

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Laboratori Nazionali di Legnaro

INFN/TC-86/14  
30 Settembre 1986

**G. Viesti, G. Segato, G. Prete, B. Fornal, F. Gramegna, Lou Yunian,  
D. Fabris, G. Nebbia, K. Hagel e A. Menchaca-Rocha:  
L'USO DI SCINTILLATORI CsI(Tl) LETTI DA FOTODIODI COME RIVE-  
LATORI DI PARTICELLE CARICHE E IONI PESANTI AD ENERGIE  
INTERMEDIE**

INFN-ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE  
Laboratori Nazionali di Legnaro

**L'USO DI SCINTILLATORI CsI(Tl) LETTI DA FOTODIODI  
COME RIVELATORI DI PARTICELLE CARICHE E IONI  
PESANTI AD ENERGIE INTERMEDIE.**

*G. Viesti, G. Segato  
INFN e Dipartimento di Fisica dell'Università di Padova*

*G. Prete, B. Fornal, F. Gramegna, Lou Yunian  
INFN Laboratori Nazionali di Legnaro*

*D. Fabris, G. Nebbia, K. Hagel  
Cyclotron Institute, Texas A & M University, College Station, Texas*

*A. Menchaca-Rocha  
Instituto de Fisica, UNAM AP-20 364, Mexico 0100 DF, Mexico*

**ABSTRACT**

The response of a small CsI(Tl) crystal coupled to silicon photodiode to light particles and heavy ions has been investigated using proton, alpha and oxygen beams up to 25 MeV/n. The use of these detectors in nuclear physics experiments with intermediate energy heavy-ion beams is envisaged.

## 1. - INTRODUZIONE

Lo studio degli spettri energetici delle particelle cariche leggere e dei frammenti simili al proiettile emessi nelle collisioni nucleo-nucleo fornisce informazioni fondamentali sulla dinamica della reazione <sup>(1)</sup>. La tecnica di identificazione  $\Delta E-E$  per mezzo di telescopi di rivelatori é comunemente utilizzata in tali studi. Generalmente i telescopi  $\Delta E-E$  vengono posizionati nelle camere di reazione ad una distanza di poche decine di centimetri dalla targhetta e quindi, per preservare la risoluzione angolare, sono costituiti da rivelatori di piccola area attiva (tipicamente  $50 \div 100 \text{ mm}^2$ ).

Alle energie da Tandem i telescopi  $\Delta E-E$  utilizzano comunemente rivelatori al silicio a barriera di superficie (SSBD) e si ricorre a  $\Delta E$  gassosi se sono necessari rivelatori a trasmissione di spessore equivalente a qualche micron di Si. Rivelatori SSBD di spessore maggiore di  $2000 \mu\text{m}$ , spesso necessari per rivelare particelle leggere energetiche, sono di difficile reperimento ed hanno costi elevati. Bisogna inoltre notare che la risoluzione di energia degli SSBD commerciali (tipicamente  $\leq 20 \text{ KeV}$  per particelle  $\alpha$  da  $E_\alpha = 5.5 \text{ MeV}$ ) é quasi sempre inutile nello studio degli spettri continui tipici delle reazioni indotte da ioni pesanti.

Negli esperimenti con fasci di ioni pesanti di energia intermedia ( $10 \div 100 \text{ MeV/n}$ ), come quelli attesi dal Ciclotrone Superconduttore, sono necessari rivelatori spessi alternativi ai SSBD commerciali in quanto i prodotti di reazione hanno energia tale da richiedere spessori superiori a  $5000 \mu\text{m}$  di silicio per essere completamente fermati. D'altra parte, l'elevato numero di telescopi necessari in esperimenti di tipo esclusivo, gli unici che permettano di ottenere informazioni dettagliate sulla dinamica della reazione, comporterebbe costi molto elevati.

Fino a spessori di  $5000 \mu\text{m}$  sono disponibili rivelatori Si(Li), operabili a temperatura ambiente, a costi contenuti rispetto ai SSBD e risoluzione energetica adeguata ( $\sim 100 \text{ KeV}$ ).

Per spessori maggiori le alternative sono costituite da:

- 1) Ge(Li) da operare a temperature dell'azoto liquido;
- 2) scintillatori (tipicamente NaI(Tl)).

L'utilizzo di questi rivelatori comporta complicazioni tecniche (circuiti di raffreddamento o operazione di fotomoltiplicatori sotto vuoto) e può porre severi vincoli al set-up sperimentale (per es. la necessità di camere di reazione di grande volume o la difficoltà nell'operare rivelatori criogenici con apparati a gas). Una recente alternativa é costituita dagli scintillatori letti da fotodiodi (PD). I vantaggi del read-out a fotodiodo rispetto a quello tradizionale a fotomoltiplicatore (PMT) sono:

- 1) ottime caratteristiche di stabilità e linearità dei PD;
- 2) basse tensioni di polarizzazione ( $10-50 \text{ Volt}$ );
- 3) insensibilità della risposta dei PD alla tensione applicata;
- 4) minimo ingombro;
- 5) costi contenuti.

Bisogna però ricordare che allo stadio attuale della tecnologia dei PD:

- 1) solo pochi scintillatori permettono la lettura a PD;
- 2) le risoluzioni ottenibili possono essere inferiori a quelle relative ai PMT poiché i PD non amplificano le cariche primarie e il rapporto segnale/rumore può limitarne le prestazioni;
- 3) sono disponibili singoli PD di area attiva non superiore ad  $1 \text{ cm}^2$ .

I primi scintillatori utilizzati con lettura a PD sono stati i BGO <sup>(2,3)</sup> e rivelatori di questo tipo sono utilizzati in esperimenti con ioni pesanti ad energie intermedie.

La risoluzione in energia per particelle cariche ottenuta dal BGO con read-out a PD é peggiore di quella ottenibile con il read-out a PMT data la bassa resa in luce del BGO.

Negli ultimi anni vi é stato un rinnovato interesse per i cristalli di CsI(Tl) che presentano una alta resa luminosa in buon accordo spettrale con le caratteristiche dei PD <sup>(4)</sup>. E' stato mostrato come rivelatori CsI(Tl)-PD abbiano risoluzioni in energia per i gamma, equivalenti a quelle ottenibili dalle combinazioni NaI(Tl)-PMT <sup>(5)</sup>. Il CsI viene anche considerato un materiale interessante per la calorimetria nella fisica delle particelle elementari <sup>(6)</sup>.

In questo lavoro sono raccolti i risultati di una serie di test con sorgenti e sotto fascio atti a verificare la possibilità di utilizzo dei rivelatori CsI(Tl)-PD per particelle cariche e ioni pesanti ad energie intermedie. A scopo comparativo sono riportati anche alcuni risultati ottenuti con rivelatori BGO-PD simili a quelli studiati in ref.3.

## 2. - DETTAGLI SPERIMENTALI

I rivelatori studiati sono costituiti da cristalli di CsI(Tl) e BGO di volume  $1 \text{ cm}^3$  ( $1 \times 1 \times 1 \text{ cm}$ ) accoppiati rispettivamente con fotodiodi Hamamatsu S 1723 e S 1723-04. Le caratteristiche principali degli scintillatori e dei fotodiodi sono riportate in tabella 1.

Tabella 1.  
Caratteristiche degli scintillatori e dei fotodiodi.

|  | CsI(Tl)  | BGO       |
|--|----------|-----------|
| $\rho$ (g/cm <sup>2</sup> )              | 4.5      | 7.1       |
| $\langle \lambda_{scint} \rangle$ (nm)   | 570      | 480       |
| $\tau_{scint}$ (ns)                      | 1000     | 300,60    |
| Fotoni/MeV ( $10^4$ )                    | 4        | 0.5-1.5   |
|  | S 1723   | S 1723-04 |
| Superficie sensibile ( cm <sup>2</sup> ) | 1        | 1         |
| Capacita' * ( pF )                       | 70       | 100       |
| Tempo di salita * ( ns )                 | 15       | 15        |
| Risposta spettrale ( nm )                | 400-1150 | 200-1150  |
| Corrente di buio ( nA )                  | 100      | 100       |

\*) valore a 30 Volt

I rivelatori sono forniti dalla Harshaw ricoperti da un riflettore di Al e schermati dalla luce con vernice nera. Lo spessore totale e l'omogeneità di tale materiale non è notificato dalla casa costruttrice. Si è comunque verificato che lo spessore è tale da assorbire le particelle  $\alpha$  da una sorgente di  $^{241}\text{Am}$ . Si è quindi provveduto a rimuovere tutto il materiale presente sulla faccia del cristallo opposta al PD ed a ricoprirlo con una evaporazione di  $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  di Al. Il cristallo è stato inserito in un cilindro di inox di spessore 2 mm con una apertura circolare di diametro 8 mm con funzione di collimatore e schermo. Il PD è stato operato a 30 Volt ed il segnale in uscita è stato processato con elettronica standard (preamplificatori Camberra 2003 BT).

Gli scintillatori sono stati sottoposti a prove di laboratorio con sorgenti  $\alpha$  e  $\gamma$  e quindi impiegati sotto fascio come rivelatori di energia residua in telescopi  $\Delta E$ -E in connessione con SSBD a trasmissione in misure presso il Tandem XTU dei LNL ed il Ciclotrone della Texas A & M University (TAMVEC). I telescopi sono stati posti ad angoli di misura  $\Theta_{lab} = 15^\circ$  con una apertura angolare  $\Delta\Theta = 1.5^\circ$ .

I fasci utilizzati per le prove dei rivelatori sono riportati in tabella 2.

Tabella 2.  
Caratteristiche dei fasci e targhette utilizzate.

| Fascio          | Energia (MeV) | Targhetta                         | Acceleratore |
|-----------------|---------------|-----------------------------------|--------------|
| $^{16}\text{O}$ | 90.           | $^{27}\text{Al}, ^{197}\text{Au}$ | XTU          |
| $^{16}\text{O}$ | 310.          | $\text{Sm}, ^{197}\text{Au}$      | TAMVEC       |
| p               | 10.,14.5      | $^{197}\text{Au}$                 | TAMVEC       |
| $\alpha$        | 80.,102.      | $^{197}\text{Au}$                 | TAMVEC       |

La calibrazione di energia dei rivelatori SSBD nelle prove sotto fascio è stata determinata dal picco di diffusione elastica per mezzo delle tavole di perdita di energia noti gli spessori dei silici. La linearità delle catene elettroniche è stata controllata tramite impulsatori di precisione.

### 3. - RISPOSTA DEL CsI(Tl) ALLE PARTICELLE LEGGERE

In fig.1 è mostrata la risposta del CsI(Tl) alle particelle alfa della sorgente di  $^{241}\text{Am}$  ( $E_{\alpha} = 5.5 \text{ MeV}$ ). La risoluzione misurata è  $\sim 120 \%$ , dovuta al rapporto segnale/rumore.

In fig.2 è mostrato lo scatter plot  $\Delta E$ -uscita di luce per protoni ed alfa emesse nella reazione indotta da 90 MeV  $^{16}\text{O}$  su  $^{27}\text{Al}$  ( $\Delta E$ :SSBD di spessore  $20 \mu\text{m}$ ). Dallo scatter plot è possibile definire, basandosi sulla calibrazione del SSBD, l'energia minima di identificazione per le particelle leggere nello scintillatore. Tale soglia risulta essere di  $\sim 3 \text{ MeV}$  per protoni e di  $\sim 5 \text{ MeV}$  per particelle  $\alpha$ . Per energie inferiori, come del resto già verificato con le sorgenti, a causa del deterioramento della risoluzione in luce, lo spettro tende ad estendersi nel rumore del PD provocando una diminuzione dell'efficienza di rivelazione. Notiamo che questi valori di soglia sono paragonabili a quelli ottenuti con combinazioni di plastici e

PMT in cui la ridotta uscita di luce dello scintillatore é compensata dal migliore rapporto segnale/rumore del PMT (7).

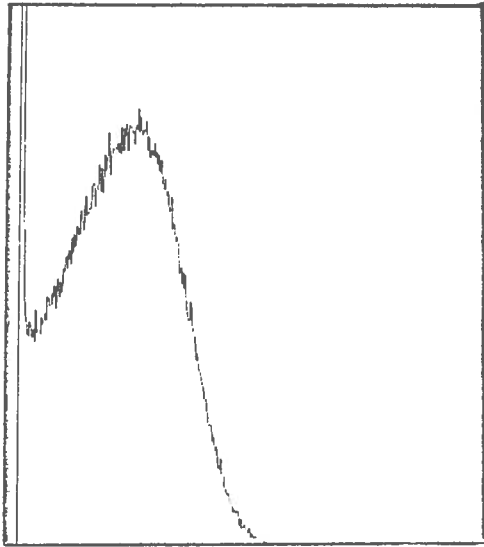


Figura 1

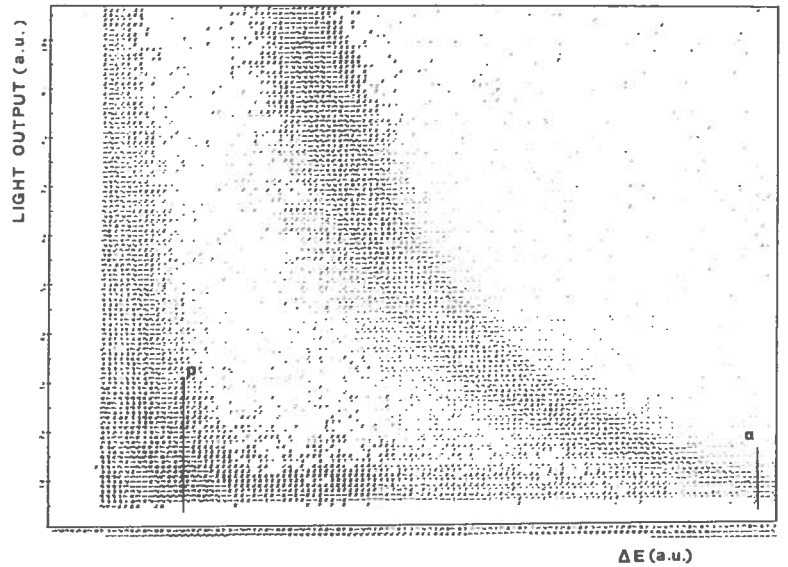


Figura 2

In fig.3 é mostrato lo scatter plot  $\Delta E$ -uscita di luce per gli isotopi di H ed He prodotti nella reazione indotta da 102 MeV  $^4\text{He}$  su  $^{197}\text{Au}$  ( $\Delta E$ :SSBD di spessore 250  $\mu\text{m}$ ). Una buona discriminazione é ottenibile tra gli isotopi di  $Z=1,2$ .

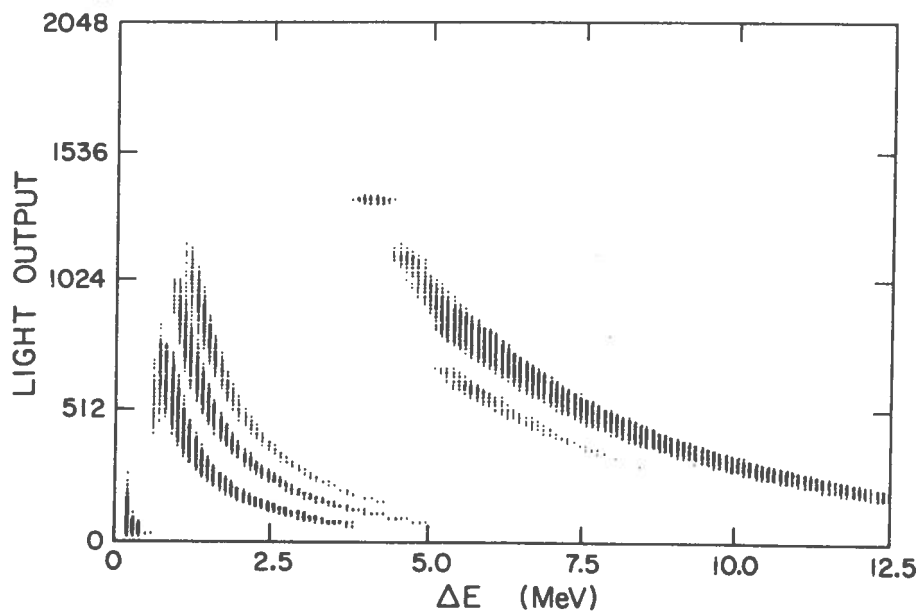


Figura 3

Per utilizzare lo scintillatore come rivelatore di energia, é necessario conoscere la dipendenza energetica della risposta in luce  $L=L(E_{scint})$  per ogni particella di interesse, data la ben nota dipendenza della scintillazione da  $A$ ,  $Z$  ed  $E_{scint}$  <sup>(8)</sup>.

La calibrazione energia-uscita di luce per gli isotopi di H ed He é stata ottenuta considerando inizialmente i dati sperimentali dedotti dal picco della diffusione elastica di protoni ed alfa alle energie indicate in Tabella 3.

In un secondo tempo si é estesa la sistematica di  $L=L(E_{scint})$  ad altri isotopi ed energie utilizzando direttamente gli scatter plot  $\Delta E$ -uscita di luce.

Per ogni isotopo identificato, i valori di  $L$  sono stati determinati per un numero di finestre sul parametro  $\Delta E$  che, ricordiamo, era accuratamente calibrato in energia. I valori  $L(\Delta E)$  sono stati convertiti in  $L(E_{scint})$  determinando l'energia rilasciata nel cristallo tramite la conoscenza di  $A$ ,  $Z$  e della perdita di energia nello spessore noto di silicio. L'accordo di questi dati con quelli dedotti direttamente dalla diffusione elastica é molto buono.

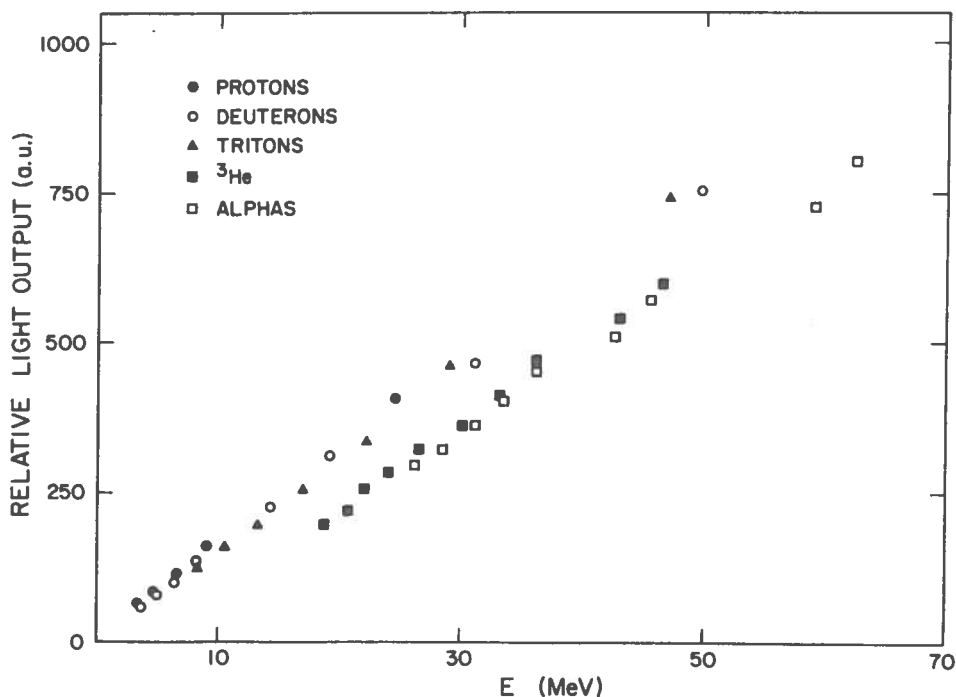


Figura 4

I valori di  $L=L(E_{scint})$  per particelle leggere sono riportati in fig.4. Nel range investigato l'uscita di luce ha una dipendenza lineare dall'energia. Si nota inoltre che le calibrazioni energia-luce non sono molto differenti per gli isotopi di un dato elemento. In base ai dati di fig.4. é stato calcolato che se si utilizzasse la calibrazione relativa ai protoni anche per <sup>2</sup>H e <sup>3</sup>H, si avrebbe un errore massimo rispettivamente del 6% e 8% . Nel caso della calibrazione del <sup>4</sup>He l'errore massimo sull'energia del <sup>3</sup>He sarebbe del 5%.

La risoluzione in ampiezza di impulso del rivelatore CsI(Tl)-PD per particelle

leggere é stata misurata sul picco di diffusione elastica. Alcuni esempi sono mostrati in figg.5, 6 che si riferiscono alle reazioni 12.9 MeV p+Au e 97.9 MeV  $\alpha$ +Au.

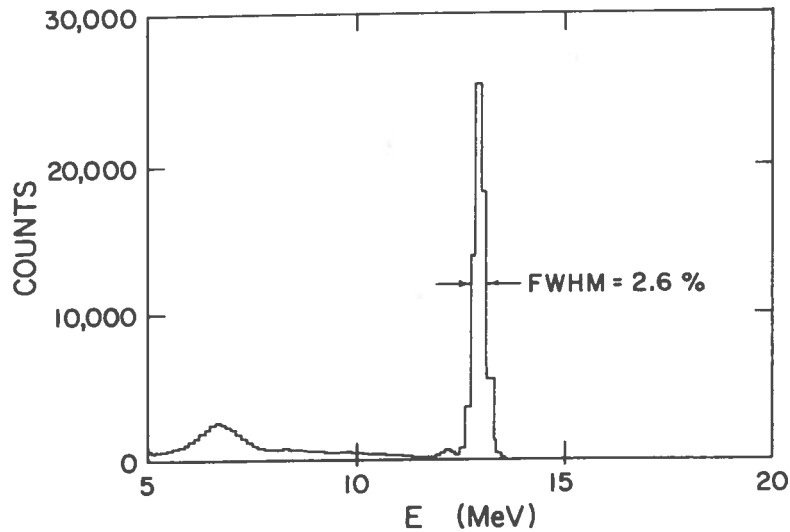


Figura 5

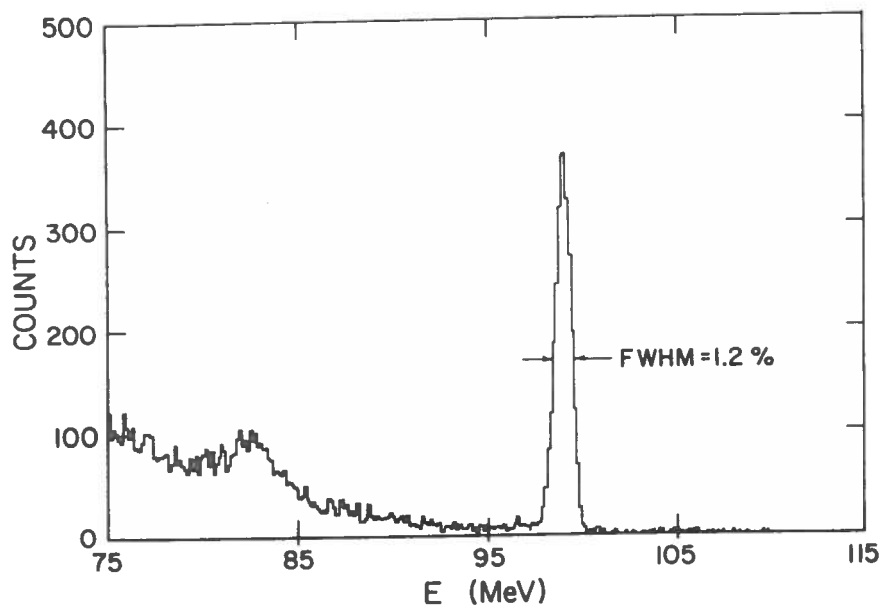


Figura 6

In tabella 3 le risoluzioni misurate sono comparate con valori riportati in letteratura per altri scintillatori e read-out. La risoluzione del CsI(Tl)-PD per particelle leggere é migliore di quella ottenuta con BGO-PD ed é comparabile con quella relativa ai rivelatori standard NaI(Tl)-PMT. Occorre ricordare che i dati relativi al CsI(Tl)-PD non sono stati corretti per lo straggling nel rivelatore  $\Delta E$  e si riferiscono



ad una illuminazione del 50% della superficie fisica del cristallo.

Tabella 3.

Risoluzioni percentuali in ampiezza di impulso [FWHM] per varie combinazioni di scintillatori e read-out.

| Ione | Energia (MeV) | CsI(Tl) PD       | BGO PD           | BGO PMT          | NaI(Tl) PMT      | BaF <sub>2</sub> PMT | Ne102A PMT       |
|------|---------------|------------------|------------------|------------------|------------------|----------------------|------------------|
| p    | 7.8           | 4.4 <sup>a</sup> |                  |                  |                  |                      |                  |
| p    | 12.9          | 2.6 <sup>a</sup> |                  |                  |                  |                      |                  |
| p    | 13.0          |                  | 10. <sup>b</sup> | 5. <sup>b</sup>  | 2. <sup>b</sup>  |                      |                  |
| p    | 52.           |                  | 2.9 <sup>c</sup> |                  |                  |                      |                  |
| p    | 80.           |                  |                  | 1.8 <sup>d</sup> | 1.2 <sup>d</sup> | 2.7 <sup>d</sup>     | 1.8 <sup>d</sup> |
| p    | 180.          |                  |                  | 1.4 <sup>d</sup> | 0.6 <sup>d</sup> | 3.0 <sup>d</sup>     |                  |
| α    | 75.1          | 1.2 <sup>a</sup> |                  |                  |                  |                      |                  |
| α    | 97.9          | 1.2 <sup>a</sup> |                  |                  |                  |                      |                  |

a) questo lavoro b) ref.2 c) ref.3 d) ref.9

#### 4. - RISPOSTA DEL CsI(Tl) AGLI IONI PESANTI

In fig.7 é mostrato lo scatter plot  $\Delta E$ -uscita di luce ottenuto con un telescopio  $\Delta E$ (SSBD di spessore 100  $\mu\text{m}$ )-CsI(Tl) per la reazione indotta da 310 MeV di  $^{16}\text{O}$  su Sm. Una linearizzazione dello scatter plot é riportata in fig.8. La risoluzione in Z degli elementi fino all'ossigeno é molto buona. Dovrebbe inoltre essere possibile ottenere informazioni sulla composizione isotopica almeno fino a  $Z=4$ , come appare visivamente dalla separazione  $^7\text{Be}$ - $^9\text{Be}$ .

Va sottolineato che il potere risolvete in Z e A di un telescopio dipende principalmente dalle prestazioni del  $\Delta E$ . Nel caso degli scintillatori, la dipendenza isotopica della scintillazione nel rivelatore di energia residua tende a ridurre nel piano  $\Delta E$ -uscita di luce la separazione tra i luoghi corrispondenti ai diversi isotopi rispetto ad una rappresentazione  $\Delta E$ -E. Ciò implica che, a parità di prestazioni del  $\Delta E$ , il potere risolvete di un telescopio SSBD-scintillatore dipende dal tipo di cristallo utilizzato.

Anche nel caso di ioni pesanti, é stata determinata la dipendenza tra l'uscita di luce e l'energia rilasciata seguendo la procedura descritta nel paragrafo precedente. Per estendere lo studio dell'uscita di luce ai frammenti pesanti si sono utilizzati: il fascio di  $^{16}\text{O}$  ad  $E/A \sim 20$  MeV/n e rivelatori  $\Delta E$  di spessore diverso (100, 250, 400  $\mu\text{m}$ ) in modo da variare l'energia dei prodotti di reazione rivelati dal cristallo di CsI(Tl).

In fig.9 sono riportati i valori ottenuti di  $L=L(E_{scint})$  per ioni C, N, O comparati con quelli per protoni ed alfa. Per ioni pesanti la luce di scintillazione

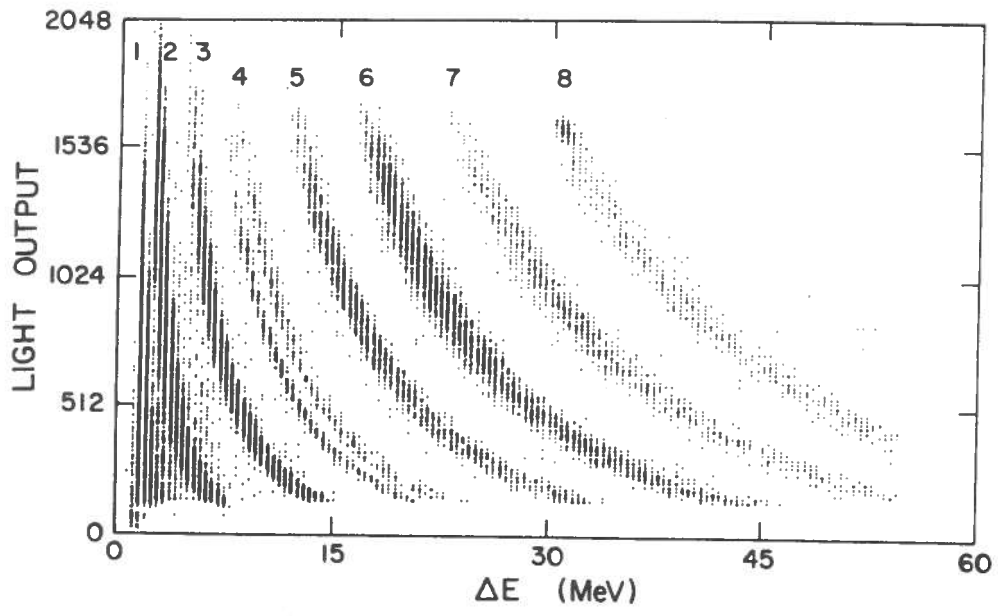


Figura 7

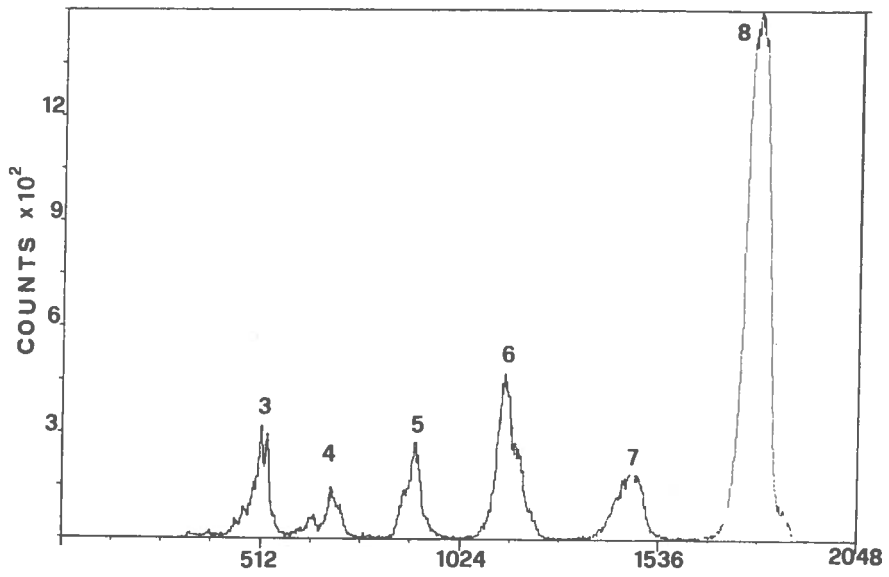


Figura 8

dipende linearmente dall'energia per  $E/A \geq 5$  MeV/n.

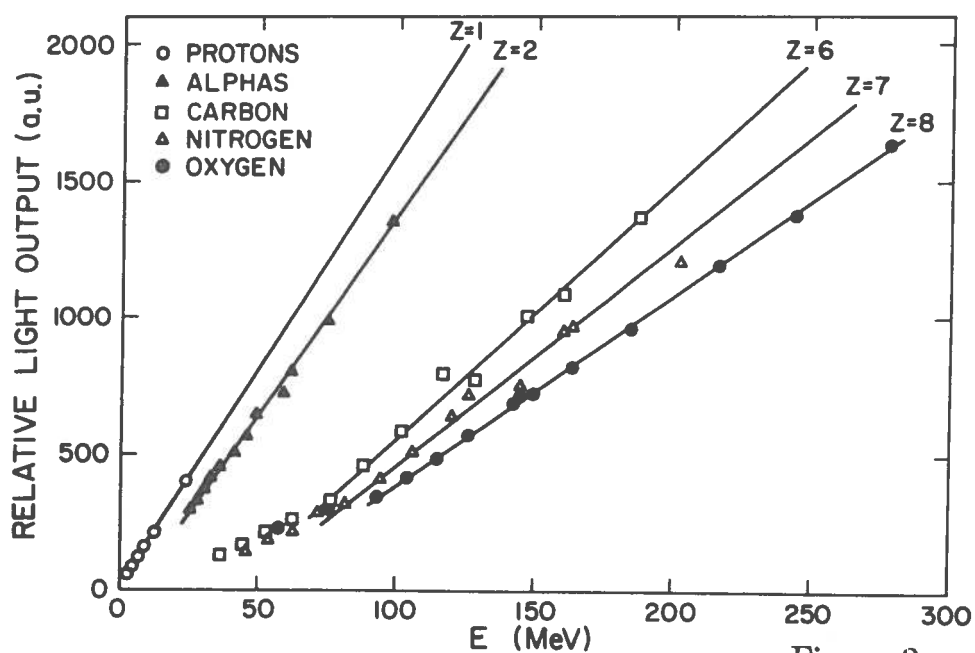


Figura 9

I valori di  $L=L(E_{scint})$  sono stati analizzati per ricercare una dipendenza fenomenologica della luce prodotta da Z ed E. Nella zona di dipendenza lineare della luce di scintillazione dall'energia, sono stati determinati pendenza P ed intercetta I di  $L=L(E_{scint})$  per  $Z=1-8$ . L'andamento di P ed I in funzione di Z é riportato in fig. 10.  $P(Z)$  sembra essere riprodotta da una funzione quadratica del tipo  $P(Z)=K_1 \times Z^2 + K_2$  mentre  $I(Z)$  é riprodotta da una funzione lineare in Z. Se le dipendenze funzionali di P ed I da Z venissero confermate da ulteriori misure, la procedura di calibrazione degli scintillatori CsI(Tl) sarebbe notevolmente semplificata. Le soglie inferiori di discriminazione per  $Z > 2$  sono state determinate dallo scatter plot di fig.11, relativo alla reazione di 90 MeV  $^{16}\text{O}$  con  $^{27}\text{Al}$ , ( $\Delta E$ :SSBD di spessore 20  $\mu\text{m}$ ). Tali soglie sono  $\sim 2$  MeV/n per  $Z=2-8$ .

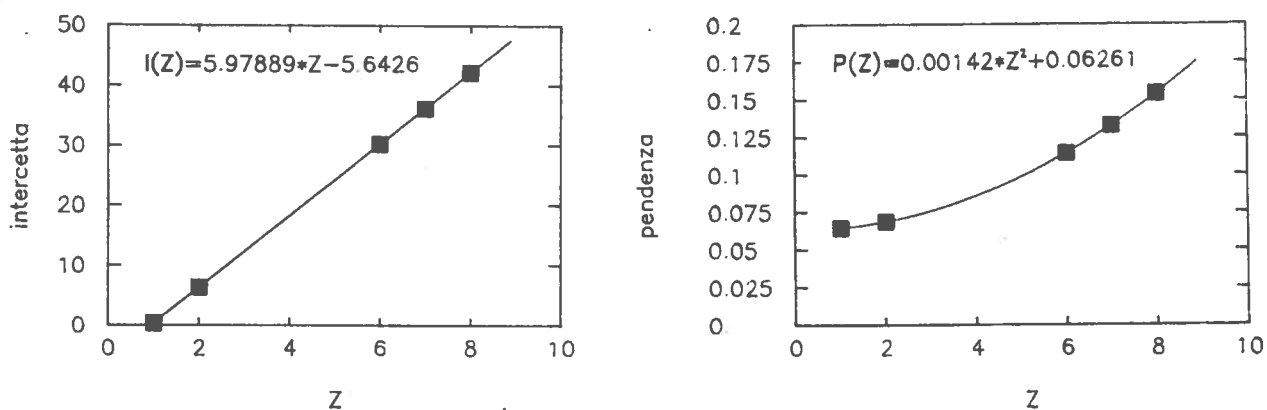


Figura 10

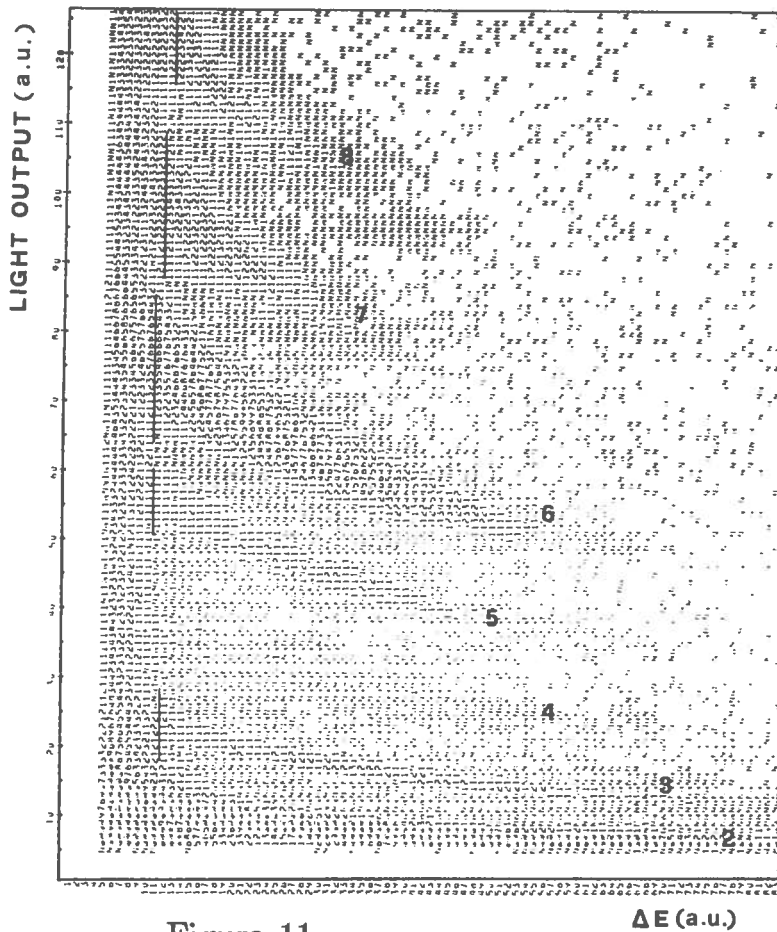


Figura 11

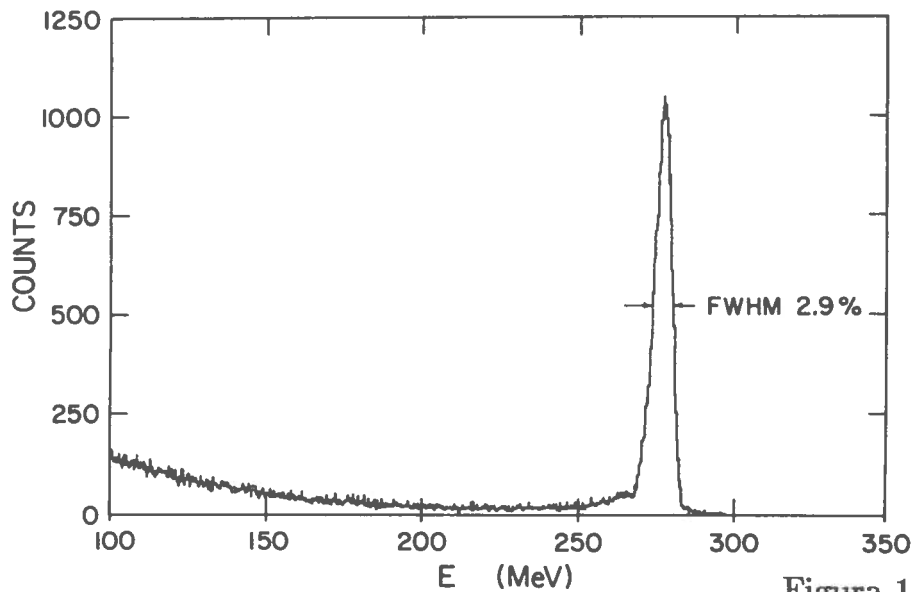


Figura 12

La risoluzione in ampiezza d'impulso del rivelatore CsI(Tl)-PD per ioni pesanti é stata misurata sul picco di diffusione elastica di  $^{16}\text{O}$  a 310 MeV da  $^{197}\text{Au}$ . I valori misurati vanno dal 8.2% [FWHM] a 149 MeV (dopo il  $\Delta E$  da 400  $\mu\text{m}$ ) al 2.9% [FWHM] a 278 MeV (dopo il  $\Delta E$  da 100  $\mu\text{m}$ ). In fig.12 é mostrato lo spettro di energia ottenuto con il CsI(Tl) in quest'ultimo caso.

Nel caso di un telescopio costituito da un  $\Delta E$  SSBD da 100  $\mu\text{m}$  ed un Si(Li) da 5000  $\mu\text{m}$  utilizzato nelle stesse condizioni sperimentali, la risoluzione del Si(Li)

per 278 MeV di  $^{16}\text{O}$  era 1.2% [FWHM]. Ciò significa che la fluttuazione del 2.9% [FWHM] è interamente dovuta alla risposta in luce del CsI(Tl) e non allo straggling della perdita di energia nel rivelatore  $\Delta E$ . Si nota inoltre da fig.9 che l'ampiezza del segnale del CsI(Tl)-PD per 278 MeV  $^{16}\text{O}$  è maggiore di quella relativa a 98 MeV di alfa che dava una risoluzione del 1.2% [FWHM]. Ciò dimostra che per il CsI(Tl), come già riportato per il BGO (2), la risoluzione dipende non solo dalla statistica della produzione di luce ma anche dal tipo di particella rivelata.

## 5. - PROVE DEL BGO-PD

Durante questo lavoro sono stati eseguiti, a fini comparativi, alcuni test di un cristallo di BGO letto da fotodiiodo nella stessa geometria sperimentale delle prove del CsI(Tl). I dati riportati in questo paragrafo sono comparabili con quanto riportato in letteratura (2,3).

I risultati ottenuti con il BGO sono generalmente peggiori di quelli del CsI(Tl) data l'inferiore resa di luce. Con il BGO utilizzato in questo lavoro non è possibile separare dal rumore del PD le particelle  $\alpha$  della sorgente di  $^{241}\text{Am}$ . In fig.13 è riportato lo scatter plot  $\Delta E$ -uscita di luce del BGO corrispondente a quello di fig.2: la soglia minima di discriminazione per alfa è in questo caso di 15 MeV, da comparare con i 5 MeV del CsI(Tl).

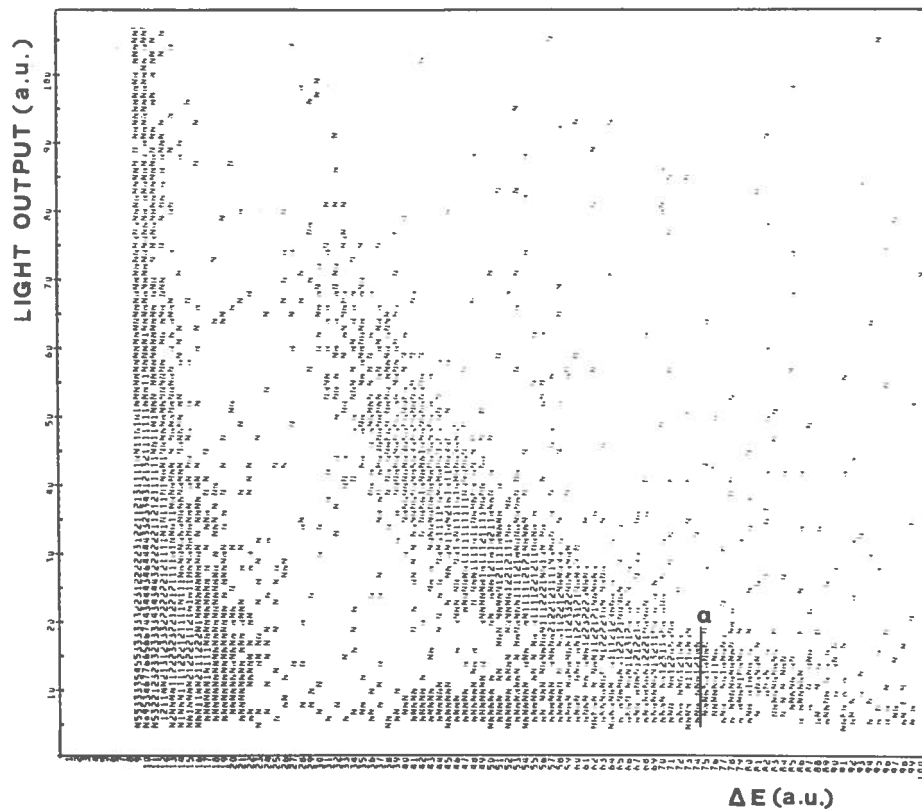


Figura 13

Le figg.14 e 15 mostrano gli scatter plot relativi alle particelle leggere ed agli ioni pesanti emessi nella reazione 310 MeV  $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ . Il telescopio  $\Delta E$  (SSBD di spessore  $100\ \mu\text{m}$ )-BGO permette una buona discriminazione delle particelle leggere e di separare in  $Z$  i frammenti pesanti ma con risoluzione d'impulso peggiore almeno di un fattore due rispetto al CsI(Tl).

In fig.16 é riportato lo spettro del picco di diffusione elastica dell'ossigeno a 310 MeV da cui si determina una risoluzione del 5.5% [FWHM].

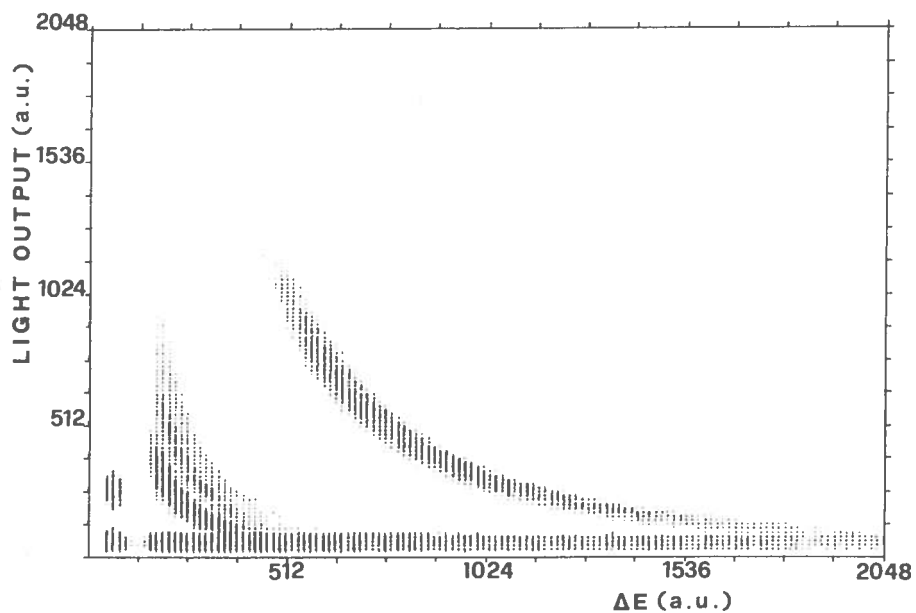


Figura 14

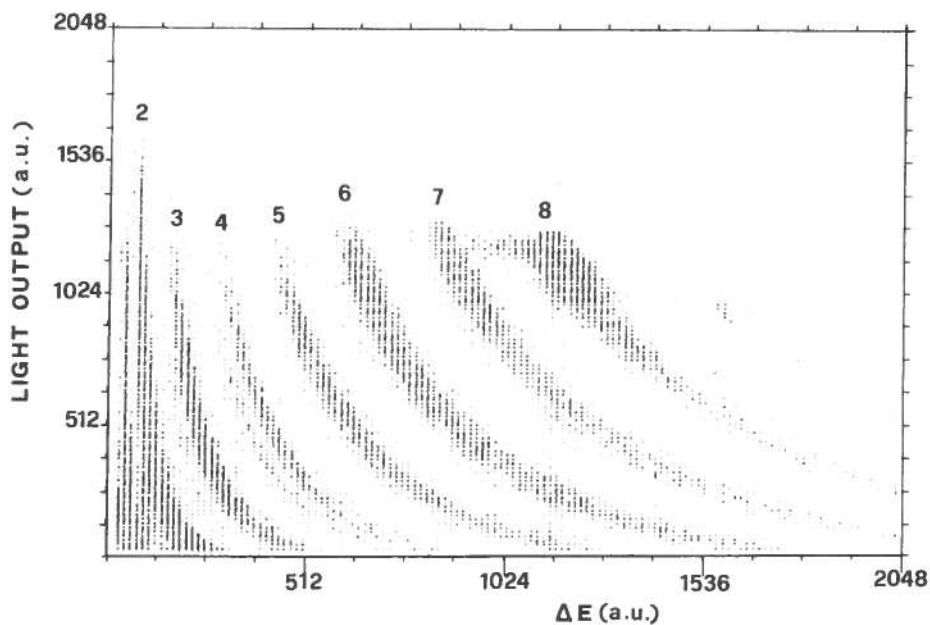


Figura 15

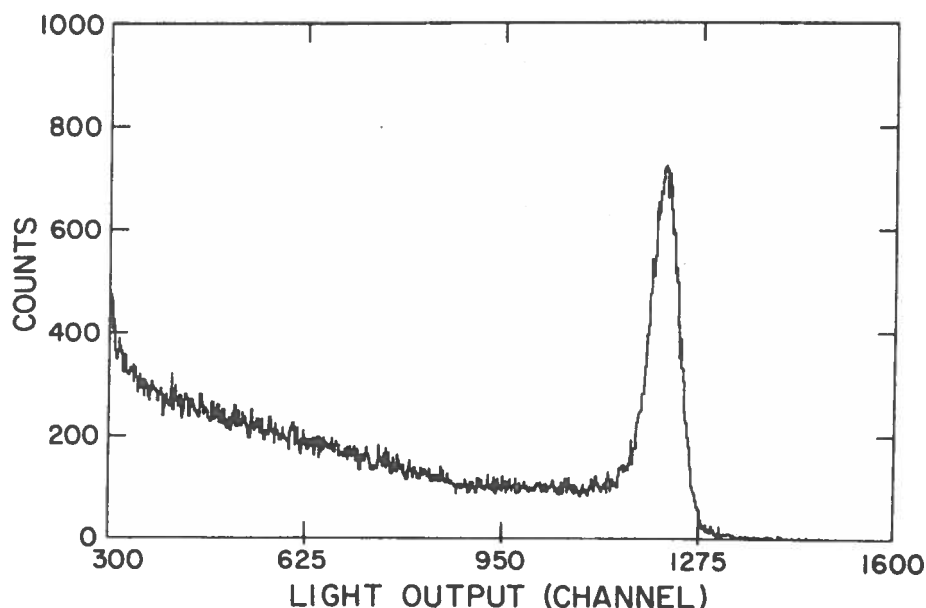


Figura 16

## 6. - CONCLUSIONI

In questo lavoro é stata studiata la risposta per particelle leggere e ioni pesanti di un cristallo di CsI(Tl) letto da fotodiode.

E' stato verificato che le caratteristiche dell' accoppiamento CsI(Tl)-PD, quali la buona uscita di luce e l'accordo spettrale tra cristallo e PD, permettono di ottenere nella rivelazione di particelle cariche risultati comparabili con gli scintillatori standard NaI(Tl)-PMT.

Per ioni pesanti l'uscita di luce é linearmente dipendente dall'energia per  $E/A > 5 \text{ MeV/n}$ . Le soglie inferiori del rivelatore sono  $\sim 2 \text{ MeV/n}$ .

La risoluzione in uscita di luce di qualche percento é sufficiente ad ottenere una ottima risoluzione elementare per frammenti con  $Z \leq 8$  se il cristallo di CsI(Tl) é utilizzato in connessione con rivelatori  $\Delta E$  adeguati (tipo SSBD o camere a ionizzazione).

Rivelatori CsI(Tl)-Pd possono quindi essere utilizzati nella rivelazione di frammenti simili al proiettile in reazioni indotte da ioni pesanti ad energie intermedie.

Nel caso di particelle leggere, la linearitá e la risoluzione in uscita di luce, insieme alle soglie minime di rivelazione, permettono l'utilizzo di tali rivelatori in un range angolare abbastanza ampio.

In fig.17 é mostrata la massima energia delle particelle fermate in 1 cm di CsI comparata con quella corrispondente allo stesso spessore di silicio e di BGO, in funzione di  $Z$ . L' utilizzo di scintillatori ad alto potere frenante tipo BGO permette di aumentare le soglie superiori di rivelazione a paritá di spessore ma tale guadagno non sembra compensare la peggiore risoluzione e le piú alte soglie inferiori di iden-

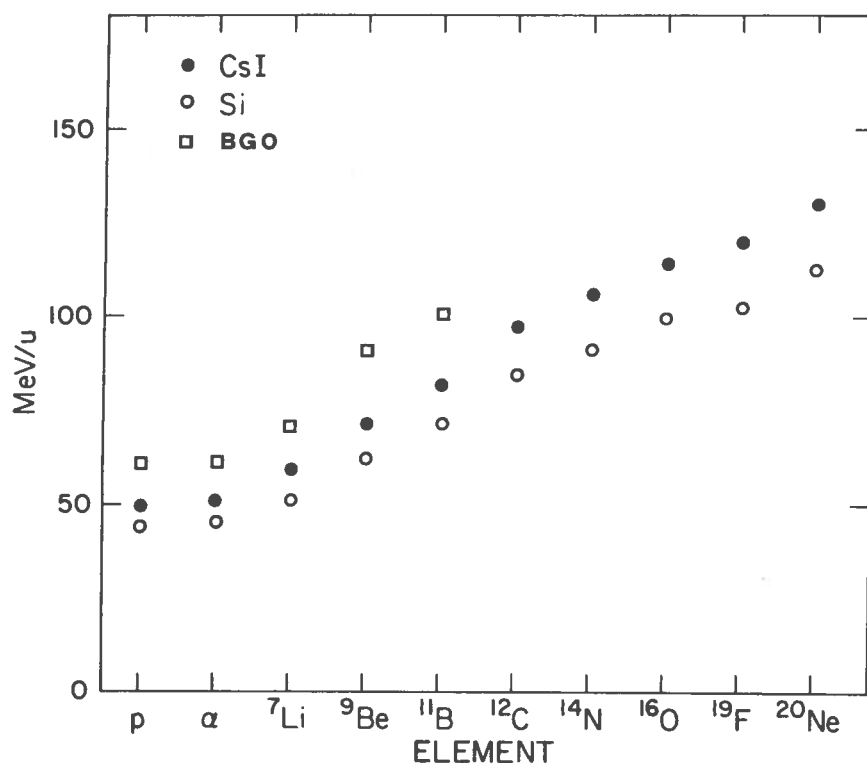


Figura 17

tificazione dovute alla minore uscita di luce.

Rispetto alla calibrazione in energia dello scintillatore, é stata verificata la possibilità di ottenere accurate curve di calibrazione direttamente dai bidimensionali  $\Delta E$ -uscita di luce. La conoscenza sistematica di  $L=L(E_{scint})$  in funzione di  $Z$  ed  $A$  potrebbe semplificare ulteriormente le procedure di calibrazione.

In conclusione, questo lavoro mostra come i rivelatori CsI(Tl)-PD possano rappresentare una buona alternativa ai tradizionali silici come contatori spessi in telescopi  $\Delta E$ -E per esperimenti di fisica nucleare con fasci di ioni pesanti di energia intermedia.

#### REFERENZE

- (1) P.L. Gonthier et al.,Nucl. Phys. A411,289(1983).
- (2) E.A. Bakkum et al.,Nucl. Instr. and Meth. 225,330(1984).
- (3) R. Glashow et al.,Nucl. Instr. and Meth. 228,354(1985).
- (4) H. Grassmann et al.,Nucl. Instr. and Meth. A234,122(1985).
- (5) H. Grassmann et al.,Nucl. Instr. and Meth. A228,323(1985).
- (6) H. Grassmann et al.,Nucl. Instr. and Meth. A235,319(1985).
- (7) W.W. Wilcke et al.,Nucl. Instr. and Meth. 188,293(1981).
- (8) J.B. Birks , The theory and practice of scintillation counting, (MacMillan,New York,1964).
- (9) H.J. Karwoski et al.,Nucl. Instr. and Meth. A245,207(1986).