

COMITATO NAZIONALE PER L'ENERGIA NUCLEARE
Laboratori Nazionali di Frascati

LNF - 66/44
19 Settembre 1966

M. Ladu, M. Pelliccioni e M. Roccella: SULLE SCHERMATURE
PER I POZZI DI SPEGNIMENTO DEL LINAC DI FRASCATI. -

(Nota interna: n. 332)

Servizio Documentazione
dei Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN
Casella Postale 70 - Frascati (Roma)

Nota Interna: n° 332
19 Settembre 1966

M. Ladu, M. Pelliccioni e M. Roccella: SULLE SCHERMATURE PER I
POZZI DI SPEGNIMENTO DEL LINAC DI FRASCATI. -

INTRODUZIONE. -

I pozzi di spegnimento previsti per i fasci del Linac da 400 MeV di Frascati sono costituiti da vasche cilindriche riempite d'acqua, nelle quali sono immerse lastre di rame per lo sviluppo della cascata nucleonica.

Per attenuare la radiazione prodotta, verranno poi disposti intorno alla vasca spessori di calcestruzzo e di terra.

In questa nota ci proponiamo di valutare tali spessori nel caso di un pozzo lungo 1,8 metri e avente un diametro di 1 metro.

A questo scopo studieremo soltanto l'attenuazione della componente neutronica che, alle energie qui considerate, rappresenta la componente più penetrante.

CALCOLO DELLA PRODUZIONE DEI NEUTRONI. -

Poichè l'energia massima dei fotoni è 400 MeV, non commetteremo grave errore limitando il nostro calcolo ai fotoneutroni della risonanza gigante e a quelli di alta energia interpretabili secondo il modello pseudo-deutone.

Neutroni della risonanza gigante. -

Come è ben noto, il numero dei fotoneutroni prodotti per elettrone incidente è dato da⁽¹⁾:

2.

$$(1) \quad Y = \frac{N_0 X_0}{A} \int \sigma(k) \gamma(E_0, k) dk$$

dove N_0 è il numero di Avogadro, X_0 la lunghezza di radiazione, A il numero atomico del materiale considerato, $\sigma(k)$ la sezione d'urto di fotoproduzione e $\gamma(E_0, k)$ la lunghezza di traccia di un fotone di energia k prodotto da un elettrone di energia E_0 . Per il calcolo di quest'ultima grandezza, possiamo usare la teoria degli sciami in approssimazione $A^{(2)}$, che risulta sufficientemente precisa per i calcoli di schermature⁽³⁾. Si ha allora:

$$\gamma(E_0, k) = 0,57 \frac{E_0}{k^2}$$

La sezione d'urto $\sigma(k)$ può essere considerata diversa da zero solo in prossimità della risonanza, e cioè per un'energia k_0 del fotone incidente pari a $38,4 A^{-0,186}$ (4). Per il rame si trova $k_0 = 18$ MeV, in buon accordo col dato sperimentale di 19,5 MeV⁽⁵⁾.

Allora la (1) può scriversi:

$$(2) \quad Y = \frac{N_0 X_0}{A} 0,57 \frac{E_0}{k_0^2} \int \sigma(k) dk$$

Teoricamente⁽⁶⁾ si ha

$$\int \sigma(k) dk \approx 0,12 \frac{(A-Z)Z}{A} \approx 1,9 \text{ MeV} \cdot \text{barn},$$

mentre sperimentalmente si trova⁽⁵⁾:

$$\int \sigma(k) dk \approx 0,8 \text{ MeV} \cdot \text{barn}$$

Trattandosi di un calcolo di schermature, converrà fare uso del dato più sfavorevole e cioè quello teorico. Dalla (2) si ricava allora $Y \approx 0,19$ n/e. Se la potenza del fascio è 32 KW, corrispondente a circa $5 \cdot 10^{14}$ e/sec, il numero di neutroni della risonanza gigante prodotti sarà:

$$Y_1 \approx 9,5 \times 10^{13} \text{ n/sec}$$

L'energia di questi neutroni non supera i 10 MeV e la distribuzione angolare può essere considerata isotropa.

Neutroni di alta energia. -

Per il calcolo dei fotoneutroni di alta energia, assumeremo per la $\sigma(k)$ l'espressione data da Levinger⁽⁷⁾ secondo il modello pseudo-deutone, per cui:

$$\sigma(k) = 1,5 \frac{(A-Z)Z}{A} \sigma_d$$

essendo σ_d la sezione d'urto di fotoproduzione per il deuterio, per il quale le misure sperimentali danno⁽⁸⁾:

$$\sigma_d = 60 \mu\text{b} \quad k < 300 \text{ MeV}$$

$$\sigma_d = 60 \left(\frac{300}{k}\right)^2 \mu\text{b} \quad k > 300 \text{ MeV}$$

Lo spettro $W(E_n, \theta)$ dei fotonucleoni prodotti da fotoni di energia compresa tra k e $k+dk$ (fotonucleoni al secondo per unità di energia E_n e di angolo solido nel sistema del laboratorio) in funzione della loro produzione $W'(k, \theta')$ nell'angolo solido corrispondente nel sistema del centro di massa, è data da⁽⁹⁾:

$$W(E_n, \theta) = W'(k, \theta') \left[\left(\frac{\partial E_n}{\partial k}\right)_\theta \left(\frac{\partial \cos \theta}{\partial \cos \theta'}\right)_k \right]^{-1}$$

le derivate essendo calcolate dalle trasformazioni di Lorentz che danno $E_n(k, \theta)$ e $\theta(k, \theta')$, e:

$$W'(k, \theta') = 0,57 \times 1,5 \frac{N_o X_o E_o}{A k_o^2} \frac{(A-Z)Z}{A} \frac{\sigma(k)}{4\pi}$$

Noi, per semplicità, calcoleremo il numero totale di fotoneutroni prodotti, ricorrendo poi ai dati sperimentali per lo spettro d'energia e la distribuzione angolare.

Si ha allora:

$$Y = \frac{N_o X_o}{A} 0,57 E_o \times 1,5 \frac{(A-Z)Z}{A} \left[\int_{80}^{300} \frac{6 \times 10^{-29}}{k^2} dk + \int_{300}^{400} 6 \times 10^{-29} \frac{9 \times 10^4}{k^4} dk \right] \approx 3,9 \times 10^{-4} \text{ n/e}$$

e quindi, in totale, nel nostro caso:

$$Y_2 \approx 1,94 \times 10^{11} \text{ n/sec}$$

Per lo spettro di energia considereremo una distribuzione del tipo $1/E^2$ fino a 200 MeV, e una distribuzione del tipo $1/E^7$ tra 200 MeV e 400 MeV⁽¹⁰⁾.

Per la distribuzione angolare considereremo tutti i fotoneutroni emessi in avanti entro uncono di semiapertura di 30° ⁽¹¹⁾.

4.

Calcolo degli spessori di attenuazione. -

Per il calcolo dello spessore di schermo necessario ad attenuare a livelli accettabili la radiazione diffusa intorno al pozzo di spegnimento, terremo conto della sola componente neutronica di alta energia originata nel rame posto all'inizio della vasca. Verificheremo poi che gli spessori in tal modo trovati sono, a maggior ragione, sufficienti ad attenuare i neutroni della risonanza gigante.

Una prima attenuazione i neutroni la subiscono nell'acqua contenuta nella vasca, con effetto diverso a seconda della direzione che si considera, giacchè diverso è lo spessore d'acqua attraversato.

Per tale motivo il nostro calcolo sarà condotto per tre diverse direzioni (0° , 21° e 30°), corrispondenti a spessori di acqua di 180 cm, 140 cm e 100 cm rispettivamente.

Lo spettro dei neutroni dopo tali spessori è stato ricavato estendendo al caso dell'acqua il programma di calcolo, disponibile presso l'Ufficio Calcoli Numerici dei Laboratori Nazionali di Frascati, elaborato per studiare una cascata nucleonica in alluminio con il metodo di Montecarlo⁽¹²⁾.

I risultati ottenuti sono mostrati nelle figg. 1, 2 e 3, dove si è indicato con l_1 lo spessore di acqua attraversato, relativamente ad una sorgente di 9×10^4 nucleoni primari aventi lo spettro descritto nel paragrafo precedente.

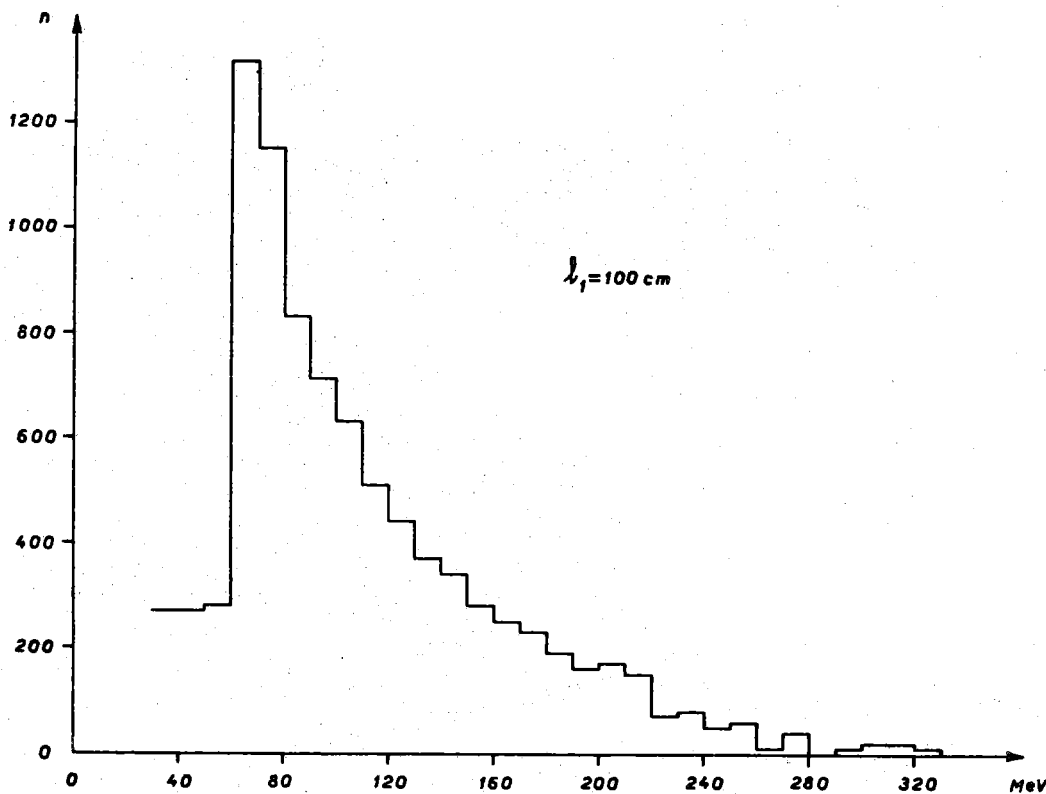


FIG. 1 - Spettro dei neutroni dopo uno spessore d'acqua di 1 m.

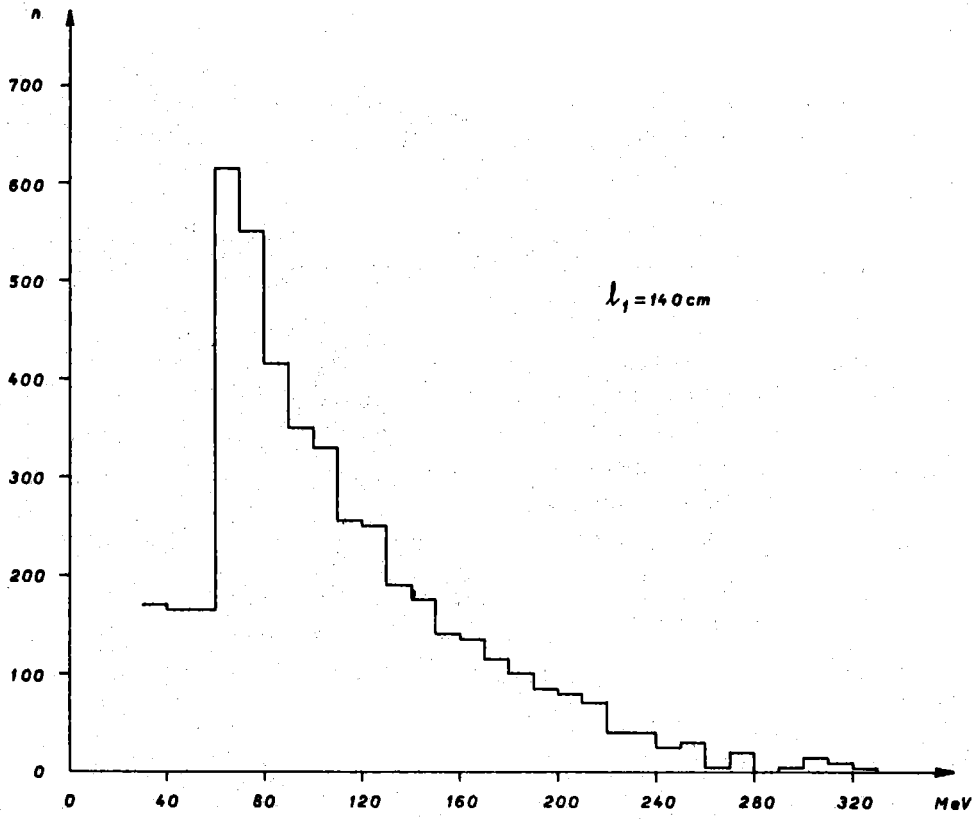


FIG. 2 - Spettro dei neutroni dopo uno spessore d'acqua di 1.4 m.

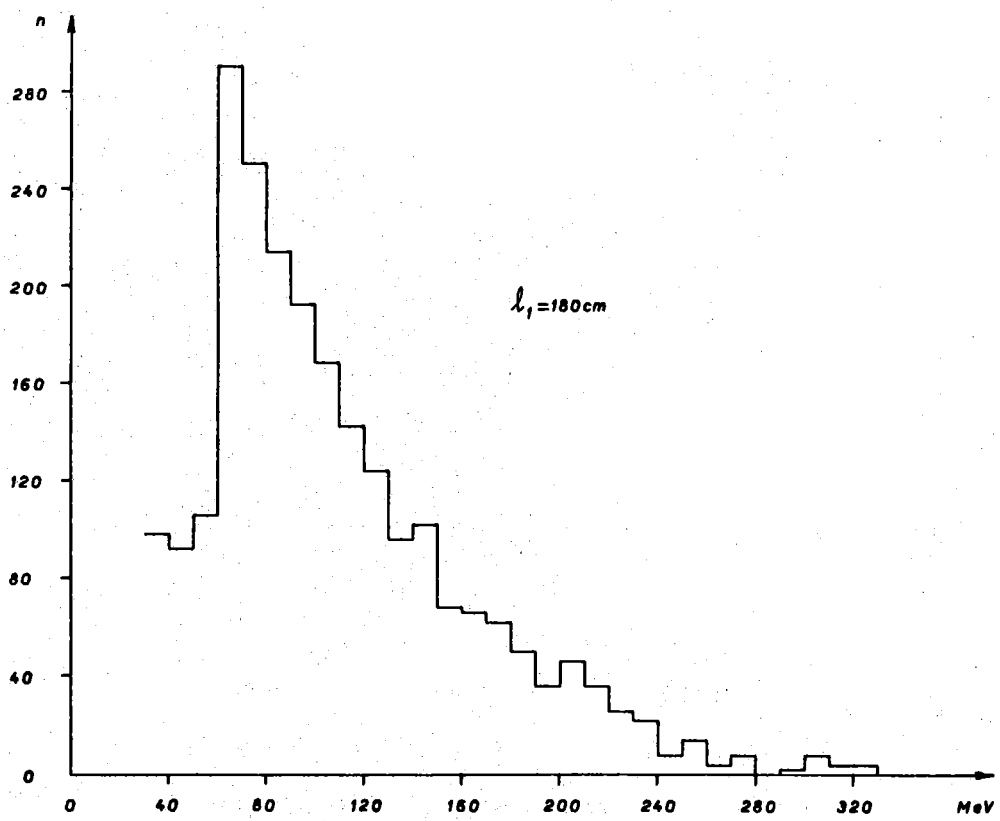


FIG. 3 - Spettro dei neutroni dopo uno spessore d'acqua di 1.8 m.

6.

Abbiamo poi calcolato nelle tre direzioni considerate l'andamento del flusso dei neutroni in funzione dello spessore di calcestruzzo e di terra. I valori del flusso sono stati ricavati da:

$$(3) \quad \Phi = \frac{\alpha}{\Omega(1_1+1_2)^2} \sum_i N(E_i, 1_1) e^{-l_2/\lambda(E_i)}$$

dove $N(E_i, 1_1)$ è lo spettro dei neutroni mostrato nelle figg. 1, 2 e 3, α un fattore numerico di normalizzazione, Ω l'angolo solido entro il quale sono emessi i neutroni, l_2 lo spessore considerato di terra o calcestruzzo, $\lambda(E_i)$ il libero cammino medio di un neutrone di energia E_i in calcestruzzo o in terra.

Nelle figg. 4, 5 e 6 i valori di Φ calcolati con la (3) sono riportati in funzione di l_2 per le tre direzioni considerate.

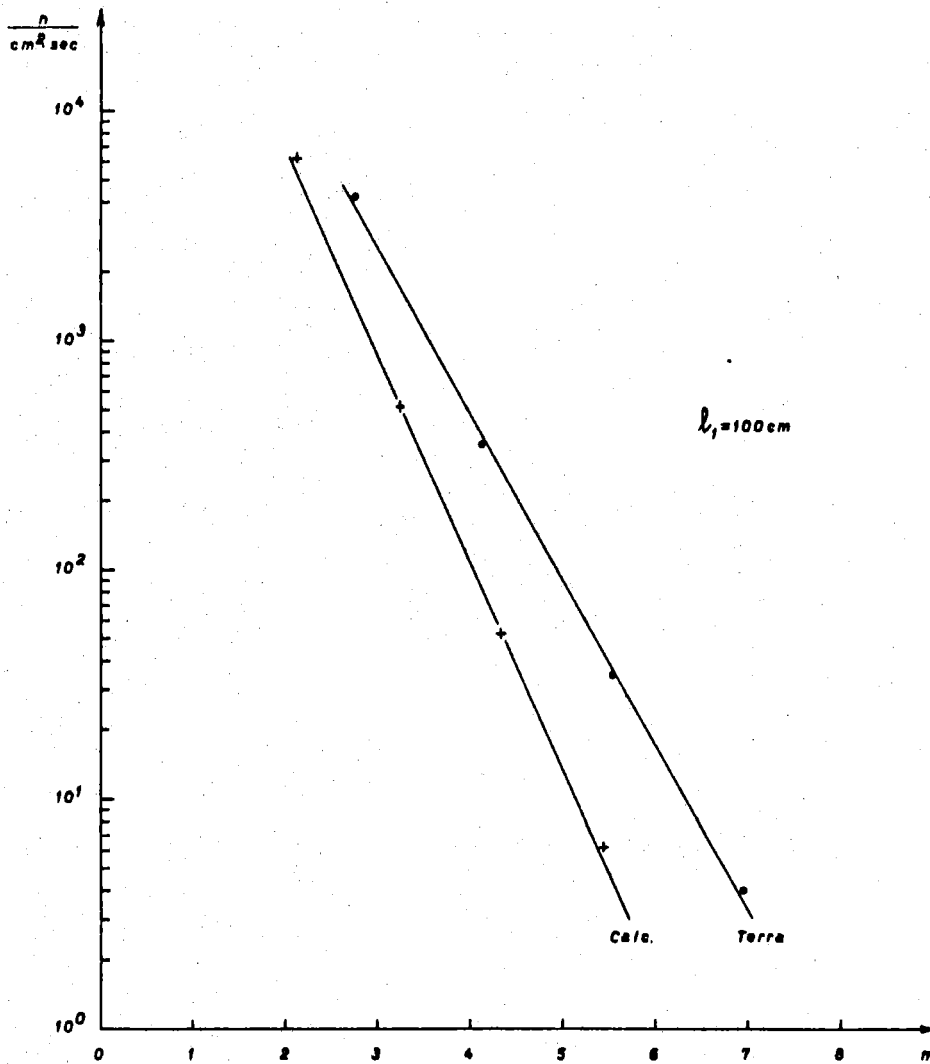


FIG. 4 - Attenuazione dei neutroni aventi lo spettro mostrato in fig. 1 in calcestruzzo e terra.

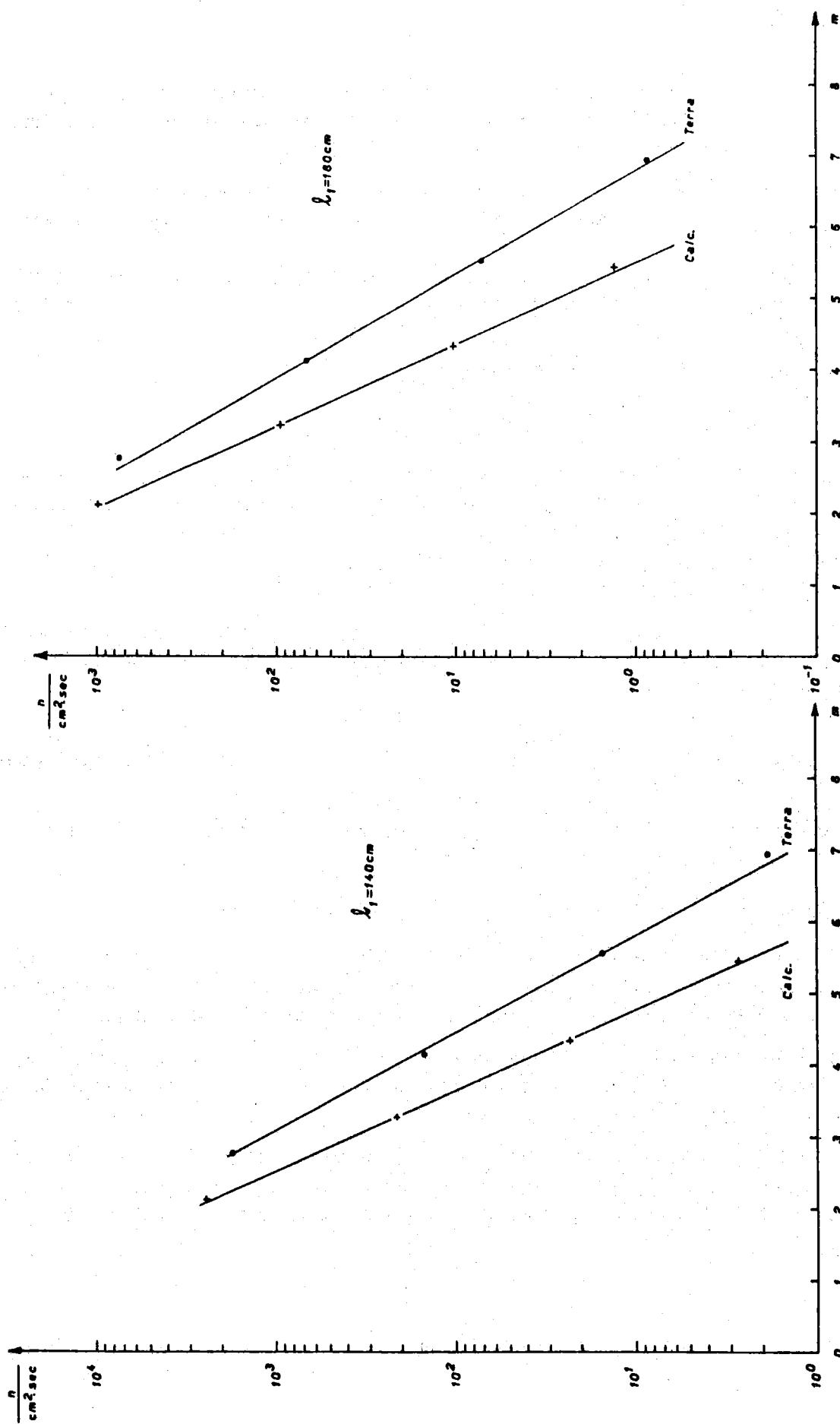


FIG. 5 - Attenuazione dei neutroni aventi lo spettro mostrato in fig. 2 in calcestruzzo e terra.

FIG. 6 - Attenuazione dei neutroni aventi lo spettro mostrato in fig. 3 in calcestruzzo e terra.

Da questi grafici si deduce che per ridurre i flussi al di sotto dei livelli massimi permissibili sarebbero necessari spessori di terra dell'ordine dei 6 metri o di calcestruzzo dell'ordine dei 4 metri.

In pratica però conviene usare schermature di spessore minore e vietare contemporaneamente l'accesso nelle zone immediatamente adiacenti ad esse.

Se infatti il flusso dei neutroni dopo un certo spessore h di materiale schermante è Φ_h , a distanza d dallo schermo esso si ridurrà, trascurando l'assorbimento in aria, a:

$$(4) \quad \Phi = \Phi_h \frac{(h+l_1)^2}{(h+l_1+d)^2}$$

Supponiamo allora di voler realizzare intorno al pozzo qui considerato uno schermo costituito, per esempio, da 4 metri di terra. Facendo uso dei grafici mostrati nelle figg. 4, 5 e 6 e dalla (4), si trova che, nelle tre direzioni considerate, bastano rispettivamente circa 10 m, 16 m e 23 m d'aria per ridurre il flusso di neutroni a circa $5 \text{ n/cm}^2 \times \text{sec}$.

Naturalmente uno spessore di 4 m di terra è largamente sufficiente ad attenuare anche i neutroni della risonanza gigante, per il flusso dei quali, dopo un tale spessore, si trova:

$$\Phi \approx \frac{Y_1}{4\pi r^2} e^{-r/\lambda} \approx \frac{9,5 \times 10^{13}}{4\pi \times 1,6 \times 10^5} e^{-\frac{400 \times 1,8}{33}} \approx 1,2 \times 10^{-2} \text{ n/cm}^2 \times \text{sec}$$

avendo considerato per questi neutroni un'energia media di circa 7 MeV.

CONCLUSIONI. -

I calcoli sopra descritti sono stati fatti allo scopo di suggerire una soluzione ai problemi di schermo dei pozzi di spegnimento del Linac, tenendo conto dei fattori economici oltre che delle esigenze di radioprotezione.

Perciò abbiamo seguito il criterio di realizzare le condizioni di sicurezza proibendo l'accesso in zone di dimensioni ragionevoli immediatamente prossime alle schermature.

In particolare abbiamo mostrato che uno spessore di 4 metri di terra è sufficiente a risolvere il problema, purchè contemporaneamente si renda inaccessibile per circa 25 metri la zona intorno al pozzo considerato quando la macchina è in funzione.

RINGRAZIAMENTI. -

Desideriamo ringraziare i dott. P. Picchi e G. Verri per l'aiuto datoci nell'eseguire col calcolatore le sommatorie che compaiono nella (3) e per alcune utili discussioni.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - K.G. Dedrick and H.H. Clark, M-225, Sept. 1960, Stanford.
- (2) - B. Rossi, High-Energy Particles, (Prentice-Hall, New York).
- (3) - H. De Staebler Jr., SLAC-9, Nov. 1962, Stanford.
- (4) - R. Nathans and J. Halpern, Phys. Rev. 92, 940 (1953) and Phys. Rev. 93, 437 (1954).
- (5) - R. Montalbetti, L. Katz and J. Goldemberg, Phys. Rev. 91, 659 (1953).
- (6) - W.H.K. Panofsky, Conf. on Shielding of High-Energy Acceler. TID-7545.
- (7) - J.S. Levinger, Phys. Rev. 84, 43 (1951).
- (8) - J.C. Keck and A.V. Tollestrup, Phys. Rev. 101, 360 (1956).
- (9) - K.G. Dedrick, M-227, Oct. 1960, Stanford.
- (10) - C. Levinthal and A. Silverman, Phys. Rev. 82, 822 (1951).
- (11) - M.S. Livingstone and J.P. Blewett, Particle Accelerators, (McGraw-Hill, New York).
- (12) - M.A. Locci, P. Picchi e G. Verri, LNF 65/30, 6 Sett. 1965.