
Dépôt Institutionnel de l'Université libre de Bruxelles /
Université libre de Bruxelles Institutional Repository
Thèse de doctorat/ PhD Thesis

Citation APA:

Francken, L. (1970). *Anisotropie de la pulvérisation cathodique dans les monocristaux métalliques cubiques à faces centrées* (Unpublished doctoral dissertation). Université libre de Bruxelles, Faculté des sciences, Bruxelles.

Disponible à / Available at permalink : <https://dipot.ulb.ac.be/dspace/bitstream/2013/214922/1/ec9fe9b5-362f-43e8-bc7e-e7ace9553649.txt>

(English version below)

Cette thèse de doctorat a été numérisée par l'Université libre de Bruxelles. L'auteur qui s'opposerait à sa mise en ligne dans DI-fusion est invité à prendre contact avec l'Université (di-fusion@ulb.be).

Dans le cas où une version électronique native de la thèse existe, l'Université ne peut garantir que la présente version numérisée soit identique à la version électronique native, ni qu'elle soit la version officielle définitive de la thèse.

DI-fusion, le Dépôt Institutionnel de l'Université libre de Bruxelles, recueille la production scientifique de l'Université, mise à disposition en libre accès autant que possible. Les œuvres accessibles dans DI-fusion sont protégées par la législation belge relative aux droits d'auteur et aux droits voisins. Toute personne peut, sans avoir à demander l'autorisation de l'auteur ou de l'ayant-droit, à des fins d'usage privé ou à des fins d'illustration de l'enseignement ou de recherche scientifique, dans la mesure justifiée par le but non lucratif poursuivi, lire, télécharger ou reproduire sur papier ou sur tout autre support, les articles ou des fragments d'autres œuvres, disponibles dans DI-fusion, pour autant que :

- Le nom des auteurs, le titre et la référence bibliographique complète soient cités;
- L'identifiant unique attribué aux métadonnées dans DI-fusion (permalink) soit indiqué;
- Le contenu ne soit pas modifié.

L'œuvre ne peut être stockée dans une autre base de données dans le but d'y donner accès ; l'identifiant unique (permalink) indiqué ci-dessus doit toujours être utilisé pour donner accès à l'œuvre. Toute autre utilisation non mentionnée ci-dessus nécessite l'autorisation de l'auteur de l'œuvre ou de l'ayant droit.

----- **English Version** -----

This Ph.D. thesis has been digitized by Université libre de Bruxelles. The author who would disagree on its online availability in DI-fusion is invited to contact the University (di-fusion@ulb.be).

If a native electronic version of the thesis exists, the University can guarantee neither that the present digitized version is identical to the native electronic version, nor that it is the definitive official version of the thesis.

DI-fusion is the Institutional Repository of Université libre de Bruxelles; it collects the research output of the University, available on open access as much as possible. The works included in DI-fusion are protected by the Belgian legislation relating to authors' rights and neighbouring rights. Any user may, without prior permission from the authors or copyright owners, for private usage or for educational or scientific research purposes, to the extent justified by the non-profit activity, read, download or reproduce on paper or on any other media, the articles or fragments of other works, available in DI-fusion, provided:

- The authors, title and full bibliographic details are credited in any copy;
- The unique identifier (permalink) for the original metadata page in DI-fusion is indicated;
- The content is not changed in any way.

It is not permitted to store the work in another database in order to provide access to it; the unique identifier (permalink) indicated above must always be used to provide access to the work. Any other use not mentioned above requires the authors' or copyright owners' permission.

D 00 861/a

UNIVERSITE LIBRE DE BRUXELLES
Faculté des Sciences



ANISOTROPIE DE LA PULVERISATION CATHODIQUE
DANS LES MONOCRISTAUX METALLIQUES
CUBIQUES A FACES CENTREES

par

L. FRANCKEN

Fascicule 2

CET OUVRAGE N'ETANT PAS
DANS LE DOMAINE PUBLIC,
NE PEUT ETRE COMMUNIQUE
QU'AVEC L'AUTORISATION DE L'AUTEUR.

UNIVERSITAS BRUXELLENSIS
fasc. 2

Dissertation présentée pour l'obtention du grade de Docteur en Sciences

Universite Libre de Bruxelles

1970



003569035

UNIVERSITE LIBRE DE BRUXELLES
Faculté des Sciences



ANISOTROPIE DE LA PULVERISATION CATHODIQUE
DANS LES MONOCRISTAUX METALLIQUES
CUBIQUES A FACES CENTREES

par

L. FRANCKEN

Fascicule 2

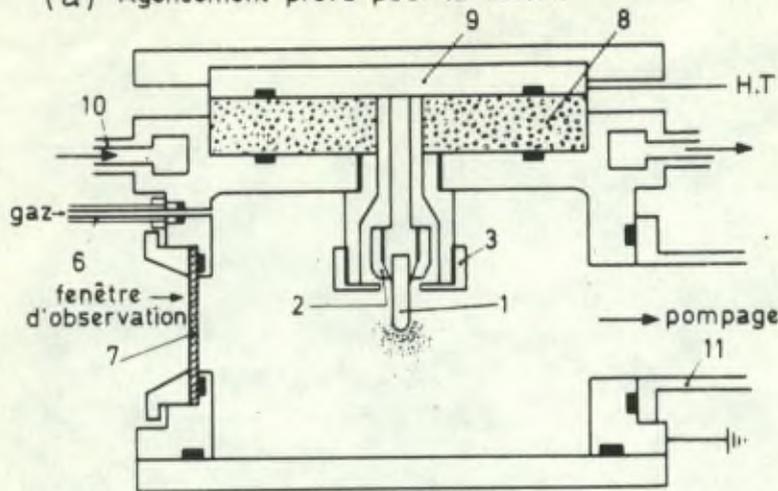
530.43
F 847
fasc. 2

Dissertation présentée pour l'obtention du grade de Docteur en Sciences

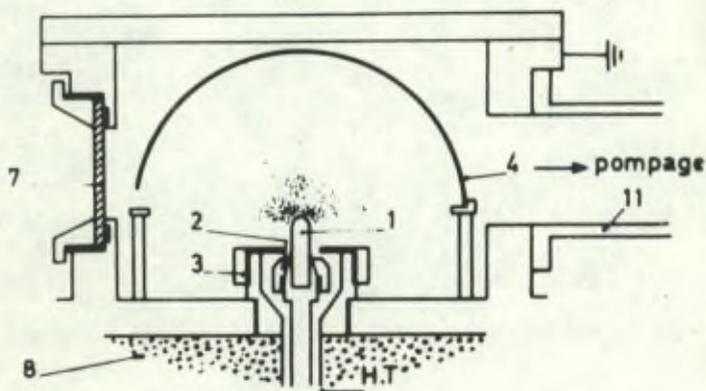


CELLULE A DECHARGE

(a) Agencement prévu pour la fusion

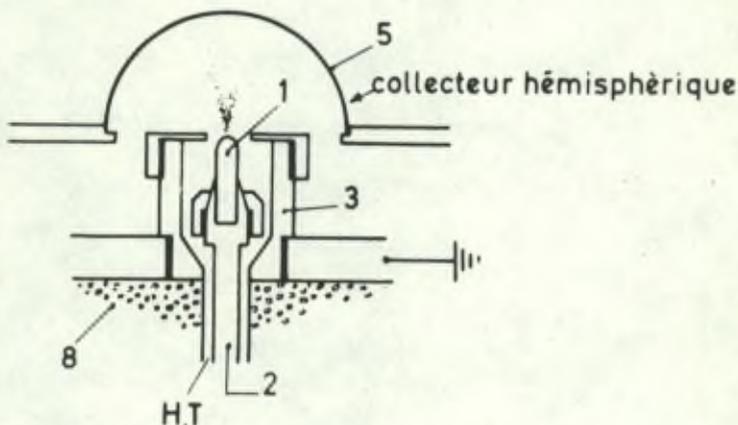


(b) Agencement prévu pour le bombardement ionique radial



- 1. échantillon - cathode
- 2. porte-échantillon
- 3. cylindre anodique
- 4. anode hémisphérique
- 5. collecteur en verre
- 6. conduite de gaz
- 7. fenêtre d'observation
- 8. disque d'isolation en teflon
- 9. disque - support de cathode
- 10. circulation d'eau
- 11. conduite d'évacuation

(c) Bombardement ionique focalisé



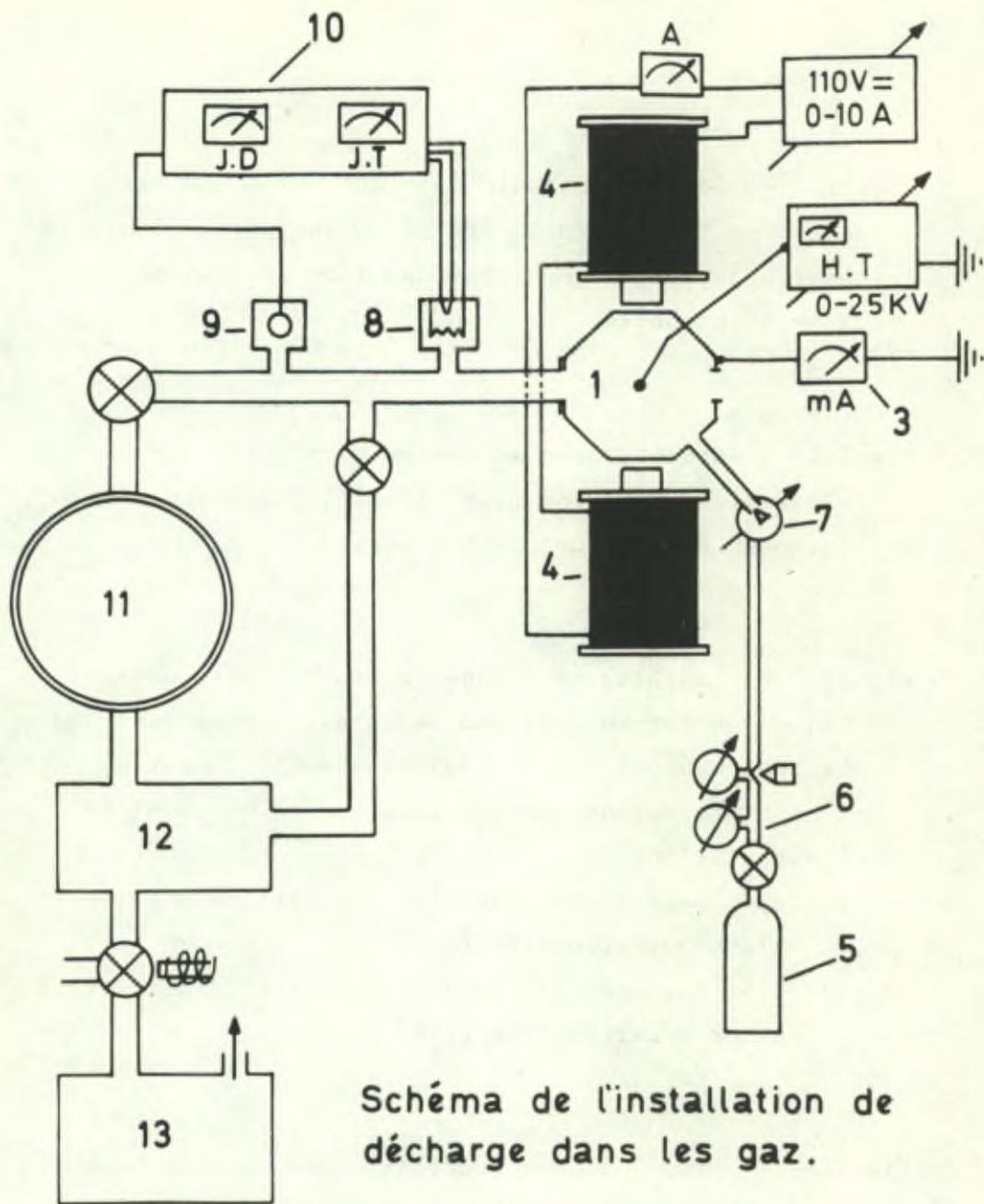


Schéma de l'installation de décharge dans les gaz.

- | | |
|----------------------------------|-------------------------------|
| 1) cellule à décharge | 8) jauge à thermocouple |
| 2) cathode | 9) jauge à décharge |
| 3) mesure du courant de décharge | 10) mesure de la pression |
| 4) électro-aimant (facultatif) | 11) pompe moléculaire |
| 5) bombonne à gaz | 12) réservoir à tampon |
| 6) mano-détendeur réglable | 13) pompe primaire à palettes |
| 7) fuite réglable | ⊗ vannes |

Fig.I.2

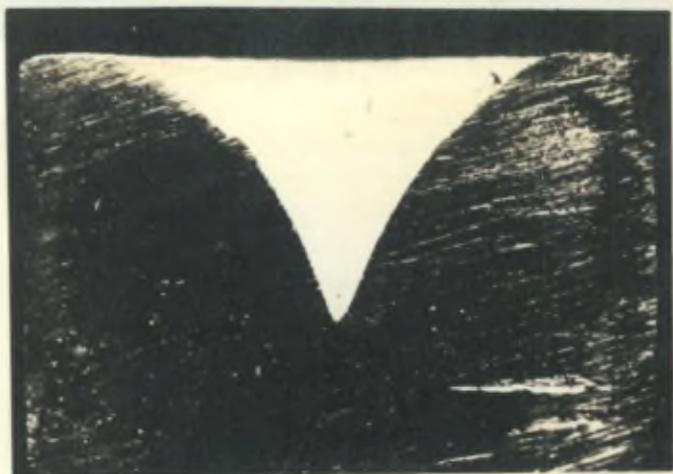
Fig.I.3 - Coupe longitudinale d'une cathode d'argent de forme cylindrique. Profil obtenu après plusieurs heures de bombardement par des ions d'Argon sous 1 mA d'intensité.

Fig.I.4 - Cratère créé au centre d'un grain sur un échantillon d'argent polycristallin au moyen d'un faisceau d'ions fortement focalisé.

Fig.I.5 - Exemples de "Wehner spots", dépôts métalliques se formant sur des récepteurs plans dans le prolongement des rangées denses $\langle 110 \rangle$ suite à un bombardement ionique focalisé en un point de l'échantillon.

- a) dépôt caractéristique d'un échantillon d'orientation superficielle (111) ,
- b) dépôt caractéristique d'un échantillon d'orientation superficielle (112).

Fig.I.6 - Profil d'un monocristal sphérique de cuivre obtenu après solidification de l'extrémité d'un échantillon cylindrique préalablement fondu par bombardement ionique.



1mm

Fig.I.3



0,1mm

Fig.I.4

(111)

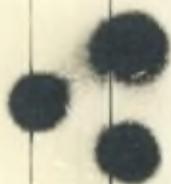


Fig.I.5 a

(112)



Fig.I.5 b



0 1 2 3 4 5
5 mm

Fig.I.6

Fig.I.7 - Caractéristique Volt-Ampère de la décharge pour une pression de $5 \cdot 10^{-2}$ torr d'argon et des cathodes de cuivre et d'argent.

Fig.I.8 - Caractéristique Volt-Ampère de la décharge pour différentes valeurs de la pression d'argon.

Fig.I.9 - Variation de la tension suivant l'axe du système. Les courbes I et II correspondent respectivement à l'échelle linéaire I et à l'échelle logarithmique II. La partie linéaire de la courbe II correspond à l'équation :

$$V = V_0 e^{-CZ}$$

$$\text{avec } \begin{cases} C = 2,4 \text{ cm}^{-1} \\ Z < 1 \text{ cm} . \end{cases}$$

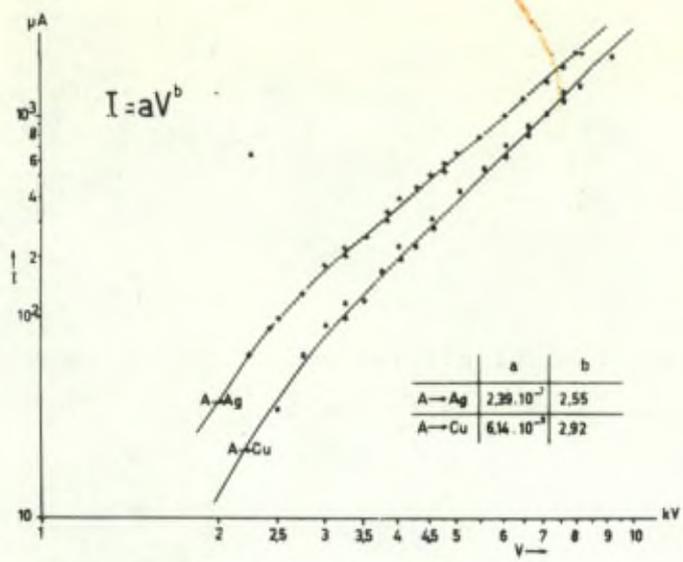


Fig.I. 7

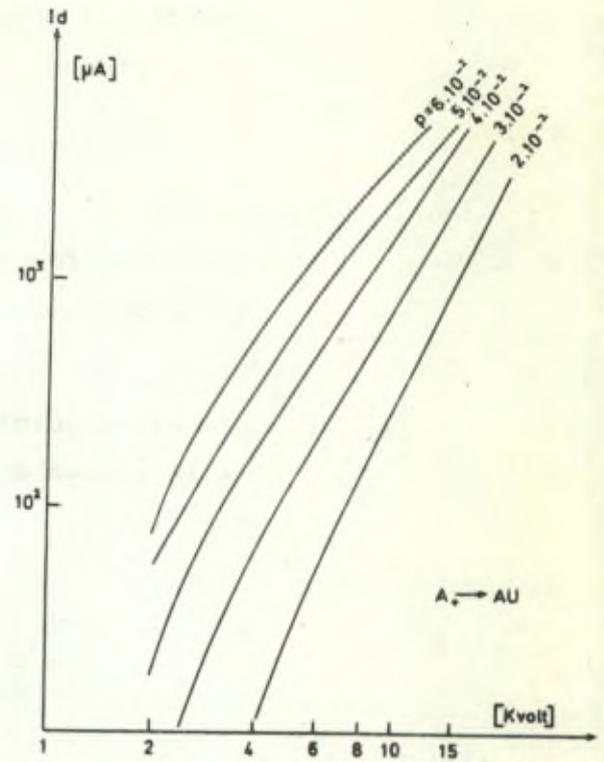


Fig.I. 8

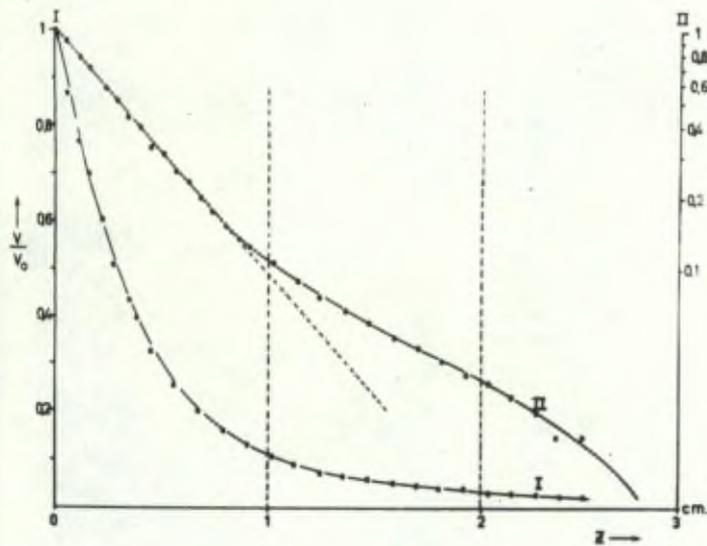
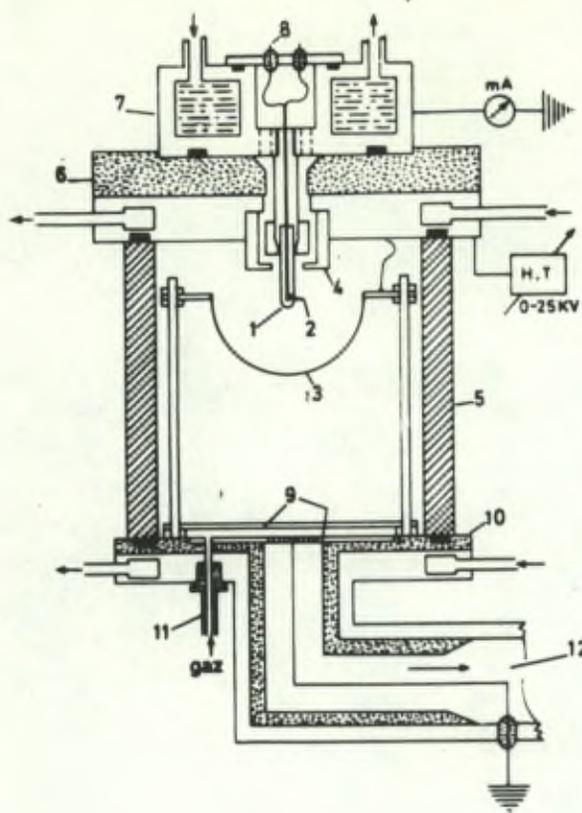


Fig.I.9

Fig.I.10 - Dispositif expérimental utilisé pour mesurer la température de la cathode en cours d'expérience.

Fig.I.11a - Températures relevées au thermocouple en fonction de la puissance électrique de la décharge.

Fig.I.11b - Températures relevées au thermocouple et points expérimentaux relevés lors de la fusion d'échantillons en Al, Ag, Au et Cu.



- 1) cathode
- 2) jonction du thermocouple avec vis de blocage
- 3) anode hémisphérique
- 4) cylindre anodique
- 5) manchon de pyrex
- 6) disque d'isolation en teflon
- 7) support de cathode avec circuit de refroidissement
- 8) sorties du thermocouple
- 9) système grille-plaque assurant la coupure de la décharge
- 10) couche d'araldite
- 11) tube d'arrivée des gaz
- 12) vers le circuit de pompage.

Fig.I.10

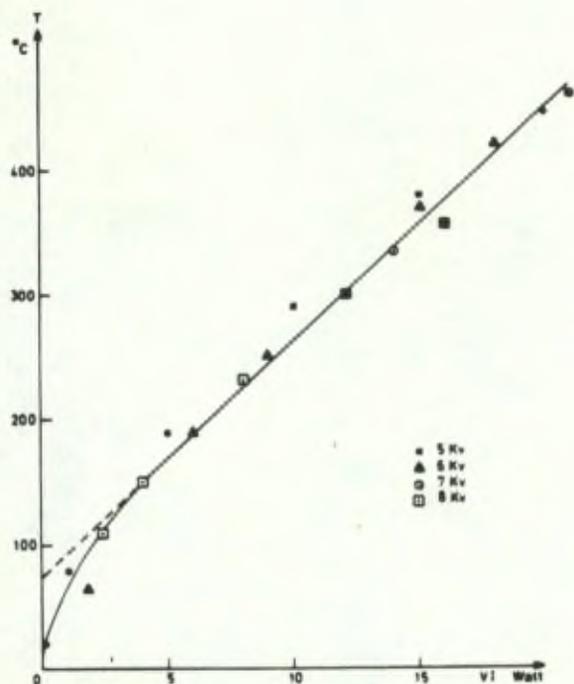


Fig.I.11 a

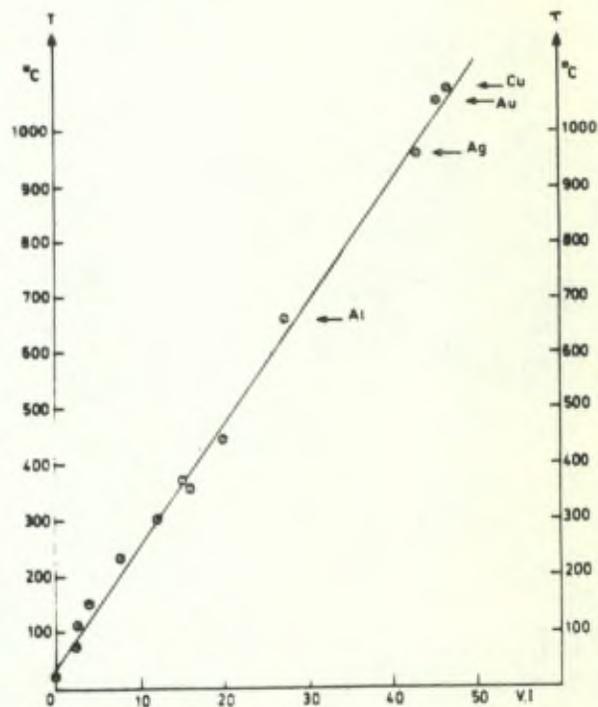
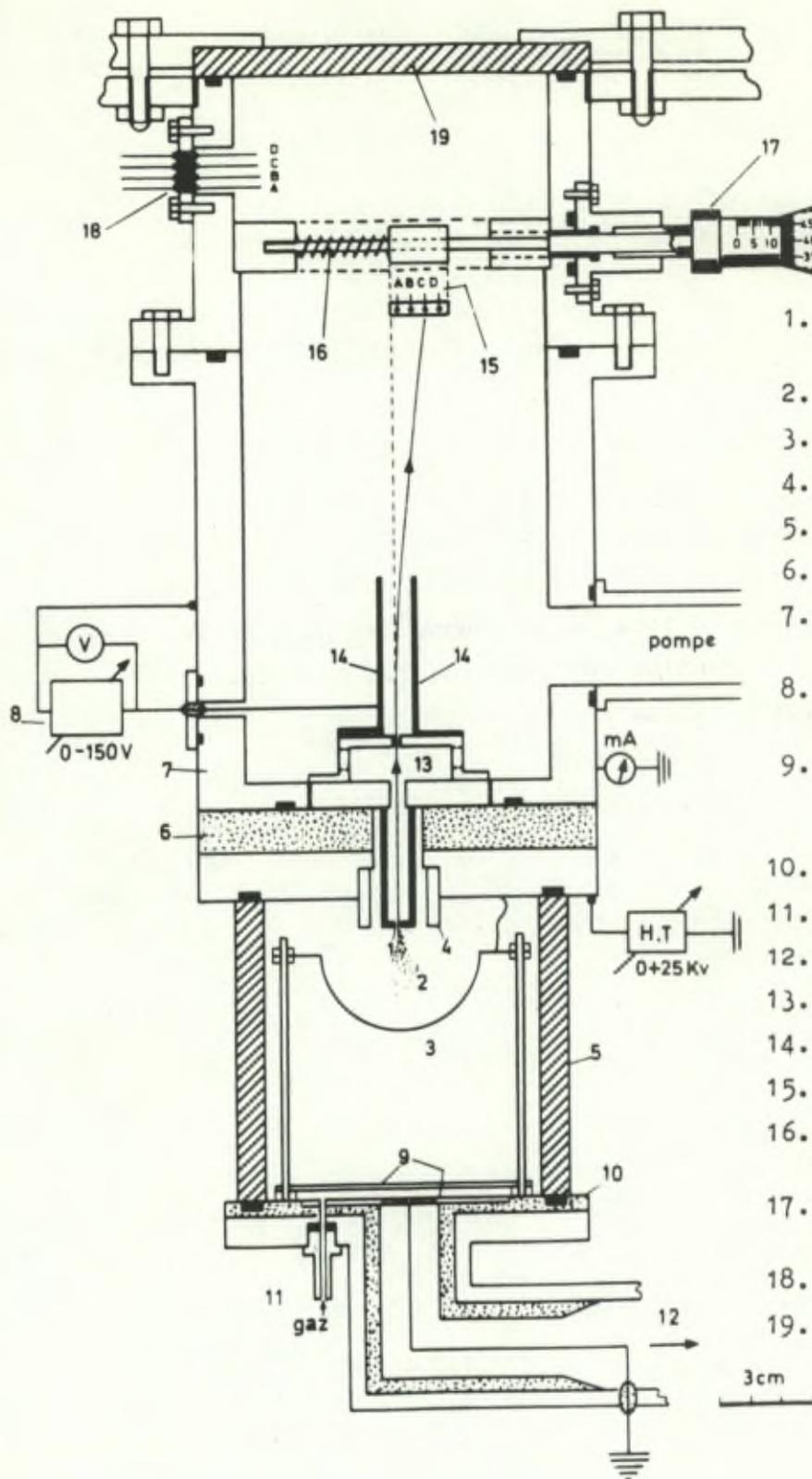


Fig.I.11 b



Fig.I.12 - Dispositif expérimental permettant
la mesure de l'énergie des ions par déflexion
électrostatique.



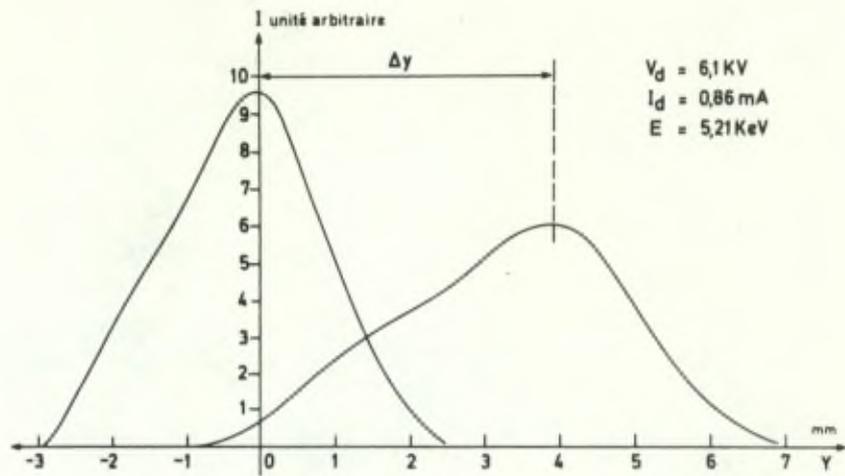
1. Diaphragme - orifice d'entrée du faisceau
2. Cathode
3. Anode hémisphérique
4. Cylindre anodique
5. Manchon de pyrex
6. Disque d'isolation en teflon
7. Enceinte munie d'un circuit d'évacuation indépendant.
8. Tension de polarisation des plaques déflectrices
9. Système grille-plaque assurant la coupure de la décharge.
10. Couche d'araldite
11. Tube d'amenée des gaz
12. Vers le circuit de pompage
13. Second diaphragme
14. Plaques déflectrices
15. Chariot collecteur
16. Barreau-guide avec ressort de rappel
17. Vis micrométrique entraînée par moteur synchrone
18. Passages électriques
19. Fenêtre d'observation.

Fig. I. 12

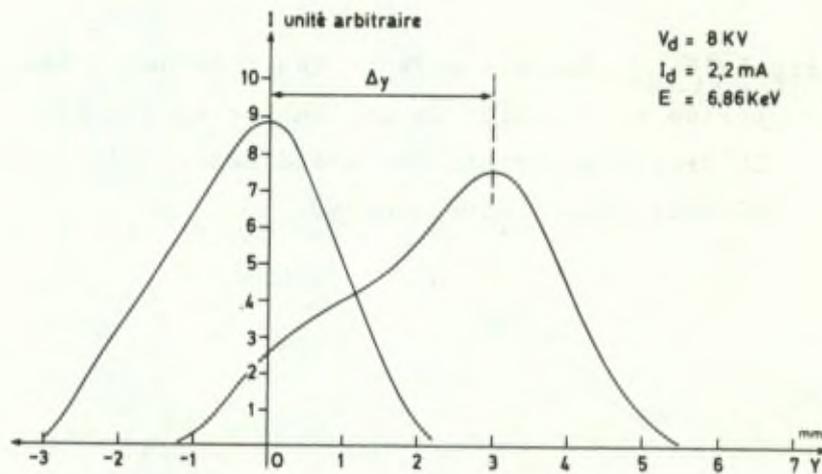


Fig.I.13 - Exemples de relevés obtenus au moyen du dispositif de la figure I.12. Le pic centré sur l'origine donne la position du point d'impact du faisceau d'ions en l'absence de champ déflecteur. La tension sur les plaques déflectrices vaut ici 50 Volt.

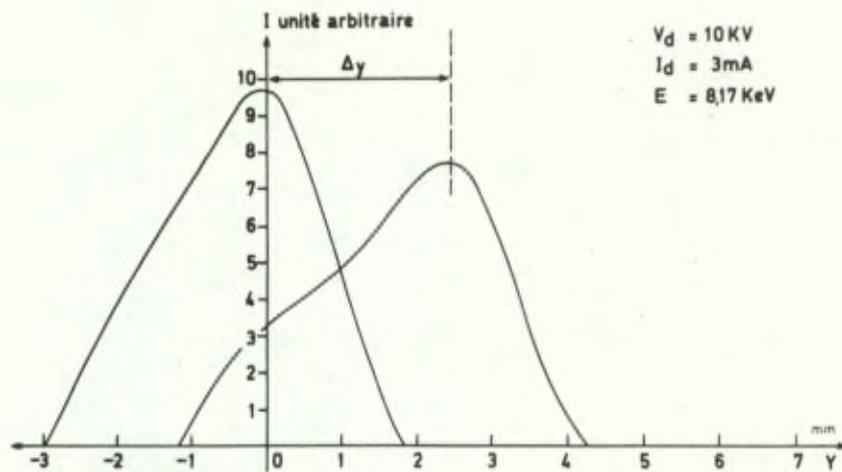




a



b



c

Fig.I.13

Fig.I.14 - Energie moyenne des ions de la décharge
portée en fonction de la tension appliquée.
La droite en pointillés a été déterminée par la
méthode des moindres carrés.

Fig 14

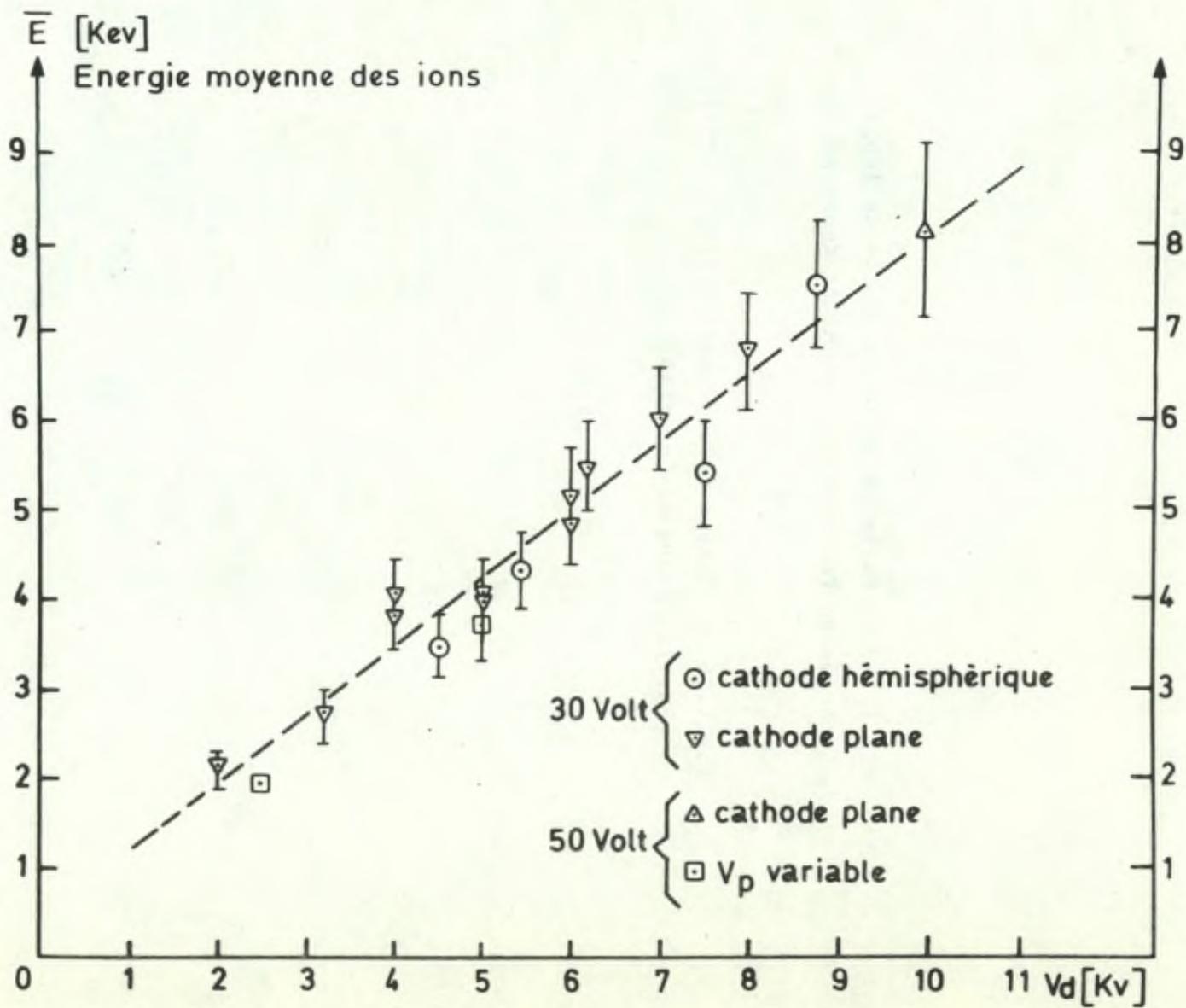




Fig.I.15 - Perte de masse par unité de temps
portée en fonction du courant de décharge.



Fig.I.16 - Schéma illustrant la méthode utilisée
pour la mesure des profils.

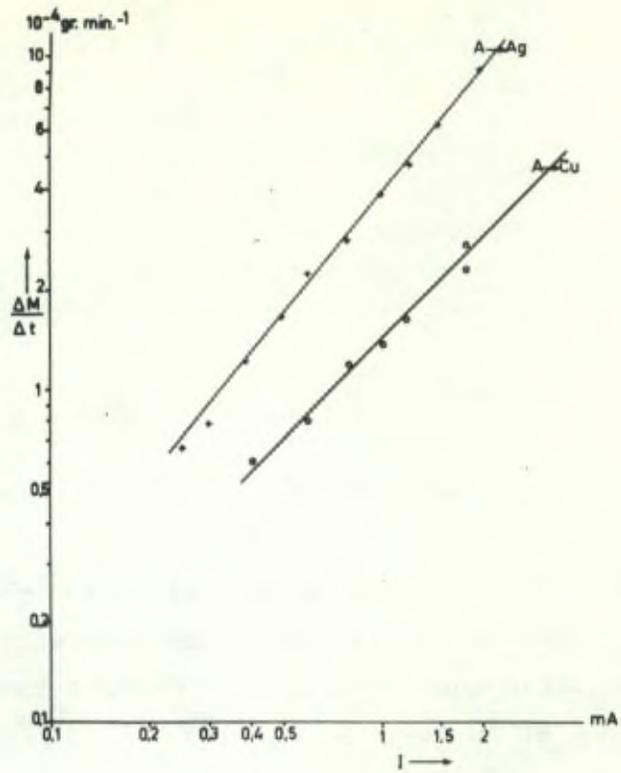


Fig. I.15

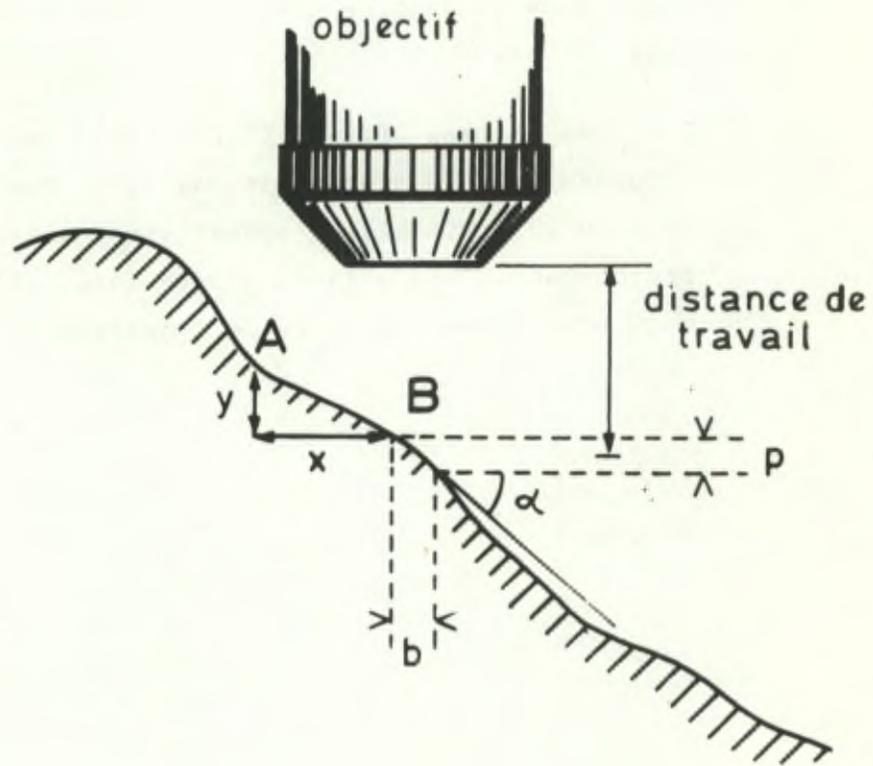


Fig. I.16

Fig.II.1 - Taux de pulvérisation $\frac{S}{1+\gamma}$ du cuivre pour un bombardement à incidence normale d'ions Argon dans le domaine d'énergie compris entre 0 et 12 KeV .

Fig.II.2 - Taux de pulvérisation $\frac{S}{1+\gamma}$ de l'argent pour un bombardement à incidence normale d'ions Argon dans le domaine d'énergie compris entre 0 et 12 KeV.

N.B. - Les figures II.1 et II.2 donnent les résultats obtenus dans le présent travail pour des échantillons polycristallins sphériques bombardés radialement. Les valeurs tirées de la littérature sont données à titre de comparaison.

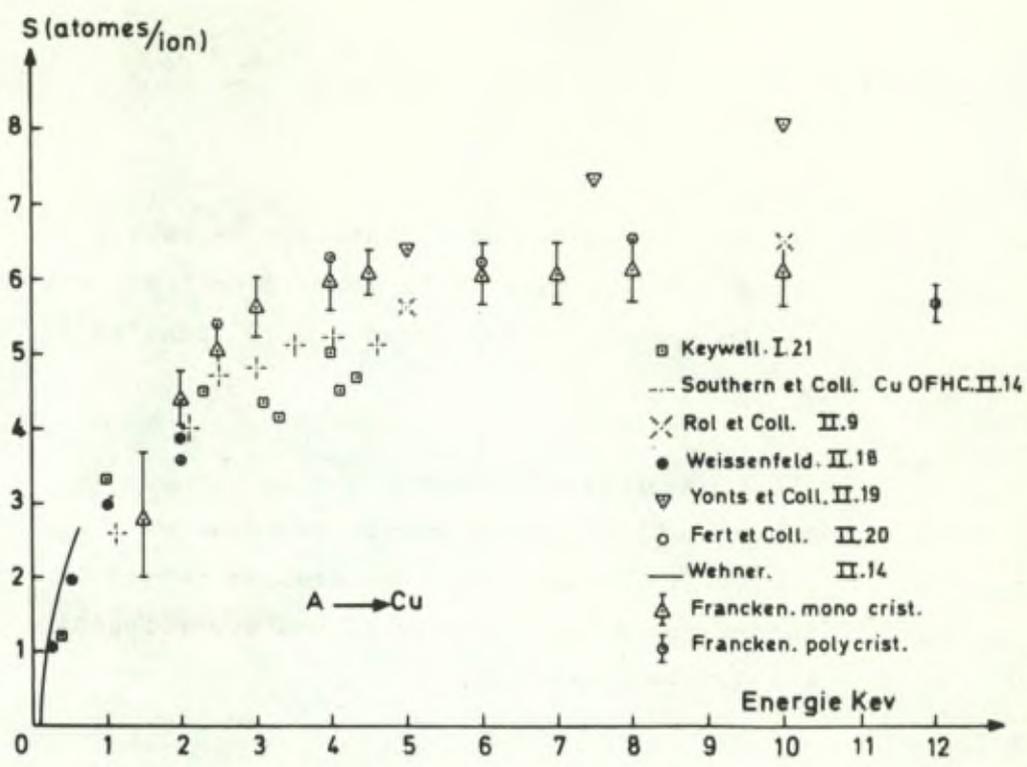


Fig.II.1

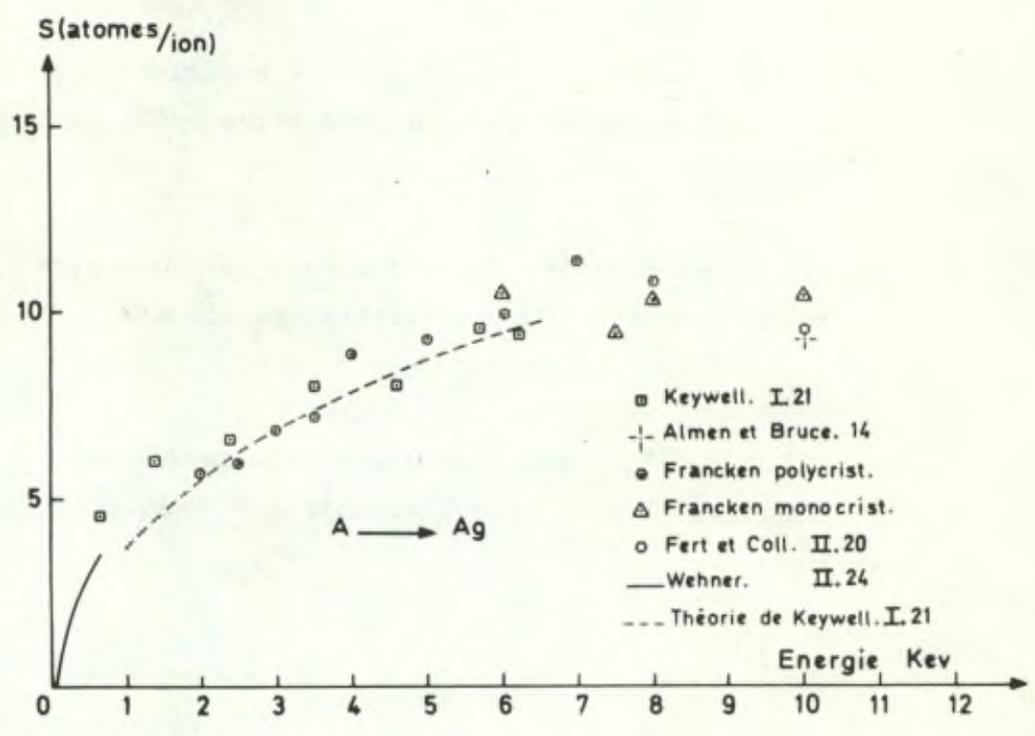


Fig.II.2

Fig.II.3 - Aspect d'un échantillon de cuivre polycristallin plan après bombardement par des ions d'argon de 4 KeV (dose $4,6 \cdot 10^{16}$ ions/mm²).

Fig.II.4 - Interférogramme, par la méthode de Nomarski [II.9] de la région représentée à la fig.II.3. Le décallage des franges permet la mesure des différences de niveau apparaissant aux joints de grains.

Fig.II.5 - Répartition des sections de grains de l'échantillon des figures II.3 et II.4.

Fig.II.6 - Ondulations de surface apparues sur un échantillon sphérique d'argent après solidification.

Fig.II.7 - Facettes macroscopiques apparues après solidification d'un monocristal de platine.

Fig.II.8 - Vue détaillée d'une facette sur un monocristal sphérique d'argent.



0,1 mm

Fig.II.3

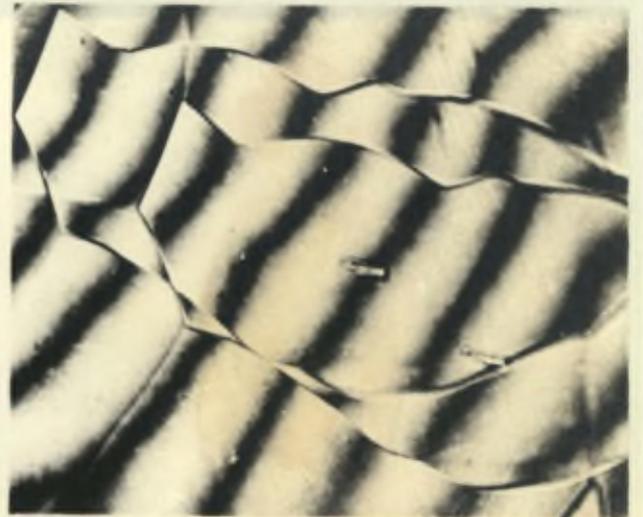


Fig.II.4

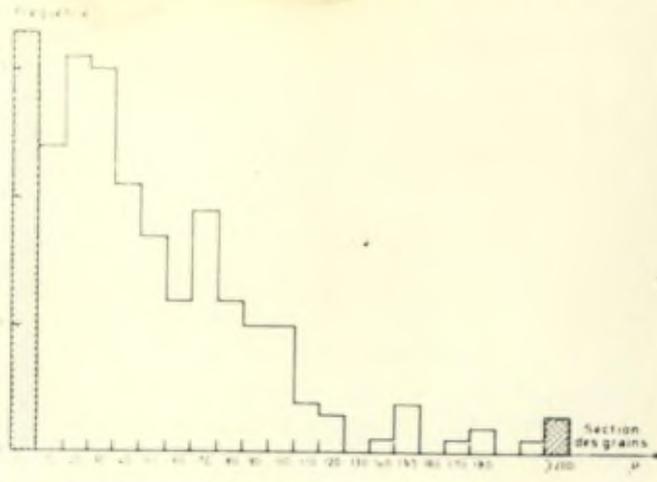
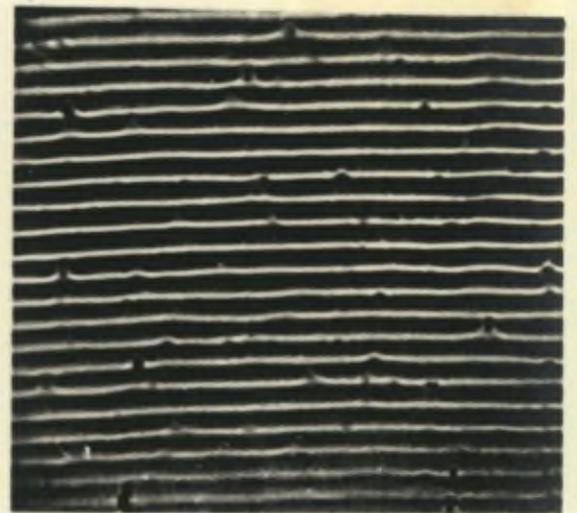
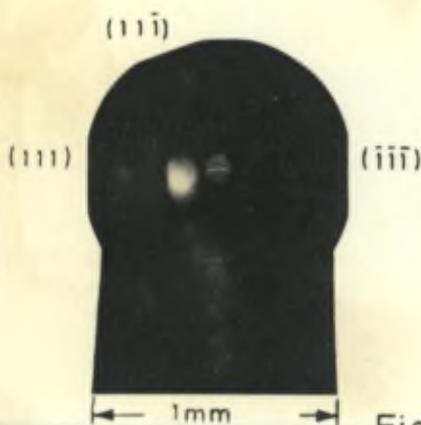


Fig.II.5



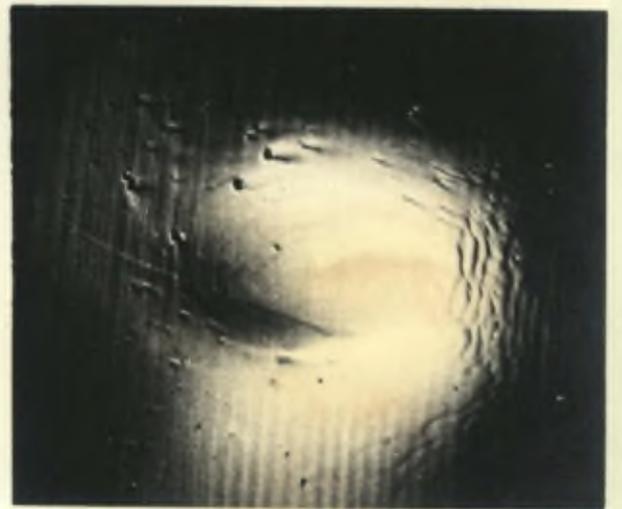
0,1 mm

Fig.II.6



1 mm

Fig.II.7



0,5 mm

Fig.II.8

Fig.II.9 - Bandes striées apparues après bombardement ionique radial sur un monocristal sphérique de cuivre (voir réf.[II.7].)

Fig.II.10 - Aspect du pôle $\langle 111 \rangle$ observé sur un échantillon sphérique de cuivre bombardé radialement.

Fig.II.11 - Figures d'attaque observées au voisinage d'un pôle $\langle 110 \rangle$ par microscopie électronique sur réplique.

Fig.II.12 - Stries superficielles apparaissant le long d'un plan $\{110\}$. Observation faite par microscopie électronique sur réplique.

Fig.II.13 - Aspect superficiel d'un monocristal de cuivre ayant subi une dose de $1,7 \cdot 10^{18}$ ions Ar/mm². Structures apparues au voisinage d'un pôle $\langle 100 \rangle$ (observation faite par microscopie optique).

Fig.II.14 - Aspect superficiel d'un monocristal de cuivre ayant subi une dose de $1,7 \cdot 10^{18}$ ions Ar/mm². Structures apparues le long d'un plan $\{110\}$.

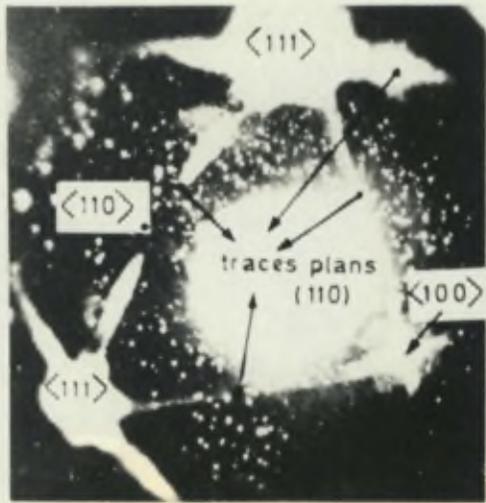


Fig.II.9



Fig.II.10



Fig.II.11

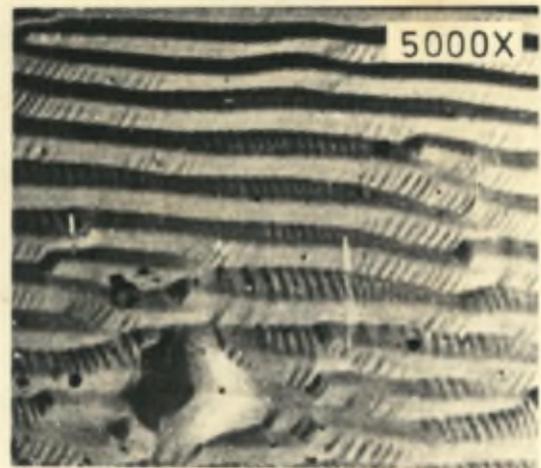


Fig.II.12



Fig.II.13



Fig.II.14

Fig.II.15 - Vues d'ensemble d'un échantillon monocristallin hémisphérique d'or bombardé radialement par des ions d'argon de 5 KeV sous 1,5 mA d'intensité. Aspects de l'échantillon respectivement après :

- a) 1 h.30 , soit $1,27 \cdot 10^{18}$ ions/mm²
- b) 3 h. , soit $2,54 \cdot 10^{18}$ ions/mm²
- c) 5 h. , soit $4,22 \cdot 10^{18}$ ions/mm²

Fig.II.16 et II.17 - Aspect final d'un échantillon hémisphérique d'or (fig.II.15) bombardé pendant 11 heures sous 1,5 mA d'ions Argon, soit une dose de $9,3 \cdot 10^{18}$ ions/mm² .



a



b

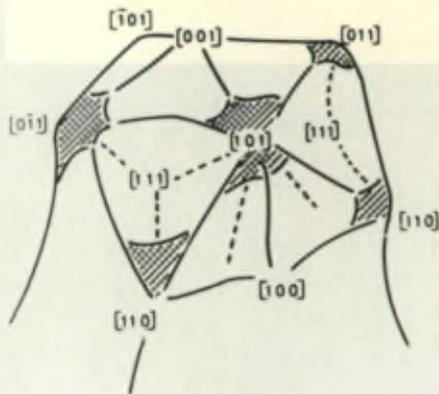


c

Fig.11.15



Fig.11.16



a



b

Fig.11.17

Fig.II.18 - Evolution du profil d'une cathode de cuivre polycristallin de forme hémisphérique au cours d'un bombardement ionique radial de 1 mA, soit après 9 heures, une dose totale de $6,3 \cdot 10^{18}$ ions/mm².

Fig.II.19 - Epaisseur, ΔR de la couche de matière pulvérisée en fonction :

- a) de la masse ΔM correspondante,
- b) de la durée de l'expérience.

Cuivre Polycristallin

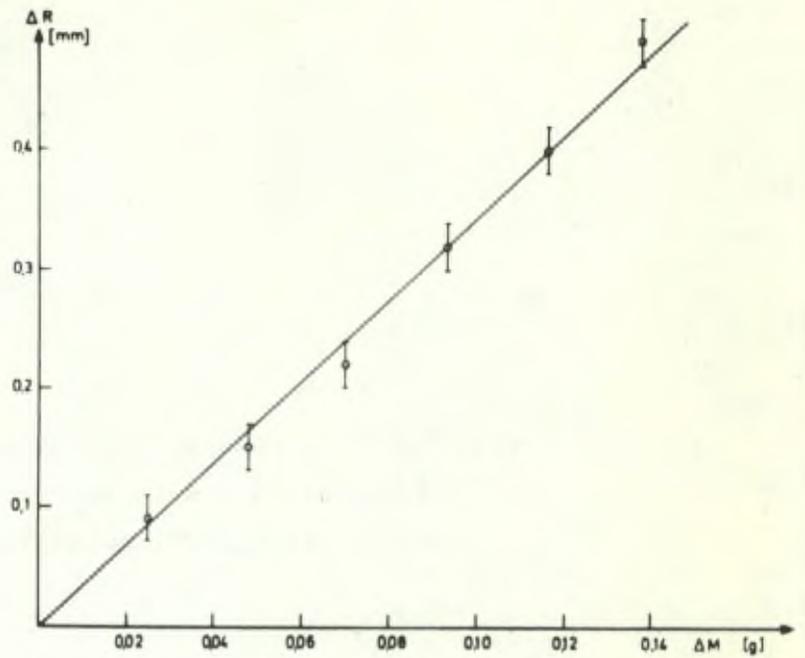
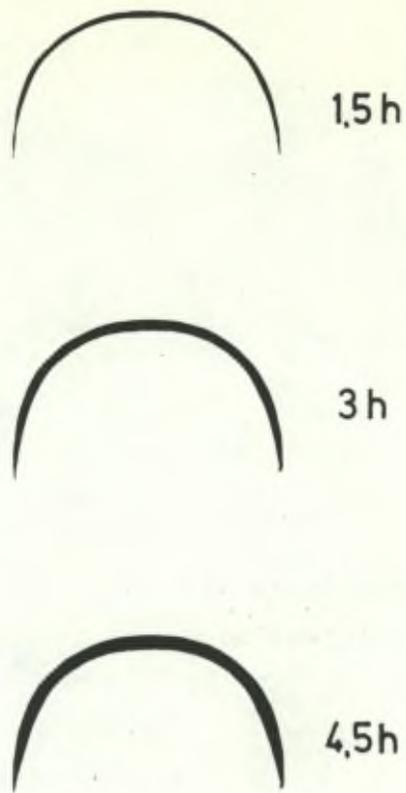


Fig.II.19 a

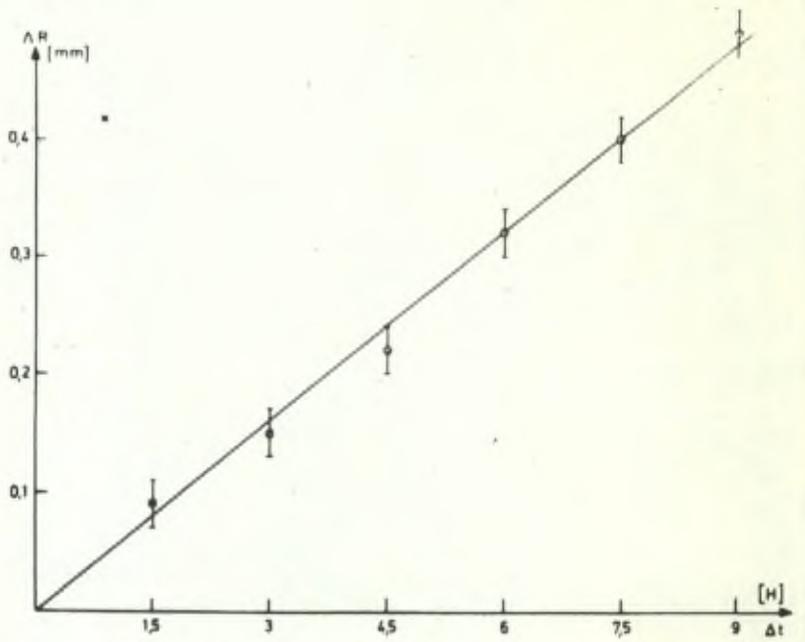
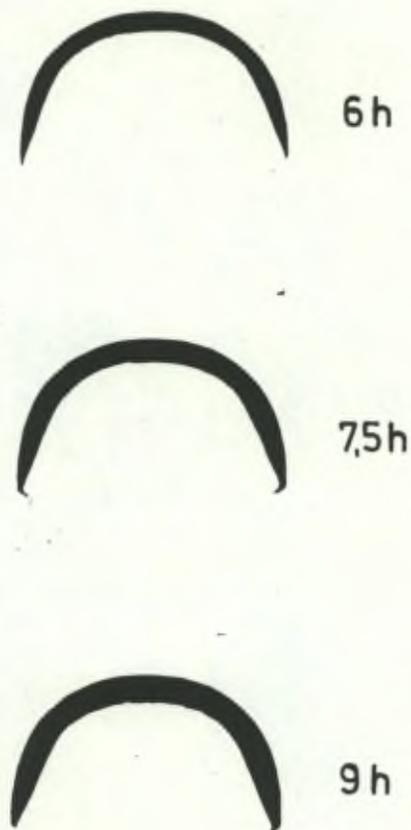


Fig.II.19b

Fig II.18

Fig.II.20 - Schéma montrant les deux types de bombardement possibles avec la déformation résultante (profil pointillé).

Fig.II.21 - Evolution du profil d'une cathode de forme conique soumise à un bombardement ionique dit "radial" pour un courant de décharge de 0,5 mA.

Cuivre Polycristallin

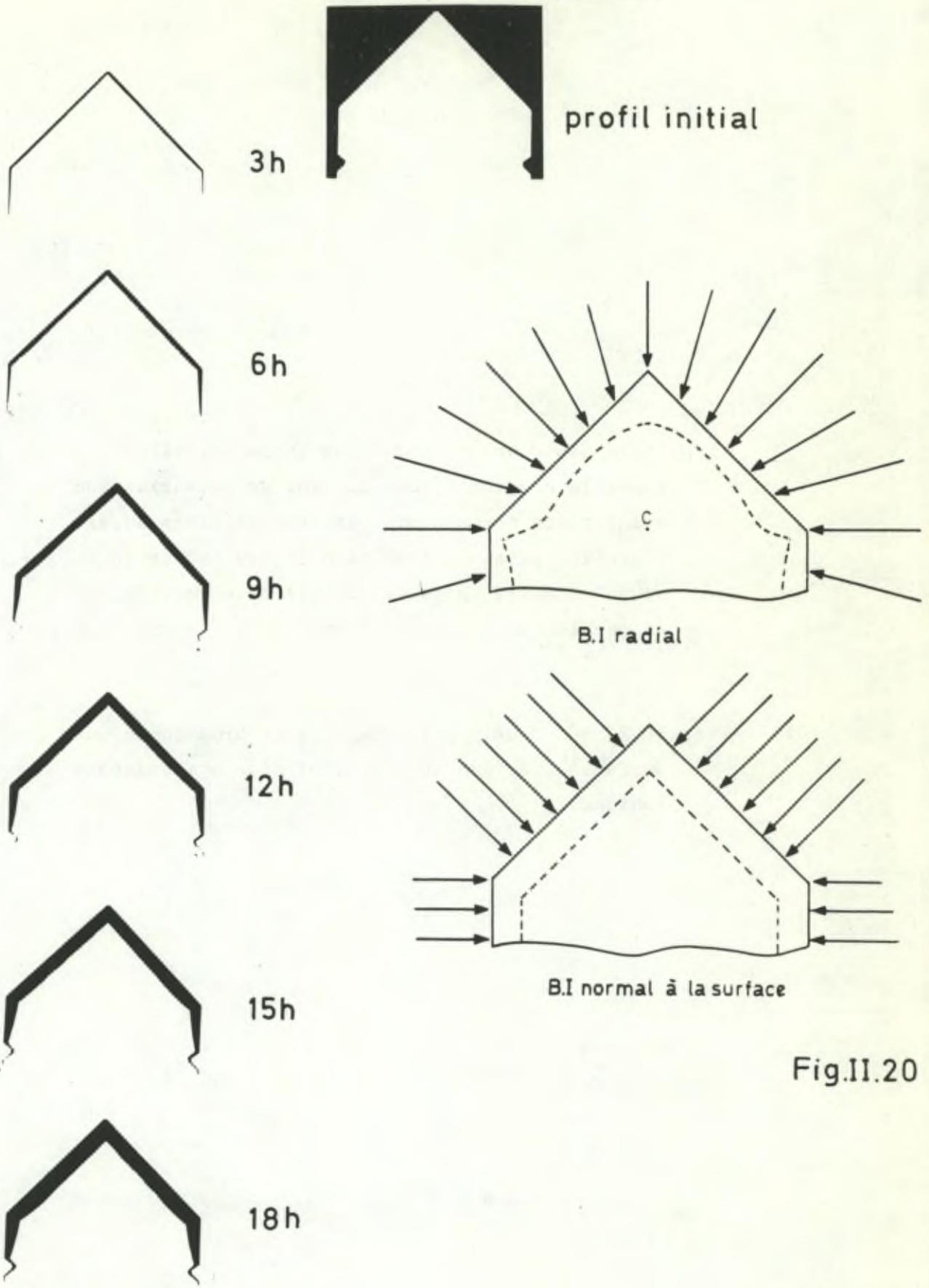


Fig.II.21

Fig.II.20

Fig.II.22 - Courbe schématique donnant l'allure générale des variations du taux de pulvérisation à incidence normale pour des orientations superficielles voisines d'un plan de bas indice $(h k l)$. φ est l'angle entre la normale à la surface (direction du faisceau d'ions) et la rangée $[h k l]$.

Fig.II.23 - Schéma illustrant la déformation d'une surface sphérique sous l'effet d'un bombardement ionique.

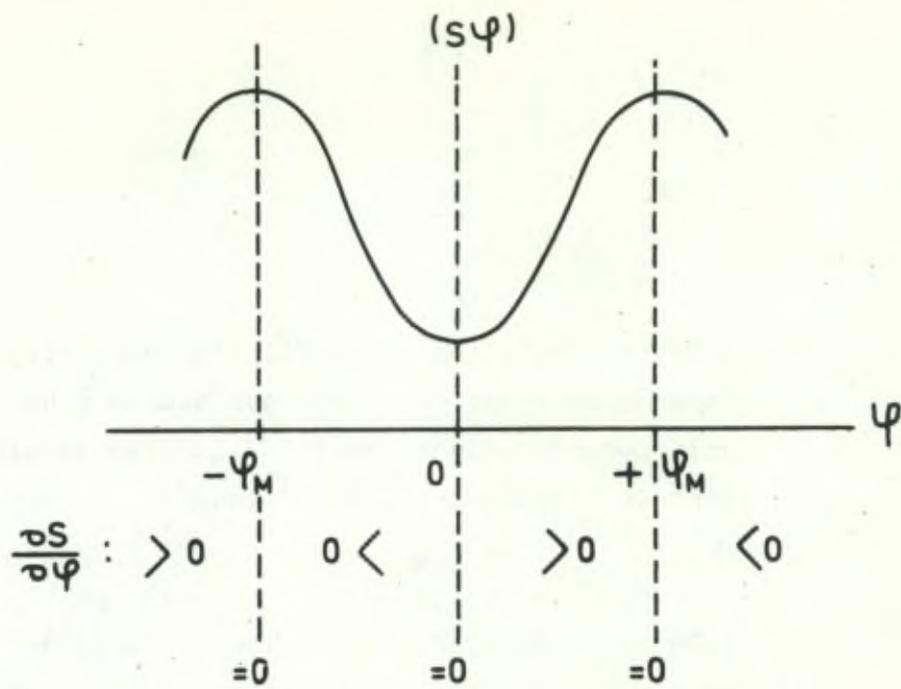


Fig II22

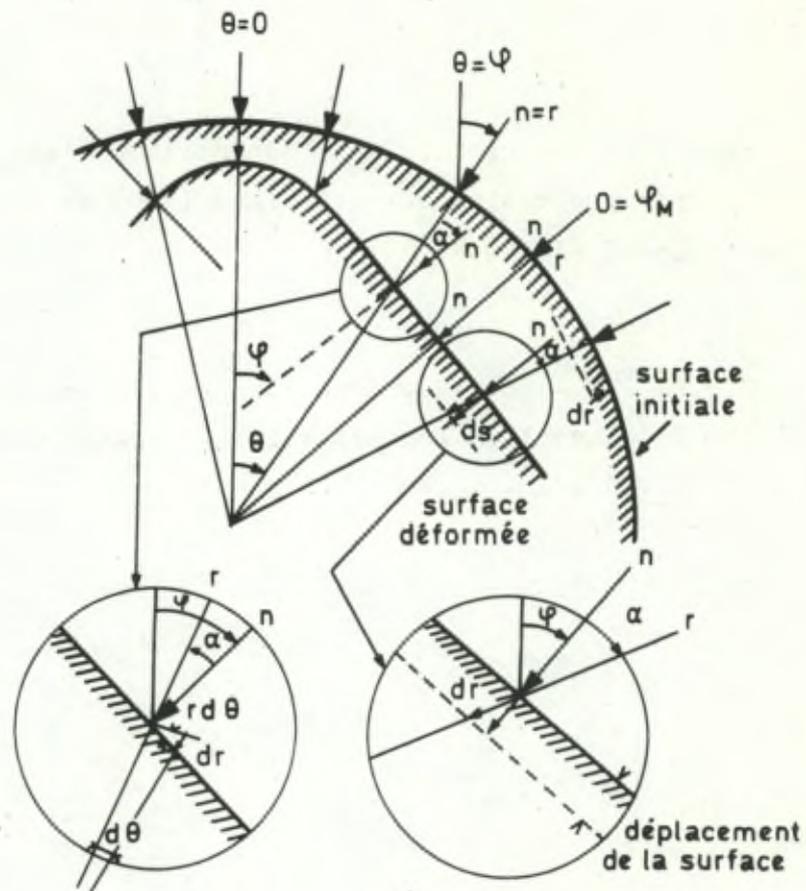


Fig II23



Fig.II.24 - Evolution du profil d'un monocristal d'argent de forme hémisphérique soumis à un bombardement ionique "radial", la dose totale étant de l'ordre de $5,5 \cdot 10^{18}$ ions/mm².

Fig.II.25 - Variation en fonction du temps de l'épaisseur de matière ΔR enlevée par bombardement ionique en trois points de l'échantillon déterminant sur la sphère des directions inclinées respectivement de -20° , 0° et $+40^\circ$ par rapport à l'axe A du barreau cylindrique et situées dans le plan P de la figure II.27.

Fig.II.26 - Profils de l'échantillon d'argent obtenu par projection sur les plans (100) et (1 $\bar{1}$ 0). (voir fig.II.27).

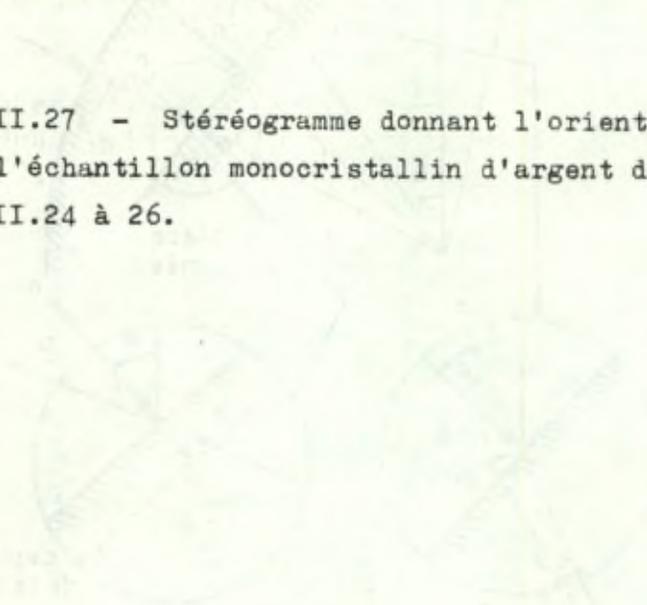


Fig.II.27 - Stéréogramme donnant l'orientation de l'échantillon monocristallin d'argent des figures II.24 à 26.

Argent Monocrystallin

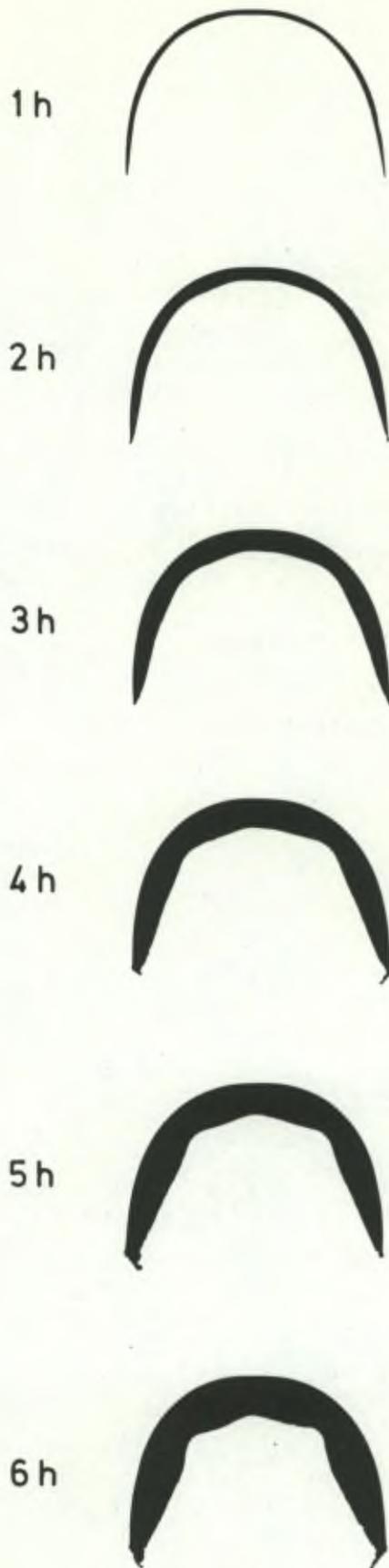


Fig.II.24

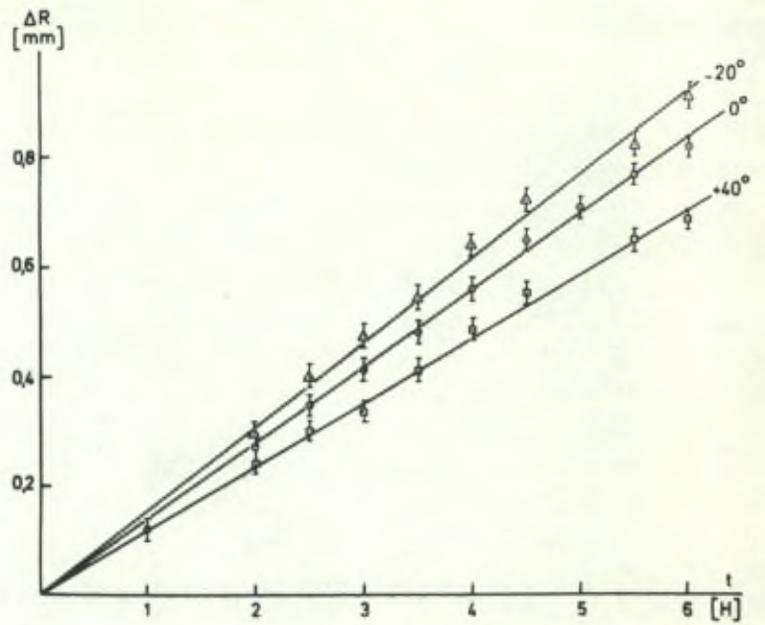


Fig.II.25



Fig.II.26

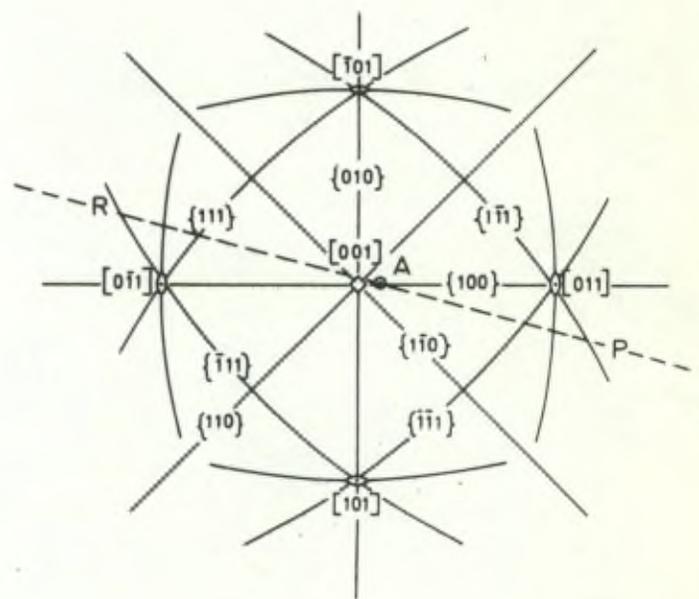


Fig.II.27

Fig.II.29 - Courbes donnant les variations du taux de pulvérisation de l'argent en fonction de l'orientation :

- a) pour un balayage équivalent à une rotation autour d'un axe $\langle 110 \rangle$,
- b) pour un balayage équivalent à une rotation autour d'un axe $\langle 100 \rangle$.



b

Fig. II.28



Fig. II.27

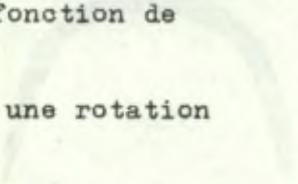


Fig. II.29

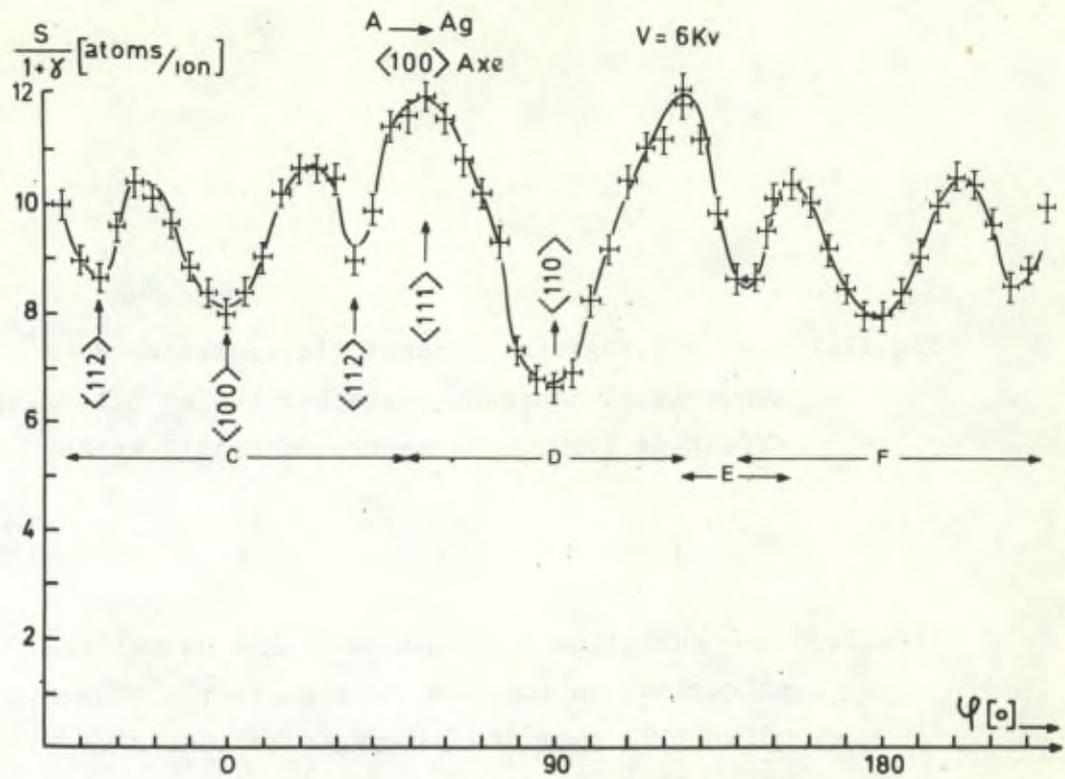


Fig.II.29 a

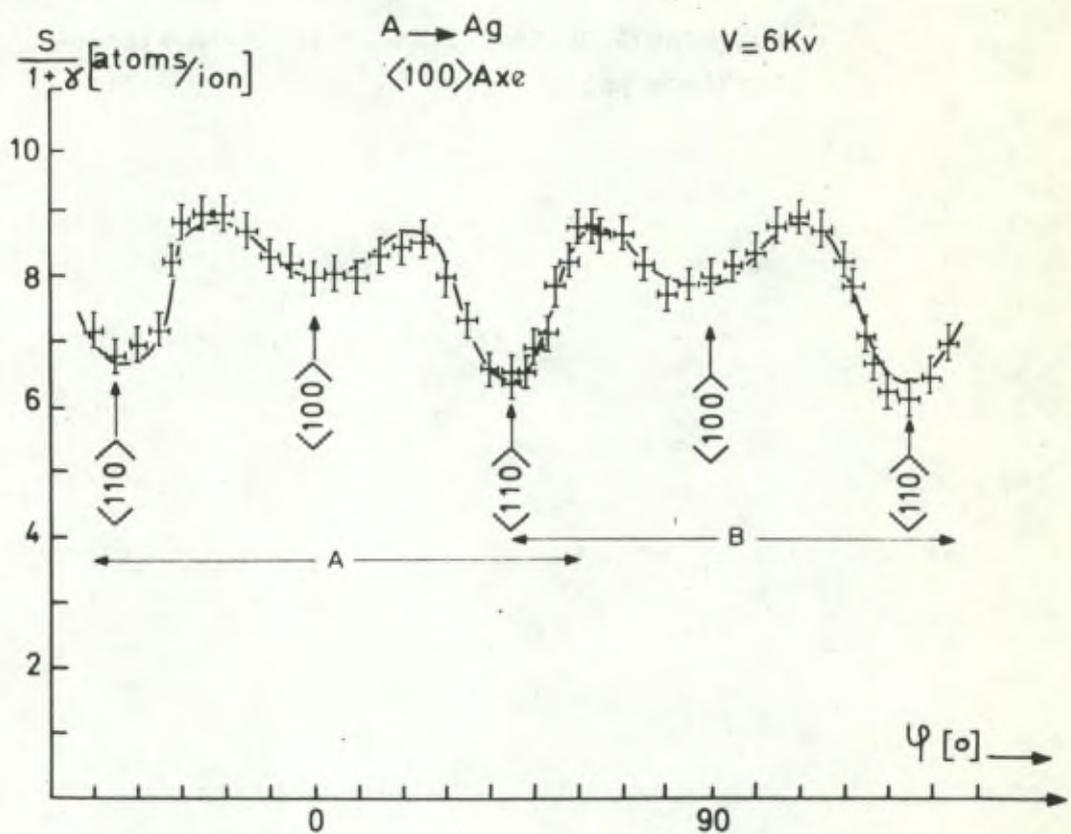


Fig.II.29 b

Fig.II.28 - Stéréogramme donnant l'orientation d'un monocristal d'argent hémisphérique et balayages effectués lors de la mesure du profil après déformation.

Fig.II.30 - Variation de l'épaisseur ΔR de matière pulvérisée en fonction de l'angle φ autour d'un pôle $\langle 110 \rangle$ pour des balayages le long d'un plan $\{110\}$ et d'un plan $\{100\}$.

Fig.II.31 - Courbes de niveau du taux de pulvérisation de l'argent portées dans le triangle stéréographique unitaire.

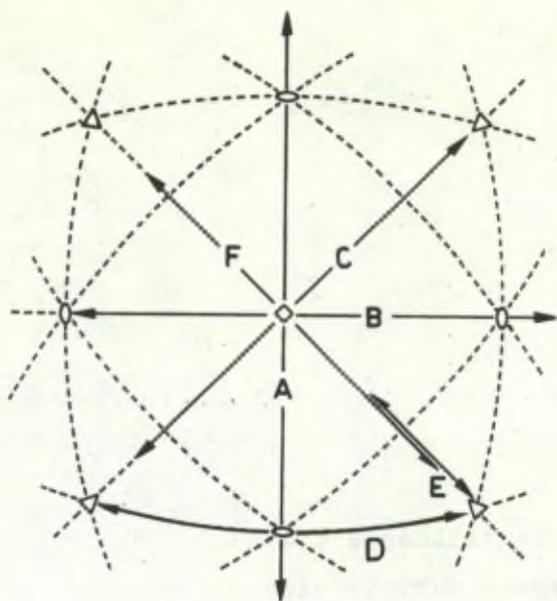


Fig.II.28

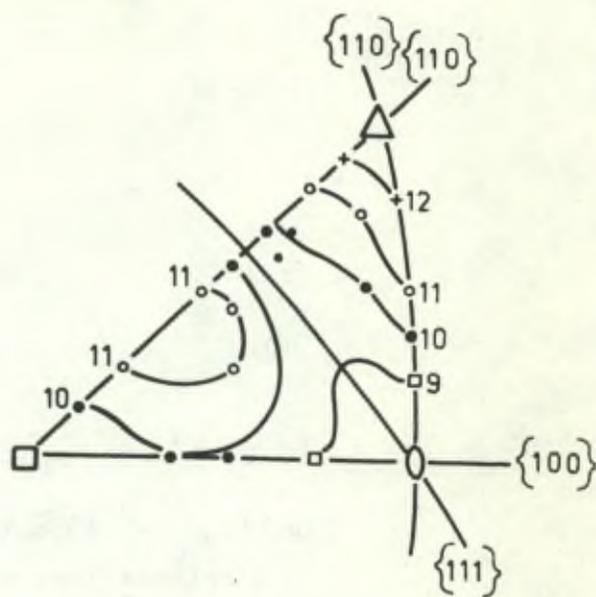


Fig.II.31

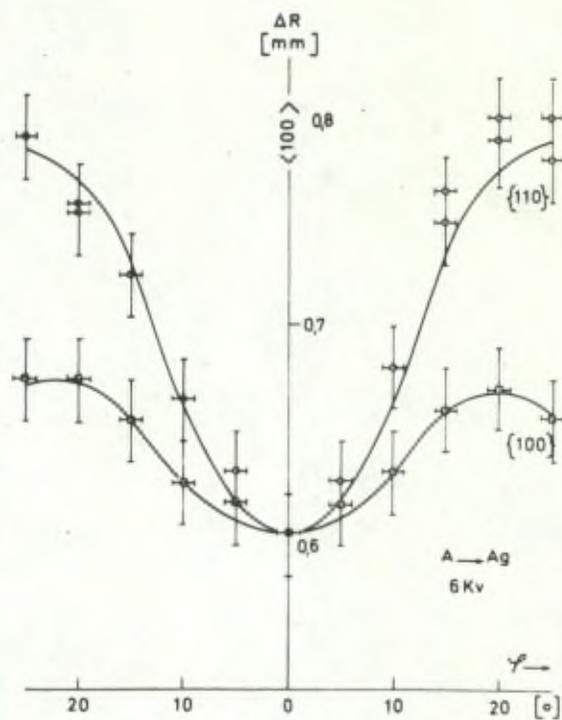
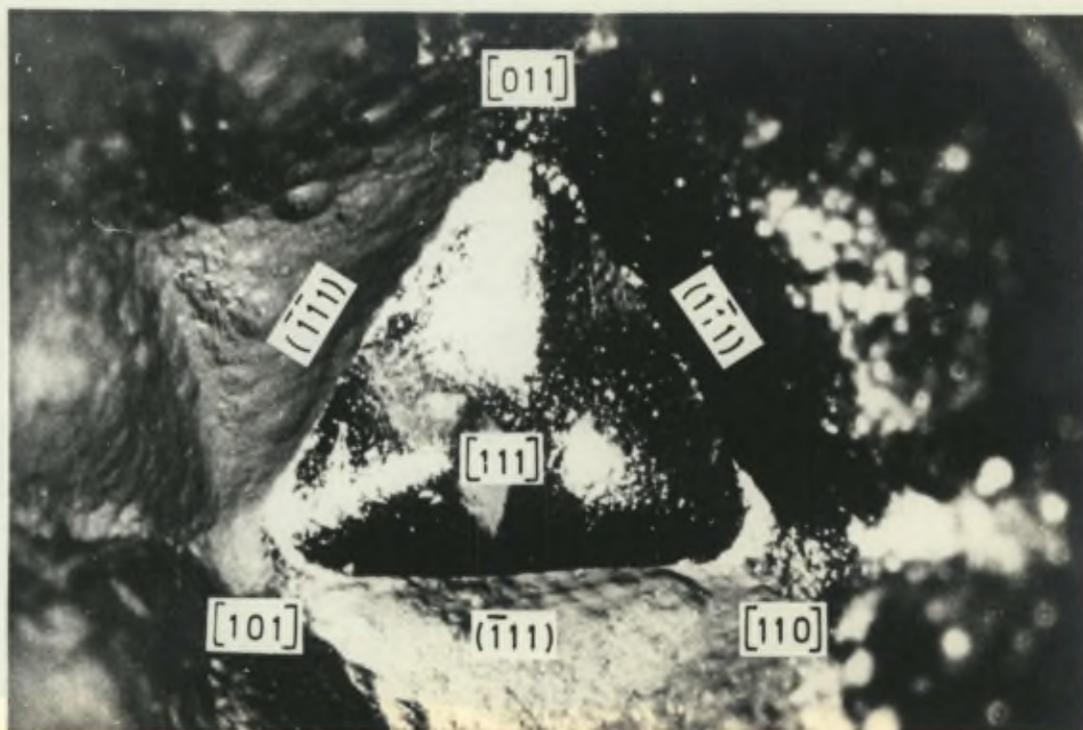


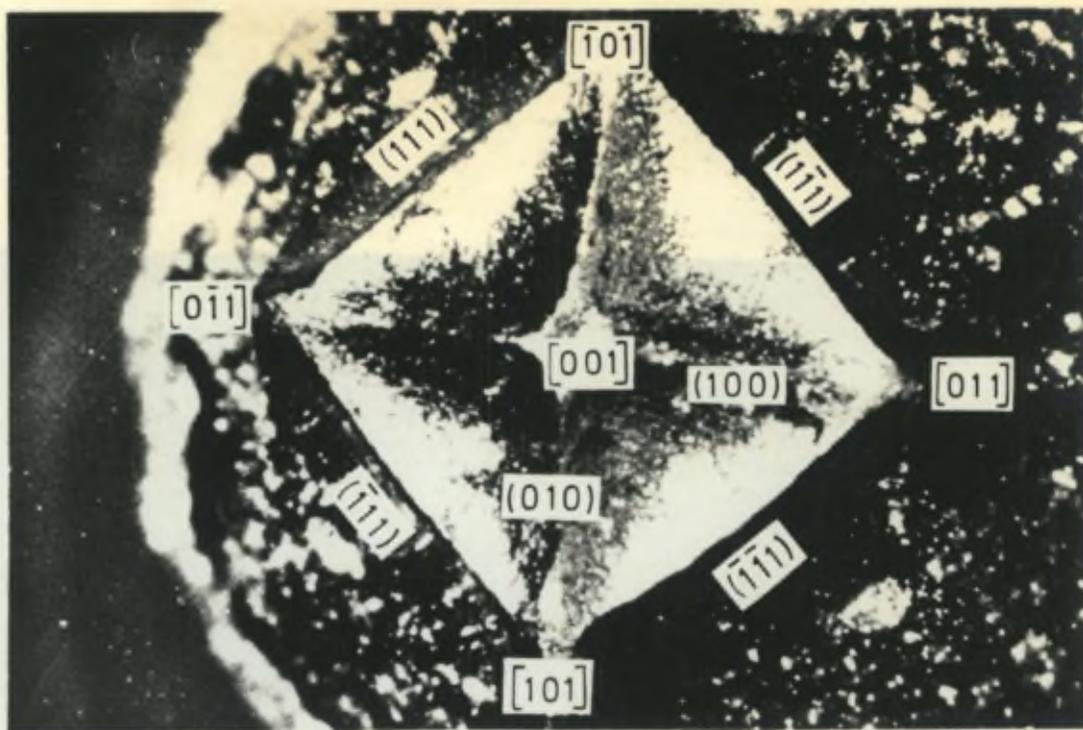
Fig.II.30



Fig.II.32 - Aspect de deux échantillons d'argent
d'orientations distinctes ayant subi le même
traitement à 8 KV de tension de décharge (énergie
moyenne 6,4 KeV).



A



B

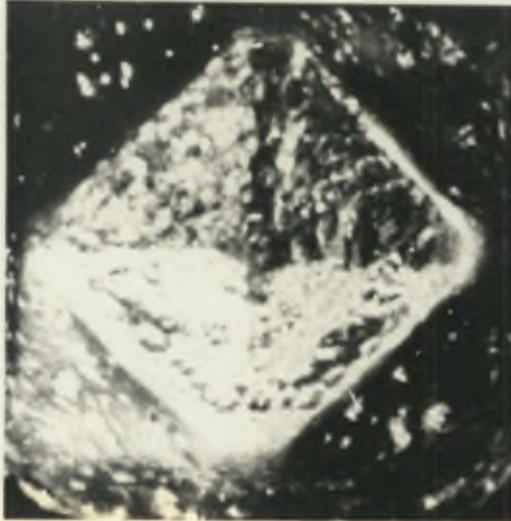
Fig.II.32

Fig.II.33 - Monocristaux d'argent d'orientation $\langle 100 \rangle$
et $\langle 111 \rangle$ traités à différentes tensions de décharge,
pour un degré d'attaque équivalent (excepté à 10 KV).

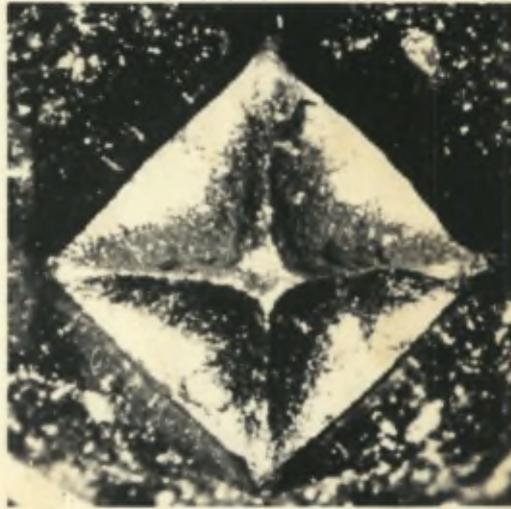
$\langle 100 \rangle$

$\langle 111 \rangle$

6KV



8KV



10KV



Fig.II.33

Fig.II.34 - Variation de l'épaisseur ΔR de matière pulvérisée par des ions Ar de 6,4 KeV sur une cathode d'argent. Balayage équivalent à une rotation d'axe [011] autour d'une direction [100].

Fig.II.35 - Variation de l'épaisseur ΔR pulvérisée pour un bombardement d'ions d'argon de 6,4 KeV sur un monocristal d'argent. Balayage équivalent à une rotation d'axe [010] autour d'une direction [100].

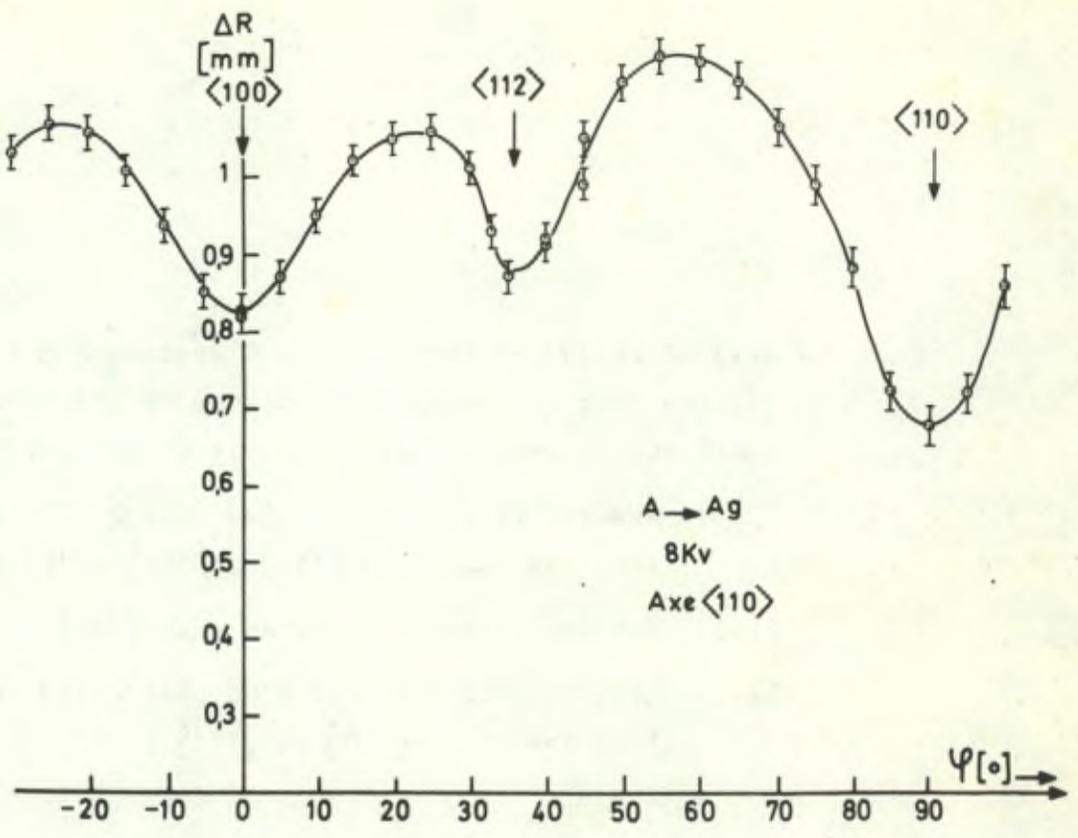


Fig.II.34

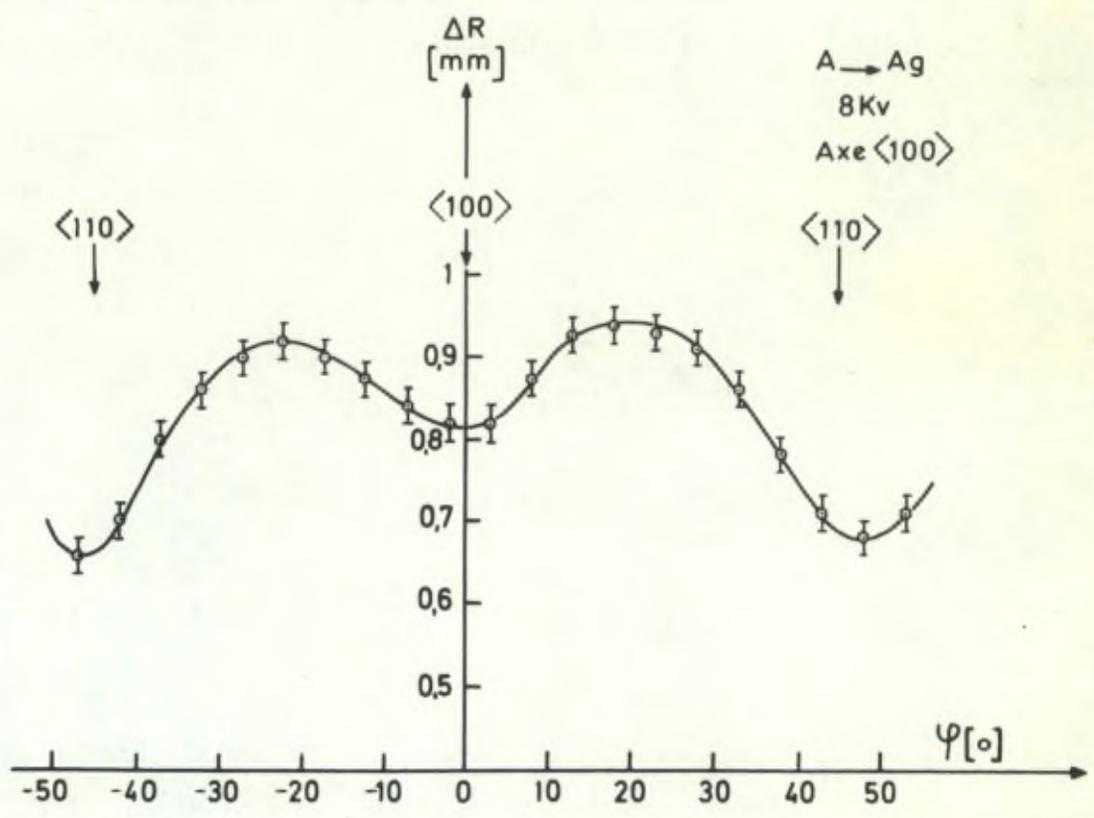


Fig.II.35

Fig.II.37 à II.39 - Variation de l'épaisseur ΔR pul-
vérisée pour un bombardement d'ions Ar d'environ
5 KeV sur un monocristal de cuivre (fig.II.40)

II.37 Mesures prises autour d'un pôle $\langle 110 \rangle$ le
long des ~~des~~ plans $\{110\}$, $\{100\}$ et $\{111\}$.

II.38 Mesures prises le long du plan $\{110\}$

II.38 Mesures prises autour d'un pôle $\langle 112 \rangle$ le
long des plans $\{110\}$ et $\{111\}$.

Fig.II.40 - Aspect final d'un monocristal de cuivre
initialement sphérique après bombardement ionique
"radial". L'axe $\langle 110 \rangle$ est perpendiculaire au
plan de la photographie.

A → Cu $V_D = 6 \text{ KV}$

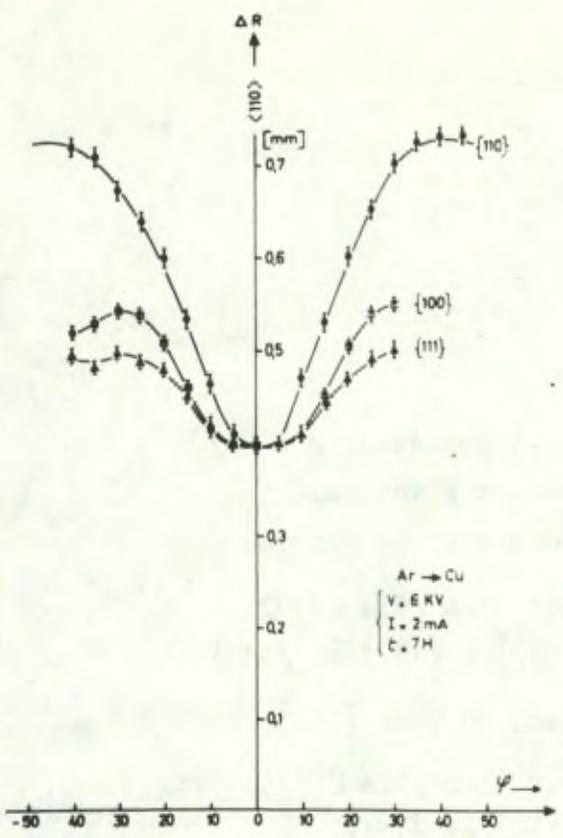


Fig.II. 37

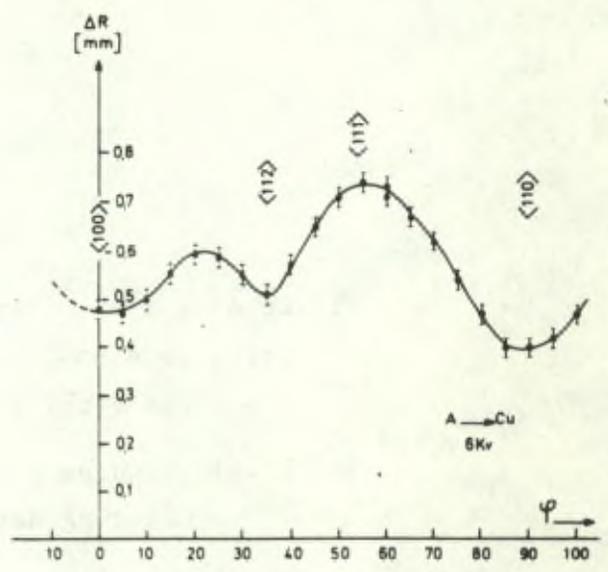


Fig.II.38

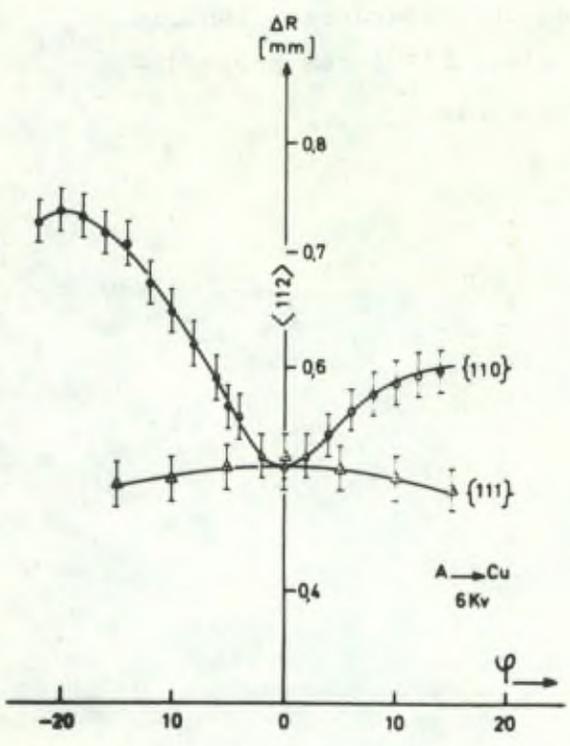


Fig.II.39



Fig.II.40

Fig.II.41 à 43 - Variation de l'épaisseur ΔR
pulvérisée pour un bombardement d'ions Ar
d'environ 8 KeV sur un monocristal de cuivre.

II.41 Mesures prises autour d'un pôle $\langle 110 \rangle$
le long des plans $\{110\}$, $\{100\}$ et $\{111\}$.

II.42 Mesures prises le long du plan $\{110\}$

II.43 Mesures prises autour d'un pôle $\langle 112 \rangle$
le long des plans $\{110\}$ et $\{111\}$.

Fig.II.44 - Aspect final d'un monocristal de cuivre
initialement sphérique après un bombardement ionique
"radial" (environ 8 KeV). L'axe $\langle 110 \rangle$ est perpendi-
culaire au plan de la photographie.

A → Cu $V_D = 10$ KV

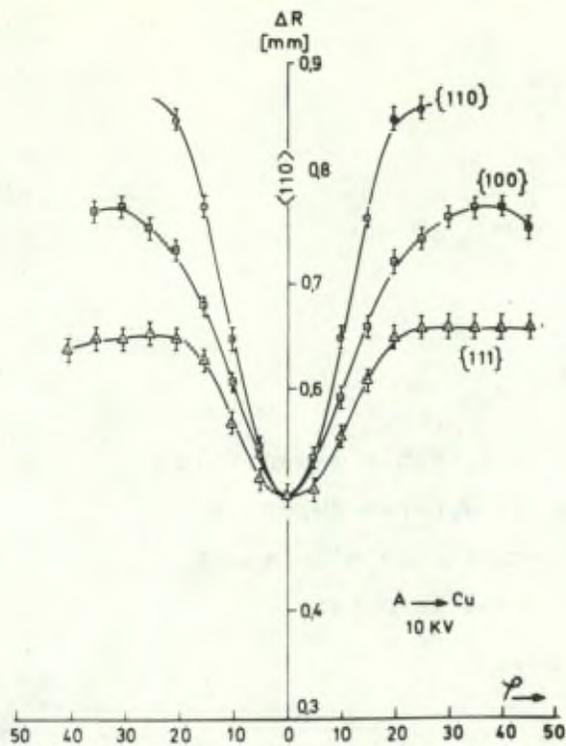


Fig.II.41

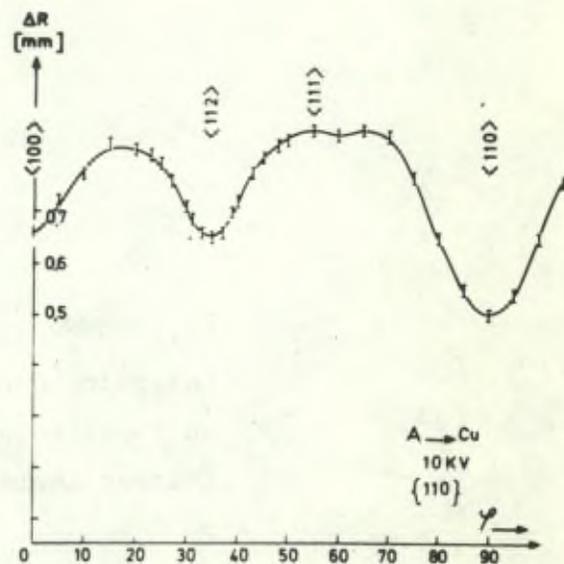


Fig.II.42

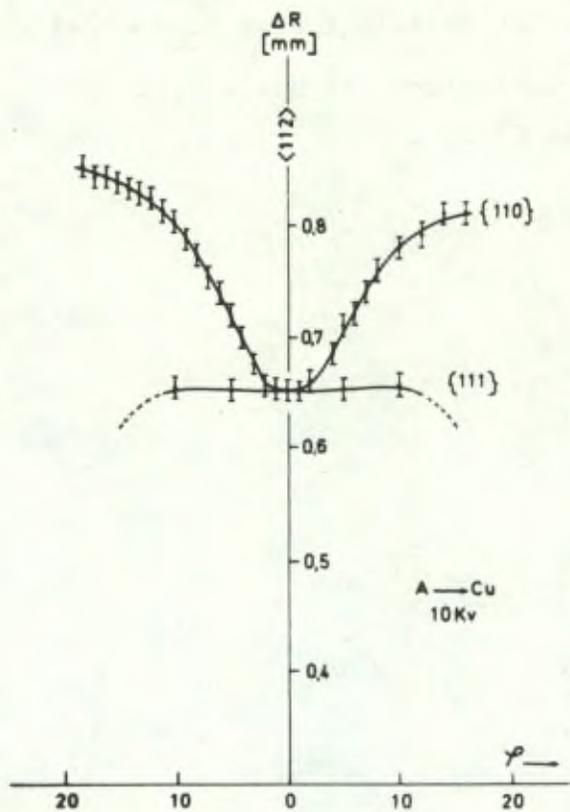


Fig.II.43



Fig.II.44

Fig.III.1 - Variation, pour différents potentiels interatomiques, du rayon de sphères dures R en fonction de l'énergie cinétique d'un atome d'argon incident sur un atome de cuivre.

Fig.III.2 - Projection d'un réseau de structure cubique à faces centrées:

- A. Direction de projection parallèle à un axe $\langle 110 \rangle$
- B. Direction de projection parallèle à un plan $\{100\}$.

Le passage de A à B s'obtient par une simple rotation autour d'un axe $\langle 100 \rangle$.

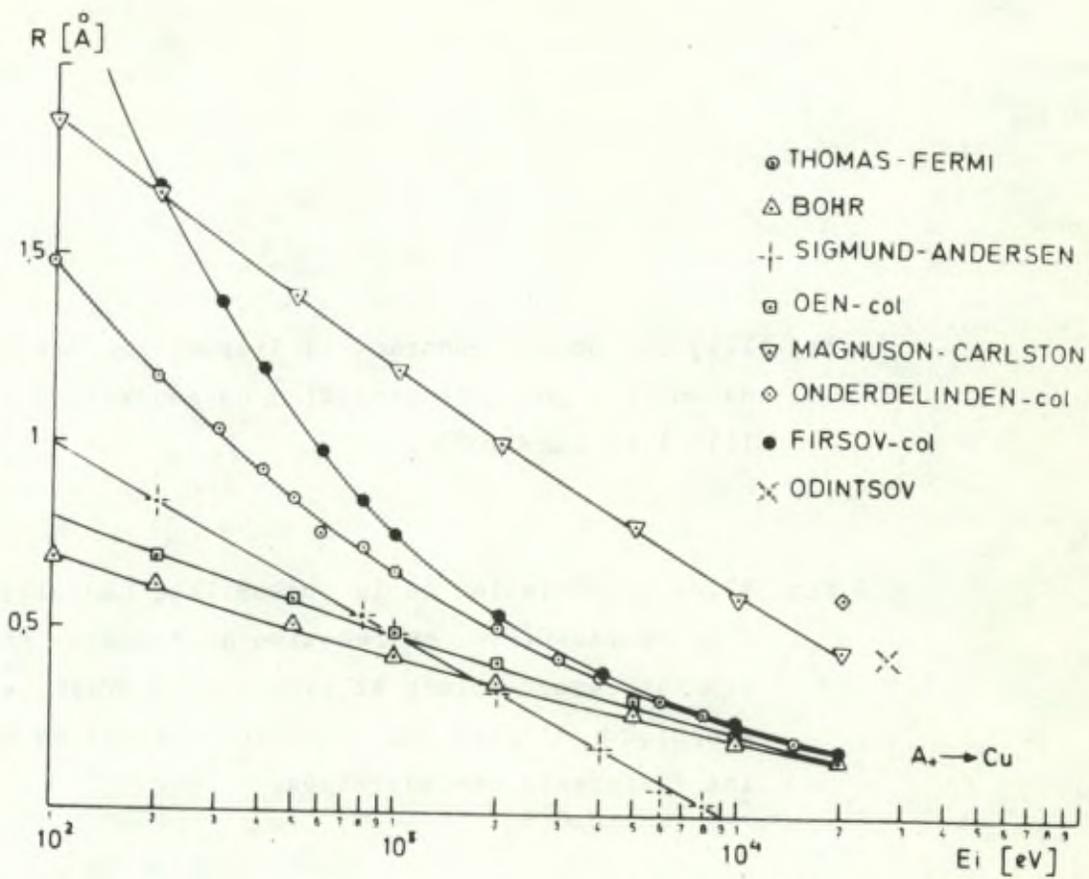


Fig.III.1

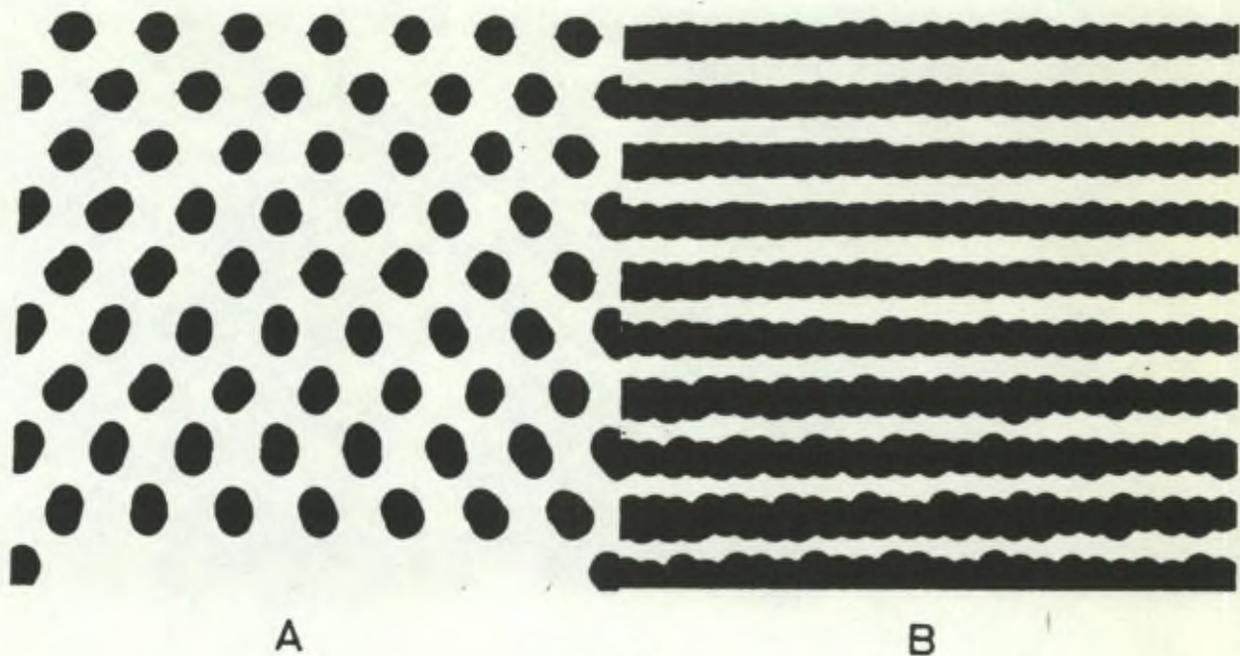


Fig.III.2

Fig.III.3 - Schéma montrant la disposition des atomes de surface pour une direction de projection parallèle à un axe $\langle 100 \rangle$.

Fig.III.4 - Variation de la probabilité de collision d'un réseau C.F.C. en fonction du rapport R/a pour différents plans et rangées, le triangle stéréographique unitaire (en médaillon) permet de situer les différents cas envisagés.

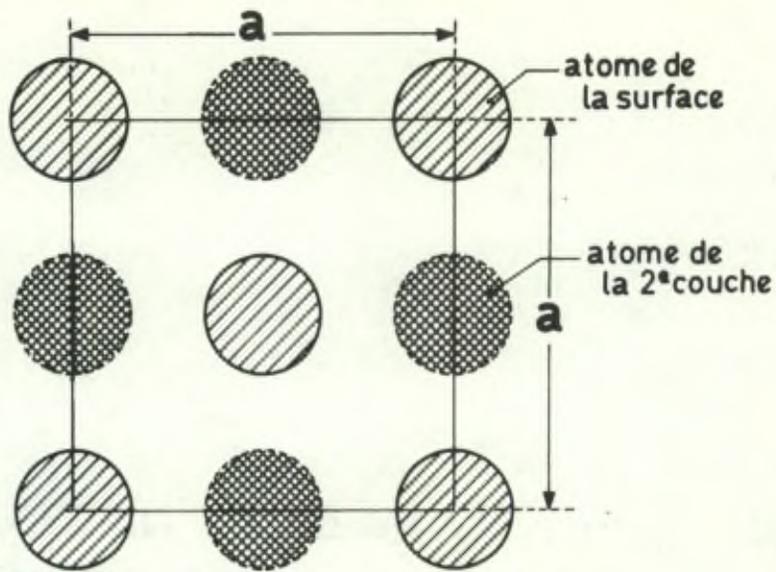


Fig.III.3

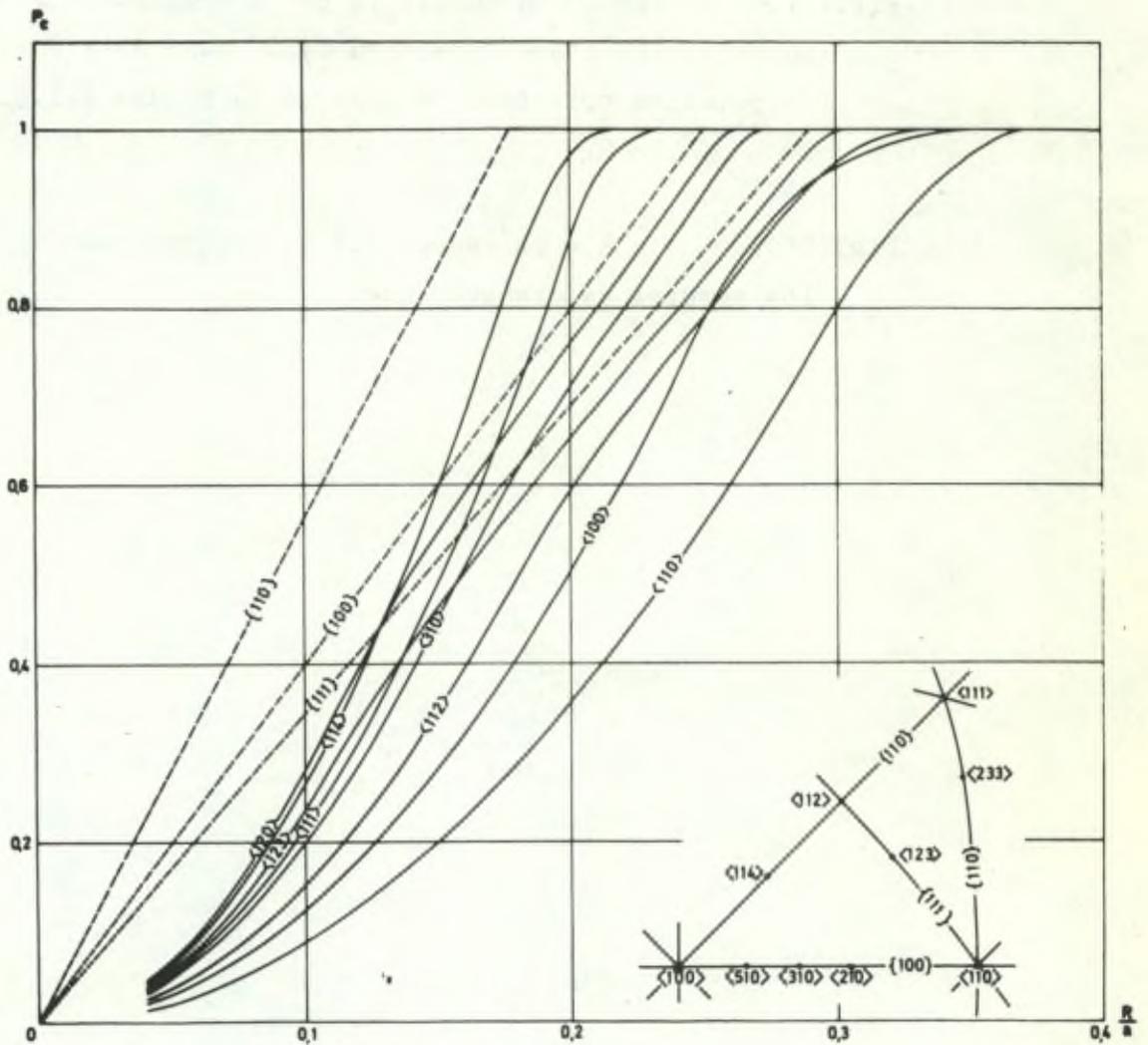


Fig.III.4



Fig.III.5 - Projections d'un réseau C.F.C. de billes d'épaisseur $e = 3a$, pour trois valeurs de ψ . ψ étant l'angle entre la direction de projection et une rangée $\langle 100 \rangle$.

Fig.III.6 - Variation angulaire de la transparence au voisinage d'une direction $\langle 100 \rangle$ pour deux axes de rotation pris dans le plan de la figure III.5.

Fig.III.7 - Modèle de réseau C.F.C. utilisé pour les mesures de transparence.

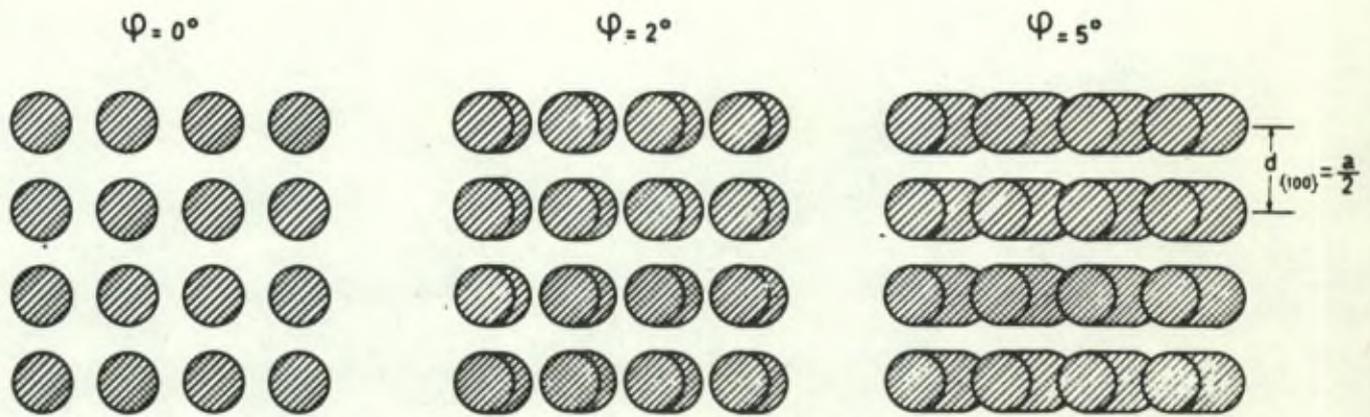


Fig. III.5

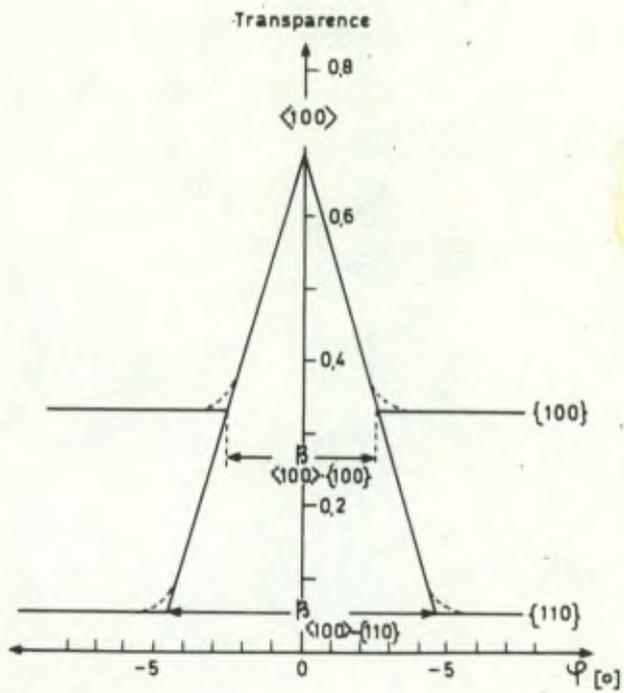


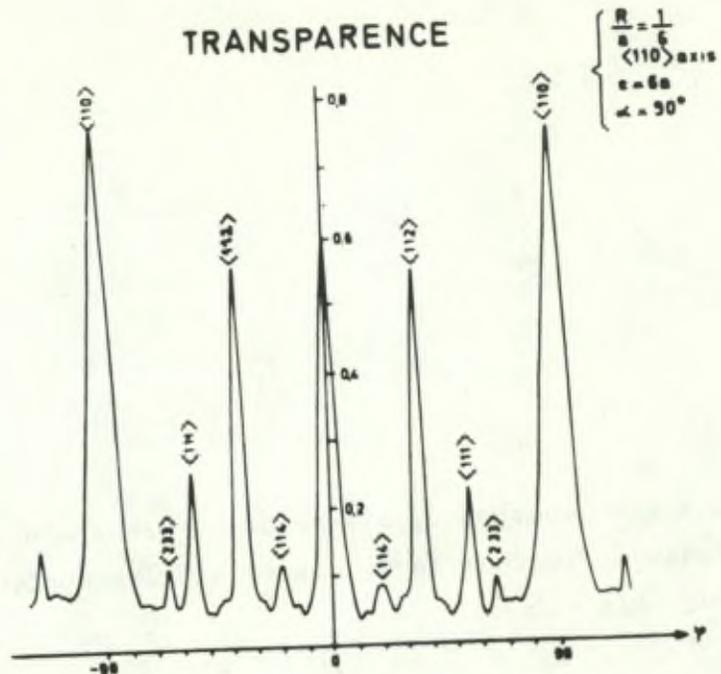
Fig III 6



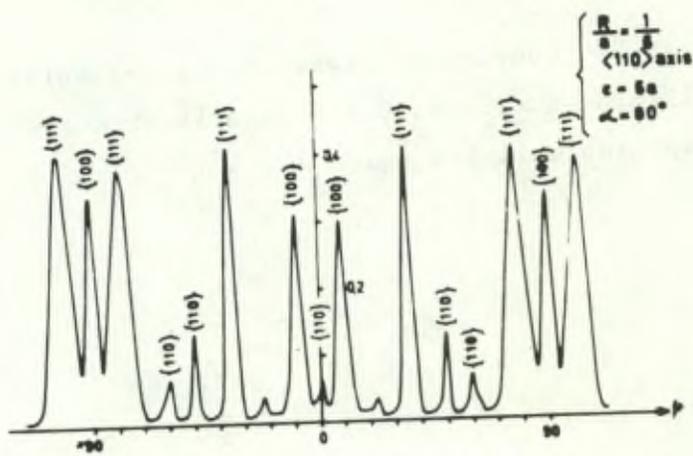
Fig. III.7



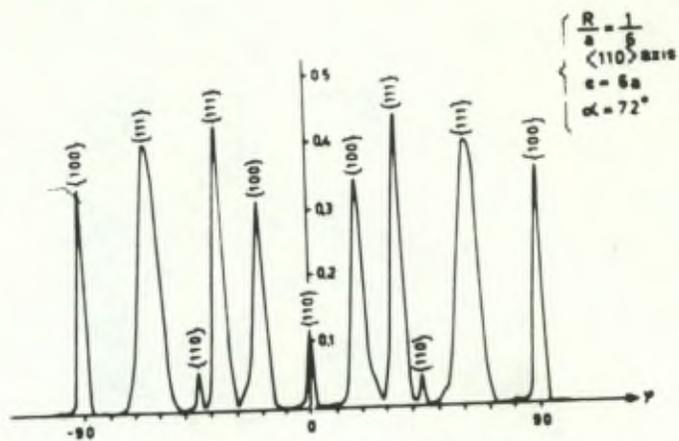
Fig.III.8 - Courbes de variation de la transparence
 du réseau cristallin pour un axe de rotation $\langle 110 \rangle$
 et a) pour un angle de visée $\alpha = 90^\circ$ par rapport
 à l'axe de rotation,
 b) pour $\alpha = 80^\circ$,
 c) pour $\alpha = 72^\circ$.



a



b



c

Fig. III.8

Fig.III.9 - Courbes de niveau de la transparence du réseau C.F.C dans le diagramme stéréographique pour $R/a = 1/6$.

Fig.III.10 - Courbes de niveau de la probabilité de collision du réseau C.F.C dans le triangle stéréographique unitaire pour $R/a = 1/6$.

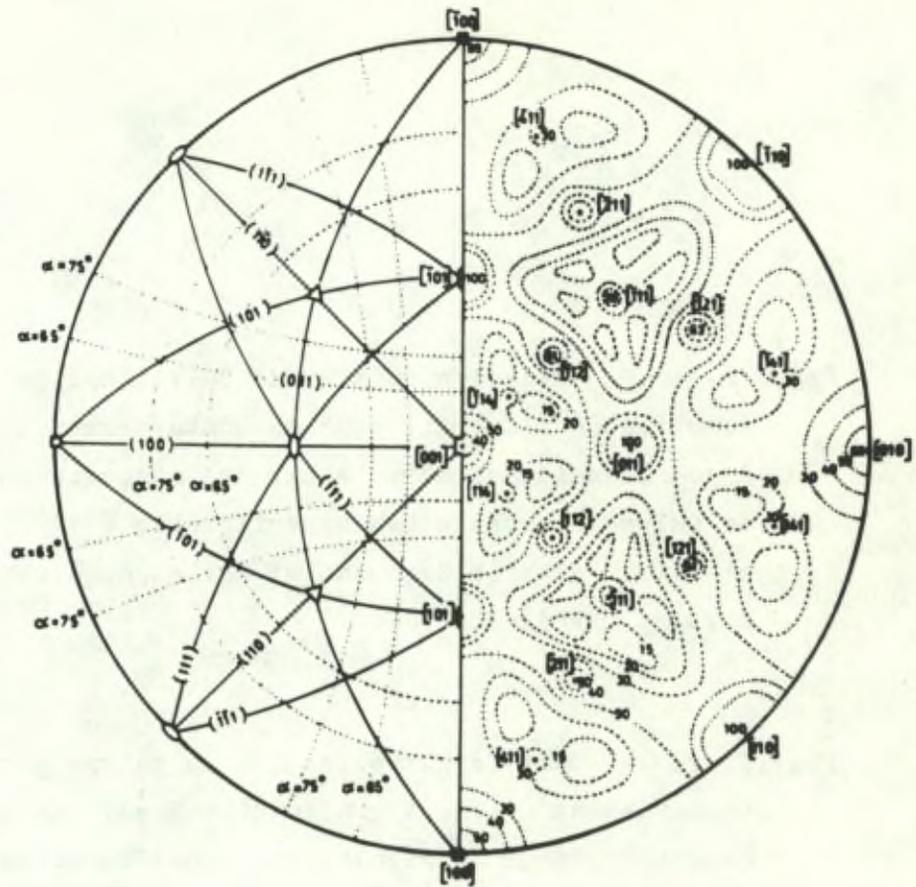


Fig. III. 9

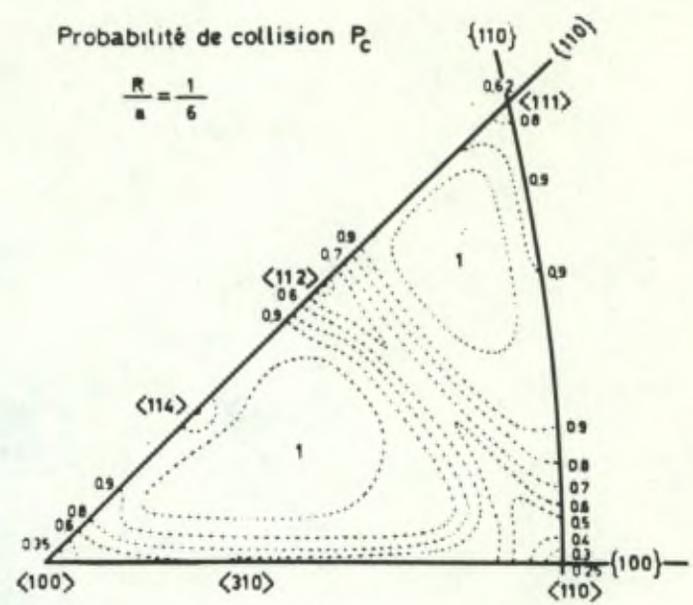


Fig. III.10

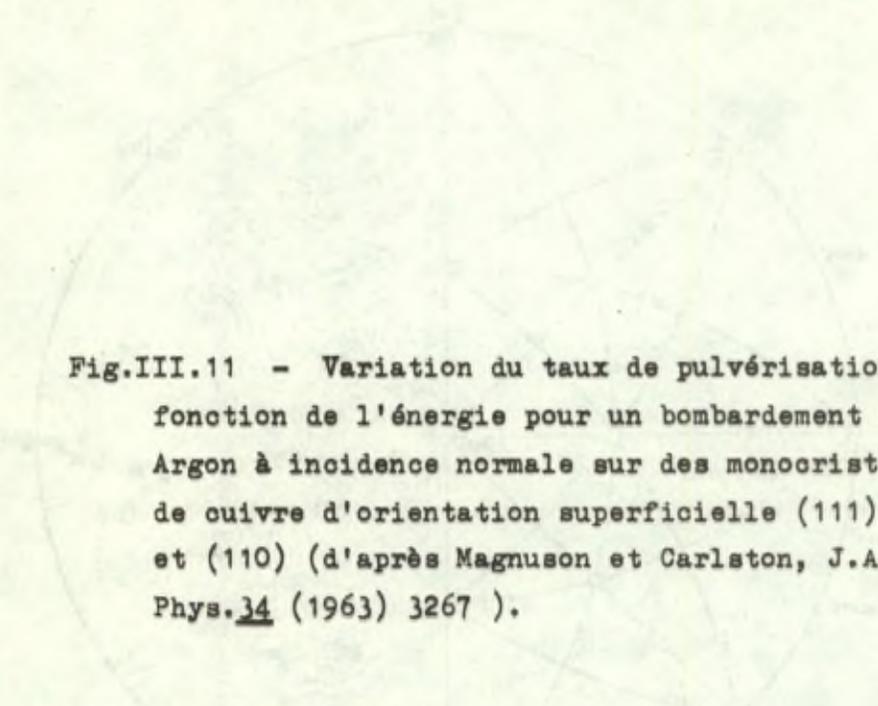


Fig.III.11 - Variation du taux de pulvérisation en fonction de l'énergie pour un bombardement d'ions Argon à incidence normale sur des monocristaux de cuivre d'orientation superficielle (111), (100) et (110) (d'après Magnuson et Carlston, J.Appl. Phys. 34 (1963) 3267).

Fig.III.12 - Taux de pulvérisation du cuivre pour un bombardement d'ions Argon de 10 KeV sur une série de monocristaux d'orientations superficielles appartenant à la zone $\{100\}$. (d'après A.L.Southern, W.R. Willis et M.T. Robinson, J.Appl.Phys. 34 (1963) 153)

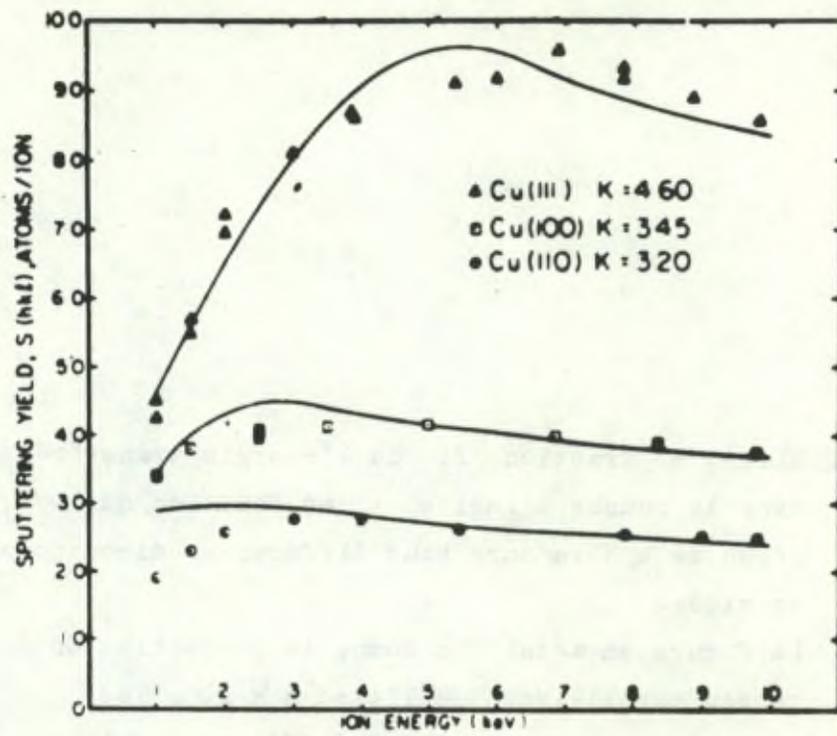


Fig III 11

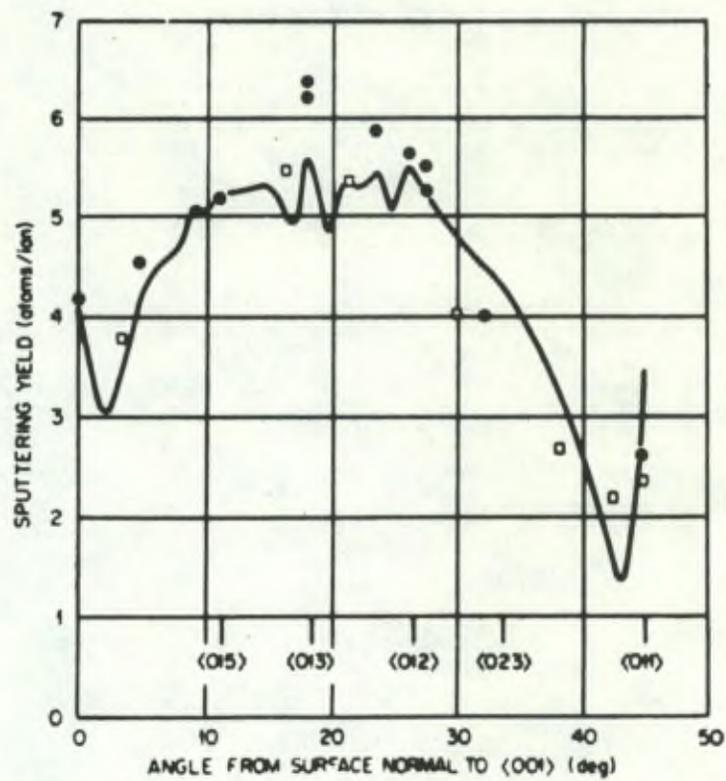
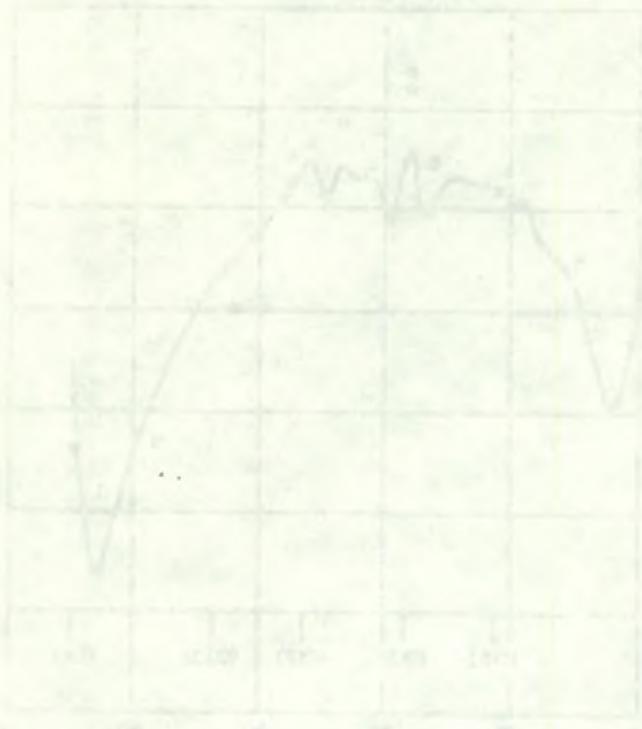


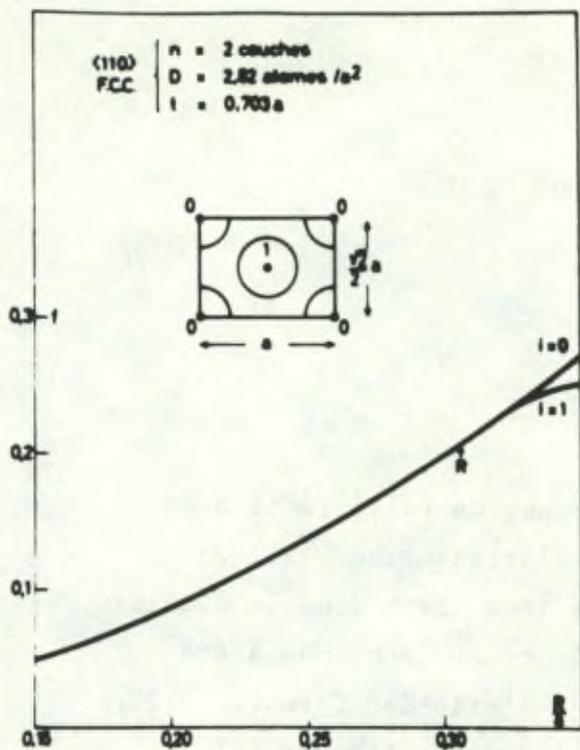
Fig III 12



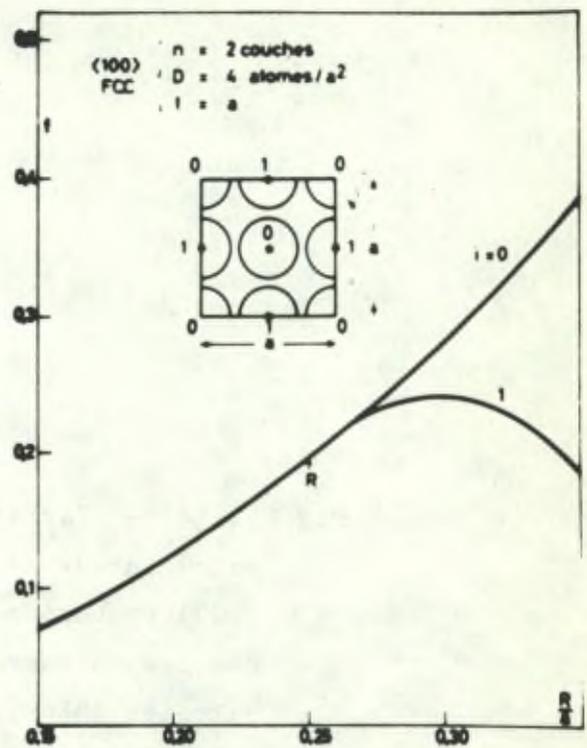
Fig.III.13 - Fraction f_i de l'énergie transférée dans la couche d'indice i en fonction du rayon de sphère dure pour différentes directions de visée.

La figure en médaillon donne la projection du réseau parallèlement à l'axe $\langle h k l \rangle$, les chiffres correspondent aux différentes valeurs de l'indice i .

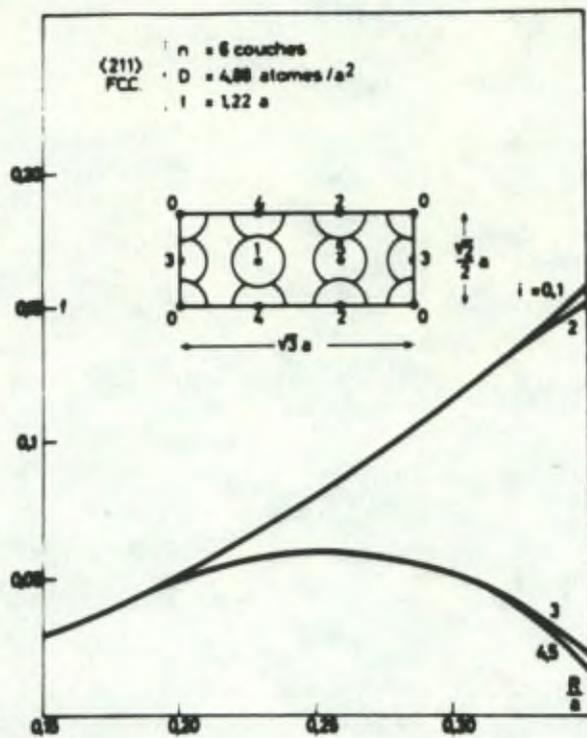




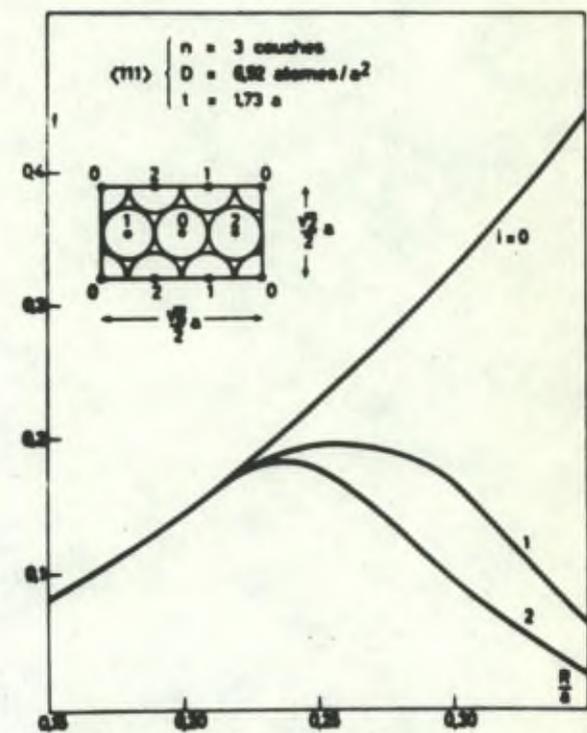
A



B



C

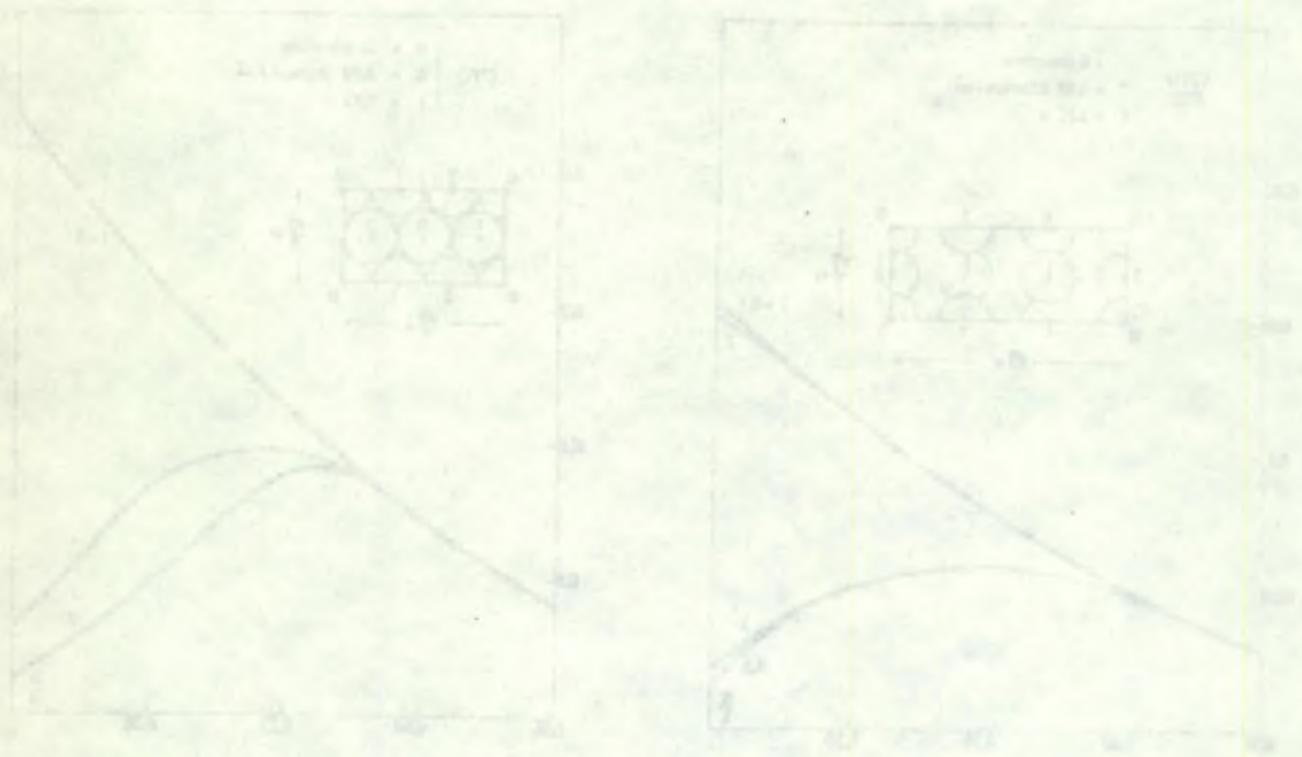


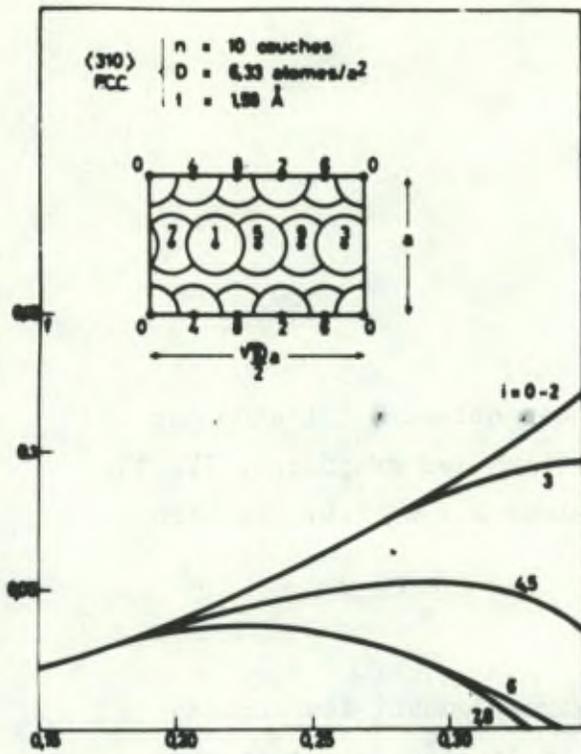
D

Fig.III.13

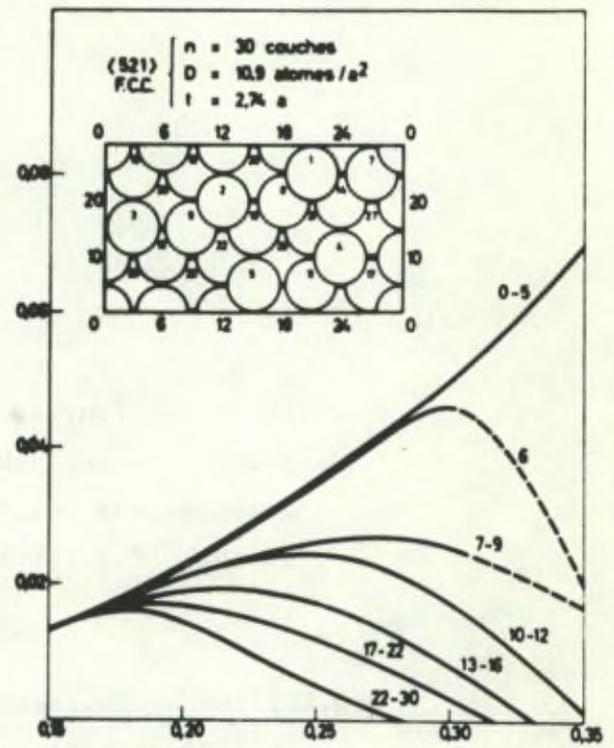


Fig.III.14 - Variation du taux de pulvérisation de monocristaux de cuivre d'orientation (111) et (100) bombardés par des ions Argon dans le domaine des basses énergies. La courbe continue a été calculée théoriquement à l'aide des formules(3.20), (3.21), (3.22)et des graphiques des figures III.13.





E



F

Fig. III.13

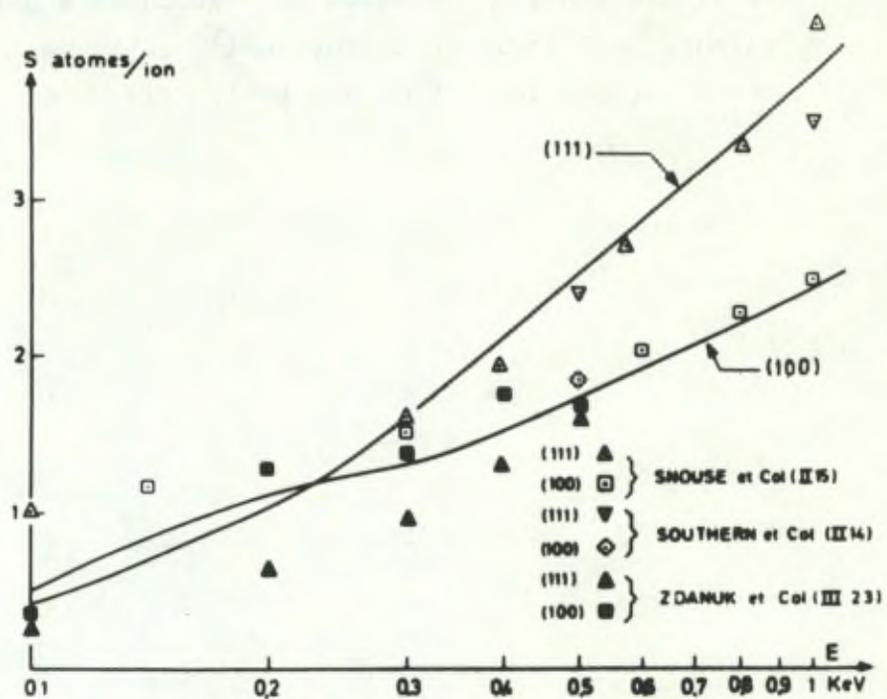


Fig III 14



Fig.III.15 - Courbe théorique obtenue à l'aide des formules (3.20), (3.21) et (3.22) et des graphiques III.13, comparée aux points expérimentaux de A.L. Southern et coll (Fig.III.12).

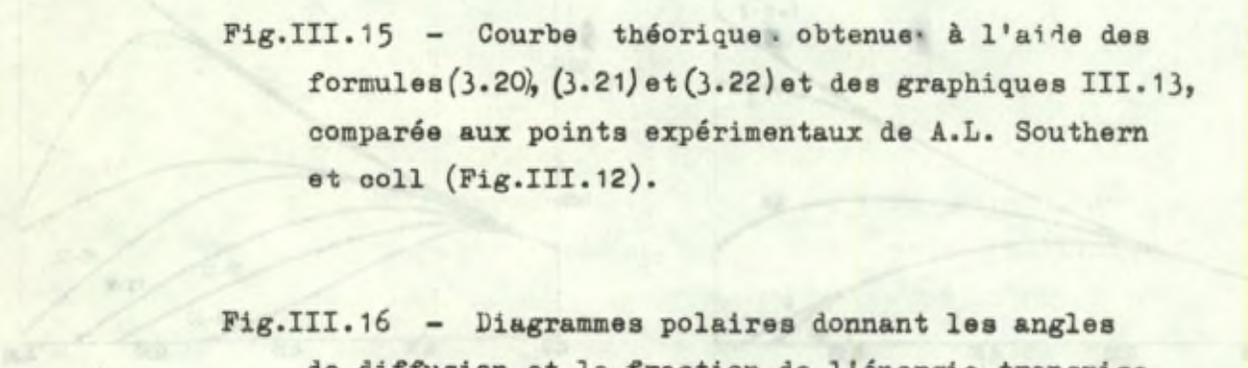
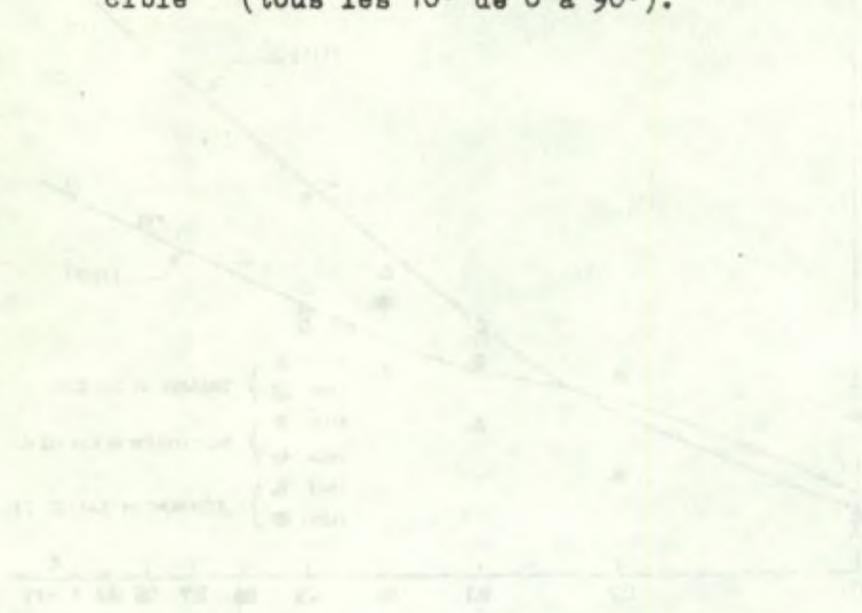


Fig.III.16 - Diagrammes polaires donnant les angles de diffusion et la fraction de l'énergie transmise à la particule cible et retenue par la particule incidente. θ_1 est l'angle de diffusion de la particule d'argon incidente correspondant à des valeurs de l'angle de diffusion θ_2 de la particule cible (tous les 10° de 0 à 90°).



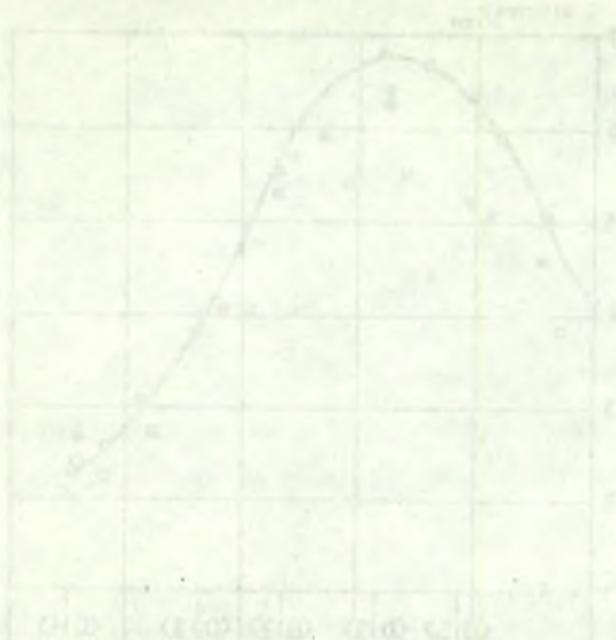


Fig.III.16 - Diagrammes polaires donnant les angles de diffusion et la fraction de l'énergie transmise à la particule cible et retenue par la particule incidente. θ_1 est l'angle de diffusion de la particule d'argon incidente correspondant à des valeurs de l'angle de diffusion θ_2 de la particule cible. (tous les 10° de 0 à 90°).



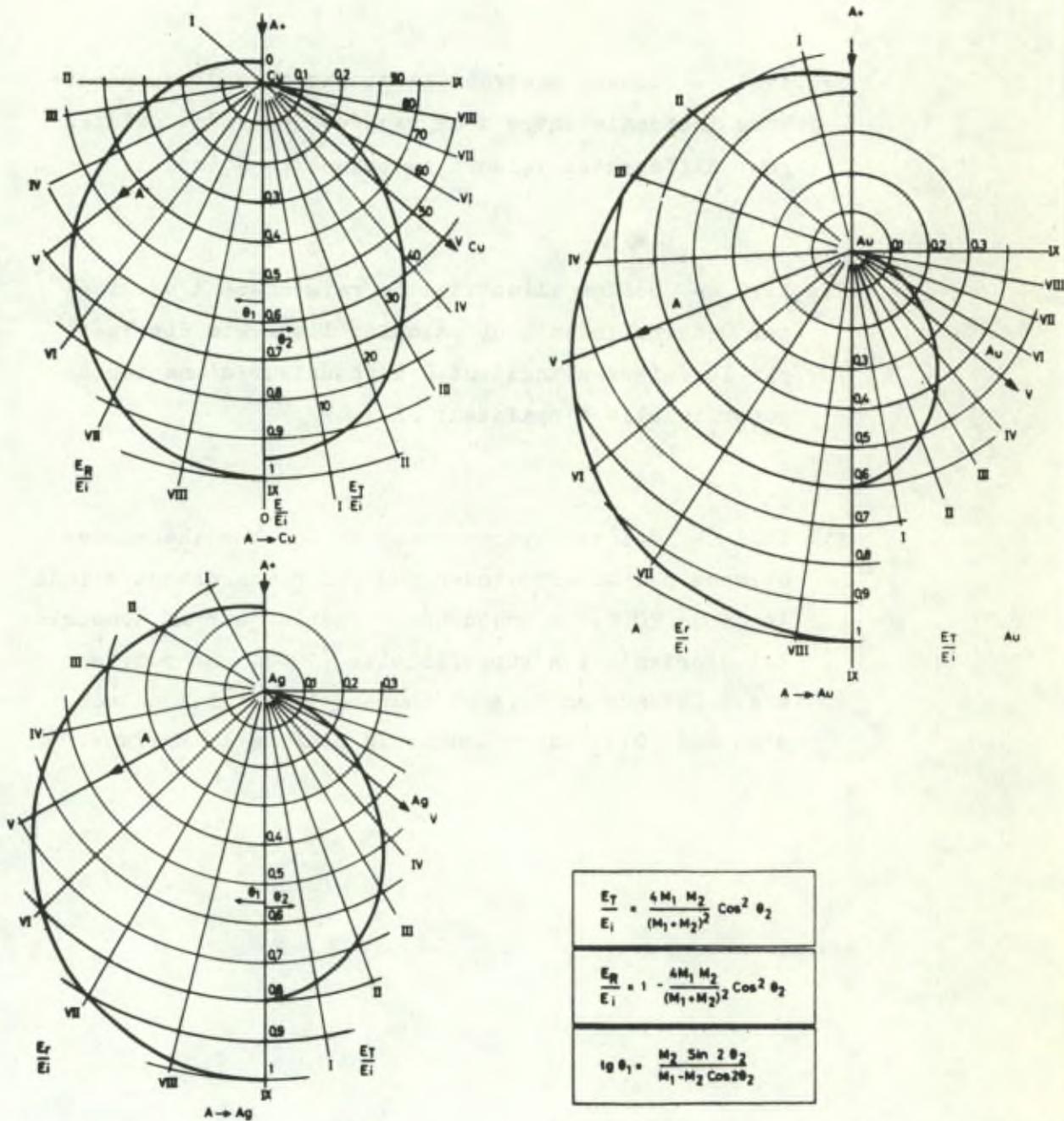


Fig III 16

Fig.IV.1 - Schéma montrant la trajectoire d'une particule incidente entre deux rangées denses du cristal pour différentes valeurs du paramètre d'impact.

Fig.IV.2 - Schéma illustrant le raisonnement utilisé par Onderdelinden pour calculer l'énergie dissipée par le faisceau incident à l'intérieur d'une couche superficielle d'épaisseur X_0 .

Fig.IV.3 - Points expérimentaux et courbes théoriques obtenus par Onderdelinden pour un bombardement d'ions Argon de 20 KeV à incidence variable, sur un monocristal d'orientation superficielle (100). La courbe a été obtenue en faisant tourner le cristal autour d'un axe [011] contenu dans le plan de la surface.

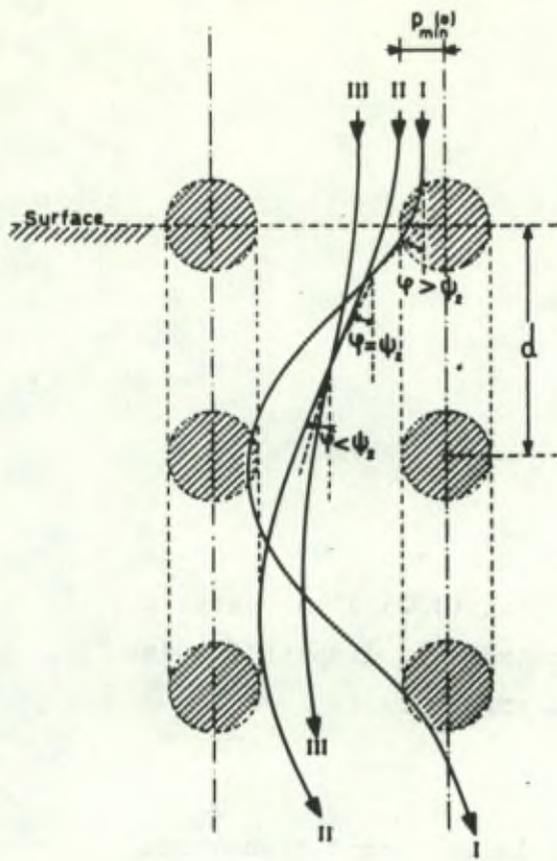


Fig.IV.1

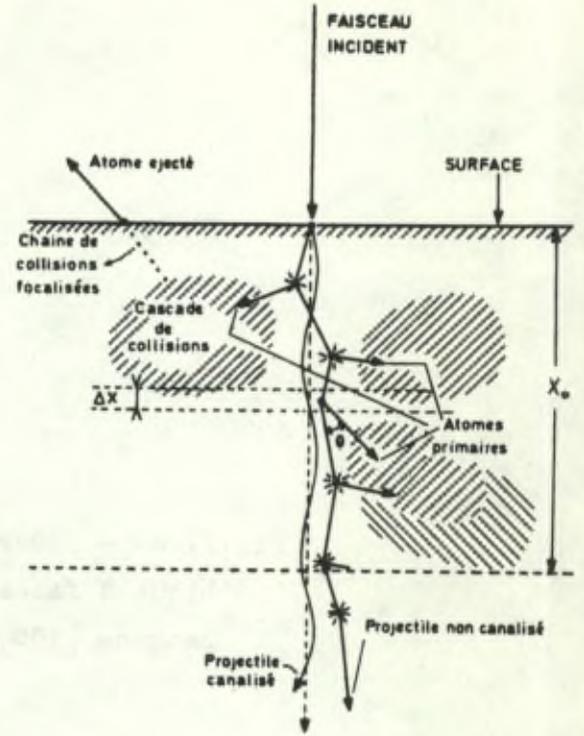
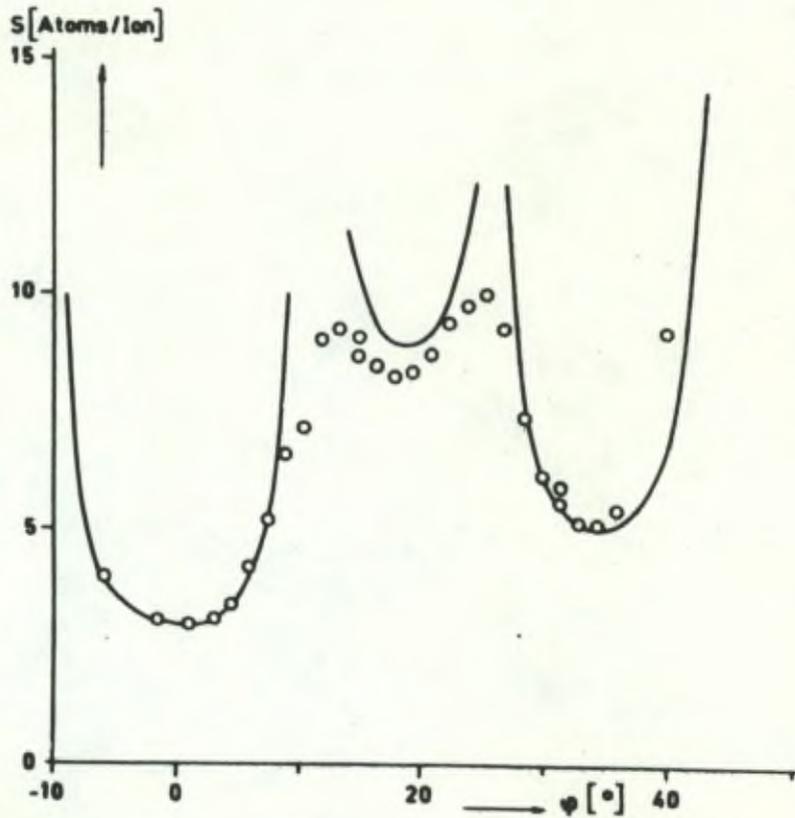


Fig.IV.2



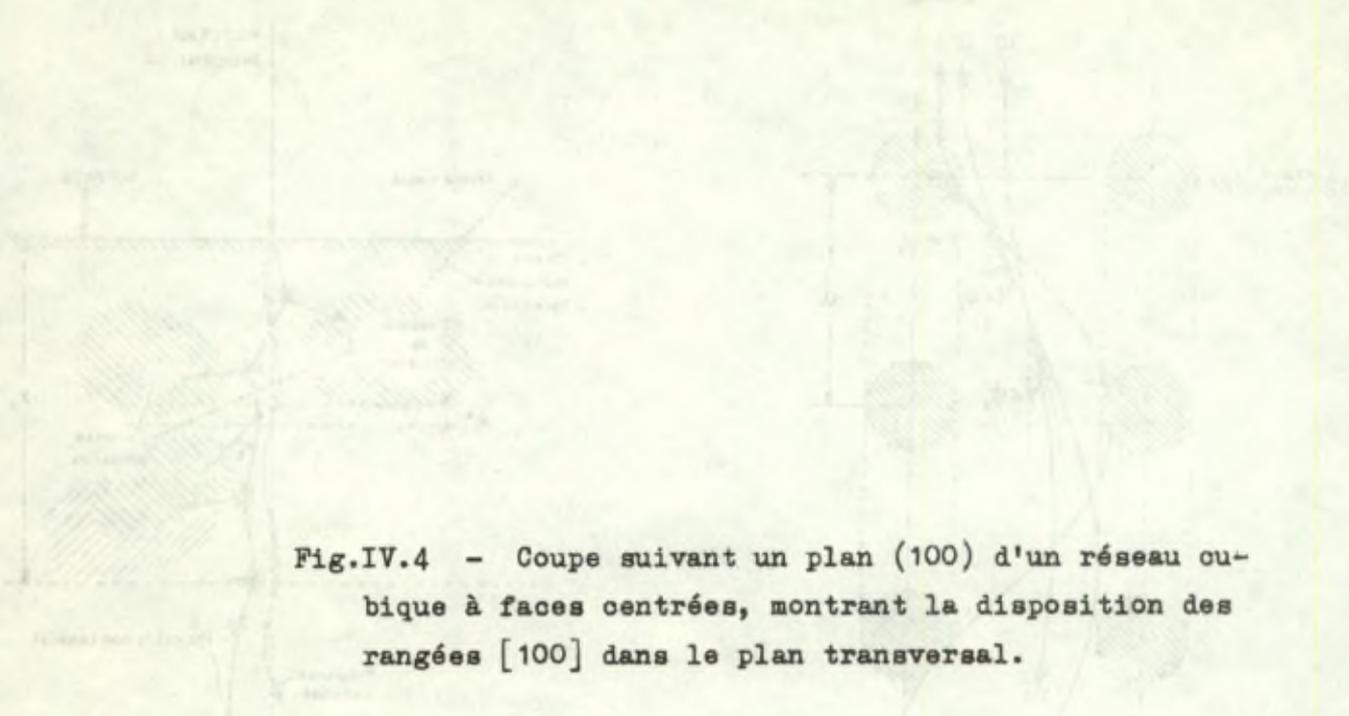


Fig.IV.4 - Coupe suivant un plan (100) d'un réseau cubique à faces centrées, montrant la disposition des rangées [100] dans le plan transversal.

Fig.IV.5 - Schéma illustrant le mouvement transversal d'un ion canalisé au voisinage d'une rangée i .



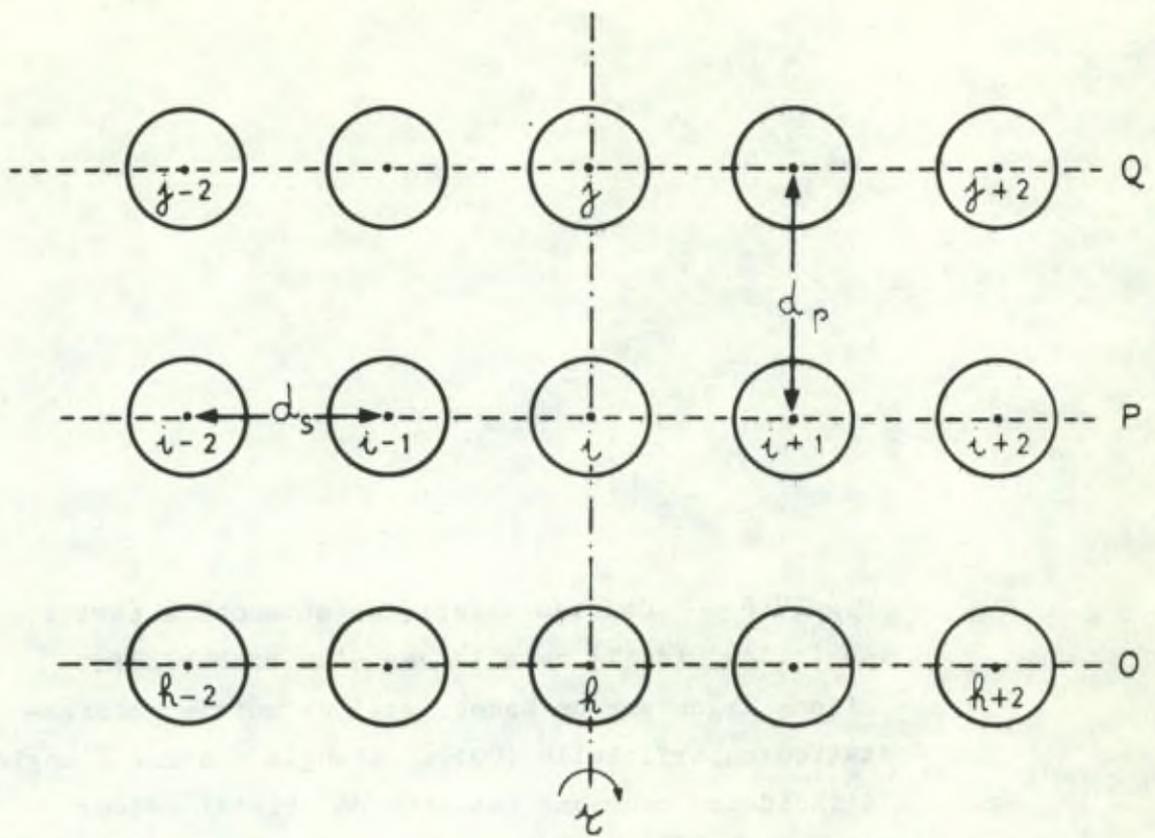


Fig. IV.4

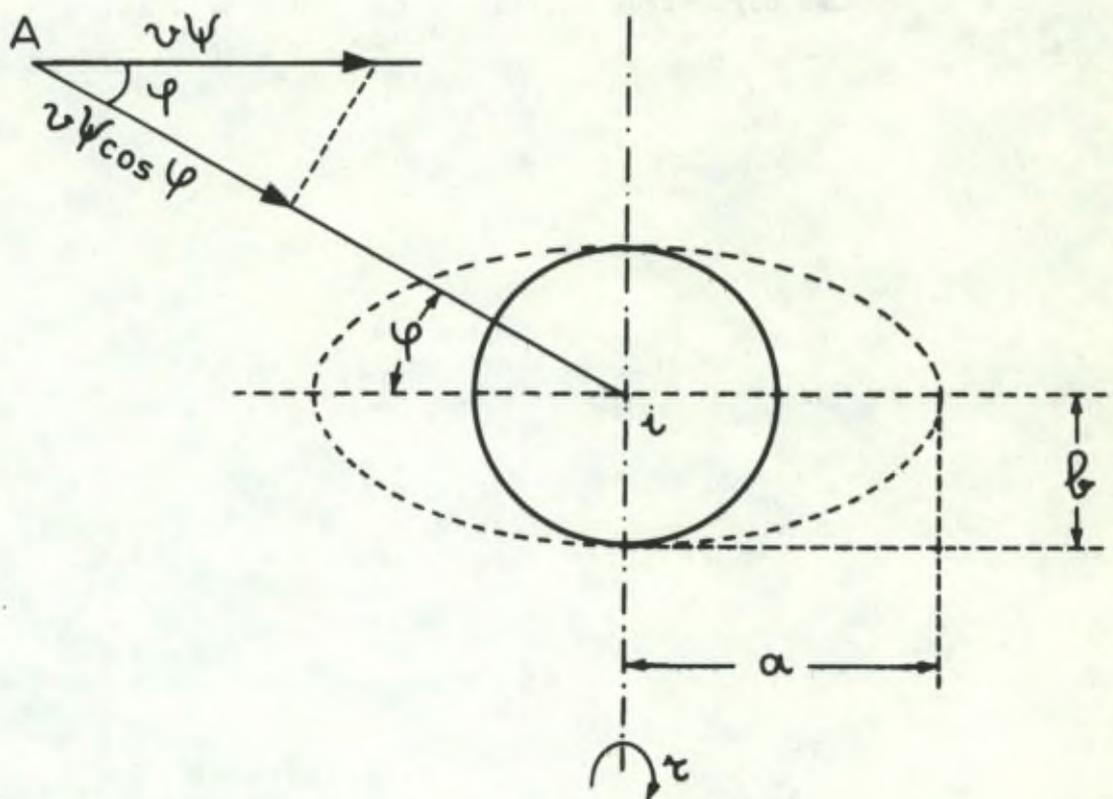


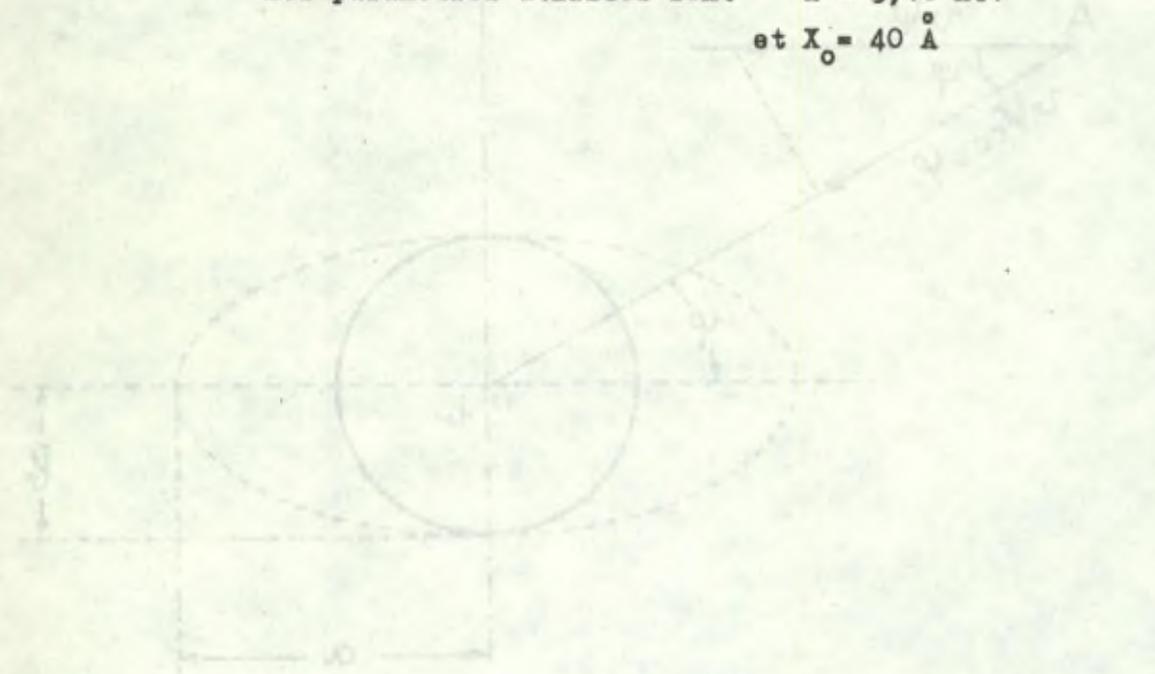
Fig. IV.5

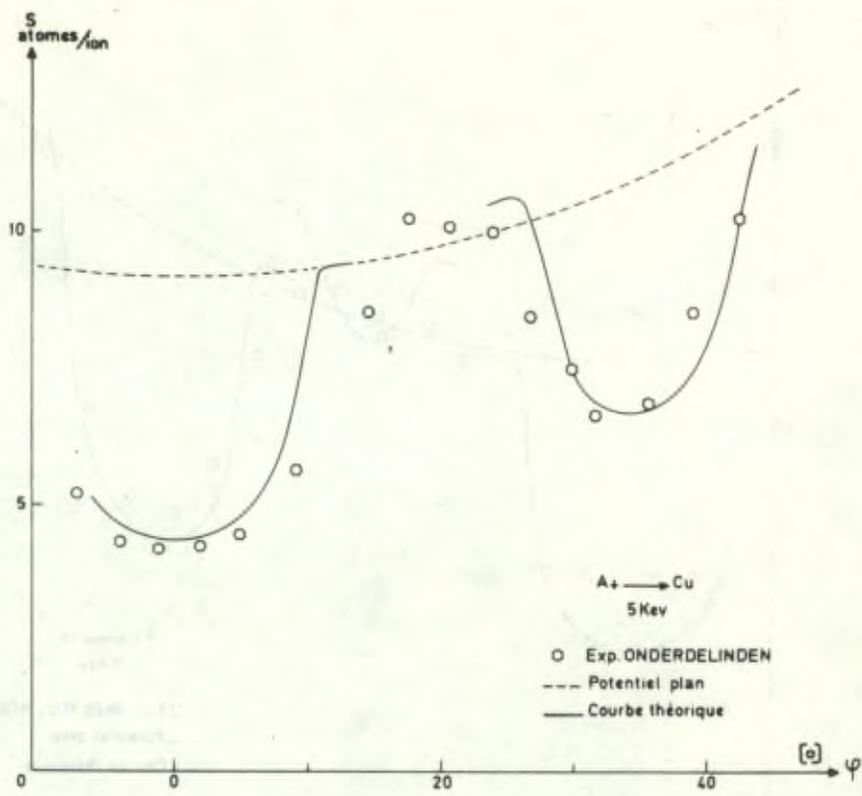


Fig.IV.6 - Courbes théoriques obtenues à partir de (4.14), (4.17) dans le cas d'un bombardement d'ions Argon sur un monocristal de cuivre d'orientation superficielle (001). L'angle φ donne l'angle d'incidence pour une rotation du cristal autour d'un axe [110] pour les figures de a à d et autour d'un axe [100] pour la figure IV.6f.

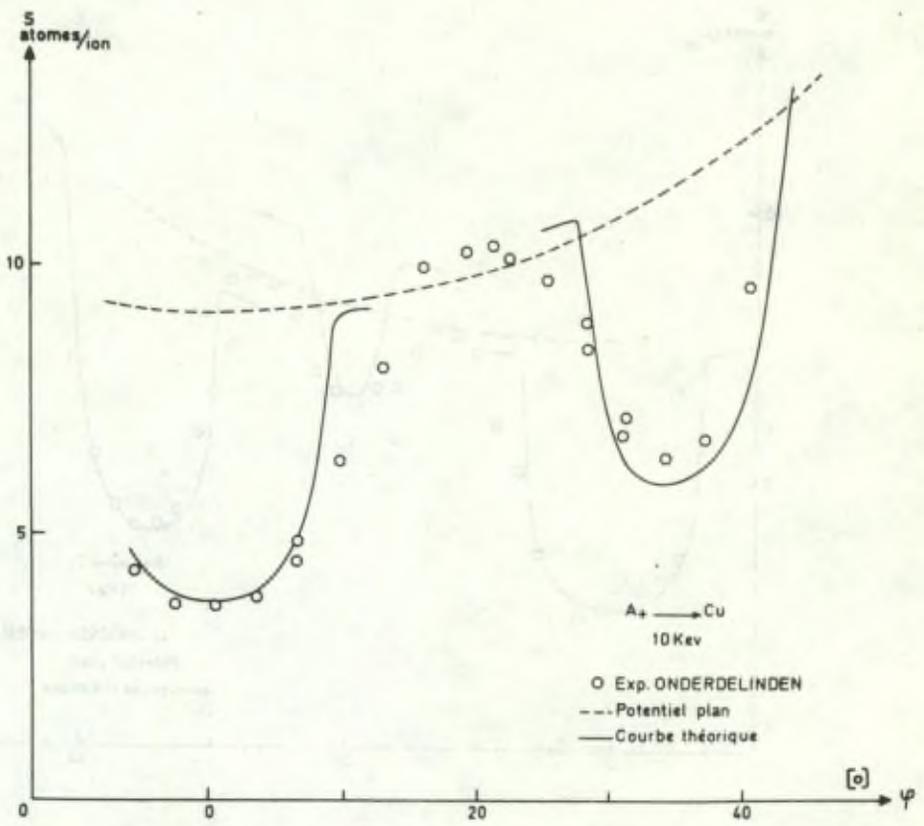
Les points expérimentaux obtenus par Onderdelinden [16] sont repris à titre de comparaison.

Les paramètres utilisés sont $\alpha = 3,10 \text{ KeV}$
 et $X_0 = 40 \text{ \AA}$



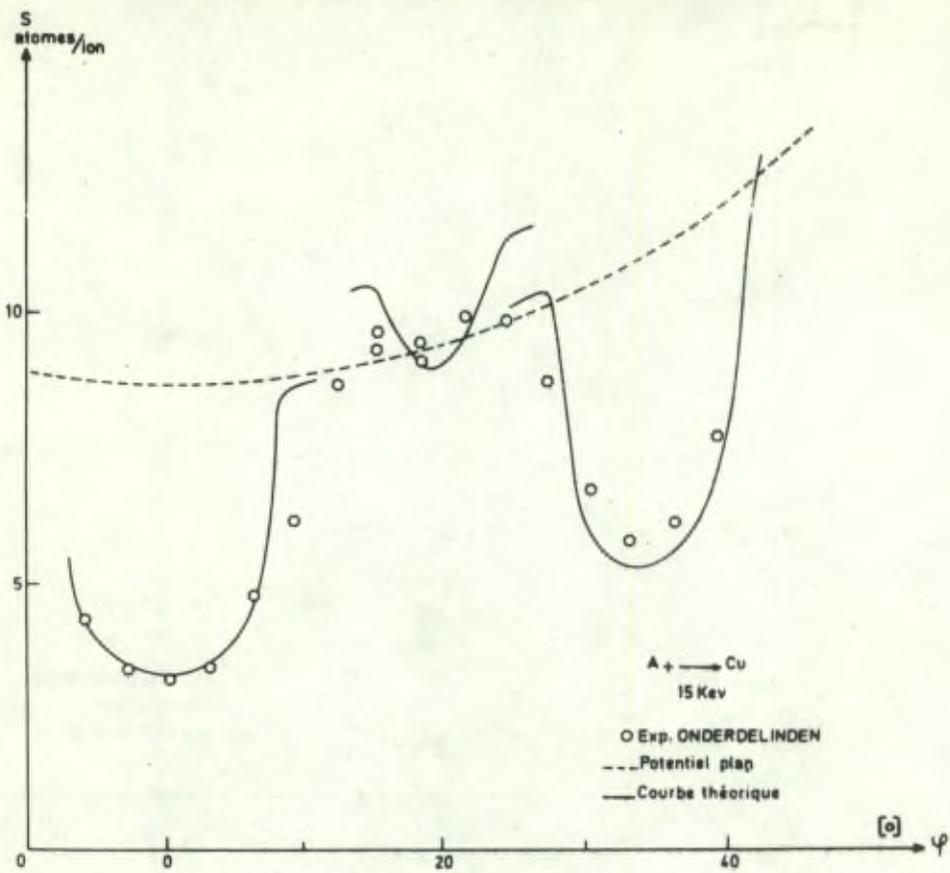


a

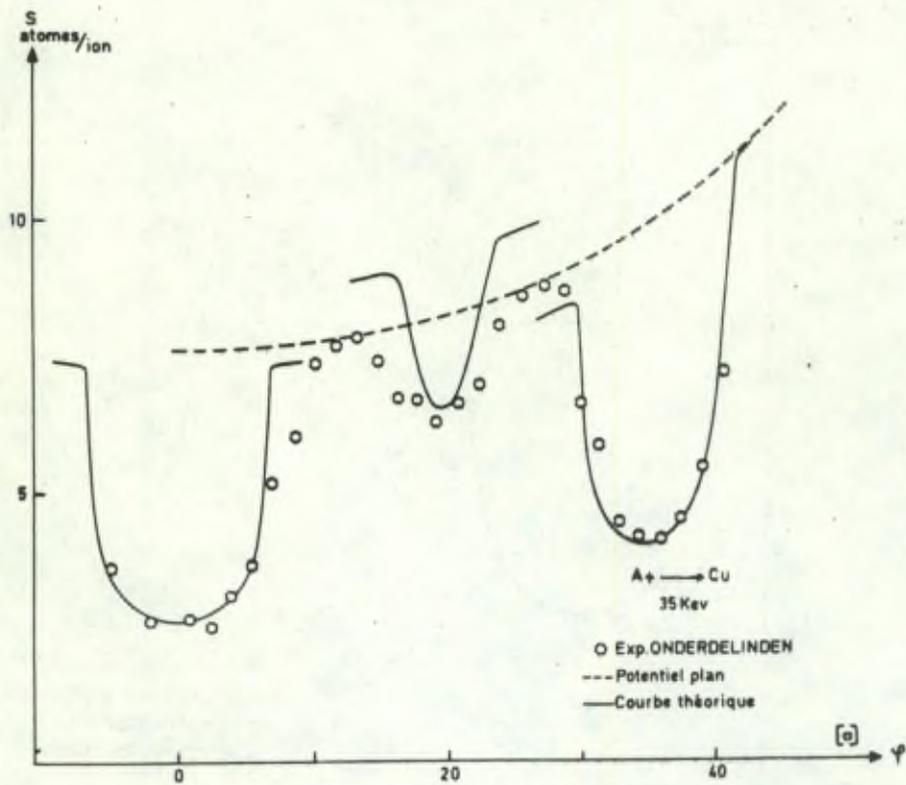


b

Fig. IV. 6

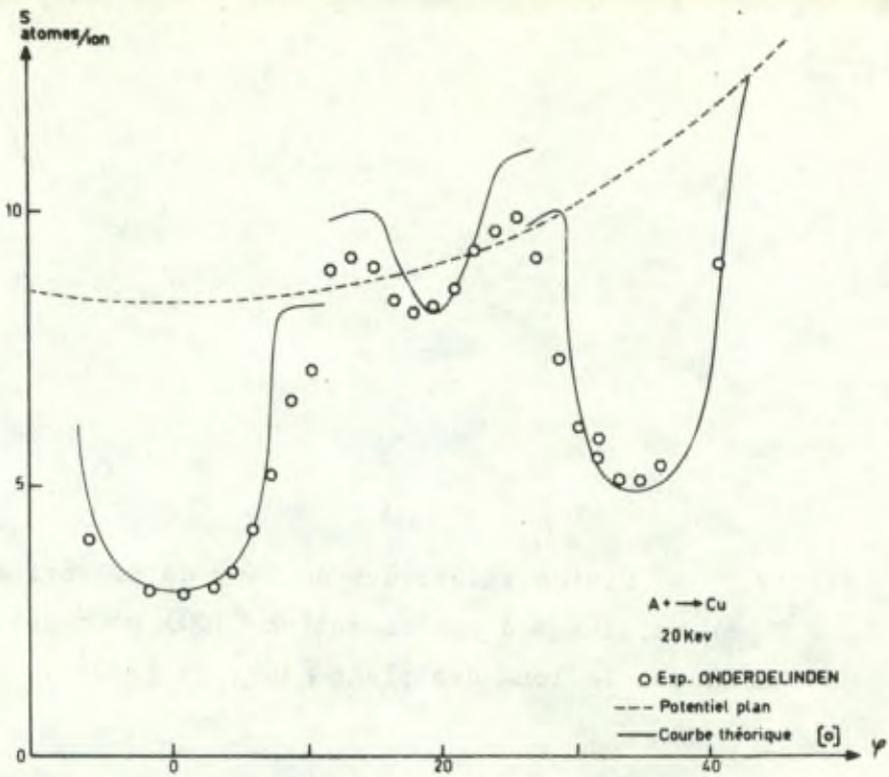


C

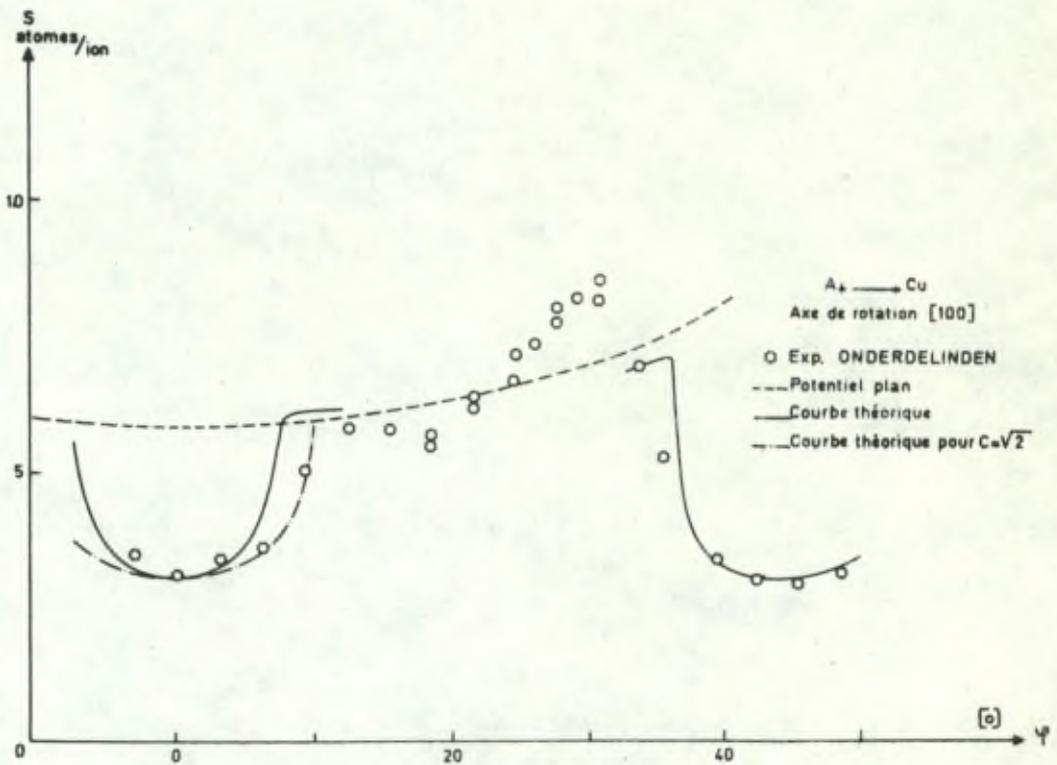


e

Fig. IV. 6



d

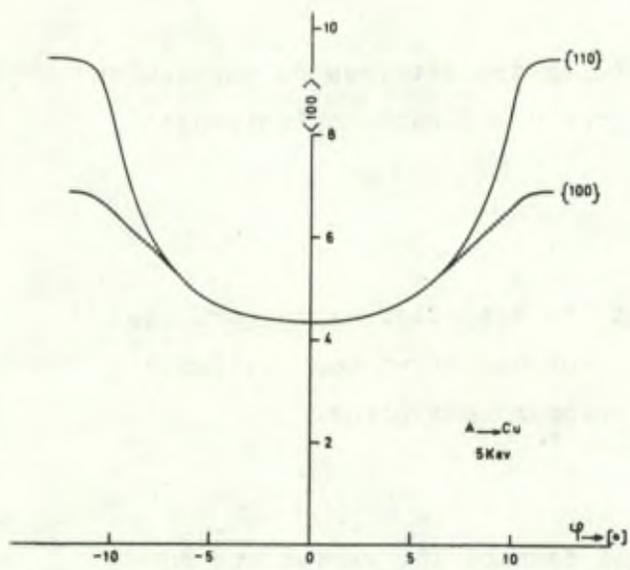


f

Fig. IV 6

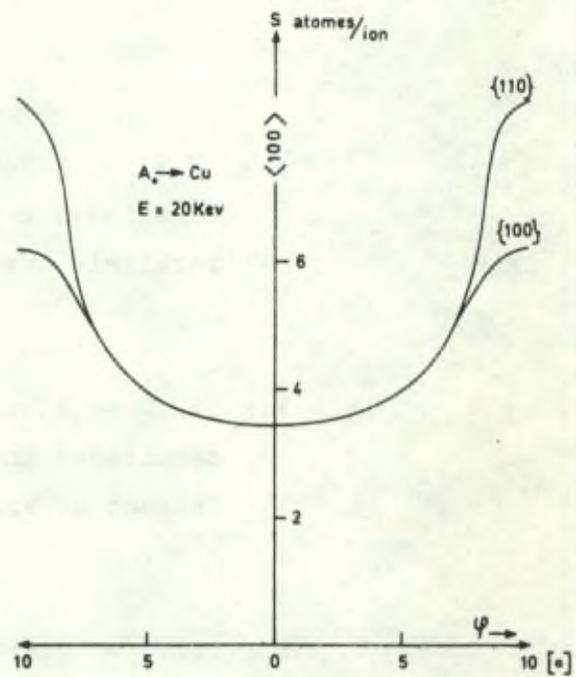
Fig.IV.7 - Minima théoriques du taux de pulvérisation
S au voisinage d'une direction $\langle 100 \rangle$ pour des
balayages le long des plans $\{100\}$ et $\{110\}$.

Fig.IV.8 - Minima théoriques du taux de pulvérisation
S au voisinage d'une direction $\langle 110 \rangle$ pour des
balayages le long des plans $\{100\}$, $\{110\}$ et $\{111\}$.

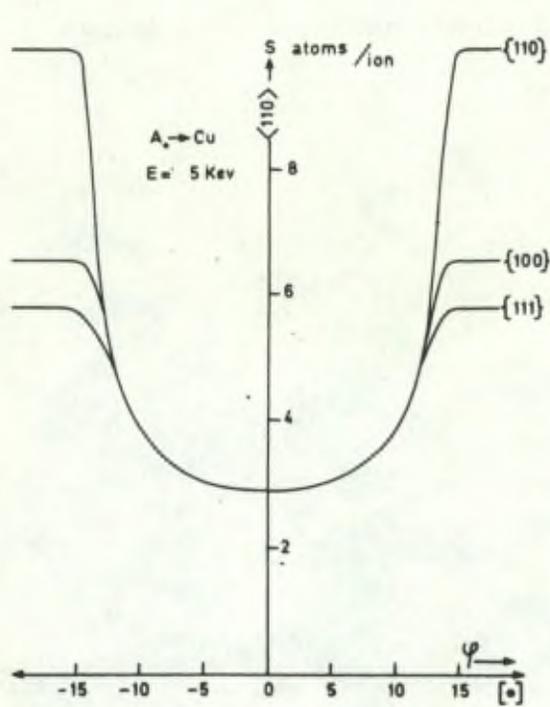


A

Fig. IV.7.

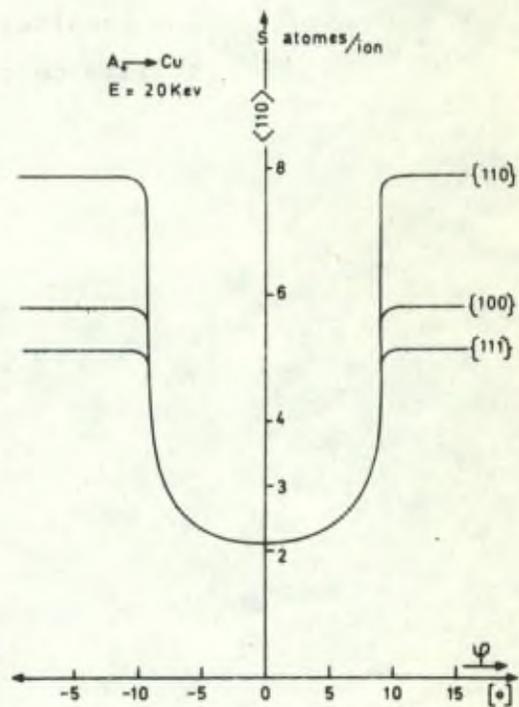


B



A

Fig. IV.8.



B

Fig.IV.9 - Schéma montrant les trajectoires de particules canalisées entre plans pour une direction incidente parallèle aux plans.

Fig.IV.10 - Schéma montrant les trajectoires de particules canalisées entre plans, pour une direction incidente faisant un angle φ par rapport aux plans.

Fig.IV.11 - Courbe théorique donnant les variations du taux de pulvérisation pour un monocristal de cuivre d'orientation superficielle (001) bombardé de telle manière que le faisceau d'ions incidents traverse le canal plan (110) à $25,5^\circ$ de l'axe [001]. Les résultats expérimentaux d'Onderdelinden sont donnés à titre de comparaison.

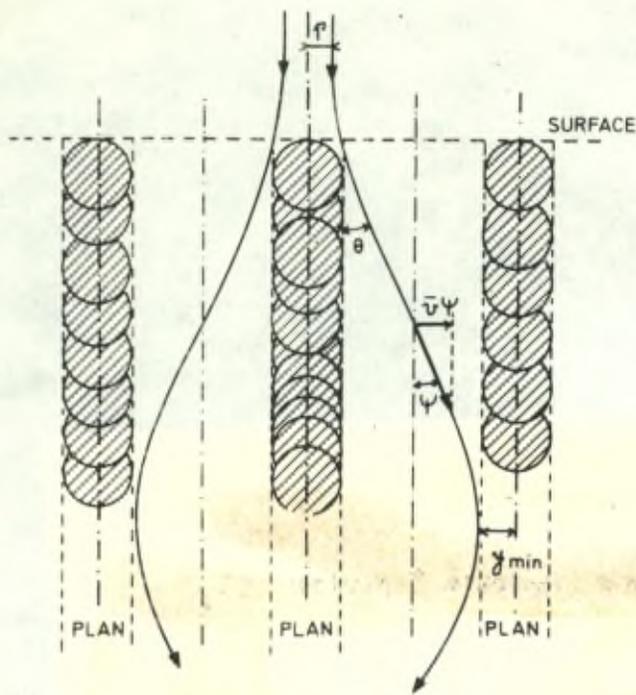


Fig. IV.9

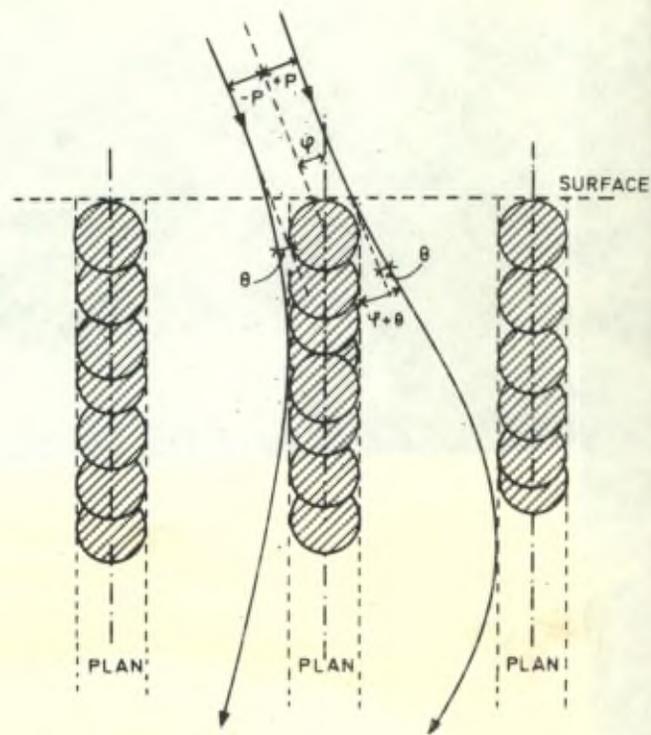


Fig. IV.10

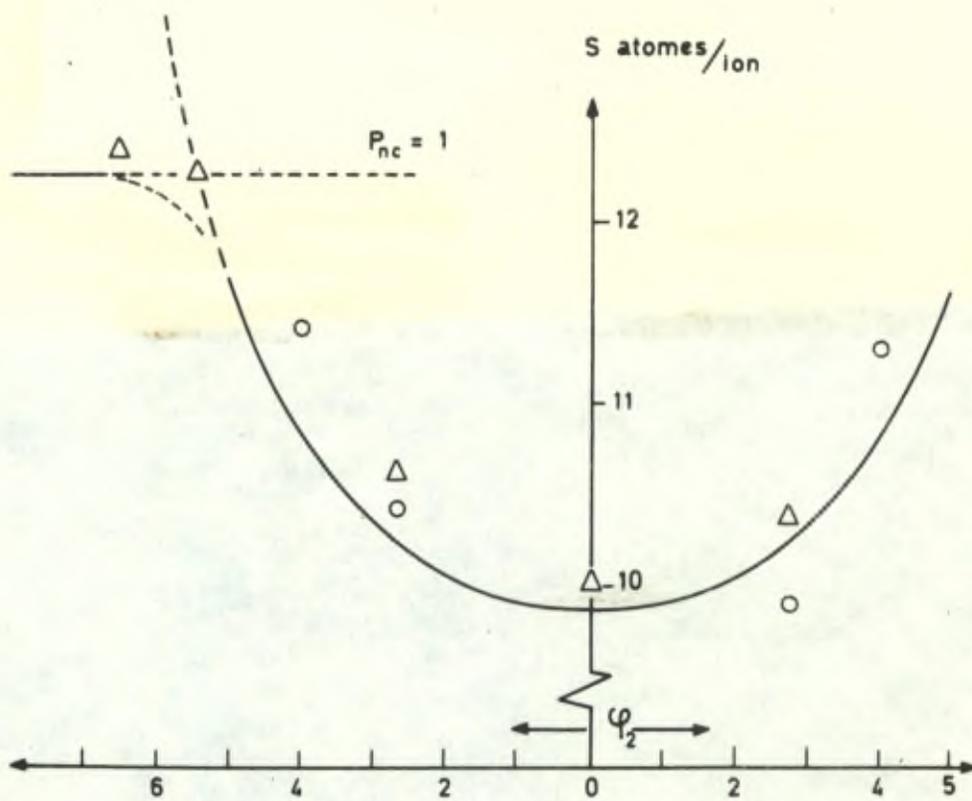
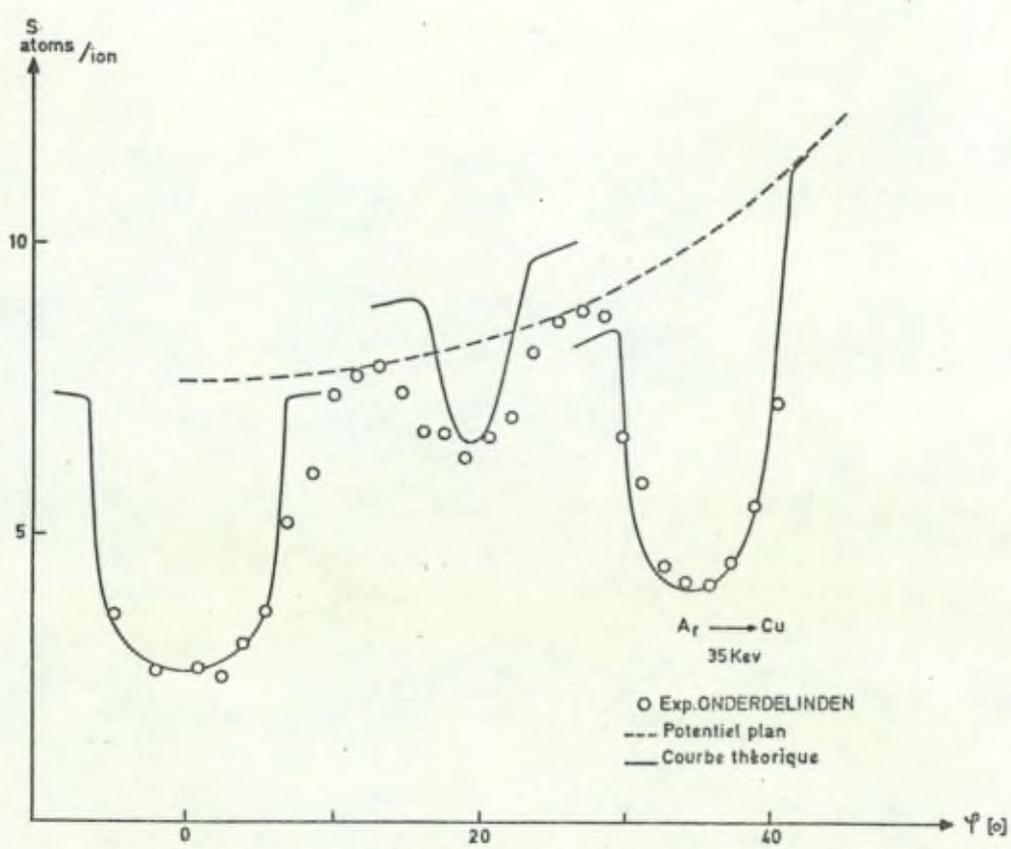


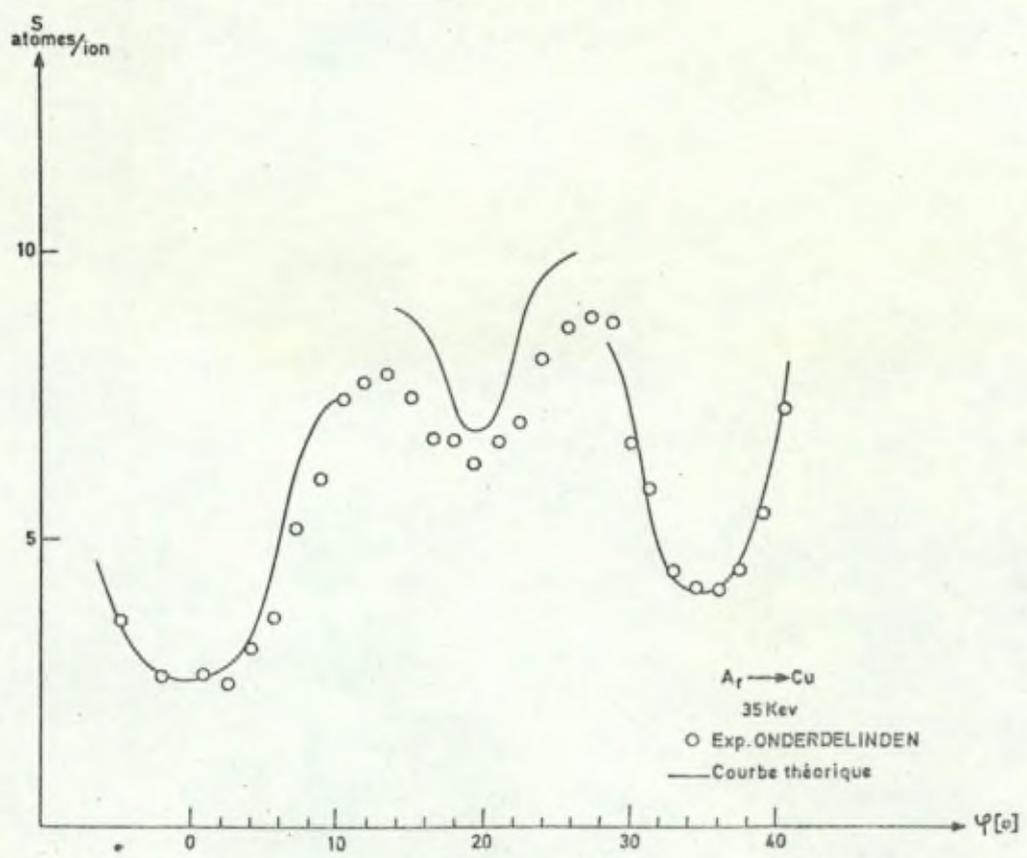
Fig. IV.11

Fig.IV.12a - Courbes théoriques obtenues à partir des équations (4.14) et (4.17) dans le cas d'un bombardement d'ions Argon de 35 KeV sur un monocristal de cuivre d'orientation superficielle (001). L'angle φ donne l'angle d'incidence pour une rotation du cristal autour d'un axe [110]. Les points expérimentaux obtenus par Onderdelinden [16] sont repris à titre de comparaison.

Fig.IV.12b - Courbes théoriques obtenues en tenant compte d'une dispersion angulaire de 3° dans le faisceau d'ions incident.



IV 12A



IV 12B

Annexe II.1 - REMARQUE RELATIVE A L'UTILISATION DES NOTATIONS
ET DE LA TERMINOLOGIE CRISTALLOGRAPHIQUE.

Nous avons souligné dans l'introduction à quel point la pénétration d'un faisceau de particules dans une substance monocristalline est dépendante de son orientation par rapport au réseau.

Dans le type de problèmes que nous traitons ici, il est plus important de connaître la localisation stéréographique de la direction du faisceau incident par rapport au réseau que par rapport à l'orientation superficielle du cristal.

Afin de faciliter le raisonnement nous avons utilisé dans ce travail des conventions qui sont déjà utilisées tacitement par de nombreux auteurs travaillant dans le même domaine: comme nous considérerons exclusivement des substances de structure cubique, à tout plan $(h k l)$ sera associée une rangée $[u v w]$ perpendiculaire et telle que les indices correspondants sont identiques:

$$u \equiv h \quad v \equiv k \quad w \equiv l$$

Dès lors, au lieu de considérer un point du diagramme stéréographique comme la projection d'un plan $(h k l)$, nous pourrions le considérer comme la projection de la direction $[h k l]$. De même, un grand cercle du diagramme représentera la projection d'un plan.

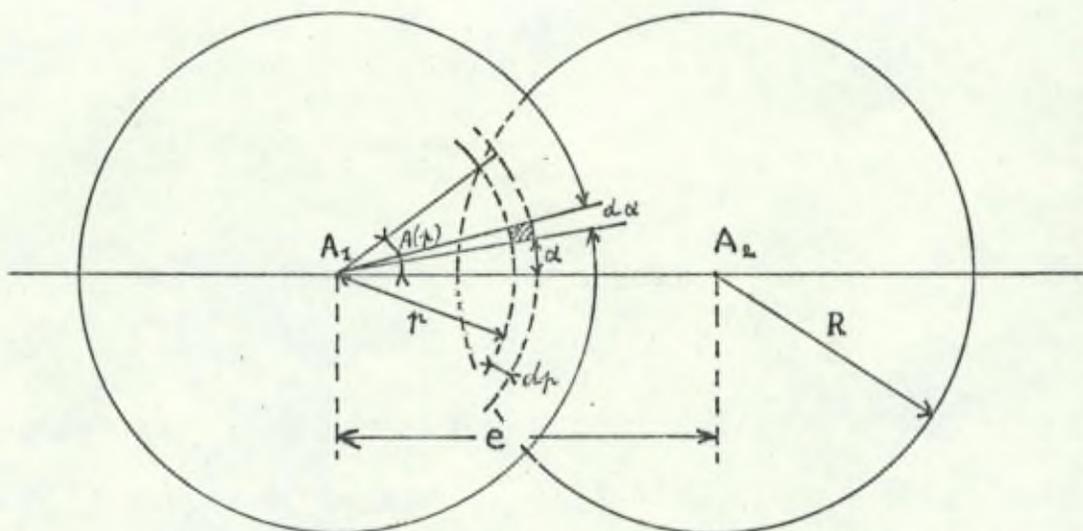
Dans la plupart des cas l'ensemble $\langle h k l \rangle$ des rangées et $\{h k l\}$ des plans obtenus par permutation des indices et utilisant toutes les combinaisons de signes possède les mêmes propriétés.

A l'exception des cas où une rangée particulière $[h k l]$ ou un plan particulier $(h k l)$ sera envisagé, nous utiliserons les notations plus générales :

$\langle h k l \rangle$ pour les rangées ,

$\{h k l\}$ pour les plans.

Annexe III.1 - CALCUL DE LA FONCTION $\Psi(R/e)$



Soient A_1 et A_2 deux atomes de même rayon R (a étant pris comme unité) et dont les centres sont distants de e . Nous devons connaître l'intégrale $I(\frac{P}{R})$ de $(1 - \frac{P^2}{R^2})$ sur la partie commune aux deux circonférences de rayon R :

En coordonnées polaires (p, α)

$$I\left(\frac{P}{R}\right) = 2 \int_{e-R}^R \int_0^{A(p)} \left(1 - \frac{P^2}{R^2}\right) p \, dp \, d\alpha$$

comme $A(p) = \arccos \frac{(p^2 + e^2) - R^2}{2ep}$

$$P\left(\frac{P}{R}\right) = 2 \int_{e-P}^R p \left(1 - \frac{P^2}{R^2}\right) \arccos \frac{(p^2 + e^2) - R^2}{2ep} \, dp$$

En posant $p' = \frac{p}{e}$ et $R' = \frac{R}{e}$, il vient:

$$I\left(\frac{p}{R}\right) = 2 e^2 \int_{1-R'}^{R'} p' \left(1 - \frac{p'^2}{R'^2}\right) \arccos \frac{(p'^2 + 1) - R'^2}{2 p'} dp'$$

d'où

$$\Psi(R') = \int_{1-R'}^{R'} p' \left[1 - \frac{p'^2}{(R')^2}\right] \arccos \frac{(p'^2 + 1) - (R')^2}{2 p'} dp'$$

$$\text{pour } R' = \frac{R}{e} < 1$$

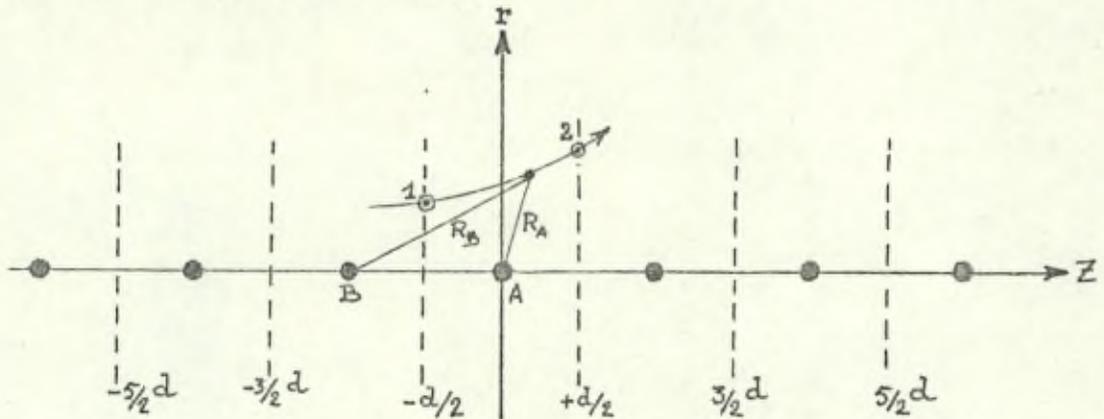
Pour $\frac{R}{e} > 1$, un calcul analogue donne :

$$\Psi(R') = \pi \int_0^{R'} p' \left[1 - \left(\frac{p'}{R'}\right)^2\right] dp' + \int_{R'-1}^{R'} p' \left[1 - \left(\frac{p'}{R'}\right)^2\right] \arccos \frac{(p'+1) - R'^2}{2 p'} dp'$$

Ces deux fonctions ont été déterminées numériquement par calcul machine.

Annexe IV.1 - POTENTIEL D'UNE RANGEE.

Soit une particule se mouvant à la vitesse v_0 parallèlement à une rangée d'atomes de paramètre d . Le potentiel de chaque atome étant $V(R)$, nous voulons définir un potentiel à symétrie cylindrique $U(r)$ pour la rangée



Au cours de son mouvement du point 1 au point 2 sur la figure, la particule subit un accroissement d'impulsion radiale qui est la somme des impulsions provenant de chaque atome de la rangée.

L'impulsion due à l'atome A vaut :

$$\Delta_{1 \rightarrow 2} P_r = \int_{-d/2}^{+d/2} F_{r_A} dt = \int_{-d/2}^{+d/2} F_{r_A} \frac{dZ}{v_0}$$

L'impulsion due à l'atome B vaut:

$$\Delta_{1 \rightarrow 2} P_r = \int_{-d/2}^{+d/2} F_{r_B} \frac{dZ}{v_0} = \int_{+d/2}^{+3d/2} F_{r_A} \frac{dZ}{v_0}$$

En sommant toutes les contributions nous trouvons

$$\Delta_{1 \rightarrow 2} p_r = \dots + \int_{-\frac{3}{2}d}^{-\frac{1}{2}d} F_{rA} \frac{dZ}{v_0} + \int_{-\frac{3}{2}d}^{-\frac{1}{2}d} F_{rA} \frac{dZ}{v_0} + \int_{-\frac{1}{2}d}^{+\frac{1}{2}d} F_{rA} \frac{dZ}{v_0} + \dots$$

$$\Delta_{1 \rightarrow 2} p_r = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{\frac{2n-1}{2}d}^{\frac{2n+2}{2}d} F_{rA} \frac{dZ}{v_0} = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{rA} \frac{dZ}{v_0}$$

Dans l'approximation des petits angles la déviation angulaire résultant de l'accroissement d'impulsion $\Delta_{1 \rightarrow 2} p_r$ est donnée par

$$\Delta_{1 \rightarrow 2} \psi = \frac{\Delta_{1 \rightarrow 2} p_r}{p_0}$$

Cette déviation se produit durant le temps $\Delta t = \frac{d}{v_0}$

$$\text{d'où} \quad \dot{\psi} = \frac{\Delta \psi}{\Delta t} = \frac{\Delta p_r}{m \Delta Z} = \frac{1}{m d} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{rA} \frac{dZ}{v_0}$$

La force F_r dérive du potentiel $V(R)$:

$$F_{rA} = -\frac{\partial}{\partial r} V(R) = -\frac{\partial}{\partial r} V((r^2 + z^2)^{1/2})$$

$$\text{d'où} \quad \dot{\psi} = -\frac{1}{m v_0 d} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial}{\partial r} V((r^2 + z^2)^{1/2}) dz$$

$$\dot{\psi} = -\frac{1}{m v_0} \frac{d}{dr} \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{+\infty} V((r^2 + z^2)^{1/2}) dz$$

Pour les petits angles $\dot{r} = \dot{\psi} v_0$, $\ddot{r} = \ddot{\psi} v_0$

$$\text{et } F_r = m v_0 \ddot{\psi} = - \frac{d}{dr} \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{+\infty} V ((r^2 + z^2)^{1/2}) dz$$

Cette force radiale doit également dériver du potentiel de la rangée:

$$F_r = - \frac{\partial U(r)}{\partial r}$$

D'où en intégrant

$$U(r) = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{+\infty} V ((r^2 + z^2)^{1/2}) dz$$

Annexe IV.2 - CALCUL DE LA FRACTION NON CANALISEE D'UN FAISCEAU D'IONS TOMBANT SUR UN CRISTAL EN FAISANT UN ANGLE Ψ AVEC UNE RANGEE. (d'après Onderdelinden).

Lorsque l'angle Ψ est nul, le paramètre d'impact minimal vaut:

$$p_{\min}(0) = \Psi_2 d$$

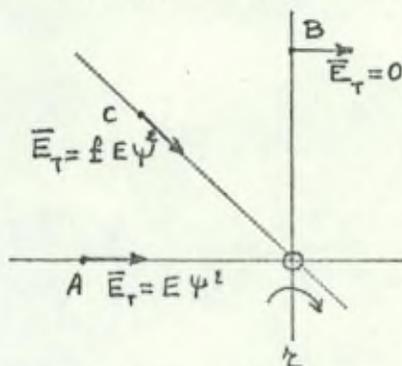
Cette valeur s'obtient en égalant l'énergie potentielle $V(p_{\min}(0))$ à l'énergie cinétique transversale $E\Psi_2^2$ pour une particule quittant la rangée après une collision qui la dévierait d'un angle égal à l'angle critique.

Lorsque l'angle Ψ n'est pas nul, il faut tenir compte de l'énergie cinétique transversale $E\Psi^2$; la condition devient donc:

$$E\Psi^2 + V(p_{\min}(\Psi)) = E\Psi_2^2 \quad (\text{A.1})$$

pour une particule faisant un angle Ψ avec la rangée.

Si nous considérons un plan perpendiculaire à la rangée, nous voyons que cette condition n'est valable que pour les ions dont la



trajectoire coupe l'axe de la rangée (point A sur la figure).

Pour des ions tombant en B, l'énergie cinétique transversale E_T par rapport à la rangée est nulle et d'une manière générale,

$$0 < E_T < E\Psi^2$$

La condition énergétique pourra donc s'écrire

$$f E\Psi^2 + V(p_{\min}(\Psi)) = E\Psi_2^2 \quad \text{avec } 1 > f > 0$$

En utilisant le potentiel (4.2) et l'expression de l'angle critique

Ψ_2 (4.6) nous trouvons:

$$P_{nc} = \frac{\prod p_{\min}^2(\Psi)}{\prod p_0^2} = \frac{\Psi_2^2 p_{\min}^2(0)}{(\Psi_2^2 - f \Psi^2) p_0^2}$$

D'après LINDHARD [17] le nombre d'ions canalisés tend vers zéro pour un angle $C \Psi_2$, où C est une constante voisine de l'unité.

Cette condition permet de trouver la valeur du paramètre f :

$$f = \frac{1}{C} \left(1 - \frac{p_{\min}^2(0)}{p_0^2} \right)$$

Finalement on trouve

$$P_{nc} = \left[\frac{p_0^2}{p_{\min}^2(0)} + \left(1 - \frac{p_0^2}{p_{\min}^2(0)} \right) \frac{\Psi^2}{(C \Psi_2)^2} \right]^{-1}$$

pour $\Psi < C \Psi_2$.

Annexe IV.3 - CALCUL DE L'ENERGIE MOYENNE DISSIPÉE DANS UNE COUCHE
 D'ÉPAISSEUR X_0 DU CRISTAL SUPPOSÉ AMORPHE .
 (d'après ONDERDELINDEN)

Considérons un potentiel interatomique de la forme

$$V(R) = A R^{-3} .$$

La section efficace différentielle pour ce potentiel vaut:

$$d\sigma = K(E, T) dT = B_{12} E^{-\frac{1}{3}} T^{-\frac{4}{3}} dT$$

où E est l'énergie cinétique initiale et T l'énergie transmise.
 Lorsqu'un faisceau d'ions d'énergie E tombe à incidence normale
 sur une substance amorphe, nous pouvons utiliser une valeur moyenne
 $\bar{E}(X)$ pour l'énergie des particules à une profondeur X .

Si la dispersion autour de $\bar{E}(X)$ est faible nous pouvons écrire:

$$\overline{E(X)^n} = \bar{E}(X)^n , \text{ pour } \frac{1}{3} < n < 1 .$$

Ceci nous permet de calculer $\bar{E}(X)$ par un procédé analytique simple.

Pour une densité de la cible de N atomes par unité de volume,
 la perte d'énergie dans l'intervalle compris entre X et $X + \Delta X$
 est donnée par:

$$E(X) = -N B_{12} \Delta X \int_0^{E_m(X)} \frac{T}{E(X)^{1/3} T^{4/3}} dT$$

$$\text{où } E_m(X) = \bigwedge E(X) .$$

Nous tirons de là

$$\bar{E}(X)^{2/3} = E^{2/3} - N B_{12}^{2/3} X$$

La profondeur à laquelle un projectile pénètre s'obtient en prenant $E(X) = 0$; il vient alors

$$X_{12}(E) = E^{2/3} (N B_{12} \Lambda^{2/3})^{-1}$$

Supposons à présent qu'un projectile de masse égale à la masse des atomes de la cible dissipe une énergie dans une couche d'épaisseur X_0 égale à

$$F_{22}(E, X_0) = E \left[1 - \exp - \left(\frac{\epsilon X_0}{X_{22}(E)} \right)^\delta \right]$$

où ϵ et δ sont des paramètres ajustables.

Portant cette solution d'essai dans l'expression (IV.11), en intégrant d'abord sur E_0 (T) nous trouvons:

$$\frac{N B_{12}}{E(X_1)^{1/3}} \int_0^{E_m(X_1)} dT \frac{1}{T^{1/3}} \left\{ 1 - \exp - \left[(X_0 - X_1) N B_{22} E_m(X_1)^{1/2} T^{-7/6} \right] \right\}$$

En vue d'intégrer cette expression, l'approximation suivante est introduite:

$$1 - \exp - [\dots] = \begin{cases} 1 & \text{pour } T^{7/6} < \epsilon (X_0 - X) N B_{22} E_m(X_1)^{1/2} \\ \left(\frac{\epsilon (X_0 - X_1) N B_{22} E_m(X_1)^{1/2}}{T^{7/6}} \right) & \text{pour } T^{7/6} > \dots \end{cases}$$

Nous obtenons alors:

$$E(X_1)^{-1/3} N B_{12} dX_1 \left\{ \left(\frac{3}{2} - \frac{6}{4 - 7\delta} \right) \left[\epsilon (X_0 - X_1) N B_{22} \right]^{4/7} E_m(X_1)^{2/7} + \frac{6}{4 - 7\delta} \left[(X_0 - X_1) N B_{22} \right]^\delta E_m(X_1)^{2/3(1 - \delta)} \right\}$$

Cette expression doit encore être intégrée par rapport à X_1 .

Après développement en série et intégration par parties, nous trouvons:

$$F_{12}(E, X_0) = N B_{12} \left(\frac{3}{2} - \frac{6}{4-7\delta} \right) (\epsilon N B_{22} X_0 \Lambda^{1/2})^{4/7} \frac{7}{11} E^{-\frac{1}{21}} X_0$$

$$\left[1 + \frac{1}{36} N B_{12} \Lambda^{2/3} X_0 E^{2/3} + \dots \right] + \left(\frac{6}{4-7\delta} \right) (\epsilon N B_{22} X_0)^\delta \Lambda^{2/3(1-\delta)}$$

$$\frac{1}{1+\delta} E^{1/3(1-2\delta)} X_0 \left[1 - \left(\frac{1-\delta}{2+\delta} \right) N B_{12} \Lambda^{2/3} X_0 E^{-2/3} + \dots \right]$$

Si nous posons $B_{12} = B_{22}$ et $\Lambda = 1$ dans cette expression nous devons retrouver $F_{22}(E, X_0)$.

$$F_{22}(E, X_0) = E \left\{ \frac{7}{11} \left(\frac{3}{2} - \frac{6}{4-7\delta} \right) \epsilon^{4/7} \left[(N B_{22} X_0 E^{-2/3})^{11/7} \right. \right.$$

$$+ \left. \frac{1}{36} (N B_{22} X_0 E^{-2/3})^{18/7} + \dots \right] + \left(\frac{6}{4-7\delta} \right) \frac{\epsilon^\delta}{(1+\delta)} \left[(N B_{22} X_0 E^{-2/3})^{\delta+1} \right.$$

$$\left. - \left(\frac{1-\delta}{2+\delta} \right) (N B_{22} X_0 E^{-2/3})^{\delta+2} + \dots \right] \left. \right\}$$

En identifiant les termes du degré le plus bas de cette expression avec les termes du développement de la solution initialement proposée,

$$F_{22}(E, X_0) = E (N B_{22} X_0 E^{-2/3})^\delta - \frac{1}{2} (N B_{22} X_0 E^{-2/3})^{2\delta} + \dots$$

ONDERDELINDEN adopte:
$$\left\{ \begin{array}{l} \delta = \frac{11}{7} \\ \epsilon = \frac{3}{2} \end{array} \right.$$

On trouve finalement l'expression (4.12) en utilisant ces valeurs dans l'expression trouvée pour $F_{12}(E, X_0)$.

BIBLIOGRAPHIE.

INTRODUCTION

- [1] W.R. GROVE - Phil.Trans.Roy.Soc. 142 (1852) 87
- [2] H.S.W. MASSEY et E.H.S. BURHOP - Electronic and ionic impact phenomena: Oxford University Press, New-York 1952
- [3] A. VON HIPPEL - Ann.Phys. 80 (1926) 672
C.H. TOWNES - Phys.Rev. 65 (1944) 319
- [4] J. STARK - Z.f.Elektrochem. 14 (1944) 752
- [5] M. KAMINSKI - Atomic and ionic impact phenomena on metal surfaces, Ed. Springer Verlag 1965
- [6] G. CARTER et J.S. COLLIGON - Ion bombardment of solids, Ed. Heinemann Educational Books, London 1968
- [7] M.W. THOMPSON - Defects and Radiation damage in Metals , Cambridge University Press 1969
- [8] G.K. WEHNER - Proc. 5th Int.Conf. on ionization Phenomena in gases, Munich (1961) p.1141
- [9] R. BEHRISCH - Ergebn.Exakt.Naturwiss. 35 (1964) 295
- [10] B. PEROVIĆ - Proc. 7th Int.Conf. on Phenomena in Ionized Gases Beograd (1965) 113
- [11] G.K. WEHNER - J.Appl.Phys. 26 (1955) 1056
Phys.Rev. 102 (1956) 690
- [12] R.H. SILSBEE - J.Appl.Phys. 28 (1957) 1246
- [13] P.K. ROL, F.P. VIEBOCK et M. DE JONG - Proc. 4th Int.Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala (1959) ID 257
- [14] O.E. ALMEN et G. BRUCE - Nucl.Inst. and Meth. 11 (1961) 257 et 279
- [15] R.S. NELSON, M.W. THOMPSON - Phil.Mag. 8 (1963) 1677
- [16] D. ONDERDELINDEN - Thèse, Leiden (1968) ; Can.J.Phys. 46 (1968) 739
- [17] J. LINDHARD - Met.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 34 n°14 (1965)

CHAPITRE I

- [I.1] R.L. CUNNINGHAM et J.Ng.YELIM - Am. J.Phys. 33 (1965) 1064
- [I.2] E. BONNIJNS et L. FRANCKEN - Phys.Lett. 24 A (1967) 764
- [I.3] F. SCHULTZ - Thèse, Munich 1967
F. SCHULTZ et R. SIZMANN - Phil.Mag. 18 (1968) 269
- [I.4] M.T. ROBINSON et A.L. SOUTHERN - J.Appl.Phys. 38 (1967) 2969
J.Appl.Phys. 39 (1968) 3463
- [I.5] O. GOCHE - Compte-rendu du colloque "Anisotropic Surface Phenomena" Bruxelles 1968, p.5
- [I.6] F.W. YOUNG, J.V. CATHCART et A.T. GWATHMEY - Acta Met. 4 (1956) 145
- [I.7] W. STOSSEL - Acta Met. 9 (1961) 522
- [I.8] A. PONSLET et D. BARIAUX - Surface Phenomena of Metals, S.C.I. monograph n°28 (1968) 80
- [I.9] C. HAILER - Wiss.Verhöff. Siemens Werke XVII (1938) 115
- [I.10] D. KAMKE - Z.Physik 128 (1950) 212
- [I.11] G.K. WEHNER, R.V. STUART et D. ROSENBERG - Annual Report on Sputtering Yields, Gen.Mills Rep. n°2243 nov.1961
- [I.12] R.V. STUART et G.K. WEHNER - J.Appl.Phys. 33 (1962) 2345
- [I.13] E.S. PARILIS - A Survey of Phenomena in Ionized Gases, International Atomic Energy Agency, Vienna (1968) p.309
- [I.14] K.H. KREBS - Fortschr.der Physik 16 (1968) 419
- [I.15] G.D. MAGNUSON et C.E. CARLSTON - Phys.Rev. 129 (1963) 2403
Phys.Rev. 129 (1963) 2409
- [I.16] R.S. NELSON, M.W. THOMPSON et H. MONTGOMERY - Phil.Mag. 7 (1962) 1385
- [I.17] R.S. NELSON - Phil.Mag. 11 (1965) 291
- [I.18] K. TAKATSU et T. TODA - Proc. 5th Int.Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich (1961) p.96
- [I.19] B.J. STOCKER - Brit.J.Appl.Phys. 12 (1961) 465
- [I.20] L. FRANCKEN - J.de Physique Appl. 26 (1965) 194 A
- [I.21] F. KEYWELL - Phys.Rev. 97 (1955) 1611

CHAPITRE II

- [II.1] G. NOMARSKI et A.R. WEIL - Revue de Métallurgie III (1955) 121
- [II.2] D.K. HOLMES - Report of the Summer School on Solid State Physics, Mol (1963)
O.S. Oen, D.K. HOLMES et M.T. ROBINSON - J.Appl.Phys. 34 (1963) 302
- [II.3] V.T. BORISOV - Growth of Crystals 3 (1962) 135
- [II.4] E. MENZEL - J.Appl.Phys. 35 (1964) 721
H.O. KIRCHNER et F. STANGLER - C.R. du colloque "Anisotropic Surface Phenomena" Bruxelles 1968, p.52bis.
- [II.5] A. PONSLET - Thèse, Bruxelles 1968
- [II.6] P. HAYMANN - "Le bombardement ionique", Coll.Int. CNRS, Bellevue (1961) p.205
- [II.7] L. FRANCKEN, A. ART et O. GOCHE - J. de Microscopie 6 (1967) 16a
N. HERMANNE et A. ART - C.R. du colloque franco-suisse de microscopie électronique, Lausanne 1969, p.14a
- [II.8] L. FRANCKEN, A. ART et O. GOCHE - Phil.Mag. 15 (1967) 673
- [II.9] P.K. ROL, J.M. FLUIT et J. KISTEMAKER - Physica 26 (1960) 1000
- [II.10] V.A. MOLCHANOV et V.G. TEL'KOVSKII - Izv.Nauk SSSR Ser. Fyz. 26 (1962) 1359
- [II.11] J.M. FLUIT et P.K. ROL - Physica 30 (1964) 857
- [II.12] D. ONDERDELINDEN, F.W. SARIS et P.K. ROL - Nucl.Inst.and Meth 38 (1965) 269
- [II.13] E.S. MASKOVA, V.A. MOLCHANOV et D.D. ODINTSOV - Sov.Physics Solid State 5 (1964) 2516
- [II.14] A.L. SOUTHERN, W.R. WILLIS et M.T. ROBINSON - J.Appl.Phys. 34 (1963) 153
- [II.15] T.W. SNOUSE et L.C. HAUGHNEY - J.Appl.Phys. 37 (1966) 700
- [II.16] J.M. FLUIT, P.K. ROL et J. KISTEMAKER - J.Appl.Phys. 34 (1963) 690
- [II.17] R. BEHRISH et B.U. SCHERZER - C.R. du colloque "Anisotropic Surface Phenomena" Bruxelles 1968, P.53
- [II.18] C.H. WEIJSENFELD - Philips Res.Suppl. 2 (1967) 38
- [II.19] O.C. YONTS, C.E. NORMAND et D.E. HARRISON Jr - J.Appl.Phys. 31 (1960) 447

- [II.20] C. FERT, N. COLOMBIE, B. FAGOT et PHAN VAN CHUONG - "Le bombardement ionique" Coll.Int. CNRS, Bellevue 1961, p.67
- [II.21] A. ART - C.R. du colloque "Anisotropic Surface Phenomena" Bruxelles 1968, p.36
- [II.22] M.J. NOBES, J.S. COLLIGON et G. CARTER - J. of Materials Science 4 (1969) 730
- [II.23] A.D.G. STEWART et M.W. THOMPSON - J. of Materials Science 4 (1969) 56
- [II.24] G.K. WEHNER, R.V. STUART et D. ROSENBERG - Gen.Mills Rep. n°2243 voir aussi la réf. [9]

CHAPITRE III

- [III.1] R.S. NELSON - "Defects in crystalline Solids" vol.1 Ed North Holland Publ. C°, Amsterdam 1968
- [III.2] G.H. VINEYARD - Rendiconti Scuola Int. E. Fermi XVIII corso, Ispra 1962, ED.Academic Press N-Y, p.290
- [III.3] M.T. ROBINSON et O.S. OEN - Phys.Rev. 132 (1963) 2385
- [III.4] D.K. HOLMES - Report of Summer School on Solid State Physics, Mol (1963)
- [III.5] O.S. OEN, D.K. HOLMES et M.T. ROBINSON - J. of Appl.Phys. 34 (1963) 302
- [III.6] M. Mc.CARGO, J.A. DAVIES et F. BROWN - Can.J.Phys. 41 (1963) 1231
- [III.7] H. LUTZ et R. SIZMANN - Phys.Lett. 5 (1963)
- [III.8] M.W. THOMPSON - Phys.Lett. 6 (1963) 113
- [III.9] C. LEHMANN et P. SIGMUND - Phys.Stat.Sol. 16 (1966) 507
- [III.10] W.O. HOFER - C.R. du colloque "Anisotropic Surface Phenomena" Bruxelles 1968, p.19
- [III.11] D.E. HARRISON Jr, J.P. JOHNSON et N.S. LEVY - Appl.Phys.Lett. 8 (1966) 33
- [III.12] R. VON JAN et R.S. NELSON - Phil.Mag. 17 (1968) 1017
- [III.13] R.G. MUSKET et H.P. SMITH Jr - J.Appl.Phys. 39 (1968) 3579

- [III.14] N. BOHR - Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Sel 18 (1948)
- [III.15] G.J. DIENES et G.H. VINEYARD - Radiation effects in Solids (New-York) 1957
- [III.16] P. GOMBAS - Handbuch der Physik, édité par S. Flügge , Springer Verlag, Berlin 36 (1956) p.109
- [III.17] O.B. FIRZOV - Zh. ETF 34 (1958) 447
trad.anglaise: Sov.Phys. JETP 7 (1958) 308
- [III.18] H. ANDERSEN et P. SIGMUND - Nucl.Inst. and Meth. 38 (1965) 238
- [III.19] G.D. MAGNUSON et C.E. CARLSTON - J.Appl.Phys. 34 (1963) 3267
- [III.20] D.D. ODINTSOV - Soviet Phys. Solid State 5 (1963) 813
Fiz Tverdogo Tela 5 (1963) 1114
- [III.21] V.A. MOLCHANOV et V.G. TEL'KOVSKII - Izv.Akad.Nauk SSSR Ser Fiz 26 (1962) 1359 trad.anglaise: Bull.Acad.Sci. USSR Phys.Ser. 26 (1963) 1381
V.A. MOLCHANOV, V.G. TEL'KOVSKII et V.M. CHICHERA - DAN.SSSR 137 (1961) 58 trad.anglaise: Soviet Physics - Doklady 6 (1961) 222
- [III.22] D. ONDERDELINDEN, F.W. SARIS et P.K. ROL - Proc. of the 7th Int.Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Beograd (1965) p.157
- [III.23] E.J. ZDANUK et S.P. WOLSKY - J.Appl.Phys. 36 (1965) 1683
- [III.24] S.P. WOLSKY et E.J. ZDANUK - J.Appl.Phys. 37 (1966) 3641

CHAPITRE IV

- [IV.1] J. STARK - Physik Z 13 (1912) 937
- [IV.2] P. SIGMUND - Can.J.Phys. 46 (1968) 731
- [IV.3] P. SIGMUND - Phys.Rev. 184 (1969) 383
- [IV.4] G. DEARNALEY, B.W. FARMERY, I.V. MITCHELL, R.S. NELSON et M.W. THOMPSON - Rapport AERE - R 5672
Phil.Mag. 18 (1968) 985

