

LNF - 66/14  
8 Marzo 1966.

M. Pelliccioni : CALCOLO DELLE SCHERMATURE INTORNO  
ALLE TARGHETTE DELL'ACCELERATORE LINEARE DI  
FRASCATI. -

(Nota interna: n. 313)

Nota Interna: n° 313  
8 Marzo 1966

M. Pelliccioni: CALCOLO DELLE SCHERMATURE INTORNO ALLE TARGHETTE DELL'ACCELERATORE LINEARE DI FRASCATI. -

#### 1. INTRODUZIONE. -

In precedenti note <sup>(1,2,3)</sup> sono stati riportati i calcoli dei livelli di radiazione al di là delle schermature laterali poste lungo l'acceleratore lineare di Frascati. I risultati, sebbene trovati con approssimazioni diverse, concordano nel ritenere gli schermi predisposti del tutto sicuri dal punto di vista della radioprotezione.

Si vogliono ora calcolare le schermature intorno a quei punti dell'acceleratore, in cui la potenza del fascio può essere in parte o totalmente assorbita.

Uno di questi punti è costituito dal bersaglio di tungsteno, che può essere inserito, come convertitore, al termine della sezione alta-corrente. Su questo bersaglio gli elettroni urtano con un'energia di 90 MeV.

Un secondo punto è costituito dai collimatori posti al termine dell'acceleratore lineare, sui quali gli elettroni urtano con una energia di 400 MeV.

Nei calcoli che seguono verrà considerato solo il contributo alla dose dovuto ai neutroni, nel caso peggiore in cui il fascio venga completamente assorbito nel punto considerato.

Il contributo dovuto alla radiazione gamma, che in genere è intorno al 25-30% della dose totale, non sarà considerato; ciò non dovrebbe però condurre a conclusioni errate, giacchè tutte le altre approssima-

2.

zioni introdotte nel calcolo tendono a dare della dose una valutazione per eccesso.

## 2. CALCOLO DEI NEUTRONI PRODOTTI NELLE TARGHETTE. -

Da dati sperimentali ricavati bombardando targhette spesse con elettroni accelerati<sup>(4)</sup>, il numero di neutroni fotoprodotti dai gamma di bremsstrahlung per kW di potenza e per secondo risulta circa  $2,3 \cdot 10^{11} \frac{\mathcal{E}}{\mu}$ , dove  $\mu$  è il coefficiente di assorbimento dei gamma in  $\text{cm}^2/\text{g}$  e  $\mathcal{E}$  l'efficienza di produzione dei gamma data da<sup>(5)</sup>:

$$(1) \quad \mathcal{E} = 1 - \frac{\ln(1 + 1,2 \times 10^{-3} ZE)}{1,2 \times 10^{-3} ZE}$$

in cui  $Z$  è il numero atomico del materiale costituente la targhetta ed  $E$  la energia cinetica in MeV degli elettroni accelerati.

Nel caso della targhetta di tungsteno si ha  $Z = 74$  ed  $E = 90$  MeV, per cui dalla (1) si ricava  $\mathcal{E} \approx 0,73$ . Assumendo per  $\mu$  il valore di  $0,0435 \text{ g/cm}^2$ , si ottengono allora  $3,85 \times 10^{12} \text{ n/kW. sec}$ , e considerando che la potenza totale del fascio è 36 kW si ottiene infine:

$$Y_1 = 1,4 \times 10^{14} \text{ n/sec}$$

Analogamente per il collimatore ( $Z = 26$ ,  $E = 400$  MeV,  $W = 40$  kW) si ottiene  $\mathcal{E} \approx 0,81$  e quindi:

$$Y_2 = 1,7 \times 10^{14} \text{ n/sec}$$

Lo spettro d'energia di questi neutroni può essere diviso in due parti: la prima, che si estende fino a energie di qualche MeV, comprende il 90% dei neutroni ed è del tipo  $AE e^{-E/T}$ , dove  $T$  è dell'ordine di 1 MeV<sup>(4, 6)</sup>.

Per la seconda parte, non esistendo dati al riguardo, si può fare riferimento alle misure fatte coi fotoprotoni, generalmente interpretate secondo il modello di Levinger<sup>(7)</sup>.

Lo spettro dei fotoprotoni ha un andamento del tipo  $1/E^n$ , dove però  $n$  cambia bruscamente valore in prossimità della metà dell'energia massima dello spettro di bremsstrahlung.

Nella tabella I, dove sono riportati alcuni dei risultati trovati, i corrispondenti valori di  $n$  sono indicati con  $n_1$  e  $n_2$ . I loro valori non risultano ben determinati, dipendendo da numerosi fattori sperimentali (energia massima dei fotoni, angolo d'emissione, tecnica di rivelazione etc.).

TABELLA I

	$E_{\max}$ (MeV)	Lab. Ang.	$E_{bs}$ (MeV)	$E_{bt}$ (MeV)	$n_1$	$n_2$
Feld et al. <sup>(8)</sup>	325	30°	193	211	2,2	7,6
Feld et al.	325	45°	190	191	2,6	8,3
Rosengren-Dudley <sup>(9)</sup>	322	45°	140	189	1,7	3,0
Feld et al.	325	60°	185	168	2,9	8,4
Keck <sup>(10)</sup>	320	67,5°	130	155	1,7	6
Rosengren-Dudley	322	90°	140	122	1,7	4,4
Feld et al.	325	90°	185	123	3,4	9,0
Feld et al.	325	totale	190	---	2,9	8,1

Con  $E_{\max}$  è stata indicata l'energia massima dei fotoni, con  $E_{bt}$  il valore teorico dell'energia a cui è previsto il cambiamento di  $n$  e con  $E_{bs}$  il corrispondente valore sperimentale.

Nel seguito verrà assunto  $n_1 = 2$  fino a metà dell'energia massima dei fotoni (45 e 200 MeV nei due casi) e  $n_2 = 7$  da questo punto in poi (fino a 90 e 400 MeV nei due casi).

Riassumendo si ha pertanto:

$$Y = AE e^{-E} \quad 0 \leq E \leq 3 \text{ MeV}$$

$$Y = \frac{B}{E^2} \quad 3 \leq E \leq \frac{E_{\max}}{2} \text{ MeV}$$

$$Y = \frac{C}{E^7} \quad \frac{E_{\max}}{2} \leq E \leq E_{\max} \text{ MeV}$$

4.

Le costanti A, B e C vanno calcolate separatamente nei due casi dalle seguenti condizioni:

$$\text{(Convert.)} \quad \int_0^3 AE e^{-E} dE = 0,9 \cdot 1,4 \cdot 10^{14}$$

$$\int_3^{45} \frac{B}{E^2} dE + \int_{45}^{90} \frac{C}{E^7} dE = 1,4 \cdot 10^{13}$$

$$\frac{B}{45^2} = \frac{C}{45^7}$$

da cui si ricava:  $A = 1,57 \cdot 10^{14}$ ;  $B = 4,5 \cdot 10^{13}$ ;  $C = 8,3 \cdot 10^{21}$ ;

$$\text{(Coll.)} \quad \int_0^3 AE e^{-E} dE = 0,9 \cdot 1,7 \cdot 10^{14}$$

$$\int_3^{200} \frac{B}{E^2} dE + \int_{200}^{400} \frac{C}{E^7} dE = 0,1 \cdot 1,7 \cdot 10^{14}$$

$$\frac{B}{200^2} = \frac{C}{200^7}$$

da cui si ricava:  $A = 1,9 \cdot 10^{14}$ ;  $B = 5,2 \cdot 10^{13}$ ;  $C = 8,3 \cdot 10^{24}$ .

Riassumendo, il numero di neutroni fotoprodotti per sec e per MeV nelle due targhette è rispettivamente:

$$Y_1 = 1,57 \cdot 10^{14} E e^{-E} \quad 0 \leq E \leq 3 \text{ MeV}$$

$$Y_1 = \frac{4,5 \cdot 10^{13}}{E^2} \quad 3 \leq E \leq 45 \text{ MeV}$$

$$Y_1 = \frac{8,3 \cdot 10^{21}}{E^7} \quad 45 \leq E \leq 90 \text{ MeV}$$

e:

$$Y_2 = 1,9 \cdot 10^{14} E e^{-E} \quad 0 \leq E \leq 3 \text{ MeV}$$

$$Y_2 = \frac{5,2 \cdot 10^{13}}{E^2} \quad 3 \leq E \leq 200 \text{ MeV}$$

$$Y_2 = \frac{8,3 \cdot 10^{24}}{E^7} \quad 200 \leq E \leq 400 \text{ MeV}$$

Per quanto riguarda la distribuzione angolare di questi neutroni si può ancora fare riferimento ai dati ottenuti con i fotoprotoni, per i quali si ha in genere la sovrapposizione di una componente isotropa e di una non isotropa<sup>(11)</sup>. Anche in questo caso però si ha una notevole dipendenza dai parametri sperimentali (energia dei fotoni, tipi di targhetta, etc).

Per semplicità, sebbene un pò arbitrariamente, si assume un'emissione isotropa per i neutroni di energia minore di 3 MeV. Quelli di energia compresa tra 3 e 200 MeV verranno considerati uniformemente distribuiti in avanti entro un angolo  $2\pi$ , mentre gli altri, di energia tra 200 e 400 MeV, saranno considerati uniformemente distribuiti in avanti entro un cono di semiapertura  $30^\circ$ .

### 3. LIBERI CAMMINI MEDI DI RIMOZIONE. -

Per verificare se le schermature laterali sono sufficienti anche ad attenuare la radiazione generata nella targhetta di tungsteno, si considererà la schermatura, che ha spessore diverso a seconda delle direzioni ed è costituita parte in terra e parte in calcestruzzo, come se fosse costituita solo da uno spessore di terra di 4,5 m in tutte le direzioni.

Per il libero cammino medio di rimozione in terra si farà uso dei dati sperimentali riportati da R. Williams<sup>(12)</sup>: 18,9 cm per neutroni da 8 MeV e 64 cm per neutroni da 100 MeV. Estrapolando linearmente tra questi dati, si assumerà un libero cammino medio di rimozione in funzione dell'energia espresso da:

$$(2) \quad \lambda (\text{g/cm}^2) = 0,87 E + 27$$

6.

con E variabile da 3 a 90 MeV.

Per i neutroni tra 0 e 3 MeV si considererà per semplicità un  $\lambda$  costante, pari a  $30 \text{ g/cm}^2$ .

Il calcolo delle schermature in avanti dopo la targhetta finale, sarà eseguito in calcestruzzo ordinario. Per esso estrapolando i dati sperimentali forniti da R. Williams<sup>(12)</sup> (14,3 cm a 8 MeV e 50 cm a 100 MeV), si può ancora ritenere valida la (2) tra 3 e 150 MeV.

Per i neutroni di energia maggiore di 150 MeV si considererà un  $\lambda$  costante, di valore uguale a quello che la (2) fornisce per  $E = 150 \text{ MeV}$ . Si ha quindi tra 150 e 400 MeV:  $\lambda = 157 \text{ g/cm}^2$ . Questo dato è in ottimo accordo col punto sperimentale trovato a Berkeley<sup>(13)</sup> ( $\lambda = 152 \text{ g/cm}^2$  a 270 MeV), e col dato calcolato col Monte Carlo da C. J. Tsao e Pricenton<sup>(14)</sup> ( $\lambda = 145 \text{ g/cm}^2$  a 300 MeV), ricavato però in calcestruzzo pesante ( $\rho = 3,85 \text{ g/cm}^3$  anziché  $2,3 \text{ g/cm}^3$ ).

Tra 0 e 3 MeV si assumerà ancora  $\lambda = 30 \text{ g/cm}^2$ .

#### 4. CALCOLO DELLA DOSE. -

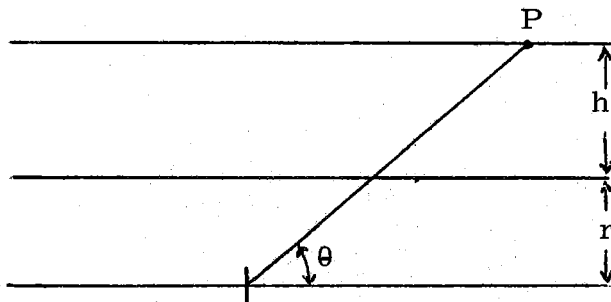


FIG. 1

Si vuole dapprima ricavare, in un punto esterno alle schermature laterali, un'espressione per la dose dovuta alla radiazione generata nel convertitore.

Indicato in fig. 1 con r lo spessore d'aria tra targhetta e schermatura e con h lo spessore dello schermo, sia  $Y(E) dE$  il numero di neutroni per

secondo di energia compresa tra E e  $E+dE$  generati nella targhetta. Si supponga per ora che la loro distribuzione angolare sia isotropa.

Il flusso differenziale in energia in un punto P, individuato dall'angolo  $\theta$ , è allora dato da:

$$\frac{d\Phi}{dE} = Y(E)e^{-\frac{h}{\lambda(E)\sin\theta}} \frac{1}{4\pi \left(\frac{h+r}{\sin\theta}\right)^2}$$

Moltiplicando  $d\Phi/dE$  per una funzione  $F(E)$  che trasforma i  $\text{n/cm}^2 \cdot \text{sec}$  in

rem/sec e integrando su tutto lo spettro d'energia dei neutroni, si ottiene il livello di radiazione in unità di dose. Si ha quindi per un angolo  $\theta$ :

$$D(\theta) = \int_0^{E_{\max}} F(E) \frac{d\Phi}{dE} dE$$

I punti mostrati in fig. 2 rappresentano alcuni valori della funzione  $F(E)$ , ricavati dai calcoli fatti all'NBS per energie inferiori a 10 MeV e da G. J. Neary da 40 MeV in su<sup>(14)</sup>. Estrapolando linearmente tra i dati mostrati, si farà uso per  $F(E)$  della dipendenza dall'energia rappresentata graficamente dalla retta tracciata in figura:

$$(3) \quad F(E) = 1,93 \cdot 10^{-8} E^{0,4}$$

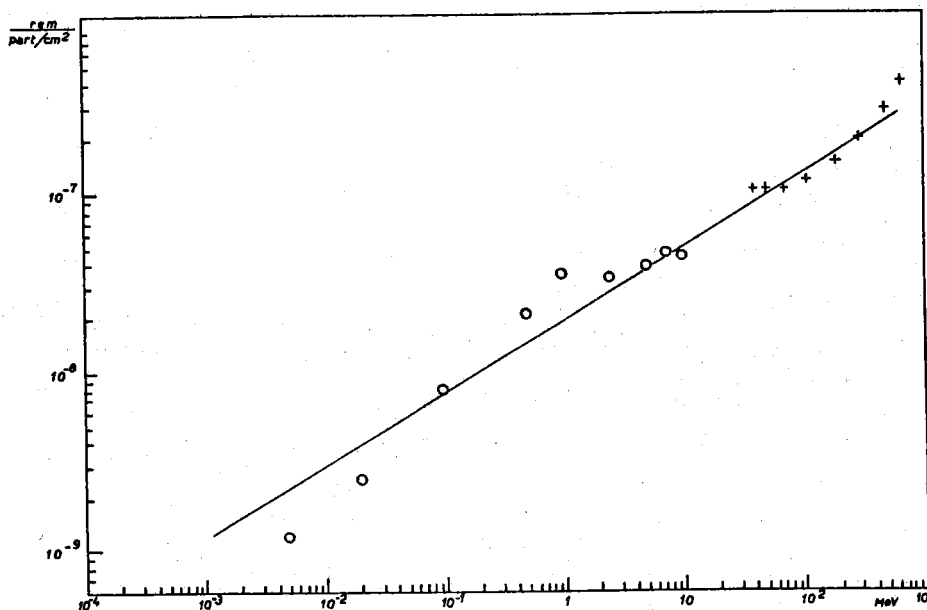


FIG. 2

Per passare da rem/sec a mrem/h occorre ancora moltiplicare per il fattore numerico  $3,6 \cdot 10^6$  per cui si ha:

$$(4) \quad D(\theta) = 3,6 \cdot 10^6 \frac{\sin^2 \theta}{4 \pi (h+r)^2} \int_0^{E_{\max}} F(E) Y(E) e^{-\frac{h}{\lambda(E) \sin \theta}} dE$$



Nel caso in cui la distribuzione angolare non sia isotropa, ma uniforme entro un cono di semiapertura  $\psi$ , la (4), per angoli minori di  $\psi$ , diverrebbe:

$$(5) \quad D(\theta) = 3,6 \cdot 10^6 \frac{\sin^2 \theta}{2\pi(1-\cos \psi)(h+r)^2} \int_0^{E_{\max}} F(E)Y(E)e^{-\frac{h}{\lambda(E)\sin\theta}} dE$$

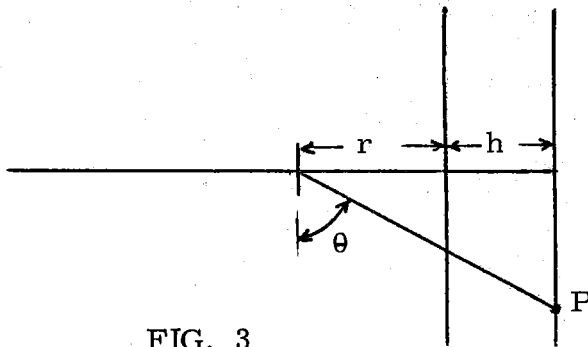


FIG. 3

Nel caso di una schermatura in avanti la (4) e la (5) sono ancora valide, ma in questo caso  $\theta$  è il complementare dell'angolo formato tra la direzione del fascio e il punto in cui va calcolata la dose (figura 3).

## 5. CALCOLO NUMERICO. -

### a) - Caso del convertitore:

Per calcolare la dose in un punto generico individuato dall'angolo  $\theta$  si devono sommare i tre contributi dovuti alle parti in cui abbiamo diviso lo spettro dei neutroni.

Tenuto conto della scelta per i liberi cammini medi e della (3), si ha applicando la (4) e la (5), con  $r = 1,5$  m (aria) e  $h = 4,5$  m (terra):

$$D_1(\theta) = 2,4 \cdot 10^6 \sin^2 \theta e^{-\frac{27}{\sin\theta}} \int_0^3 E^{1,4} e^{-E} dE$$

$$D_2(\theta) = 1,5 \cdot 10^6 \sin^2 \theta \int_3^{45} E^{-1,6} e^{-\frac{810}{(0,87E+27)\sin\theta}} dE$$

$$D_3(\theta) = 2,85 \cdot 10^{14} \sin^2 \theta \int_{45}^{90} E^{-6,6} e^{-\frac{810}{(0,87E+27)\sin\theta}} dE$$

Il contributo di  $D_1(\theta)$  alla dose totale è risultato del tutto trascurabile, mentre i valori di  $D_2(\theta)$ ,  $D_3(\theta)$  e della loro somma  $D(\theta)$  sono riportati nella tabella II per alcuni angoli:

TABELLA II

$\theta$ ( $^\circ$ )	$D_2(\theta)$ (mrem/h)	$D_3(\theta)$ (mrem/h)	$D(\theta)$ (mrem/h)
60	0,01	0,14	0,15
75	0,06	0,54	0,60
90	0,11	0,82	0,93

Come si può notare, anche nella direzione in cui lo schermo presenta lo spessore minore ( $\theta = 90^\circ$ ), il livello di radiazione è notevolmente inferiore al massimo permessibile.

Si può dunque ritenere superfluo rafforzare le schermature laterali in prossimità del convertitore.

b) - Caso del collimatore:

Anche in questo caso si hanno tre distinti contributi alla dose, le cui espressioni si ricavano applicando la (4) per i neutroni tra 0 e 3 MeV, e la (5) per quelli da 3 a 400 MeV.

Il calcolo è stato condotto considerando uno spessore di 4,5 m d'aria tra la targhetta e l'inizio della schermatura, e ripetuto per vari spessori di calcestruzzo.

Per i tre contributi si ha rispettivamente:

$$D_1(\theta) = 1,32 \cdot 10^{13} \frac{\sin^2 \theta}{4 \pi (h+r)^2} e^{-\frac{h}{\lambda \sin \theta}} \int_0^3 E^{1,4} e^{-E} dE$$

$$D_2(\theta) = 5,7 \cdot 10^{11} \frac{\sin^2 \theta}{(h+r)^2} \left\{ \int_3^{150} E^{-1,6} e^{-\frac{h}{(0,87E+27)\sin \theta}} + e^{-\frac{h}{157\sin \theta}} \int_{150}^{200} E^{-1,6} dE \right\}$$

$$D_3(\theta) = 6,1 \cdot 10^{23} \frac{\sin^2 \theta}{(h+r)^2} e^{-\frac{h}{157\sin \theta}} \int_{200}^{400} E^{-6,6} dE$$

Il primo contributo risulta sempre trascurabile rispetto agli altri due. Ad esempio, per  $h = 1,8 \text{ m}$  e  $\theta = 90^\circ$ , abbiamo trovato  $D_1(\theta) = 2,5 \text{ mrem/h}$ , mentre il valore degli altri due è in questo caso dell'ordine di  $10^3 \text{ mrem/h}$ .

I valori di  $D_2(\theta)$  e  $D_3(\theta)$  e della loro somma  $D(\theta)$  sono riportati nelle tabelle seguenti per vari spessori e angoli.

TABELLA III -  $h = 1,8 \text{ m}$ 

$\theta$ ( $^\circ$ )	$D_2(\theta)$ (mrem/h)	$D_3(\theta)$ (mrem/h)	$D(\theta)$ (mrem/h)
60	$1,57 \cdot 10^3$	$9,1 \cdot 10^2$	$2,48 \cdot 10^3$
65	$2,07 \cdot 10^3$	$1,21 \cdot 10^3$	$3,28 \cdot 10^3$
70	$2,62 \cdot 10^3$	$1,62 \cdot 10^3$	$4,24 \cdot 10^3$
75	$3,15 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$	$5,15 \cdot 10^3$
80	$3,72 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^3$	$6,22 \cdot 10^3$
85	$4 \cdot 10^3$	$2,85 \cdot 10^3$	$6,85 \cdot 10^3$
90	$4,1 \cdot 10^3$	$2,9 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^3$

TABELLA IV -  $h = 3 \text{ m}$ 

$\theta$ ( $^\circ$ )	$D_2(\theta)$ (mrem/h)	$D_3(\theta)$ (mrem/h)	$D(\theta)$ (mrem/h)
60	134	120	254
65	192	170	362
70	245	210	455
75	300	260	560
80	346	290	636
85	372	310	682
90	387	325	712

TABELLA V - h = 4 m

$\theta$ ( $^{\circ}$ )	$D_2(\theta)$ (mrem/h)	$D_3(\theta)$ (mrem/h)	$D(\theta)$ (mrem/h)
60	17,2	17	34,2
65	25,5	25	50,5
70	35	35	70
75	45	43	88
80	52	50	102
85	58	55	113
90	68	57	125

TABELLA VI - h = 5 m

$\theta$ ( $^{\circ}$ )	$D_2(\theta)$ (mrem/h)	$D_3(\theta)$ (mrem/h)	$D(\theta)$ (mrem/h)
60	2,26	2,4	4,6
65	3,6	3,9	7,5
70	5,27	5,6	10,9
75	7,25	7,5	14,7
80	8,5	8,9	17,4
85	9,55	9,6	19,1
90	9,85	10	19,9

I risultati ottenuti sono riportati graficamente nelle figg. 4 e 5.

In fig. 4 il livello di radiazione in mrem/h è mostrato in funzione dello spessore di calcestruzzo per vari valori di  $\theta$ .

Estrapolando linearmente i dati mostrati, si ricava che è necessario uno spessore di circa 6,2 m di calcestruzzo, per ridurre l'intensità di dose nella direzione del fascio, al di sotto di 2,5 mrem/h.

In fig. 5 è mostrato infine, per vari spessori di calcestruzzo, il livello di radiazione in funzione dell'angolo formato dalla direzione del fascio col punto considerato. Come si vede, uno spessore di 6,2 m è richiesto solo per  $\alpha = 0^{\circ}$  mentre nelle altre direzioni possono essere sufficienti anche spessori minori.

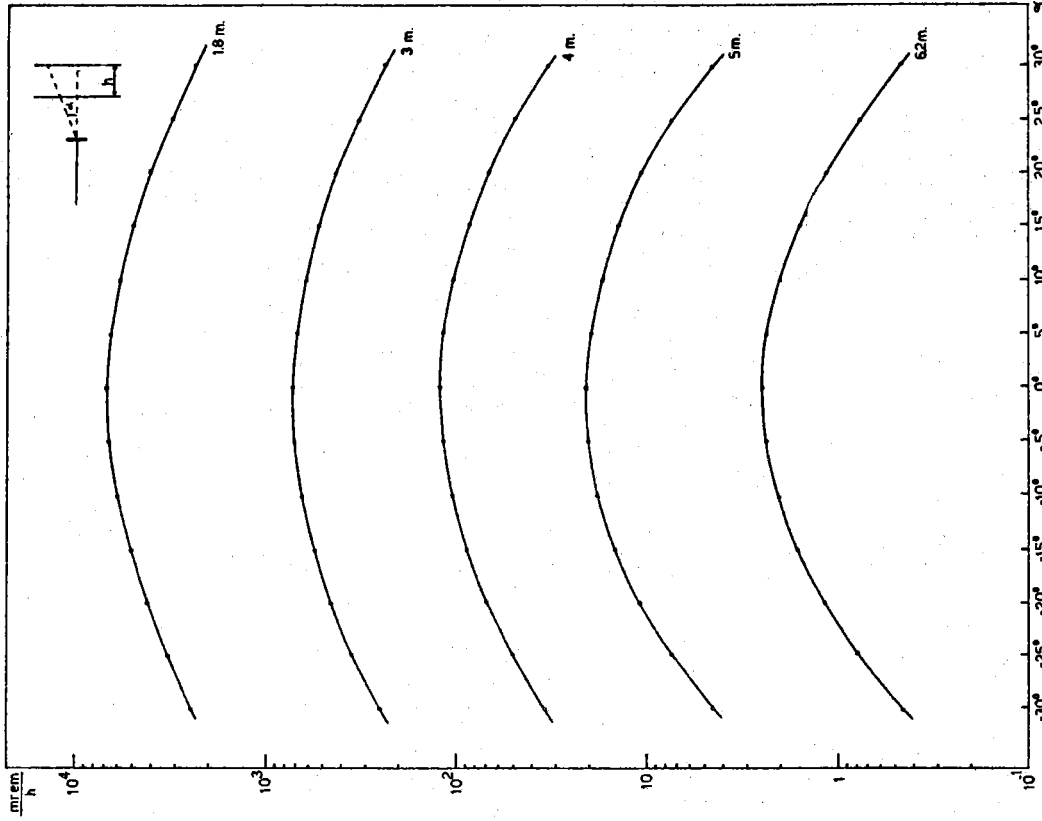


FIG. 5

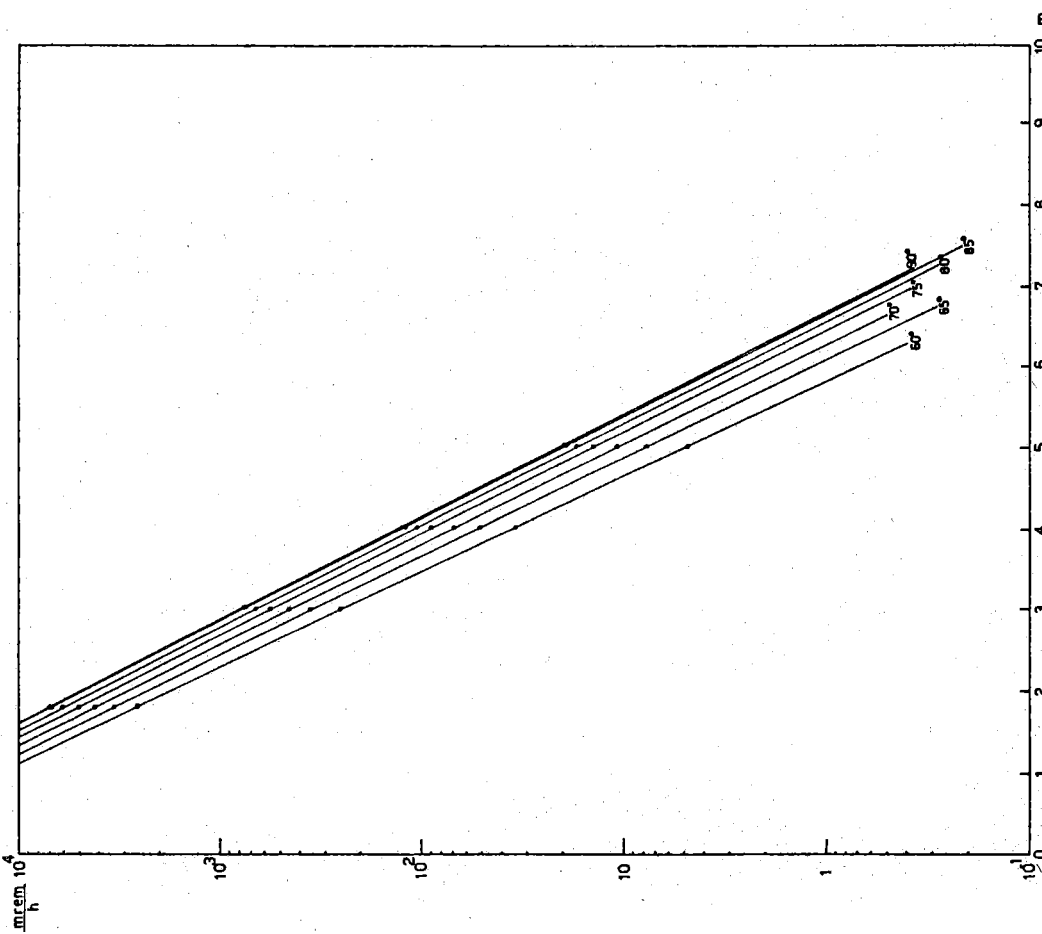


FIG. 4

## 6. CONCLUSIONI. -

In conclusione, nessun rinforzo locale deve essere aggiunto alle attuali schermature laterali, per ridurre al di sotto dei livelli massimi permissibili la radiazione generata nel convertitore.

Per quanto riguarda la schermatura da porre in direzione ortogonale al fascio, dopo i collimatori finali, uno spessore di circa 6 m di calcestruzzo, tra la targhetta stessa e le zone eventualmente occupate dagli sperimentatori, ridurrebbe il livello di radiazione a valori accettabili.

Ulteriori calcoli sono in corso, relativamente ad altri materiali che possono essere usati al posto del calcestruzzo.

Ringrazio il prof. A. Turrin e il dott. G. Trenta per il calcolo numerico degli integrali e il prof. M. Ladu per alcune utili discussioni.

## BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - M. Bernardini, LNF-64/54 (1964)
- (2) - P. Picchi, Tesi di laurea
- (3) - M. Ladu e M. Pelliccioni, LNF-65/4 (1965)
- (4) - E. Hayward, NBS Int. rep. Jan. 9, 1959
- (5) - H. W. Koch and J. W. Motz, Rev. Mod. Phys. 31, 955 (1959)
- (6) - L. Katz, Sask. Lin. El. Acc. Int. rep. 4
- (7) - J. S. Levinger, Phys. Rev. 84, 43 (1951)
- (8) - B. T. Feld et al., Phys. Rev. 94, 1000 (1954)
- (9) - J. W. Rosengren and J. M. Dudley, Phys. Rev. 89, 603 (1953)
- (10) - J. C. Keck, Phys. Rev. 85, 410 (1952)
- (11) - M. M. Hoffman and G. W. Cameron, Phys. Rev. 92, 1184 (1953)
- (12) - M. S. Livingston (pres. da R. Williams), TID 7545, pag. 171
- (13) - S. J. Lindenbaum, Ann. Rev. Nucl. Sci. 11, 213 (1961)
- (14) - H. De Staebler Jr. SLAC 9 (1962).