Jap., 21, 232, 1939; S. KIKUCHI, H. AO I, T. WAKATUKI, Proc. Mat. Phys. Jap., 21, 410, 1939; Phys. Rev., 55, 1264, 1939; T. WAKATUKI, S. KIKUCHI, Proc. Mat. Phys. Jap., 21, 656, 1939.

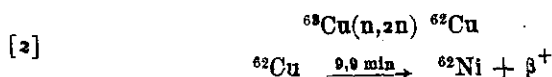
<sup>(3)</sup> S. KIKUCHI, T. WAKATUKI, Proc. Mat. Phys. Jap., 22, 142, 1940.

<sup>(4)</sup> R. F. BACKER, Phys. Rev., 57, 352, 1940.

1°) Usare una radiazione neutronica il più monocromatica possibile;

2°) Usare una radiazione di lunghezza d'onda possibilmente inferiore alle dimensioni lineari del nucleo, in modo che la radiazione neutronica sparpagliata coerente potesse dar luogo a fenomeni di diffrazione, facilmente riconoscibili.

Disponendo di un impianto ad 1 milione di Volt, queste condizioni vengono soddisfatte nel miglior modo possibile: 1° usando i neutroni emessi nella  $D + Li$ , il cui spettro si estende fino a circa 14,5 MeV, 2° rivelandoli a mezzo dell'attività indotta nel  $^{63}Cu$  secondo il processo



la quale possiede una soglia a 11 MeV (\*).

Tenendo conto del fatto che la sezione d'urto del processo [2] cresce rapidamente al crescere dell'energia dei neutroni al di sopra della soglia, si valuta che l'energia media dei neutroni emessi dalla  $D + Li$  a  $90^\circ$  con la direzione dei deutoni incidenti di 0,9 MeV, e rivelati con il processo [2] corrisponde a  $E = 14$  MeV, valore che introdotto nella [1] dà

$$[3] \quad \lambda = 7,6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

ossia una lunghezza di poco inferiore al raggio dei nuclei di peso atomico elevato ( $Pb$   $8 \cdot 9 \cdot 10^{-13}$  cm).

Fissati in tal modo il rivelatore e la sorgente di neutroni abbiamo eseguito le tre seguenti esperienze destinate a completarsi scambievolmente:

1°) In buone condizioni geometriche (ossia con rivelatore e diffusore di piccole dimensioni, rispetto alle loro distanze dalla sorgente) abbiamo misurato per 19 diversi elementi la sezione d'urto totale

$$[4] \quad \sigma_t = \sigma_{nc} + \sigma_{co}$$

ossia la somma della sezione d'urto per formazione d'un nucleo composto  $\sigma_{nc}$  e della sezione d'urto per sparpagliamento coerente  $\sigma_{co}$ .

Per quanto le condizioni geometriche fossero molto buone (\*) i risultati di queste esperienze riportati nella seconda colonna della tabella 1

(\*) R. SAGANE, Phys. Rev., 53, 492, 1938; G. C. BALDWIN, H. V. KOCH, Phys. Rev., 67, 1, 1945.

(\*) M. AGENO, E. AMALDI, D. BOCCIARELLI, G. C. TRABACCHI, N. CIMBENTO, I, 253, 1943.

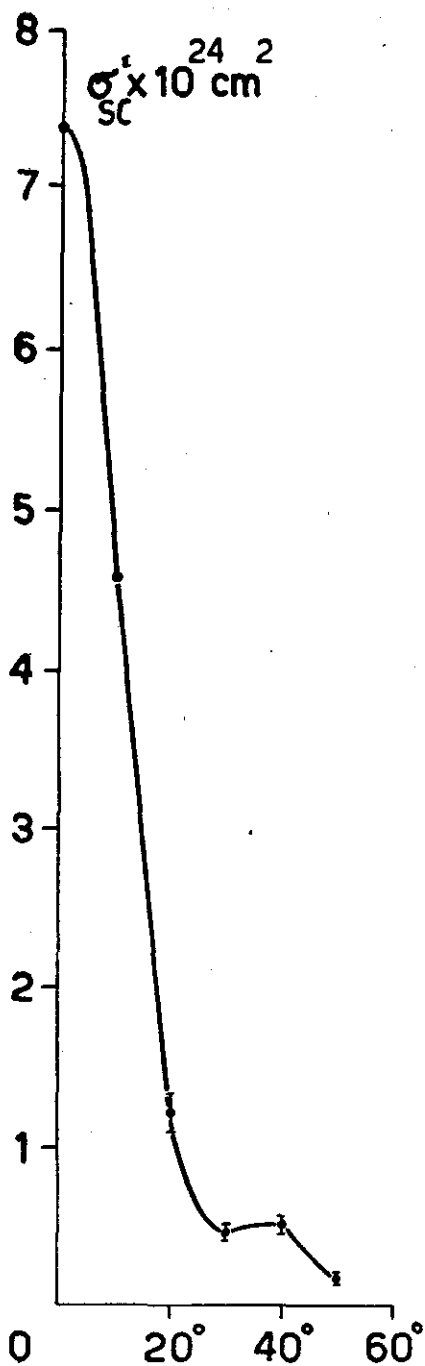


FIG. 1.

andrebbero corretti, per tener conto che a causa della anisotropia dei neutroni sparpagliati coerentemente, una parte di questi andava ancora a colpire il rivelatore. Tale correzione che ci riserviamo di discutere quantitativamente in altra sede, tende a fare aumentare i valori dati nella seconda colonna della tabella 1.

2°) Con un rivelatore disposto il più vicino possibile ad un assorbitore di grandi dimensioni, abbiamo misurato la sezione d'urto per assorbimento + urto anelastico dei neutroni in quattro diversi elementi (terza colonna della tabella 1).

Anche in questo caso sarebbe necessario introdurre una correzione analoga alla precedente e che ci riserviamo di discutere in altra sede.

Dal confronto dei dati delle colonne seconda e terza di tale tabella, si vede che per i quattro elementi Al, Fe, Hg, Pb si ha, specialmente qualora si tenga conto delle accennate correzioni, che la sezione d'urto totale è circa doppia della sezione d'urto per assorbimento più urto anelastico mentre la differenza tra le due è da attribuirsi allo sparpagliamento elastico (coerente più incoerente). Nell'ipotesi che lo sparpagliamento incoerente sia trascurabile, come è ragionevole ritenere in base alla considerazione dei vari processi in competizione con la riemissione di un neutrone di elevata

energia da parte del nucleo composto, si può concludere che in accordo con quanto è stato previsto teoricamente da Bethe (7).

$$[5] \quad \sigma_t \simeq 2\sigma_{n0} ; \sigma_{n0} \simeq \sigma_{e0} ; \sigma_t \simeq 2\sigma_{e0}$$

3°) Per mettere in evidenza la radiazione sparpagliata coerentemente, abbiamo studiato uno speciale dispositivo focalizzante a mezzo del quale ci è possibile misurare la radiazione diffusa elasticamente dal Pb sotto diversi angoli con una indefinizione angolare di solo 3°-4°.

La sezione d'urto differenziale

$$\frac{d\sigma_{e0}}{d\omega} = \sigma'_{e0}(\theta)$$

in funzione dell'angolo è riportata nella fig. 1: i punti a  $\theta = 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$  e  $50^\circ$  sono stati misurati direttamente con questo metodo: il punto a  $\theta = 10^\circ$  è stato dedotto imponendo che:

$$\int \sigma'_{e0}(\theta) \frac{1}{2} \sin\theta d\theta = \sigma_{e0} \simeq 2,2 \cdot 10^{-24}$$

in accordo con l'esperienza precedente.

Infine il punto a  $\theta = 0^\circ$  rappresenta un limite inferiore di  $\sigma_{e0}(\theta)$  dedotto, secondo quanto ci è stato suggerito da G. C. Wick applicando la sua relazione (8)

$$[6] \quad \sigma'_{e0}(\theta) \geq \left( \frac{\sigma_t}{2\lambda} \right)^2$$

ponendovi per  $\lambda$  il valore [3] e per  $\sigma_t$  il nostro valore sperimentale dato della tabella 1.

	$\times 10^{24}$	Assorb. + urto anelastico $\times 10^{24}$		$\times 10^{24}$	Assorb. + urto anelastico $\times 10^{24}$
4 Be	$0,23 \pm 0,03$		34 Se	$2,96 \pm 0,08$	
5 B	$1,04 \pm 0,10$		47 Ag	$3,18 \pm 0,07$	
6 C	$1,23 \pm 0,016$		48 Cd	$3,54 \pm 0,06$	
13 Al	$1,66 \pm 0,04$	$0,98 \pm 0,04$	50 Sn	$3,64 \pm 0,07$	
14 Mg	$1,64 \pm 0,05$		51 Sb	$3,57 \pm 0,08$	
16 S	$1,39 \pm 0,04$		79 Au	$3,62 \pm 0,30$	
26 Fe	$2,22 \pm 0,04$	$1,42 \pm 0,05$	80 Hg	$4,54 \pm 0,08$	$2,47 \pm 0,12$
28 Ni	$2,26 \pm 0,04$		82 Pb	$4,08 \pm 0,06$	$2,21 \pm 0,02$
29 Cu	$2,52 \pm 0,03$		83 Bi	$4,10 \pm 0,09$	
30 Zn	$2,49 \pm 0,04$				

(7) H. A. BETHE, Phys., Rev., 57, 1125, 1940.

(8) G. C. WICK, Atti Acc. d'Italia, 13, 1203, 1943.

La curva della fig. 1 ha il tipico andamento di una figura di diffrazione, fornendoci così la prova che la radiazione sparpagliata elasticamente è costituita, almeno per la maggior parte, da onde coerenti.

Un confronto quantitativo della curva della fig. 1 con la formula data da Bethe e Placzek (9)

$$[7] \quad \frac{d\sigma_{\text{el}}}{d\omega} = \left\{ R \frac{J_1\left(\frac{R\vartheta}{\lambda}\right)}{\vartheta} \right\}^2$$

non ha tuttavia molto senso dato che la [7] vale per neutroni di lunghezza d'onda piccola rispetto al raggio  $R$  del nucleo e per angoli di sparpagliamento  $\vartheta$  piccoli. In attesa che vengano dedotte formule più adeguate allo scopo (10) è forse interessante far notare, che facendo coincidere il primo minimo ( $\approx 30^\circ$ ) della curva della fig. 1 con il primo zero della  $J_1$ , si deduce per il Pb

$$[8] \quad R = \frac{3,83}{0,52} 1,21 \cdot 10^{-13} = 8,7 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

in accordo più che soddisfacente con i risultati di altre valutazioni certo meno dirette delle dimensioni nucleari; dal valore [8] di  $R$  si deduce inoltre  $\pi R^2 = 2,4 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$  in assai buon accordo con il valore di  $\sigma_{\text{el}}$  quale risulta dalle nostre misure; come mostra Bethe (7) si deve infatti avere

$$[9] \quad \sigma_{\text{el}} \simeq \pi R^2$$

Attualmente sono in corso altre misure tendenti a completare ed estendere la curva della fig. 1 relativa al Pb; sono in programma analoghe misure con altre lunghezze d'onda ed altri elementi (possibilmente costituiti da un solo isotopo); il metodo da noi impiegato richiede l'uso di notevoli quantità di metallo (dell'ordine di 1 tonnellata di Pb) circostanza questa che limita la scelta degli elementi da studiare. Comunque è chiaro dalla fig. 1 che in linea di principio è anche possibile dall'andamento della curva di diffrazione dedurre l'eventuale allungamento o schiacciamento del nucleo sparpagliante.

Roma. — Istituto Superiore di Sanità - Lab. di fisica. gennaio 1946.

(9) H. A. BETHE, G. PLACZEK, Phys. Rev., 57, 1075, 1940; S. FRANKEL, Phys. Rev., 59, 216, 1941.

(10) Calcoli di questo tipo sono in corso presso l'Istituto di Fisica dell'Università di Roma.

## RIASSUNTO

Gli autori si sono proposti di cercare un effetto di diffrazione dei neutroni da parte dei nuclei, in qualche modo analogo alla diffrazione degli elettroni da parte di atomi. A tale scopo, hanno scelto dei neutroni di energia così elevata da possedere una lunghezza d'onda di De Broglie dello stesso ordine di grandezza delle dimensioni dei nuclei di elementi di peso atomico medio ed elevato. Essi hanno infatti impiegato neutroni di 14 MeV, ai quali è associata una lunghezza d'onda di  $7,5 \times 10^{-13}$  cm. Dopo aver messo in evidenza in maniera indiretta un simile effetto nei vari elementi, hanno iniziato uno studio particolareggiato nel caso del piombo. Per questo elemento sono riusciti ad osservare una curva di diffrazione la quale presenta, oltre ad un massimo estremamente pronunciato in avanti, un secondo massimo a circa  $40^\circ$ . Dall'andamento di tale curva, applicando semplici formule interferenziali, si deducono le dimensioni del nucleo di piombo.

E' opportuno notare quanto segue:

1°) *Questa è la misura più diretta che fino ad ora sia stata eseguita delle dimensioni nucleari;*

2°) il metodo, opportunamente sviluppato, permetterà, in avvenire, *di determinare, oltre alle dimensioni, anche la forma dei nuclei;*

3° da un punto di vista metodologico, è interessante rilevare che, *rispetto a tutti i fenomeni interferenziali finora osservati, questo è quello che corrisponde alla minore lunghezza d'onda, superando per un fattore dell'ordine di mille i limiti precedentemente raggiunti.*

## RÉSUMÉ

Les Auteurs se sont proposé de chercher un effet de diffraction des neutrons par les noyaux, analogue d'une façon ou d'une autre à la diffraction des électrons par les atomes. A cet effet ils ont choisi des neutrons d'énergie suffisamment élevée pour posséder une longueur d'onde de De Broglie du même ordre de grandeur que les dimensions des noyaux d'éléments de poids atomique moyen et élevé.

Les Auteurs ont à ce propos utilisé des neutrons de 14 MeV, auxquels est associée une longueur d'onde de  $7,5 \times 10^{-13}$  cm. Après avoir mis en

évidence d'une façon indirecte un pareil effet dans les divers éléments, les auteurs ont entrepris une recherche en détail sur le plomb. Pour cet élément ils ont pu observer une courbe de diffraction qui présente en plus d'un maximum très prononcé en avant un deuxième maximum environ à  $40^\circ$ . Par l'allure de cette courbe on peut en déduire, en appliquant de simples formules d'interférence, les dimensions du noyau du plomb.

Il est opportun de noter ce qui suit:

- 1) c'est la mesure la plus directe, qui ait été exécutée jusqu'à ce jour, des dimensions du noyau;
- 2) c'est la méthode qui permettra, à l'avenir, en la développant convenablement de déterminer outre les dimensions, la forme des noyaux;
- 3) il est intéressant de relever, au point de vue méthodologique, que parmi tous les phénomènes d'interférence observés jusqu'ici, ce dernier est celui qui correspond à la plus petite longueur d'onde, dépassant, d'un facteur de l'ordre de mille, les limites atteintes auparavant.

#### SUMMARY

The neutrons detected by means of the  $\text{Cu}(n, 2n)\text{Cu}$  process in the  $\text{D} + \text{Li}$  reaction, extend in a narrow band of mean energy of about 14 MeV; their De Broglie wave length is  $7.5 \cdot 10^{-13}$  cm i. e. of the same order of magnitude of the radius of the nuclei of medium and heavy elements. Therefore they appear to be very convenient for the investigation of possible diffraction effects in the potential scattering by the nuclei.

The following experiments were performed using these neutrons:

- 1) for 19 elements the authors have measured the total cross-section i. e. the cross-section due to formation of the compound nucleus + the cross-section for the potential scattering;
- 2) for 4 elements they have measured the cross-section for inelastic scattering + absorption, which is practically equal to the cross-section for the formation of the compound nucleus. The values obtained in this last experiments are equal to about one half of the values deduced in the preceding experiments. The large difference is due to the potential scattering which can be further investigated by measuring the angular distribution of scattered neutrons;



3) the authors have finally measured the angular distribution of the neutrons scattered by lead, using a disposition which allows a rather good angular definition. The differential cross-section has the typical shape of a diffraction curve which shows, besides a very strong maximum in the forward direction, a second small maximum at about  $30-40^\circ$ . From such a curve the dimensions of the lead nucleus are deduced using the simple formula of Fraunhofer diffraction by a spherical obstacle.

#### ZUSAMMENFASSUNG

Die Verfasser haben sich die Aufgabe gestellt einen Diffraktionseffekt der Neutronen durch die Kerne herbeizuführen, ähnlich der Diffraktion der Elektrone durch die Atome. Zu diesem Zweck haben sie Neutrone so höher Energie gewählt, dass deren De Broglie Wellenlänge in der Grössenordnung den Ausmassen der Kerne von Elementen mittleren oder hohen Atomgewichts entspricht. Sie haben daher Neutrone von 14 MeV verwendet, deren Wellenlänge  $7,5 \times 10^{-13}$  cm beträgt. Nachdem die Verfasser auf indirektem Wege derartige Effekte bei den verschiedenen Elementen erreicht haben, haben sie das Verhalten des Bleies einer besonderen Untersuchung unterzogen und es ist ihnen gelungen bei diesem Element eine Diffraktionskurve zu beobachten die neben einem äusserst ausgesprochenen Maximum nach vorwärts, ein zweites Maximum bei circa  $40^\circ$  aufweist. Durch Anwendung einfacher Interdifferentialformeln können aus dem Gang der Kurve die Dimensionen des Bleikernes abgeleitet werden.

Aus vorstehendem kann geschlossen werden:

- 1) diese ist die unmittelbarste aller bis heute durchgeführten Berechnungen der Kerndimensionen;
  - 2) in Zukunft wird die entsprechend entwickelte Methode es gestatten ausser den Ausmessungen auch die Form der Kerne festzustellen;
  - 3) vom Standpunkte der Methodologie aus betrachtet ist es nicht uninteressant festzustellen, dass von allen bisher untersuchten Interferentialscheinungen, diese der kürzesten Wellenlänge entspricht, indem die bisher erreichten Grenzen um einen Faktor überstiegen werden der bei der Grössenordnung tausend liegt.
-