CHAPITRE III

Distribution spectrale des tubes à rayons X à fenêtre frontale :

- distribution en intensité
- homogénéité dans l'espace

I - INTRODUCTION

La majorité des systèmes d'excitation modernes sont encore de nos jours fabriqués selon le modèle du tube de Coolidge, c'est à dire un tube sous vide dans lequel les électrons sont émis par un filament incandescent de tungstène (appelé cathode), accélérés par une haute tension et dirigés sur une cible métallique refroidie à l'eau (appelée anode ou anticathode). Le bombardement électronique d'une cible solide est une des principales méthodes pratiques de génération des rayons X. Les distributions spectrales résultantes sont constituées d'un spectre de freinage (communément appelé spectre continu ou Bremsstrahlung) auquel se superposent les raies caractéristiques de l'élément cible.

L'étude des distributions spectrales des tubes à rayons X montre que la composante due au spectre de freinage est loin d'être négligeable, car elle peut représenter selon l'anode jusqu'à 60% de l'intensité totale composée de ce spectre continu et des raies caractéristiques de l'anode.

Pendant longtemps, il a été admis que le spectre continu d'un tube à rayons X était décrit par la loi de Kramers (34), alors que cette dernière ne concerne que la génération interne des rayons X par les électrons et non ce qui sort de l'anode ou plus concrètement de la fenêtre du tube.

Différentes études ont été menées afin de calculer la distribution spectrale d'un tube à rayons X (tube à fenêtre latérale) et certaines représentent les spectres continus par une relation semi-empirique, ajustée avec l'expérimentation (Loomis et Keith (40)), tandis que les raies caractéristiques sont rarement mesurées.

De nos jours, les spectromètres sont essentiellement équipés de tubes à anode frontale. L'étude que nous avons réalisée concerne donc ce type de tube pour lequel nous avons

développé une modélisation permettant de déterminer la distribution d'intensité des raies caractéristiques par rapport à celle du spectre complet. Cette simulation, intégrant des paramètres majoritairement empiriques a été comparée à une étude expérimentale afin de contrôler sa validité.

Si l'étude de l'intensité spectrale d'un tube à rayons X a été l'objet de plusieurs travaux depuis de nombreuses années, il subsiste encore de nos jours une méconnaissance quant à la distribution spatiale de cette intensité du faisceau X émergent sur la surface irradiée d'un échantillon. Quelques rares auteurs, tels que Berger et al. (4), ont démontré la réelle nonuniformité du faisceau primaire pénalisant l'analyse quantitative des échantillons plus petits en surface que le diamètre du faisceau incident à la surface desdits échantillons. La rareté de ces travaux est essentiellement due au fait que l'inhomogénéité du faisceau primaire ne suit a priori aucune loi théorique et dépend essentiellement du tube lui-même.

Cependant, dans la perpespective de notre simulation, la connaissance de la distribution du rayonnement X incident sur la surface irradiée de l'échantillon a une grande importance car dans (4), la masse équivalente couche mince est exprimée par unité de surface.

Dans la mesure où la théorie prévoit une distribution de l'intensité spectrale homogène sur toute la surface de l'échantillon, alors qu'en pratique, il en est tout autrement, comme l'ont démontré Berger et al. (4), il est alors nécessaire de tenir compte de la répartition spatiale de la distribution d'intensité.

II - DISTRIBUTION SPECTRALE D'UN TUBE A RAYONS X

C'est en 1968, que le développement des méthodes quantitatives utilisant les paramètres fondamentaux (Criss et Birks (12)) a nécessité la connaissance de la distribution spectrale des tubes à rayons X. A ce sujet, seulement quelques rares publications (Brown et al. (8), Görgl et al. (23)) existent, dont la plupart sont principalement consacrées à l'étude d'anciens tubes à rayons X (essentiellement à fenêtre latérale).

Nous savons que la forme de la distribution spectrale dépend fortement de la géométrie des tubes, comme le montrent les figures 24 et 25, et il a fallu attendre 1992 (N. Broll - Acte de Congrès Siemens), pour voir apparaître une étude concernant la distribution spectrale des tubes à anode frontale.

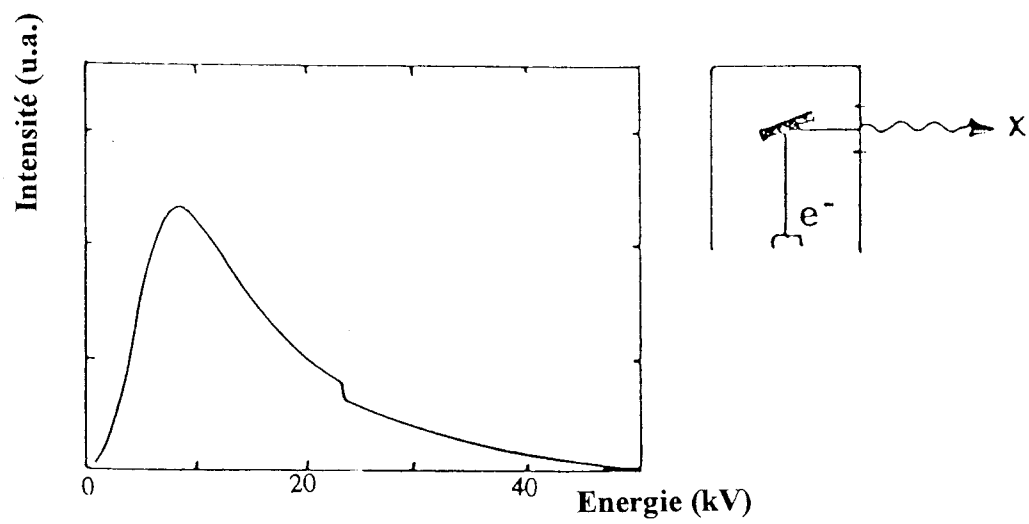


Figure 24 : Spectre d'un tube de fluorescence rhodium à fenêtre latérale (71°-19°).

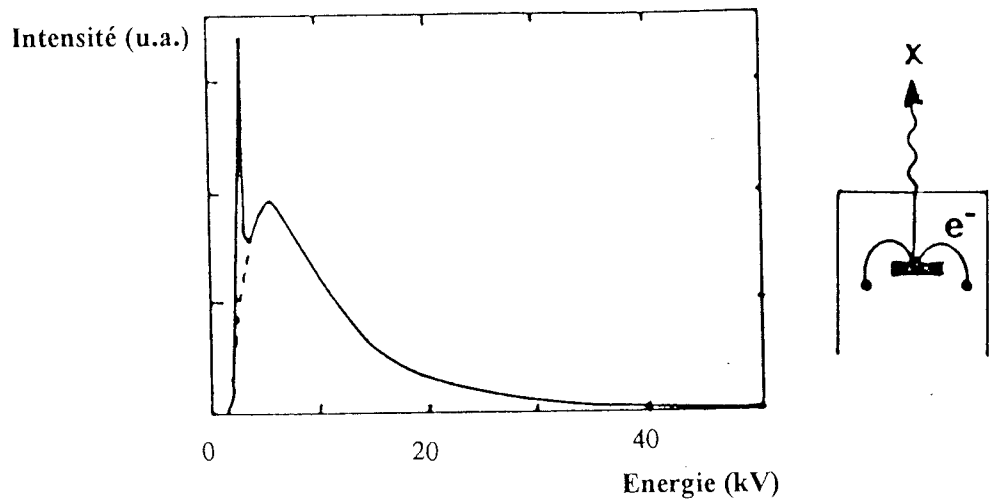


Figure 25 : Spectre d'un tube de fluorescence rhodium à fenêtre frontale (45°-90°).

II-1 METHODES EXPERIMENTALES

Différentes méthodes ont été appliquées dans le passé pour mesurer les distributions spectrales :

- la première d'entre elles, utilisée par plusieurs auteurs (Muller (42)) consistait à obtenir le spectre par diffusion des rayons X sur un échantillon organique ou "léger" ; mais le résultat obtenu est difficilement assimilable à la distribution spectrale exacte.
- une autre méthode d'étude des distributions spectrales, consiste à exploiter les spectres mesurés par une microsonde électronique.
- une troisième méthode expérimentale permet de déterminer correctement la distribution spectrale où l'on mesure directement le rayonnement à la sortie du tube à l'aide d'un spectromètre soit dispersif en longueur d'onde (Gilfrich et al. (21), Brown et al. (8)) soit dispersif en énergie (Görgl et al. (23)).

Afin de relier l'intensité des rayons X mesurée avec celle des rayons X effectivement émis par le tube, l'utilisation d'un spectromètre dispersif en longueur d'onde impose d'utiliser

plusieurs cristaux afin de couvrir l'ensemble du spectre, et d'effectuer des corrections complexes supplémentaires intégrant :

- la réflectivité du cristal analyseur,
- l'efficacité de détection des compteurs à scintillation et proportionnel à flux gazeux,
- l'élimination des réflexions d'ordres supérieurs,

Pour des raisons pratiques de mise en oeuvre, nous avons donc préféré utiliser un spectromètre dispersif en énergie afin de mesurer directement le rayonnement émis par le tube. Le schéma de principe d'un tel montage est illustré en figure 26 .

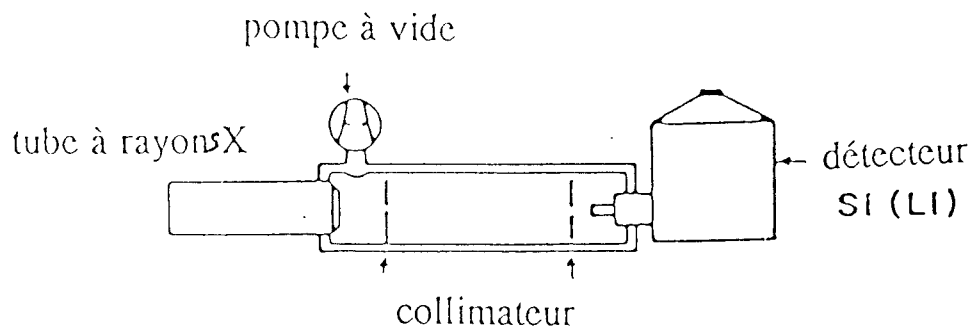


Figure 26 : Montage expérimental - à dispersion en énergie pour la détermination des distributions spectrales des tubes frontaux.

II-2 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les tubes frontaux à anode de rhodium et de chrome ont été étudiés par Broll (E.N.S.A.I.S. - Strasbourg) avec le montage expérimental précédemment décrit. Nous avons complété l'étude par la caractérisation de la distribution de notre tubeà anode de cuivre particulièrement performant pour les éléments de la première série de transition.

Afin d'obtenir une distribution spectrale la plus précise possible, nous avons mesuré les intensités tous les 100 eV, et elles ont été ramenées à une unité d'intensité de courant (mA) et de temps (s). A chacune des mesures nous avons apporté plusieurs corrections en considérant les facteurs suivants :

- rendement quantique du détecteur,
- bruit de fond du détecteur,
- pics d'échappement et d'empilement,
- raies de fluorescence parasites dues à l'appareillage,
- absorption par la fenêtre du tube,
- absorption par la diode Si(Li).

La figure 27 représente l'allure des distributions spectrales mesurées en fonction de l'énergie pour deux tensions appliquées 20 et 50 kV pour un tube frontal à anode de cuivre.

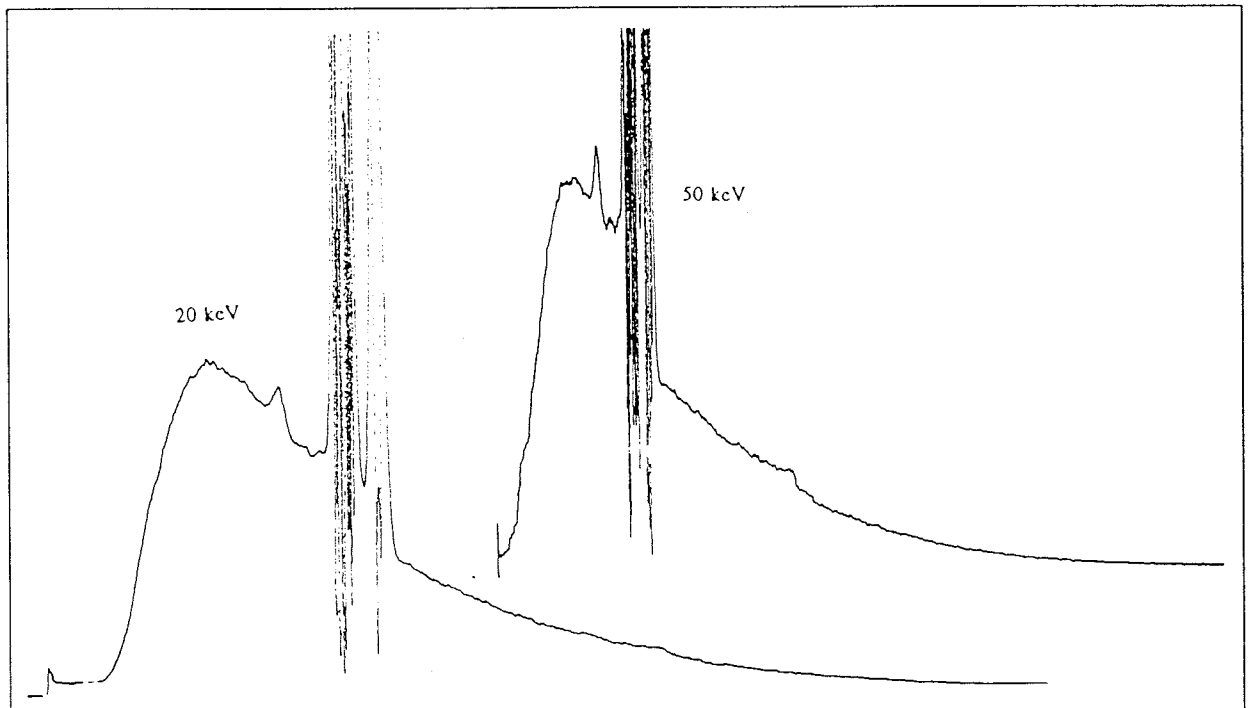


Figure 27 : Spectres de cuivre mesurés à différentes tensions.

Après lissage des différents spectres, nous avons représenté figures 28, 29 et 30 les mesures des distributions spectrales (spectres de freinage) des différents tubes à rayons X étudiés pour différentes tensions appliquées.

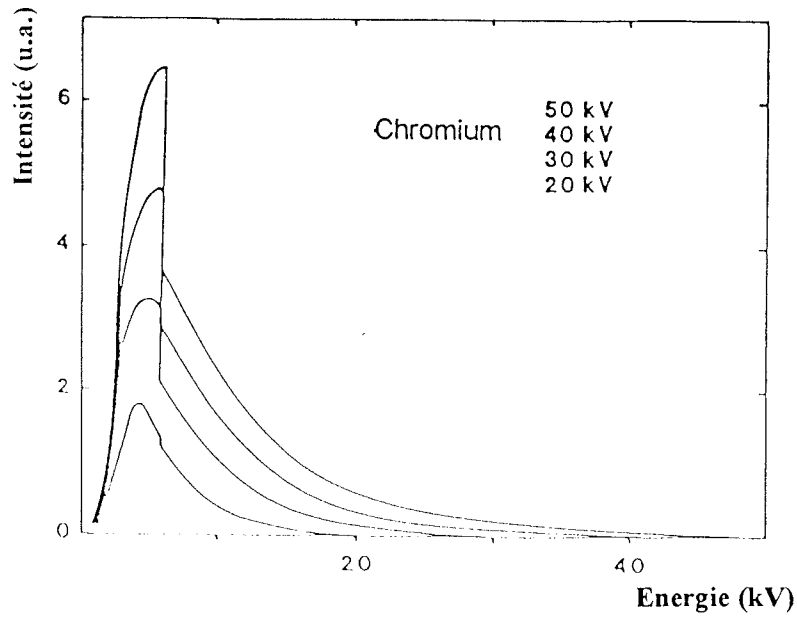


Figure 28 : Spectres de freinage du tube Cr à différentes tensions.

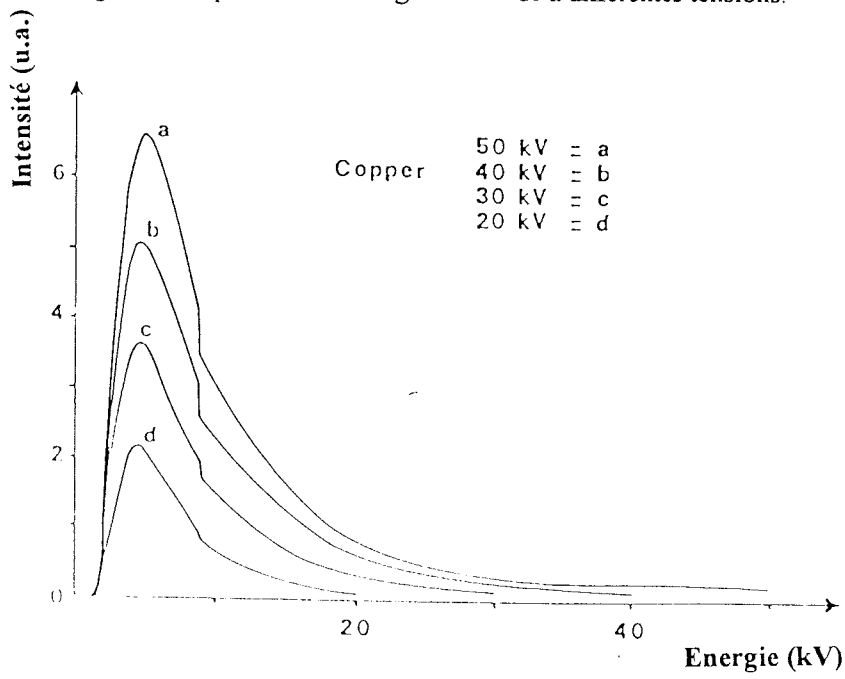


Figure 29 : Spectres de freinage du tube Cu à différentes tensions.

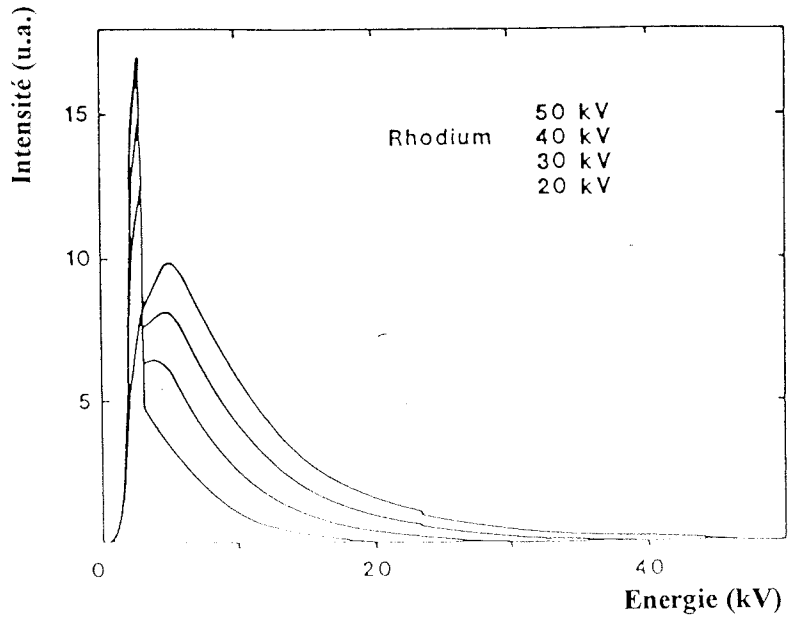


Figure 30 : Spectres de freinage du tube Rh à différentes tensions.

La figure 31 rend compte de l'importance du spectre de freinage en fonction de l'anode du tube pour une même tension d'excitation.

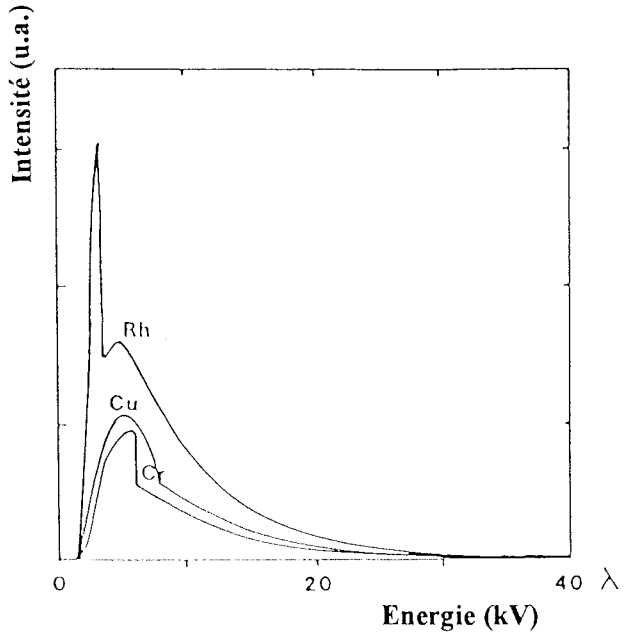


Figure 31 : Spectres de freinage des tubes de Cr, Cu et Rh pour une tension de 40 kV.

Pour les trois tubes étudiés, les mesures des intensités des raies caractéristiques des anodes sont représentées en fonction de la tension appliquée (figure 32).

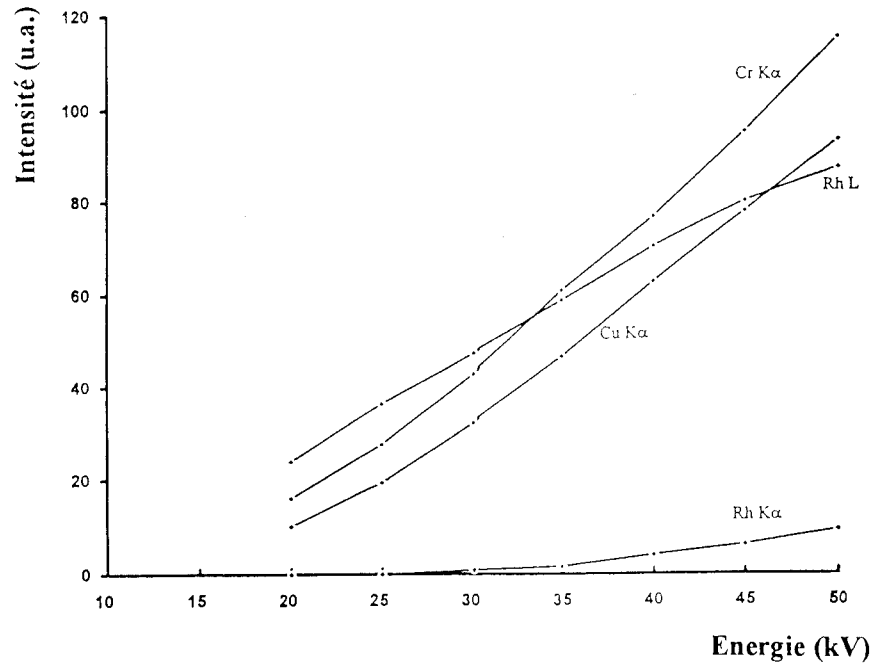


Figure 32 : Intensité des raies caractéristiques en fonction de la tension appliquée pour les tubes Cr, Cu et Rh.

A l'aide des mesures des distributions spectrales pour les trois tubes (associées aux différentes corrections), nous avons représenté dans les tableaux 23, 24 et 25 l'intensité (à la sortie du tube) des composantes d'un spectre, c'est à dire du spectre continu (bremstrahlung) et des raies caractéristiques. Ces valeurs expérimentales sont exprimées en pourcentage du spectre entier.

chrome	20 keV	25 keV	30 keV	35 keV	40 keV	45 keV	50 keV
Brems. (%)	34,09	31,10	29,60	28,02	25,73	26,53	26,84
K_α (%)	57,92	60,54	61,64	63,18	65,15	64,45	64,23
K_β (%)	7,99	8,36	8,76	8,80	9,12	9,02	8,93

Tableau 23: Intensités mesurées en % du spectre complet du tube chrome.

cuivre	20 keV	25 keV	30 keV	35 keV	40 keV	45 keV	50 keV
Brems. (%)	58,41	51,64	47,27	44,97	43,64	41,45	39,08
K_α (%)	36,52	42,50	46,38	48,49	49,59	51,44	53,42
K_β (%)	5,07	5,86	6,35	6,54	6,77	7,11	7,50

Tableau 24 : Intensités mesurées en % du spectre complet du tube cuivre.

rhodium	20 keV	25 kev	30 keV	35 keV	40 keV	45 keV	50 keV
Brems. (%)	55,82	54,73	55,07	55,07	53,57	54,82	55,21
K_α (%)	-	-	0,55	1,25	2,16	3,21	4,21
K_β (%)	-	-	0,10	0,21	0,40	0,57	0,84
Σ L (%)	44,18	45,27	44,28	43,47	43,88	41,41	39,74

Tableau 25 : Intensités mesurées en % du spectre complet du tube rhodium.

Les variations de ces différentes valeurs exprimées en pourcentage sont illustrées graphiquement (figures 33) en fonction de la tension appliquée au tube à rayons X.

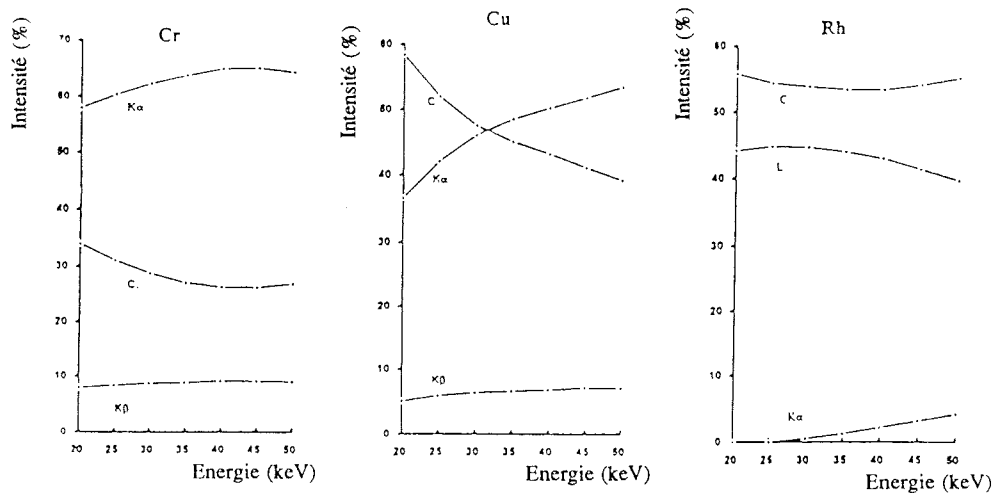


Figure 33 : Variation de l'intensité des raies caractéristiques et du spectre de freinage en fonction de la tension.

Malgré le peu de cibles étudiées, nous avons représenté figure 34 l'intensité des composantes (raie K_α et fond continu) de chacune des distributions spectrales en fonction du numéro atomique de l'anode. Les raies L ne sont pas représentées dans la mesure où elles n'ont été mesurées que sur une seule anode (rhodium). Est également représentée sur cette figure l'intensité du bremsstrahlung d'un tube d'or mesurée par Broll (les raies K ne sont pas définies car le générateur utilisé ne peut dépasser une tension de 70 kV).

Nous constatons d'après cette figure une tendance entre les intensités de la raie K_α et du fond continu en fonction du numéro atomique de l'anode. Cette remarque permet de supposer que les intensités de ces composantes suivent une certaine loi reliant les intensités les unes aux autres en fonction de l'élément cible. Nous verrons ultérieurement par une simulation théorique que cette supposition se confirme.

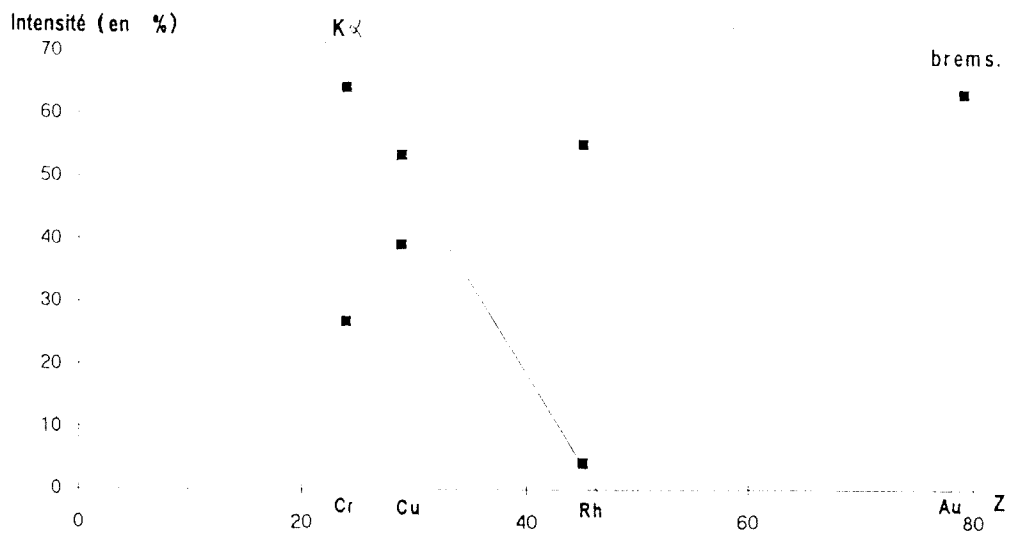


Figure 34 : Intensité (%) de la raie K_α et du Bremsstrahlung en fonction du numéro atomique de l'anode.

Ces études expérimentales effectuées dans un premier temps par N. Broll et complétées par notre étude de la distribution spectrale du tube cuivre, nécessitent une mise en garde quant

aux résultats obtenus. En effet, il aurait été intéressant de mesurer les distributions spectrales de différents tubes possédant la même anode pour vérifier si la fabrication et la durée de vie d'un tube à rayons X influent sur la distribution spectrale de façon sensible ou non et peuvent ainsi altérer ses caractéristiques soit par son vieillissement, soit par l'apparition d'impuretés.

Par ailleurs, les résultats que nous venons de récemment publier (Broll et de Chateaubourg (7)) peuvent être confrontés à une modélisation théorique qui nous permettrait ainsi de prévoir les intensités des composantes d'une distribution spectrale pour toute anode et toute condition de puissance.

III - CALCUL DES INTENSITES DES DISTRIBUTIONS SPECTRALES DES TUBES A RAYONS X

Afin d'introduire les intensités des distributions spectrales dans notre simulation de calcul de masse équivalente couche mince, nous avons étudié théoriquement à la fois la contribution du spectre continu et des raies caractéristiques au regard de la distribution spectrale de tubes frontaux. Nous décrivons ici la méthode mise en oeuvre pour des tubes à anode de chrome, de cuivre et de rhodium. Elle est basée sur les deux composantes suivantes :

- l'expression théorique et simple de la production de photons K donnée par la formule de Green et Cosslett (26),
- la forme fonctionnelle du spectre continu décrite par la formule de Kulenkampff (35).

Les proportions des raies caractéristiques ont été obtenues pour des tensions appliquées comprises entre 20 et 50 kV. L'intensité du spectre continu est intégrée entre l'énergie d'excitation E_0 et 0,1 keV en admettant une contribution négligeable des électrons ayant une énergie inférieure.

Le calcul de l'intensité absolue des rayons X émergeant d'une cible épaisse est rendu complexe par l'interaction d'un grand nombre de processus physiques comme la diffusion des électrons, leur perte d'énergie, l'absorption des rayons X. C'est pourquoi l'étude que nous avons menée est en partie basée sur des données, théoriques ou expérimentales, issues de la littérature. Nous avons utilisé la confrontation avec les distributions mesurées précédentes pour parfois fixer des choix de valeurs lorsque plusieurs, possibilités apparaissaient, optimisant ainsi les paramètres de modélisation théorique.

L'étude théorique complète est présentée Annexe 1 où est décite la démarche qui a permis de définir les relations exprimant d'une part l'intensité du Bremsstrahlung et d'autre part celle des différentes radiations caractéristiques à l'anode.

III-1 RESULTATS DU CALCUL DE L'INTENSITE DES DIFFERENTES COMPOSANTES D'UNE DISTRIBUTION SPECTRALE

Avant de présenter les résultats du modèle, nous avons récapitulé ci dessous les différentes équations déterminées Annexe 1 qui permettent de calculer l'intensité du Bremsstrahlung et celles des radiations caractéristiques.

Intensité du fond continu

Elle est exprimée par l'équation suivante que l'on intègre entre E_0 (en keV) et 0,1 keV.

$$N(E) = a.Z.\left(\frac{E_o - E}{E}\right)$$

Intensité des photons K

Nous associons les équations (37) et (42) (cf. Annexe 1) exprimant la production de photons K due à une ionisation directe plus celle due aux photons du spectre continu suffisamment énergétiques pour ioniser la couche K.

$$N_K = 9{,}535.10^4 \frac{R}{Ac} [Uo.\ln Uo - (Uo-1)] + \frac{(r_K - 1)}{r_K}.\frac{1}{2} [a.Z.E_K .\{Uo \ln Uo -(Uo-1)\}]$$

intensité des photons L

L'équation ci-dessous illustre la production de photons suite à une excitation de la couche L_3 plus celle due aux photons du spectre continu. (Eq. (38) et (43) de l'Annexe 1).

$$N_{L3} = 13{,}24.10^4 \frac{R}{Ac} [Uo.\ln Uo - (Uo-1)] + \frac{(r_L - 1)}{r_L}.\frac{1}{2} [a.Z.E_L .\{Uo \ln Uo - (Uo-1)\}]$$

Concernant l'intensité des photons due à une excitation des couches L_1 et L_2, nous avons la même équation avec le facteur $13{,}24.10^4$ remplacé par $6{,}62.10^4$ dans la mesure où le nombre d'électrons est deux fois moindre que sur la couche L_3 (cf. Annexe 1).

Nous avons ensuite appliqué à ces équations les différents facteurs d'absorption que subissent les photons émis par l'anode : auto-absorption et absorption par la fenêtre du tube.

Nous avons représenté tableaux 30, 31 et 32 l'intensité (à la sortie du tube) des composantes d'une distribution spectrale, c'est à dire du spectre continu et des raies caractéristiques. Afin de différencier les raies K_α et K_β puis L_α, L_β et L_γ, nous avons fait intervenir les valeurs des intensités relatives correspondantes pour chaque série spectrale et pour chaque anode. Notons que les intensités des raies L_l et L_n issues d'une ionisation de la couche L_3 sont incluses dans celle de la raie L_α.

Les résultats sont exprimés en pourcentage de la distribution spectrale totale.

rhodium	20 keV	25 keV	30 keV	35 keV	40 keV	45 keV	50 keV
Brems. (%)	55,04	55,71	56,05	56,23	56,39	56,57	56,77
K_α (%)	-	0,11	1,16	2,67	4,32	5,94	7,52
K_β (%)	-	0,03	0,27	0,62	1,00	1,38	1,75
Σ L (%)	44,96	44,15	42,52	40,48	38,29	36,11	33,96

Tableau 30 : Intensités en % du spectre complet du tube rhodium.

cuivre	20 keV	25 keV	30 keV	35 keV	40 keV	45 keV	50 keV
Brems. (%)	56,29	49,11	44,67	41,64	39,43	37,74	36,41
K_α (%)	38,55	44,87	48,78	51,43	53,37	54,83	55,98
K_β (%)	5,16	6,02	6,55	6,93	7,20	7,43	7,61

Tableau 31 : Intensités en % du spectre complet du tube cuivre.

chrome	20 keV	25 keV	30 keV	35 keV	40 keV	45 keV	50 keV
Brems. (%)	30,28	27,51	25,80	24,64	23,80	23,20	22,75
K_α (%)	61,55	63,97	65,45	66,45	67,15	67,64	68,00
K_β (%)	8,17	8,52	8,75	8,91	9,05	9,16	9,25

Tableau 32 : Intensités en % du spectre complet du tube chrome.

III-2 DISCUSSION

Les valeurs résultant du modèle de calcul ne sont significatives que si elles sont comparées à celles obtenues expérimentalement. Reprenant les distributions mesurées pour les trois tubes (Cr, Cu, Rh) (voir II même chapitre), nous avons confronté figures 35, 36 et 37 respectivement l'intensité des composantes d'un spectre complet en fonction de la tension appliquée : (les valeurs théoriques sont représentées par des points noirs, tandis que les points blancs illustrent les résultats expérimentaux).

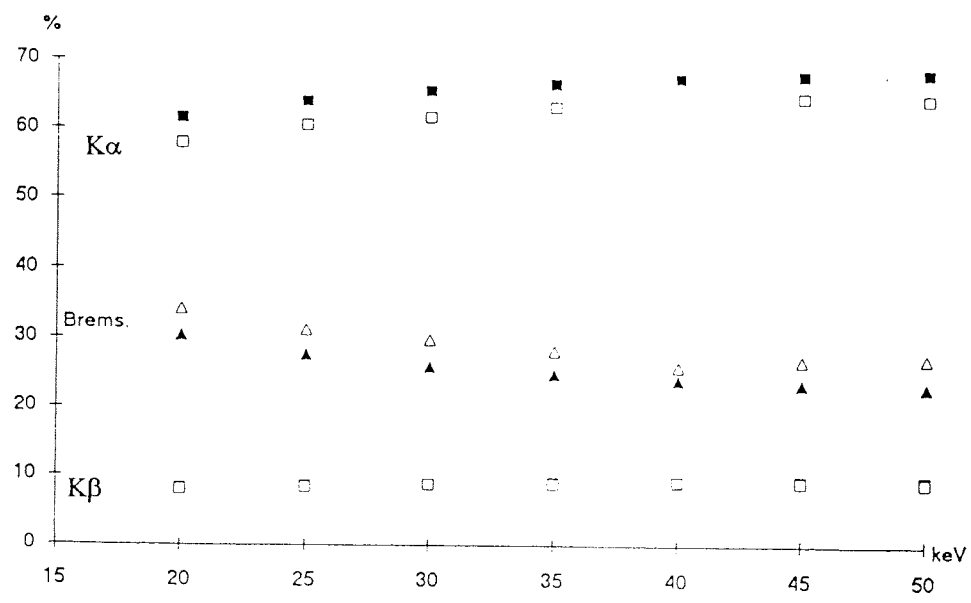


Figure 35 : Tube de chrome

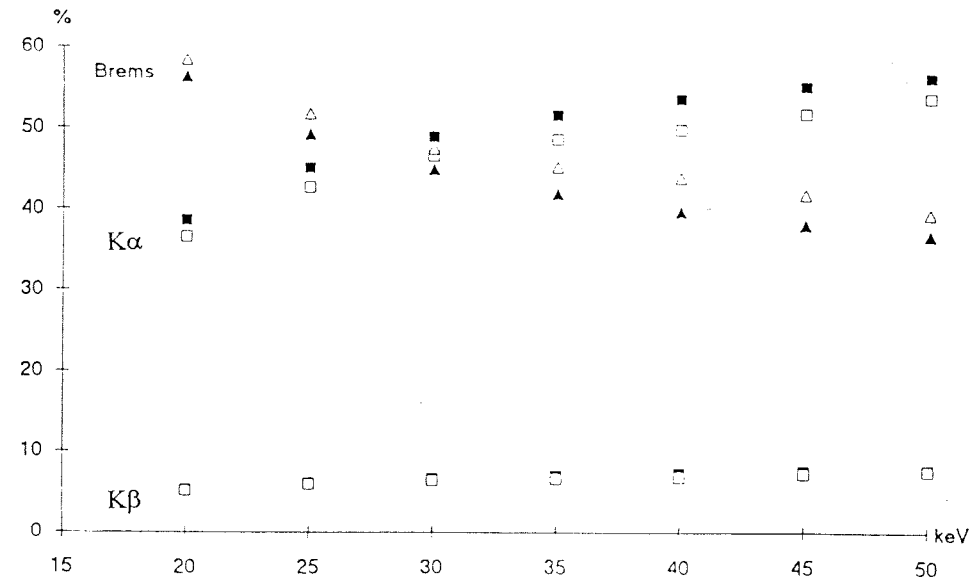


Figure 36 : Tube de cuivre

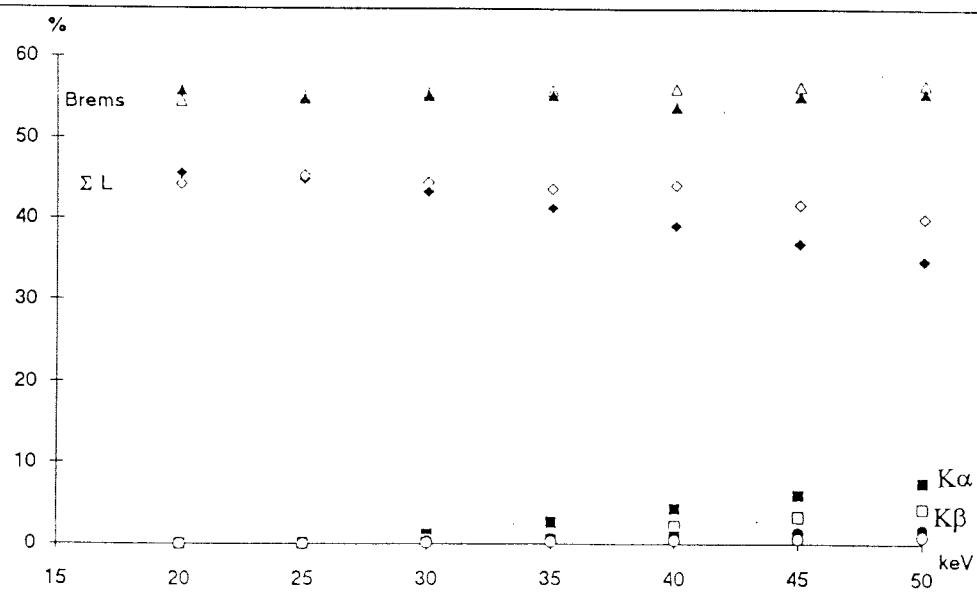


Figure 37 : Tube de rhodium

Nous pouvons constater que le modèle de calcul est en bon accord avec les valeurs expérimentales essentiellement en ce qui concerne les tubes de cuivre et de chrome pour lesquels les écarts pour les raies et le spectre continu sont inférieurs à 10%.

Quant au tube rhodium, des variations importantes surviennent au niveau des raies K, mais il faut noter que ces valeurs sont faibles et que toute légère modification des paramètres de calcul peut provoquer de larges écarts. De plus, la présence des raies L contribue à ajouter des erreurs dans la simulation dans la mesure où certaines données utilisées en Annexe 1 (section efficace, constante c, ...) sont insuffisamment précises.

L'accord entre la simulation et la mesure peut donc être estimé comme satisfaisant si l'on tient compte d'une part de l'incertitude sur les résultats expérimentaux et d'autre part du fait que la modélisation utilise des paramètres issus de la littérature qui sont le plus souvent expérimentaux et pour lesquels la précision n'est pas très grande comme par exemple :

- l'extrapolation de la constante de Whiddington "c" est peu précise, particulièrement aux faibles énergies. La validité de cette relation exprimant la perte d'énergie des électrons est elle-même incertaine pour les faibles énergies (Green et Cosslett (26)).
- le choix de la constante de Kramers : c'est la plus récente que nous avons pu trouver et peut être actuellement d'autres valeurs ont pu être déterminées, par exemple en fonction du numéro atomique.
- des paramètres tels que le facteur de rétrodiffusion R et le rendement de fluorescence ω sont connues avec une précision plus ou moins bonne. Par exemple, Bambynek (2) admet une erreur de 3 à 5% pour ω_K et 10 à 15% pour ω_L.

A partir de cette modélisation, nous pouvons déterminer la variation des intensités de la radiation K_α et du Bremsstrahlung en fonction de l'élément constituant l'anode d'un tube à rayons X. Pour cela nous avons repris la figure 34 et nous avons rajouté les valeurs des intensités déterminées par notre procédure de calcul. De plus nous avons déterminé théoriquement l'intensité de ces deux composantes pour les anodes suivantes : Sc, Mo et Sr. Les résultats, exprimés en % de l'intensité totale de la distribution spectrale, sont représentés

figure 38 (les points noirs représentent les résultats théoriques et les points blancs correspondent aux valeurs expérimentales). Les valeurs présentées sont calculées pour une tension d'excitation de 50 keV et une fenêtre de bérylium de 125 µm.

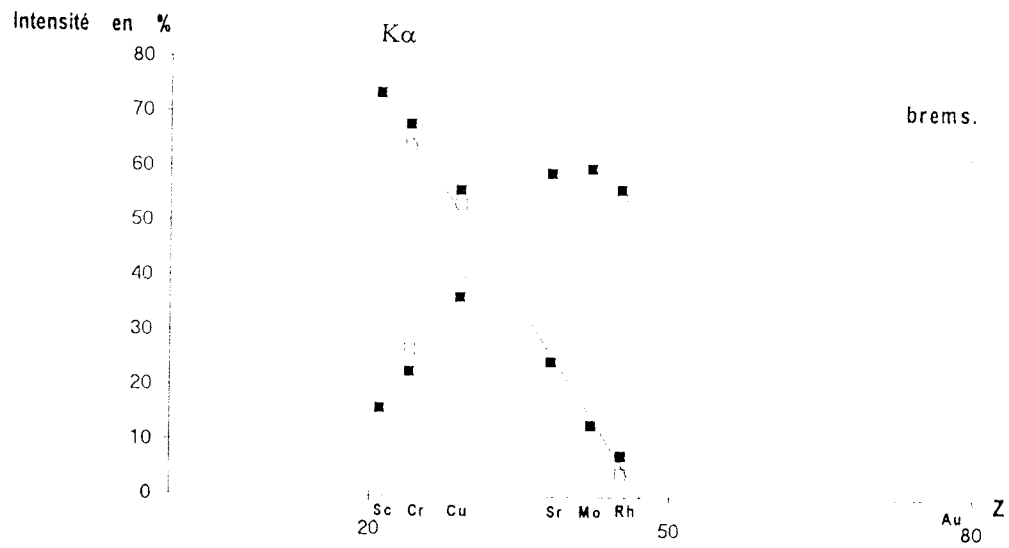


Figure 38 : Variation de l'intensité K_α et celle du fond continu en fonction de l'anode.

Au vu de cette figure, nous pouvons constater les deux phénomènes suivants :

- l'intensité relative de la raie K_α par rapport au spectre total diminue en fonction du numéro atomique croissant de l'anode pour atteindre une valeur nulle vers l'élément argent (Z=47). Notons que ceci dépend essentiellement de l'épaisseur de la fenêtre du tube à rayons X ; en effet, l'intensité des raies K_α serait plus importante si l'épaisseur de la fenêtre était plus faible.

- inversement, l'intensité du fond continu a tendance à augmenter vers les éléments plus lourds pour atteindre semble t-il un palier pour Z>50. Les intensités calculées pour des anodes Mo et Sr semblent un peu élevées par rapport aux résultats expérimentaux ; ceci est dû à la présence de raies L, non négligeables pour ces éléments, d'où des imprécisions et des erreurs supplémentaires.

Ces interprétations sont cependant à prendre avec une certaine réserve, car le peu de données expérimentales sur la distribution spectrale des tubes à anode frontale ne permet pas d'être catégorique sur les évolutions des intensités des composantes d'une distribution spectrale en fonction du numéro atomique.

Cependant la modélisation que nous venons de présenter permet de vérifier la tendance remarquée auparavant en ce qui concerne la variation des intensités des composantes d'une distribution spectrale en fonction de l'élément de l'anode et donc confirme l'hypothèse que cette variation suit une loi déterminée.

IV - HOMOGENEITE DANS L'ESPACE DU FAISCEAU X INCIDENT

Dès lors que les échantillons ou étalons filtres sont à surface finie et différents en homogénéité (dépôt de gouttes par rapport aux filtres) l'homogénéité dans l'espace du faisceau X émergent revêt une certaine importance. En effet, les MECM étant exprimées par unité de surface, il est nécessaire de déterminer la surface réelle de l'échantillon irradiée par le faisceau excitateur.

La distribution de l'intensité du faisceau primaire dépend principalement :

- du rayonnement X incident qui est à la fois conique, divergent et oblique vis à vis de la surface de l'échantillon,
- du système optique du spectromètre,
- de la technologie et du vieillissement du tube.

IV-1 PRINCIPE EXPERIMENTAL DE LA MESURE DE L'HOMOGENEITE DANS L'ESPACE DU FAISCEAU PRIMAIRE

Sachant que la réponse en intensité est différente selon qu'un atome est situé au centre ou en périphérie de la surface analysée, le principe de cette étude consiste à effectuer des mesures d'intensités à différents endroits de la surface de l'échantillon.

Pour les mesures, nous avons analysé une tête d'épingle que l'on a déplacée sur toute la surface d'un échantillon constitué d'une plaque de plomb (2 mm) fixée sur une base en liège permettant de maintenir l'épingle (voir figure 39 ci-dessous). Le plomb étant un élément lourd, permet d'absorber les photons émis par le "pied" de l'épingle situé à l'arrière de l'échantillon et de supprimer la diffusion due au liège.

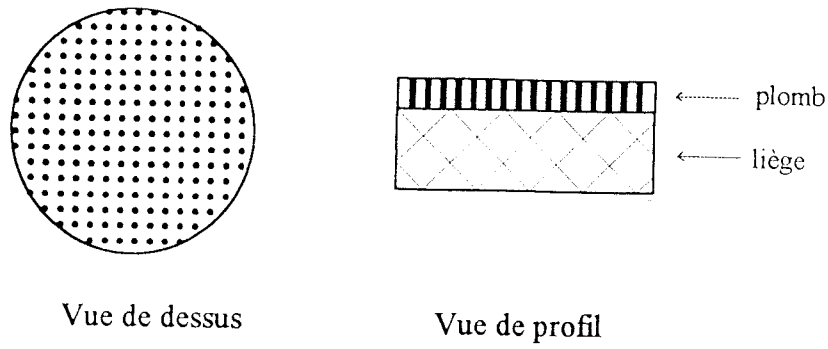


Figure 39 : Schéma de l'échantillon utilisé pour l'étude de l'homogénéité du faisceau primaire.

120 trous ont été régulièrement répartis sur toute la surface de l'échantillon correspondant aux différentes positions de l'épingle pour lesquelles nous avons mesuré l'intensité de la raie K_α du fer.

Afin de vérifier qu'une variation de tension ou d'intensité de courant ne modifiait pas la distribution de l'intensité primaire, nous avons effectué les mesures pour différentes puissances appliquées au tube : 20 kV-50 mA, 40 kV-50mA, 60 kV-50mA et 60 kV-10 mA. De même, l'étude a été réalisée en considérant des radiations de fluorescence de longueur d'onde très différentes (Al K_α et Mo K_α) afin de s'assurer que le faisceau X excitateur était énergétiquement homogène ; pour doser l'aluminium et le molybdène, nous avons collé une pastille de chacun de ces éléments sur la tête d'épingle.

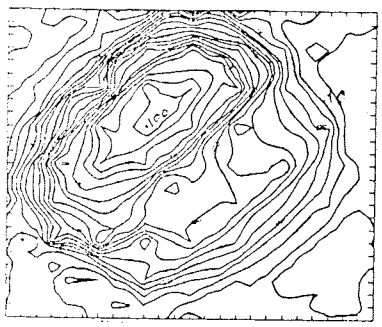
IV-2 RESULTATS

Nous avons étudié deux tubes à rayons X à anodes frontales de rhodium et de cuivre. Pour chacune des mesures, la valeur de l'intensité la plus élevée a été admise égale à 100% et les autres valeurs ont été normées sur elle. Nous avons pu ainsi obtenir pour chacune des configurations une distribution de l'intensité primaire en pourcentage, sous forme de courbes d'iso-intensité. Les résultats sont illustrés de deux manières différentes par les figures ci-

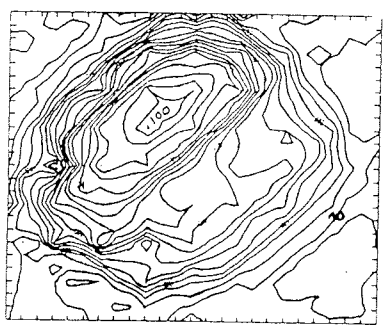
dessous: représentation des courbes iso-intensités et représentation en perspective. Les courbes sont tracées tous les 5% et le maximum (100%) est indiqué sur chaque représentation. Nous remarquons que les graphes représentant ces courbes ne sont pas rigoureusement représentatifs de la réalité dans la mesure où les surfaces irradiées sont circulaires. Le logiciel de graphisme utilisé imposant une représentation carrée, permet cependant d'obtenir des graphes que l'on comparera entre eux.

Pour chacune des configurations étudiées, nous avons calculé l'efficacité du rayonnement détecté, c'est à dire la contribution du faisceau émergeant arrivant au détecteur par rapport à son efficacité théoriquement maximale de 100%. Ce qui est mesuré est en fait lié à plusieurs paramètres : la distribution de l'intensité du tube, la surface de l'échantillon, l'ouverture du diaphragme, le collimateur et le cristal analyseur. C'est pourquoi on ne peut affirmer que l'efficacité que l'on mesure est réellement représentative de celle du faisceau primaire du tube.

Tube rhodium



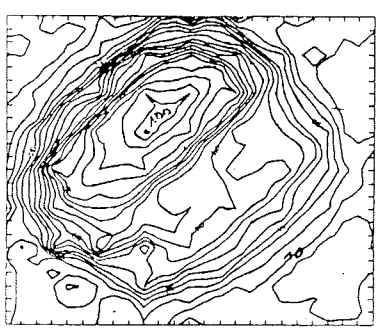
20 kV - 50 mA



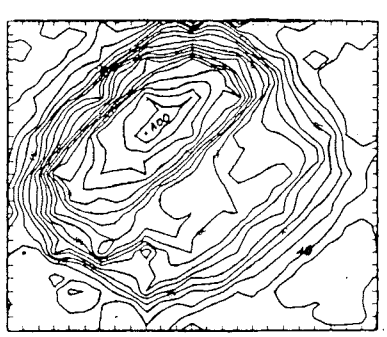
1 mm = 0,85 mm (réel)

40 kV - 50 mA

1 mm = 0,7 mm (réel)



60 kV - 10 mA



60 kV - 50 mA

Figure 40 : Représentation des courbes iso-intensité à différentes puissances ; élément Fe.
Efficacité : 36%

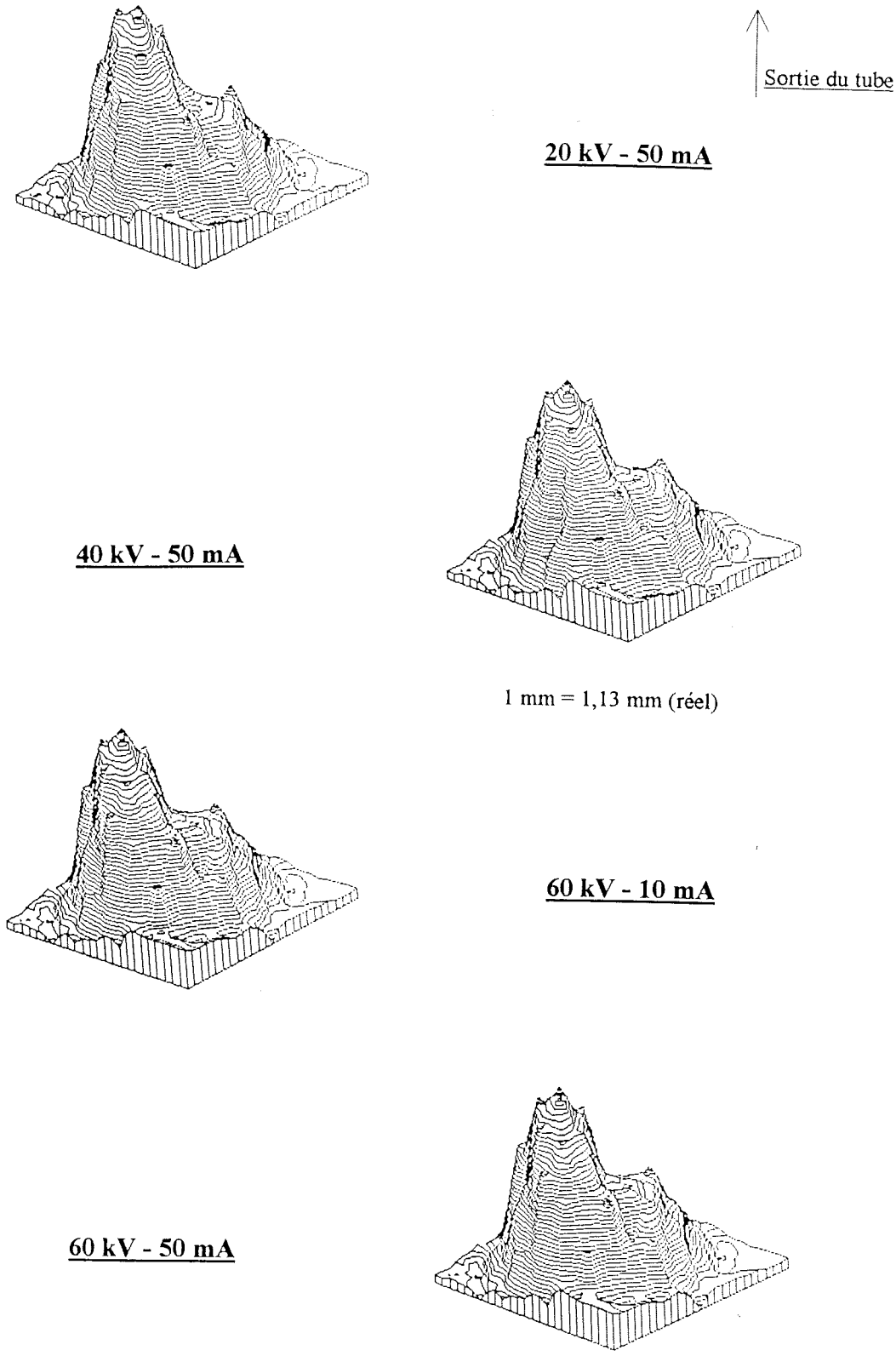
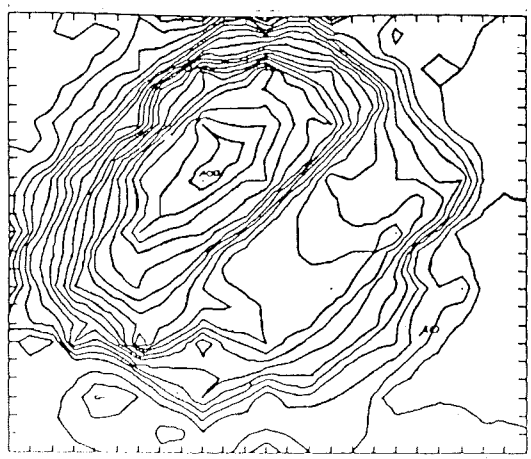


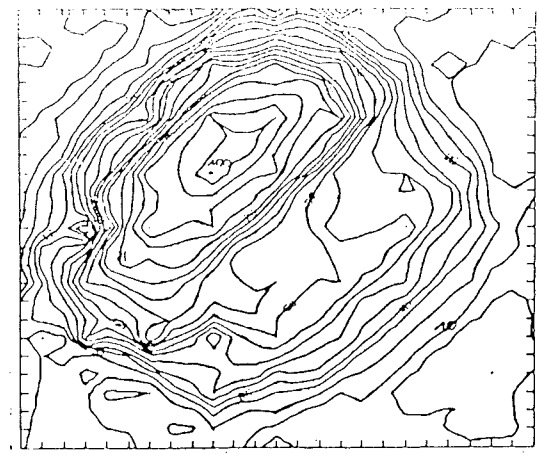
Figure 41 : Représentation en perspective à différentes puissances ; élément Fe.



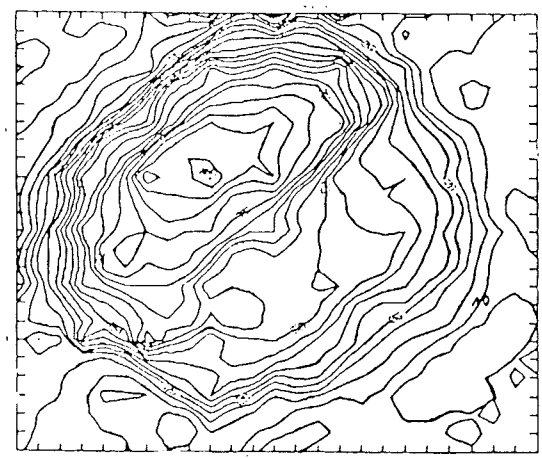
Mo : 60 kV - 50 mA

Fe : 40 kV - 50 mA

1 mm = 0,6 mm (réel)



1 mm = 0,5 mm (réel)



Al : 40 kV - 50 mA

Figure 42 : Représentation des courbes d'iso-intensité pour trois éléments différents : Mo, Fe et Al. Efficacité : 36%

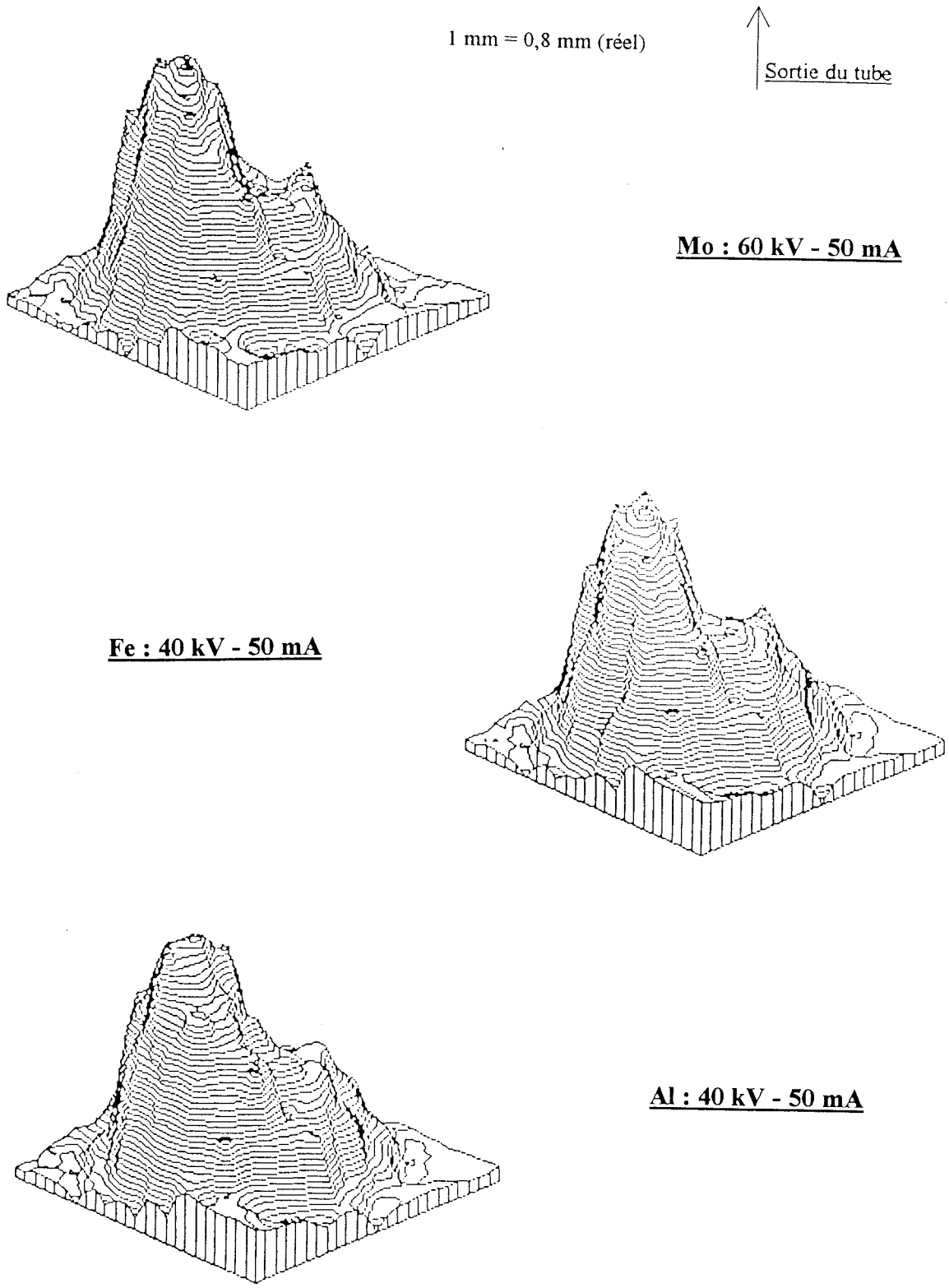


Figure 43 : Représentation en perspective pour trois éléments différents : Mo, Fe et Al.

Nous remarquons d'après les différentes représentations et les valeurs des efficacités que l'homogénéité dans l'espace du faisceau primaire est toujours la même, quelle que soit la puissance appliquée au tube et quel que soit l'élément analysé ; plus rigoureusement, les distributions des intensités mesurées sont identiques pour toutes les configurations étudiées.

Cette étude a surtout permis de déterminer la surface effective analysée qui est théoriquement de 9,1 cm^2. En effet, il y a 9% de la surface de l'échantillon sur laquelle nous n'avons pu mesurer un signal (surface où l'intensité mesurée est de 0% par rapport à l'intensité maximale extrapolée à 100%) et par conséquent nous considérons que la surface réellement analysée est de 8,3 cm^2.

Tube de cuivre

Pour ce tube, nous n'avons pas fait les mesures pour différents éléments, ni à différentes puissances, car nous avons constaté avec un tube de rhodium que la distribution de l'intensité était identique dans chacun des cas.

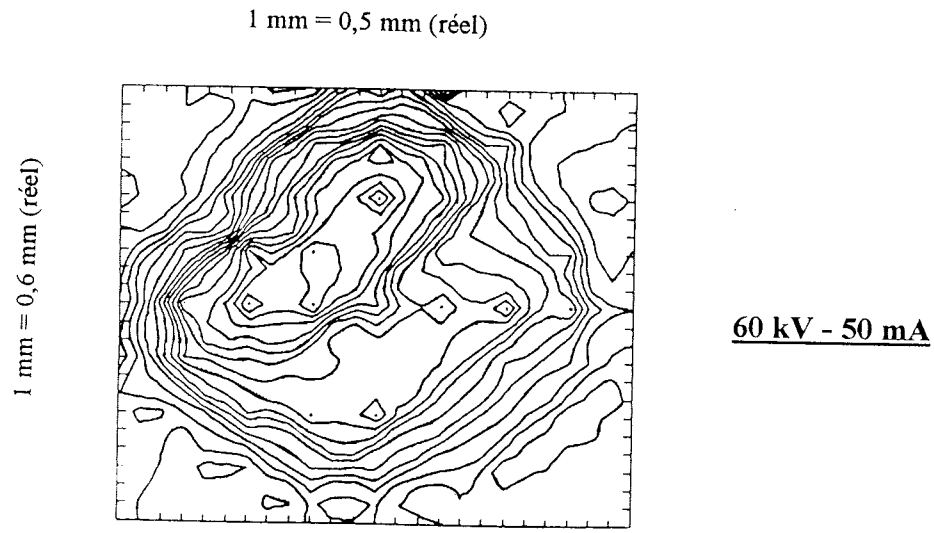


Figure 44 : Représentation des courbes d'iso-intensité ; élément Fe.
Efficacité de 40%

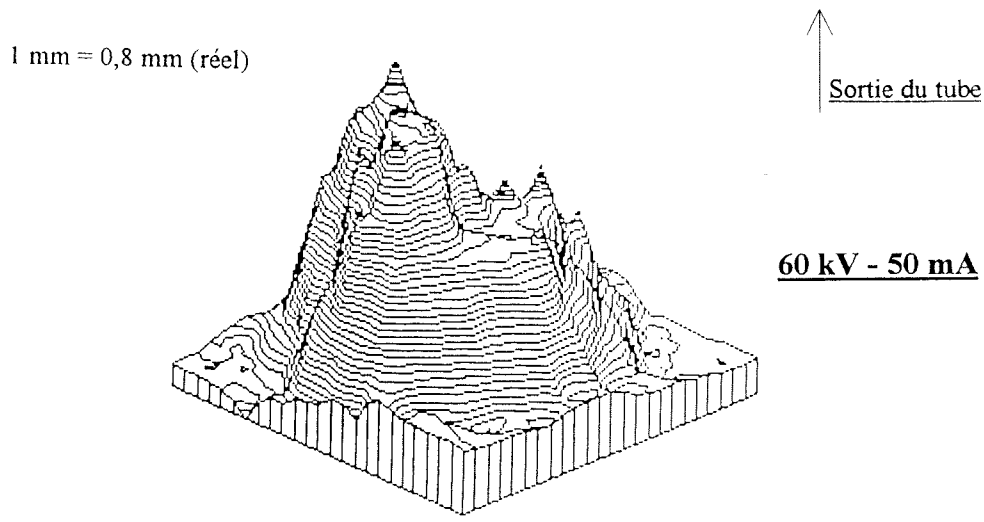


Figure 45 : Représentation en perspective ; élément Fe.

La surface sur laquelle nous avons mesuré un signal est de 98%. Dans ces conditions 2% de la surface est considérée comme non analysée. La surface effective analysée est donc de 8,9 cm². Ce résultat permet d'interpréter le fait que l'on obtienne des MECM mesurées avec le tube cuivre, supérieures aux MECM déterminées avec un tube de rhodium (voir deuxième chapitre).