

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

Sezione di Bologna  
67/6

INFN/BE - 67/15  
15 Novembre 1967

E. Fuschini, C. Maroni, A. Uguzzoni e E. Verondini :  
EFFETTI "DEBOLI" DI NON CONSERVAZIONE DELLA  
PARITA' NEI NUCLEI. -

E. Fuschini, C. Maroni, A. Uguzzoni e E. Verondini: EFFETTI "DEBOLI"  
DI NON CONSERVAZIONE DELLA PARITA' NEI NUCLEI. -

## 1. INTRODUZIONE<sup>(x)</sup>. -

Come è noto<sup>(1)</sup>, se la hamiltoniana  $H$  di un sistema fisico è invariante rispetto alla riflessione delle coordinate il commutatore di  $H$  e dell'operatore  $P$  associato alla suddetta trasformazione (parità) è nullo

$$[H, P] = 0$$

Questo significa:

- a) che gli autostati di  $P$  sono anche autostati di  $H$ ,
- b) che gli autovalori di  $P$  sono buoni numeri quantici.

Poichè gli autovalori di  $P$  sono  $\pm 1$ , si possono scegliere le funzioni d'onda che rappresentano questi stati del sistema in modo che abbiano uno dei due seguenti comportamenti rispetto alla riflessione delle coordinate:

$$\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}) \equiv P \psi(\vec{r}) \quad (\text{autovalore } + 1)$$

$$- \psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}) \equiv P \psi(\vec{r}) \quad (\text{autovalore } - 1)$$

Quando questo avviene, si dice che nelle interazioni che entrano in gioco nel sistema in esame la parità è conservata.

---

(x) - Questo report contiene e completa una relazione presentata nei Seminari Bolognesi di Fisica Sperimentale, (Bologna, Marzo 1967). La sua impostazione corrisponde quindi al carattere informativo e didattico di tali seminari.

2.

In caso contrario ( $[H, P] \neq 0$ ) gli autostati di H potranno essere espressi come combinazione lineare di autostati di P, uno corrispondente all'autovalore +1 e l'altro all'autovalore -1, cioè

$$\psi(\vec{r}) = \psi_p(\vec{r}) + F \psi_{-p}(\vec{r}) \equiv \psi_{\text{reg}} + \psi_{\text{irreg}}$$

ove l'indice  $p(+1)$  rappresenta l'autovalore dell'operatore P di cui  $\psi_p$  è autofunzione. In tal caso si dice che nel sistema in esame la parità non si conserva.

La quantità F ("parity-mixing parameter"<sup>(2)</sup>) è evidentemente legata all'entità relativa della parte dell'interazione che non conserva la parità e di quella che la conserva.

I test della conservazione della parità sono quindi esperimenti in cui si cerca di determinare il valore di F (o  $F^2$ ) o di fissarne un limite superiore.

Vi sono due ordini di motivi per studiare la conservazione o meno della parità nei nuclei.

a) In primo luogo, data la completa "violazione" della parità nelle interazioni deboli<sup>(3)</sup> è opportuno sottoporre a verifica per ogni tipo di interazione, tutte le proprietà di invarianza supposte universalmente valide, fino ad una decina di anni fa.

In particolare fra il 1957 e il 1963 sono stati eseguiti molti test, che illustreremo più avanti, che hanno posto limiti superiori via via sempre più bassi (fino a  $\sim 10^{-12}$ ) al valore di  $F^2$  e quindi alla entità della violazione della parità nelle interazioni forti rinforzando la convinzione che questo tipo di interazione conservi rigorosamente la parità.

Questi risultati escludono anche un effetto di violazione di parità dovuto alla presenza di mesoni strani nelle nuvole pioniche dei nucleoni. Tale effetto farebbe infatti prevedere<sup>(4)</sup> un valore di  $F^2$  compreso fra  $10^{-7}$  e  $10^{-8}$ .

b) D'altro canto anche fra i nucleoni si possono esercitare interazioni deboli e si possono quindi avere nei nuclei dei "piccoli" effetti della non conservazione della parità nelle interazioni deboli, effetti la cui entità è strettamente legata al meccanismo della interazione debole fra i nucleoni.

Questo effetto era teoricamente avvertito, almeno in modo qualitativo fin dal 1956 ma solo più recentemente è stato previsto in modo quantitativo dai lavori di Blin Stoye<sup>(5)</sup> e Michel<sup>(6)</sup> in base a particolari modelli.

In particolare Michel partendo dalla descrizione corrente-corrente<sup>(7)</sup> dell'interazione debole e della ipotesi che la corrente vettoriale sia conservata<sup>(8)</sup> ha dedotto un potenziale nucleone-nucleone, non invariante per parità ma invariante per time-reversal, e quindi un potenziale nucleare medio che "viola" la parità e che fa prevedere per F i seguenti tipici valori:

$$\begin{array}{ll}
 A = 16 & F \sim 3 \cdot 10^{-7} \\
 & F^2 \sim 10^{-13} \\
 A = 160 & F \sim 6 \cdot 10^{-7}
 \end{array}$$

E' interessante notare<sup>(9)</sup> che anche se l'interazione debole non fosse fra "correnti" si potrebbero avere effetti di non conservazione delle parità nei nuclei, per esempio tramite lo scambio di una coppia elettrone-neutrino fra due nucleoni, ma questi effetti sarebbero di secondo ordine nella costante di accoppiamento debole e  $F$  dovrebbe essere  $\sim 10^{-14}$  invece che  $\sim 10^{-7}$ .

E' quindi evidente l'importanza di un esperimento che abbia la possibilità di mettere in evidenza effetti "parity-violating" nell'entità prevista da Michel, in quanto esso darebbe una conferma o una smentita alle moderne descrizioni delle interazioni deboli.

Gli esperimenti che hanno posto il limite superiore  $F^2 < 10^{-12}$  sono dunque significativi in ordine al motivo a) (conservazione della parità nelle interazioni forti) ma non lo sono affatto in ordine al motivo b) (ricerca dell'effetto "debole").

Ci siamo quindi posti il problema di esaminare criticamente le esperienze fin qui svolte e di valutare le attuali possibilità di arrivare alla determinazione sperimentale del valore previsto per  $F^2$ .

Per procedere in questo senso è necessario vedere come si può in generale sottoporre a verifica la conservazione della parità nei nuclei.

## 2. TEST DELLA CONSERVAZIONE DELLA PARITA' NEI NUCLEI. -

I test della conservazione della parità nei nuclei si possono sostanzialmente raggruppare in due classi:

- I: Esperimenti che portano ad una valutazione di  $F$   
 II: Esperimenti che portano ad una valutazione di  $F^2$

I) - Negli esperimenti di questa classe si ricerca, nella funzione di distribuzione di un decadimento o di una reazione, la presenza di un termine pseudoscalare<sup>(x)</sup>(10) risultante dall'interferenza delle due componenti del processo corrispondenti alla parte regolare e a quella irregolare della funzione d'onda.

Per fissare le idee consideriamo la radiazione elettromagnetica che sorge dalla diseccitazione di un livello nucleare a "parità mista"

---

(x) - L'osservazione di quantità di questo tipo ha provato la completa violazione della parità nelle interazioni deboli. (Vedi per es. ref. 3).

4.

$1^- + F 1^+$  ad un livello  $0^+$ . Questa radiazione ha mescolato al multipolo elettrico "regolare" E1 (corrispondente alla transizione  $1^- \rightarrow 0^+$ ), il multipolo magnetico "irregolare" M1 (corrispondente alla transizione  $1^+ \rightarrow 0^+$ ).

Questo fatto ha come conseguenza<sup>(11)</sup> che se la radiazione proviene da un nucleo polarizzato<sup>(x)</sup> la sua distribuzione angolare contiene un termine pseudoscalare del tipo  $\vec{\sigma} \times \vec{p}_\gamma$ , cioè una asimmetria A rispetto alla direzione di polarizzazione  $\vec{\sigma}$  del nucleo, mentre se proviene da un nucleo non polarizzato, si ha nella radiazione stessa una polarizzazione circolare P. Si può dimostrare<sup>(12)</sup> che queste due quantità misurabili sono proporzionali ad F tramite un coefficiente che, a parte fattori geometrici, esprime il rapporto R fra gli elementi di matrice ridotti della transizione "irregolare" e di quella "regolare".

E' evidente che per compiere esperimenti di questo tipo è opportuno, data la piccolezza dell'effetto da rivelare, scegliere situazioni in cui il fattore R, che gioca il ruolo di fattore di amplificazione dell'effetto, sia il più grande possibile, cioè esaminare transizioni la cui parte "regolare" sia inibita da qualche regola di selezione che non inibisca anche quella "irregolare"<sup>(o)</sup>.

Gli esperimenti di questo tipo, i cui risultati sono raccolti nelle Tabelle 1 e 2<sup>(+)</sup>, sono gli unici che, fino a questo momento, hanno permesso di dare dei valori per F e non solo dei limiti superiori, ma presentano sempre la insidia di asimmetrie strumentali difficilmente controllabili.

---

(x) - Per esempio da un precedente decadimento  $\beta$  o dalla cattura di neutroni termici polarizzati.

(o) - Per esempio la transizione  $\gamma$  da 56 KeV dello stato isomerico  $8^-$  a 1.143 MeV dell' $\text{Hf}^{180}$  allo stato  $8^+$ , è enormemente inibita (di un fattore  $10^{16}$ ) e appare come una situazione ideale per mettere in evidenza il mescolamento di parità  $8^- + F 8^+$ , ma la regola di selezione  $\Delta K = 0, 1$  che inibisce la transizione elettrica "regolare" dallo stato  $8^-$  (appartenente alla banda rotazionale  $K = 8$ ) allo stato  $8^+$  (appartenente alla banda rotazionale  $K = 0$ ) inibisce anche la transizione magnetica "irregolare". E' stato comunque fatto un esperimento che sfrutta questa transizione ma il risultato positivo (!) trovato<sup>(13)</sup> è stato contraddetto da un successivo esperimento<sup>(14)</sup> e quindi attribuito<sup>(15)</sup> a cause spurie.

(+) - I valori di  $F$  e  $F^2$  riportati nelle tabelle sono quelli dedotti dagli autori. Negli esperimenti in cui si misura una asimmetria si usa la stessa convenzione sul segno di questa.

TABELLA 1 - Misure di polarizzazione circolare

Esperienza	Polarizzazione misurata	F	Referenza
$p + {}^{11}\text{B} \rightarrow p + {}^{11}\text{B}^* (2.14 \text{ MeV})$ $\hookrightarrow \gamma + {}^{11}\text{B}$	$ P  < 2.0 \cdot 10^{-3}$	$ F  < 3 \cdot 10^{-4}$	16 (1957)
$p + {}^{19}\text{F} \rightarrow \alpha + {}^{16}\text{O}^* (7.12 \text{ MeV})$ $\hookrightarrow \gamma + {}^{16}\text{O}$	$ P  < 2.0 \cdot 10^{-3}$	$ F  < 1.7 \cdot 10^{-4}$	16 (1957)
$d + {}^{85}\text{Rb} \rightarrow {}^{85}\text{Sr} + 2n$ $\mid \text{k capture} \rightarrow {}^{85}\text{Rb} (513 \text{ Kev})$ $\hookrightarrow \gamma + {}^{85}\text{Rb}$	$ P  < 3.0 \cdot 10^{-3}$	$ F  < 5.5 \cdot 10^{-6}$	17 (1960)
${}^{181}\text{Hf} \xrightarrow{\beta^-} {}^{181}\text{Ta}^* (482 \text{ Kev})$ $\hookrightarrow \gamma + {}^{181}\text{Ta}$	$P = (-2.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$	(+)	18 (1965)
"	$P = (0.3 \pm 2.1) \cdot 10^{-4}$	(+)	19 (1965)
"	$P = (-6 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	$F = -(4 \pm 0.4) \cdot 10^{-7 (o)}$	20 (1967)
${}^{175}\text{Lu}^* (396 \text{ Kev})$ $\hookrightarrow \gamma + {}^{175}\text{Lu}$	$P = (4 \pm 1) \cdot 10^{-5}$	$ F  = (8 \pm 2) \cdot 10^{-7 (o)}$	20 (1967)

(+) - Gli autori confrontano i loro risultati colla previsione teorica di Wahlborn<sup>(21)</sup>  $P = (-1.6 \pm \frac{1.8}{0.9}) \cdot 10^2 F$ .

(o) - Dal confronto dei due risultati gli autori inferiscono  $F = -(2 \pm 4) \cdot 10^{-7}$  per i nuclei pesanti ( $A \approx 180$ ).

(a)  $\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$  (b)  $\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$   
 (c)  $\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$  (d)  $\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$

$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	$b_1 = (100 - P)P$	$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	50 (10000)
$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	$b_2 = (100 - P)P$	$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	50 (10000)
$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	$b_3 = (100 - P)P$	$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	50 (10000)
$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	$b_4 = (100 - P)P$	$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	50 (10000)
$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	$b_5 = (100 - P)P$	$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	50 (10000)
$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	$b_6 = (100 - P)P$	$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	50 (10000)
$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	$b_7 = (100 - P)P$	$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	50 (10000)
$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	$b_8 = (100 - P)P$	$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	50 (10000)
$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	$b_9 = (100 - P)P$	$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	50 (10000)
$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	$b_{10} = (100 - P)P$	$\frac{1}{100} \frac{dP}{dt} = P(100 - P)$	50 (10000)

Dall'esame dei dati riportati nelle precedenti tabelle risulta che alcuni fra gli esperimenti più recenti hanno dato risultati vicini a quelli prevedibili dalla teoria di Michel, ma risulta anche che esistono fra i dati ottenuti da gruppi diversi sulla medesima transizione, notevoli contraddizioni.

Questo fa pensare alla presenza di errori sistematici (asimmetrie geometriche del dispositivo di misura, asimmetrie introdotte dalla influenza dei campi magnetici sulla efficienza di rivelazione dei contatori<sup>(29)</sup> etc.) e, in ogni modo, fa ritenere i risultati suddetti non definitivamente probanti del valore previsto di  $F$ .

Per questa ragione e per il fatto che, come ci risulta da comunicazioni private<sup>(29)</sup>, esperienze di questo genere sono in corso presso diversi laboratori non abbiamo ritenuto opportuno per ora investigare a fondo la possibilità di ottenere risultati del tutto privi di ambiguità con esperimenti di questo tipo.

Ci siamo invece occupati della II classe di esperimenti che sembrano, a prima vista, di interpretazione più immediata e sono scevri dall'insidia delle asimmetrie strumentali, ma presentano difficoltà analoghe per quanto riguarda la sottrazione del fondo.

II) - In questi esperimenti si cerca di mettere in evidenza la violazione di una regola di selezione assoluta imposta dalla conservazione della parità. Una regola di tale tipo non esiste per le transizioni elettromagnetiche in cui il fotone può avere qualunque parità (a seconda della sua multipolarità), ma esiste per le transizioni  $\alpha$ , avendo le particelle  $\alpha$  spin zero e parità "intrinseca" positiva. Questa regola proibisce, come è facile verificare, i decadimenti  $\alpha$  di livelli di parità "non naturale"

$$J^{\pi} = J^{(-1)^{J+1}} : 0^-, 1^+, 2^-, \text{ etc.}$$

che lasciano il nucleo residuo in uno stato  $0^{+(x)}$ .

Questi decadimenti possono quindi avvenire solo tramite la parte irregolare della funzione d'onda e il loro yield da una misura di  $F^2$ .

---

(x) - Più in generale si ha violazione della parità in un decadimento quando gli spin del nucleo "padre" (di parità  $\pi_i$ ) e del nucleo residuo (di parità  $\pi_f$ ) definiscono univocamente, per la conservazione del momento angolare totale, il momento angolare orbitale  $l$  della particella e  $(-1)^l \neq \pi_i \pi_f$ .



8.

I risultati degli esperimenti di questo tipo eseguiti finora sono riportati nella Tabella 3<sup>(x)</sup>. Si può notare che questi esperimenti arrivano solo a porre limiti superiori ad  $F^2$ .

### 3. DISCUSSIONE DEGLI ESPERIMENTI DI CLASSE II. -

Dall'esame della Tabella 3 si vede che i decadimenti  $\alpha$  più investigati sono quelli del livello  $2^-$  a 8,88 MeV del  $^{16}\text{O}$  e del livello  $2^-$  a 18,9 MeV del  $^8\text{Be}$ .

Esistono in realtà molti altri livelli che, in linea di principio, possono essere "sfruttati" per mettere in evidenza effetti di non conservazione della parità nei nuclei.

Nella Tabella 4 sono riportati i livelli (dei nuclei leggeri)<sup>(o)</sup> di parità non naturale, instabili per decadimento  $\alpha$  (con violazione di parità) a nuclei residui  $0^+$ , ma stabili per l'emissione di altre particelle pesanti. Esaminiamo dapprima la situazione sperimentale relativa a tali livelli, riservandoci di discutere in seguito le possibilità offerte dal livello 18,9 MeV del  $^8\text{Be}$ .

Non è difficile mostrare che la larghezza per decadimento  $\alpha$  di uno di questi livelli è

$$\Gamma_{\alpha} = F^2 \bar{\Gamma}_{\alpha}$$

ove  $\bar{\Gamma}_{\alpha}$  è la larghezza del livello di parità naturale mescolato a quello in questione.

Normalmente si scrive:

$$\bar{\Gamma}_{\alpha} = 2P_1 \gamma_{\alpha}^2$$

---

(x) - Ove è indicato con  $\Rightarrow$  il processo proibito dalla conservazione della parità.

(o) - I nuclei pesanti presentano in generale l'inconveniente di avere una grande densità di livelli di modo che ci si trova quasi sempre in presenza di transizioni  $\alpha$  permesse a livelli di energia così vicina a quella del livello di arrivo della transizione proibita da rendere molto problematica la discriminazione fra  $\alpha$  "permesse" e  $\alpha$  "proibite".

TABELLA 3

Esperienza	F <sup>2</sup>	Referenza
$p + {}^{19}\text{F} \rightarrow {}^{20}\text{Ne}^*(1^+, 13.2 \text{ MeV})$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow \alpha + {}^{16}\text{O}$	$\leq 4 \cdot 10^{-8}$	31 (1957)
$d + {}^4\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}^*(0^+, 3.56 \text{ MeV})$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow \gamma + {}^6\text{Li}$	$\leq 1 \cdot 10^{-7}$	32 (1958)
$n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be}^*(2^-, 18.9 \text{ MeV})$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow \alpha + \alpha$	$\leq 1 \cdot 10^{-7}$	33 (1958)
"	$\leq 4 \cdot 10^{-10}$	4 (1962)
$d + {}^{15}\text{N} \rightarrow {}^{16}\text{N}^*(2^-, 10.4 \text{ MeV}) + p$ $\quad \quad \quad \begin{matrix} \hookrightarrow \alpha \\ \hookrightarrow \beta^- \end{matrix} \rightarrow {}^{16}\text{O}^*(2^-, 8.88 \text{ MeV})$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow \alpha + {}^{12}\text{C}$	$\leq 1.3 \cdot 10^{-10}$	34 (1961)
"	$\leq 2 \cdot 10^{-12}$	35 (1961)
"	$\leq 7 \cdot 10^{-12}$	36 (1961)
"	$\leq 2.4 \cdot 10^{-10}$	37 (1962)
$n + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{16}\text{N}^* + p$ $\quad \quad \quad \begin{matrix} \hookrightarrow \alpha \\ \hookrightarrow \beta^- \end{matrix} \rightarrow {}^{16}\text{O}^*(2^-, 8.88 \text{ MeV})$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow \alpha + {}^{12}\text{C}$	$\leq (1.3 \div 13) \cdot 10^{-12}$	38 (1961)
${}^3\text{He} + {}^{14}\text{N} \rightarrow p + {}^{16}\text{O}^*(0^-, 19.94 \text{ MeV})$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow \alpha + {}^{12}\text{C}$	$\leq 2 \cdot 10^{-9}$	39 (1959)

TABELLA 4

Nucleo	E (MeV)	$J^\pi$	$Q_\alpha$ (MeV)	$\bar{\Gamma}_\alpha^{(+)}$ (eV)	$\bar{\Gamma}_\gamma$ (eV)	$\tau(10^{-13} \text{ sec})$	$\bar{\Gamma}_\alpha / \bar{\Gamma}_\gamma$	Ref.
$^{16}_0\text{O}$	8.88	$2^-$	1.72	$\sim 3.5 \times 10^3$	$3.3 \times 10^{-3}$	$(1.92 \pm 0.29)$	$\sim 10^6$	42, 34+ 38
$^{16}_0\text{O}$	10.94	$0^-$	3.79	$\sim 1.5 \times 10^5$	$6 \cdot 10^{-3} (?)$	1 (?)	$\sim 2 \cdot 10^7$	39
$^{16}_0\text{O}$	11.08	$3^+$	3.92	$\sim 0.6 \times 10^5$	$10^{-2} (?)$	0.5 (?)	$\sim 6 \cdot 10^6$	39
$^{20}\text{Ne}$	4.97	$2^-$	0.24	$\sim 1$	$1.3 \times 10^{-4}$	$48^{+17}_{-11}$	$\sim 8 \cdot 10^3$	43
$^{20}\text{Ne}$	7.03	$4^-$	2.30	$\sim 2 \cdot 10^{+2}$	$1.7 \times 10^{-3}$	$4.05^{+1.1}_{-0.9}$	$\sim 10^5$	44
$^{28}\text{Si}$	10.71	$1^+$	0.72	$\sim 5 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^{-3} (?)$	$\sim 1 (?)$	$\sim 10^5$	

(+) - assunto  $^{(45)} \theta_\alpha^2 = 0.05$ .

$P_1$  è un "fattore di penetrazione"<sup>(+)</sup> che dipende dalla barriera coulombiana e centrifuga che le  $\alpha$  "sentono" per "uscire" dal nucleo "padre" ed è tanto più piccolo quanto più grande è il momento angolare e quanto più piccola è l'energia delle  $\alpha$ .  $\gamma_\alpha^2$  è la larghezza ridotta di Lane-Thomas<sup>(41)</sup> che di solito si esprime come

$$\gamma_\alpha^2 = \theta_\alpha^2 \gamma_W^2$$

ove  $\gamma_W^2 = \frac{3\hbar^2}{2M_r R^2}$  è il limite di Wigner

( $M_r$ : massa ridotta della particella  $\alpha$  e del nucleo residuo;  $R$  = somma dei raggi dei nuclei interagenti); e  $\theta_\alpha^2$  è la larghezza ridotta adimensionale dipendente dalla struttura della funzione d'onda nucleare. Stante la difficoltà di calcolare teoricamente  $\theta_\alpha^2$  nei livelli, come quelli di Tabella 4, per i quali, ovviamente, non esistono informazioni sperimentali, si preferisce prendere un valore medio sui dati sperimentali riguardanti livelli di nuclei aventi circa le stesse caratteristiche<sup>(o)</sup>. A seconda di come questa media venga eseguita varia il valore di  $\theta_\alpha^2$  (entro un ordine di grandezza). Una valutazione abbastanza attendibile<sup>(45)</sup> dà  $\theta_\alpha^2 \approx 0.05$  per nuclei leggeri.

Il modo normale di decadimento dei livelli di Tabella 4 è quello elettromagnetico. Nella 6<sup>a</sup> colonna è riportata la larghezza  $\sigma$  per tali decadimenti. Essendo evidentemente la vita media  $\tau = \hbar/\Gamma$  (ove  $\Gamma = \Gamma_\alpha + \Gamma_\gamma \approx \Gamma_\gamma$ ) è

$$\tau \approx \frac{\hbar}{\Gamma_\gamma}$$

La "frazione" di livelli formati che decadono  $\alpha$  è

$$(1) \quad K = \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma} \approx \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_\gamma} = F^2 \frac{\overline{\Gamma_\alpha}}{\overline{\Gamma_\gamma}}$$

di modo che, a parità di produzione di livelli e di rivelazione delle  $\alpha$  di decadimento, il rapporto  $\overline{\Gamma_\alpha}/\overline{\Gamma_\gamma}$  funziona da fattore di amplificazione dell'effetto e diventa quindi una importante figura di merito nella scelta del livello da studiare.

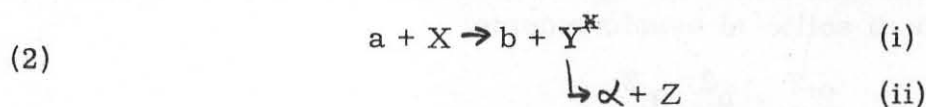
(+) - Per il calcolo di  $P_1 = KR / [F_1^2(KR) + G_1^2(KR)]$  ove  $K$  è l'impulso relativo della particella  $\alpha$  e del nucleo residuo, e  $F_1$  e  $G_1$  sono le ordinarie funzioni coulombiane, è necessario l'uso delle tabelle di queste funzioni (v. ref. 40).

(o) - Esiste una certa arbitrarietà sulla scelta delle caratteristiche che definiscono i livelli su cui fare le medie<sup>(37)</sup>.

12.

Infatti possiamo fare fin d'ora le seguenti grossolane, ma indicative valutazioni.

Se i livelli  $Y^x$  di Tabella 4 sono eccitati in una reazione del tipo



e  $\phi$  è il flusso di particelle a incidenti per secondo,  $d\sigma/d\Omega_b$  è la sezione d'urto differenziale del processo (i),  $n$  è il numero di centri diffusori della targhetta, per  $\text{cm}^2$ ,  $\Delta\Omega_b$ ,  $\Delta\Omega_\alpha$  sono gli angoli solidi dei rivelatori delle particelle b ed  $\alpha$ ,  $f$  è l'efficienza di rivelazione della particella b (=1 se b è una particella carica), il numero di eventi (b,  $\alpha$  "proibite") per ora è, supponendo il decadimento (ii) isotropo e ricordando la (1)

$$(3) \quad N = \phi n \frac{d\sigma}{d\Omega_b} \Delta\Omega_b \quad F^2 \frac{\bar{\Gamma}_\alpha}{\Gamma_\gamma} \frac{\Delta\Omega_\alpha}{4\pi} \cdot 3600 f$$

Per una stima grossolana di N assumiamo:

$$\phi \simeq 10^{14} \frac{\text{particelle}}{\text{sec}} \quad ; \quad n \simeq 10^{18} \frac{\text{centri}}{\text{cm}^2}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_b} \simeq 10^{-27} \frac{\text{cm}^2}{\text{sr}} \equiv \frac{1 \text{ mb}}{\text{sr}} \quad ; \quad \Delta\Omega_\alpha = \Delta\Omega_b = 1 \text{ sr}$$

$$F^2 = 10^{-14(+)} \quad ; \quad f = 1$$

Si ha quindi:

$$N \simeq 3 \cdot 10^{-7} \bar{\Gamma}_\alpha / \Gamma_\gamma$$

E' perciò evidente che fra i livelli della Tabella 4 solo quelli dell'ossigeno<sup>(o)</sup> possono essere usati con qualche speranza.

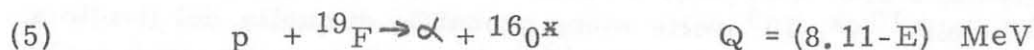
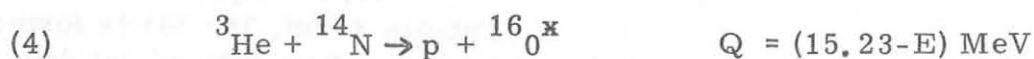
(+) - Il valore di  $F^2$  è preso più piccolo di quello previsto<sup>(6)</sup> oltre che per tenere conto dell'incertezza di cui quest'ultimo è affetto anche per la ragionevole necessità sperimentale di avere una sensibilità sufficiente per mettere in evidenza l'effetto cercato.

(o) - Livelli che d'ora in poi indicheremo con  $O^x$ .

4. PROSPETTIVE E DIFFICOLTA' OFFERTE DAI LIVELLI DELL'  $^{16}_0$  -

Come si vede nella Tabella 3, il livello  $0^x$  a 8.88 MeV è stato studiato da diversi autori che hanno sfruttato, per formarlo, il decadimento  $\beta^-$  di un livello del  $^{16}\text{N}$  opportunamente prodotto. In questo modo si sono raggiunti solo limiti superiori per  $F^2$  e sembra assolutamente esclusa<sup>(37)</sup> la possibilità di arrivare per questa via al valore previsto per  $F^2(x)$ .

I livelli  $0^x$ , di energia di eccitazione E, si possono altrimenti formare con le reazioni



La reazione 4 sembra particolarmente adatta per energie di  $\text{He}^3$  di  $\sim 4$  MeV (disponibili, per esempio con un acceleratore Van Der Graaf quale quello di Legnaro - Padova) essendo probabilmente<sup>(46)</sup> a quella energia la sezione d'urto di formazione degli  $0^x$  discretamente elevata, mentre la reazione (5), meno adatta della (4) alla stessa energia, è equivalente alla (4) per protoni di  $\sim 10$  MeV, disponibili però solo con un tandem o un ciclotrone.

Prescindendo dal fatto contingente che in Italia non esiste attualmente un tandem e che il Ciclotrone di Milano ha per ora un fascio estratto di bassa intensità, e comunque ha energia troppo alta (non può certamente scendere a 10 MeV), abbiamo esaminato anche la possibilità di usare la reazione (5), arrivando tuttavia a previsioni non sostanzialmente diverse da quelle ottenute per un'esperienza che si basi sull'uso della reazione (4) indotta da  $\text{He}^3$  di 4 MeV.

In ciò che segue vengono quindi riportate in dettaglio solo le valutazioni fatte per un esperimento di questo ultimo tipo.

L'osservazione delle " $\alpha$  proibite" non costituirebbe un grosso problema se non esistessero<sup>(47)</sup> in prossimità degli  $0^x$  altri livelli (v. Tabella 5), di parità naturale, abbastanza larghi da sovrapporsi con le loro code agli  $0^x$ , e capaci quindi di dare " $\alpha$  permesse" di decadimento della stessa energia di quelle proibite.

---

(x) - E' da notare che il più basso limite ottenuto per  $F^2$  (ref. 35) corrisponde ad una valutazione molto ottimistica di  $\bar{G}$  mentre il limite più ragionevole<sup>(37)</sup> sembra quello di ref. 38.

TABELLA 5

E (MeV)	J <sup><math>\pi</math></sup>	$\Gamma$ (KeV)	$\tau$ (sec)
9.59	1 <sup>-</sup>	650	$\sim 3 \cdot 10^{-21}$
11.22	0 <sup>+</sup>	2500	$\sim 10^{-21}$

Data la piccolezza dello effetto da rivelare queste " $\alpha$  permesse" costituiscono una grave difficoltà che non si può mai del tutto eliminare in quanto non esistono in queste reazioni regole di selezione che impediscono la contemporanea formazione dei due tipi di livelli.

Nelle esperienze di Tabella 3 (ref. 34+38) la formazione del livello a 9.59 MeV era, a causa dei "branching ratios" del decadimento  $\beta^-$  dell' $^{16}\text{N}^*$ ,  $10^3$  volte meno probabile di quella del livello a 8.88 MeV, tuttavia, un risultato tipico<sup>(37)</sup> di questi esperimenti è quello riportato in Fig. 1.

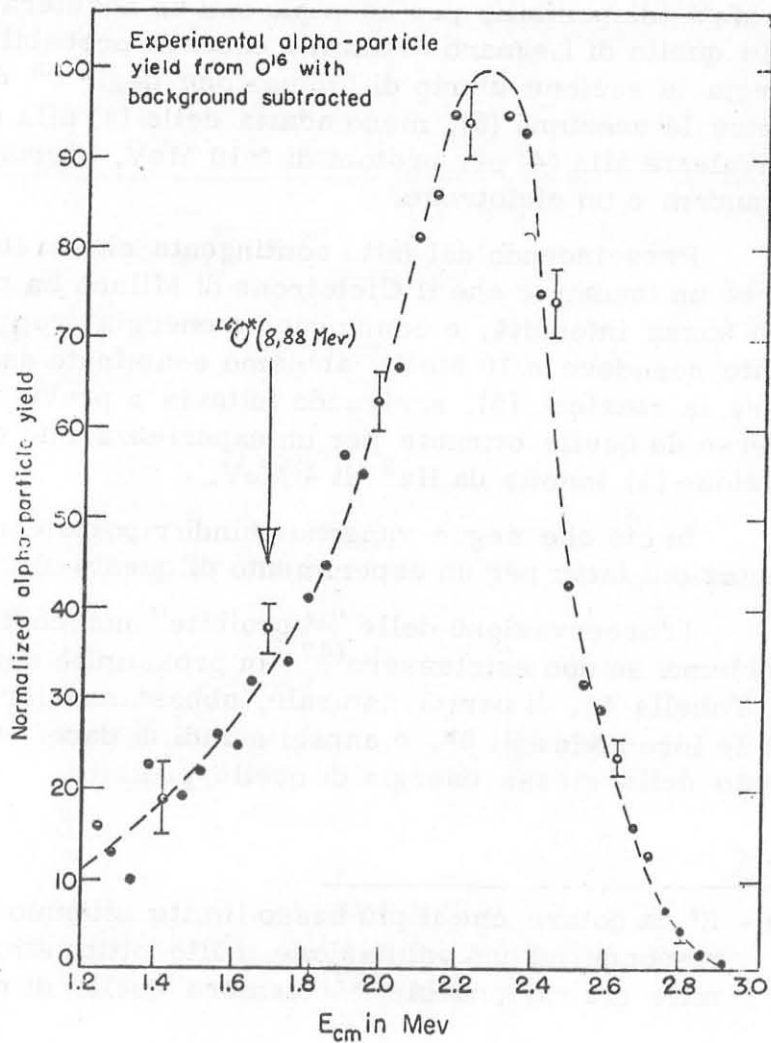


FIG. 1

La discriminazione delle " $\alpha$  permesse" dalle " $\alpha$  proibite" di decadimento degli  $O^x$  prodotti nella reazione 4 si può in linea di principio ottenere sfruttando il fatto che, per la grande diversità di vita media dei decadimenti "permessi" ( $10^{-21}$  sec) e "proibiti" ( $10^{-13}$  sec), mentre la quasi totalità dei primi avviene quando gli ossigeni hanno ancora lo impulso loro impartito nella reazione di formazione, una frazione ancora apprezzabile<sup>(x)</sup> dei decadimenti proibiti avverrà quando gli  $O^x$  avranno avuto modo, a causa delle interazioni con gli atomi della targhetta, di rallentare o addirittura di "fermarsi".

La conservazione dell'energia e dell'impulso ha infatti come conseguenza che le  $\alpha$  emesse ad ogni fissato angolo rispetto alla direzione di moto dell'Ossigeno hanno una energia che dipende dalla velocità di questo, di modo che esiste una differenza di energia fra le  $\alpha$  (permesse) emesse "istantaneamente" e le  $\alpha$  (proibite) emesse dopo un tempo sufficiente ad un apprezzabile rallentamento dell'ossigeno.

Tale differenza è ovviamente più marcata per  $\alpha$  emesse nella direzione di moto dell'ossigeno, o in quella opposta, e cresce al crescere dell'impulso dell'ossigeno.

D'altra parte quest'ultimo è tanto più grande, (per una fissata energia degli  $He^3$ ) quanto più all'indietro<sup>(o)</sup> è emesso il protone associato. Questo fatto stabilisce già un criterio per la scelta dell'angolo sotto il quale rivelare il protone.

Per quanto riguarda la rivelazione delle  $\alpha$  (in avanti o all'indietro rispetto all'ossigeno) va osservato che in avanti l'energia delle  $\alpha$  permesse è  $>$  di quella delle  $\alpha$  proibite, all'indietro l'energia delle  $\alpha$  permesse è  $<$  di quelle delle  $\alpha$  proibite di modo che, stante l'effetto delle code (dovute alla perdita di energia nella targhetta) nello spettro energetico delle  $\alpha$ , la discriminazione sperimentale fra i due tipi di  $\alpha$  è più efficace e sicura quando anche le  $\alpha$  sono rivelate all'indietro.

Appare quindi evidente che la situazione sperimentale più opportuna è quella in cui si rivelano sia i protoni che le  $\alpha$  all'indietro.

In queste condizioni le energie in gioco sono (per  $He^3$  di 4 MeV) quelle della Tabella 6 (per il livello a 8,88 MeV) e della Tabella 7 (per il livello a 10,94 MeV). In queste tabelle sono riportate, per diversi valori dell'angolo  $\theta_p$  dei protoni<sup>(+)</sup>, l'energia  $E_p$  dei protoni, l'angolo  $\theta_o$ <sup>(+)</sup>

(x) - Che dipende, come vedremo più avanti, dal materiale della targhetta e dalla vita media degli  $O^x$ .

(o) - Rispetto al fascio incidente.

(+) - Rispetto al fascio di  $He^3$ .



degli ossigeni associati, la loro energia  $E_o$ , l'energia  $E_{\alpha} (+30)$  delle  $\alpha$  emesse, entro un cono di semiapertura  $30^\circ$ , all'indietro rispetto a questi ossigeni, e l'energia  $E_{\alpha}^o$  delle  $\alpha$  "proibite" emesse da ossigeni "fermi".

TABELLA 6

$\theta_p$	$E_p$ (MeV)	$\theta_o$	$E_o$ (MeV)	$E_{\alpha} (+30^\circ)$ (MeV)	$E_{\alpha}^o$ (MeV)
$120^\circ$	8.4	$27^\circ$	1.94	$0.19 \div 0.23$	} 1.29
$130^\circ$	8.3	$22^\circ$	2.	$0.17 \div 0.20$	
$140^\circ$	8.1	$18^\circ$	2.21	$0.15 \div 0.18$	
$150^\circ$	8.0	$13^\circ$	2.3	$0.13 \div 0.17$	
$160^\circ$	7.9	$9^\circ$	2.4	$0.13 \div 0.16$	
$170^\circ$	7.9	$4^\circ$	2.5	$0.12 \div 0.15$	

TABELLA 7

$\theta_p$	$E_p$ (MeV)	$\theta_o$	$E_o$ (MeV)	$E_{\alpha} (+30^\circ)$ (MeV)	$E_{\alpha}^o$ (MeV)
$120^\circ$	6.5	$25^\circ$	1.72	$1.05 \div 1.17$	} 2.83
$130^\circ$	6.4	$21^\circ$	1.87	$1.00 \div 1.11$	
$140^\circ$	6.3	$17^\circ$	1.99	$0.96 \div 1.07$	
$150^\circ$	6.2	$12^\circ$	2.08	$0.92 \div 1.04$	
$160^\circ$	6.1	$8^\circ$	2.15	$0.90 \div 1.01$	
$170^\circ$	6.1	$4^\circ$	2.20	$0.89 \div 1.00$	

Le precedenti tabelle mostrano che nella regione angolare considerata, la discriminazione in energia fra le  $\alpha$  permesse e le  $\alpha$  proibite (emesse da ossigeni "fermi") è netta per entrambi i livelli(x). Inoltre si vede che è possibile rivelare  $\alpha$  e protoni con gli stessi contatori. Da alcune stime eseguite questa disposizione sembra essenziale per ottenere una ragionevole frequenza di conteggio;

Per valutare concretamente la possibilità di osservare  $\alpha$  emesse da ossigeni fermi o di avvicinarsi a questa condizione ideale, occorre tenere conto della relazione esistente fra vita media del livello e "stopping time" degli ossigeni nella targhetta.

Sembrerebbe a prima vista che la situazione più conveniente si ottenesse usando una targhetta di  $^{14}\text{N}$  ove l'azoto fosse associato ad un materiale (per esempio, Ni, Zr, Ta, che possono formare composti con l'azoto) avente un alto potere frenante(o), in modo da rallentare apprezzabilmente gli ossigeni in un tempo il più piccolo possibile rispetto alla loro vita media.

Si devono però tenere presente due effetti che possono costituire importanti cause di fondo.

1) Lo scattering Rutherford degli  $\text{He}^3$  incidenti, sulla targhetta produce nei contatori (dei protoni e delle  $\alpha$ ) un fondo che, se molto elevato, può alterarne le condizioni di funzionamento. D'altra parte questi  $\text{He}^3$  diffusi non possono essere "eliminati" poichè qualunque assorbitore in grado di fermarli, assorbirebbe anche le  $\alpha$  che si vogliono rivelare.

L'entità di questo fondo, a parità di altre condizioni, dipende essenzialmente da  $Z^2$ , (Z: numero atomico del materiale su cui avviene la diffusione). Per materiali ad alto Z, quali quelli prima considerati (Ta, per esempio) si può stimare che per ogni  $\alpha$  proibita che arriva sui contatori arrivano anche  $\sim 10^{10}$   $\text{He}^3$ . Poichè, per avere un tempo di misura ragionevole occorre contare almeno un colpo all'ora, si hanno in corrispondenza  $10^6$   $\text{He}^3/\text{sec}$ .

Questo fondo provoca un affollamento dei contatori incompatibile con il loro buon funzionamento, in particolare con una buona risoluzione energetica (necessaria per definire bene le energie in gioco e ridurre l'effetto di sovrapposizione delle code dei livelli di parità naturale).

---

(x) - L'uso con questo metodo, del livello a 11.08 MeV appare assai più problematico in quanto sarebbe estremamente difficile risolverlo, in reazioni del tipo considerato, rispetto al livello a 11.09 MeV che ha purtroppo parità naturale(48). In questo caso si tratterebbe infatti non di una coda che si sovrappone al livello in esame, ma dell'intero livello.

(o) - Vedi per es. ref. 49.

2) Lo scattering Rutherford, all'indietro, di  $\alpha$  permesse emesse in avanti (e quindi più energetiche delle proibite), sul materiale della targhetta, può produrre, nella disposizione sperimentale scelta, un fondo di eventi spuri non facilmente discriminabile energeticamente, da quelli "buoni". Per materiali al alto Z questo fondo risulta, già da una stimagrossolana, confrontabile con l'effetto da rivelare.

Si deve quindi usare, nella targhetta, un materiale a basso Z, in contrasto con le esigenze di rallentamento precedentemente esposte. E' necessario quindi trovare un compromesso fra basso Z e alto potere frenante.

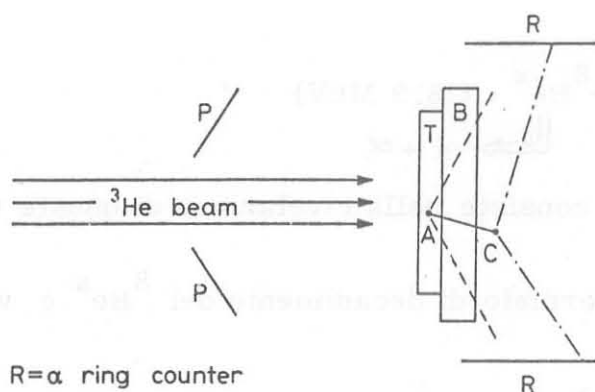
Per una ricerca ottimale del materiale da usarsi è necessario conoscere la vita media  $\tau$  dei livelli in esame, in quanto questa fissa condizioni sul potere frenante. La vita media è nota (vedi Tabella 4) per il livello a 8.88 MeV ( $\tau(8.88) \approx 2 \cdot 10^{-13}$  sec), mentre non lo è per il livello a 10.94 MeV.

Alcune valutazioni fatte, nel caso che il materiale frenante sia Berillio ( $Z = 4$ ,  $\rho = 1.85$  gr/cm<sup>3</sup>) mostrano l'impossibilità di ottenere, per il livello a 8.88 MeV (che ha  $\bar{\rho}_\alpha / \bar{\rho}_\gamma$  non troppo alto: cfr. la stima di pag. 12) una frequenza di conteggio ragionevole.

Per quanto riguarda il livello a 10.94 MeV, che è particolarmente attraente per il relativamente alto  $\bar{\rho}_\alpha / \bar{\rho}_\gamma$ , si può solo porre questa limitazione: se  $\tau(10.94 \text{ MeV}) < 10^{-13}$  sec anche questo livello è inutilizzabile (nel metodo prima descritto); in caso contrario c'è qualche possibilità di arrivare, per questa via, al valore previsto per  $F^2$ .

Un'altra possibilità di discriminazione fra decadimenti proibiti e permessi consiste nello sfruttare le differenze di percorso dell' $\theta$  che nascono dalla diversa vita media dei livelli di parità naturale e non naturale. Infatti per ogni fissato punto in cui l' $\theta$  si forma in una targhetta, i decadimenti  $\alpha$  permessi avverranno (stante la breve vita media) praticamente tutti in quel punto. Diverso è il caso dei decadimenti  $\alpha$  proibiti, che potranno verificarsi con probabilità apprezzabile anche dopo che l'Ossigeno ha attraversato la targhetta, se questa è stata progettata in modo opportuno. Si può fare in modo cioè che le  $\alpha$  permesse per giungere ai rivelatori debbano attraversare un certo spessore di materiale (in cui possono addirittura venire assorbite), mentre le  $\alpha$  proibite vengono rivelate dopo un percorso interamente nel vuoto (v. Fig. 2 che non è in scala).

Lo spessore e il materiale di B devono essere tali che il tempo di attraversamento per un nucleo di  $\theta$  sia dell'ordine della sua vita media per decadimento proibito. La disposizione del contatore  $\alpha$  è tale che le  $\alpha$  permesse, per raggiungerlo devono compiere un lungo percorso in B.



R= $\alpha$  ring counter  
 P=protons counters  
 T=target  
 B=backing

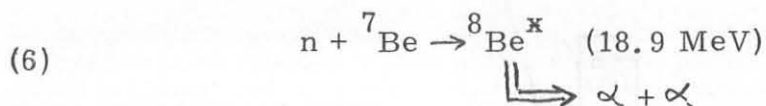
FIG. 2

A : punto di produzione dell'ossigeno  
 AC : traiettoria dell'ossigeno  
 - - - - : traiettoria delle  $\alpha$  permesse  
 - · - · - · : traiettoria delle  $\alpha$  proibite

In questa disposizione la diffusione Rutherford degli  $\text{He}^3$  sulla targhetta non costituisce una difficoltà, poichè questi  $\text{He}^3$  possono essere facilmente assorbiti da un foglio di Ni posto davanti al contatore P. (Questo progresso rispetto alla disposizione precedente è dovuto al fatto che ora i contatori che rivelano i protoni non devono rivelare anche  $\alpha$ ). D'altra parte, se il numero atomico dell'assorbitore è abbastanza basso (per esempio  $Z=6$ : carbonio), il numero di  $\alpha$  permesse e di  $\text{He}^3$  che dopo una diffusione Rutherford (su C) sono in grado di raggiungere P è piuttosto piccolo. Passando a termini più quantitativi, si può vedere che la discriminazione descritta diviene possibile, compatibilmente con una frequenza di conteggio ragionevole, se la vita media del livello 10.94 MeV è  $> 10^{-13}$  sec. Una analoga previsione, fondata sull'uso del livello 8.88 (che ha  $\tau \approx 2 \cdot 10^{-13}$  sec), porta, in virtù del basso  $\Gamma_\alpha / \Gamma_\gamma$  a un valore di qualche evento ogni 100 ore circa. Se ne conclude che esistono possibilità sperimentali concrete soltanto nei riguardi del livello a 10.94 MeV e soltanto se la sua vita media è dell'ordine del valore riportato più sopra.

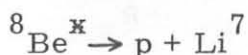
##### 5. IL LIVELLO A 18.9 MeV DEL $^8\text{Be}$ . -

Consideriamo ora il caso del Berillio. Il livello  $2^-$  a 18.9 MeV può venire eccitato tramite la cattura di neutroni termici da parte di  $^7\text{Be}$ , secondo lo schema



e il problema sperimentale consiste nella rivelazione di queste  $\alpha$ , la cui energia è di  $\simeq 9.5 \text{ MeV}$ .

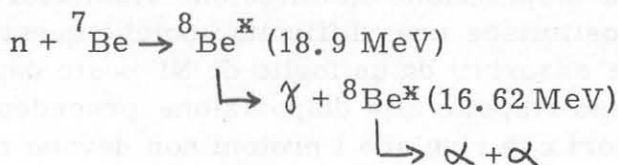
D'altronde il modo normale di decadimento del  ${}^8\text{Be}^x$  è via emissione di un protone



con una sezione d'urto  $\sigma_p$  di  $\sim 50.000 \text{ barns}$ <sup>(50)</sup>. Il parametro  $F^2$  nel caso di reazioni come queste in cui competono due decadimenti per particella si può scrivere

$$F^2 = \frac{\gamma_\alpha^2}{\gamma_p^2} = \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_p} \frac{K_p}{K} = \frac{\sigma_\alpha}{\sigma_p}$$

ove  $\sigma_\alpha$  è la sezione d'urto del processo  ${}^7\text{Be}(n, \alpha)\alpha$  e  $\sigma_p$  è la sezione d'urto del processo  ${}^7\text{Be}(n, p)\text{Li}^7$  e gli altri simboli hanno il solito significato. Si deve però tenere presente che è possibile anche la reazione



con una sezione d'urto<sup>(4, 33)</sup>  $\sigma_{\alpha\gamma} \simeq 150 \text{ mb}$

Questa reazione può dare  $\alpha$  permesse confondibili con quelle proibite se i contatori non hanno una buona risoluzione energetica e se non è trascurabile l'autoassorbimento nella targhetta.

Questo fatto richiede che la targhetta di  ${}^7\text{Be}$  sia piuttosto sottile e che il potere risolutivo dei contatori sia buono. Non è facile soddisfare questo ultimo requisito poichè i contatori a stato solido in alti flussi  $\gamma$  (che sono sempre associati ai flussi di neutroni termici) peggiorano istantaneamente il potere risolutivo.

Il migliore risultato ottenuto con la reazione (6) si è avuto<sup>(4)</sup> nelle seguenti condizioni:

$$\text{Flusso } \phi = 2.10^9 \frac{\text{neutroni}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$$

$$\text{Tempo di misura } T = 20 \text{ ore}$$

$$\text{Numero di atomi di } \text{Be}^7 = 2.10^{15}$$

$$\text{Angolo solido } \Omega \text{ dei contatori} = 0.13 \text{ sr}$$

La  $\sigma_{\alpha}$  misurata è stata  $\leq 0.1$  mb, corrispondente a  $F^2 \leq 4 \cdot 10^{-10}$ .

Per determinare  $F^2$  nell'entità prevista occorre essere in grado di misurare valore di  $\sigma_{\alpha}$  più piccoli.

Essendo:

$$\sigma_{\alpha} = \frac{N_{\alpha}}{\phi N \Omega T}$$

questo equivale, a parità di statistica, ad aumentare  $\phi$ ,  $N$ ,  $\Omega$ ,  $T$ . Lavorando alla massima potenza del reattore ISPRA 1 (10 MW) si potrebbe avere  $\phi \simeq (8+10) 10^9$  (neutroni/cm<sup>2</sup> sec).

Ovviamente oltre al flusso  $\mathcal{J}$  di cui si è detto prima e che peggiora il potere risolutivo dei contatori a questo alto flusso di neutroni termici è associato un flusso di neutroni veloci (almeno  $10^5$  volte più piccolo) che peggiora per "radiation damage" le caratteristiche dei rivelatori a livelli non tollerabili dopo un tempo che può essere di una trentina di ore. Tenendo conto inoltre che un tempo ragionevole di conteggio non può essere superiore a qualche centinaio di ore, e valutando realisticamente i miglioramenti possibili su  $N$  e  $\Omega$  (aumento della area della targhetta e del numero dei contatori, compatibilmente con la necessità di frequenti sostituzioni) si può prevedere di potere misurare con un esperimento del tipo descritto una  $\sigma_{\alpha}$  corrispondente ad un  $F^2 \sim 10^{-13}$ . Non sembra quindi facile arrivare per questa via a risultati largamente significativi per il valore di  $F^2$ .

## 6. CONCLUSIONE. -

Come risulta dalla precedente discussione, lo studio sperimentale degli effetti di non conservazione della parità nei nuclei, quando ci si limiti a ricercarli nei decadimenti  $\alpha$  è in grado, in linea di principio, di raggiungere le sensibilità richieste per vagliare le ipotesi correnti sulla struttura delle interazioni deboli. Tuttavia esistono molte circostanze contingenti che rendono assai difficile la realizzazione delle misure. Infatti, come si è visto, le speranze sperimentali riposano essenzialmente sul livello a 10.94 MeV dell'<sup>16</sup>O, di cui però non si conosce attualmente il valore della vita media, valore che può rendere possibile o no l'esperienza proposta. E' necessario quindi premettere ad una esperienza che si svolga sulla linea da noi accennata una misura della vita media del livello. Tale esperienza è attualmente in corso.

D'altra parte è nostra opinione che le misure di non conservazione di parità nei decadimenti elettromagnetici dei nuclei, anche se appaiono a prima vista molto più promettenti in virtù dei bassi limiti di  $F^2$  in principio raggiungibili, non diano un affidamento e una riproducibilità tali da potere essere ritenute conclusive.

Ci sembra comunque che l'importanza dell'argomento sia tale da giustificare un notevole sforzo per ottenere una più approfondita comprensione.

Gli autori desiderano ringraziare il Prof. P. Bassi per avere proposto e seguito questo lavoro, il Prof. B. Ferretti per i validi suggerimenti forniti e il Dr. M. Forte per utili informazioni.

#### REFERENZE. -

- (1) - Vedi per esempio: G. C. Wick, Invariance principles of Nuclear Physics, *Ann. Rev. Nuclear Sci* 9, 1 (1958).
- (2) - T. D. Lee and C. N. Yang, Elementary particles and weak interactions, Brookhaven National Laboratories BNL 443-T91 (1957).
- (3) - T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* 104, 254 (1956); C. S. Wu et al., *Phys. Rev.* 105, 1413 (1957).
- (4) - P. Bassi et al., *Nuovo Cimento* 28, 1049 (1963).
- (5) - R. I. Blin-Stoyle, *Phys. Rev.* 118, 1605 (1960).
- (6) - F. C. Michel, *Phys. Rev.* 133B, 329 (1964).
- (7) - R. P. Feynman and M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* 109, 193 (1958).
- (8) - Per una review sui test della C. V. C. vedi per esempio: C. S. Wu, *Rev. Phys.* 36, 618 (1964).
- (9) - R. I. Blin-Stoyle, Proc. 9<sup>th</sup> Summer Meeting of Nuclear Physicists, Zagreb (1965), Vol. 1, Pag. 165.
- (10) - Vedi per esempio: J. J. Sakurai, Invariance principles and elementary particles, (Princeton University Press, Princeton 1964), cap. III.
- (11) - Per la derivazione formale per esempio vedi: R. A. Carhart, Some effects of parity non conservation in nuclear electromagnetic decays, Brookhaven National Laboratory BNL 10431 (1966).
- (12) - Vedi per esempio ref. 6 e L. Krüger, *Z. Physik* 157, 369 (1957).
- (13) - G. Scharff-Goldhaber and M. McKeown, Intern. Conf. on Weak Interactions, Chicago, ANL-7130, pag. 333.
- (14) - P. Bock et al., *Phys. Letters* 22, 316 (1966).
- (15) - H. Paul et al., Brookhaven National Laboratory BNL 10974 (1967).
- (16) - D. H. Wilkinson, *Phys. Rev.* 109, 1610 (1958).
- (17) - T. Mayer-Kuckuk, *Z. Physik* 159, 369 (1960).
- (18) - F. Boehm and E. Kankeleit, *Phys. Rev. Letters* 14, 312 (1965).
- (19) - P. Bock and H. Schopper, *Phys. Letters* 16, 284 (1965).
- (20) - V. M. Lobashov et al., *Phys. Letters* 25B, 104 (1967).
- (21) - S. Wahlborm, *Phys. Rev.* 138, B530, (1965).
- (22) - F. Boehm and U. Hauser, *Nuclear Phys.* 14, 615 (1959).

- (23) - E. Fuschini et al., *Nuovo Cimento*, 16, 886 (1960).
- (24) - R. Haas et al., *Phys. Rev.* 116, 1221 (1959).
- (25) - Yu G. Abov et al., *Phys. Rev. Letters* 12, 25 (1964).
- (26) - M. Forte, Q. Saavedra, *Proc. 2<sup>nd</sup> Intern. Symp. of Polarization Phenomena of Nucleons*, (Edit. P. Huber, H. Shopper), pag. 386.
- (27) - K. Abrahams et al., *Proc. Intern. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons*, Antwerp (1965).
- (28) - E. Warming citata da V. Telegdi in "Selected Topics on the use of nuclear physics to study elementary particles", *Intern. School of Physics "E. Fermi" XXXVIII Course*, Varenna (1966).
- (29) - M. Forte, Comunicazione privata. Il risultato citato è affetto da asimmetrie strumentali.
- (30) - M. Forte, Comunicazione privata. Vedi anche ref. (26).
- (31) - N. Tanner, *Phys. Rev.* 107, 1203 (1957).
- (32) - D.H. Wilkinson, *Phys. Rev.* 109, 1603 (1958).
- (33) - R.E. Segel et al., *Phil. Mag.* 3, 204 (1958).
- (34) - R.E. Segel et al., *Phil. Mag.* 6, 163 (1961).
- (35) - R.E. Segel et al., *Phys. Rev.* 123, 1382 (1961).
- (36) - D.E. Alburger et al., *Phil. Mag.* 6, 171 (1961).
- (37) - J.R. Stevens, Tesi, California Institute of Technology (1962).
- (38) - W. Kaufmann, H. Wäffler, *Nuclear Phys.* 24, 62 (1961).
- (39) - D.A. Bromley et al., *Phys. Rev.* 114, 758 (1959).
- (40) - I. Bloch et al., *Revs. Modern Phys.* 23, 147 (1951); W.T. Sharp et al., *Chalk River Laboratory Report TP1 70* (1953).
- (41) - Vedi per esempio: A.M. Iane and R.G. Thomas, *Revs. Modern Phys.* 30, 257 (1958).
- (42) - R.E. Pixley and W. Benenson, *Nuclear Phys.* A91, 177 (1967).
- (43) - H.C. Evans et al., *Can. J. Phys.* 43, 82 (1965).
- (44) - C. Bronde et al., *Phys. Letters* 3, 118 (1962).
- (45) - D.H. Wilkinson in "Proc. Rehovoth Conference on Nuclear Structure" Edito da H.J. Lipkin (North-Holland, Amsterdam, 1958).
- (46) - G. Bassompierre, *Ann. Phys. (Franc)*, 14, 17 (1965).
- (47) - F. Ajzenberg-Selove and T. Lauritsen, *Energy Levels of Light Nuclei*, LB I/1 (Springer-Verlag, Berlin, 1961).
- (48) - J.D. Larson and T.A. Tombrello, *Phys. Rev.* 147, 760 (1966).
- (49) - L.C. Northcliffe, *Ann. Rev. Nuclear Sci.* 13, 67 (1963).
- (50) - R.C. Hanna, *Phil. Mag.* 46, 381 (1955).
- (51) - E. Warming et al., *Phys. Letters* 25B, 200 (1967).
- (52) - Yu. G. Abov et al., Comunicazione privata (1967).