



**HAL**  
open science

## Système de mesure de l'énergie d'électrons rétrodiffusés en fonction de l'angle d'émission

Pascal Gérard, Jean-Louis Balladore, Henri Pinna, Abdelghafour Ouabbou,  
Jean-Paul Martinez

► **To cite this version:**

Pascal Gérard, Jean-Louis Balladore, Henri Pinna, Abdelghafour Ouabbou, Jean-Paul Martinez. Système de mesure de l'énergie d'électrons rétrodiffusés en fonction de l'angle d'émission. Journal de Physique III, 1992, 2 (6), pp.1015-1027. 10.1051/jp3:1992175 . jpa-00248788

**HAL Id: jpa-00248788**

**<https://hal.science/jpa-00248788v1>**

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

Classification

Physics Abstracts

06.70 — 79.20K — 34.80

## Système de mesure de l'énergie d'électrons rétrodiffusés en fonction de l'angle d'émission

Pascal Gérard, Jean-Louis Balladore, Henri Pinna, Abdelghafour Ouabbou et Jean-Paul Martinez

Centre d'Elaboration des Matériaux et d'Etudes Structurales, Laboratoire Propre du CNRS lié par convention à l'Université Paul Sabatier, BP 4347, 31055 Toulouse Cedex, France

(Reçu le 16 décembre 1991, accepté le 28 février 1992)

**Abstract.** — We present in this paper an experimental device for determining for an electron beam incident normal to a target, the angular and energetic backscattered electron distribution as a function of the emission angle. We use as detector a semiconductor diode cooled to a temperature of 100 K by liquid nitrogen. This detector can be moved around the target. The first results show that this device enables us to obtain the energy spectrum of electrons backscattered at different angles to the incident beam axis. From these measurements we have calculated the total angular and energy distributions ; the result is in good agreement with those obtained by other authors.

### 1. Introduction.

Nous présentons un dispositif expérimental de mesure permettant de déterminer, pour un faisceau parallèle d'électrons monocinétiques tombant sous incidence normale sur une cible, les distributions angulaire et énergétique des électrons rétrodiffusés dans différentes directions.

De nombreux travaux antérieurs [1-3] ont porté sur la détermination expérimentale, à basse énergie (5-40 keV), du coefficient de rétrodiffusion et de la distribution énergétique totale des électrons rétrodiffusés par divers matériaux. En modifiant la position de la cible par rotation autour d'un axe d'autres auteurs ont déterminé la répartition énergétique des électrons rétrodiffusés dans un angle donné [4-7]. Dans ces montages le détecteur reste en position fixe. En inclinant la cible, on fait varier l'angle de détection des électrons rétrodiffusés mais ceci s'accompagne d'un changement de l'angle d'impact du faisceau incident. Par conséquent, ce type de dispositif ne permet pas l'étude de la répartition énergétique et angulaire des électrons rétrodiffusés pour une direction d'impact du faisceau incident constante par rapport à la cible.

L'une des originalités du montage présenté dans cette publication réside dans la possibilité d'étudier la répartition énergétique des électrons rétrodiffusés en conservant une direction normale à la cible pour le faisceau incident. Ceci est rendu possible grâce à la mobilité du

système de détection. Ainsi ce dispositif permet l'étude systématique de la distribution en énergie des électrons rétrodiffusés, en fonction de leur angle d'émission.

D'autre part nous avons utilisé un détecteur à semi-conducteur (diode PIN) dispositif généralement employé en spectroscopie X. Son emploi pour la détection d'électrons dont l'énergie est comprise entre 10 et 40 keV a nécessité la réalisation d'un dispositif électronique de mesure spécial.

## 2. Dispositif expérimental.

**DISPOSITIF MÉCANIQUE.** — Afin de réaliser une telle expérience, la sonde est produite à l'aide d'un microscope à balayage Cambridge type Stéréoscan 250 MK3 fournissant un faisceau d'électrons d'énergie comprise entre 10 et 40 keV. Par un choix convenable des conditions de travail du système optique nous obtenons un faisceau parallèle d'électrons dont l'ouverture est estimée inférieure à  $2 \times 10^{-3}$  radians. On peut ainsi fixer avec précision la direction des particules incidentes. L'ensemble de détection et de mesure, placé sur une porte de la chambre d'observation du microscope, comprend les éléments suivants (Fig. 1) :

— un barillet porte-cible (numéro 2 sur le schéma) sur lequel sont disposés les échantillons (7) et une cage de Faraday (6), permettant une mesure de l'intensité du faisceau incident. L'ensemble mobile autour d'un axe est entraîné par un système de moteur pas à pas (8) ;

— le détecteur à semi-conducteur (3) est une diode PIN (SiLi). Placé sur un bras en rotation autour du point d'impact, on peut, pour un angle  $\theta$  mesuré par rapport à la direction du faisceau incident, déterminer la répartition énergétique des électrons rétrodiffusés dans la direction  $\theta$ . Notons que les contraintes technologiques ne nous permettent d'effectuer des mesures que pour des angles  $\theta$  compris entre 5 et 75°. L'angle solide sous lequel les particules pénètrent dans le détecteur est de  $9 \times 10^{-4}$  stéradians ;

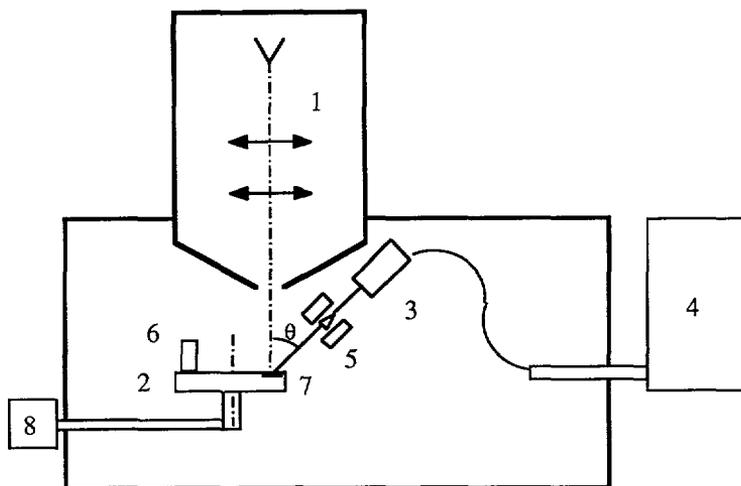


Fig. 1. — Représentation schématique du montage dans la chambre d'observation du microscope à balayage (n° 1 sur le schéma). 2 : barillet porte-cible. 3 : détecteur. 4 : système de refroidissement. 5 : déflecteur magnétique. 6 : cage de Faraday. 7 : échantillon. 8 : système de moteur pas à pas.

[Experimental device situated in the observation chamber of the scanning electron microscope (n° 1). 2 : target pivoting support. 3 : detector. 4 : cooling system. 5 : deflection system. 6 : Faraday cup. 7 : sample. 8 : motors.]

— un système de refroidissement à circulation d'azote (4) fixé au détecteur permet d'abaisser la température de celui-ci à 100 K ;

— un ensemble mécanique relié à deux moteurs pas à pas assurant pour l'un, le positionnement du bras de commande du détecteur suivant l'angle d'étude choisi, pour l'autre, le placement d'un échantillon ou de la cage de Faraday sous la sonde.

DISPOSITIF ÉLECTRONIQUE. — Le schéma de principe du montage électronique est présenté sur la figure 2.

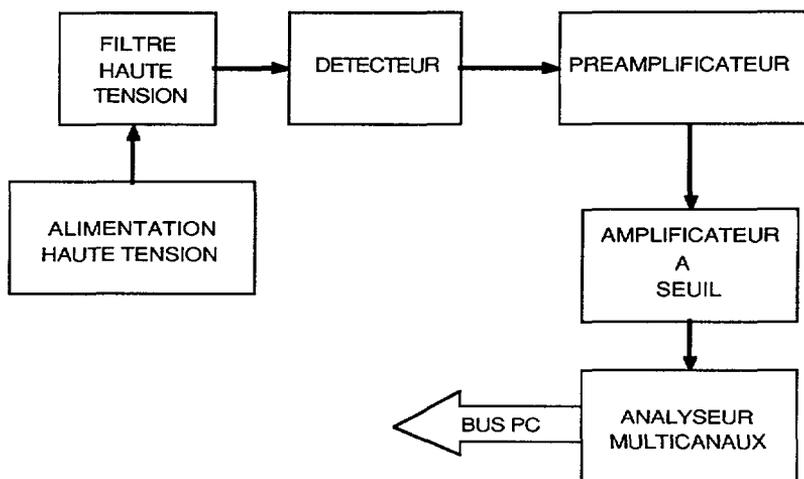


Fig. 2. — Schéma de principe du montage électronique.

[Block diagram of electronic setup.]

En premier lieu, nous nous intéresserons à la description et au fonctionnement du détecteur à semi-conducteur considéré comme l'élément principal du dispositif électronique. Il est constitué par une diode PIN (SiLi) dont la région intrinsèque de la jonction est une zone compensée en lithium de 3 mm de profondeur. La tension de polarisation inverse est de 100 V par mm de zone compensée. Une fenêtre d'entrée composée d'un film d'or de 20 nm d'épaisseur assure le contact métallique de la jonction. Elle précède une couche morte de 100 nm de silicium.

Lorsqu'une particule pénètre dans la région intrinsèque de la diode, zone utile à la détection, elle perd son énergie par ionisation du milieu qu'elle traverse. Les paires « électron-trou » ainsi créées vont être séparées par le champ électrique que produit la polarisation inverse aux bornes du détecteur. Chaque charge sera collectée sur l'électrode correspondante de la jonction. Nous aurons ainsi une relation directe entre la charge collectée et l'énergie perdue par la particule incidente.

Compte tenu de la gamme d'énergie étudiée, 10 à 40 keV les électrons ont une faible profondeur de pénétration (de l'ordre de 15  $\mu\text{m}$  pour le silicium à 40 keV). Le choix d'une épaisseur de 3 mm nous permet de pouvoir utiliser notre système pour détecter des rayonnements X pour lesquels le comportement de la diode est bien connu et de corrélérer ces mesures avec celles obtenues pour des électrons. Afin d'augmenter la tension de sortie du préamplificateur de charge à FET refroidi et pulsé la capacité de contre-réaction est pratiquement réduite aux capacités parasites. On peut estimer dans ces conditions que la

tension à la sortie du détecteur est de l'ordre de 1,5 mV pour une énergie incidente des électrons de 10 keV.

La résolution du détecteur refroidi à 100 K atteint en photons X 240 eV lorsqu'il est placé dans un cryostat de conditionnement. Cette résolution a été mesurée avec la raie  $K_{\alpha}$  du manganèse. Cette valeur passe à 350 eV lorsque le détecteur est positionné dans le microscope. Nous attribuons cette dégradation au fait que la diode est alors soumise à des vibrations qui augmentent le bruit microphonique. La résolution atteint 700 eV pour des électrons dont l'énergie s'étend de 25 à 40 keV ; elle passe à 1,4 keV entre 10 et 25 keV pour être voisine de 2 keV pour une énergie inférieure à 10 keV. Ces performances seront analysées et commentées dans une publication à paraître.

Le refroidissement de la diode PIN améliore sa résolution en énergie en réduisant le bruit électronique et le courant de génération thermique des porteurs dans la zone intrinsèque. Le temps de collection des porteurs est également réduit ce qui diminue le nombre de recombinaisons [8, 9].

Un préamplificateur traduit sous forme d'une tension, la variation de charge induite dans le détecteur. Nous utilisons un préamplificateur à contre-réaction optoélectronique pulsé qui permet une détection des particules avec un taux de comptage élevé (10 000 coups/seconde). Nous n'avons pas opté pour une contre-réaction résistive car dans ce cas nous serions alors limités par le temps de décharge important de la capacité de contre-réaction, ce qui diminue les performances de détection à taux de comptage élevé. Le signal fourni par le préamplificateur dans le cas de la contre-réaction pulsée présente une succession de paliers dont chacun correspond à la charge due à une particule détectée.

La fonction de l'amplificateur principal est d'obtenir un signal de forme voisine d'une gaussienne qui puisse être traité par le convertisseur analogique numérique et qui conduise à un rapport signal sur bruit optimal. Un filtre dérivateur unique constituant le premier étage de l'amplificateur transforme le signal en sortie du préamplificateur en une série d'impulsions qui sont à leur tour transformées en semi-gaussiennes par quatre filtres actifs intégrateurs.

Le convertisseur analogique numérique, type Wilkinson, fournit une information proportionnelle à l'amplitude de chaque gaussienne, celle-ci sera alors classée dans le canal correspondant par l'analyseur multicanaux.

**SYSTÈME DE COMMANDE.** — L'automatisation de la manipulation a été conçue et réalisée au laboratoire ; elle est divisée en deux parties distinctes.

Une partie concerne l'acquisition et l'enregistrement des spectres d'énergie. Pour cela nous utilisons une carte électronique commerciale, type « Ortec », reliée au détecteur par l'intermédiaire de la chaîne électronique.

L'autre partie, réalisée à l'aide d'une carte fabriquée au laboratoire, permet la gestion des asservissements de position des moteurs pas à pas, ainsi que la mesure de la température du détecteur et de l'intensité du courant détecté par la cage de Faraday.

Ces deux cartes sont implantées dans le micro-ordinateur compatible assurant la gestion de la manipulation.

### 3. Tests du dispositif.

Afin de tester la sensibilité et la résolution du système dans la gamme d'énergie 10-40 keV, nous avons mesuré le spectre d'énergie de la sonde électronique tombant directement sous incidence normale sur la fenêtre d'entrée du détecteur, celui-ci étant fixé sur le porte-cible à la place d'un échantillon. Les spectres obtenus sont présentés figure 3. Les différents pics correspondent à des énergies des électrons incidents de 10, 20, 30 et 40 keV.

On constate pour les tensions inférieures à 20 keV un décalage du maximum vers des

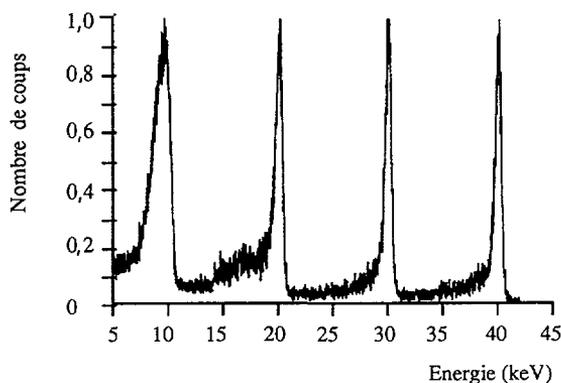


Fig. 3. — Spectres d'énergie normalisés d'électrons « monocinétiques » tombant directement sur le détecteur.

[Normalised energy spectra of monokinetic electrons falling directly on the window of the detector.]

énergies plus faibles qui est dû à la constitution de notre détecteur. A la traversée de la couche d'or servant de contact et de la couche morte de silicium les électrons perdent de l'énergie avant d'être détectés dans la zone intrinsèque de la diode. Il en résulte un déplacement du pic de distribution en énergie de ces électrons. Ce décalage s'accompagne d'un élargissement du pic ce qui contribue à limiter la résolution de notre système de détection. Ce phénomène s'accroît pour les faibles énergies, comme le montrent les courbes des figures 3 ; en particulier pour une énergie incidente de 10 keV, le pic est déplacé à 9,4 keV.

En supposant le faisceau incident parfaitement monocinétique, nous avons effectué une simulation à l'aide d'une méthode de Monte Carlo, décrite lors de la présentation de travaux antérieurs [10], de l'énergie des électrons transmis après la traversée de 20 nm d'or suivis de 100 nm de silicium pour des énergies incidentes allant de 10 à 40 keV. La figure 4 permet de comparer à 10 keV les résultats des calculs (courbe b) à nos valeurs expérimentales (courbe a). Nous pouvons ainsi vérifier que le déplacement est bien dû aux pertes d'énergie dans l'or et le silicium. Dans nos analyses ultérieures et en particulier lorsque nous comparerons nos résultats à diverses théories nous devons tenir compte de ce phénomène. Nous pouvons également évaluer sur cette courbe la résolution énergétique de notre système à 1,9 keV pour une énergie incidente de 10 keV.

#### 4. Analyse des spectres d'énergie obtenus.

Nous présentons les résultats expérimentaux concernant les distributions angulaire et énergétique des électrons rétrodiffusés par un échantillon d'or massif, d'épaisseur nettement supérieure à la valeur du parcours entier pour l'or qui est de 1,7  $\mu\text{m}$  pour une énergie incidente de 40 keV [11].

Nous avons fait les acquisitions d'histogrammes pour un angle de détection variant entre 5 et 75° par rapport à la direction incidente avec un pas de variation de 10°. La figure 5 donne un exemple d'un spectre obtenu (a). Il correspond à la superposition de trois phénomènes : la détection des électrons rétrodiffusés par la cible, celle du fond continu des rayons X (b), ainsi que l'enregistrement parasite du bruit électronique de la diode PIN et de sa chaîne électronique (c et d).

**BRUIT ÉLECTRONIQUE.** — A basse énergie, le bruit électronique dû à la chaîne de mesure apparaît sous la forme d'un pic centré à 2 keV et ce quels que soient la nature de la cible,

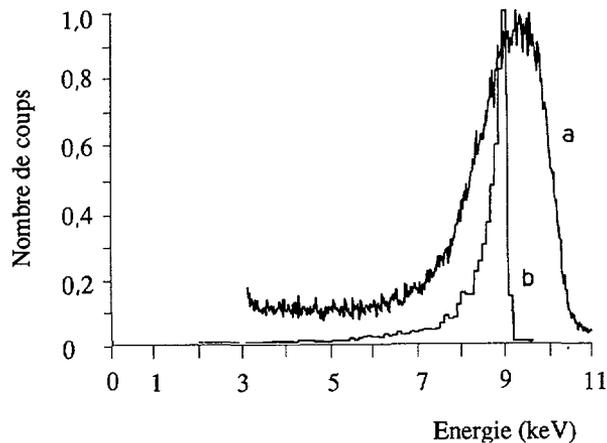


Fig. 4. — Courbe a : spectre représentant la détection d'un faisceau d'électrons de 10 keV tombant sous incidence normale sur la fenêtre d'entrée de la diode. Courbe b : résultat d'une simulation de Monte Carlo pour un faisceau d'électrons incident de 10 keV après la traversée de 20 nm d'or suivis de 100 nm de silicium.

[Curve a : normalised energy spectrum for the detection of 10 keV monokinetic electrons falling directly on the window of the detector. Curve b : energy distribution of transmitted electrons, for a sample composed by Au film (thickness 20 nm) coating on an Si film (thickness 100 nm), computed by Monte Carlo simulation for  $E_0 = 10$  keV.]

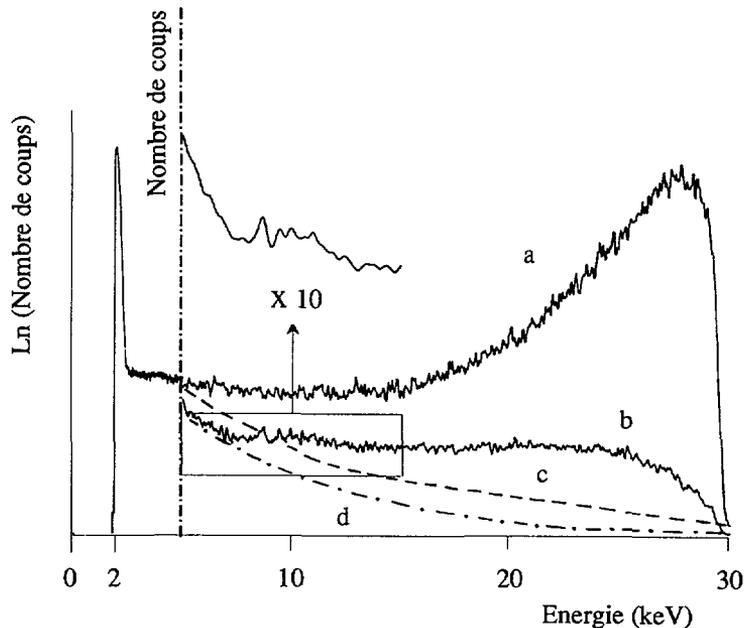


Fig. 5. — Exemple de spectre d'électrons rétrodiffusés par une cible d'or. Energie des électrons incidents  $E_0 = 30$  keV. Courbe a : spectre obtenu. Courbe b : spectre dû au rayonnement X. Courbes c et d : bruit électronique de la diode PIN lors des enregistrements des courbes a et b.

[Typical experimental spectrum for backscattered electrons by bulk Au sample,  $E_0 = 30$  keV. Curve a : spectrum obtained. Curve b : Bremsstrahlung spectrum. Curve c and d : electronic background.]

l'angle de détection  $\theta$  et l'énergie incidente  $E_0$  choisis. A ce pic s'ajoute un bruit qui, pour les canaux correspondant aux énergies comprises entre  $0,2 E_0$  et  $E_0$ , peut se représenter à l'aide d'une exponentielle décroissante. Les paramètres de cette exponentielle varient selon l'angle d'étude et seront donc calculés pour chaque spectre.

**RAYONNEMENT X.** — Au cours des collisions inélastiques avec les électrons du corps irradié, la perte d'énergie  $\Delta E$  d'un électron incident peut se traduire par l'émission d'un photon X d'énergie  $h\nu = \Delta E$ . Ce phénomène conduit à l'apparition d'un spectre de raies caractéristique du matériau cible. D'autre part, le ralentissement des électrons incidents dans les forts champs électromagnétiques des noyaux des atomes de la cible est également à l'origine d'une émission de rayons X. Ce rayonnement X dit de freinage apparaît sous forme d'un spectre continu d'énergie dont le maximum correspond approximativement aux  $2/3$  de l'énergie des électrons incidents.

Pour mesurer ces différents spectres nous avons réalisé l'expérience suivante. Sans modifier la distance entre le détecteur et la cible nous avons fixé sur le bras de déplacement entre la cible et la diode PIN un déflecteur magnétique constitué de 2 bobines placées de part et d'autre de l'axe de détection (n° 5, Fig. 1). Ainsi nous pouvons dévier le faisceau d'électrons rétrodiffusés avant qu'ils ne soient détectés et enregistrer, pour chaque angle d'étude choisi, le spectre dû aux X.

Le spectre de raies caractéristiques a une intensité très faible par rapport aux spectres dus au rayonnement de freinage et aux électrons. En effet le détecteur n'a pas été conçu ni positionné dans notre montage pour une mesure optimale du signal X. Cependant en agrandissant l'échelle dans le domaine des basses énergies on peut mettre en évidence quelques raies caractéristiques de l'or. Dans les figures qui suivent nous ne ferons plus apparaître ce signal car nous nous intéressons uniquement à la distribution énergétique des électrons rétrodiffusés.

Nous présentons, figure 6 pour un angle d'étude de  $5^\circ$  les spectres avant (courbe a) et après substitution (courbe  $\alpha$ ) du bruit électronique (courbe c). La même opération est réalisée sur

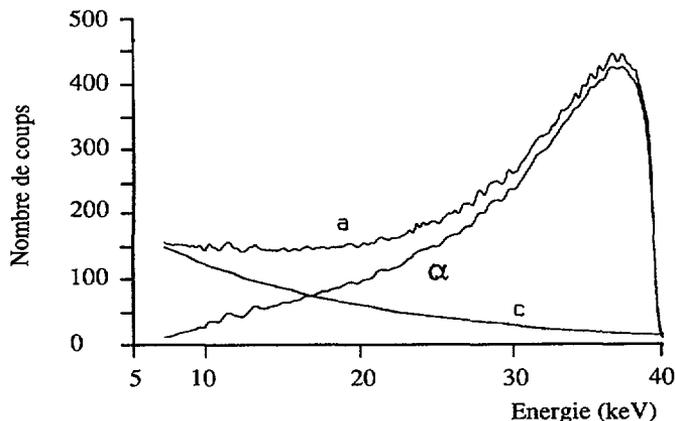


Fig. 6. — Courbe a : spectre expérimental obtenu, faisceau d'électrons rétrodiffusés non dévié. Courbe  $\alpha$  : spectre obtenu après élimination du bruit électronique représenté par la courbe c.  $E_0 = 40$  keV, cible d'or, direction d'analyse  $\theta = 5^\circ$ .

[Curve a : experimental spectrum, backscattered electron beam not deviated. Curve  $\alpha$  : spectrum obtained, after elimination of electronic background which is represented by curve c.  $E_0 = 40$  keV, analysis angle of  $5^\circ$ , bulk Au.]

le spectre de rayons X (Fig. 7). Après ces opérations à partir des courbes  $\alpha$  et  $\beta$  des figures 6 et 7 les spectres de la figure 8 sont obtenus avant ( $\alpha$ ) et après ( $s$ ) suppression du fond continu ( $\beta$ ).

Pour des angles de détection de 5, 45 et 65° la figure 9 montre les spectres dus au rayonnement de freinage seul. Le maximum pour ces trois acquisitions est centré aux environs de 30 keV soit 0,75  $E_0$  ce qui est en accord avec la théorie [12, 13, 14].

La figure 10 illustre la distribution énergétique des électrons rétrodiffusés détectés dans l'angle solide de la diode après extraction du bruit et des X pour les mêmes angles d'analyse 5°

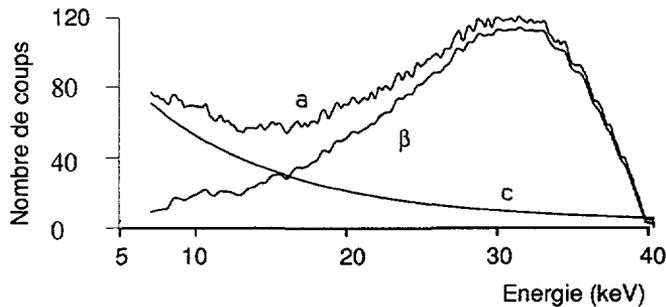


Fig. 7. — Courbe  $a$  : spectre expérimental dû au rayonnement de freinage obtenu après déflexion du faisceau d'électrons rétrodiffusés. Courbe  $\beta$  : spectre obtenu après élimination du bruit électronique représenté par la courbe  $c$ . Cible d'or,  $E_0 = 40$  keV, direction d'analyse  $\theta = 5^\circ$ .

[Curve  $a$  : experimental Bremsstrahlung spectrum obtained after deviation of backscattered electron beam. Curve  $\beta$  : spectrum obtained, after elimination of electronic background which is represented by curve  $c$ .  $E_0 = 40$  keV, analysis angle of  $5^\circ$ , bulk Au.]

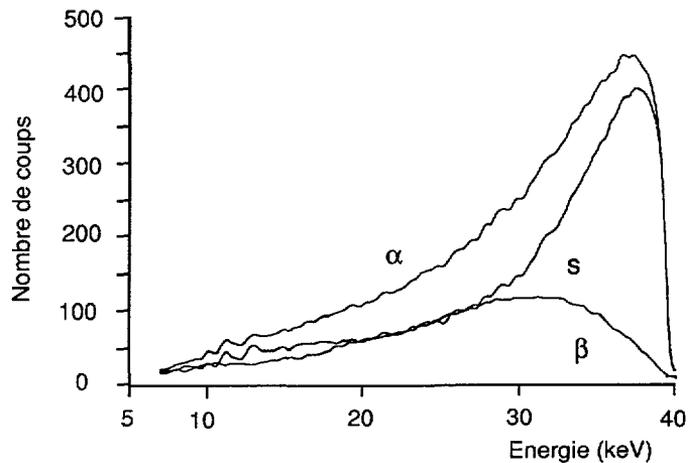


Fig. 8. — Courbe  $\alpha$  : spectre obtenu après élimination du bruit électronique, faisceau d'électrons rétrodiffusés non dévié. Courbe  $\beta$  : spectre obtenu après élimination du bruit électronique, faisceau d'électrons rétrodiffusés dévié. Courbe  $s$  : spectre des électrons rétrodiffusés obtenu par différence entre les courbes  $\alpha$  et  $\beta$ . Cible d'or,  $E_0 = 40$  keV, direction d'analyse  $\theta = 5^\circ$ .

[Curve  $\alpha$  : spectrum obtained, after the elimination of background electronic, backscattered electron beam not deviated. Curve  $\beta$  : spectrum obtained, after the elimination of electronic background, backscattered electron beam deviated. Curve  $s$  : backscattered electron spectrum obtained as the difference between curves  $\alpha$  and  $\beta$ .]

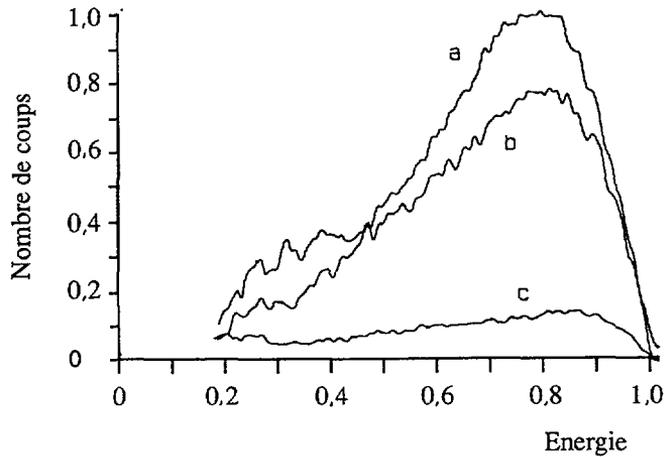


Fig. 9. — Spectres normalisés dus au rayonnement de freinage pour des angles d'analyse de 5° (a), 45° (b) et 65° (c). Cible d'or,  $E_0 = 40$  keV.

[Normalised bremsstrahlung spectra for various analysis angles of 5° (a), 45° (b), 65° (c).  $E_0 = 40$  keV, bulk Au.]

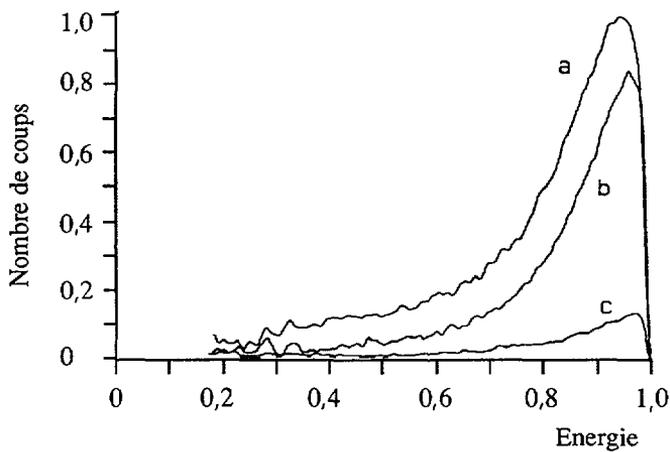


Fig. 10. — Spectres normalisés obtenus après traitement pour des angles d'analyse de 5° (a), 45° (b) et 65° (c). Cible d'or,  $E_0 = 40$  keV.

[Normalised backscattered electron spectra, obtained after treatment, for various analysis angles of 5° (a), 45° (b), 65° (c).  $E_0 = 40$  keV, bulk Au.]

(a), 45° (b) et 65° (c). Ces spectres étant obtenus pour une même intensité incidente la comparaison entre ces trois résultats met en évidence la dépendance du nombre et de l'énergie des électrons rétrodiffusés en fonction de l'angle de détection.

##### 5. Distributions angulaire et énergétique pour un échantillon massif d'or pour une énergie incidente $E_0$ de 40 keV.

Afin de pouvoir comparer nos mesures à celles obtenues par d'autres auteurs, nous avons déterminé les distributions angulaire et énergétique totale des électrons rétrodiffusés.

DISTRIBUTION ANGULAIRE. — Compte tenu du bruit électronique et du faible nombre d'électrons rétrodiffusés dont l'énergie est comprise entre 0 et  $0,2 E_0$ , nous n'analyserons nos histogrammes que pour les canaux correspondant au domaine d'énergie allant de  $0,2 E_0$  à  $E_0$ . Pour un spectre obtenu dans une direction  $\theta$  le nombre d'électrons rétrodiffusés  $N_R$ , s'obtient en sommant le nombre de coups par canal :

$$N_R = \sum_{i=0,2E_0}^{E_0} N_i. \quad (1)$$

A partir de résultat il est possible de déterminer la fonction de distribution angulaire  $F_R(\theta)$  des électrons rétrodiffusés dans la direction  $\theta$ , définie comme suit :

$$F_R(\theta) = \frac{1}{\Delta\omega} \frac{N_R(\theta)}{N_0} \quad (2)$$

où  $\Delta\omega$ ,  $N_R(\theta)$ ,  $N_0$  sont respectivement l'angle solide de détecteur, le nombre d'électrons rétrodiffusés dans la direction  $\theta$ , le nombre d'électrons incidents. Nous présentons nos résultats expérimentaux de la fonction normalisée  $F_{RN}(\theta)$  définie comme étant le rapport  $F_R(\theta)/F_R(0^\circ)$ . Nous avons aussi reporté les modèles analytiques de Kanter [15] et de Soum [16] ainsi que le résultat de la simulation de Monte Carlo (Fig. 11).

Les valeurs déduites des calculs de Monte Carlo sont plus proches de nos résultats expérimentaux que les modèles analytiques.

La fonction de répartition angulaire  $f_R(\theta)$  des électrons rétrodiffusés dans la direction  $\theta$  :

$$f_R(\theta) = 2 \pi \sin\theta F_R(\theta) \quad (3)$$

peut alors être déterminée. Nous présentons, figure 12, la fonction  $f_{RN}(\theta)$  normalisée à la valeur maximale de  $f_R(\theta)$ . Ce résultat est comparé à une simulation de Monte Carlo. Nous

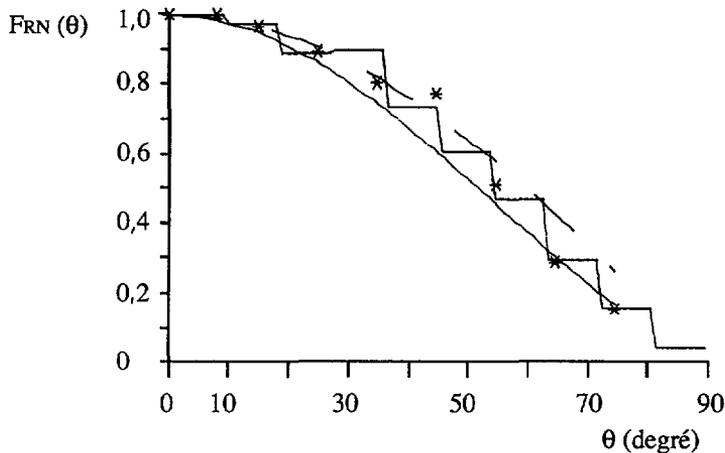


Fig. 11. — Fonction normalisée de la distribution angulaire  $F_{RN}(\theta)$ . \* : Résultats expérimentaux ; en trait plein : modèle de Soum ; en tirets : modèle de Kanter ; la courbe en paliers représente la simulation de Monte Carlo. Le point à  $0^\circ$  est obtenu par extrapolation des résultats de  $f_{RN}(\theta)$ . Cible d'or,  $E_0 = 40$  keV.

[Normalised angular distribution function  $F_{RN}(\theta)$ . \* : experimental results ; continuous line : Soum's model ; dashed line : Kanter's model ; broken line : Monte Carlo simulation.]

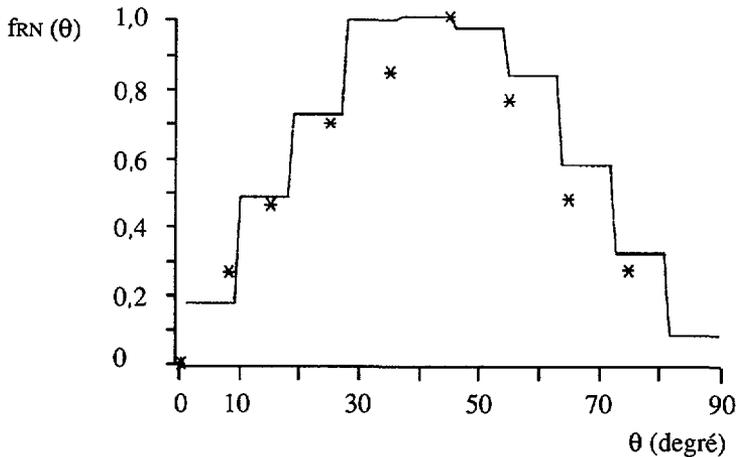


Fig. 12. — Fonction normalisée de la répartition angulaire  $f_{RN}(\theta)$ . \* · résultats expérimentaux ; courbe en paliers : simulation de Monte Carlo. Cible d'or,  $E_0 = 40$  keV.

[Normalised angular repartition function  $f_{RN}(\theta)$ . \* · experimental results ; broken line : Monte Carlo simulation.]

observons que l'angle le plus probable de rétrodiffusion se trouve au voisinage de  $45^\circ$  en accord avec les travaux antérieurs [17-19].

Comme nous l'avons souligné lors de la description de l'appareillage, notre système ne permet la détection du nombre d'électrons rétrodiffusés que pour des angles  $\theta$  compris entre  $5^\circ$  et  $75^\circ$ . Les données relatives au domaine angulaire compris entre  $0^\circ$  et  $5^\circ$  peuvent toutefois se déduire aisément des mesures précédentes. En effet, comme la courbe traduisant la variation angulaire  $f_R(\theta)$  doit passer par l'origine, il est possible de l'extrapoler entre  $0^\circ$  et  $5^\circ$  avec une bonne précision. On déduit ainsi les valeurs  $F_R(\theta)$  dans le domaine inaccessible expérimentalement par notre appareillage.

**DISTRIBUTION ÉNERGÉTIQUE TOTALE.** — Nous avons déterminé les spectres d'énergie pour huit positions du détecteur comprises entre  $5^\circ$  et  $75^\circ$ . Ils sont obtenus pour un même nombre d'électrons incidents.

Si nous considérons comme constante la distribution énergétique dans l'angle solide  $\Delta\Omega_i$  correspondant à une variation de  $5^\circ$  de part et d'autre de l'angle de mesure  $\theta_i$  la distribution énergétique pour chaque acquisition s'obtient en multipliant le nombre de coups détectés par canal par le rapport  $\Delta\Omega_i/\Delta\omega$  où  $\Delta\omega$  est l'angle solide du détecteur.

$$\Delta\Omega_i = \int_{\theta_i-5}^{\theta_i+5} 2\pi \sin\theta \, d\theta. \quad (4)$$

Notons que pour le spectre correspondant à un angle de  $75^\circ$ , le domaine d'intégration est compris entre  $70^\circ$  et  $90^\circ$ . L'erreur commise est négligeable vu le faible taux de variation du nombre d'électrons rétrodiffusés entre  $70^\circ$  et  $90^\circ$  comme le montre la fonction de répartition angulaire  $f_{RN}(\theta)$ .

Dans le domaine d'énergie compris entre  $0,2 E_0$  et  $E_0$ , pour chaque canal, nous faisons la somme des 8 nombres de coups détectés et la distribution énergétique totale est égale à la somme des 8 acquisitions. Nous présentons figure 13, le résultat obtenu et nous le comparons au modèle analytique  $f(E)$  proposé par Soum [16] et à une simulation de Monte Carlo.

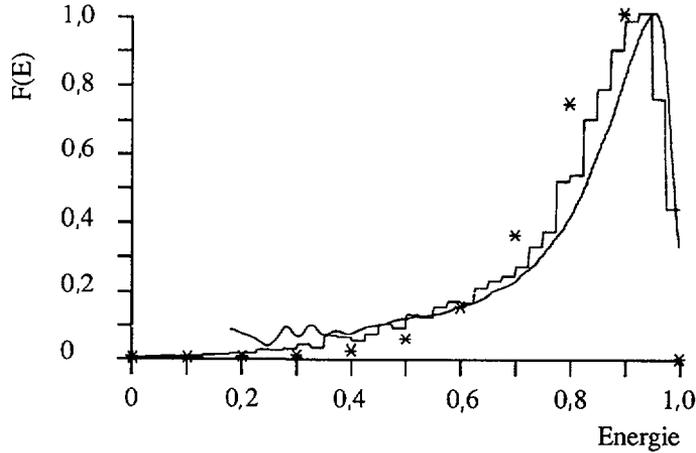


Fig. 13. — Fonction normalisée de la répartition énergétique totale ; en trait plein : résultat expérimental, \* : modèle de Soum ; courbe en paliers : simulation de Monte Carlo. Cible d'or,  $E_0 = 40$  keV.

[Normalised energy distribution function  $f_{RN}(E)$ . Continuous line : experimental results ; \* : Soum's model ; broken line : Monte Carlo simulation.]

A partir de nos résultats on peut déterminer l'énergie la plus probable  $E_p$  et l'énergie moyenne  $E_m$  des électrons rétrodiffusés. Elles sont respectivement égales à  $0,95 E_0$ , et  $0,75 E_0$  ce qui est en accord avec les valeurs obtenues par d'autres auteurs [1, 2, 20, 21, 24].

Il est également possible de déduire de ces résultats le coefficient de rétrodiffusion  $R$  défini comme suit :

$$R = \frac{I_R}{I_0} = \frac{N_R}{N_0} \quad (5)$$

où  $I_R$ ,  $N_R$ ,  $I_0$  et  $N_0$  sont respectivement l'intensité et le nombre d'électrons rétrodiffusés et incidents. Nous obtenons pour  $R$  une valeur de 50 % en accord avec les résultats obtenus par d'autres auteurs [23-26].

## 6. Conclusion.

Nous avons réalisé un dispositif expérimental permettant de mesurer la distribution énergétique des électrons rétrodiffusés par une cible en fonction de l'angle de diffusion mesuré par rapport à la direction du faisceau incident. L'originalité de notre travail réside d'une part, dans l'utilisation d'une diode PIN refroidie à 100 K pour détecter des électrons d'énergie comprise entre 10 et 40 keV, d'autre part, dans la mobilité du système de détection autour de la cible permettant ainsi d'effectuer des mesures sans modifier la direction du faisceau incident sur la cible.

A partir de ces résultats nous avons déterminé les distributions énergétique totale et angulaire qui ont été comparées aux travaux théoriques publiés par d'autres auteurs et à nos simulations à partir de méthodes de Monte Carlo. L'écart apparaissant entre ces valeurs montre la nécessité d'une adaptation des modèles théoriques proposés.

**Bibliographie**

- [1] KULENKAMPPF H., SPYRA W., *Z. Phys.* **137** (1954) 416.
- [2] MATSUKAWA T., SHIMIZU R. and HASHIMOTO H., *J. Phys. D* **7** (1974) 695.
- [3] REIMER L., TOLLKAMP C., *Scanning* **3** (1980) 35.
- [4] REIMER L., RIEPENHAUSEN M. and SCHIERJOTT M., *Scanning* **8** (1986) 164.
- [5] AUTRATA R., *Scanning Microsc.* **3** (1989) 739.
- [6] HYKKA W., NIEDRIG H. and WITTICH T., Proc. XIth Int. Cong. on Electron Microscopy, Kyoto **1** (1986) 443.
- [7] SCHMORANZER H., GRABE H. and SCHIEWE B., *Appl. Phys. Lett.* **26** (1975) 483.
- [8] La Radiotechnique, COPRIM-RTC, Détecteurs semiconducteurs (1966).
- [9] GLENN K. KNOLL, Radiation Detection Measurement (Wiley, 1989).
- [10] SOUM G., ARNAL F., BALLADORE J. L., JOUFFREY B., VERDIER P., *Ultramicroscopy* **4** (1979) 451.
- [11] SOUM G., AHMED H., ARNAL F., JOUFFREY B. et VERDIER P., *J. Micr. Spect. Elec.* **4** (1981) 107.
- [12] MAURICE F., MENY L. et TIXIER R., Microanalyse et Microscopie Electronique à Balayage (Les Editions de Physique, 1978).
- [13] SCOTT V. D., LOVE G., Quantitative Electron Probe Microanalysis (Colin Grey Morgan, 1983).
- [14] EBERHART J. P., Analyse Structurale et Chimique des Matériaux (Dunod, 1989).
- [15] KANTER H., *Ann. Phys.* **20** (1957) 144.
- [16] SOUM G., MOUSSELI A., ARNAL F. et VERDIER P., *Rev. Phys. Appl.* **22** (1987) 1189.
- [17] NIEDRIG H., *Scanning Electron Microsc.* **1** (1978) 841.
- [18] FRANCK H., *Z. Natur.* **14a** (1959) 247.
- [19] KANTER H., *Brit. J. Appl. Phys.* **15** (1964) 555.
- [20] DARLINGTON E. M., *J. Phys. D* **8** (1975) 85.
- [21] BOTHE W., *Z. Natur.* **4a** (1944) 542.
- [22] THUMMEL H. W., *Z. Phys.* **179** (1964) 116.
- [23] HEINRICH K. F. J., Proc. IV, Cong. Intern. Optique des Rayons X et Microanalyse (Paris, 1965) 159.
- [24] BISHOP H. E., Proc. IV, Cong. Intern. Optique des Rayons X et Microanalyse (Paris, 1965) 153.
- [25] COSSLETT V. E., THOMAS R. N., *Brit. J. Appl. Phys.* **16** (1965) 779.
- [26] DRESHER H., REIMER L., SEIDEL H., *Z. Angew. Phys.* **29** (1970) 331.