Caractérisation géométrique d'un condensat métallique sur diélectrique à l'approche du seuil de percolation

G. Desrousseaux, A. Carlan

► To cite this version:

G. Desrousseaux, A. Carlan. Caractérisation géométrique d'un condensat métallique sur diélectrique à l'approche du seuil de percolation. *Revue de Physique Appliquée*, 1990, 25 (7), pp.753-761. 10.1051/rphysap:01990002507075300 . jpa-00246236

HAL Id: jpa-00246236

<https://hal.science/jpa-00246236>

Submitted on 1 Jan 1990

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
73.00

Caractérisation géométrique d'un condensat métallique sur diélectrique à l'approche du seuil de percolation

G. Desrousseaux et A. Carlan

Laboratoire des Propriétés Physiques des Couches Minces, Université d'Aix-Marseille III, Faculté des Sciences et Techniques de Saint-Jérôme, Avenue Escadrille Normandie-Niemen, 13397 Marseille Cedex 13, France

(Reçu le 21 décembre 1989, révisé le 13 mars 1990, accepté le 29 mars 1990)

Résumé. — A l'approche du seuil de percolation, les contours des îlots de dépôts métalliques discontinus sur substrat amorphe cessent d'être circulaires pour délimiter des espacements s'allongeant en forme de canaux. Nous proposons une modélisation de la répartition du métal dans de tels dépôts. L'utilisation de ce modèle nous permet de décrire quantitativement cette répartition en utilisant les seules mesures de la conductance de couche et de l'épaisseur massique du dépôt. Cette conversion de ces mesures électriques en termes de quantités géométriques suppose que le mécanisme prépondérant de la conduction électrique entre les agrégats est l'effet tunnel *via* le substrat.

Abstract. — At the approach of the percolation threshold, the outlines of islands of discontinuous metallic deposits on amorphous substrate, cease to be circular so as to delimit channels. We propound a modelling of the metal repartition in these deposits. This modelling enables us to quantitatively depict this repartition by only measuring the sheet conductance and the mass thickness of the deposit. This conversion of these electrical measures in terms of geometrical quantities supposes that the prevalent mechanism of electrical conduction between the islands is the tunnelling *via* their substrate.

1. Introduction.

Notre présent objectif est la mise au point d'une méthode permettant d'étendre, jusqu'au seuil de percolation, l'étude *in situ* de la géométrie d'un condensat métallique discontinu sur substrat diélectrique. En microscopie électronique par transmission (MET), on observe, à température ambiante, après une compétition plus ou moins durable entre nucléation et coalescence, une rapide prédominance de cette dernière [1]. La croissance de la couche métallique très mince atteint alors (Fig. 1a) son stade à haut degré de coalescence (HDC). Dans l'étape suivante (Fig. 1b), cette couche montre une répartition du métal condensé qui cesse d'être granulaire; de larges îlots y délimitent dès lors des espacements uniformes présentant l'aspect de « canaux » qui débouchent sur des « carrefours ». Malgré leur contour irrégulier, les îlots maintiennent ainsi le long de ces canaux un parallélisme de leurs

bords en regard. Leur distance bord à bord s , s'identifiant à la largeur des canaux, n'évolue alors que très lentement [2, 3]. L'analyse dimensionnelle de micrographies montre que la distribution des valeurs de s est remarquablement étroite. En outre, au fur et à mesure de leur disparition, les canaux présentent une longueur ℓ_c variant peu dans le plan du condensat. Cette uniformité d'espacement du dépôt métallique résulte du processus d'élimination des canaux à l'approche du seuil de percolation. En effet, à ce stade d'évolution du dépôt, cette élimination s'effectue de plus en plus par obturation d'une extrémité d'un canal puis raccourcissement de l'impasse ainsi formée dans l'amas que deux îlots constituent par coalescence statique (Fig. 1c). Dès l'apparition de canaux, les atomes incidents sont presque exclusivement consommés pour accroître la couverture métallique du substrat. L'accroissement de la hauteur h_i des îlots va ainsi en s'atténuant; une éventuelle stabilisation de h_i ne peut survenir

Fig. 1. — a) Micrographie du système Au/MgO noté S1 ; sa géométrie se situe en début de validité de cette modélisation. b) Micrographie du système Au/MgO noté S2 ; le condensat d'or a atteint la géométrie pour laquelle la modélisation est bien adaptée. c) Micrographie d'un système Au/MgO qui approche le seuil de percolation au-delà duquel le modèle cesse d'être utilisable.

[a) Micrograph of Au/MgO system labelled S1 ; its geometry shows the beginning of the suitability of the modelling. b) Micrograph of Au/MgO system labelled S2 ; the condensate has reached the geometry for which the modelling is well suitable. c) Micrograph of Au/MgO system which approaches the threshold of percolation beyond which the modelling ceases to be suitable.]

qu'entre l'amorce de la percolation et le total recouvrement de la surface du substrat [1,4-6]. Nous ne pouvons donc postuler cette stabilisation durant l'évolution géométrique que nous nous proposons de décrire. La succession des étapes, précédant le seuil de percolation, apparaît en figure 2.

Nous avons précédemment montré comment, à un instant t de la formation sous ultravide d'un condensat métallique sur un diélectrique amorphe, les mesures couplées de l'épaisseur e_d et de la conductance de couche C_c permettent une description quantitative de la répartition du métal sur son substrat. Nous avons, pour cela, utilisé une modélisation du condensat granulaire demeurant réaliste durant la nucléation et la croissance tant que la coalescence reste modérée [7-10]. Lorsque survient

ce HDC, la précédente modélisation perd progressivement son réalisme au fur et à mesure que s'étend l'apparition des canaux. D'une géométrie à grains ellipsoïdaux, de taille et de distance à peu près constantes dans le plan de la couche, nous passons à des canaux dont la largeur et la longueur restent les seules à présenter une telle uniformité dans ce plan. Nous proposons, à présent, une adaptation de cette représentation de la répartition du métal sur son substrat en contrôlant par MET que la description ainsi obtenue reste statistiquement exacte jusqu'au seuil de percolation. Le critère de départ de cette remodelisation sera l'abaissement de la distance bord à bord s entre les agrégats au niveau de la largeur de leur halo de capture [6, 11]. Le calcul de la fraction c de l'aire du substrat couverte par le

Fig. 2. — Cette micrographie montre les géométries des figures 1a et 1b dans la succession des répartitions du métal depuis le stade granulaire jusqu'à l'apparition de canaux puis leur obturation.

[This micrograph shows the geometries 1a and 1b in the sequence of metal repartitions from the granular stage till the appearance of channels next their obturation.]

métal permet de situer quantitativement [12-15] l'apparition du seuil de percolation au-delà duquel ce modèle est mis en défaut.

Pour contrôler le réalisme de cette nouvelle modélisation, nous avons à préparer simultanément deux ensembles dépôt/substrat, l'un destiné à des mesures de conduction, l'autre supporté par des grilles pour le contrôle en MET.

2. Dispositif expérimental.

Les condensations du diélectrique, servant de substrat, et du métal, constituant les îlots, sont successivement effectuées dans une enceinte à ultravide entièrement étuvable. Une pression résiduelle de l'ordre du μPa est atteinte par pompage ionique.

Le métal (Au) est évaporé à partir d'une cellule de Knudsen dont le flux atomique q est préalablement mesuré au moyen d'une balance iézoélectrique.

Les substrats sont des films de MgO préparés au moyen d'un canon à électrons. L'épaisseur e_s du substrat est choisie de manière à obtenir le meilleur compromis possible entre une bonne continuité de la surface et une conductance de couche suffisamment faible devant celle du condensat métallique supporté.

Pour cette étude de la répartition du dépôt métallique discontinu sur son substrat, les condensations du diélectrique puis du métal sont effectuées successivement sur une lamelle de verre (Fig. 3) préalablement couverte par deux électrodes planes d'argent de forme rectangulaire (Fig. 3); les deux

Fig. 3. — Support de verre (4), muni de ses électrodes planes d'argent déposées sous vide (3). En remontant, on distingue le film de MgO servant de substrat (2), le condensant d'or discontinu (1).

[Glass holder (4) with two evaporated silver contacts (3). It is successively covered with the MgO substrate film (2) and the discontinuous gold condensate.]

films minces les constituant ont une longueur $L_e = 20 \text{ mm}$ et une distance $D_e = 2 \text{ mm}$. Une tension continue $U_e = 0,5 \text{ V}$ est maintenue entre ces électrodes planes [7, 9].

En fin de formation, le substrat est traversé par un courant d'intensité I_s . Durant la condensation du métal, on observe à un instant t , un accroissement d'intensité $I_d(t)$ correspondant à une épaisseur massique $e_d(t) = qt$. Au stade de la condensation auquel apparaît une répartition du métal délimitant des canaux, le coefficient de collage est égal à l'unité. Nous n'aurons donc pas à introduire entre le flux atomique incident et le nombre d'atomes condensés sur l'unité d'aire du substrat.

Avec ces notations, la conductance de couche s'exprime par

$$C_c = (I_d/U_e)(D_e/L_e) \quad (1)$$

et la couverture atomique n_a du métal sur l'unité d'aire de son substrat par

$$n_a = e_d/v^* \quad (2)$$

v^* désignant le volume atomique.

3. Modélisation et fondements théoriques.

A ce stade de croissance auquel nous étudions ici l'évolution de la géométrie du condensat métallique, les îlots ont, dans le plan du substrat, des dimensions de l'ordre de 10 nm. Leurs propriétés électroniques sont donc très proches de celles du métal massif [16-20]. Ainsi au voisinage immédiat des interfaces électrodes/substrat et îlots/substrat, les lignes de champ sont normales à ces surfaces interfaciales tandis que, dans le reste du diélectrique, elles s'orientent parallèlement au support vers les îlots ou l'électrode à plus bas potentiel.

A basse température et faible champ électrique, le calcul montre que le courant circulant, dans le plan du support, entre les deux électrodes sous tension, est essentiellement attribuable à un effet tunnel entre îlots *via* le substrat [15, 21]. Dans ces conditions, ce substrat constitue, entre ses interfaces avec deux îlots voisins, une superposition de « barrières-tunnel » dont la largeur est limitée inférieurement par s . Leur limite supérieure s'obtient en ajoutant à s la dimension du plus étroit des deux îlots, en bordure du canal que le courant doit franchir normalement à sa ligne médiane.

Le courant circulant entre deux îlots voisins sera donc la somme des courants élémentaires allant d'un élément d'aire dS de l'interface, sous-jacente à un îlot en amont de la barrière, vers celui dS' de l'interface voisine située en aval. En raison de l'élargissement rapide de la barrière minimale à l'abord des carrefours, nous pouvons considérer que l'essentiel de ce « courant-tunnel » circule perpendiculairement aux canaux. Nous obtiendrons donc une bonne approximation du courant entre îlots voisins (Fig. 4) en prenant pour dS et dS' des bandes parallèles à la ligne médiane du canal, de longueur ℓ_c et de largeur dx , positionnées à la distance x de cette ligne. Avec ces notations, les éléments d'aire s'expriment par

$$dS = dS' = \ell_c dx. \quad (3)$$

Quelle que soit la courbure de la ligne médiane du canal mitoyen, on peut, en tout point de cette ligne, dans sa direction perpendiculaire, définir pour chacun des deux îlots voisins, une dimension $2x_M - s$ égale à leur largeur dans cette direction.

Lorsque l'on s'éloigne de cette ligne médiane, les éléments dS et dS' apportent au courant entre deux îlots voisins une contribution qui chute rapidement avec x . Nous pouvons donc choisir pour $2x_M - s$ la largeur du plus étroit des îlots en regard. Dans le calcul du courant entre deux îlots voisins, x_M sera pris comme la borne supérieure dans l'intégration, sur x , de la densité du courant d'effet tunnel *via* le substrat.

L'aire moyenne A_i des îlots peut être considérée comme la moyenne des produits de leurs dimensions,

Fig. 4. — Représentation schématique de deux îlots voisins échangeant leurs charges interfaciales par effet tunnel *via* le substrat. dS et dS' désignent les éléments d'aire sur chacune des deux interfaces qui séparent les îlots de leur substrat.

[Schematic representation of two neighbouring islands which exchange their interface charges by tunnelling *via* the substrate. dS and dS' label the area elements on each of two interfaces which separate the islands from their common substrate.]

l'une ℓ_c parallèle aux bords du canal et l'autre $2x_M - s$ perpendiculaire. Nous noterons z le rapport de ces deux dimensions et n_i la densité des îlots.

En désignant par $J(x)$ la densité de courant entre dS et dS' à travers une barrière de largeur $2x$, nous pouvons écrire que ce courant I_d circulant dans le dépôt entre les deux électrodes s'exprime par :

$$I_d = L_e (n_i/z)^{1/2} \ell_c \int_{s/2}^{x_M} J(x) dx. \quad (4)$$

Cette expression est écrite en admettant que l'ensemble des îlots offre $L_e (n_i/z)^{1/2}$ voies de conduction.

En substituant

$$\ell_c (2x_M - s) = A_i \quad (5)$$

et

$$z(2x_M - s) = \ell_c \quad (6)$$

dans l'expression (4), on obtient :

$$I_d = L_e (n_i A_i)^{1/2} \int_{s/2}^{[(A_i/z)^{1/2} + s]/2} J(x) dx. \quad (7)$$

En introduisant la fraction de l'aire du substrat couverte par le métal

$$c = n_i A_i \quad (8)$$

et la distance bord à bord moyenne

$$s = n_i^{-1/2} - (c/n_i)^{1/2} = n_i^{-1/2}(1 - c^{1/2}) \quad (9)$$

on parvient finalement à l'équation

$$c^{1/2} \int_{B_i}^{B_s} J(x) dx = I_d / L_e \quad (10)$$

où

$$B_i = n_i^{-1/2}(1 - c^{1/2})/2$$

et

$$B_s = n_i^{-1/2}[1 - c^{1/2}(1 - z^{-1/2})]/2$$

sont respectivement les bornes inférieure et supérieure de l'intégrale.

Les barrières-tunnel élémentaires ont, toutes, pour hauteur l'écart énergétique $E_c - E_F$ que présente par rapport au niveau de Fermi le bas de la bande de conduction du diélectrique constituant le substrat [19, 20].

Pour calculer $J(x)$, nous utilisons la théorie de Hill [21] sous la formulation de Barr et Finney [22] avec $A = (8 \pi x / h)(2 m^*)^{1/2}$ et $B = A / [2(E_c - E_F)^{1/2}]$, notations de Simmons [23]. La tension entre îlots voisins est $V = U_e(n_i^{-1/2})/D_e$. L'énergie électrostatique d'activation δE pour la conduction électronique est simplement la différence entre le travail à fournir contre la force image pour amener un électron d'un îlot à son voisin *via* le substrat et la variation de son énergie potentielle dans le champ local [15, 23, 24].

La densité du courant $J(x)$ s'écrit avec ces notations :

$$J(x) = 4 \pi m e h^{-3} \left\{ \exp \left[-A(E_c - E_F)^{1/2} \right] \right\} \times$$

avec

$$\begin{aligned} G &= G1/G2 + G3/G4 \\ G1 &= \exp(-B\delta E) - \exp(-BeV) \\ G2 &= 1 - \exp[(\delta E - eV)/kT] \\ G3 &= 1 - \exp[-B(\delta E + eV)] \\ G4 &= 1 - \exp[(\delta E + eV)/kT]. \end{aligned} \quad (12)$$

Les relations (8) et (9) donnent immédiatement les valeurs moyennes de la distance bord à bord s et de l'aire A_i des îlots, lorsque sont connus c et n_i .

Par contre pour exprimer l'épaisseur massique $e_d = n_i h_i A_i$, nous devons utiliser une expression empirique pour la fonction $b = h_i / A_i^{1/2}$ reliant h_i et A_i .

A partir d'analyses dimensionnelles de micrographies, nous avons recherché graphiquement une relation entre b et e_d pour les systèmes Au/MgO, Pd/MgO, Au/a - C et Ag/a - C. Dans une représentation en double échelle logarithmique, les couples (e_d, b) s'alignent sur une portion rectiligne du tracé.

Pour le système Au/MgO, on obtient ainsi

$$b = b^* (e_d / e_d^*)^{-1/8} \quad (13)$$

où b^* est l'ordonnée lue pour l'abscisse e_d^* sur une représentation de $\log b$ en fonction de $\log e_d$. Le couple (e_d^*, b^*) repère le point à partir duquel un tracé rectiligne de pente $-1/8$ apparaît sur ce graphe. Ce coefficient b est analogue à celui introduit par Pocza [1]. La M.E.T. montre que, pour cette épaisseur massique, les îlots métalliques commencent à délimiter des canaux. Pour Au/MgO, on trouve $b^* = 0,31$ pour $e_d^* = 0,4$ nm ; au-delà de $e_d = 2,5$ nm, les points cessent de s'aligner.

En introduisant b dans l'expression de e_d , il vient alors :

$$n_i A_i^{3/2} = n_i (c/n_i)^{3/2} = n_i^{-1/2} c^{3/2} = e_d / b. \quad (14)$$

Le système des relations (10) et (14) permet par itération de déterminer n_i et c à partir des couples de mesures de e_d et I_d . Dans ce domaine de répartition du métal qui marque l'approche du condensat vers la percolation, nous pouvons ainsi, durant sa formation, décrire quantitativement sa géométrie à partir du couple de mesures (e_d, I_d) . Cette description quantitative est faite en termes de concentration n_i des îlots, de fraction c de l'aire du substrat couverte par le métal, de valeurs moyennes de la distance bord à bord s , de leur aire de projection A_i et de leur hauteur h_i .

Le paramètre z ne figure que dans l'expression de B_s . Sa variation n'affecte pas sensiblement les quantités c , n_i et s . En effet, pour une telle géométrie du dépôt, l'intégrale de l'expression (10) dépend, en fait, fort peu de sa borne supérieure en raison de l'amortissement rapide avec x de toutes les exponentielles présentes dans les expressions (11) et (12).

4. Expérimentation et résultats.

Pour contrôler le réalisme de notre modélisation, nous avons à présent à comparer les quantités géométriques déduites des mesures e_d et I_d avec celles que nous fournit l'analyse statistique des micrographies.

Nous donnons à cet effet dans le tableau I les résultats pour six systèmes Au/MgO. Leurs micrographies sont présentées en figures 1a, 1b, 5, 6, 7 et

Tableau I. — *Grandeurs décrivant la répartition de l'or d'un condensat discontinu sur MgO pour six systèmes. Les nombres soulignés sont des mesures sur les premières lignes, des moyennes statistiques sur les deuxièmes. Les données des calculs sont l'épaisseur et le courant traversant le dépôt dans son plan dans la méthode notée (e_d, I_d), les moyennes statistiques relevées sur des micrographies dans celle notée M.E.T.*

[Quantities which depict the gold repartition in the discontinuous condensate on MgO for six systems. The underline numbers are measurements on the first lines, mean statistical values on the second lines. The inputs of computations are the mass thickness and the planar current in the method labelled (e_d, I_d), the mean statistical values deduced from micrograph in the method labelled MET.]

Système	Méthode	e_d nm	I_d nA	b	s nm	$10^{-15} n_i$ îlots/m ²	c %	$A_i^{1/2}$ nm
S1	(e_d, I_d)	<u>0,8</u>	<u>255</u>	0,28	2,0	24,9	46	4,9
	M.E.T.	1		0,28	<u>2</u>	<u>18</u>	<u>54</u>	5,5
S2	(e_d, I_d)	<u>1,8</u>	<u>250</u>	0,26	2,3	8,4	59	9,5
	M.E.T.	1,8		0,26	<u>1,9</u>	<u>7,0</u>	<u>70</u>	10
S3	(e_d, I_d)	<u>1,8</u>	<u>140</u>	0,26	2,5	7,9	58	9,7
	M.E.T.	1,82		0,25	<u>2,2</u>	<u>6,5</u>	<u>68</u>	10,2
S4	(e_d, I_d)	<u>2,4</u>	<u>110</u>	0,25	2,6	5,1	62	12,4
	M.E.T.	2,52		0,24	<u>2,4</u>	<u>3,8</u>	<u>73</u>	14
S5	(e_d, I_d)	<u>2,5</u>	<u>39</u>	0,25	3,0	4,4	61	13,2
	M.E.T.	2,5		0,25	<u>3,1</u>	<u>3,4</u>	<u>68</u>	14
S6	(e_d, I_d)	<u>2,8</u>	<u>1 200</u>	0,24	1,9	5,1	69	13,2
	M.E.T.	2,8		0,24	<u>1,9</u>	<u>3,6</u>	<u>78</u>	15

Fig. 5. — Micrographie du système Au/MgO noté S3.
[Micrograph of the Au/MgO labelled S3.]

Fig. 6. — Micrographie du système Au/MgO noté S4.
[Micrograph of the Au/MgO labelled S4.]

Fig. 7. — Micrographie du système Au/MgO noté S5.
[Micrograph of the Au/MgO labelled S5.]

Fig. 8. — Micrographie du système Au/MgO noté S6.
[Micrograph of the Au/MgO labelled S6.]

8. Le système S1 (Fig. 1a) représente une limite inférieure pour le passage à cette nouvelle modélisation. Pour permettre d'apprécier la précision des mesures de courant et d'épaisseur massique, nous ajoutons dans le tableau II, en regard de la mention de chaque système, l'épaisseur e_s du substrat et l'intensité I_s du courant circulant dans son plan en fin de dépôt. D'autres informations sur les conditions de formation du substrat de MgO puis du condensat d'or complètent ce tableau II. Ce sont les vitesses q_s et q des condensations successives de MgO et d'or et la température T du système durant le dépôt du

Tableau II. — Conditions de préparation des six systèmes Au/MgO étudiés dans le tableau I. On trouve de gauche à droite : l'épaisseur du substrat, le courant le traversant dans son plan avant condensation de l'or, sa vitesse de formation, celle de la condensation de l'or et la température du système durant cette condensation.

[Preparation conditions for the six Au/MgO systems which are studied in table I. From left to right are given the substrate thickness e_s , the planar current I_s before gold evaporating, the condensation rate q_s for MgO, q for the metal, the substrate temperature T during the condensate formation.]

Système	e_s nm	I_s nA	q_s nm/s	$10^{-16} q$ At/m ² /s	T K
S1	10	0,15	0,11	3,15	329
S2	10	0,15	0,11	3,15	329
S3	10	0,17	0,17	3,3	334
S4	10	0,15	0,11	3,16	326
S5	11	1	0,27	5,7	327
S6	11	1	0,27	5,7	330

métal ; ces informations précisent les conditions de la répartition du métal. Elles seront utiles pour comprendre certaines accélérations de la coalescence que met en évidence le tableau I. La pression résiduelle de base est de l'ordre de μPa ; sa remontée durant la condensation du métal n'excède pas un ordre de grandeur.

Ce tableau I montre un accord satisfaisant pour les quantités qui peuvent, dès l'apparition du H.D.C. dans la formation du condensat discontinu, décrire quantitativement sa géométrie jusqu'au seuil de percolation. On constate, en outre, que cet accord s'améliore lorsque la géométrie évolue vers ce seuil. Cette amélioration traduit celle du réalisme de ce nouveau modèle. Nous avons jugé nécessaire d'effectuer ce contrôle pour des dépôts métalliques ayant subi des effets plus ou moins prononcés de la coalescence. Pour faire ressortir de tels effets, nous présentons ces systèmes dans l'ordre de leur épaisseur croissante, et, pour une même épaisseur, dans l'ordre de leur conductance décroissante. La coalescence tend à augmenter s et A et corrélativement à diminuer n_i . De tels changements dans la géométrie du dépôt se traduisent par une diminution de la conductance de couche pour une épaisseur massique donnée. C'est très exactement ce que montre ce tableau I. Ainsi les variations du courant, non seulement révèlent cette évolution géométrique du condensat métallique, mais en outre amplifient la mise en évidence de ces effets d'accélération de la coalescence. De cette manière, la méthode permet, sous ultravide et sous flux atomique, durant la formation du condensat, de suivre l'évolution de sa géométrie et d'en prévoir le sens.

Conclusion.

Durant sa condensation sous ultravide un métal présente, avant la percolation, deux modes de répartition sur son substrat. Durant la compétition entre nucléation et coalescence, la géométrie du condensat apparaît sous forme de grains au contour régulier. Lorsque la coalescence devient prédominante les contours des agrégats se déforment pour délimiter entre leurs bords en regard des espaces uniformes que nous avons appelés « canaux ». Dans le premier mode, la répartition du métal peut être quantitativement décrite par le diamètre moyen des grains, leur densité et la fraction de l'aire du substrat qu'ils recouvrent. Dans le deuxième mode, la description quantitative de cette répartition sera plus réaliste si l'on utilise la densité des îlots, leur distance bord à bord et la fraction $1 - c$ de l'aire du substrat qu'ils découvrent. Dans de précédents travaux [7-10] relatifs au premier mode, nous avons montré que cette description de la répartition du

métal pouvait être déduite des mesures couplées de l'épaisseur massique e_d du condensat et de sa conductance de couche C_c . Dans ce présent travail, nous montrons qu'en adaptant la modélisation du condensat, le second mode de répartition permet également une description quantitative de la dispersion du métal au sein du dépôt à partir de ces mêmes mesures e_d et C_c (ou I_d).

Le changement de modèle pose la question du choix du critère qui dicte le passage de la première modélisation à la seconde. Le franchissement de cette solution de continuité peut être réalisé en convenant que cette seconde modélisation sera adoptée dès que la distance bord à bord s'abaisse au niveau de s_c . Cette distance s_c représente la largeur des halos de capture entourant les îlots [6, 11, 25]. Cette valeur critique, introduite dans la décroissance de s , n'est qu'une manière numérique d'écrire que l'apparition de ces canaux concrétise le recouvrement complet des halos de capture entourant les îlots.

Bibliographie

- [1] POCZA J. F., Forming processes of directly observed vacuum-deposited thin films, Proc. 2nd Coll. on thin films, Ed. E. Hahn, (Vandenhoeck & Ruprecht Gottingen) Budapest (1967) p. 93.
- [2] KAZMERSKI L. L. and RACINE D. M., Growth environmental and electrical properties of ultrathin metal films, *J. Appl. Phys.* **46** (1975) 791.
- [3] ANDERSON T., Electrical and structural properties of ultrathin gold films on glass, Ph. D. Thesis, Chalmers Univ. of Technology, Goteborg, Sweden (1976).
- [4] GADENNE P., BEGHADI A. et LAFAIT J., Croissance de couches minces d'or sur verre. Structure fractale. Propriétés optiques et électriques à la percolation, *J. Microsc. Spectrosc. Electron.* **12** (1987) 477.
- [5] PALEVSKI A., RAPPAPORT M. L., KAPITULNIK A., FRIED A. and DEUTSCHER G., Hall coefficient and conduction in a 2D percolation system, *J. Phys. Lett. France* **45** (1984) L-367.
- [6] LEWIS B. and ANDERSON C., Nucleation and growth of thin films (Academic Press Inc., London) 1978.
- [7] DESROUSSEAU G., TROMPETTE J., FAURE R., SCHAFFAR H. et DUSSAULCY J. P., Relation entre la granulométrie d'une couche métallique discontinue et les mesures de son épaisseur et de sa conductance, *Thin Solid Films* **98** (1982) 13.
- [8] DESROUSSEAU G., CARLAN A., ROBRIEUX B., TROMPETTE J., SCHAFFAR H., FAURE R. et DUSSAULCY J. P., Conductance of metallic deposits on amorphous carbon during the nucleation and the growth, *J. Non-Cryst. Solids* **59-60** (1983) 529.
- [9] DESROUSSEAU G., CARLAN A., ROBRIEUX B., SCHAFFAR H., TROMPETTE J., DUSSAULCY J. P. et FAURE R., Caractérisation géométrique de dépôts métalliques discontinus sur film de carbone déduite des seules mesures d'épaisseur massique et de conductance de couche, *J. Phys. Chem. Solids* **46** (1985) 929.
- [10] ROBRIEUX B., DESROUSSEAU G., RENOU A. and GILLET M., Morphology determination of small particles by electron microscopy and electrical conduction measurements, *Zeitschrift für Physik, Atoms and Clusters* **12** (1989) 23.
- [11] HAMILTON J. F., PREUSS D. R. and APAI G. R., Nucleation and growth of vacuum, deposited metal aggregates studied by electron microscopy, *Surf. Sci.* **106** (1981) 146.
- [12] ZALLEN R., The physics of amorphous solids (Wiley-Interscience Publication, John Wiley and Sons, Inc.) 1983.
- [13] ROMANOWSKI W. and KEPINSKI L., Structure and electrical conduction of discontinuous gold films evaporated in vacuum on carbon and silicon monoxide substrates, *Thin Solid Films* **65** (1980) 141.
- [14] KEPINSKI L., Dispersion and electrical resistance of discontinuous silver and copper films on amorphous carbon and silicon oxide, *Thin Solid Films* **78** (1981) 133.
- [15] COUTTS T. J., Electrical conduction in thin metal films (Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam) 1974.
- [16] HALPERIN W. P., Quantum size effects in metal particles, *Rev. Mod. Phys.* **58** (1986) 533.

- [17] BAETZOLD R. C., Calculated properties of metal aggregates. II. Silver and palladium, *J. Chem. Phys.* **55** (1971) 4363 ; Molecular orbital description of silver clusters : Electronic structure, *J. Chem. Phys.* **68** (1978) 555, Electronic properties of metal clusters, *Surf. Sci.* **106** (1981) 243.
- [18] a) BAETZOLD R. C. and MACK R. E., Electronic properties of metal clusters, *J. Chem. Phys.* **62** (1975) 1513 ;
b) MASON M. G. and BAETZOLD R. C., Esca and molecular orbital studies of small silver particles, *J. Chem. Phys.* **64** (1976) 271 ;
c) BAETZOLD R. C. and HAMILTON J. F., Properties of small metal particles, *Prog. Solid State Chem.* **15** (1983) 1.
- [19] HILL R. M., Electrical conduction in ultrathin metal films. I. Theoretical, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **309** (1969) 377.
- [20] BARR A. and FINNEY R. D., Tunnelling of electrons in discontinuous metal films, *Thin Solid Films* **24** (1974) 811.
- [21] SIMMONS J. G., Generalized formula for the electrical tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film, *J. Appl. Phys.* **34** (1963) 1793.
- [22] ABELES B., SHENG P., COUTTS M. D. and ARIE Y., Structural and electrical properties of granular films, *Adv. Phys.* **24** (1975) 407.
- [23] HAMILTON J. F. and LOGEL P. C., *Thin Solid Films* **23** (1974) 89 ; Vapor deposition of silver, gold and palladium on carbon and silicon dioxide in ion-pumped vacuum, *Thin Solid Films* **23** (1977) 89.
-