

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-62/91 (1962)

M. Ladu, M. Petilli: SCHERMATURE INTORNO AGLI ACCELERATORI  
DI ALTA ENERGIA.

Estratto dal: CNEN - RT/PROT(62)1

Comitato Nazionale Energia Nucleare

*M. Ladu - M. Petilli*

**SCHERMATURE  
INTORNO AGLI ACCELERATORI  
DI ALTA ENERGIA**

RT/PROT (62) 1

Roma, giugno 1962

## INDICE

1 - Introduzione .....	pag.	5
2 - Dosi massime ammissibili .....	»	7
3 - Calcolo della dose biologica .....	»	9
4 - Acceleratori per elettroni .....	»	17
5 - Cascata elettromagnetica .....	»	19
6 - Fotoneutroni di bassa energia .....	»	23
7 - Fotoneutroni di alta energia .....	»	27
8 - Mesoni di bassa energia .....	»	31
9 - Mesoni di alta energia .....	»	33
10 - $\gamma$ di cattura .....	»	35
11 - Attenuazione della radiazione secondaria .....	»	37
a) Fotoni .....	»	37
b) Neutroni di bassa energia .....	»	39
c) Neutroni di alta energia .....	»	40
12 - Skyshine .....	»	43
13 - Spessori totali di attenuazione .....	»	47
14 - Acceleratori per protoni .....	»	49
15 - Calcolo dell'intensità della radiazione secondaria .....	»	51
16 - Attenuazione della radiazione secondaria .....	»	55
17 - Conclusioni .....	»	57
Bibliografia .....	»	61

## 1 - INTRODUZIONE

Il problema delle schermature intorno ai grandi acceleratori, è diventato particolarmente importante a causa delle energie sempre più elevate che si possono raggiungere e del conseguente aumento dell'intensità della radiazione diffusa. Esso presenta caratteristiche diverse da quelle che s'incontrano con altre sorgenti di radiazione, poiché l'intensità e la natura della radiazione da schermare dipendono non solo dall'energia, ma anche dal tipo di particelle accelerate <sup>45, 52</sup>).

Il progetto di schermatura di un acceleratore di grande energia, si basa generalmente sui seguenti punti.

- 1) caratteristiche della radiazione primaria incidente sulle schermature;
- 2) caratteristiche della radiazione secondaria e sua distribuzione entro lo spessore delle schermature;
- 3) attenuazione della radiazione primaria e di quella secondaria;
- 4) attenuazione della radiazione diffusa dall'alto.

Il procedimento per il calcolo degli spessori necessari per ridurre il livello di radiazione diffusa a valori accettabili richiede, soprattutto per energie molto elevate, approssimazioni imposte dalla scarsa conoscenza che si ha delle sezioni d'urto d'interazione a quelle energie. E' perciò necessario estrapolare i valori noti e controllare in sede di misura l'esattezza delle previsioni fatte e dei risultati ottenuti <sup>51</sup>).

Nell'impostare il calcolo conviene sempre mettersi in condizioni tali che il livello di radiazione calcolato sia sopravvalutato e sia quindi garantita la maggior sicurezza possibile.

Se si suppone che il beam sia perfettamente collimato ed incida perpendicolarmente sulle schermature in modo da attraversarne il minimo spessore, si ha il caso più pessimistico; tale sarà quello considerato nel presente lavoro. Poiché in pratica questo non dovrebbe mai verificarsi, le schermature calcolate risulteranno sopravvalutate.

Nell'assorbitore si avranno naturalmente le interazioni caratteristiche dell'energia e della natura della radiazione primaria, con produzione della radiazione secondaria che deve essere poi attenuata, in modo da ridurre il livello della radiazione diffusa a limiti accettabili <sup>39)</sup>.

Nel seguito, dopo un breve richiamo sulle dosi massime ammissibili, saranno esaminati separatamente i casi degli acceleratori per elettroni e per protoni. Si valuterà dapprima l'intensità delle componenti prodotte dalla radiazione primaria, e successivamente si calcoleranno le schermature necessarie per ridurre il livello della radiazione secondaria ad un valore che garantisca condizioni di sicurezza. I calcoli saranno riferiti a  $1 \mu A$  di particelle accelerate per energie da 0,3 BeV a 100 BeV.

## 2 - DOSI MASSIME AMMISSIBILI

La dose massima ammissibile per il personale professionalmente esposto alle radiazioni è indicato dalla I.C.R.P. 37, 40, 41, 42) in 300 mrems/settimana fino ad un massimo di 5 rems/anno. La dose media settimanale è perciò di 100 mrems, cui corrisponde un'intensità di dose media di 2,5 mrems/h per una settimana lavorativa di 40 ore.

E' ammesso comunque un accumulo di dose di 3 rems in 13 settimane, entro il limite di 5 rems/anno. Nel caso che la dose di 3 rems venga assorbita in un'unica irradiazione, essa rappresenta anche la dose massima ammissibile in 1 anno.

Le persone non esposte professionalmente dovrebbero assorbire dosi notevolmente inferiori. La cosa è da tener presente quando i centri nucleari siano ubicati nelle vicinanze di centri abitati.

### 3 - CALCOLO DELLA DOSE BIOLOGICA

Le dosi massime permissibili sono definite in unità di dose biologica (rem), indipendentemente dalla natura e dall'energia della radiazione. Dal punto di vista della protezione e dei problemi ad essa connessi, tale unità ha il vantaggio di essere unitaria oltre che biologicamente significativa.

Le relazioni che permettono di passare dal flusso di radiazione alla corrispondente dose biologica si possono dedurre facilmente.

Se si prende come unità di dose assorbita il rad, che è quella quantità di radiazione cui corrisponde un assorbimento di energia di 100 ergs per grammo di materiale irradiato, il flusso di energia della radiazione corrispondente ad 1 rad, sarà in aria, per definizione <sup>22)</sup>:

$$E_f = \frac{100}{(\mu/\rho)_a} \text{ ergs/cm}^2 = 6,24 \cdot 10^7 \frac{1}{(\mu/\rho)_a} \text{ MeV/cm}^2 \quad (1)$$

Il coefficiente di assorbimento di massa è dato da:  $(\mu/\rho)_a = \sigma_{\text{ass}} N/A_2$ , dove  $\sigma_{\text{ass}}$  è la sezione d'urto totale di assorbimento in  $\text{cm}^2$ , N è il numero di Avogadro e A il numero atomico medio dell'aria.

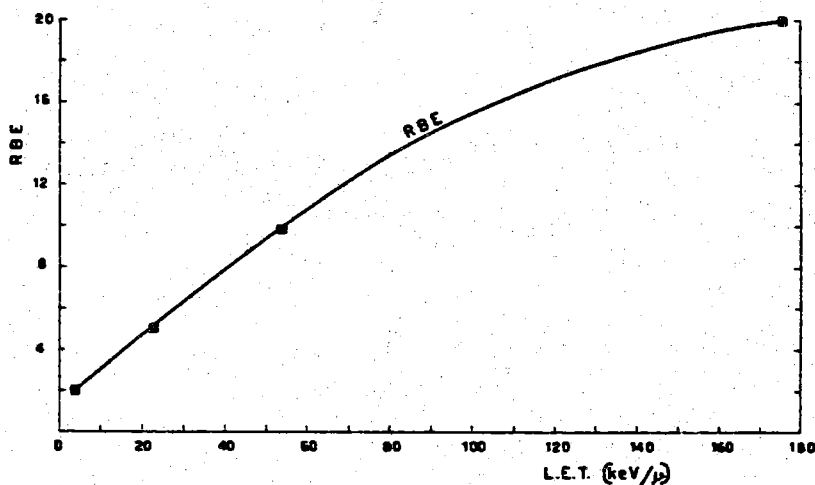


Fig. 1 - Correlazione fra il fattore RBE e la perdita di energia nel tessuto per unità di percorso (L.E.T.).

Pertanto dalla (1) si può ottenere la dose biologica, tenendo conto del diverso potere assorbente del tessuto rispetto all'aria e del danno biologico arrecato. Questo, per un eguale numero di rads assorbiti, dipende dalla natura e dall'energia della radiazione; esso è infatti tanto più grande, quanto più grande è la densità di ionizzazione lungo il percorso delle particelle ionizzanti.

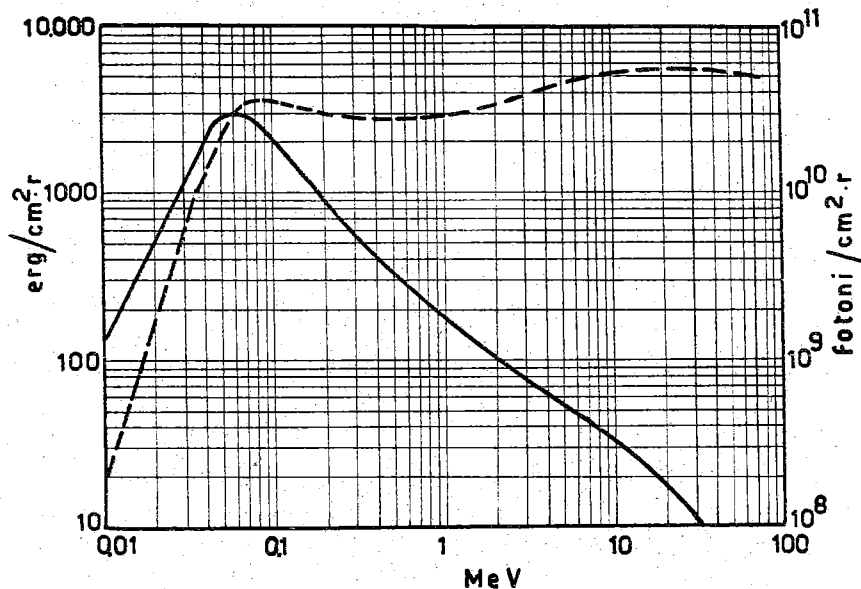


Fig. 2 - Flusso di energia per roentgen (curva tratteggiata) e flusso di fotoni per roentgen (curva piena) in funzione dell'energia dei fotoni.

Si dice perciò, come è noto, che ogni tipo di radiazione ha una sua efficacia biologica relativa (EBR) ed essa è più o meno grande, a seconda che è più o meno grande la corrispondente ionizzazione specifica. L'EBR, in funzione della perdita di energia per unità di percorso (Linear Energy Transfer in keV/ $\mu$ ), varia nel modo descritto in fig. 1.

L'EBR in funzione della ionizzazione specifica (coppie di ioni per  $\mu$  di acqua) è dato nella tab. I per diversi tipi di radiazione (6, 40).

TABELLA I

Ionizzazione specifica (coppie di ioni/ $\mu$ di acqua)	EBR	Tipo di radiazione
0 - 100	1	Raggi X e $\gamma$ -fra 0,1 e 100 MeV, Elettroni fra 0,1 e 100 MeV
100 - 200	2	Neutroni fra i termici e 0,005 MeV,
200 - 650	5	Neutroni fra 0,005 e 0,02 MeV,
650 - 1500	10	Protoni e neutroni fra 0,02 e 10 MeV,
1500 - 5000	20	Particelle $\alpha$



Essendo il rem quella quantità di radiazione che, assorbita in tessuto, produce un effetto biologico pari a quello prodotto nello stesso tessuto da 1 rad di  $\gamma$ , indicando con  $D(\text{rad}_b)$  la dose assorbita nel materiale biologico si ha per definizione:

$$D(\text{rem}) = \text{EBR} \cdot D(\text{rad}_b)$$

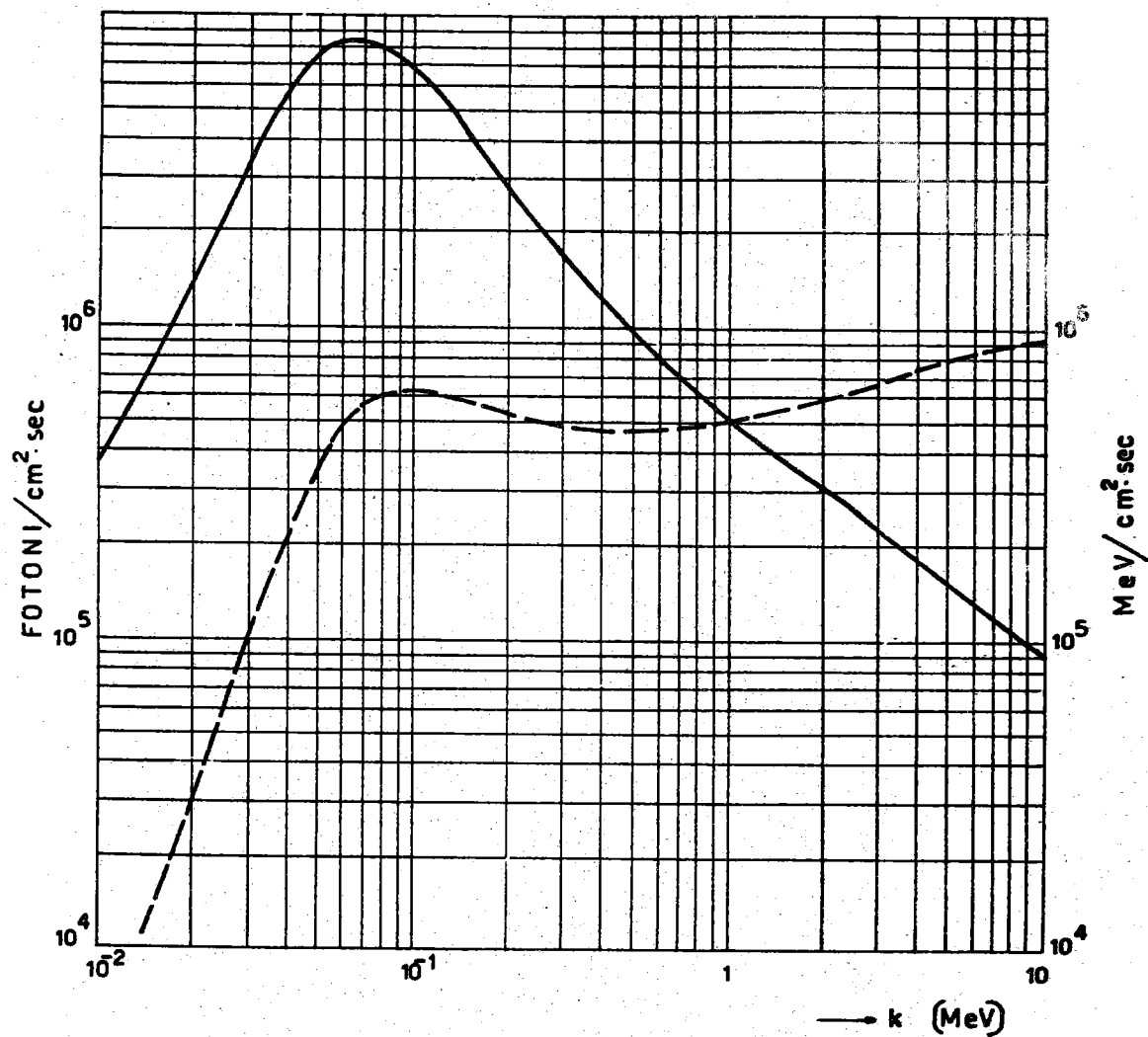


Fig. 3 - Flusso di neutroni (curva piena) e flusso di energia (curva tratteggiata), corrispondenti ad un'intensità di dose di 1 r/b, in funzione dell'energia dei fotoni.

Le dosi  $D(\text{rad}_b)$  e  $D(\text{rad}_a)$  assorbite nel materiale biologico e in aria rispettivamente per una stessa quantità di radiazione, sono legate dalla relazione:

$$D(\text{rad}_b) = \frac{1}{f} D(\text{rad}_a)$$

dove  $f$  è il fattore che dà il potere biologico assorbente dell'aria rispetto a quello del materiale biologico. Esso è dato da:

$$f = \frac{(\mu/\rho)_a}{(\mu/\rho)_b} = \frac{(e\sigma_{\text{ass}})_a \cdot n_a}{(e\sigma_{\text{ass}})_b \cdot n_b} \quad (2)$$

essendo  $\sigma_{\text{ass}}$  la sezione d'urto di assorbimento divisa per il numero atomico dell'assorbitore ed  $n$  il numero di elettroni per grammo di sostanza. Gli indici  $a$  e  $b$  sono usati per far riferimento all'aria e al materiale biologico rispettivamente.

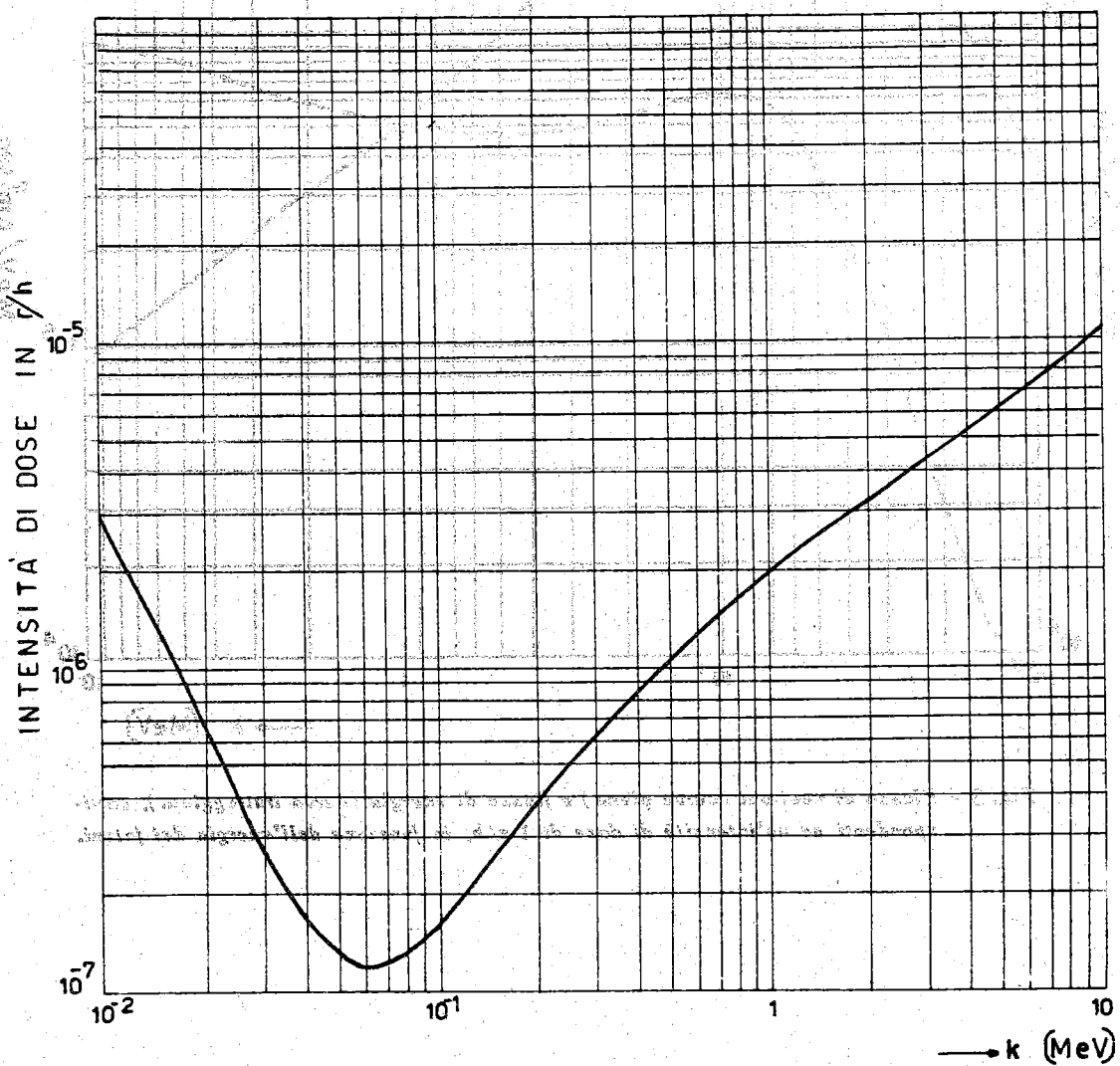


Fig. 4 - Intensità di dose corrispondente a 1 fotone/cm<sup>2</sup> · sec, in funzione dell'energia dei fotoni.

Partendo da queste considerazioni, si può calcolare quale flusso di radiazione  $\phi_{\max}$  corrisponde all'intensità di dose di 2,5 mrems/h.

Per la radiazione corpuscolare si ha:

$$\phi_{\max} = \frac{2.5 \cdot 10^{-3}}{3.6 \cdot 10^3} \cdot \frac{6.24 \cdot 10^7}{(\mu/\rho)_a} \cdot \frac{f}{\text{RBE}} \cdot \frac{1}{E_{\text{MeV}}} = 43 \frac{1}{(\mu/\rho)_a} \cdot \frac{f}{\text{RBE}} \cdot \frac{1}{E_{\text{MeV}}} \text{ particelle/cm}^2\text{sec} \quad (3)$$

Nella (2) il rapporto  $n_a/n_b$  è circa 1 per quasi tutti i materiali, per cui:

$$f \approx \frac{(e\sigma_{\text{ass}})_a}{(e\sigma_{\text{ass}})_b}$$

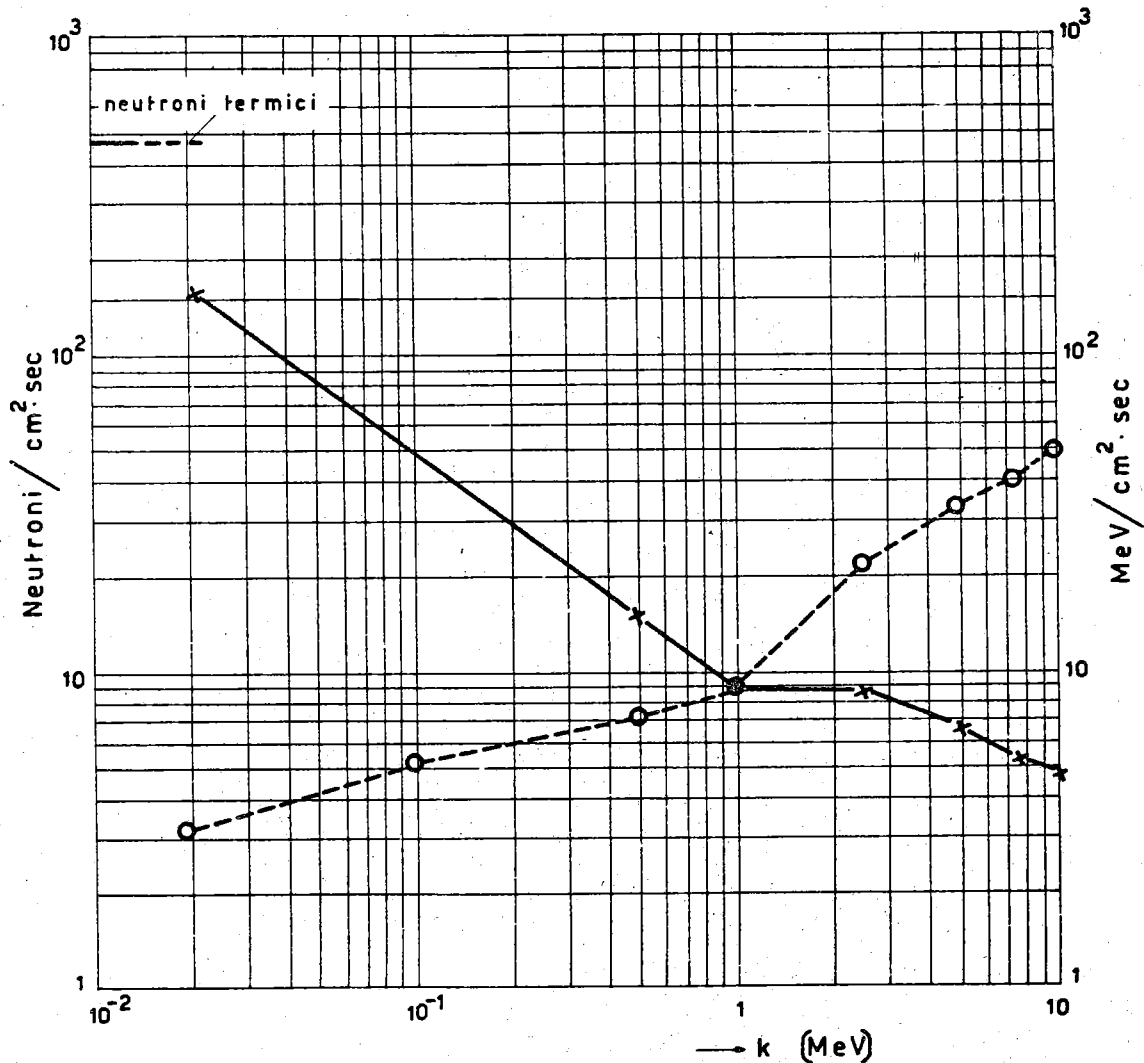


Fig. 5 - Flusso di neutroni (curva piena) e flusso di energia (curva tratteggiata), corrispondenti ad un'intensità di dose di 1 mrem/h, in funzione dell'energia dei neutroni.

Poiché per i fotoni di alta energia il termine predominante nell'assorbimento è quello dovuto alla produzione di coppie,  $f$  può ritenersi proporzionale a  $Z$ . Indicando quindi con  $\bar{Z}_a$  e  $\bar{Z}_b$  i numeri atomici medi dell'aria e del tessuto ( $\bar{Z}_a = 7,36$  e  $\bar{Z}_b = 5,2$ ) si ha:

$$f \approx \frac{\bar{Z}_a}{\bar{Z}_b}$$

Ne consegue, per i fotoni d'energia  $k$ :

$$\phi_{max} \approx 3,4 \frac{1}{k_{BeV}} \text{ fotoni/cm}^2 \cdot \text{sec.} \quad (4)$$

Le figg. 2, 3 e 4 permettono di passare dal flusso di fotoni alla dose corrispondente e viceversa (22,53).

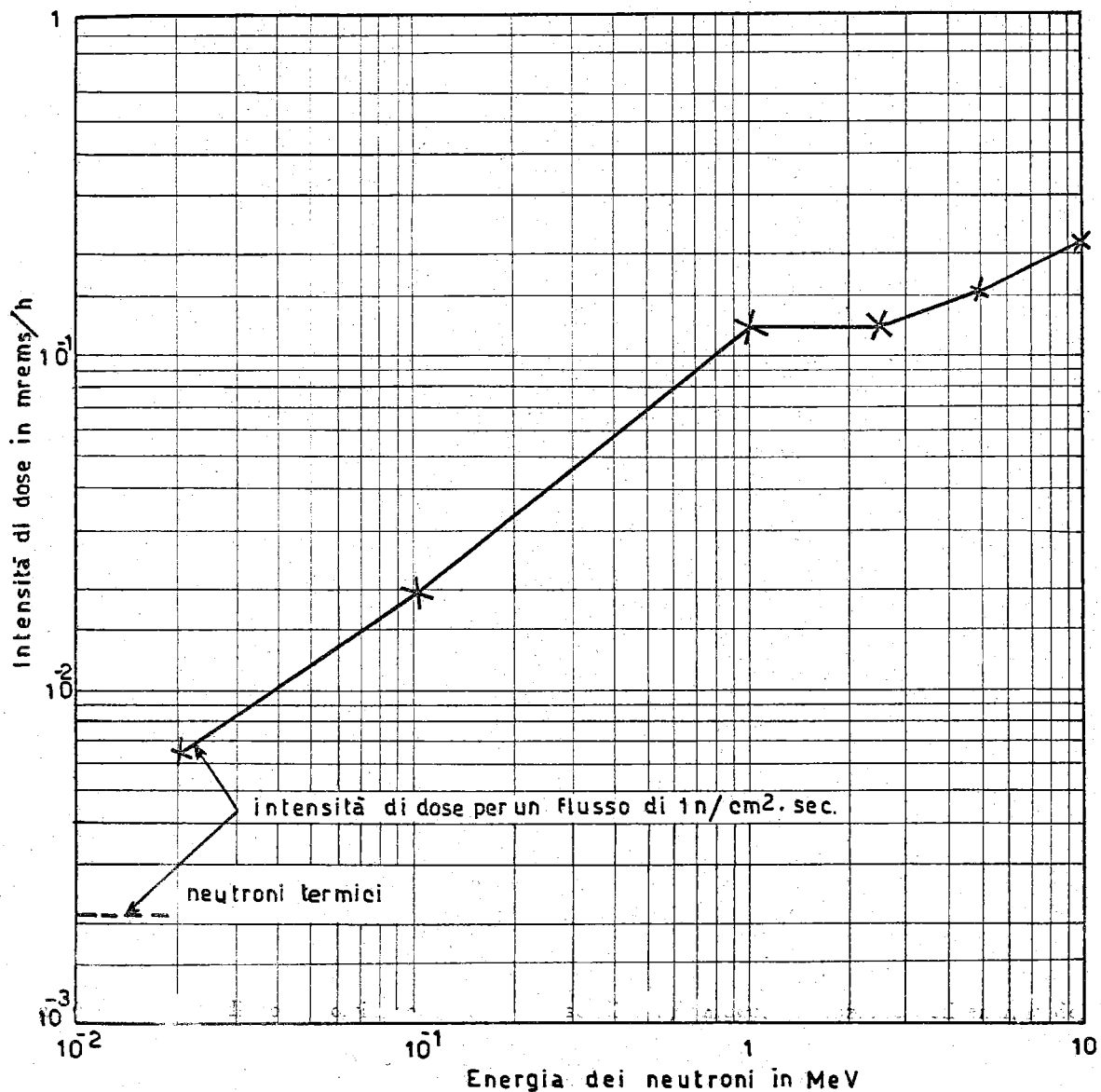


Fig. 6 - Intensità di dose corrispondente al flusso di 1 n/cm<sup>2</sup>.sec, in funzione dell'energia dei neutroni.

**TABELLA II**

MASSIMO FLUSSO PERMISSIBILE DI NEUTRONI  
(n/cm<sup>2</sup> · sec)

E (MeV)	EBR	$\phi_{max}$
1,0	10,5	18
2,5	8	20
5,0	7	18
7,5	7	17
10	6,5	17

Nella Tab. II sono riportati i valori del massimo flusso permissibile, cui corrispondono 100 mrems per 40 ore settimanali e della relativa EBR per neutroni di energia fra 1 e 10 MeV. Nelle fig. 5 e 6 sono date, sempre per i neutroni, le curve di conversione del flusso in intensità di dose e viceversa (22, 48).

#### 4 - ACCELERATORI PER ELETTRONI

Come è stato accennato in precedenza, un modo di trattare il problema della schermatura con un certo ordine logico potrebbe essere quello di esaminare le singole componenti della radiazione secondaria, e calcolare successivamente le schermature necessarie per l'attenuazione della radiazione diffusa fino a livelli accettabili.

I fenomeni che in generale interessano il problema, si può dire che siano complessivamente contenuti nei punti seguenti:

- 1) Cascata elettromagnetica,
- 2) Fotoneutroni di bassa energia ( $E < 60$  MeV),
- 3) Fotoneutroni di alta energia ( $E > 60$  MeV),
- 4) Mesoni di bassa energia,
- 5) Mesoni di alta energia,
- 6)  $\gamma$  di cattura,
- 7) Skyshine.

La distinzione fra neutroni di energia maggiore e minore di 60 MeV è fatta solo in base ai fenomeni fisici nei quali essi trovano origine e che sono specificati nel seguito.

Negli acceleratori per elettroni, la componente elettromagnetica è la più intensa, anche se la componente neutronica comincia ad essere importante ad energie di qualche centinaio di MeV.

## 5 - CASCATA ELETTROMAGNETICA

La cascata e.m. accompagna sempre l'assorbimento degli elettroni di alta energia.

Lo sciame generato, al variare dello spessore, è caratterizzato dall'aumento del numero di particelle fino a quando la loro energia media non è degradata all'energia critica, dopodiché si ha un assorbimento a carattere esponenziale.

Lo spessore corrispondente al massimo dello sciame è dato da:

$$t_{\max} = \ln \left( \frac{E_0}{\epsilon_0} \right) \cdot X_0 \text{ g/cm}^2 \quad (5)$$

dove  $E_0$  è l'energia della particella primaria,  $\epsilon_0$  l'energia critica e  $X_0$  la lunghezza di radiazione nel materiale considerato.

Il valore di  $X_0$  è dato dalla relazione:

$$X_0 = \left\{ \frac{4}{134} \cdot \frac{N}{A} Z(Z+1)r_e^2 \ln(183Z^{-1/3}) \left[ 1 + 0,12 \left( \frac{Z}{82} \right)^2 \right] \right\}^{-1} \text{ g/cm}^2 \quad (6)$$

essendo  $N$  il numero di Avogadro,  $r_e$  il raggio classico dell'elettrone,  $Z$  ed  $A$  il numero ed il peso atomico della sostanza considerata <sup>47)</sup>.

Dalla (5) si nota che lo spessore  $t_{\max}$  varia lentamente con l'energia del primario; esso dipende però anche dal materiale assorbente tramite  $\epsilon_0$  ed  $X_0$ .

Il numero totale di fotoni al massimo dello sciame si può ricavare ricorrendo alla teoria degli sciami. Circa la metà di esso è contenuto in una sezione circolare avente un raggio di  $50 \text{ g/cm}^2$ , qualunque sia la natura dell'assorbitore in cui si sviluppa lo sciame <sup>44, 47)</sup>. Tale sezione ha quindi una superficie:  $S = \pi \left( \frac{50}{\rho} \right)^2 \text{ cm}^2$ , essendo  $\rho$  la densità del materiale.

Per una macchina che acceleri  $N_e$  elettroni al secondo, il flusso al massimo dello sciamme è dato da:

$$\phi_o = \frac{1}{2} \cdot \frac{N_e}{S} \cdot \frac{0,18}{\left(\ln \frac{E_o}{\epsilon_o} - 0,18\right)^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{E_o}{\epsilon_o} \text{ fotoni/cm}^2 \cdot \text{sec.} \quad (7)$$

Dividendo la (7) per la (4) si ha la corrispondente intensità di dose espressa in unità di livelli massimi permessibili (1 l.m.p. = 2,5 mrems/h).

I valori di  $t_{max}$  per vari assorbitori ed energie, sono riportati nella Tab. III.

TABELLA III

$t_{max}$  in g/cm<sup>2</sup>

$E_o$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	24	38	46	45
0,5	27	45	60	58
1	32	55	80	75
3	40	70	110	100
6	43	80	130	120
10	47	87	144	133
30	54	103	175	160
50	72	110	190	173
100	77	120	210	190

Nella Tab. IV sono riportati i valori di  $\phi_o$ , ricavati dalla (7) per le stesse energie e gli stessi materiali.

TABELLA IV

FLUSSO DEI FOTONI DI CASCATA, PER UN BEAM DI 1  $\mu$  A, AL MASSIMO DELLO SCIAMME  
(fotoni/cm<sup>2</sup> sec)

$E_o$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	$7,6 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{11}$	$6,7 \cdot 10^9$	$4,3 \cdot 10^9$
0,5	$1,2 \cdot 10^{12}$	$2,4 \cdot 10^{11}$	$9,5 \cdot 10^9$	$6,3 \cdot 10^9$
1	$2,2 \cdot 10^{12}$	$4,3 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$
3	$6,0 \cdot 10^{12}$	$1,1 \cdot 10^{12}$	$4,1 \cdot 10^{10}$	$2,8 \cdot 10^{10}$
6	$1,1 \cdot 10^{13}$	$2,1 \cdot 10^{12}$	$7,5 \cdot 10^{10}$	$5,2 \cdot 10^{10}$
10	$1,8 \cdot 10^{13}$	$3,4 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	$8,1 \cdot 10^{10}$
30	$5,1 \cdot 10^{13}$	$9,3 \cdot 10^{12}$	$3,2 \cdot 10^{11}$	$2,2 \cdot 10^{11}$
50	$8,2 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{13}$	$5,2 \cdot 10^{11}$	$3,5 \cdot 10^{11}$
100	$1,6 \cdot 10^{14}$	$2,8 \cdot 10^{13}$	$9,8 \cdot 10^{11}$	$6,7 \cdot 10^{11}$



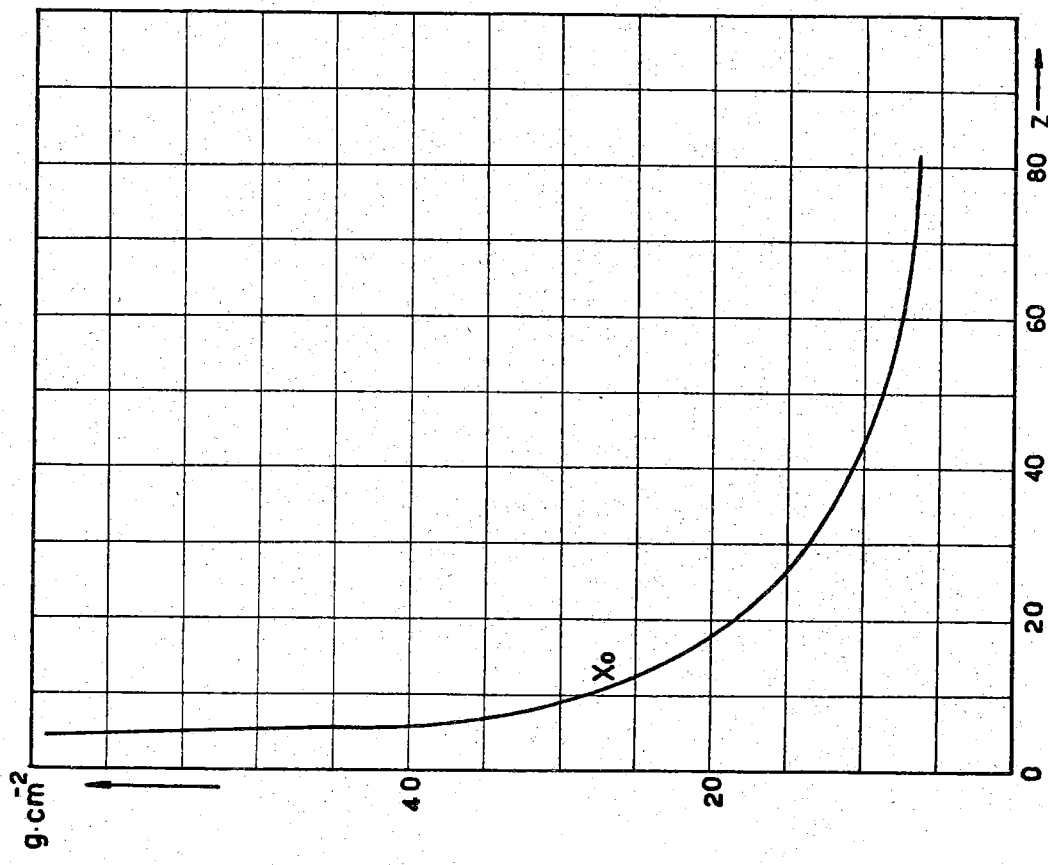


Fig. 7 - Lunghezza di radiazione  $X_0$  in funzione del numero atomico.

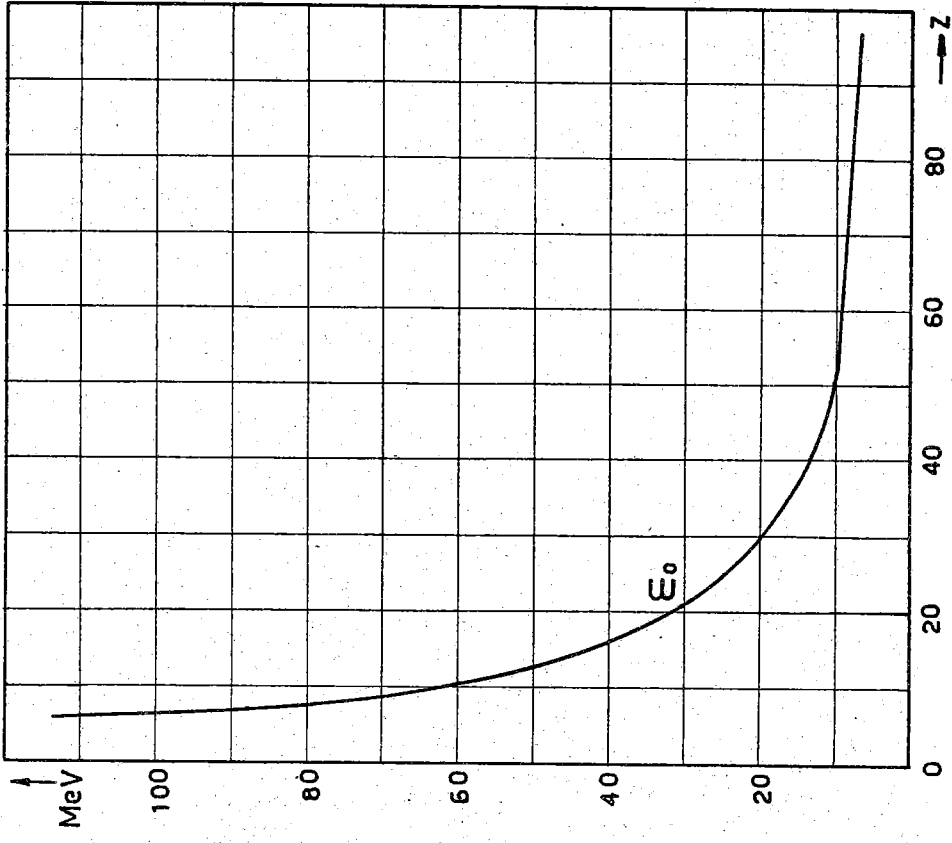


Fig. 8 - Energia critica  $\epsilon_0$  in funzione del numero atomico.

## 6 - FOTONEUTRONI DI BASSA ENERGIA

La fotoproduzione di neutroni di bassa energia ( $E < 60$  MeV) è un fenomeno strettamente connesso allo sviluppo di una cascata elettromagnetica.

Essi sono dovuti principalmente all'integrazione ( $\gamma, n$ ) dei fotoni dello sciame con i nuclei dell'assorbitore e sono in grande maggioranza quelli della risonanza gigante, con una energia media intorno a 5 MeV.

Questa componente si può anch'essa calcolare ricorrendo alla teoria degli sciami<sup>1, 31, 44, 47, 55</sup>). Se infatti è  $\sigma(k) dk$  la sezione d'urto per produzione di neutroni da parte di fotoni con energia fra  $k$  e  $k+dk$ , e se  $g(E_0, k)$  è la lunghezza di traccia, nello stesso intervallo di energia, dei fotoni dello sciame originato da un elettrone primario di energia  $E_0$ , il numero di neutroni per ogni elettrone, è dato da:

$$Y = \frac{NX_0}{A} \cdot \int_{k_{soglia}}^{E_0} \sigma(k) \cdot g(E_0, k) dk \quad \text{n/elettrone} \quad (8)$$

dove:  $g(E_0, k) = 0,57 E_0 / k^2$ .

Per  $N_e$  elettroni per secondo si ha un'intensità:

$$I_0 = N_e \cdot Y \quad \text{n/sec}$$

Per quanto riguarda la sezione d'urto  $\sigma(k)$ , essa è caratterizzata dall'aver un massimo molto pronunciato (risonanza gigante) per un'energia  $k_0$  dei fotoni intorno ai 20 MeV (fig. 9) cui corrisponde un massimo di densità dei livelli nucleari<sup>8, 43</sup>)

Il fenomeno si presenta come un'eccitazione dei nuclei in seguito all'assorbimento dei fotoni, e successiva diseccitazione con emissione di nucleoni. La soglia di questa reazione è variabile fra 8 MeV e 16 MeV e dipende dall'assorbitore.

La sezione d'urto in barns, integrata su tutti i valori dell'energia  $k$ , è data da <sup>44)</sup>

$$\int_{k_{soglia}}^{\infty} \sigma(k) dk \approx 0,12 \frac{(A-Z)Z}{A} \quad (9)$$

Ma grazie all'andamento di  $\sigma(k)$ , si può tener conto, senza grave errore, del solo contributo dei neutroni prodotti in vicinanza della risonanza gigante, quindi supporre  $\sigma(k_0) \approx \sigma_{tot}$

e sostituire all'integrale la funzione integranda calcolata nel punto  $k_0 \approx 20$  MeV.

In questo modo si ottiene:

$$Y = 0,038 X_0 E_0 \text{ n/elettrone} \quad (10)$$

dove  $E_0$  è dato in BeV.

Il valore di  $Y$  per vari materiali ed energie è riportato nella Tab. V.

L'energia media di questi neutroni è, come si è detto, intorno ai 5 MeV e la loro distribuzione angolare è pressoché isotropa.

Amnesso, per semplicità, che per uguale energia del primario essi vengano prodotti nel punto corrispondente a  $t_{max}$ , il loro numero, per unità di angolo solido e per secondo, da un beam di  $1 \mu A$ , è quello dato nella Tab. VI.

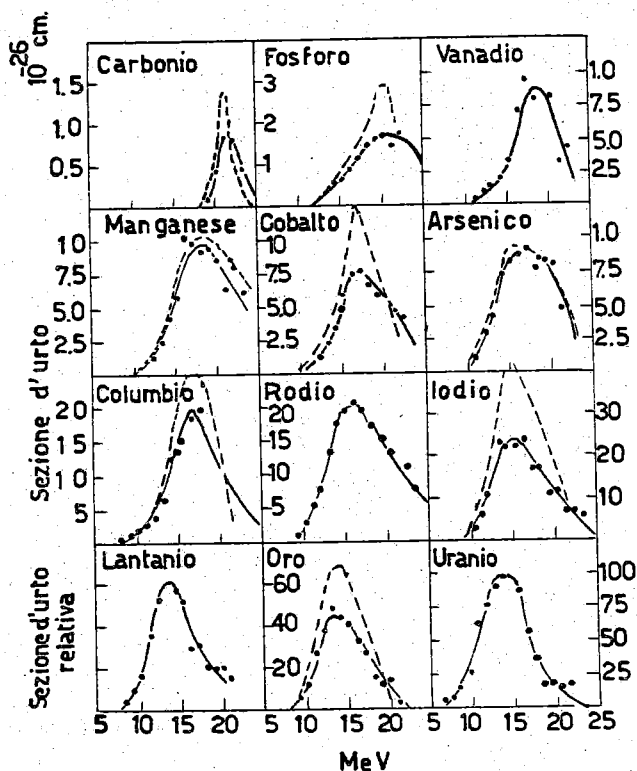


Fig. 9 - Sezione d'urto di fotoproduzione dei neutroni della risonanza gigante in diversi elementi, in funzione dell'energia dei fotoni.

TABELLA V

FOTONEUTRONI DELLA RISONANZA GIGANTE (n/elettrone)

$E_0$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	0,075	0,15	0,33	0,28
0,5	0,13	0,25	0,55	0,48
1	0,25	0,5	1,1	0,95
3	0,75	1,5	3,3	2,8
6	1,5	3	6,6	5,7
10	2,5	5	11	9,5
30	7,5	15	33	28
50	13	27	53	48
100	25	54	106	95

TABELLA VI

NEUTRONI DELLA RISONANZA GIGANTE, PER UN BEAM DI  $1 \mu\text{A}$  (n/ster sec)

$E_0$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	$3,7 \cdot 10^{10}$	$7,3 \cdot 10^{10}$	$1,6 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{11}$
0,5	$6,4 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	$2,7 \cdot 10^{11}$	$2,4 \cdot 10^{11}$
1	$1,2 \cdot 10^{11}$	$2,5 \cdot 10^{11}$	$5,4 \cdot 10^{11}$	$4,7 \cdot 10^{11}$
3	$3,7 \cdot 10^{11}$	$7,3 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{12}$
6	$7,4 \cdot 10^{11}$	$1,5 \cdot 10^{12}$	$3,2 \cdot 10^{12}$	$2,8 \cdot 10^{12}$
10	$1,2 \cdot 10^{12}$	$2,5 \cdot 10^{12}$	$5,4 \cdot 10^{12}$	$4,7 \cdot 10^{12}$
30	$3,7 \cdot 10^{12}$	$7,3 \cdot 10^{12}$	$1,6 \cdot 10^{13}$	$1,4 \cdot 10^{13}$
50	$6,3 \cdot 10^{12}$	$1,3 \cdot 10^{13}$	$2,6 \cdot 10^{13}$	$2,4 \cdot 10^{13}$
100	$1,2 \cdot 10^{13}$	$2,6 \cdot 10^{13}$	$5,2 \cdot 10^{13}$	$4,7 \cdot 10^{13}$

## 7 - FOTONEUTRONI DI ALTA ENERGIA

Oltre ai neutroni della risonanza gigante, vi è un gruppo di neutroni di alta energia ( $E > 60$  MeV) che sono prodotti per interazione diretta dei  $\gamma$  con i nucleoni dei nuclei <sup>32, 43).</sup>

Il processo si può spiegare, ricorrendo al modello quasi-deutone, come una fotodisintegrazione del complesso di due nucleoni dei nuclei dell'assorbitore, ammettendo che la sezione d'urto sia quella nota di disintegrazione del deuterio, moltiplicata per il numero effettivo di deutoni nel nucleo, approssimativamente dato da <sup>31, 43, 55):</sup>

$$1,5 \cdot (A - Z)Z/A$$

La sezione d'urto  $\sigma_d$  di fotodisintegrazione del deuterio è data nella fig. 10 <sup>38).</sup>

Nei calcoli che seguono, i valori di  $\sigma_d$  sono quelli adoperati da Panofsky e Wilson, che sono maggiori, di circa un fattore 2, dei valori della fig. 10. Si assume perciò che sia:  $\sigma_d = 60 \mu$  barns per  $60 \text{ MeV} < k < 300 \text{ MeV}$  e  $\sigma_d = (6/k^2)$  barns per  $k > 300 \text{ MeV}$ .

L'ordine di grandezza della sezione di urto di questo processo è minore di quello di fotoproduzione dei neutroni di bassa energia, però è anche minore, per i neutroni prodotti, il coefficiente di assorbimento; perciò, per piccoli

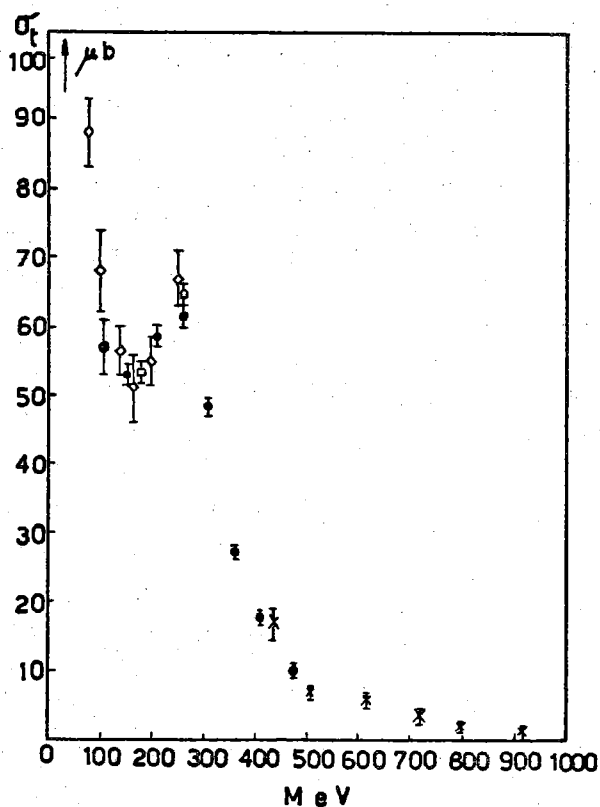


Fig. 10 - Sezione d'urto totale di fotodisintegrazione in deuterio, in funzione dell'energia dei fotoni.

spessori di assorbitore si avrà un'intensità relativa più alta di neutroni meno energetici, mentre per spessori grandi prevarrà la componente più energetica.

Le modalità dell'interazione considerata implicano una produzione di protoni confrontabile con quella dei neutroni, ma, trattandosi di particelle pesanti cariche, esse vengono completamente fermate nelle schermature.

Prescindendo dall'assorbimento dei fotoni dello sciame, il numero di neutroni di alta energia prodotto per elettrone risulta:

$$Y = \frac{N X_0}{A} \cdot 1,5 \frac{(A-Z)Z}{A} \int_{60}^{k_{max}} \sigma(k) g(E_0, k) dk \approx 1,5 N X_0 \frac{(A-Z)Z}{A^2} \left\{ \int_{60}^{300} 6 \cdot 10^{-29} \cdot 0,57 \frac{E_0}{k^2} dk + \right. \\ \left. + \int_{300}^{\infty} \frac{6 \cdot 10^{-24}}{k} \cdot 0,57 \frac{E_0}{k^2} dk \right\} \quad \text{n/elettrone} \quad (11)$$

Poiché  $(A-Z)Z/A^2 \approx 0,25$  per qualsiasi sostanza, si ha:

$$Y = 0,12 \cdot 10^{-3} X_0 \cdot E_0 \quad \text{n/elettrone} \quad (12)$$

dove  $E_0$  è l'energia dell'elettrone primario espressa in BeV.

Nella Tab. VII sono riportati i valori calcolati con la (12).

**TABELLA VII**  
NEUTRONI DI FOTOPRODUZIONE DIRETTA (n/elettrone)

$E_0$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	$2,3 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$9,0 \cdot 10^{-4}$
0,5	$3,9 \cdot 10^{-4}$	$8,5 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
1	$7,8 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$
3	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$9,0 \cdot 10^{-3}$
6	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$
10	$7,8 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$3,4 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$
30	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$9,0 \cdot 10^{-2}$
50	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$8,5 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$
100	$7,8 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$3,4 \cdot 10^{-1}$	$3,0 \cdot 10^{-1}$

Nella Tab. VIII è riportato, per diversi materiali ed energie, il numero di neutroni per unità di angolo solido e per secondo, da un beam di  $1 \mu A$ , nell'ipotesi che la produzione sia localizzata come nel caso dei neutroni della risonanza gigante.

TABELLA VIII

NEUTRONI DI ALTA ENERGIA PER UN BEAM DI  $1 \mu A$  (n/ster sec)

$E_0$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	$1,1 \cdot 10^8$	$2,5 \cdot 10^8$	$4,9 \cdot 10^8$	$4,4 \cdot 10^8$
0,5	$1,9 \cdot 10^8$	$4,2 \cdot 10^8$	$8,3 \cdot 10^8$	$7,3 \cdot 10^8$
1	$3,8 \cdot 10^8$	$8,3 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^9$
3	$1,1 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^9$	$4,9 \cdot 10^9$	$4,4 \cdot 10^9$
6	$2,3 \cdot 10^9$	$4,9 \cdot 10^9$	$9,8 \cdot 10^9$	$8,8 \cdot 10^9$
10	$3,8 \cdot 10^9$	$8,3 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^{10}$
30	$1,1 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^{10}$	$4,9 \cdot 10^{10}$	$4,4 \cdot 10^{10}$
50	$1,9 \cdot 10^{10}$	$4,1 \cdot 10^{10}$	$8,3 \cdot 10^{10}$	$7,3 \cdot 10^{10}$
100	$3,8 \cdot 10^{10}$	$8,3 \cdot 10^{10}$	$1,7 \cdot 10^{11}$	$1,5 \cdot 10^{11}$

## 8 - MESONI DI BASSA ENERGIA

Un altro aspetto della radiazione secondaria prodotta da un fascio di elettroni è rappresentata dai mesoni  $\pi^\pm$ .

La soglia della reazione di fotoproduzione è intorno ai 150 MeV, ma la sezione d'urto si mantiene bassa fino a circa 200 MeV <sup>14,15,35,66</sup>, poi sale rapidamente presentando un massimo di 200  $\mu$  barns intorno a 300 MeV.

A questa prima risonanza è dovuto il contributo della fotoproduzione singola di pioni. Un'altra risonanza si ha intorno ai 700 MeV, ma il massimo è meno pronunciato.

Il numero totale di pioni prodotti per elettrone, calcolato con la teoria degli sciami <sup>44, 47, 55</sup>, è dato, in questo caso da:

$$Y_{\pi^+} + Y_{\pi^-} = \frac{N \cdot X_0}{A} \int_{150}^{E_0} g(E_0, k) \sigma(k) dk \quad (13)$$

Se si tiene conto che il rapporto di fotoproduzione  $\pi^- / \pi^+ \approx 1,5$ , e si segue il metodo approssimato adoperato per il calcolo dei neutroni della risonanza gigante, si ha:

$$Y_{\pi^+} + Y_{\pi^-} \approx 2,2 \cdot 10^{-6} X_0 \cdot E_0 \text{ pioni/elettrone} \quad (14)$$

$X_0$  è data in  $g/cm^2$  ed  $E_0$  in BeV.

Amesso che vengano assorbiti nelle schermature tutti i pioni sia positivi che negativi, e che nelle stelle prodotte si abbia una molteplicità media di 4 neutroni per stella <sup>54</sup>, il contributo dei pioni resta ancora trascurabile rispetto a quello dei fotoneutroni che è circa  $10^3$  volte maggiore.

Anche i  $\mu$  di decadimento non presentano dal punto di vista delle schermature alcun problema, perché i più penetranti sono solo una piccolissima frazione del totale.



## 9 - MESONI DI ALTA ENERGIA

I mesoni di alta energia sono dovuti essenzialmente alla fotoproduzione doppia. La sezione d'urto, misurata fino a circa 1100 MeV, rimane pressoché costante da 500 MeV in poi. Il suo valore in idrogeno è di circa  $4 \mu \text{ b/ster}$  <sup>3)</sup>. L'andamento si può assumere proporzionale al peso atomico del materiale.

La distribuzione angolare per valori elevati dell'energia risulta proiettata in avanti.

Per mezzo della teoria degli sciami, si ricava che il numero di pioni prodotti da un elettrone di energia  $E_0 > 500 \text{ MeV}$  è dato da:

$$Y_{\pi^+} + Y_{\pi^-} = 2 \frac{N \cdot X_0}{A} 4\pi \cdot 4 \cdot 10^{-30} \cdot A \int_{500}^{E_0} 0,57 \frac{E_0}{k^2} dk \approx 6,9 \cdot 10^{-5} X_0 \cdot E_0 \text{ pioni/elettrone} \quad (15)$$

dove  $E_0$  è espresso in BeV ed  $X_0$  in  $\text{g/cm}^2$ .

Il numero di pioni prodotti da un elettrone incidente è riportato nella Tab. IX.

TABELLA IX

NUMERO DI PIONI DI ALTA ENERGIA (pioni/elettrone)

$E_0$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	-	-	-	-
0,5	-	-	-	-
1	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$9,7 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$
3	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$5,7 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$
6	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$5,8 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$
10	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$9,7 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$
30	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$5,7 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^{-2}$
50	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$9,7 \cdot 10^{-2}$	$8,6 \cdot 10^{-2}$
100	$4,5 \cdot 10^{-2}$	$9,7 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$

Questi pioni danno luogo ad un fondo di neutroni di alta energia. La molteplicità media del numero di neutroni prodotti per pioni dipende dall'energia di quest'ultimo <sup>54</sup>), come si può vedere dalla fig. 13.

Dando alla molteplicità il valore corrispondente ai pioni di energia maggiore, si sopravvaluta il numero di neutroni prodotti. Si trova così che, al crescere dell'energia, il numero totale dei neutroni aumenta rapidamente.

E' ora da considerare che i neutroni dovuti ai pioni, particolarmente per le più alte energie sono emessi in avanti, per cui il loro flusso nella direzione del beam è aumentato.

Entro un cono di 60° di apertura, rispetto ad una distribuzione isotropa, il flusso medio è maggiore di 3, 7, 10, 13, 13,14 volte, per un'energia della particella primaria di 1, 6, 10, 30, 50 e 100 BeV rispettivamente.

Tenuto conto di ciò, e ammessa la produzione localizzata come nei casi precedenti, il numero di neutroni per unità di angolo solido e per secondo dovuto ai pioni secondari, per un beam di 1  $\mu$ A, è quello riportato nella Tab. X per diversi materiali ed energie.

TABELLA X

NEUTRONI DOVUTI AI PIONI SECONDARI PER UN BEAM DI 1  $\mu$ A (n/sterad.sec)

$E_0$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	-	-	-	-
0,5	-	-	-	-
1	$4,0 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^{10}$
3	$3,2 \cdot 10^{10}$	$7,2 \cdot 10^{10}$	$1,4 \cdot 10^{11}$	$1,3 \cdot 10^{11}$
6	$1,4 \cdot 10^{11}$	$3,0 \cdot 10^{11}$	$5,6 \cdot 10^{11}$	$5,1 \cdot 10^{11}$
10	$4,0 \cdot 10^{11}$	$8,5 \cdot 10^{11}$	$1,7 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^{12}$
30	$2,5 \cdot 10^{12}$	$5,5 \cdot 10^{12}$	$1,1 \cdot 10^{13}$	$9,7 \cdot 10^{12}$
50	$5,1 \cdot 10^{12}$	$1,1 \cdot 10^{13}$	$2,2 \cdot 10^{13}$	$2,0 \cdot 10^{13}$
100	$1,2 \cdot 10^{13}$	$2,6 \cdot 10^{13}$	$5,1 \cdot 10^{13}$	$4,6 \cdot 10^{13}$

Dalla Tab. X si vede che il contributo ai neutroni di alta energia, dovuto ai pioni, aumenta notevolmente al crescere dell'energia del primario così da superare addirittura la componente dovuta ai neutroni di fotoproduzione diretta.

## 10 - $\gamma$ DI CATTURA

I neutroni rallentati e termalizzati nelle schermature possono essere catturati dai nuclei in reazioni di tipo  $(n, \gamma)$  in cui l'energia di legame viene emessa sotto forma di fotoni <sup>5, 23, 24, 46, 48</sup>) Questa componente della radiazione secondaria viene prodotta man mano che i neutroni sono assorbiti; però nel calcolo che seguirà si supporrà che sopravviva tutta dopo l'assorbimento completo dei neutroni e se ne considererà successivamente l'attenuazione. Il numero medio di fotoni per cattura varia col materiale assorbente. Assumendo per esso il valore 4, che è il massimo possibile, ci si mette dal lato della maggiore sicurezza.

L'energia media di ciascun fotone si può assumere che sia circa 2 MeV, se si suppone che l'energia di legame dei neutroni, dell'ordine di grandezza di 8 MeV, sia ugualmente distribuita fra i  $\gamma$  emessi. A quest'energia il coefficiente di assorbimento non è elevato. <sup>12)</sup> e questo costituisce un inconveniente dal punto di vista delle schermature.

Il numero di fotoni prodotti, ricavato dalle Tab. VI, VIII, X è riportato nella Tab. XI.

TABELLA XI

$\gamma$  DI CATTURA PER UN BEAM DI  $1 \mu A$  (fotoni/ster sec)

$E_0$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	$1,5 \cdot 10^{11}$	$2,9 \cdot 10^{11}$	$6,4 \cdot 10^{11}$	$5,6 \cdot 10^{11}$
0,5	$2,6 \cdot 10^{11}$	$4,8 \cdot 10^{11}$	$1,1 \cdot 10^{12}$	$9,6 \cdot 10^{11}$
1	$4,8 \cdot 10^{11}$	$1,0 \cdot 10^{12}$	$2,2 \cdot 10^{12}$	$2,0 \cdot 10^{12}$
3	$1,6 \cdot 10^{12}$	$3,2 \cdot 10^{12}$	$6,8 \cdot 10^{12}$	$6,0 \cdot 10^{12}$
6	$3,5 \cdot 10^{12}$	$7,2 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^{13}$	$1,3 \cdot 10^{13}$
10	$6,4 \cdot 10^{12}$	$1,3 \cdot 10^{13}$	$3,8 \cdot 10^{13}$	$2,5 \cdot 10^{13}$
30	$2,5 \cdot 10^{13}$	$5,2 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^{14}$	$9,6 \cdot 10^{13}$
50	$4,4 \cdot 10^{13}$	$1,4 \cdot 10^{14}$	$1,9 \cdot 10^{14}$	$1,8 \cdot 10^{14}$
100	$9,6 \cdot 10^{13}$	$2,1 \cdot 10^{14}$	$4,0 \cdot 10^{14}$	$3,7 \cdot 10^{14}$

## 11 - ATTENUAZIONE DELLA RADIAZIONE SECONDARIA

Agli effetti della sicurezza l'attenuazione della radiazione secondaria può essere calcolata tenendo conto dell'assorbimento nelle schermature, e contemporaneamente della diminuzione dell'intensità con la distanza <sup>46)</sup>. Non è infatti indispensabile che il livello di radiazione immediatamente al di là delle schermature sia al di sotto del massimo permessibile; questo è invece necessario nelle zone in cui debbano sostare delle persone. Sarà questo il criterio a cui ci si atterrà nel calcolo che segue.

In generale, se  $r$  è lo spessore dell'assorbitore in  $g/cm^2$ ,  $\lambda$  il libero cammino medio di assorbimento della radiazione nello stesso, anch'esso in  $g/cm^2$ , il flusso  $\phi$  ad una distanza  $R$  in cm. dalle schermature sarà, tenendo conto dell'assorbimento esponenziale e della diminuzione d'intensità col quadrato della distanza:

$$\phi = I_0 \frac{e^{-\frac{r}{\lambda}}}{R^2} \quad (16)$$

dove  $I_0$  è il numero di particelle per unità di angolo solido e per secondo.

La relazione presuppone che all'interno delle schermature il beam si propaghi parallelamente in modo da costituire all'estremità di esse una sorgente puntiforme. Essa permette di calcolare lo spessore  $r$  necessario per ridurre il livello della radiazione al valore richiesto, quando si conoscano  $\lambda$  o  $I_0$ , e sia fissato  $R$ .

Nella Tab. XII sono riportati alcuni dati, per diversi materiali assorbenti, che tornano utili nei calcoli delle schermature <sup>47)</sup>.

### a) Fotoni

Nel caso particolare di acceleratori di elettroni, l'assorbimento esponenziale dei fotoni si ha dal punto in cui lo sciame ha raggiunto il massimo dello sviluppo <sup>4,27)</sup>. Le schermature necessarie per la riduzione a livelli di sicurezza devono perciò sommare lo spessore  $t_{max}$

della (5) a quello di attenuazione della (16). L'intensità  $I_0$  data nella (16) è appunto quella che si ha allo spessore  $t_{max}$ .

TABELLA XII

	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
Z	82	26	11	13
A	207	56	23	27
$X_0$ (g/cm <sup>2</sup> )	6,5	14,1	28,1	25
$\epsilon_0$ (MeV)	7,6	21	58,7	50
$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	11,3	7,8	2,35	1,8
$\lambda$ (per i $\gamma$ più penetranti)	23,8	34	47,8	42,6
$\lambda$ ( $\gamma$ di cattura)	22	23,6	22,5	23,1

La maggiore attenuazione, a parità di energia, è richiesta per le sostanze aventi un numero atomico elevato; però, il minore libero cammino in esse, riduce lo spessore di assorbitore a valori minori rispetto a materiali a basso numero atomico <sup>36</sup>).

Nella Tab. XIII sono riportati gli spessori, ricavati dalla (16) per avere con un beam di  $1 \mu A$  ad una distanza R di 10 m al di là delle schermature, l'intensità di dose di 2,5 mrems/h.

TABELLA XIII

Spessore, in g/cm<sup>2</sup>, necessario per ridurre ad 1 l.m.p., ad una distanza di 10 m. oltre le schermature, il flusso dei fotoni di cascata, con un beam di  $1 \mu A$ .

$E_0$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	265	325	305	253
0,5	288	357	346	283
1	318	392	404	312
3	368	470	502	430
6	410	514	562	486
10	423	547	609	528
30	475	620	711	618
50	498	653	757	659
100	529	698	821	716

Passando ai  $\gamma$  di cattura, e supponendo, come è stato detto precedentemente, che sopravvivano ancora tutti dopo la attenuazione dei neutroni nelle schermature, gli spessori richiesti per ottenere 1 l.m.p. di  $\gamma$  di cattura a 10 m dalle schermature, sono riportati nella Tab. XIV.

TABELLA XIV

Spessore, in  $g/cm^2$ , necessario per ridurre ad 1 l.m.p., ad una distanza di 10 m oltre le schermature, il flusso dei  $\gamma$  di cattura, da un beam di  $1 \mu A$ .

$E_0$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	123	142	158	158
0,5	134	154	170	170
1	150	175	180	185
3	175	200	210	210
6	190	220	225	230
10	210	230	240	245
30	235	270	270	275
50	250	290	285	290
100	265	300	300	310

La realizzazione delle condizioni di sicurezza richiede perciò, per l'assorbimento dei  $\gamma$  di cattura, l'aggiunta di materiale pesante, come piombo o cemento caricato con ferro.

Questo supplemento di schermature contribuirebbe inoltre ad abbassare ulteriormente il fondo dovuto al resto della radiazione secondaria.

In realtà, poiché la maggior parte dei  $\gamma$  di cattura è assorbita man mano che è prodotta, la schematizzazione pessimistica del calcolo sopravvaluta in misura notevole gli spessori, tanto che in pratica conviene procedere al rinforzo graduale delle schermature solo dopo le opportune verifiche sperimentali.

#### b) Neutroni di bassa energia

Per i neutroni, al contrario che per i fotoni, l'efficienza delle schermature è più alta se si adoperano materiali a basso numero atomico <sup>19,42</sup>).

Agli effetti del calcolo dell'attenuazione, a causa del diverso coefficiente di assorbimento, conviene trattare separatamente i neutroni di bassa energia e quelli di alta energia, secondo la classificazione già fatta.

Nella Tab. XV sono riportati i valori dei liberi cammini medi in diversi materiali e per diverse energie dei neutroni <sup>55</sup>).

Per i neutroni di energia media intorno a 5 MeV, che sono in prevalenza dovuti alla risonanza gigante, il massimo flusso permissibile è di  $\sim 20 n/cm^2 \cdot sec$ , come si vede dalla Tab. II <sup>42</sup>).

Per ridurre il fondo dei neutroni di bassa energia al valore di 1 l.m.p. a 10 m dalle schermature, i necessari spessori, in  $g/cm^2$ , sono riportati nella Tab. XVI. Essi sono stati calcolati sulla base dei dati riportati nella Tab. XV.

TABELLA XV

Libero cammino medio di assorbimento dei neutroni in  $g/cm^2$

	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
Neutroni della risonanza gigante	104	72	43	45
Neutroni di 100 MeV	127	88	58	56
Neutroni di energia > 300 MeV	226	156	103	94

TABELLA XVI

Spessore, in  $g/cm^2$ , necessario per ridurre a 1 l.m.p. ad una distanza di 10 m oltre le schermature il flusso dei neutroni della risonanza gigante, da un beam di  $1 \mu A$ .

$E_0$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	780	590	390	400
0,5	840	630	410	420
1	910	680	440	450
3	1020	750	480	500
6	1100	810	510	540
10	1150	840	540	560
30	1260	920	580	610
50	1320	960	610	630
100	1390	1010	640	660

c) Neutroni di alta energia

I neutroni di alta energia sono essenzialmente dovuti alla fotoproduzione diretta ed alle stelle prodotte dai pioni di alta energia.

Amesso che 1 l.m.p. sia dato da un flusso di  $10 n/cm^2$  sec, gli spessori di attenuazione fino a tale valore sono quelli dati nella Tab. XVII. Essi sono stati ricavati con la (16) tenendo conto dei valori riportati nelle Tab. VIII, X e XVI.

TABELLA XVII

Spessore, in  $g/cm^2$ , necessario per ridurre a 1 l.m.p. alla distanza di 10 m oltre le schermature, il flusso di neutroni di alta energia, da un beam di  $1 \mu A$ .

$E_0$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	600	490	360	340
0,5	670	530	390	370
1	770	600	440	430
3	1030	780	550	545
6	1210	910	630	625
10	1340	990	695	690
30	1580	1150	800	795
50	1660	1270	840	835
100	1780	1290	890	895

Confrontando i risultati della Tab. XVII con quelli della Tab. XIII e della Tab. XVI, si vede che gli spessori richiesti per assorbire i neutroni di alta energia riducono ad un valore del tutto trascurabile i fotoni di cascata ed i neutroni di bassa energia prodotti. Quindi uno spessore di schermature uguale a quello richiesto dai neutroni di alta energia, cui si aggiunga quello necessario per attenuare i  $\gamma$  di cattura, dovrebbe essere più che sufficiente per l'attenuazione della radiazione secondaria nel suo totale.



## 12 - SKYSHINE

Altro effetto da non trascurare, in particolare con acceleratori di alta intensità ed energia, è lo scattering in aria che dà luogo ad un fenomeno caratteristico che va sotto il nome di skyshine. Questo è stato studiato con la teoria della diffusione <sup>7,18,33,46</sup>, e nel caso particolare di una sorgente puntiforme con una distribuzione isotropa di neutroni, la soluzione della equazione di diffusione conduce ad una relazione nella quale il flusso di neutroni ad una distanza  $r$  è dato dalla somma dei due termini. Precisamente

$$\phi(r) = \phi_s(r) + \phi_{\text{as}}(r) \quad (17)$$

in cui il primo termine rappresenta la componente diretta che diminuisce col quadrato della distanza, mentre il secondo rappresenta la componente di skyshine. Quest'ultima è trascurabile per piccoli valori di  $r$ , ma finisce col prevalere sulla componente diretta per più grandi valori di  $r$ , come si può vedere nelle figg. 11 e 12 <sup>33</sup>, dove la distanza dalla sorgente è data in unità di liberi cammini medi di scattering dei neutroni.

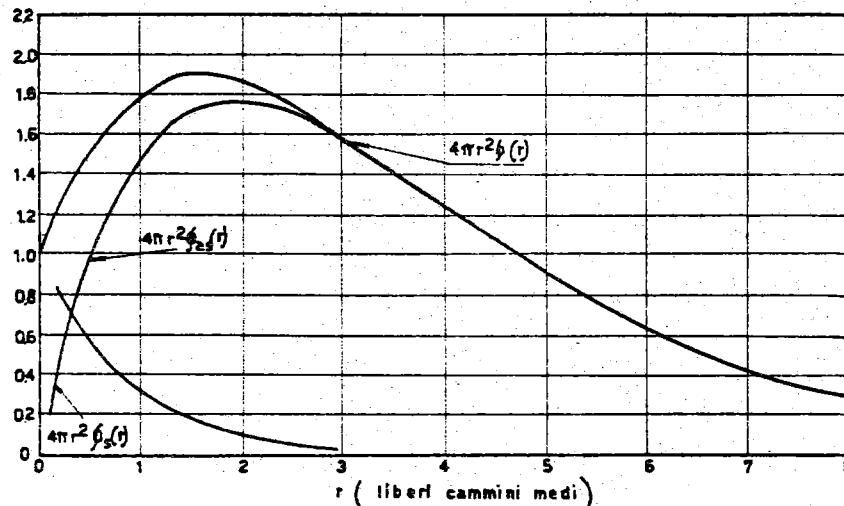


Fig. 11 - Intensità della radiazione totale ( $4\pi r^2 \phi$ ), diretta ( $4\pi r^2 \phi_s$ ) e di skyshine ( $4\pi r^2 \phi_{\text{as}}$ ) in funzione della distanza, considerata la terra perfettamente riflettente.

Il rapporto fra l'intensità dello skyshine e della radiazione diretta è, per neutroni di bassa energia <sup>33)</sup>:

$$R (\text{skyshine/diretta}) \simeq \frac{r}{120} \quad (18)$$

dove  $r$  è la distanza espressa in metri.

Per i neutroni di energia fra 100 MeV e 500 MeV si ha:

$$R (\text{skyshine/diretta}) \simeq \frac{r}{1200} \quad (19)$$

essendo ancora  $r$  la distanza in metri dalla sorgente.

Le figg. 11 e 12 danno l'andamento del flusso dovuto alla componente diretta e di skyshine considerando la terra perfettamente riflettente nel primo caso e perfettamente assor-

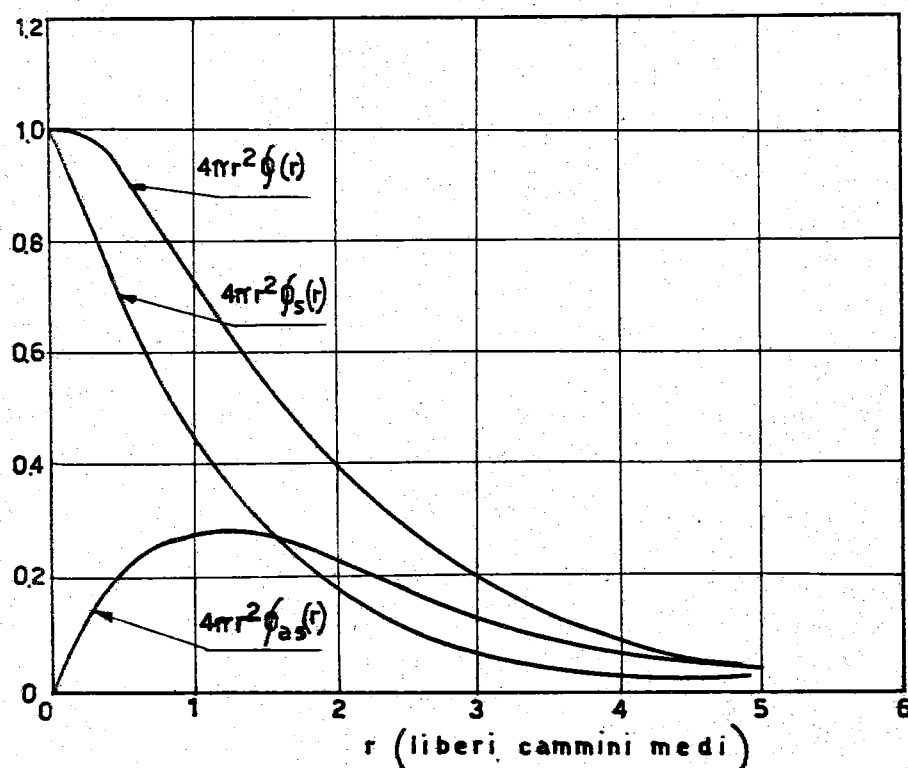


Fig. 12 - Intensità della radiazione totale ( $4\pi r^2 \phi$ ), diretta ( $4\pi r^2 \phi_d$ ) e di skyshine ( $4\pi r^2 \phi_{as}$ ) in funzione della distanza, considerata la terra perfettamente assorbente.

medio di scattering <sup>34)</sup> dei neutroni diffusi, ad una distanza  $r$  dalla sorgente dell'ordine di grandezza di 2 liberi cammini medi o più, lo skyshine è dato da:

$$I_{\text{skyshine}} \propto (1 - e^{-\frac{r}{\lambda}}) \frac{1}{4\pi r^2} \simeq \frac{1}{4\pi r \lambda} \quad (20)$$

bente nel secondo caso.

Williams ha risolto il problema dello skyshine in maniera molto semplice, considerando che per neutroni di bassa energia che dalla sorgente vadano in aria ad una distanza  $r$ , l'intensità vari con l'inverso del quadrato della distanza.

Egli trova che, per un libero cammino

Il rapporto R (skyshine/diretta) è quindi dato da <sup>18)</sup>:

$$R (\text{skyshine/diretta}) = \frac{r}{\lambda} \frac{A_d}{A_s} \quad (21)$$

dove  $A_s$  ed  $A_d$  sono le attenuazioni subite dai neutroni nei percorsi di diffusione e diretto rispettivamente.

Si vede dalla (21) che la disposizione geometrica delle schermature (altezza e distanza dalla sorgente) gioca un ruolo importante nel valore di questo rapporto. Infatti, poiché con un dato spessore di schermature l'attenuazione  $A_d$  della radiazione diretta per una distanza  $r$  è costante, mentre il valore di  $A_s$  è variabile in quanto dipende dal particolare percorso della radiazione diffusa in aria, è possibile far sí che il cammino in aria sia molto più lungo di quello diretto attraverso le schermature. Questo si può realizzare, per esempio, con schermature alte e ravvicinate alla sorgente.

### 13 - SPESSORI TOTALI DI ATTENUAZIONE

Il calcolo, finora, è stato impostato sull'attenuazione delle singole componenti considerate separatamente e fatte assorbire singolarmente fino ad ottenere per ognuna un fondo di radiazione di 1 l.m.p.. In pratica, però, non si può prescindere dalla presenza contemporanea di tutte le componenti, per cui occorre ridurre a 1 l.m.p. l'intensità di dose del totale delle componenti stesse. Lo spessore totale di schermature necessario si può considerare praticamente come la somma dei seguenti:

- a) spessore in cui si sviluppa la radiazione secondaria e che per un beam di elettroni coincide con  $t_{max}$ .
- b) spessore prevalente fra quelli calcolati per l'attenuazione delle varie componenti della radiazione secondaria.
- c) spessore necessario per l'attenuazione dei  $\gamma$  di cattura.

Per un beam di elettroni di  $1 \mu A$ , con schermature costituite da un solo materiale, per vari assorbitori ed energie, lo spessore necessario per ridurre la radiazione diffusa complessiva al valore di 1 l.m.p., a 10 m dalle schermature, è riportato nella Tab. XVIII.

TABELLA XVIII

Spessore di schermature necessario per avere 1 l.m.p. a 10 m dalle schermature con un beam di elettroni di  $1 \mu A$  ( $g/cm^2$ )

$E_0$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	930	770	595	600
0,5	1000	830	640	650
1	1090	910	700	710
3	1245	1050	870	860
6	1445	1210	985	975
10	1600	1310	1080	1070
30	1870	1525	1245	1230
50	1970	1670	1315	1295
100	2105	1710	1400	1385

Nel caso finora considerato di acceleratori per elettroni, conviene far sviluppare lo sciame in piombo perché lo spessore  $t_{max}$  è minore che per altri materiali, ed inoltre è minore il numero di fotoneutroni prodotti. Dopo un primo spessore di piombo, conviene mettere un materiale che sia un buon assorbitore di neutroni e successivamente dell'altro materiale ad alto numero atomico per i  $\gamma$  di cattura.

In pratica, il calcestruzzo caricato con ferro fino ad ottenere una densità di circa  $6 \text{ g/cm}^3$  può risolvere da solo il problema, tranne che per i necessari rinforzi con piombo all'altezza del beam, in modo da far sviluppare in esso lo sciame.

Il problema è stato risolto in questo senso per l'elettrosincrotrone di Frascati <sup>29)</sup>.

#### 14 - ACCELERATORI PER PROTONI

Nel caso in cui le particelle accelerate siano protoni, la componente principale della radiazione secondaria è quella nucleonica, mentre il contributo dei  $\gamma$  è meno importante.

Nelle schermature, i protoni sono assorbiti rapidamente dando luogo a stelle di disintegrazione con produzione di un gran numero di particelle. La molteplicità dipende dall'energia del primario <sup>54</sup>).

Se si dividono i rami di una stella in neri, grigi ed al minimo, secondo la classificazione usata nella tecnica delle emulsioni nucleari, il numero medio di rami nei vari tipi, in funzione dell'energia, è quello dato nella fig. 13 <sup>54</sup>).

I valori della fig. 13 sono stati ottenuti studiando la componente nucleonica dei raggi cosmici <sup>54</sup>). Le tracce nere e grigie vengono attribuite ai protoni,

mentre le tracce al minimo sarebbero per circa un quarto protoni e, per il resto, pioni carichi.

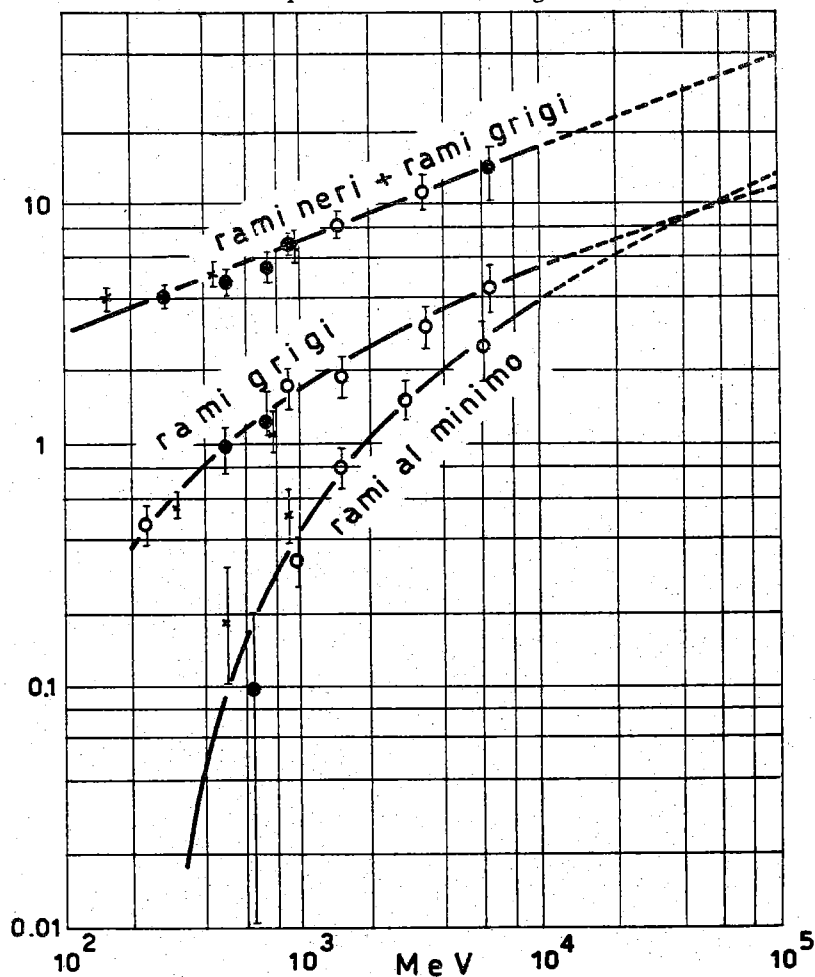


Fig. 13 - Molteplicità media, in una stella, dei rami al minimo, grigi e grigi + neri (in emulsioni nucleari) in funzione dell'energia della particella primaria.

In quel che segue si suppone che i neutroni abbiano la stessa molteplicità dei protoni, e che i mesoni neutri siano all'incirca  $1/3$  del numero totale di pioni <sup>54</sup>).

L'energia media delle particelle di sciame in funzione della loro molteplicità è data nella Tab. XIX <sup>54</sup>).

TABELLA XIX

ENERGIA MEDIA DELLE PARTICELLE DI SCIAME

molteplicità	$\bar{E}$ (MeV)
1	$750 \pm 40$
2 - 4	$850 \pm 40$
> 4	$910 \pm 45$

Dalla fig. 13 e dalla Tab. XIX si vede che quando l'energia della particella primaria è più elevata le stelle presentano un maggior numero di rami, ma l'energia media di ogni particella resta praticamente costante.

La distribuzione angolare, nel sistema del laboratorio, delle particelle prodotte, è data nella fig. 14 per diversi valori della molteplicità <sup>54</sup>).

Anche per le tracce grigie l'energia media è praticamente indipendente dall'energia del primario; il suo andamento è rappresentato nella fig. 15.

Si vede che l'energia media di queste particelle è intorno ai 100 MeV.

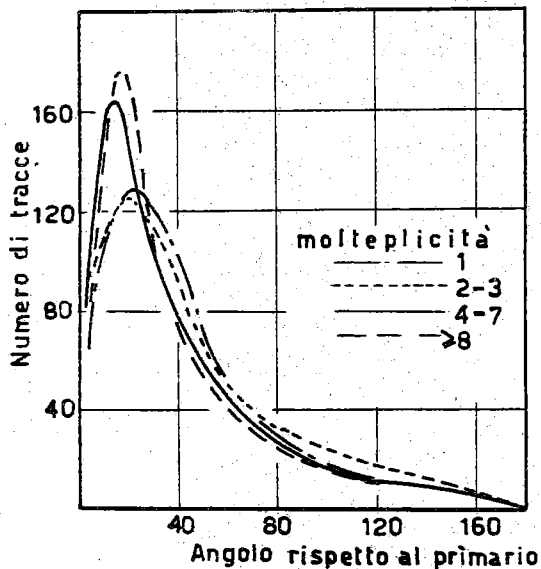


Fig. 14 - Distribuzione angolare delle particelle di sciame in funzione della loro molteplicità.

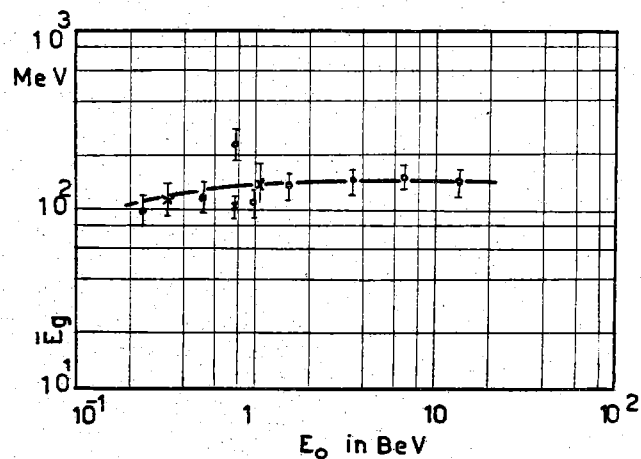


Fig. 15 - Energia media dei rami grigi di una stella in funzione dell'energia della particella primaria.

## 15 - CALCOLO DELL'INTENSITA' DELLA RADIAZIONE SECONDARIA

Il calcolo della radiazione secondaria dovuta ad un fascio di protoni, viene qui eseguito secondo lo schema adottato per il protosincrotrone da 25 BeV del CERN <sup>9,10</sup>.

Seguendo tale schema, si calcola il numero di particelle che vengono fuori per assorbimento di un protone, dopo due liberi cammini medi di assorbitore, sufficienti per assorbire quasi il 90% del totale delle particelle primarie; il calcolo si arresta alla seconda interazione per fasci di energia molto elevata (> 10 BeV), ed alla prima interazione per energie inferiori.

Il procedimento è in pratica l'equivalente di quanto si è fatto per gli acceleratori di elettroni, per i quali si faceva sviluppare lo sciame nello spessore  $t_{max}$  e se ne considerava successivamente l'attenuazione.

Per le approssimazioni che interessano in questo lavoro il libero cammino medio di assorbimento dei protoni, si può ritenere dello stesso ordine di grandezza di  $\lambda_{an}$  ed è quindi dato da:

$$\lambda_{ass} = \frac{A}{0,602 \cdot \sigma_{an}} \quad g/cm^2 \quad (22)$$

dove la sezione d'urto  $\sigma_{an}$  è data in barns.

Il valore da attribuire a  $\sigma_{an}$ , si ricava dal modello ottico nucleare di Fernbach et al. <sup>16</sup> in cui il nucleo di assorbitore è considerato come una sfera semitrasparente di densità uniforme.

Questa teoria dà per la sezione d'urto anelastica dei protoni:

$$\sigma_{an} = \pi R^2 \left[ 1 - \frac{1 - (1 + 2KR)e^{-2KR}}{2K^2R^2} \right] \quad (23)$$

essendo  $k$  l'inverso del l.c.m. in materia nucleare ed  $R = r_0 A^{1/3}$  il raggio del nucleo di numero atomico  $A$ .

I valori calcolati per il libero cammino medio di assorbimento dei protoni della (23) concordano abbastanza bene con i risultati sperimentali, per energie dei protoni di 240 MeV e 450 MeV <sup>2,13,17,20,21,28,30,47,49,50</sup>.



Al crescere dell'energia i protoni sono più penetranti.

Sperimentalmente, per i protoni da 25 BeV del protosincrotrone del CERN, si è trovato che  $\sigma_{an}$  ha praticamente il valore della sezione d'urto geometrica <sup>11)</sup>. I risultati sperimentali

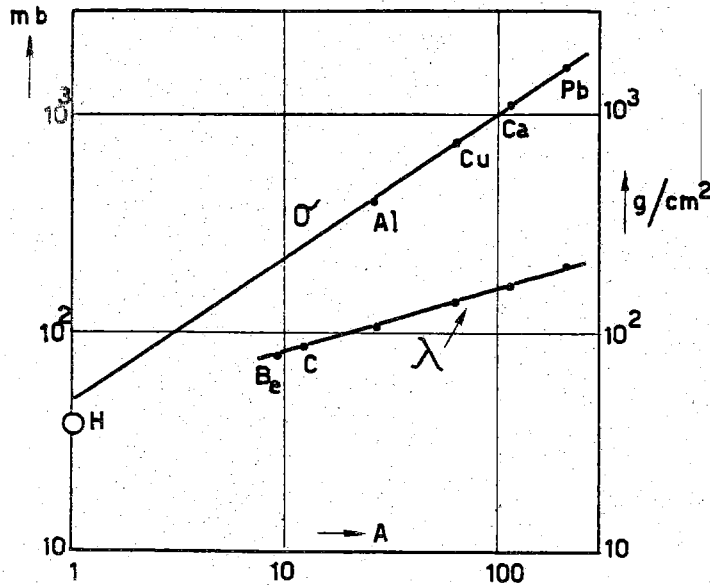


Fig. 16 - Sezione d'urto di assorbimento dei protoni da 25 BeV in funzione del numero atomico.

e la curva teorica sono riportati nella fig. 16.

Nella Tab. XX sono invece riportati i valori del libero cammino medio  $\lambda_{\text{gss}}$  dei protoni in vari materiali, ricavato dalla fig. 17.

I valori della Tab. XX saranno usati nei calcoli per tutte le energie considerate del beam di protoni. Questo è giustificato dal fatto che assumendo come valore di  $\lambda_{\text{gss}}$  per energie inferiori, quello dei protoni da 25 BeV, ci si mette in condizioni di sicurezza, e per energie di 100 BeV si suppone che la sezione d'urto geometrica debba andare ancora bene.

Dalla fig. 13 tenendo conto che la probabilità che un protone venga assorbito in due liberi cammini medi è dell'87%, si trova il numero di particelle prodotte, alla prima interazione, dopo

TABELLA XX

Libero cammino medio di assorbimento dei protoni da 25 BeV ( $\text{g}/\text{cm}^2$ )

	$\lambda_{\text{gss}}$
Piombo	207
Ferro	134
Cemento	98
Terra	105

uno spessore  $2 \lambda_{\text{gss}}$ . Le particelle prodotte alla seconda interazione sono quelle dovute alle particelle di sciame ed ai neutroni e protoni di energia maggiore di 150 MeV, che si possono

ancora ottenere dalla fig. 13; ed inoltre si hanno i fotoni di decadimento dei pioni neutri.

I valori ricavati sono riportati nella Tab. XXI.

**TABELLA XXI**  
PARTICELLE PRODOTTE PER 1 PROTONE INCIDENTE

$E_0$ (BeV)	neutroni di bassa energia ( $E < 30$ MeV)	neutroni di alta energia ( $E > 30$ MeV)	Fotoni
0,3	3	0,15	-
0,5	4	1	0,1
1	19	1	0,4
6	43	6	3
10	67	8	4
30	120	13	8
50	144	24	12
100	192	32	16

Moltiplicando i dati della tabella precedente per il numero di protoni incidenti si ha il numero di particelle secondarie prodotte in totale dopo uno spessore pari a  $2 \lambda_{\text{ges}}$ .

Il calcolo dell'attenuazione necessaria per la radiazione secondaria sarebbe immediato se la distribuzione angolare delle particelle fosse isotropa. In effetti essa si può supporre tale solo per energie del primario fino ad 1 BeV, perché fino a tali energie il numero delle particelle di sciame che sono emesse in avanti rispetto alla direzione del primario, è solo una frazione trascurabile del numero totale. Quindi, per queste energie, il flusso per unità di angolo solido si ha dividendo il numero totale per  $4\pi$ .

Per energie maggiori, invece, il numero delle particelle di sciame è notevolmente alto e la loro distribuzione angolare (v. fig. 14) permette di supporre che almeno la metà di esse siano emesse entro un angolo di  $30^\circ$  rispetto alla direzione del primario. Questo corrisponde ad un aumento del flusso entro il cono considerato, di circa un fattore 7,5 rispetto a quello che comporterebbe una distribuzione isotropa. Ammessa una distribuzione angolare di questo tipo per tutta la radiazione secondaria e non solo per le particelle di sciame, ci si pone quindi in condizioni di sicurezza.

## 16 - ATTENUAZIONE DELLA RADIAZIONE SECONDARIA

Lo spessore necessario per attenuare la radiazione secondaria si può ancora calcolare per mezzo della (16). Anche in questo caso si porrà  $R = 10$  m, con conseguente attenuazione di un fattore  $10^6$  per effetto della distanza.

Gli spessori di assorbitore, misurati in liberi cammini medi, richiesti per ridurre ogni singola componente al valore di 1 l.m.p., sono riportati nella Tab. XXII.

TABELLA XXII

Spessore, in liberi cammini medi, richiesto per ridurre il livello della radiazione secondaria, da un beam di protoni di  $1 \mu A$ , ad 1 l.m.p. ad una distanza di 10 m. dalle schermature

$E_0$ (BeV)	neutroni di bassa energia ( $E < 30$ MeV)	neutroni di alta energia ( $E > 30$ MeV)	Fotoni (dai $\pi^0$ )	$\gamma$ di cattura
0,3	11,2	8,9	-	9,3
0,5	11,5	10,8	9,2	9,7
1	13,0	10,8	10,7	11,1
6	15,9	14,6	14,7	14,0
10	16,3	14,9	15,0	14,4
30	16,9	15,4	15,8	15,0
50	17,0	16,0	20,3	17,5
100	17,6	16,3	21,2	17,8

Il libero cammino medio di assorbimento per i fotoni ed i neutroni è quello dato in Tab. XII e Tab. XVII.

Lo spessore totale di schermature necessario si ottiene, analogamente a quanto si è fatto per i fasci di elettroni, sommando allo spessore ricavato dalla Tab. XX, gli spessori richiesti dai neutroni di alta energia e dai  $\gamma$  di cattura. Si possono in tal modo ricavare gli spessori di schermature necessari, per diverse energie dei protoni primari e diversi assorbitori. I valori ottenuti sono riportati nella Tab. XXIII.

TABELLA XXIII

Spessore di schermature, in  $\text{g}/\text{cm}^2$ , necessario perché la radiazione secondaria, da un beam di protoni di  $1 \mu\text{A}$ , abbia il valore di 1 l.m.p. ad una distanza di 10 m. dalle schermature

$E_0$ (BeV)	Piombo	Ferro	Calcestruzzo	Terra
0,3	1990	1570	980	930
0,5	3060	2180	1530	1440
1	3090	2210	1560	1480
6	4020	2880	2010	1900
10	4100	2930	2050	1940
30	4220	3030	2130	2010
50	4420	3180	2240	2130
100	4490	3230	2280	2150

Occorre anche considerare che, nel caso di acceleratori di protoni, rispetto a quelli di elettroni, a parità di energia ed intensità del beam primario, la componente neutronica è molto intensa. Questo ha come conseguenza un notevole effetto di skyshine che non può essere trascurato.

Tenendo conto della (21), si vede che per ridurre al minimo il rapporto R (skyshine/diretta), occorre aumentare l'attenuazione della componente diffusa. Un metodo a cui si può ricorrere per ottenere il risultato desiderato è quello di schermare superiormente la macchina oppure di costruirla interrata. In tal modo lo skyshine è notevolmente ridotto rispetto a quello che si avrebbe senza questa ulteriore schermatura.

Le misure fatte intorno al protosincrotrone da 3 BeV di Saclay, prima e dopo la ricopertura parziale del magnete, sono una chiara dimostrazione di questo effetto <sup>25,26</sup>.

## 17 - CONCLUSIONI

A conclusione di quanto precede si è ritenuto utile vedere come vari lo spessore di schermature necessario per avere 1 l.m.p. a 10 m. di distanza da esse, al variare dell'energia e della natura della radiazione primaria. (Fig. 17)

Osservando che l'andamento spessore-energia segue approssimativamente una legge di potenza, sono state calcolate le curve delle figg. 17 e 18, relative agli acceleratori di elettroni e di protoni rispettivamente. Si è trovato così, nel caso degli acceleratori di elettroni, che gli spessori sono proporzionali a  $E^{0,11}$  negli intervalli 0,3-1 BeV e 10-100 BeV, e a  $E^{0,18}$  nello intervallo 1-10 BeV. Nel caso degli acceleratori per protoni essi sono invece proporzionali a  $E^{0,87}$  fra 0,3 e 0,5 BeV e a  $E^{0,085}$  nell'intervallo fra 0,5 e 100 BeV. (Fig. 18)

Poiché la proporzionalità rimane inalterata per i vari materiali esaminati, si può ragionevolmente presumere che l'andamento sia lo stesso per tutti i materiali di schermo comunemente usati.

Il maggior spessore di schermatura richiesto, a parità di energia e di intensità, per gli acceleratori di protoni, può trovare la sua logica e più immediata spiegazione nel fatto che la radiazione secondaria è in prevalenza costituita da neutroni e come tale più difficile da schermare.

Poiché l'impostazione del calcolo ha portato ad una costante sopravvalutazione degli spessori di sicurezza, si può presumere che anche per energie maggiori di 100 BeV e per i materiali esaminati, si possano ottenere, per estrapolazione, risultati validi per garantire, almeno parzialmente, un'efficace protezione contro la radiazione diffusa.

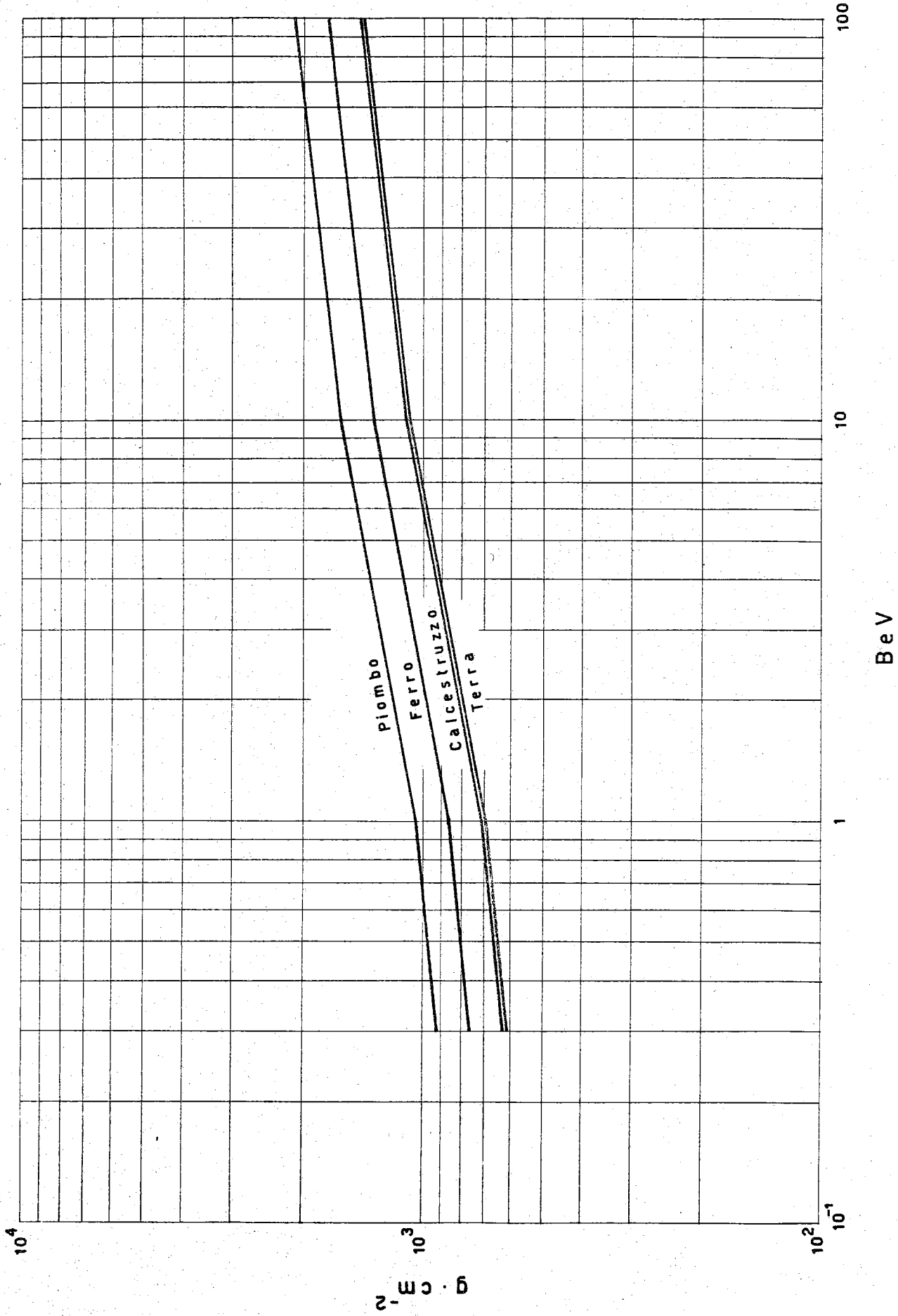


Fig. 17 - Spessori di assorbitori necessari per avere 1 l.m.p. di radiazione di//usa, a 10 m. dalle schermature, in funzione dell'energia degli elettroni primari.

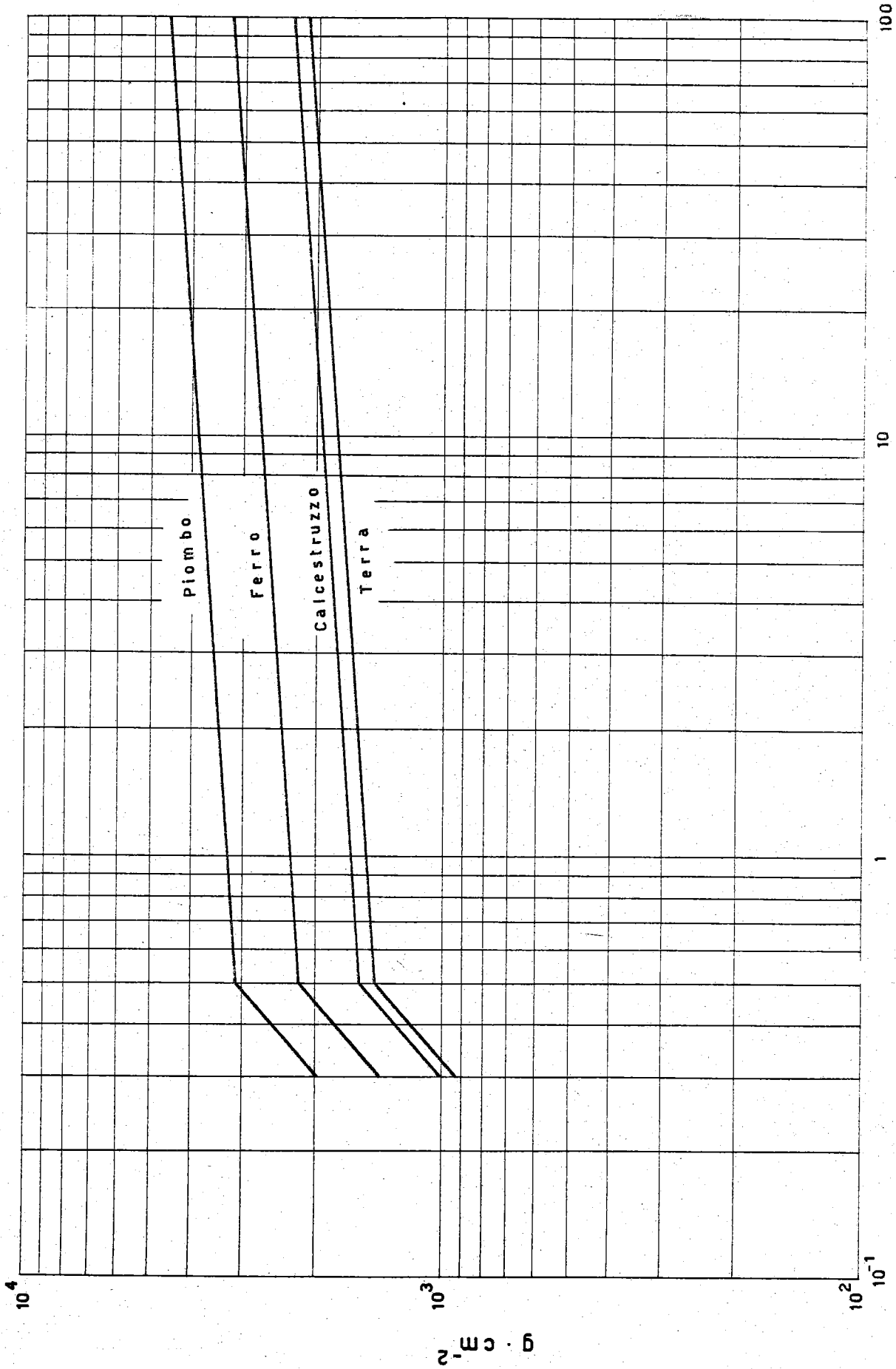


Fig. 18 - Spessori di schermature necessari per avere 1 l.m.p. di radiazione diffusa, a 10 m, dalle schermature, in funzione dell'energia dei protoni primari.

## BIBLIOGRAFIA

- 1) BARBER W.C. - Phys. Rev. - 116, 1551, (1959).
- 2) BENZI V. et al. N.C. X, 2, 1317, (1955).
- 3) BLOCH M. - Phys. Rev. - 113, 305, (1959).
- 4) BLOCKER W. et al. - Phys. Rev. - 79, 419, (1950).
- 5) BREIT W. and WIGNER E.P. - Phys. Rev. 49, 519, (1936).
- 6) Brit. J. of Radiology - Suppl. n. 6, (1955).
- 7) CASE R.M. et al. - *Introduction to Theory of Neutron Diffusion* - Vol. I, Los Alamos Scientific Lab., (1953).
- 8) CHOTOROW M. et al. - Rev. Sci. Instr. - 26, 134, (1955).
- 9) CITRON M. - *Considerations about the Radiations Shielding for 30 GeV Protons* - CERN - PS/WG 1, (1952).
- 10) CITRON A. and GENTNER W. - *Further Considerations about the Radiation Shielding for 30 GeV Protons* - CERN - PS/WG 3, (1953).
- 11) COCCONI G. - *Proceedings of the 1960 Conference on High Energy Physics at Rochester* - p. 799, (1961).
- 12) DAVISON C.M. and EVANS R.D. - Rev. Mod. Phys. - 24, 79, (1952).
- 13) DE SUREN J. and MOYER B.Y. - Phys. Rev. - 77, 606, (1950).
- 14) DIXON F.P. and WALKER R.L. - Phys. Rev. Lett. 1, 142, (1958).
- 15) DIXON F.P. and WALKER R.L. - Phys. Rev. Lett. 1, 458, (1958).
- 16) FERNBACH S. et al. - Phys. Rev. - 75, 1352, (1949).
- 17) FOX R. et al. - Phys. Rev. - 80, 23, (1950).
- 18) GLASSTON S. and EDLUN M.C. - *The Elements of Nuclear Reactor Theory* - D. Van Nostrand Co. Inc., New York, (1952).
- 19) GOLDSTEIN H. - *Attenuation of Neutrons in Reactor Shields* - U.S.A.E.C., (1957).
- 20) HADLEY J. et al. - Phys. Rev. - 75, 351, (1949).
- 21) HILDENBRAND R.H. and LEITH C.E. - Phys. Rev. - 80, 842, (1950).
- 22) HINE G.J. and BROWNELL G.L. - *Radiation Dosimetry* - Cap. I, Academic Press, New York, (1956).
- 23) HUGHES D.J. - *Neutron Cross Sections* - B.N.L., Pergamon Press, New York, (1957).
- 24) HUGHES D.J. and HARVEY J.A. - *Neutron Cross Sections* - B.N.L., U.S.A.E.C., McGraw-Hill Book Co. Inc., New York, (1955).
- 25) JOFFRE H., CANDES P. et STIRLING A. - *Risø Symposium*, OEEC, ENEA and Danish Atomic Energy Commission, p. 271, (1959).



- 26) JOFFRE H., LAMBERIEUX J. et STIRLING A. - *Contrôle des Radiations auprès du Synchrotron à Protons Saturne* - Symposium de Frascati (17-18 octobre 1960).
- 27) KANTZ A.D. - H.E.P.L. - Report 17, Stanford University, (1954).
- 28) KELEY E.K. et al. - Phys. Rev. - 79, 96, (1950).
- 29) LADU M. - Minerva Nucleare - 12, 336, (1961).
- 30) LADU M. - Rendiconti Ist. Lombardo Sc. e Lett. - Classe di Scienze, LXXXVII, 567, (1954).
- 31) LEVINGER J.S. - Nucleonics - 6, 64, (1950).
- 32) LEVINGER J.S. - Phys. Rev. - 84, 43, (1951).
- 33) LINDENBAUM S.J. - *Conference on Shielding of High Energy Accelerators* - U.S.A.E.C. TID 7545 - 101, (1957).
- 34) LIVINGSTON M.S. - *Conference on Shielding of High Energy Accelerators* - U.S.A.E.C. TID 7545 - 171, (1957).
- 35) MARSHAK R. E. - Meson Physics - McGraw-Hill Book Co. Inc., (1952).
- 36) MILLER W. and KENNEDY R.I. - Rad. Research - 360, 366, (1956).
- 37) MOYER B. - Annual Rev. of Nucl. Sci. - 8, 327, (1958).
- 38) MYERS H. et al. - Phys. Rev. - 121, 630, (1961).
- 39) National Bureau of Standards - Handbook 55, (1954).
- 40) National Bureau of Standards - Handbook 59, (1954).
- 41) National Bureau of Standards - Handbook 62, (1957).
- 42) National Bureau of Standards - Handbook 63, (1957).
- 43) ODIAN A. C. - Phys. Rev. - 102, 837, (1956).
- 44) PANOFSKY W.K.H. - *Conference on Shielding of High Energy Accelerators* - U.S.A.E.C. TID 7545, 199, (1957).
- 45) PETERSON V.Z. - *Radiation Levels at C.I.T. Synchrotron* - (Oct. 1958).
- 46) PRICE B. T., HORTON C.C. and SPINNEY K. T. - *Radiation Shielding* - Pergamon Press, (1957).
- 47) ROSSI B. - *High Energy Particles* - Prentice-Hall, (1952).
- 48) ROCKWELL T. - Reactor Shielding Design Manual - McGraw - Hill Book Co., (1956).
- 49) SHERR R. - Phys. Rev. - 68, 240, (1945).
- 50) SLEATOR S. - Phys. Rev. - 72, 207, (1947).
- 51) SOLON L.R. - Risø Symposium, OEEC, ENEA and Danish Atomic Energy Commission, 301, (1959).
- 52) WALLACE R. et al. - Second Int. Conf. of Peac. Uses of Atomic Energy - A/Conf.15/P/1882, (1958).
- 53) WHYTE G.N. - *Principles of Radiation Dosimetry* - J. Wiley & Sons, Inc., New York, (1959).
- 54) WILSON J.G. - *Progress in Cosmic Ray Physics* - Vol. I, Cap. I, North-Holland Publishing Co. Amsterdam, (1957).
- 55) WILSON R. - CEA - 73 (Maggio 1959).
- 56) WILSON R. - Phys. Rev. - 110, 1211, (1958).