

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Milano

INFN/TC-84/29
11 Dicembre 1984

C.Birattari, M.Bonardi, A.Ferrari e M.Silari:
IL PROGETTO CICLOTRONE PER USI BIOMEDICI DI MILANO: VALUTAZIONE
SULLA ATTIVAZIONE INDOTTA NELL'ARIA

Servizio Documentazione
dei Laboratori Nazionali di Frascati

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
Sezione di Milano

INFN/TC-84/29
11 Dicembre 1984

IL PROGETTO CICLOTRONE PER USI BIOMEDICI DI MILANO: VALUTAZIONI SULLA
ATTIVAZIONE INDOTTA NELL'ARIA

C.Birattari, M.Bonardi, A.Ferrari
Dipartimento di Fisica dell'Università, Laboratorio Ciclotrone,
Via Celoria 16, 20133 Milano

e

M.Silari
Centro Studi di Fisiologia del Lavoro Muscolare del CNR,
Via Mangiagalli 32, 20133 Milano

INTRODUZIONE

In questi ultimi anni si stà sempre più diffondendo l'uso di ciclotroni dedicati ad applicazioni biomediche ed in particolare alla produzione di radioisotopi. Acceleratori adatti a questi scopi sono ormai disponibili commercialmente in vari modelli.

L'installazione di macchine di questo tipo presso complessi ospedalieri pone problemi protezionistici maggiori rispetto a quelli indotti da analoghe installazioni impiegate per scopi di ricerca scientifica⁽¹⁾; ciò a causa del fatto che gli ospedali sono di solito insediati all'interno di aree intensamente urbanizzate e che, per gli scopi cui sono destinate, a tali macchine si richiedono alte intensità di fascio. Infine il processamento delle consistenti quantità di radioisotopi così prodotti crea ulteriori problemi a causa dei rifiuti radioattivi che devono essere smaltiti.

Il problema dei rifiuti radioattivi, ed in particolar modo lo smaltimento dei rifiuti di tipo aeriforme, è l'argomento di maggiore rilevanza nella valutazione delle condizioni di sicurezza in prossimità degli insediamenti urbani circostanti l'impianto.

In relazione alla prevista installazione presso un complesso ospedaliero dell'area milanese di un ciclotrone tipo MC40, fornito dalla Soc. Scanditronix di Uppsala (Svezia), sono stati condotti alcuni studi preliminari⁽²⁾ sui possibili scarichi radioattivi producibili da tale impianto in relazione agli adempimenti previsti dalla legislazione vigente⁽³⁾.

La contaminazione radioattiva aeriforme proviene principalmente dall'attivazione dell'aria, prodotta dagli intensi campi neutronici e gamma presenti in prossimità dell'acceleratore e delle linee di trasporto dei fasci, e da perdite di radioisotopi da parte dei bersagli irraggiati.

Scopo del presente studio è stato di considerare i problemi connessi con la prima causa di contaminazione, ovvero di presentare, seppure in forma preliminare, le ipotesi adottate, le valutazioni effettuate, i livelli di attività scaricabili e le concentrazioni dei radioisotopi presenti a seguito della attivazione dell'aria negli ambienti con elevati campi di radiazione elettromagnetica e neutronica.

A tal fine, sulla base dei dati riportati in bibliografia⁽⁴⁻¹²⁾ sulle sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni e gamma, tenendo conto delle intensità di fascio disponibili con un acceleratore del tipo MC40, con opportune ipotesi sulle sorgenti di neutroni, si sono valutate, in funzione di diversi regimi di ricambio d'aria degli ambienti, le attività a saturazione, gli scarichi orari e le concentrazioni per i diversi radionuclidi prodotti.

Queste valutazioni sono state eseguite sia al fine di poter determinare le specifiche dell'impianto di aerazione e condizionamento sia al fine di poter effettuare, mediante un semplice modello di dispersione atmosferica, una stima cautelativa dell'esposizione alla popolazione dovuta allo scarico di aria radioattiva da parte della ciminiera di cui sarà dotato l'impianto. Quest'ultima stima è sviluppata nella seconda parte del lavoro.

1.- SCARICHI RADIOATTIVI

L'installazione di un ciclotrone per usi biomedici destinato in particolare alla produzione di radioisotopi comporta notevoli problemi connessi con lo smaltimento dei rifiuti radioattivi prodotti dal funzionamento dell'acceleratore e dai laboratori ad esso connessi.

In generale si hanno rifiuti sia solidi che liquidi che aeriformi (v. Fig. 1). I primi hanno origine da materiali attivati, dagli scarti prodotti dal processamento delle targhette nei laboratori di radiochimica, nonché dai materiali provenienti dagli impianti di filtrazione dei liquidi di raffreddamento, delle cappe, delle celle calde e dell'impianto di condizionamento.

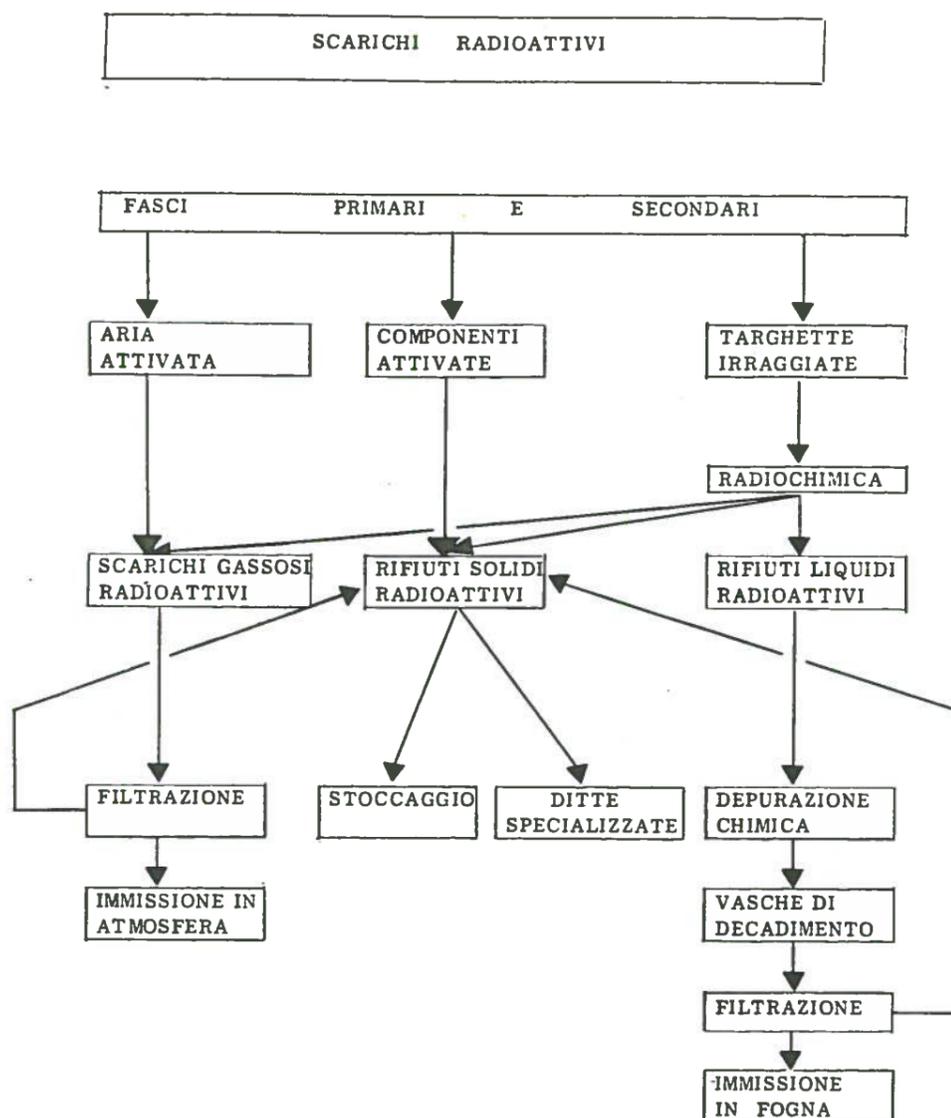


FIG. 1 - Schema illustrativo dell'origine degli scarichi radioattivi.

Per i rifiuti liquidi radioattivi le origini sono simili⁽²⁾: oltre alle targhette ed agli scarichi dei laboratori di radiochimica, sono da tenere presenti le acque di lavaggio delle vetrerie.

Gli scarichi aeriformi rappresentano un caso differente. Si possono suddividere, in base alla loro origine, in due categorie: scarichi analoghi a quelli solidi e liquidi, provenienti cioè dalle targhette e dalle lavorazioni eseguite nei laboratori di radiochimica, e scarichi da attivazione. Questi ultimi sono prodotti a seguito della interazione dei campi secondari neutronici e gamma, conseguenti al funzionamento dell'acceleratore, con l'aria dei locali ove vi è presenza di fascio. In generale tuttavia non viene considerata la possibilità di radioattivazione del pulviscolo atmosferico, in quanto sono previsti opportuni sistemi di filtraggio assoluto ad alta efficienza in ingresso all'impianto di condizionamento.

Per quanto concerne i rifiuti solidi e liquidi, è sempre possibile prevedere opportuni sistemi di contenimento ove lasciare decadere gli isotopi prodotti fino a livelli compatibili con le attuali disposizioni di legge in materia. E' perciò evidente che essi non rappresentano un particolare problema per la sicurezza dei lavoratori dell'impianto e delle popolazioni ad esso circostanti.

Un discorso analogo, anche se più complesso, può essere fatto per i particolati radioattivi presenti negli aeriformi e provenienti dalle targhette e dal loro processamento; per gli isotopi ad alta radiotossicità, quali i radionuclidi dello iodio (e di altri alogeni), è possibile installare filtri specifici sulle cappe e nelle celle caldate interessate od eventualmente pensare di contenerli, trattandosi comunque di piccoli volumi. Viceversa per quei nuclidi, quali ^{13}N e ^{15}O , per i quali una filtrazione sarebbe problematica, le attività liberate nelle lavorazioni di processo⁽²⁾ sono del tutto trascurabili rispetto a quelle prodotte per attivazione neutronica dell'aria.

La radioattività dovuta a quest'ultimo fenomeno porta invece maggiori problemi. Prima di tutto le attività in gioco sono elevate (parecchie centinaia di Curie all'anno); inoltre gli elementi radioattivi principalmente prodotti sono tutti gassosi ed oltretutto dispersi in grossi volumi d'aria. Poichè non è pensabile filtrare gli elementi in questione (O , N , Ar , etc.) e nemmeno contenere gli enormi volumi d'aria (parec

chie centinaia di m³/h) conseguenti alla ventilazione dei bunkers, indispensabili per mantenere depressioni di sicurezza con i locali circostanti, è evidente che la attivazione dell'aria rappresenta l'elemento di maggior pericolo potenziale connesso all'attività di un impianto di questo genere, sia per la popolazione che per i lavoratori del centro.

Per l'ambiente esterno il pericolo è connesso principalmente con la esposizione conseguente alla dispersione in atmosfera degli effluenti radioattivi. Per il personale dell'impianto vi è la necessità di garantire adeguate condizioni di sicurezza relativamente alla concentrazione dei gas radioattivi al momento dell'ingresso nei bunkers precedentemente interessati dal fascio.

I successivi paragrafi sono quindi dedicati allo studio dettagliato del fenomeno dell'attivazione dell'aria, in modo da identificare le condizioni ottimali per il funzionamento dell'impianto di ventilazione, ai fini di minimizzare i rischi sopraesposti.

2.- MODELLO ADOTTATO

Nella valutazione degli scarichi di tipo aeriforme conseguenti alla radioattivazione dell'aria verranno presi in esame solo i radioisotopi prodotti in seguito alle reazioni nucleari indotte da neutroni, in quanto, all'interno delle schermature, il campo di radiazione neutronica è decisamente prevalente rispetto a quello elettromagnetico. Inoltre le soglie delle reazioni (γ, n) sono tali, da rendere queste ultime ulteriormente trascurabili^(6,13).

Se consideriamo un locale di volume V e superficie S, in cui operi un sistema di ventilazione che fornisca m ricambi d'aria orari, in un generico elemento di volume dV, per effetto del flusso Φ di neutroni presenti, si formano, in un tempo dt, per una data reazione, un numero di nuclei attivi pari a:

$$kdVdt = \sigma q f(N_A/P_A) \Phi dt dV \quad (1)$$

dove:

k = numero di nuclei attivi che si formano per unità di volume e di tempo;

σ = sezione d'urto per la reazione considerata;

q = densità dell'elemento bersaglio;

P_A = peso atomico dello stesso;

f = frazione isotopica dell'elemento bersaglio;

$N_A = 6.023 \times 10^{23}$ = numero di Avogadro.

Nello stesso elemento di volume dV , si ha contemporaneamente una diminuzione del numero di nuclei attivi a causa del decadimento e della ventilazione, pari a:

$$hdVdt = (\lambda+m)ndVdt \quad (2)$$

dove:

h = numero di nuclei attivi che decadono o vengono aspirati, per unità di volume e di tempo;

λ = costante di decadimento;

n = numero di nuclei attivi per unità di volume;

m = numero di ricambi d'aria orari.

Complessivamente si ha:

$$dn/dt = k-h = \mu\Phi - (\lambda+m)n \quad (3)$$

avendo posto:

$$\mu = \sigma\varrho fN_A/P_A \quad (4)$$

Dalla eq.(3), con la condizione $n(0)=0$, si ricava:

$$n = \frac{\mu\Phi}{\lambda+m} [1 - \exp[-(\lambda+m)t]] \quad (5)$$

Pertanto l'attività per unità di volume al tempo t è data da:

$$a = a_s [1 - \exp[-(\lambda+m)t]] \quad (6)$$

dove

$$a_s = \mu\Phi\lambda/(\lambda+m) \quad (7)$$

è l'attività a saturazione, che si può considerare approssimativamente raggiunta dopo un tempo t_s definito dall'espressione:

$$t_s \geq 5/(\lambda+m) \quad (8)$$

Per poter effettuare delle valutazioni pratiche, è opportuno introdurre un flusso medio $\langle\Phi\rangle$ definito dalla:

$$\langle\Phi\rangle = 1/V \int_V \Phi dV' \quad (9)$$

In questo modo l'attività totale A_T presente nell'ambiente è data da:

$$A_T = V \langle a \rangle = V \langle a_S \rangle [1 - \exp [-(\lambda+m)t]] \quad (10)$$

avendo definito:

$$\langle a \rangle = \langle a_S \rangle [1 - \exp [-(\lambda+m)t]] \quad (6')$$

$$\langle a_S \rangle = \mu \langle \Phi \rangle \lambda / (\lambda+m) \quad (11)$$

Per calcolare operativamente $\langle \Phi \rangle$ assumiamo il locale sferico con raggio equivalente R, definito da:

$$R = [3V/(4\pi)]^{1/3} \quad (12)$$

Secondo questa ipotesi, sostituendo nella (9) l'espressione

$$Y(\vartheta) = \Phi r^2$$

dove $Y(\vartheta)$ è l'emissione di neutroni nella direzione individuata dall'angolo ϑ formato con l'asse del fascio, per unità di tempo e di angolo solido da parte della sorgente collocata idealmente al centro della sfera, e integrando in coordinate sferiche si ha:

$$\langle \Phi \rangle = 3/(2R^2) \int_0^\pi Y(\vartheta) \sin\vartheta d\vartheta = 3 \langle Y \rangle / R^2 \quad (13)$$

dove $\langle Y \rangle$ è definito dalla relazione:

$$\langle Y \rangle = \frac{\int_0^\pi Y(\vartheta) \sin\vartheta d\vartheta}{\int_0^\pi \sin\vartheta d\vartheta} = \frac{\int_0^\pi Y(\vartheta) \sin\vartheta d\vartheta}{2} \quad (13')$$

$\langle Y \rangle$ rappresenta il numero medio di neutroni emesso per unità di tempo e di angolo solido.

La trattazione precedente deve considerarsi valida nel caso di reazioni indotte da neutroni veloci. Nel caso viceversa di reazioni indotte da neutroni termici, si è assunta valida la formula di Moyer^(14,15), per la quale il flusso termico è esprimibile in funzione della intensità della sorgente di neutroni veloci mediante la seguente relazione:

$$\Phi_{th} = 1.25 \times 4\pi \langle Y \rangle / S \quad (14)$$

dove S è la superficie del locale.

L'attività estratta dal locale per aspirazione per unità di tempo è

data da:

$$\dot{A}(t) = m \langle a \rangle V . \quad (15)$$

In particolare, in condizioni di saturazione:

$$\dot{A} = m \langle a_s \rangle V . \quad (16)$$

Allo spegnimento dell'acceleratore l'attività nel locale diminuirà secondo la legge:

$$\langle a_{OFF} \rangle = \langle a_M \rangle \exp[-(\lambda+m)t] \quad (17)$$

dove $\langle a_M \rangle$ = attività presente al termine dell'irraggiamento.

Pertanto il tempo di attesa necessario perchè nel locale la concentrazione di attività scenda ai valori di concentrazione massima ammissibile è dato da:

$$t_w = \ln [\langle a_M \rangle / CMA / (\lambda + m)] \quad (18)$$

essendo appunto CMA la concentrazione massima ammissibile per il nuclide in questione.

L'attività aspirata, a partire dal fermo dell'acceleratore, sarà:

$$A_{OFF}(t) = mV \int_0^t \langle a_{OFF} \rangle dt'$$

da cui:

$$A_{OFF}(t) = \frac{\langle a_M \rangle mV}{\lambda+m} [1 - \exp[-(\lambda+m)t]] \quad (19)$$

il cui valore asintotico è:

$$A_{OFF} = \langle a_M \rangle mV / (\lambda+m) . \quad (20)$$

Per un irraggiamento di durata t generica, si ha un'attività aspirata complessivamente pari a:

$$A_{ON}(t) = \int_0^t \dot{A}(t') dt' .$$

Sostituendo le espressioni di \dot{A} e $\langle a \rangle$ date dalla (15) e dalla (6') ed integrando, si ottiene:

$$A_{ON}(t) = m \langle a_s \rangle V \left[t - \frac{1 - \exp[-(\lambda+m)t]}{\lambda+m} \right] . \quad (21)$$

3.- SORGENTE DI NEUTRONI

Considerate le caratteristiche dell'MC40, riportate in Tabella I, e le soglie delle reazioni nucleari di interesse⁽¹⁶⁾, ai fini dell'attivazione dell'aria il peggior campo di radiazione neutronica si ha nel caso della reazione $9\text{-Be}(d,n)$ ⁽¹⁷⁻²¹⁾. Si è ipotizzata pertanto una sorgente tipo, costituita da una targhetta spessa di Berillio su cui incida un fascio di deutoni da 20 MeV con un'intensità di 100 μA (valori massimi ottenibili per deutoni con l'acceleratore in questione). In queste condizioni si possono avere neutroni con un'energia massima di 24.4 MeV, essendo il Q della reazione pari a 4.4 MeV.

TABELLA I

CARATTERISTICHE DEI FASCI ESTRATTI DA UN
CICLOTRONE SCANDITRONIX MC40

PARTICELLA ACCELERATA	RANGE DI ENERGIA (MeV)		INTENSITA' DEL FASCIO (μA)	
	MASSIMO	GARANTITO	MASSIMA	GARANTITA
1-H	9 - 40	9 - 38	100	65
2-H	4.5 - 20	5 - 19.5	100	65
3-He	12 - 53	13 - 52	50	30
4-He	9 - 40	9 - 39	50	30

Per i neutroni di energia maggiore di 3 MeV sono state assunte le distribuzioni energetiche riportate da K.A.Weaver^(17,18); per le energie inferiori si sono estrapolate tali curve prevedendo andamenti tipici degli spettri neutronici a queste energie, come quelli misurati da C.Birattari et al.⁽²²⁾.

Nelle Figure 2 e 3 sono riportati gli spettri di K.A.Weaver, nelle figure 4 e 5 l'andamento, estrapolato a bassa energia, adottato nelle valutazioni seguenti.

Si è poi considerato che la resa angolare fosse uniforme fra 0 e 45 gradi e pari a quella riportata per 3.5 gradi (Fig. 4), mentre fra 45 e 180 gradi si è utilizzato lo spettro relativo a 32.3 gradi (Fig. 5). Questa schematizzazione rappresenta chiaramente una sovrastima della situazione reale. In bibliografia sono riportati dati sulla distribuzione angolare effettiva dei neutroni emessi in seguito a diverse reazioni nucleari^(21,23); tali dati tuttavia sono frammentari e non facilmente uti-

REACTION THK 9BE(D,N)10B TARGET 293.4 mg cm² THICK
RUN NO. 111605 E_{in} = 20.00MEV 11/16/72

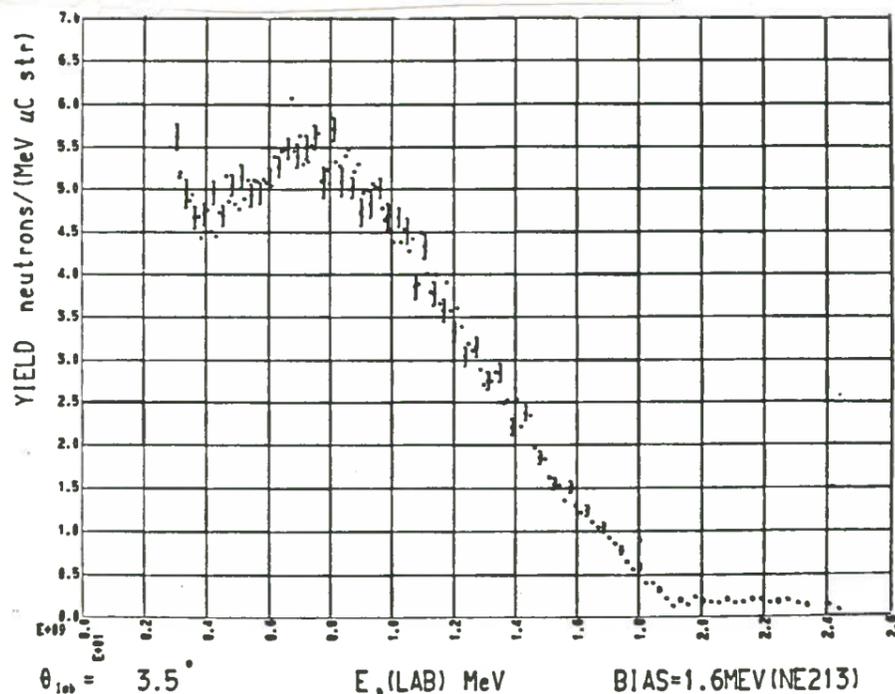


FIG. 2 - Distribuzione energetica dei neutroni emessi a 3.5° per bombardamento di un bersaglio spesso di Berillio con deutoni da 20 MeV⁽¹⁸⁾.

REACTION THK 9BE(D,N)10B TARGET 293.4 mg cm² THICK
RUN NO. 111605 E_{in} = 20.00MEV 11/16/72

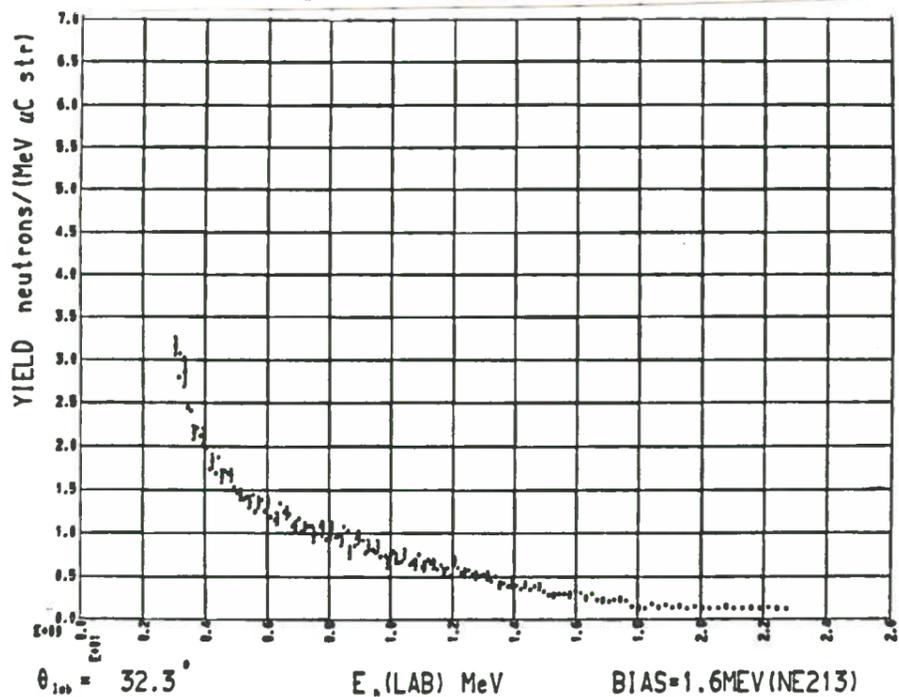


FIG. 3 - Distribuzione energetica dei neutroni emessi a 32.3° per bombardamento di un bersaglio spesso di Berillio con deutoni da 20 MeV⁽¹⁸⁾.

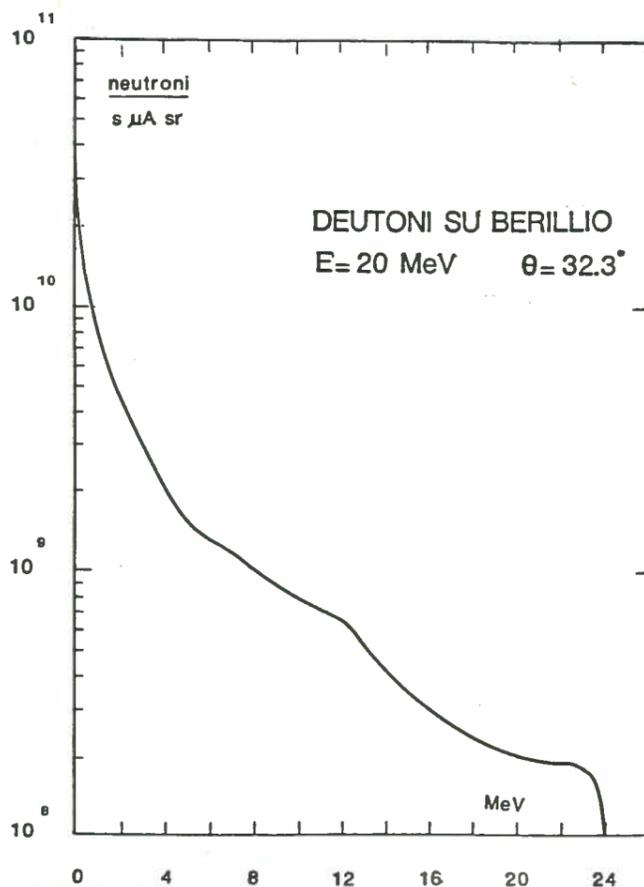
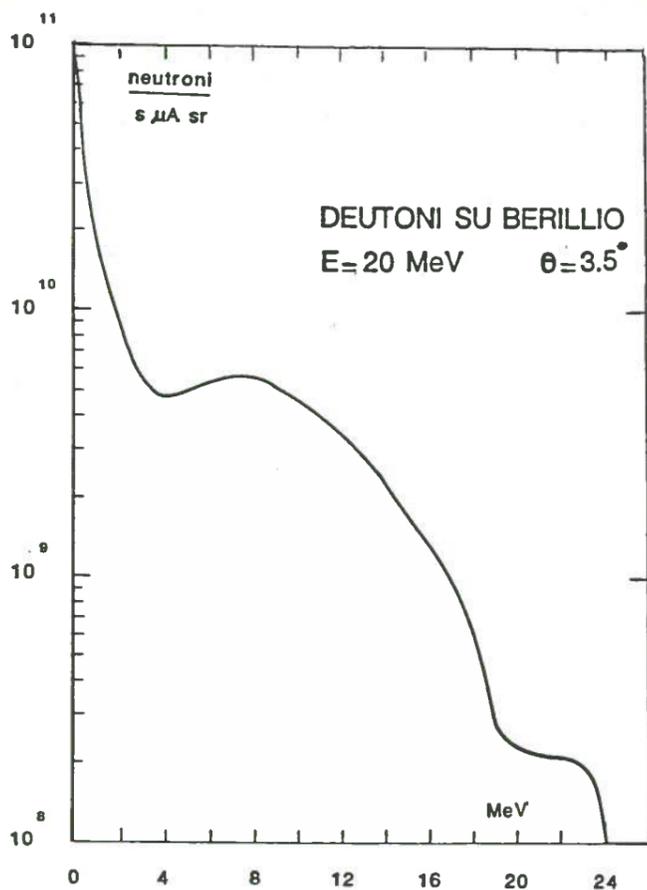


FIG. 4 - Distribuzione energetica, adottata nel presente lavoro, dei neutroni emessi a 3.5° per bombardamento di un bersaglio spesso di Berillio con deutoni da 20 MeV.

FIG. 5 - Distribuzione energetica, adottata nel presente lavoro, dei neutroni emessi a 32.3° per bombardamento di un bersaglio spesso di Berillio con deutoni da 20 MeV.

lizzabili per valutazioni più precise.

Chiamando Y_1 la resa a 3.5 gradi e Y_2 quella a 32.3 gradi, opportunamente troncate al valore di soglia della reazione considerata, $\langle Y \rangle$, come definito dall'equazione (13'), è dato dall'espressione:

$$\langle Y \rangle = 0.146Y_1 + 0.854Y_2 . \quad (22)$$

La resa totale di neutroni (soglia zero) si ha inserendo nella (22) i valori:

$$Y_1 = 1.233 \times 10^{13} \text{ ns}^{-1} \text{ sr}^{-1} ; \quad Y_2 = 4.23 \times 10^{12} \text{ ns}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

e quindi:

$$\langle Y \rangle = 5.41 \times 10^{12} \text{ ns}^{-1} \text{ sr}^{-1} . \quad (23)$$

Per il calcolo dei flussi sono di seguito riportati i parametri di interesse per il bunker ciclotrone e per un tipico bunker di irraggiamento.

$$\langle \dot{D}_\gamma \rangle = \dot{D}_\gamma / 8 + \dot{D}_\gamma(45^\circ) / 4 + \dot{D}_\gamma(90^\circ) / 4 + \dot{D}_\gamma(125^\circ) / 4 + \dot{D}_\gamma(180^\circ) / 8. \quad (34)$$

Gli integrali che compaiono nella (32) e nella (33) si trovano tabulati in funzione di $1/\lambda_\gamma$, pertanto sarebbe possibile calcolarne i valori per le singole emissioni in un punto fissato. Dato che però:

$$\int_0^a d\vartheta \exp(-z/\cos\vartheta) \leq a; \quad \int_1^\infty dy \exp(-zy)/y^2 \leq 1$$

si sono utilizzati i valori a e 1 per gli integrali stessi, sempre ai fini di un calcolo cautelativo.

Valutando in questo modo gli integrali della (34) e utilizzando per le varie quantità le unità già menzionate a proposito della (31') si ottiene:

$$\langle \dot{D}_\gamma \rangle = 13.5 \dot{A} k_\gamma / (lv) \quad (\text{mrem/y}). \quad (34')$$

Oltre al contributo dato alla dose dalla radiazione γ , è necessario valutare anche il contributo dovuto alla emissione β . Considerato che l'inverso del coefficiente di assorbimento apparente in aria, λ_β , di un β avente un'energia di 1.5 MeV è pari a circa 80 cm, è chiaro che vi sarà un contributo non nullo solo se il punto in esame si trova all'interno del pennacchio. E' inoltre chiaro che, per dimensioni del pennacchio pari a qualche volta λ_β , ci si troverà in una situazione di equilibrio. In questo modo l'intensità di dose, in un mezzo generico, sarà data dall'energia emessa per unità di volume moltiplicata per il rapporto fra i poteri frenanti lineari (S), del mezzo e dell'aria, divisa per la densità del mezzo stesso e per 2, per tener conto che l'irradiazione avverrà su metà dell'angolo solido.

Pertanto avremo:

$$\dot{D}_\beta = \dot{A} \langle E \rangle S_m / (2\pi d^2 v S_a \rho_m) \quad (35)$$

dove S_a e S_m sono i poteri frenanti lineari dell'aria e del mezzo, ρ_m la densità di quest'ultimo ed $\langle E \rangle$ l'energia media dei β in considerazione.

Utilizzando i poteri frenanti massici S/ρ e come mezzo l'acqua è facile vedere che si ha:

$$\dot{D}_\beta = 1.60 \times 10^4 \langle E \rangle / (v l^2) \times (S/\rho)_w / (S/\rho)_a \quad (\text{mrem/y}) \quad (35')$$

con $\langle E \rangle$ in MeV e le altre grandezze espresse nelle usuali unità di misura. Indicando con:

$$B = \langle E \rangle (S/\varrho)_w / (S/\varrho)_a \quad (\text{MeV}) \quad (36)$$

la (35') diviene:

$$\dot{D}_\beta = 1.60 \times 10^4 \dot{A}B / (v_l^2) \quad (\text{mrem/y}). \quad (37)$$

Tale valore dovrà poi essere mediato su tutte le possibili orientazioni del vento. Poichè, come detto, si ha un contributo alla dose solo se il punto in considerazione si trova all'interno del pennacchio, l'ipotesi di isotropia nella propagazione dei venti obbliga a moltiplicare la dose espressa nella relazione (37) per il rapporto tra l'estensione angolare del pennacchio stesso (22.6°) e l'angolo giro.

Si ottiene quindi:

$$\langle \dot{D}_\beta \rangle = 1.00 \times 10^3 \dot{A}B / (v_l^2) \quad (\text{mrem/y}). \quad (38)$$

6.3.- Valori numerici adottati e calcolo della dose alla popolazione

Per la valutazione della dose γ è necessario determinare i valori che la costante k_γ , che compare nella (34'), assume per i vari isotopi. Tale costante può essere valutata con la seguente relazione⁽²⁷⁻²⁹⁾:

$$k_\gamma = 0.869 \sum 0.53 n_\gamma E_\gamma (\mu_a/\varrho)_w / (\mu_a/\varrho)_a \quad (\text{mrem m}^2 \text{h}^{-1} \text{mCi}^{-1}) \quad (39)$$

dove n_γ è la frazione percentuale delle varie emissioni gamma relative al nuclide in considerazione, E_γ l'energia della emissione stessa, mentre i termini (μ_a/ϱ) sono i coefficienti di assorbimento massici per l'acqua e l'aria per l'energia in esame.

Per quanto riguarda invece la determinazione della dose β , vale, per il valor medio dell'energia dello spettro elettronico, l'espressione seguente⁽²⁷⁻²⁹⁾:

$$\langle E \rangle = 0.33 E_M (1-Z^{1/2}/50) (1+E_M^{1/2}/4) \quad (40)$$

dove E_M è l'energia massima di emissione e Z è il numero atomico dell'elemento emittente. Nel caso di emissione β^+ si deve porre $Z=0$. Per nuclei leggeri, come nel nostro caso, si può assumere:

$$\langle E \rangle = 0.33 E_M . \quad (40')$$

Nella (34') e nella (38) compaiono poi la velocità del vento v e la distanza l dal punto di rilascio. Si è assunto $v=1$ m/s: velocità inferiori a 2 m/s sono tipiche di situazioni di assenza di vento⁽²⁶⁾. Pertanto questa è una ulteriore ipotesi cautelativa, poichè per velocità del vento basse si ha una minore diluizione degli elementi inquinanti immessi in atmosfera, come risulta d'altronde dalla formula citata, nella quale si evidenzia che l'intensità di dose è inversamente proporzionale a v . Inoltre questo tipo di dipendenza da v , unito al fatto che a basse velocità la direzione del vento non è ben definita e tende ad essere casuale⁽²⁶⁾, rende ancora più giustificata l'ipotesi di una distribuzione isotropa degli orientamenti del vento.

Come detto in precedenza si è poi considerato che l'abitazione più vicina al camino si trovi ad una distanza di almeno 100 metri da quest'ultimo.

Pertanto con queste assunzioni la dose annua media dovuta ad uno specifico isotopo per i soggetti della popolazione più vicini al punto di rilascio è data da:

$$\langle \dot{D} \rangle = \langle \dot{D}_\gamma \rangle + \langle \dot{D}_\beta \rangle = 0.135 \dot{A} k_\gamma + 0.1 \dot{A} B \quad (\text{mrem/y}). \quad (41)$$

La (41) può essere riscritta nella forma:

$$\langle \dot{D} \rangle = 0.135 \dot{A} K \quad (\text{mrem/y}) \quad (41')$$

dove si è introdotto il fattore K , che fornisce un'idea della dose totale dovuta a un singolo isotopo, definito dall'espressione:

$$K = k_\gamma + 0.741 B \quad (\text{mrem m}^2 \text{h}^{-1} \text{mCi}^{-1}). \quad (42)$$

E' da tener presente che K dipende da l .

Nella pratica alla (41') va sostituita l'espressione seguente:

$$\langle \dot{D} \rangle = 0.135 \langle \dot{A} \rangle K \quad (\text{mrem/y}) \quad (41'')$$

nella quale $\langle \dot{A} \rangle$ è definito dalla relazione seguente:

$$\langle \dot{A} \rangle = f_t f_i [p_c A_c(1) + p_I A_I(1)] \quad (43)$$

dove i fattori f_t ($f_t \leq 1$), f_i ($f_i \leq 1$), p_c e p_I ($p_c + p_I = 1$) tengono conto rispettivamente della frazione di tempo di effettivo utilizzo dell'acceleratore, dell'effettiva intensità (ed energia) del fascio impiegata

mediamente e delle percentuali di fascio impiegate e/o perse nella sala ciclotrone e nel bunker irraggiamento. $A_C(1)$ e $A_I(1)$ sono le attività scaricate da ciascuno dei due locali sopracitati per irraggiamenti di 1 ora con $100 \mu A$ di fascio, comprensive dell'attività aspirata dall'impianto di ventilazione a irraggiamento terminato. I valori di queste quantità sono riportati per ogni isotopo nelle Tabelle II-VII.

Per i fattori che compaiono nella (43) si sono assunti i seguenti valori:

$$f_t = 0.7 ; \quad f_i = 0.5 ; \quad p_c = 0.5 ; \quad p_I = 0.5 .$$

I valori assunti per p_c e p_I sono cautelativi in quanto si è supposto che metà del fascio sia perso nella sala ciclotrone che presenta scarichi più alti rispetto ai bunkers irraggiamento. Il valore per f_t corrisponde a più di 6000 ore annue di funzionamento del ciclotrone; questo, anche solo per le indispensabili soste per la manutenzione e per gli inevitabili tempi morti fra un irraggiamento ed il successivo, rappresenta sicuramente un limite superiore.

Anche il valore di f_i è cautelativo in quanto, per tutte le attività di ricerca, verranno impiegate intensità molto inferiori (circa $1 \mu A$) a quelle massime ed inoltre l'intensità di fascio estratta ^{garantita} dalla Scanditronix è già pari al 65% di quella massima ipotizzata in questo lavoro (vedi Tabella I): è pure da notare che ovviamente non tutti gli irraggiamenti verranno condotti all'energia massima.

Pertanto l'espressione utilizzata nella valutazione della dose totale nell'abitazione più prossima al punto di rilascio è la seguente:

$$\langle \dot{D} \rangle = 2.36 \times 10^{-2} K [A_C(1) + A_I(1)] \quad (\text{mrem/y}). \quad (44)$$

Va infine sottolineato che l'utilizzare i valori $A_C(1)$ e $A_I(1)$ nella precedente relazione corrisponde alla peggiore situazione ipotizzabile in relazione alle modalità di irraggiamento, in quanto irraggiamenti più lunghi comporterebbero riduzioni nella radioattività scaricata per i primi 4 regimi di ventilazione ipotizzati.

In Tabella IX sono riportati, per ogni isotopo, i valori di k_γ , B , K e $\langle \dot{D} \rangle$, questi ultimi per tutte e sei le possibilità di ventilazione considerate. I primi tre sono stati calcolati sulla base dei dati riportati nel riferimento (24).

TABELLA IX
DOSE ANNUA PER LA POPOLAZIONE ABITANTE NELLE
ADIACENZE DELL'IMPIANTO

ISOTOPO	$\frac{kg}{m^2}$ (mrem m ² mCi ⁻¹ h ⁻¹)	B (MeV)	K (mrem m ² mCi ⁻¹ h ⁻¹)	$\langle \dot{D} \rangle$ (mrem/y)		
				m=0.1-20	m=0.5-20	m=1-20
13-N	0.52	0.455	0.857	1.10	1.37	1.66
15-O	0.52	0.657	1.01	0.0291	0.0470	0.0684
16-N *	2.30	2.06	3.83	0.0383	0.138	0.261
#				(1.15)	(4.13)	(7.84)
37-S	1.58	0.686	2.09	0.0571	0.0789	0.104
40-C1	2.06	2.73	4.08	0.0606	0.107	0.164
41-Ar	0.66	0.461	1.00	0.471	0.481	0.493
DOSE ANNUA TOTALE (mrem/y)				*		
				#	1.75 (2.87)	2.22 (6.21)
					2.75 (10.3)	
ISOTOPO	$\frac{kg}{m^2}$ (mrem m ² mCi ⁻¹ h ⁻¹)	B (MeV)	K (mrem m ² mCi ⁻¹ h ⁻¹)	$\langle \dot{D} \rangle$ (mrem/y)		
				m=5-20	m=10	m=20
13-N	0.52	0.455	0.857	3.03	3.71	4.36
15-O	0.52	0.657	1.01	0.211	0.333	0.502
16-N *	2.30	2.06	3.83	1.24	2.42	4.72
#				(37.1)	(72.7)	(141.5)
37-S	1.58	0.686	2.09	0.242	0.330	0.428
40-C1	2.06	2.73	4.08	0.561	0.937	1.50
41-Ar	0.66	0.461	1.00	0.536	0.552	0.562
DOSE ANNUA TOTALE (mrem/y)				*		
				#	5.82 (41.7)	8.29 (78.5)
					12.1 (148.8)	
ATTIVITA' SCARICABILE DI 13-N AFFINCHE' SIA $\langle \dot{D} \rangle < 10$ mrem/y				< 86 mCi/h o < 755 Ci/y		

* Contributo di 16-N realistico, cioè ridotto di un fattore 30 corrispondente a circa 5 tempi di dimezzamento (vedi testo).
Contributo di 16-N non ridotto

Un commento a parte merita il radioisotopo 16-N, per il quale si è considerato un contributo ridotto di un fattore 30. Per questo isotopo non è realistico trascurare il contributo dovuto al decadimento. Infatti, a causa della breve vita media ($T=7.13$ s), l'attività dell'16-N si ridurrà già nel percorrere l'impianto di ventilazione fino alla bocca del camino, inoltre la dose γ e la dose β verranno ulteriormente diminuite a causa del tempo necessario a percorrere il tratto dalla ciminiera alla casa più vicina. Si è stimato prudentemente come equivalente a circa 5 tempi di dimezzamento l'effetto globale di questi fattori. Tuttavia, per completezza, in parentesi sono riportati anche i valori non ridotti.

Nella Tabella IX è pure riportata la dose annua totale ottenuta come somma dei contributi dei singoli isotopi ed in parentesi la stessa con il contributo di ^{16}N non ridotto.

Nella stessa Tabella è infine riportato il valore massimo di attività scaricabile per anno di ^{13}N affinché la dose alla popolazione non superi i 10 mrem/y. Per una miscela di isotopi, come è il nostro caso, basta pesare opportunamente le singole attività con il rapporto fra i valori di K dell'isotopo considerato e di ^{13}N .

6.4.- Generalizzazione delle formule per distribuzioni generiche della direzione e della velocità del vento

Volendo tenere conto della effettiva distribuzione delle direzioni e delle velocità del vento le (34) e (38) vanno sostituite con espressioni più generali.

Definiamo le seguenti grandezze (vedi Fig. 7):

- ψ = angolo formato dalla direzione di provenienza del vento rispetto all'asse Sud-Nord;
- φ = angolo formato fra l'asse del pennacchio e la direzione lungo la quale si trova il punto di valutazione della dose;
- ϑ = angolo formato dalla direzione lungo la quale si trova il punto di valutazione della dose rispetto all'asse Sud-Nord;
- ω = semiampiezza angolare del pennacchio.

Vale (vedi Fig. 7) la relazione:

$$\varphi = \pi + \psi - \vartheta . \tag{45}$$

Definiamo inoltre le seguenti funzioni:

$P(v, \psi)$ = funzione di distribuzione normalizzata delle velocità e direzioni del vento

$$\dot{D}_{\gamma}^*(\varphi) = \begin{cases} \dot{D}_{\gamma}(\varphi) & \omega \leq \varphi \leq 2\pi - \omega \\ \dot{D}_{\gamma} & 0 \leq \varphi < \omega; 2\pi - \omega < \varphi \leq 2\pi \end{cases} \tag{46}$$

$$\dot{D}_{\beta}^*(\varphi) = \begin{cases} 0 & \omega \leq \varphi \leq 2\pi - \omega \\ \dot{D}_{\beta} & 0 \leq \varphi < \omega; 2\pi - \omega < \varphi \leq 2\pi . \end{cases} \tag{47}$$

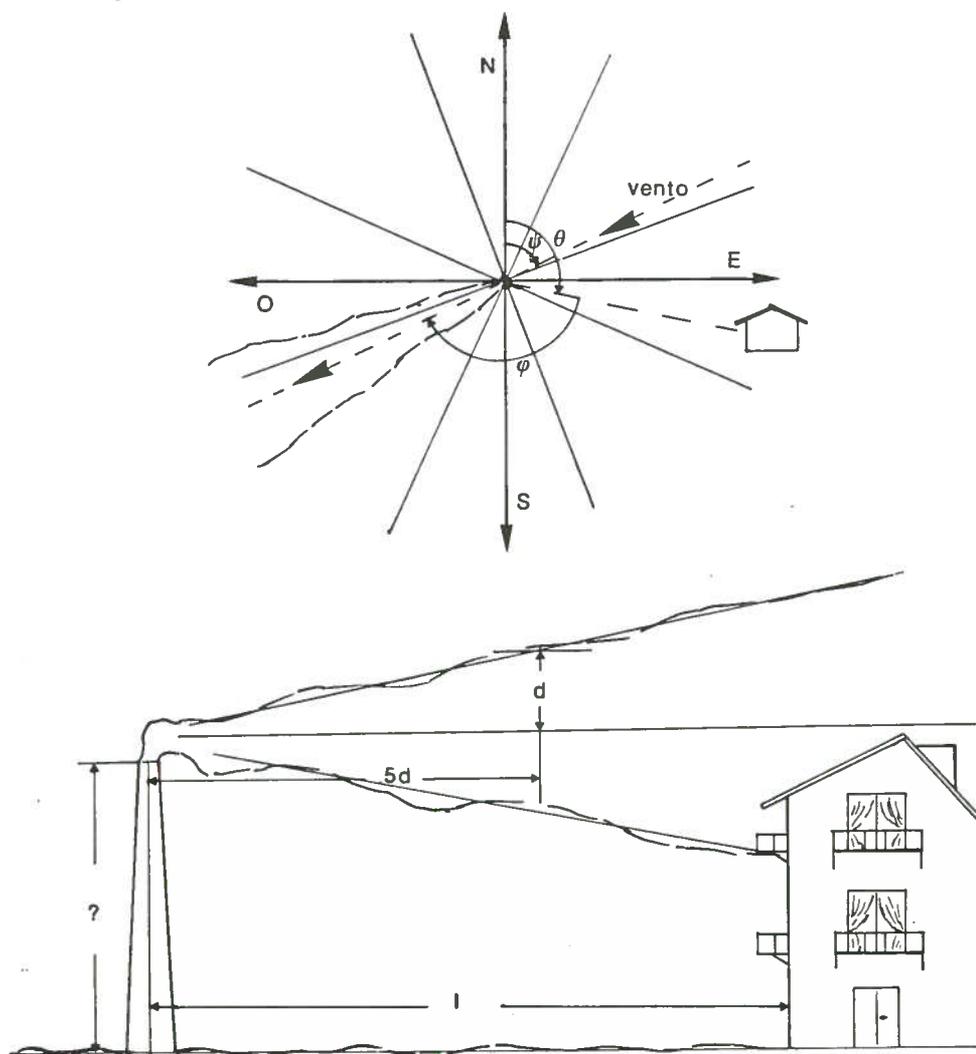


FIG. 7 - Illustrazione della definizione degli angoli ψ , φ , ϑ e della schematizzazione adottata per il pennacchio.

Utilizzando le grandezze così introdotte, l'intensità media annua di dose γ valutata in un punto posto lungo la direzione ϑ , $\langle \dot{D}_\gamma(\vartheta) \rangle$, è data dall'espressione seguente:

$$\langle \dot{D}_\gamma(\vartheta) \rangle = \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} dv \int_0^{2\pi} d\psi \dot{D}_\gamma^*(\pi + \psi - \vartheta) P(v, \psi) . \quad (48)$$

Del tutto analogamente l'intensità di dose β , $\langle \dot{D}_\beta(\vartheta) \rangle$, è data da:

$$\langle \dot{D}_\beta(\vartheta) \rangle = \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} dv \int_0^{2\pi} d\psi \dot{D}_\beta^*(\pi + \psi - \vartheta) P(v, \psi) . \quad (49)$$

Utilizzando la (47), la (49) può essere scritta nella forma:

$$\langle \dot{D}_\beta(\vartheta) \rangle = \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} dv \dot{D}_\beta \int_{\pi+\vartheta-\omega}^{\pi+\vartheta+\omega} d\psi P(v, \psi) . \quad (50)$$

Queste espressioni possono essere utilizzate qualora si evidenzi la presenza di venti fortemente dominanti nelle condizioni atmosferiche del sito in oggetto. Esse sono state riportate per completezza, anche se, dopo l'esame dei dati meteorologici e per le considerazioni svolte in precedenza, non si è ritenuto necessario farvi ricorso.

6.5.- Commento sul modello adottato per la valutazione della dose alla popolazione

Il modello sviluppato in questo paragrafo non può essere sostituito da uno studio esauriente della dispersione in atmosfera di inquinanti radioattivi e delle dosi ad essi associate, problema assai complesso e per il quale sono possibili sofisticate simulazioni numeriche che tengano conto di tutti i parametri meteorologici-ambientali. Lo scopo e la utilità di questo approccio consistono nella possibilità di valutare la potenziale pericolosità per la popolazione di una installazione di questo genere, a partire da poche ipotesi iniziali assai generali.

E' inoltre evidente che la stima così ottenuta è fortemente cautelativa; a questo scopo è interessante confrontare l'attività massima scaricabile calcolata nel presente lavoro (755 Ci/y di ^{13}N), con quella riportata in un modello simile per calcoli e scopi⁽²⁶⁾: in questo caso l'autore perviene ad un valore di 7000 Ci/y. La differenza è principalmente dovuta al diverso valore limite adottato per l'intensità di dose (30 mrem/y contro 10 mrem/y) e al fatto che, contrariamente a quanto ipotizzato nel presente lavoro, si suppone che il punto in cui viene valutata la dose stessa si trovi sempre all'esterno del pennacchio, riducendo così il contributo della radiazione γ ed eliminando quello della radiazione β .

7.- CONCLUSIONI

I valori riportati in Tabella IX mostrano come l'installazione di un Ciclotrone per usi biomedici nell'area milanese, in relazione allo scarico della radioattività dovuta ai fenomeni di attivazione dell'aria,

possa comportare rischi radiologici estremamente contenuti per la popolazione residente nelle zone limitrofe.

E' doveroso sottolineare che i radionuclidi considerati non sono metabolizzabili, sono tutti gassosi e soprattutto hanno tutti i tempi di dimezzamento brevi o brevissimi, e che infine il modello di dispersione in atmosfera assunto è conservativo e cioè non tiene conto del decadimento dei radionuclidi nel percorso tra i bunkers ed il punto di espulsione o il punto in cui è valutata la dose, esclusa fatta per il 16-N.

Inoltre le numerose ipotesi cautelative adottate, in particolar modo per quanto riguarda la sorgente di neutroni ipotizzata e l'utilizzo per tempi estremamente lunghi dell'acceleratore a intensità di fascio elevate, garantiscono un ampio margine di sicurezza alle valutazioni qui presentate. E' chiaro infatti che una stima più realistica dei flussi neutronici presenti nei locali, dei tempi e dei modi di funzionamento del ciclotrone e della dispersione atmosferica, porterebbe a valori di dose certamente molto inferiori.

I valori riportati in Tabella IX mostrano come, pure con queste ipotesi cautelative, la dose annua per la popolazione residente nelle zone adiacenti all'impianto sia in accordo con le più recenti raccomandazioni dei competenti organismi internazionali⁽³⁰⁾.

Risulta anche evidente che l'utilizzare regimi di ventilazione il più ridotti possibile durante il funzionamento dell'acceleratore comporta forti riduzioni della quantità di radionuclidi rilasciati in atmosfera e di conseguenza della dose ad essi dovuta, mentre il contemporaneo aumento dei tempi di attesa non è tale da creare particolari problemi, considerando anche che la durata dei tempi di attesa stessi dovuta all'attivazione delle parti solide risulterà comunque superiore.

Alla luce di queste valutazioni, è senza dubbio consigliabile una modalità di ventilazione dei locali quale quella ipotizzata e descritta nei casi I-IV, che invita ad operare nel modo seguente:

a) Durante il funzionamento del ciclotrone, nei locali ove vi è presenza di fascio verrà fermata la mandata e verrà ripresa solo quella quantità d'aria necessaria a mantenere la depressione voluta (compresa fra 10 e 20 mm di colonna d'acqua) rispetto ai locali circostanti. Con opportuni accorgimenti sarà sicuramente possibile ridurre le superfici

libere fra locali adiacenti in modo di avere nei bunkers in questione me
no di 5 ric/h (nei locali più grandi sarà più verosimilmente 1 ric/h).

b) Al termine dell'irraggiamento, qualora sia necessaria l'apertura dei
locali in precedenza interessati dal fascio, l'impianto funzionerà a pie
no regime a 20 ric/h.

Con questa soluzione, i valori di dose annua risulteranno bassi e
certamente trascurabili se confrontati con il fondo naturale, come si
può osservare nella Tabella IX.

BIBLIOGRAFIA

- (1) F.Lucci, M.Pelliccioni e A.Rindi, La radioprotezione intorno agli acceleratori di particelle (Ed. Minerva Medica, 1974).
- (2) C.Birattari, M.Bonardi, A.Ferrari e M.Silari, Il progetto ciclotrone per usi biomedici di Milano: attività producibili di radionuclidi di interesse biomedico e valutazione degli scarichi liquidi attivi, V Convegno Nazionale sulla Attività di Ricerca nei Settori della Radiochimica e della Chimica Nucleare, delle Radiazioni e dei Radioelementi, Roma, 25-28 Giugno 1984.
- (3) A.Baroncelli, M.Belli, S.Benassai, C.Bosio, M.Paganini-Fioratti e M.Pelliccioni, Problemi di protezione dalle radiazioni per le macchine acceleratrici con riferimento alla disciplina autorizzativa prevista dall'art.55 del DPR 185/1964, Report ISS T 78/15 (1978).
- (4) Neutron cross section, Brookhaven National Laboratory Report, BNL 325 (con supplementi) (1955-1964).
- (5) P.R.Gray, A.R.Zander and T.G.Ebrey, Nuclear Phys. 62, 173 (1965).
- (6) M.Barbier, Induced Radioactivity (North-Holland Publishing Company, 1969).
- (7) N.Ranakumar, E.Karttunen and R.W.Fink, Nuclear Phys. A128, 333 (1969).
- (8) S.Kardonsky, H.L.Finston and E.T.Williams, Phys. Rev. C4, 840 (1971).
- (9) S.C.Mathur and I.L.Morgan, Nuclear Phys. 75, 561 (1966).
- (10) L.Husain and P.K.Kuroda, J. Inorg. Nuclear Chem. 30, 355 (1968).
- (11) A.Rindi and S.Charalambus, Nuclear Instr. and Meth. 47, 227 (1967).
- (12) University of California Radiation Laboratories, Report UCRL 50400 (volumi vari) (1970-1976).
- (13) M.Pelliccioni, Problemi di radioprotezione collegati all'esercizio di un ciclotrone, comunicazione privata.
- (14) B.J.Moyer, Shielding and Radiation Calculations for USNRDL Cyclotron, Design Calculations for Preliminary Engineering Report, B1.102-B1.128 (1958).

- (15) R.Wallace, Cyclotrons: neutron emission and attenuation, Eng. Comp. on Rad. Shielding, 3, 157 (1970).
- (16) A.H.Wapstra and K.Bos, Atomic mass tables, ADNDT 19, 177 (1977).
- (17) K.A.Weaver, Neutrons from deuterons bombardement of light nuclei, Report UCRL 51310 (1972).
- (18) K.A.Weaver, Spectra of neutrons from deuterons bombardement of light nuclei, UCRL 51310 Addendum (1973).
- (19) K.A.Weaver, J.D.Anderson, H.H.Baschall and J.C.Davis, Nuclear Sci. and Eng. 52, 35 (1973).
- (20) Y.K.Tai, G.P.Millburn, S.N.Kaplan and B.J.Moyer, Phys. Rev. 109, 2086 (1958).
- (21) L.D.Stephens and A.J.Miller, Radiation studies at a medium energy accelerator, Proc. of the Second Intern. Conf. on Acc. Dosimetry and Experience, Stanford, 5-7 November 1969, Conf. 691101, 459.
- (22) C.Birattari and A.Salomone, Neutron spectrum measurements at a 40 MeV proton cyclotron, Health Phys., in corso di pubblicazione.
- (23) A.J.Allen, N.F.Neghay, K.H.Sun and B.J.Jennings, Phys. Rev. 81, 536 (1951).
- (24) C.M.Lederer, V.S.Shirley et al., Tables of isotopes (Wiley & Sons, 1978), 7th edition.
- (25) D.M. 6/6/1968 (G.U. N. 220, 30/8/1968).
- (26) A.H.Sullivan, Criteria for assessing the release of radioactive air from accelerators, Report CERN HS-RP/IR/82-26 (1982).
- (27) F.H.Attix and W.C.Roesch, Radiation Dosimetry (Academic Press, 1966), Vol. I.
- (28) Elementi di Fisica Sanitaria (CNEN, 1971).
- (29) J.Fitzgerald, G.Brownell and F.Mahoney, Mathematical Theory of Radiation Dosimetry (Gordon and Breach, 1967).
- (30) ICRP Publication 26 (Pergamon Press, 1977).