

REVUE BROWN BOVERI

Le bétatron

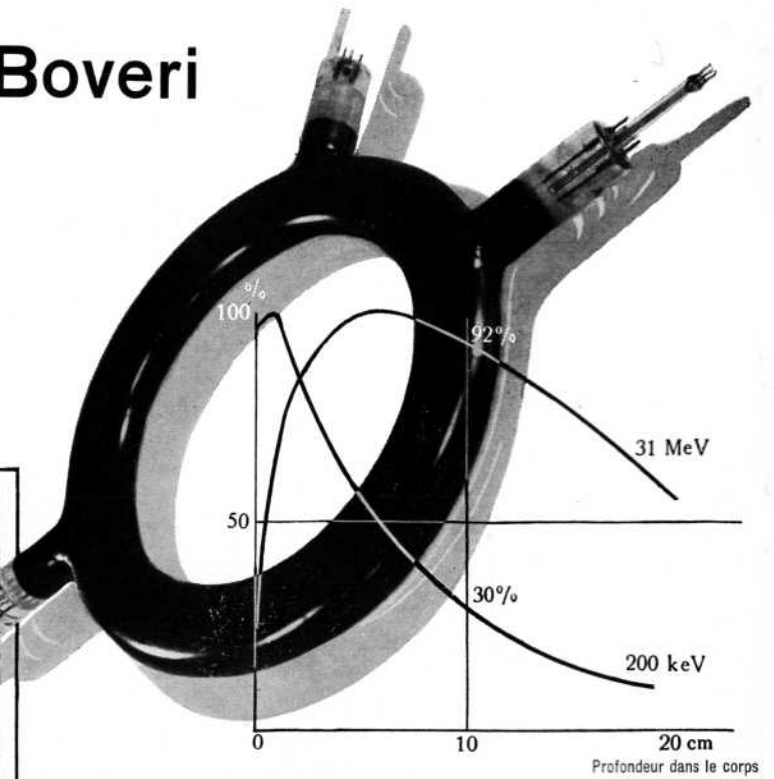
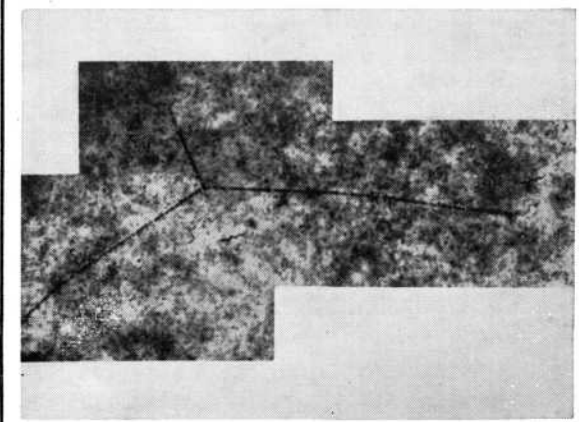
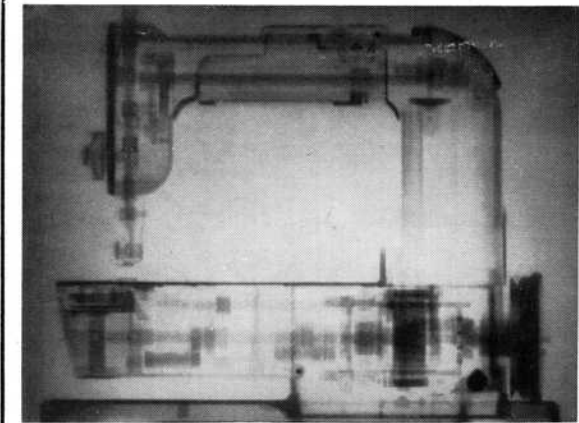
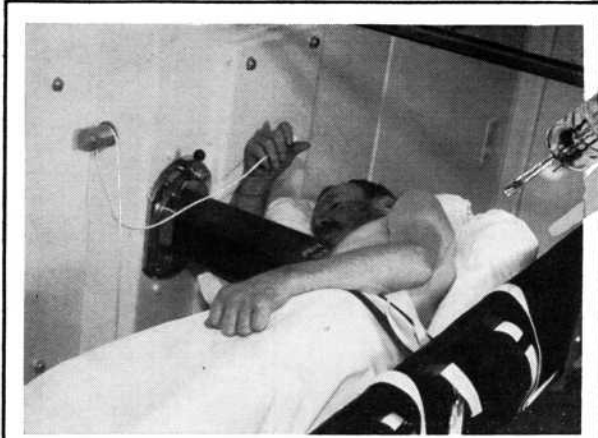


Aile ouest du nouvel hôpital cantonal de Zurich

On voit au premier plan la clinique de radiothérapie au sous-sol de laquelle est installé le premier bétatron du continent européen assurant un service de radiothérapie pénétrante.

Bétatron Brown Boveri de 31 MeV

70700-VI

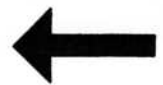


Courbe de la dose en profondeur



Thérapie pénétrante

Malade en cours de traitement



Radiologie industrielle

Radiographie d'une machine à coudre Elna



Recherches atomiques

Désagrégation d'un atome de carbone

**S. A. BROWN, BOVERI & CIE
BADEN**

REVUE BROWN BOVERI

PUBLIÉE PAR LA SOCIÉTÉ ANONYME BROWN, BOVERI & C^{IE} A BADEN (SUISSE)

CONCESSIONNAIRE POUR LA FRANCE: C^{IE} ÉLECTRO-MÉCANIQUE, 12, RUE PORTALIS, PARIS

TOME XXXVIII

SEPTEMBRE/OCTOBRE 1951

N^o 9/10

La Revue Brown Boveri paraît mensuellement.

La reproduction d'articles ou d'illustrations est permise, à condition de citer leur provenance.

Sommaire:

	Pages		Pages
Un béatatron de 31 millions d'électrons-volts	260	Effets biologiques des radiations ionisantes	292
Le béatatron de 31 MeV de l'Institut de radiologie de l'Université installé à l'hôpital cantonal de Zurich	273	L'utilisation de la radiation du béatatron en physique nucléaire	297
Adaptation du béatatron de 31 MeV à la thérapie. Problèmes de dosage et de protection	281	Sur l'examen macroscopique des métaux au moyen des rayons X de 31 MeV	301

NOUS nous faisons un plaisir de présenter aux lecteurs de notre Revue un nouveau domaine de notre activité industrielle: celui des *accélérateurs de particules*. On appelle ainsi des appareils capables d'accélérer, par l'intermédiaire de champs électriques et magnétiques, des particules élémentaires telles que des ions et des électrons et de leur communiquer une très grande énergie cinétique. Un des représentants les plus connus des accélérateurs de particules est le béatatron qui donne naissance à un courant d'électrons ayant une très grande vitesse. Dirigés sur une cible de platine, ces électrons provoquent l'émission d'une radiation ultra-pénétrante. Les applications de cette nouvelle source de rayons durs sont nombreuses et se rapportent principalement aux champs d'activité suivants:

- la radiothérapie pénétrante et en particulier le traitement des tumeurs malignes profondes;
- la radiographie industrielle et plus spécialement l'examen des grosses pièces de fer;
- les investigations de la physique nucléaire.

Il y a déjà plusieurs années que nous avons décidé d'étendre notre activité industrielle aux applications de la physique nucléaire moderne. La construction du béatatron est un premier pas dans cette direction. Etant donné son expérience dans le domaine des courants de haute fréquence et de l'électronique, comme aussi dans la construction de noyaux de transformateurs à tôles radiales, notre maison était particulièrement bien préparée pour mener à chef cette nouvelle entreprise. La construction du béatatron n'est pas fixée uniquement par des considérations physiques, technologiques et mécaniques, mais aussi par le mode d'utilisation de sa radiation. Le premier béatatron fabriqué dans nos usines a été installé à l'hôpital cantonal de Zurich. Il nous est particulièrement agréable de remercier ici le professeur H. R. Schinz, directeur de l'Institut de radiologie de l'Université de Zurich, pour la

hauteur de vue et la détermination qu'il a montrées, en décidant d'installer un béatatron, comme aussi pour l'aide qu'il nous a apportée à l'étude des problèmes pratiques d'application du béatatron à la radiothérapie pénétrante. C'est pourquoi nous nous faisons un plaisir de publier ici-même deux articles dus à la plume de spécialistes de l'institut qu'il dirige. Le premier article de M. G. Joyet, docteur ès sciences, chef du Laboratoire du béatatron et des isotopes, et de M. W. Mauderli, physicien, traite de l'adaptation du béatatron à la thérapie et des problèmes de dosage et de protection. Quant au second article, dû à Madame H. Fritz-Niggli, docteur ès sciences, il décrit l'effet des radiations pénétrantes sur la cellule vivante. M. H. Wäffler, docteur ès sciences, professeur à l'Université de Zurich, traite dans une troisième communication de l'utilisation du béatatron comme source de rayonnement en physique nucléaire.

Nos propres contributions à ce numéro spécial comprennent un article fondamental sur le principe et la technique du béatatron mis au point par notre maison, une description générale de l'installation de Zurich et une étude sur l'utilisation du béatatron en radiologie industrielle.

En publiant ce numéro spécial, nous avons voulu porter à la connaissance du monde technique et scientifique les résultats des recherches nouvelles que nous poursuivons depuis plusieurs années dans le calme du laboratoire. Nous avons jugé utile d'inclure dans cette publication des articles scientifiques qui vont bien au-delà de la description technique de l'installation que nous avons livrée, afin d'éveiller simultanément l'intérêt des milieux techniques et médicaux. Enfin, nous tenons à bien spécifier que notre maison est maintenant à même d'étudier et d'exécuter des installations de béatatron, de fournir tout le matériel qui s'y rapporte, tout en donnant des garanties fondées sur une technique appliquée pratiquement avec succès.

(MS 602)

P. Waldvogel (Dg)

Un béatron de 31 millions d'électrons-volts

621.384.61

L'auteur expose le principe du béatron et décrit brièvement un accélérateur de particules à deux faisceaux construit par la Société anonyme Brown, Boveri & Cie. Puis il passe en revue les propriétés particulières des rayons émis par la cible de cet appareil et les applications diverses auxquelles elles peuvent donner lieu.

Le béatron a été inventé dans les années de 1920 à 1930, mais ce n'est que vers 1940 qu'un prototype utilisable de cet appareil a été mis au point par l'Américain D. W. Kerst. L'objet du béatron est de donner à des électrons des vitesses telles que leur énergie cinétique atteigne plusieurs millions d'électrons-volts¹⁾. Les électrons ayant ainsi acquis une très grande énergie peuvent être envoyés hors du tube à vide et ils offrent aux ingénieurs, aux physiciens et aux biologistes la possibilité d'explorer de nombreux domaines de la science qui étaient inconnus jusqu'ici. Dans la plupart des cas, cependant, les faisceaux d'électrons accélérés sont dirigés sur une cible où ils donnent naissance à un rayonnement électromagnétique de très courte longueur d'onde. Ces rayons ont en effet une longueur d'onde qui est bien plus courte que celle des rayons X les plus durs connus à ce jour. La radiation émise par le béatron est donc extrêmement pénétrante et peut être utilisée avec profit dans tous les cas où il faut agir sur les couches profondes de la matière (radiothérapie pénétrante, examen de pièces métalliques de grande épaisseur, etc.).

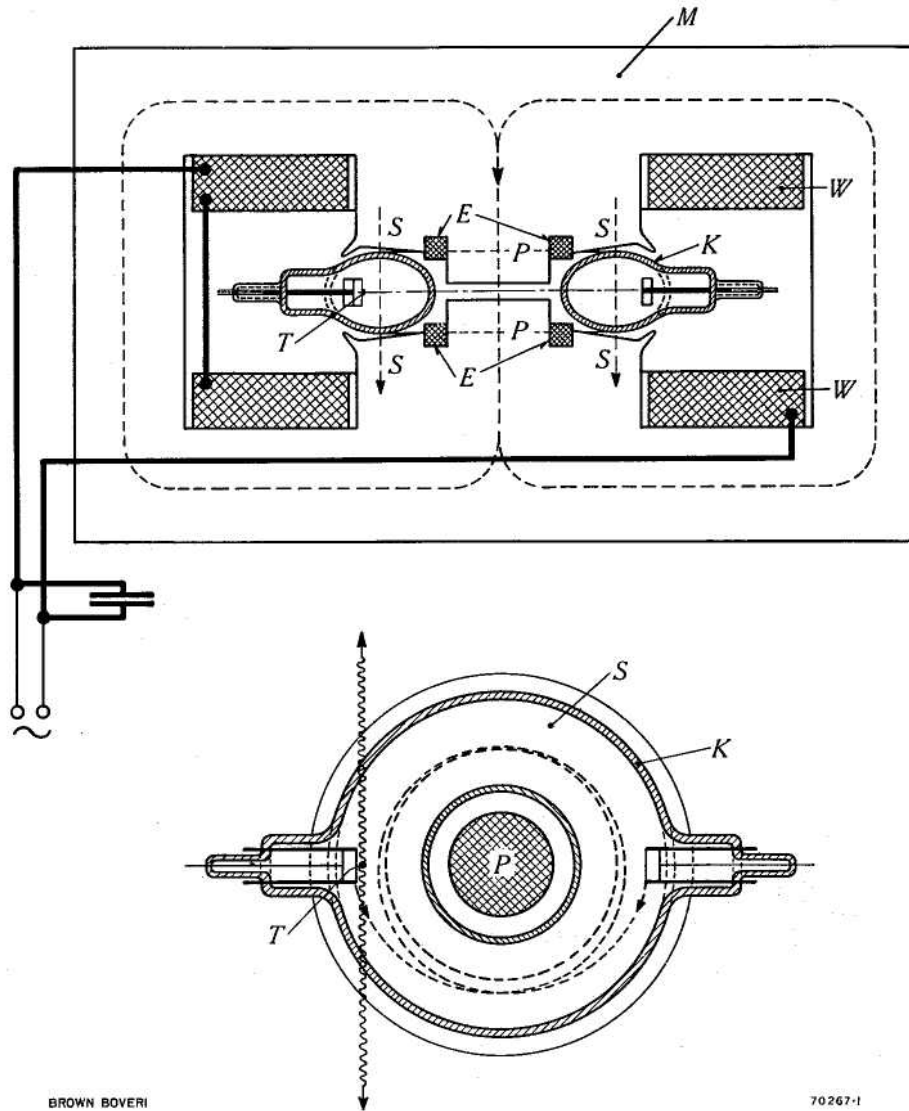
Le principe du béatron

La disposition de principe du béatron est représentée à la figure 1. Les enroulements d'excitation W sont alimentés par une source à tension alternative branchée en parallèle avec une batterie de condensateurs. Ils donnent naissance à un flux magnétique circulant dans le circuit M . La forme des pôles de ce circuit est telle qu'on peut considérer deux zones: une zone centrale,

¹⁾ L'énergie cinétique est souvent exprimée en électrons-volts (eV). Un électron-volt est égal à la variation de l'énergie d'un électron dont le potentiel varie d'un volt. Sa valeur est de $1,602 \cdot 10^{-19}$ joule. On utilise la même unité pour exprimer la valeur des quanta d'énergie émis sous forme de rayons X.

avec entrefer de faible épaisseur, constituant les pôles principaux P et une zone annulaire constituant les pôles de guidage S . Les électrons se meuvent dans une chambre à vide K , de forme toroïdale, qui est disposée entre les pôles de guidage et dans laquelle ils sont injectés par un canon à électrons à peu près parallèlement à l'axe circulaire de la chambre. Sous l'influence des forces électromagnétiques exercées par le champ (forces de Lorentz), les électrons décrivent une orbite circulaire autour de l'axe des pôles. En même temps, le flux magnétique alternatif est en train de croître et donne naissance à un champ électrique d'induction (champ rotationnel) qui accélère les électrons et les amène peu à peu au niveau élevé d'énergie cinétique qu'on désire obtenir. Si par exemple la force électromotrice moyenne correspondant à un tour (1,5 m de longueur) s'élève à 31 volts et si les électrons, dont la vitesse augmente graduellement pour atteindre à peu près la vitesse de la lumière, font 1 million de tours pendant le premier quart de période (1/200 s) durant lequel le champ s'accroît, les électrons acquièrent alors une énergie cinétique de 31 millions d'électrons-volts. On voit l'analogie qui existe entre le béatron et les transformateurs du type usuel. L'enroulement primaire et le circuit magnétique du béatron se différencient à peine de ceux d'un transformateur cuirassé, tandis que l'enroulement secondaire (à haute tension) de ce dernier est remplacé par la trajectoire des électrons qui se déplacent dans la chambre annulaire. Le béatron incarne en outre, d'une manière particulièrement claire, le principe fondamental des accélérateurs modernes de particules dans lesquels les particules élémentaires sont portées peu à peu à un niveau d'énergie cinétique élevé par l'action, sur un long parcours, de forces d'accélération dues à un champ dont l'intensité peut être assez faible. Désignons par B_i l'induction électromagnétique moyenne dans l'espace embrassé par l'orbite circulaire des électrons (voir fig. 2); l'intensité du champ électrique accélérateur est alors

$$E = \frac{1}{2\pi R_0} \frac{d\Phi}{dt} = \frac{R_0}{2} \frac{dB_i}{dt} \dots (1)$$



BROWN BOVERI

70267-1

Fig. 1. — Schéma de principe du béatron

- | | |
|----------------------------|--|
| M = circuit magnétique | E = enroulement provoquant l'extension de l'orbite |
| P = pôles principaux | K = chambre annulaire |
| S = pôles de guidage | T = cible (antecathode) |
| W = enroulement excitateur | |

selon la loi de l'induction. Lorsqu'un électron se déplace d'une longueur ds , son énergie s'accroît de la quantité

$$dU = Eeds = Eev dt = \frac{R_0}{2} ev dB_i \quad \dots (2)$$

Si nous introduisons pour la vitesse v des électrons, la valeur donnée par la théorie de la relativité¹⁾, nous obtenons

¹⁾ On sait que $v = c \frac{\sqrt{U^2 + 2U\varepsilon}}{U + \varepsilon}$ et $m = m_0 \frac{U + \varepsilon}{\varepsilon}$

où $\varepsilon = m_0 c^2 =$ énergie de l'électron au repos en électrons-volts

- $m_0 =$ masse de l'électron au repos
- $e =$ charge élémentaire de l'électron
- $c =$ vitesse de la lumière

nous après intégration la relation (3) entre l'induction B_i et l'énergie des électrons U

$$U = \sqrt{\varepsilon^2 + \left(\frac{ecR_0}{2} B_i\right)^2} - \varepsilon \approx \frac{ecR_0}{2} B_i - \varepsilon \quad \dots (3)$$

Nous avons admis pour établir cette relation qu'il y a à chaque instant concordance entre l'énergie des électrons et la valeur de l'induction B_i . Cela suppose naturellement que cette concordance existe déjà au moment où les électrons sont injectés dans l'orbite d'équilibre.

Le champ magnétique B_i qui s'établit entre les pôles de guidage doit être assez intense pour que la force magnétique F_m qui s'exerce sur les électrons soit égale

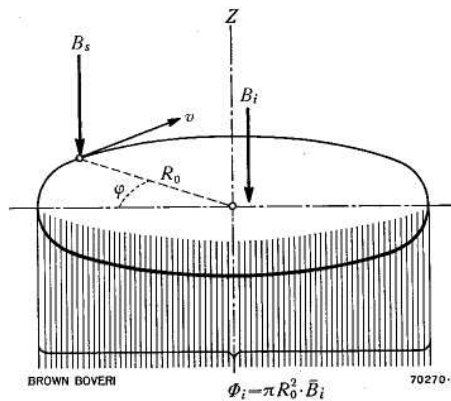


Fig. 2. — Orbite des électrons

Les trajectoires des électrons sont déterminées par les deux forces agissant sur eux: la force centrifuge et la force engendrée par le champ magnétique

- Z = axe de la machine
- B_i = induction du champ magnétique principal
- B_s = induction du champ magnétique de guidage
- v = vitesse des électrons
- R₀ = rayon de l'orbite d'équilibre
- Φ_i = flux d'induction

en chaque instant à la force centrifuge F_c due au mouvement circulaire. On a

$$F_m = e v B_s = \frac{m v^2}{R_0} = F_c \quad \dots (4)$$

En introduisant dans cette formule les valeurs de v et de m et en tenant compte de la relation (3), nous obtenons

$$B_s = \frac{1}{e c R_0} \sqrt{U^2 + 2U\varepsilon} = \frac{1}{2} B_i \quad \dots (5)$$

C'est la condition bien connue de fonctionnement du bétatron, qui peut s'énoncer ainsi: «L'intensité du champ magnétique de guidage doit être constamment égale à la moitié de la valeur moyenne du champ magnétique inducteur.»

Il est une seconde condition qui doit être remplie afin de ramener dans l'orbite d'équilibre définie par l'équation (5) les électrons qui s'en seraient écartés à la suite de perturbations ou d'écarts fortuits: «L'intensité du champ de guidage doit décroître quand on s'écarte du centre; cette diminution doit toutefois être moindre que l'augmentation du rayon.» Ceci étant, on peut montrer, à partir de l'équation (4), que les forces magnétiques radiales décroîtront plus lentement que la force centrifuge mv^2/R quand le rayon augmente. Si donc un électron se trouve en dehors de l'orbite d'équilibre, la force magnétique l'emportera sur la force centrifuge et l'équilibre se rétablira. D'autre part, la courbure des lignes de force du champ de guidage qui décroît vers l'extérieur crée, pour des électrons situés en dehors du plan de l'orbite

d'équilibre, une composante radiale du champ magnétique. Cette dernière engendre une force de rappel normale à ce plan. Il en résulte que si le champ de guidage varie proportionnellement à $\sqrt{R_0/R}$, les forces de rappel seront de même grandeur dans toutes les directions. Etant donnée la section elliptique de la chambre annulaire, il paraît cependant avantageux de faire en sorte que les forces de rappel soient plus grandes dans la direction de l'axe que dans la direction radiale.

Comme nous l'avons vu plus haut, les électrons sont lancés parallèlement à l'axe circulaire de la chambre annulaire, à chaque période, avec une certaine vitesse initiale. Cette dernière correspond, dans la machine qui nous occupe, à une énergie cinétique de 40 à 50 keV et comme l'orbite d'équilibre passant au centre de la chambre a un rayon de 24 à 25 cm, il en résulte, d'après l'équation (5), que l'induction B_s devra être de l'ordre de 30 gauss. Cette valeur étant inférieure à un centième de la valeur maximum de cette induction, les électrons devront donc être injectés aussitôt après le passage par zéro du champ. Au fur et à mesure de l'accroissement du flux magnétique, l'énergie cinétique des électrons en mouvement augmentera. Elle atteindra sa valeur maximum en même temps que le flux puis diminuera en tendant vers zéro dans le second quart de la période, sous l'influence de l'action retardatrice du champ électrique inverse dû au flux décroissant. C'est pourquoi si l'on veut tirer parti de l'énergie cinétique maximum acquise par les électrons il faut les dévier à ce moment-là de leur trajectoire et les diriger sur une cible où leur énergie donnera naissance à un rayonnement X. Pour ce faire, on fait passer dans les enroulements E (fig. 1) une impulsion de courant qui crée un flux supplémentaire Φ_E . Le flux central se trouve

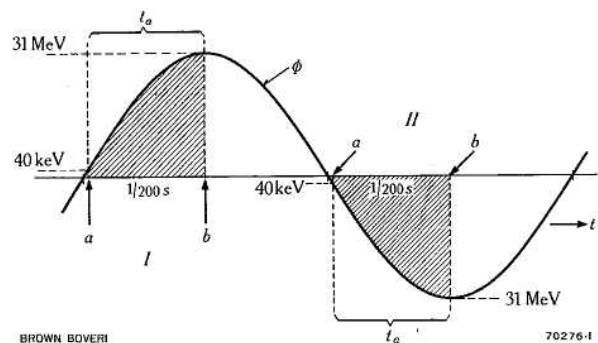


Fig. 3. — Diagramme montrant l'utilisation des deux alternances du flux pour former les deux faisceaux

- Φ = flux magnétique
- I = faisceau I
- II = faisceau II
- t_a = temps d'accélération
- a = injection des électrons
- b = extension de l'orbite

renforcé et le champ de guidage affaibli. Il en résulte une extension de l'orbite des électrons qui viennent frapper une cible disposée en dehors de l'orbite d'équilibre et qui produisent pendant un court espace de temps (10 à 15 μ s) une forte émission de rayons X.

Le béatron de 31 MeV comprend deux canons à électrons dirigés en sens inverses qui injectent à tour de rôle, à des intervalles de temps correspondant à une demi-période, les électrons dans la chambre annulaire (fig. 3). Les électrons se déplacent alternativement dans le sens des aiguilles d'une montre, puis en sens inverse, selon le sens du champ magnétique. Au point d'impact avec la cible, ils créent donc deux radiations directement opposées, constituées par des impulsions dirigées alternativement dans un sens et dans l'autre suivant la tangente à la trajectoire des électrons incidents. Ajoutons encore que les deux injecteurs d'électrons et partant les deux faisceaux de rayons X peuvent être réglés indépendamment l'un de l'autre.

La disposition constructive du béatron de 31 MeV

Les figures 4 et 5 donnent une vue d'ensemble du béatron. Le circuit magnétique comprend un noyau circulaire à tôles radiales dont les bords extérieurs sont soudés. Cette disposition, appliquée avec succès depuis quelque

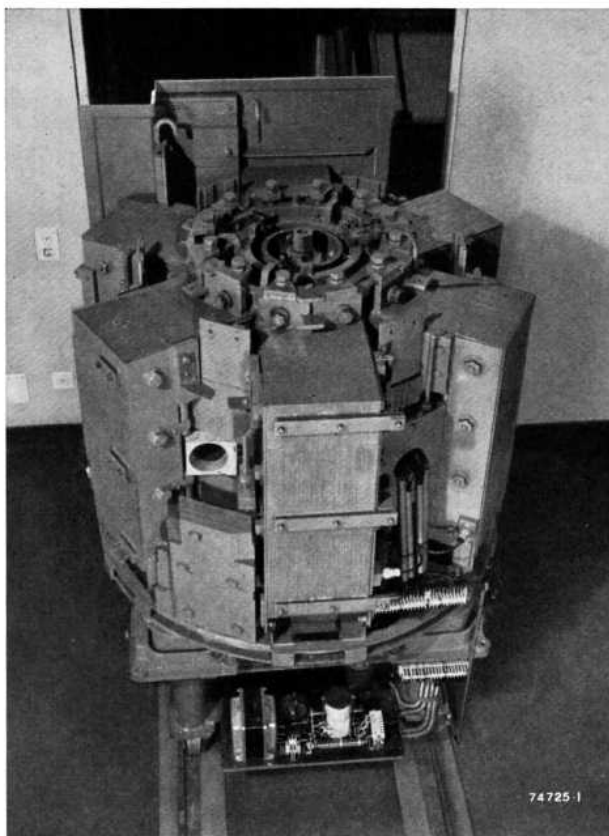


Fig. 4. — Vue du béatron montrant le noyau à tôles radiales entouré des six culasses fixées au moyen de solides cornières

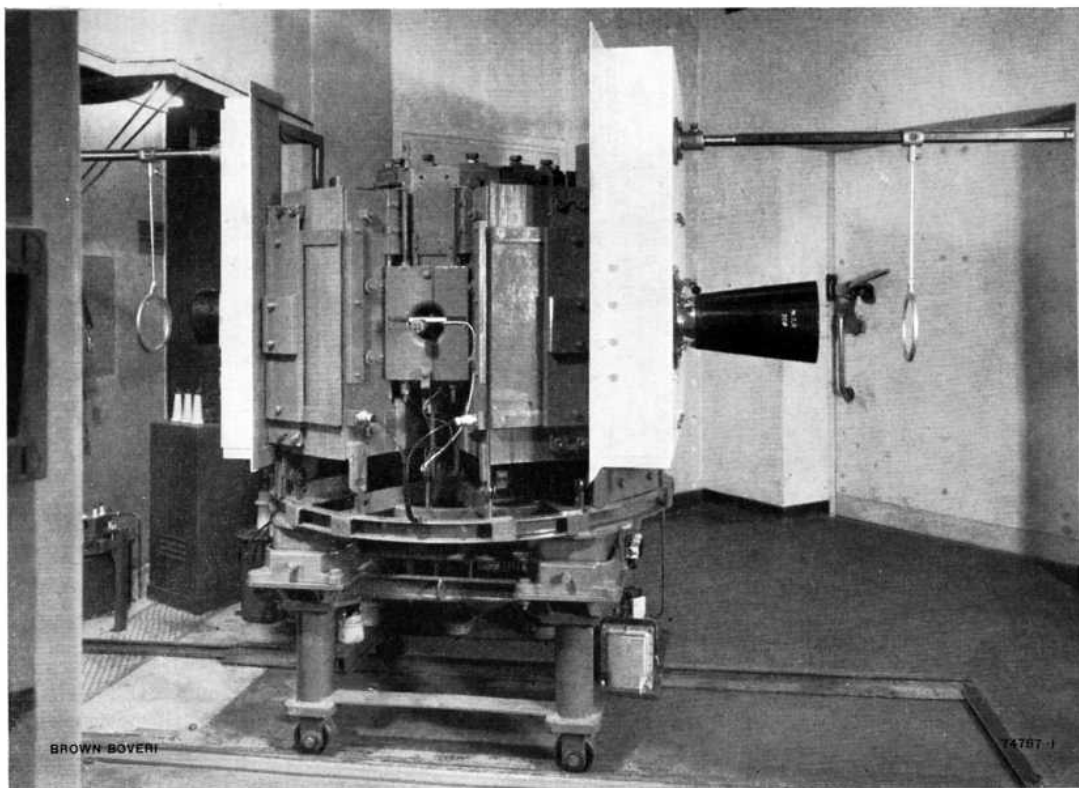


Fig. 5. — Le béatron avec ses deux parois de protection, les localisateurs circonscrivant le cône d'irradiation et les dispositifs de visée

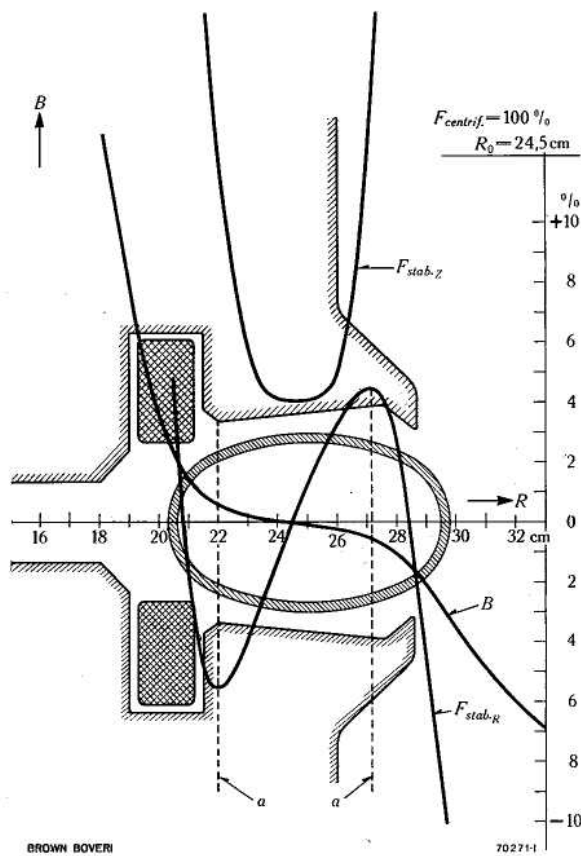


Fig. 6. — Coupe à travers les pôles de guidage du bétron et courbes, en fonction du rayon, de l'induction B et des forces stabilisantes F résultant de la composition des forces électromagnétiques et centrifuge

- a = orbites limites
 R = distance radiale à partir de l'axe de la machine
 F_{stab_z} = force de rappel axiale
 F_{stab_R} = force de rappel radiale

doze ans à la fabrication de nos transformateurs de puissance a également fait ses preuves dans le cas du bétron. Nous avons déjà signalé que les électrons doivent être lancés dans la chambre circulaire au moment où le champ magnétique est très faible. Il en résulte que de petites modifications locales dans la valeur des pertes dans le fer, pourraient influencer très fortement sur le fonctionnement de l'appareil¹⁾. Nous avons soumis notre dispositif à un contrôle serré au cours des trois dernières années et nous n'avons constaté aucune altération du circuit magnétique. Les six culasses fixées au noyau peuvent être facilement déplacées sur des galets lors du démontage, de sorte que le remplacement de la chambre circulaire peut s'effectuer en quelques heures.

¹⁾ Plusieurs publications signalent que des altérations des propriétés du circuit magnétique ont été observées sur des noyaux de transformateurs, de disposition autre que la nôtre, qui ont causé une forte diminution de la puissance.

Nous avons représenté sur la figure 6 une coupe à travers les pôles de guidage et la chambre circulaire de même que les courbes des forces de stabilisation mises en jeu par les phénomènes électromagnétiques et mécaniques. Les deux enroulements d'extension placés entre les pôles principaux et les pôles de guidage ont pour effet de modifier l'intensité du champ de guidage et de permettre ainsi de faire varier le diamètre de l'orbite des électrons.

Les enroulements d'excitation sont disposés en couches séparées par des canaux de ventilation. Les pertes totales dans le fer et dans le cuivre du bétron se montent à environ 8 kW. L'élimination de la chaleur est assurée par un ventilateur qui aspire l'air froid en le faisant passer de bas en haut à travers les enroulements et le noyau. Quant aux culasses, elles sont refroidies naturellement.

Les parties actives du transformateur sont fixées sur un châssis, lui-même supporté par quatre tubes métalliques. Des roues permettent de déplacer commodément l'appareil. La disposition choisie est telle que le plan médian de la chambre annulaire se trouve à une hauteur de 120 cm au-dessus du sol.

La chambre annulaire (fig. 7) comporte trois tubulures, soit deux pour les injecteurs d'électrons et une pour un getter qui est chauffé en permanence et absorbe les gaz résiduels. Quand le tube annulaire est en service, le getter concourt à améliorer constamment le vide très poussé de 10^{-6} mm Hg environ qui règne à l'intérieur de la chambre. Les parois intérieures de la chambre annulaire sont recouvertes d'un enduit conducteur, de façon que les électrons parvenant aux parois n'y accumulent pas des charges superficielles susceptibles de troubler le fonctionnement du tube, mais qu'ils soient au contraire dérivés vers la terre.

Notons encore la présence d'enroulements auxiliaires sur la surface même du tube, destinés à compenser les dyssymétries du champ magnétique et à diriger les électrons dans l'orbite moyenne.

Les électrons sont émis par une cathode à oxyde de baryum à chauffage indirect sous la forme d'un faisceau mince et étroit, focalisé par un cylindre de Wehnelt. Ils sont injectés à travers une anode dans la chambre annulaire. La cible est constituée par une petite plaque de platine, dont l'épaisseur dans le sens de la marche des électrons ne dépasse pas 1,5 mm; elle est fixée sur l'un des deux systèmes injecteurs. Les électrons viennent frapper la cible où ils sont ralentis ou arrêtés et perdent en moyenne la moitié de leur énergie cinétique qui est transformée en une radiation de Röntgen très pénétrante. Il eut été évidemment possible de prévoir une cible plus épaisse et d'utiliser ainsi toute l'énergie cinétique du faisceau. Ce faisant, nous aurions certainement augmenté

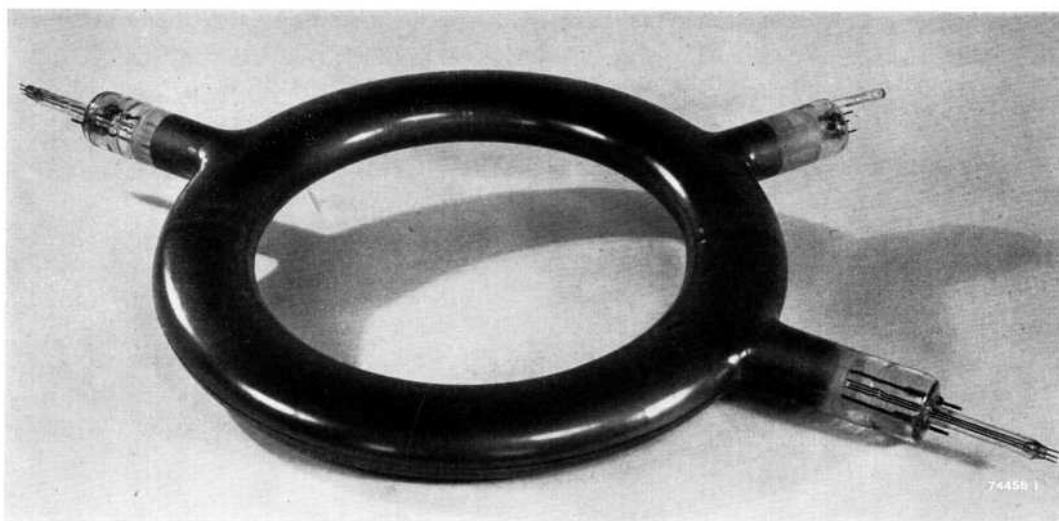


Fig. 7. — Chambre annulaire comportant deux injecteurs d'électrons et une troisième tubulure dans laquelle est logé un getter. Cette chambre à vide doit supporter une pression de 7 t. Elle est en verre spécial et a été soufflée dans un four à 750° C.

le rayonnement, mais l'accroissement de l'intensité aurait été faite avant tout au profit des rayons de grande longueur d'onde et de faible énergie. Ceci eut influencé défavorablement les qualités de pénétration du faisceau de rayons X, de sorte qu'il ne nous a pas paru judicieux de prévoir une cible de plus grande épaisseur.

Les rayons X quittent l'appareil presque dans la même direction que celle des électrons incidents. Les faisceaux qu'ils forment sont très concentrés, contrairement au faisceau relativement divergent des sources usuelles de rayons de 200 keV; pour une direction s'écartant de 3,3° seulement de l'axe du faisceau, l'intensité du rayonnement est déjà deux fois plus faible que dans l'axe. Les collimateurs limitant le cône de rayonnement doivent donc être montés avec une grande précision pour que l'axe du faisceau passe toujours par leur centre. Ces collimateurs (fig. 8 et 12) ont une forme tronconique, se fixent dans un alvéole de même forme dans lequel ils sont maintenus rigidement par un fort ressort. Comme ils se trouvent dans le champ magnétique de fuite des pôles de guidage, on en a constitué les parties massives par un matériau composé de grains de plomb noyés dans de la résine artificielle. Après durcissement de la résine, on obtient une masse homogène, très solide, dont 60 centièmes du volume sont constitués par du plomb et qui possède un bon pouvoir isolant. Les collimateurs ainsi constitués absorbent suffisamment les rayons X et empêchent la formation de courants de Foucault, qui pourraient perturber les champs magnétiques. On peut visser aux collimateurs des localisateurs en forme d'entonnoirs qui limitent la surface irradiée par les rayons X. Ces localisateurs sont particu-

lièrement utiles en radiothérapie et il suffit alors d'appuyer leur plaque terminale, choisie de grandeur appropriée, contre la partie du corps humain qu'on désire irradier. Il est en outre possible, au moyen d'un appareil de visée, pouvant être déplacé le long d'une barre fixée au-dessus

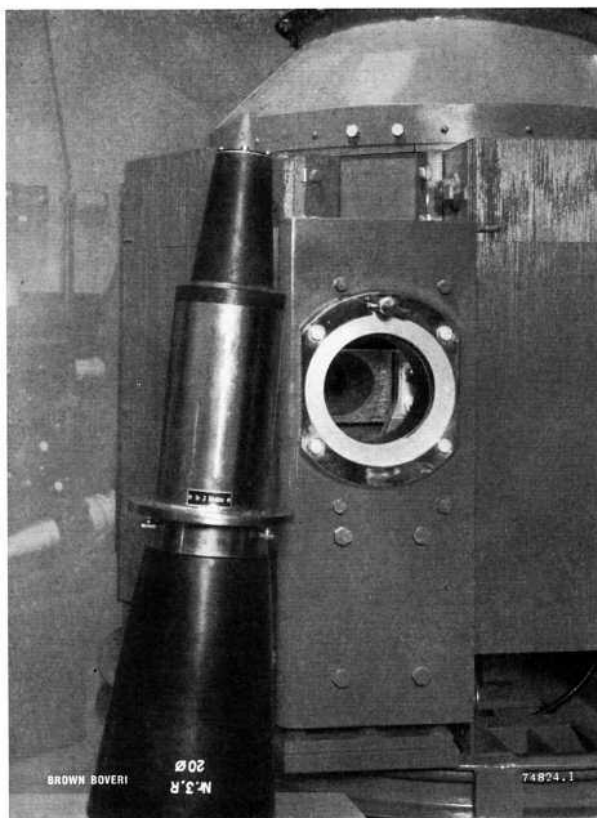


Fig. 8. — Collimateur et son alvéole de fixation

du champ d'irradiation, de déterminer avec exactitude la position de l'axe du faisceau, jusqu'à une distance de 1,6 m de la cible.

Injection des électrons et extension subséquente de l'orbite

Le lancement des électrons dans l'orbite d'équilibre est un des problèmes les plus délicats de la technique du béatron. Cette opération qui détermine en fait la puissance du transformateur, est encore peu connue en son essence. Les électrons quittant l'injecteur ont des directions et des vitesses différentes. Considérons tout d'abord les électrons qui sont lancés tangentiellement à la circonférence passant par l'injecteur. Il peut arriver: 1° que leur énergie cinétique soit telle qu'ils circulent sur cette circonférence et viennent se perdre en frappant l'injecteur après une révolution; 2° que cette énergie soit un peu plus faible: ils se mettent alors, sous l'action des forces de rappel, à osciller de part et d'autre d'une orbite de diamètre inférieur et finissent par venir également se jeter sur l'injecteur après quelques révolutions. On constate cependant que, sans même prendre de précautions particulières, le béatron fournit toujours une radiation d'une certaine puissance et ce fait a déjà donné matière à différentes explications. Nous supposons, en nous fondant sur nos essais, que l'évanouissement de la charge spatiale introduite dans la chambre annulaire, c'est-à-dire l'absorption de cette charge par la couche de graphite disposée sur les parois, peut favoriser le passage dans l'orbite d'équilibre d'une petite partie des électrons injectés.

En effet, la plupart des électrons lancés par l'injecteur ne remplissent pas les conditions nécessaires pour être entraînés dans l'orbite d'équilibre. Mais ils ne viennent pas immédiatement se poser sur la paroi intérieure du tube. Un grand nombre d'entre eux créent, de concert avec les électrons secondaires émis par les parois de verre, d'assez fortes charges spatiales localisées à l'intérieur de la chambre annulaire. Ces charges créent un champ électrique et exercent sur les électrons des forces dirigées vers l'extérieur. La disparition de ces forces lors de l'évanouissement de la charge spatiale ramène les trajectoires d'électrons vers l'intérieur du tube et amortit l'amplitude des oscillations radiales qui auraient pu se développer, de sorte que les électrons sont finalement entraînés dans l'orbite d'équilibre.

On peut favoriser l'acheminement des électrons suivant l'orbite d'équilibre et améliorer ainsi considérablement le

rendement de l'appareil en renforçant brusquement le champ magnétique, par exemple de 5 à 10%, au moment de l'injection. On réduit ainsi le diamètre des orbites et l'on oblige les électrons à décrire une spirale qui les conduit de l'injecteur vers l'axe circulaire de la chambre annulaire.

Nous avons représenté à la figure 9 le dispositif utilisé pour l'injection des électrons. Le courant magnétisant du transformateur passe dans un transformateur d'intensité 1 très fortement saturé et produit dans l'enroulement secondaire de ce dernier, peu après le passage du courant par zéro, une impulsion de tension à front très raide qui provoque l'amorçage du thyatron à hydrogène 2. Le condensateur 3 se décharge alors dans le circuit formé par le thyatron, la bobine d'inductance 4 et le transformateur d'impulsion 5. On obtient de cette manière dans l'enroulement 6 une impulsion de tension qui, en raison de la saturation du transformateur 5, a une forme particulièrement effilée, ne dure que 3 μ s environ et dont l'amplitude atteint 40 à 50 kV.

Un autre condensateur 7 se décharge simultanément dans le circuit en dérivation comprenant le transformateur d'intensité 8 dont le noyau est également très fortement saturé, de sorte que le courant secondaire diminue très

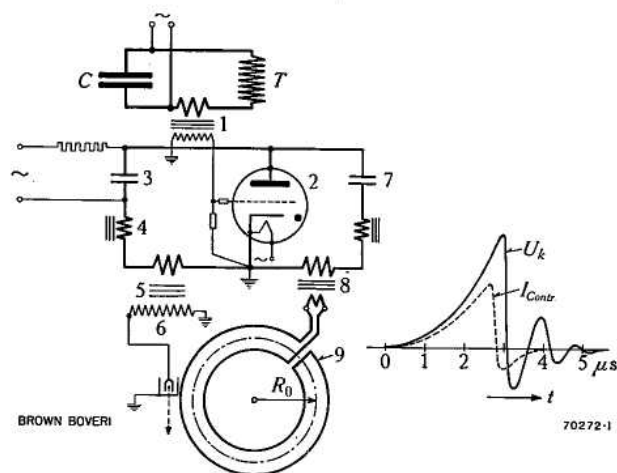


Fig. 9. — Schéma de principe de l'injecteur d'électrons

- 1 = transformateur d'intensité saturé
- 2 = thyatron
- 3 = condensateur
- 4 = inductance
- 5, 6 = transformateur d'impulsion
- 7 = condensateur du circuit provoquant le rétrécissement de l'orbite
- 8 = transformateur d'intensité
- 9 = enroulement provoquant le rétrécissement de l'orbite
- C = batterie de condensateurs
- T = enroulement excitateur du béatron
- U_k = tension d'injection des électrons
- I_{Contr} = courant provoquant le rétrécissement de l'orbite

rapidement après avoir atteint son maximum. Ce courant est utilisé pour alimenter deux bobines disposées à même de la chambre circulaire et qui produisent un champ magnétique antagoniste additionnel. Au moment où ce champ additionnel disparaît, les orbites des électrons se rétrécissent et se déplacent vers le milieu du tube en s'écartant de l'injecteur.

Les distances entre les pôles du béatatron sont choisies de telle sorte que la condition d'équilibre donnée plus haut

$$B_s = \frac{1}{2} B_i = \frac{1}{2} \frac{\int 2\pi RB dR}{\pi R^2}$$

soit remplie pour $R \approx 245$ mm.

Toutes les trajectoires situées à l'origine hors de l'orbite d'équilibre se rapprocheront peu à peu de cette dernière et, en raison des phénomènes perturbateurs, les électrons oscilleront radialement durant la période d'accélération de part et d'autre de cette ligne idéale. La méthode la plus simple pour assurer à la fin de la période d'accélération l'impact des électrons contre la cible consiste à modifier le rapport des valeurs de B_i et B_s . On obtient cet effet dans le béatatron de 31 MeV en envoyant une impulsion de courant dans les enroulements d'extension de l'orbite (E, fig. 1). L'intensité du courant circulant dans cet enroulement crée un champ électromagnétique additionnel qui renforce B_i et affaiblit le champ de guidage B_s . Il en résulte une extension de l'orbite des électrons jusqu'au moment de la collision avec la cible. Le dispositif d'émission des impulsions de courant provoquant l'extension de l'orbite est représenté à la figure 10. Les deux bobines d'extension, couplées en série, sont le siège d'une force électromotrice alternative d'environ 3 kV induite par le flux du transformateur. Cette force électromotrice est appliquée périodiquement aux bornes d'un condensateur par l'intermédiaire de deux thyratrons. La courbe de la tension aux bornes du condensateur montre que ce dernier se décharge et se recharge à chaque amorçage d'un des thyratrons. C'est le courant résultant de ce phénomène et dont la durée est déterminée par la capacité du condensateur et l'inductance des bobines qui crée le flux provoquant l'extension de l'orbite. La courbe supérieure de la figure 10 correspond à des conditions pour lesquelles l'extension se produit après un quart de période, c'est-à-dire lorsque l'énergie des électrons atteint son maximum. On peut faire varier l'instant d'amorçage des tubes en modifiant la tension de grille des thyratrons.

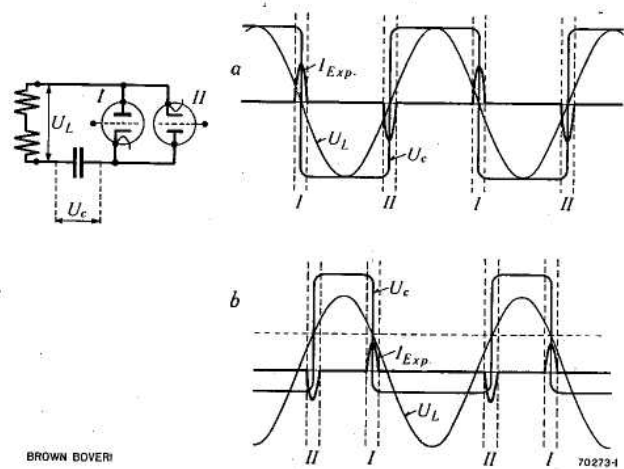


Fig. 10. — Schéma montrant le principe du dispositif provoquant l'extension de l'orbite des électrons

- a: extension après un quart de période, électrons de 31 MeV
 - b: extension après un sixième de période, électrons de 26 MeV
- $I_{Exp.}$ = courant dans la bobine provoquant l'extension

L'extension peut ainsi être effectuée plus tôt (par exemple après un sixième de période comme dans la courbe b) ou plus tard, à un moment où l'énergie des électrons est inférieure à sa valeur maximum. Nous avons donc en main une méthode commode pour régler l'énergie des électrons entre 31,5 MeV et quelques MeV. Ce qui se passe dans le dispositif que nous venons de décrire présente une grande analogie avec le phénomène des défauts à la terre intermittents dans les réseaux à haute tension. En effet, si l'amorçage survient après le passage par le maximum de l'énergie des électrons, il peut se produire, dans certaines conditions, des surtensions importantes. Nous avons donc été amenés à prendre des précautions spéciales afin d'éviter ce danger et, à titre de précaution supplémentaire, on a monté un limiteur de tension aux bornes de l'enroulement d'extension.

Propriétés et utilisation des rayons X engendrés par le béatatron

La presque totalité des rayons de Röntgen engendrés par le béatatron proviennent du ralentissement des électrons dans la cible. La masse d'un électron ayant acquis une énergie cinétique de 31,5 MeV est égale à environ 64 fois sa masse au repos. C'est pourquoi les électrons incidents sont très peu influencés par les électrons des atomes constituant la cible. Ce n'est que s'ils pénètrent au voisinage du noyau des atomes qu'ils peuvent être ralentis et déviés. Selon la quantité d'énergie cinétique transformée en rayonnement au moment de l'impact, il y a émission de

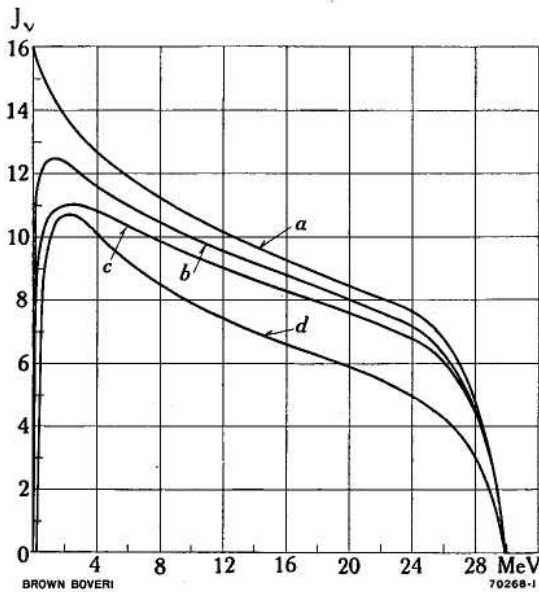


Fig. 11. — Répartition spectrale de l'énergie de la radiation du béatron

Courbe *a*: sans écran de filtrage
 Courbe *b*: avec écran d'aluminium de 10 mm
 Courbe *c*: avec écran d'aluminium de 20 mm
 Courbe *d*: avec écran de plomb de 5 mm

Comme le montre la courbe *d*, l'énergie moyenne de la radiation est sensiblement réduite par l'écran de plomb.

quanta de radiation dont l'énergie est maximum, c'est-à-dire de longueur d'onde minimum, ou de quanta d'énergie plus faible, donc de plus grande longueur d'onde. L'énergie de la radiation émise est donc répartie dans le spectre à peu près comme l'indique la figure 11. Cette répartition spectrale est aussi fortement influencée par l'épaisseur de la cible. L'épaisseur de 1,5 mm que nous utilisons correspond, pour les électrons de 31 MeV, au libre demi-parcours moyen des électrons dans le platine. Un grand nombre d'électrons traversent donc la cible et la quittent avec une énergie résiduelle pouvant aller jusqu'à 15 MeV. En utilisant une cible plus épaisse encore, on pourrait arrêter tous les électrons, ce qui aurait pour effet d'augmenter considérablement le rayonnement dans la partie du spectre correspondant aux valeurs faibles de l'énergie.

Les électrons traversant la cible peuvent également être déviés latéralement vers l'extérieur. Ils traversent alors les parois de verre de la chambre annulaire et se meuvent sur des trajectoires courbes dans le champ de fuite du transformateur. Une partie de ces trajectoires peut coïncider avec la direction générale du faisceau de rayons X. Comme il peut arriver que ces électrons produisent des effets secondaires perturbateurs, il faut qu'ils soient absorbés par les collimateurs limitant le champ de la radiation principale (voir fig. 12). Dans notre appareil,

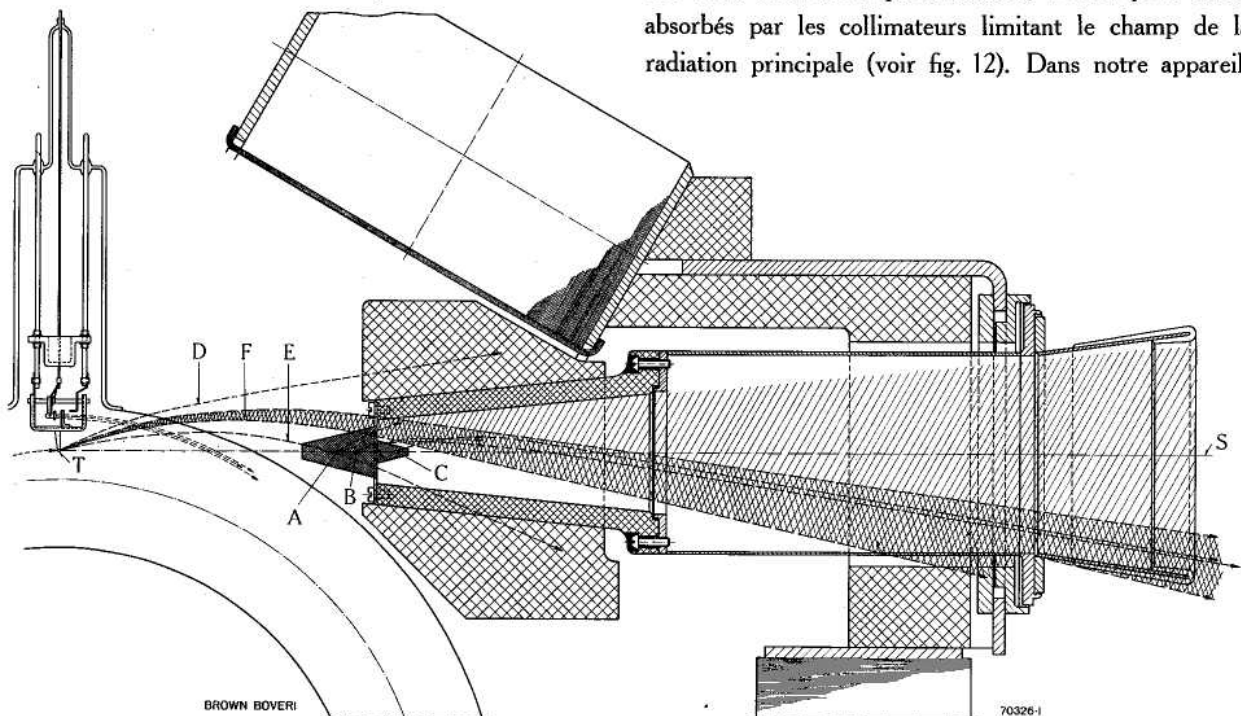


Fig. 12. — Coupe dans l'axe d'un des faisceaux du béatron

Le collimateur empêche les électrons de pénétrer dans le cône d'irradiation

T = cible
T-S = axe du faisceau d'irradiation
D, E, F = trajectoires des électrons de 10 MeV qui ont traversé la cible. Seuls les électrons *F* peuvent pénétrer dans le champ d'irradiation
A, B, C = trajectoires d'électrons diffusés par effet Compton dans le filtre égalisateur et dont l'énergie est respectivement de 3, 2 et 1 MeV

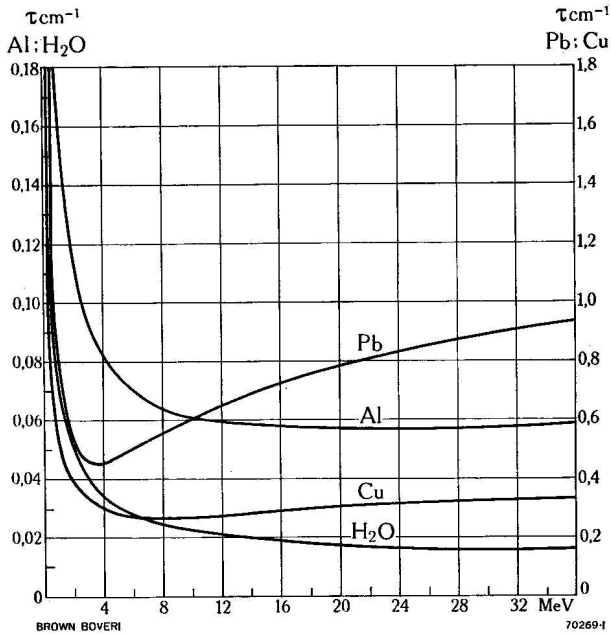


Fig. 13. — Les coefficients d'absorption de la matière en fonction de l'énergie des rayons (d'après W. Heitler)

la fraction de l'intensité totale du faisceau d'irradiation due aux électrons ne s'élève, dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire pour la plus grande ouverture du collimateur, qu'à quelques centièmes seulement.

Les rayons X de courte longueur d'onde¹⁾ sont très pénétrants et peuvent traverser des couches d'eau de grande épaisseur ou des plaques de fer atteignant jusqu'à un demi-mètre. Des courbes d'absorption des différentes matières en fonction de l'énergie de rayonnement sont représentées à la figure 13. Le coefficient d'absorption passe, comme on le voit, par un minimum qui se présente par exemple pour le cuivre vers 8 MeV. Ceci est dû à un nouveau phénomène qui apparaît lorsque l'énergie atteint des valeurs élevées: la formation de paires d'électrons. Les quanta de radiation dont la valeur est supérieure à 1,02 MeV peuvent disparaître complètement, au moment du choc avec un atome, en donnant naissance à une paire formée d'un électron négatif et d'un électron positif. Ce phénomène prend rapidement de l'importance, quand l'énergie du rayonnement croît et concourt ainsi à augmenter l'absorption des

¹⁾ La relation qui existe entre l'énergie U et la longueur d'onde λ des rayons X est la suivante:

$$\lambda = \frac{124}{U} \cdot 10^{-12} \text{ (unités: cm et MeV).}$$

Pour une énergie de 31 MeV, la longueur d'onde des rayons X est de $4 \cdot 10^{-12}$ cm; elle est donc seulement 7 fois plus grande que le diamètre «classique» de l'électron.

rayons X par un milieu. Il n'y a donc aucun avantage pour l'étude de la structure des métaux à augmenter encore l'énergie du rayonnement. Il n'en est pas de même dans l'eau et les tissus humains, pour lesquels le minimum de la courbe d'absorption correspond à 50 MeV environ. Dans ce cas, une augmentation de l'énergie au-delà de 31 MeV pourrait donc entrer en considération.

La figure 14 montre, pour différents niveaux d'énergie, comment varie l'intensité de rayonnement en fonction de la profondeur de pénétration dans l'eau. Il ressort de ces courbes que l'intensité du rayonnement de 200 keV diminue rapidement avec la profondeur. A 10 cm, l'intensité ne s'élève plus qu'à environ 30% de sa valeur à la surface du corps. On désigne en général la valeur de l'intensité à une profondeur de 10 cm par le terme de «dose profonde».

Si l'on désire irradier, par exemple, une tumeur cancéreuse à l'aide de rayons X, on cherche à obtenir une intensité maximum dans la zone malade, tout en sauvegardant dans la mesure du possible les tissus sains qui l'entourent. Comme le montre la figure 14, le traitement d'une tumeur profonde à l'aide de rayons X de 200 keV présente de sérieuses difficultés, car la peau et les tissus traversés par le faisceau avant la zone malade risquent toujours d'être attaqués. Si nous considérons maintenant la distribution en profondeur des intensités de la radiation

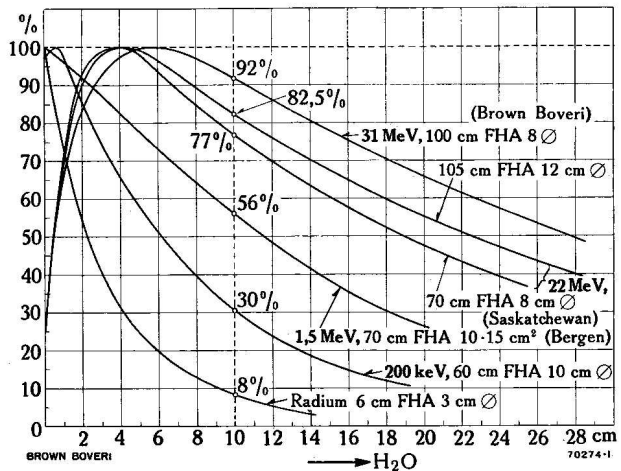


Fig. 14. — Courbes de variation de la dose suivant la profondeur dans l'eau pour différentes radiations

- Abcisse: épaisseur d'eau (cm)
- Ordonnée: intensité des rayons (%)
- FHA: distance foyer-surface de l'eau
- cm \varnothing : diamètre du champ d'irradiation à la surface de l'eau

On voit que la dose profonde, c'est-à-dire la dose à une profondeur de 10 cm, augmente avec l'énergie des rayons. En revanche la dose en surface reste faible

de 31 MeV, nous constatons que la courbe a une allure complètement différente¹⁾. La dose en surface, dans la zone d'incidence du faisceau, est relativement faible (25% environ), tandis que l'intensité maximum apparaît à une profondeur de 6 à 7 cm. La dose profonde (à 10 cm) atteint 92% environ et la dose de sortie, à l'endroit où le faisceau quitte le corps, est tombée à 60%. Aucune fraction des tissus sains n'est donc soumise à une dose dangereuse et il est possible, dans de nombreux cas, de réduire la dose globale irradiée dans le corps du patient à des valeurs beaucoup plus faibles qu'avec les installations usuelles de rayons X de 200 keV. La figure 15 permet de comparer les qualités des radiations du bétatron de 31 MeV et d'une source usuelle de rayons X de 200 keV produisant une même dose de rayonnement dans la zone malade. Il est nécessaire de considérer de plus près les phénomènes déclenchés dans les tissus par le rayonnement de même que la méthode de mesure appliquée, pour expliquer l'allure singulière de la courbe de variation de la dose en profondeur de la radiation du bétatron de 31 MeV. Les intensités de rayonnement ne sont généralement pas mesurées directement, comme une énergie, par exemple, mais indirectement en déterminant le pouvoir

¹⁾ Ces valeurs ont été mesurées dans un milieu solide dit « fantôme » composé de plaques isolantes, analogues à celles qu'on utilise dans la construction des transformateurs, puis rapportées aux valeurs qu'on aurait mesurées dans l'eau.

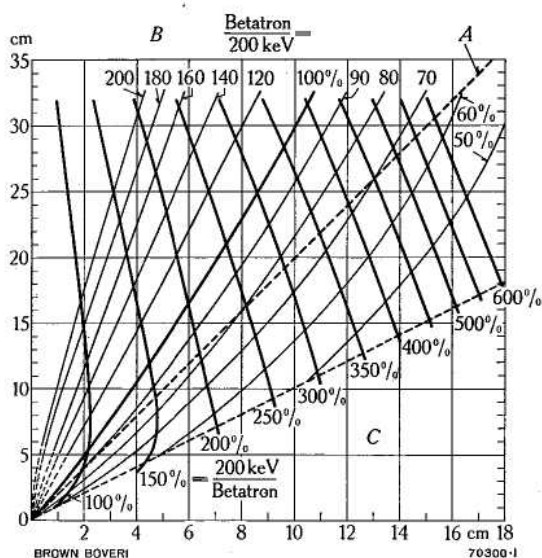


Fig. 15. — Radiothérapie pénétrante

Comparaison entre une source usuelle de rayons X de 200 keV et un bétatron de 31 MeV, sur la base d'une même dose irradiée dans la région malade.

Abscisse: distance entre la peau du sujet et la zone malade, en cm
Ordonnée: épaisseur des tissus traversés, en cm

A: milieu du corps irradié

B: rapport des doses irradiées dans la totalité du volume

C: rapport des doses superficielles maxima

ionisant de la radiation dans un volume d'air déterminé. L'unité de rayons X, le röntgen, est la quantité qui produit par ionisation dans un centimètre cube d'air à 0° et à la pression de 760 mm de Hg une conductibilité telle que la charge mesurée sous courant de saturation soit égale à une unité électrostatique, les électrons secondaires étant intégralement utilisés et l'effet de paroi étant éliminé. Cette définition choisie à l'origine pour définir le rayonnement relativement mou des sources de 200 keV ne paraît pas entièrement satisfaisante pour la radiation de 31 MeV et des propositions ont déjà été faites pour en demander une généralisation adéquate. En revanche, il semble que cette unité convienne bien à la mesure de l'ionisation provoquée dans les tissus et ceci indépendamment du genre de radiation utilisé.

Lorsqu'un faisceau de rayons X de 31 MeV frappe une substance quelconque, il donne une impulsion aux électrons des atomes qu'il rencontre et il change de direction. Les électrons ainsi projetés, dits électrons de recul, peuvent acquérir des énergies qui, dans le cas le plus favorable (choc axial entre le quantum et l'électron), sont presque aussi grandes que celles des rayons incidents, soit à peu de chose près 31 MeV. Les électrons de recul ont donc une grande force de pénétration et peuvent produire de nouvelles radiations capables de libérer à leur tour de nouveaux électrons et ainsi de suite. Le quantum de radiation incidente aura donc été à l'origine d'une avalanche d'électrons et d'ions qui se déplacent dans le sens du faisceau. Comme les appareils de mesure du rayonnement indiquent effectivement le nombre d'ions qui ont été formés, on voit immédiatement que l'intensité mesurée des rayons de 31 MeV doit croître avec la profondeur de pénétration. Cependant l'intensité des rayons est en même temps affaiblie par l'absorption des tissus de sorte que la courbe d'intensité s'élève d'abord, passe par un maximum puis retombe.

Quand on augmente l'énergie des rayons incidents, le maximum d'intensité se déplace en profondeur, phénomène éminemment favorable aux traitements profonds. Remarquons cependant que l'irradiation des tissus sains situés derrière la tumeur augmentera également de sorte que le gain obtenu ne sera plus très substantiel si l'on dépasse le niveau d'énergie de 31 MeV.

Nous avons vu plus haut que le faisceau du bétatron de 31 MeV était très concentré et que l'intensité des rayons formant un angle de 3,3° avec l'axe du faisceau était deux fois plus faible que celle des rayons centraux. Il est cependant nécessaire en radiothérapie pénétrante d'assurer une intensité uniforme sur toute la surface du champ d'irradiation. Pour ce faire, nous avons disposé devant le collimateur un filtre égalisateur en matière spéciale à base de

cuire qui réduit l'intensité du rayonnement dans l'axe du faisceau et assure ainsi une distribution uniforme de l'intensité. Comme l'effet Compton donne naturellement naissance à une assez forte émission d'électrons, il est nécessaire de placer ce filtre aussi près que possible de la chambre annulaire, pour que le champ de fuite du transformateur concoure à éliminer la plupart des électrons secondaires en déviant leur trajectoire et en les empêchant ainsi d'atteindre la surface irradiée. Il faut, pour la même raison, réduire autant que possible le champ d'irradiation et partant les dimensions du filtre. Indiquons à titre d'exemple que dans un champ d'irradiation de 20 cm de diamètre (à une distance de 1 m de la cible), la dose à la profondeur de 10 cm est de 89%, alors que dans un champ de 8 cm de diamètre, elle atteindrait 92% de l'intensité maximum. Un champ d'irradiation sans filtre égalisateur donne presque les mêmes valeurs de la dose profonde. On observera sur la figure 16 que la limite d'un faisceau de rayons de 31 MeV traversant un corps épais est extrêmement nette. Le film photographique a été placé entre deux plaques de matière isolante résocel (poids spécifique = 1,4) faisant partie d'un fantôme soumis à un champ d'irradiation uniforme de 8 cm de diamètre. Nous avons ainsi obtenu une coupe à travers le faisceau. La figure 17 donne une image de la distribution, dans un plan perpendiculaire à l'axe, de l'intensité des rayons d'un faisceau ayant traversé un filtre égalisateur et un collimateur.

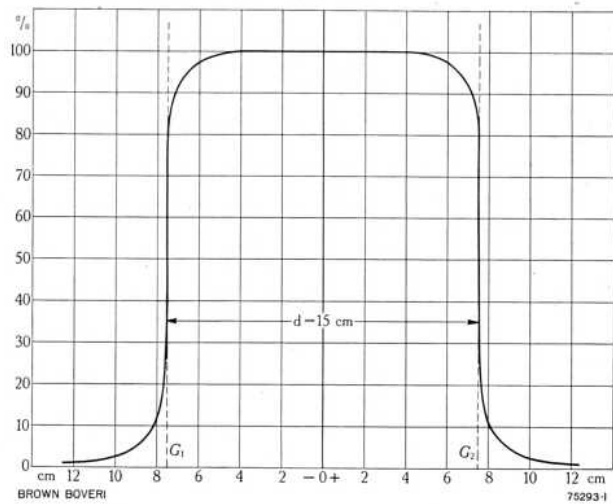


Fig. 17. — Distribution de l'intensité d'un faisceau de rayons X de 31 MeV dans l'air dans un plan normal à l'axe du faisceau

L'intensité a été déterminée par photométrie d'un film photographique exposé au faisceau. Les valeurs de la courbe sont des valeurs moyennes. Le diamètre du champ d'irradiation était de 15 cm et la distance de la cible de 75 cm.

Les rayons X de 31 MeV sont particulièrement indiqués pour l'examen de grosses pièces de fer, étant donné leur grand pouvoir de pénétration. L'épaisseur de fer qu'on peut étudier avec l'aide de rayons X d'une énergie de 200 keV ne dépasse pratiquement pas 8 à 10 cm. Il est possible en utilisant un béta-tron de 31 MeV de porter cette épaisseur à 50 cm au moins, sans que les temps d'exposition deviennent trop longs. Notons à titre d'indication sommaire qu'une augmentation de l'épaisseur du

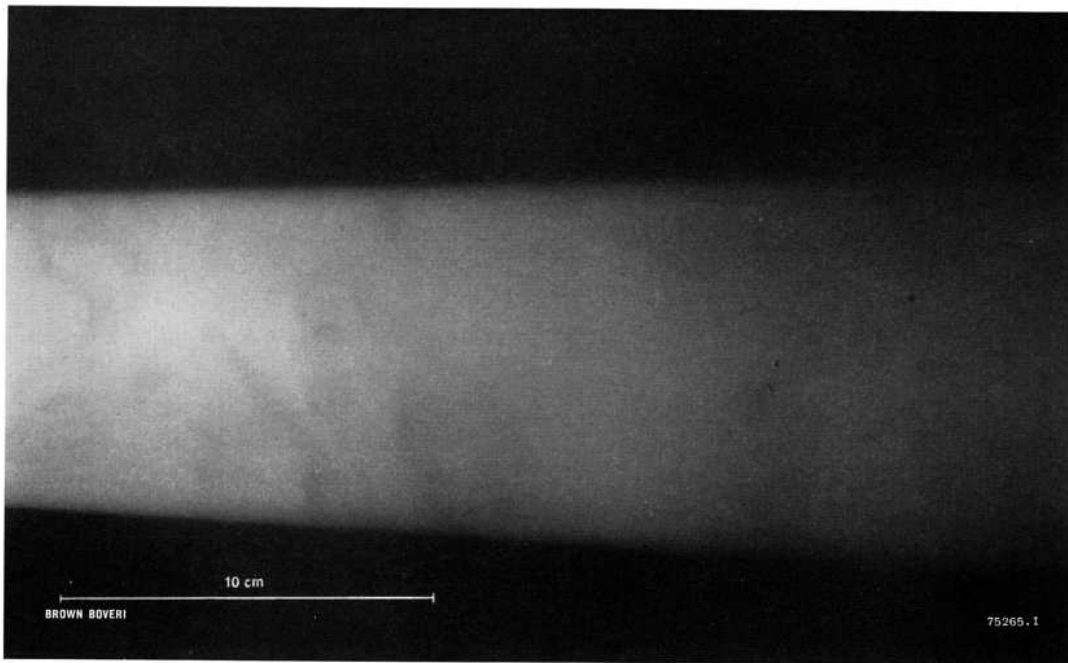


Fig. 16. — Coupe longitudinale d'un faisceau de rayons X de 8 cm de diamètre dans un isolant à base de papier (résocel, poids spéc. = 1,4) Noter la limite très nette du cône d'irradiation.

fer de 10 cm nécessite un temps de pose dix fois plus long. Il est possible de déceler sur la photographie des défauts dont les dimensions sont de l'ordre de 1% de l'épaisseur totale. Nous présentons à la figure 18 à titre d'application, la radiographie d'une machine de cuisine. Les petites dimensions de la cible expliquent la netteté de cette photographie. Ce bon résultat est dû également au fait que le rayonnement diffusé est relativement faible et qu'il emprunte en grande partie la même direction que le faisceau principal.

On peut éliminer facilement le rayonnement diffusé qui voilerait l'image en intercalant devant le film une plaque de plomb destinée à absorber les électrons de faible énergie.

Ainsi que nous venons de le voir, les rayons X de 31 MeV peuvent être utilisés aussi bien pour la radiothérapie pénétrante que pour la radiographie industrielle. Une augmentation encore plus poussée de l'énergie des électrons n'apporterait probablement aucune amélioration sensible en radiothérapie et elle diminuerait le pouvoir de pénétration du faisceau en radiométallographie. Il est également possible de dévier les électrons accélérés pour les faire sortir de la chambre annulaire et de les utiliser directement pour la radiothérapie. L'expérience acquise à ce sujet est cependant encore insuffisante pour pouvoir en juger objectivement et les possibilités de cette méthode

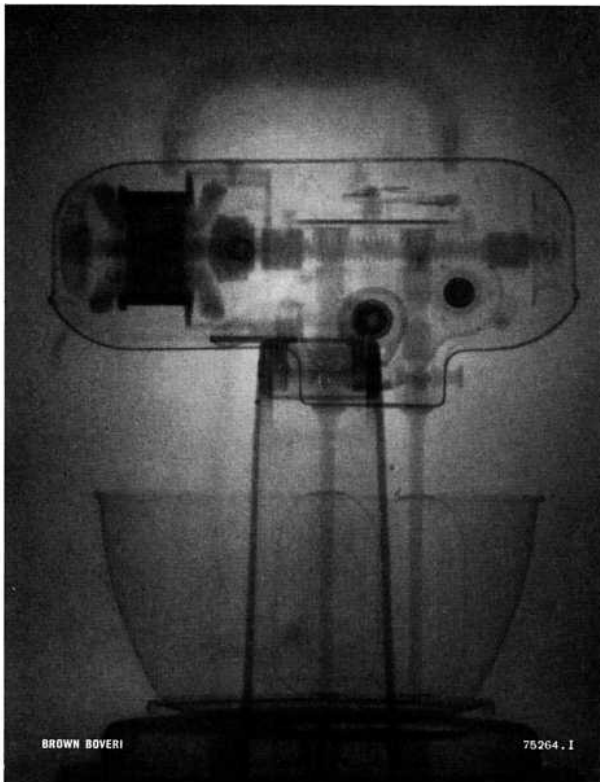


Fig. 18. — Radiographie d'une machine de cuisine obtenue au moyen d'un faisceau de 31 MeV

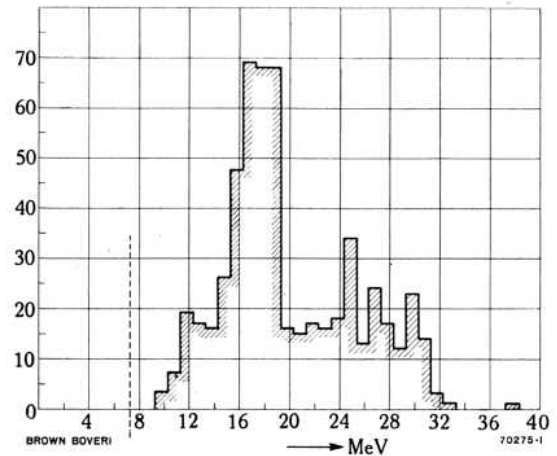


Fig. 19. — Répartition de l'énergie des particules résultant de la fission d'atomes de carbone

Abcisse: niveau d'énergie (MeV)

Ordonnée: nombre de fissions d'atomes de carbone pour 1 MeV

sont encore controversées. On espère cependant pouvoir améliorer la courbe de répartition de la dose en profondeur et en particulier faire décroître l'intensité des rayons atteignant les tissus sains situés derrière la tumeur. Il semble toutefois que la dispersion latérale des électrons et les rayonnements secondaires qu'ils peuvent provoquer doivent créer encore de sérieuses difficultés.

C'est un fait bien connu que les rayons X de haute énergie peuvent aussi être utilisés en physique nucléaire. Les quanta émis peuvent sous certaines conditions désintégrer les atomes et en expulser diverses particules. On crée ainsi des isotopes radioactifs artificiels. C'est l'expulsion d'un neutron de l'atome qui présente le moins de difficultés, mais l'expulsion de protons, de deutérons ou de particules alpha a déjà été réalisée. On peut provoquer également une fission des atomes lourds comme ceux de l'uranium ou du thorium. La figure 19 donne, à titre d'exemple, un diagramme permettant de déterminer l'énergie maximum de la radiation du béta-tron que nous avons décrit et qui est fondé sur la fission de noyaux de carbone en trois particules alpha¹⁾. Ce phénomène peut être observé sur une plaque photographique et la longueur des trajectoires des trois particules alpha permet de déterminer avec une bonne précision les énergies correspondant aux quanta de différentes longueurs d'onde. Les mesures ont montré que l'énergie maximum du rayonnement s'élève à $31,5 \pm 0,5$ MeV et qu'elle correspond donc très bien à la valeur de l'énergie calculée à partir de l'intensité du champ électromagnétique de guidage.

(MS 562)

R. Wideröe (Dg)

¹⁾ Essais effectués par V. L. Telegdi et M. Eder à l'Institut de physique de l'École polytechnique fédérale de Zurich. Voir aussi fig. 3, p. 300.

Le béatron de 31 MeV de l'Institut de radiologie de l'Université installé à l'hôpital cantonal de Zurich (Prof. H. R. Schinz)

621.384.61 (494)

Le béatron de 31 MeV à double faisceau, installé à l'hôpital cantonal de Zurich, est utilisé principalement pour le traitement du cancer; on l'utilise en outre pour des travaux de recherche dans le domaine de la biologie et de la physique ainsi que pour la radiologie de matériaux. Il a fallu tenir compte de ces emplois multiples dans la disposition de l'installation ainsi que dans les mesures de protection. Ces questions sont traitées ici brièvement du point de vue du constructeur.

Le prototype du béatron de 31 MeV à double faisceau construit par la Société anonyme Brown, Boveri & Cie a été installé à l'hôpital cantonal de Zurich. L'installation

est en service depuis le mois d'avril 1951 et est utilisée principalement pour l'irradiation de tumeurs cancéreuses profondes de types divers. On ne pourra juger objectivement du succès de ce genre de traitement qu'après quelques années, comme d'ailleurs de toute radiothérapie; cependant les résultats obtenus sur 60 malades durant les six premiers mois sont très encourageants. L'installation est utilisée en outre pour de nombreuses expériences de biologie et de physique.

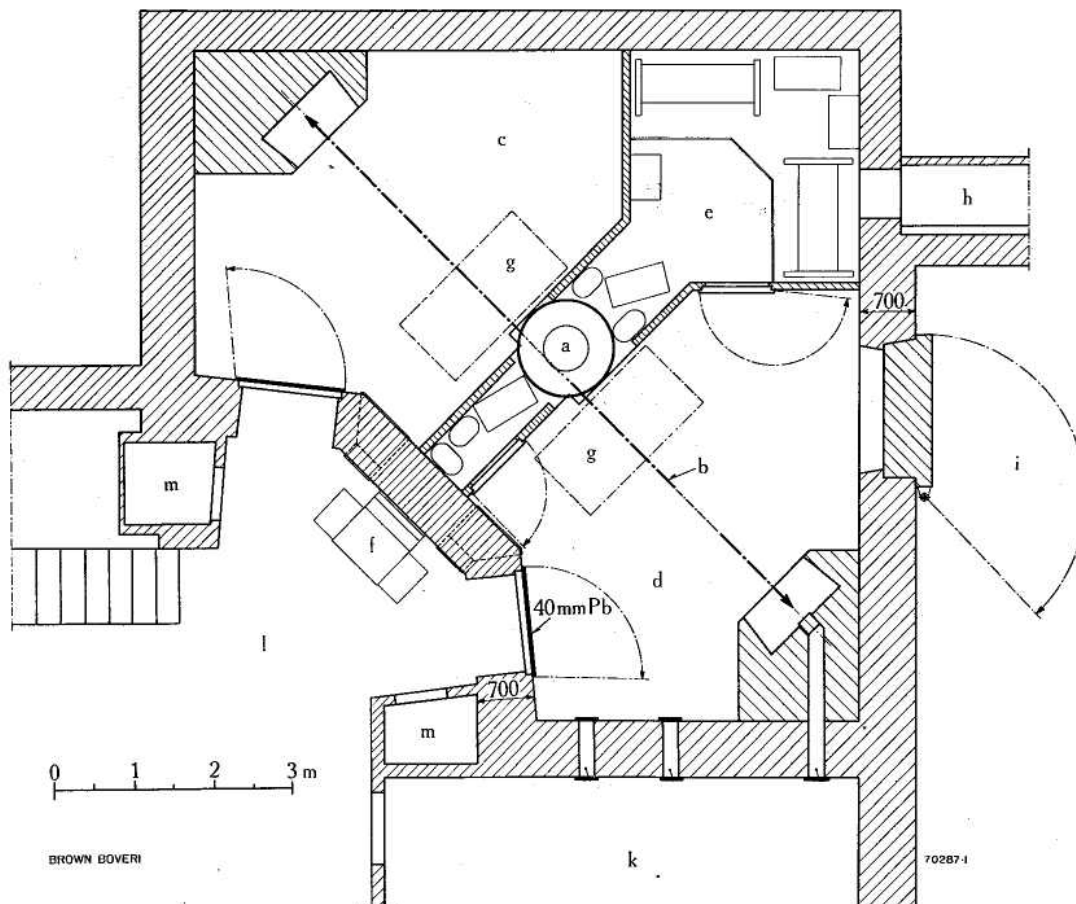


Fig. 1. — Disposition de l'installation du béatron de 31 MeV à l'hôpital cantonal de Zurich

- | | | |
|-----------------------------------|-----------------------------|----------------------------|
| a = béatron | e = local de l'appareillage | i = garage |
| b = axe des faisceaux | f = pupitre de commande | k = laboratoire |
| c = salle d'irradiation de gauche | g = table d'irradiation | l = local de commande |
| d = salle d'irradiation de droite | h = canal de ventilation | m = cabine de déshabillage |

1. Disposition de l'installation

Lors de l'étude de la disposition de l'installation, il a fallu tenir compte des diverses utilisations du béta-tron qui peuvent se résumer comme suit:

- a) Röntgentherapie. Comme c'est là le but essentiel de l'installation, les deux faisceaux de l'appareil doivent pouvoir être utilisés simultanément et indépendamment l'un de l'autre pour le traitement des malades.
- b) Recherches biologiques.
- c) Travaux de physique: production d'isotopes radioactifs, photographies de trajectoires de particules ionisantes au moyen de la chambre à détente de Wilson, étude de transmutations nucléaires à l'aide de plaques photographiques spéciales, mesures d'absorption, etc.
- d) Contrôle de matériaux: radiographies de pièces lourdes et d'objets ayant de grandes différences d'épaisseurs.

Pour que le service de l'hôpital et les travaux de recherches ne se gênent pas mutuellement, l'installation a été placée au sous-sol du nouvel Institut de radiologie et est

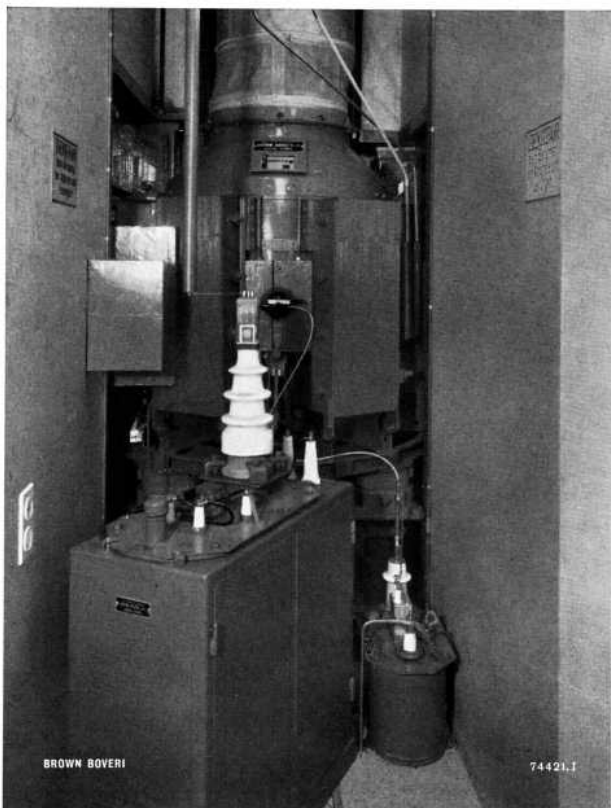


Fig. 2. — Partie du local de l'appareillage
Au fond, le béta-tron, au premier plan le générateur d'impulsions pour le faisceau de gauche

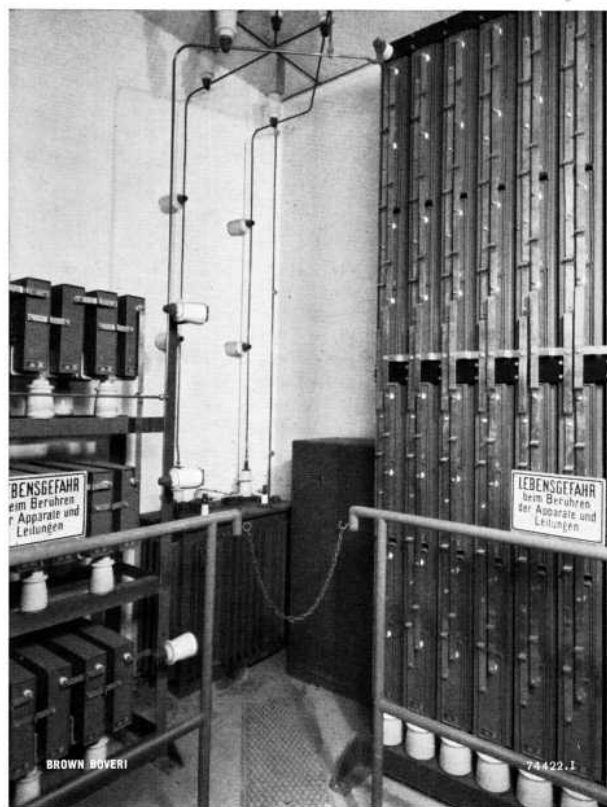


Fig. 3. — Local de l'appareillage avec la batterie de condensateurs, le transformateur à 380/6000 V et le dispositif provoquant l'extension de l'orbite

ainsi nettement séparée des autres services. Cette disposition permet de transporter directement les pièces lourdes du garage à la salle d'irradiation, sans qu'il soit nécessaire de traverser les autres locaux de l'Institut, ni l'antichambre donnant accès à l'installation. Le choix du sous-sol avait une autre raison importante, à savoir la protection contre les rayons de 31 MeV qui à cause de leur grand pouvoir de pénétration posait un problème important; celui-ci a pu ainsi être résolu de la façon la plus simple.

La figure 1 montre la disposition de l'installation. Le béta-tron lui-même est situé au centre, entre les deux salles d'irradiation, dans un local spécial (fig. 2 et 3) qui contient également tout le matériel accessoire et notamment le transformateur d'alimentation, les batteries de condensateurs, l'armoire de l'appareillage, le groupe des générateurs d'impulsions et le dispositif provoquant l'extension de l'orbite. Comme le béta-tron est entièrement caché, seuls les localisateurs délimitant le champ d'irradiation (fig. 4) sont visibles des salles de traitement. Il a fallu adapter la forme du local de l'appareillage pour que la distance séparant la source des rayons du malade soit aussi petite que possible afin de réduire au minimum les temps d'irra-

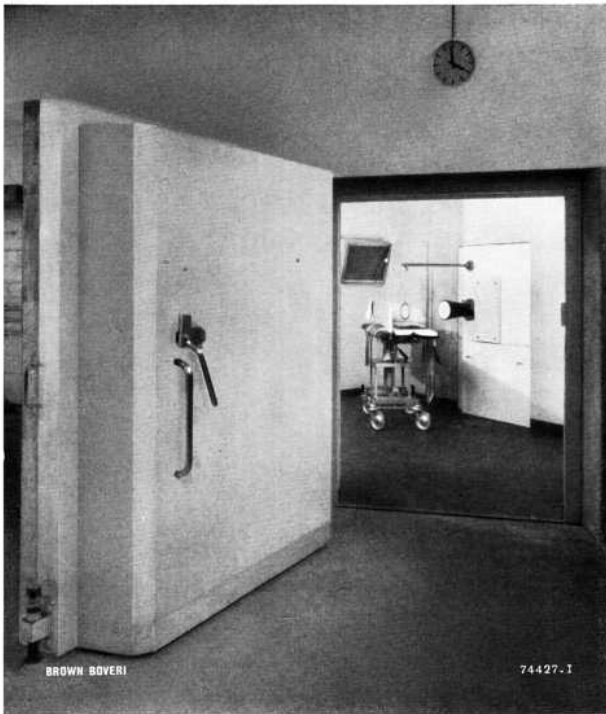


Fig. 4. — Salle d'irradiation de droite vue depuis le garage

On voit, au premier plan, la porte en béton qui pèse 7 tonnes et au fond, au-dessus de la table d'irradiation, la fenêtre permettant d'observer le malade pendant le traitement

diation; en effet, l'intensité des rayons X diminue en fonction du carré de la distance lorsqu'on s'éloigne de

la cible. Avec cette disposition, on a pu réduire à 75 cm la distance minimum entre la peau du patient et la cible.

Comme le bétatron fonctionne souvent d'une façon ininterrompue pendant des heures et parfois pendant des jours, en particulier lors de travaux de physique, il a été nécessaire de refroidir par ventilation le transformateur dont les pertes dans le fer et dans le cuivre s'élèvent à environ 8 kW. L'air aspiré dans le local de l'appareillage parcourt les parties internes du bétatron et refroidit l'enroulement d'excitation, les enroulements d'extension de l'orbite et le noyau du transformateur. La canalisation du ventilateur est visible dans la partie supérieure de la figure 2 qui montre la disposition du bétatron dans le local d'appareillage. Au premier plan se trouve le générateur d'impulsions qui doit produire les impulsions de tension d'environ 50 kV pour l'injection des électrons et les impulsions de courant synchronisées qui ont pour effet de réduire le diamètre de la trajectoire des électrons pour les amener dans l'orbite d'équilibre. L'expérience a prouvé que les six culasses du transformateur n'ont pas besoin d'être refroidies artificiellement.

Toute l'installation peut être réglée du pupitre de commande installé dans l'antichambre. Un ascenseur conduit de la clinique radiothérapique à ce local.

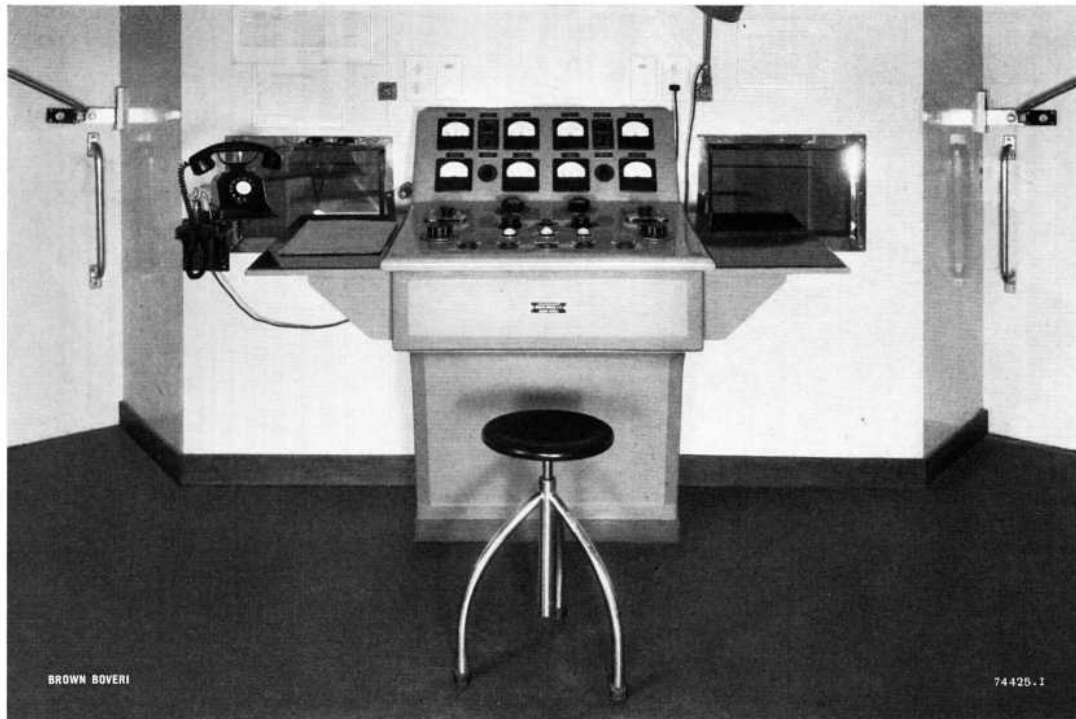


Fig. 5. — Pupitre de commande, fenêtre d'observation et portes de plomb conduisant aux salles d'irradiation

2. Mesures de protection

Protection du malade contre les radiations

Comme les rayons émis par la cible du bétron, avec leur énergie maximum de 31 MeV, sont extraordinairement pénétrants, la protection du malade exige une attention toute particulière afin que les doses du rayonnement latéral qu'il reçoit en dehors du champ d'irradiation soient inoffensives. On peut se faire une idée du pouvoir de pénétration de ces rayons en considérant l'épaisseur de différentes matières qu'il faut pour réduire leur intensité de moitié. Ces épaisseurs sont: pour le plomb 14 mm, pour le fer 32 mm, pour le cuivre 50 mm, pour le béton environ 140 mm. Dans certaines zones, les culasses et le noyau du transformateur absorbent le rayonnement et il suffit de quelques centimètres de plomb pour assurer une protection satisfaisante. Cependant, dans le voisinage immédiat du champ d'irradiation, il a été nécessaire de prévoir des plaques de plomb de 18 cm d'épaisseur. Ces précautions ont nécessité l'emploi d'environ 1,5 tonne de plomb, et ont permis de réduire la dose du rayonnement répartie sur le malade en dehors du champ d'irradiation, lorsque les deux faisceaux sont en service, à moins de 1‰ de la dose de traitement, c'est-à-dire à une valeur tout à fait inoffensive, au point de vue biologique. Le rayonnement non absorbé par le corps du malade représente à peu près la moitié du rayonnement incident; il parvient dans une cavité de la paroi située dans le prolongement du faisceau et destinée à le capter. Les rayons diffusés dans une direction formant un angle de 90 à 145° avec celle du faisceau sont ainsi arrêtés par le béton. Les rayons diffusés sous un angle plus grand et qui retombent partiellement sur le malade ne représentent que le 0,05‰¹⁾ de la dose thérapeutique, ce qui est tout à fait négligeable du point de vue biologique.

Protection des locaux voisins

Le rayonnement pénétrant dans les locaux voisins est, d'une part, le rayonnement latéral très dur émis par la cible et, d'autre part, celui qui est diffusé par le malade et les murs. La protection contre ce rayonnement diffusé est relativement facile car l'énergie de ces rayons, dus surtout à l'effet Compton, est très réduite de même que leur

¹⁾ Cette valeur nous a été indiquée par M. G. Joyet, chef du Laboratoire du bétron et des isotopes de l'hôpital cantonal de Zurich (voir p. 289 du présent numéro).

pouvoir de pénétration. Par exemple, l'énergie moyenne du rayonnement du bétron diffusé dans une direction formant un angle de 120° avec le faisceau n'est plus que de 0,35 MeV et l'épaisseur de plomb nécessaire pour réduire l'intensité de moitié est de 2 mm alors qu'il faut 14 mm pour la radiation primaire.

La dose de rayons X mesurée dans le garage de l'hôpital situé à côté de la salle de traitement de droite n'est que de 0,5 mr/heure; ce n'est qu'une petite fraction de la nouvelle dose de tolérance admise selon une entente internationale qui est de 6,25 mr/heure. Ces bons résultats ont été atteints grâce au fait que la radiation directe est absorbée par une épaisseur de béton de 2,1 m et qu'on a prévu un mur de béton de 70 cm pour absorber le rayonnement diffusé et le rayonnement latéral qui est déjà très affaibli par les plaques de plomb fixées au transformateur. La porte séparant le garage de la salle d'irradiation est en béton massif; son épaisseur est de 60 cm, son poids d'environ 7 tonnes (fig. 4). Les locaux situés au-dessus de l'installation sont protégés par un plafond en béton armé de 50 cm d'épaisseur qui suffit pour réduire l'intensité à 1/50 de la dose de tolérance. Enfin, d'importantes précautions ont été prises en ce qui concerne la protection du personnel de service. Le pupitre de commande est derrière un mur de béton de 70 cm d'épaisseur, en partie renforcé par du plomb. Les portes entre le local de commande et les salles d'irradiation sont en plomb de 4 cm d'épaisseur et pèsent chacune 1,5 tonne. On a construit un système périscopique²⁾ ayant deux miroirs parallèles afin de pouvoir observer les malades du local de commande. Grâce à ce système, le rayonnement latéral ne peut parvenir dans le local de commande qu'après avoir été réfléchi deux fois, il est donc considérablement affaibli. Grâce à ces mesures, la dose reçue par le personnel desservant le pupitre de commande est inférieure à la moitié de la dose de tolérance, même lorsque les deux faisceaux sont en service. La sécurité du personnel est encore augmentée par le fait que l'émission des radiations ne peut se faire que lorsque les portes de plomb sont fermées.

Pour que la protection soit complète, des mesures ont également été prises pour réduire dans une large mesure le passage du rayonnement diffusé de l'une des salles de traitement dans l'autre. Les deux salles peuvent ainsi être utilisées indépendamment l'une de l'autre et le per-

²⁾ Ce système a été étudié par le laboratoire du bétron de l'hôpital cantonal (voir p. 291).

sonnel de service peut sans danger installer une quinzaine de malades par jour durant que le faisceau est en action dans la salle voisine.

Protection contre la haute tension

Afin d'éviter que le personnel n'entre en contact avec des appareils ou conducteurs à haute tension lorsque l'installation est en service, un double système de sécurité a été établi. L'ouverture des portes du local où se trouvent les appareils à haute tension provoque automatiquement la mise hors tension de toute l'installation. D'autre part, ces portes ne peuvent être ouvertes et fermées qu'avec la clef qui est utilisée au pupitre de commande pour mettre l'installation en service. La clef ne peut être retirée du pupitre de commande pour ouvrir la porte que lorsque le courant à haute tension est coupé.

3. Mesures du rayonnement, dosimétrie

Dans les tubes à rayons X ordinaires, le courant d'émission est pratiquement le même que le courant des électrons arrêtés par l'anticathode et ce courant est utilisé, pour une tension donnée, comme mesure de l'intensité des rayons X. Ce procédé est absolument inutilisable pour le bétatron

car la fraction des électrons émis qui pénètrent dans l'orbite d'équilibre et subissent le processus complet d'accélération pour venir enfin frapper la cible où sont engendrés les rayons X dépend de nombreux facteurs qu'il serait extrêmement difficile de réduire à une mesure. Il est beaucoup plus simple de mesurer directement l'ionisation produite par les rayons X dans l'air à l'aide d'une chambre d'ionisation. En principe, il serait pratique de placer cette chambre dans le faisceau entre la cible et l'objet irradié. Cette disposition a cependant un inconvénient: les parois de la chambre d'ionisation produisent des rayons secondaires qui diminuent la qualité du rayonnement; il en résulte, en effet, une augmentation de la dose en surface au détriment de la dose en profondeur. Aussi est-il préférable de placer la chambre d'ionisation dans la partie latérale du faisceau. La chambre utilisée dans l'installation décrite comprend trois plaques parallèles; celle du centre est portée à un potentiel de 300 V par rapport à chacune des deux autres. Les ions et électrons produits par les rayons X se déplacent sous l'effet du champ électrique et le «courant d'ionisation» qui en résulte est de l'ordre de grandeur de 10^{-8} A. Ce courant est amplifié par un amplificateur cathodique compensé

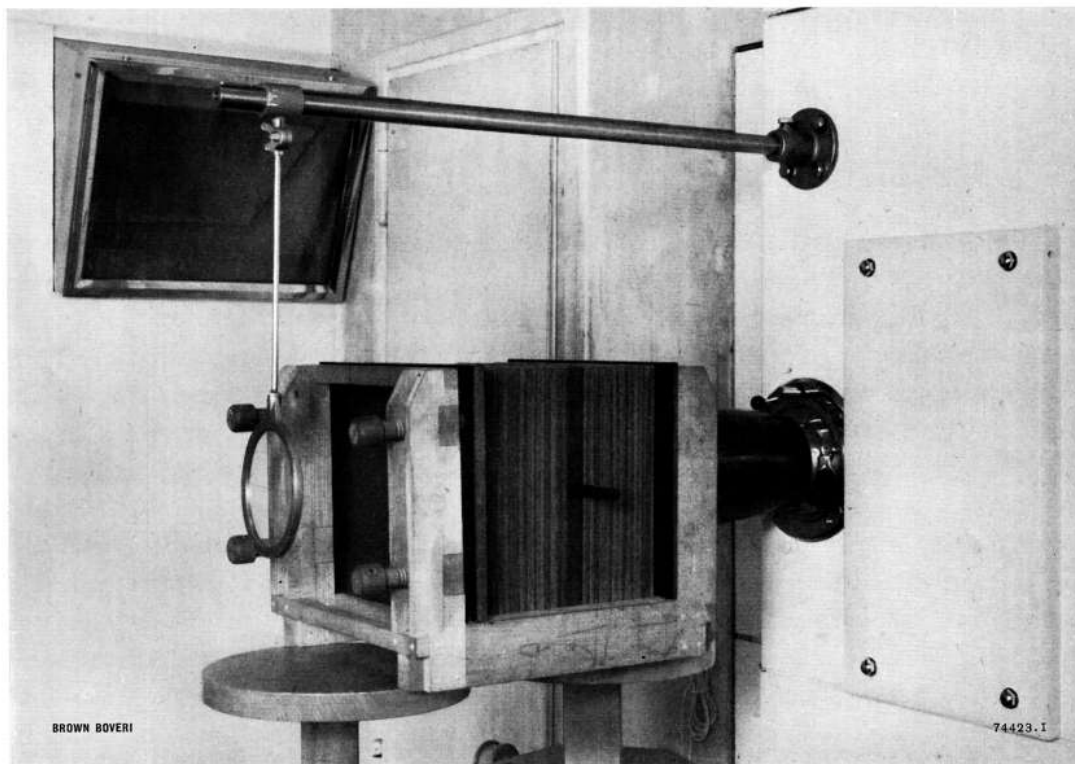


Fig. 6. — Mesures de l'intensité de la radiation dans un fantôme composé de plaques de presspahn
A gauche, devant, l'appareil de visée; à droite, le localisateur; à l'arrière-plan, la fenêtre d'observation.

plus tard, lorsque tous les tubes sont suffisamment chauds, on peut fermer les circuits du béatatron et de l'enroulement d'extension. Enfin, on met en service le dispositif d'injection des électrons et, pour autant que le moment d'injection des électrons soit bien ajusté, l'appareil fonctionne. La dose instantanée peut alors être contrôlée à l'aide du microampèremètre prévu à cet effet. Le moment d'injection des électrons peut être quelque peu modifié lorsque la fréquence et la tension du réseau varient et doit être ajusté par la personne de service afin que la dose instantanée ait constamment la valeur désirée. La radiation est ensuite interrompue automatiquement par une minuterie après la durée fixée du traitement. Une série de lampes-témoins permet de vérifier quelles parties de l'installation sont en service. La position du malade peut être contrôlée à chaque instant par une fenêtre.

Bien qu'il comprenne tous les appareils nécessaires pour la commande et le contrôle des deux faisceaux de rayons X pouvant fonctionner indépendamment l'un de l'autre, le pupitre de commande est remarquablement simple et ses dimensions sont très réduites. L'expérience a d'ailleurs prouvé que la commande du béatatron n'est pas plus compliquée que celle d'une installation de rayons X ordinaires.

6. Puissance et possibilités d'application de l'installation

L'installation est directement alimentée par le réseau de la ville de 220/380 V, 50 Hz. Sa consommation en courant dépend de la fréquence du réseau car une batterie de condensateurs devant fournir la puissance réactive nécessaire de 1000 kVA est branchée en série avec le transformateur. Comme les pertes du circuit oscillant formé par l'enroulement inducteur et les condensateurs et absorbant une puissance active de 10 à 11 kW sont très petites, la résonance est très aiguë. Ainsi une variation de fréquence de $\pm 2\%$, qui ne se produit d'ailleurs qu'exceptionnellement, entraîne une consommation de courant deux fois plus grande. La valeur normale de la puissance absorbée par toute l'installation est d'environ 14 kW.

Comme on dispose de deux faisceaux et que, de plus, l'intensité des rayons X est plus élevée que celle qu'on obtient avec les appareils de 400 kV les plus modernes, il est possible de traiter pendant le même temps beaucoup plus de malades avec le béatatron qu'avec une installation ordinaire de rayons X. Le temps nécessaire pour appliquer à un malade la dose assez courante aujourd'hui de

300 r peut varier de 4 à 15 minutes selon la surface du champ et la distance. La durée de traitement d'un malade, y compris le temps qu'il faut pour l'installer, est au maximum de 20 minutes. Lorsque les deux faisceaux sont en service, on peut donc traiter une cinquantaine de malades par journée de huit heures.

Les petits objets biologiques ou physiques qui doivent être irradiés avec un faisceau de très grande intensité peuvent être placés à 14 cm de la cible directement à la sortie des rayons X de la chambre. L'intensité diminuant comme le carré de la distance lorsqu'on s'éloigne de la cible, la dose instantanée atteint à cet endroit son maximum, soit 4000 r/min; cette valeur a été mesurée avec la chambre à capacité de Victoreen placée dans un manchon de plomb de 3 mm d'épaisseur. Cette intensité élevée est nécessaire par exemple pour obtenir des transmutations nucléaires d'éléments ayant de petites sections efficaces. Si l'on irradie des éléments lourds, dont la section efficace à l'égard des rayons X est grande, on peut obtenir une radioactivité artificielle élevée. Par exemple, 1 g de cuivre après avoir été irradié pendant une demi-heure acquiert une activité de 1 millicurie, c'est-à-dire la même activité qu'un mg de radium. Cependant, la période de cet isotope n'est que de 10 minutes. Les périodes des éléments composant le béton sont pour la plupart encore plus courtes de sorte que la radioactivité induite des parois décroît très rapidement et son effet biologique est tout à fait négligeable.

Pour l'étude de réactions nucléaires à l'aide de la chambre de Wilson, il est nécessaire de travailler avec des impulsions de rayons X ayant une durée maximum de $\frac{1}{20}$ de seconde. A cet effet, un dispositif additionnel a été construit qui permet d'accélérer des électrons pendant une seule période du courant alternatif d'alimentation. L'impulsion de rayons X ainsi produite est extrêmement courte, sa durée n'est que d'environ 10 μ s.

7. Remplacement de la chambre d'accélération

Les canons à électrons de la chambre annulaire sont pourvus de cathodes à oxydes; la durée de vie de ces dernières est d'environ 1000 heures et est donc comparable à celle des cathodes des tubes à rayons X ordinaires de 400 keV. Pour remplacer les cathodes usées, il faut sortir la chambre du transformateur. Pour ce travail, le transformateur qui repose sur des galets est conduit du local de l'appareillage dans la salle d'irradiation de droite

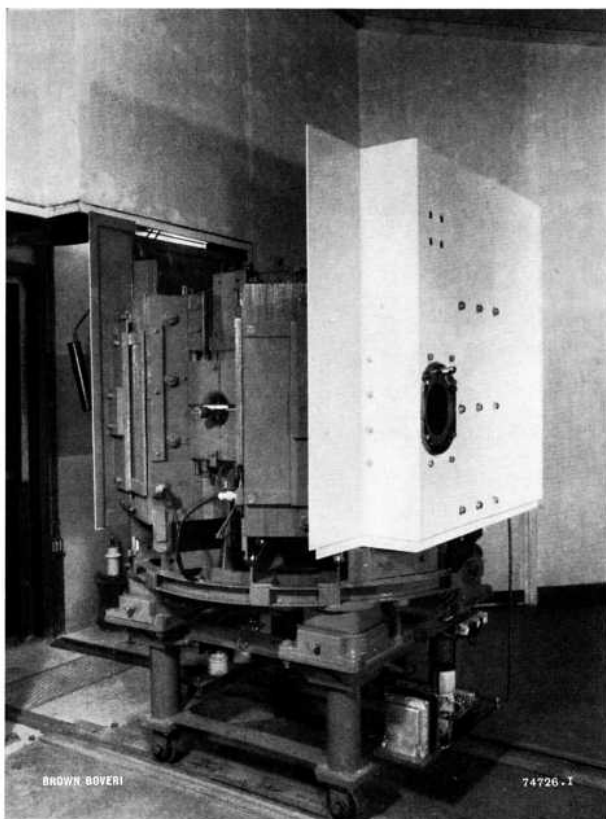


Fig. 8. — Vue du bétatron qu'on a déplacé dans la salle d'irradiation

(fig. 8). Son poids total y compris les plaques de protection en plomb est de 5,5 tonnes. Le transformateur est premièrement débarrassé de ses écrans de protection puis on démonte les six culasses et finalement la partie supérieure du noyau. Le démontage, le remplacement de la chambre puis le remontage durent environ 3 heures. Même si ce montage est fait avec un outillage approprié et avec une

grande précision, il peut entraîner de petits changements dans les champs magnétiques en jeu. Une nouvelle mise au point est nécessaire pour rétablir les valeurs exactes et la symétrie nécessaire. La position des localisateurs et des systèmes de visée des faisceaux doit être contrôlée et éventuellement corrigée. C'est pourquoi il faut compter environ deux jours pour exécuter l'opération complète de remplacement de la chambre.

8. Premiers résultats de l'emploi du bétatron

Les résultats obtenus pendant les six premiers mois, soit depuis la mise en service du bétatron, sont encourageants tant en ce qui concerne le comportement de l'appareil que son emploi pour le traitement du cancer et pour les essais des matériaux. La sécurité du service et les mesures de protection prises répondent à toutes les exigences, même en admettant que le bétatron est en service quotidiennement pendant 7 heures. Comme le service de l'appareil est simple, il n'exige pas de formation technique spéciale de la part du personnel. Afin de simplifier encore davantage son emploi pour la thérapie, on montera prochainement dans le pupitre de commande un dosimètre permettant de lire directement la dose totale reçue par le malade.

Les bons résultats¹⁾ obtenus dans le domaine de la radiographie des matériaux et d'objets pouvant avoir des épaisseurs très diverses prouvent que les rayons X ultra-durs conviennent parfaitement pour le contrôle des matériaux.

(MS 567)

A. von Arx (Rö)

¹⁾ Voir l'article de la page 301.

Adaptation du béta-tron de 31 MeV à la thérapie Problèmes de dosage et de protection

Communication du *Laboratoire du béta-tron et des isotopes* de l'Institut de radiologie (professeur H. R. Schinz)
de l'Université de Zurich

621.384.61:61

La différence de la distribution de la dose suivant la profondeur, existant entre la thérapie usuelle et la thérapie pénétrante à 31 MeV, résulte principalement de la grande différence de parcours des électrons secondaires engendrés dans les tissus. On étudie ici la courbe de transition ou courbe de variation de la dose suivant la profondeur dans un fantôme de plexiglas pour différents champs et pour différentes distances du fantôme à la cible. Les mesures de protection du patient et du personnel contre le rayonnement pénétrant, la surveillance du patient en cours d'irradiation sont tout particulièrement étudiées.

Lea¹⁾ donne, pour le coefficient massique d'absorption τ/ρ de l'effet photoélectrique, la formule empirique commode vérifiée dans un large domaine

$$\frac{\tau}{\rho} = 0,0089 \left(\frac{Z^{4,1}}{A} \right) \lambda^n$$

où A est le poids atomique et $n = 3,05$ pour les éléments légers, carbone, azote et oxygène.

Dans l'effet Compton, l'énergie du quantum incident se divise en deux parties. D'une part en énergie cinétique communiquée à un électron de recul, d'autre part en énergie de rayonnement sous la forme d'un nouveau quantum dont l'énergie est inférieure à celle de la radiation primaire. La diffusion Compton est complètement indépendante de la composition atomique du corps absorbant. Elle ne dépend que du nombre total d'électrons par unité de masse. L'effet Compton décroît lentement d'une façon régulière et monotone avec l'énergie du rayonnement. Le coefficient massique d'absorption de l'effet Compton est donné par la formule célèbre de Klein et Nishina :

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{2\pi e^4}{m^2 c^4} \left[\frac{2(1+a)^2}{a^2(1+2a)} - \frac{1+a}{a^3} \log(1+2a) + \frac{1}{2a} \log(1+2a) - \frac{1+3a}{(1+2a)^2} \right] \frac{NZ}{\rho}$$

avec $a = \frac{h\nu}{mc^2}$

où ν est la fréquence, h la constante de Planck, m et e respectivement la masse et la charge de l'électron. NZ/ρ représente le nombre d'électrons par unité de masse.

En thérapie profonde usuelle des tumeurs, où l'on applique des tensions de 150 à 250 kV, et même de 400 à 1000 kV, l'effet Compton joue, dans l'absorption du rayonnement, le rôle principal. A 200 kV par exemple, l'absorption de l'énergie par effet photoélectrique dans l'eau s'élève à 1,5% seulement, tandis que l'absorption Compton s'élève à 98,5%.

¹⁾ D. E. Lea: Actions of radiations on living cells. Un vol. éd. par University Press, Cambridge, 1946.

1. L'absorption des rayons X par la matière

Pour comprendre clairement l'action biologique et médicale des rayons X de différentes énergies, il est nécessaire de rappeler tout d'abord le mécanisme d'absorption de ces rayons dans la matière inorganique. Comme c'est au niveau de l'atome que s'effectue la rencontre entre le rayonnement et la matière, et que les atomes de la matière vivante ne sont pas différents des atomes de la matière inorganique, les processus primaires d'absorption seront dans les deux cas les mêmes.

L'absorption des rayons X par la matière est due principalement à trois effets: l'effet photoélectrique, l'effet Compton, et, quand l'énergie du quantum de rayonnement est assez élevée, la production de paires d'électrons positif et négatif. On peut ici, mais en première approximation seulement, négliger les phénomènes photo-nucléaires ou les phénomènes d'excitation qui jouent un rôle de second ordre dans l'absorption de l'énergie du rayonnement.

Dans l'effet photoélectrique, pour les éléments légers et pour les tensions supérieures à 100 kV appliquées habituellement en thérapie profonde, l'énergie du rayonnement incident est transmise à peu près intégralement au photoélectron arraché de l'atome et transformée ainsi en énergie cinétique. L'intensité de l'effet photoélectrique dépend de l'énergie du quantum incident ainsi que du numéro atomique Z de l'élément absorbant. Cet effet est à peu près proportionnel à la troisième puissance de Z et, pour les éléments légers qui sont les plus fréquents dans les tissus, environ proportionnel à la troisième puissance de la longueur d'onde λ du rayonnement X. L'effet photoélectrique est d'autant plus faible que l'énergie du quantum de rayonnement est plus élevée.

Quand l'énergie du rayonnement est supérieure à 1 MeV, l'absorption d'énergie par *production de paires* d'électrons apparaît. Dans le champ de forces du noyau, l'énergie du quantum incident se transforme, d'une part en la masse d'un électron et d'un positron, d'autre part en énergie cinétique communiquée à ces deux particules. Cette production de paires ou *matérialisation* est à peu près proportionnelle au carré du numéro atomique de l'élément absorbant et croît constamment avec l'énergie du rayonnement incident. Le coefficient massique ψ/ρ d'absorption par paires est donné par la formule de Heitler¹⁾

$$\frac{\psi}{\rho} = \frac{Z^2 r_0^2}{137} \left(\frac{28}{9} \log \frac{183}{\sqrt[3]{Z}} - \frac{2}{27} \right) \frac{N}{\rho}$$

où r_0 est le rayon de l'électron et N le nombre d'atomes par unité de masse. Pour des énergies élevées, on peut comparer, par les coefficients σ/ρ et ψ/ρ , la part qui revient à l'effet Compton et à la création de paires dans l'absorption de l'énergie incidente. Les valeurs du tableau ci-dessous ont été calculées à l'aide des formules précédentes, pour le carbone, élément dont le numéro atomique est voisin de ceux des éléments les plus fréquents qui se trouvent dans les tissus.

Energie du rayonnement MeV	Coefficients massiques d'absorption	
	$\frac{\sigma}{\rho}$	$\frac{\psi}{\rho}$
0,255	0,111	0
0,51	0,086	0
1,02	0,062	—
1,53	0,050	0,00088
2,55	0,038	0,00064
5,11	0,024	0,00202
10,2	0,015	0,00390
25,5	0,0075	0,00665
51	0,0043	0,00882

La formation de paires commence à jouer un rôle notable à partir de quelques MeV. A 50 MeV son rôle est déjà prédominant. Pour les grandes énergies ici considérées et pour un élément léger tel que le carbone, l'effet photoélectrique est négligeable.

2. Le mode d'action des rayons X de différentes énergies dans les tissus

Par l'effet photoélectrique, par la diffusion Compton et par la formation de paires, l'énergie du quantum incident est transmise à un ou deux électrons. Ce sont ensuite ces électrons dits *secondaires* qui provoqueront l'effet

biologique par les processus d'ionisation ou d'excitation d'atomes. Le rayonnement X n'a d'autre rôle que celui de distribuer ces électrons secondaires dans la profondeur des tissus.

Comme l'énergie est conservée au cours des processus de transformation par effet photoélectrique, effet Compton ou formation de paires, l'énergie et, par suite, le *parcours* des électrons secondaires dépendent, dans chaque transformation, de l'énergie du photon incident. La table ci-dessous donne, selon Lea²⁾, les parcours des électrons secondaires dans l'eau pour différentes énergies incidentes, ainsi que la part relative qui revient à l'effet Compton et à l'effet photoélectrique dans l'absorption de l'énergie totale.

Energie du rayonnement X MeV	Photoélectrons			Electrons de recul dus à l'effet Compton		
	Energie de l'électron MeV	Parcours dans l'eau mm	Fraction de l'énergie totale %	Energie maximum de l'électron MeV	Parcours dans l'eau mm	Fraction de l'énergie totale %
20,6	20,600	100	0	20,300	98	100
10,3	10,300	50	0	10,000	48	100
5,16	5,160	24	0	4,920	23	100
2,58	2,580	12	0	2,350	11	100
1,03	1,030	4,2	0	0,820	3,2	100
0,206	0,206	0,46	1,5	0,092	0,13	98,5
0,103	0,103	0,14	15	0,030	0,017	85

Il ressort de cet important tableau que les photoélectrons et les électrons de recul de la thérapie profonde ordinaire (150 à 500 kV) ont des parcours dans l'eau qui varient de 0,1 à 2 mm. Les parcours de ces électrons dans l'eau ou les tissus sont donc relativement courts. Comme ce sont ces électrons qui provoquent l'effet biologique, on peut dire qu'en thérapie profonde ordinaire les rayons X agissent biologiquement au point même où ils communiquent leur énergie aux électrons.

Les conditions sont très différentes pour des rayons X dont l'énergie est de plusieurs MeV. Comme il ressort du même tableau, les électrons de recul ou les électrons de paires ont alors des parcours de plusieurs centimètres. Le tableau ci-dessous, donne, selon les calculs de Bethe et Heitler³⁾, les parcours dans l'eau d'électrons très rapides pour différentes énergies initiales.

Energie initiale en MeV	5	10	20	50	100
Parcours en cm	2,5	4,8	8,8	18,4	30,4

²⁾ Loc. cit.

³⁾ H. Bethe et W. Heitler: On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons. *Proc. R. Soc. London*, 1934, vol. 146, p. 83 à 112.

¹⁾ W. Heitler: The quantum theory of radiation. Un vol. éd. par University Press, Oxford, 1949.

L'effet biologique de radiations de plusieurs millions de volts s'étend donc bien au-delà du point où ces radiations communiquent leur énergie aux électrons. Comme ces électrons secondaires suivent en prédominance la direction du rayonnement, c'est dans cette direction principale de transmission que l'effet biologique du rayonnement se produit.

3. Les doses superficielles et profondes en thérapie ordinaire et en thérapie par béta-tron

La traversée de la peau

La dose de rayonnement reçue par une tumeur dépend de la tension appliquée au tube à rayons X, de la distance focale anode-peau, de la filtration du rayonnement, de la grandeur du champ d'irradiation, ainsi que de la profondeur à laquelle la tumeur est localisée. Les courbes de la figure 1 donnent la distribution de l'intensité du rayonnement dans la profondeur des tissus pour différentes tensions du générateur à rayons X. L'intensité superficielle ou intensité à la peau est prise pour unité (100%). Il s'agit, pour chaque courbe, d'un champ de 10×10 cm et, pour chaque tension, la filtration est choisie de façon à éliminer les radiations molles. A une profondeur déterminée, on sait que l'intensité relative du rayonnement

croît avec la distance foyer-peau alors que l'intensité effective du rayonnement décroît avec le carré de cette distance. Pour chaque appareil et chaque tension de travail, on choisit une distance focale de traitement assez élevée mais cependant telle que l'intensité de rayonnement ne soit pas trop faible pour ne pas allonger exagérément la durée des traitements.

Il ressort de la figure 1 que l'intensité du rayonnement décroît régulièrement avec la profondeur. Elle est *toujours* plus élevée à la peau que dans la profondeur des tissus. En thérapie usuelle on doit donc, dans une certaine mesure, surcharger la peau avec une dose de rayonnement qui lui est préjudiciable pour pouvoir atteindre, dans la profondeur, une intensité suffisante. On peut, il est vrai, augmenter la dose profonde relative en élevant la tension du générateur à rayons X mais le gain obtenu de cette manière est faible et hors de proportion avec l'augmentation considérable et très rapide du prix de l'appareil avec la tension. On obtient ainsi, dans les meilleures conditions d'irradiation, selon la figure 1, une dose profonde à 10 cm de 24% à 150 kV, de 34% à 200 kV, de 43% à 400 kV et de 51% seulement à 1000 kV. Il est vrai que pour éviter l'inconvénient d'une faible dose profonde, on emploie souvent les techniques d'irradiation à *feux croisés* ou à *rotation* du patient ou du tube, techniques qui épargnent la peau tout en augmentant la dose de rayonnement à la tumeur située dans la profondeur des tissus. Malheureusement, ces techniques ne s'appliquent qu'à certaines localisations des tumeurs.

Grâce aux longs parcours des électrons secondaires, la distribution de l'intensité dans la profondeur est entièrement différente lorsque l'énergie du rayonnement atteint plusieurs dizaines de millions d'électrons-volts. L'intensité

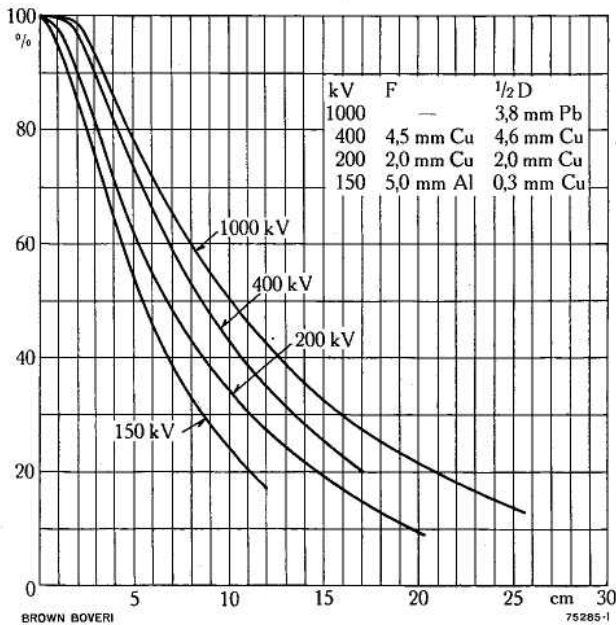


Fig. 1. — Courbes de variation de l'intensité du rayonnement en fonction de la profondeur dans les tissus pour différentes tensions des appareils de radiothérapie

Distance foyer-peau:

150 kV, 40 cm 200 kV, 50 cm 400 kV, 70 cm 1000 kV, 80 cm

F = filtration 1/2 D = couche de demi-absorption

Abscisse: Profondeur des tissus en cm

Ordonnée: Intensité du rayonnement en pour-cents de l'intensité superficielle à la peau

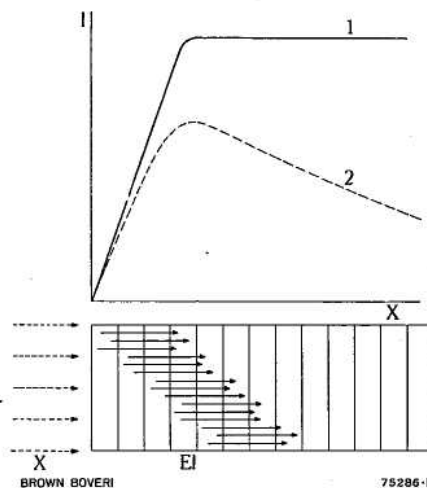


Fig. 2. — Représentation schématique de la courbe de transition

I: intensité

X: profondeur du point considéré dans les tissus ou le fantôme

superficielle, à l'entrée du rayonnement dans l'organisme, n'est plus du tout l'intensité maximum, mais bien au contraire l'intensité minimum. La *courbe de transition* — ainsi que l'on nomme ici la courbe de l'intensité en fonction de la profondeur — passe par un maximum à une profondeur qui correspond à peu près au parcours moyen des électrons secondaires.

La figure 2 donne une explication simplifiée de l'allure de la courbe de transition. Le milieu absorbant est divisé en couches d'égale épaisseur dans chacune desquelles le rayonnement X engendre le même nombre d'électrons secondaires par cm^2 . Nous supposons, pour simplifier, que ces électrons ont tous même parcours, 5 cm par exemple, et qu'ils ont tous la direction du rayonnement. L'intensité de l'ionisation dans une couche déterminée est proportionnelle au nombre d'électrons qui traversent cette couche. On voit immédiatement que cette courbe d'intensité possède le caractère d'une courbe de saturation. La saturation est atteinte (courbe 1) à une profondeur égale aux parcours des électrons secondaires. Cette explication sommaire néglige cependant deux importants phénomènes: la diminution de l'intensité du rayonnement incident avec le carré de la distance à la cible, d'une part, et d'autre part la diminution progressive de l'intensité de ce même rayonnement par effet Compton et par création de paires. De ces deux phénomènes supplémentaires résulte une courbe de transition ayant l'allure de la courbe 2.

4. La courbe de transition à 31 MeV

Cette courbe fondamentale pour la thérapie a été étudiée expérimentalement à l'aide d'un fantôme de plexiglas, substance organique dont le poids spécifique de 1,18 est voisin de celui de l'organisme égal à 1,05. Le nombre d'électrons par gramme, dont l'intensité de l'effet Compton dépend, est de $3,25 \cdot 10^{23}$ pour le plexiglas, $3,31 \cdot 10^{23}$ pour les tissus tendres et $3,34 \cdot 10^{23}$ pour l'eau.

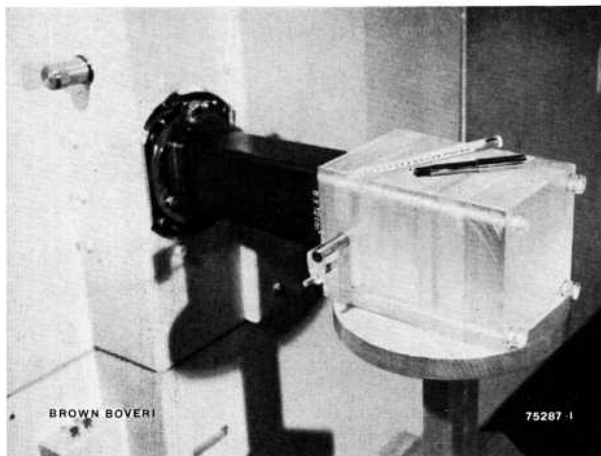


Fig. 3. — Fantôme de plexiglas pour l'étude de la variation de l'intensité du rayonnement dans la profondeur des tissus

Au-dessus du fantôme et sur le côté: chambres d'ionisation du dosimètre de Victoreen

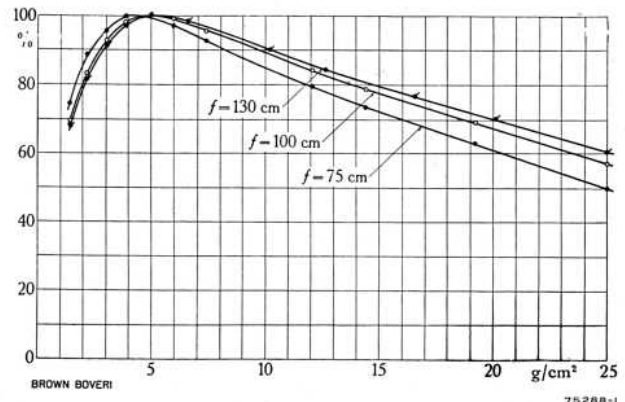


Fig. 4. — Courbes de transition dans le fantôme de plexiglas, dans l'axe du faisceau, pour des distances cible-peau de 75, 100 et 130 cm

Abscisse: profondeur dans le fantôme
Ordonnée: intensité du rayonnement en pour-cents de l'intensité maximum

f = distance de la cible à l'entrée du fantôme

À 2% près, l'intensité de l'effet Compton est donc la même dans le plexiglas que dans les tissus. Le fantôme a une section de 20×20 cm et une longueur de 30 cm dans la direction des rayons. Il est formé par une série de plaques amovibles carrées, dont l'épaisseur varie de 5 à 60 mm, assemblées par 4 boulons également en plexiglas. L'une des plaques est percée d'un trou cylindrique, à la hauteur de l'axe du faisceau, pour permettre l'introduction de l'une des chambres d'ionisation du dosimètre de Victoreen à capacité. Cet instrument de mesure américain, employé couramment pour le dosage des rayons X, a été adopté ici pour pouvoir comparer les résultats des mesures physiques et biologiques avec les données américaines. Le fantôme décrit permet ainsi, dans un matériel dont les propriétés absorbantes sont très voisines de celles des tissus, d'étudier la distribution transversale et longitudinale de l'intensité du rayonnement. La figure 3 montre le dispositif. La figure 4 donne, mesurées par cette méthode, les courbes de variation de l'intensité dans l'axe du faisceau. Les mesures ont été effectuées pour 3 distances différentes (75, 100 et 130 cm) entre la cible et l'entrée du fantôme (distance cible-peau). Dans les 3 cas, l'ouverture du faisceau est la même ($2 \times 5,7^\circ$) et correspond à un champ d'irradiation de 20 cm de diamètre à 100 cm. L'égalisation du champ est aussi la même, obtenue avec le même filtre égalisateur en forme de double cône, formé de poudre de cuivre agglomérée à l'aide d'une résine synthétique. Les courbes de transition à 100 et 130 cm sont peu différentes. Elles passent toutes deux par un maximum à peu près à la même profondeur correspondant à 5 g/cm^2 . La courbe de transition à 75 cm, en revanche, est assez fortement déplacée vers la gauche et son maximum se trouve à une profondeur correspondant à 4 g/cm^2 .

H.E. Johns, E.K. Darby, R.N.H. Haslam, L. Katz et E.L. Harrington¹⁾ ont montré que la courbe de transition,

¹⁾ Amer. J. of Roentgenology, 1949, vol. 62, p. 256.

pour différentes distances cible-peau, peut s'exprimer assez bien par la formule simplifiée

$$I = \frac{K_1 \mu_1 I_0}{\mu_2 - \mu_1} \left(\frac{f}{f+x} \right)^2 (e^{-\mu_1 x} - e^{-\mu_2 x})$$

où I est l'intensité ionisante à la profondeur x du fantôme, μ_1 et μ_2 les coefficients d'absorption respectifs du rayonnement X primaire et du rayonnement électronique secondaire. f représente la distance entre la cible et l'entrée du fantôme. Si l'on poursuit les calculs des auteurs américains cités, on montre que l'abscisse x du maximum de la courbe de transition satisfait à l'équation

$$e^{-(\mu_2 - \mu_1) x} = \frac{2 + \mu_1 (f+x)}{2 + \mu_2 (f+x)}$$

L'allure des courbes de transition montre très clairement les énormes avantages du rayonnement de 31 MeV pour la thérapie. L'intensité superficielle à l'entrée du faisceau dans l'organisme est nulle ou quasi nulle. La traversée de la peau par le rayonnement, sans endommager celle-ci, est donc réalisée. L'intensité de sortie de l'organisme dépend de l'épaisseur de la partie du corps irradiée. Elle s'élève respectivement à 72 et 61% de l'intensité maximum pour des épaisseurs de 15 et 20 cm, lorsqu'on irradie avec une distance cible-peau de 75 cm; ces valeurs passent respectivement à 78 et 67% du maximum lorsque la distance cible-peau est de 100 cm. La distance d'irradiation de 130 cm n'entre guère en considération car l'intensité du rayonnement devient trop faible et le décalage du maximum vers la profondeur est trop peu marqué pour la justifier.

Si, avec la nouvelle thérapie, on effectue un traitement qui comporte la même dose superficielle à la peau qu'en thérapie à 200 kV, la dose profonde à 10 cm dans les

tissus, passera de 34% à 118%, c'est-à-dire qu'elle sera multipliée par un facteur 3,4 pour une distance cible-peau de 75 cm et une épaisseur de tissu irradié de 15 cm. On peut donc avec raison affirmer que l'obstacle de la peau, toujours présent dans l'ancienne thérapie, est complètement supprimé dans la thérapie par béatatron de 31 MeV. Il en résulte que ce n'est pas au niveau de la peau que la nouvelle thérapie trouvera ses limites, mais dans la profondeur des tissus sains, là où la sensibilité aux rayons est particulièrement élevée et dangereuse.

La figure 5 montre comment la courbe de transition varie en fonction de l'ouverture du faisceau, c'est-à-dire en fonction des dimensions du champ d'irradiation. Les trois courbes expérimentales correspondent à des champs à 100 cm de 4, 8 et 20 cm de diamètre. Le filtre égalisateur est différent pour chacun des champs. La courbe de transition du champ de 20 cm de diamètre passe par son maximum à une profondeur correspondant à 4,8 g/cm², celle de 8 cm à 6,2 g/cm². Ce déplacement du maximum est simplement provoqué par les dimensions différentes des filtres égalisateurs appliqués pour obtenir l'égalisation de l'intensité dans toute l'étendue du champ. Le nombre de rayons mous et d'électrons diffusés par effet Compton au travers du filtre augmente avec son épaisseur. Or celle-ci, selon la figure 5, atteint 70 mm pour le champ de 20 cm et 23 mm seulement au centre pour le champ de 8 cm, alors que le petit champ de 4 cm de diamètre est tout à fait dépourvu de filtre. Cependant, dans le cas de ce dernier champ, le maximum n'est plus décalé vers la droite comme on pourrait s'y attendre. Il est probable que dans ce dernier cas, des rayons plus mous apparaissent, engendrés à la surface de l'étroit collimateur de plomb qui délimite le faisceau.

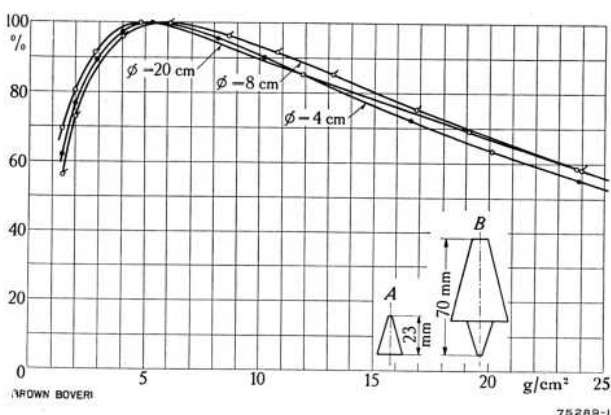


Fig. 5. — Courbes de transition dans le fantôme de plexiglas pour différents champs à 100 cm de la cible

Abscisse: profondeur dans le fantôme
Ordonnée: intensité du rayonnement en pourcents de l'intensité maximum

A, B = dimensions des filtres égalisateurs en cuivre aggloméré pour les champs de 8 et 20 cm



Fig. 6. — Jeu de tubes localisateurs pour les distances cible-peau de 75 et 100 cm

5. Disposition du patient dans le faisceau Champs d'irradiation

Un bétatron à deux faisceaux, destiné à l'irradiation simultanée et indépendante de deux patients, impose une direction fixe et horizontale de ces faisceaux. Ces faisceaux ne sont donc plus orientables ni ajustables en hauteur comme c'est le cas pour les appareils de thérapie ordinaire. Les deux patients se trouvent dans deux salles d'irradiation séparées et symétriques et sont disposés chacun sur une table d'irradiation permettant d'ajuster leur position par rapport au faisceau.

Pour fixer commodément et clairement dans chaque cas la grandeur du champ d'irradiation et la distance cible-peau, nous avons préconisé l'emploi d'un système de tubes localisateurs et de collimateurs interchangeables qui délimitent le champ d'irradiation choisi. Les localisateurs sont adaptés aux collimateurs correspondants et leur extrémité est fermée par une plaquette de bois mince. Ils peuvent donc servir également de tubes de compression contre lesquels le patient s'appuie au cours du traitement. En raison de la fixité du faisceau, il n'a pas paru opportun d'adapter ici le système optique à champs lumineux qui est actuellement utilisé sur les appareils de thérapie moderne. La figure 6 montre une série de localisateurs dont l'un, renversé, est muni de son collimateur. Ce collimateur, en grenaille de plomb agglomérée par une résine synthétique, est pourvu à sa partie supérieure d'un filtre égalisateur tronconique en cuivre. Les localisateurs



Fig. 7. — Disposition d'une patiente sur la table d'irradiation pour le traitement d'une tumeur de l'œsophage



Fig. 8. — Traitement d'une tumeur du pharynx en position assise. Distance cible-peau 75 cm

sont prévus pour deux distances d'irradiation cible-peau de 75 et 100 cm. Quand la disposition du patient sur la table d'irradiation le permet, il est préférable d'employer la distance de 75 cm, car elle diminue, selon l'épaisseur du corps traversé, l'intensité de sortie à la peau de 7 à 14% relativement à l'intensité de sortie avec 100 cm de distance focale.

Les tables d'irradiation utilisées sont des tables américaines normales (modèle Reliance) qui n'ont subi que de légères modifications. Elles sont réglables en hauteur et pourvues d'un dispositif de renversement latéral. La table peut être munie sur le côté d'une paroi pour fixer le patient avec des courroies. La hauteur du faisceau d'irradiation au-dessus du sol est de 120 cm.

Les figures 7 et 8 montrent la disposition des patients en cours d'irradiation dans deux positions différentes.

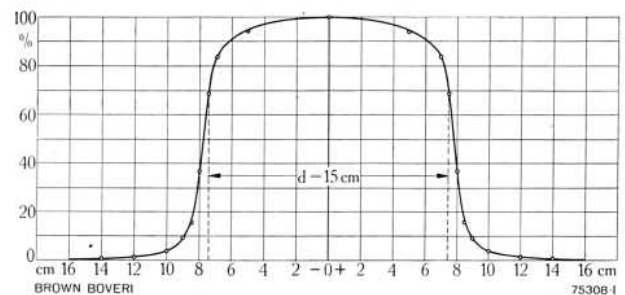


Fig. 9. — Distribution transversale de l'intensité dans le faisceau pour un champ de 15 cm de diamètre avec distance cible-peau égale à 75 cm

Les intensités ont été mesurées dans le fantôme de plexiglas, au maximum de la courbe de transition, à l'aide du dosimètre à capacité de Victoreen

La figure 9 représente la distribution transversale de l'intensité, dans un plan normal au faisceau, à une profondeur correspondant au maximum de la courbe de transition. On voit dans quelle mesure l'intensité est égalisée dans le champ et comment le collimateur limite latéralement le champ d'irradiation. La chute d'intensité au bord du champ est très brusque; elle tombe à 10% de l'intensité maximum à 1,5 cm du bord du champ et à 3% à 5 cm.

6. Le dosage du rayonnement pour la thérapie

Dans tout le domaine des rayons X employés en thérapie courante et pour des énergies du rayonnement allant jusqu'à 3 MeV, l'unité de quantité de rayonnement est le *röntgen international*. Cette unité est définie par la quantité de rayonnement qui produit, par ionisation, dans un centimètre cube d'air normal (0,001293 g) une quantité d'électricité de chaque signe égale à une unité électrostatique C.G.S. L'effet ionisant de cette quantité de rayonnement correspond à une absorption d'énergie de 83,8 ergs par gramme d'air. L'expérience a montré que différents phénomènes biologiques importants sont directement fonction de l'absorption d'énergie consécutive à l'irradiation par rayons X.

Mais pour des énergies du rayonnement qui sont supérieures à 3 MeV, la mesure de l'ionisation dans l'air, c'est-à-dire la détermination de la quantité de rayonnement en unités «r» ne représente plus une mesure de l'énergie absorbée dans les tissus.

Pour les énergies très élevées, on devrait appliquer un procédé de mesure directe de l'énergie absorbée dans le milieu irradié. Il n'existe cependant pas encore de méthode simple qui permette une telle mesure, c'est pourquoi l'on est convenu pratiquement d'appliquer encore la chambre d'ionisation à air au domaine des énergies très élevées.

Lorsqu'on considère la courbe de transition (fig. 4 et 5), on voit immédiatement que la mesure du rayonnement dans l'air ou *dose dans l'air*, telle qu'elle est employée en radiothérapie courante, n'a plus ici aucune signification. Les trois grandeurs qui joueront dorénavant un rôle en thérapie sont l'intensité à la peau à l'entrée et à la sortie du faisceau, ainsi que l'intensité maximum de la courbe de transition. L'intensité superficielle d'entrée est la plus faible et par ailleurs la plus délicate à mesurer. L'intensité de sortie est importante pour le médecin car elle lui indique la dose maximum de rayonnement reçue par la peau. Mais la valeur la plus importante est l'intensité au maximum de la courbe de transition, car c'est en ce point, dans la profondeur des tissus, que le rayonnement exerce son action biologique la plus prononcée. Cette

intensité est aisée à mesurer dans le fantôme car le maximum de la courbe de transition est assez étalé.

Les mesures pratiques mentionnées ci-dessous ont été effectuées dans le fantôme de plexiglas, à une profondeur de 42 mm (5 g/cm²) correspondant à une profondeur dans l'eau de 50 mm environ, à l'aide du dosimètre à capacité de Victoreen. Quand on détermine ainsi l'intensité maximum, on trouve, pour les différents champs, des intensités de rayonnement de 16 à 44 r par minute à une distance cible-peau de 100 cm. Le tableau suivant donne, pour les deux distances de 75 et 100 cm, les intensités relatives dans les différents champs, l'intensité du champ le plus étendu à 100 cm étant prise pour unité.

Distance cible-peau 100 cm	
Dimensions et forme du champ	Intensité relative
Cercle de 20 cm de diamètre . .	1,00
Rectangle de 12×15 cm	0,95
Rectangle de 8×16 cm	1,00
Rectangle de 8×12 cm	1,20
Cercle de 8 cm de diamètre . .	2,00
Cercle de 4 cm de diamètre . .	2,75

Distance cible-peau 75 cm	
Dimensions et forme du champ	Intensité relative
Cercle de 15 cm de diamètre . .	1,76
Rectangle de 9×11,3 cm	1,65
Rectangle de 6×12 cm	1,75
Rectangle de 6×9 cm	2,20
Cercle de 6 cm de diamètre . .	3,40
Cercle de 3 cm de diamètre . .	4,40

Il est tout particulièrement intéressant de comparer les intensités de rayonnement fournies par le béatron aux intensités de rayonnement fournies par quelques appareils courants de thérapie profonde. Pour chaque appareil, la distance foyer-peau et la filtration correspondent aux exigences les plus fréquentes de la thérapie profonde.

Appareil	Tension maximum kV	Courant anodique mA	Filtre mm Cu	Distance foyer-peau cm	Intensité dans l'air r/min
Stabilivolt .	180	12,0	Thoraeus	50	17,5
Picker . .	240	15,0	2,0	60	17,0
Maximar 250	240	15,0	2,0	60	17,5
Maximar 400	400	4,0	4,0	70	9,8

Ces intensités, mesurées sur les appareils de thérapie de l'Institut de radiologie de l'Université de Zurich, correspondent aux tensions de service normalement appliquées.

Il résulte de ces mesures comparatives que les intensités de rayonnement du bétron Brown Boveri atteignent, pour les plus grands champs, les intensités de rayonnement fournies par les appareils de thérapie profonde usuels et qu'elles dépassent même très nettement ces intensités dans les champs d'irradiation moyens et petits.

7. Protection des patients et du personnel contre le rayonnement pénétrant

Le plan de la figure 10 montre la disposition des locaux qui entourent le bétron.

Les patients, qui arrivent par l'escalier 2 ou l'ascenseur 3, se préparent pour l'irradiation dans l'une des cabines 5

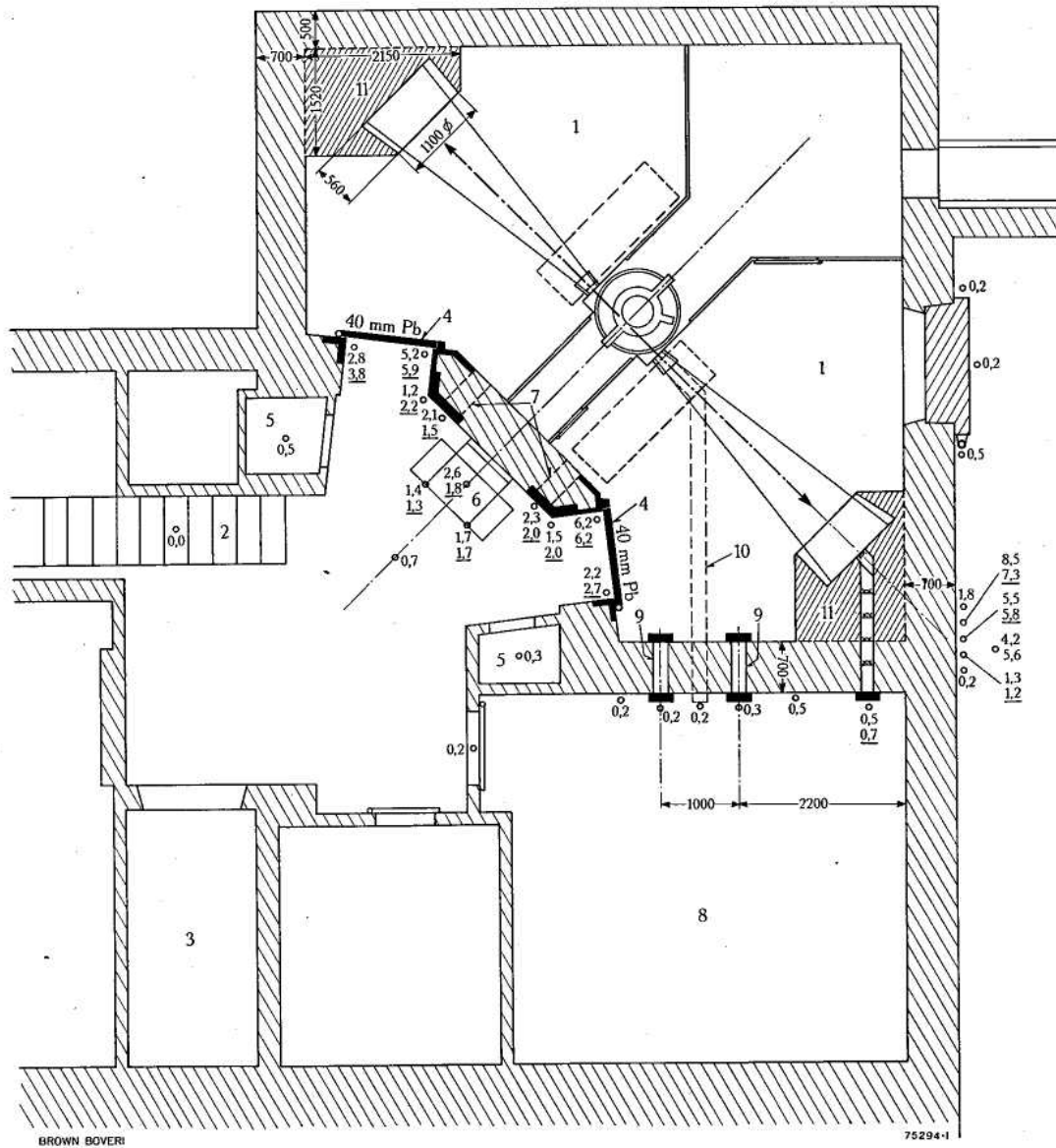


Fig. 10. — Installation du bétron au sous-sol de l'Institut de radiologie de l'Université de Zurich. Intensités du rayonnement résiduel mesurées dans les salles adjacentes

- = béton
- = béton contenant du minerai de fer
- = plomb

- 1 = salle d'irradiation
- 2 = escalier
- 3 = ascenseur
- 4 = porte de plomb
- 5 = cabine de déshabillage
- 6 = pupitre de commande

- = points où l'intensité du rayonnement résiduel a été mesurée; les valeurs non soulignées sont mesurées avec la chambre d'ionisation nue, les valeurs soulignées avec la chambre d'ionisation dans sa gaine de plexiglas; elles sont exprimées en mr/h

- 7 = système optique d'observation
- 8 = laboratoire du bétron
- 9 = canal dans la paroi de béton fermé par des portes de plomb
- 10 = canal dans le sol reliant la salle d'irradiation et le laboratoire
- 11 = bloc de béton pour l'absorption du faisceau direct

et pénètrent ensuite dans l'une des salles d'irradiation 1 par la porte 4. Le personnel technique procède alors à l'installation du patient sur la table d'irradiation dans l'une des salles tandis que l'on continue à irradier dans l'autre. Cette installation dure en moyenne 5 minutes par patient. Le personnel quitte ensuite la salle d'irradiation, ferme la porte de communication 4 en plomb et se rend au pupitre de commande 6 où il met en œuvre et surveille l'irradiation. Le patient est donc enfermé seul dans la salle d'irradiation, mais il reste sous contrôle continu du personnel qui l'observe à travers le système optique 7.

Le laboratoire voisin 8 est destiné à l'étude du rayonnement ou des isotopes produits par le bétron. Des canaux ont été ménagés dans la paroi 9, à la hauteur du faisceau et dans le sol 10 pour permettre le passage de lignes de mesure entre une des salles d'irradiation et le laboratoire. Deux gros blocs de béton 11, pourvus chacun d'un évidement en forme de tronc de cône, absorbent le faisceau direct du rayonnement pénétrant. L'un de ces blocs est également percé d'un canal qui conduit au laboratoire et qui est habituellement rempli de blocs de béton amovibles.

Ces divers locaux doivent être protégés contre les rayonnements dont le bétron est l'origine: rayonnements directs provenant de la cible ou des parois du tube du bétron, rayonnement diffusé provenant du patient ou des blocs de béton destinés à l'absorption du faisceau direct.

Le patient est protégé, en dehors du faisceau, par un épais revêtement de plomb situé à l'intérieur de la paroi fixée au bétron et entre les culasses du circuit magnétique. Comme condition de protection du patient, l'on est convenu que l'intensité moyenne de rayonnement émanant de la paroi, mesuré près de sa surface et à l'extérieur d'un cercle de 25 cm de rayon centré sur l'axe du faisceau, ne dépasse pas 20 milliroentgens par minute. A l'intérieur de ce cercle, l'intensité croît lentement jusqu'au faisceau comme l'indique la figure 9.

Le rayonnement diffusé à l'intérieur de l'une des salles d'irradiation a été étudié en quatre points A, B, C et D (fig. 11) en intensité et en direction, à l'aide d'une chambre d'ionisation de graphite placée au fond d'un canon de plomb à parois très épaisses. Les observations ont été faites chaque fois avec et sans fantôme dans le faisceau. On voit qu'en chacun des points d'observation, l'intensité de rayonnement la plus élevée est celle qui provient du bétron. La rétrodiffusion du bloc de béton est très faible et n'atteint que 0,05% de l'intensité incidente à la hauteur du patient. La présence du fantôme augmente légèrement la faible intensité de rayonnement diffusé émanant des parois de la salle d'irradiation. D'une manière générale, l'intensité du

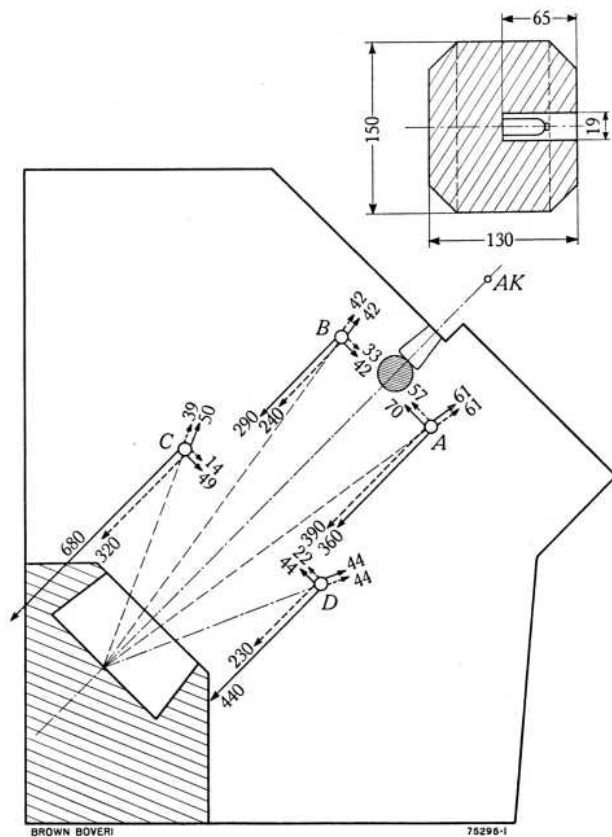


Fig. 11. — Intensités du rayonnement diffusé, mesurées en divers points de la salle d'irradiation et dans différentes directions

Intensités en mr/h

Traits pleins = avec fantôme

Traits pointillés = sans fantôme

Intensité du faisceau direct: 15,6 r/min pour un champ de 20 cm de diamètre à 100 cm de distance de la cible

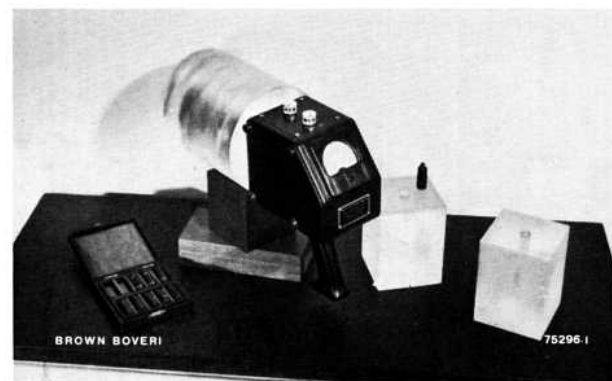


Fig. 12. — Instruments de mesure du rayonnement pénétrant résiduel: Survey-Meter et petites chambres d'ionisation en graphite entourées d'une gaine de plexiglas

rayonnement diffusé dans la salle d'irradiation est considérablement plus réduite qu'en thérapie usuelle à 200 kV.

Les règles de protection du personnel soumis aux radiations pénétrantes sont fixées par une convention internationale. Le Congrès international de radiologie qui s'est

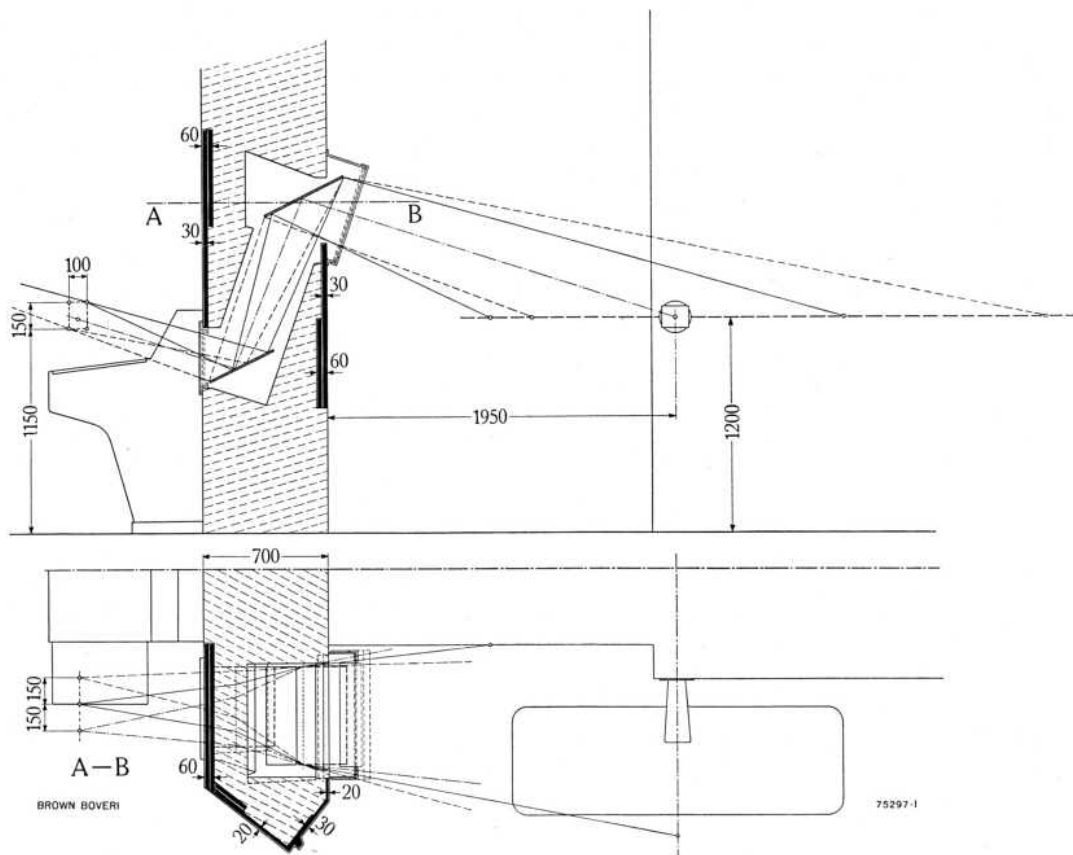


Fig. 13. — Système optique à deux miroirs plans pour le contrôle du patient en cours d'irradiation à partir du pupitre de commande
Le projet de ce système a été établi par le Laboratoire du béta-tron et des isotopes de l'Institut de radiologie.



Fig. 14. — Photographie d'une patiente en cours d'irradiation prise au travers du système optique d'observation

tenu à Londres en 1950 a fixé à 50 milliröntgens par journée de travail de 8 heures ou 6,25 mr par heure, la dose maximum admissible de rayonnement X. Cette dose s'entend pour le domaine de définition de l'unité röntgen, c'est-à-dire jusqu'à 3 MeV. Comme nous avons ici affaire à un mélange de rayons durs et mous, les intensités de rayonnement résiduel ont été mesurées avec une chambre d'ionisation à paroi de graphite de 1 mm d'épaisseur, la mesure étant effectuée en chaque point une fois avec chambre nue et une fois avec chambre plongée au centre d'un cube de plexiglas qui fournit l'intensité au maximum de la courbe de transition à 4 cm de profondeur. Le plan de la figure 10 donne en chaque point les valeurs maxima des deux mesures. Celles-ci ont été effectuées à la hauteur du rayon, à 120 cm du sol. On voit que la paroi de béton vibré de 70 cm d'épaisseur, les portes de plomb de 40 mm et les blocs de béton absorbant le faisceau direct, qui ont 200 cm de profondeur, assurent au personnel une protection suffisante. La figure 12 montre les chambres d'ionisation destinées à la mesure des intensités de rayonnement résiduel (Survey-Meter et petite chambre d'ionisation en graphite) avec leurs enveloppes de plexiglas.

8. La surveillance du patient au cours du traitement

Le problème du contrôle visuel du patient, à partir du pupitre de commande, au travers de la paroi de béton de 70 cm, pouvait être résolu de différentes manières.

Un *périscop* ordinaire, avec lentilles et prismes, aurait eu l'inconvénient d'exiger de l'opérateur qu'il ait l'œil rivé à l'oculaire s'il voulait exercer une surveillance continue. Une *fenêtre*, en forme de tronc de cône, ouverte dans la paroi et fermée aux deux extrémités par des

glaces de verre au plomb, a aussi été envisagée. L'intervalle entre les deux glaces aurait été rempli par une solution transparente de sel lourd. Ce dispositif aurait été assez compliqué à construire d'une part, et d'autre part on pouvait craindre que le liquide ne devienne trouble avec le temps.

Le *système optique d'observation à deux miroirs* que nous avons préféré aux solutions précédentes est représenté en coupe par la figure 13. Les deux miroirs plans sont parallèles, pour maintenir la position horizontale de l'image dans l'espace. Le champ visuel autour du point d'irradiation est très étendu (240×80 cm) et permet de voir la majeure partie du patient. Enfin, l'espace dans lequel peuvent se mouvoir, sans sortir du champ visuel, les yeux de l'observateur se trouvant devant le pupitre de commande, est assez étendu (15×30×20 cm) et n'astreint pas ce dernier à une immobilité fatigante. L'observation est ainsi commode et aisée. On a compensé la diminution de l'épaisseur de l'écran constitué par la paroi de béton dans la région du passage réservé aux rayons lumineux en fixant des plaques de plomb convenablement disposées et dont l'épaisseur a été déterminée à raison de 1 cm de plomb pour 8 cm de béton. Les deux extrémités du canal optique sont fermées par des glaces de verre au plomb disposées presque normalement à la trajectoire des rayons. Ces précautions, tout en assurant une visibilité parfaite du patient, ont exclu toute diffusion intempestive du rayonnement vers l'extérieur. Au point le plus faible, à la surface de la fenêtre extérieure, l'intensité résiduelle du rayonnement est de 4 mr/heure. La figure 14 montre la photographie d'une patiente en cours de traitement, prise au travers du système optique.

G. Joyet, docteur ès sciences
W. Mauderli, physicien

(MS 589)

Effets biologiques des radiations ionisantes

612.014.481.1

Les rayons X produisent le long de leur trajectoire à travers la matière des ionisations en des points d'autant plus rapprochés que la longueur d'onde est plus grande, c'est-à-dire que ces rayons sont plus mous. Ces ionisations peuvent entraîner la mort de cellules vivantes ou en modifier le processus de différenciation soit indirectement en déclenchant des réactions chimiques, soit directement en atteignant le volume sensible appelé aussi cible. Suivant la théorie de la cible, il suffit d'une seule ionisation pour entraîner une mutation. Il semble que la distance entre les points d'ionisation ait une influence quantitative sur l'effet biologique des rayons, surtout lorsque le volume sensible est très petit. Comme il y a peu de temps que le béatron de 31 MeV est en service, l'étude de l'effet biologique de sa radiation en est encore à ses débuts et son emploi doit, pour une grande part, être basé sur les résultats obtenus avec des radiations de plus faible énergie.

Le développement considérable qu'a pris la physique atomique a fait apparaître un aspect de notre monde absolument nouveau. Dans ce monde, les phénomènes ne sont plus déterminés suivant le principe de causalité, il n'y a plus de lien rigide entre cause et effet. On y rencontre au contraire des phénomènes individuels se développant par sauts d'une manière discontinue. Notre façon de penser habituelle ne nous permet plus de saisir exactement ce qui se passe et seule la probabilité statistique des phénomènes peut être mesurée. Les molécules et les atomes se trouvent en face d'un «choix» de différentes réactions possibles dont la probabilité est fixée par certaines lois naturelles. Mais si ces réactions individuelles de chacun des atomes se produisent par hasard et non plus en obéissant à des lois de causalité bien déterminées, l'ensemble des réactions des innombrables atomes constituant un corps est cependant régi par des lois très nettes. Les phénomènes aléatoires relatifs aux quanta échappent complètement à nos moyens macrophysiques d'observation. Mais on est très surpris de constater que ces mêmes phénomènes peuvent être perçus dans le monde des êtres vivants et c'est un fait que la physique quantique a joué dans l'acquisition de nos connaissances un rôle au moins aussi important pour les corps organiques que pour les corps inorganiques. Les phénomènes atomiques sont souvent, dans le monde vivant, le point de départ de processus déterminants. Ce sont des quanta d'énergie, et plus précisément des quanta individuels qui rendent les choses visibles. Ces quanta peuvent provoquer la mort d'organismes très développés ou être à l'origine de nouvelles propriétés héréditaires.

Pour comprendre l'importance des phénomènes qui se passent dans les atomes, il est nécessaire de nous rendre bien compte de la complexité de la matière vivante. Un

organisme vivant est constitué d'éléments extrêmement divers juxtaposés et superposés suivant un ordre bien déterminé et dépendant tous les uns des autres. Un être vivant se compose de différents organes composés chacun d'un ensemble de tissus dissemblables. Tous ces organes sont liés les uns aux autres pour former un corps organisé dont certaines parties peuvent être sous la dépendance d'autres. Les tissus eux-mêmes se composent de cellules dont la structure est déjà très complexe. C'est dans le noyau d'une cellule que se trouvent les éléments porteurs des caractères héréditaires, les chromosomes qui conservent l'identité de l'être et sa forme, tandis que les centres de modification de la matière se trouvent dans le cytoplasme. Dans la vie de la cellule, le cytoplasme et le noyau coopèrent et il est très probable qu'à chaque division, il se produit entre eux des échanges d'éléments importants. Un léger trouble de ces échanges, une modification de l'équilibre peut avoir des conséquences très graves et l'on comprend sans peine que l'intervention même de quanta d'énergie isolés peut avoir une influence. Les recherches faites en particulier sur l'effet biologique de radiations ionisantes ont nettement prouvé que des phénomènes touchant à quelques éléments peuvent avoir une

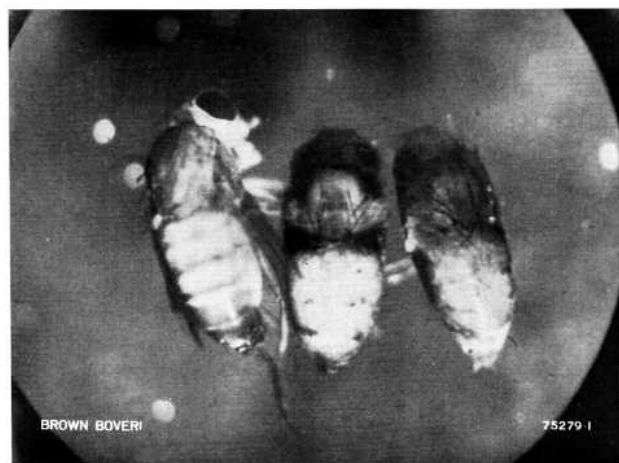


Fig. 1. — Pupes de mouches à fruit *drosophila melanogaster* auxquelles on a enlevé leur enveloppe peu avant la fin de la période nymphale

- A gauche: individu de contrôle, non irradié, avec abdomen segmenté et quelques poils.
A droite: pupes irradiées au moyen de rayons X, avec thorax régulièrement formé mais avec abdomen dont le développement a été visiblement inhibé (absence de segments et de poils).

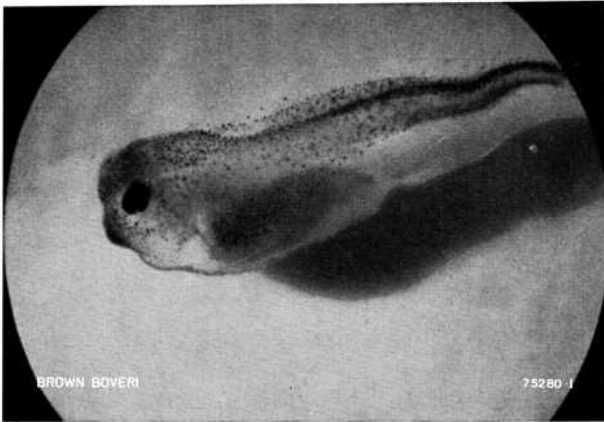


Fig. 2. — Larve de crapaud de l'Afrique du Sud (*xenopus*) irradiée à l'aide de rayons X au début du stade embryonnaire

Formation défectueuse des yeux, excroissance au-dessous de la tête.

influence très grande sur tout un organisme. Les rayons X sont capables de détruire des êtres vivants, des tissus, des cellules à grand pouvoir de multiplication comme celle de tumeurs; ils peuvent troubler le développement de certains organes et tissus (fig. 1 et 2) et entraîner des modifications des caractères héréditaires.

L'effet biologique des rayons X

L'effet biologique des rayons X repose sur le phénomène d'ionisation et d'excitation des atomes. En traversant une matière vivante, les rayons X frappent des atomes et provoquent l'expulsion d'électrons auxquels ils communiquent de l'énergie; ces électrons devenus indépendants provoqueront à leur tour de nouvelles ionisations le long de leur trajectoire ou seront absorbés par des atomes. Les rayons X de faible énergie produisent presque exclusivement des photoélectrons qui absorbent toute leur énergie. Avec les rayons plus durs, l'effet Compton devient prédominant; l'énergie incidente n'est transmise qu'en partie aux électrons de recul tandis que prend naissance un nouveau photon de plus faible énergie. Si l'énergie des rayons est supérieure à 1 MeV, on peut observer un autre effet, la production de paires d'électrons de signes contraires.

Le caractère commun aux rayons X mous et durs est que tous les électrons secondaires engendrés, les photoélectrons, les électrons de recul et les paires produisent tous sur leur passage des ionisations ayant un effet biologique.

Radiations de diverses qualités

Les quanta d'énergie constituant une radiation ont des valeurs diverses correspondant chacune à une certaine longueur d'onde. Lorsqu'ils pénètrent dans un tissu, les

rayons X durs, c'est-à-dire de grande énergie, engendrent des électrons secondaires effectuant des parcours libres assez longs et produisant des groupes d'ions relativement éloignés les uns des autres. Les électrons secondaires produits par les rayons X mous de grande longueur d'onde ont au contraire des parcours assez courts et forment des groupes d'ions assez rapprochés les uns des autres. Ce comportement des électrons peut être observé dans la chambre à détente de Wilson qui permet de photographier leur trajectoire (fig. 3). Le nombre d'ions produits par unité de longueur varie donc avec la qualité de la radiation. Plus un rayon est dur, plus il pénètre profondément dans la matière avant de provoquer une ionisation et moins élevé sera le nombre d'ions produit par unité de volume.

La diversité des concentrations d'ions engendrés prend une très grande importance lorsque l'action biologique d'une radiation doit se limiter à une zone de dimensions réduites.

Effets direct et indirect d'une radiation

Une radiation ionisante agissant par exemple sur des molécules d'un corps dissous dans de l'eau peut avoir pour effet indirect de provoquer des réactions chimiques. On peut très bien se représenter que des ions H et OH libres apparaissent dans une solution aqueuse sous l'action de cette radiation. Or, le radical OH a une grande affinité et peut être tenu pour responsable des décompositions de nombreuses matières organiques dissoutes que provoque l'irradiation. En l'absence d'autres facteurs

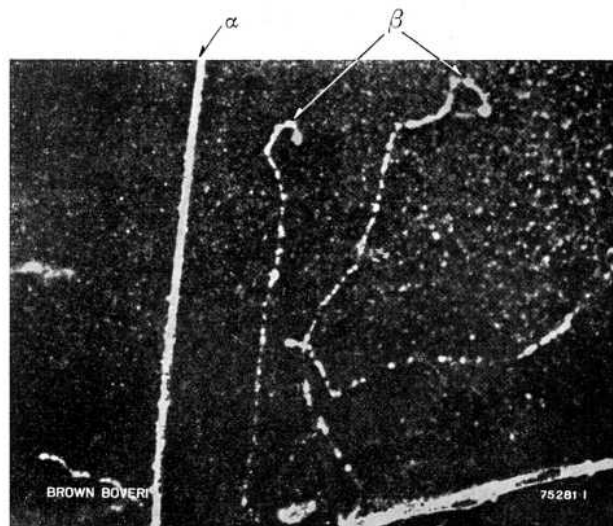


Fig. 3. — Ionisations produites par des particules α et β

Photos de trajectoires d'ions prises à l'aide de la chambre à détente de Wilson (extraite d'un article de L.H. Gray: The Distribution of the Ions resulting from the Irradiation of Living Cells, paru dans *British Journal of Radiology*, Suppl. 1, 1947, p. 7 à 15).

pouvant compliquer les réactions, l'effet indirect de la radiation est directement proportionnel à la dose reçue. On a pu constater aussi que l'application d'une dose de radiation ionisante même très forte, n'entraîne pas nécessairement la mort de toutes les cellules et que certaines d'entre elles paraissent échapper à tout effet nocif. L'analyse des courbes d'action d'une radiation en fonction de la dose faite pour la première fois par Dessauer en 1922, en considérant ces choses d'un point de vue nouveau à l'époque, fit apparaître l'effet biologique sous un jour tout différent: cet effet serait l'expression de la discontinuité de l'élément agissant. Il est vrai cependant que cette interprétation ne tient compte que de l'effet direct des rayons et qu'elle suppose l'existence dans la matière vivante de zones sensibles aux rayons, dont les altérations auraient une influence déterminante sur la vie de l'être. Les phénomènes actifs, qui sont discontinus, sont appelés «atteintes» et se produisent dans le «volume sensible» appelé également «cible». Comme les rayons X sont eux-mêmes de nature discontinue, ils n'atteignent pas tous les individus d'une population biologique en même temps et le nombre d'individus touchés obéit aux lois du calcul des probabilités. Blau et Altenburger ont eu le mérite d'établir l'expression mathématique de la courbe d'atteinte. Cette théorie à laquelle Glocker, Rajewsky, Timoféeff, Zimmer et Delbrück ont apporté leur contribution est celle qui permet le mieux d'interpréter en toute rigueur la production de mutations par des radiations ionisantes.

Effet génésique des rayons X

Muller a été le premier à prouver, en 1927, que des rayons ionisants pouvaient altérer les gènes et provoquer des mutations. Les gènes se trouvent sous la forme de petits édifices moléculaires ou même de grosses molécules dans les chromosomes des noyaux de cellules et déterminent la forme des êtres qui peut également se modeler sous l'influence du milieu ambiant. On observe parfois dans la nature des modifications brusques qui se produisent sans qu'on puisse déceler aucune cause extérieure visible. C'est ainsi, par exemple, qu'un descendant de chien à pattes normales peut naître avec des pattes de chien basset notablement plus courtes. Des mutations du même genre, à une échelle beaucoup plus grande, peuvent être provoquées par les rayons X. Les altérations apportées aux gènes peuvent provoquer par exemple un changement de couleur de la fourrure mais dans la plupart des cas apparaissent des signes de létalité. Les mutations entraînent l'interruption à un stade quelconque de processus de développement physiologique importants et finalement la mort des individus. On a pu, par des méthodes très

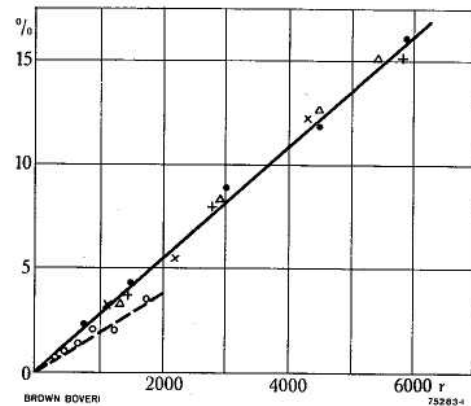


Fig. 4. — Nombre relatif de mutations observées chez la drosophile en fonction de la dose

(Courbes extraites de l'ouvrage de R. Glocker: Röntgen- und Radio-physik für Mediziner, 1949)

- x = rayons X de 10 keV
- △ = rayons γ
- = neutrons
- = rayons X de 100 keV
- + = rayons β

(d'après Timoféeff et Zimmer, 1947)

précises, exécuter sur la mouche à fruit *drosophila melanogaster* des séries d'expériences qui ont fourni des renseignements très précieux sur les effets létaux parce que leur détermination ne dépend pas d'observations subjectives. On a constaté qu'il suffit d'une ionisation pour obtenir une mutation. Cela signifie, dans le langage des auteurs de la théorie de la cible, que la mutation est provoquée par une seule atteinte. La distribution, dans le temps, de l'application de la dose ne joue absolument aucun rôle; en effet, puisque l'effet résulte d'une seule atteinte, la lésion ne peut être réparée. Les courbes d'action d'une seule atteinte (Eintrefferkurven) ont l'allure d'une exponentielle et l'on peut considérer que leur partie initiale et rectiligne, comme sur la figure 4. Cette figure montre en outre que les effets des rayons X durs et mous sont identiques tandis que celui d'une radiation de neutrons est plus faible. Cela s'explique par le fait que les neutrons dont le pouvoir ionisant est plus fort provoque dans une cible déterminée des atteintes en surnombre de sorte que l'efficacité de la dose mesurée par le nombre d'ionisations est en réalité moins grande en raison de ce phénomène de saturation. Stern a d'ailleurs prouvé par des statistiques sûres que la proportion des mutations augmente déjà pour des doses de 25 et 50 r, ce qui est du reste conforme à la théorie.

Si l'on connaît le nombre d'atomes constituant un centimètre cube d'un tissu, le nombre total de mutations produites par l'unité de dose dans ce même volume et la probabilité de production de certaines mutations déterminées par cette même unité de dose, on peut calculer

la grandeur de la cible dans laquelle doit se produire une ionisation devant provoquer une mutation de ce genre. Les cibles calculées comprennent en moyenne un millier d'atomes et peuvent donc être plus petites ou de la même grandeur qu'un gène.

Si les ionisations se produisent le long d'un rayon très dur à des distances supérieures au diamètre de cette cible qui est en moyenne de $6 \text{ m}\mu$, soit $6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$, il se peut alors que l'effet des rayons durs par unité de dose r soit plus faible que celui des rayons plus mous. Les expériences faites par Quastler avec un béta-tron de 20 MeV semblent en effet montrer que les rayons durs sont moins efficaces comme l'indiquent les nombres suivants :

20 MeV produisent avec 1000 r	$1,4 \pm 0,3\%$	} mutations récessives liées au sexe
200 keV produisent avec 1000 r	$2,5 \pm 0,4\%$	
100 keV produisent avec 1000 r	$1,6 \pm 0,4\%$	

Comme on le voit, les différences ne sont cependant pas très grandes et disparaissent presque si l'on tient compte de l'imprécision des mesures.

Mort due aux radiations

Comme cela ressort de l'examen d'un certain nombre de courbes exponentielles, il semble bien que l'absorption d'un seul quantum suffise pour entraîner la mort de certains petits organismes. Holweck et Lacassagne, puis plus tard Jordan ont essayé d'expliquer la disproportion existant entre cette petite cause et son effet grave par un mécanisme d'amplification qui se produirait à partir de certains centres vitaux déterminant la vie ou la mort. L'arrêt de l'activité de ces centres provoqué éventuellement par une seule ionisation entraînerait l'inhibition de processus importants et finalement la mort de l'organisme touché. Il est cependant assez difficile d'étendre cette interprétation à des organismes multicellulaires. Plusieurs auteurs et en particulier Langendorff et Sommermeyer ont toutefois tenté d'interpréter l'effet létal produit sur des œufs de drosophiles au moyen de la théorie de la cible. Ils ont constaté que suivant l'âge des œufs irradiés, on pouvait obtenir des courbes de mortalité de formes différentes. La dose semi-mortelle, c'est-à-dire la dose mortelle pour la moitié des œufs s'élève à 205 r pour des œufs de 3 heures, à 460 r pour des œufs de 4 h et à 825 r pour des œufs de 7 h 30 min. On a essayé, au début, d'expliquer la diversité des courbes par des différences existant entre les nombres d'atteintes qui varieraient entre 1, pour les œufs de 3 et de 4 h, et 24 pour les œufs de 7 h 30 min. Mais dernièrement, Langendorff a soumis à une nouvelle analyse critique les résultats des expériences faites sur les œufs de drosophiles et n'a pas contesté la possibilité d'une autre interprétation.

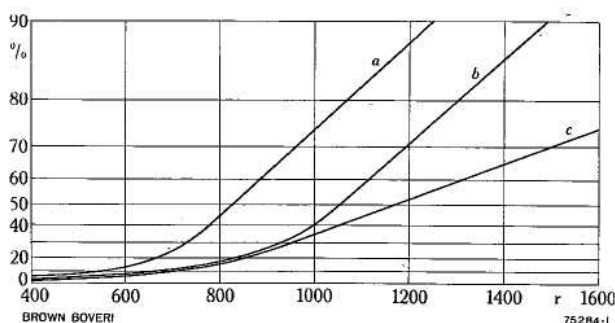


Fig. 5. — Proportions d'œufs de drosophiles, âgés de 7 h 30 min, tués par des rayons X de 180 keV (courbe a), par des électrons rapides (courbe b) et par la radiation du béta-tron de 31 MeV (courbe c), en fonction de la dose

Ces courbes ont été établies par Frey en tenant compte de résultats obtenus par Dittrich en 1950 et non encore publiés

Dittrich, à l'aide d'essais exécutés avec des électrons de 3 MeV, a montré que les électrons rapides ont moins d'effet sur des œufs de 4 h et de 7 h 30 min que les rayons X de 180 keV. Comme le montre la figure 5, les expériences faites sur des œufs de 7 h 30 min avec la radiation du béta-tron de 31 MeV installé à l'hôpital cantonal de Zurich ont montré que cette radiation, composée en majeure partie de rayons X très durs, a moins d'effet que les électrons rapides de 3 MeV. Cette différence est due probablement à la différence des nombres d'ionisations produites dans l'unité de volume.

La notion de cible ne peut plus s'appliquer à des animaux plus grands pour lesquels la destruction d'organes vitaux peut entraîner la mort. Les expériences exécutées par Quastler sur des souris soumises à une irradiation de tout le corps ont montré que l'effet de la radiation du béta-tron était exactement pareil, au point de vue qualitatif, à celui de rayons X ordinaires de 200 keV. Mais au point de vue quantitatif, l'effet des rayons du béta-tron de 20 MeV était inférieur d'environ 35%. Chase indique qu'on observe des différences semblables lorsqu'on étudie l'effet des rayons plus ou moins durs sur le pigment de la robe des souris. Les rayons X de 180 keV agissent en effet avec une efficacité dépassant d'environ 40% celle des rayons du béta-tron de 20 MeV.

Conclusions

Il ressort de ce qui précède que l'effet biologique de la radiation du béta-tron (de même que celui d'électrons rapides) sur les tissus mous semble être un peu plus faible que celui des rayons X émis par un tube usuel de 200 keV, si la dose est rapportée dans les deux cas à la même unité, le röntgen.

Le tableau qu'on trouvera plus loin permet de comparer les effets d'électrons rapides et de rayons X très durs avec celui de rayons X normaux.

Auteur	Effet observé	Genre de radiation	Rapport des doses de rayons X et de rayons ultradurs
Wachsmann	Erythème de l'oreille d'un lapin	Electrons de 6 MeV	0,6
Wachsmann	Retard de croissance de 50% de graines de petits pois		0,72
Wachsmann	Mort de têtards		0,55
Wachsmann	Mort d'œufs de salamandres		0,5
Schubert	Retard de croissance de graines d'orge		0,55
Schubert	Mort de pupes de drosophiles		0,92
Quastler	Mort de souris	Radiation de bétatron de 20 MeV	0,65
Luce	Mutation létale de drosophiles (chromosome X)		0,70
Chase	Décoloration de poils de souris		0,72

Ces résultats, dont la cause réside peut-être dans la distribution particulière des ions mais qui pourraient aussi s'expliquer par les différences existant entre les doses physiques mesurées pour les diverses qualités de radiations n'ont d'ailleurs aucune importance au point de vue des applications thérapeutiques du bétatron. Comme on le dit dans un autre article de ce numéro¹⁾, le principal avantage du bétatron consiste en ce que les ionisations, c'est-à-dire la transmission d'énergie aux tissus irradiés, se produisent en beaucoup plus grand nombre à une

¹⁾ Voir p. 281 à 285.

certaine profondeur que près de la peau. L'efficacité biologique un peu inférieure de la radiation du bétatron peut facilement être compensée par une augmentation correspondante de la dose. Il est d'ailleurs tout à fait possible que la radiation du bétatron permette d'exercer une action en même temps plus sélective et plus efficace sur les cellules des tumeurs que les rayons X usuels, tout en ménageant mieux les tissus sains.

Nous pouvons encore mentionner, à titre d'exemple de résultats expérimentaux surprenants, les observations faites par Lang sur des têtards irradiés au moyen d'électrons rapides. Ceux-ci, ou bien meurent après un jour, ou bien continuent à vivre normalement tandis que l'effet des rayons X de 200 keV n'apparaît qu'après deux jours mais croît graduellement jusqu'à la fin du quatrième jour. Cette différence d'effet semble également due à la diversité de la qualité des deux radiations.

Il sera nécessaire, pour acquérir une connaissance plus exacte de l'effet biologique de la radiation du bétatron de 31 MeV, d'exécuter encore de longues et nombreuses expériences à l'aide d'un matériel dans lequel le nombre des phénomènes simultanés ne soit pas trop élevé afin de ne pas nuire à la clarté des observations. De plus, il y a lieu, dans toutes ces expériences d'irradiation de matières biologiques, de tenir compte avec une grande rigueur critique des facteurs d'insécurité inhérents à ce genre de recherches et qui sont dus, d'une part à la variabilité des éléments étudiés, d'autre part à la difficulté de mesurer exactement les conditions physiques en jeu. On peut rappeler à ce propos ce que disait Niels Bohr, le grand physicien de l'atome: «La plus petite liberté que l'on accorde à un être vivant à ce sujet suffit à lui permettre de nous cacher son ultime secret.»

(MS 590)

Hedi Fritz-Niggli (P.H.)

Clinique de radiothérapie (Prof. H. R. Schinz)
de l'hôpital cantonal de Zurich

L'utilisation de la radiation du béatatron en physique nucléaire

621.384.61:539.17

L'auteur discute les méthodes expérimentales appliquées dans l'étude des réactions photonucléaires et les moyens de provoquer ces dernières. Il montre, à ce sujet, l'utilité de sources de radiations de grande énergie telles que le béatatron et donne quelques exemples de résultats obtenus dans le domaine de la physique nucléaire. Il indique enfin quelques possibilités particulières d'applications du béatatron, relatives notamment à l'étude de la diffusion des électrons par les noyaux et des phénomènes liés au rayonnement électromagnétique.

Méthodes expérimentales d'étude des réactions photonucléaires

Les méthodes expérimentales actuelles utilisées en physique nucléaire peuvent être classées en deux groupes:

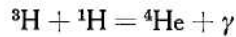
- a) celles dans lesquelles la structure interne des noyaux d'atomes ne changent pas au cours de l'expérience;
- b) celles dans lesquelles l'expérience provoque une modification du noyau.

Les premières nous renseignent principalement sur les propriétés caractérisant les noyaux à leur état fondamental comme, par exemple, la masse, le moment magnétique, le spin, une dyssymétrie éventuelle de la répartition des charges (mesurée par ce qu'on a dénommé le moment quadrupolaire électrique), etc. Les méthodes du second groupe concernent les processus de transformation des noyaux au cours desquels survient un changement de leur structure; elles permettent d'étudier la structure des noyaux ayant acquis une forte énergie d'excitation, leurs états énergétiques, la nature des forces existant entre leurs éléments, enfin les interactions entre les noyaux et le rayonnement électromagnétique. Dans le cas des éléments radioactifs naturels, il est possible de procéder à l'étude des transmutations de noyaux sans qu'il soit nécessaire de modifier antérieurement leur structure.

Bien qu'ils soient beaucoup plus petits que les atomes, les noyaux sont le siège d'une très grande énergie. Le diamètre d'un noyau de poids atomique moyen est d'environ 10^{-12} cm et l'énergie de liaison de chacun de ses éléments stables, les neutrons et les protons, varie entre 8 et 10 millions d'électrons-volts (8 à 10 MeV). L'énergie nécessaire pour provoquer une modification du noyau est donc de l'ordre de grandeur de quelques MeV. La transmission de telles quantités d'énergie à des corpuscules aussi petits que les nucléons ne peut se faire qu'en bombardant directement les noyaux au moyen soit d'éléments semblables à ceux qui les composent (neutrons,

protons), soit de groupes de ces éléments (deutérons, particules α), soit encore de photons de très grande énergie. Mais il est nécessaire, pour bombarder des noyaux à l'aide de particules matérielles, d'utiliser une installation capable de produire des ions très rapides (tube à rayons canaux avec installation à haute tension, cyclotron, synchro-cyclotron ou synchrotron) ou une pile à uranium. Pour les transmutations provoquées par des quanta de lumière, et c'est principalement de cela que nous nous occuperons dans cet article, on fait usage de plus en plus, actuellement, du béatatron. Ces phénomènes dits photonucléaires constituent un cas particulièrement simple de réaction nucléaire en ce sens que la transmutation est caractérisée uniquement par une transmission d'une énergie électromagnétique au noyau et par une modification de son spin. C'est pourquoi le nombre des paramètres nécessaires pour une analyse théorique des phénomènes est souvent plus petit que dans le cas de transmutations produites par des particules matérielles. C'est aussi grâce à cette circonstance favorable que les bombardements par des photons fournissent des renseignements plus exacts sur le mécanisme des transmutations que les autres. Pour pouvoir observer facilement une réaction photonucléaire, il faut cependant qu'elle soit accompagnée de l'émission, par le noyau atteint, d'une ou de plusieurs particules matérielles. L'énergie minimum que doit avoir le photon pour déclencher le phénomène est alors égale à l'énergie de liaison d'une particule constituante du noyau, c'est-à-dire à 8 à 10 MeV lorsqu'il s'agit de noyaux de poids atomique moyen. Avant l'existence du béatatron, seules certaines réactions nucléaires pouvaient donner naissance à des photons ayant une telle énergie. Ces réactions avaient toutes comme caractère commun de provoquer, par l'absorption d'une particule, la libération de l'énergie de liaison du noyau sous forme de radiation électromagnétique. Or l'énergie de liaison d'une particule élémentaire, dans les noyaux les plus légers, peut avoir des valeurs très diverses. Elle est la plus faible dans le noyau ${}^9\text{Be}$ pour lequel l'expulsion d'un neutron exige une énergie de 1,6 MeV seulement, et elle est la plus forte dans le noyau ${}^4\text{He}$ pour lequel l'énergie d'extraction est presque aussi grande pour un neutron que pour un proton, à savoir environ 20 MeV. Si donc on veut obtenir un noyau ${}^4\text{He}$ en bombardant des atomes

d'hydrogène ultra-lourds ^3H avec des protons, on provoquera la réaction

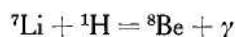


avec émission de quanta de lumière de 19,8 MeV. Il est vrai que la section efficace de cette réaction est faible puisqu'elle est d'environ 10^{-27} cm² pour des protons de 2,5 MeV. Si l'on bombarde par exemple du tritium gazeux à la pression atmosphérique avec un courant de protons de 10 microampères, accélérés par une tension de 2,5 MeV, on obtiendra par cm d'épaisseur de la couche du gaz

$$N_\gamma = \frac{10^{-5}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \cdot 5 \cdot 10^{19} \cdot 10^{-27} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ quanta/s}$$

Mais le nombre moyen de quanta émis par l'un des deux faisceaux du béatron construit par la Société anonyme Brown, Boveri & Cie et installé à l'Institut de radiologie de l'Université de Zurich est de l'ordre de $3 \cdot 10^9$ par seconde, lorsque l'énergie du faisceau est comprise entre 10 et 20 MeV. Le béatron a un autre avantage important. La radiation résultant du ralentissement d'électrons rapides par une cible a la forme d'un faisceau très peu divergent dont l'axe se confond avec la direction des électrons incidents. L'angle au sommet du cône constituant le faisceau, pour des électrons de 30 MeV, est d'environ 10° tandis que les rayons gamma produits par des réactions nucléaires se répartissent à peu près également dans tout l'angle solide de 4π , c'est-à-dire dans un espace à peu près 500 fois plus grand.

Il est un point sur lequel les rayons γ émis lors de réactions nucléaires présentent un avantage à l'égard de la radiation du béatron, à savoir la répartition spectrale de leur énergie. Le spectre des rayons γ comprend toujours des raies bien définies dont la largeur de demi-intensité maximum s'élève à peu près à un millième de l'énergie totale. Nous pouvons citer pour illustrer ce fait l'exemple de la raie émise par un noyau ^7Li absorbant un proton:



qui pour un quantum de 17,6 MeV a une largeur mesurée correspondant à 7 keV seulement. Le grand avantage offert par les radiations monochromatiques consiste en ce que le bilan de l'énergie mise en jeu dans les réactions qu'elles occasionnent peut se déterminer directement par l'expérience. Le spectre de la radiation du béatron due au ralentissement des électrons s'étend au contraire de façon continue de l'énergie zéro jusqu'au maximum qui est égale à l'énergie des électrons venant frapper la cible. La figure 1 donne un exemple de répartition spectrale de l'énergie d'une telle radiation. Dans l'étude,

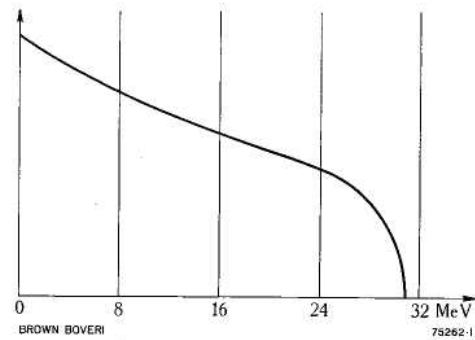


Fig. 1. — Répartition spectrale de l'énergie de la radiation du béatron de 31 MeV

Cette courbe montre comment se répartit l'intensité de la radiation en fonction de la valeur des quanta d'énergie qui la composent.

importante au point de vue pratique, du jeu des énergies dans les réactions photonucléaires, on est conduit à déterminer le rendement de la réaction pour diverses valeurs des quanta d'énergie. Or une radiation monochromatique, permet de déterminer le rendement correspondant à une seule valeur de l'énergie. Pour obtenir plusieurs points de la courbe du rendement, il faut avoir recours à différentes réactions convenablement choisies. Mais comme le nombre des réactions possibles est limité, il est rare qu'on puisse obtenir, en pratique, un nombre suffisant de valeurs pour pouvoir tracer une courbe continue. La radiation électromagnétique du béatron présente au contraire l'avantage de se composer de quanta de toutes valeurs comprises entre zéro et le maximum. Mais comme tous ces quanta sont émis simultanément, la détermination de la courbe du rendement exige l'exécution de mesures différentielles très longues.

La radiation du béatron a un autre caractère particulier: elle n'est pas continue et se compose d'impulsions successives. Le béatron de l'Université de Zurich déjà mentionné émet par exemple 50 impulsions par seconde et chaque impulsion dure environ 10 microsecondes. Il en résulte que la durée effective de l'émission ne représente que le 1/2000 du temps total de fonctionnement. La brièveté des impulsions rend difficile l'emploi des méthodes électroniques usuelles de mesure et l'on est obligé d'utiliser des compteurs spéciaux capables d'enregistrer des phénomènes de durée extrêmement courte (compteurs à scintillations). En revanche, ce genre de radiation pulsatoire est très favorable pour l'étude des phénomènes observés avec la chambre à détente de Wilson dont la période de fonctionnement est généralement inférieure à un dixième de seconde. Quant aux dispositifs intégrateurs, comme par exemple les plaques photographiques, les chambres d'ionisation, les appareils basés sur la radioactivité induite, etc., ils fonctionnent indifféremment avec les radiations pulsatoires ou continues.

Quelques exemples de résultats obtenus avec le béta-tron en physique nucléaire

L'un des problèmes fondamentaux de l'interaction entre un noyau et un rayonnement électromagnétique est celui de l'absorption de quanta d'énergie de différentes valeurs par le noyau. Ce problème a pu être résolu de façon relativement simple à l'aide de la radiation du béta-tron grâce à son spectre continu. On sait déjà depuis longtemps que 90% environ des noyaux atteints par des photons d'énergie suffisamment grande absorbent ce photon en émettant un neutron. Les noyaux ayant perdu un neutron deviennent généralement radioactifs et c'est pourquoi il est très facile de les identifier. Si l'on irradie un élément, par exemple du cuivre, avec une radiation de béta-tron dont on peut faire varier les limites du spectre, il est possible de déduire de la variation de l'intensité de la radioactivité induite en fonction de l'étendue du spectre la section efficace d'absorption correspondant à chaque valeur de l'énergie, pour autant que l'on connaisse la répartition spectrale de l'énergie de la radiation (fig. 1). Le résultat d'une telle étude relative à l'isotope ^{63}Cu est donné à la figure 2. On constate que la réaction débute lorsque l'énergie est égale à environ 11 MeV, c'est-à-dire au seuil de l'énergie nécessaire pour extraire un neutron du noyau de cuivre, puis que son intensité augmente jusqu'à son maximum de 17,5 MeV et décroît de nouveau. Bethe et Levinger ont donné récemment une explication de ce curieux comportement qui est dû au fait que le caractère particulier des forces d'échange existant entre les nucléons s'oppose, pour les valeurs faibles de la fréquence, à l'absorption de la composante dipolaire du rayonnement incident, qui en constitue la partie principale, ce qui explique l'augmentation de la section efficace pour des fréquences croissantes. La diminution de cette section, pour les fréquences les plus élevées, doit être

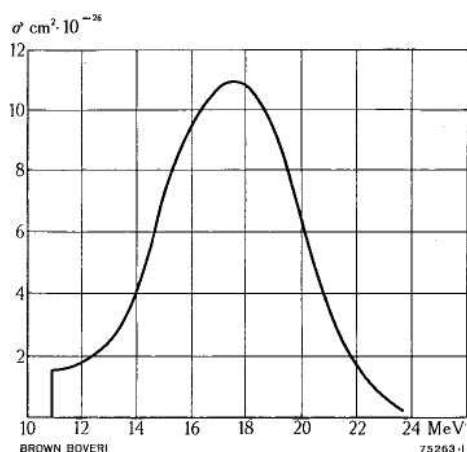


Fig. 2. — Variation de la section efficace σ , en fonction de l'énergie des photons, pour la réaction $^{63}\text{Cu} (\gamma, n) ^{62}\text{Cu}$

probablement attribuée à une diminution générale de l'interaction entre les noyaux et le rayonnement électromagnétique.

Une question reste cependant ouverte: est-ce que tous les phénomènes photonucléaires obéissent au mécanisme d'absorption esquissé ci-dessus ou existe-t-il certaines réactions qui peuvent être dues à l'action mutuelle directe d'un quanta et d'un seul nucléon, par exemple un proton. Dans ce second cas, la relation entre la section efficace et la fréquence devrait être différente de celle donnée plus haut. Un examen attentif des réactions désignées (γ, p) (réactions photonucléaires avec émission d'un proton) pourrait fournir de précieux renseignements aussi bien au sujet de la section efficace que de la répartition spatiale des protons émis par le noyau.

L'émission de particules composées telles que les deutérons, les tritons (noyau de l'hydrogène ultra-lourd ^3H) ou les particules α , lors de réactions photonucléaires, constitue également un problème intéressant. L'énergie totale de liaison d'une particule α est de 28 MeV; lorsque l'énergie incidente a à peu près cette valeur, l'émission d'une particule alpha est plus probable que l'émission individuelle de deux neutrons et de deux protons.

Cependant, la barrière de potentiel qui entoure chaque noyau oppose une résistance plus grande à l'expulsion d'une particule α portant une charge double qu'à celle d'un proton. Comme le montre un calcul grossier, il devrait résulter de ces deux influences contraires que la prépondérance d'une des réactions nucléaires (γ, p) ou (γ, α) dépend de la grandeur du noyau. Mais des essais récents exécutés à l'aide du béta-tron de Zurich ont montré que la seconde de ces réactions est de beaucoup la moins probable, si l'on excepte le cas des noyaux très légers. Ce résultat semble indiquer que la probabilité de la formation de particules α à l'intérieur des noyaux est très faible. Comme les particules α doivent en effet se former dans le noyau avant d'être émises, la rareté de cette réaction doit se refléter aussi dans les réactions photonucléaires et l'on pourrait ainsi s'expliquer la prépondérance des réactions (γ, p) .

Nous pouvons enfin mentionner que le béta-tron a déjà permis et permettra sans doute encore de faire des observations importantes au sujet de la fission des noyaux les plus légers. Tous les noyaux légers, depuis celui du deutérium à celui de l'oxygène, se séparent en deux parties, parfois même en plusieurs parties sous l'effet d'un rayonnement γ de grande énergie. On trouve souvent parmi ces fragments de noyaux des particules α , comme par exemple dans les cas de ^7Li , ^{12}C et ^{16}O (fig. 3). Il y a du reste peu de temps qu'on a entrepris l'étude détaillée de la désintégration de ces noyaux et il est fort probable qu'elle

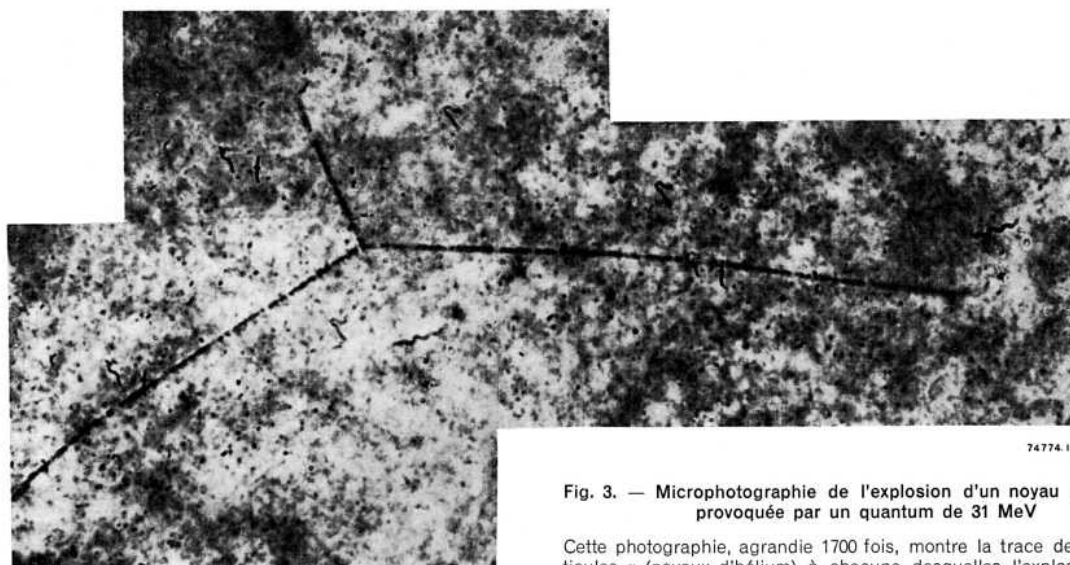


Fig. 3. — Microphotographie de l'explosion d'un noyau de carbone provoquée par un quantum de 31 MeV

Cette photographie, agrandie 1700 fois, montre la trace des trois particules α (noyaux d'hélium) à chacune desquelles l'explosion a communiqué une énergie de 23,1 MeV.

contribuera à nous renseigner aussi bien sur le groupement des particules à l'intérieur des noyaux les plus simples que sur la nature des forces mutuelles existant entre un petit nombre de ces particules.

Le faisceau d'électrons émis par le bétatron et l'étude du rayonnement électromagnétique

La radiation du bétatron dont nous avons parlé jusqu'ici est émise par la cible au moment où les électrons viennent frapper sur elle. Si l'on supprime cette cible, il est possible de faire sortir les électrons de la chambre à vide à travers une mince fenêtre. On obtient ainsi un faisceau d'électrons très rapides ayant tous pratiquement la même énergie. Or les électrons sont également capables, en principe, de provoquer des transmutations. Les réactions nucléaires accompagnant ces transmutations ne semblent toutefois pas devoir être bien différentes de celles que l'on observe lors de réactions photo-nucléaires. D'autre part, dans une transmutation produite par des électrons, la section efficace est toujours à peu près cent fois plus petite¹⁾ qu'avec des rayons γ d'énergie équivalente.

En revanche, la diffusion des électrons rapides par les noyaux offre un champ d'exploration très intéressant et encore très peu connu. Les électrons ayant une énergie de 10 MeV et davantage peuvent parvenir suffisamment près des noyaux pour qu'il soit possible d'en déterminer

la répartition des charges. Or, il est très probable qu'il existe une relation entre cette répartition et le comportement magnétique des noyaux. Les phénomènes de diffusion des électrons rapides par les noyaux offrent ainsi la possibilité d'étudier cette relation qui présente un intérêt tout particulier en ce qui concerne les hypothèses récentes et encore très discutées relatives à la structure du noyau dont les nucléons seraient disposés par couches concentriques.

Nous ne voulons pas terminer cet article sans faire encore quelques remarques sur les phénomènes touchant au rayonnement électromagnétique. Ces phénomènes apparaissent toutes les fois que des électrons ou un rayonnement électromagnétique viennent frapper un corps. Ils sont actuellement l'objet de recherches actives aussi bien théoriques qu'expérimentales et l'on a pu constater généralement une bonne concordance entre les hypothèses émises et les observations même lorsque l'énergie en jeu est très grande comme dans les rayons cosmiques. Il existe cependant quelques phénomènes de rayonnement, assez rares il est vrai (phénomènes de rayonnement dits d'ordre supérieur), sur lesquels on possède encore peu de renseignements expérimentaux. A cette catégorie de phénomènes appartiennent par exemple la création simultanée de deux ou plusieurs paires d'électrons par un quanta de rayons γ , la production d'une paire d'électrons par un électron ou l'émission de plusieurs photons dus à l'effet Compton. Il sera sans doute possible, avec une puissante source de radiation comme le bétatron, d'étudier aussi l'énergie en jeu dans ces phénomènes, leur nature et leur probabilité.

H. Wüffler (P.H.)

Professeur à l'Université de Zurich

¹⁾ La valeur exacte du rapport est égale à

$$\frac{1}{\alpha} \text{ où } \alpha = \frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}$$

e = charge d'un électron
 h = constante de Planck
 c = vitesse de la lumière

Sur l'examen macroscopique des métaux au moyen des rayons X de 31 MeV

620.179.152

L'auteur donne des indications générales sur l'exécution de radiographies destinées à l'étude et au contrôle de pièces métalliques à l'aide du béatron de 31 MeV et montre, par une série d'exemples, qu'il est possible d'obtenir des clichés très nets permettant de déceler aisément les défauts. Grâce à son grand pouvoir pénétrant, la radiation convient particulièrement bien pour la radiographie de pièces de grande épaisseur. La technique radiographique est, d'autre part, beaucoup plus simple qu'avec les rayons X usuels.

Les rayons X de grande énergie émis par le béatron ont un pouvoir de pénétration élevé et ils ont éveillé très tôt l'espoir de pouvoir examiner des pièces de métal dont l'épaisseur est beaucoup plus grande que le maximum admissible avec les tubes à rayons X ordinaires. Un tube à rayons X de 300 keV permet en effet de déceler des défauts dans des pièces ayant au plus 8 à 9 cm d'épaisseur pour le fer et 6 à 7 cm pour le cuivre. Au-delà de ces limites, la détection des défauts devient beaucoup moins sûre en raison de la diffusion et les temps de pose deviennent beaucoup trop longs. Le pouvoir de pénétration des rayons de 31 MeV, pour le fer, est approximativement 6 fois plus fort que celui des rayons convenablement filtrés d'un tube de 300 keV et le temps de pose peut, dans de nombreux cas, être réduit à moins d'une minute pour une épaisseur de 10 cm. Mais il faut bien se rendre à l'évidence qu'une limite absolue a ainsi été atteinte parce qu'une augmentation de l'énergie entraînerait une diminution du pouvoir de pénétration, comme le prouvent les courbes du coefficient d'absorption de diverses matières en fonction de l'énergie de la radiation (voir fig. 13, p. 269). Les courbes des coefficients d'absorption du fer et du cuivre accusent un minimum correspondant à environ 10 MeV et dans le voisinage duquel elles sont assez aplaties. Au-delà de cette valeur de l'énergie, la formation de paires d'électrons de signes contraires a pour effet d'augmenter le coefficient d'absorption. La répartition spectrale de l'énergie de la radiation du béatron est telle qu'il faudrait utiliser un faisceau d'électrons ayant une énergie de 25 à 30 MeV pour obtenir le maximum de pouvoir pénétrant. En fixant à 31 MeV cette valeur, comme nous l'avons fait pour notre béatron, on s'écartait très peu de ce maximum mais on obtenait d'autres avantages appréciables.

L'emploi de la radiation du béatron de 31 MeV pour l'étude et le contrôle des matériaux en est encore à ses débuts et l'expérience acquise dans ce domaine est

évidemment très modique en regard des résultats obtenus avec les tubes à rayons X habituels. Cependant les quelques essais de nature générale que nous avons exécutés jusqu'ici en ce qui concerne le pouvoir pénétrant de la radiation, la détection des défauts et les propriétés des films photographiques nous ont permis d'établir les premières bases d'une technique radiologique propre à ces rayons et nous ont également montré les limites de leur utilisation pratique.

Quelques indications générales concernant la radiologie industrielle

Le succès de l'examen par les rayons X d'une pièce métallique d'épaisseur uniforme comme une tôle repose sur la possibilité d'obtenir une image présentant des contrastes suffisamment marqués et du fond de laquelle des défauts éventuels se détachent avec une netteté suffisante. On peut améliorer notablement les contrastes et

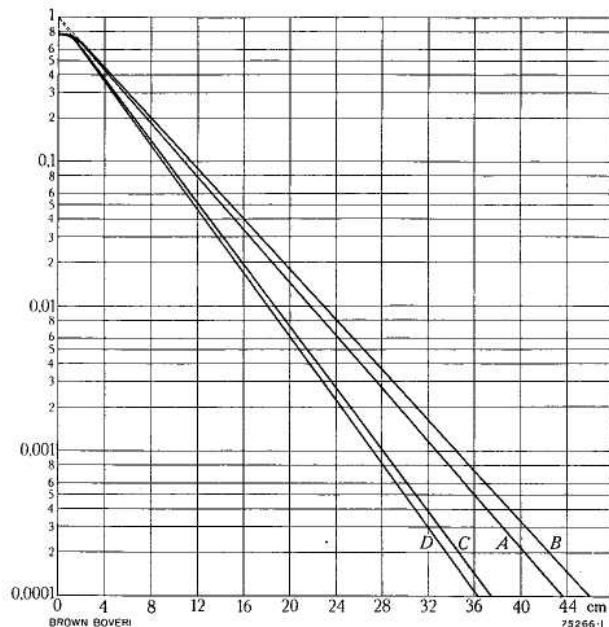


Fig. 1. — Courbes de transition de la radiation du béatron de 31 MeV dans le fer et le cuivre

- A = fer, large faisceau sans filtre égalisateur
- B = fer, large faisceau avec filtre égalisateur
- C = fer, faisceau étroit sans filtre égalisateur
- D = cuivre, large faisceau sans filtre égalisateur

Film placé à une distance de 100 cm de la cible avec interposition d'un écran de plomb de 1 mm d'épaisseur.

Abcissés: épaisseur de métal en cm
Ordonnées: intensité relative de la radiation

la netteté des radiographies obtenues à l'aide du béatron de 31 MeV en plaçant directement devant le film une feuille de plomb de 1 mm d'épaisseur. Cette feuille absorbe le rayonnement diffusé de faible énergie et les électrons secondaires libérés dans le métal examiné qui provoquent un voile général sur les clichés. D'autre part, les photoélectrons émis par le plomb exercent un effet renforçateur très utile et il est donc tout à fait nécessaire que le contact entre la feuille de plomb et le film soit aussi étroit et régulier que possible. On peut augmenter encore le noircissement par l'action d'électrons tertiaires produit dans une feuille de plomb de 1 mm placée derrière le film.

La figure 1 montre quelques courbes de l'absorption des rayons par le fer et par le cuivre. Les mesures relatives aux courbes A, B et D ont été effectuées à l'aide d'une chambre d'ionisation de Victoreen occupant moins du dixième de la surface irradiée, avec interposition d'une feuille de plomb de 1 mm d'épaisseur. La présence du plomb a pour effet, d'une part, d'accroître légèrement l'intensité des rayons, mais d'autre part, d'augmenter probablement le coefficient d'absorption de 1 à 2%. On constate qu'en rendant le faisceau homogène au moyen d'un filtre égalisateur en cuivre, on réduit le coefficient d'absorption d'à peu près 5%. Lorsqu'on diminue la section du faisceau jusqu'à rendre la surface irradiée à peu près égale à celle de la chambre d'ionisation (courbe C), c'est-à-dire à environ $2,6 \text{ cm}^2$, il se produit une diffusion qui augmente de 16% le coefficient d'absorption mesuré. Les mesures ont montré, d'autre part, que le coefficient d'absorption du cuivre est de 20% plus élevé que celui du fer.

Lorsqu'un film photographique est exposé à une radiation X, le noircissement ou la densité photographique S du cliché¹⁾, au moins dans un certain domaine de l'intensité, est généralement proportionnel à l'exposition B mesurée en röntgens, c'est-à-dire à la dose de radiation reçue. La figure 2 montre des courbes caractéristiques de noircissement de divers types de films. La gamme des valeurs utilisables de l'exposition d'un film est d'autant plus étendue et les contrastes seront d'autant mieux marqués que le domaine de proportionnalité de la densité est grand. Mais pour que les détails et les petits défauts ressortent clairement, il faut utiliser des émulsions à grains très fins. Or, le domaine des densités proportionnelles de ces émulsions est généralement assez étendu mais leur sensibilité est en revanche assez faible. Les films plus sensibles ont en revanche des émulsions à grains plus gros et les contrastes sont alors moins prononcés.

¹⁾ La densité photographique est définie par la formule $S = \lg(i_0/i)$, i_0 et i étant respectivement les intensités d'un faisceau lumineux ayant traversé un film non exposé et le même film après exposition (le rapport i_0/i est l'opacité). Cette définition correspond aux propriétés de l'œil qui apprécie l'intensité lumineuse suivant une loi logarithmique.

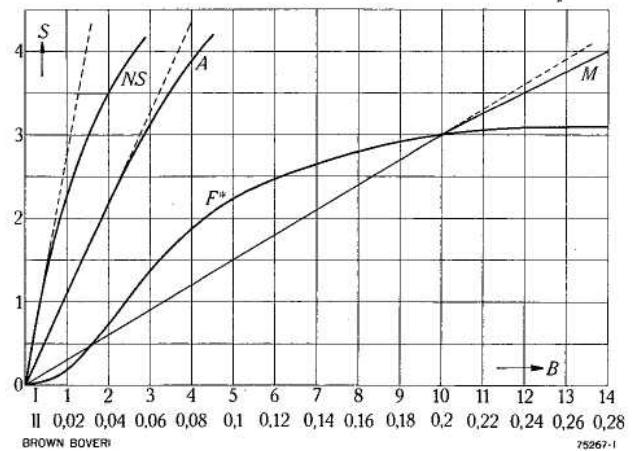


Fig. 2. — Courbes de la densité photographique S en fonction de l'exposition B , pour divers types de films

L'échelle des abscisses I est relative aux films Kodak «NS», «A» et «M».

L'échelle des abscisses II est relative au film Kodak «F» avec écran renforçateur (courbe F^*)

Pour la radiographie de pièces de fer de plus de 25 cm d'épaisseur, les temps de pose sont habituellement si longs qu'on est obligé d'utiliser des films très sensibles ou des écrans fluorescents agissant comme renforçateurs. Ces écrans sont absolument indispensables pour les épaisseurs supérieures à 40 cm. La figure 3 donne, pour diverses épaisseurs, les valeurs des temps de pose nécessaires pour obtenir, avec un filtre égalisateur, sur un

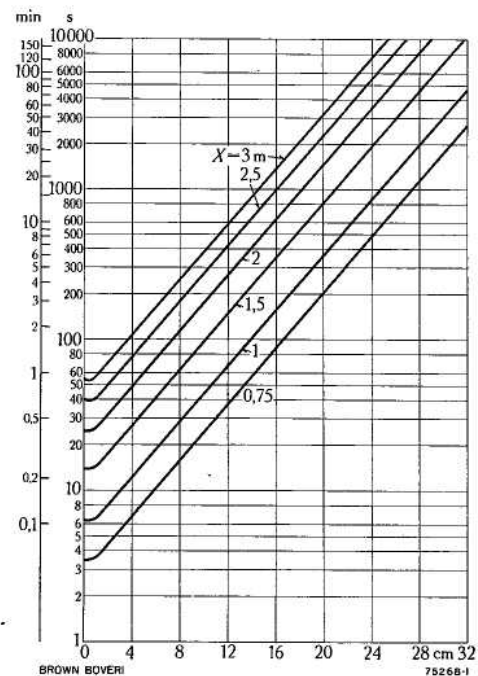


Fig. 3. — Temps de pose nécessaire pour obtenir sur un film Kodak «A» une densité photographique $S = 2$, en fonction de l'épaisseur de fer traversée par les rayons

Radiation du béatron de 31 MeV
 X = distance cible-film en m

film Kodak A placé entre deux feuilles de plomb de 1 mm, une densité photographique de 2. Pour déterminer les temps de pause nécessaires sans filtre égalisateur, il y a lieu de diviser ces valeurs par un facteur variant entre 2 et 2,7 suivant l'épaisseur.

Les défauts que l'on peut déceler sont les criques, les soufflures, les retassures ou, d'une manière générale, toute cavité d'une certaine étendue. Si, dans une pièce d'épaisseur d , un large faisceau de rayons X rencontre une cavité d'épaisseur Δd à la profondeur x , l'intensité I_x de la radiation, à côté de cette cavité, est donnée par la relation

$$I_x = I_0 e^{-\frac{x + \Delta d}{d_0}} \dots (1)$$

où I_0 est l'intensité de la radiation à son entrée dans la pièce, e la base des logarithmes naturels ($e = 2,71828\dots$) et d_0 l'épaisseur d'une couche de la matière constituant la pièce qui réduirait cette intensité dans le rapport de e à 1, c'est-à-dire à 36,8% de la valeur I_0 . Derrière le défaut, l'intensité sera un peu plus élevée et la différence sera

$$\Delta I_x = I_x - I_x e^{-\frac{\Delta d}{d_0'}} \approx I_x \frac{\Delta d}{d_0'} \dots (2)$$

où d_0' est l'épaisseur de matière pour laquelle l'intensité est réduite dans le rapport de e à 1 pour un faisceau étroit. A la sortie de la pièce, l'intensité de la radiation, pour des rayons ayant passé à côté du défaut, sera

$$I_d = I_0 e^{-\frac{d}{d_0}} \dots (3)$$

Pour les rayons ayant passé par le défaut, cette intensité sera augmentée de

$$\Delta I_d = \Delta I_x e^{-\frac{(d-x-\Delta d)}{d_0'}} \dots (4)$$

On peut ainsi calculer le rapport de ces intensités et l'on obtient

$$\left(\frac{\Delta I}{I}\right)_d = \frac{\Delta d}{d_0'} e^{-\frac{d-x-\Delta d}{d_0}} \left(\frac{d_0}{d_0'} - 1\right) \dots (5)$$

Si la densité photographique S est proportionnelle à l'intensité I et si l'on désigne par $(\Delta S/S)_{min}$ la différence de densité la plus faible discernable, on peut déduire de l'équation (5) la limite de détection d'un défaut qui s'exprime par l'équation

$$\left(\frac{\Delta d}{d}\right)_{min} = \left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{min} \frac{d_0'}{d} e^{\frac{d-x-\Delta d}{d_0}} \left(\frac{d_0}{d_0'} - 1\right) \dots (6)$$

La figure 4 montre quelques courbes des valeurs relative et absolue de cette limite pour le fer. Elles ont été établies en admettant qu'il est encore possible de discerner un écart de densité de 2% entre deux points voisins, comme des essais l'ont confirmé pour des densités comprises entre 1 et 2. On a admis pour d_0 et d_0' les valeurs respectives de 47,6 et de 40,8 mm qui correspondent aux courbes de la figure 1. On constate qu'un défaut est d'autant mieux discernable qu'il se trouve près du film, surtout dans les pièces de grande épaisseur. Cela est dû, comme le montre le calcul, au fait que l'absorption d'un faisceau étroit de rayons, tel que celui qui a passé à travers le défaut, est plus grande, en raison de la diffusion, que celle du large faisceau qui l'entoure. Les résultats de nombreux essais que nous avons exécutés à l'aide de pénétromètres confirment assez bien nos calculs, mais on ne peut évidemment pas éviter les écarts dus à la difficulté de déterminer avec précision la grandeur $(\Delta S/S)_{min}$ et le coefficient d'absorption pour un faisceau étroit. C'est pourquoi l'intérêt des courbes de la figure 4

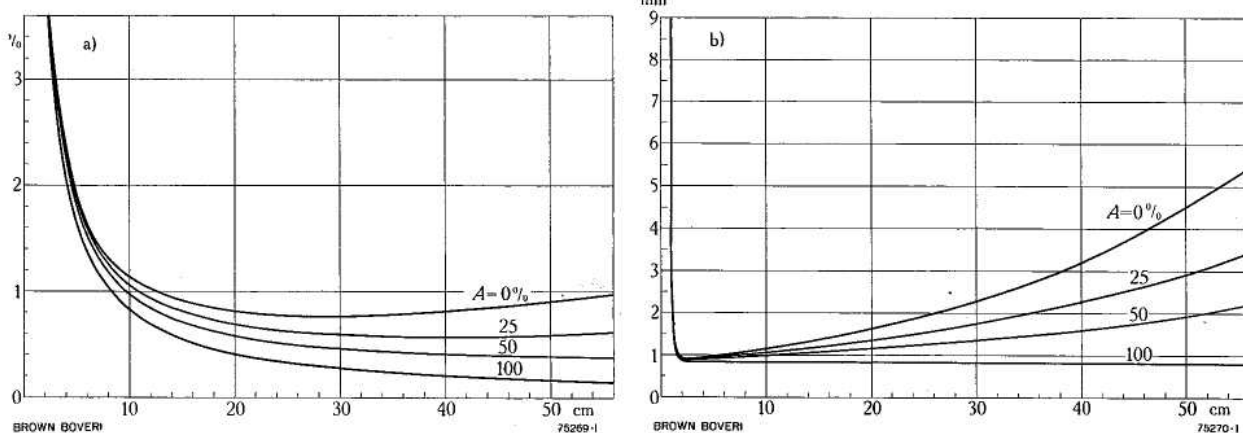


Fig. 4. — Courbes des dimensions relative (a) et absolue (b) minima de défauts discernables dans le fer en fonction de l'épaisseur de la pièce examinée

Abscisses: épaisseur du fer
 Ordonnées: dimension minimum du défaut discernable
 Distance cible-film. = 100 cm
 $d_0 = 47,6$ mm = épaisseur à laquelle l'intensité des rayons, pour un large faisceau, est réduite à 37% de la valeur à l'entrée dans le métal

$d_0' = 40,8$ mm = épaisseur correspondant à d_0 mais pour un faisceau étroit
 A = profondeur du défaut
 0% = défaut à la surface d'entrée de la radiation
 100% = défaut à la surface de sortie de la radiation

réside davantage dans l'indication qu'elles fournissent sur le caractère général du phénomène que sur les valeurs qu'on pourrait en tirer. Elles montrent notamment qu'il est très difficile de déceler des défauts lorsque l'épaisseur de la pièce est inférieure à 3 cm. Il semble donc que cette valeur constitue une limite inférieure de l'emploi du bétratron. On peut admettre, pour les épaisseurs de cet ordre, que l'on a approximativement

$$\left(\frac{\Delta d}{d}\right)_{min} = \left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{min} \frac{d_0'}{d} \dots (7)$$

On retrouve dans cette formule la règle connue depuis longtemps et suivant laquelle il faut, pour favoriser la détection des défauts, opérer dans des conditions telles que le coefficient d'absorption soit aussi grand que possible; il faut, autrement dit, que l'énergie des rayons X soit aussi faible que possible tout en étant suffisante pour que le temps de pose ne soit pas trop long.

Il se peut que certaines pièces à examiner présentent plusieurs zones d'épaisseurs très différentes. La différence d'épaisseur maximum admissible est alors donnée par l'étendue du domaine utilisable de la densité photographique du film. On a alors

$$d_{max} - d_{min} = d_0 \ln \left(\frac{S_{max}}{S_{min}}\right) \dots (8)$$

Si l'on a par exemple $S_{max} = 3$ et $S_{min} = 0,3$, la différence d'épaisseur maximum pour la radiation de 31 MeV est d'environ 10 cm. Avec la radiation filtrée d'un tube à rayons X de 300 keV, l'épaisseur d_0 est d'environ 6,5 mm et la plus grande différence d'épaisseur admissible n'est plus que de 1,5 cm. On peut en déduire que la radiation du bétratron de 31 MeV convient particulièrement bien pour l'examen d'objets présentant des épaisseurs très différentes.

Résultats obtenus avec la radiation de 31 MeV

Les méthodes utilisées jusqu'ici en radiologie industrielle ont été largement influencées par les facteurs suivants:

- 1° Les différences d'épaisseur permettant d'obtenir des conditions satisfaisantes en ce qui concerne la densité dans toute l'étendue de la radiographie sont assez faibles. C'est pourquoi les parties minces des pièces doivent être masquées au moyen de plomb, utilisé sous forme de plaques ou de fine grenaille, ou de mercure pour diminuer les contrastes.
- 2° Le rayonnement diffusé provenant des bords de la pièce examinée ou de la partie du film photographique frappée directement par la radiation latérale provoque

l'apparition de zones fortement surexposées ou de halos. Il est donc recommandé de prendre des mesures pour l'éliminer autant qu'il se peut.

- 3° Le rayonnement diffusé provenant des parois du local, du support de l'objet examiné, etc., produit un voile général qui peut être atténué beaucoup à l'aide de feuilles de plomb placées derrière le film.

Toutes les mesures prises avec les rayons X usuels pour combattre les effets perturbateurs mentionnés deviennent superflues avec les rayons à 31 MeV. Il n'est plus nécessaire de masquer les parties de faible épaisseur comme le prouvent les radiographies des figures 5 et 7 relatives respectivement à une perceuse électrique portable et à un petit moteur de ventilateur. Au centre du moteur, l'épaisseur de fer traversée par les rayons est d'environ 8 cm. Malgré les grandes différences d'épaisseur, on peut discerner parfaitement sur le film original les détails concernant l'arbre et les câbles de cuivre isolés au caoutchouc. On peut remarquer aussi que les parties du film atteintes directement par les rayons ayant passé à côté de la perceuse ne sont pas surexposées. Malgré la géométrie compliquée des objets radiographiés, la netteté

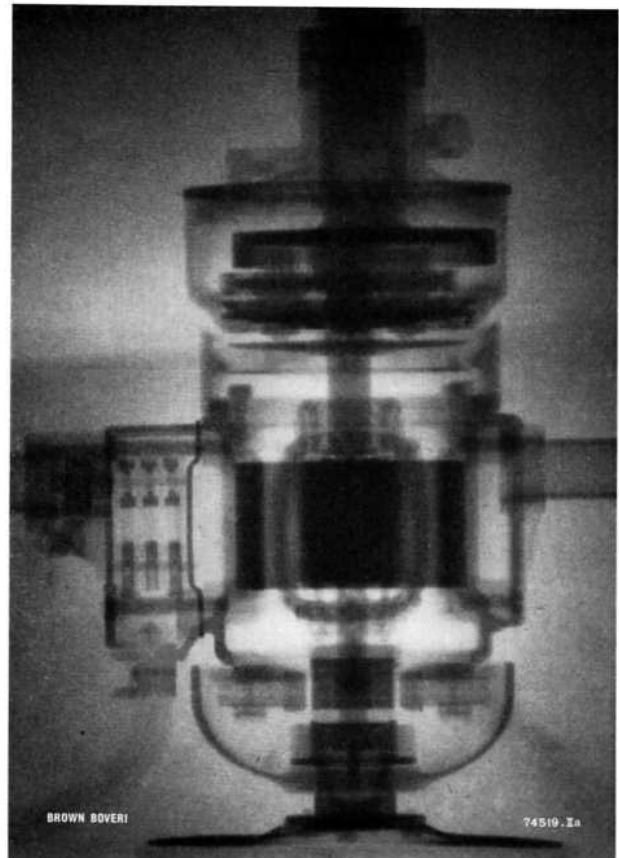


Fig. 5. — Radiographie d'une perceuse électrique obtenue à l'aide de la radiation du bétratron de 31 MeV

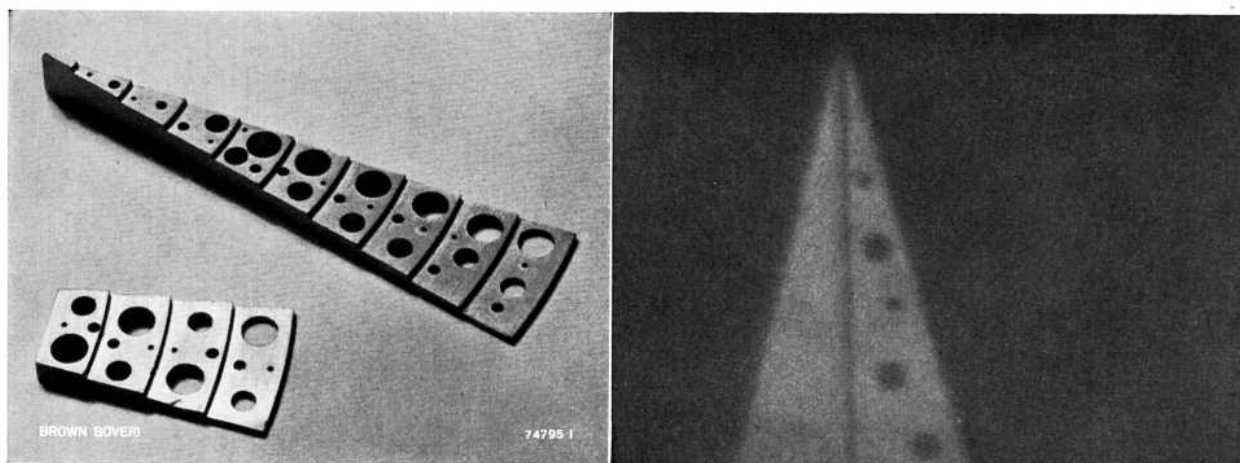
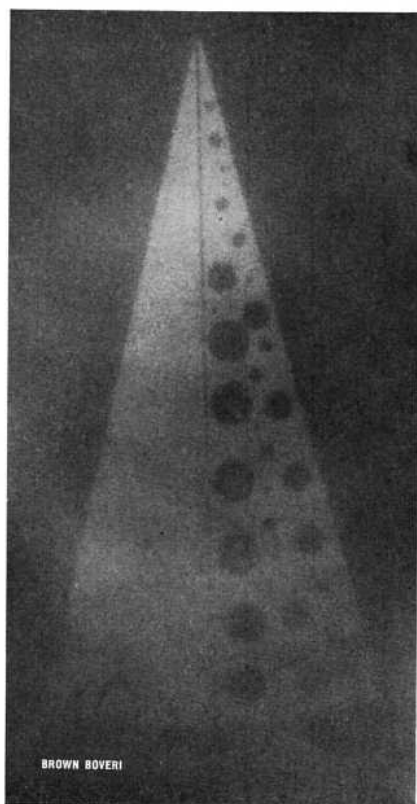
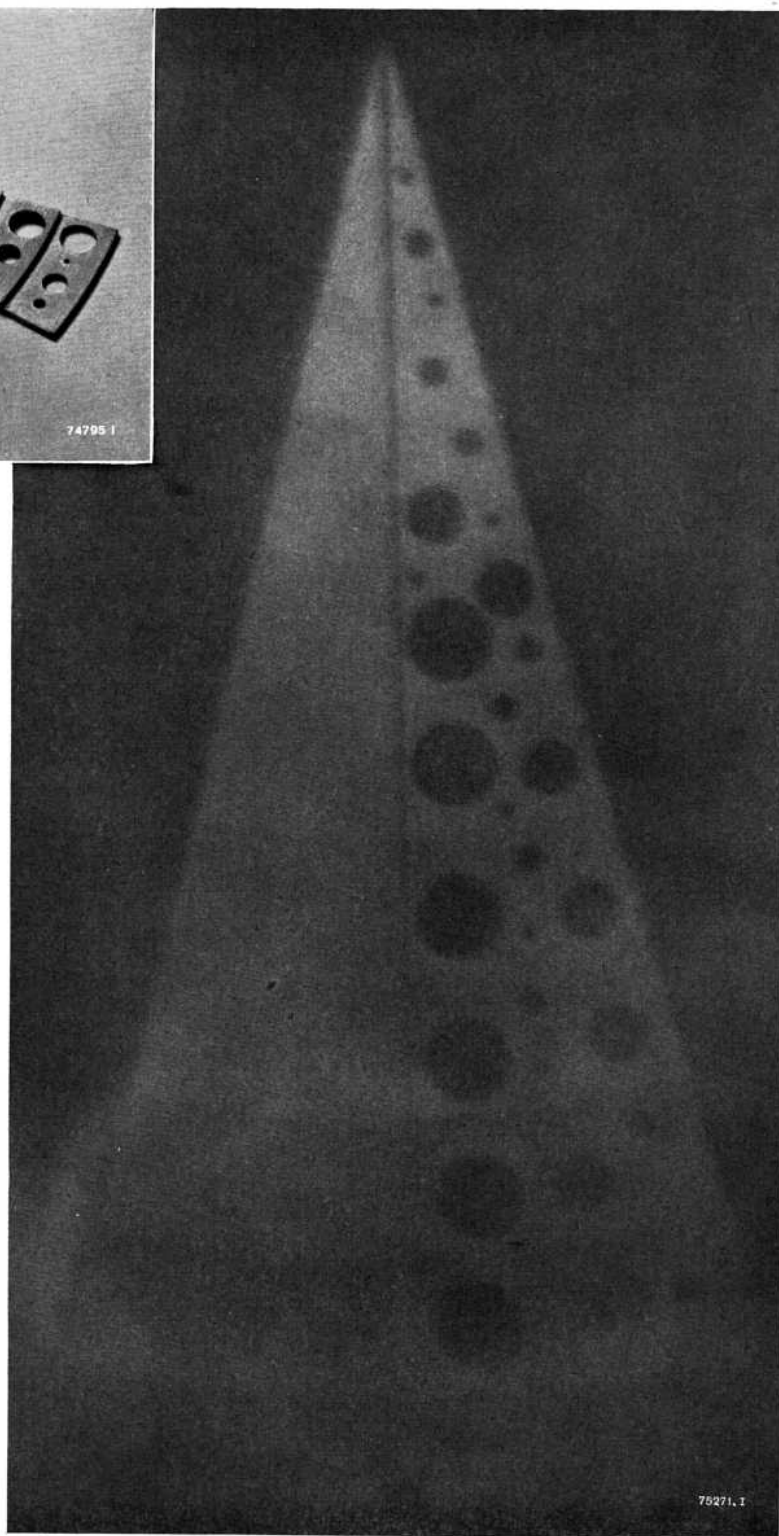


Fig. 6c. — Pénétramètres

Un pénétramètre est un dispositif destiné à déterminer la dimension limite des défauts discernables par une radiographie. Il comprend des sections d'épaisseurs échelonnées par degrés de 1 mm et percées de trous de divers diamètres représentant des défauts.



a



b

Fig. 6a et b. — Radiographies prises avec un pénétramètre fixé devant une plaque de fer de 10 cm d'épaisseur et représentant des défauts ayant une dimension de 1 à 10 mm dans la direction des rayons

a = film placé directement derrière la plaque de fer à une distance de 1,1 m de la cible
 b = film placé à une distance de 1,1 m du fer (agrandissement de 2).

Les trous percés dans le pénétramètre ont des diamètres de 6, 4, 2 et 1 mm tandis que les deux secteurs sont séparés par un espace de 0,1 mm. Le dernier gradin de 1 mm d'épaisseur correspond à une sensibilité de détection des défauts de 1%. Les radiographies représentées dans cet article n'ont pas été retouchées. Les films originaux montrent beaucoup de détails que l'on ne peut malheureusement pas observer sur ces figures.

des photos est très satisfaisante. On peut en effet discerner sur le film original, à l'aide d'une loupe, les espaces occupés par l'isolation entre les tôles du stator. Cette grande netteté est due aux faibles dimensions de la cible émettant les rayons, à la grande distance séparant le film de la cible et à l'intensité du rayonnement diffusé qui est relativement faible avec une radiation d'une telle énergie. La diffusion étant très faible, les écrans de plomb disposés derrière la cassette n'ont aucune influence sur la qualité des radiographies. De même, l'effet de la diffusion due aux parois et aux objets environnants est insignifiant. Comme les électrons secondaires émis par la pièce examinée elle-même sont absorbés par la feuille de plomb de 1 mm placée devant le film, il n'est pas nécessaire que le châssis du film soit en contact avec la pièce examinée. Il est au contraire possible de le placer à une certaine distance pour obtenir une image agrandie comme celle de la figure 6 b. Les photos de la figure 6 ont été prises avec un «pénétramètre», c'est-à-dire un genre de jauge collée sur une plaque de fer de 10 cm d'épaisseur comprenant un certain nombre de sections percées de trous et dont les épaisseurs sont échelonnées par degrés très précis de 1 mm (fig. 6 c). Le film a été placé tout d'abord directement derrière la plaque de fer puis à une distance d'environ 1,1 m.

La technique opératoire appliquée en radiologie industrielle est donc à divers points de vue beaucoup plus simple avec les rayons du béta-tron de 31 MeV qu'avec les rayons X usuels de moindre énergie. Mais il faut reconnaître que l'application du béta-tron dans ce domaine ne devient réellement intéressant que pour l'examen de pièces ayant une épaisseur supérieure à 5 cm, pour le fer, et plus spécialement encore supérieure à 8 cm. Pour les épaisseurs plus faibles, les rayons X usuels sont préférables parce que la détection des défauts est plus aisée

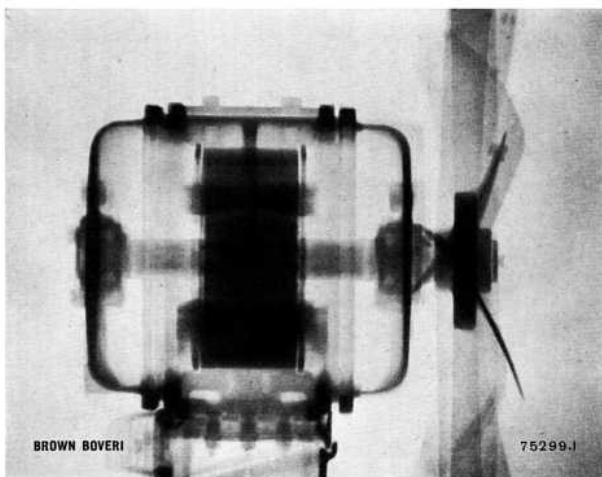


Fig. 7. — Radiographie d'un petit moteur de ventilateur

tandis qu'elle devient très difficile et peu sûre pour les épaisseurs plus grandes. La radiation de 31 MeV vient donc élargir considérablement le champ d'investigation de la radiologie industrielle d'une manière particulièrement heureuse puisque les domaines respectifs d'application des deux radiations se juxtaposent sans laisser de lacunes entre eux. Pour le fer, les rayons X de 300 keV permettent encore de déceler un défaut de 0,4 mm dans une pièce de 4 à 5 cm d'épaisseur tandis que pour les rayons de 31 MeV, la limite inférieure des défauts discernables est d'environ 0,8 mm.

Les rayons de 31 MeV appartiennent à la même catégorie que les rayons gamma de 0,6 à 1,2 MeV émis par le radium et certains isotopes radioactifs comme le cobalt 60, le tantale 182 et l'iridium 192 pour lesquels les épaisseurs d_0 de fer sont données ci-dessous :

Source de la radiation	Béta-tron de 31 MeV	Cobalt 60	Tantale 182	Iridium 192	Radium
d_0 en mm	47,6	33	30	18	28

Il ressort de ces chiffres que le pouvoir de pénétration des rayons du cobalt 60, par exemple, est égal à 69% de celui des rayons de 31 MeV et celui des rayons du radium à 59%. Il semble donc que la détection des défauts devrait être plus aisée avec les radiations de ces corps qu'avec celle du béta-tron. Les essais ont cependant montré qu'en raison de la netteté plus grande obtenue avec cette dernière et de l'effet plus faible de la diffusion, le pouvoir de détection des défauts est à peu près équivalent dans les deux cas.

Les figures 8 a à c montrent un cordon de soudure de tôles de chaudières en acier de 11,2 cm d'épaisseur dans lequel on a décelé des fissures de chaleur qui sont des défauts redoutés des soudeurs. On voit nettement, au milieu du cordon, une importante fissure. Au bas de la photo, quelques fissures beaucoup plus petites sont à peine visibles. Ces fissures sont souvent très minces et ne peuvent être décelées que si les rayons sont à peu près parallèles au plan dans lequel elles se trouvent. Mais comme elles ont généralement des formes et des directions très irrégulières dans le métal, on peut en discerner sur le film au moins une partie où leur plan coïncide avec la direction des rayons. Les essais exécutés avec des pénétramètres (fig. 6) ont montré que des fentes de 0,05 mm de largeur sont encore parfaitement discernables. La photo de la figure 8 b a été prise en donnant aux rayons une direction faisant un angle de 70° avec la surface de la tôle. Le défaut b de droite a dans ce cas une position plus favorable en ce qui concerne la radiographie et est

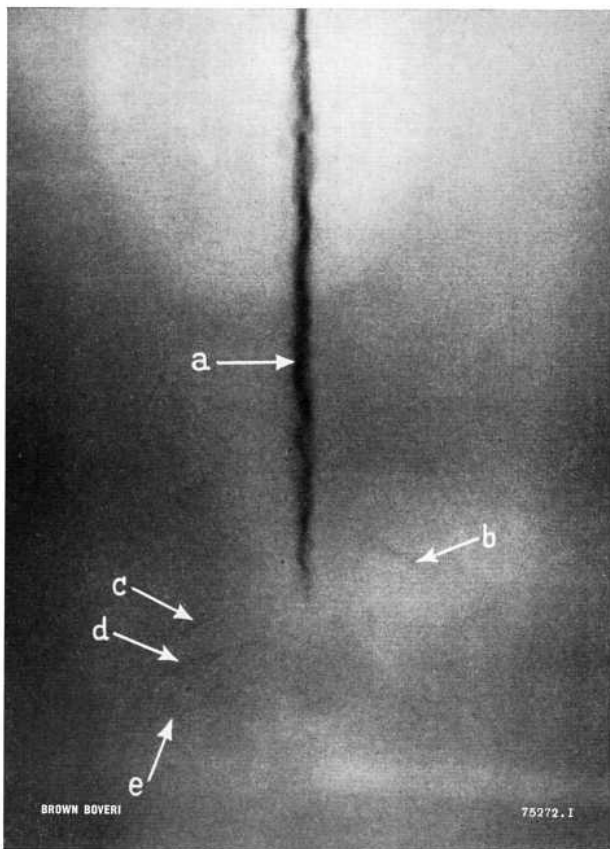


Fig. 8a

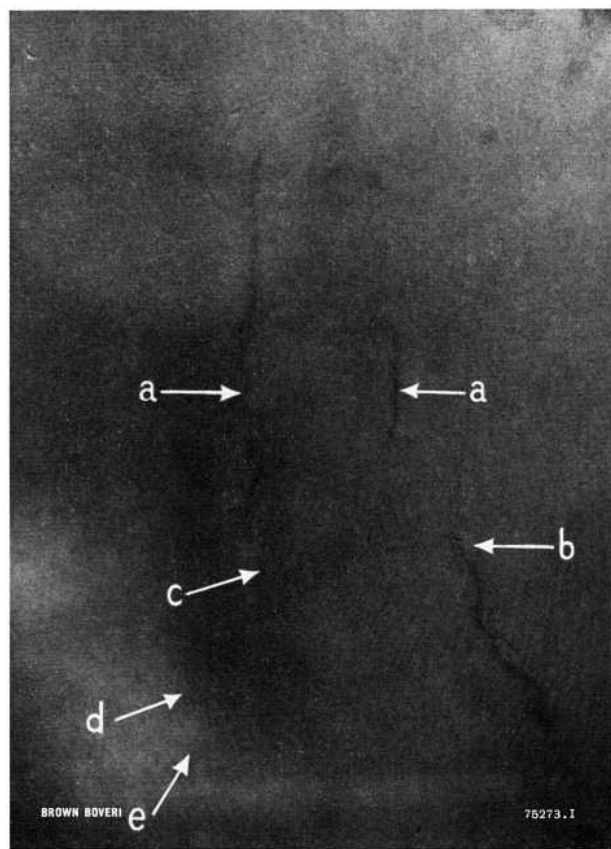


Fig. 8b

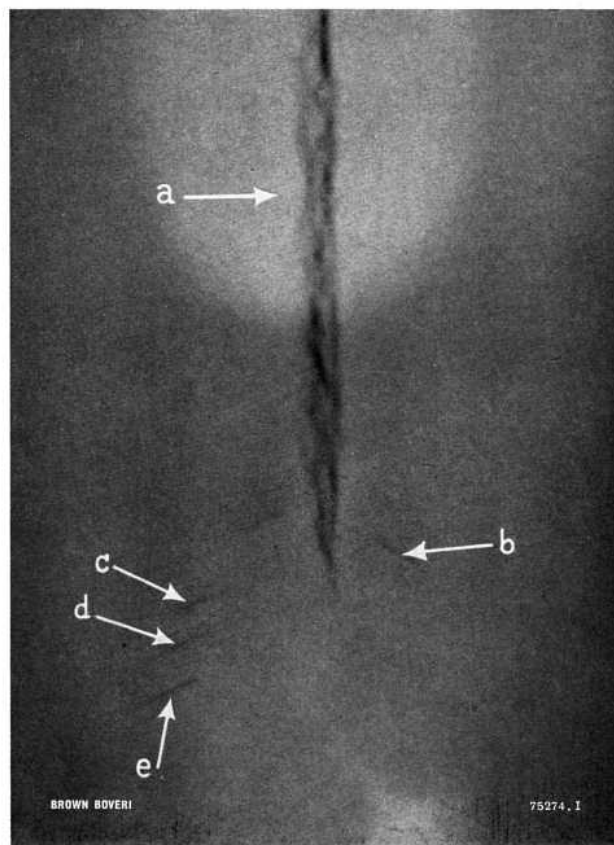
beaucoup mieux marqué tandis que les fissures de gauche sont cachées par le défaut central. Cette vue confirme que l'examen des zones où l'on soupçonne la présence de défauts peut être sensiblement amélioré si l'on prend deux ou plusieurs clichés en changeant la direction du faisceau. La figure 8 c montre, à titre comparatif, une vue¹⁾ prise au moyen de rayons γ émis par le cobalt 60; comme on pouvait s'y attendre, les défauts sont à peine plus visibles que sur le cliché de la figure 8 a. La figure 9 montre la radiographie d'un lingot de fonte de 22 cm de diamètre. On y voit de nombreuses soufflures et, au centre, une retassure ayant jusqu'à 3 cm de largeur. Pour les défauts de ce genre, on peut naturellement

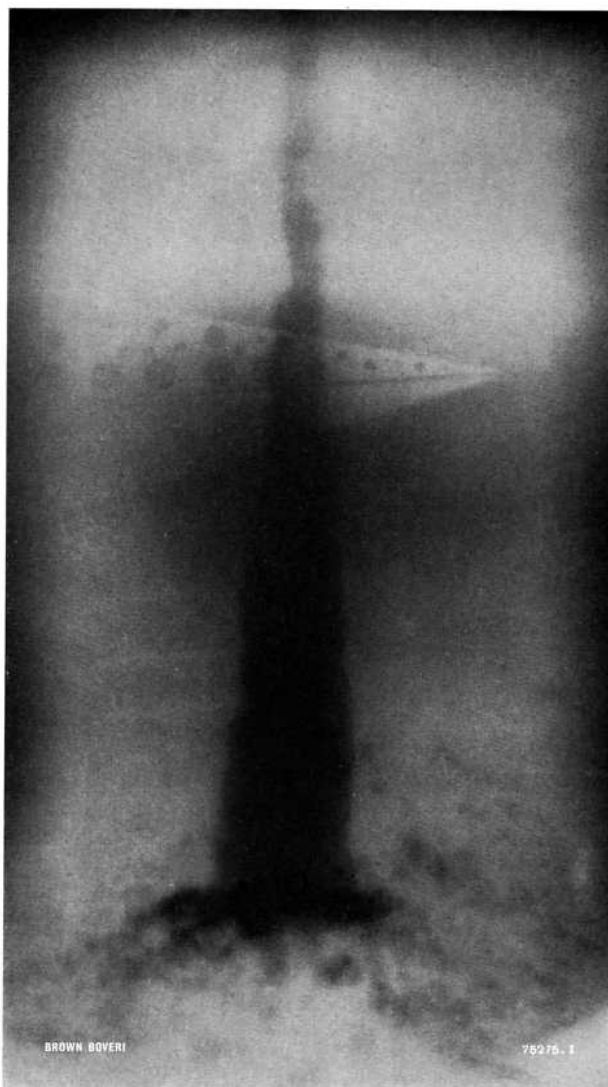
¹⁾ Ce cliché et les pièces examinées ont été mis aimablement à notre disposition par la Rheinische Röhrenwerke AG., à Mülheim (Ruhr).

Fig. 8c →

Fig. 8 a, b et c. — Radiographies d'un cordon de soudure de tôles d'acier de 11,2 cm d'épaisseur dans lequel on a découvert des fissures de chaleur marquées par des flèches

- 8 a = radiation perpendiculaire à la surface de la tôle
- 8 b = radiation faisant un angle de 70° avec la surface de la tôle
- 8 c = radiographie prise avec la radiation du cobalt 60 pour comparaison





utiliser des films plus sensibles, à granulation plus grossière. La figure 10 montre enfin une radiographie d'une soudure de tôles d'acier de 5 cm dans laquelle on a constaté une fente très fine due à une fusion incomplète du métal. La photo de droite a été prise en plaçant la tôle sur une plaque de 20 cm d'épaisseur; le défaut est encore très visible.

Conclusions

La radiation du béta-tron de 31 MeV se prête à l'étude et au contrôle des pièces massives de fer et d'acier ayant des épaisseurs comprises entre quelques centimètres et un demi-mètre. Ce nouveau genre de radiation nous fournit un moyen d'investigation qui complète très utilement celui que constitue les tubes à rayons X usuels d'énergie allant jusqu'à 300 keV. Dans le domaine d'applications commun aux deux genres de radiations, à savoir l'examen de pièces de fer de 5 à 8 cm d'épaisseur, la détection des défauts est un peu plus aisée avec les rayons X usuels mais elle présente dans certains cas des difficultés dues à des phénomènes de surexposition et exige l'utilisation, pour les pièces ayant des épaisseurs différentes, de procédés de masquage parfois assez compliqués. De plus, elle nécessite des temps de pose assez longs. L'emploi de la radiation de 31 MeV est au contraire extrêmement simple et n'exige que peu de mesures de précaution.

Fig. 9. — Radiographie d'un lingot de fonte de 22 cm de diamètre. On discerne parfaitement des soufflures et une retassure centrale. On peut également observer un défaut de 2 mm dans le pénétromètre.

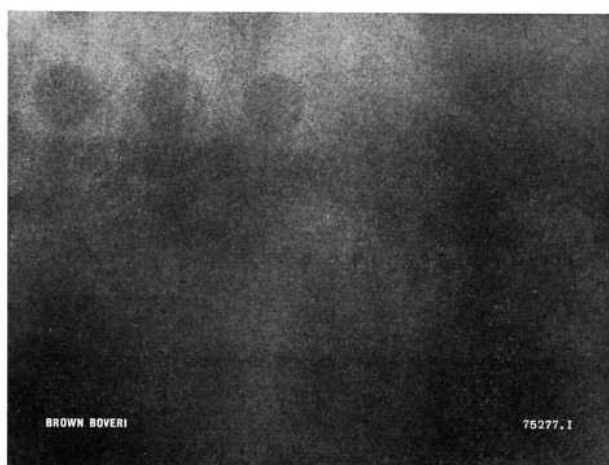


Fig. 10. — Radiographie montrant un défaut de soudure entre deux tôles de fer de 5 cm d'épaisseur

Le trait noir montre que les deux tôles n'ont pas été soudées. La photo de droite a été prise en plaçant une plaque de fer supplémentaire de 20 cm d'épaisseur derrière les tôles (épaisseur totale 25 cm). Le pénétromètre montre que l'on peut encore déceler avec certitude des défauts de 2 mm.

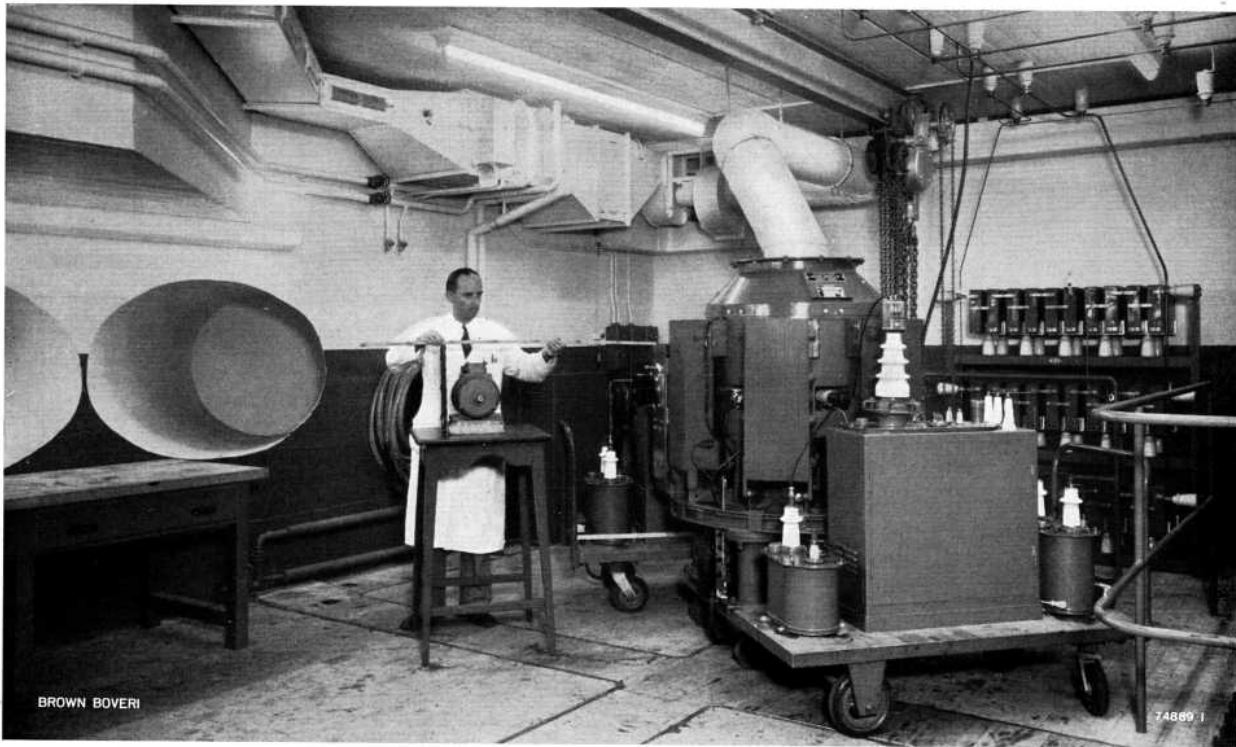


Fig. 11. — Exécution d'une radiographie à l'aide d'un bétatron au laboratoire d'étude des radiations de la Société anonyme Brown, Boveri & Cie, à Baden
 Cette vue prise pendant les préparatifs de la radiographie d'un petit moteur permet de se rendre compte de la simplicité de l'emploi du bétatron.

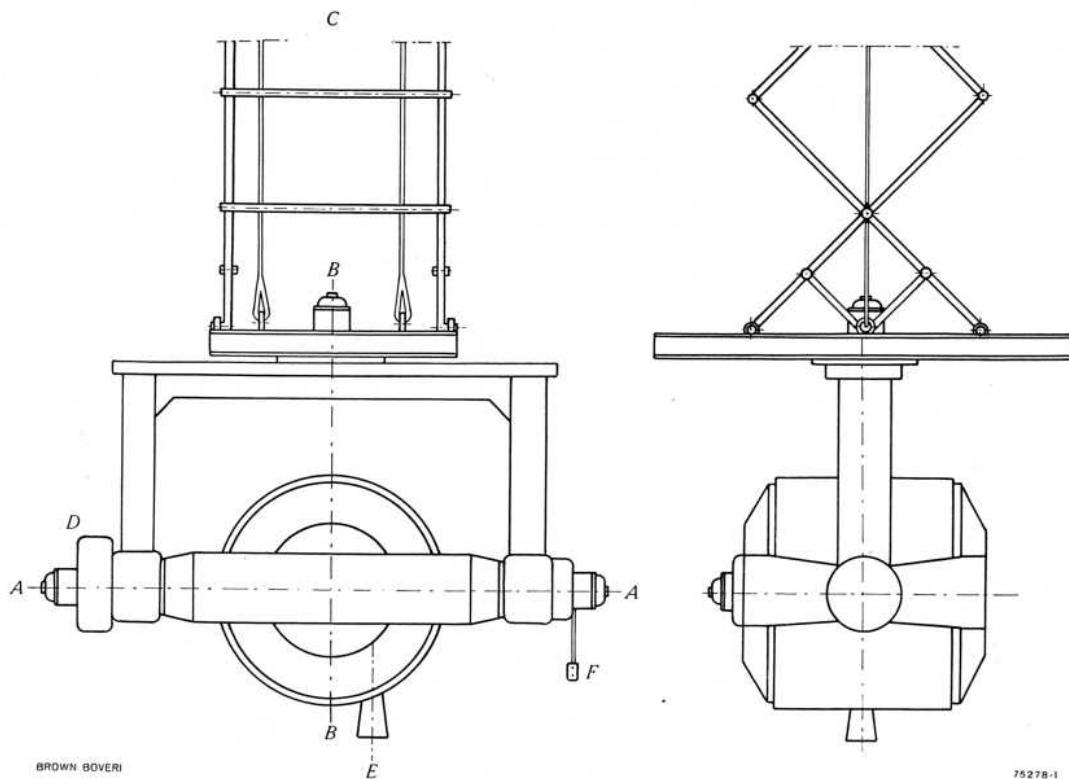


Fig. 12. — Bétatron suspendu à un dispositif rotatif à cardan et destiné au contrôle des matériaux dans un atelier
 Le tout est suspendu à un chariot pouvant se déplacer sur le chemin de roulement du pont roulant de l'atelier; le dispositif est équipé de moteurs pour les divers mouvements de déplacement.

A-A = axe de rotation horizontal C = dispositif de suspension E = axe du faisceau de rayons
 B-B = axe de rotation vertical D = ventilateur F = boîte à boutons-poussoirs pour la commande des mouvements de déplacement

La radiation de 31 MeV est comparable à celle qui est émise par le cobalt 60. Quoique le pouvoir de pénétration de la première de ces radiations dépasse de 44% celui de la seconde, les images obtenues sont plus nettes et la sûreté de la détection des défauts est à peu près équivalente dans les deux cas. Les temps de pose sont en revanche beaucoup plus courts avec le bétatron. C'est ainsi que la radiographie d'une plaque de fer de 11 cm d'épaisseur exécutée à l'aide d'une préparation de cobalt ayant une radioactivité de 600 millicuries placée à une distance de 90 cm exige un temps de pose de 48 heures tandis qu'avec le bétatron placé à une distance de 240 cm, le temps de pose nécessaire n'est que de 2 minutes (fig. 8 a).

La figure 11, représentant un laboratoire de radiologie équipé d'un bétatron, permet de se rendre compte de la

simplicité de l'exécution d'une radiographie. Pour l'examen de pièces encombrantes et difficilement transportables, comme une chaudière par exemple, il est possible d'aménager un bétatron suspendu à un dispositif à cardan tel que le montre le croquis de la figure 12. Le tout peut être accroché à un chariot se déplaçant sur le chemin de roulement du pont roulant d'un atelier. Les déplacements nécessaires pour ajuster la position du faisceau peuvent alors être réalisés à l'aide de moteurs commandés par des boutons-poussoirs. Le poste de commande du bétatron, la batterie de condensateurs et les autres installations accessoires nécessaires seraient alors montés en un point fixe protégé contre l'action des rayons.

(MS 586)

R. Wideröe (P.H.)

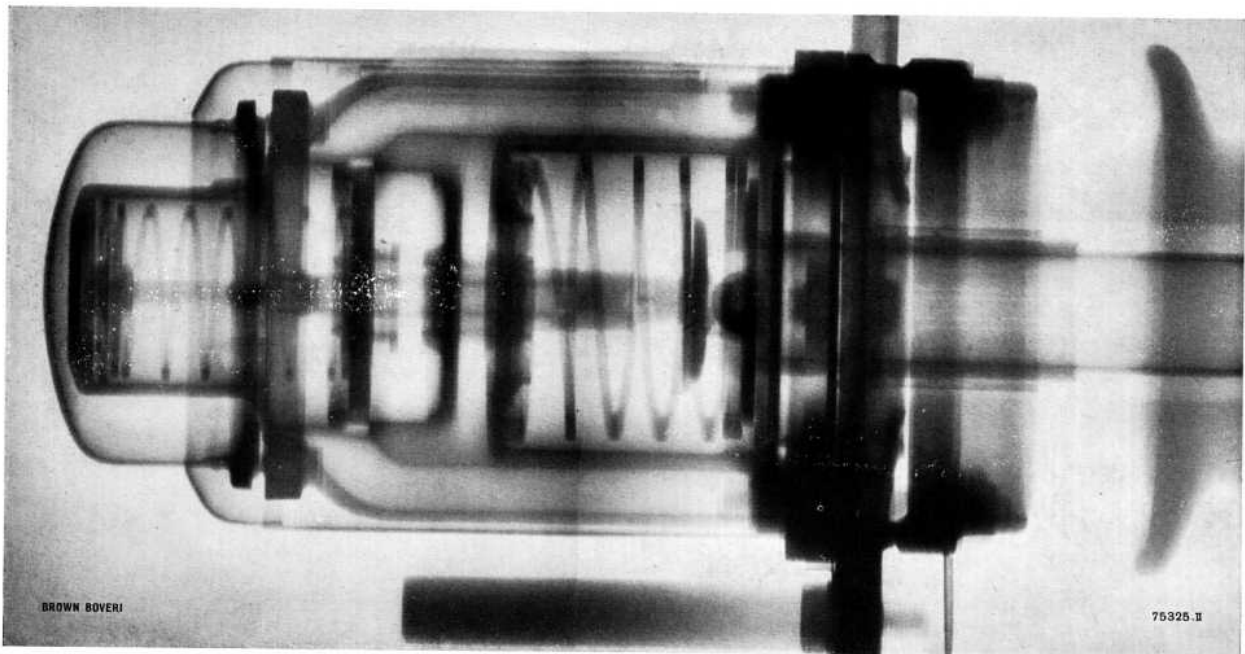


Fig. 13. — Radiographie d'une partie de la chambre de rupture d'un disjoncteur pneumatique Brown Boveri prise à l'aide de rayons X de 31 MeV

La clarté et la netteté de la photographie permettent un contrôle précis des pièces montées à l'intérieur du disjoncteur.