

LNF - 68/55
19 Settembre 1968

M. Pelliccioni, P. Picchi e G. Verri: PROBLEMI DI SCHER
MATURE CONNESSI CON L'INNALZAMENTO D'INTENSITA'
DELL'ELETTROSINCROTRONE DI FRASCATI.

Nota Interna: n° 415
19 Settembre 1968

M. Pelliccioni, P. Picchi e G. Verri: PROBLEMI DI SCHERMATURE CONNESSI CON L'INNALZAMENTO D'INTENSITA' DELL'ELETTROSINCROTRONE DI FRASCATI. -

1. - INTRODUZIONE. -

La sostituzione del Van de Graaf con un iniettore a microtrone permetterà di aumentare di circa un fattore dieci l'intensità dell'elettrosincrotrone.

Ciò comporta notevoli problemi di radioprotezione e tra questi, in primo luogo, una revisione dei criteri di schermaggio della macchina.

In questa nota viene riportato il calcolo delle schermature nell'ipotesi che si riesca ad ottenere un'intensità massima di 10^{12} elettroni al secondo accelerati a 1.000 MeV.

2. - DESCRIZIONE DEL CALCOLO. -

Il calcolo è stato eseguito tenendo presente il tipo di schermatura attualmente installato intorno alla macchina, allo scopo di evitare soluzioni che potrebbero risultare estremamente costose e tecnicamente di difficile attuazione.

Il sincrotrone è stato schematizzato, per semplicità, come una macchina circolare di raggio 3,6 metri, posto a una quota di 1,5 metri dal suolo,

2.

circondato da blocchi di cemento fino ad un'altezza di 3 metri.

Le perdite sono state considerate uniformemente distribuite lungo la ciambella.

Il calcolo della dose, che è stato ripetuto per vari spessori di cemento in funzione dell'intensità di corrente, è stato eseguito considerando solamente la componente di radiazione più penetrante, costituita dai fotoneutroni veloci. Si è poi verificato che il contributo alla dose dovuto ai fotoneutroni di bassa energia può essere trascurato.

L'attenuazione della componente gamma non è stata invece studiata, giacché si suppone di aver aggiunto intorno alla macchina lo spessore di piombo necessario ad assorbirla completamente.

Il calcolo è stato condotto con il metodo di Montecarlo secondo il seguente schema.

Si considera un nucleone primario, la cui energia viene assegnata in base allo spettro dei fotoneutroni veloci. Dopo un certo percorso, fissato in base al libero cammino medio, il nucleone urta un nucleo, il quale emette uno o più nucleoni veloci ($E > 30$ MeV), che possono a loro volta divenire primari di nuove generazioni, e alcuni nucleoni lenti ($E < 30$ MeV).

I nucleoni lenti vengono poi seguiti fino a 100 eV utilizzando un programma già descritto in una precedente nota interna(1).

Quando l'energia diviene inferiore a 100 eV, le particelle sono considerate assorbite, poichè il loro contributo alla dose totale può essere trascurato.

Di ogni particella emergente dallo spessore di schermo considerato vengono registrate le coordinate e l'energia.

I dati fisici usati sono riportati nel paragrafo seguente.

Il calcolo, programmato in linguaggio FORTRAN IV, è stato eseguito con il calcolatore IBM 7040 dell'Istituto Superiore di Sanità di Roma.

3. - DATI E PROCESSI FISICI. -

Il numero di fotoneutroni veloci per elettrone incidente di energia E_0 può essere calcolato ricorrendo al modello "quasi-deutone". Si ha allora(2):

$$Y_1 = \int_{50 \text{ MeV}}^{1000 \text{ MeV}} 0,57 \frac{E_0 X_0}{k^2} \frac{N_0}{A} 1,5 \frac{A-Z}{A} Z \sigma(k) dk$$

dove N_0 è il numero di Avogadro, X_0 la lunghezza di radiazione (nel ferro = 14,1 g/cm²), A il peso atomico (55,8), Z il numero atomico (26), k l'energia del fotone, e $\sigma(k)$ la sezione d'urto per fotoproduzione del deuterio, che risulta:

$$\sigma(k) = 60 \mu\text{b} \quad \text{per } k < 300 \text{ MeV}$$

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

Avendo supposto che il processo avvenga in ferro si trova:

$$Y_1 \approx 1,92 \cdot 10^{-3} \text{ n/e}$$

La distribuzione angolare e lo spettro di energia sono stati ricavati da dati sperimentali⁽³⁾ in base al modello "quasi deutone".

Nelle Figg. 1 e 2 sono mostrati, in unità arbitrarie, rispettivamente lo spettro di energia e la distribuzione angolare così calcolati.

Per studiare l'assorbimento dei nucleoni prodotti si è fatto ricorso, quando non erano noti i dati relativi al cemento, a dati relativi all'alluminio, poichè questi due materiali hanno proprietà simili come assorbitori.

I valori delle sezioni d'urto totali per protoni e per neutroni sono stati ripresi dalle curve di R. E. Pollock e G. Schrank⁽⁴⁾.

Nel caso di protoni si è tenuto conto anche delle perdite di energia per ionizzazione, usando la formula di Sternheimer.

Le distribuzioni angolari e le molteplicità medie ν_n e ν_p dei neutroni e dei protoni veloci sono state ricavate dalle misure di Camerini et al.⁽⁵⁾ in emulsioni, assumendo $\nu_n = \nu_p$. Per lo spettro di energia è stata usata la stessa distribuzione usata da R. G. Alsmiller et al.⁽⁶⁾, sostituendo opportune espressioni analitiche alle curve presentate.

Per energie dei secondari inferiori a 30 MeV, la distribuzione angolare è stata considerata isotropa nel sistema del centro di massa. Le molteplicità medie sono state ricavate dai dati riportati da R. G. Alsmiller et al.⁽⁶⁾ riguardo all'energia spesa in produzione di secondari lenti, tenuto conto che l'energia media di questi può essere assunta uguale a 14 MeV⁽⁵⁾.

Per ricavare lo spettro di energia, si è fatto ricorso al modello statistico, secondo il quale la probabilità che la particella abbia energia compresa tra E e $E+dE$ è data da:

$$P(E) dE = \frac{E}{T^2} e^{-\frac{E}{T}} dE$$

4.

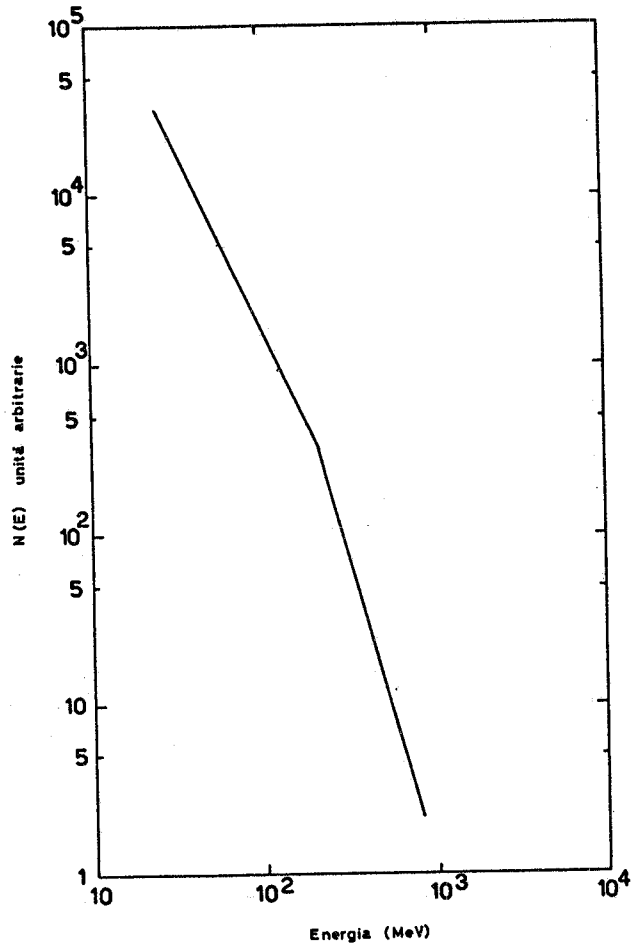
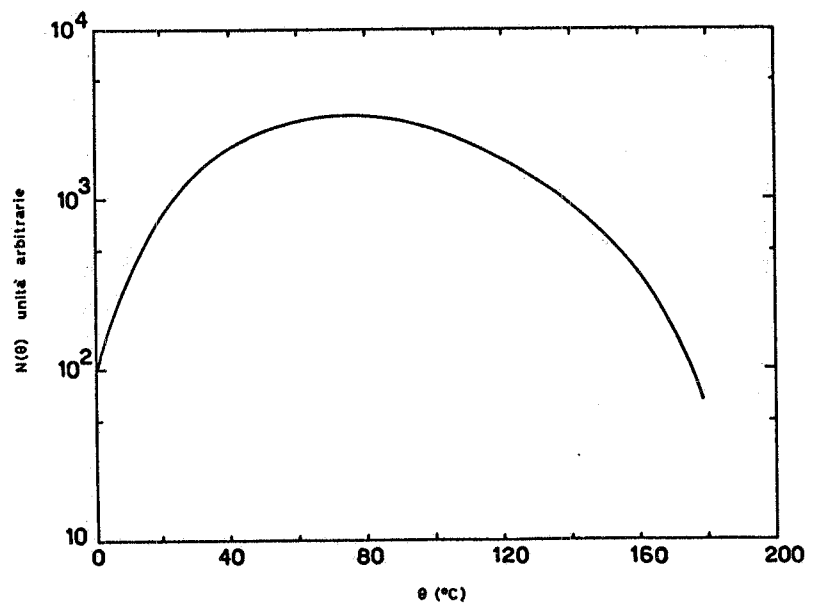


FIG. 1 - Spettro d'energia dei fotoneutroni veloci.

FIG. 2 - Distribuzione angolare dei fotoneutroni veloci.



dove T è un parametro che dipende dall'energia della particella e dal mezzo considerato.

Per esprimere i risultati del calcolo in unità di dose sono stati usati i fattori di conversione calcolati da Snyder e Neufeld⁽⁷⁾ ($E < 0,5$ MeV), Irving et al.⁽⁸⁾ ($0,5$ MeV $< E < 60$ MeV), e da Zerby e Kinney⁽⁹⁾ ($E > 60$ MeV).

4. - RISULTATI DEL CALCOLO. -

I risultati del calcolo sono riportati nella Fig. 3 per tre diversi spessori di cemento. Con I si è indicata l'intensità di dose per fotoneutrone veloce primario a contatto delle schermature e con h la quota.

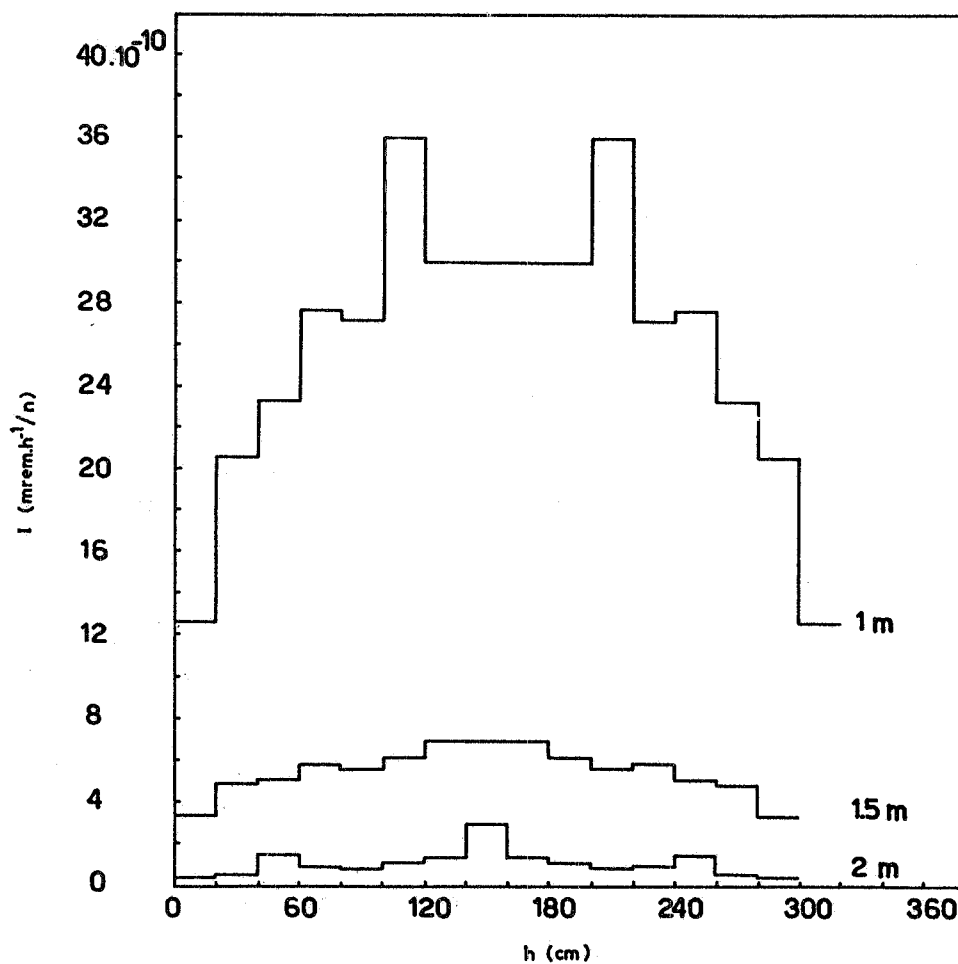


FIG. 3 - Intensità di dose per fotoneutrone primario, a contatto delle schermature, in funzione della quota.

6.

Per gli stessi spessori di cemento, nella Tabella I, sono riportati gli spettri di energia dei neutroni emergenti dallo schermo, normalizzati a un fotoneutrone veloce primario.

TABELLA I

Spessore		1 m	1,5 m	2 m
Energia				
10^2	$eV < E < 10^3$ eV	$0,34 \cdot 10^{-5}$	$0,67 \cdot 10^{-6}$	$1,63 \cdot 10^{-7}$
10^3	$eV < E < 10^4$ eV	$0,36 \cdot 10^{-5}$	$1,05 \cdot 10^{-6}$	$1,74 \cdot 10^{-7}$
10^4	$eV < E < 10^5$ eV	$2,20 \cdot 10^{-5}$	$4,78 \cdot 10^{-6}$	$9,60 \cdot 10^{-7}$
10^5	$eV < E < 1$ MeV	$0,27 \cdot 10^{-5}$	$0,29 \cdot 10^{-6}$	$0,72 \cdot 10^{-7}$
	1 MeV $< E < 10$ MeV	$0,51 \cdot 10^{-5}$	$0,90 \cdot 10^{-6}$	$1,69 \cdot 10^{-7}$
	10 MeV $< E < 100$ MeV	$0,93 \cdot 10^{-5}$	$1,96 \cdot 10^{-6}$	$4,02 \cdot 10^{-7}$
	100 MeV $< E < 1000$ MeV	$0,34 \cdot 10^{-5}$	$0,71 \cdot 10^{-6}$	$3,21 \cdot 10^{-7}$

5. - CALCOLO DELLE SCHERMATURE LATERALI. -

Poichè l'intensità massima della macchina sarà raggiunta progressivamente, abbiamo studiato come varia l'intensità di dose in funzione dello spessore di cemento posto per schermo per varie intensità di corrente, che si suppongono perdute uniformemente lungo la ciambella.

I risultati sono mostrati nelle Figg. 4 e 5 ove sono riportate rispettivamente l'intensità di dose media \bar{D} e l'intensità di dose all'altezza del fascio D_b per varie intensità di corrente.

E' stato calcolato anche il contributo alla dose dovuto ai neutroni della risonanza gigante, ma esso è risultato ovunque trascurabile rispetto a quello dei fotoneutroni veloci.

Dai risultati presentati si deduce che nel caso estremo, e cioè con una perdita di 10^{12} e/s, è necessario uno schermo in cemento dello spessore di circa 1,3 metri per ridurre l'intensità di dose al di sotto dei livelli massimi permissibili.

Poichè però è buona norma avere dei livelli di radiazione inferiori ai massimi livelli permissibili, converrà disporre intorno alla macchina uno spessore di cemento non inferiore a 1,5 - 1,75 m. Un tale spessore dovrebbe

be infatti assicurare un'intensità di dose dell'ordine di 0,5 - 1 mrem/h negli ambienti frequentati dagli sperimentatori.

Resta comunque stabilita la necessità di rinforzare le attuali schermature, ciò che d'altra parte era già stato previsto esaminando le misure di dose eseguite prima dell'installazione del microtrone.

Sebbene il calcolo sia stato eseguito supponendo le perdite uniformemente distribuite lungo tutto l'anello, i risultati possono essere facilmente utilizzati anche per perdite localizzate.

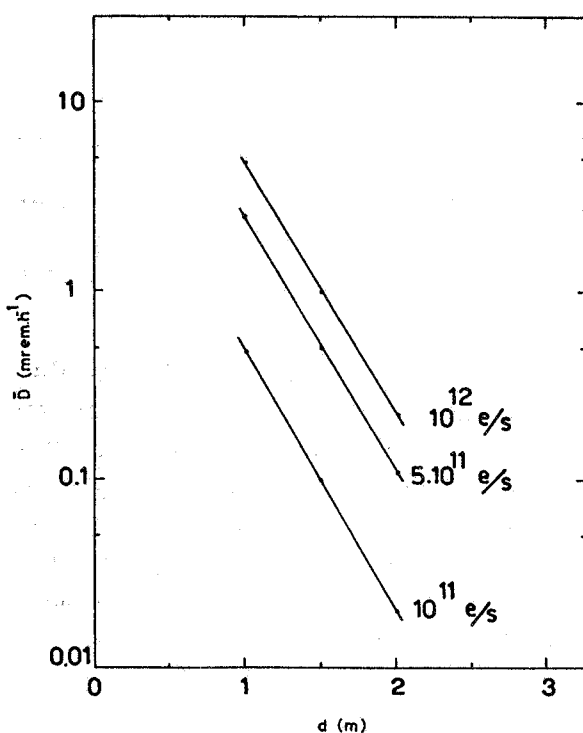


FIG. 4 - Intensità di dose media, a contatto delle schermature, in funzione dello spessore di cemento.

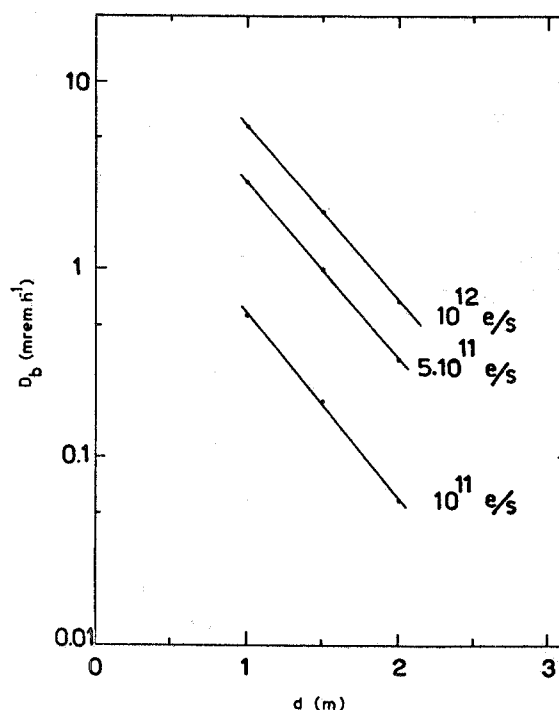


FIG. 5 - Intensità di dose all'altezza del fascio, a contatto delle schermature, in funzione dello spessore di cemento.

6. - CALCOLO DEL TETTO. -

Per vedere se è necessario schermare la macchina anche verso l'alto, si deve tener conto dell'effetto di skyshine, al quale contribuiscono principalmente i neutroni della risonanza gigante.

Com'è noto, il numero di neutroni della risonanza gigante per elettrone di energia E_0 è data da⁽¹⁰⁾:

$$Y_2 \approx 0,57 \frac{E_0 X_0 N_0}{A} \frac{\int \sigma(k) dk}{k_0^2}$$

Nel nostro caso, supponendo che il processo avvenga in ferro si ha: X_0 (lunghezza di radiazione) = 14,1 g/cm²; k_0 (energia di picco della risonanza gigante) \approx 18 MeV; N_0 (numero di Avogadro) = $6 \cdot 10^{23}$; A (peso atomico) = 55,8; $\int \sigma(k) dk$ (sezione d'urto integrata) \approx 0,48 MeV·barn. Si ha quindi: $Y_2 \approx$ 0,12 n/e.

La distribuzione angolare dei neutroni della risonanza gigante è isotropa.

L'energia media è data da ⁽¹¹⁾:

$$E_n \approx \frac{A-1}{A} (E_\gamma - Q)$$

dove E_γ è l'energia del fotone incidente e Q l'energia di soglia della reazione.

Poichè nel nostro caso E_n risulta dell'ordine di 7 MeV, si possono ragionevolmente sfruttare i risultati di un precedente calcolo⁽¹²⁾, in cui il problema è stato studiato col metodo di Montecarlo nel caso di una sorgente puntiforme e isotropa da 5 MeV.

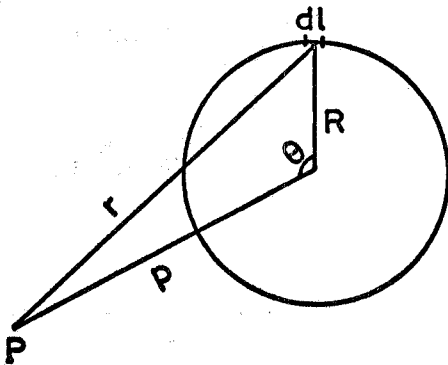


FIG. 6

Con riferimento alla Fig. 6, sia dunque $N_e dl$ il numero dei fotoneutroni prodotti in un secondo in un elemento dl della ciambella e $\phi(r)$ la densità di flusso di skyshine per fotoneutrone primario e distanza r dalla sorgente. Nel punto P a distanza r dal dl , se si indica con p la distanza di P dal centro della macchina e con R il raggio di questa, la densità di flusso $\phi(P)$ risulta:

$$\phi(P) = N_e R \int_0^{2\pi} \phi(r) d\theta$$

Nel nostro caso, tenuto conto che solo la metà dei neutroni è emessa verso l'alto, si può assumere $N_e = Y_2 / 4\pi R$, per cui si ha:

$$\phi(P) = \frac{Y_2}{4\pi} \int_0^{2\pi} \phi(r) d\theta$$

Per la funzione $\phi(r)$, dai risultati del precedente calcolo⁽¹²⁾, si ha che per valori di r inferiori a 300 metri, la densità di flusso per neutroni di energia maggiore di 2,5 eV è data da:

$$\phi(r) = 3,56 \cdot 10^{-7} r^{-1,58}$$

dove r s'intende misurato in metri.

Sopravvalutando pessimisticamente lo spettro dei neutroni diffusi, ammettendo cioè che siano tutti di energia maggiore di 0,5 MeV, posizione questa certamente cautelativa, abbiamo calcolato quale deve essere lo spessore in cemento del tetto in funzione di una perdita uniformemente distribuita lungo la ciambella compresa tra 10^{11} e/s e 10^{12} e/s. Il calcolo è stato fatto assumendo un valore di 26 g/cm^2 per il libero cammino medio di rimozione in cemento ordinario.

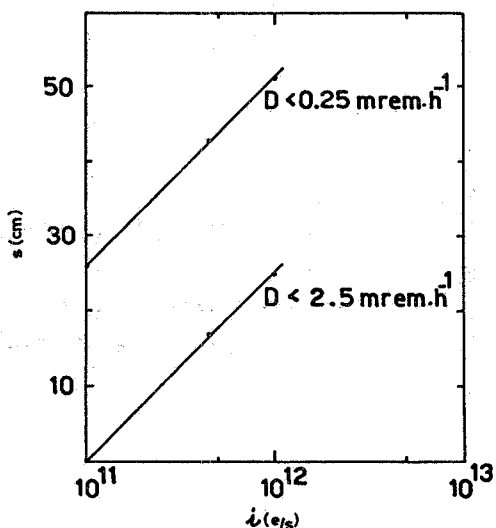


FIG. 7 - Spessore in cemento del tetto in funzione dell'intensità di corrente.

I risultati sono mostrati nella Fig. 7 ove in ordinate è riportato lo spessore del tetto s e in ascisse il numero i di elettroni per secondo che si suppongono persi lungo la ciambella.

La curva inferiore è stata calcolata in modo da avere un'intensità di dose minore di 2,5 mrem/h (d. m. a.) a venti metri di distanza dal centro della macchina. La curva superiore, in modo da avere un'intensità di dose minore di 0,25 mrem/h (dose sotto la quale non è più richiesta la sorveglianza fisica dalle radiazioni), sempre a venti metri dal centro della macchina.

Come si vede, se si vuole lasciare libero l'accesso nelle zone esterne adiacenti l'edificio sincrotrone, è certamente necessario schermare la macchina anche verso l'alto.

Poichè però l'installazione di un tetto risulta di difficile attuazione pratica, si sta studiando la possibilità di risolvere il problema ricoprendo solamente alcuni punti particolari (per es. targhette, collimatori, estrazione fascio, pozzi di spegnimento).

RINGRAZIAMENTI. -

Desideriamo ringraziare il Prof. M. Ladu per le utili discussioni avute durante il lavoro.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - M. A. Locci, P. Picchi e G. Verri, LNF-66/7 (1966).
- (2) - M. Ladu, M. Pelliccioni e M. Roccella, LNF-66/44 (1966).
- (3) - I. C. Keck and A. V. Tollestrup, Phys. Rev. 101, 360 (1956).
- (4) - R. E. Pollock and G. Schrank, Phys. Rev. 140, B575 (1965).
- (5) - U. Camerini, W. O. Lock and D. M. Perkins, Progress in Cosmic Ray Physics, (North-Holland, 1952), Vol. I.
- (6) - R. G. Alsmiller, F. S. Alsmiller, J. E. Murphy, ORNL-3289, UC-34 Phys., TID-4500 (1963).
- (7) - Protection Against Neutron Radiation up to 30 MeV, NBS Handbook 63 (1967).
- (8) - D. C. Irving et al., Nuclear Instr. and Meth. 51, 129 (1967).
- (9) - C. D. Zerby and W. E. Kinney, Nuclear Instr. and Meth. 36, 125 (1965).
- (10) - K. G. Dedrick and H. H. Clark, Stanford Report M-225, (1960).
- (11) - L. F. Curtiss, Introduction to Neutron Physics (Van Nostrand, 1958).
- (12) - M. Ladu, M. Pelliccioni, P. Picchi e G. Verri, Nuclear Instr. and Meth. 62, 51 (1968).