# Propagation des chocs interatomiques dans les solides

J. Roussel

▶ **To cite this version:**

J. Roussel. Propagation des chocs interatomiques dans les solides. Journal de Physique et le Radium, 1961, 22 (11), pp.764-769. 10.1051/jphysrad:019610022011076400 . jpa-00236573

**HAL Id: jpa-00236573**
**https://hal.science/jpa-00236573**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# EXPOSÉ ET MISE AU POINT BIBLIOGRAPHIQUE

## PROPAGATION DES CHOCS INTERATOMIQUES DANS LES SOLIDES

Par J. ROUSSEL,
Faculté des Sciences d'Orsay (*).

**Résumé.** — Le ralentissement dans un solide d'un atome primaire animé d'une grande vitesse, se fait par une succession de collisions pouvant déplacer des atomes « secondaires ». On a pu montrer que, dans certaines conditions, il pouvait y avoir « canalisation » des chocs de long d'une rangée d'atomes ne donnant naissance à aucun nouvel atome « déplacé ». Ce phénomène a été étudié théoriquement et mis en évidence expérimentalement.

**Abstract.** — In a solid, the slowing down of a high speed primary atom involves a succession of collisions which may displace secondary atoms. It has been shown that, under special conditions, a focusing process can take place along a row of atoms, without producing of a new displaced atom. This phenomenon has been theoritically investigated and experimentally demonstrated.

**Introduction.** — L'effet des radiations sur les solides est un problème extrêmement complexe. Le comportement des solides dépend de leur nature (cristaux ioniques, métalliques, moléculaires ou cristaux de valence) et aussi de la nature de la radiation utilisée. Un des effets des radiations est de déplacer un certain nombre d'atomes (atomes primaires) qui sont lancés à travers le cristal avec une certaine énergie cinétique. Par une succession de collisions, ils vont à leur tour expulser d'autres atomes appelés «secondaires» hors de leur position d'équilibre et la structure du cristal va se trouver finalement perturbée par un ensemble de lacunes et d'interstitiels.

Le nombre de défauts ainsi produits dans les solides a été évalué, ces dernières années, à l'aide de diverses approximations [1]. La première étape du calcul est l'estimation du nombre d'atomes primaires $n_p$ produits par unité de volume au cours d'une irradiation. On a :

$$n_p = \Phi t n_0 \sigma_d$$

où $\Phi$ = nombre de particules incidentes par unité de surface et par unité de temps ;
$t$ = durée de l'irradiation ;
$n_0$ = nombre d'atomes par unité de volume ;
$\sigma_d$ = section efficace, par atome, pour les collisions introduisant des déplacements permanents ; elle dépend du type d'interaction utilisée.

Dans une seconde étape on évalue le nombre d'atomes déplacés par un atome primaire. Un premier type d'approximation [2, 3, 4] consiste à analyser le phénomène comme une cascade de collisions à deux corps, entre atomes en mouvement et atomes au repos. Leur liaison avec la maille est simplement schématisée par l'existence d'un seuil énergétique $E_d$ ($\simeq$ 25 eV) : pour mettre l'atome en mouvement il suffit de lui communiquer une énergie supérieure à $E_d$ ; on considère qu'il peut ensuite se mouvoir librement jusqu'au prochain choc. Suivant ce modèle on peut s'attendre à ce que le dommage résultant soit un ensemble de lacunes et d'interstitiels en nombre égal (paires de Frenkel) répartis au hasard, dans un domaine relativement petit. Les mesures de résistivité à basse température conduisent cependant à admettre que le nombre d'atomes « déplacés » (c'est-à-dire le nombre de paires lacune-interstitiel) est inférieur à ce que prévoit la théorie ($\simeq$ facteur 5). L'étude du désordre provoqué dans certains alliages par irradiation fournit une justification supplémentaire à l'introduction des collisions de remplacement dans lesquelles un plus grand nombre d'atomes en mouvement vient remplacer les atomes de la maille sans produire de défauts permanents supplémentaires.

Un deuxième type de modèles fait intervenir des collisions à plusieurs corps. Le petit domaine entourant l'atome frappé se comporte comme s'il était brusquement chauffé et son refroidissement obéit aux lois de la conduction thermique dans un milieu continu lorsque l'excitation est suffisamment faible pour ne déplacer que quelques atomes ; c'est la théorie des « points chauds » (thermal spikes). Au contraire, Brinkman [6] estime que le ralentissement des atomes primaires de grande énergie ($\simeq$ 10 keV) est très rapide et provoque dans un petit domaine une très grande densité de déplacements ; c'est la théorie des « pointes de déplacements » (displacement spikes).

Ces différents modèles sont difficiles à harmoniser entre eux et, de plus, on peut leur reprocher de ne pas tenir compte de la présence d'une structure périodique qui pourrait introduire des corrélations entre les collisions successives. Or en 1956 Wehner [7], en bombardant des monocristaux avec des ions $Hg^+$ d'énergie

(*) Travail effectué pendant un stage au C. E. N. de Saclay.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphysrad:019610022011076400

variant de 50 à 150 eV a observé une éjection préférentielle des atomes selon les rangées de plus forte densité, c'est-à-dire (110) pour les réseaux cubiques à faces centrées (Ag, Cu) et (111) pour les réseaux cubiques centrés (W, Mo, α-Fe). Il suggère alors que la cascade de chocs qui prend naissance au point d'impact se propage préférentiellement selon les rangées les plus compactes. Silsbee [8] a donné le nom de « focusing collisions » à de tels phénomènes en leur donnant une justification théorique. Depuis, un ensemble d'expériences et d'hypothèses sur ce processus semble amorcer une théorie plus cohérente des chocs dans les solides.

**Canalisation des chocs le long d'une rangée d'atomes.** — Les premiers travaux sur la « propagation directive » des chocs interatomiques dans les solides sont dus à Silsbee. Il considère une rangée de sphères dures, de diamètre $R$, la distance entre les centres, à l'équilibre, étant $d$ (distance interatomique). Si la première sphère est lancée avec une énergie $E_0$ dans une direction faisant un angle $\theta_0$ avec la rangée, on va assister à une succession de collisions à deux corps, se propageant le

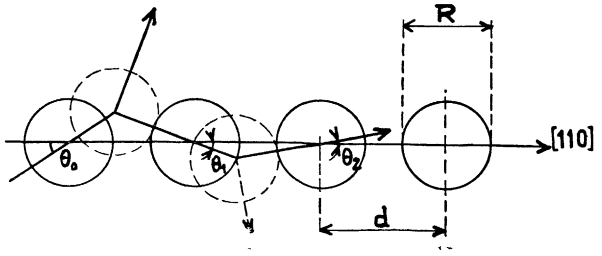


FIG. 1.

long de la rangée (*fig.* 1). Si $\theta_{n+1}$ et $E_{n+1}$ sont les paramètres liés à la $(n+1)$ème sphère, on a les relations :

$$\frac{\sin\theta_{n+1}}{\sin\theta_n} = \alpha\cos\theta_n - (1-\alpha^2\sin^2\theta_n)^{1/2} \text{ où } \alpha = d/R \quad (1)$$

$$(E_{n+1})/E_n = \cos^2(\theta_n + \theta_{n+1}).$$

Le modèle choisi utilise deux principales approximations :

a) *Les collisions à deux corps* : Dans les solides où les distances interatomiques correspondent à un équilibre entre des forces de cohésion variant lentement avec la distance $r$ entre les atomes et des forces de répulsion (dues au recouvrement des couches électroniques internes) variant très rapidement avec $r$, on peut estimer que cette hypothèse est correcte. C'est le cas, par exemple, des métaux et des cristaux ioniques.

b) *Les sphères dures* : Avec la forme de potentiel utilisée ($V(r) = A\,e^{-\beta r}$) on démontre que l'approximation des sphères dures est valable lorsque le transfert d'énergie pendant le choc se fait avec une grande efficacité (en réalité il faut que $T/E_0 \gg 2/\beta R$ où $T$ est l'énergie transmise et $E_0$ l'énergie incidente). Le diamètre de la sphère dure est alors donné par $V(R) = 0{,}5\ T$. Par contre si $T/E_0$ est grand, on ne peut plus supposer que l'atome frappé reste immobile pendant la durée du choc. On peut estimer grossièrement que $\Delta T/T \sim (T/E_0\,\beta b)^{1/2}$ où $b$ est le paramètre d'impact.

Ces deux approximations se contrebalancent donc mais non dans le cas d'une propagation linéaire des chocs où l'efficacité du transfert d'énergie est grande mais où $b \to 0$.

Reprenons maintenant les équations (1). On voit que si $\alpha < 2\cos\theta_n$, $\theta_{n+1} < \theta_n$ et l'angle $\theta$ va décroître au cours des collisions successives donnant ainsi naissance au phénomène de « canalisation des chocs ». Au bout d'un certain nombre de collisions, nous aurons le transfert d'une énergie constante.

La condition $d/R < 2\cos\theta_0$ montre que l'effet aura le plus de chance de se produire sur les rangées denses. Dans un cristal cubique à faces centrées, le plus grand angle $\theta$ de la vitesse initiale avec une rangée (110) est de 24° environ. Donc si $\alpha \leqslant 1{,}6$ une fraction appréciable de l'énergie initiale sera canalisée le long de la rangée (110).

Utilisant un potentiel de la forme

$$V(r) = 0{,}038\exp[-17{,}2\,(r-d)/d]$$

et $V(R) = \frac{1}{2}E_n$, Silsbee [9] a trouvé que dans le cas du cuivre, $\alpha = 2$ si $E_n = 200$ eV, alors que $\alpha = 1{,}6$ correspond à $E_n = 50$ eV ($R$ croît lorsque $E_n$ décroît).

La propagation de ces chocs pourra être ralentie par l'agitation thermique qui perturbe la rangée et par un désordre de masse. Ces effets sont faibles ($\simeq 10^{-4}$ pour

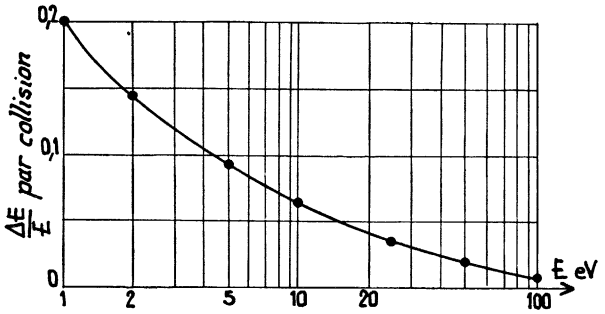


FIG. 2. — Énergie perdue par collision d'après Silsbee [8]

le désordre de masse dû au mélange isotopique du cuivre, mais cet effet peut être important pour les alliages). L'énergie sera surtout perdue par interaction avec les rangées voisines (voir *fig.* 2 pour le cuivre) et ceci limite la propagation du phénomène à une centaine de distances interatomiques.

CONCLUSIONS DE SILBSEE. — 1. On a vu que, pour le cuivre, lorsque l'énergie a une valeur inférieure à 50 eV, l'effet de « canalisation » devient important ; or un tel processus ne donne naissance à aucun « déplacement » (c'est-à-dire interstitiel) supplémentaire. On peut alors estimer que la valeur de 50 eV représente une assez bonne évaluation de $E_d$, minimum d'énergie nécessaire à « déplacer » un atome de cuivre. Cette valeur n'est pas en excellent accord avec les résultats expérimentaux [10] ($\simeq$ 22 eV). Cependant cet argument est très qualitatif, car un meilleur accord serait obtenu en modifiant légèrement le type d'interaction ; d'autre part, ceci suppose qu'il n'y a pas transport de matière, en même temps que d'énergie, au cours de la succession des collisions.

2. Un atome pourra être éjecté en position interstitielle si la chaîne est interrompue, comme à la rencontre d'une dislocation. Éventuellement le dernier atome de la chaîne pourra être éjecté de la surface du cristal si son énergie est suffisante, ce qui explique les expériences de Wehner.

3. Une vibration anormale d'un atome pourra être transportée le long des rangées denses en un temps relativement court et à une distance assez grande, ce qui bouscule la théorie des « thermal spikes ».

**Extension du problème.** — Selon les anciennes théories, l'étendue du domaine perturbé par un atome primaire est de l'ordre de son libre parcours moyen. Des expériences d'élasticité [11] à basses températures semblent indiquer un ordre de grandeur plus élevé ($\simeq$ 100 distances interatomiques). Leibfried [12] reprend alors les idées de Silsbee pour rendre compte de ce fait.

Au moment de la collision l'atome projectile se trouve en P (*fig.* 3). Comme la quantité de mouvement

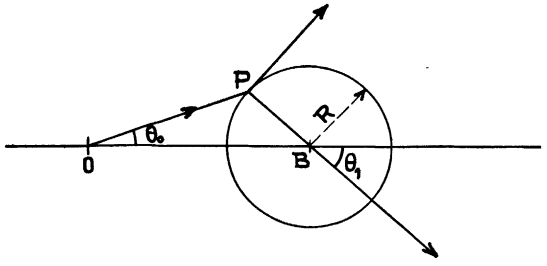


FIG. 3.

est transférée selon le vecteur joignant les centres des deux sphères dures, le deuxième atome sera projeté suivant PB, tandis que le premier partira dans une direction perpendiculaire (masses égales). Deux types de collisions peuvent alors se produire :

*a*) Les collisions « canalisées » ne peuvent se produire que si $\alpha \leqslant 2$, c'est-à-dire si $R > d/2$, ce qui correspond à une énergie limite $E_F$ au-dessus de laquelle ce processus disparaît. On voit (*fig.* 4) l'angle limite $\theta_F$ pour

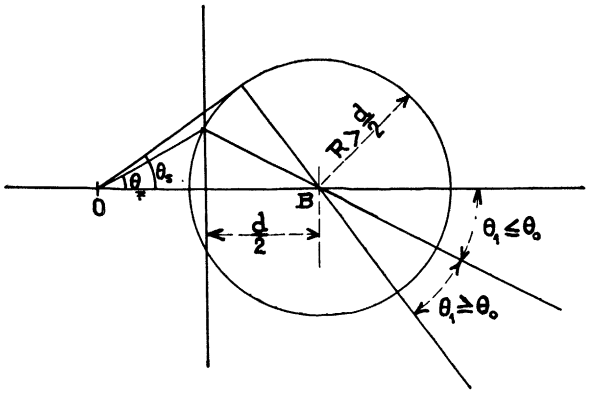


FIG. 4.

ce type de collisions et l'angle $\theta_S$ au-dessus duquel il n'y a plus du tout de collisions. Comme l'atome projectile est laissé dans une position plus proche de son propre site que du site suivant, tous les atomes peuvent revenir à leur position initiale. Il se produit essentiellement un transport d'énergie (*fig.* 5).

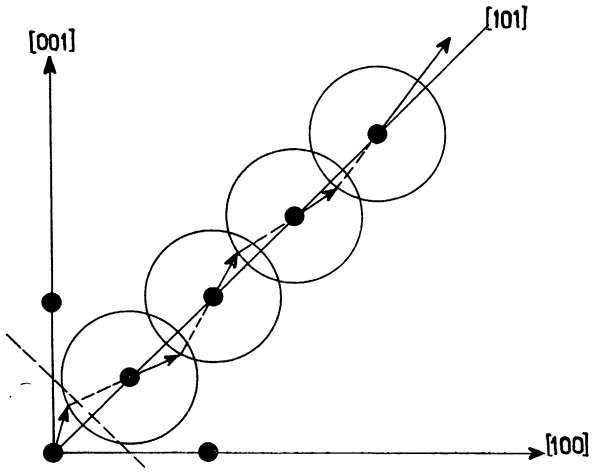


FIG. 5. — Canalisation des chocs.

*b*) Si $\alpha > 2$, les angles $\theta_n$ vont aller en croissant, c'est-à-dire que les atomes vont s'écarter de plus en plus de la rangée ; c'est ce que nous appellerons le phénomène de « dispersion des chocs ». D'autre part, l'atome projectile est plus proche du site suivant, après le choc ; il est donc probable, dans une telle suite de collisions, qu'une lacune se produise au début de la chaîne et qu'un interstitiel soit transporté le long de la rangée à une distance d'autant plus grande que l'angle initial sera petit. Leibfried appelle ce processus des « crowdion collisions » par analogie avec la vieille idée qui envisageait la possibilité d'interstitiel (statique) dans une rangée compacte, provoquant ainsi un « tas-

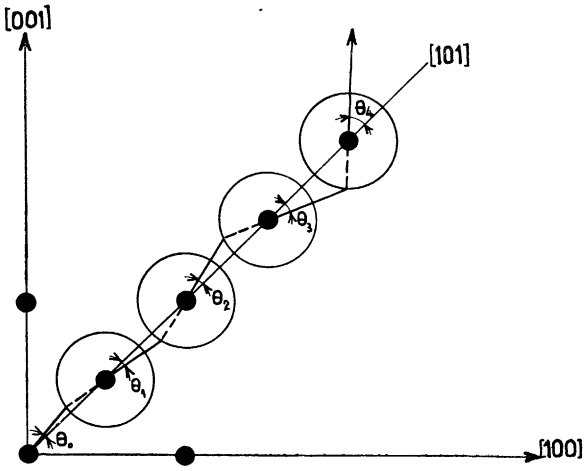


FIG. 6. — Dispersion des chocs.

sement » des atomes voisins ; ici il s'agit évidemment d'un « crowdion dynamique » (*fig.* 6).

Pour avoir des effets à longue distance, il faut que les quantités de mouvement fassent de petits angles avec la direction de la rangée. Leibfried poursuit alors

ses calculs en posant $\alpha = 2 + \eta$ avec $|\eta| \ll 1$ ce qui signifie que l'énergie du premier atome de la chaîne doit être de l'ordre de $E_F$.

En développant les formules (1) pour de petits angles, on trouve que l'énergie du $n$-ième atome est :

$$E_n = E_0 \left[\frac{\eta + \theta_0^2 - \theta_0^2 \, e^{2n\eta}}{\eta}\right]^2.$$

On peut ainsi déterminer le nombre maximum $n^*(\eta)$ de collisions dans un « crowdion » (en posant $E_n = 0$ et $\eta > 0$) et l'énergie maximum que peut transporter un « focuson » ($n \to \infty$ et $\eta \leqslant 0$). En fait le nombre de collisions est limité par l'énergie perdue dans chaque choc, principalement à cause de l'action des atomes voisins. Pour un potentiel du type de Huntington (avec des constantes choisies pour que $E_d \simeq 22$ eV) et pour $\eta = 0$, Leibfried a trouvé que $n^*(0) \simeq 100$.

En se plaçant maintenant dans un cristal cubique à faces centrées, on peut évaluer, par des considérations sur les angles solides, la probabilité pour qu'un atome d'énergie $E_0 \simeq E_F$ donne naissance à un phénomène de « canalisation des chocs » ou de « dispersion des chocs ». Le calcul du nombre de collisions par atome primaire d'énergie $E$ nécessite la connaissance du nombre de collisions $S(E, E_0)\, dE_0$ dans lesquelles une énergie comprise dans l'intervalle $(E_0, E_0 + dE_0)$ est transférée à un atome secondaire. Utilisant un modèle dû à Kinchin et Pease, Leibfried trouve que le nombre de « crowdions » se propageant plus loin que $n^*(\eta)$ est donné par :

$$\nu_c = \nu \frac{10}{n^{*2}}$$

où $\nu$ est le nombre d'interstitiels prévu par l'ancienne théorie. On voit que le nombre d'interstitiels pouvant être créé à grande distance est faible par rapport au nombre total d'interstitiels.

Le nombre de « focusons » est au contraire beaucoup plus grand (20 % de $\nu$ pour $n^* \simeq 50$). Notons que, selon Leibfried, les collisions « canalisées » ne transportent que de l'énergie ; il n'y aura production d'interstitiels que lorsque la chaîne sera interrompue, par exemple près d'une dislocation, ce qui provoque son bloquage et fournit une explication des expériences d'élasticité précédemment citées. Selon ce modèle, Gonser [13] explique la dilatation de l'uranium-$\alpha$ sous irradiation.

**Résultats expérimentaux.** — Thompson et Nelson [14, 15] ont bombardé des feuilles minces d'or, présentant de fortes orientations préférentielles, avec des protons d'énergie 0,3 MeV en opérant par transmission. Ils ont observé une éjection préférentielle d'ions selon les directions (110), la masse déposée sur le collecteur étant indépendante de l'angle d'incidence. Connaissant le nombre d'atomes éjectés par proton, et utilisant les méthodes de calcul de Leibfried ils trouvent que si $E_F^{110} \simeq 800$ eV, le parcours moyen d'un « focuson » est de l'ordre de 350 Å
($d = 2{,}88$ Å), $\beta d \simeq 15$ et $A = 0{,}8 \times 10^6$ eV

$$(V(r) = A \, e^{-\beta r})$$

et que l'énergie perdue par choc est de l'ordre de 7 eV. Le potentiel de répulsion pour l'or est alors

$$V(r) = 8 \times 10^5 \exp - 15 \, r/d$$

ce qui conduit, en négligeant l'effet des électrons libres à une valeur de la compressibilité $0{,}33 \times 10^{-12}$ cm$^2$ dyne$^{-1}$ en accord raisonnable avec la valeur expérimentale : $0{,}54 \times 10^{-12}$ cm$^2$ dyne$^{-1}$.

Par bombardement d'ions ($A^+$, $Xe^+$ énergie 10 keV), sur des couches d'or, de cuivre, et d'argent, ils ont observé un dépôt d'atomes neutres éjectés de la surface cristalline du même côté que le faisceau incident, selon trois directions préférentielles (110), (100) et (111).

Pour la direction (110), ils interprètent le phénomène par une « canalisation » de l'énergie suivant la rangée. Suivant l'argument qualitatif de Leibfried, ce phénomène a lieu sans transfert de matière.

Pour la rangée (100) il est clair (*fig.* 7) que les premiers voisins (atomes B) ont une influence prépondérante devant celle de l'atome suivant de la rangée. L'approximation des sphères dures n'est plus valable (paramètre d'impact non négligeable) pour ces collisions à incidence rasante. On peut définir une énergie de focalisation $E_F$ au-dessus de laquelle la déflexion ne permet pas à l'atome $A_1$ de rencontrer l'atome $A_2$ et une énergie minimum $E_1$ au-dessous de laquelle l'atome $A_1$ ne peut traverser l'anneau des atomes B. Le même phénomène a lieu pour la rangée (111). La

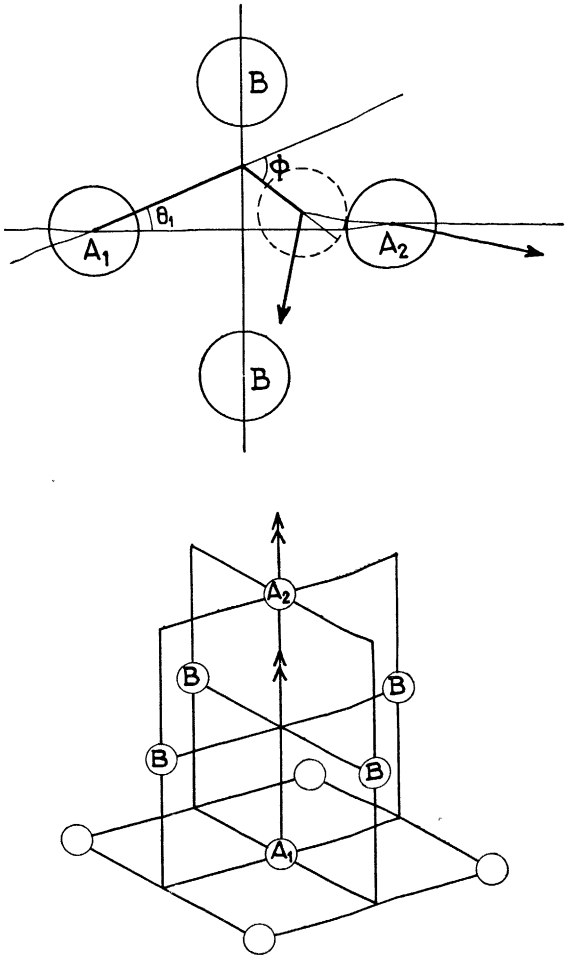


FIG. 7.

canalisation des chocs a lieu ici avec transport de matière.

| Directions | $E_F$ (eV) Cu | $E_F$ (eV) Au | $E_1$ (eV) Cu | $E_1$ (eV) Au |
|---|---|---|---|---|
| (110) | 60 | 800 | 1 | 1 |
| (100) | 65 | 700 | 10 | 90 |
| (111) | 490 | 7 300 | 44 | 500 |

Valeurs calculées avec

$V(r) = 2 \times 10^4 \times \exp(-13\, r/d)$ pour Cu [12]

et $V(r) = 8 \times 10^5 \times \exp(-15\, r/d)$ pour Au.

Ces résultats sont à comparer à ceux de Koedam [16]. En bombardant avec des ions ($A^+$, $Kr^+$, $Ne^+$, 50 à 2 000 eV) sous incidence normale aux plans (100) des cristaux de cuivre, il a observé 4 directions (110) d'éjection préférentielle ainsi que la direction (100) normale à la surface bombardée ; l'intensité relative de ce dernier dépôt croît avec l'énergie des ions incidents, ce qui semble bien indiquer la présence d'un seuil minimum $E_1^{100}$.

**Calculs numériques de Gibson, Goland, Milgram et Vineyard** [17]. — Considérant que les méthodes de calcul analytique ne sont pas adaptées au problème si on veut tenir compte des interactions entre des atomes répartis régulièrement dans un espace à trois dimensions, cette équipe a lancé dès 1957 une série de calculs numériques, grâce à l'utilisation d'une machine IBM 704.

Les calculs ont été faits en prenant pour modèle de petits cristallites de cuivre (de 500 à 1 000 atomes) supposés isolés à l'intérieur d'un grand cristal, à la température de 0 °K pour ne pas avoir à tenir compte de l'agitation thermique. Les forces utilisées sont de trois types :

*a*) L'interaction entre les noyaux a la forme classique de Born-Mayer :

$$V(r) = A \exp\left[-\rho \frac{r-d}{d}\right];$$

la plupart des calculs a été faits avec :

$$A = 0{,}051, \qquad \rho = 13.$$

Des essais effectués avec d'autres couples de valeurs n'ont amené aucune différence appréciable dans les résultats statiques et dynamiques des calculs. La seule différence se trouve dans l'estimation de $E_d$. Le potentiel choisi conduit à $E_d \simeq 25$ eV dans la direction (110) de 25 à 30 eV dans la direction (100) et $\simeq 85$ eV dans la direction (111).

*b*) Les forces de cohésion (dues aux électrons de conduction) sont représentées par une force constante appliquée aux atomes de la surface et dirigée vers l'intérieur du cristal.

*c*) L'action des atomes de la matrice cristalline sur le cristallite considéré est représentée par une force élastique proportionnelle aux déplacements des atomes et une force dissipative proportionnelle à la vitesse des atomes de surface. En faisant varier la position de l'atome mis en mouvement et la taille du cristallite, on n'a pas observé de différences notables dans les dommages résultants, ce qui justifie le choix de ces forces.

Un atome quelconque de la maille est mis en mouvement avec des énergies $E_0$ variant de 20 à 400 eV, dans des directions faisant de petits angles avec les rangées compactes et une succession de « passages » dans la machine permet de déterminer la position de tous les atomes en fonction du temps.

— Le phénomène de « canalisation des chocs » a lieu pour des énergies $E_0 < 30$ eV dans la direction (110) et $< 40$ eV dans la direction (100). Contrairement aux hypothèse de Leibfried on peut avoir, dans ce modèle, un transport d'interstitiel aussi bien que l'énergie si l'énergie initiale $E_0$ est supérieure à $E_d$. Pour des énergies supérieures aux valeurs limites $E_F$, on voit apparaître le phénomène de « dispersion des chocs ». Les défauts créés sont des paires de Frenkel avec des lacunes situées près du point de départ des chaînes de collisions et des interstitiels dédoublés (split configuration), seuls stables.

— Concentrons-nous plus spécialement sur la rangée (110). On peut définir un paramètre de canalisation :

$$\Lambda(E_i) = (\theta_{i+1})/\theta_i.$$

La série de calculs faits montre que $\Lambda$ dépend très peu de $\theta$ et l'on peut tracer une courbe moyenne $\Lambda(E_i)$ (*fig.* 8) ; d'autre part on peut écrire que l'énergie perdue

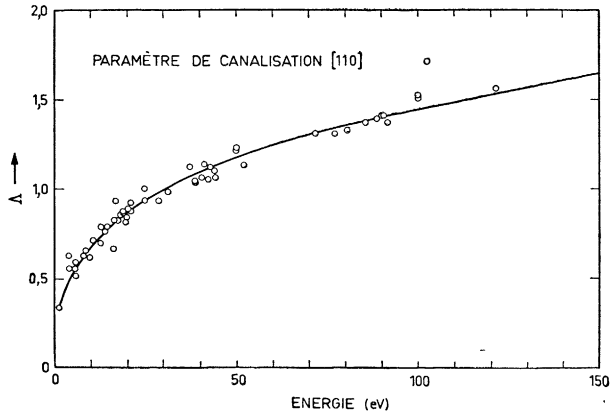


Fig. 8.

par choc dans la rangée (110) obéit approximativement à la relation :

$$\Delta E_i = [(2/3) + E_0 \sin^2(\theta_i + \theta_{i+1})]\ \text{eV} \qquad (2)$$

formule valable pour de faibles angles et pour les domaines d'énergie considérés.

Si la chaîne se disperse, $\theta$ croît et l'énergie transportée décroît plus rapidement jusqu'à ce qu'elle retombe au voisinage de $E_F$. La dispersion des chocs entraîne évidemment la mise en mouvement des rangées voisines.

Si $E_0 > E_d$, nous aurons un transport d'interstitiel. Les calculs montrent qu'un interstitiel est créé dès que l'énergie transportée tombe à 3,5 eV. La connaissance de $\Lambda$ et la relation (2) permettent alors de prévoir le nombre de remplacements produits dans la rangée et par conséquent le nombre de distances interatomiques que peut parcourir un « focuson » (*fig.* 9).

La figure 10 illustre une énergie de calculs numériques. On communique au temps $t = 0$, une énergie

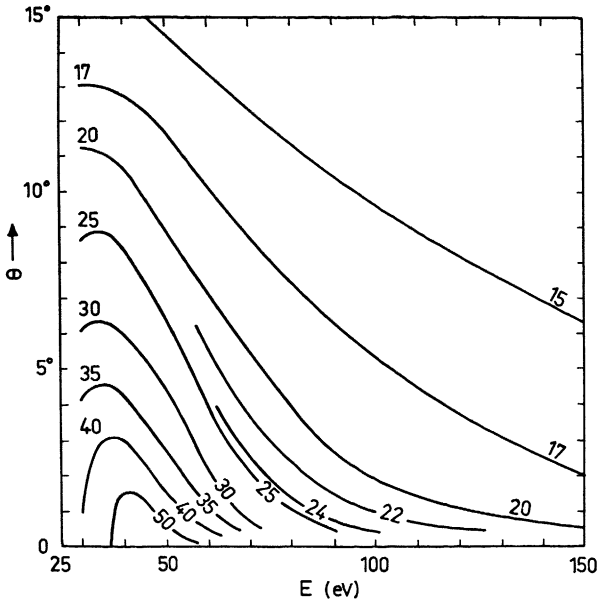


FIG. 9. — Les abaques représentées ici permettent de déterminer en fonction de $\theta_0$ et de $E_0$ le nombre de distances interatomiques parcourues par un interstitiel « canalisé » le long de la rangée (110) [17].

Les courbes s'arrêtent pour $E \simeq 30$ eV. Pour des énergies inférieures nous n'avons plus en effet que de « l'énergie canalisée » et le calcul ne s'applique pas à ce cas.

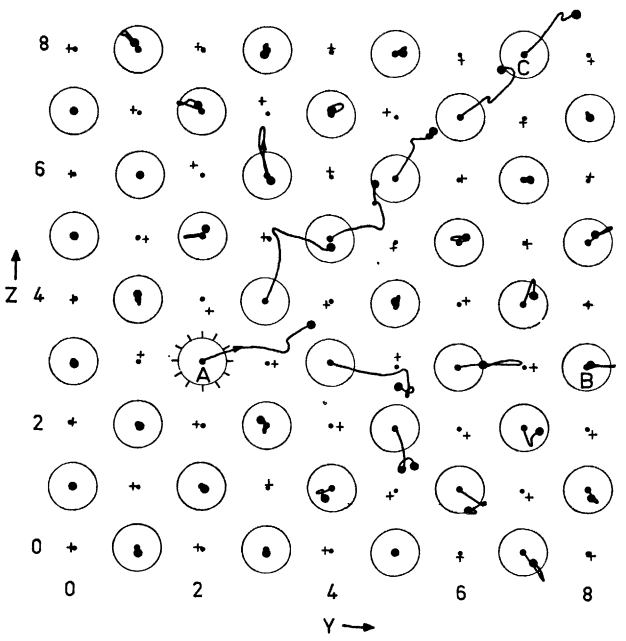


FIG. 10. — La figure représente un plan (100). Les positions d'équilibre des atomes du plan sont entourées d'un cercle. Les gros points noirs indiquent la position des atomes au temps $t = 324.10^{-15}$ secondes. Les petits points représentent les positions d'équilibre des atomes des plans adjacents, les croix leur position finale. L'atome A a une énergie initiale de 40 eV [17].

de 40 eV à l'atome A ; sa vitesse initiale fait un angle de 22° 1/2 avec l'axe y (100) tout en restant dans le plan représenté. On voit nettement un phénomène de canalisation des chocs avec transport d'interstitiel le long de la rangée AC (100). Dans la direction AB, au contraire, il y a seulement canalisation de l'énergie sauf peut-être l'atome suivant A qui semble vouloir produire un interstitiel dédoublé.

On peut hésiter dans le choix des hypothèses de départ mais le calcul numérique offre de grandes possibilités. Un des aspects attachants du travail de Vineyard et son équipe est de permettre de suivre l'évolution du phénomène au cours du temps ; un film illustre d'ailleurs leurs résultats et donne une vision d'ensemble des mouvements simultanés des atomes de la maille.

**Conclusion.** — Les travaux récents sur la propagation des chocs dans les solides permettent une meilleure compréhension des dommages produits par irradiation. Par exemple, ils montrent la possibilité d'une large séparation lacune-interstitiel et ils apportent des lumières sur le mécanisme du désordre dans les alliages. Malgré certaines divergences, les modèles proposés conduisent à une même description qualitative du phénomène. De plus ils ont tenu compte de l'influence du réseau sur le comportement des atomes et l'on peut espérer que la prise en considération de ce fait fondamental amorce une théorie plus cohérente des défauts créés par irradiation dans les solides.

Manuscrit reçu le 13 décembre 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Les différentes théories peuvent être trouvées dans : DIENES (G. J.) et VINEYARD (G. H.), Radiation Effects in Solids (Interscience Publishers Inc., N. Y., 1957). SEITZ (F.) et KOEHLER (J. S.), Solid State Physics, vol. **2**, p. 305 (Ed. F. Seitz and D Turnbull, Ac. Press Inc., N. Y., 1956)

[2] KINCHIN (G H ) et PEASE (R S.), *Rep. Progr. Physics*, 1955, **18**, 1.

[3] HARRISON (W. A.) et SEITZ (F.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1530.

[4] SNYDER (W. S.) et NEUFELD (J.), *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 1636 ; 1955, **99**, 1326 ; 1956, **103**, 862.

[5] KINCHIN (G. H.) et PEASE (R. S.), *J. Nucl. Energy*, 1955, **1**, 200.

[6] BRINKMAN (J. A.), *J. Appl. Physics*, 1954, **25**, 961 ; *Amer. J. Phys.*, 1956, **24**, 246.

[7] WEHNER (G. K.), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 690.

[8] SILSBEE (R. H.), *J. Appl. Physics*, 1957, **28**, 1246.

[9] HUNTINGTON (H. B.), *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 1092.

[10] CORBETT (J. W.), DENNEY (J. M.), FISKE (M. D.) et WALKER (R. M.), *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 954.

[11] THOMPSON, BLEWITT et HOLMES, *J. Appl. Physics*, 1956, **28**, 742.

[12] LEIBFRIED (G.), *J. Appl. Physics*, 1959, **30**, 1388 ; 1960, **31**, 117.

[13] GONSER (V.), *J. Matériaux Nucl.*, 1960, **2**, 43.

[14] THOMPSON (M. W.), *Nucleonics*, 1960, **8**, n° 6.

[15] THOMPSON (M. W.) et NELSON (R. S.), *Proc. Roy. Soc.* London, 1961, A **259**, 458.

[16] KOEDAM (M.), *Physica*, 1959, **25**, 742 ; 1960, **26**, 351.

[17] GIBSON (J. B.), GOLAND (A. N.), MILGRAM (M.) et VINEYARD (G. H.), *J. Appl. Physics*, 1959, **30**, 1322 ; *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1960, **5**, 26 ; *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 1229.