

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-67/67

M. Ladu, M. Pelliccioni e M. Roccella : RADIOATTIVITA'
RESIDUA SULLA GUIDA D'ONDA DEL LINAC DI FRASCATI.

*Estratto da : Minerva Fisiconucleare 11, 103 (1967)

MINERVA FISICONUCLEARE

GIORNALE DI FISICA SANITARIA E PROTEZIONE CONTRO LE RADIAZIONI

ORGANO DELL'ASSOCIAZIONE ITALIANA DI FISICA SANITARIA E PROTEZIONE CONTRO LE RADIAZIONI

TORINO - Casella Postale 491 - CCP. 2/40912 - Corso Bramante 83 - 85 - Telefono 67.82.82 - TORINO

Laboratori Nazionali del CNEN, Frascati (Roma)

M. LADU - M. PELLICIONI - M. ROCCELLA

Radioattività residua sulla guida d'onda del Linac di Frascati

Estratto da

*GIORNALE DI FISICA SANITARIA
E PROTEZIONE CONTRO LE RADIAZIONI*

Vol. 11 - N. 2 - Pag. 103-109 (Aprile-Giugno 1967)

EDIZIONI MINERVA MEDICA

Introduzione. — La radioattività residua indotta dalle particelle primarie e secondarie nelle varie parti che costituiscono un acceleratore, rappresenta un serio problema di sicurezza, quando si debbano eseguire lavori di manutenzione o di riparazione della macchina.

Tale problema va acquistando sempre maggiore importanza, a causa delle crescenti intensità ed energie che si possono ottenere con gli acceleratori.

Misure di attività indotta eseguite intorno a diversi acceleratori ^{1, 2, 3, 6, 7, 11, 12}, hanno messo in evidenza come il livello di attività indotta, sia strettamente legato, a parità di ogni altra condizione, alla natura dei materiali colpiti dalle radiazioni.

Quando le particelle accelerate sono elettroni, gran parte dell'attività indotta nei materiali irradiati è dovuta ai fotoni. Vi è però anche un'attività residua prodotta dai neutroni che accompagnano lo sciame che si sviluppa nei materiali colpiti dagli elettroni di alta energia.

Nel caso di acceleratori di protoni, quasi tutta l'attività indotta è provocata dai neutroni.

In questa nota, per l'importanza che esso riveste a causa della intensità e dell'energia in gioco, abbiamo riportato il calcolo dell'attività residua nei più importanti materiali di cui è costituita la guida d'onda dell'acceleratore lineare per elettroni di Frascati.

Calcolo dell'attivazione in rame e ferro.

Nel calcolo che segue, la sezione trasversale della guida d'onda è schematizzata come in fig. 1. I calcoli sono stati fatti assumendo che:

a) la potenza del fascio sia di 40 KW (100 μ A, 400 MeV);

b) il 10 % di questa sia perduto uniformemente lungo i 60 m di lunghezza dell'acceleratore.

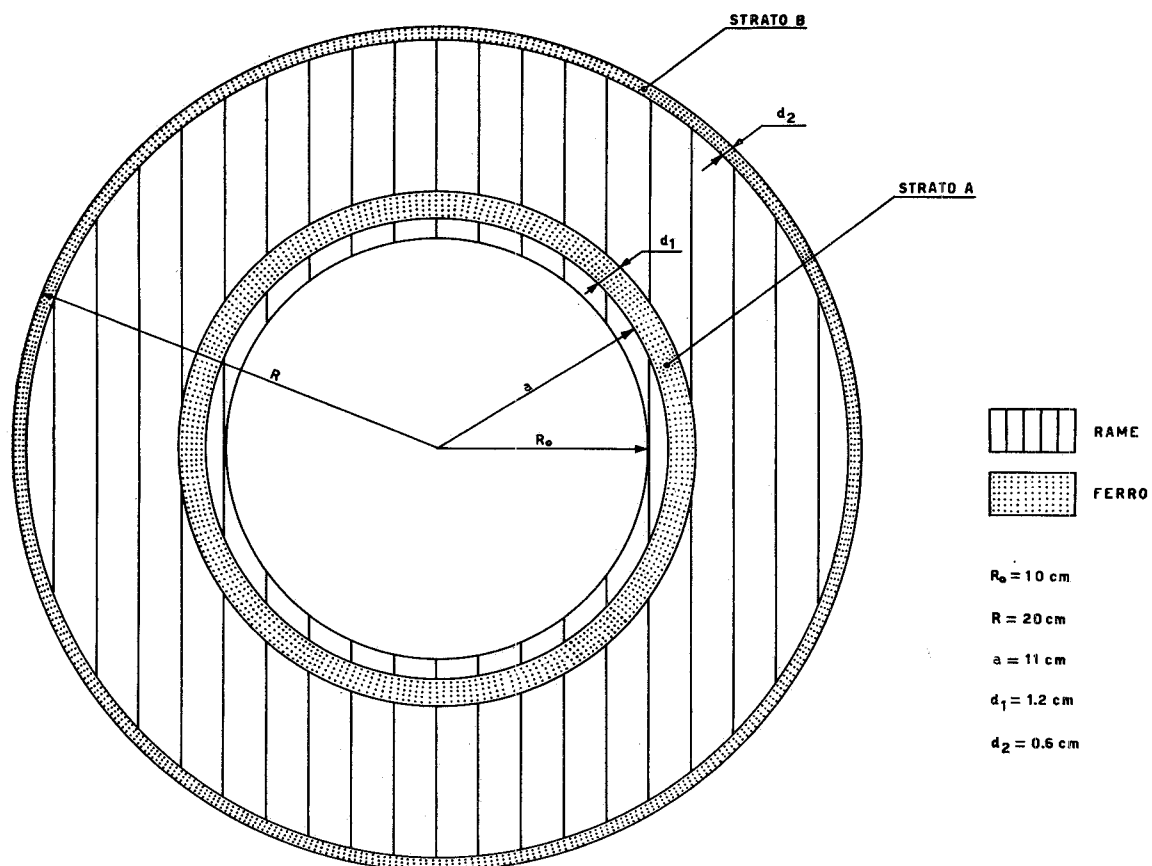


Fig. 1. — Schema della sezione trasversale della guida d'onda.

In base a tali ipotesi e con i dati riportati in fig. 1, il flusso di elettroni sulla superficie interna della guida risulta:

$$\Phi = \frac{0,1}{2 \pi \cdot 10,6 \cdot 10^3} \cdot \frac{10^{-4}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \simeq 1,65 \cdot 10^8$$

elettr/cm² · sec

Trascurando la variazione di Φ con lo spessore, il numero di reazioni per cm² e per sec che portano dal nucleo generico i al nucleo j , è dato da ⁵:

(1)

$$Y_{i,j} = \Phi N_i \int_{R_0}^R dr \int_0^{K_0} \gamma^{(\pi)}(k_0, k, r - R_0) \sigma_{i,j}(k) dk$$

essendo N_i il numero di atomi per cm^3 dell'elemento i , $\gamma^{(\pi)}(k_0, k, r - R_0) dk$ il numero di γ di energia compresa tra k e $k + dk$ prodotti da un elettrone di energia k_0 e presenti alla profondità $(r - R_0)$, $\sigma_{i,j}(k)$ la sezione d'urto per la reazione $i \rightarrow j$.

Per ciò che riguarda lo sviluppo dello sciame, cioè per il calcolo di $\gamma^{(\pi)}$, considereremo lo spessore $R - R_0$ di fig. 1 come costituito da solo rame.

Ciò posto, per l'attivazione del rame, la (1) diviene:

(2)

$$Y_{i,j} = 0,57 \frac{N_0}{A} g_i \Phi k_0 X_0 \int_0^{K_0} \frac{\sigma_{i,j}(k)}{k^2} dk$$

dove N_0 è il numero di Avogadro, A il peso atomico del materiale irradiato, X_0 la lunghezza di radiazione in g. cm^{-2} , g_i l'abbondanza percentuale del nuclide considerato nel campione. Poichè inoltre risulta $R - R_0 \gg X_0$, si è posto

$$\int_{R_0}^R \gamma^{(\pi)} dr = \int_{R_0}^{\infty} \gamma^{(\pi)} dr = 0,57 \frac{X_0 k_0}{k^2}$$

che è l'espressione fornita per la lunghezza di traccia dalla teoria degli sciami, in approssimazione A^{10} .

Per l'uno o l'altro strato di ferro si ricava:

(3)

$$Y_{i,j} = \frac{N_0}{A} g_i \Phi d \int_0^{K_0} \sigma_{i,j}(k) \gamma^{(\pi)}(k_0, k, l) dk$$

essendo d lo spessore in lunghezze di radiazione dello strato considerato ed l il suo punto medio. La (3) è stata ricavata assumendo che

(3')

$$\int \gamma^{(\pi)}(k_0, k, r - R_0) dr \simeq d \gamma^{(\pi)}(k_0, k, l)$$

dove l'integrale s'intende esteso allo spessore d dello strato considerato.

Per le reazioni di risonanza gigante le (2) e (3) divengono rispettivamente:

$$Y_{i,j}(\text{Cu}) = 0,57 \frac{N_0}{A_{\text{Cu}}} g_i \Phi \frac{k_0}{k_1^2} X_0 \sigma$$

$$Y_{j,i}(\text{Fe}) = \frac{N_0}{A_{\text{Fe}}} g_i \Phi d \gamma^{(\pi)}(k_0, k_1, l) \sigma$$

avendo posto $\sigma = \int_0^{\infty} \sigma_{i,j}(k) dk$ ed essendo k_1 l'energia di risonanza, che per questo tipo di reazioni è sempre prossima a 20 MeV.

Indicando adesso con l'indice 1 la produzione di nuclidi relativa alla reazione di risonanza gigante e con l'indice 2 quella relativa a tutte le altre reazioni, tranne quella del tipo (γ, n) , si ha per la produzione totale di un generico nuclide in una targhetta di spessore s

$$Y_h = \text{cost} \int_0^s dr \int_0^{K_0} \sigma_h(k) \gamma^{(\pi)}(k_0, k, r) dk \quad (h = 1,2)$$

Se per le relative sezioni d'urto σ_1 e σ_2 si fa uso della schematizzazione di fig. 2, si può scrivere ⁵:

$$Y_2 = \text{cost.} \sigma_2 \int_0^s \Gamma^{(\pi)}(k_2) dr$$

avendo posto:

$$\Gamma^{(\pi)}(k_2) = \int_{K_2}^{K_0} \gamma^{(\pi)}(k_0, k, r) dk$$

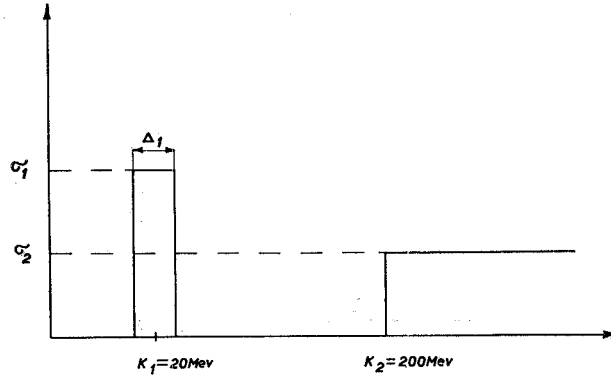


Fig. 2. — Schematizzazione delle sezioni d'urto σ_1 e σ_2 .

Risulta inoltre:

$$Y_1 = \text{cost. } \sigma_1 \Delta_1 \int_0^s \gamma^{(\pi)}(k_1) dr$$

essendo il significato di Δ_1 quello indicato in fig. 2 e il valore della costante lo stesso per Y_1 e Y_2 .

Si ha quindi:

$$\frac{Y_2}{Y_1} = \frac{\sigma_2 \int_0^s \Gamma^{(\pi)}(k_2) dr}{\Delta_1 \sigma_1 \int_0^s \gamma^{(\pi)}(k_1) dr}$$

Le sezioni d'urto $\sigma(k)$, tranne che per le reazioni di tipo (γ, n) , sono poco note. Per risalire alla produzione totale dei nuclidi radioattivi possiamo, come già fatto da De Staebler⁵, utilizzare le misure di produzione di nuclidi radioattivi effettuate al M.I.T.⁴ dove, bombardando con un fascio di elettroni di 320 MeV, targhette sottili di As, Ge, Ga, Zn e Cu, si è trovato che il numero di nuclidi Y_j di tipo j prodotti è dato da:

(4)

$$Y_j = 2,3^{-\Delta Z} f(A_j - A_j^*)$$

essendo ΔZ la differenza di numero atomico fra l'elemento di provenienza e quello prodotto, A_j il peso atomico dell'elemento j , A_j^* il peso atomico più stabile relativo al numero atomico Z_j , ed $f(A_j - A_j^*)$ una funzione indipendente, a parità di atomi per cm^2 , dalla targhetta bombardata.

Per le produzioni di nuclidi già indicate con gli indici 1 e 2, i risultati ottenuti al MIT possono scriversi⁵

$$\frac{Y_2^{\text{MIT}}}{Y_1^{\text{MIT}}} = \frac{\sigma_2}{\Delta_1 \sigma_1} k_1 \ln(k_0^{\text{MIT}}/k_2)$$

Pertanto ponendo:

$$G = \frac{1}{k_1 \ln(k_0^{\text{MIT}}/k_2)} \cdot \frac{\int_0^s \Gamma^{(\pi)}(k_2) dr}{\int_0^s \gamma^{(\pi)}(k_1) dr}$$

si ottiene:

$$(5) \quad Y_2 = G Y_1 \frac{Y_2^{\text{MIT}}}{Y_1^{\text{MIT}}}$$

Il calcolo di G è riportato in appendice. I valori di G e di Y_1 sono riportati nella tab. I.

TABELLA I

Y_1 (nuclidi/ $\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)	Rame $6,2 \cdot 10^6$	Ferro (strato A) $2,2 \cdot 10^6$	Ferro (strato B) $1,5 \cdot 10^6$
G	0,15	0,5	0,05

Poichè i valori di $f(A - A^*)$ sono dati da De Staebler⁵ relativamente alla produzione di ^{62}Cu , Y_1 è stato calcolato solo per tale nuclide.

Per i due strati di ferro il calcolo di Y_1 è stato fatto sostituendo al ferro uno spessore di rame contenente un eguale numero di atomi per cm^2 .

Tenuto conto della (4) e della (5), si ha per Y_2

$$Y_2 = G Y_1 \cdot 2,3^{-\Delta Z} \cdot f(A - A^*)$$

Autoassorbimento e dose a contatto.

Indicato con λ il coefficiente di assorbimento dei γ di decadimento nel materiale considerato e con $B(R-r)$ il fattore di « build-up » in energia, il numero dei γ per cm^2 e per sec emergenti dalla guida, provenienti da un elemento di volume di sezione unitaria e altezza dr a profondità r è dato da:

$$Y'_1(r) dr = \Phi N dr e^{-\frac{R-r}{\lambda}} B(R-r) \int_0^{K_0} \gamma^{(\pi)}(k_0, k, r) \sigma(k) dk$$

essendo N il numero di atomi per cm^3 del materiale considerato. Tenuto conto dell'autoassorbimento, si ha quindi nel rame, per le reazioni di tipo 1 e 2:

$$Y'_1 = \frac{R_1}{\int_{R_0}^R \gamma^{(\pi)}(r) dr} \int_{R_0}^R \gamma^{(\pi)}(r) e^{-\frac{R-r}{\lambda}} B(R-r) dr \simeq \frac{0,18}{0,6} Y_1 \simeq 0,3 Y_1$$

$$Y'_2 = \frac{R_2}{\int_{R_0}^R \Gamma^{(\pi)}(r) dr} \int_{R_0}^R \Gamma^{(\pi)}(r) e^{-\frac{R-r}{\lambda}} B(R-r) dr \simeq \frac{0,49}{2,5} Y_2 \simeq 0,2 Y_2$$

Analogamente per lo strato A di ferro si ha:

$$Y'_1 = Y_1 e^{-\frac{R-a}{\lambda}} B(R-a) \simeq 0,12 Y_1$$

$$Y'_2 = Y_2 e^{-\frac{R-a}{\lambda}} B(R-a) \simeq 0,12 Y_2$$

Per lo strato B, poichè si può trascurare l'autoassorbimento, si ha:

$$Y'_1 = Y_1 \quad e \quad Y'_2 = Y_2$$

I valori numerici della funzione $B(R-r)$ sono stati ripresi da Goldstein e Wilkins⁸ e per λ si è assunto il valore relativo ai γ più penetranti.

In tab. II sono riportate le produzioni totali a saturazione in Cu e Fe per tutti i nuclidi, il cui contributo sia importante agli effetti dell'attivazione.

Sia ora T la durata dell'esposizione. Dopo un tempo t dalla fine di essa, l'intensità di dose D sulla superficie esterna del materiale irradiato, prescindendo dall'autoassorbimento, sarà

$$D(T, t) = F \sum_k Y_k \varepsilon_k (1 - e^{-T/\tau_k}) e^{-t/\tau_k}$$

dove ε_k e τ_k sono rispettivamente l'energia di decadimento e la vita media del generico nuclide k , e F è il fattore di conversione di un flusso γ in unità d'intensità di dose, dato da⁹

$$F = 1,7 \cdot 10^{-3} \frac{\text{mrem} \cdot \text{h}^{-1}}{\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{MeV}}$$

TABELLA II

Prodotti	Vita media (hr)	Energia di decadimento (MeV)	Flusso a contatto senza autoassorbimento ($\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$)	Flusso a contatto con autoassorbimento ($\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$)
Elemento genitore rame				
Cu 64	18,4	0,6	$3,6 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^6$
62	0,23	1,1	$6,2 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$
61	4,8	0,94	$1,1 \cdot 10^6$	$3,5 \cdot 10^5$
Co 60	$6,6 \cdot 10^4$	2,51	$2 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^3$
58	$2,8 \cdot 10^2$	0,94	$2,7 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^3$
56	$2,7 \cdot 10^3$	0,70	$1,2 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^3$
Fe 59	$1,56 \cdot 10^3$	1,29	$3 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^2$
Mn 56	3,7			
54	$1,0 \cdot 10^4$	0,84	$5 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$
52	$2,0 \cdot 10^2$	2,45	$1,3 \cdot 10^3$	$3,6 \cdot 10^2$
Elemento genitore ferro *) (strato A)				
Mn 52	$2,0 \cdot 10^2$	2,45	$3,2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^2$
54	$1,0 \cdot 10^4$	0,84	$14 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$
56	3,7			
Elemento genitore ferro *) (strato B)				
Mn 52	$2,0 \cdot 10^2$	2,45	$1,2 \cdot 10^2$	$1,2 \cdot 10^2$
54	$1,0 \cdot 10^4$	0,84	$5 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^2$
56	3,7			

*) Nel ferro si ha anche produzione di ^{52}Fe e ^{48}V , ma il contributo di questi due isotopi al livello di radiazione è, nel nostro caso, del tutto trascurabile.

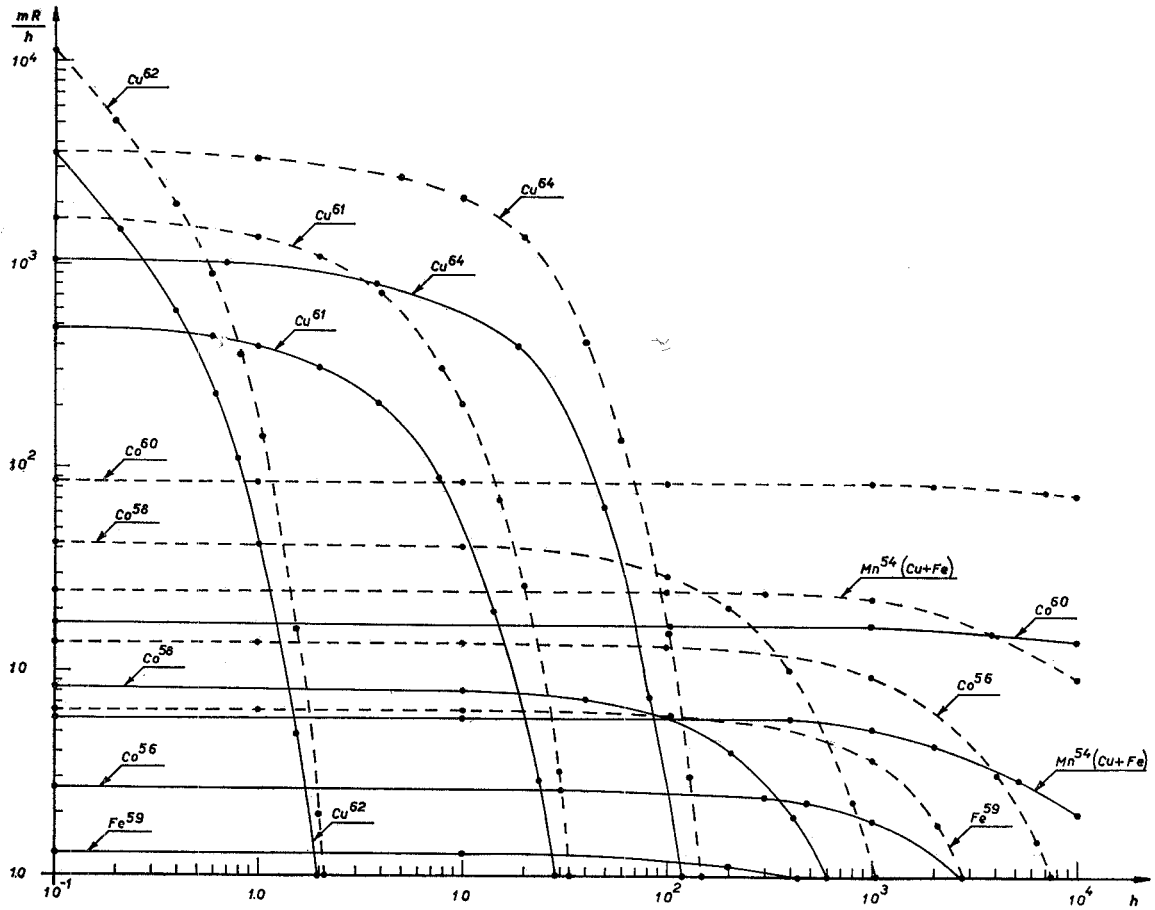


Fig. 3. — Intensità di dose prodotta dai singoli isotopi sulla superficie esterna della guida d'onda, in funzione del tempo trascorso dall'arresto dell'acceleratore. Le curve a tratto continuo, a differenza delle altre, tengono conto dell'autoassorbimento.

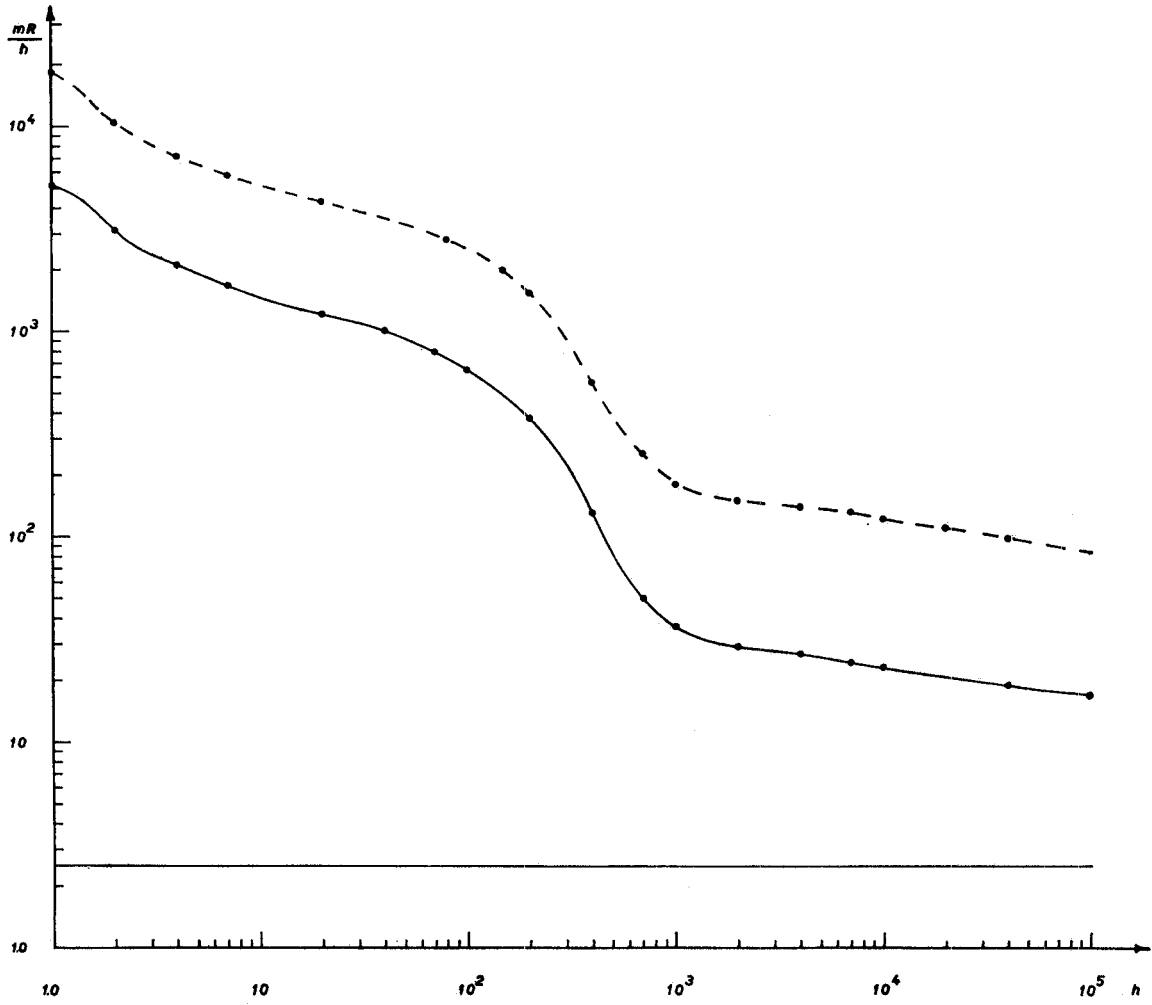


Fig. 4. — Intensità di dose totale, come risulta dalle curve della figura precedente.

Tenendo conto dell'autoassorbimento si ottiene invece:

$$D'(T, t) = F \sum_k Y'_k \varepsilon_k \left(1 - e^{-T/\tau_k}\right) e^{-t/\tau_k}$$

Nelle fig. 3 e 4 i valori di D e D' a saturazione sono riportati in funzione del tempo t in ore, per i singoli nuclidi e per il totale di essi.

Per ciò che riguarda il Fe si è tenuto conto del solo contributo del ^{54}Mn , essendo al confronto trascurabili tutti gli altri.

Conclusioni

Dai calcoli eseguiti si può concludere che lungo la guida d'onda per una perdita di potenza del fascio del 10 % uniformemente distribuita lungo i 60 m di essa, anche dopo 100 ore di funzionamento, i livelli di radiazione non sono da considerarsi eccessivamente pericolosi.

Le considerazioni fatte non valgono però in prossimità dei punti « caldi », nei quali può considerarsi perduta, pessimisticamente, tutta l'energia del fascio.

Un'idea approssimata dei livelli di radiazione in vicinanza di tali punti, la si può avere, supponendo che la potenza del fascio, prima perduta per il 10 % lungo i 60 m dell'acceleratore, venga totalmente perduta sulla superficie di una sfera avente, in sezione, le stesse dimensioni e la stessa costituzione della guida d'onda come riportata in fig. 1.

In questa ipotesi, il livello di radiazione a distanza r dal centro della sfera, si può ritenere, come ordine di grandezza, dato da

$$L = 10 \cdot \frac{S}{4 \pi r^2} L_0$$

dove L_0 è il livello di radiazione a contatto calcolato ed $S = 2 \pi R_0 l$ la superficie della guida d'onda. Il fattore 10 tiene conto del fatto che L_0 è stato calcolato nell'ipotesi di una perdita del 10 % della potenza totale del fascio lungo tutto il tubo dell'acceleratore. Effettuando i calcoli si ha che a distanza

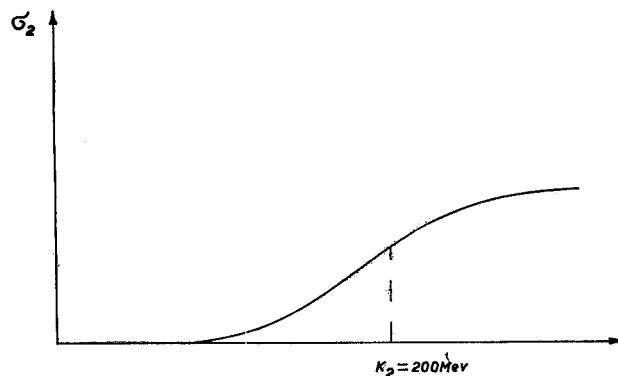


Fig. 5. — Andamento effettivo della sezione d'urto σ_2 .

di 1 m dal centro della sfera, il valore di L è circa 30 volte maggiore di quello che, a parità di ogni altro fattore, risulta dalla figura 4.

APPENDICE

Calcolo di G. — Poichè l'andamento effettivo della σ_2 è quello riportato in fig. 5, è lecito supporre che un certo numero di reazioni del tipo 2, abbia luogo anche al disotto di 200 MeV. Si può ragionevolmente sopravvalutare la produzione proveniente da reazioni di tale tipo assumendo $k_2 = 100$ MeV. Essendo allora $k_0^{\text{MIT}} = 320$ MeV e $k_1 = 20$ MeV, si ha

$$\frac{1}{k_1 \ln(k_0^{\text{MIT}}/k_2)} \simeq \frac{1}{20}$$

Pertanto, nel caso nostro, in cui lo spessore va da R_0 a R , si può scrivere:

$$(1 a) \quad G = \frac{1}{20} \frac{\int_{R_0}^R \Gamma^{(\pi)}(k_2) dr}{\int_{R_0}^R \gamma^{(\pi)}(k_1) dr}$$

Per ciò che riguarda il rame, poichè $R - R_0 \gg X_0$,
si ha

$$\int_{R_0}^R \Gamma^{(\pi)}(k_2) dr = \int_{K_1}^{K_0} dk \int_{R_0}^{R_0} \gamma^{(\pi)}(k_0, k_2, r - R_0) dr = 0,57 X_0 k_0 \left(\frac{1}{k_2} - \frac{1}{k_0} \right)$$

e

$$\int_{R_0}^R \gamma^{(\pi)}(k_1) dr = 0,57 X_0 k_0 \frac{1}{k_1^2}$$

Quindi:

$$G = \frac{1}{20} \frac{\frac{k_0 - k_2}{k_0 k_2}}{\frac{1}{k_1^2}}$$

Per i due strati di ferro, usando la stessa approssimazione (3') usata per ottenere la (3), la (1 a) diventa:

$$G = \frac{1}{20} \frac{\Gamma^{(\pi)}(k_0, k_2, l)}{\gamma^{(\pi)}(k_0, k_1, l)}$$

essendo l come al solito il punto medio dello strato considerato.

RIASSUNTO

M. Ladu, M. Pelliccioni e M. Roccella: Radioattività residua sulla guida d'onda del Linac di Frascati. - Viene calcolata la radioattività residua, a saturazione, della guida d'onda del Linac di Frascati da 400 MeV e vengono dati i valori dell'intensità di dose sulla superficie esterna del materiale irradiato, nel caso che il 10% della potenza del fascio sia perduto uniformemente lungo i 60 m dell'acceleratore. Si dà infine una stima dei livelli di radiazione a distanza di 1 m dai punti caldi. Essi risultano, sempre a saturazione, ancora dopo 1000 ore dacchè la macchina ha cessato di funzionare, di circa $500 \text{ mr} \cdot \text{h}^{-1}$.

BIBLIOGRAFIA

- 1) Baarli J. La protection auprès des grands accélérateurs. Presses Universitaires de France, Paris, p. 123, 1962.
- 2) Barbier M. CERN, 64-9, 1964.
- 3) Blaser J. P., Perret C., Barbier M., Dutrançois J. CERN, 63-19, 1963.
- 4) Debs, Eisinger, Fairhall. Halpern and Richter. Phys. Rev., 97, 1325, 1955.
- 5) De Staebler H. SLAC TN 62-70, 1962.
- 6) De Staebler H. SLAC TN 63-92, 1963.
- 7) D'Hombres M. M. Saclay SPR/65-1047, 1965.
- 8) Goldstein H., Wilkins J. E. USAEC Report NYO 3075, 1954.
- 9) N.B.S. Handbook, 75, 1961.
- 10) Rossi B. High Energy Particles. Ed. Prentice-Hall, New York, 1952.
- 11) Wallace R. Nuclear Instr. Meth. 18-19, 405, 1962.
- 12) Wallace R., Moyer B. UCRL 10086, 1962.