

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

Sezione di Torino
67/1

INFN/BE-67/17
23 Novembre 1967

E. Chiavassa e S. Costa : IL METODO DELLA ATTIVITA'
RESIDUA NELLE REAZIONI INDOTTE DA PIONI. -

S. Costa e E. Chiavassa: IL METODO DELLA ATTIVITA' RESIDUA NELLE REAZIONI INDOTTE DA PIONI. -

1. INTRODUZIONE. -

L'interesse di usare pioni di moderata energia quale sonda per indagare su problemi di fisica nucleare, è stato messo in evidenza da diversi autori⁽¹⁾ ed è ovviamente connesso con le proprietà di queste particelle, essenzialmente perchè bosoni di spin isotopico 1.

Sono quindi possibili, ad esempio, processi di assorbimento e di doppio scambio di carica non ottenibili con l'impiego di fasci di nucleoni.

Inoltre, l'interazione elementare pione-nucleone è nota meglio di quanto non lo sia l'interazione fra nucleoni; questo significa avere la possibilità di stabilire una evidente connessione tra lo scattering elementare πN e lo scattering nucleare di pioni, e di calcolare i processi nucleari indotti da pioni con migliore approssimazione dei processi indotti da altre particelle con interazione forte.

Dal punto di vista sperimentale, la qualità dei fasci pionici esistenti ($\sim 10^5$ pioni/sec con basso ciclo di utilizzazione e circa il 10% di risoluzione in energia) non ha consentito una facile raccolta sistematica di informazioni, per cui, salvo il caso degli atomi π mesici, i dati disponibili sulla interazione pione-nucleo sono piuttosto scarsi.

(Per una rassegna dei risultati sperimentali esistenti, si veda il lavoro di Zupancić⁽²⁾).

La prossima disponibilità di un fascio di pioni di moderata energia ($\sim 10^6$ π /sec) presso il LINAC di Frascati⁽³⁾ offre quindi la possibilità di sviluppare una linea di ricerca piuttosto interessante.

2.

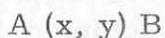
Praticamente tutte le tecniche tipiche della fisica nucleare di bassa energia possono essere utilmente impiegate per studiare l'interazione dei pioni coi nuclei. In particolare, per la misurazione di sezioni d'urto integrate su momento e angolo di emissione dei prodotti della reazione, il metodo della attivazione, quando applicabile, è certo uno dei più semplici e sensibili.

In questa nota prendiamo in esame tale metodo e la sua utilità per studiare alcuni tipi di processi nucleari indotti da pioni.

2. IL METODO DELLA ATTIVAZIONE - APPARATO SPERIMENTALE. -

La tecnica dell'attivazione è stata diffusamente impiegata nella misura di sezioni d'urto di processi nucleari a bassa energia. La sua applicazione allo studio di reazioni indotte da pioni, seppure non nuova, è tuttavia stata assai poco sfruttata⁽⁴⁺⁷⁾ per cui questa tecnica sembra tuttora un metodo piuttosto utile di indagine.

Com'è noto, si tratta di analizzare e misurare la radioattività di un campione A irradiato, per riconoscere la presenza e misurare il numero di nuclidi di tipo B prodotti nella reazione studiata



La presenza dell'attività del nucleo B viene individuata dalle caratteristiche del suo decadimento: vita media, tipo e energia della (β) radiazione - (i) emessa - (e). Quasi sempre il decadimento è di tipo β accompagnato sovente da raggi γ di diseccitazione caratteristici per ogni nucleo. La rivelazione di questi ultimi, se possibile, è una delle vie migliori per riconoscere i nuclei di tipo B.

Uno dei vantaggi più sensibili di questa tecnica è la semplicità ed economicità dell'apparato sperimentale. Ad esempio, un tipico dispositivo di conteggio è disegnato in Fig. 1. Due cristalli scintillatori, di notevoli dimensioni per ottenere una buona efficienza, sono visti da due fotomoltiplicatori scelti con caratteristiche tali da ottimizzare la risoluzione. Un convenzionale sistema di coincidenze veloce-lento consente di porre un ulteriore vincolo sulla identificazione del decadimento indagato. L'analisi biparametrica, ottenuta con l'impiego di un analizzatore multicanale d'impulsi, permette a sua volta di aumentare l'efficienza di conteggio rispetto a quella che si otterrebbe con l'impiego di discriminatori differenziali, e di ottenere un panorama completo dell'attività del campione irradiato.

Inoltre, se le vite medie attivate sono almeno dell'ordine di qualche minuto, è possibile misurarle, abbinando, ad esempio, all'analizzatore una perforatrice veloce, che consente di estrarre a intervalli di tempo regolari l'informazione già raccolta. Un altro notevole vantaggio del metodo

radiochimico è quello di poter effettuare le misure in zone lontane dai fondi presenti nella sala di irradiazione. Eventualmente, un trasferritore meccanico o pneumatico può trasportare il campione irradiato al dispositivo di conteggio. Per vite medie molto brevi, il campione può essere contato nel luogo d'irradiazione, fra un impulso di macchina e il successivo. In questo ultimo caso l'attività ancora presente nel campione dovuta a fiotti d'irradiazione precedenti non crea ambiguità, potendosi facilmente tenere conto. Da questi brevi cenni appare evidente la gamma di possibilità offerte da questo metodo sperimentale.

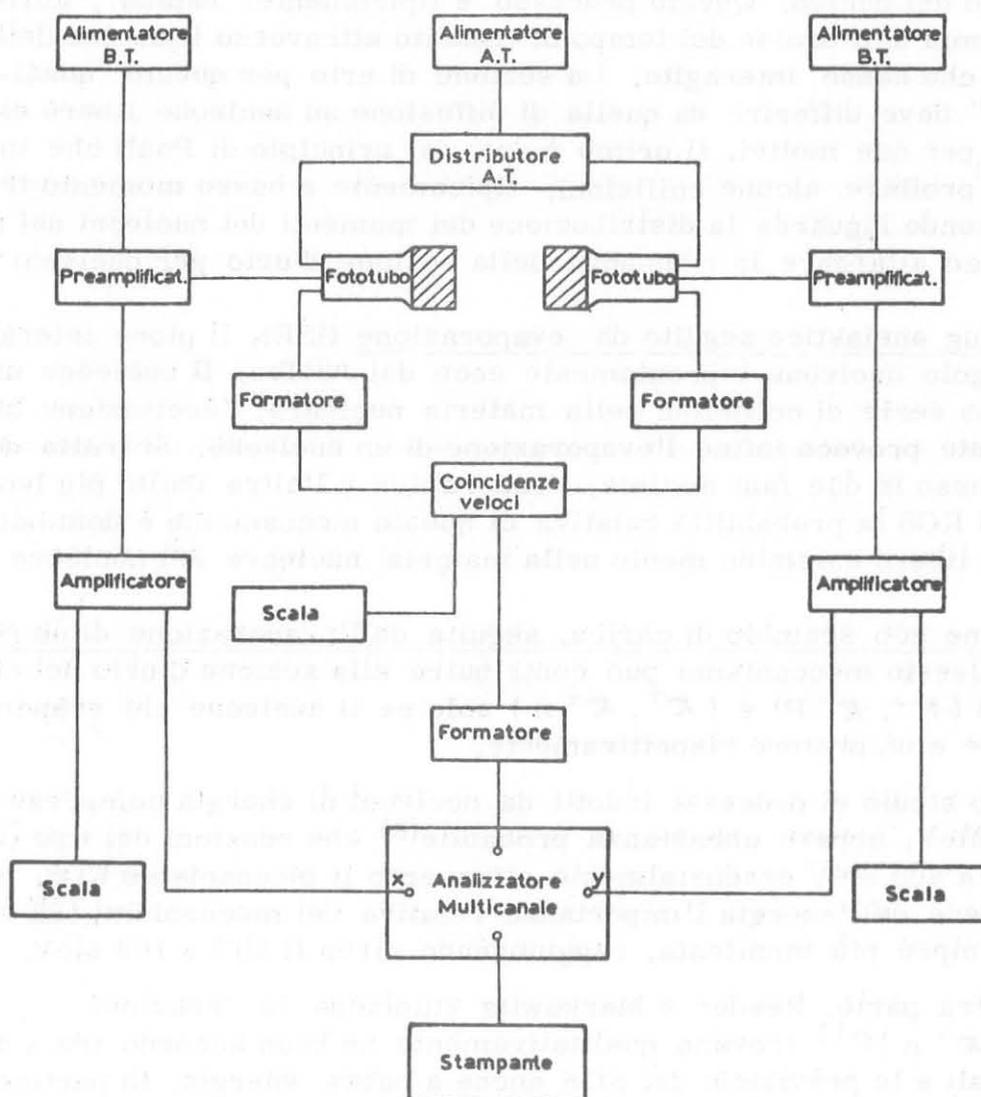


FIG. 1

4.

3. REAZIONI (π , πN). -

Questo semplice tipo di reazione, dove N sta per un generico nucleone, è particolarmente adatto ad essere studiato con metodi radiochimici. Diversi meccanismi possono essere invocati per spiegare questo tipo di processo. Tra questi citiamo i seguenti:

a) Knock-out semplice (KOS). Il pione incidente penetra nel nucleo e interagisce con un singolo nucleone. Il pione ed il nucleone urtato escono dal nucleo immediatamente dopo la collisione senza interagire ulteriormente con il resto del nucleo. Questo processo è tipicamente "rapido", avviene, cioè, in tempi dell'ordine del tempo di transito attraverso il nucleo delle particelle che hanno interagito. La sezione di urto per questo "quasi-free scattering" deve differire da quella di diffusione su nucleone libero essenzialmente per due motivi. Il primo è dato dal principio di Pauli che interviene nel proibire alcune collisioni, tipicamente a basso momento trasferito; il secondo riguarda la distribuzione dei momenti dei nucleoni nel nucleo, che tende ad allargare la risonanza della sezione d'urto per nucleoni liberi.

b) Scattering anelastico seguito da evaporazione (ISE). Il pione interagisce con un singolo nucleone e prontamente esce dal nucleo. Il nucleone urtato, subisce una serie di collisioni nella materia nucleare; l'eccitazione nucleare risultante provoca infine l'evaporazione di un nucleone. Si tratta dunque di un processo in due fasi distinte, l'una rapida e l'altra molto più lenta. Rispetto al KOS la probabilità relativa di questo meccanismo è dominata dal valore del libero cammino medio nella materia nucleare del nucleone urtato.

c) Diffusione con scambio di carica, seguita dall'evaporazione di un nucleone (CESE). Questo meccanismo può contribuire alla sezione d'urto nel caso di reazioni (π^- , $\pi^- P$) e (π^+ , $\pi^+ n$) solo se il nucleone che evapora è un neutrone o un protone rispettivamente.

Dallo studio di processi indotti da nucleoni di energia compresa fra 100 e 400 MeV, appare abbastanza probabile⁽⁸⁾ che reazioni del tipo (N, 2N) procedano a 400 MeV essenzialmente attraverso il meccanismo KOS, mentre al decrescere dell'energia l'importanza relativa dei meccanismi ISE e CESE diventa sempre più manifesta, raggiungendo circa il 50% a 100 MeV.

D'altra parte, Reeder e Markowitz studiando la reazione $C^{12}(\pi^-, \pi^- n)C^{11}$ trovano qualitativamente un buon accordo tra i dati sperimentali e le previsioni del KOS anche a bassa energia. In particolare la sezione d'urto sperimentale presenta un picco molto ben evidente a ~ 200 MeV, in corrispondenza cioè della risonanza (3/2, 3/2) come previsto dal KOS.

Lo ISE invece, secondo calcoli eseguiti dagli stessi autori, prevede un minimo della sezione d'urto a tale energia. Inoltre studi effettuati da Kaufman

e Hower^(5,6) sulla reazione $(\pi^-, \pi^- n)$ oltre i 500 MeV in C^{12} , F^{19} e A^{40} , forniscono una ulteriore evidenza della applicabilità del KOS a elevata energia.

D'altra parte, da un punto di vista quantitativo il KOS fallisce nello spiegare la sezione d'urto sperimentale della reazione $C^{12}(\pi^-, \pi^- n)C^{11}$ intorno ai 200 MeV per almeno un fattore cinque⁽⁴⁾. Inoltre dati più recenti⁽⁷⁾ danno un valore del rapporto delle sezioni d'urto $(\pi^-, \pi^- n)$ e $(\pi^+, \pi^+ n)$ non giustificabile con alcuno dei precedenti modelli.

In conclusione, la situazione appare non del tutto chiara e ulteriori indagini sperimentali sembrano quindi abbastanza significative.

Ad esempio potrebbe essere utilmente studiata la reazione $(\pi^-, \pi^- n)$ in O^{16} , N^{14} , F^{19} e Na^{24} nuclei dove sono già state studiate reazioni di tipo $(N, 2N)$ cosa questa che può consentire interessanti confronti.

4. REAZIONI DI SCAMBIO CARICA. -

a) Doppio scambio di carico elastico: $A_Z(\pi^\pm, \pi^\mp)A_{Z+2}$. Dal punto di vista dell'applicazione della tecnica dell'attivazione, questo genere di reazione appare estremamente favorevole in quanto è simulato da processi, indotti da secondari, dal tipo $(\alpha, 4n)$ e quindi con sezione d'urto molto bassa.

Assumendo un particolare potenziale ottico T. Ericson⁽¹⁾ ha arguito che la sezione d'urto di doppio scambio carica dovrebbe andare come A^{-4} . Viceversa, se il doppio scambio avvenisse direttamente su una coppia di nucleoni correlati l'ampiezza del processo varierebbe come A^{-1} . Sfortunatamente le poche misure esistenti⁽⁷⁺¹⁰⁾ sembrano indicare sezioni d'urto di doppio scambio carica inferiore a 10^{-27} cm^2 e quindi piuttosto scoraggianti. D'altra parte, la tecnica proposta è indubbiamente molto sensibile e quindi adatta al tentativo di misurare tali sezioni d'urto.

b) Scambio di carica elastico. La reazione (π^+, π^0) si presta ad essere studiata con il metodo della attivazione.

Recentemente Kaufman e Hower⁽¹¹⁾ usando, per il nucleo un modello a gas di Fermi completamente degenere, hanno valutato la sezione d'urto per questo processo.

Il valore assoluto della sezione d'urto è molto sensibile al valore assunto per il momento di Fermi

$$\sigma \propto \frac{E_0^2}{P_F^3}$$

6.

dove E_0 è l'energia di separazione dell'ultimo nucleone. La misura della sezione d'urto di questo processo offre quindi la possibilità di valutare l'utilità del modello a gas di Fermi nel descrivere semplici reazioni nucleari.

5. APPARATO SPERIMENTALE. -

Lo schema a blocchi dell'apparato sperimentale è mostrato in Fig. 1. I due rivelatori sono scintillatori Na I(Tl) di diametro 6" e spessore 4" visti da fotomoltiplicatori 4525 RCA. Le caratteristiche di questi fotomoltiplicatori sono: alta efficienza quantica del fotocatodo a bialcali, circa 20%; disposizione a veneziana dei 10 dinodi adatta alla spettroscopia, tempo di salita dell'impulso ~ 18 nsec.

La coincidenza veloce (~ 100 nsec) e l'analisi bidimensionale su di un'apparecchiatura pluricanale consentono di scegliere gli eventi in cui i due raggi γ hanno contemporaneamente dato luogo ad effetto fotoelettrico nei due diversi scintillatori.

Nel caso in cui il campione irradiato sia posto fra i due scintillatori affacciati la efficienza di rivelazione è stata misurata da R. W. Perkins⁽¹²⁾.

Usando i dati pubblicati in questo lavoro si può quindi valutare l'efficienza di rivelazione in coincidenza di 2 γ non correlati; dette ϵ_1 e ϵ_2 le efficienze dei 2 rivelatori si ha:

$$\epsilon_c = \frac{2 \Omega^2}{(4 \pi)^2} \epsilon_1 \epsilon_2$$

Per raggi γ completamente correlati tale valore diventa, nel caso in cui l'angolo solido relativo a ciascun scintillatore sia $\Omega = 2 \pi$

$$\epsilon_{\beta} = \epsilon_1^2 = \epsilon_2^2$$

I valori ottenibili dalla ref. 12), per la rivelazione in coincidenza di due della stessa energia, sono dati in Tabella I.

Per quanto riguarda le principali sorgenti di fondo, in una prima valutazione di carattere orientativo, si ritiene che siano:

- a) contaminazione del fascio
- b) fondo neutronico della sala irradiazione
- c) fondo proprio degli scintillatori
- d) processi indotti da nucleoni generati nel bersaglio stesso.

TABELLA I

E_γ (MeV)	ε	ε_c	ε_β
0.5	56%	15.7%	31.4%
1	39%	7.6%	
1.5	30%	4.5%	
2	27%	3.6%	
2.5	25%	3.1%	

Riguardo il punto a), si osserva che, mentre la contaminazione protonica può essere probabilmente eliminata, l'importanza di processi dovuti all'interazione elettromagnetica può essere valutata soltanto quando sia nota la contaminazione elettronica del fascio e la distanza della targhetta bersaglio dalla sorgente di π .

Comunque, processi di foto ed elettro-disintegrazione del nucleo non disturbano nel caso di

esperimenti di scambio carica. I neutroni presenti nella sala possono indurre nel bersaglio processi di tipo (n, p) (n, 2n)... e simulare quindi le analoghe relazioni indotte da pioni. Questo effetto può essere tenuto in debito conto esponendo al fondo neutronico ma non al fascio pionico un campione simile a quello irradiato e vicino a questo.

Il fondo proprio dei rivelatori può essere valutato⁽¹²⁾ ed è trascurabile. Al contrario, i processi di cui in d), sono a nostro avviso al fonte più preoccupante di incertezze. Sfortunatamente non abbondano i dati nè sulla emissione di nucleoni in seguito alla interazione π -nucleo (sezioni d'urto differenziali in energia e angolo dei nucleoni emessi) nè sulla reazione tipo (N, N) e (N, 2N). Inoltre il problema non è intrinsecamente di immediata soluzione: in effetti la migliore valutazione ci sembra ottenibile tramite un calcolo di Monte-Carlo.

Dal punto di vista sperimentale, le reazioni indotte da neutroni potrebbero però essere tenute in buona parte in conto eseguendo successive misurazioni con bersagli di spessore decrescente ed estrapolando le misure a spessore nullo.

6. ESEMPI DI REAZIONI MISURABILI. -

Ogni ciclo di misura sarà eseguito in tre tempi:

- 1) Irradiazione: durata t_i
- 2) attesa : durata t_a
- 3) conteggio : durata t_c

Detti:

Φ ($\frac{\text{pioni}}{\text{sec}}$) il flusso di pioni incidenti

8.

σ ($\frac{\text{cm}^2}{\text{nucleo}}$) la sezione d'urto del processo studiato

N ($\frac{\text{nuclei}}{\text{cm}^2}$) il numero di nuclei per cm^2 del bersaglio

L'attività a saturazione ottenibile sarà:

$$A_{\text{sat}} = \Phi \cdot \sigma \cdot N \quad \text{eventi/sec}$$

mentre il conteggio totale è:

$$N_c = A_{\text{sat}} \tau (1 - e^{-t_i/\tau}) e^{-t_a/\tau} (1 - e^{-t_c/\tau}) f_a \varepsilon$$

in cui:

τ è la vita media del nucleo attivato

f_a il coefficiente di autoassorbimento del campione irradiato

ε l'efficienza di rivelazione in coincidenza.

Come esempio prendiamo in esame le reazioni $B^{11}(\pi^+, \pi^0)C^{11}$ e $F^{19}(\pi^-, \pi^- n)F^{18}$ usando dei bersagli in cui la perdita di energia dei a 100 MeV sia dell'ordine di 5 MeV.



Un bersaglio di B^{11} di $(2,3) \text{ g/cm}^2$ ha $N = 10^{23}$ nuclei/ cm^2 . Si può eseguire la misura con i seguenti tempi $t_i = 37$ min; $t_a = 3$ min; $t_c = 37$ min.

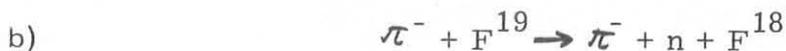
Le caratteristiche del nucleo attivo C^{11} sono:

emettitore β^+ ; $\tau = 1775$ sec.

Valutando $f_a = 0.9$ e $\varepsilon = 0.31$ si ottiene

$$N_c = 2 \cdot 10^{25} \Phi \cdot \sigma$$

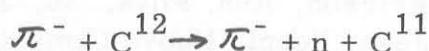
Con un flusso incidente di $\Phi = 10^6/\text{sec}$. l'esperienza sembra realizzabile se $\sigma \geq 10^{-28} \text{ cm}^2$



Il bersaglio di $C_n F_{2n}$ (Teflon) di 2 gr/cm^2 ha $N = 5 \cdot 10^{22}$ nuclei/ cm^2 di F^{19} .

Le caratteristiche del nucleo attivo F^{18} sono: emettitore = 9714 sec.

Le attività più simile che possa essere indotta nel C proviene dalla reazione



Le caratteristiche del C^{11} sono:

emettitore β^+ ; $\tau = 1775$ sec.

Un possibile schema di irradiazione può essere:

$$t_i = 10800 \text{ sec}$$

$$t_a = 7200 \text{ sec}$$

$$t_i = 10800 \text{ sec}$$

valutando $f_a = 0.85$ e $\epsilon = 0.31$ si ottiene:

$$N_c (\text{Fluoro}) = 2.75 \cdot 10^{25} \Phi \sigma_F$$

$$N_c (\text{Carbonio}) = 2.02 \cdot 10^{23} \Phi \sigma_C$$

Con un flusso incidente $\Phi = 10^6$ π /sec l'esperienza sembra realizzabile sino a $\sigma \sim 10^{-28}$ cm^2 .

REFERENZE. -

- (1) - M. Ericson and T. E. O. Ericson, Ann. Phys. 36, 323 (1966); T. Ericson, CERN 63-28 (1963); M. Jean, Suppl. Nuovo Cimento 1, 400 (1964).
- (2) - C. Zupančić, II Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Rehvoth 1967.
- (3) - C. Schaerf, LNF-64/16 (1964).
- (4) - P. L. Reeder, and S. S. Markowitz, Phys. Rev. 133B, 639 (1964).
- (5) - S. Kaufman and C. O. Hower, Phys. Rev. 154, 924 (1967).
- (6) - C. O. Hower and S. Kaufman, Phys. Rev. 136B, 1359 (1964).
- (7) - B. W. Allardyce, D. T. Chivers, J. J. Domingo, E. M. Kimmer, N. W. Tanner and R. C. Witcomb, CERN Preprint.
- (8) - J. R. Grover and A. A. Caretto Jr., Rev. Nucl. Sci. 14, 51 (1964).
- (9) - Yu. A. Batusov, S. A. Bunyatov, V. M. Sidorov and V. A. Yarbe, Yader naya Fisike 3, 309 (1966).
- (10) - L. Gilly, M. Jean, R. Meunier, M. Spighel, J. P. Stroot and P. Duteil, Phys. Letters 19, 335 (1965).
- (11) - S. Kaufman and C. O. Hower, Phys. Rev. 140B, 1272 (1965).
- (12) - R. W. Perkins, Nuclear Phys. and Meth. 33, 71 (1965).

N° 12