

**Annalen  
van  
de Belgische Vereniging  
voor  
Stralingsbescherming**

---

---

**VOL. 11, N° 3**

**1986**

**Driemaandelijkse  
periodiek**

**Périodique  
trimestriel**

---

---

**Annales  
de  
l'Association Belge  
de  
Radioprotection**

Hoofdredacteur

Dr M.H. FAES  
Fazantendreef, 13  
2850 Keerbergen.

Rédacteur en chef

Redactiesecretariaat

Mme Cl. STIEVENART  
14, rue Juliette Wytsmannstraat,  
1050 Bruxelles - Brussel.

Secrétaire de rédaction

Publikatie van teksten in de Annalen gebeurt onder volledige verantwoordelijkheid van de auteurs.

Nadruk, zelfs gedeeltelijk uit deze teksten, mag enkel met schriftelijk toestemming van de auteurs en van de Redactie.

Les textes publiés dans les Annales le sont sous l'entière responsabilité des auteurs.

Toute reproduction, même partielle, ne se fera qu'avec l'autorisation écrite des auteurs et de la Rédaction.

## INHOUD

Dit nummer bevat de tekst van een uiteenzetting gedaan op 11 oktober 1985 ter gelegenheid van een vergadering van de B.V.S. gewijd aan het gebruik van radioisotopen in de geneeskunde en de hieraan verbonden radioprotectie.

Ce numéro contient un exposé présenté le 11 octobre 1985 lors d'une réunion organisée par l'A.B.R. consacrée à l'utilisation en médecine des radioisotopes et les problèmes de radioprotection liés à leur usage.

V.U.B. Cyclotron : afscherming, ventilatie, veiligheidskringen en toepassingen.

- P. VAN den WINKEL, G. DE BACKER, A. HERMANNE,  
E. DE DONCKER :

Deel 1 : Afscherming

117 - 160

- P. VAN den WINKEL, G. DE BACKER, A. HERMANNE,  
J. MERTENS, E. DE DONCKER :

Deel 2 : Ventilatie, veiligheidskringen en toepassingen

161 - 240

## V.U.B. CYCLOTRON :

AFSCHERMING, VENTILATIE, VEILIGHEIDSKRINGEN  
EN TOEPASSINGEN.

## DEEL I : AFSCHERMING.

P. VAN den WINKEL, G. DE BACKER, A. HERMANNE,  
V.U.B. Cyclotron.

E. DE DONCKER,  
Dienst Veiligheid en Hygiene & Fysische Controle.

Vrije Universiteit Brussel  
Pleinlaan, 2  
1050 Brussel.

SAMENVATTING DEEL 1.

De biologische afscherming van het VUB-cyclotron (type 560-CGR) werd berekend voor de verwachte snelle neutronenflux van de reactie  $p(40)\text{Be}$  bij maximale stroomintensiteit (100  $\mu\text{A}$ ) op naakt doelwit in elk van de bestralingsfaciliteiten.

Hiervoor werd uit literatuurgegevens een model voor de angulaire en spectrale distributie van de neutronenemissie afgeleid evenals de gemiddelde halfwaardedikte van gewoon beton in het 0-40 MeV energie interval.

Rekening houdend met de angulaire en spectrale afhankelijkheid van het dosis-equivalenttempo en van HVL, en met de wettelijke bepalingen i.v.m. maximaal toelaatbaar dosisequivalenttempo en aanbevelingen van de NCRP, werden attenuatiekurven opgesteld die toelaten de vereiste afscherming voor de kasemat en de verschillende alveoles te bepalen.

I. INLEIDING

In 1979 besliste de V.U.B. overheid tot de installatie van een compact isochroon cyclotron op de hospitalo-facultaire campus te Jette met als voornaamste bedoeling de productie van kortlevende positronstralers ( $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{18}\text{F}$ ,  $^{75}\text{Br}$ ) en andere radioisotopen ( $^{17}\text{Br}$ ,  $^{201}\text{Tl}$ ) voorbeeldvorming in de nukleaire geneeskunde. Vermits ook andere toepassingen (activeringstechnieken, PIXE, neutrontherapie, corrosie onder straling...) beoogd werden, werd geopteerd voor de multi-ion, multi-energie cyclotron (CGR-Type 560) met externe bundellijnen en hoog geëxtraheerd vermogen.

De voornaamste karakteristieken van de versnelde deeltjes zijn samengevat in Tabel I.

Tabel I

Karakteristieken van versnelde deeltjes

Type deeltjes	<u>Gegarandeerd</u>		<u>Streefwaarden</u>	
	Energie	Stroom extern	Energie	Stroom extern
$\text{H}^+$ (protonen)	5 - 42 MeV	150 $\mu\text{A}$ (*)	5 - 45 MeV	150 $\mu\text{A}$ *
$\text{D}^+$ (deutonen)	10 - 21 MeV	150 $\mu\text{A}$	5 - 21 MeV	150 $\mu\text{A}$
$^3\text{He}^{++}$	15 - 52 MeV	50 $\mu\text{A}$	10 - 56 MeV	70 $\mu\text{A}$
$^4\text{He}^{++}$ ( $\alpha$ )	20 - 40 MeV	50 $\mu\text{A}$	10 - 42 MeV	70 $\mu\text{A}$

(\*) Voor de hoogste p-energieën is de stroom beperkt tot een extern vermogen van 3 kW (voor 40 MeV,  $I_{\text{max}} = 75 \mu\text{A}$ )

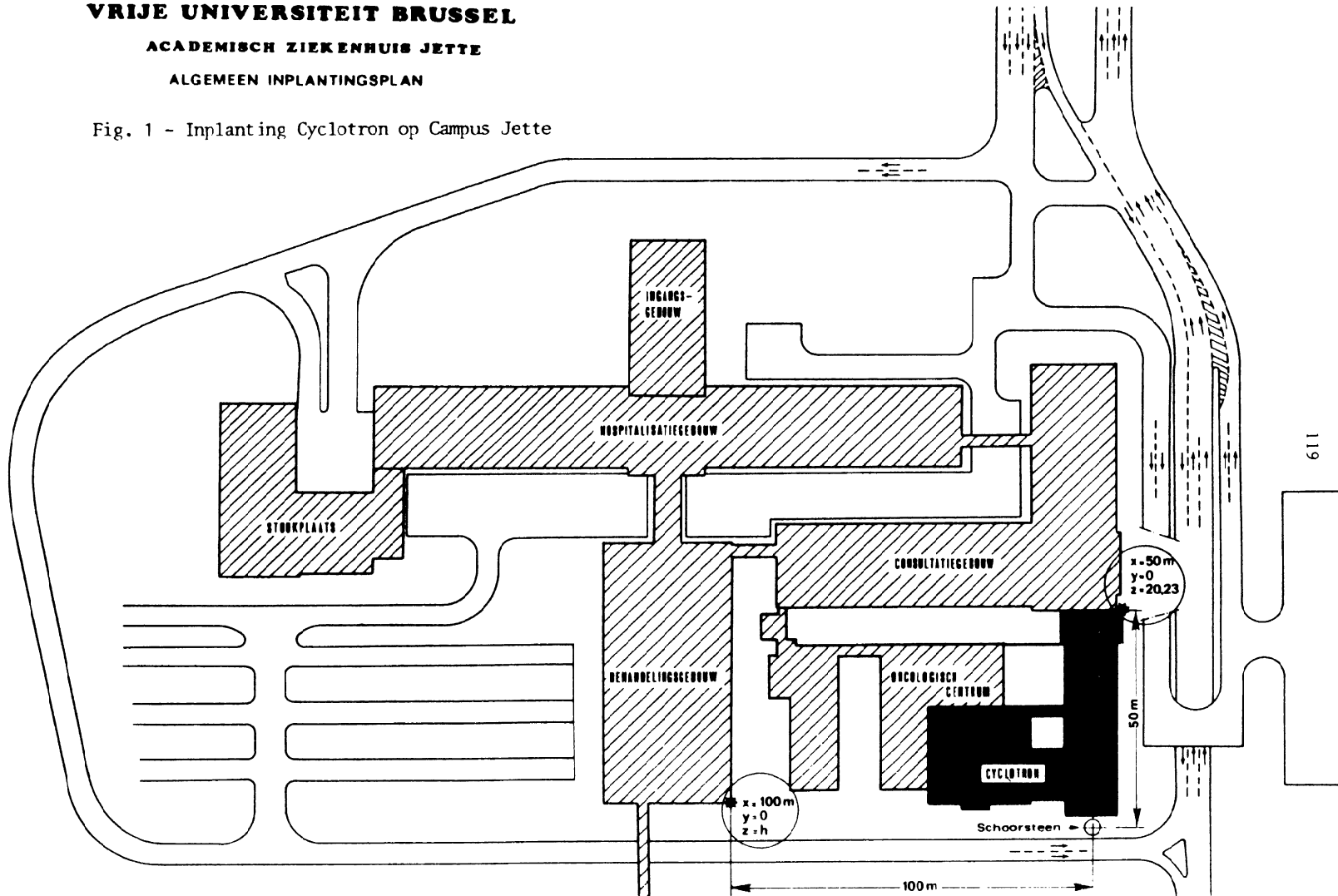
De inplanting op de Campus en het grondplan van de cyclotron-hall en annexen zijn samengevat in Fig. 1 en 2. Naast de bunker (kazemat) voor de versneller werden 4 afgeschermd bestralingsolaatsen (Alveoles) met de volgende bestemming voorzien :

# VRIJE UNIVERSITEIT BRUSSEL

## ACADEMISCH ZIEKENHUIS JETTE

### ALGEMEEN INPLANTINGSPLAN

Fig. 1 - Inplanting Cyclotron op Campus Jette



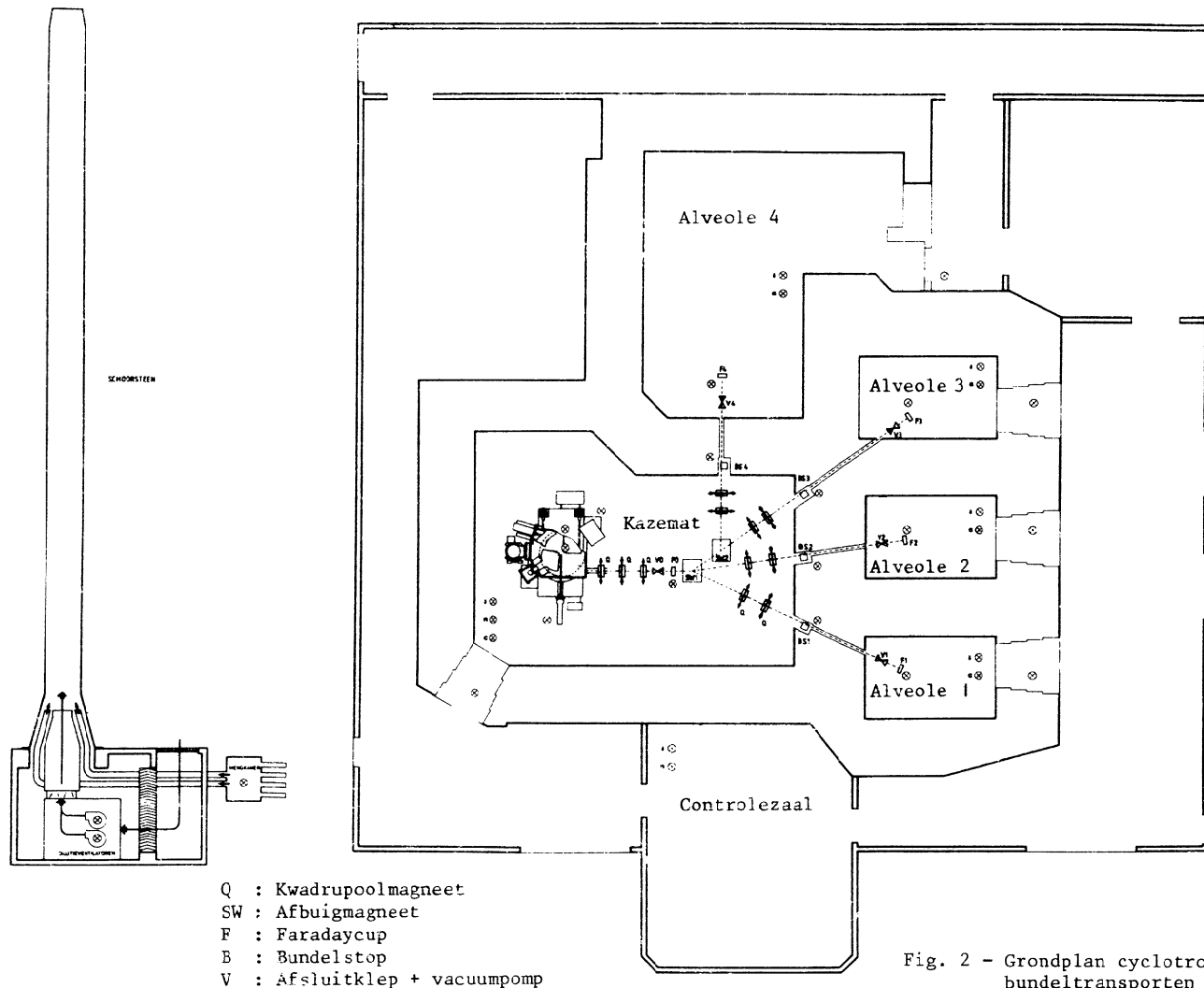


Fig. 2 - Grondplan cyclotronbunker en  
 bundeltransporten

- Alveoles 1 en 2 : produktie van isotopen waarbij gepoogd wordt gas-targets enerzijds en de vaste doelwitten anderzijds te groeperen ;
- Alveole 3 : studie van stralingsschade in metalen (met als doel simulatie van de gevolgen van intense neutronen en  $\alpha$ -bestralingen in fusie reaktoren) en van proton geïnduceerde X-straal emissie voor analytische doeleinden;
- Alveole 4 : produktie van neutronenbundels door  ${}^9\text{Be}(p, n){}^9\text{B}$  voor radiotherapie, stralingsschade, neutronenactivering.

Hierbij werd voor een polyvalent gebruik van de bestralingsfaciliteiten goopteerd. Dit resulteert in vrij strenge eisen op gebied van afscherming, ventilatie en controle op de werking van de versneller. Het doel van deze studie is dan ook drievoudig : de berekening van de biologische afscherming, studie van de ventilatie en implementatie van de voorwaarden voor veilige werking van de accelerator op een micro processor.

Het geheel wordt aangevuld door een overzicht van de aktuele toepassing van de versneller.

## II. NUCLEAIRE VEILIGHEIDSPROBLEMEN ROND EEN CYCLOTRON (1)

Als gevolg van bundelverliezen bij versnelling, extractie en transport of bundelabsorptie in faradaycups, bundelstop of doelwit, worden door nucleaire drempelreacties van de primaire bundel op bouwmaterialen (D's, deflector, transport- en afbuigingssystemen) of experimentele opstellingen (doelwit) radionucliden met wijduitelopende halveringstijden gevormd. Bovendien worden snelle neutronen geproduceerd waarvan de opbrengst, de energie- en angulaire distributie afhankelijk zijn van de aard van het beschouwde materiaal en aard en energie van de invallende bundel. In lucht en omringende bouwelementen als vloer, plafond, muren... veroorzaken deze neutronen op hun beurt drempelreacties van het type  $(n, X)$  met  $X = n, p, d, \alpha \dots$  met inductie van radioactiviteit als resultaat. Na thermalisatie (in de afscherming) geven neutronen door radiatieve  $(n, \gamma)$  captie(activatie)aanleiding tot een prompte  $\gamma$ -flux met energie van meerdere MeV's.



Uit hetgeen voorafgaat volgt dat bij de bouw van een cyclotron met bijhorende bestralingsfaciliteiten en radiochemische laboratoria dient rekening gehouden met de volgende stralings- of contaminatiebronnen :

1. de directe of primaire nucleonenbundel (p, d, t,  $\alpha$ ...) met variabele energie en intensiteit (max. 40 MeV voor 75  $\mu$ A-protonen) welke als gevolg van zijn hoog ioniserend vermogen en kleine draagwijdte gemakkelijk geabsorbeerd wordt;
2. de secundaire snelle neutronenflux geproduceerd door interactie van primaire deeltjes met "doelwitten" allerlei (target, constructiematerialen van de versneller...) en gekenmerkt door intensiteit, angulaire distributie en energiespectrum. Door hun groot doordringingsvermogen en de relatief hoge werkzame doorsnede van verschillende elementen voor drempelreacties van het type (n, X) met X = neutron of geladen deeltje, vormen zij een belangrijke component in de berekening van de afscherming;
3. de tertiaire prompte  $\gamma$ -flux afkomstig van radiatieve (n, $\gamma$ ) captie van door elastische botsingen vertraagde neutronen, proces dat hoofdzakelijk in de afscherming plaatsgrijpt. Gezien hun hoge energie en doordringingsvermogen leveren prompte gamma's een niet te verwaarlozen bijdrage tot de straling;
4. de geïnduceerde  $\beta$ ,  $\gamma$ -radioactiviteit in structuur- en bouwmaterialen, in lucht en in bestraalde targets als gevolg van drempelreacties van primaire (geladen) deeltjes, van secundaire snelle neutronen of als gevolg van radiatieve captie van gethermaliseerde neutronen.

De risico's verbonden aan het gebruik van een cyclotron kunnen bijgevolg in twee groepen ondergebracht worden :

- A. Gevaar voor directe bestraling van operatorën, personeel en omgeving door externe (buiten het lichaam gelegen) bronnen als deze beschreven onder 1, 2, 3 en 4;
- B. Gevaar voor externe en interne contaminatie als gevolg van radioactieve besmetting van de lucht, van aanwezigheid van radioisotopen in stof en op oppervlakken en de behandeling van bestraalde doelwitten als beschreven onder 4.

Bestraling van personen door externe bronnen wordt tot wettelijk bepaalde niveau's gereduceerd door :

- a. versneller, transportsysteem en doelwitten in bouwstructuren (bunkers) met stralingsabsorberende wanden van voldoende dikte te monteren (voor de versneller zelf wordt de bunker "kázemat" genoemd; experimenten worden uitgevoerd in zogenaamde "alveoles" beide worden afgesloten door verplaatsbare stoppen in absorberend materiaal);
- b. aanwezigheid van personeel in de bestralingsfaciliteiten tijdens de bestralingen met energetische deeltjes (waarbij enorme stralingsdoses kunnen ontwikkeld worden) te verbieden;
- c. de toegang tot de bunkers na bestraling slechts dan te verlenen wanneer het stralingsniveau en luchtcontaminatie tot aanvaardbare waarden zijn gedaald;
- d. de behandeling van bestraalde doelwitten in efficiënt afgeschermd en geventileerde ruimtes d.m.v. telemanipulators te doen uitvoeren;
- e. het radioactief afval tijdelijk in een aangepaste opslagplaats te stockeren en het na elementaire conditionering (verval, dilutie, verpakking en radioactiviteitscontrole) te lozen of periodisch af te voeren naar een afvalverwerkingsinstallatie.

Het gevaar voor externe en interne besmetting wordt beperkt door :

- a. voorfiltering van de ingeblazen lucht;
- b. vermijden van weglekken van geactiveerde lucht uit de bestralingsfaciliteiten tijdens en onmiddellijk na de bestraling door realisatie van een permanente onderdruk in deze ruimtes;
- c. opvoeren van ventilatiedebiet na bestraling en respecteren van een aangepaste koeltijd voor het betreden van de bunkers na bestralingen (de lozing buiten de gecontroleerde zone geschiedt dan meestal na extra-verdunning aan de uitblaas (schouw));
- d. gebruik van collectieve (handschoenkasten; loodkastelen, aangepaste ventilatie der lokalen; opvang van radioactief afval) en individuele (werkkledij, over- en handschoenen, maskers,...) beschermingsmiddelen en respecteren van elementaire voorschriften (rook- eet- en drinkverbod, pipetteren, merken van recipiënten...) voor de behandeling van radioactieve stoffen.

Een aantal van deze voorwaarden dienen reeds bij de bouw gerealiseerd. Dit is het geval voor de dikte van de wanden van de bunkers - d.i. de biologische afscherming - ; voor de ventilatie en voor de veiligheidskringen geassocieerd met sturing van de versneller, met toegang tot de bestralingsfaciliteiten en met de lozing van besmette lucht.

Om deze redenen omvat deze studie :

1. de berekening van de biologische afscherming van het cyclotron d.i. de keuze van aard en dikte van de wanden van kazemat en alveoles rekening houdend met aard, energie en intensiteit van de primaire nucleonenbundel, met de aard van de "doelwitten", met de absorptie-eigenschappen van de wandmaterialen en de wettelijk toegelaten stralingsdosis voor personeel en bevolking; .
2. de berekening van de ventilatie in de bestralingsfaciliteiten rekening houdend met de aard en intensiteit van de secundaire straling die aktivatie van de lucht veroorzaakt en de wettelijke bepalingen qua maximaal toelaatbare luchtcontaminatie voor personeel en bevolking;
3. het ontwerpen van de veiligheidskringen voor de "veilige" sturing van bundelextractie, -transport, bestraling en manipulatie van bestraalde doelwitten.

# 111. DE BIOLOGISCHE AFSCHERMING

## I. INLEIDING

De biologische afscherming heeft als doel de dosisequivalentsnelheid  $H$  ( $r.h^{-1}$ ) in een bepaald punt  $P$  en veroorzaakt door een naakte ioniserende stralingsbron  $T$  te reduceren tot een niveau kleiner of gelijk aan de wettelijk toegelaten waarde (MIH) voor de ruimte waarin dat punt zich bevindt, door aanbrengen van absorbermateriaal van voldoende dikte  $x$  tussen  $P$  en  $T$ .  
 Voor een homogeen veld van monoënergetische indirect ioniserende straling met groot penetratievermogen wordt  $x$  berekend uit de relatie :

$$\text{MIH} = B(\mu x) \cdot \dot{H} \cdot e^{-\mu x} \quad (1)$$

waar:  $\mu$  = attenuatiecoëfficiënt ( $cm^{-1}$ ) van de absorber voor het beschouwde stralingstype en energie

$$= \frac{0,693}{\text{HVL}}$$

HVL = "half value layer"; de absorberdikte (cm) die het dosis-equivalent tot de helft herleidt;

$B > 1$  = "build up" factor, complexe functie van  $\mu x$ , die de verhoging van het dosisequivalent in  $P$  als gevolg van stroostraling voorstelt.

Hierbij laat  $H$  zich uit bronparameters (aard, energie, intensiteit), geometriefactoren (vorm bron, afstand  $P$ - $T$ ) en attenuatiecoëfficiënten ( $\mu$ ) van de straling met de middenstof (meestal lucht) relatief eenvoudig berekenen.

Vermits MIH een wettelijk vastgelegd gegeven is,  $\mu$ -waarden voor diverse materialen en stralingstypes in de literatuur gecompileerd zijn en aanvaardbare approximaties van  $B(\mu x)$  kunnen becijferd worden, laat de vereiste absorberdikte  $x$  zich voor monoënergetische isotrope stralingsbronnen vrij eenvoudig berekenen.

In het complex stralingsveld rond een deeltjesversneller dat verschillende stralingstypes met niet-monoënergetisch karakter en anisotrope ruimtelijke distributies bevat, laat de werkwijze voor de berekening van de biologische afscherming zich principieel als volgt samenvatten :

1. Keuze van de stralingscomponent(en) bepalend voor aard en dikte van het schild : in het algemeen bepalen één of een beperkt aantal stralingscomponenten met groot penetratievermogen, met grote energie-absorptiecoëfficiënt voor biologisch materiaal en hoge RBE-waarden de H-waarde en bijgevolg de aard en dikte van het absorbermateriaal dat de biologische afscherming uitmaakt;
2. Keuze van het absorbermateriaal, bepaald door het voor hi dominante stralingstype, architectonische en financiële overwegingen;
3. Keuze en lokalisatie van de bundel-doelwit combinatie, die de grootste totale intensiteit en hardste spectrum van de in 1 bepaalde stralingscomponent veroorzaakt;
4. Evaluatie van de ruimtelijke en spectrale distributie van de dominante stralingscomponent : samen met de totale intensiteit laten deze gegevens toe de flux per energieinterval te becijferen;
5. Berekening van het dosisequivalent in representatieve punten rond de naakte stralingsbron uit de flux per energieinterval en het dosis-equivalent per eenheid van flux;
6. Evaluatie van de absorbereigenschappen ( $\mu$ ,HVL) van het gekozen absorbermateriaal, in functie van de energie van de dominante stralingscomponent;
7. Berekening van attenuatiefactoren in functie van de dikte van het absorbermateriaal rekening houdend met ruimtelijke en spectrale distributie van de dominante stralingscomponent en de in 6 geciteerde  $\mu$ -of HVL-waarden;
8. Berekening van de vereiste attenuatiefactor voor de in 5 vermelde representatieve punten uit H en MH en afleiding van de noodzakelijke absorberdikte.

Deze werkwijze wordt in de volgende paragrafen toegepast.

## 2. STRALINGSTYPE BEPALEND VOOR DE AFSCHERMING (1) (2)

De totale absorptie van de primaire bundel kan plaatsgrijpen in : bundelstoppen (beamstops), dit zijn metallische platen van voldoende dikte beweegbaar en loodrecht opgesteld in een transportlijn met als enige bedoeling de stralingslekken van kazemat naar alveoles te reduceren;

faradaycups of bundelabsorbers met specifieke constructie voor kwantitatieve meting van de bundelintensiteit. Na het starten van het cyclotron fungeren deze cups zowat als aan- uit-schakelaars van de bundel ;

doelwitten van voldoende dikte die zowel in het versnellingsgedeelte (interne target) als op het uiteinde van een transportlijn (externe target) kunnen geplaatst worden.

Primaire bundelabsorptie geeft door drempelreacties aanleiding tot een vrij grote geïnduceerde activiteit die evenwel voor de berekening van de biologische afscherming van secundair belang is: enerzijds zenden de gevormde nucliden relatief laag-energetische straling met gering doordringingsvermogen uit, terwijl anderzijds een groot aantal nucliden een korte halveringstijd vertonen. Dit laat toe het stralingsniveau door invoeren van een gepaste koeltijd voor het betreden van een bestralingsfaciliteit, aanzienlijk te reduceren. Slechts de accumulatie van langlevende isotopen (vb. Zn-65) in structuur- en bouwmaterialen stelt na langdurig gebruik van de versneller een tijdelijk probleem bij de manipulatie van machineonderdelen. Het vervangen van de deflector is hiervan een voorbeeld. Als mogelijke stralingsbronnen bepalend voor de dikte van het biologisch schild dienen bijgevolg slechts de snelle secundaire neutronen en de prompte  $\gamma$ -flux beschouwd. Voor primaire bundel energieën tot enkele honderden MeV wordt de afscherming rond een cyclotron hoofdzakelijk bepaald door de noodzakelijke attenuatie van secundaire neutronen gevormd bij interactie van protonen met maximale bundelintensiteit en -energie en het primaire doelwit. Efficiënte afscherming voor deze neutronen biedt voldoende waarborgen qua afscherming voor de relatief lage stralingsachtergronden te wijten aan de geïnduceerde radioactiviteit binnen de be-

stralingsfaciliteiten. Vermits absorptie van energetische neutronen door drempelreacties of door  $(n,\gamma)$  captie na thermalisatie in de afscherming geschiedt, dient bij de berekening van de afscherming wel rekening gehouden met de promptte  $\gamma$ -flux.

### 3. KEUZE VAN DE AARD VAN HET MATERIAAL VOOR DE AFSCHERMING

De absorptie van energetische neutronen gebeurt (voor een kleine fractie) door  $(n,x)$  drempelreacties waar  $x : n, p, d, t, \alpha \dots$  en door  $(n,\gamma)$  captie na thermalisatie.

Het modereren verloopt efficiënt via elastische botsingen met lichte kernen waarbij de energieoverdracht tussen het neutron en de aangebotste kern maximaal is. Waterstofrijke materialen (water, paraffine, beton) zijn goede moderatoren waarbij beton, naast zijn matige kostprijs het voordeel biedt als structureel element in aanmerking te komen.

De absorptie door radiatieve captie is afhankelijk van de werkzame doorsnede  $\sigma_c$  welke voor talrijke in beton aanwezige elementen vrij groot is.

Zowel wat thermalisatie als absorptie betreft is beton bijgevolg een aantrekkelijk afschermingsmateriaal.

Bovendien leidt zijn dichtheid ( $\rho = 2,3 \text{ kg.dm}^{-3}$ ) tot aanvaardbare absorptieeigenschappen van de bij  $(n,\gamma)$  captie gevormde promptte  $\gamma$ -flux waarvan de attenuatiecoëfficiënten in eerste benadering proportioneel zijn met de dichtheid.

Waterstofrijke betonsoorten gedopeerd met neutronengiften als boor of aanzienlijke hoeveelheden bariet of schroot bevattend, zijn uitstekende absorbers van neutronen en van de promptte  $\gamma$ -flux. Additie van neutronengiften, bariet of schroot verhoogt evenwel aanzienlijk de kostprijs, terwijl moeilijkheden bij het storten ('uitzakken' van bariet of schroot waardoor inhomogene wanden verkregen worden) en een geringere cohesie in de meeste gevallen niet opwegen tegen de grotere equivalente hoeveelheid gewoon beton. Om deze redenen werd voor gewoon beton geopteerd.

#### 4. KEUZE VAN DE BUNDEL-DOELWIT COMBINATIE VOOR DE BEREKENING VAN DE AFSCHERMING (2) (3)

De  $4\pi$  neutronenopbrengst (aantal n/sec), de spatiale (of angulaire) en spectrale (of energie) distributie van de secundaire neutronen bij totale absorptie van de primaire bundel, is functie van aard, energie en intensiteit van de primaire bundel en van de aard van het beschouwde doelwit-materiaal, m.a.w. van de bundel-doelwit combinatie. Gezien het groot aantal mogelijkheden in dit verband - planning van experimenten op lange termijn is quasi onmogelijk - wordt de berekening van de afscherming uitgevoerd voor een bundel-doelwit combinatie met proliferatief karakter voor neutronenproductie en hard spectrum. Uit literatuuronderzoek blijkt P(40) Be een geschikte bundel-doelwit combinatie te zijn.

De gegevens betreffende de  $4\pi$  neutronenopbrengst van P(40) Be voor  $100\ \mu\text{A}$  bundelintensiteit zijn samengevat in Tabel II.

Tabel II

Overzicht  $Y(4\pi)$  voor P(40)Be in  $\text{n}\cdot\text{s}^{-1}$  voor  $100\ \mu\text{A}$  bundelintensiteit.

Referentie	Auteur	$Y(4\pi, 100\ \mu\text{A})\ \text{n}\cdot\text{s}^{-1}$
(2)	NCRP 51	8,4 E13
(4)	Attix	3,7 E13
(5)	Graves et al.	2,5 E13
(6)	Waterman et al.	2,8 E13
(7)	Tran	2,6 E13

De gemiddelde waarde bedraagt  $4\ \text{E}13\ \text{n}\cdot\text{s}^{-1} \cdot 100\ \mu\text{A}^{-1}$ .

Bij de berekeningen met een naakt Be-doelwit wordt deze gemiddelde waarde aangehouden.



## 5. ANGULAIRE EN SPECTRALE DISTRIBUTIE VAN DE NEUTRONENEMISSIE

### 5.1. Inleiding

Bij de interactie tussen (proton) projectielen en het Be doelwitkernen worden twee "types" neutronen vrijgesteld die de resulterende neutronenergiedistributie (= spectrum) bepalen. Het laag-energetisch gedeelte (tot 15 MeV met een gemiddelde energie van 10 MeV [ 3 ] ) wordt gevormd door evaporatieneutronen terwijl cascadenenutronen hoofdzakelijk het hoog energetisch gedeelte van het spectrum uitmaken. De relatieve bijdrage van evaporatie- en cascadenenutronen tot de totale emissie is functie van de aard en energie van het invallend projectiel, van het atoomgetal A van het doelwit en van de beschouwde richting  $\theta$ .

In voorwaartse richting ( $\theta=0^\circ$ ) is de  $Y(0^\circ)sr^{-1}$  maximaal, leveren cascadenenutronen een aanzienlijke bijdrage, is het spectrum bijgevolg "hard" en het penetratievermogen van de secundaire neutronstraling maximaal.

Voor  $\theta \neq 0^\circ$  geldt  $Y(\theta)sr^{-1} < Y(0^\circ)sr^{-1}$ , is het spectrum zachter en de draagwijdte van de neutronen kleiner.

Aangezien de dosisequivalentensnelheid in een gegeven richting  $\theta$  t.o.v. de invalrichting en op een gegeven afstand d van het doelwit,  $\dot{H}(\theta, d)$  functie is van de neutronenflux en -energie, vereist de berekening ervan bijgevolg de kennis van :

i. de neutronenemissie  $Y(\theta)sr^{-1}$  of de neutronenflux  $\phi(\theta, d)cm^{-2} \cdot s^{-1}$  in elke richting, voor een gegeven doelwit functie van de energie  $E_p$  van het projectiel;

i.i. het continue neutronenenergiespectrum  $N(E, \theta)$  in elke richting. In zeldzame gevallen als  $P(E_p)Be$  is  $Y(\theta)sr^{-1}$  voor een discreet aantal waarden  $E_p$  en  $\theta$  bekend evenals de geassocieerde spectra  $N(E, \theta)$ . Om deze reden werd getracht, aan de hand van gegevens ontleend aan standaardwerken op gebied van radioprotectie, van aanbevelingen van ICRP en NCRP en recente literatuurgegevens een vereenvoudigd en voor radioprotectiedoeleinden aanvaardbaar model voor angulaire en spectrale distributie voor de neutronenemissie op te stellen. [ 1 ] [ 2 ] [ 3 ] [ 4 ] [ 5 ] [ 6 ] [ 7 ] [ 8 ].

## 5.2. Vereenvoudigd model van de angulaire en spectrale neutronen-distributie voor P(40)Be

### 5.2.1. Angulaire distributie van de neutronenemissie

De ruimtelijke intensiteitsverdeling van de neutronenemissie is uitgesproken anisotroop doch vertoont symmetrie t.o.v. de invalrichting van de primaire bundel ( $=0^\circ$  richting, zie Fig. 3), richting waarin over 't algemeen een uitgesproken maximum optreedt.

Noteert men

$Y(4\pi)$  = de totale neutronenemissie in  $s^{-1}$ ;

$Y(\theta)sr^{-1}$  = de neutronenemissie in  $s^{-1} \cdot sr^{-1}$  in een gegeven richting t.o.v. de richting  $0^\circ$ ;

$d$  = afstand doelwit T tot het beschouwde punt P ;

dan geldt :

$$Y(\theta)sr^{-1} = \beta(\theta) \cdot Y(4\pi) \quad (2)$$

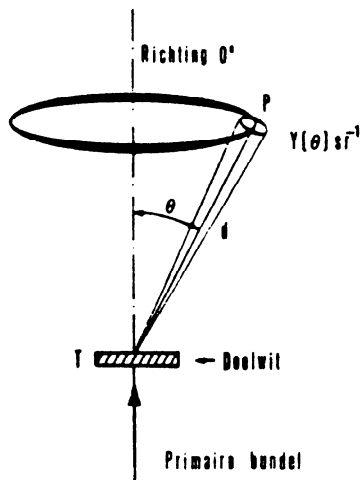


Fig. 3 : Symboliek i.v.m. neutronenemissie

waar  $\beta(\theta)$  in  $sr^{-1}$  een richtingsafhankelijke grootte is.

In de literatuur wordt bovendien de verhouding  $\alpha$  gedefinieerd :

$$\alpha = \frac{Y(90^\circ) \text{sr}^{-1}}{Y(0^\circ) \text{sr}^{-1}} \quad (3)$$

In Tabel 111 [2] zijn typische waarden van  $\alpha$  en  $\beta(0^\circ)$  voor verschillende energieën van de invallende bundel voor neutronenproducerende reacties aangegeven.

Tabel 111

Waarden van  $\alpha$  en  $\beta(0^\circ)$  voor neutronenproducerende reacties [2]

Nucleaire reacties	Energie primaire bundel (MeV)	$\alpha$	$\beta(0^\circ)$
${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$	> 1,02	0,25	0,25
	2,5	0,5	0,15
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	> 1,88	0,25	0,25
	2,5	0,5	0,15
${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$	> 2,05	0,25	0,25
	2,5	0,67	0,10
	14	< 0,1	> 0,5
${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$	0,5	0,3	0,2
	2,5	0,15	0,35
${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$	0,2	1	0,1
${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$	< 2	1	0,1
	7,5	0,1	0,5
${}^9\text{Be}({}^3\text{He},n){}^{11}\text{C}$	20	0,1	0,5
$\text{Ta}({}^4\text{He},n)$	40	< 0,1	> 0,5
Alle (p,n), (d,n) ( ${}^3\text{He},n$ ), ( ${}^4\text{He},n$ )	> 5	< 0,1	> 0,5
Alle ( $\gamma,n$ )	> $E_{\text{drempel}}$	< 2	~ 0,5

In berekeningen waarbij P(40)Be als bundel-doelwit combinaties wordt gebruikt dienen bijgevolg de  $\alpha$  en  $\beta$  ( $0^\circ$ ) waarden voor "alle (p,n)..." bij  $E_p > 5$  MeV aangehouden.

De intensiteit van de neutronenbundel per eenheid van ruimtehoek ( $\text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) in de richting  $0$  graden wordt bijgevolg voor het doelwit uit de  $4\pi$  opbrengst (Tabel II) en de in Tabel III aangegeven  $\beta(0^\circ) \geq 0,5$  waarde berekend. Door NCRP (2) wordt een  $\beta(0^\circ) = 1$  aanbevolen wat in ieder geval in een overdimensionering van de afscherming in de richting  $0^\circ$  resulteert.

Om deze reden wordt van vermelde aanbeveling afgeweken :

Voor P(46)Be zijn de spectra voor  $\theta = 0^\circ, 15^\circ$  en  $45^\circ$  bekend [ 6 ] Hoewel de protonenergie 6 MeV groter is dan in het geval van het V.U.B.-Cyclotron, is de extrapolatie van de spectrale gegevens naar 40 MeV aanvaardbaar vermits P(46)Be een harder spectrum oplevert. De beschikbare lin-lin spectra zijn in Fig. 4 weergegeven.

Door planimetrie wordt uit de verhouding van de totale oppervlakken van deze spectra een dimensieloze grootte  $\beta'(\theta)$  berekend welke gedefinieerd wordt als

$$\beta'(\theta) = \frac{\int_0^{E_{\max}} N(E) dE \Big|_{\theta}}{\int_0^{E_{\max}} N(E) dE \Big|_{0^\circ}} \quad (4)$$

m.a.w.  $\beta'(\theta)$  is de verhouding van het totale aantal neutronen per sr in een richting  $\theta$  over het totaal aantal per sr in de richting  $0^\circ$ . Hierbij wordt voor  $\theta=90^\circ$  de NCRP aanbeveling

$$\alpha = \beta'(90^\circ) = 0,1$$

aangehouden.

Het verloop van  $\beta'(\theta)$  in functie van  $\theta$  is in Fig. 5 geven.

Rekening houdend met de definitie van  $\beta'(\theta)$  wordt vergelijking (2)

$$Y(\theta) = K \cdot \beta'(\theta) \cdot Y(4\pi) \quad (\text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (5)$$

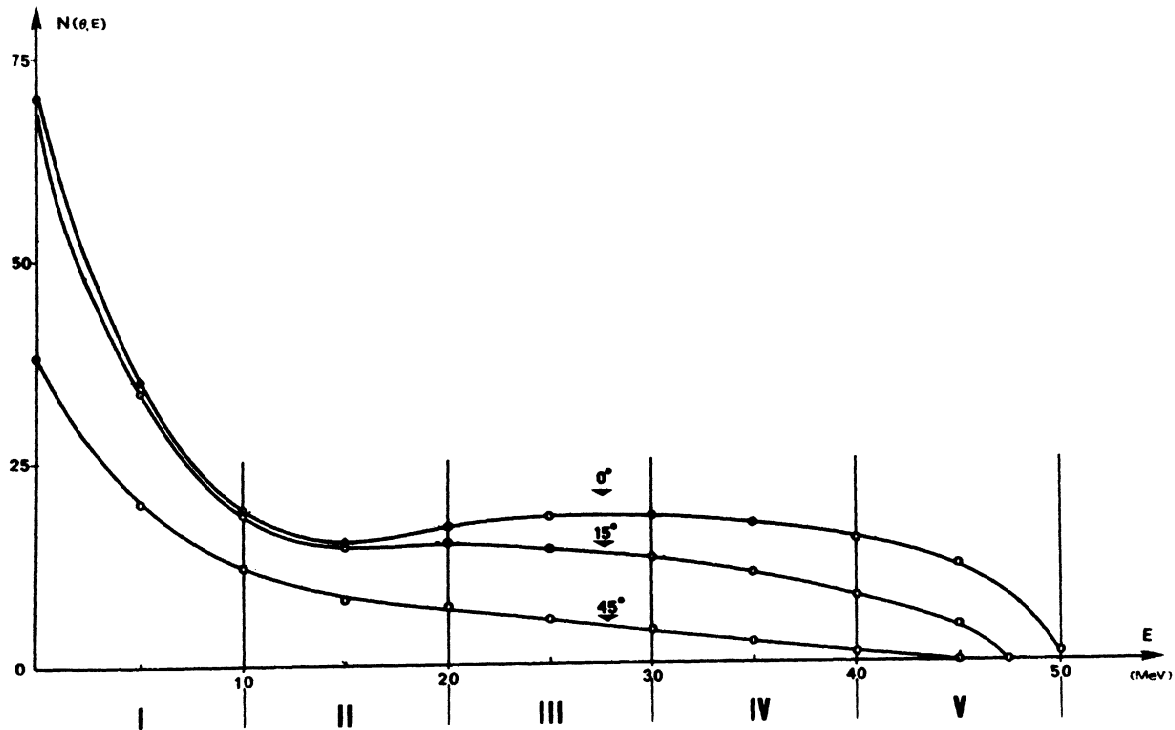


Fig. 4. Lin-Lin-spectra van  $P(46)Be$  in verschillende richtingen

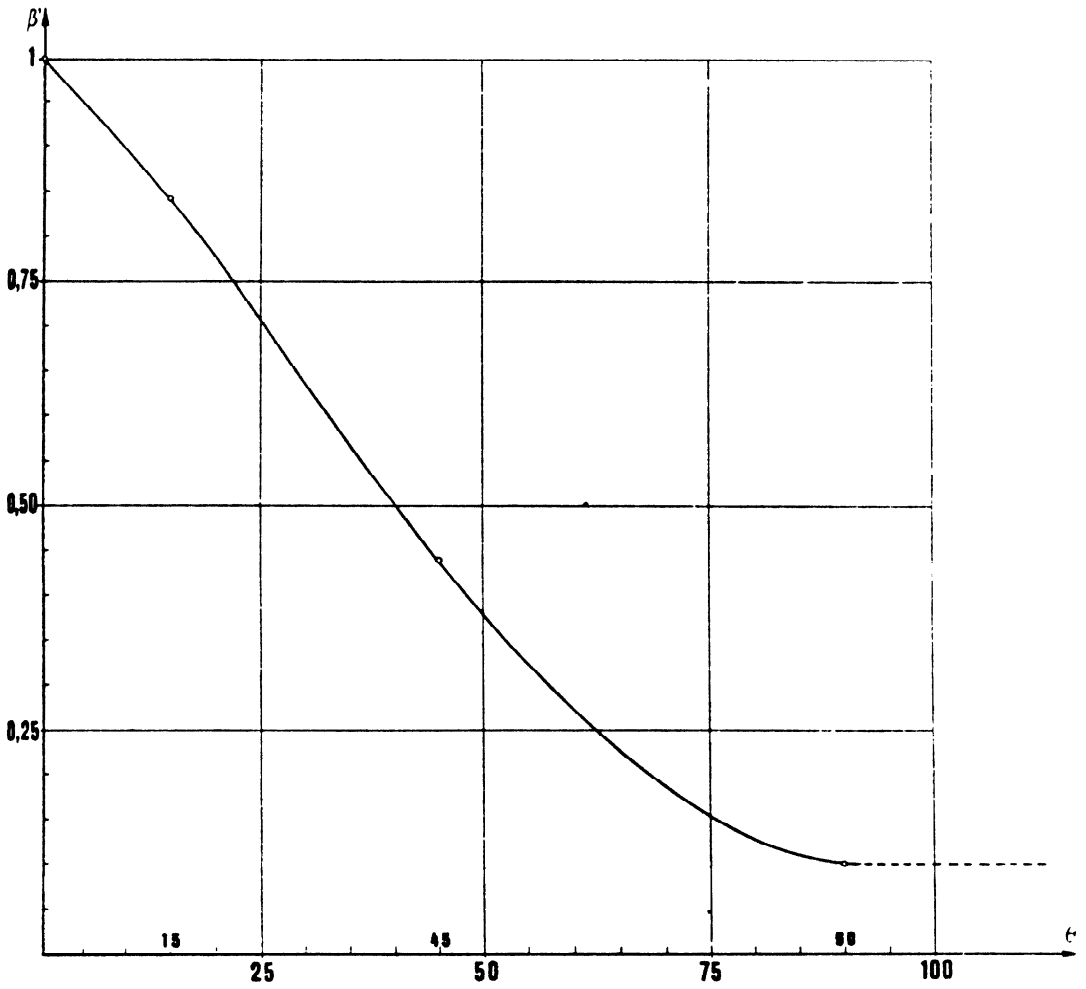


Fig. 5 : Ruimtelijke intensiteitsverdeling van de neutronenemissie

waar K een nader te bepalen konstante is.  
 Voor de neutronenflux  $\phi(\theta, d)$  geldt dan :

$$\phi(\theta, d) = K \cdot \beta'(\theta) \cdot \frac{Y}{d^2} \quad (\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (6)$$

waar d in cm wordt uitgedrukt.

### 5.2.2. Spectrale distributie

Opsplitsing van beschikbare neutronenergiespectra voor de gegeven richtingen in een diskreet aantal energieintervallen en toekennen van een intervalenergie  $E_i$  aan de neutronen uit elk interval i laat toe planimetrisch de fractionele samenstelling van de spectra te evalueren. Met  $p_i$  = fractie van het totaal aantal neutronen met energie  $E_i$ , geldt

$$\sum p_i = 1 \quad (7)$$

en

$$\phi_i(\theta, d, E_i) = p_i \phi(\theta, d) \quad (8)$$

Voor P(46)Be werden de beschikbare spectra op gesplitst in 5 energie-intervallen en de fractionele samenstelling planimetrisch bepaald. De resultaten voor  $\theta=90^\circ$  werden door extrapolatie bekomen.

In Tabel IV zijn de fractionele samenstellingen weergegeven.

Tabel IV

Fractionele samenstelling  $p_i$  van p(46)Be spectra

Interval	Richting $\theta$			
	$0^\circ$	$15^\circ$	$45^\circ$	$90^\circ$ (extrapolatie)
I	0,37	0,46	0,55	0,59
II	0,16	0,185	0,24	0,36
III	0,18	0,175	0,14	0,05
IV	0,17	0,14	0,07	0,00
V	0,12	0,04	0,00	0,00

Worden de gegevens uit tabel IV voor elk interval grafisch in functie van  $\theta$  uitgezet, dan kan voor elke richting tussen  $0$  en  $90^\circ$  de bijbehorende  $p_i$  waarde door interpolatie verkregen worden.

Om reden van vereenvoudiging wordt de volgende aanvaardbare assumptie gemaakt :

Voor  $0 \leq \theta \leq 45^\circ$  wordt de spectrale distributie van het  $0^\circ$  spectrum toegepast;

Voor  $\theta > 45^\circ$  worden de gegevens van het beschikbare  $45^\circ$  spectrum gebruikt. Dit leidt, gezien de hardheid van beide spectra, voor iedere richting verschillend van de  $0^\circ$  richting tot een aanvaardbare overdimensionering van de afscherming.

### 5.2.3. Vereenvoudigd model voor angulaire en spectrale distributie voor P(40)Be

Uit de gegevens van Tabel IV volgt door extrapolatie voor P(40)Be en  $\theta = 0^\circ$  dat de verhouding van het aantal cascaden neutronen  $N_C$  over het aantal evaporatieneutronen  $N_E$  met goede benadering gegeven wordt door :

$$\frac{N_{C,0^\circ}}{N_{E,0^\circ}} \cong 2 \quad (9)$$



Vermits cascadeneutronen hoofdzakelijk in voorwaartse richting worden uitgezonden, is voor radioprotectiedoeleinden de emissie binnen een nader te bepalen ruimtehoek  $\Omega$  (sr) rond de invalrichting van de primaire bundel aanvaardbaar m.a.w. alle cascadeneutronen worden binnen deze ruimtehoek uitgezonden en

$$\frac{N_{C,\Omega}}{N_{E,\Omega}} \approx 2$$

(10)

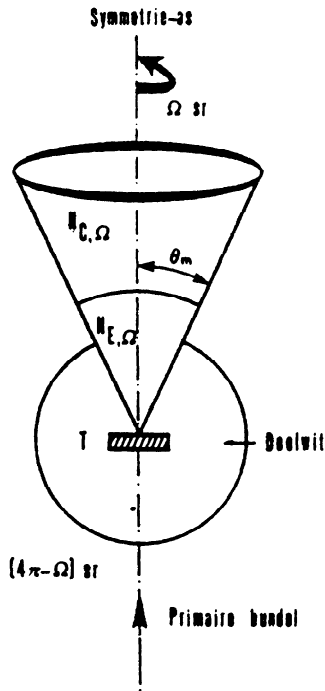


Fig. 6 : Angulaire distributie van de neutronenemissie

Stellen we  $N_E$  het totaal aantal evaporatieneutronen dan is

$$N_E = N_{E,\Omega} + N_{E,4\pi - \Omega} \quad (13)$$

met  $N_{E,\Omega}$  = aantal evaporatieneutronen in voorwaartse richting binnen  $\Omega$  sr isotroop uitgezonden;

en  $N_{E,4\pi - \Omega}$  = aantal evaporatieneutronen in alle andere richtingen isotroop uitgezonden.

Door extrapolatie van de verhouding van het totaal aantal evaporatie- over het totaal aantal cascadenenutronen naar  $A=9$  ( $A$ = atoom Be) gegeven in [ 3 ] p.161

$$\frac{N_{E,\Omega} + N_{E,4\pi - \Omega}}{N_{C,\Omega}} = 1 \quad (14)$$

De ruimtelijke distributie van de neutronenemissie wordt dan verkregen door rotatie van de polaire Fig. 6 om de symmetrieas.

Uit de aanbevelingen van de NCRP volgt op conservatieve basis :

$$\alpha = \frac{Y(90^\circ) \text{sr}^{-1}}{Y(0^\circ) \text{sr}^{-1}} = 0,1 \quad (15)$$

$$\text{en } \frac{N_{C,\Omega} + N_{E,\Omega}}{\Omega} = 10 \cdot \frac{N_{E,4\pi - \Omega}}{4\pi - \Omega} \quad (16)$$

terwijl voor de totale neutronenopbrengst uiteraard geldt

$$Y = N_{C,\Omega} + N_{E,\Omega} + N_{E,4\pi - \Omega} \quad (17)$$

De vergelijkingen :

$$N_{C,\Omega} = 2 \cdot N_{E,\Omega} \quad (18)$$

$$N_{C,\Omega} = N_{E,\Omega} + N_{E,4\pi - \Omega} \quad (19)$$

$$\frac{N_{C,\Omega} + N_{E,\Omega}}{\Omega} = 10 \frac{N_{E,4\pi - \Omega}}{4\pi - \Omega} \quad (20)$$

$$N_{C,\Omega} + N_{E,\Omega} + N_{E,4\pi - \Omega} = Y \quad (21)$$

vormen een stelsel van 4 vergelijkingen met vier onbekenden. Dit geeft als oplossing :

$$N_{E,\Omega} = 0,25 Y \text{ (s}^{-1}\text{)} \quad (22)$$

$$N_{E,4\pi - \Omega} = 0,25 Y \text{ (s}^{-1}\text{)} \quad (23)$$

$$N_{C,\Omega} = 0,50 Y \text{ (s}^{-1}\text{)} \quad (24)$$

$$\Omega = \pi \text{ (sr)} \quad (25)$$

Vermits verder

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \theta_m) \text{ is } \theta_m \approx 60^\circ \quad (26)$$

Hieruit volgt voor de emissie per steradiaal in de  $0^\circ$  richting

$$Y(0^\circ) = 0,75 \frac{Y}{\pi} \quad (\text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (27)$$

en voor de flux op een afstand  $d$  van de target

$$\phi(0^\circ, d) = \frac{0,75 Y}{\pi d^2} \quad (\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}) \quad \text{met } d \text{ in cm} \quad (28)$$

Rekening houdend met de uit experimentele gegevens afgeleide waarden voor  $\beta'(\theta)$  (Fig.5) wordt voor alle andere richtingen de emissie per steradiaal of de flux gegeven door

$$Y(\theta) = 0,75 \beta'(\theta) \cdot \frac{Y}{\pi} \quad (\text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (29)$$

en

$$\phi(\theta, d) = 0,75 \beta'(\theta) \cdot \frac{Y}{\pi d^2} \quad (\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (30)$$

Gezien de extreme waarden  $\beta'(0^\circ)=1$  en  $\beta'(90^\circ)=0,1$  zijn de vergelijkingen (29) en (30) bruikbaar voor alle richtingen.

De betekenis van  $K$  in (6) volgt uit vergelijking (29)

$$K = \frac{0,75}{\pi}$$

De vergelijking (29) en (30) samen met de waarde van de gemiddelde  $4\pi$  neutronenopbrengst  $Y$  (Tabel II) en van  $\beta'(\theta)$  (Fig.5) laten toe de intensiteit van de neutronenemissie in elke richting  $\theta$  te berekenen.

## 6. BEREKENING VAN DE DOSISEQUIVALENTSNELHEID IN PUNTEN ROND DE

### NAAKTE STRALINGSBRON

Uit het voorgaande volgt voor de neutronenflux per energieinterval in een gegeven richting  $\theta$  en op een afstand  $d$  van het doelwit :

$$\phi_i(\theta, d, E_i) = p_i \cdot \phi(\theta, d) \quad (32)$$

$$\text{met} \quad \phi(\theta, d) = 0,75 \cdot \beta'(\theta) \cdot \frac{Y}{\pi d^2} \quad (33)$$

waarbij waarde  $p_i$  voor  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $45^\circ$  en  $90^\circ$  in Tabel IV zijn opgenomen. Voor andere richtingen kan interpolatie doorgevoerd worden. Hieruit wordt de bijdrage  $\Delta \dot{H}_i$  tot de dosisequivalentensnelheid in het beschouwde punt van de neutronen van elk interval berekend met

$$\Delta \dot{H}_i = \xi_i \cdot \phi_i \quad (34)$$

voor  $\xi_i$  = het dosisequivalent per eenheid van flux voor interval-energie  $E_i$ .

Door sommatie over alle intervallen volgt hieruit voor

$$\dot{H}(\theta, d) = \sum_i \Delta \dot{H}_i = \frac{0,75 \cdot \beta'(\theta) \cdot Y}{\pi d^2} \sum_i \xi_i \cdot p_i \quad (35)$$

Bij de numerische evaluatie van  $\dot{H}$  voor verschillende richtingen en afstanden wordt vergelijking (35) gebruikt in de vorm

$$\dot{H}(\theta, d) = \phi(0^\circ, 1m) \frac{\beta'(\theta)}{d^2} \sum \xi_i \cdot p_i \quad (36)$$

waarin  $\phi(0^\circ, 1m)$  de flux voorstelt op 1 m van de target in de richting  $0^\circ$

$$\text{en} \quad \phi(0^\circ, 1m) = \frac{0,75 \cdot Y}{\pi \cdot (100)^2} \quad (37)$$

Hierbij wordt zowel voor  $\phi$  als  $\dot{H}$  de absorptie van neutronen door d meter middenstof (lucht) verwaarloosd.

## 7. KARAKTER VAN HET ABSORBERMATERIAAL : DE HVL-WAARDE (HALF-VALUE-LAYGER)

### VAN GEWOON BETON IN FUNCTIE VAN DE BESCHOUWDE INTERVAL-ENERGIEËN

Als gevolg van de  $(n, \gamma)$  captie van gethermaliseerde neutronen in beton, wordt de halfwaardedikte van het absorbermateriaal voor het gemengd  $n - \gamma$  veld groter.

De beschikbare literatuurgegevens i.v.m. absorbereigenschappen van gewoon beton zijn weergegeven in Fig. 7.

De gemiddelde waarden in de beschouwde neutron-energie intervallen zijn samengevat in Tabel V.

TABEL V

Gemiddelde HVL waarden van gewoon beton voor monoënergetische neutronen, bijdrage prompte  $\gamma$ -flux inbegrepen.

Interval	E-interval (MeV)	Intervalenergie $E_i$ (MeV)	HVL (cm)
1	0 - 8	4	8.8
2	8 - 16	12	9.8
3	16 - 24	20	10.4
4	24 - 32	28	11.5
5	32 - 42	36	12.8

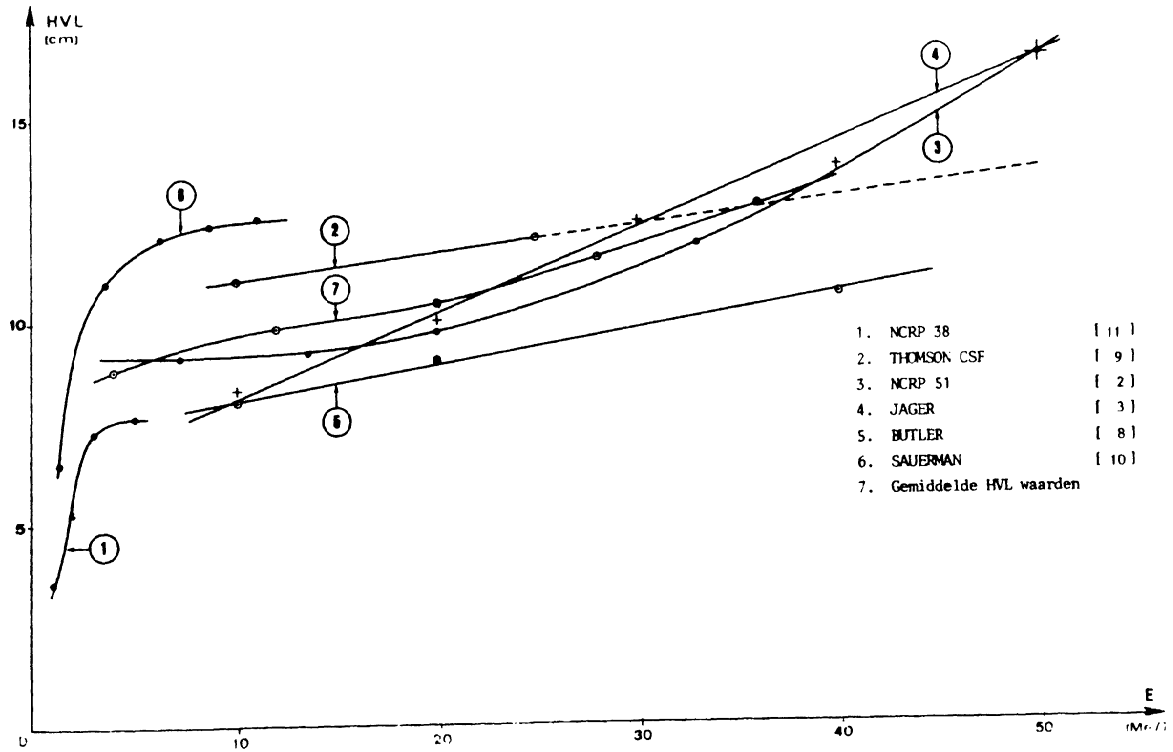


Fig. 7. Compilatie HVL-waarden voor beton

## 8. BEREKENING VAN DE DOSISEQUIVALENTSNELHEDEN EN VAN ATTENUATIEFACTOREN VOOR 0° EN 45° P(40)BE NEUTRONSPECTRA IN FUNCTIE VAN DE ABSORBERDIKTE

### 8.1. Dosisequivalentensnelheid en attenuatiefactor $K_x$

Uit de vergelijking (35) en (36) volgt dat de dosisequivalentensnelheid in een gegeven punt P (richting  $\theta$  en afstand d van het doelwit T) zonder en met x cm absorber tussen T en P respectievelijk gegeven worden door (38) en (39) :

$$\dot{H}(\theta, d, 0) = \dot{\phi}(0^\circ, 1, 0) \frac{\beta'(\theta)}{d^2} \cdot \sum p_i \cdot \xi_i \quad (38)$$

$$= \dot{H}(0^\circ, d, 0) \cdot \beta'(\theta)$$

waar  $\dot{H}(0^\circ, d, 0)$  de dosisequivalentensnelheid in  $0^\circ$  richting op d m van het doelwit met 0 cm absorber tussen P en T;

$\beta'(\theta)$  de richtingsafhankelijke opbrengstfactor;

en

$$\dot{H}(\theta, d, x) = \dot{\phi}(0^\circ, 1, 0) \cdot \frac{\beta'(\theta)}{d^2} \cdot \sum p_i \cdot \xi_i \cdot e^{-\mu_i \cdot x} \cdot (r \cdot s^{-1}) \quad (39)$$

waarin

$\mu_i$  = de attenuatiecoëfficiënt voor interval i met gemiddelde energie  $E_i$  voorstelt

$$= 0,693/HVL_i \cdot$$

Uit de literatuur [ 2 ] blijkt dat binnen het beschouwde energieinterval  $\xi$  nagenoeg onafhankelijk is van  $E_i$ :

$$\xi_i = 4 \cdot 10^{-8} \text{ rem.cm}^2 \cong \text{konstante voor } 4 < E_i < 36 \text{ MeV} \quad (40)$$

Hieruit volgt voor de attenuatiefactor  $K_x$  d.i. de verhouding van de dosisequivalentensnelheden (in gegeven richting  $\theta$  en afstand d) zonder en met x cm absorbermateriaal tussen P en T.

$$K_x = \frac{\dot{H}(\theta, d, 0)}{\dot{H}(\theta, d, x)} = \frac{\sum p_i}{\sum p_i \cdot \exp(-\mu_i \cdot x)} = \frac{1}{\sum p_i \cdot \exp(-\mu_i \cdot x)} = \frac{1}{\sum p_i \exp\left(-\frac{0,693x}{HVL_i}\right)} \quad (41)$$

### 8.2. Berekening van dosisequivalentensnelheid $\dot{H}(\theta, d, 0)$

De vergelijking (38) en het feit dat  $\xi_i$  konstant is over het beschouwde energie-interval laten toe op eenvoudige wijze de dosisequivalentensnelheid in om het even welke richting en afstand te berekenen.



Immers uit vergelijking (37) volgt :

$$\phi(0^\circ, 1, 0) = \frac{0,75Y}{\pi(100)^2} = \frac{0,75 \cdot 4 \text{ E13}}{3,14 \text{ E4}} = 9,6 \text{ E8 (cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (42)$$

Vermits  $\beta'(0^\circ) = 1$  en de fractionele samenstelling van het P(40)Be  $0^\circ$  spectrum in Tabel IV is weergegeven laat  $\Delta H(0^\circ, 1, 0)$  zich gemakkelijk becijferen. Het resultaat is in Tabel VI voorgesteld.

Tabel VI

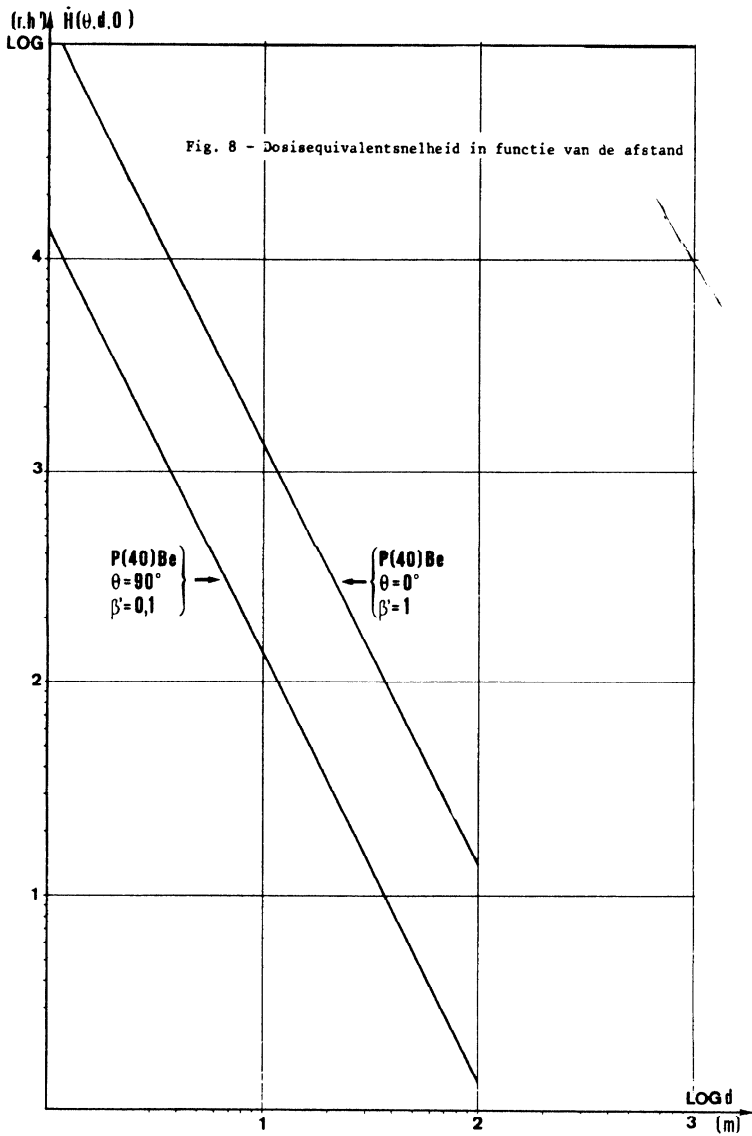
Dosisequivalentsnelheid voor P(40)Be  $0^\circ$  spectrum op 1 m zonder absorber ( $x=0$ ):  $\dot{H}(0^\circ, 1, 0)$  in r.h<sup>-1</sup>

Energie-interval $i$	$E_i$ (MeV)	$p_i$	$\phi(0^\circ, 1, 0)$ (cm <sup>-2</sup> . s <sup>-1</sup> )	$\dot{\Delta H}_i(0^\circ, 1, 0)$ (r.h <sup>-1</sup> op 1m)
I	4	0,37	9,6 E8	5,1 E4
II	12	0,16	9,6 E8	2,2 E4
III	20	0,18	9,6 E8	2,5 E4
IV	28	0,17	9,6 E8	2,3 E4
V	36	0,12	9,6 E8	1,7 E4
Totaal = $\dot{H}(0^\circ, 1, 0) = 1,38 \text{ E5 r.hr}^{-1}$ op 1 m				

In Fig. 8 is  $H(0^\circ, d, 0)$  in functie van  $d$  voorgesteld. Samen met  $\beta'(\theta)$  kan hieruit gemakkelijk de dosisequivalentsnelheid voor om 't even welk punt berekend worden. Na grafisch bepalen van  $\theta$  (op plan) en meten van  $d$  kunnen  $\beta'(\theta)$  en  $H(0^\circ, d, 0)$  op de respectievelijke figuren afgelezen worden. Het produkt van beide grootheden geeft de gezochte dosisequivalentsnelheid.

### 8.3. Berekening van attenuatiefactoren voor $0^\circ$ en $45^\circ$ P(40)Be spectra in functie van de absorberdikte

Wordt voor een bepaalde  $\theta, d$  combinatie  $x$  cm absorber (beton) tussen T en P geplaatst dan laat de attenuatiefactor  $K_x$  zich uit (41)



berekenen. In tegenstelling tot  $\xi$ , wordt de afhankelijkheid van HVL van de energie wel in rekening gebracht. Dit betekent dat voor een gegeven absorberdikte  $x$ ,  $K_x$  in functie van de spectrale neutronenverdeling dient berekend. Rekening houdend met de assumptie betreffende de spectrale verdeling dient  $K_x$  voor het  $0^\circ$  en het  $45^\circ$  spectrum geëvalueerd ( $K_{x,0^\circ}$ ;  $K_{x,45^\circ}$ ).

De berekeningen zijn grafisch voorgesteld in Fig. 9.

Hieruit blijkt duidelijk de invloed van de "hardheid" van het spectrum op de absorberdikte vereist om de dosisequivalentsnelheid met een factor  $K_x$  te reduceren.

## 9. PRAKTISCHE BEREKENING VAN DE BIOLOGISCHE AFSCHERMING

### 9.1. Algemeenheden

De berekende dosisequivalentsnelheid  $\dot{H}(\theta, d, 0)$  dient in navolging van de NCRP-aanbevelingen (2) gecorrigeerd voor :

1. De bezettingsfactor T van het lokaal waarin het punt P zich situeert met  $0 \leq T \leq 1$  : deze factor geeft de fractie van de tijd dat het lokaal effectief gebruikt wordt en bijgevolg reëel stralingsgevaar voor personen bestaat.

Als waarden worden aanbevolen :

$T = 1$  voor lokalen met permanente bezetting als controlezaal, naburige alveoles, neutronenbunker... ;

$T = 1/4$  voor gangen en technische ruimtes;

$T = 1/16$  voor toiletten en punten gesitueerd buiten de cyclotron-hall in zijn geheel.

2. De gebruiksfactor U met  $0 \leq U \leq 1$  welke de fractie van de tijd voorstelt dat de primaire bundel in de gekozen richting straalt. Hoewel effectief gebruik van de bundel in elk van de 4 mogelijke richtingen (bundellijnen) voor 100% van de tijd fysisch niet realiseerbaar is werd als "optie langs de veilige kant"  $U=1$  gesteld voor elke richting.

Rekening houdend met T en U factoren wordt het effectief dosisequivalentsnelheid  $H_{\text{eff}}$  gegeven door :

$$\dot{H}_{\text{eff}}(\theta, d, 0) = \dot{H}(\theta, d, 0) \cdot T \cdot U \quad (45)$$

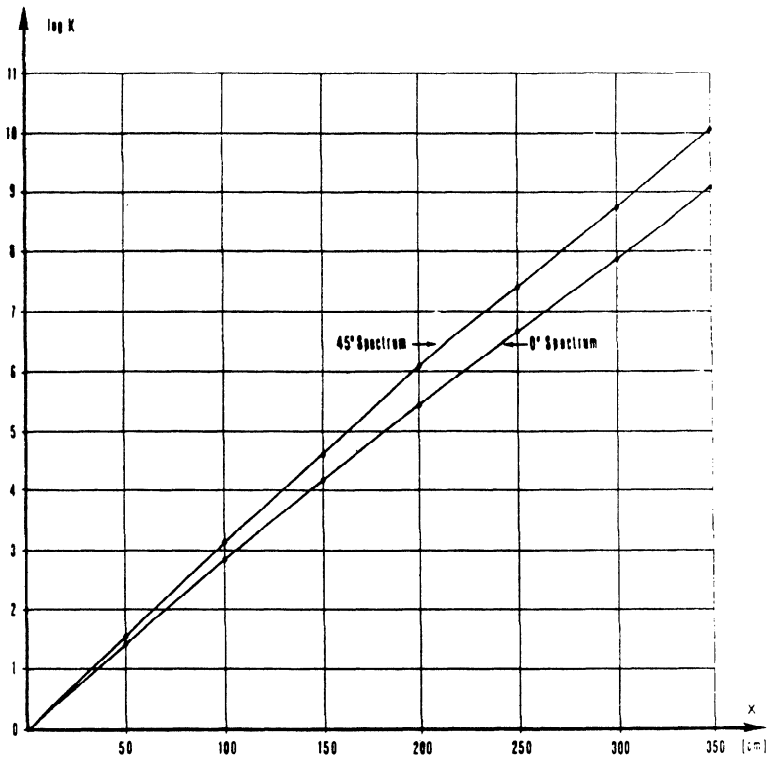


Fig. 9 : Attenuatiefactor ( $K$ ) in functie van de dikte ( $x$ ) voor  $0^\circ$  en  $45^\circ$  spectra voor gewoon beton

De wettelijk maximaal toelaatbare dosisequivalentensnelheid  $\dot{H}_W$  bedraagt :

$\dot{H}_W = 2,5 \text{ mr.h}^{-1}$ , voor continue blootstelling (40 u/week, 50 weken per jaar) van beroepshalve blootgestelde personen categorie A, d.i. voor tewerkstelling in een gecontroleerde zone;

$\dot{H}_W = 0,25 \text{ mr.h}^{-1}$ , voor continue blootstelling van de naburige bevolking d.i. voor niet-gecontroleerde zone.

Met de gegevens uit vorige paragrafen is de berekening van de vereiste afscherming nu vrij eenvoudig. Immers de kennis van  $H_{\text{eff}}(\theta, d, 0)$  en  $\dot{H}_W$  voor een gegeven punt laat toe de vereiste attenuatiefactor in de gegeven richting te berekenen en de absorberdikte te evalueren.

Hierbij dient opgemerkt dat de kazemat (d.i. de ruimte waarin de versneller gelokaliseerd is) als een alveole behandeld wordt vermits bundelverliezen ter hoogte van de afbuigmagneet volgens gegevens van de fabrikant van dezelfde orde van grootte te zijn als de effectieve bundel die in de verschillende bestralingsfaciliteiten aangewend wordt. Voor sommige punten werd een intern doelwit (driemaal hogere stroom) in aanmerking genomen. (Tabel VII).

## 9.2. Overzicht van de werkwijze

1. Bepaal voor een gegeven doelwit T (Be doelwit geplaatst in elk van de mogelijke bestralingsfaciliteiten) de afstand d en richting  $\theta$  (t.o.v. de invallende primaire bundel) voor een aantal referentiepunten P gelegen buiten de afscherming van de betrokken faciliteit. Deze punten omvatten steeds het dichtstbijgelegen punt buiten de afscherming in de richting van de primaire bundel en de punten met kleinste afstand t.o.v. de target in andere richtingen. Op deze wijze wordt een aangepaste vormgeving van de afscherming mogelijk met maximale uitsparing aan beton;
2. Noteer de aard van de bundel d.i. de aard van de spectrale distributie van toepassing op de beschouwde richting. Gesteund op de argumentatie uit 5.2.2. betekent dit ofwel  $0^\circ$  (voor de richting  $\theta$  begrepen tussen  $0^\circ$  en  $45^\circ$  t.o.v. de invalrichting van de primaire bundel) ofwel  $45^\circ$  (voor richtingen  $\theta > 45^\circ$ ). De aard van de bundel, bepalend voor de hardheid van het secundair neutronenspectrum, reflecteert zich dan in de attenuatiefactor  $K_{X,0^\circ}$  of  $K_{X,45^\circ}$ . (Fig.9).

3. Corrigeer de neutronenopbrengst en bijgevolg de dosisequivalentsnelheid met de aangepaste richtingsafhankelijke correctiefactor  $\beta'(\theta)$ : lees deze voor de gegeven hoek  $\theta$ , af op Fig. 5.
4. Bepaal de bezettingsfactor T, afhankelijk van de aard en gebruik van de ruimte waarin P zich situeert.  
De waarden T zijn in § 9.1.1. aangegeven.
5. Lees de dosisequivalentsnelheid  $H(0^\circ, d, 0)$  in de  $0^\circ$  richting voor de gegeven afstand d af op Fig. 8 en bereken de effectieve dosisequivalentsnelheid.

$$\dot{H}_{\text{eff}}(\theta, d, 0) = \dot{H}(0^\circ, d, 0) \cdot \beta'(\theta) \cdot T ;$$

6. Evalueer de wettelijk toegelaten dosisequivalentsnelheid voor het beschouwde punt d.i.  $H_W = 2,5$  of  $0,25 \text{ mr.h}^{-1}$ ;
7. Bereken de attenuatiefactor  $K_{X,p}$

$$K_{X,p} = \frac{\dot{H}_{\text{eff}}(\theta, d, 0)}{\dot{H}_W} = \frac{\dot{H}(0^\circ, d, 0) \cdot \beta'(\theta) \cdot T}{\dot{H}_W}$$

en lees in functie van de "aard van de bundel" de vereiste absorberdikte (cm) af Fig. 9.

8. Voeg in navolging van NCRP-aanbeveling [ 2 ] 15 cm beton ( $\cong$  anderhalve halfwaardedikte) aan de in 7. bekomen absorberdikte toe.  
Deze supplementaire afscherming wordt voorzien om de bijdrage van de onzekerheid op transmissiegegevens (HVL-waarden) tot de dosisequivalentsnelheid afkomstig van reflectie van neutronen op te vangen.

Hoewel NCRP de toevoeging van 3 HVL diktes aanbeveelt, werd deze in dit werk tot 1,5 HVL beperkt. Onderzoek van recente gegevens betreffende absorptieëigenschappen van gewoon beton maakt dit, samen met het feit dat de berekening voor  $100 \mu\text{A}$  bundelintensiteit werden uitgevoerd, aanvaardbaar.

Voor 72 punten, opgenomen in Tabel VII en weergegeven in Fig. 10, 11 en 12 werd de werkwijze toegepast en de in het schetsontwerp voorziene afscherming eventueel aangepast.

VOORBEELD : punt 1

1. De Be-target bevindt zich in alveole 1.  
In richting  $\theta = 0^\circ$  (= verlengde richting invallend bundel) is het dichtstbijzijnde punt buiten de afscherming punt 1 waarvoor de afstand T-P = 7 m bedraagt;
2. Vermits  $\theta < 45^\circ$  betreft het een  $0^\circ$  bundel;
3. Voor  $\theta = 0^\circ$  geldt  $\beta'(\theta) = 1$ ;
4. Vermits P in een gang gelegen is, geldt  $T = 1/4$ ;
5. De dosisequivalentsnelheid op een afstand van 7 m in de richting  $0^\circ$  zonder absorber bedraagt (Fig. 8).

$$\dot{H}(0^\circ, 7, 0) = 2,82E3 \text{ r.h}^{-1} ;$$

De effectieve dosisequivalentsnelheid bedraagt bijgevolg

$$\dot{H}_{\text{eff}}(0^\circ, 7, 0) = 2,82 E3 \times 1 \times 1/4 = 0,70E3 \text{ r.h}^{-1} ;$$

6. De wettelijk toegelaten dosisequivalentsnelheid (P ligt in gecontroleerde zone) bedraagt  $\dot{H}_W = 2,5E-3 \text{ r.h}^{-1}$ ;
7. De attenuatiefactor bedraagt

$$K_{0^\circ, 1} = \frac{0,70 E3}{2,5 E-3} = 2,8 E5 ;$$

Uit Fig. 9 voor  $0^\circ$  spectrum volgt hieruit,  $x = 200 \text{ cm}$ ;

8. Voeg hierna 15 cm absorberdikte toe d.i.  $x = 215 \text{ cm}$ . De op het schetsontwerp voorziene dikte 240 cm volstaat bijgevolg ruimschoots.

Tabel VII : Berekening van de absorberdikte

Punt P	afstand T-P d(m)	Richting b	$\beta'$ ( $\theta$ )	dosisequivalentensnelheid $\dot{H}$ ( $0^\circ, d, 0$ ) ( $10^3$ rem/h)	vettelijke dosis $H_w$ (mrem/h)	T	$K_{x,P}$	Vereiste absorberdikte x (cm)	Voorzien (Schets-onwerp) (cm)
1	7,0	0	1,00	2,8	2,5	1/4	2,8 E5	215	240
2	6,5	11	0,90	3,5	2,5	1/4	3,1 E5	215	260
3	4,3	55	0,58	7,5	2,5	1/4	4,3 E5	222	230
4	4,1	65	0,23	8,2	2,5	1/4	1,9 E5	188	200
5	4,2	90	0,10	7,8	2,5	1	3,1 E5	194	200
6	3,4	90	0,10	11,9	2,5	1	4,8 E5	200	260
7	2,7	90	0,10	18,9	2,5	1	7,6 E5	208	200
8	6,2	25	0,70	3,6	2,5	1/4	2,5 E5	215	220
9	6,4	11	0,90	3,4	2,5	1/4	3,0 E5	215	230
10	6,3	0	1,00	3,5	2,5	1/4	3,5 E5	218	220
11	6,1	8	0,93	3,7	2,5	1/4	3,5 E5	218	220
12	5,2	90	0,10	13,5	2,5	1	5,4 E5	202	200
13	3,6	90	0,10	10,6	2,5	1	4,3 E5	199	200
14	6,7	0	1,00	3,1	2,5	1	12,3 E5	242	260
15	6,5	11	0,90	3,5	2,5	1/4	2,9 E5	215	240
16	5,8	35	0,58	4,1	2,5	1/4	2,4 E5	212	220
17	2,4	90	0,10	24,0	2,5	1	9,6 E5	212	200
18	3,2	90	0,10	13,5	2,5	1	5,4 E5	202	230
19	4,8	55	0,33	6,0	2,5	1	7,9 E5	208	230
20	5,0	45	0,48	5,5	2,5	1/4	2,6 E5	213	235
21	6,0	17	0,83	3,8	2,5	1	1,3 E6	242	280
22	6,2	11	0,90	3,6	2,5	1	1,3 E6	242	280
23	6,5	90	0,10	3,3	2,5	1	1,3 E5	181	215
24	5,5	90	0,10	3,5	2,5	1	1,4 E5	188	200
25	5,3	90	0,10	3,5	2,5	1	1,4 E5	188	200
26	7,6	90	0,10	2,4	2,5	1	9,6 E4	178	310
27	6,1	90	0,10	3,7	2,5	1	1,5 E5	184	250
28	10,8	15	0,84	1,2*	2,5	1	1,2 E6	241	255
29	6,0	60	0,28	3,8*	2,5	1	1,3 E6	217	225
30	5,2	90	0,10	5,1*	2,5	1/4	1,9 E5	184	200
31	5,7	90	0,10	4,3*	2,5	1/4	1,3 E5	182	220
32	4,5	90	0,10	6,8*	2,5	1/4	2,0 E5	188	200
33	7,2	90	0,10	2,7*	0,25	1	1,1 E6	215	230
34	5,5	90	0,10	4,6*	2,5	1/4	1,4 E5	183	230
35	7,7	90	0,10	2,3*	2,5	1/4	7,0 E4	173	225
36	6,8	90	0,10	3,0*	2,5	1/4	8,9 E4	176	200

\* Rekening houdend met de mogelijke installatie van een intern doelwit met een driemaal hogere stroom (300 uA) dienen de dosisequivalentensnelheid en de effectieve dosisequivalentensnelheid met een factor 3 vermenigvuldigd te worden. Bij de berekening van de attenuatiefactor voor deze punten werd rekening gehouden met een bestraling op intern doelwit.



Tabel VII : Berekening van de absorberdikte

Punt P	afstand T-P d(m)	Richting $\theta$	$\theta'(\theta)$	dosisequivalentsnelheid $\dot{H}$ ( $Q^\circ$ , d, 0) ( $10^{-6}$ rem/h)	wettelijke dosis $H_w$ (mrem/h)	T	$K_{x,P}$	Vereiste absorberdikte x (cm)	Voorzien (Schetsontwerp) (cm)
37	6,2	60	0,28	3,6 *	2,5	1	1,2 E6	216	230
38	11,5	25	0,70	1,0 *	2,5	1	8,8 E5	195	360
39	10,5	0	1,00	1,3 *	2,5	1	1,5 E6	240	250
40	4,8	0	1,00	6,0	2,5	1/4	6,0 E5	228	230
41	6,8	45	0,48	3,0	2,5	1/4	1,4 E5	205	320
42	6,5	90	0,10	3,3	2,5	1/4	3,3 E4	163	170
43	7,3	25	0,70	2,6	2,5	1/4	1,8 E5	207	270
44	8,0	0	1,00	2,2	2,5	1	8,8 E5	236	270
45	5,5	30	0,63	4,6	2,5	1	1,2 E6	240	250
46	6,3	15	0,84	3,5	2,5	1/4	2,9 E5	215	230
47	7,2	30	0,63	2,7	2,5	1/4	1,7 E5	206	420
48	4,0	60	0,28	8,6	2,5	1/4	2,4 E5	190	230
49	3,5	90	0,10	11,3	2,5	1/4	1,1 E5	180	300
50	7,0	90	0,10	2,8	2,5	1/4	2,8 E4	160	300
51	11,0	18	0,80	1,1 *	2,5	1/4	2,7 E5	215	260
52	12,0	30	0,63	0,96 *	2,5	1/4	1,8 E5	208	300
53	7,5	60	0,28	2,5 *	2,5	1/4	2,1 E5	188	230
54	6,5	90	0,10	3,3 *	2,5	1/4	9,8 E4	178	200
55	7,5	90	0,10	2,5 *	2,5	1/4	7,4 E4	174	240
56	5,5	90	0,10	4,6 *	2,5	1/4	1,4 E5	183	240
57	9,5	60	0,28	1,5 *	0,25	1/16	3,2 E5	195	260
58	8,0	90	0,10	2,2 *	0,25	1/16	1,6 E5	185	230
59	9,5	90	0,10	1,5 *	0,25	1/16	1,2 E5	180	280
60	8,5	90	0,10	1,9 *	0,25	1/16	1,4 E5	183	300
61	6,0	90	0,10	3,8 *	2,5	1/4	11,5 E5	180	230
62	7,5	90	0,10	2,5 *	2,5	1/4	7,4 E4	172	230
63	7,5	90	0,10	2,5 *	2,5	1/4	7,4 E4	172	230
64	8,0	90	0,10	2,2 *	2,5	1/4	6,5 E4	172	230
65	7,0	90	0,10	2,8 *	2,5	1/4	8,5 E4	175	210
66	4,7	90	0,10	6,3	2,5	1/4	6,3 E4	171	210
67	3,2	90	0,10	13,5	2,5	1/4	1,4 E5	182	320
68	4,7	90	0,10	6,3	2,5	1/4	6,3 E4	171	310
69	7,5	15	0,84	2,5	2,5	1/4	2,1 E5	209	225
70	7,2	0	1,00	2,7	2,5	1/4	2,7 E5	214	220
71	7,5	15	0,84	2,5	2,5	1/4	2,1 E5	209	225
72	7,0	45	0,48	2,8	2,5	1/4	1,4 E5	202	250

\* Rekening houdend met de mogelijke installatie van een intern doelwit met een driemaal hogere stroom (300  $\mu$ A) dienen de dosisequivalentsnelheid en de effectieve dosisequivalentsnelheid met een factor 3 vermenigvuldigd te worden. Bij de berekening van de attenuatiefactor voor deze punten werd rekening gehouden met een bestraling op intern doelwit.

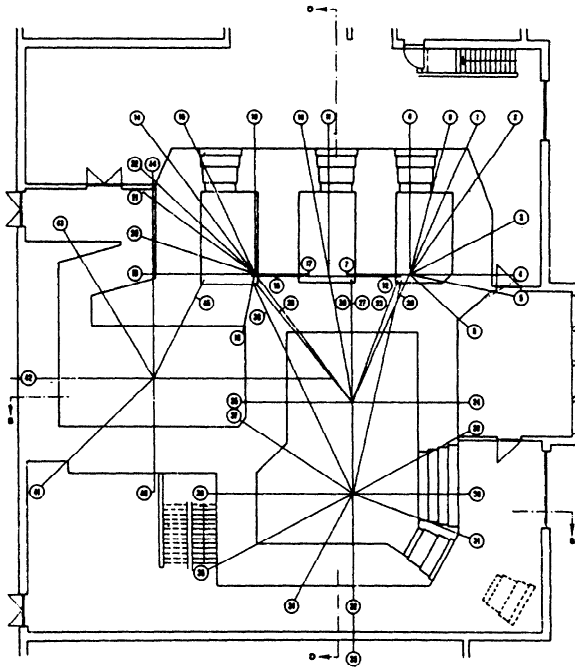
**CYCLOTRON V.U.B.**

Fig. 10 - Plattegrond cyclotronbunkers

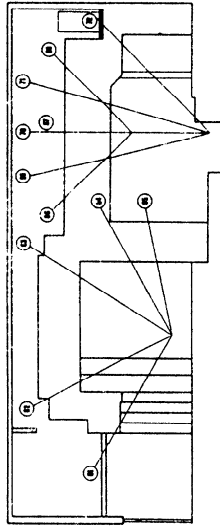
**CYCLOTRON V.U.B.**

Fig. 11 Doorsnede B-B.

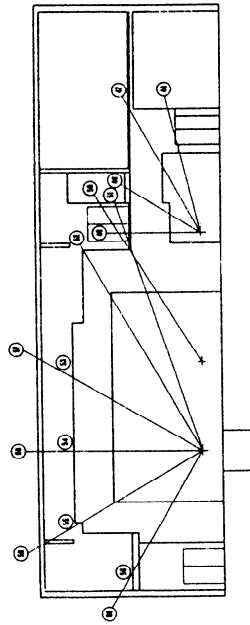
**CYCLOTRON V.U.B.**

Fig. 12 Doorsnede D-D.

## 11. SAMENVATTEND

Ten einde het gebruik van de verschillende bestralingsfaciliteiten (alveoles) van het V.U.B.-cyclotron zo universeel mogelijk te houden, werd de biologische afscherming berekend voor de reactie  $P(40)Be$  d.i. voor een berylliumtarget geplaatst in elk van de alveoles en waarop protonen met maximale energie ( $E_p = 40$  MeV) en stroomsterkte (100  $\mu A$ ) secundaire neutronen met relatief groot doordringingsvermogen produceren.

Vermits de belangrijkste stralingscomponent geassocieerd met de werking van een 40 MeV-p cyclotron de secundaire neutronenflux is, werd de  $4\pi$  neutronenopbrengst voor vermelde reactie uit de literatuur gecompileerd. De gemiddelde waarde  $Y(4\pi, 100 \mu A, Be) = 4,0 E13$  n.s<sup>-1</sup> werd toegepast voor de berekening van de neutronenflux en van de dosisequivalentsnelheid in verschillende richtingen. Hiertoe werd, aan de hand van de gegevens uit standaardwerken en recente literatuur een eenvoudig model voor de angulaire en spectrale distributie van de neutronenemissie opgesteld.

Als afschermingsmateriaal werd gewoon beton ( $\rho = 2,35$  kg.dm<sup>-3</sup>) verkozen wegens zijn relatief goede moderator- en absorbereigenschappen voor neutronen en prompte  $\gamma$ 's. Mede de bruikbaarheid als structureel element en zijn matige kostprijs motiveren deze keuze.

Literatuuronderzoek liet toe de gemiddelde halfwaardedikte (HVL) van deze absorber in het vereiste energiegebied (0-40 MeV) te bepalen. Rekening houdend met de angulaire en spectrale afhankelijkheid van de dosisequivalentsnelheid(per eenheid van gefintegreerde flux) en van HVL, werden attenuatiekurven (d.i. attenuatiefactor versus betondikte) voor 0° en 45° neutronenspectra opgesteld.

Samen met wettelijke bepalingen i.v.m. maximaal toelaatbare dosisequivalentsnelheid voor beroepshalve blootgestelde werknemers en voor het publiek en met aanbevelingen van NCRP werd hieruit de vereiste afscherming voor de verschillende bestralingsfaciliteiten berekend.

---

### BIBLIOGRAFIE

---

- (1) H.W. Patterson en R.H. Thomas - Accelerator Health Physics - Academic Press (1973).
  - (2) Radiation Protection Design guidelines for 0.1-100 MeV Particle Accelerator Facilities - NCRP-Report N° 51 - National Council on Radiation protection and Measurements - Washington U.S.A. (1977).
  - (3) R.G. Jaeger - Engineering Compendium on Radiation Shielding - Vol. III : Shield Design and Engineering Springer Verlag - Berlijn (1970).
  - (4) F.H. Attix, E. Tochilin - Radiation Dosimetry Vol.III : Sources, Fields, Measurements and Application. 2nd Ed. Academic Press (1969).
  - (5) R. Graves, J.B. Smathers, P.R. Almond, W.H. Grant, V.A. Otte - Med. Phys., 6, 2, p. 123, (1979).
  - (6) F.M. Waterman, F.T. Kuchnir, L.S. Skaggs - Med.Phys.6, 5, p.433, (1979).
  - (7) D.T. Tran - Use of Cyclotron produces Neutrons for Radiotherapy Proceedings Third Symposium on Neutron Dosimetry in Biology and Medicine. Neuberbert - München (1977).
  - (8) H.M. Butler, C.B. Fulmer, K.M. Wallace, Health Physics, 31, p.62, (1976).
  - (9) Thomson C.S.F. 72.07.29 - DACC 29.7.72 396 PP/PMT.
  - (10) P. Sauermaun, Abschirmung der schnellen Neutronen von Zyklotrons für die Medizinische Forschung. Jül. - 751-PC (1971)
  - (11) Protection against Neutron Radiation. NCRP Report N° 38 - National Council on Radiation Protection and Measurements Washington U.S.A. (1971).
-

RESUME.

La protection biologique autour du cyclotron de la VUB (type 560-CGR) a été calculée en fonction du flux de neutrons rapides produit par la réaction  $p(40)\text{Be}$  à intensité de faisceau maximal (100  $\mu\text{A}$ ) et sur une cible nue dans chaque alvéole d'irradiation.

A cet effet un modèle de distributions angulaires et spectrales de l'émission neutronique ainsi que la valeur moyenne des demi-épaisseurs de béton simple pour un intervalle d'énergie de 0 à 40 MeV ont été déduits des données trouvées dans la littérature.

Prenant en compte les dépendances angulaires et spectrales du débit de dose équivalente et des HVL, les prescriptions légales concernant le débit de dose équivalente maximal admis ainsi que les recommandations du NCRP, des courbes d'atténuation ont été établies qui permettent de calculer les épaisseurs de protection nécessaires pour la casemate et chacune des alvéoles.

ABSTRACT.

The biological protection around the VUB cyclotron (type 560-CGR) has been calculated for the expected fast neutron flux from the reaction  $p(40)\text{Be}$  at maximum current intensity (100  $\mu\text{A}$ ) on naked target for each of the irradiation facilities.

Therefore a model for the angular and spectral distribution of the neutron emission and the mean value for the half value layer of normal concrete for an energy interval between 0 and 40 MeV have been deduced of the equivalent dose rate and the HVL, the legal prescriptions for the maximum admitted equivalent dose rate and the recommendations of the NCRP, attenuation curves have been established allowing the calculation of the necessary protection thickness for the blockhouse and each of the alveole.

V.U.B. CYCLOTRON :  
AFSCHERMING, VENTILATIE, VEILIGHEIDSKRINGEN  
EN TOEPASSINGEN.

DEEL 2 : VENTILATIE, VEILIGHEIDSKRINGEN EN TOEPASSINGEN.

P. VAN den WINKEL, G. DE BACKER, A. HERMANNE,  
J. MERTENS : V.U.B. CYCLOTRON.

E. DE DONCKER,  
Dienst Veiligheid en Hygiene & Fysische Controle.

Vrije Universiteit Brussel.  
Pleinlaan, 2,  
1050 Brussel.

SAMENVATTING DEEL 2.

De ventilatie in de bestralingsfaciliteiten en de lozingsvoorwaarden voor gecontamineerde lucht werden berekend aan de hand van de produktie van  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$  en  $^{16}\text{N}$  in bolvormige ruimtes als gevolg van drempelreacties en radioactieve captie van secundaire snelle neutronen op lucht. Berekeningen tonen dat serie-extractie van alveole en kasemat aan minimaal debiet resulteren in minimale lozing van radionukliden terwijl verhoging van het debiet na bestraling een relatief snelle toegang tot de ruimtes mogelijk maakt. Toepassing van het Gaussiaans pluimmodel in aktuele site-voorwaarden liet toe te vereiste effectieve schouwhoogte voor lozing te evalueren. Een micro-processor gestuurd veiligheidssysteem omvat alle voorwaarden voor goede werking van de machine, voor toegang tot de bestralingsfaciliteiten en voor lozing van besmette lucht. Een overzicht van de toepassingsmogelijkheden op het vlak van de nukleaire geneeskunde, de fysica en de analytische chemie werd voorgesteld.



## I. VENTILATIE

### 1. AKTIVERING VAN DE LUCHT

#### 1.1. Probleemstelling en opties

Als gevolg van bundelverliezen bij extractie, bundeltransport en bundelstop in het doelwit worden door drempelreacties op deflector, transport- en doelwitmaterialen snelle neutronen gevormd. Mede de kleine verplaatsingswerkzame doorsnede van de structuur- of doelwitmaterialen voor deze energetische neutronen, de bereikbare energie (40 MeV protonen), de aanzienlijke bundelintensiteiten (62  $\mu\text{A}$  en 124  $\mu\text{A}$  voor respectievelijk uit- en inwendig doelwit bij maximaal vermogen  $P=2,5$  kW) en de grootte van de werkzame doorsnede van drempelreacties op zuurstof en stikstof, geven deze aanleiding tot aktivering van de lucht in de alveoles en in de kazemat.

De aktivering van sporenelementen aanwezig in stof wordt grotendeels geëlimineerd door absoluutfiltering van de toevoerlucht terwijl de geringe thermalisatie in lucht de  $^{40}\text{Ar}(n,\gamma)^{41}\text{Ar}$  reactie tot een verwaarloosbaar niveau herleidt. Hierdoor wordt de radioactieve besmetting van de lucht beperkt tot vorming van zuurstof en stikstofisotopen waarbij zich uit wettelijk oogpunt een tweevoudig probleem stelt nl.

1. de besmetting van de lucht in gecontroleerde en bewaakte zone d.i. binnen het cyclotrongebouw en zijn annexen;
2. de contaminatie van de omgeving door lozing van besmette lucht via het ventilatiesysteem.

Verspreiding van in bestralingsfaciliteiten gevormde radioactief gecontamineerde lucht naar hall en laboratoria toe, kan op drie verschillende wijzen vermeden worden :

1. een permanente ventilatie van de lokalen aan een hoog debiet zodanig dat de  $\text{MTC}_L$ -waarde voor continue blootstelling aan de betrokken radioisotopen niet overschreden worden. Praktisch is dit economisch niet haalbaar gezien de hoge energiekosten van geklimati-

seerde lucht;

2. Het luchtdicht afsluiten van de bestralingsfaciliteiten tijdens het experiment en invoeren van een aangepaste koeltijd na bestraling waardoor de concentratie van radionucliden in de lucht op het ogenblik van toegang beneden de  $MTC_L$  waarde voor continue blootstelling wordt gebracht. Deze methode heeft als nadelen invoeren van wachttijden groot t.o.v. de halveringstijden van kortlevende in het doelwit gevormde isotopen terwijl hermetische dichting van deuren en kabeldoorvoeringen door de wanden nagenoeg onuitvoerbaar is;
3. Het in onderdruk plaatsen (10 mm WK) van bestralingsalveole en kazemat (d.m.v. een minimaal debiet bepaald door lekken rond deur, spleten en kabeldoorvoeringen) waarbij de afgezogen lucht op radioactiviteit gecontroleerd wordt en, indien noodzakelijk, vóór de lozing verdund.

Dit alternatief is praktisch realiseerbaar mits inachtnaam van de eisen voor :

A. Lozing van gecontamineerde lucht in de omgeving tijdens de bestraling

Voor de lozing is Art. 21 van het KB van 28/2/63 van toepassing hetgeen betekent dat de concentratie van de radionucliden de maximale toelaatbare concentratie voor lozing ( $MTC_L$ ) niet mag overschrijden.

Preliminare berekeningen tonen dat bij saturatie de concentratie aan radionucliden in een bestralingsfaciliteit, de  $MTC_L$ -waarde met verschillende orden van grootte overschrijdt. Dit vereist een reductie of verwijdering van de geïnduceerde activiteit uit de geventileerde lucht. Dit kan in principe door :

- a) gebruik van absorptiefilters voor verwijdering van sommige gasvormige onzuiverheden;
- b) radioactief verval vóór de lozing door aangepaste verblijftijd in ventilatiekokers;
- c) dilutie d.m.v. niet besmette lucht vóór de lozing.

Vermits de gevormde radionucliden in de lucht hoofdzakelijk N en O-isotopen zijn en het langstlevend radioisotoop  $^{13}N$  een  $T_{1/2}=10\text{min.}$  heeft, moet een reductie van de activiteit met een factor 10 (resp. 100 of 1000) een verblijftijd in de luchtkanalen van 40 min

(resp. 80 en 120 min) worden ingevoerd hetgeen praktisch niet realiseerbaar is.

Het enig bruikbaar alternatief is bijgevolg dilutie voor de lozing waarbij, uit de overwegingen i.v.m. energiebesparing niet gecontamineerde buitenlucht voor de dilutie wordt aangewend.

De vereiste verdunningsfactor voor lozing laat zich berekenen uit de saturatieconcentratie in de alveole of kazemat, het extractiedebiet en de  $MTC_L$  waarden voor continu blootstelling van de naburige bevolking.

B. Reductie van de concentratie van de radionucliden in de alveole beneden de  $MTC_{40}$  (= maximaal toelaatbare concentratie van een blootstelling van  $40h.week^{-1}$ ) waarde op het ogenblik van toegang na bestraling.

Dit kan gerealiseerd worden door invoeren van een koeltijd en/of door drastisch opvoeren van het extractiedebiet na het beëindigen van de bestraling waardoor de concentratie snel beneden de  $MTC_{40}$  wordt gebracht.

### Besluit

Door bundelverliezen en -absorptie worden secundaire snelle neutronen gevormd die door drempelreacties en (na thermalisatie) door radiatieve captie tot aktivering van de lucht leiden.

Gezien de wettelijke bepaling i.v.m. besmetting van de lucht voor gecontroleerde en bewaakte zones en voor de omgeving, dienen maatregelen genomen om tijdens en na de bestralingen de concentraties van de gevormde nucliden in lucht beneden  $MTC_{40}$  respectievelijk  $MTC_L$  te houden.

Van de technisch mogelijke alternatieven werd, rekening houdend met:

- a. minimaal energieverbruik voor conditionering van de ingeblazen en geëxtraheerde lucht;
- b. de eis de behandeling van de kortlevende isotopen onmiddellijk na het beëindigen van de bestraling aan te vangen;
- c. de vermelde  $MTC$  eisen,
  - geopteerd voor een minimale ventilatie tijdens die bestraling

gevolgd door drastisch opvoeren van het debiet bij het beëindigen van de irradiatie waarbij, gesteund op on-line radioactiviteitsmetingen van de uitgeblazen lucht deze eventueel d.m.v. niet-geconditioneerde zuivere buitenlucht wordt verdund en via een schouw met aangepaste hoogte wordt geloosd.

## 1.2. Kwali- en kwantitatieve aspecten i.v.m. aktivatie van de lucht

### 1.2.1. Model en aktiviteitsbalans

Ten einde de berekening van de geïnduceerde aktiviteit in een balkvormig lokaal te vereenvoudigen worden, in navolging van [1], de bestralingsfaciliteiten vervangen door bolvormige ruimtes met equivalentstraal R met het doelwit in het centrum en waarvoor de emissie van secundaire neutronen beantwoordt aan het in Deel I beschreven model. De equivalentstraal wordt gedefinieerd als :

$$R = \sqrt[3]{\frac{3V}{4\pi}} \quad (1)$$

waarin V = effectief volume van het beschouwd lokaal (= alveoles, kazemat).

Ook hier wordt het Be-doelwit met maximale neutronenopbrengst gekozen waarvoor spectrale gegevens i.v.m. de neutronenemissie bekend zijn. De netto toename per tijdseenheid van het totaal aantal radioactieve kernen in de equivalentruimte wordt gegeven door :

$$\boxed{\frac{dn^*}{dt} = P + V + D} \quad (2)$$

waar : P = produktie als gevolg van nucleaire reacties;  
 V = verandering als gevolg van radioactief verval;  
 D = verandering als gevolg van dilutie.  
 n\* = aantal radioactieve kernen.

### 1.2.2. De produktie P

Met een monoënergetische gerichte neutronenflux  $\Phi$  ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ), een gegeven aantal stabiele kernen  $n$  en een werkzame doorsnede  $\sigma$  ( $\text{cm}^2$ ) voor de beschouwde reactie geldt voor  $P$  :

$$P = \sigma \cdot \phi \cdot n \quad (3)$$

Voor een isotropische puntvormige neutronenbron met bronsterkte  $Y$  ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) is de flux op een afstand  $r$  gegeven door :

$$\phi_r = \frac{Y}{4\pi r^2} \quad (4)$$

Hierbij wordt de attenuatie van de flux als gevolg van absorptie door lucht verwaarloosbaar klein gesteld.

Het aantal stabiele kernen  $dn$  begrepen in het volume  $dV$  van een bolschil met dikte  $dr$  en op een afstand  $r$  van het centrum, laat zich berekenen uit

$$V = \frac{4}{3} \cdot \pi r^3 \quad (5)$$

$$dV = 4\pi r^2 dr \quad (6)$$

$$\text{en} \quad dn = 4\pi r^2 \cdot N dr \quad (7)$$

waar  $N$  = aantal stabiele kernen per  $\text{cm}^3$ .

Uit (3), (4) en (7) volgt :

$$dP = \sigma \cdot Y \cdot N \cdot dr \quad (8)$$

en

$$P = \sigma \cdot Y \cdot N \cdot R \quad (9)$$

### 1.2.3. Het verval V

De vermindering van de totale aktiviteit voor een gegeven radio-isotoop als gevolg van radioactief verval

$$V = -\lambda \cdot n \quad (10)$$

Hierin is  $\lambda$  = vervalconstante in  $\text{s}^{-1}$  met

$$\lambda = 0,693/T_{1/2} \quad \text{waar} \quad (11)$$

$$T_{1/2} = \text{halveringstijd in s} \quad (12)$$

1.2.4. De dilutie D

De vermindering van de totale activiteit als gevolg van extractie van een hoeveelheid lucht  $dV$  per tijdseenheid :

$$D = - \frac{n^*}{V} \cdot dV \quad (13)$$

Wordt het aantal luchtverversingen per seconde voorgesteld door  $\alpha$  dan is :

$$\alpha = \frac{dV}{V} \quad (14)$$

$$\text{en} \quad D = - n \cdot \alpha \quad (15)$$

Uit (2,9 en 15) volgt :

$$\frac{dn^*}{dt} = \sigma \cdot Y \cdot N \cdot R - (\lambda + \alpha) \cdot n^* \quad (16)$$

$$\frac{dn^*}{dt} + (\lambda + \alpha) n^* = \sigma \cdot Y \cdot N \cdot R \quad (17)$$

Rekening houdend met de spectrale distributie van de secundaire neutronenflux en het feit dat de werkzame doorsnede functie is van de neutronenenergie dient  $\sigma \cdot Y$  vervangen door

$$\sigma \cdot Y = \int_0^{E_{\max}} \sigma(E) \cdot Y(E) \cdot dE \quad (18)$$

met  $Y(E)$  = aantal neutronen met energie begrepen tussen  $E$  en  $E+dE$ ;

$E_{\max}$  = maximale neutronenenergie

De uitdrukking (17) wordt dan :

$$\frac{dn^*}{dt} + (\lambda + \alpha) \cdot n^* = N \cdot R \int_0^{E_{\max}} \sigma(E) \cdot Y(E) \cdot dE \quad (19)$$

Laplace transformatie, splitsing in partieelbreuken en terugtransformatie geeft indien  $n^*(0) = 0$  :

$$n^*_{t_b} = \frac{N \cdot R}{\lambda + \alpha} \left( 1 - e^{-(\lambda + \alpha)t_b} \right) \int_0^{E_{\max}} \sigma(E) \cdot Y(E) \cdot dE \quad (20)$$

waarin  $t_b$  = bestralingstijd in s.

Het aantal vervallende kernen of de activiteit op het einde van de bestraling wordt gegeven door :

$$a_{t_b} = \lambda \cdot n^*_{t_b}$$

$$a_{t_b} = N.R. \frac{\lambda}{\lambda + \alpha} \left( 1 - e^{-(\lambda + \alpha)t_b} \right) \int_0^{E_{\max}} \sigma(E) \cdot Y(E) \cdot dE \quad (21)$$

Wordt na het beëindigen van de bestraling verder geventileerd dan geldt voor het aantal radioactieve kernen :

$$\frac{dn^*}{dt} = - n^* (\lambda + \alpha) \quad (22)$$

en

$$\int_{n_{t_b}}^{n_{t_b + t_v}} \frac{dn^*}{n^*} = - (\lambda + \alpha) \int_0^{t_v} dt \quad (23)$$

met  $t_v$  = vervaltijd na bestraling in s.

$$n_{(t_b, t_v)} = N.R. \frac{1}{\lambda + \alpha} \left( 1 - e^{-(\lambda + \alpha)t_b} \right) e^{-(\lambda + \alpha)t_v} \int_0^{E_{\max}} \sigma(E) \cdot Y(E) \cdot dE \quad (24)$$

$$a_{(t_b, t_v)} = N.R. \frac{\lambda}{\lambda + \alpha} \left( 1 - e^{-(\lambda + \alpha)t_b} \right) e^{-(\lambda + \alpha)t_v} \int_0^{E_{\max}} \sigma(E) \cdot Y(E) \cdot dE \quad (25)$$

Grafisch voorgesteld geeft dit voor het totaal aantal radioactieve kernen :

a) voor  $t_b = \infty$  en  $t_v = 0$

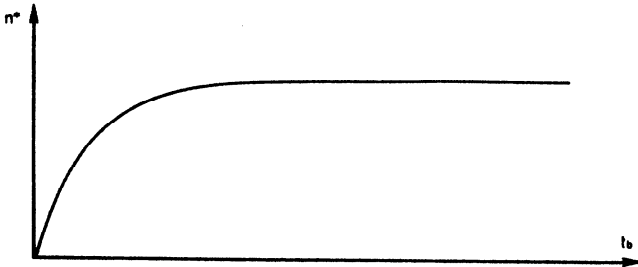


Fig. 1. Geïnduceerde activiteit in functie van bestralingstijd  $t_b = \infty$

b) voor  $t_b$  groot t.o.v.  $T_{1/2}$

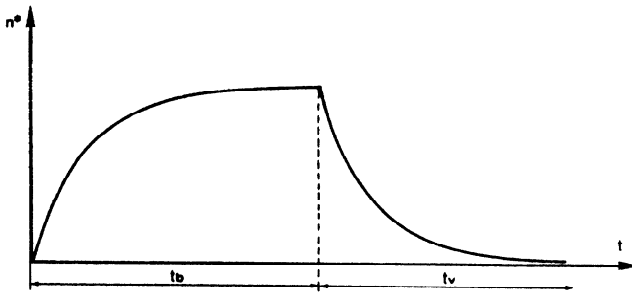


Fig. 2. Geïnduceerde activiteit in functie van bestralingstijd voor  $t_b$  groot t.o.v.  $T_{1/2}$

c) voor  $t_b$  klein t.o.v.  $T_{1/2}$  van het gevormde isotoop

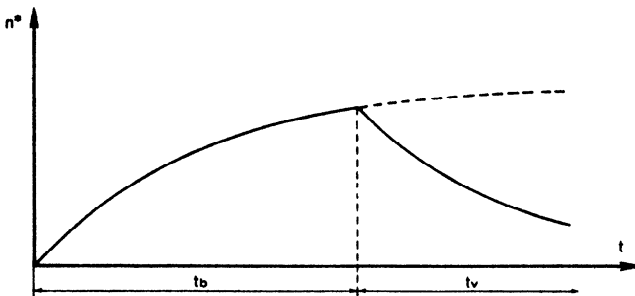


Fig. 3. Geïnduceerde activiteit in functie van bestralingstijd voor  $t_b$  klein t.o.v.  $T_{1/2}$  van het gevormde isotoop.



Voor N geldt :

$$N = \frac{\rho \cdot \% \cdot \theta}{A} \cdot N_A \quad (25a)$$

Hierin zijn :

$\rho$  = soortelijk gewicht van droge lucht :  $1,23E-3 \text{ g.cm}^{-3}$ ;

$\%$  = percent voorkomen van het beschouwd element in de lucht (g/g);

$\theta$  = isotopisch voorkomen van het isotoop van het beschouwde element die de reactie aangaat;

A = atoomgewicht;

$N_A$  = getal van Avogrado :  $6,02 \text{ E}23$ .

Voor  $\int_0^{E_{\max}} \sigma(E) \cdot Y(E) \text{ dE}$  wordt in de praktijk de effectieve werkzame doorsnede voor het gegeven neutronenspectrum berekend.

Met het model uit hoofdstuk II kan gesteld worden :

$$\int_0^{E_{\max}} \sigma(E) \cdot Y(E) \cdot \text{dE} = Y(4\pi) \left[ f_{0^\circ} \langle \sigma \rangle_{0^\circ} + f_{45^\circ} \langle \sigma \rangle_{45^\circ} \right] \quad (26)$$

waarin  $f_{0^\circ}$  = fraktie van het totaal aantal neutronen uitgezonden in voorwaartse richting met een spectrum  $N_{0^\circ}(E)$ ;

$f_{45^\circ}$  = fraktie van het totaal aantal neutronen uitgezonden in een richting groter dan  $45^\circ$  met een spectrum  $N_{45^\circ}(E)$ ;

$\langle \sigma \rangle_{0^\circ}$  = effectieve werkzame doorsnede van de beschouwde reactie voor het spectrum  $N_{0^\circ}(E)$ ;

$\langle \sigma \rangle_{45^\circ}$  = effectieve werkzame doorsnede van de beschouwde reactie voor het spectrum  $N_{45^\circ}(E)$ ;

$$\langle \sigma \rangle = \sum \sigma_i \cdot p_i$$

$\sigma_i$  = gemiddelde werkzame doorsnede in het beschouwde energie-interval  $i$ ;

$p_i$  = fraktie van het aantal neutronen in het beschouwde energie-interval  $i$ .

Invoering van deze grootheden, benaderingen, uitdrukking van de activiteit in Ci ( $=3,7 \text{ E}10 \text{ s}^{-1}$ ) en van  $\langle \sigma \rangle$  in mb ( $=1,0E-27 \text{ cm}^2$ ) in (26) levert vergelijkingen (27) en (28) :

$$a_{(t_b, t_v)} = \frac{\rho \cdot \% \cdot \theta}{A} N_A \frac{R}{3,7 \cdot 10^{10}} \cdot \frac{\lambda}{\lambda + \alpha} \left( 1 - e^{-(\lambda + \alpha)t_b} \right) e^{-(\lambda + \alpha)t_v} \cdot Y \left[ f_{0^\circ} \langle \sigma \rangle_{0^\circ} + f_{45^\circ} \langle \sigma \rangle_{45^\circ} \right] \quad (\text{Ci}) \quad (27)$$

of

$$a_{(t_b, t_v)} = 1,95 \cdot 10^{-17} \cdot \frac{\% \cdot \theta \cdot R \cdot Y}{A} \cdot \frac{\lambda}{\lambda + \alpha} \left( 1 - e^{-(\lambda + \alpha)t_b} \right) e^{-(\lambda + \alpha)t_v} \cdot \left[ f_{0^\circ} \langle \sigma \rangle_{0^\circ} + f_{45^\circ} \langle \sigma \rangle_{45^\circ} \right] \quad (\text{Ci}) \quad (28)$$

1.2.5. Kwantitatieve gegevens i.v.m. nucleaire reacties van snelle neutronen in lucht voor Be en Cu neutronenspectra

De voornaamste parameters i.v.m. drempelreacties van neutronen in lucht zijn in Tabel 1 weergegeven [ 2 ]

Tabel 1

Parameters in verband met drempelreacties in lucht.

Nr	REAKTIE	A	%	$\theta$	T1/2	$\lambda$ (s <sup>-1</sup> )
1	$^{16}\text{O}(n,2n)^{15}\text{O}$	16	0,232	0,997	126 sec	5,5 E-3
2	$^{14}\text{N}(n,2n)^{13}\text{N}$	14	0,755	0,996	600 sec	1,1 E-3
3	$^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$	16	0,232	0,977	7,3 sec	9,5 E-2

Drouet et al. [ 1 ] geven de werkzame doorsnede van de verschillende reacties in functie van de neutronenenergie.

Door lin-lin plot van deze  $\sigma$  versus E kurven werden de gelineari-seerde Figuren [ 4,5 en 6 ] voor de werkzame doorsnede opgesteld. Planimetrie van de oppervlakken van de energieintervallen (rekening houdend met de drempelenergieën) laat toe aan elk energieinterval een gemiddelde werkzame doorsnede toe te kennen.

Tabel 2

Werkzame doorsneden per energieinterval voor drempelreacties (in mb)

Energieinterval		Werkzame doorsnede per interval voor nucleaire reactie		
Nr	MeV	$^{16}\text{O}(n,2n)^{15}\text{O}$	$^{14}\text{N}(n,2n)^{13}\text{N}$	$^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$
I	0 - 8	0	0	0
II	8 - 16	0	2,46	23,4
III	16 - 24	2,99	10,8	24,3
IV	24 - 32	13,85	11,2	17,6
V	32 - 40	12,23	11,5	14,4

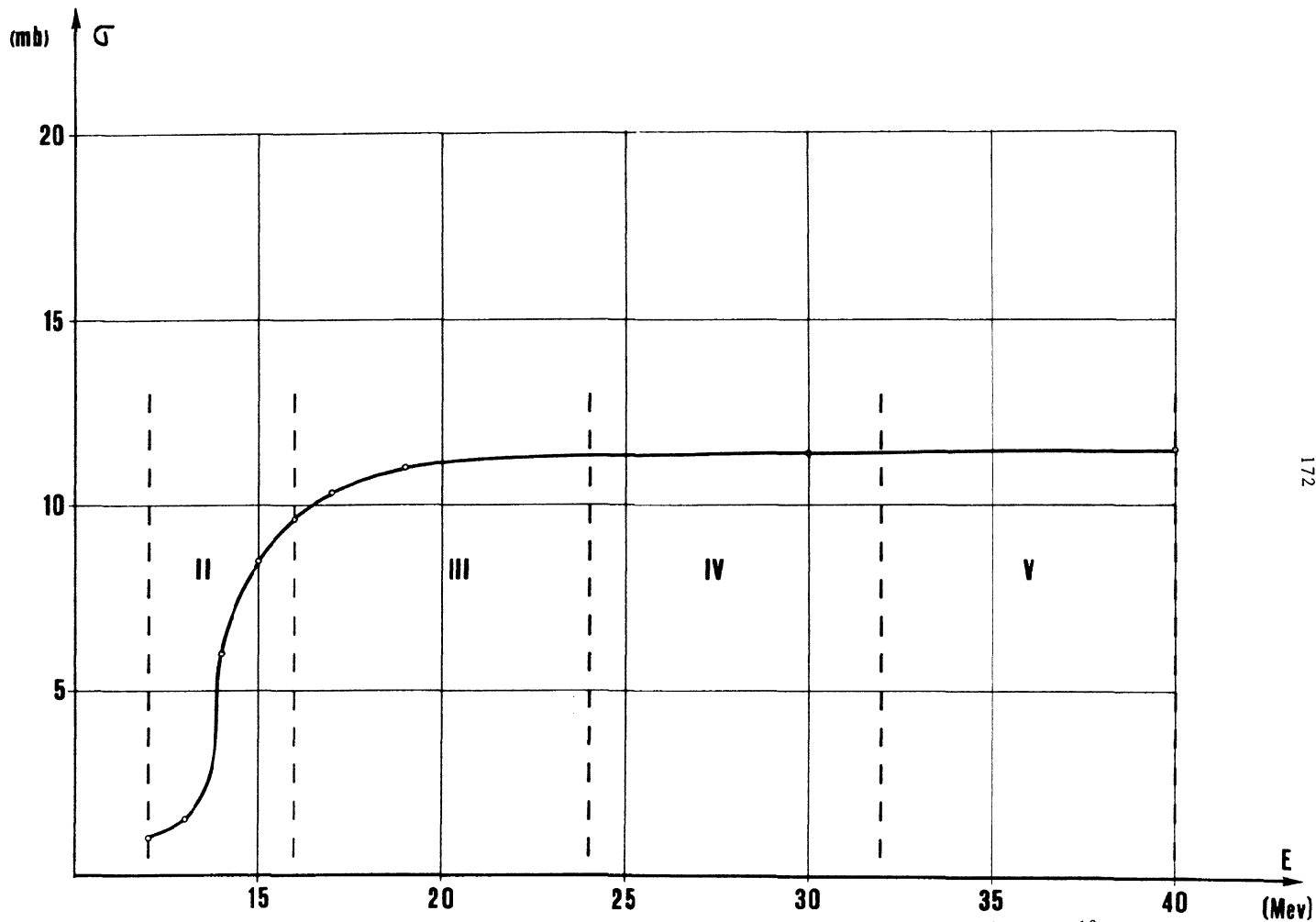


Fig. 5 Werkzame doorsnede in functie van de energie voor  $^{14}\text{N}(n,2n)^{13}\text{N}$

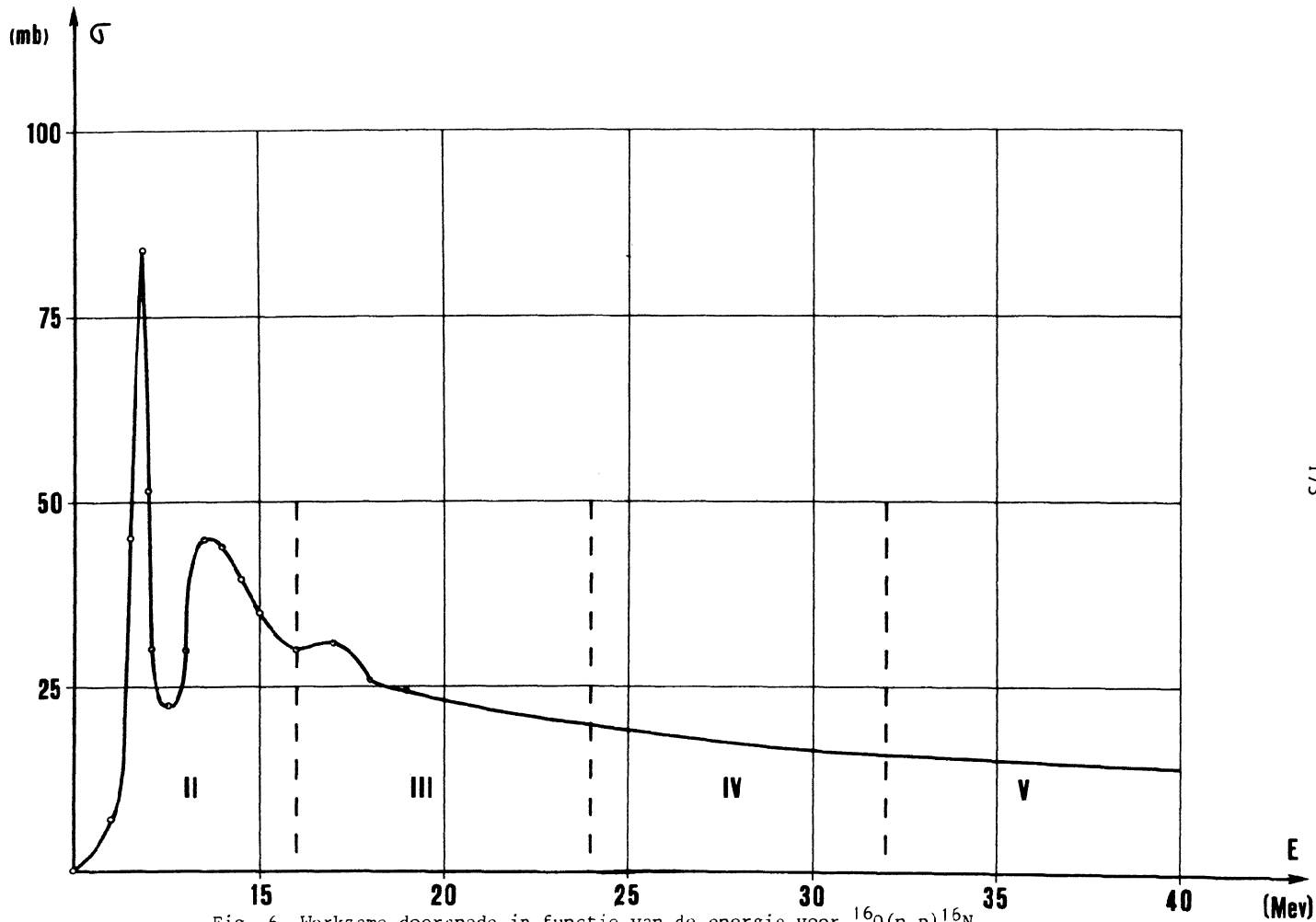


Fig. 6 Werkzame doorsnede in functie van de energie voor  $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$

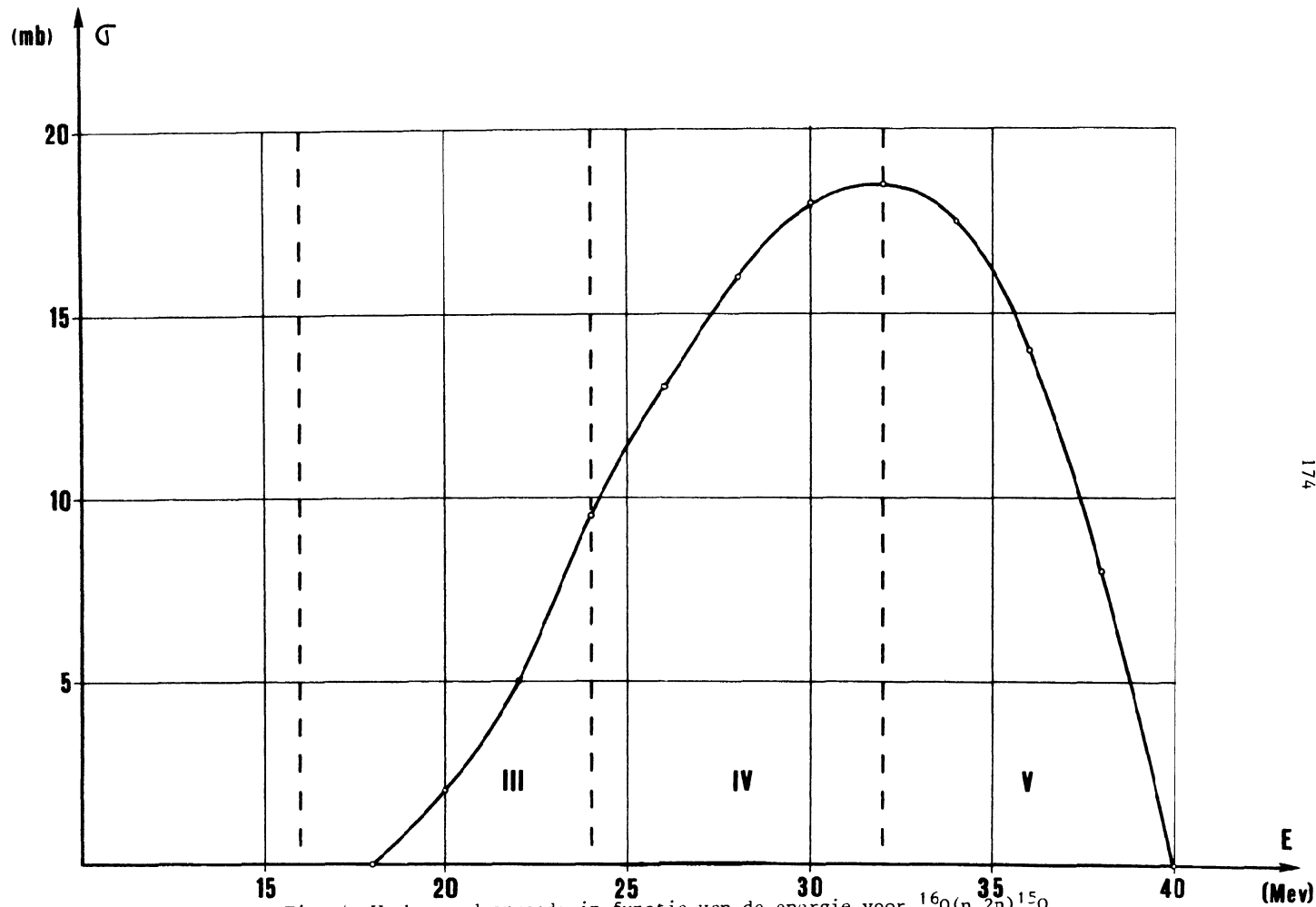


Fig. 4 Werkzame doorsnede in functie van de energie voor  $^{16}\text{O}(n,2n)^{15}\text{O}$

De gegevens betreffende de fractionele samenstelling van de neutronenspectra voor de  ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$  reactie ( $0^\circ$  en  $45^\circ$ ) zijn in Tabel 3 samengevat.

Tabel 3

ENERGIEINTERVAL		${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$	
Nr	MeV	$P_i$	
		$0^\circ$	$45^\circ$
I	0 - 8	0,37	0,55
II	8 - 16	0,16	0,24
III	16 - 24	0,18	0,14
IV	24 - 32	0,17	0,07
V	32 - 40	0,12	0,00

De werkzame doorsneden  $\langle \sigma \rangle_{0^\circ}$  en  $\langle \sigma \rangle_{45^\circ}$  voor de drie beschouwde reacties berekend met de gegevens van Tabel 2 en 3, zijn in Tabel 4 weergegeven.

Tabel 4

Effectieve werkzame doorsnede voor drempelreacties in de  $0^\circ$  en  $45^\circ$  spectra van  ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$

NR	REAKTIE	$\langle \sigma \rangle_{0^\circ} = \sum_i \sigma_i \cdot P_{0^\circ, i}$ (mb)	$\langle \sigma \rangle_{45^\circ} = \sum_i \sigma_i \cdot P_{45^\circ, i}$ (mb)
1	${}^{16}\text{O}(n, 2n){}^{15}\text{O}$	4,4	1,4
2	${}^{14}\text{N}(n, 2n){}^{13}\text{N}$	5,6	2,9
3	${}^{16}\text{O}(n, p){}^{16}\text{N}$	12,8	10,2

Uit het model ontwikkeld in Deel I volgt :

$$f_{0^\circ} = 0,75 \quad (29)$$

$$f_{45^\circ} = 0,25$$

waardoor de resulterende werkzame doorsnede voor beryllium  $\langle \sigma \rangle_{R,Be}$  kan berekend worden als :

$$\langle \sigma \rangle_{R,Be} = 0,75 \langle \sigma \rangle_{0^\circ} + 0,25 \langle \sigma \rangle_{45^\circ} \quad (30)$$

wat voor de 3 reacties de resultaten geeft samengevat in Tabel 5.

Tabel 5

Resultierende werkzame doorsneden voor de drempelreacties in het  $Be(p,n)^9B$  neutronenspectrum.

Nr	REAKTIE	$\langle \sigma \rangle_{R,Be}$ (mb)
1	$^{16}O(n,2n)^{15}O$	3,6
2	$^{14}N(n,2n)^{13}N$	4,9
3	$^{16}O(n,p)^{16}N$	12,2

### 1.3. Aktiviteit, concentratie en hoeveelheid afgevoerd nuclide per tijdseenheid in de verschillende ruimtes

#### 1.3.1. Beschouwde ruimtes en hun equivalentstraal

Voor de alveoles, kazemat en neutronenbunker zijn de volumina V en de met (1) berekende equivalentstralen weergegeven in tabel 6.

Tabel 6

Equivalentstralen van bestralingsruimtes

LOKAAL	VOLUME V (m <sup>3</sup> )	EQUIVALENTSTRAAL R (cm)
Alveole	38	208,5
Kazemat	432	468,9
Neutronenbunker	236	383,4

#### 1.3.2. Aktiviteit, concentratie en hoeveelheid afgevoerd nuclide per tijdseenheid in saturatievoorwaarden

In saturatievoorwaarden ( $t_b = \infty$ ) en zonder verval ( $t_v = 0$ ) herleid vergelijking (28) voor de *totale aktiviteit* in een ruimte met equivalentstraal R zich tot :

$$a_{\infty} = R \cdot K \cdot \frac{\lambda}{\lambda + \alpha} \quad (32)$$

met 
$$K = \frac{1,95E-17 \cdot \theta \cdot Y \cdot \langle \sigma \rangle_R}{A} \quad (33)$$

een konstante voor de beschouwde nucleaire reactie.

De *concentratie* (Ci.m<sup>-3</sup>) van het beschouwd isotoop in deze ruimte wordt dan gegeven door :

$$C_{\infty} = \frac{a_{\infty}}{V} = \frac{R \cdot K}{V} \cdot \frac{\lambda}{\lambda + \alpha} \quad (34)$$

terwijl de *totale hoeveelheid afgevoerd (geloosd) isotoop* L<sub>∞</sub> per seconde gegeven wordt door :

$$L_{\infty} = C_{\infty} \cdot \alpha \cdot V = R \cdot K \cdot \frac{\lambda \alpha}{\lambda + \alpha} \quad (35)$$



In Fig. 7 is  $L_{\infty}$  in functie van  $\alpha$  weergegeven voor  $\lambda=9,5E-2 \text{ s}^{-1}$ ,  
vervalkonstante van  $^{16}\text{N}$ .

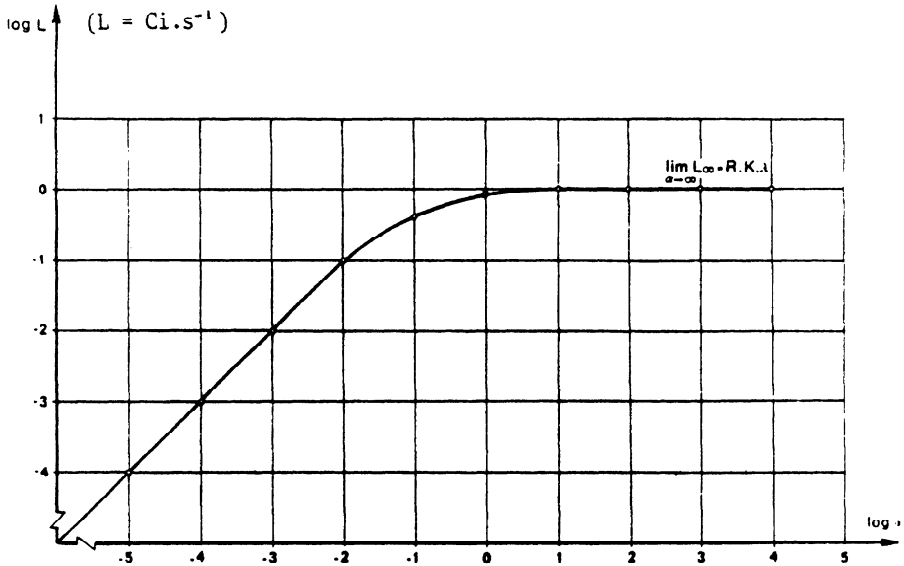


Fig. 7. Hoeveelheid afgevoerd nuclide L per tijdseenheid  
in functie van de ventilatiefactor  $\alpha$

Fig. 7 toont duidelijk de drastische daling van de geloosde hoeveelheid radioisotoop bij vermindering van het aantal luchtwisselingen per seconde ( $\alpha$ ) tijdens de bestraling.

In het extreem geval ( $\alpha=0$ ,  $L_{\infty}=0$ ) wordt de buitenlucht niet besmet, situatie waarin diffusie van besmette lucht door onvolmaaktheden in de afdichtingen van de bestralingsfaciliteiten (kabeldoorvoeringen, spleten...) tot contaminatie van de cyclotronhall leidt.

Een gedwongen ventilatie is bijgevolg noodzakelijk waarbij besmetting van de buitenlucht onvermijdelijk wordt. Hierbij dienen de wettelijke bepalingen gerespecteerd m.a.w. de maximaal toelaatbare concentratie voor lozing ( $\text{MTC}_{L_0}$ ) dienen gerealiseerd.

## 2. LOZINGSVOORWAARDEN VOOR EEN MENGSEL VAN RADIONUCLIDEN BIJ DIREKTE

### LOZING. OPMERKING BETREFFENDE MTC VAN $^{15}\text{O}$ , $^{13}\text{N}$ EN $^{16}\text{N}$

Voor een gegeven doelwit-bundel combinatie met *produktie van één enkel isotoop* -  $j$  - is de lozingsvoorwaarde :

$$\text{MTC}_{L,j} > \frac{L_{\infty,j}}{D_j} = \frac{L_{\infty,j}}{V \cdot \alpha_j} \quad (36)$$

Substitutie van vergelijking (36) in (35) levert als voorwaarde voor het aantal luchtwisselingen bij directe lozing :

$$\alpha_j > \lambda \left( \frac{1,95 \text{ E-}17 \cdot R \cdot \theta_j \cdot Y \cdot \langle \sigma \rangle_{R,j}}{V \cdot A \cdot \text{MTC}_{L,j}} - 1 \right) \quad (37)$$

$$\text{en} \quad D_j = \alpha_j \cdot V \quad (38)$$

Voor een *mengsel van nucliden*  $j$  waarvoor  $D_j$  de respectievelijke vereiste debieten voor lozing zijn [berekend uit (37) en (38)] geldt:

$$\boxed{\sum_j \frac{C'_{\infty,j}}{\text{MTC}_{L,j}} < 1} \quad (39)$$

$$\text{Met} \quad C'_{\infty,j} = \frac{L_{\infty,j}}{D_t} \quad (40)$$

en  $D_t$  = totaal lozingsdebiet, volgt hieruit :

$$\sum \frac{\left( \frac{L_{\infty,j}}{D_t} \right)}{\text{MTC}_{L,j}} = \sum \frac{D_j \cdot \text{MTC}_{L,j}}{D_t \cdot \text{MTC}_{L,j}} = \sum \frac{D_j}{D_t} < 1 \quad (41)$$

of

$$\boxed{D_t > \sum D_j} \quad (42)$$

Vergelijking (42) toont dat het totaal minimaal lozingsdebiet voor een mengsel van isotopen gevonden wordt door sommatie van de lozings-

debieten van de respectievelijke isotopen.

In Tabel 7 zijn voor de drie te beschouwen reacties en voor een alveole ( $R=208,5$  cm) de waarde  $\alpha_j$ ,  $L_{\infty,j}$  en  $D_j$  weergegeven.

Tabel 7

Ventilatiefactoren ( $\alpha_j$ ), geloosde hoeveelheden isotoop ( $L_{\infty,j}$ ) en lozingsdebieten ( $D_j$ ) voor een alveole als  $MTC_{L,j} = 0,33 \cdot 10^{-6} \mu\text{Ci/ml}(\star)$

Nr	REAKTIES	$\alpha_j$ ( $s^{-1}$ )	$L_{\infty,j}$ ( $\text{Ci} \cdot \text{h}^{-1}$ )	$D_j$ ( $\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ )
1	$^{16}\text{O}(n,2n)^{15}\text{O}$	2,38	0,11	3,2.E5
2	$^{14}\text{N}(n,2n)^{13}\text{N}$	2,54	0,11	3,5.E5
3	$^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$	138,86	6,27	1,9.E7

Het totaal extractiedebiet  $D_t$  bedraagt dan ca  $20.E6 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  wat praktisch niet realiseerbaar is. Bovendien is de totale hoeveelheid nucliden geloosd per uur vrij hoog.

(\*) Opmerking in verband met de  $MTC_L$  waarden van  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$  en  $^{16}\text{N}$

De radionucliden  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$  en  $^{16}\text{N}$  komen niet voor in Tabel A van bijlage van het KB van 28/2/63. M.a.w. de  $MTC_L$  waarden voor deze isotopen worden als dusdanig niet in de Belgische wetgeving vermeld.

Vermits twijfel of onzekerheid omtrent de radiotoxiciteit van O en N radioisotopen zeker uitgesloten is, zijn Tabel B en C evenmin van toepassing. Dit geldt ook voor de Tabellen D en E die betrekking hebben op mengsels van niet-geïdentificeerde nucliden.

Om die reden werden voor vermelde isotopen de "USAEC Rules and Regulations - Titel 10, Code of Federal Regulations, Part 20, Standards of Protection against Radiation (1966)" toegepast [ 3 ].

Voor een bekend nuclide, niet voorkomend in de nominatieve lijst van radioisotopen opgenomen in deze reglementering, en dat geen  $\alpha$  of SF verval vertoont; en een halfwaardetijd kleiner dan 2 h heeft, geldt :  
- voor een gecontroleerde zone bij 40 h blootstelling per week is

$$MTC_{40} = 1 \text{ E-6 } \mu\text{Ci.ml}^{-1};$$

- voor niet gecontroleerde zones en bijgevolg voor lozing is de gemiddelde maximaal toelaatbare concentratie  $MTC_L = 3 \text{ E-9 } \mu\text{Ci.ml}^{-1}$ .

Vermits de drie nucliden aan de gestelde voorwaarde voldoen is vergelijking (39) van toepassing en geldt voor 40 h beroepshalve blootstelling aan elk der isotopen  $MTC_{40} = 0,33 \text{ E-6 } \mu\text{Ci.ml}^{-1}$ .

De berekening van de ventilatie binnen de lokalen werd aan de hand van deze waarde uitgevoerd. Voor de eigenlijke lozing zorgen dilutie en uitstroming op aangepaste hoogte ervoor dat de concentratie van de nucliden aan de gevels van de dichtst bijgelegen gebouwen beneden  $MTC_L = 10 \text{ E-9 } \mu\text{Ci.ml}^{-1}$  blijven.

### 3. LOZINGSMODELLEN MET MINIMALE EXTRACTIE TIJDENS DE BESTRALINGEN

Vermits permanente extractie tijdens de bestraling lozing van aanzienlijke hoeveelheden radioactiviteit veroorzaakt en enorme dilutie voor lozing noodzakelijk maakt, werd lozing bij minimale extractie - vereist om verspreiding van besmetting binnen het cyclotrongebouw te vermijden - overwogen.

Hierbij dienen de volgende parameters in rekening gebracht :

1. het minimaal extractiedebiet vereist om diffusie van radionucliden uit de bestralingsfaciliteiten naar omliggende ruimtes te vermijden;
2. de simultane produktie van radioisotopen in de lucht van minstens één alveole en de kazemat;
3. de mogelijkheid parallel-extractie van beide in 2 vermelde lokalen uit te voeren of over te gaan tot serie-extractie, waarbij de kazemat als wacht- en dilutietank fungeert;
4. de vereiste dilutie met verse buitenlucht voor lozing van de besmette lucht rekening houdend met de in § 2 vermelde  $MTC_L$  waarden.

#### 3.1. Minimaal extractiedebiet

Als aanvaardbare optie voor de bepaling van het minimaal extractiedebiet werd een onderdruk van 10 mm WK in alveoles en kazemat vooropgesteld. Dit veroorzaakt een luchtstroom naar deze bestralingsruimtes

toe waarvoor een lekdebiet  $D_L$  gegeven door (43) vereist is [ 4 ]:

$$D_L = b \cdot l \cdot \sqrt{\Delta p^2} \quad (43)$$

met :  $D_L$  = lekdebiet in  $\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$   
 $b$  = doorlaatbaarheidsfactor in  $\text{m}^3 / \text{m} \cdot \text{h} \cdot \text{Pa}^{2/3}$   
 $l$  = lengte van de voeg in m  
 $\Delta p$  = drukverschil in Pa

met :  $\Delta p$  = 10 mm WK = 98,1 Pa  
 $l$  = 8 m (deurontrek) + 3,5 m (ontrek kabeldoorgangen)  
 $b$  = 0,3  $\text{m}^3 / \text{m} \cdot \text{h} \cdot \text{Pa}^{2/3}$ , waarde van toepassing op een goedsluitend venster

wordt  $D_L = 75 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  (44)

De ventilatiefactor  $\alpha$  voor alveoles ( $\alpha_K$ ), de neutronenbunker ( $\alpha_N$ ) en de kazemat ( $\alpha_A$ ) laten zich in die voorwaarden berekenen met :

$$\alpha_i = \frac{75}{3600 \cdot V_i} \quad (45)$$

waar  $V_i$  het volume van de beschouwde ruimte  $i$  is.

Met gegevens uit Tabel 6 wordt dit :

$$\begin{aligned} \alpha_A &= 5,5 \text{ E-4} \\ \alpha_K &= 4,8 \text{ E-5} \\ \alpha_N &= 8,8 \text{ E-5} \end{aligned} \quad (46)$$

### 3.2. Produktie van radioisotopen in de verschillende ruimtes met

$$D_L = 75 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$$

In § 1.3.2 werd aangetoond dat de evenwichtsconcentraties  $C_\infty$  ( $\text{Ci} \cdot \text{m}^{-3}$ ) der respectieve radionucliden en de geloosde hoeveelheden  $L_\infty$  ( $\text{Ci} \cdot \text{h}^{-1}$ ) functie zijn van de ventilatiefactor  $\alpha$ . Met  $D_L = 75 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  werden voor de verschillende ruimtes  $C_\infty$  en  $L_\infty$  berekend. De resultaten zijn samengevat in Tabel 8.

Tabel 8

Evenwichtsconcentraties  $C_{\infty}$  en geloosde hoeveelheden  $L_{\infty}$  per uur voor parallelextractie bij  $D_L = 75 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ .

RUIMTE REAKTIE	ALVEOLE		KAZEMAT		NEUTRONENBUNKER	
	$C_{\infty}(\text{Ci} \cdot \text{m}^{-3})$	$L_{\infty}(\text{Ci} \cdot \text{h}^{-1})$	$C_{\infty}$	$L_{\infty}$	$C_{\infty}$	$L_{\infty}$
$^{16}\text{O}(n,2n)^{15}\text{O}$	1,3 E-4	9,7 E-3	6,1 E-6	4,6 E-4	4,1 E-7	3,1 E-5
$^{14}\text{N}(n,2n)^{13}\text{N}$	4,9 E-4	3,6 E-2	4,8 E-5	3,6 E-3	2,0 E-6	1,5 E-4
$^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$	4,8 E-4	3,6 E-2	5,4 E-5	4,0 E-3	1,4 E-6	1,1 E-4

### 3.3. Parallel of serie-extractie van alveole en kazemat

#### 3.3.1. Parallel extractie

Tijdens de bestraling in een alveole worden in de lucht van deze ruimte en in de kazemat radionucliden gevormd.

Wordt parallelextractie van beide ruimtes uitgevoerd (Fig. 8) dan is de totale hoeveelheid van respectievelijke radioisotopen welke geloosd worden af te leiden uit Tabel 8

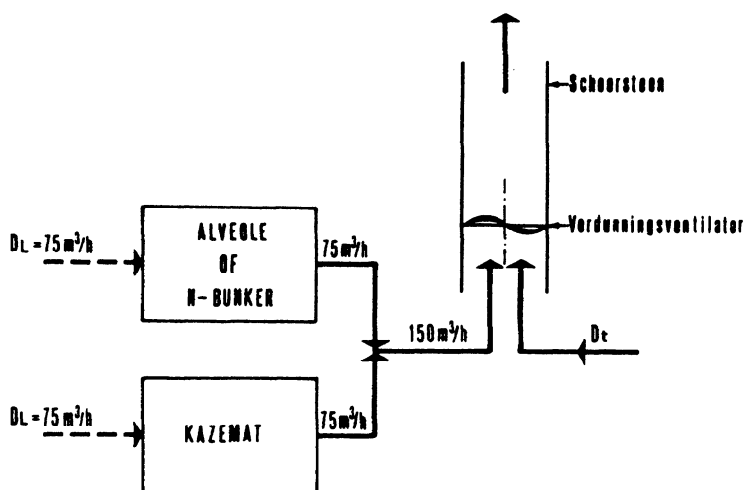


Fig. 8. Model voor parallel extractie van besmette lucht

Dit betekent voor :

$$^{15}\text{O} : L_{\infty} = 1,0 \text{ E-}2 \text{ Ci.h}^{-1}$$

$$^{13}\text{N} : L_{\infty} = 4,0 \text{ E-}2 \text{ Ci.h}^{-1}$$

$$^{16}\text{N} : L_{\infty} = 4,0 \text{ E-}2 \text{ Ci.h}^{-1}$$

Met behulp van vergelijking 36 en de MTC waarde  $0,33 \text{ E-}6 (\text{Ci.m}^{-3})$  worden respectievelijke dilutiedebieten berekend als :

$$D_{^{15}\text{O}} = 1,0 \text{ E-}2 / 0,33 \text{ E-}6 = 3,1 \text{ E}4 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$$

$$D_{^{13}\text{N}} = 4,0 \text{ E-}2 / 0,33 \text{ E-}6 = 1,2 \text{ E}5 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$$

$$D_{^{16}\text{N}} = 4,0 \text{ E-}2 / 0,33 \text{ E-}6 = 1,2 \text{ E}5 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$$

Het totaal minimaal dilutiedebiet bedraagt bijgevolg :

$$D_t \cong 2,7 \text{ E}5 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} \quad (47)$$

### 3.3.2. Serie extractie

het schema is in Fig. 9 afgebeeld.

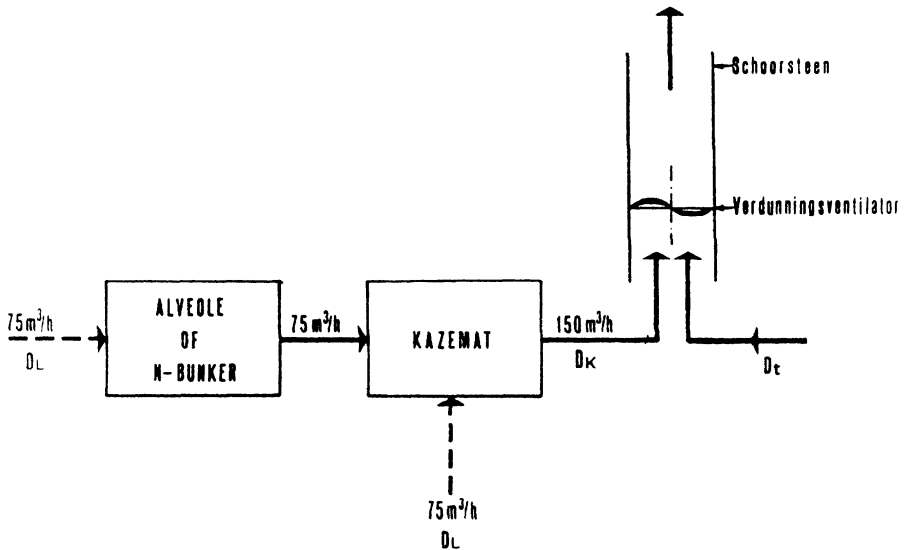


Fig. 9. Model van serie extractie van de besmette lucht

De onderdruk in de alveole wordt gerealiseerd door afzuiging

$D_A = 75 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  via de kazemat waarvoor het totale extractiedebiet

$D_K = 150 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  bedraagt.

De verandering per tijdseenheid van de totale activiteit in de kazemat laat zich opnieuw schrijven als

$$\frac{da'_K}{dt} = P + V + D \quad (48)$$

met  $P$  = toename als gevolg van ventilatie (aanvoer uit alveole)  
en produktie in de kazemat

$$= C_{A,\infty} \cdot D_A + (\lambda + \alpha_K) \cdot C_{K,\infty}$$

$V$  = radioactief verval

$$= -\lambda \cdot C'_K \cdot V_K$$

$D$  = afvoer door extractie

$$= -C'_K \cdot D_K$$

hierbij wordt de concentratie van de aanvoer uit de alveole ( $C_{A,\infty}$ ) in Tabel 8 weergegeven. Voor de produktie in de kazemat wordt eveneens dit evenwicht voor parallelextractie aangehouden. Uit tabel 1 en vergelijking (46) blijkt bovendien dat  $\lambda \gg \alpha_K$

Vermits  $\frac{da'_K}{dt} = V_K \cdot \frac{dC'_K}{dt}$  en rekening houdend met het voorgaande

wordt :

$$\frac{dC'_K}{dt} + \left(\lambda + \frac{D_K}{V_K}\right) \cdot C'_K = \frac{C_{A,\infty} D_A + \lambda C_{K,\infty} V_K}{V_K} \quad (49)$$

Integratie levert dan :

$$C'_K = \frac{C_{A,\infty} D_A + \lambda C_{K,\infty} V_K}{V_K} \cdot \frac{V_K}{\lambda V_K + D_K} \left(1 - e^{-\left(\lambda + \frac{D_K}{V_K}\right) t_b}\right) \quad (50)$$

Bij evenwicht ( $t_b = \infty$ ) geldt

$$C'_{K,\infty} = \frac{C_{A,\infty} D_A + \lambda C_{K,\infty} V_K}{\lambda V_K + D_K} \quad (51)$$

De geloosde hoeveelheid nuclide per tijdseenheid wordt gegeven door :



$$\boxed{L'_{\infty} = C'_{K,\infty} D'_K} \quad (52)$$

en het vereiste dilutiedebiet door :

$$\boxed{D'_t = \frac{L'_{\infty}}{MTC_L}} \quad (53)$$

In Tabel 9 zijn  $C'_{K,\infty}$ ,  $L'_{\infty}$  en  $D'_t$  voor de verschillende isotopen weergegeven voor twee situaties nl. gebruik van de kazemat met alveole of van kazemat met de neutronenbunker (A+K of N+K respectievelijk).

Het totaal dilutiedebiet bedraagt in het slechtste geval (A+K) ca  $5,6E4 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  wat technisch haalbaar is.

Tabel 9

 $C'_{K,\infty}$ ,  $L'_{\infty}$  en  $D'_t$  waarden voor serie extractie

NR	REAKTIE	$C'_{K,\infty}$ (Ci.m <sup>3</sup> )		$L'_{\infty}$ (Ci.h <sup>-1</sup> )		$D'_t$ (m <sup>3</sup> , h <sup>-1</sup> )	
		A+K	N+K	A+K	N+K	A+K	N+K
1	$^{16}\text{O}_{(n,2n)}\ ^{15}\text{O}$	7,1 E-6	6,0 E-6	1,1 E-3	9,0 E-4	3,2 E 3	2,7 E 3
2	$^{14}\text{N}_{(n,2n)}\ ^{13}\text{N}$	6,3 E-5	4,4 E-5	9,4 E-3	6,6 E-3	2,8 E 4	2,0 E 4
3	$^{16}\text{O}_{(n,p)}\ ^{16}\text{N}$	5,4 E-5	5,3 E-5	8,1 E-3	8,0 E-3	2,4 E 4	2,4 E 4
TOTAAL		1,2 E-4	1,0 E-4	1,9 E-2	1,6 E-2	5,6 E 4	4,7 E 4

### 3.4. Besluit

De voorgestelde modellen voor neutronen-emissie voor P(40)Be en de resulterende aktivatie van de lucht laten toe op eenvoudige wijze de evenwichtsconcentraties en de geloosde hoeveelheden per tijdseenheid voor  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$  en  $^{16}\text{N}$  alsmede de dilutiedebieten te berekenen. Voor deze isotopen werd om reden aangegeven in § 2 de  $\text{MTC}_{40}$  voor elk van de beschouwde radioisotopen gelijk aan  $0,33 \text{ E-6 Ci.m}^{-3}$  gesteld. Vermits dit de concentratie voor 40 h blootstelling in een gecontroleerde zone betreft, dienen supplementaire technische maatregelen ingevoerd om de totale concentratie in de buitenlucht buiten de gecontroleerde zone tot  $1,0\text{E-9 Ci.m}^{-3}$  te reduceren. De lozing via een schouw met aangepaste hoogte wordt in § 5 behandeld.

Voor de in § 3.3.1 en 3.3.2 beschouwde ventilatiesystemen blijkt de serie-extractie technisch haalbaar. Hierbij worden de bestralingsfaciliteiten tijdens de irradiatie nagenoeg luchtdicht afgesloten en zorgt een minimale extractie ( $75 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ) voor een onderdruk (10 mm WK) zodat besmettingen door diffusie binnen het cyclotrongebouw vermeden worden. De kazemat fungeert hierbij als dilutie- en wachttank.

In de meest ongunstige exploitatievoorwaarden d.i. bestraling van een naakt Be doelwit met 40 MeV protonen bij bundelintensiteit van  $62,5 \mu\text{A}$  - situatie die nooit praktisch gerealiseerd wordt -, is hierbij een dilutie van de geëxtraheerde lucht met verse (niet-geconditioneerde) buitenlucht voor de lozing in een gecontroleerde zone noodzakelijk.

Met  $\text{MTC}_{40} = 0,33 \text{ E-6 Ci.m}^{-3}$  / isotoop bedraagt het dilutiedebiet  $5,6 \text{ E4 m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ .

#### 4. TOEGANG TOT DE RUIMTES NA BEËINDIGEN VAN DE BESTRALING

##### 4.1. Inleiding

De berekeningen uit § 3.2. tonen dat in de meest ongunstige exploitatievoorwaarden (P(40)Be op naakt doelwit bij  $I_p = 62,5 \mu\text{A}$ ) de concentraties van  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$  en  $^{16}\text{N}$  in de bestralingsfaciliteiten en in saturatievoorwaarden de  $\text{MTC}_{40} = 0,33 \text{ E-6 Ci m}^{-3}$  ver overschrijden. Dit impliceert dat toegang tot de bestralingsruimtes (alveoles, neutronenbunker, kazemat) na het beëindigen van de bestraling wettelijk niet toegelaten is. Invoeren van een wachttijd, tijdens dewelke radioactief verval en een drastische opvoering van de ventilatiefactor na bestraling een snelle afname van luchtcontaminatie veroorzaken, is bijgevolg noodzakelijk.

##### 4.2. Verloop van de activiteit in de lucht na bestraling in alveoles of neutronenbunker - vereiste koeltijd voor toegang

Na bundelstop wordt de totale concentratie ( $C_{t,i}$ ) in ruimte  $i$  met ventilatiefactor  $\alpha_i$  gegeven door :

$$C_{t,i} = C_{1,i} + C_{2,i} + C_{3,i} \quad (54)$$

$$= \sum C_{j,\infty,i} \cdot \exp \left\{ -(\lambda_j + \alpha_i) \cdot t_w \right\} \quad (55)$$

waar :

- $C_{1,i}, C_{2,i}$  en  $C_{3,i}$  = concentratie van de nucliden  $^{13}\text{N}$ ,  $^{16}\text{N}$  en  $^{15}\text{O}$  in ruimte  $i$ ;
- $C_{j,\infty,i}$  = saturatieconcentratie van isotoop  $j$  in ruimte  $i$ ;
- $\lambda_1, \lambda_2$  en  $\lambda_3$  = vervalconstantes van  $^{13}\text{N}$ ,  $^{16}\text{N}$  en  $^{15}\text{O}$ ;
- $t_w$  = wachttijd na einde van de bestraling.

Vermits toegang tot de beschouwde ruimte slechts toegelaten is indien

$$\sum \frac{C_j}{MTC_{40,j}} < 1 \quad (57)$$

met  $MTC_{40,j}$  = maximaal toelaatbare concentratie voor 40h blootstelling/week aan isotoop  $j$ ;

en eenvoudigheidshalve

$$MTC_{40,1} = MTC_{40,2} = MTC_{40,3} = MTC_{40}/3 \quad (58)$$

geldt

$$C_{1,i} + C_{2,i} + C_{3,i} \leq MTC_{40} \quad (59)$$

Het verloop van  $C_{t,i}$  in functie van de  $t_w$  voor  $i =$  alveole of neutronenbunker, voor verschillende ventilatiedebieten  $Q_v$  ( $m^3 \cdot h^{-1}$ ) is respectievelijk in Fig. 10 en Fig. 11 weergegeven.

De wachttijden vereist voor toegang tot de bestralingsfaciliteiten voor de verschillende debieten werden grafisch uit deze figuren afgeleid. De resultaten zijn samengevat in Tabel III.10.

Tabel 10

Wachttijd voor toegang na bestraling in functie van het ventilatiedebiet  $Q_v$

$Q_v$ ( $m^3 \cdot h^{-1}$ )	WACHTTIJDEN IN MINUTEN	
	ALVEOLE	N-BUNKER
75	70	18
150	54	14
250	41	10
500	25	6
750	18	5
1000	15	4
1250	12	3

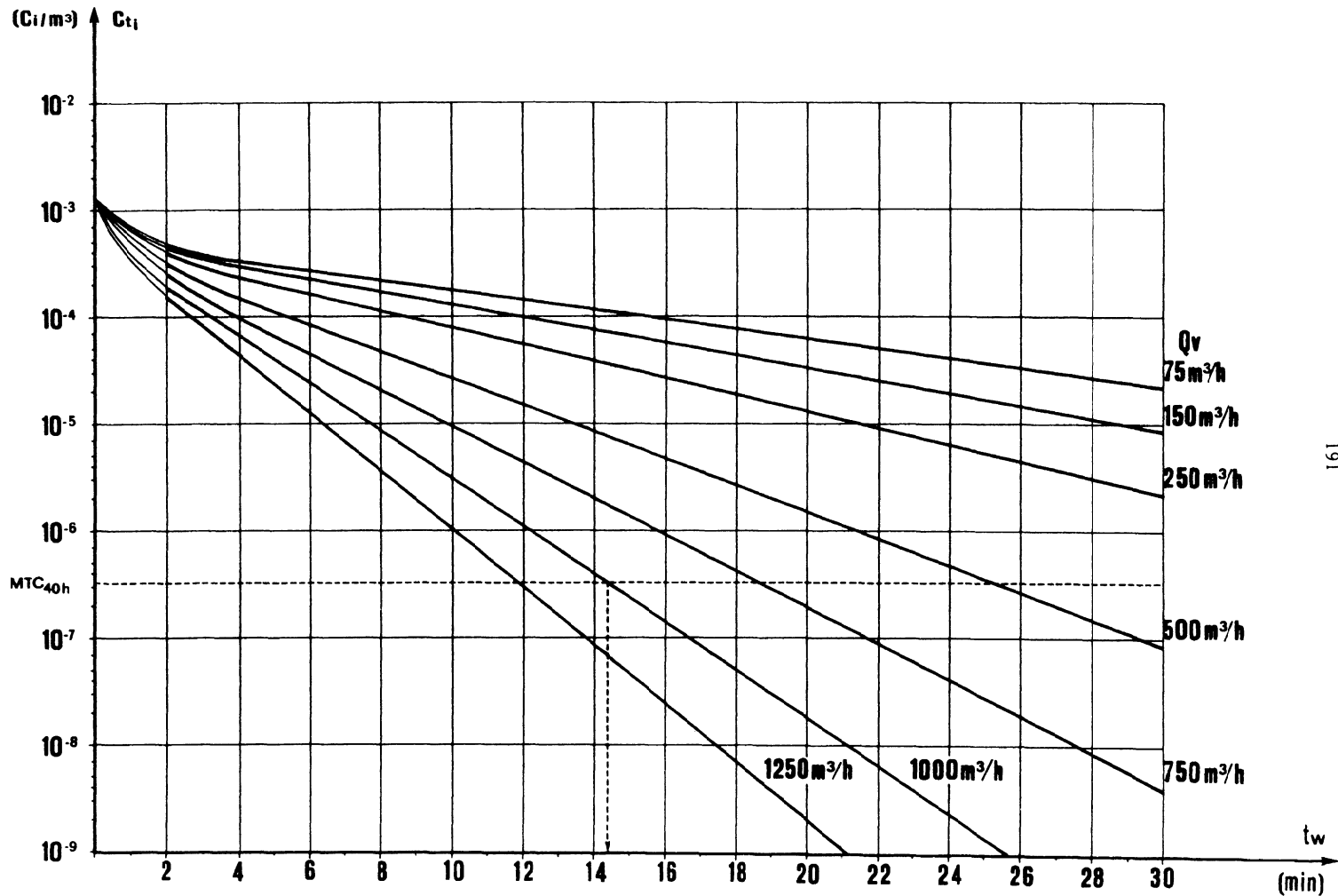


Fig. 10 De wachttijden aan een alveole in functie van de ventilatiedebieten  $Q_v$

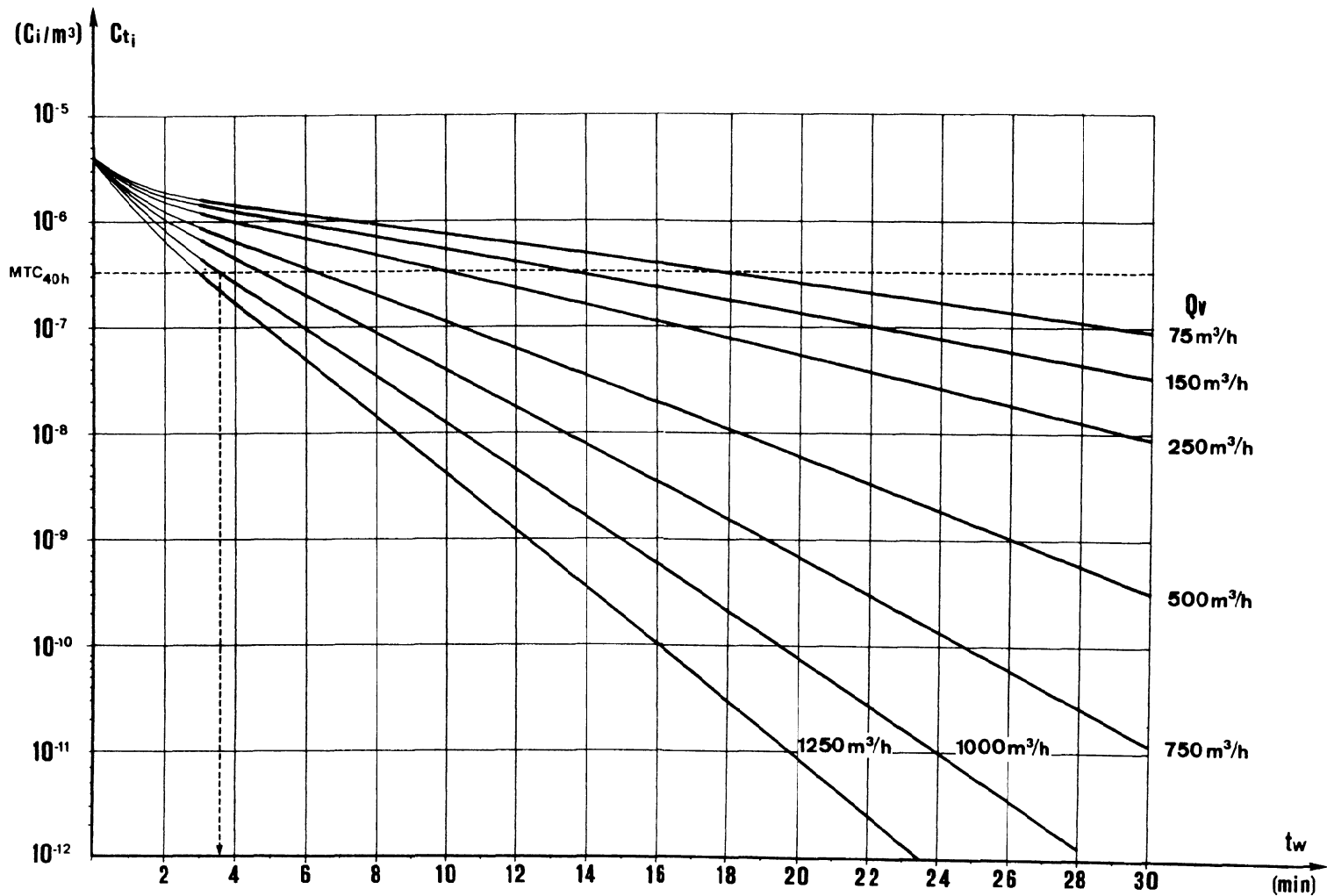


Fig. 11 De wachttijden aan de neutronenbunker in functie van de ventilatiedebieten  $Q_v$

Een wachttijd van 15 minuten voor toegang tot de alveole lijkt aan-  
nemelijk. Dit vereist na bundelstop een verhoging van het extractie-  
debiet van  $75 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  naar  $1000 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  via de kazemat.

#### 4.3. Verloop van de activiteit in de lucht na bestraling in de kazemat - vereiste koeltijd voor toegang

De netto verandering van de totale activiteit van een isotoop j, in de  
kazemat na bestraling kan geschreven worden als :

$$\frac{dQ_j}{dt} = T + V + D \quad (60)$$

met -  $T =$  toevoer uit alveole

$$= C_{j,A} \cdot D_A \quad (61)$$

met  $C_{j,A}$  = concentratie van isotoop j in alveole (A)

$D_A$  = ventilatiedebiet van een alveole

-  $V =$  vermindering als gevolg van radioactief verval

$$= -\lambda_j \cdot C_{j,K} \cdot V_K \quad (62)$$

met  $\lambda_j$  = vervalconstante van isotoop j

$C_{j,K}$  = concentratie van j in kazemat (K)

$V_K$  = volume kazemat

$D_K$  = ventilatiedebiet kazemat

-  $D =$  vermindering als gevolg van extractie

$$= -D_K C_{j,K} \quad (63)$$

Uit vergelijking ( 60,61,62 en 63)volgt :

$$V_K \cdot \frac{d}{dt}(C_{j,K}) = C_{j,A} \cdot D_A - \lambda_j \cdot C_{j,K} \cdot V_K - D_K \cdot C_{j,K} \quad (64)$$



$$V_K \cdot \frac{d}{dt}(C_{j,K}) + (\lambda_j V_K + D_K) C_{j,K} = C_{j,A} \cdot D_A \quad (65)$$

en met vergelijking

$$V_K \cdot \frac{d}{dt}(C_{j,K}) + (\lambda_j V_K + D_K) C_{j,K} = (C_{j,A})_{\max} \cdot V_A \cdot \alpha_W \cdot \exp -(\lambda_j + \alpha_W) \cdot t_W \quad (66)$$

waarin  $\alpha_W$  = ventilatiefactor alveole tijdens de wachttijd;

$$= \frac{1000}{3600} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}) / 38 (\text{m}^3) = 7,3\text{E-}3$$

$(C_{j,A})_{\max}$  = grootste concentratie van isotoop j in de alveole geproduceerd tijdens de bestraling, te berekenen met vergelijking (27)

Integratie van deze differentiaalvergelijking resulteert in

$$C_{j,K} = (C_{j,K})_{\max} \cdot \exp \left\{ -(\lambda_j + \frac{D_K}{V_K}) \cdot t_w \right\} - (C_{j,A})_{\max} \cdot \frac{V_A}{V_K - V_A} \cdot \left\{ \exp \{ -(\lambda_j + \alpha_W) t_w \} - \exp \{ -(\lambda_j + \frac{D_K}{V_K}) \cdot t_w \} \right\}$$

waar  $(C_{j,K})_{\max}$  = grootste concentratie van isotoop j in de kazemat geproduceerd tijdens de bestraling, te berekenen met vergelijking (27)

Voor de totale aktiviteit in de kazemat na bestraling geldt

$$C_{K,\text{tot}} = \sum_j C_{j,K} \quad (68)$$

De numerische evaluatie van  $C_{K,\text{tot}}$  is grafisch voorgesteld in Fig. 12 en 13 voor respectievelijk bestraling in een alveole of in de neutronenbunker.

Als numerieke waarden voor  $(C_{j,A})_{\max}$  werden de saturatieconcentraties  $C_{\infty}$  uit Tabel 8 gebruikt. Voor  $(C_{j,K})_{\max}$  werden de numerieke gegevens uit Tabel 9 (A+K of N+K) in vergelijking 67 gesubstitueerd.

Uit Fig. 12 en 13 blijkt dat toegang tot de kazemat na bundelstop mogelijk na ofwel 58 min. voor bundeltransport naar een alveole of na 44 min. voor bundeltransport naar de neutronenbunker.

Het weze opgemerkt dat deze tijden uitsluitend betrekking hebben op de luchtcontaminatie als gevolg van N of O isotopen. Contaminaties of stralingsgevaar als gevolg van experimenten kunnen uiteraard de toegang verder beperken.

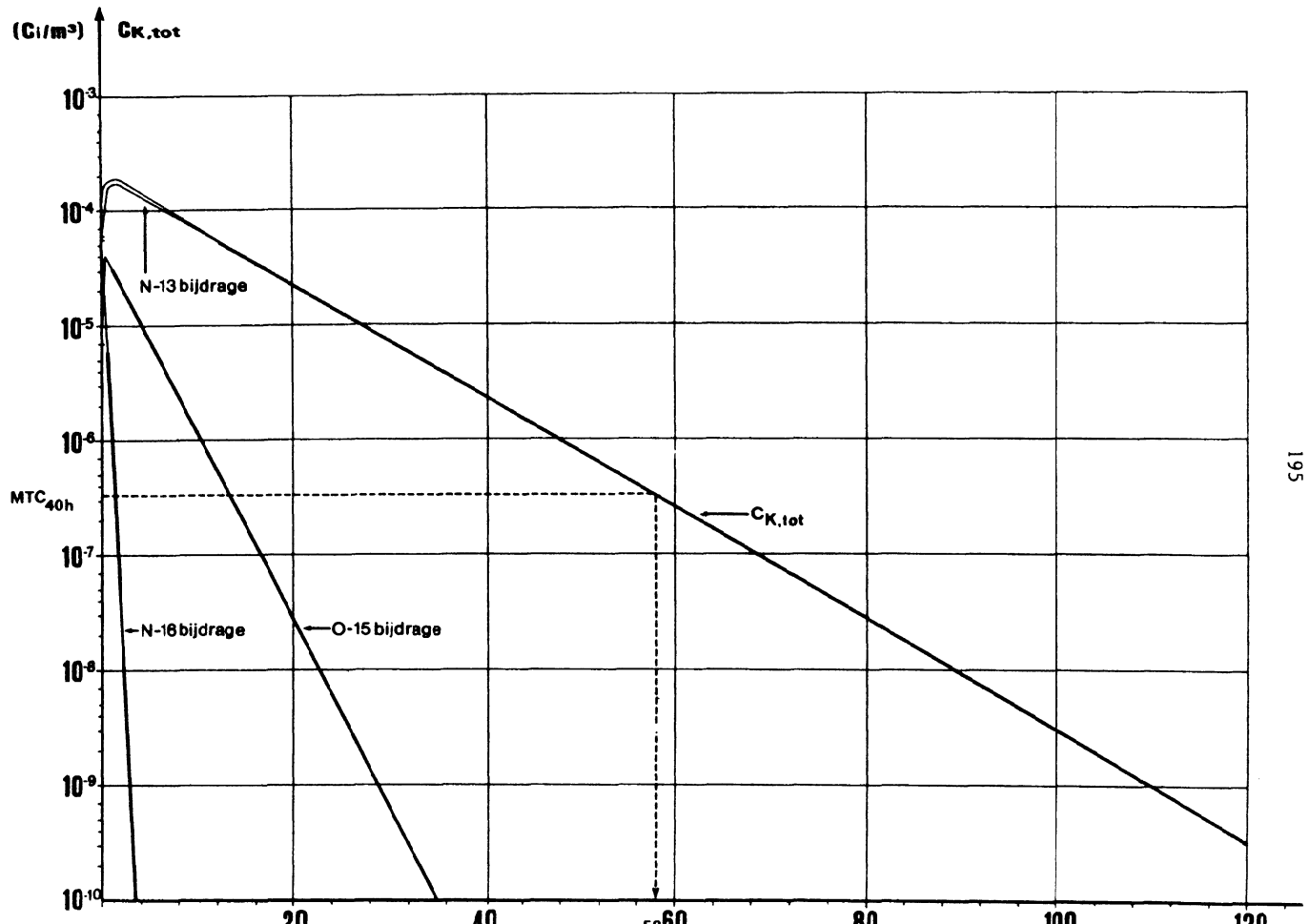


Fig. 12 De concentratie  $C_{K,tot}$  in functie van de wachttijd na bestraling in een alveole

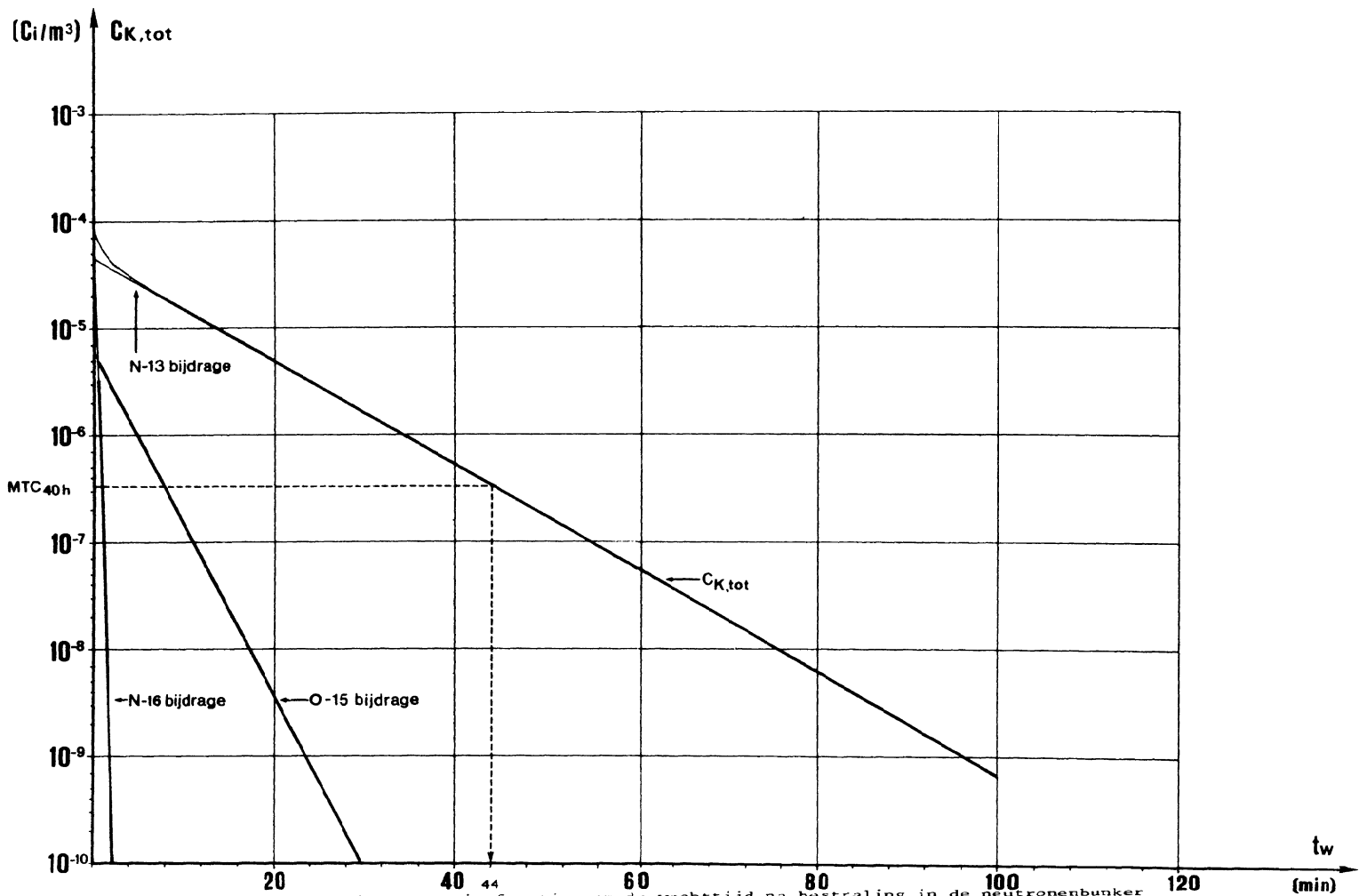


Fig. 13 De concentratie  $C_{K,tot}$  in functie van de wachttijd na bestraling in de neutronenkamer

#### 4.4. Besluit

In de meest ongunstige exploitatievoorwaarden, d.i. na het beëindigen van een bestraling in saturatievoorwaarden van een naakt Be doelwit met 40 MeV protonen bij een primaire bundelintensiteit  $I_p = 62,5 \mu\text{A}$  en voor serie-extractie, overtreft de totale concentratie van het nuclide mengsel ( $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{16}\text{N}$ ) in de bestralingsfaciliteiten en in de kazemat de  $\text{MTC}_{40}$  waarde ( $= 0,33 \text{ E-6 Ci.m}^{-3}/\text{isotoop} = 1,0\text{E-6 Ci.m}^{-3}$  voor het mengsel).

Berekeningen tonen inderdaad (Tabel 8) dat :

$$C_{A,\infty} = 1,1 \text{ E-3 Ci.m}^{-3}$$

$$C_{N,\infty} = 3,8 \text{ E-6 Ci.m}^{-3}$$

$$C_{K,\infty} = 1,2 \text{ E-4 Ci.m}^{-3}$$

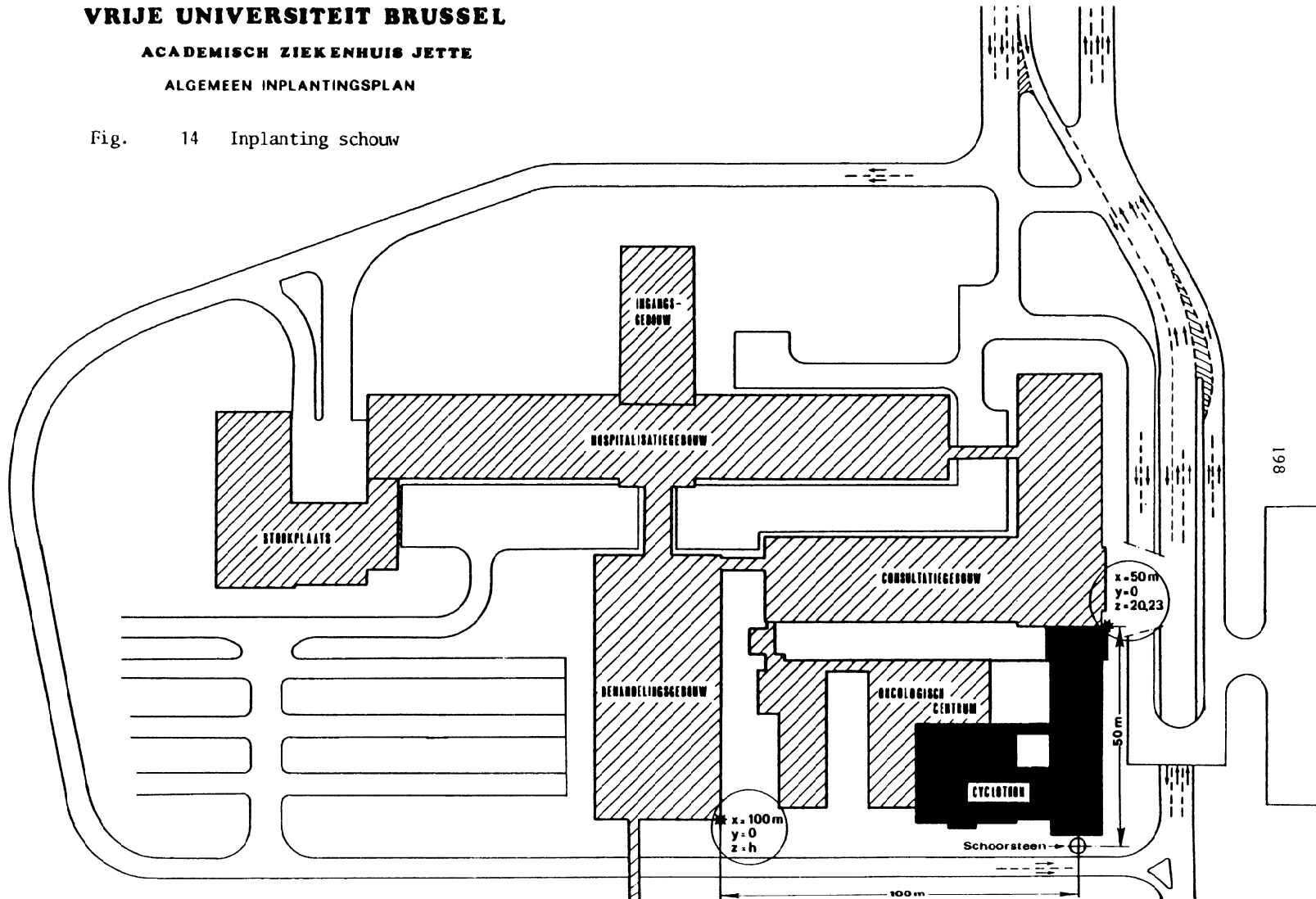
Rekening houdend met het radioactief verval en mits opdrijven van het extractiedebiet na beëindigen van de irradiatie van 75 naar  $1.000 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  (hogere waarden zijn uitgesloten door de  $\text{MTC}_L$ -waarde voor lozing) blijkt toegang mogelijk voor de neutronenbunker na 4 min; voor een alveole na 15 min en voor de kazemat na respectievelijk 58 of 44 min voor bundeltransport naar alveole of neutronenbunker.

# VRIJE UNIVERSITEIT BRUSSEL

## ACADEMISCH ZIEKENHUIS JETTE

### ALGEMEEN INPLANTINGSPLAN

Fig. 14 Inplanting schouw



## 5. DIMENSIONERING VAN DE SCHOORSTEEN

### 5.1. Inleiding

De berekening van een technisch haalbaar dilutiedebiet voor de lozing bij serie-extractie werd uitgevoerd met een  $MTC_{40}$  waarde gelijk aan  $0,33E-6 \text{ Ci.m}^{-3}$ . Vermits dit de concentratie voor 40h blootstelling in een gecontroleerde zone betreft, dient de lozing via een schouw met aangepaste hoogte te geschieden derwijze dat in gemiddelde klimatologische omstandigheden de concentratie van het radionuclide mengsel  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{16}\text{N}$  in de lucht in de nabijheid van luchtname-roosters, be-glazing of toegangen van nabijgelegen gebouwen - d.i. buiten de gecontroleerde zone - voldoet aan :

$$\sum_j \frac{C_j}{MTC_{L,j}} < 1 \quad (69)$$

waar :  $C_j$  = actuele concentratie voor nuclide  $j$  in  $\text{Ci.m}^{-3}$   
 $MTC_{L,j}$  = maximaal toelaatbare concentratie voor lozing van nuclide  $j$   
 $= 3E-9 \text{ Ci.m}^{-3}$  [ 3 ]

Gezien de  $MTC_L$  waarde voor elk der beschouwde isotopen identisch is, herleidt ( 69 ) zich tot :

$$\boxed{\sum_j C_j < 3 E-9} \quad (70)$$

m.a.w. de som van de concentraties van de drie nucliden dient kleiner dan  $3E-9$  te zijn.

Uit klimatologische gegevens blijkt ZZW-wind op de Campus overwegend. Om deze reden werd de schouw ingeplant aan de kopgevel van het gebouw "Biomedical engineering" (Fig. 14) : de afstand tussen de polikliniek en het behandelingsgebouw is dan maximaal waardoor dilutie door dispersie en radioactief verval een maximale concentratiedaling veroorzaken.

### 5.2. Het Gaussiaans pluimdiffusiemodel [ 5 ]

#### 5.2.1. Algemeenheden

Door Sutton werd het Gaussiaans pluimmodel voor de parameterisatie van de dispersie van materiaal voorgesteld. Het model van de berekening

van de concentratie van een pollutant houdt rekening met meteorologische parameters als omgevingstemperatuur, bezonning, windrichting en windsnelheid.

De basisvergelijking voor lozing op grote hoogte (Fig. 15) wordt gegeven door

$$C(x,y,z) = \frac{Q}{2\pi \cdot u_{10} \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[ \frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{(z-h_e)^2}{\sigma_z^2} \right] \right\} \quad (71)$$

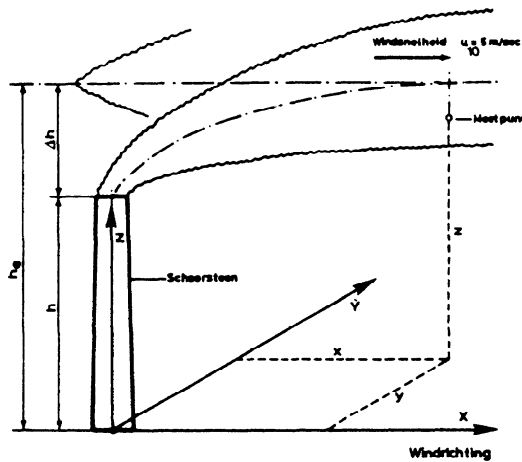


Fig. 15 Het Gaussiaans pluimdifusiemodel

waar  $C(x,y,z)$  = concentratie van de contaminant in punt van de ruimte met kartesische coördinaten  $x, y$  en  $z$  in  $\text{Ci} \cdot \text{m}^{-3}$ ;

$Q$  = geloosde hoeveelheid radioactiviteit in  $\text{C} \cdot \text{s}^{-1}$   
 =  $L_\infty$  in saturatievoorwaarden (Tabel 9);

$u_{10}$  = windsnelheid op 10 m hoogte in  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ;

$\sigma_y$  = standaardafwijking van de Gauss-distributie in de horizontale richting  $y$  loodrecht op de windrichting, in m;

$\sigma_z$  = standaardafwijking van de Gauss-distributie in verticale richting  $z$ , in m;

$h_e$  = effectief lozingsniveau (m) t.o.v. het grondniveau;

$$= h + \Delta h \quad (72)$$

met  $h$  = werkelijke schoorsteenhoogte

$\Delta h$  = pluimstijging ten gevolge van kinetisch en thermisch effect; functie van lineair debiet, geloosde warmtehoeveelheid per tijdseenheid en van de windsnelheid.

Hierbij wordt diffusie in de richting x d.i. in de windrichting verwaarloosd.

Met de pluimstijging zal bij de berekening geen rekening gehouden worden: de werkelijke concentratie van de pollutant zal bijgevolg kleiner zijn dan de berekende waarde.

Bovendien is vergelijking (71) slechts geldig voor grote afstanden t.o.v. het lozingspunt. Vermits de bijbehorende dispersiecoëfficiënten  $\sigma_y$  en  $\sigma_z$  functie zijn van deze afstanden dienen extrapolaties naar kleine afstanden doorgevoerd.

### 5.2.2. Praktische toepassing van het Gaussiaans pluimmodel

Uitgaande van experimentele gegevens hebben Pasquill en Gifford kurven opgesteld voor de dispersiecoëfficiënten  $\sigma_y$  en  $\sigma_z$  in functie van de afstand tot het lozingspunt voor verschillende turbulentieklassen (Pasquill-voorwaarden). Deze turbulentieklassen laten zich volgens Tabel 11 voor dag- en nachtregime in functie van de windsnelheid (op 10 m hoogte) en de bezonning bepalen.

Tabel 11

#### METEREOLOGISCHE CONDITIES VOOR PASQUILL TURBULENTIE-KLASSEN

Windsnelheid m/sec	Dag (Bezonning)			Nacht (Bewolking)	
	Sterke	Matige	Lichte	Bewolkingspercentage > 50%	Bewolkingspercentage < 40%
2	A	A - B	B	G	G
2 - 3	A - B	B	C	E	F
3 - 5	B	B - C	C	D	E
5 - 6	C	C - D	D	D	D
6	C	D	D	D	D



De windsnelheid op 10 m hoogte voor Brusselse omgeving bedraagt volgens de statistische gegevens van het Koninklijk Meteorologisch Instituut  $5 \text{ m.s}^{-1}$  en waait gemiddeld uit ZZW-richting [ 6 ].

Uit deze gegevens blijkt dat voor het gemiddeld dagregime matige bezonning en voor het nachtreime een bewolkingspercentage van 50% realistisch is. Met  $u_{10} = 5 \text{ m.s}^{-1}$  volgt hieruit voor dagregime de Pasquill-voorwaarde C, voor het nachtreime de voorwaarde D.

In de overheersende ZZW-richting bevindt het behandelingsgebouw zich op een afstand van  $\pm 100 \text{ m}$ . Voor het consultatiegebouw bedraagt de afstand tot het lozingspunt ca 50 m. (Fig. 14).

Aan de hand van deze gegevens worden uit Fig. 16 en 17 de dispersiecoëfficiënten afgelezen. De resultaten zijn weergegeven in Tabel 12.

Tabel 12

Dispersiecoëfficiënten voor dag- en nachtreimes voor nabijgelegen gebouwen.

PASQUILLVOORWAARDEN				
REGIME	DAGREGIME "C"		NACHTREGIME "D"	
Basis- coëfficiënt \ Afstand tot gebouw	100 m	50 m	100 m	50 m
$\sigma_z$	7,5	4,0	5,0	2,5
$\sigma_y$	13	7,0	8,0	4,3

Uit Tabel 9 volgt  $Q = \frac{L'_{\infty}}{3600} = \frac{1,9E-2}{3600} = 5,2E-6 (\text{Ci.s}^{-1})$

voor serie-extractie van alveole en kazemat.

De maximale contaminatieconcentratie wordt met deze gegevens berekend met vergelijking (71) met  $y = 0$  en  $z = h$  waarbij de schoorsteen uitmondt ter hoogte van het dak van het consultatiegebouw (Fig. 14)

Wordt radioactief verval tijdens het transport verwaarloosd dan vindt men voor de gevels van het behandelings- en consultatiegebouw de concentraties aangegeven in Tabel 13.

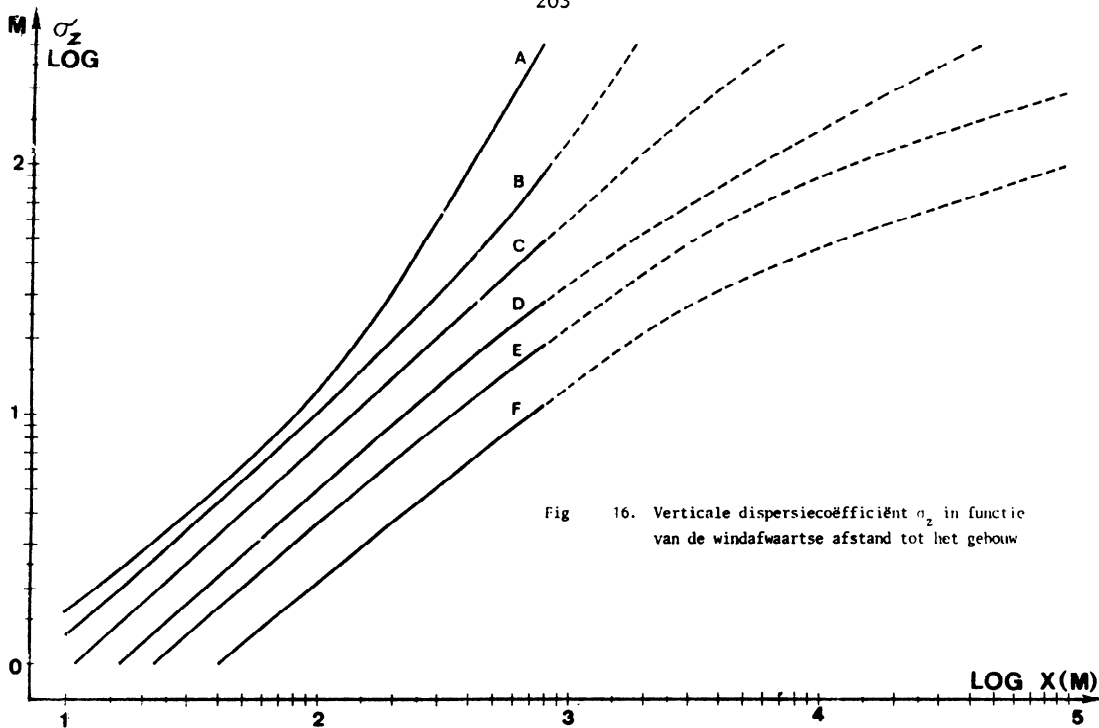


Fig. 16. Verticale dispersiecoëfficiënt  $\sigma_z$  in functie van de windafwaartse afstand tot het gebouw

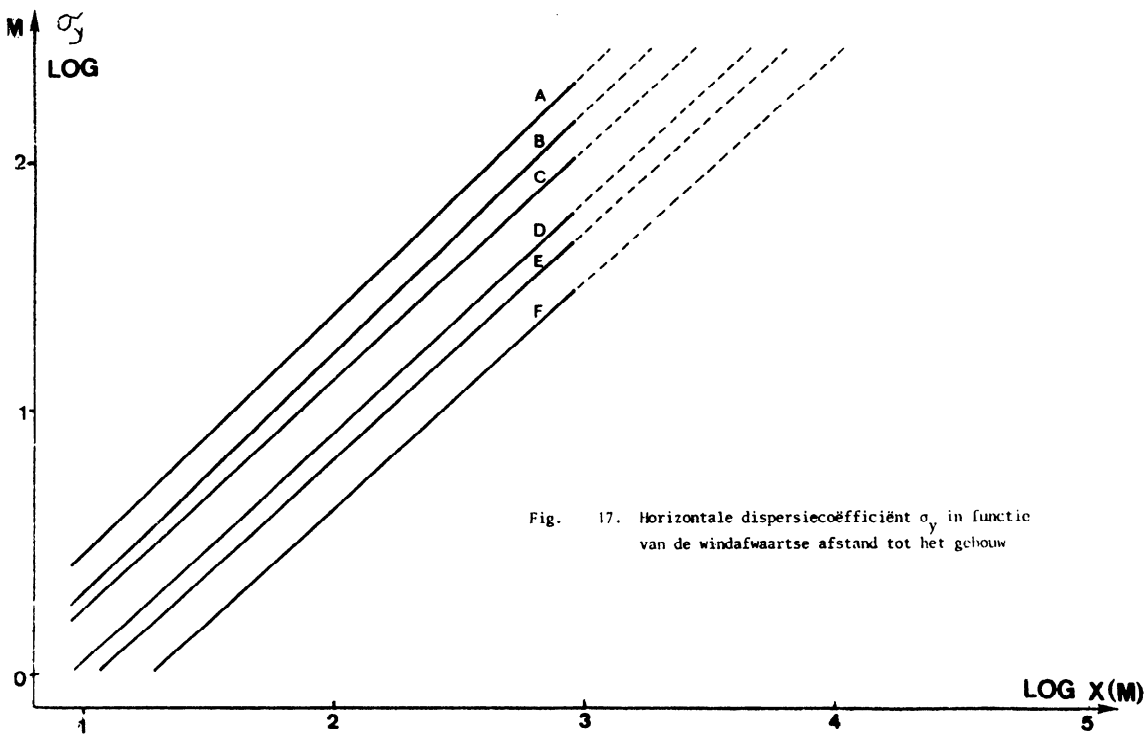


Fig. 17. Horizontale dispersiecoëfficiënt  $\sigma_y$  in functie van de windafwaartse afstand tot het gebouw

Tabel 13

Totale concentratie van  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$  en  $^{16}\text{N}$  aan de gevels van nabijgelegen gebouwen in  $\text{Ci}\cdot\text{m}^{-3}$  voor  $z = h$  ( $h = \text{dakniveau consultatie}$ )

PASQUILLVOOR- WAARDEN  GEBOUW	MAXIMALE CONCENTRATIE ( $\text{Ci}\cdot\text{m}^{-3}$ )	
	C = dag	D = nacht
Behandelingsgebouw	1,7 E-9	4,1 E-9
Consultatiegebouw	5,9 E-9	1,4 E-8

Hieruit blijkt dat aan het consultatiegebouw de  $\text{MTC}_L = 3\text{E-}9 \text{ Ci}\cdot\text{m}^{-3}$  overschreden wordt. Optrekken van de schouwhoogte tot  $(z-h)$  meter boven het consultatiegebouw laat toe de concentratie beneden  $\text{MTC}_L$  te reduceren indien :

$$\text{MTC}_L > C(x,y,z) = \frac{Q}{2\pi \cdot u_{10} \cdot \sigma_z \cdot \sigma_y} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z-h}{\sigma_z}\right)^2\right] \quad (73)$$

Worden voor  $\sigma_y$  en  $\sigma_z$  de waarden 4,3 en 2,7 m behouden, d.i. voor de meest ongunstige lozingsvoorwaarde, dan wordt (73) :

$$3\text{E-}9 > \frac{5,2 \cdot \text{E-}6}{2\pi \cdot 5 \cdot 2,7 \cdot 4,3} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z-h}{2,7}\right)^2\right] \quad (74)$$

Hieruit volgt :

$$z - h \geq 4,8 \text{ m} \approx 5 \text{ m}$$

Wordt de schoorsteen doorgetrokken tot 5 m boven het dakniveau van het consultatiegebouw, dan wordt de maximale contaminatieconcentratie voor dit gebouw gegeven door de waarden uit Tabel 13 te corrigeren voor een factor :

$$\begin{aligned} & \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{5}{4,0}\right)^2\right] \text{ voor dagregime ;} \\ \text{en} & \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{5}{2,7}\right)^2\right] \text{ voor nachtreime ;} \end{aligned}$$

Voor het behandelingsgebouw worden deze correctiefactoren berekend door  $z-h = 4,5$  m te stellen. Dit komt overeen met de verticale afstand tussen dakniveau van het gebouw (=niveau van de schouw) en de bovenzijde van het raamniveau .

Dit geeft voor de correctiefactoren :

$$\text{en } \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{4,5}{7,5}\right)^2\right] \text{ voor dagregime ,}$$

$$\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{4,5}{5}\right)^2\right] \text{ voor nachtre regime}$$

De resultaten zijn samengevat in Tabel 14

Tabel 14

Totale concentratie  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$  en  $^{16}\text{N}$  aan de openingen van nabijgelegen gebouwen in  $\text{Ci}\cdot\text{m}^{-3}$  voor  $z-h = 5$  m (consultatiegebouw) respectievelijk 4,5 m (behandelingsgebouw).

PASQUILLVOORWAARDEN	C = DAG	D = NACHT
Behandelinggebouw	1,4 E-9	2,7 E-9
Consultatiegebouw	2,7 E-9	2,5 E-9

### 5.3. Besluit

Een technisch haalbaar dilutiedebiet voor serie-extractie werd berekend voor een  $\text{MITC}_{40} = 1\text{E-}6 \text{ Ci}\cdot\text{m}^{-3}$  voor het nuclide mengsel ( $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{16}\text{N}$ ). Vermits dit de concentratie voor 40h blootstelling betreft, dient de lozing via een schouw met aangepaste hoogte te geschieden derwijze dat de  $\text{MITC}_L$  voor lozing (=  $3 \text{ E-}9 \text{ Ci}\cdot\text{m}^{-3}$ ) in de nabijheid van luchtname-roosters, beglazing of toegangen van nabijgelegen gebouwen , niet overschreden wordt.

Aan de hand van gegevens van het Koninklijk Meteorologisch Instituut werden de lokalisatie van de schouw en de Pasquill-voorwaarden voor de geografische site (Campus Jette) afgeleid. Pasquill-voorwaarde "C" voor dagregime en "D" voor nachtre regime resulteren in dispersiecoëffi-

ciënt  $\sigma_y$  en  $\sigma_z$  samengevat in Tabel 12. Samen met een gemiddelde windsnelheid op 10 m hoogte van  $5 \text{ m.s}^{-1}$ , laat het Gaussiaans pluim-diffusiemodel dan toe de vereiste schouwhoogte te berekenen indien de gevels van consultatie- en behandelingsgebouw als referentiepunten genomen worden. Hierbij werd de pluimstijging als gevolg van kinetisch en thermisch effect verwaarloosd evenals het radioactief verval tijdens het transport.

Berekeningen tonen dat met een schouwhoogte die 5 m boven het dak-niveau van het consultatiegebouw uitreikt de  $MTC_L$  waarde nooit overschreden wordt in de referentiepunten (Tabel 14).

Vermits om akoestische reden de lineaire uitstroomsnelheid van de lucht dient beperkt tot  $10 \text{ m.s}^{-1}$  laat de diameter van de schouw zich berekenen uit het dilutie-debiet nl.  $5,6 \text{ E4 m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ . Hieruit volgt een schoorsteendiameter van 1,4 m.

Het weze opgemerkt dat de berekende schouwhoogte zeker te groot is voor lozing van het vermeld nuclide mengsel alleen. Ze vormt evenwel een aanvullende veiligheidsfactor bij accidentele lozing van andere nucliden van vluchtige elementen of verbindingen.

## 6. OVERZICHT EN BESLUIT

Door bundelverliezen en -absorptie worden secundaire snelle neutronen gevormd die door drempelreacties en na thermalisatie door radiatieve captie tot activering van de lucht aanleiding geven. Wordt als neutronenproducerende reactie opnieuw  $P(40)\text{Be}$  met  $I_p = 62,5 \mu\text{A}$  genomen dan blijken slechts  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$  en  $^{16}\text{N}$  een reële bijdrage tot de radioactieve contaminatie van lucht te veroorzaken.

Aan de hand van eenvoudige modellen en literatuurgegevens in verband met de betrokken drempelreacties werden de evenwichtsconcentratie (d.i. de maximale concentratie in saturatievoorwaarden) en de geloosde hoeveelheden per tijdseenheid van vermelde isotopen voor parallel en serie-extractie van een bestralingsfaciliteit én de kazemat berekend in functie van het ventilatiedebiet. Hieruit blijkt dat een minimale ventilatie ( $75 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ /ruimte, vereist voor het behoud van een voldoende onderdruk (10 mm WK) in een bestralingsruimte tijdens de irradiatie) in een minimale lozing van radionucliden resulteert.

Rekening houdend met  $MTC_{40}$  bleek een serie-extractie van alveoles (of neutronen bunker) via de kazemat (die als verdunnings- en wacht-tank fungeert) aangewezen. Hierbij werd een maximaal en technisch haalbaar dilutiedebiet voor lozing van  $5,6 \text{ E-4 m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  berekend. Toegang tot de ruimtes na bestraling wordt beperkt door de  $MTC_{40}$  ( $= 1 \text{ E-6 Ci} \cdot \text{m}^{-3}$ ) voorwaarde. Rekening houdend met radioactief verval en mits opdrijven van het extractiedebiet na beëindigen van de bestraling van  $75$  naar  $1.000 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  blijkt toegang mogelijk na een voor experimenten aanvaarde wachttijd :  $4$  min voor neutronenbunker,  $15$  min voor alveole en na  $+ 60$  min voor de kazemat.

Vermits het vermeld dilutiedebiet met  $MTC_{40}$  werd berekend, dient de lozing van gecontamineerde lucht te geschieden via een schouw met aangepaste hoogte derwijze dat  $MTC_L = 3 \text{ E-9 Ci} \cdot \text{m}^{-3}$  op voor het publiek toegankelijke plaatsen niet overschreden wordt. Als referentiepunten gelden hier de gevels van consultatie- en behandelingsgebouw.

Toepassing van het Gaussiaans pluimmodel met dispersiecoëfficiënten afgeleid uit de statistische gegevens van het K.M.I. en rekening houdend met de geografische lokalisatie van de betrokken gebouwen t.o.v. de inplanting van de schoorsteen, werd een schouwhoogte berekend welke  $5$  m boven het dakniveau van het consultatiegebouw uitsteekt. De schouwhoogte bedraagt dan  $25,5$  m.

## 2. VEILIGHEIDSKRINGEN

### I. INLEIDING

In zijn totaliteit wordt de bescherming van het personeel en van de bevolking tegen het gevaar van ioniserende straling verzekerd door :

- een efficiënte biologische afscherming van de bestralingsruimten (zie deel I);
- een aangepaste ventilatie van de lokalen met dilutie van de geventileerde lucht (zie § 1);
- een veiligheidsinstallatie met als voornaamste doelstelling het vermijden van de aanwezigheid van een individu in de kazemat of alveole tijdens de bestraling of meer algemeen, bij het bestaan van een bestralings- of besmettingsniveau hoger dan de MTH of  $MTC_{40}$  waarden.

Deze veiligheidsinstallatie omvat :

- 1) een sleutelsysteem voor veilige toegang tot de ruimtes en veilige werking van de versneller;
- 2) de keuzeschakelaar voor keuze van bestralingsfaciliteit;
- 3) de sturing van ventilatie van alveoles en kazemat alsook de sturing van de dilutie van de geventileerde lucht;
- 4) de permanente controle op de goede werking van de radioprotectieapparatuur en de continue meting van de stralingsniveaus;
- 5) een stel nooddrukknoppen voor het volledig spanningsloos stellen van het cyclotron;
- 6) een permanente controle op brandalarm in kazemat of alveole;
- 7) de veiligheidssignalisatie en de signalisatie i.v.m. de werking van de machine;
- 8) overbruggingsschakelaars;
- 9) Synoptische borden;
- 10) Ronde drukknoppen. (§ 2.3.1.)

De combinatie van bovengenoemde voorzieningen verwerkt in een logische schakeling, verleent of weigert aan de gebruiker de toelating voor het starten van het cyclotron (HF veld aan),

voor het openen van Faradaycups of bundelstoppen, het openen van de deurstoppen en het rechtstreeks lozen van geëxtraheerde lucht.

Dit hoofdstuk beoogt de ontwikkeling en de studie van vermelde logische schakeling die in de praktijk gerealiseerd wordt d.m.v. een microprocessor. Dit laatste is het onderwerp van thesis Licentie Veiligheidstechnieken van G. DE BACKER [ 7 ].

## 2. DE VEILIGHEIDSKRINGEN

### 2.1. Het sleutelsysteem

Een sleutelsysteem werd in de veiligheidsinstallatie ingebouwd met als doel twee of meer niet compatiebele functies als het openen van een deur van een alveole en simultane bestraling in die alveole, uit te sluiten. De sleutel van de betrokken ruimte(n) dient zich op de juiste plaats in de correcte positie te bevinden :

#### 1. in de controlezaal

- voor het starten van het cyclotron (HF aan), voor wat de kazematsleutel betreft;
- voor het openen van de bundelstop voor wat de sleutel van de beschouwde alveole betreft;

#### 2. in de bedieningskast naast de deurstoppen

- voor het openen of sluiten van de deurstop.

Indien de gebruiker de sleutel van de afgesloten alveole of kazemat niet terugplaatst in de controlezaal kan de opstelling niet gewijzigd noch de bestraling aangevat worden.

Bovendien is de aanwezigheid van de operatorsleutel op de bedieningstafel in de controlezaal vereist voor het aanleggen van het magnetisch en het hoogfrequent elektrisch veld.

### 2.2. De keuze van de bestralingsfaciliteit

De keuze van de bestralingsfaciliteit, naar dewelke men de



versnelde deeltjes wil leiden, wordt gemaakt door de keuzeschakelaar "Bestralingsfaciliteit" in de gewenste stand (dezelfde als deze door de operator op de bedieningslessenaar CGR gekozen) te plaatsen en impliceert het invoeren van de volgende veiligheidsvoorzieningen :

1. het sluiten van alle bundelstoppen van de bestralingsfaciliteit;
2. de mogelijkheid laten tot het openen van de bundelstop van de gekozen bestralingsfaciliteit;
3. het sluiten van de Faraday-cup in de kazemat (Fo) ingeval van brandalarm in de gekozen alveole waardoor de bundelstop niet verder bestraald wordt (zie ook §2.2.6);
4. het ventileren van de gekozen alveole of het stoppen van de ventilatie in die alveole in geval van brandalarm of bij het indrukken van de noodkeuzeschakelaar "sluiten deur".

### 2.3. De ventilatie en dilutie

#### 2.3.1. Ventilatie van de lokalen

In vorige paragrafen werd berekend dat een alveole, waarin een bestraling plaatsvindt, dient geventileerd met een debiet van  $75 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ . Een handbediende 3 standenschakelaar laat toe respectievelijk 0, 150 of  $1.000 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  als ventilatiedebiet van de betreffende alveole-kazematcombinatie te kiezen.

Bij de stand  $0 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  kan de vereiste onderdruk (10 mm WK) niet aangehouden of opgebouwd worden en is het starten van het cyclotron (HF aan) onmogelijk.

Bij de stand 150 of  $1.000 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  is het aanleggen van het HF-veld, openen van Fo en van de bundelstop in principe mogelijk indien ook andere in § 3.3. besproken voorwaarden vervuld zijn.

Ongeacht de keuze zal tijdens de bestraling de ventilatie beperkt blijven tot  $150 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ .

Bij het beëindigen van een bestraling zal het gekozen ventilatiedebiet gerealiseerd worden. Hierdoor kan eventueel een verkorting van de wachttijd voor het betreden van een alveole verkregen worden. Het openen van een deurstop is evenwel steeds verbonden aan het resultaat van de gemeten luchtactiviteit. (§ 2.2.4.3.)

Via een noodventilatiekanaal kan een sterk gecontamineerde alveole individueel geventileerd worden waardoor een bijkomende of een verhoging van contaminatie in de kazemat vermeden wordt.

### 2.3.2. Dilutie van geventileerde lucht

Lozing van geactiveerde lucht is slechts toegelaten indien aan de gestelde voorwaarden voldaan is.

Een permanente monstername van de te lozen lucht en meting van de radioactiviteit regelt het vereiste dilutiedebiet dat  $0; 2,8 E4$  of  $5,6 E4 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  kan bedragen.

Wordt bij het grootste dilutiedebiet de  $MTC_L$  waarde voor lozing overschreden, dan wordt het HF-veld van het cyclotron uitgeschakeld. De aanwezigheid van de voedingsspanning op de klemmen van de magneetschakelaars voor het aandrijven van de dilutieventilatoren is eveneens een voorwaarde voor het starten van de machine.

## 2.4. Controle op de goede werking en de functie van de radioprotectieapparatuur

Ter bescherming van de werknemers tegen het gevaar van ioniserende straling werd de volgende radioprotectieapparatuur voorzien :

### 2.4.1. $\gamma$ -monitoren

Voor de permanente controle van de  $\gamma$ -stralingsintensiteit in de bestralingsruimten, kazemat en controlezaal worden  $\gamma$ -monitoren met ionisatiekamers en een meetbereik van  $0,1 \text{ mR} \cdot \text{h}^{-1}$  tot  $1.000 \text{ R} \cdot \text{h}^{-1}$  geplaatst. Twee regelbare ingebouwde alarmdrempels voor het stralingsniveau geven bij overschrijding een visueel alarm aan de ingang van de bestralingsfaciliteit en in de controlezaal. Via de omschakelaars wordt bij het overschrijden van de hoogste drempelwaarde automatisch de toegang tot de ruimte ontzegd (de deurstop kan niet geopend worden).

### 2.4.2. n-monitoren

Voor de permanente meting van de neutronendosisnelheid in de

kazemat en controlezaal worden BF-3 tellers met moderatorsfeer en met een meetbereik van  $0,1 \text{ mR.h}^{-1}$  tot  $10 \text{ R.h}^{-1}$  geïnstalleerd. Twee ingebouwde alarmdrempels hebben een analoge werking als de  $\gamma$ -monitoren voor het openen van de deurstop van de kazemat. Het overschrijden van de  $\gamma$ - of de n-dosisnelheid in de controlezaal zal in ieder geval de machine uitschakelen.

#### 2.4.3. Luchtmonitoren

Voor de monitoring van de radioactiviteit in de lucht in de kazemat, de alveoles of het mengvat bij de schoorsteen worden doorstroom proportionele tellers gebruikt.

De lucht welke door een pomp met constant debiet wordt aangezogen, wordt naar een meetvat van 30 l geleid waarin een proportionele Xe/CH<sub>4</sub>-teller is opgesteld.

De ingebouwde alarmdrempels van de luchtmonitor van de lokalen zorgen dat bij het overschrijden van de drempelwaarde de deurstoppen niet kunnen geopend worden, terwijl deze opgesteld voor de schouwmonitoring de dilutieventilatoren start.

Met behulp van één enkele monitor wordt de luchtactiviteit in de verschillende bestralingsruimten periodisch gemeten en grafisch geregistreerd. Door middel van de keuzeschakelaar "luchtmonitor" kan evenwel de activiteit in één enkele ruimte permanent gevolgd worden.

2.4.4. De goede werking van de  $\gamma$ - en n-monitoren dient bevestigd voor het starten van het cyclotron, terwijl de goede werking van de  $\gamma$ -monitoren in de alveoles het openen van de bundelstoppen en van de deurstoppen conditioneert. Bij het defect raken van een monitor tijdens de werking van het cyclotron of bij een open beamstop zal om reden van continuïteit van een experiment of een isotopenproductie de bestraling evenwel niet gestopt worden. De deurstoppen kunnen dan enkel geopend worden in aanwezigheid van een deskundige Fysische Controle door middel van een "Overbruggingsschakelaar". (zie 2.2.8.)

#### 2.5. Nooddrukknoppen en -schakelaars

##### 2.5.1. Nooddrukknoppen C.G.R.

Door middel van nooddrukknoppen worden praktisch alle onderdelen

van de machine (HF, vacuumpompen, magneetveld, ionenbron, quadru-poollezen) spanningsloos gesteld. Ze worden slechts gebruikt in acute noodsituaties als onaanvaardbare persoonlijke risico's of ge-vaar voor ernstige beschadiging van de machine.

Het indrukken van de nooddrukknoppen in kazemat en alveole veroor-zaakt eveneens het openen van de deurstoppen en zijn als ultiem evacuatiemiddel voor opgesloten personen te beschouwen.

De nooddrukknoppen in voedingszaal, controle- en koelzaal hebben alleen impact op de machine.

#### 2.5.2. Noodkeuzeschakelaars

Deze bevinden zich onder breekglas in de controlekast naast elke deurstop en hebben als functie het onmiddellijk openen of sluiten van een deurstop ongeacht andere voorwaarden.

Het sluiten van de deurstoppen d.m.v. deze schakelaars stopt de ventilatie. Deze schakelaars staan normaal in neutrale stand waar-bij aanleggen van het HF en openen van de bundelstoppen mogelijk is. In andere standen valt het HF weg en sluiten de bundelstoppen.

#### 2.5.3. De noodventilatieschakelaar

Deze bevindt zich in dezelfde kast als de noodkeuzeschakelaar en heeft als functie, via een noodventilatiekanaal een sterk geconta-mineerde alveole individueel te ventileren ( $\dot{V} \approx 1000 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ )

(2.2.3.1.).

#### 2.6. Controle op brandalarm in kazemat en alveole

Slechts het aanspreken van branddetectoren in kazemat en alveoles hebben automatisch impact op de werking van de machine en op de ventilatie. Het HF valt weg, de betrokken bundelstop sluit even-als Fo indien in de gebruikte alveole detectie optreedt.

Alle andere branddetectoren veroorzaken slechts een audiovisueel signaal in de controlezaal.

Van automatische blusapparatuur werd om praktische redenen afgezien.

## 2.7. De veiligheidssignalisatie en de signalisatie i.v.m. de werking van de machine

De veiligheidssignalisatie wordt geplaatst naast alle deurstoppen en omvat :

- aanduiding i.v.m. het stralingsniveau;
- aanduiding i.v.m. de concentratie van radionucliden in de lucht van een alveole of kazemat;
- aan- of afwezigheid van magnetisch en HF veld;
- positie van bundelstoppen (voor de alveoles).

De aanduidingen i.v.m. stralingsniveau en -luchtactiviteit worden in de controlezaal op het synoptisch bord ontubeld.

## 2.8. Overbruggingsschakelaars

Naast de overbruggingsschakelaar vermeld in § 2.2.4.3. die de radioprotectie voorwaarden "overbrugt" is er een tweede schakelaar die de beveiliging voor "onderdruk" en "gesloten deur" overbrugt. Dit werd voorzien om bv. lage energieëxperimenten als PIXE, waarbij miniem stralingsgevaar optreedt, met open deurstop uit te voeren. Beide schakelaars bevinden zich in een afgesloten kast waarvan de sleutel berust bij de verantwoordelijke Fysische Controle.

## 2.9. Synoptische borden

### 2.9.1. Lineair veiligheidsschema

Dit is in Fig. 18 afgebeeld en omvat naast reeds besproken startvoorwaarden de volgende aanduidingen :

- vacuüm : d.i. de aanduiding van voldoende vacuüm ( $\leq 5.E-6$  Torr) in de machine;
- ionenbron : d.i. de goede werking van de ionenbron;
- temperatuur van het koelwater van het primair circuit ( $< 31^{\circ}\text{C}$ );
- koeling : controle op aanwezigheid en temperatuur van het secundair koelcircuit;

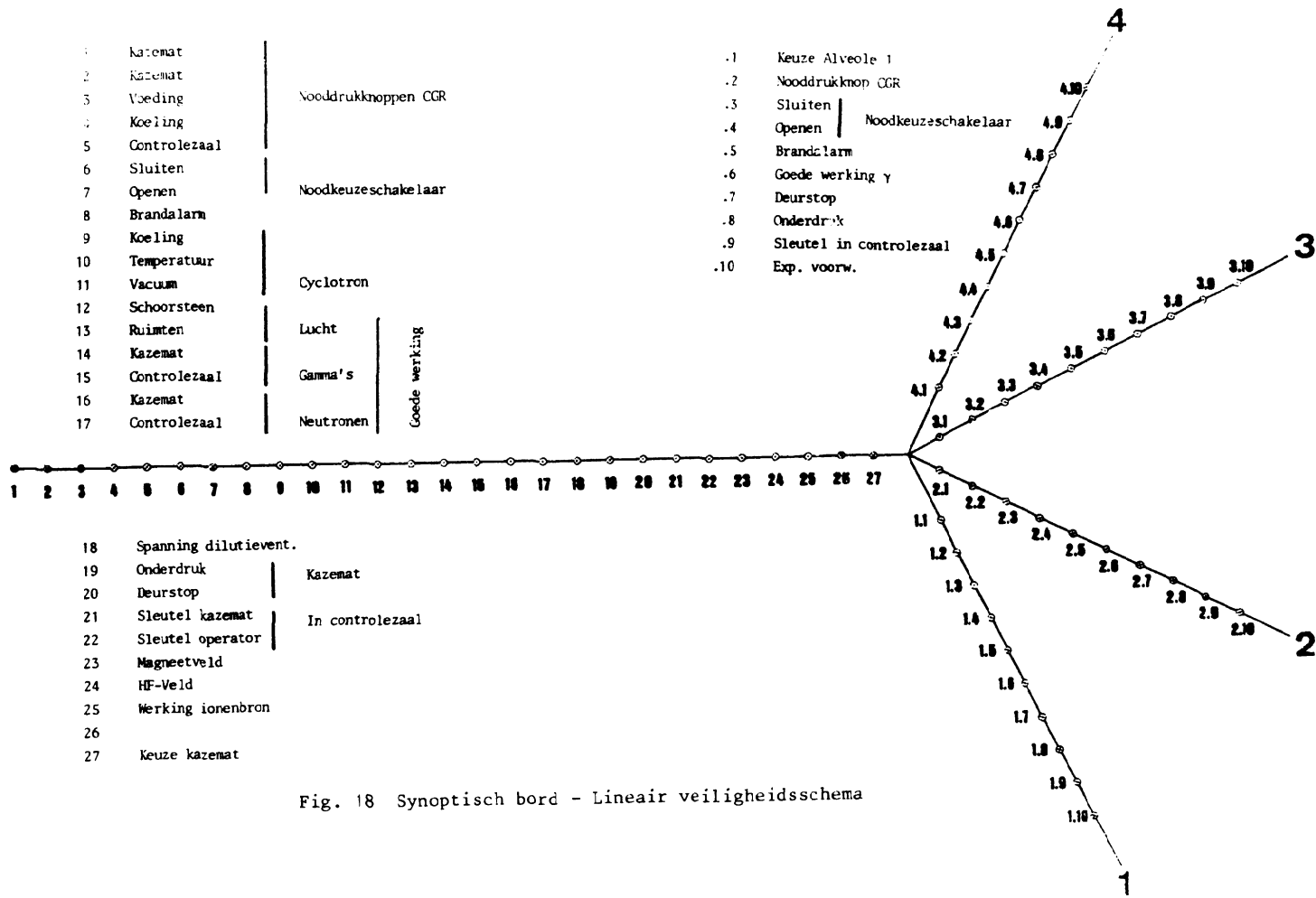


Fig. 18 Synoptisch bord - Lineair veiligheidsschema

- experimentele voorwaarden : door de gebruikers opgelegd als bv. de aanwezigheid van koeling van het doelwit.

De resultante van de verschillende experimentele voorwaarden is de ultieme voorwaarde voor openen van de Faradaycup in de gekozen bestralingsfaciliteit.

### 2.9.2. Het synoptisch bord

Het grondplan en de schouw zijn opgenomen in een synoptisch bord.

Het geeft een geografisch beeld van de actuele toestand van

- de werking van de machine (HF, magnetisch veld, ionenbron, meetsonde, Faraday-cups en beamstoppen);
- de stralings- en besmettingsniveau's;
- de stand van de deurstoppen;
- de werking van de dilutieventilatoren waarbij de toestanden d.m.v. dubbelkleurige LED's weergegeven worden.

## 3. VEILIGHEIDSPROCEDURES EN STARTVOORWAARDEN

Door middel van de in §2.2. besproken veiligheidskringen worden veiligheidsprocedures gerealiseerd voor :

### 3.1. Het sluiten van een deurstop

Om de aanwezigheid van een individu in de kazemat of alveole tijdens de bestraling te vermijden, wordt voor het sluiten van de deur de hierna volgende procedure opgesteld :

1. De sleutel van de betreffende deur wordt in de controlezaal afgehaald en in het bedieningsbord bij de toegangsdeur in de gepaste stand geplaatst;
2. Indrukken van "ronde" drukknoppen in kazemat (2 stuks) of alveole (1) ter controle op de afwezigheid van personen in de ruimte vóór het sluiten van de deurstop, waarbij een audiovisueel alarm wordt gegeven (claxon en knipperlicht) gedurende een vooraf ingesteld tijdspanne;

3. Blijvend indrukken van de drukknop "sluiten" op het bedieningspaneel aan de toegang binnen de vooraf ingestelde tijd, zoniet dienen opnieuw de "ronde" drukknoppen ingedrukt te worden;
4. Na het volledig sluiten van de deur dient de sleutel terug in de controlezaal in zijn slot geplaatst te worden (zoniet is bestraling in de alveole onmogelijk).

### 3.2. Het openen van een deurstop

Het verhinderen van toegang tot de kazemat of alveole bij het bestaan van een stralingsniveau of contaminatieconcentratie hoger dan de drempelwaarden, houdt in dat de deurstop slechts kan geopend worden indien aan volgende voorwaarden voldaan is :

1. de goede werking van de betreffende radioprotectieapparatuur is bevestigd;
2. het stralingsniveau beneden de drempelwaarde gedaald is;
3. de concentratie aan radioisotopen in de lucht in het lokaal lager is dan de ingestelde drempelwaarde;
4. de sleutel in het bedieningspaneel naast de deur in de gepaste stand geplaatst is;
5. de drukknop "open" op het bedieningspaneel blijvend ingedrukt wordt (audiovisueel signaal).

Voor het openen van de deur van de kazemat werd het positioneren van de meetsonde in het midden van het cyclotron als bijkomende voorwaarde gesteld terwijl voor het openen van een deur van een alveole de respectievelijke "beamstop" dient gesloten te zijn. De deurstoppen kunnen in geval van nood steeds geopend of gesloten worden door middel van de "noodkeuzeschakelaar" onder breekglas aan de buitenzijde van de lokalen.

De deurstoppen kunnen eveneens manueel verplaatst worden door middel van een zwengel. Om te vermijden dat de deur elektrisch zou bediend worden tijdens een manuele verplaatsing worden veiligheidsschakelaars (NG) aangebracht en op de plaats waar de zwengel op de aandrijfas aangebracht wordt en op zijn klemwork (NO) naast de aandrijfas.



Veiligheidsschakelaars zijn verbonden aan twee kontaktrails (één binnen, één buiten) welke de aandrijfmotor van de deurstop spanningsloos zetten, om beschadiging van hindernissen (voet van een persoon) te vermijden.

### 3.3. Het starten van het cyclotron

Voor het verkrijgen van de ultieme startvoorwaarde van het cyclotron dienen, naast de technische voorwaarden eigen aan de machine, de volgende veiligheidsvoorwaarden vervuld :

1. de luchtmonitoren van de schoorsteen en bestraalde ruimten dienen hun goede werking te bevestigen;
2. de bedrijfsspanning voor de dilutieventilatoren dient aanwezig te zijn op de aansluitklemmen van de magneetschakelaars;
3. de deurstop van de kazemat dient gesloten te zijn;
4. de onderdruk in de kazemat t.g.v. de ventilatie dient in orde (10 mm WK)
5. de goede werking van de  $\gamma$ - en n-monitoren in de kazemat en de controlezaal dient bevestigd te zijn;
6. de sleutel van de kazemat en de operatorsleutel dienen in het controlebord in de controlezaal aanwezig te zijn;
7. de branddetectoren in de kazemat mogen geen alarm melden;
8. de noodkeuzeschakelaar "deurstop open - deurstop gesloten" van de kazemat moet zich in de neutrale stand bevinden.

Uitgezonderd het defect raken van om het even welk radioprotectie-apparaat zal het cyclotron onmiddellijk stilvallen bij het wegval- len van één der bovenstaande startvoorwaarden.

### 3.4. Het openen en sluiten van de beamstoppen

Een beamstop kan enkel geopend worden indien de onderstaande voor- waarden vervuld zijn :

1. de sleutel van de betreffende deurstop in het controlepaneel in de controlezaal aanwezig is;
2. de overeenkomstige bestralingsfaciliteit gekozen werd;
3. de deurstop van die alveole gesloten is;
4. de onderdruk in die alveole aanwezig is;
5. de noodkeuzeschakelaar "deurstop open-deurstop gesloten" zich

in de neutrale stand bevindt;

6. de branddetector in die alveole geen brandalarm aanduidt;
7. de goede werking van de radioprotectieapparatuur ( $\gamma$ -monitor) bevestigd is;
8. de overeenkomstige bestralingsfaciliteit dient ook op de commandotafel van het cyclotron gekozen te zijn.

Met uitzondering van de voorlaatste voorwaarde zal de beamstop onmiddellijk sluiten bij het wegvallen van om het even welke voorwaarde.

### 3.5. Het openen van de Faraday-Cup Fo

De Faraday-Cup Fo (kazemat) kan geopend worden indien :

1. de deurstop van de kazemat gesloten is;
2. er geen brandalarm in de kazemat is;
3. er geen brandalarm is in een alveole welke gekozen is voor een bestraling;
4. de bundelstop van de gekozen alveole open is.

### 3.6. Het openen en sluiten van de Faraday-Cup Fi

Het openen of sluiten van de Faraday-Cup van een alveole wordt bevolen door de experimentator of door een veiligheidskring eigen aan de bestralingsfaciliteit (vb. stroomintegrator).

CONTACT GESLOTEN INDIEN :

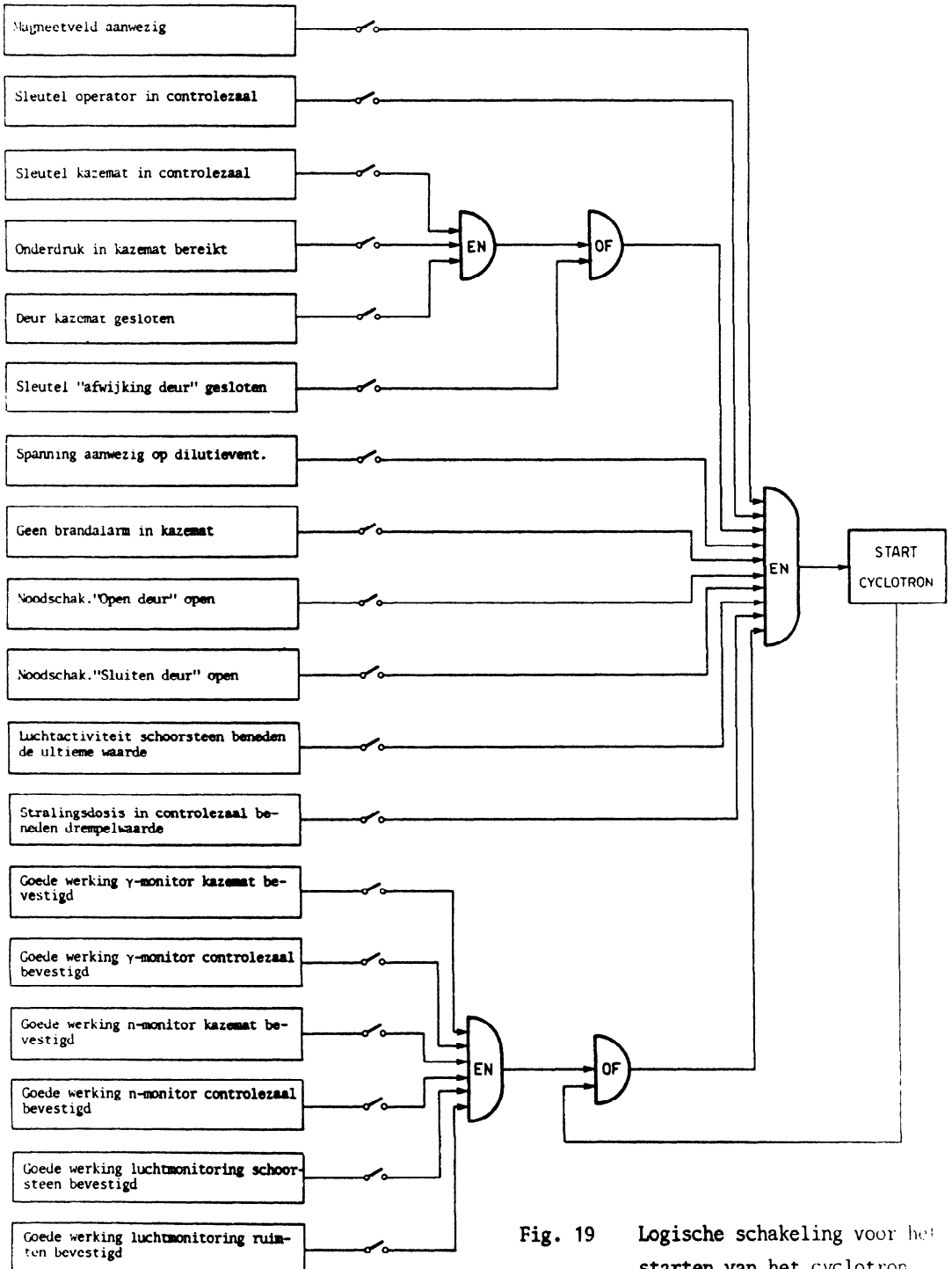


Fig. 19 Logische schakeling voor het starten van het cyclotron

CONTACT GESLOTEN INDIEN :

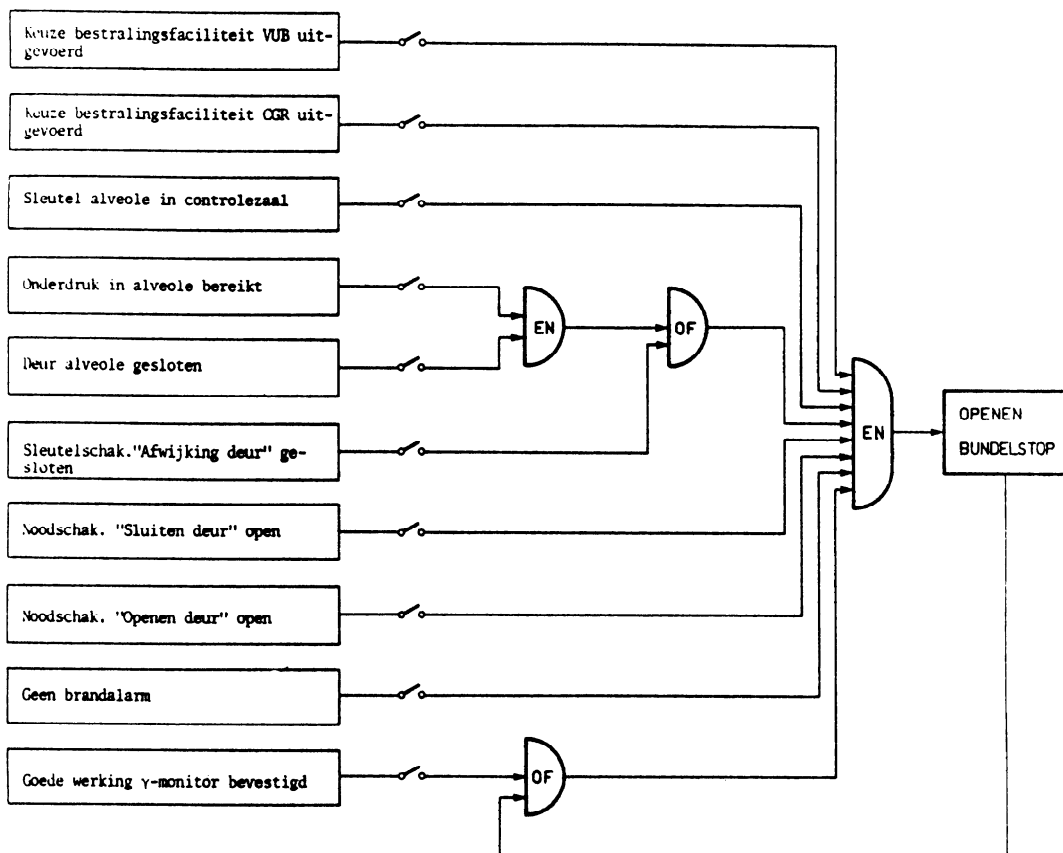


Fig. 20 Logische schakeling voor het openen van de bundelstop in een alveole

CONTACT GESLOTEN INDIEN :

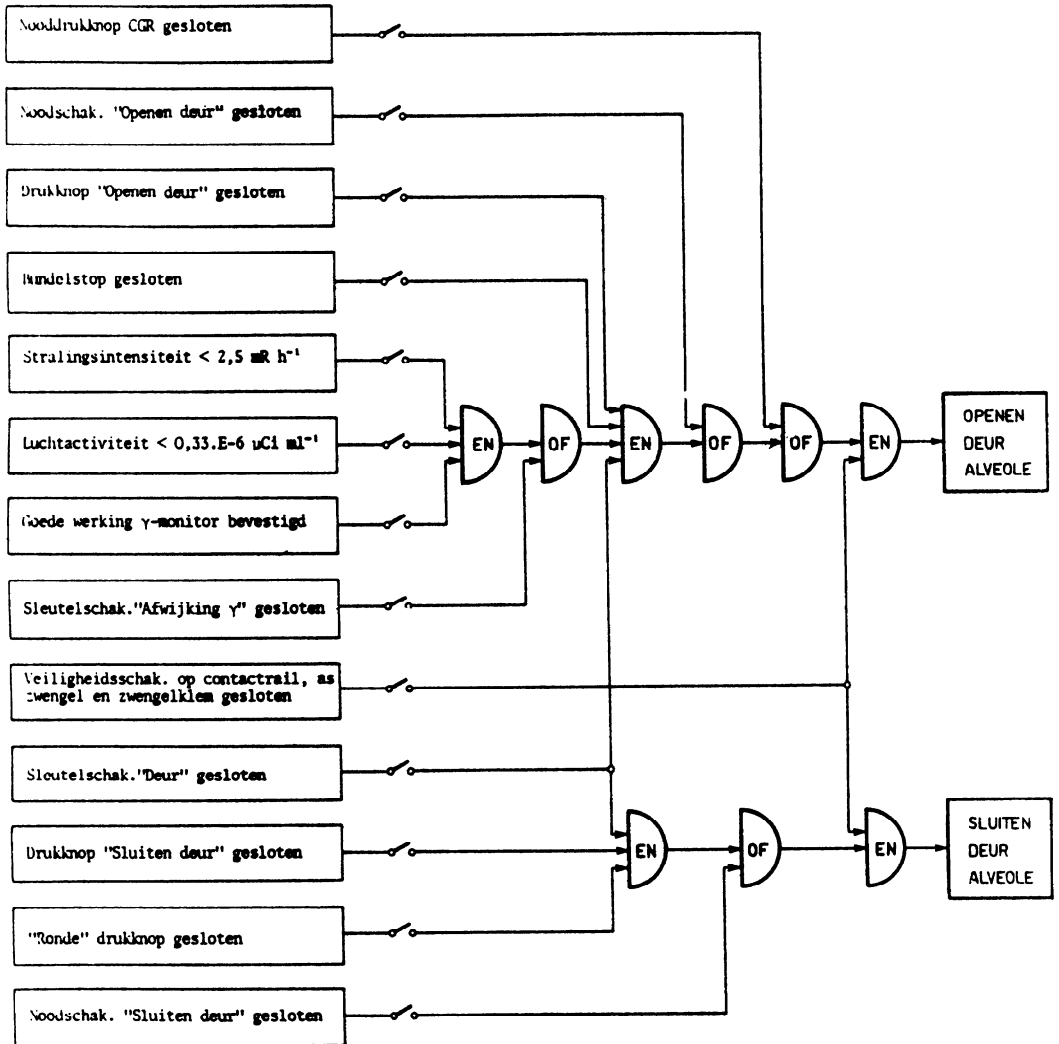


Fig. 21 Logische schakeling voor het openen en sluiten van de toegangsdeur van een alveole

CONTACT GESLOTEN INDIEN :

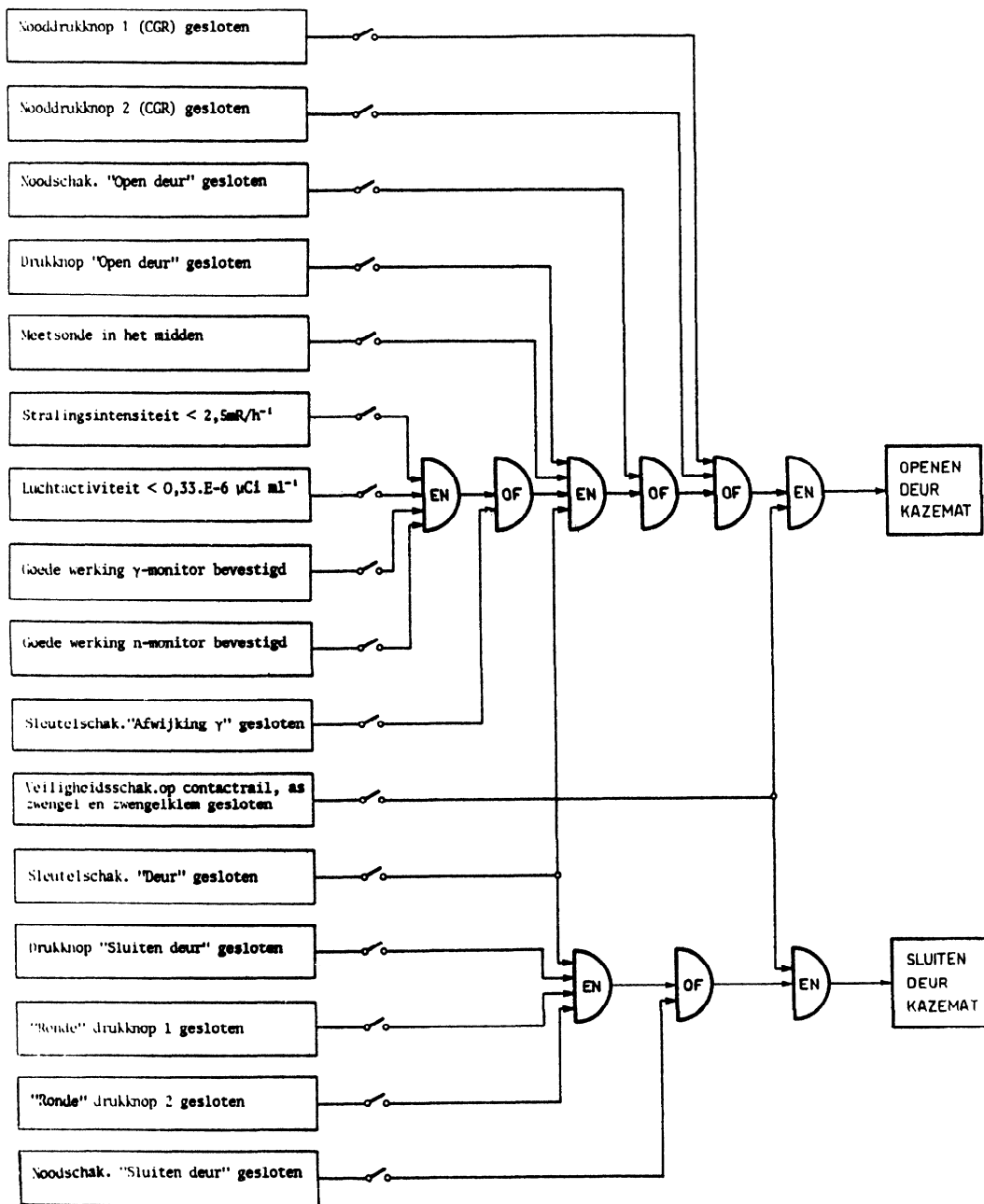


Fig. 22 Logische schakeling voor het openen en sluiten van de toegangsdeur van de kazemat

## SAMENVATTING EN BESLUIT

Einde 1983 wordt op de V.U.B. Campus te Jette een cyclotron operationeel met o.a. als doel produktie van kortlevende radioisotopen voor diagnostische doeleinden, analytische toepassingen als aktivering en PIXE en nucleaire fysica experimenten met versnelde geladen deeltjes.

De installatie en gebruik van deze versneller is onderworpen aan de bepalingen van het K.B. van 28/2/63 houdende het Algemeen Reglement op de bescherming van de werknemers en van de bevolking tegen het gevaar van ioniserende straling.

De toepassing van de wettelijke bepalingen op een cyclotron installatie laten zich als volgt resumeren :

Een cyclotroninstallatie met bijbehorende infrastructuur vormen een *vergunningplichtige inrichting Klasse II (Art.3)* : de exploitatie vereist een voorafgaande vergunning verleend door de bestendige deputatie van de provinciale raad van de provincie waar de exploitatiezetel gevestigd is (Art. 7). Deze vergunningsaanvraag wordt ten gepaste tijde bij het beëindigen van de ruwbouw door de dienst VHV-Fysische Controle V.U.B. gericht aan de provinciegouverneur. De cyclotronhall en bijbehorende laboratoria vormen een *gecontroleerde zone* d.i. een ruimte waar een ioniserende stralingsbron in staat is een individuele dosis te ontwikkelen hoger dan 1,5 rem (r) per jaar (Art.2).

Personeelsleden tewerkgesteld in een gecontroleerde zone zijn *beroepshalve blootgestelde personen categorie A (Art.1)* waarvoor het dragen van een individuele dosimeter verplicht is (Art.30) en waarvoor volgens Art. 20 de *gecumuleerde maximaal toelaatbare stralingsdosis voor bloedvormende organen en/of de gonaden 5 rem per jaar (vanaf de leeftijd van 18 jaar) niet mag overschrijden.*

Rekening houdend met 50 werkdagen per jaar à 40 uur prestaties per week betekent dit dat aan de buitenwanden van de kazemat en alveoles de dosisequivalentensnelheid gemiddeld niet groter dan  $2,5 \text{ mr.h}^{-1}$  mag zijn.

Voor *beroepshalve blootgestelde personen (Art. 1) reeks B*, dit zijn werknemers die bij hun werk kunnen blootgesteld worden aan stralings-

doses die groter zijn dan die welke voor de naburige bevolking zijn toegestaan (vb. technici die instaan voor onderhoud van de technische installatie), is de MTH-waarde  $1,5 \text{ rem.jaar}^{-1}$ . (Art. 20). Voor de *naburige bevolking* (Art.1), dit zijn personen die gewoonlijk in de nabijheid van een gecontroleerde zone verblijven (ziekenhuis- of facultair personeel), en uit dien hoofde kunnen blootgesteld worden aan een bestraling welke voor de totale bevolking vastgestelde maximale bestraling kan overschrijden, is de MTH-waarde  $0,5 \text{ rem per jaar}$  of  $0,25 \text{ mr/h}^{-1}$ .

De *maximaal toelaatbare besmettingen* (Art.1 en 21) of MTC-waarden zijn de maximaal toelaatbare concentraties ( $\mu\text{Ci/m}^3$ ) van radioactieve stoffen in de ingeademde lucht of in het drinkwater die aan beroepshalve blootgestelde personen, aan de naburige bevolking en aan de bevolking in haar geheel, tijdens een voortgezette blootstelling de maximaal toelaatbare dosis voor deze verschillende groepen afgeven. In de bijlage van het vermeld reglement zijn MTC-waarden voor ingeademde lucht (en in drinkwater) opgenomen voor continue blootstelling op basis van 168 uur per week voor beroepshalve blootgestelde personen van reeks A. Deze MTC-waarden dienen voor een wekelijkse beroepsactiviteit van 40 tot 48 uur met een faktor 3 vermenigvuldigd te worden. De resulterende waarden worden als maximaal toelaatbare concentraties voor het betreden der bestralingsfaciliteiten na bestraling aangehouden ( $\text{MTC}_{40}$ ).

Voor de *lozing van de radioactieve gasvormige* (Art. 36) effluenten o.a. van gas, stof, rook of damp in de atmosfeer moet de concentratie op het punt van de lozing in de atmosfeer (schouw) lager zijn dan  $1/10$  van de MTC-waarden voor lucht voor continue blootstelling. Rekening houdend met de concentratie en halveringstijd van de bij bestraling gevormde radionucliden in de lucht wordt de minimale schouwhoogte berekend samen met de extra dilutiefactor voor de lozing.



De reductie van het stralingsniveau rond de versneller en bestralingsruimten tot wettelijk toegelaten waarden wordt gerealiseerd door de muren van alveoles en kazemat voldoende dik uit te voeren (= biologische afscherming) ( zie deel 1)

Ten einde het gebruik van de verschillende bestralingsfaciliteiten (alveoles) van het V.U.B.-cyclotron zo universeel mogelijk te houden, werd de biologische afscherming berekend voor de reactie  $P(40)Be$  dit is voor een berylliumtarget geplaatst in elk van de alveoles en waarop protonen met maximale energie ( $E_p = 40 \text{ MeV}$ ) en stroomsterkte ( $100 \mu A$ ) secundaire neutronen met relatief groot doordringingsvermogen produceren.

Vermits de belangrijkste stralingscomponent geassocieerd met de werking van een 40 MeV proton cyclotron de secundaire neutronenflux is, werd de  $4\pi$  neutronenopbrengst voor vermelde reactie uit de literatuur gecompileerd. De gemiddelde waarde  $Y(4\pi, 100 \mu A, Be) = 4 \text{ E}13 \text{ n.s}^{-1}$  werd toegepast voor de berekening van de neutronenflux en van de dosisequivalentsnelheid in verschillende richtingen.

Hiertoe werd, aan de hand van de gegevens uit standaardwerken en recente literatuur een eenvoudig model voor de angulaire en spectrale distributie van de neutronenemissie opgesteld.

Als afschermingsmateriaal werd gewoon beton ( $\rho = 2,35 \text{ kg.dm}^{-3}$ ) verkozen wegens zijn relatief goede moderator- en absorbereigenschappen voor neutronen en prompte  $\gamma$ 's. Mede de bruikbaarheid als structureel element en zijn matige kostprijs motiveren deze de keuze.

Literatuuronderzoek liet toe de gemiddelde halfwaardedikte (HVL) van deze absorber in het vereiste energiegebied (0-40 MeV) te bepalen. Rekening houdend met de angulaire en spectrale afhankelijkheid van de dosisequivalentsnelheid(per eenheid van gefintegreerde flux) en van de HVL, werden attenuatiekurven (d.i. attenuatiefactor versus betondikte) voor  $0^\circ$  en  $45^\circ$  neutronenspectra opgesteld.

Samen met wettelijke bepalingen i.v.m. maximaal toelaatbare dosisequivalentsnelheid voor beroepshalve blootgestelde werknemers en voor het publiek en met aanbevelingen van NCRP werd hieruit de vereiste afscherming voor de verschillende bestralingsfaciliteiten berekend. De resultaten zijn onder tabelvorm weergegeven en op plan voorgesteld. (zie deel 1).

De studie werd door het erkend organisme Controle Stralingsbescherming (KB 63-art. 23.9) goedgekeurd en praktisch toegepast in het ontwerp van het cyclotrongebouw, dat momenteel in opbouw is.

De beperking van de luchtcontaminatie tot wettelijk toegelaten waarden, wordt beschreven in deel 2.

Door bundelverliezen en -absorptie worden secundaire snelle neutronen gevormd die door drempelreacties en na thermalisatie door radiatieve captie tot aktivering van de lucht aanleiding geven.

Wordt als neutronenproducerende reactie opnieuw  $P(40)Be$  met

$I_p = 62,5 \mu A$  genomen dan blijken slechts  $^{15}O$ ,  $^{13}N$  en  $^{16}N$  een reële bijdrage tot de radioactieve contaminatie van lucht te veroorzaken.

Aan de hand van eenvoudige modellen en literatuurgegevens in verband met de betrokken drempelreacties werden de evenwichtsconcentratie (d.i. de maximale concentratie in saturatievoorwaarden) en de ge-loosde hoeveelheden per tijdseenheid van vermelde isotopen voor parallel en serie-extractie van een bestralingsfaciliteit en de kazemat berekend in functie van het ventilatiedebiet. Hieruit blijkt dat een minimale ventilatie ( $75 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ /ruimte, vereist voor het be-houd van een voldoende onderdruk (10 mm WK) in een bestralingsruimte tijdens de irradiatie) in een minimale lozing van radionucliden re-sulteert.

Rekening houdend met  $MTC_{40}$  bleek een serie-extractie van alveoles (of neutronen bunker) via de kazemat (die als verdunnings- en wacht-tank fungeert) aangewezen. Hierbij werd een maximaal en technisch haalbaar dilutiedebiet voor lozing van  $5,6 \text{ E}4 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  berekend.

Toegang tot de ruimtes na bestraling wordt beperkt door de  $MTC_{40}$  ( $= 1 \text{ E-}6 \text{ Ci} \cdot \text{m}^{-3}$ )voorwaarde. Rekening houdend met radioactief ver-val en mits opdrijven van het extractiedebiet na beëindigen van de bestraling van 75 naar  $1.000 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  blijkt toegang mogelijk na een voor experimenten aanvaardbare wachttijd : 4 min voor neutronenbun-ker, 15 min voor alveole en na  $\pm 60$  min voor de kazemat.

Vermits het vermeld dilutiedebiet met  $MTC_{40}$  werd berekend, dient de lozing van gecontamineerde lucht te geschieden via een schouw met aangepaste hoogte derwijze dat  $MTC_L = 3 \text{ E-}9 \text{ Ci} \cdot \text{m}^3$  op voor het pu-bliek toegankelijke plaatsen niet overschreden wordt. Als referen-tiepunten gelden hier de gevels van consultatie- en behandelings-gebouw.

Toepassing van het Gaussiaans pluimmodel met dispersiecoëfficiënten afgeleid uit de statistische gegevens van het K.M.I. en rekening houdend met de geografische lokalisatie van de betrokken gebouwen t.o.v. de inplanting van de schoorsteen, werd een schouwhoogte berekend welke 5 m boven het dakniveau van het consultatiegebouw uitsteekt. De schouwhoogte bedraagt dan 25,5 m.

De biologische afscherming van de bestralingsruimten (deel 1) en de aangepaste ventilatie van de lokalen met dilutie van de geventileerde lucht (deel 2), wordt aangevuld met een veiligheidsinstallatie bedoeld om aanwezigheid van een individu in ruimten waarin  $MTC_{40}$  of MTH overschreden worden, te vermijden.

De combinatie van deze voorzieningen (beschreven in 2.2) laat toe veiligheidsprocedures voor openen en sluiten van deurstoppen, bundelstoppen en Faraday-cups op te stellen evenals een procedure voor het starten van het cyclotron. Deze zijn overzichtelijk in Fig. 19, 20, 21, 22 als logische schakelingen met EN en OF poorten voorgesteld. De praktische uitvoering zal d.m.v. een microprocessor gerealiseerd worden [ 7 ].

### 3. TOEPASSINGEN

#### 3.1. RADIOISOTOPEN EN RADIOFARMACA

##### 1. PRODUKTIE VAN RADIOISOTOPEN

Een van de hoofddoelen van het VUB cyclotron is de produktie van isotopen gebruikt voor medische diagnostische doeleinden.

Zoals in de meeste andere versnellers in België denken we hier in de eerste plaats aan de kortlevende positronstralers van essentiële elementen welke ingebouwd in door het lichaam metaboliseerbare verbindingen, systematisch diagnostisch en metabolisch onderzoek van pathologische processen in hart, hersenen, lever, tandcaries, specifieke tumoren, ... mogelijk maken. Volgende reacties zijn voorzien.

- |   |   |
|---|---|
| $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$ | $E_p$ : 11 MeV op het gas in de target<br>Batch produktie van o.a. $^{11}\text{CH}_3\text{I}$ als precursor voor diverse gemerkte moleculen                       |
| $^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$ | $E_p$ : 15 MeV op een watertarget<br>Batch produktie voor bekomen van $^{13}\text{NH}_3$ gebruikt als dusdanig of verwerkt in gemerkte farmaca                    |
| $^{14}\text{N}(d, n)^{15}\text{O}$      | $E_d$ : 6 à 7 MeV op het gas in de target (4 % $\text{O}_2$ in $\text{N}_2$ )<br>On line produktie voor continue beademing van de patiënten met $^{15}\text{O}_2$ |
| $^{16}\text{O}(\alpha, d)^{18}\text{F}$ | $E_\alpha$ : 40 MeV op 5 ml natuurlijk water in batch bestraald.  |

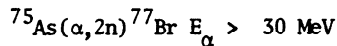
Naast de klassieke vier gaat onze aandacht vooral naar de produktie van

- $^{75}\text{Br}$  T 1/2 = 95 minuten ; verval 75 %  $\beta^+$  1,7 MeV  
25 % EC +  $\gamma$  van 286 KeV
- $^{77}\text{Br}$  T 1/2 = 56 uur ; verval  $\gamma$  239 KeV

Het radiobromide  $^{75}\text{Br}$  wordt aangewend om moleculen te merken in analogie met  $^{123}\text{I}$  maar de C-Br binding is sterker dan de C-I binding en de beeldvorming kan geschieden met een positronenkamera.

Het  $^{77}\text{Br}$  kan gezien zijn langere levensduur aangewend worden voor in vivo (dieren) experimentatie en in vitro proeven in bio-klinisch onderzoek.

Gezien de hoge energie bereikbaar aan het VUB cyclotron wordt de volgende reactie met redelijke opbrengst en minimale contaminatie gebruikt :



## 2. INKORPORATIE IN RADIOFARMACA

-----

De inkorporatie van "cyclotron-isotopen" in farmaceutische produkten heeft zich tot nu toe toegespitst op reacties met  $^{123}\text{I}$ ,  $^{18}\text{F}$  en Br isotopen.

De groep chemici, geleid door J. MERTENS, hebben een methode voor snelle en efficiënte radiohalogenering op punt gesteld door gebruik te maken van nucleofiele substituties in aanwezigheid van Cu(I) in een overmaat van reductans. (4) De reactie verloopt waarschijnlijk door vorming van organo-koper complexen waarbij Cu...I een groep wordt die gemakkelijker de moleculen verlaat dan I zelf.

Voor een aantal produkten werd op deze wijze bij lage temperaturen (100°C) een bijna kwantitatieve merking (> 99 %) bekomen met  $^{123}\text{I}$  :

- N-isopropyl-p- $^{123}\text{I}$ -amfetamine : gebruikt om doorbloeding van hersenen te visualiseren
- m- $^{123}\text{I}$ -benzylguanidine : voor diagnose van specifieke tumoren; de  $^{131}\text{I}$  gemerkte vorm voor therapeutische doeleinden
- o- $^{123}\text{I}$ -hippuran : in nierscintigrafie en bepaling van uptake en wash-out kinetiek.
- p- $^{123}\text{I}$ -vetzuren voor hart en lever scintigrafie

Een bereiding in kit vorm, waar de uiteindelijke merking in het hospitaal door een laborant kan uitgevoerd worden door het radioisotoop aan een

vooraf klaargemaakt steriel reaktiemengsel toe te voegen en gedurende een tiental minuten te verwarmen bij 100°C, is voor de 3 eerste produkten op punt gesteld (5). Belgische en internationale patenten hiervoor zijn toegekend (6).

Voor de inkorporatie van Br en F isotopen worden op dit ogenblik analoge uitwisselingsreactie schema's met I uitgetest rekening houdend met de specifieke eigenschappen van het minder lipofiele Br (dragervrij maken door reversed phase HPLC) en het sterk elektronegatieve en gesolvateerd F ion.

### 3.2. NUCLEAIRE MEETTECHNIKEN IN ANALYTISCHE SCHEIKUNDE

Aktivatie door thermische neutronen (NAA) afkomstig van een gethermaliseerde spontane fissie Cf-252 bron is een techniek die door Prof. VAN den WINKEL en medewerkers sinds 1980 wordt gebruikt voor kwalitatief en kwantitatief bepalen van neven- en spore-elementen in biologische matrices. De voornaamste studies reeds uitgevoerd hebben betrekking op nagaan van mogelijke seizoenvariaties van I-gehalte in melk (7) en op de in vitro bepaling van Ca en P en hun verhouding in beenmonster.

De bundels geladen deeltjes van het cyclotron, en de snelle neutronen opgewekt door kernreacties (zie § V) samen met de groepering van meetapparatuur rond de versneller laten nu ook toe praktisch alle nucleaire meettechnieken voor analytische scheikunde verder te ontwikkelen.

Zo werden in het voorbije jaar X-stralen fluorescentie technieken voor het bepalen van zware metalen in voedingswaren en menselijk serum op punt gesteld. Hierbij worden de monsters na lyofilisatie en eventueel verassing bij lage temperatuur in een zuurstofplasma (LTA) tot pastilles geperst en aangestraald met een X-stralen bron ( $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{241}\text{Am}$  of  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ). Door fotoëlektrisch effect worden in de aanwezige sporen vacatures in K of L schil veroorzaakt, welke door desexcitatie de karakteristieke X-stralen signatuur van het element opleveren. Metingen worden naargelang de energie uitgevoerd met Si(Li) of planaire intrinsieke Ge detectoren.

De detectielimieten welke nu worden bekomen zijn, voor 900 sec meettijd : (8)

- bromatologische toepassing (Br in tomaten) : 0,5 ppm
- bepaling van extra cellulair volume in patiënten (Br in serum) : 0,5ppm  
(voor vloeibare monsters rechtstreeks : 18 ppm)
- bepaling van Au in serum : 1 ppm

Bij de bouw van het cyclotron complex werd een bundellijn voorzien waar PIXE experimenten (Proton Induced X-ray Emission) voor multi element analyse zullen worden uitgevoerd.

In deze techniek worden ook discrete karakteristieke  $K_{\alpha}$  en  $L_{\alpha}$  lijnen geëxciteerd in de neven- en spore-elementen aanwezig in de matrix, nu door het bombarderen met protonen ( $E_p \sim 3$  à  $5$  MeV). De bedoeling is verder de korrelatie tussen de concentratie aan meerdere sporen in weefsel, bloed en haar bv en pathologische toestanden te bestuderen.

De snelle neutronen zullen worden aangewend om door  $(n, p)$ ,  $(n, d)$ ,  $(n, n')$  en  $(n, 2n)$  drempelreacties aktivering met grote specificiteit in matrices met veel interfererende elementen uit te voeren of meetbare signalen afkomstig van atomen met lage werkzame doorsnede voor thermische neutronen (F, O, C, Si) te bekomen.

Intussen werden ook radiochemische methodes ontwikkeld om op reproduceerbare wijze en met gekend rendement en aktiviteit radioactieve gassen te produceren. Zo werden  $^{14}\text{CO}_2$ ,  $^{36}\text{Cl}_2$  en  $^{32}\text{PH}_3$  gemengd met  $\text{N}_2$  als drager gebruikt om absolute efficiënties in functie van  $\beta$ -energie te bepalen van de proportionele tellers gebruikt voor de monitoring van de luchtcontaminatie in het cyclotrongebouw (9).

### 3.3. FYSISCHE KARAKTERISATIE VAN EEN BRON VOOR SNELLE NEUTRONEN

---

Met het oog op gebruik in :

- neutronen aktivatie door drempelreacties
- radiotherapie en radiobiologie
- studie van stralingsschade in structuur materialen van fusiereaktoren
- bepalen van werkzame doorsnedes van neutron producerende reacties
- experimenten over attenuatie eigenschappen van verschillende materialen voor neutronen

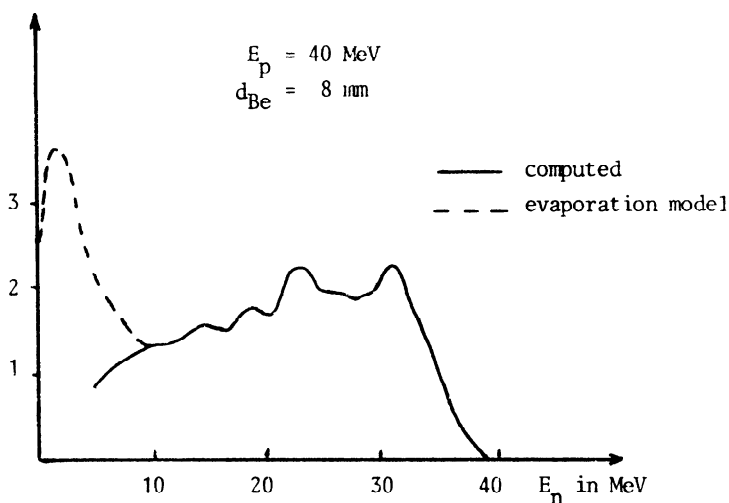
is een bron voor snelle neutronen in opbouw.

In een eerste fase gebruiken we de  $^9\text{Be}$  (p, n)  $^9\text{B}$  reactie, waarvan de Q-waarde - 3 MeV is.

Bij beschieting van een 8 mm dikke beryllium target met 40 MeV protonen wordt door elektronische stopping ongeveer 22 MeV energie uit de bundel opgenomen. De protonen welke uit de target treden worden door een grafiet backstopper opgeslorpt. Er is geen water aanwezig op het neutronen pad

zodat thermalisatie minimaal is. Wel wordt het gebruik van polyethyleen filters voor spectrale verharding overwogen. Het berekende spectrum voor de target zonder filter is in de figuur weergegeven. De totale neutronen opbrengst tussen 5 en 40 MeV zou voor 60  $\mu\text{A}$  op de target ongeveer  $10^{13}$  neutronen/s in  $4\pi$  bedragen.

$10^{15}$  n/sr. MeV. Coulomb.



De karakterisatie van de fysische eigenschappen van de bron maakt gebruik van 2 soorten detectoren om de respectievelijke bijdrage van  $\gamma$ -stralen en neutronen te kunnen scheiden :

- ionisatiekamers in "weefsel equivalent" materiaal.  
Aangezien de neutronen interageren met de kernen van de materie is de chemische samenstelling van cruciaal belang om absolute dosimetrische metingen uit te voeren.
- Geiger-Müller buizen als quasi neutronen ongevoelige detectoren.

De bepaling van de neutronenspektra zal worden uitgevoerd door vliegtijd metingen met een basislengte van enkele meter.



### 3.4. STRALINGSSCHADE IN VASTE STOF VEROORZAAKT DOOR HOOG ENERGETISCHE IONENBUNDELS

---

In de toekomstige reactoren voor gekontroleerde thermo nucleaire fusie waar de  $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$  reactie zal gebruikt worden, zullen zeer intense fluxen 14 MeV neutronen en  $\alpha$  deeltjes met hoge energie ontstaan. Door het konstant bombarderen van de structuur materialen van de reactor zal stralingsschade optreden veroorzaakt door hoofdzakelijk 2 mechanismen :

- verplaatsing van de atomen in de vaste stofmatrix (gemeten in "displacement per atom")
- implanting van helium atomen in de matrix

Men verwacht in een commercieel exploiteerbare reactor schade van de orde 10 dpa en 1000 ppm helium per jaar.

Helium kernen ( $\alpha$  deeltjes) kunnen rechtstreeks door de VUB cyclotron versneld worden tot 40 MeV, terwijl de neutronenbron (zie § 5) intense fluxen met energie gecenterd rond 14 MeV moet kunnen opleveren.

Door het IIKW werd dan ook een researchprogramma, ingediend door de professoren SEVERNE, VERECKEN en RENNEBOOG, goedgekeurd, waarin zal onderzocht worden wat de veranderingen in mechanische en kristallografische eigenschappen zijn van roestvrij staalsoorten na bombardement met  $\alpha$  deeltjes of neutronen.

De verwachting is dat in optimale condities met het cyclotron in betrekkelijke dikke specimens roestvrij staal (tot 150  $\mu\text{m}$ ) tot  $10^{-5}$  dpa/s. en  $10^{-2}$  ppm implantatie helium per seconde kan verwezenlijkt worden.

Gezien zelfs in die omstandigheden ongeveer 2 weken continu bestraling nodig zijn om de jaarlijkse dpa te simuleren en slechts 2 dagen bombardement om de helium implantatie te benaderen, zal het onderzoek in de eerste fase op dit laatste aspect worden gericht.

De problemen die zullen aangepakt worden zijn :

- voor helium zelf : vangst en difusiemechanismen ; nucleatie, groei en lokalisatie van de bellen
- matrix (amorfe materialen en ferritisch staal) : zwellen, blaasformatie, kruip, verbrossing en vermoeidheid.

De meeste metingen zullen na de bestraling worden uitgevoerd ofwel door Transmissie of Scanning Electronen Microscopie of door mechanische proeven (eventueel on line).

De experimentele moeilijkheden liggen voornamelijk op drie gebieden :

- geen kontaminatie en corrosie door vreemde elementen mag optreden (hoog vacuum of He-atmosfeer is noodzakelijk in de bestraalkamer)
- koeling van de specimens en zeer nauwkeurige temperatuurscontrole ( $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$  bij  $300^{\circ}\text{C}$ )
- homogene bestraling in het vlak en in de diepte van het specimen (scanning van de bundel en energie - degradatiewiel).

Voor verdere studies zullen de bombardementen met neutronen, protonen en deutronen worden uitgevoerd.

Dit programma wordt later ook uitgebreid tot meer algemene studies van structuur en door straling aangerichte defekten in metallische en anorge legeringen.

Het project is tot stand gekomen na uitgebreide contacten en in samenspraak met centra zoals SCK Mol, LUC, RUCA, ULB, FUNDP, Ispra, Jülich, Harwell waaruit enerzijds blijkt dat er veel interesse voor dit probleem bestaat en dat behalve in Jülich en Ispra, waar het cyclotron met dit doel is aangekocht, er nergens systematisch experimenteel onderzoek in dit domein wordt verricht.

### 3.5. COINCIDENTIE DETECTIE VAN $\gamma$ STRALEN OF POSITRON EMISSIE TOMOGRAFIE

---

Positron emissie tomografie (PET) - de meest opvallende toepassing van een cyclotron voor medische doeleinden - behoort tot de nucleaire geneeskunde waar men de verdeling van radioactief gemerkte stoffen (radiofarmaca) na toediening aan mensen in fysiologische en/of pathologische toestanden bestudeert. Uitwendige detectoren worden gebruikt om de verdeling van de uitgezonden radioactieve straling in de ruimte en in de tijd te meten.

Veel fysiologische kortlevende radioisotopen zijn positron stralers. Ze vervallen door het uitzenden van een positron. Dit positron zal eerst via remstralingen en botsingen afgeremd worden (en hierbij een zekere afstand afleggen) om daarna in quasi rust met een elektron te interageren. De interactie tussen een positron en een elektron levert twee annihilatie fotonen op van 511 keV, die, wegens het behoud van impuls altijd recht uit elkaar gaan (de totale impuls van het vormend koppel is gemiddeld zeer laag). Die twee fotonen volgen nu elk onafhankelijk hun weg. Ze kunnen verstrooid worden (door Compton-effekt), gekapteerd worden (door fotoelektrisch effect) of gewoon rechtdoor gaan tot aan de detectoren. Dergelijke straling kan effectief waargenomen worden door een systeem bestaande uit twee tegenover elkaar opgestelde detectoren, die met elkaar verbonden zijn door een elektronische coincidentie circuit, dat alleen gebeurtenissen aanvaardt als beide detectoren quasi gelijktijdig aangeslagen worden. Zulk systeem biedt de mogelijkheid tot elektronische kollimatie, waarbij de mogelijke lokalisatie van een annihilatie proces herleid wordt tot een rechte lijn tussen de twee detectie punten. Door de verdeling van dergelijke annihilatiestraling te meten over verschillende hoeken kan men - na toepassing van gelijkaardige rekonstruktie algoritmes als bij Computed Tomography (CT) - een tomografische transverse coupe, of zelfs een volledig drie dimensionaal beeld van de positron straling uit een lichaam berekenen.

De "foutieve" metingen, dus de metingen waar er bijvoorbeeld een verstrooiing was geweest van één van de fotonen, of toevallige coincidenties, spelen een storende rol. Alhoewel de totale distributie die ze tot gevolg hebben een bijna homogene distributie is, betekent dit toch een

introdactie van ruis in de vorm van contrastvermindering, wat uiteraard moet gecompenseerd worden door een groter aantal metingen. Dit kan beschreven worden door het echte telritme te vervangen door een effectief telritme :

$$Q = \frac{\text{aantal echte coincidenties}}{1 + \text{fraktie verstrooide} + \text{fraktie toevallige}}$$

waarin "fraktie" is berekend ten opzichte van het aantal echte.

Wat de praktische detectie betreft zijn er verschillende methodes. De kommercieel verkrijgbare machines voor dit doel zijn gebaseerd op het gebruik van scintillatiekristallen (die de omzetting verzorgen van de 511 keV fotonen in meerdere fotonen met veel lagere energie) met daarachter een fotomultiplier buis (PM). De kosten voor dergelijk systeem zijn hoog, wegens het gebruik van veel dure PM's. Een andere, meer recente aanpak is het gebruik van een loodconvector voor de omzetting van de fotonen in elektronen, die dan gedetecteerd worden in een dradenkamer. De kosten van een dergelijk systeem liggen lager, en de ruimtelijke resolutie ervan is beter, vooral in de axiale richting. Een nadeel is dat de intrinsieke detectieefficiëntie lager ligt.

Een tweede essentieel verschil ligt in de opstelling van de detectoren. Bij de kommerciële toestellen stelt men de detectiekristallen op in één of meerdere vlakke ringen rond het voorwerp. Men Meet dan coincidenties tussen overliggende kristallen. Het beeld dat men zo vormt bestaat dus uit een aantal echte tomografische sneden door het voorwerp. Bij het gebruik van een loodconvector en dradenkamers stelt men twee of vier vlakke detectoren rond het project op, wat uiteraard niet langer een snede zal geven, maar een volledige ruimte. Dit heeft een aantal praktische voordelen : de patiënten moeten niet verplaatst worden, de positionering is niet kritisch bij de visualisatie van kleine lesions, het beeld is qua ruimtelijke resolutie isotroop in alle richtingen, enzovoort.

Al bij al is het dus niet evident welke machine de beste zou zijn. Er blijkt dus een noodzaak om verschillende ontwerpen te vergelijken op een objectieve basis (10).

Daartoe vergelijken we de specificaties van de twee ontwerpen. Een kleine tabel kan ons hierbij helpen. We specificeren voor elk ontwerp de typische haalbare ruimtelijke resolutie, het benodigd tijdsvenster (tijd waarin twee gebeurtenissen als "tegelijk" worden beschouwd), het maximum effectief telritme, de dode tijden, de zichtbare ruimtehoek en de insintrieke efficiëntie van de detectoren.

	Ringcamera	Dradenkamers
resolutie	8 mm	2-3 mm
benodigd tijdsvenster	5 ns	20 ns
max. eff. telritme	37 kHz	17 kHz
dode tijden	1 $\mu$ s	1 $\mu$ s
zichtbare ruimtehoek	$0.05 \times 4 \pi$	$0.63 \times 4 \pi$
efficiëntie (511 keV)	70 %	15 %

Deze cijfers kunnen natuurlijk variëren van machine tot machine, maar zijn toch qua grootte orde korrekt. Het is duidelijk dat men met dergelijke cijfers alleen niets kan beginnen. De vraag die men zich werkelijk moet stellen is : wat kunnen we zichtbaar maken en met welke machine doen we dit het best ? De onderzoeken op de VUB in het AZ wijzen uit dat dit sterk afhankelijk is van wat men zichtbaar wil maken. We kunnen dit kwantifiëren door een zichtbaarheidsoppervlak of -ruimte te definiëren. Dit is een grafiek in een drie- of vierdimensionale ruimte, met als assen de activiteit, de afmetingen van de te bestuderen lesie, het contrast van deze lesie met de achtergrond, het aantal beeld-elementen, en met als parameter een statische betrouwbaarheidsfactor. We kunnen dus een lesie in deze ruimte terugvinden als een punt. Als dit punt nu "boven" het zichtbaarheidsoppervlak ligt, dan is het statisch niet meer zichtbaar in het beeld. Als het punt echter "onder" dit oppervlak ligt is het wel zichtbaar. Voor de verschillende positron kamera's (en in principe voor elke beeldvormende machine) kan men nu zo'n oppervlak konstrueren. Voor de twee getallen die wij genoemd hebben snijden deze oppervlakken. Voor objecten aan de ene kant van die snijlijn zal de ene machine beter zijn, aan de andere kant is het de andere. De keus tussen de machines zal dus mede bepaald worden door de klinische aspecten.

**BIBLIOGRAFIE**

---

- [ 1 ] J. Drouet et.al. , DCENS/SPR/SRI/79-583.
- [ 2 ] W. Seelmann - Eggebert, G. Pfenning, H. Münzel - Karlsruher Nuklidkarte 1974 - Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe.
- [ 3 ] C.R.C. Handbook of Radioactive Nuclides - Y.Wang Ed. The Chemical Rubber Co (1966) p. 632.
- [ 4 ] Recknagel - Sprenger - Taschenbuch für Heizung und Klimatechnik, R. Oldenbourg München-Wien (1979).
- [ 5 ] R.H. Clark - The behaviour of Radionuclides Released to the atmosphere. National Radiological Protection Board U.K. NRPB L/151 (1979).
- [ 6 ] A. Bodeux - De windsnelheid en windrichting in België - Klimatologisch jaarboek voor 1978 (uitgave 1979). Koninklijk Meteorologisch Instituut van België.
- [ 7 ] G. De Backer, V.U.B.-Cyclotron : Operationele Microprocessor gestuurde Veiligheidskringen - Afstudeerwerk Licentie Veiligheidstechnieken - V.U.B. (1983).

RESUME.

Les débits de ventilation dans les alvéoles d'irradiation et les conditions de décharge de l'air contaminé ont été établis prenant en compte la production de  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$  et  $^{16}\text{N}$  due à des réactions à seuil et par la captation radiative des neutrons secondaires rapides par l'air dans des espaces sphériques. Les calculs montrent que l'extraction en série des alvéoles et de la casemate à un débit minimal résulte en une décharge réduite de radionuclides tandis qu'une augmentation du débit d'extraction après les irradiations permet un accès relativement rapide aux alvéoles. L'application d'un modèle d'émission Gaussienne aux conditions réelles du site permet d'évaluer la hauteur effective nécessaire pour la cheminée de décharge.

Toutes les conditions de bon fonctionnement de l'accélérateur, le contrôle d'accès aux alvéoles et la décharge des gaz contaminés sont gérés par un système de sécurité à microprocesseur.

Nous présentons également un résumé des possibilités d'application du cyclotron en médecine nucléaire, en physique et en chimie analytique.

ABSTRACT.

The ventilation in irradiation facilities and the conditions for contaminated air evacuation have been established, taking into account the production of  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$  and  $^{16}\text{N}$  due to threshold reactions and radiative capture of secondary fast neutron by air in spheric spaces.

Calculations show that the extraction in series from alveole and blockhouse at a minimal level results in a reduced evacuation of nuclides whereas an augmentation of the extraction rate after irradiation allows a relatively fast access to the alveole. The application of a Gaussian emission model to the true site conditions allows the evaluation of the necessary effective height of the evacuation chimney.

All the conditions for the good functioning of the accelerator, the control of the access to the alveole, the radioprotection and the evacuation of contaminated gases are managed by a microprocessor.

We also present a summary of the possible applications of the cyclotron in nuclear medicine, in physics and in analytical chemistry.