Modifications des propriétés supraconductrices et normales des nouveaux oxydes supraconducteurs $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ par bombardement ionique de forte énergie

D. Groult, J. Provost, B. Raveau, F. Studer, S. Bouffard, D. Bourgault, M. Toulemonde

► To cite this version:

D. Groult, J. Provost, B. Raveau, F. Studer, S. Bouffard, et al.. Modifications des propriétés supraconductrices et normales des nouveaux oxydes supraconducteurs $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ par bombardement ionique de forte énergie. *Revue de Physique Appliquée*, 1989, 24 (5), pp.507-512. 10.1051/rphysap:01989002405050700 . jpa-00246075

HAL Id: jpa-00246075

<https://hal.science/jpa-00246075>

Submitted on 1 Jan 1989

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.

Classification
Physics Abstracts
61.80J — 74.70

Modifications des propriétés supraconductrices et normales des nouveaux oxydes supraconducteurs $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ par bombardement ionique de forte énergie (*)

D. Groult ⁽¹⁾, J. Provost ⁽¹⁾, B. Raveau ⁽¹⁾, F. Studer ⁽¹⁾, S. Bouffard ⁽²⁾, D. Bourgault ⁽²⁾ et M. Toulemonde ⁽²⁾

⁽¹⁾ CRISMAT, ISMRA, bd du Maréchal Juin, 14032 Caen Cedex, France

⁽²⁾ CIRIL, rue Claude Bloch, 14040 Caen Cedex, France

(Reçu le 9 décembre 1988, révisé le 23 janvier 1989, accepté le 8 février 1989)

Résumé. — Les effets d'irradiation par des ions xénon de 3,5 GeV sur les propriétés supraconductrices (T_c , J_c) et normale (R) d'échantillons céramiques de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ont été étudiés. Aux faibles fluences ($\phi_i < 5 \times 10^{11}$ Xe/cm²), les mesures d'aimantation réalisées à 5 K en champ nul, indiquent une augmentation de la densité de courant critique J_c d'un facteur 3,5 pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et 2 pour $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. Aux fluences plus élevées ($\phi_i > 2 \times 10^{12}$ Xe/cm²), on observe une diminution rapide de la température critique T_c corrélée à une augmentation brutale de la résistance R dans l'état normal.

Abstract. — We have studied the effects of 3.5 GeV xénon ions on the superconducting (T_c , J_c) and normal (R) properties of polycrystalline $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ceramics. For fluences less than 5×10^{11} Xe/cm² magnetization measurements at 5 K and zero field show an increase of the critical current density J_c by a factor 3.5 for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and 2 for $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. For fluences higher than 2×10^{12} Xe/cm², the irradiation induces a drastic increase of the normal state resistivity accompanied by a drop of the superconducting transition temperature.

1. Introduction.

Les propriétés supraconductrices des nouveaux oxydes supraconducteurs $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ sont très sensibles aux écarts de stœchiométrie portant sur les réseaux anionique et cationique mais aussi aux conditions d'élaboration et de frittage [1-7]. La compréhension des mécanismes de supraconduction suppose une bonne connaissance de l'influence des défauts cristallins sur ces propriétés. Les similitudes très souvent observées entre les effets de ces défauts intrinsèques et ceux produits par irradiation montrent l'intérêt des études du comportement sous irradiation des nouveaux oxydes supraconducteurs susceptibles par ailleurs d'applications dans les réacteurs à fusion et les accélérateurs de particules.

Des expériences d'irradiation à basse température ont ainsi été réalisées par différents groupes de recherches sur les phases du type $\text{La}_{2-x}\text{M}_x\text{CuO}_4$ et

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ en utilisant des électrons [8-9], des neutrons [10-13] ou des ions de moyenne énergie ($E \approx 1$ MeV) [14-16]. La tendance générale d'augmenter la résistivité électrique et de diminuer la température critique mise en évidence pour les composés de type A15 (V_3Si , Nb_3Ge) [17] se retrouve dans tous les cas mais traduit de la part des oxydes de cuivre une sensibilité aux défauts d'irradiation beaucoup plus importante, comparable à celle des phases de Chevrel [18]. Nous avons récemment montré que la tendance peut être inversée notamment pour La_2CuO_4 irradié par des ions krypton de 3 GeV [19]. L'augmentation de T_c qui est observée apparaît corrélée à une diminution de la résistance dans l'état normal. Les résultats ont été expliqués en considérant l'existence, dans ce cas particulier, d'une compétition entre supraconductivité et ondes de densité de spin.

La nature des défauts créés par irradiation dépendant de l'énergie de la particule incidente, l'intérêt des ions lourds produits à GANIL consiste non seulement dans la possibilité de travailler avec des

(*) Expérience réalisée au laboratoire national GANIL à Caen, France.

échantillons épais mais surtout dans la possibilité de séparer l'effet des défauts créés par excitation électronique de celui des défauts produits par chocs atomiques en raison de pouvoirs d'arrêt électronique environ 2 000 fois supérieurs aux pouvoirs d'arrêt nucléaire. Nous avons donc considéré l'irradiation d'échantillons massifs des phases 1.2.3 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et 2.2.1.2 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ par des ions Xe 27 MeV/n (3,5 GeV) qui correspondent à une énergie moyenne déposée de 2 keV/Å. Les résultats obtenus font l'objet de la présente communication.

2. Techniques expérimentales.

SYNTHÈSE ET MISE EN FORME DES ÉCHANTILLONS.

— Les phases 123 et 2212 ont été irradiées sous la forme de barreaux frittés de dimensions $5 \times 1,5 \times 0,1 \text{ mm}^3$ pour tenir compte de la profondeur de pénétration des ions xénon ($R_p \approx 150 \mu\text{m}$). Ces barreaux sont préparés à partir des oxydes Y_2O_3 , Bi_2O_3 , CuO et des carbonates BaCO_3 , SrCO_3 , CaCO_3 suivant les techniques céramiques habituelles : décarbonatation du mélange des réactifs à 900°C , pastillage à froid sous 100 MPa puis chauffage à 900°C pendant 12 h en nacelle d'alumine. Après avoir été amincis à $100 \mu\text{m}$ les barreaux sont recuits à 450°C sous flux d'oxygène pendant 48 h pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, à 850°C à l'air pendant 12 h pour $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$.

CARACTÉRISATIONS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES.

— Les barreaux issus d'une même préparation sont caractérisés par diffraction X et par des mesures de la résistance entre 300 K et 77 K au moyen de 4 contacts à l'indium. La variation d'aimantation en fonction du champ appliqué est enregistrée à 5 K entre 0 et 15 kOe à l'aide d'un magnétomètre à échantillon vibrant équipé d'un cryostat à flux d'hélium.

IRRADIATIONS. — Les irradiations sont réalisées à GANIL avec un faisceau d'ions Xe de 3,5 GeV dont le flux est maintenu à une valeur voisine de $5 \times 10^8 \text{ ions.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ afin d'éviter tout échauffement des échantillons pendant l'irradiation. Celle-ci est effectuée dans un cryostat He dont la température est régulée au moyen d'une sonde CLTS. L'irradiation a lieu à 100 K, la résistance des barreaux étant mesurée *in situ* pendant des périodes d'arrêt du faisceau. Lorsque la fluence reçue par les échantillons atteint une valeur prédéterminée dans l'intervalle 10^{11} - 10^{13} Xe/cm^2 , l'irradiation est interrompue et nous procédons à un enregistrement complet des courbes résistance — température entre 100 et 5 K, la température étant mesurée au moyen d'un thermocouple cuivre-constantan. Des irradiations ont également été effectuées à 300 K à des fluences

comprises entre 10^{11} et $5 \times 10^{12} \text{ Xe/cm}^2$ afin de caractériser les échantillons irradiés par des mesures magnétiques et des examens en microscopie électronique.

3. Résultats et discussion.

Nous avons reproduit dans les figures 1 et 2 la variation des courbes R - T en fonction de la fluence ϕ_t des ions xénon en limitant toutefois cette représentation aux fluences comprises entre 10^{11} et $2 \times 10^{12} \text{ Xe/cm}^2$. Au-delà de $2 \times 10^{12} \text{ Xe/cm}^2$, on observe en effet la disparition de la supraconductivité dans la phase 2212 ce qui montre l'extrême sensibilité de ce composé aux défauts d'irradiation. Dans les deux cas, on remarquera que la température de la

Fig. 1. — Courbes R - T enregistrées *in situ* en fonction de ϕ_t pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

[*In situ* measurements of the R - T curves versus ϕ_t for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.]

Fig. 2. — Courbes R - T enregistrées *in situ* en fonction de ϕ_t pour $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$.

[*In situ* measurements of the R - T curves versus ϕ_t for $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$.]

transition supraconductrice à résistance nulle (T_c offset) décroît beaucoup plus rapidement que la température du début de la transition (T_c onset) qui conserve une valeur à peu près constante pour des fluences $\phi_t \leq 2 \times 10^{12}$ Xe/cm². Il en résulte une augmentation de la largeur δT_c de la transition comparable à celle observée lors d'irradiations par des neutrons rapides ($E > 0,1$ MeV) [11-13]. On peut l'expliquer en considérant d'une part la distribution inhomogène des dommages d'irradiation en accord avec les résultats de microscopie électronique et d'autre part la plus grande sensibilité à l'irradiation des joints de grains qui présentent un désordre structural plus important que l'intérieur des grains. On explique par là même pour $\phi_t < 2 \times 10^{12}$ Xe/cm² l'augmentation spectaculaire de la résistance dans l'état normal à 100 K ($R/R_0 = 10^3$ pour $\phi_t = 3 \times 10^{12}$ Xe/cm²) comme on peut le voir dans la figure 3 où nous avons reporté la variation relative de la résistance mesurée à 100 K en fonction de ϕ_t pour chacun des matériaux irradiés. L'évolution suit une loi exponentielle et apparaît ainsi très différente de celle des métaux classiques qui présentent comme on le sait une variation linéaire de la résistivité avec la fluence.

Fig. 3. — Variations relatives de la résistance R/R_0 (R_0 valeur initiale à 100 K) en fonction de la fluence des ions xénon.

[Relative variations of the resistance R/R_0 (R_0 being the initial value at 100 K) versus the fluence of the Xe ions.]

Aux faibles fluences ($0 \leq \phi_t \leq 2 \times 10^{12}$ Xe/cm²) on remarque toutefois que la température critique à résistance nulle (T_c offset) des phases 123 et 2212 diminue linéairement avec l'augmentation de la résistance dans l'état normal ce qui tendrait à montrer que les défauts produits par irradiation ont le même effet sur les propriétés supraconductrice et normale.

Le même comportement est observé avec des ions krypton de 3 GeV qui conduisent à des valeurs de T_c et de R qui s'alignent avec celles de xénon (Fig. 4).

Fig. 4. — Variations relatives de la température critique T_c/T_c^0 en fonction des variations relatives de la résistance dans l'état normal pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: a) barreaux frittés irradiés par des ions Kr et Xe de 3 et 3,5 GeV ; b) couches minces irradiées par des ions N, Ne, Ar d'énergie < 2 MeV (d'après A. E. White *et al.* [15] ; c) échantillons correspondant à différentes valeurs de δ (d'après les résultats des Refs. [1-7]).

[Relative variations of the critical temperature T_c/T_c^0 versus the relative variations of R in the normal state for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: a) sintered bars irradiated by 3.0 GeV-Kr and 3.5 GeV-Xe ions ; b) thin films irradiated by N, Ne and Ar ions with energies < 2 MeV (from A. E. White *et al.* [15]) ; c) samples corresponding to different values of δ (from Refs. [1-7]).]

A titre de comparaison nous avons également reproduit dans la figure 4 (courbe b) les résultats d'irradiations de couches minces de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ par des ions de plus faible énergie (≈ 1 MeV) [15] ainsi que la variation relative de T_c en fonction de celle de la résistance pour différentes valeurs de δ ($0,1 \leq \delta \leq 0,4$) [1-7] (courbe c). Dans le premier cas nous voyons que les points donnant la variation de T_c/T_c^0 en fonction de R/R_0 sont là encore alignés, quelle que soit la nature de l'ion incident (Be, N, Ne ou Ar) impliquant en conséquence le même proces-

sus de création de défauts. Dans le second cas, la distribution des points est beaucoup plus incertaine mais témoigne toutefois d'une sensibilité analogue des états supraconducteur et normal aux lacunes du réseau anionique.

Afin de mieux cerner l'influence des processus de création de défauts par perte d'énergie électronique et par perte d'énergie nucléaire, nous avons rapporté les variations relatives de T_c au nombre de déplacements par atome (dpa). Ce nombre de dpa est calculé d'après la théorie LSS [20] suivant la relation :

$$\text{dpa} = \phi_t \int_{T_d}^{T_m} N_d(T) d\sigma(E, T)$$

où $d\sigma(E, T)$ est la section efficace différentielle pour un transfert de l'énergie T entre un ion incident d'énergie E et un atome cible ou primaire. T_d correspond à l'énergie seuil de déplacement ($T_d \approx 20$ eV) et T_m est l'énergie maximum qui peut être transmise au primaire. $N_d(T)$ représente le nombre d'atomes qui peuvent être déplacés par le primaire d'énergie T . Il est calculé à partir de la relation de Kinchin et Pease [21] modifiée par Norgett *et al.* [22].

Nous montrons dans le cas des irradiations aux neutrons [13], aux électrons [8-9] et par des ions faiblement énergétiques [15] qu'une diminution de 50 % de T_c nécessite un nombre de dpa indépendant de la particule incidente et voisin de 10^{-2} dpa. Il correspond à un processus de création de défauts par chocs élastiques affectant vraisemblablement le réseau des oxygènes pour lesquels on calcule une section efficace de déplacement de 26 barns [9]. Le même calcul conduit dans le cas des phases A15 (Nb_3Ge) et de Chevrel (PbMo_6S_8) à 10^{-1} et 3×10^{-2} respectivement [23].

Dans le cas du xénon qui implique comme nous l'avons précisé plus haut un pouvoir d'arrêt électronique 2 000 fois plus élevé que le pouvoir d'arrêt nucléaire, nous montrons que la même variation de T_c correspond pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ à un nombre de dpa de 5×10^{-5} , mettant très nettement en évidence l'influence prépondérante de la perte d'énergie par excitation électronique et/ou ionisation dans le mécanisme de création de défauts.

L'observation en microscopie électronique haute résolution de traces discontinues de défauts étendus dans des micro-cristaux de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ irradiés par du xénon à $\phi_t = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, confirme ce résultat. La structure de ces défauts apparaît en effet identique à celle observée dans des isolants magnétiques $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ et ZnFe_2O_4 [24-25] lorsque l'énergie déposée par chocs électroniques demeure inférieure à la valeur seuil nécessaire à la formation de traces latentes continues cylindriques [26]. Elle peut être due suivant le modèle de Dartyge *et al.* [27] aux

fluctuations statistiques de l'énergie déposée qui implique le regroupement des défauts primaires en défauts étendus si leur concentration dépasse localement une valeur critique. Ces défauts étendus produits par perte d'énergie électronique constituent autant de points d'ancrage des tubes de flux (vortex) et expliquent l'augmentation de la densité de courant critique J_c qui est observée tant que la concentration des défauts reste inférieure à une valeur seuil correspondant à une fluence $\phi_t < 2,5 \times 10^{11} \text{ Xe/cm}^2$ pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et $\phi_t < 10^{11} \text{ Xe/cm}^2$ pour $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Fig. 5).

Fig. 5. — Variations relatives de la densité de courant critique J_c/J_{c0} à 5 K, $H = 0$ en fonction de la fluence des ions xénon.

[Relative variation of the critical current density J_c/J_{c0} at 5 K, $H = 0$ versus the fluence of the Xe ions.]

Les valeurs de J_c ont été déduites des courbes d'aimantation à l'aide de la relation généralisée de Bean [28] :

$$J_c = \frac{10}{e} \left(\frac{3\ell}{3\ell - e} \right) (M_+ - M_-)$$

où M_+ et M_- représentent l'aimantation des échantillons (emu/cm^3) en champ croissant et décroissant ; ℓ et e sont respectivement la largeur et l'épaisseur des barreaux ; on remarquera dans la figure 5 que la valeur maximum de J_c ($J_c/J_{c0} = 3,5$) correspond dans le cas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ à une variation très faible de T_c ($\Delta T_c = 1$ K) contrairement à ce qui se passe avec les neutrons qui provoquent, pour une même augmentation de J_c une diminution de T_c supérieure à 5 K. Les temps d'irradiation sont par ailleurs très différents : 3 j pour les neutrons avec un flux de $4 \times 10^{12} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, 4 min pour le xénon avec un flux de $10^9 \text{ Xe.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Il faut toutefois se garder, s'agissant d'échantillons

frittés inhomogènes, d'identifier le courant critique déduit des courbes d'aimantation au courant critique de transport. Il a été montré que le flux commence à pénétrer dès que le champ appliqué atteint quelques Gauss [29]. Les courants d'écrantages diamagnétiques circulant autour de l'échantillon ne peuvent pas atteindre des valeurs assez élevées pour que le flux soit expulsé de l'ensemble de l'échantillon. Cette limitation du courant critique est due aux jonctions Josephson existant entre les grains de la céramique. Leur existence a été mise en évidence d'abord dans $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [30] puis dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. L'effet SQUID dû à ces jonctions a d'ailleurs été montré aussi bien dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ que dans les supraconducteurs haute T_c au thallium [31]. Ainsi, lorsqu'on enregistre une courbe d'aimantation on passe progressivement d'un régime où les courants d'écrantages circulent autour de l'échantillon (champ faible) à un régime de courants d'écrantages circulant autour de chaque grain. On ne peut donc pas identifier le courant critique déduit des courbes d'aimantation et le courant critique de transport. Les résultats rapportés ici permettent de suivre l'influence des défauts produits par l'irradiation aux ions lourds sur le courant critique propre au grain.

4. Conclusion.

Ce travail constitue à notre connaissance la première étude du comportement sous irradiation du nouvel oxyde supraconducteur $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. L'extrême sensibilité de cet oxyde aux défauts induits par excitation électronique est très nettement mise en évidence : la destruction de la supraconductivité se produit en effet pour une dose inférieure à 10^{-4} dpa ; elle s'accompagne d'une augmentation drastique de la résistance dans l'état normal ($R/R_0 > 10^2$) liée à une transition métal-isolant. Un tel comportement pourrait être corrélé au désordre structural portant notamment sur les couches $[(\text{BiO}_y)_2]$ encore mal définies actuellement.

Une augmentation de la densité de courant critique mesurée par aimantation a été observée à faible fluence sans modification notable de l'état supraconducteur. La comparaison de nos résultats avec ceux publiés par d'autres laboratoires pour des particules plus légères montre que le pouvoir d'arrêt électronique des ions lourds énergétiques intervient de façon déterminante dans le processus de création de défauts en accord avec nos observations de microscopie électronique.

Bibliographie

- [1] TARASCON J. M., BARBOUX P., BAGLEY B. G., GREEN L. H., MCKINNON M. R. et HULL G. W., *Chem. high T_c supercond.*, *ACS Symp. Ser.* **351** (1987) 198.
- [2] RAVEAU B., MICHEL C., HERVIEU M. et PROVOST J., *Physica B. C*, special issue (Interlaken) Feb. 1988.
- [3] CAVA R. J., BATLOGG B., RAMIREZ P., WERDER D., CHEN C. H., RIETMAN E. A. et ZAHURAK S. M., *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **99** (1988) 19.
- [4] HERVIEU M., MICHEL C., DOMENGÈS B., LALIGANT Y., LEBAIL A., FERÉY G. et RAVEAU B., *Mod. Phys. Lett.* **2** (1988) 491.
- [5] HERVIEU M., DOMENGÈS B. et RAVEAU B., *J. Microsp. Spect. Electron.* **13** (1988) 279.
- [6] HERVIEU M., MAIGNAN A., MARTIN C., MICHEL C., PROVOST J. et RAVEAU B., *J. Solid State Chem.* **75** (1988) 212.
- [7] HAZEN R. M., FINGER L. W., ANGEL R. J., PREWITT C. T., ROSS N. L., HADIDIACOS C. G., HEANEY P. J., VEBLEN R. D., SHENG Z. Z., ALI A. E. et HERMANN A. M., *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 1657 ; **60** (1988) 1174.
- [8] RULLIER-ALBENQUE F., PROVOST J., STUDER F., GROULT D. et RAVEAU B., *Solid State Commun.* **66** (1988) 417.
- [9] STRITZKER B., ZANDER W., DWORSCHAK F., POPPE U. et FISCHER K., *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **99** (1988) 491.
- [10] UMEZAWA A., CRABTREE G. W., LIU J. Z., WEBER A. W., KWOK W. K., NUNEZ L. H., MORAN T. J., SOWERS C. H. et CLAUS H., *Phys. Rev. B* **36** (1987) 7151.
- [11] KUPFER H., APFELDSTEDT I., SCHAUER W., FLUKIGER R., MEIR-HIRMER R., WUHL H. et SCHEURER H., *Z. Phys. B* **69** (1987) 167.
- [12] COST J. R., WILLIS J. O., THOMPSON J. D. et PETERSON D. E., *Phys. Rev. B* **37** (1988) 1563.
- [13] MULLER P., GERSTENBERG H., FISCHER M., SCHINDLER W., STROBEL J., SAEMANN-ISCHENKO G. et KAMMERMEIER H., *Solid State Commun.* **65** (1988) 223.
- [14] CLARK G. J., MARWICK A. D., KOCH R. H. et LAIBOWITZ R. B., *Appl. Phys. Lett.* **51** (1987) 139 ; **51** (1987) 1462.
- [15] WHITE A. E., SHORT K. T., JACOBSON D. C., POATE J. M., DYNES R. C., MANKIEWICH P. M., SKOCPOL W. J., HOWARD R. E., ANZLOVAR M., BALDWIN K. W., LEVI A. F., KWO J. R., HSICH T. et HONG M., *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **99** (1988) 351.
- [16] MEYER O., EGNER B., XIONG G. C., LINKER G. et GEERK J., 6th Int. Conf. of Ion Beam Modif. of Mat. (Tokio) June 1988.
- [17] RULLIER-ALBENQUE F., *Ann. Chim. Franc.* **12** (1987) 573.
- [18] HERTEL G., ADRIAN A., BIEGER J., NOLSCHER C., SOLDNER L. et SAEMANN-ISCHENKO G., *Phys. Rev. B* **27** (1983) 212.

- [19] GROULT D., PROVOST J., RAVEAU B., STUDER F., BOUFFARD S., JOUSSET J. C., LEWANDOWSKI S. J., TOULEMONDE M. et RULLIER-ALBENQUE F., *Europhys. Lett.* **6** (1988) 151.
- [20] LINDHARD J., SCHARFF M. et SCHIOT H. E., *Mat. Fys. Medd. Dann. Vid. Selsk* **33** (1963) 14.
- [21] KINCHIN G. H. et PEASE R. S., *Rep. Prog. Phys.* **18** (1955) 1.
- [22] NORGETT N. J., ROBINSON M. T. et TORRENS J. M., *Nucl. Eng. Des.* **33** (1975) 50.
- [23] GEERK J., LINKER G., MEYER O., POLITIS C., RATZEL F., SMITHEY R., STREHLAU B. et XIONG G. C., *Z. Phys. B* **67** (1987) 507.
- [24] HOUPERT C., HERVIEU M., STUDER F., GROULT D. et TOULEMONDE M., *Nucl. Instrum. Methods B* **32** (1988) 393.
- [25] HOUPERT C., STUDER F., GROULT D. et TOULEMONDE M., 6th Int. Conf. of Ion Beam Modif. of Mat. (Tokyo) June 1988.
- [26] TOULEMONDE M., FUCHS G., NGUYEN N., STUDER F. et GROULT D., *Phys. Rev. B* **35** (1987) 6560.
- [27] DARTYGE E. et SIGMUND P., *Phys. Rev. B* **32** (1985) 5249.
- [28] BEAN C. P., *Rev. Mod. Phys.* **36** (1964) 31.
- [29] SULPICE M., LEJAY P., TOURNIER R. et CHAUSSY J., *Europhys. Lett.* **7** (1988) 365.
- [30] ESTÈVE D., MARTINIS J. M., URBINA C., DEVORET M. H., COLLIN G., MONOD P., RIBAUT M. et REVCOLEVSCHI A., *Europhys. Lett.* **3** (1987) 1237.
- [31] ROBBES D., LAM CHOK SING M., MONFORT Y., BLOYET D., PROVOST J., RAVEAU B., *Appl. Phys. Lett.* (to be published) mars 1989.
-