LES DÉTECTEURS SOLIDES DE TRACES (*)

(suite)

Daniel BLANC (**)

(Manuscrit reçu le 25 mars 1970)

DÉPOUILLEMENT DES DONNÉES APRÈS LE DÉVELOPPEMENT

Après le développement, les traces se présentent sous la forme de cylindres ou de cônes, qui traversent ou non l'épaisseur du détecteur, selon la nature des projectiles et les conditions d'irradiation.

Le problème est alors de *compter* les traces; il est analogue à celui que pose l'émulsion nucléaire. Je traiterai d'abord cette question.

On sait qu'un détecteur n'obtient ses lettres de noblesse que s'il permet de déterminer la charge et (ou) la masse du projectile, et, compte tenu de ces données, son énergie, autrement dit il faut qu'il soit utilisable comme *spectromètre*. On peut espérer arriver à ce stade (voir plus haut) en interprétant la longueur des traces après une durée donnée de développement, et leur ouverture latérale. C'est un point très délicat qui est l'objet de nombreuses recherches, et je le traiterai dans la seconde partie de ce chapitre.

COMPTAGE DES TRACES DÉVELOPPÉES

Les détecteurs électroniques présentent l'énorme avantage de permettre un comptage très rapide, à dépouillement automatique. Il n'en est pas de même dans le cas des détecteurs physiques, et là réside l'un de leurs inconvénients majeurs. Il n'est donc pas étonnant que les spécialistes des détecteurs solides de traces aient fait de très grands efforts pour améliorer les conditions de dénombrement. Ce qui suit énumère les principales recherches effectuées dans ce domaine.

1° MICROSCOPIE OPTIQUE

a) *Emploi habituel*. Le comptage est analogue à celui obtenu avec les émulsions : chaque trace peut être dénombrée individuellement ou intégrée sous

(*) 2^e partie du Cours dont la 1^{re} partie a paru dans le n° 1 du Volume 5 de *Radioprotection*.

(**) Professeur à la Faculté des Sciences et Directeur du Centre de Physique atomique et nucléaire de Toulouse, 118, route de Narbonne.

la forme de densité de traces. La plupart des efforts ont porté sur l'amélioration de la rapidité de comptage de grandes surfaces et sur l'automatisation du procédé de dénombrement. En voici deux exemples :

— Selon la densité des traces, on peut opérer en déplaçant l'échantillon dans le champ du microscope, ou en juxtaposant plusieurs champs. DEBEAUVAIS [De-9] a réalisé un appareil de déplacement de la platine du microscope et de prises de vue automatiques (caméra) qui permet de dépouiller une surface totale de 4 cm sur 2,5 cm. Après développement, le film de la caméra peut être projeté, et l'on détermine facilement la densité des traces sans comptage individuel. Cependant, ce procédé est coûteux et ne sépare pas les défauts de la surface des traces à détecter.

— ABMAYR *et alii* [Ab-1] ont conçu une méthode d'enregistrement automatique des traces : un spot lumineux est projeté sur la feuille à travers l'oculaire du microscope. Ce spot subit un balayage, et l'on mesure l'intensité de la lumière transmise, au moyen d'un photomultiplicateur. Le signal obtenu, digitalisé, est envoyé dans un calculateur électronique. Ce procédé est également très coûteux ; il présente le même inconvénient que le précédent.

b) *Emploi d'un composé fluorescent* [Mo-8].

On introduit, par pompage, un liquide fluorescent dans les traces (si elles traversent la totalité de l'épaisseur) ; le liquide en excès, qui subsiste sur la surface du détecteur, est éliminé par lavage soigneux. On excite ensuite la fluorescence de cette substance par des rayons U.V. de fréquence convenable. La lumière de fluorescence est observée à travers le microscope et l'on obtient alors des traces, fortement contrastées, et plus faciles à dénombrer ; l'emploi de filtres convenables permet d'utiliser un photomultiplicateur. Le procédé est intéressant dans le cas de feuilles minces de matières plastiques, toujours très peu fluorescentes, et qui donneront donc un bruit de fond très faible.

c) *Emploi d'un scintillateur* [Fr-1].

Ce procédé constitue une variante du précédent : on emplit les traces d'un scintillateur liquide, dont on excite la fluorescence par un rayonnement β et γ . Le repérage des traces s'effectue comme plus haut.

Dans les deux cas, le problème est de remplir *toutes* les traces, et d'une quantité *suffisante* de substance fluorescente.

d) *Contraste par interférences*.

NORMANSKY a utilisé les interférences lumineuses pour améliorer le contraste de structures transparentes, lors de l'examen au microscope optique. Ici, il est de la plus grande importance de pouvoir déterminer la morphologie exacte de chacune des traces développées, pour faire des mesures très précises de longueur, d'ouverture de cônes, de diamètre à l'entrée, etc. Cette technique est donc très intéressante.

Elle a été adaptée par PRIESCH [Pi-1], qui a obtenu une image en relief très brillante et un contraste très amélioré. De plus, il est possible d'améliorer le contraste en modifiant la couleur de la lumière incidente. Les très nombreuses précautions à prendre pour obtenir une interprétation correcte des données ont été énumérées par O'CEALLAIGH et DALY [Oc-1].

e) *Emploi de lumière polarisée.*

On obtient un contraste de couleur qui améliore la qualité de l'identification des traces [Me-4].

Le microscope optique est intéressant dans le cas où la densité des traces est moyenne. Si la densité est trop forte, la densitométrie optique constituera un moyen suffisant. Si la densité est trop faible, il faut étudier une grande surface détectrice pour obtenir une précision statistique suffisante, et le microscope devient difficilement utilisable.

2° DENSITOMÉTRIE OPTIQUE

La surface du matériau présente, à l'endroit des traces, un fort dépoli, qui est une fonction croissante de la densité des traces et du temps de développement. Si ce dernier est fixé, le dépoli ne sera plus fonction que de la densité des traces. On peut donc envisager une mesure de densité optique au moyen d'un microdensitomètre ou d'un appareil conçu spécialement pour ces mesures. La méthode la plus simple consiste à comparer l'échantillon à mesurer à un étalon ayant subi rigoureusement le même développement : cette méthode est valable au-dessus d'une densité de l'ordre de 10^5 traces par cm^2 environ.

Un bruit de fond important provient de la diffusion depuis les aspérités superficielles du détecteur, et depuis ses défauts internes. Par contre, le signal provient de la lumière diffusée depuis un système directionnel, c'est-à-dire le long d'une trace linéaire. Il en résulte que la distribution angulaire de la lumière diffusée depuis les traces est différente de celle de la lumière diffusée parasite. On obtiendra donc un rapport (signal/bruit) optimal pour une certaine valeur de l'angle de diffusion.

FIG. 12. — Système de mesure par densitométrie optique à angle de diffusion variable mis au point par W.W. SCHULTZ [Sc-2].

Cette propriété a été exploitée par SCHULTZ, qui a réalisé un densitomètre à angle de diffusion variable, représenté sur la figure 12 [Sc-2]. L'appareil est étalonné en mesurant le rapport (signal/bruit) en fonction de l'angle de diffusion; il est optimal pour la diffusion vers l'avant. Pour le Lexan, l'angle optimal est

FIG. 13. — Mesure du rapport (signal/brut) en fonction de l'angle de diffusion pour une lame plastique de polycarbonate type Lexan. D'après [Sc-2].

de 60° environ (voir la figure 13). Le rapport (signal/bruit) augmente avec la durée du développement, et atteint son maximum quand il commence à se produire un recouvrement des traces des particules.

3° MESURE DE LA RÉSISTANCE DE L'ÉCHANTILLON

Ce procédé, à caractère global comme le précédent, a d'abord été essayé sur des lames de mica. On mesure, en fonction du temps, la résistance d'une cellule remplie, de part et d'autre de l'échantillon, par la solution d'attaque. Dans les micas, le diamètre des traces augmente sensiblement linéairement en fonction du temps (fig. 1). Si les traces traversent totalement l'épaisseur de la lame, la résistance mesurée R doit donc être de la forme :

$$R = \alpha t^{-2}$$

α étant une constante qui, à une température donnée, ne dépend que du nombre des traces. Il est donc, théoriquement tout au moins, possible de mesurer le flux incident [Be-1].

Cependant, les résultats ne sont pas reproductibles [Mo-1], [Mo-3], [Mo-4]. Cela tient au fait qu'il est difficile d'obtenir des lames de mica d'épaisseur déterminée et surtout uniforme; or cette épaisseur a une grande importance sur le nombre et la longueur des traces qui traversent entièrement le mica. Sur les matières plastiques, pourtant d'épaisseurs plus uniformes, on n'a pas obtenu des résultats très supérieurs [Mo-9], et cette méthode ne semble pas avoir beaucoup d'avenir.

*
* *

Les méthodes que je vais maintenant citer ont pour rôle d'effectuer une sorte de « marquage » des traces, pour les rendre beaucoup plus visibles ou rapidement dénombrables. Dans tous les cas, comme dans celui qui précède, *il est nécessaire* que le parcours des projectiles soit très supérieur à l'épaisseur de la lame de détecteur, c'est-à-dire que les *traces développées traversent la totalité de cette lame*.

4° MARQUAGE SUR DES MATIÈRES PLASTIQUES MÉTALLISÉES [De-9], [Fl-18], [Fl-28], [Mo-1]

Cette méthode est intéressante quand on doit développer de très faibles densités de traces, sur des détecteurs de grandes surfaces. Elle permet d'effectuer le dépouillement à l'œil nu, mais je rappelle qu'elle n'est applicable que dans le cas où les particules ont traversé la totalité de l'épaisseur, ce qui est le cas des rayons cosmiques primaires. Les méthodes décrites plus loin supposent réalisée cette condition préalable.

La feuille de matière plastique est recouverte d'un film métallique mince (Al en général). Après son irradiation, la feuille est attaquée *du côté non métallisé* : les traces se forment, et le réactif (de la soude en général) vient attaquer le film

d'aluminium, qu'il perce. Au bout d'un certain temps, la surface d'aluminium comporte, à l'endroit de chaque trace, une sorte de tache démétallisée, très visible.

Cette méthode présente un inconvénient grave : les défauts présents dans le volume du matériau peuvent créer des traces, sans qu'il y ait passage d'une particule, et la méthode ne donne aucun moyen de discrimination de telles traces « parasites », que l'examen microscopique identifierait immédiatement.

5° MARQUAGE COLORÉ DES TRACES

Le procédé ressemble un peu au précédent : on fait pénétrer dans les traces développées un réactif convenable.

Dans un premier procédé, on place la lame de plastique contre un filtre à membrane (type Millipore) et on force une solution de teinture à traverser les trous de plastique : la teinture traverse le filtre et vient dessiner sur sa surface des spots colorés, très facilement visibles [Cr-1].

Un procédé plus élaboré a été proposé par BLOK *et alii* [Bl-2]. Il nécessite que le diamètre de la trace développée traversant la lame soit important (très supérieur à $0,7\text{ }\mu\text{m}$), donc que la durée du développement ait été assez longue. La feuille développée est placée au contact avec une feuille de papier Ozalid et l'ensemble est traité dans une machine Ozalid : la vapeur d'ammoniac traverse les trous et noircit le papier Ozalid en face de chaque trace. Le comptage est alors facile. Par exemple, une trace de $50\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre, obtenue dans une feuille de matière plastique épaisse de $0,25\text{ mm}$, donne, sur la feuille sensible, un spot sombre de 1 mm de diamètre environ.

La méthode de BLOK a été exploitée dans le comptage de rayons cosmiques primaires ayant traversé des feuilles de plastique de très grandes surfaces [Pr-12].

6° MARQUAGE RADIOACTIF DES TRACES [De-10].

Considérons une feuille d'épaisseur supérieure à $30\text{ }\mu\text{m}$ environ : elle absorbe totalement les particules α venant d'une source de ^{210}Po posée sur sa surface.

Après développement, les particules α pourront passer si leurs trajectoires coïncident avec les canaux obtenus. Le nombre ayant traversé est donc proportionnel au nombre de traces. L'intérêt de la méthode est que le dépouillement des données s'effectue au moyen d'un système classique de détection (écran de ZnS et photomultiplicateur, par exemple).

7° MARQUAGE ÉLECTRIQUE DES TRACES

J'ai gardé pour la fin ce procédé de comptage par étincelles, car il est original et particulièrement intéressant.

Les études de LARK [La-2] et de CROSS et TOMMASINO [Cr-2] ont montré l'intérêt de cette méthode : une face de la feuille de matière plastique développée est appliquée sur une plaque métallique. Sur l'autre face de la feuille, on applique

une pointe ou une électrode de petite surface, portée à tension élevée, supérieure à la tension de claquage dans l'air; on déplace lentement la feuille de plastique pour que cette électrode balaie toute sa surface. A chaque fois qu'une trace passe sous la pointe, il éclate une étincelle, détectée par le phénomène lumineux qu'elle produit, ou par l'impulsion électrique qu'elle donne aux bornes de la source de haute tension. De plus, l'étincelle élargit le diamètre de chaque trace, ce qui la rend nettement visible à l'œil nu.

CROSS et TOMMASINO [Cr-3] ont proposé un procédé plus élaboré, qui permet de compter les traces et d'obtenir, en même temps, sur une feuille de métal, une sorte de « réplique » de la distribution des traces sur la surface du plastique.

Il est remarquable de souligner que, d'après ces auteurs, on peut ainsi compter jusqu'à 3 000 traces/cm² (pour des densités supérieures, il y a recouvrement des domaines des trous voisins), et dépouiller les données de surfaces de l'ordre de 100 cm² en moins de 10 secondes, avec une erreur de comptage ne dépassant pas quelques pour cents. Les auteurs ont appliqué avec succès leur procédé dans des mesures de distributions angulaires de fragments de fission (photofission) et dans la dosimétrie des neutrons.

FIG. 14. — Montage électrique pour le marquage des traces au moyen d'étincelles.
CROSS et TOMMASINO [Cr-3].

La feuille développée constitue l'isolant d'un condensateur dont une armature est un dépôt mince d'aluminium sur une feuille de mylar (à la haute tension) et dont l'autre armature, à la masse, est une électrode massive plane (fig. 14).

On soumet alors la lame à une tension de 1 000 à 1 500 volts : les étincelles qui éclatent le long des traces les élargissent et rendent les trous perpendiculaires à sa surface. La lame est prête pour la mesure. On change la feuille de mylar aluminisé et on applique une tension moins élevée.

FIG. 15. — Palier « de comptage » obtenu par la méthode des étincelles.
CROSS et TOMMASINO [Cr-2].

FIG. 16. — Réplique d'aluminium d'une feuille de mylar irradiée par les fragments de fission de ^{252}Cf [Cr-2].

Que se passe-t-il alors quand on branche la source de tension ? L'étincelle éclate à travers l'un des nombreux trous que présente la lame de plastique. Elle a pour effet d'évaporer l'aluminium touché par la décharge et d'agrandir encore le diamètre du trou ($\geq 0,1$ mm). La chute de tension dans R a alors pour effet de couper l'étincelle; puis le condensateur se recharge.

Le point fondamental, sur lequel repose totalement le procédé, est que les modifications produites à travers ce trou par la décharge ont comme conséquence qu'une seconde étincelle ne peut pas éclater dans le même trou, parce que la distance qui sépare les parties métalliques a augmenté. L'étincelle éclate à travers un autre trou. Autrement dit, l'étincelle saute ainsi d'un trou à l'autre et balaye, successivement, la totalité des trous.

Ce mécanisme suppose que la tension est réglée avec une très grande précision : il faut, en effet, que, après que l'étincelle ait éclaté dans un trou, la tension de claquage dans l'air, à travers ce trou, soit supérieure à la tension employée; ainsi, *l'étincelle s'arrête quand elle a éclaté à travers la totalité des trous* : la figure 15 donne le nombre d'étincelles en fonction de la tension appliquée; la courbe ressemble au palier de comptage d'un compteur de Geiger-Müller. La numération du nombre d'impulsions se fait d'ailleurs au moyen de circuits « échelles » identiques à ceux employés avec les compteurs de Geiger-Müller.

Après l'opération, la feuille de mylar aluminisé garde la trace des étincelles : elle devient une sorte de « réplique » de la distribution des traces; on pourra réaliser, ainsi, toute une série de répliques de la feuille de plastique développée. La figure 16 présente la réplique d'aluminium (cercle de 2 cm de diamètre) d'une feuille de plastique irradiée par 260 mrads de neutrons rapides, ayant traversé une feuille de ^{252}Cf : les traces sont celles des fragments de fission.

La méthode semble excellente, mais les mécanismes sont loin d'être totalement explicites : il serait indispensable de connaître quelle est la probabilité pour qu'une étincelle éclate dans deux trous simultanément, ce qui risque de diminuer l'efficacité de détection.

Remarque. La durée du développement a une influence importante. On constate que le nombre de trous détectés augmente avec le temps de développement, pour tendre vers une valeur constante. Un exemple est donné par la figure 17, qui concerne des fragments de fission tombant normalement sur une feuille de Makrofol épaisse de 10 μm [Cr-2].

SPECTROMÉTRIE DES PARTICULES

Toute une série de propriétés que j'ai citées dans ce qui précède permet d'avoir assez de renseignements sur le mode de formation des traces et leur morphologie pour en arriver à discriminer les particules et à obtenir leur charge et leur masse — jusqu'à un certain point, tout au moins.

L'importance de cette question est évidente et conditionne les débouchés de tels détecteurs.

Je citerai quelques exemples caractéristiques — et non limitatifs — de ce que l'on peut faire dans ce domaine.

1° EFFACEMENT DU BRUIT DE FOND

Un traitement thermique fait disparaître progressivement les défauts créés par la particule incidente dans le détecteur. En calculant le temps de ce traitement, on pourra rendre non développables les traces de particules relativement peu ionisantes, tout en maintenant développables celles qui correspondent à des projectiles beaucoup plus ionisants. Par ailleurs, on sait que la vitesse de développement est d'autant plus grande que la particule est plus ionisante.

En se basant sur ces deux propriétés, on peut effectuer un recuit sélectif et un développement lent [Pe-2]. Par exemple, des détecteurs (micas, verres) avaient été irradiés par des noyaux ^{16}O , ^{20}Ne , ^{40}Ar et ^{40}Ca ; ils étaient recouverts d'un matériau fissile (uranium), et leur rôle était de détecter les fragments de

FIG. 17. — Variation du nombre de trous détectés en fonction de la durée du développement, dans le cas de fragments de fission (incidence normale).

fission; un traitement normal aurait fait apparaître les traces parasites des projectiles primaires. Ce traitement de recuit sélectif a porté sur le seuil de sensibilité du détecteur à $Z > 18$: le bruit de fond était ainsi supprimé, et seuls les fragments de fission donnaient des traces développées.

Cette question mérite des recherches systématiques poussées.

2° MESURE DE LA CHARGE Z DU PROJECTILE

Si la longueur totale du parcours est contenue dans le matériau détecteur, la longueur totale de la trace développée est voisine de ce parcours; il existe des relations mathématiques liant ce parcours à la charge du projectile (FLEISCHER, MAURETTE, PRICE).

Cependant, on connaît toutes les fluctuations liées au procédé de développement, et la question n'est pas encore au point, ne serait-ce qu'à cause de l'effacement progressif possible, surtout vers la fin du parcours (PERELYGIN).

Dans ce but, on s'efforce de stabiliser la réponse du nitrate de cellulose, d'un lot à un autre, au moyen d'additions de composés organo-métalliques. On aurait pu, ainsi discriminer des noyaux ^9Be et ^{10}Be [En-1].

3° MESURE DE LA CHARGE ET DE LA MASSE DE PARTICULES PÉNÉTRANTES

Nous avons vu plus haut que la vitesse de développement V est d'autant plus grande que le projectile est plus ionisant. La figure 5 en donne un exemple quantitatif : V est une fonction globalement croissante de Z et de A .

On pourra donc déduire Z et A de la mesure de V . On déterminera la longueur du cône développé :

$$L = \int V dt,$$

en fonction du temps de développement. Il faut, évidemment, opérer le développement dans des conditions absolument reproductibles. En considérant l'ensemble de la trace traversant la feuille, on réalisera ainsi une sorte de mesure de la densité des dommages créés par la particule, de manière parallèle aux déterminations de $\left(\frac{dE}{dx}\right)$ obtenues dans des lames minces de silicium exposées dans un faisceau de particules pénétrantes.

A titre d'illustration, la figure 18 donne la longueur du cône obtenu dans le triacétate de cellulose, en fonction du parcours résiduel des noyaux ^{20}Ne , ^{19}F et ^{16}O , par PRICE et FLEISCHER. De telles courbes d'étalonnage sont indispensables pour ces déterminations.

4° CAS DES PARTICULES DE FAIBLE PARCOURS

Le rongement de la trace, latéralement, s'effectue d'autant plus vite que la particule a produit un plus grand nombre de dommages autour de sa trajectoire : l'ouverture du cône est donc d'autant plus grande, dans le cas de particules de faibles parcours, que leur ionisation spécifique est plus grande.

Au total, on peut donc lier le diamètre de la trace à la surface du détecteur, à l'ionisation spécifique de la particule.

Par exemple, la figure 19 [Ho-1] donne la variation du diamètre à la surface avec l'énergie des fragments de fission ^{235}U , lourds et légers tombant sur une lame de verre. Ces fragments, d'énergie bien connue, provenaient d'un spectromètre. Le développement employait une solution aqueuse de HF (48 %) à 22 °C. Le diamètre de la trace à l'entrée est une fonction croissante de l'énergie [Fr-1] et on peut déduire cette énergie de la valeur mesurée du diamètre avec une précision de 3 à 5 MeV. Des étalonnages analogues ont été effectués sur des feuilles de matière plastique, au moyen de particules α d'énergies allant jusqu'à 9 MeV [So-5], [So-6].

FIG. 18. — Longueur du cône en fonction du parcours résiduel de la particule.

Cette méthode spectrométrique est employée pour rechercher les fragments de fission provenant de transuraniens très lourds ($Z \geq 110$) hypothétiques. Elle est pleine de promesses dans de nombreux domaines.

La spectrométrie au moyen des détecteurs solides de traces est loin d'avoir atteint sa maturité. Il faudra chercher un affinement des méthodes, pour atteindre dès que possible les buts suivants :

- Séparer *les isotopes*, pour des particules de parcours de l'ordre de quelques centaines de micromètres,
- Séparer les charges de tous les noyaux relativistes de $Z > 30$,
- Mesurer les nombres atomiques des fragments de fission à 1 ou 2 unités près.

Si ces buts sont atteints, ce procédé de détection aura fait un énorme bond en avant.

FIG. 19. — Variation du diamètre de la trace à l'entrée en fonction de l'énergie pour les fragments de fission de ^{238}U . Le développement est fait à 22 °C par une solution aqueuse de HF (48 %).

- Courbes en traits pleins et cercles o : fragments de fission lourds.
- Courbes en traits discontinus et croix + : mélange de fragments lourds et légers.
- Courbes en pointillés et cercles pleins • : valeurs corrigées correspondant aux fragments légers seuls.

Chaque courbe correspond à un temps de développement déterminé [Ho-1].

MÉCANISME DE LA FORMATION DES TRACES ET DE LEUR DÉVELOPPEMENT

Le mécanisme théorique à élaborer doit répondre à deux genres de constatations :

1) *Les évidences expérimentales*, déduites des expériences décrites plus haut, et qui peuvent se ramener à quatre types de résultats :

1 - Il n'existe pas de traces latentes dans les métaux et la plupart des semi-conducteurs.

2 - La région endommagée a un diamètre de 25 à 30 Å, dans le cas du mica.

3 - Les traces latentes sont stables en fonction du temps.

4 - Chaque milieu détecteur est caractérisé par un $\left(\frac{dI}{dx}\right)$ critique.

Tout mécanisme devra vérifier ces 4 constatations.

2) *Des considérations de bon sens* : dans un matériau minéral, la particule doit, pour produire un dommage, déplacer un atome d'une longueur suffisante pour le maintenir à l'extérieur de sa position normale, et cela suppose un seuil d'énergie donné. Par contre, dans une substance organique, la particule agit au niveau moléculaire pour couper des liaisons et cela se fait avec un échange plus faible d'énergie, ce qui doit conduire à une plus grande sensibilité.

On voit ainsi que les mécanismes dans les substances minérales ou organiques doivent être assez différents. Cela va apparaître dans mon exposé : je traiterai d'abord les matériaux minéraux, sur lesquels ont été élaborées les théories de la pointe thermique, de la pointe de déplacement et de la pointe d'explosion ionique, pour en arriver aux matériaux organiques, dans lesquels les rayons δ jouent un rôle important. Dans les matériaux organiques, le mécanisme semble une synthèse de la pointe d'explosion ionique et de l'action des rayons δ .

HYPOTHÈSE DE LA « POINTE THERMIQUE »

Elle fut la première historiquement, et s'appliquait donc aux micas et aux cristaux minéraux.

Le principe est que la particule incidente cède une partie de son énergie cinétique au milieu sous forme thermique. De manière plus précise, l'interaction coulombienne du noyau incident avec le nuage électronique des atomes-cibles déplace des électrons. Les électrons ainsi libérés ont des énergies trop faibles (< 10 keV) pour déplacer *directement* les atomes de la cible. Cependant, au moyen d'interactions (électron-phonon), ils peuvent transférer une partie de leur énergie cinétique aux atomes du réseau cristallin, dont la position moyenne est déplacée.

Il en résulte une forte augmentation locale de la température du réseau, se traduisant par la création d'une « pointe thermique ». Par ailleurs, un choc direct du projectile avec un atome peut le faire vibrer, sans déplacement de sa position moyenne.

Ce mécanisme considère donc *l'effet thermique, non directionnel, et résultant de la superposition d'un grand nombre de phénomènes individuels* [Ch-11], *comme prépondérant*.

Selon que la particule est de faible parcours ou non, la pointe thermique sera de forme sphérique ou cylindrique.

1° POINTE THERMIQUE SPHÉRIQUE (particule de faible parcours) [Ch-11], [Se-2].

Selon l'importance de l'énergie transférée, l'atome pourra être déplacé de sa position moyenne, ou non (voir plus haut).

a) *Choc sans déplacement de l'atome.*

L'énergie acquise par l'atome est inférieure à l'énergie nécessaire pour le déplacer : l'atome vibre autour de sa position moyenne, avec une amplitude d'autant plus grande que l'énergie transférée est plus importante. Au cours de ses vibrations, cet atome transfère par chocs de l'énergie aux atomes voisins, qui entrent en vibration, alors que les vibrations de l'atome central s'amortissent. Tout se passe donc comme si une sphère de petit volume avait brusquement reçu de la chaleur.

Dans ce volume, il n'existe pas d'équilibre thermique : le concept de température n'y a qu'une signification relative. Cependant, en supposant le milieu homogène et isotrope, on peut, en première approximation, lui appliquer les équations macroscopiques classiques de la conduction thermique.

b) *Choc avec déplacement*

Les atomes-cibles primaires sont éjectés de leur position normale; ils déplacent, à leur tour, les atomes voisins (secondaires) et ainsi de suite : il se produit un processus en cascade.

Dans le cas du cuivre — qui n'est pas un matériau détecteur — DIENES et VINEYARD [Di-1] ont déterminé l'effet d'une pointe thermique produite par une énergie initiale de 300 eV : une région sphérique de 30 Å de diamètre atteint la température de fusion (1 086 °C); elle demeure à cette température durant 10⁻¹¹ seconde environ.

Le temps d'existence de la pointe thermique est si court, que le concept d'équilibre thermique est difficilement applicable. Compte tenu de la pression exercée sur le volume sphérique chaud par le matériau qui l'entoure, le degré d'agitation thermique ne correspond pas, à proprement parler, à la phase liquide ou fondue du matériau. Il semble plus logique de décrire la pointe thermique comme étant un solide surchauffé, quoiqu'une véritable fusion puisse avoir lieu en son centre.

Enfin, il est certain qu'un tel processus ne peut pas conduire à un nombre élevé de défauts de FRENKEL.

2° POINTE THERMIQUE CYLINDRIQUE

Une particule chargée pénétrante traverse le milieu, et son énergie est telle que les collisions successives se produisent à des distances de l'ordre de quelques angströms. Les pointes thermiques sphériques dues aux vibrations de chaque atome après un choc se chevauchent si bien que les régions sphériques excitées forment une ligne continue.

En première approximation, on peut supposer que l'énergie libérée le long de cette ligne se répartit d'une manière uniforme, comme dans le cas d'une source linéaire d'énergie; on obtient donc une pointe thermique présentant la symétrie cylindrique. Dans le mécanisme global, ce sont les diffusions coulombiennes, produisant des électrons libres, qui constituent le phénomène prépondérant.

On caractérise la colonne cylindrique thermique par son rayon r . r peut s'exprimer en fonction d'une température T_D de décomposition thermique du matériau considéré. T_D est une température critique, telle que le cylindre de rayon r qui représente la trace, sépare le matériau en deux régions :

— l'une, extérieure à la trace, qui n'atteint jamais des températures supérieures à T_D ,

— l'autre, intérieure à la trace, qui peut être chauffée à des températures supérieures à T_D .

r est donné par la formule :

$$r = 2 e^{-1/2} \left(\frac{Q}{4 C T_D} \right)^{1/2}$$

Q étant la quantité de chaleur dégagée par unité de longueur, et C la capacité calorifique du matériau considéré.

3° VALIDITÉ DE CETTE HYPOTHÈSE

1 - Dans les métaux, le transfert d'énergie des électrons aux atomes est lent : la pointe de température présente un profil large et relativement plat (r grand).

Dans un isolant, par contre, le transfert est rapide, le profil de température dans le réseau est étroit et fortement marqué; r est petit. Par contre, pour les semi-conducteurs intrinsèques (Ge, Si), qui résistent bien à la température, les valeurs calculées de r ne correspondent pas à la réalité : on devrait avoir des valeurs de r de l'ordre de 100 Å au lieu de 200 Å et plus pour les isolants. Les semi-conducteurs, donnant une densité plus forte de dommages, devraient être plus sensibles que les isolants, ce qui est faux [Fl-21].

2 - La formule donnant r indique que ce rayon doit être inversement proportionnel à la racine carrée de la température critique T_D . BONFIGLIOLI *et alii* [Bo-1] ont mesuré et calculé les valeurs de r pour des micas irradiés par des fragments de fission. T_D était défini comme le point de décomposition thermique de chaque mica (de pouvoir d'arrêt voisin de 370 eV par Å). Le tableau VI résume leurs résultats : bien que les valeurs théoriques et expérimentales soient très différentes, r est d'autant plus faible que T_D est plus élevée, ce qui s'accorde qualitativement avec la théorie.

TABLEAU VI
COMPARAISON DES VALEURS THÉORIQUES ET EXPÉRIMENTALES
DES DIAMÈTRES DES TRACES [Bo-1]

Matériau	Point de décomposition T_D	Diamètre des traces (en Å)	
		A) Théorique	B) Expérimental
Biotite	200 °C		Pas de traces observées
Muscovite	700 °C	120	240
Fluorophlogopite	1 200 °C	90	148
Muscovite chauffé pendant 1 h à 900 °C		80	115

Cependant, ces résultats ont été contredits par PRICE et WALKER [Pr-1] qui, sur un plus grand nombre de micas, ont trouvé que r est indépendant de la température de décomposition du matériau. Par contre, BOWDEN et MONTAGUE-POLLOCK [Bo-2] ont obtenu des traces de diamètres comparables dans des solides dont la température T_D était très différente (mica muscovite et cristaux, instables, de cyanure d'argent).

Au total, la théorie ne semble pas bien s'appliquer.

3 - L'énergie transférée au réseau cristallin est directement liée à l'énergie perdue par l'ion par unité de longueur de sa trajectoire. Le critère correct pour déterminer le seuil d'enregistrement des traces serait donc $\left(\frac{dE}{dx}\right)$ et non $\left(\frac{dI}{dx}\right)$, conclusion qui est contredite par l'expérience.

4 - Il devrait exister de nouvelles phases cristallines dans les minéraux irradiés par des faisceaux intenses d'ions lourds. Or, cela n'a pas été observé.

HYPOTHÈSE DE LA POINTE DE DÉPLACEMENT

On a appliqué aux détecteurs minéraux l'hypothèse antérieure exposée par BRINKMAN [Br-4], [Br-5], et qui concerne la formation de défauts par des déplacements mécaniques aboutissant à ce que l'on appelle une pointe de déplacement représentée sur la figure 20.

Cette nouvelle explication a résulté de l'observation au microscope électronique des traces de fragments de fission : ces traces ne sont pas uniformes. Ainsi, dans la molybdénite [Iz-1], elles se présentent sous la forme de « boules de dommages » reliées entre elles par des lignes claires.

1° HYPOTHÈSE DE BRINKMAN

Lors des chocs qui s'accompagnent d'un déplacement de l'atome-cible, le nombre total d'atomes affectés par le « processus de cascade » peut être beaucoup

plus grand que le nombre d'atomes primaires. BRINKMAN a montré que le libre parcours moyen de l'atome primaire dans le cuivre est inférieur à la distance interatomique, quand l'énergie de l'atome primaire est comprise entre 50 eV et 23 000 eV [Ch-11].

Alors, on ne peut plus considérer les déplacements comme individuels : un grand nombre de lacunes sont créées dans une même région dans un temps très court; autrement dit, on assiste au déplacement en positions interstitielles d'un grand nombre d'atomes, qui viennent ainsi entourer une région centrale lacunaire. Cet ensemble, représenté sur la figure 20, constitue une pointe de déplacement. On voit qu'ici, les atomes se déplacent de manière cohérente, alors que, dans une pointe thermique, le déplacement est désordonné [Ch-11].

FIG. 20. — Schéma d'une pointe de déplacement [Br-4].

Dans sa seconde phase, le phénomène se manifeste par un effet thermique : sous l'effet de la température et de la pression, les atomes interstitiels peuvent revenir dans la région centrale et combler les lacunes. La configuration d'une pointe de déplacement est instable.

Au total, la plupart des lacunes et des interstitiels se recombinent, mais un certain nombre d'entre eux peut provoquer la formation de régions endommagées ou de dislocations.

2° VALIDITÉ DE CETTE HYPOTHÈSE

Alors que l'hypothèse de la pointe thermique garde une certaine validité, celle de la pointe de déplacement est totalement infirmée par l'expérience. Voici un certain nombre d'arguments :

1 - Les métaux présentent une structure cristalline régulière : ils devraient pouvoir enregistrer des traces.

2 - Considérons la trace créée par un fragment de fission (fig. 21) : les collisions élastiques se produisent avec une fréquence croissante, au fur et à mesure que le projectile perd son énergie. On devrait avoir des pointes de déplacement très

FIG. 21. — Représentation schématique d'une pointe de fission [Ch-11].

Le fragment entre dans le cristal en X et est au repos en Y.

a) Pointe thermique à symétrie conique.

b) Diagramme de formation d'une pointe de déplacement.

c) Représentation de la répartition de pointes de déplacement le long de la trajectoire XY.

Ce schéma présente sa propre condamnation : la structure (c) a été contredite par l'expérience [Ma-6].

importantes quand l'énergie du fragment devient presque nulle, et la fin du parcours devrait être caractérisée par une forte pointe, de taille dépendant du rapport de la masse des noyaux du réseau à celle du fragment de fission (schéma de droite de la figure 21).

Or, ceci n'est pas vérifié expérimentalement : on observe que, dans le mica, les traces ne sont formées que quand l'énergie des fragments est supérieure à 20 MeV [Ma-6].

3 - D'après ce mécanisme, les défauts créés dans le mica, par diffraction des rayons X, après irradiation par un flux de noyaux de Néon de 2 MeV/uma, devraient être comparables à ceux produits par un flux 20 fois plus élevé de particules α . Or, les travaux de SERTZ *et alii* [Se-4] ont montré qu'un flux de particules α 500 fois plus intense ne produit pas de distortions mesurables.

Des exemples du même genre pourraient être multipliés.

HYPOTHÈSE DE LA POINTE D'EXPLOSION IONIQUE

Cette théorie, beaucoup plus élaborée, a été proposée en 1965, par FLEISCHER, PRICE et WALKER [Fl-21]. Elle s'adapte assez bien aux détecteurs minéraux, et se généralise aux détecteurs organiques, à condition de lui associer le « modèle » des rayons δ , dont je parlerai ensuite.

FIG. 22. — Schéma des déplacements ioniques qui résultent de la forte ionisation créée le long de la trajectoire d'une particule lourde chargée énergétiquement [Fl-21].

Ici, on considère un mécanisme *purement électrostatique*, schématisé sur la figure 22 : la trace a pour origine les électrons libres émis depuis la trajectoire de la particule. Les ionisations par chocs créent, dans un cylindre de petit dia-

mètre, un grand nombre d'ions positifs. Ces ions se repoussent très fortement : *ils sont éjectés, par la répulsion électrostatique, sur des positions interstitielles et la zone endommagée se vide de matière.*

Le processus s'inspire de celui proposé par STIEGLER et NOGGLE [No-2] pour expliquer la présence de rainures créées par des fragments de fission sur la surface de films métalliques minces.

Cette hypothèse suppose la réalisation simultanée de quatre conditions impératives :

Première condition : La force électrostatique locale doit être supérieure à la force de cohésion mécanique (ou force de liaison).

Entre deux ions, il s'exerce une répulsion électrostatique égale à

$$\frac{1}{4 \pi \varepsilon \varepsilon_0} \quad \frac{n e^2}{a_0^2}$$

n étant le nombre de charges de chaque ion, a_0 l'espace inter-atomique moyen, et ε la permittivité du diélectrique. Ramenée à l'unité de surface, la force s'exprime par :

$$\frac{1}{4 \pi \varepsilon \varepsilon_0} \quad \frac{n^2 e^2}{a_0^4}$$

Par ailleurs, la force de liaison est $\frac{E}{10}$, E étant le module de Young.

Cette première condition s'écrit donc sous la forme :

$$\frac{n^2 e^2}{4 \pi \varepsilon \varepsilon_0 a_0^4} > \frac{1}{10} E, \quad \text{ou} \quad \boxed{n^2 \geq R = \frac{4 \pi \varepsilon \varepsilon_0 E a_0^4}{10 e^2}} \quad (1)$$

R est appelé le rapport de tension du matériau considéré.

Cette première condition nous indique que *les traces se formeront de préférence dans des matériaux où les forces de liaison sont faibles, les permittivités diélectriques peu élevées, et le réseau atomique serré.*

Voici des propositions faciles à vérifier : le tableau VII résume les constantes physiques de nombreux matériaux; la première colonne donne le rapport de la force mécanique à la force électrostatique.

Seconde condition : Pour chaque plan réticulaire traversé par la particule, le nombre d'ionisation doit être supérieur ou sensiblement égal à 1 :

$$\boxed{n \geq 1} \quad (2)$$

Troisième condition : Le temps que dure la diffusion des électrons doit être sensiblement égal ou inférieur à 10^{-13} s.

En effet, si les électrons situés dans la région qui entoure la trace ionisée parvenaient à remplacer ceux qui ont été éjectés par la particule chargée, avant

TABLEAU VII
RAPPORT DE LA FORCE MÉCANIQUE A LA FORCE ÉLECTROSTATIQUE DANS PLUSIEURS MATÉRIAUX DÉTECTEURS
[F]-21]

Matériaux	R ($\pm 50\%$)	R* ($\pm 50\%$)	E (10^{11} cgs)	Constante diélectrique	Masse spécifique	Composition
Olivine	2,6	1,7	10,3	20	3,32	MgFeSiO ₄
Hypersthène	...	1,2	...	32	3,45	Mg _{1,5} Fe _{0,5} Si ₂ O ₆
Labradorite	1,9	1,2	6,7-8,3	20	2,71	Na ₂ Ca ₃ Al ₈ Si ₁₂ O ₄₀
Zircon	...	1,3	...	12	4,68	ZrSiO ₄
Verre au phosphate	...	0,4	...	14	3,1	63P ₂ O ₅ , 11UO ₂ , 8Al ₂ O ₃ , 9Ag ₂ O, 9K ₂ O
Verre sodé	1,0	0,4	7,0-7,8	9	2,49	67SiO ₂ , 14Na ₂ O, 14CaO, 5Al ₂ O ₃
Tektite	0,7	0,3	7,0	6,4	2,43	74SiO ₂ , 12Al ₂ O ₃ , 4FeO + autres oxydes
Orthoclase	...	0,4	...	4,8	2,57	K ₂ O, Al ₂ O ₃ , 6SiO ₂
Quartz	0,5	0,5	7,9-10,2	4,7	2,65	SiO ₂
Mica phlogopite	...	0,06	...	5 - 7	2,86	(K,H) ₃ Mg ₃ Al (SiO ₄) ₃
Mica muscovite	...	0,03	...	5,7-8,7	2,93	K ₂ O, 3Al ₂ O ₃ , 6SiO ₂ , 2H ₂ O
Téréphthalate de polyéthylène (mylar)	0,02	...	0,45	3 - 6	1,35	C ₁₀ H ₁₆ O ₇
Polycarbonate (lexan)	0,007	0,008	0,22	3,1	1,20	C ₁₆ H ₁₄ O ₃
Polyester HBpalT	0,013	0,014	...	4	1,4	C ₁₇ H ₁₆ O ₂
Acétate de cellulose	0,009	0,009	0,04-0,24	3,2-6,4	1,22	C ₃₀ H ₃₂ O ₅
butyrate de cellulose						
Nitrate de cellulose	0,02	0,02	0,1 - 0,3	6 - 8	1,33	C ₆ H ₈ O ₉ N ₂

* Valeurs tirées de Handbook of Chemistry and Physics.

que les ions ne gagnent les positions interstitielles, la trace ne pourrait pas se former. Ce temps de 10^{-13} seconde, donné ici, est celui nécessaire au déplacement des atomes ionisés depuis leur position d'origine jusqu'à leur position interstitielle.

Désignons par r le rayon de la région vidée de ses électrons. Le temps de diffusion des électrons à la distance r est :

$$t = \frac{r^2}{D}$$

D étant la constante de diffusion donnée par la formule d'Einstein :

$$D = \mu_e \cdot k \cdot \frac{T}{e}$$

μ_e étant la mobilité des électrons et k la constante de Boltzmann. D'où :

$$r^2 = t \cdot \mu_e \cdot k \cdot \frac{T}{e}$$

Soit n_a le nombre d'ionisations par plan réticulaire, et n_e la densité des électrons libres. Les traces ne se formeront que pour un nombre d'ionisations n_a supérieur au nombre d'électrons libres créés :

$$n_a > \pi r^2 a_0 n_e$$

$$n_e < \frac{n_a}{\pi r^2 a_0}$$

$$\boxed{n_e < \frac{e n_a}{\pi a_0 \mu_e k T \cdot t}} \quad (3)$$

Quatrième condition. La région ionisée le long de la trajectoire contient une forte concentration de trous qui peuvent se déplacer. Les traces ne peuvent pas se former si le déplacement est de l'ordre des distances interatomiques, c'est-à-dire si la mobilité des trous μ_p est égale ou supérieure à $\left(\frac{a_0^2 e}{t k T}\right)$:

$$\boxed{\mu_p < \frac{a_0^2 e}{t k T}} \quad (4)$$

A la température ambiante, on n'obtient pas de traces dans les matériaux où les trous ont des mobilités supérieures à $0,2 \text{ cm}^2 \text{ V s}^{-1}$. C'est le cas des métaux et de nombreux semi-conducteurs, dont le germanium et le silicium.

VALIDITÉ DE CETTE HYPOTHÈSE

Les conditions quantitatives (1) à (4) offrent des moyens simples de vérifications.

Dans le cas des matériaux minéraux, l'accord avec l'expérience est bon :

1 - Dans les métaux et les semi-conducteurs, il y a une neutralisation rapide des ions positifs par les électrons libres de la structure, et la détection est impossible, étant donné la grande mobilité des trous.

2 - La largeur de la trace (30 Å) est compatible avec le schéma de la pointe d'explosion ionique.

3 - Le seuil $\left(\frac{dI}{dx}\right)_c$ s'explique par le fait que l'énergie électrostatique doit être supérieure à l'énergie de liaison.

Cependant, KATZ critique ce modèle : il trouve même que l'énergie électrostatique ne doit jamais être assez élevée pour permettre le déplacement des ions, et qu'il faut attribuer un rôle prépondérant aux rayons δ [Ka-3], [Ka-4], [Ko-3].

Dans le cas des matériaux organiques, de l'avis même de FLEISCHER *et alii* [Fl-21] le modèle de la pointe ionique est incapable d'expliquer la détection des traces produites par les particules α . Dans tous les cas, d'ailleurs, le diamètre de la trace est supérieur à la valeur calculée par cette théorie. Cela conduit à étudier spécialement le cas des matières plastiques, et à introduire un mécanisme complémentaire, lié aux rayons δ .

CAS DES MATIÈRES PLASTIQUES : ROLE JOUÉ PAR LES RAYONS δ

Il faut reprendre les choses assez à la base, pour parvenir à un mécanisme possible.

1° SUCCESSION DES PHÉNOMÈNES

Elle est résumée clairement dans le tableau VIII, tiré d'une publication de BENTON [Be-8], [Be-9], [Be-13].

1 - ABSORPTION DE L'ÉNERGIE. Elle se produit en moins de 10^{-15} seconde par les processus possibles suivants :

a) *Déplacement d'électrons* (par ionisation et excitation). Ce processus est prépondérant. L'énergie de la particule est à peu près également répartie entre l'ionisation et l'excitation; cela signifie qu'il se forme 2 à 3 molécules excitées par ion créé.

b) *Déplacement d'atomes*. Ce processus est faible, sauf dans le cas de particules de faible énergie.

c) *Réaction nucléaire* donnant une transmutation nucléaire (probabilité très faible).

TABLEAU VIII
PROCESSUS FONDAMENTAUX GOUVERNANT LA FORMATION DE LA TRACE « LATENTE »
DANS UN MATÉRIAU ORGANIQUE [Be-13]

2 - ETABLISSEMENT DE L'ÉQUILIBRE THERMIQUE. Il nécessite un temps compris entre 10^{-12} s et 10^{-9} s. On assiste au transport et à la distribution de l'énergie absorbée par les processus possibles suivants :

a) *Luminescence* (si elle se situe dans l'U.V., les photons peuvent être réabsorbés par la matière plastique). Elle intervient pour quelques pour cent.

b) *sous forme de chaleur*. Ce processus est prépondérant. Localement, la température peut s'élever de plusieurs centaines de degrés (pointe thermique) et il peut en résulter des réarrangements atomiques importants.

c) *Création d'énergie potentielle* par production de nouvelles espèces réactives du point de vue chimique.

3 - ETABLISSEMENT DE L'ÉQUILIBRE CHIMIQUE.

Le temps nécessaire à l'obtention de cet équilibre va de quelques 10^{-8} s à plusieurs années pour certains solides. Il y a transformation progressive des espèces réactives jusqu'à un niveau stable. Ces espèces comportent des électrons, des molécules excitées, des ions, des radicaux. *Les électrons sont dans des pièges de la structure du solide, et les radicaux et les ions sont « encagés »*; ces effets expliquent la grande stabilité en fonction du temps de la trace latente.

Au total, la région touchée par la particule est caractérisée par les propriétés suivantes :

- 1 - Réduction de la masse molaire.
- 2 - Augmentation du nombre d'extrémités des chaînes.
- 3 - Augmentation de la solubilité.
- 4 - Modification de la masse volumique.
- 5 - Présence de nouvelles espèces chimiques telles que :
 - radicaux libres,
 - gaz occlus (CO , CO_2 , H_2 , O_2 , etc.),
 - augmentation du degré de non-saturation.
- 6 - Augmentation du coefficient d'absorption optique, particulièrement dans l'ultra-violet.

2° RÔLE JOUÉ PAR LES RAYONS δ

Les traces latentes ont un diamètre de 20 à 100 Å, mais l'énergie vient se déposer bien au delà de cette région, et cela n'est explicable qu'en faisant intervenir les rayons δ .

Ce mécanisme a été développé par WALKER *et alii* [Ma-9], par PFHOL *et alii* [Pf-1], puis repris par MONNIN [Mo-5].

Les rayons δ provoquent des ionisations et des excitations électroniques assez loin de l'axe de la trajectoire, et l'on peut calculer la distribution latérale de l'énergie déposée, par la méthode de Monte-Carlo. A partir de ces phénomènes se développe une chaîne de phénomènes telle que celle donnée plus haut

(tableau VIII). Il en résultera des radicaux et des ions « encagés », maintenant la stabilité de la trace latente.

Au total, on imagine que, autour de la trajectoire de la particule, les phénomènes se traduisent par la distribution donnée sur la figure 23 :

— La région I, très étroite, est celle d'explosion ionique. Les dommages sont très intenses, et continus le long de la trajectoire.

FIG. 23. — Schéma du processus de formation de la trace.

— Dans la région II, plus éloignée, les dommages sont moins importants, et le milieu moins réactif.

— Dans la région III se font sentir les effets des rayons δ . Les défauts créés ne sont plus continus, mais répartis au hasard le long de la trajectoire des électrons secondaires δ . Il se crée ainsi des lignes de moindre résistance, le long desquelles s'infiltre le réactif chimique, qui détruit ensuite plus lentement la matière.

3° GÉNÉRALISATION DU MÉCANISME δ A TOUS LES TYPES DE DÉTECTEURS

KATZ et KOBETICH, non satisfaits par l'hypothèse de la pointe ionique, ont effectué une théorie globale qui permet de généraliser le mécanisme des rayons δ aux détecteurs minéraux. Je donnerai ici quelques-uns des résultats de leurs calculs.

Ces auteurs ont considéré des faisceaux d'électrons de faibles énergies et de rayons δ ; ils ont d'abord calculé le transfert d'énergie depuis ces faisceaux dans les milieux denses [Ko-2] : ils ont ainsi établi la distribution de l'énergie déposée dans le milieu, autour de la trajectoire de l'électron. Ces calculs ont un caractère très général; les auteurs les ont appliqués aux scintillateurs de NaI(Tl), [Ka-3] et aux émulsions photographiques [Ko-3].

Dans le cas des détecteurs solides de traces, cette théorie [Ka-4] débouche sur de nombreuses courbes pratiques : les figures 24, 25 et 26 concernent le mica muscovite, le nitrate de cellulose et le polycarbonate de cellulose du type Lexan, respectivement.

Le calcul a été fait en considérant que l'énergie est déposée dans un cylindre de 20 Å de rayon dans l'eau, ce qui donne des cylindres de rayons égaux à 19 Å dans le mica, 15 Å dans le nitrate de cellulose, et 17 Å dans le polycarbonate de cellulose du type Lexan. Les auteurs ont comparé leurs courbes aux résultats expérimentaux de deux groupes de recherche :

— FLEISCHER *et alii* [Fl-32] : carrés noirs si les traces sont développables, carrés blancs si les traces ne sont pas développables.

— BENTON *et alii* [Be-4] : cercles noirs si les traces sont développables, cercles blancs si elles ne le sont pas.

Les droites parallèles à l'axe des abscisses déterminent le seuil, au-dessus duquel les traces sont développables.

Les treize courbes indiquées correspondent à la liste des 13 projectiles donnés en haut et à droite de chaque figure; la courbe la plus basse est celle correspondant à ${}^2\text{H}$, la plus haute à ${}_{100}\text{Fm}$.

Les figures 25 et 26 portent en ordonnées des régions hachurées et noires : elles correspondent aux doses de rayons gamma qui commencent à produire des dommages macroscopiques sur le matériau, la région hachurée étant celle de transition (réduction inférieure à 25 % d'une qualité physique donnée). Il y a une assez bonne corrélation avec les courbes calculées. Il est intéressant de comparer ces courbes à celles de la figure 6 concernant le nitrate de cellulose.

4° VALIDITÉ DU MÉCANISME DES RAYONS δ

Ce mécanisme fait intervenir des phénomènes chimiques au niveau de la molécule elle-même. Il faut donc faire des vérifications à ce niveau même. Il est curieux de noter que l'on trouve très peu d'études à caractère radiochimique concernant les détecteurs solides de traces. Cela s'explique par la difficulté de telles mesures. On peut cependant citer l'essai de chercheurs d'OAK-RIDGE [Jo-2], qui ont mesuré le paramètre G (*) pour la production de radicaux libres dans la cellulose, le nitrate et l'acétate de cellulose; ces chercheurs ont employé comme moyens de diagnose la spectroscopie infrarouge et la chromatographie en phase gazeuse. Il ne s'agit là que de travaux préliminaires et il faut attirer l'attention des groupes de recherche sur cette énorme lacune dans nos connaissances.

La mise en évidence de radicaux libres peut se faire assez facilement par résonance paramagnétique électronique, et plusieurs essais ont été faits en ce sens. Par exemple, MONNIN a irradié par des neutrons des feuilles de polycarbonate de cellulose, dont certaines étaient recouvertes d'une couche d'uranium et a mesuré les spectres de R.P.E. : le rapport du signal obtenu sur les échantillons

(*) G est le nombre de modifications internes de la macromolécule donnant naissance à des espèces chimiques différentes pour une énergie de radiation absorbée égale à 100 eV.

FIG. 24. — Energie déposée dans le mica muscovite jusqu'à une distance de la trajectoire égale à $19 \text{ \AA}$, en fonction de l'énergie de la particule incidente [Ka-4].

FIG. 25. — Energie déposée dans le nitrate de cellulose jusqu'à une distance de la trajectoire égale à 15 Å, en fonction de l'énergie de la particule incidente [Ka-4].

FIG. 26. — Energie dans le polycarbonate type Lexan en fonction de l'énergie de la particule incidente (jusqu'à une distance de $17 \text{ \AA}$ à partir de la trajectoire) [Ka-4].

non irradiés à celui obtenu après pénétration des fragments de fission est de 0,7, ce qui démontre la présence de nombreux radicaux libres. MONNIN a déduit de ses mesures que, par trace de fragment de fission, le nombre de radicaux créés est de $7 \cdot 10^4$, ce qui l'a conduit à une énergie initiale du projectile de 70 MeV, en assez bon accord avec la réalité.

Cependant, on ne doit considérer le mécanisme des rayons δ que comme une étape dans nos connaissances : il ne peut expliquer, à lui seul, la formation de traces dans les polymères organiques. Par exemple, dans le Makrofol, la longueur moyenne $\bar{R}$ des traces des fragments de fission est de l'ordre de $1,9 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$. En considérant les rayons δ comme prépondérants, dans les formations de la trace, on a obtenu $\bar{R} = 0,2 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ [Ma-6], ce qui montre que ces rayons δ ne sont qu'un appoint, et non le mécanisme essentiel.

Dans les matières plastiques, l'enregistrement doit venir de la superposition d'une série d'effets — parmi lesquels la pointe d'explosion ionique — dont l'importance relative varie de manière complexe avec la vitesse du projectile. De très nombreux points restent donc à élucider si l'on veut obtenir une image claire de ce qui se passe dans le milieu organique. Il nous manque encore un fil directeur solide, pour prévoir le comportement du détecteur dans tous les cas, à partir d'un certain nombre de quantités simples, comme, par exemple, l'énergie déposée dans un volume donné.

N.D.L.R. — La bibliographie relative à ce travail a été publiée, avec la 1^{re} partie, dans le n° 1 du volume 5 de *Radioprotection*.

La 3^e et dernière partie de ce Cours sera publiée dans le prochain numéro de cette Revue.