

Electronique

THÈSE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITÉ PAUL SABATIER DE TOULOUSE (Sciences)

pour l'obtention

du Diplôme de DOCTEUR INGÉNIEUR

par

TOP/2314

Banyong TOPRASERTPONG

Ingénieur Université de Chulalongkorn (Thaïlande)

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DES CONTACTS
OHMIQUES METAL-SEMICONDUCTEUR
CAS DE L'Au-Zn/GaAs (p)**

Soutenue le 20 Juin 1980, devant la Commission d'Examen :

MM. G. GRATELOUP

Président

D. ESTEVE

P. GAUTIER

N.T. LINH

J. MACHET

H. MARTINOT

G. PELOUS

A. MARTINEZ

Examineurs

Electronique

THÈSE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITÉ PAUL SABATIER DE TOULOUSE (Sciences)

pour l'obtention

du Diplôme de DOCTEUR INGÉNIEUR

par

Banyong TOPRASERTPONG

Ingénieur Université de Chulalongkorn (Thaïlande)

TOP/2314

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DES CONTACTS
OHMIQUES METAL-SEMICONDUCTEUR
CAS DE L'Au-Zn/GaAs (p)**

Soutenue le 20 Juin 1980, devant la Commission d'Examen :

MM. G. GRATELOUP

Président

D. ESTEVE

P. GAUTIER

N.T. LINH

J. MACHET

H. MARTINOT

G. PELOUS

A. MARTINEZ

Examineurs

PRESIDENCE

M. MARTIN Président
 M. LARENG 1er Vice Président
 M. MARPINARD 2ème Vice Président

ORDRE DES SCIENCES

HONORARIAT

M BEDOS Professeur honoraire
 M BLAIZOT Doyen honoraire
 M CAPDECOMME Doyen honoraire, Recteur honoraire, Correspondant de l'Institut, Professeur honoraire
 M COUCHET Professeur honoraire
 M DUPIN Professeur honoraire
 M DUPOUY Membre de l'Institut, Doyen honoraire, Directeur honoraire du C.N.R.S., Professeur honoraire
 M DURAND Emile Doyen honoraire, Professeur honoraire
 M FERT Professeur honoraire
 M GALLAIS Professeur honoraire
 M GAUSSEN Professeur honoraire, Correspondant de l'Institut
 M LESBRE Professeur honoraire
 M MARGULIS Professeur honoraire
 M MASDUPUY Professeur honoraire
 M MATHIS Doyen honoraire
 M MIGNONAC Professeur honoraire
 M MORQUER Professeur honoraire, Correspondant de l'Institut
 M PERRIER Professeur honoraire
 M SECONDAT Professeur honoraire
 M SERFATY Professeur honoraire
 M TEISSIE SOLIER Professeur honoraire
 M TRICHE Professeur honoraire
 M VANDEL Professeur honoraire, Membre de l'Institut

CORPS ENSEIGNANT

PROFESSEURS DE CLASSE EXCEPTIONNELLE ET DE 1ère CLASSE

M HURON Mathématiques Appliquées
 M LEDOUX Zoologie Appliquée
 M MATHIS Chimie
 M ORLIAC Géochimie et Minéralogie
 M LAFOURCADE Physique
 M ANGELIER Zoologie
 Mlle de FERRE Botanique
 M FARRAN Minéralogie et Géotechnique
 M LAUDET Physique Théorique et Calcul Numérique
 M LAGASSE Electrotechnique
 M BLANC Physique Nucléaire
 M LEREDDE Botanique
 M LELUBRE Géologie
 M LALAGUE Mathématiques Générales
 M BOUIGUE Astronomie
 M ASSELINEAU Chimie Biologique
 M MAURET Chimie Systématique
 M AGID Physiologie
 M MONTANT Cryptogamie
 M GAUTIER Physique
 M CRUMEYROLLE Mathématiques
 M GOURINARD Géologie
 M PULOU Minéralogie
 M CAMBOU Physique Spatiale
 M LACOSTE Electrotechnique
 M THIBAUT Mécanique Rationnelle et Appliquée
 M MASCART Mathématiques
 M MEDIONI Psychophysiologie
 M RAYNAUD P Physiologie Animale
 M ZALTA Chimie Biologique
 M SEVELY Electrotechnique
 M POMMIEZ Mathématiques
 M REY Paul Biologie Végétale
 M COULOMB Physique
 M TRINQUIER Physique
 M MARONI Chimie
 M BEETSCHEN Biologie Générale
 M DERACHE Physiologie Animale
 M SATGE Chimie Organique
 M LATTES Chimie
 M VEDRENNE Géophysique
 M DURAND DELGA Géologie, Correspondant de l'Institut
 M CARRARA Physique
 M MAHENC Chimie
 M MIROUSE Géologie
 M BITSCH Zoologie

M DEGEILH Physique
 M MARTIN J C Génie Electrique
 M REY Gérard Electronique, Electrotechnique, Automatique
 M SICARD Biologie Génétique
 M SOUQUET Géologie
 M TOUZE Physiologie Végétale
 M FRASNAY Mathématiques (Algèbre et Combinatoire)
 M CASSAGNAU Zoologie
 M CAUSSINUS Mathématiques Appliquées (Statistiques Appliquées)
 M PESCIA Physique
 M PICCA Physique de l'Atmosphère
 M BAUDIERE Botanique Fondamentale et Pyrénéenne
 M BARRANS Chimie Physique Organique
 M POILBLANC Chimie Minérale
 M PERENNOU Informatique
 M ATTEIA Mathématiques
 M CASTAN Informatique
 M COLLETTE Physique
 M REME Mesures Physiques
 M CUPPENS Mathématiques

PROFESSEURS DE 2ème CLASSE

M MERIC Mathématiques Appliquées
 Mme LECAL Zoologie
 M PILOD Physique
 M LARROQUE Physique
 Mme LAUDET Mathématiques Informatique
 LAPEYRE
 M BERTRAND Chimie
 M DESO Mathématiques
 M ROCARD Electronique
 M GUERIN Mathématiques
 M SCHNEIDER Biologie Cellulaire
 M de LOTH Chimie Physique
 M SAPORTE Physique
 M THENOZ Génie Civil
 M DURAND Ph. Physique
 M FONTAN Physique Nucléaire
 M BAUDRAS Chimie Biologique
 M CALVET Mécanique des Fluides
 M PAGANI Physique
 M BEAUFILS Informatique
 M BERTHELEMY Zoologie
 M TERJANIAN Mathématiques
 M MORUCCI Génie Biologique et Médical
 M BONEL Chimie
 M SOTIROPOULOS Chimie Organique
 M VERDIER Physique
 M ETTINGER Mathématiques
 M BONNET Louis Biologie
 M JOSSE RAND Mesures Physiques
 M ROUTIE Génie Chimique
 M COTTU Génie Mécanique
 M HURVAUX Physique
 Mme GERVAIS Chimie Inorganique
 M BANCEL Mathématiques
 M LOUARN Génétique
 M BOUDET Physiologie Végétale
 M LETAC Mathématiques
 M HERAULT Chimie
 M GRANDET Génie Civil
 Mlle BARBANCE Mathématiques
 M GILLY Génie Mécanique
 M MARAL Physique
 M LEGRAND Génie Civil
 M ABATUT Electronique, Electrotechnique, Automatique
 M MAUSS Mécanique
 M BÉTOURNE Informatique
 M CAMPAN Psychophysiologie
 M CLERC Mécanique
 M GRIFONE Mathématiques
 M COUOT Mathématiques, Analyse Numérique
 M NGUYEN THANH VAN Mathématiques
 M TRAVERSE Problèmes Chimiques de l'Energie
 M ALRAN Génie Chimique
 M REY J Géologie Sédimentaire et Paléontologie
 M DARTIGUENAVE Chimie Minérale Moléculaire
 M PRADINES Mathématiques
 M GALINIER Informatique
 M VIGNOLLE Informatique
 M DEPARIS Embryologie
 M CAVALIE Physiologie Végétale

| | |
|-----------------|---|
| M MASSOL | Chimie des Composés Organiques et Organominéraux d'intérêt biologique |
| M HARTMANN | Mécanique |
| M ROUSSET | Chimie Appliquée (Matériaux) |
| M TARDY | Sciences de la Terre et Aménagement |
| M HOLLANDE | Biologie Cellulaire |
| M DUGAS | Physique des Energies Nouvelles |
| M BENOIT CATTIN | Physique |
| M COMTAT | Chimie Appliquée |
| M LANEELLE | Biochimie |
| M LUGUET | Informatique Fondamentale et Appliquée |
| M BONNET J J | Chimie Minérale |
| M PERAMI | Minéralogie et Matériaux |
| M AUDOUNET | Mathématiques |
| M PERIE | Chimie Organique |

PROFESSEURS ASSOCIES

| | |
|------------|-----------------|
| M GUMOWSKI | Mathématiques |
| M COLLINS | Génie Mécanique |

CHERCHEURS DU C.N.R.S.

DIRECTEURS DE RECHERCHE

| |
|-----------------------|
| M GIRALT Georges |
| M LABARRE Jean |
| M LAURENT Jean Pierre |
| M LEGRIS |
| M MARTINOT Henri |
| M MAZEROLLES |
| M PRADAL |
| M WOLF Robert |
| M ESTEVE Daniel |
| M GALY Jean |

MAITRES DE RECHERCHE

| |
|-----------------------|
| M AGUILAR MARTIN José |
| Mme ASSELINEAU Cécile |
| M AZEMA Pierre |
| M BUXO Jean |
| Mme DARTIGUENAVE M. |
| M HAWKES Peter |
| M HOUALLA Doueid |
| M JEREBZOFF |
| M MALRIEU J.P. |
| Mme MARONI Yvette |
| Mme MATHIS |
| M MUNOZ Aurélio |
| M NAVECH |
| M PRAJOUX Roland |
| M SEVELY Jean |
| M VACQUIE Serge |
| Mme BENAZETH Nicole |
| Mme DUPRAT Anne Marie |

CORPS DES OBSERVATOIRES ASTRONOMIQUES ET INSTITUTS DE PHYSIQUE DU GLOBE

| | |
|------------------|---------------------|
| Mme ANDRILLAT Y. | Astronome titulaire |
| M COUPINOT G | Astronome adjoint |
| M LEROY J Louis | Astronome adjoint |
| M MIANES | Astronome adjoint |
| M PEDOUSSAUT A | Astronome adjoint |
| M ROBLEY Robert | Physicien titulaire |
| M ROSCH Jean | Astronome titulaire |
| M SAISSAC Joseph | Physicien titulaire |

ADMINISTRATION

| | |
|-----------|------------------------------------|
| M PRINEAU | Secrétaire Général de l'Université |
|-----------|------------------------------------|

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

PRESIDENCE

| | |
|-------------|----------------|
| M MONTEI | Président |
| M MARTY | Vice Président |
| M ENJALBERT | Vice Président |
| M ANDRE | Vice Président |
| M CONSTANT | Vice Président |

HONORARIAT

| | |
|---------------|--|
| M BIREBENT | Professeur honoraire |
| M CASTAGNETTO | Professeur honoraire |
| M DIEHL | Professeur honoraire |
| M ESCANDE | Professeur honoraire, Membre de l'Institut |
| M HAMANT | Professeur honoraire |

PROFESSEURS DE CLASSE EXCEPTIONNELLE ET DE 1ère CLASSE

| | |
|------------|-----------------------------------|
| M NOUGARO | Hydraulique Générale et Appliquée |
| M GARDY | Génie Chimique |
| M VOIGT | Chimie Minérale |
| M MONTEL | Chimie Inorganique |
| M THIRRIOT | Hydraulique |
| M GRUAT | Hydraulique |
| M BUGAREL | Génie Chimique |
| M DAT | Hydraulique |
| M MARTY | Electronique |
| M ANGELINO | Génie Chimique |
| M HOFFMANN | Electronique |
| M TRANNOY | Electrotechnique |

PROFESSEURS DE 2ème CLASSE

| | |
|---------------|---|
| Mlle BERDUCOU | Physiologie Végétale |
| M FALLIOT | Biotechnologie Végétale Appliquée |
| M ENJALBERT | Génie Chimique |
| M TRUCHASSON | Hydraulique |
| M DABOSI | Métallurgie et Réfractaires |
| M LEFEUVRE | Electronique |
| M CALMON | Chimie Agricole |
| M GILOT | Génie Chimique |
| M MATHIEU | Chimie Appliquée |
| M BAUDRAND | Electronique |
| M BOURGEAT | Pédologie |
| M MATHEAU | Electronique |
| M BAJON | Electronique |
| M COUDERC | Génie Chimique |
| M GOURDENNE | Chimie |
| M LENZI | Chimie Industrielle |
| M MASBERNAT | Hydraulique |
| M TERRON | Zoologie |
| M BUIS | Biologie Quantitative |
| M CONSTANT | Chimie Minérale |
| M COSTES | Electrotechnique |
| M ECOCHARD | Agronomie |
| M CANDAU | Zootechne |
| M LABAT | Ichtyologie Appliquée |
| M MORELIERE | Electronique |
| M GASET | Chimie Industrielle |
| M BRUEL | Informatique |
| M ALBERTINI | Cytologie et Pathologie Végétales |
| M BELLET | Mécanique - Hydraulique |
| M FABRE | Mécanique - Hydraulique |
| M FOCH | Electronique, Electrotechnique, Automatique |
| M MORA | Génie Chimique |
| M MORARD | Physiologie Végétale Appliquée |
| M MURATET | Génie Chimique |
| M NOAILLES | Mathématiques |

ADMINISTRATION

| | |
|-----------|--------------------|
| M CRAMPES | Secrétaire Général |
|-----------|--------------------|

INSTITUT DES SCIENCES APPLIQUEES DE TOULOUSE

| | |
|-----------|-------------------|
| M SARAZIN | Directeur Général |
|-----------|-------------------|

PROFESSEURS DE CLASSE EXCEPTIONNELLE ET DE 1ère CLASSE

| | |
|------------------|---|
| M ROQUES | Chimie Appliquée, Génie Chimique |
| M GRATELOUP | Electronique, Electrotechnique, Automatique |
| M MASO | Génie Civil |
| M MIRA | Electronique, Electrotechnique, Automatique |
| M DURAND Gilbert | Biologie et Biochimie Appliquée |
| M ASKENAZY | Physique Atomique, Physique du Solide |
| M LETURCO | Electronique, Electrotechnique, Automatique |
| M SCHUTTLER | Electronique, Electrotechnique, Automatique |

PROFESSEURS DE 2ème CLASSE

| | |
|---------------|---|
| M FAGET | Physique Atomique, Physique du Solide |
| M BARTHET | Mécanique |
| M TITLI | Electronique, Electrotechnique, Automatique |
| M BROUSSEAU | Physique Atomique, Physique du Solide |
| M SIRIEYS | Mécanique |
| M BESOMBES | Chimie Appliquée, Génie Chimique |
| VAILHE | |
| M VERDIER | Chimie Organique, Minérale et Analytique |
| M BOUDET René | Génie Mécanique |
| M GROM | Physique Atomique, Physique du Solide |
| M JAVELAS | Génie Civil |
| M LACAZE | Mathématiques II |
| M LORRAIN | Génie Civil |
| M MARTINEZ | Electronique, Electrotechnique, Automatique |

ADMINISTRATION

| | |
|--------|--------------------|
| M CROS | Secrétaire Général |
|--------|--------------------|

A mes parents
A mes frères
A mes soeurs
Aux amis

A Augustin MARTINEZ

En témoignage d'amitié et de reconnaissance.



*A tous mes enseignants,
A l'Université de Chulalongkorn,*

แต่ ครู อาจารย์ และสถาบันการศึกษา
ผู้ประสภากวิทยาการให้ข้าพเจ้า

AVANT PROPOS

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé dans le cadre de la Division "Composants Electroniques" du Laboratoire d'Automatique et d'Analyse des systèmes (L.A.A.S.) du Centre National de la Recherche Scientifique (C.N.R.S.) de Toulouse

Avant d'entreprendre l'exposé de nos travaux, nous tenons à remercier tous ceux qui, par leur confiance, leur enseignement, leur amitié, ont contribué à leur aboutissement.

En premier lieu, nous remercions vivement Monsieur le Professeur G. GRATELOUP, Directeur du L.A.A.S. de nous y avoir accueilli et d'avoir mis à notre disposition tous les moyens nécessaires à la réalisation de cette étude. Il nous fait le grand honneur de présider notre jury de thèse. Nous lui témoignons toute notre gratitude.

Que Monsieur D. ESTEVE, Directeur de Recherche au C.N.R.S. et Directeur Adjoint du L.A.A.S., veuille trouver ici l'expression de notre considération pour l'intérêt qu'il a porté à notre étude.

Nous remercions également Monsieur le Professeur P. GAUTIER de l'Université Paul Sabatier pour avoir accepté de siéger à notre commission d'examen.

A Monsieur N.T. LINH, ingénieur du LCR-THOMSON CSF pour l'attention qu'il a portée à nos études et pour avoir bien voulu participer à notre jury de thèse nous faisons part de nos plus vifs remerciements.

Nous sommes très honorés de la présence à notre jury de Monsieur le Professeur J. MACHET de l'UER Sciences de l'Université de Limoges.

Nos remerciements s'adressent également à Monsieur H. MARTINOT, Directeur de Recherche au C.N.R.S. pour ses conseils et suggestions.

Nous remercions très sincèrement Monsieur G. PELOUS, Ingénieur en chef au Centre National d'Etudes des Télécommunications pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail.

Monsieur A. MARTINEZ, Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, a bien voulu assurer la direction scientifique de nos travaux en nous accueillant au sein de l'équipe de recherche, "Hétérostructures : surfaces et interfaces" dont il est le responsable. Nous tenons à lui faire part de nos plus vifs remerciements pour la confiance qu'il nous a accordée et les conseils qu'il nous a prodigués pour l'aboutissement de nos travaux.

Nous remercions très sincèrement Messieurs A. OUSTRY, et A. ESCAUT du Laboratoire de Physique Structurale de l'Université Paul Sabatier et Monsieur M. ARMAND du Laboratoire de Physique des Solides, de l'Institut National des Sciences Appliquées pour leur précieuse collaboration.

Nos remerciements vont aussi :

- à tous les membres de la Centrale de Technologie du L.A.A.S. pour le soin apporté dans l'élaboration des structures d'étude et plus particulièrement à :

Mesdames J. CHEVALIER et G. FADEL et Messieurs G. PIERREL, H. PHAM HUU, G. LACOSTE, P. FADEL, C. SOLANO et B. ROUSSET.

- à Mademoiselle MENORET J. pour la dactylographie.

- aux membres du Service de Documentation du L.A.A.S. qui ont permis la réalisation matérielle de ce mémoire et plus particulièrement : Messieurs R. ZITTEL, D. DAURAT et R. LORTAL.

Enfin, nous remercions tous les membres du Laboratoire pour le soutien amical qu'il nous ont manifesté, en particulier Messieurs J.P. SEBAA, G. GUEGAN, J. KAMDEM et R. TOSI.

LISTE DES SYMBOLES

| | |
|----------------------|--|
| A^*, A^{**} | Constante de Richardson, constante de Richardson modifié |
| A' | Constante de Richardson $\times T^2$ |
| A_c | Aire du contact métallique |
| d | Longueur du contact métallique |
| D_h | Constante de diffusion des trous |
| \mathcal{E}_{\max} | Maximum du champ électrique dans la barrière de Schottky |
| E | Energie |
| E_c, E_v | Niveaux d'énergie du bas de la bande de conduction, du haut de la bande de valence |
| E_F | Niveau de Fermi |
| E_g | Hauteur de la bande interdite du semiconducteur |
| E_{00} | Energie caractéristique du semiconducteur |
| E_m | Energie correspondant au maximum de probabilité de transition |
| f_p | Probabilité d'émission |
| f_g | Probabilité de transition |
| h | Epaisseur du semiconducteur |
| h | Constante de Planck |
| J | Densité de courant de la diode |
| J_n | Densité de courant de porteurs majoritaires (électrons) |
| J_p | Densité de courant de trous |
| J_{ro} | Densité de courant de saturation dû à la recombinaison |
| k | Constante de Boltzmann |
| l | Distance entre deux contacts |
| L_T | Longueur de transfert |
| m_0, m^* | Masse de l'électron libre, masse effective de l'électron |
| N_C, N_V | Densité de places offertes dans la bande de conduction, dans la bande de valence |
| N_D, N_A | Concentration en dopage de type n, de type p |
| n | Facteur d'idéalité des diodes |
| n | Densité d'électrons |
| n_i | Densité intrinsèque des électrons |
| P | Probabilité de transition à une barrière |
| p | Densité de trous |
| p | Quantité de mouvement |
| p_0 | Densité de trous à l'équilibre thermodynamique |
| Q_M | Densité de charges sur le métal |
| Q_{SC} | Densité de charge d'espace par cm^2 |
| Q_{SS} | Densité de charge d'états de surface |
| q | Charge de l'électron |

| | |
|--------------|--|
| R_C | Résistance de contact |
| R_{SQ} | Résistance carré de couche du semi-conducteur |
| R_T | Résistance transfert |
| R_W | Résistance latérale |
| T | Température |
| t | temps |
| U_F | Différence entre niveau de Fermi et niveau de Fermi intrinsèque |
| V | Tension appliquée à une structure |
| V_{bi} | Tension de diffusion |
| V_r | Vitesse de recombinaison effective au sommet de la barrière |
| V_d | Vitesse de diffusion |
| v | Vitesse de groupe |
| W | Largeur de la zone de déplétion |
| W | Largeur du semi-conducteur |
| w | Largeur du contact métallique |
| Z | Impédance caractéristique |
| α | Constante d'atténuation |
| Δ | Chute de potentiel dans l'oxyde |
| $\Delta\phi$ | Abaissement électrostatique dû au champ électrique |
| δ | Largeur de la zone interfaciale |
| δ | $\frac{W-w}{2}$ |
| ϵ_i | Permittivité de la couche d'interface |
| ζ | Différence entre niveau de Fermi et bande de conduction dans le volume |
| n | $\frac{e}{h} \beta_B$ |
| λ | Longueur d'onde de Bloch |
| μ | Mobilité |
| ρ_B | Résistivité du substrat |
| ρ_C | Résistivité du contact |
| τ | d/h |
| ϕ_0 | Niveau d'énergie des pièges de surface |
| ϕ_L | Différence de potentiel à une distance l |
| ϕ_B | Hauteur de barrière du contact métal-semi-conducteur |
| ϕ_{Bn} | Hauteur de barrière du contact de type n |
| ϕ_{Bp} | Hauteur de barrière du contact de type p |
| ϕ_m | Travail de sortie du métal apparent par rapport au vide |
| χ | Affinité électronique |

INTRODUCTION GENERALE





Les propriétés du contact entre deux matériaux sont connues depuis fort longtemps. En ce qui concerne le contact métal-semiconducteur, nous pouvons dire que c'est un des plus anciens composants de l'électronique, réalisé et étudié. Les premiers développements théoriques rendant compte des propriétés de redressement des contacts ont été effectués par Braun en 1874. Après une éclipse de plusieurs années due à l'avènement des jonctions p-n alliées et diffusées, ces études ont été reprises récemment (1960) du fait de leurs applications comme détecteurs en hyperfréquence, capacité variable, photo détecteur,...

L'avènement de la technique planar pour réaliser les dispositifs à semiconducteur sur silicium, le développement des circuits intégrés, et actuellement la réalisation de composants sur semiconducteurs composés tels que l'arséniure de gallium, ont donné une impulsion supplémentaire à l'étude des contacts métal-semiconducteur. Au départ, chercheurs et technologues confondaient dans une même appellation :

- Contacts redresseurs ou Schottky
- Contacts ohmiques

(ohmicité n'étant pour eux que la dérivée $\frac{dv}{dI} \Big|_{V \rightarrow 0}$). Il est apparu rapidement qu'il fallait étudier, ces deux cas de manière approfondie car les problèmes posés sont spécifiques à chacun d'eux.

En 1969, un symposium organisé par "The Electrochemical Society" a souligné l'importance de la connaissance des propriétés des contacts ohmiques. Bien souvent, en effet, les performances des dispositifs à semiconducteur sont limitées en puissance ou en fréquence par des résistances de contact trop élevées.

A ce jour, il apparaît que si théoriquement les courants qui traversent le contact ohmique métal-semiconducteur ont été analysés, l'influence des différents paramètres technologiques et physico-chimiques est encore mal connue. L'état de l'art, pour réaliser un contact ohmique consiste en l'application empirique de recuit thermique afin d'abaisser les valeurs de leur résistance.

Il est donc normal que l'effort de compréhension sur les contacts ohmiques porte de plus en plus sur la connaissance de l'état de l'interface lors des différents traitements qu'ils subissent. Malheureusement, les données technologiques de réalisation des contacts publiées dans la littérature sont fragmentaires, ce qui explique les divergences apparentes relevées, ainsi que l'impression du lecteur d'application de recettes technologiques propres à chacun des

auteurs plutôt que de données fiables. Ces divergences faibles lorsqu'on réalise des contacts sur silicium deviennent plus importantes lorsqu'on réalise les contacts sur les semiconducteurs composés .

C'est dans ce contexte que s'inscrit le travail que nous présentons dans ce mémoire. Nous essayerons en corrélant les résultats électriques des contacts ohmiques aux conditions de préparation et à l'état physico-chimique de l'interface d'analyser l'influence des différents paramètres technologiques et physiques sur les propriétés de conduction des contacts. Pour ce faire, nous nous sommes appuyés sur le contact Au-Zn/GaAs de type-p.

Dans le premier chapitre, nous présenterons les différents mécanismes de transport des porteurs à une barrière métal-semiconducteur ainsi que les lois théoriques qui en découlent. Nous indiquerons leur domaine de validité. Nous donnerons ensuite la définition d'un contact ohmique et les différents diagrammes permettant d'obtenir les valeurs théoriques des résistances de contact en fonction de la hauteur de barrière et du dopage.

Dans le deuxième chapitre, nous ferons d'une manière synthétique le point sur les travaux expérimentaux publiés dans la littérature. Dans leur discussion, nous relèverons les points de convergence et les points de divergence. Il apparaît, clairement, que les paramètres technologiques et les paramètres physico-chimiques à l'interface métal-semiconducteur peuvent dans de nombreux cas, limiter ou même régir les propriétés électriques des contacts.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les différentes méthodes d'analyse que nous avons mises en oeuvre. Nous présenterons brièvement les moyens d'analyse physico-chimiques mais nous développerons la méthode de mesure de résistance de contact que nous avons utilisée. Pour cela, nous donnerons les erreurs introduites dans la mesure par l'influence de la géométrie du contact et l'approximation de la longueur du contact. Nous comparerons ensuite les résultats du modèle électrique retenu pour simuler le contact avec ceux obtenus par les différents modèles publiés. Enfin nous donnerons les erreurs sur les valeurs de résistances inhérentes à la technologie que nous avons utilisée.

Le dernier chapitre est consacré aux résultats expérimentaux tant électriques que physico-chimiques que nous avons obtenus sur les contacts Au-Zn/GaAs (p).

Nous mettrons l'accent sur l'influence des différents traitements reçus par le composant. Par comparaison avec les résultats exposés au deuxième chapitre nous discuterons des valeurs obtenues en fonction de l'état de l'interface et de son évolution lors du processus de fabrication. Nous montrerons, ainsi, que les divergences apparentes observées proviennent de différences dans les conditions technologiques.

CHAPITRE I

THÉORIE DU CONTACT OHMIQUE :

LOIS DE CONDUCTION

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présenterons, en nous appuyant sur les travaux de Bethe (1) , Schottky (2), Spence (3), Padovani et Stratton (4), et Rideout et Crowell (5), les différents mécanismes de transport de charges à une barrière métal-semiconducteur qui déterminent les propriétés de conduction des contacts redresseurs et ohmiques.

Dans un premier temps, nous définirons les paramètres physiques qui interviennent dans un contact, en insistant sur la formation de la barrière en fonction du métal utilisé et du dopage du semiconducteur. Nous montrerons, ainsi, que la notion du contact ohmique n'est en fait qu'un contact redresseur surdopé en surface ou à hauteur de barrière faible.

Dans un deuxième temps nous donnerons les différentes lois de conduction en insistant sur leur domaine de validité en température et suivant le dopage du semiconducteur. Enfin, à partir de ces expressions nous tracerons les abaques théoriques permettant de prévoir dans le cas d'un contact idéal les valeurs de la résistance de contact.

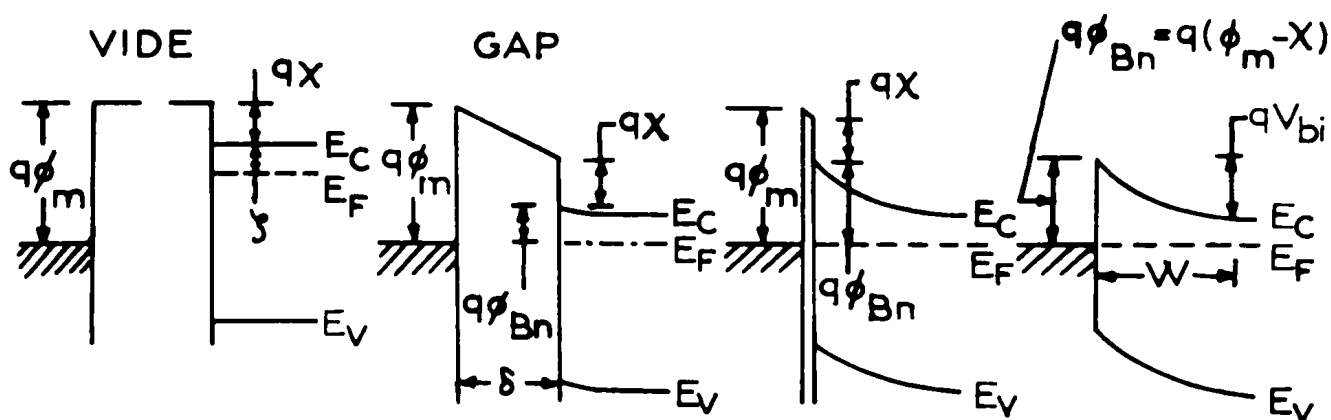


Figure I.1 : - Diagramme énergétique des bandes lors de la formation d'un contact métal-semiconducteur d'après [18].

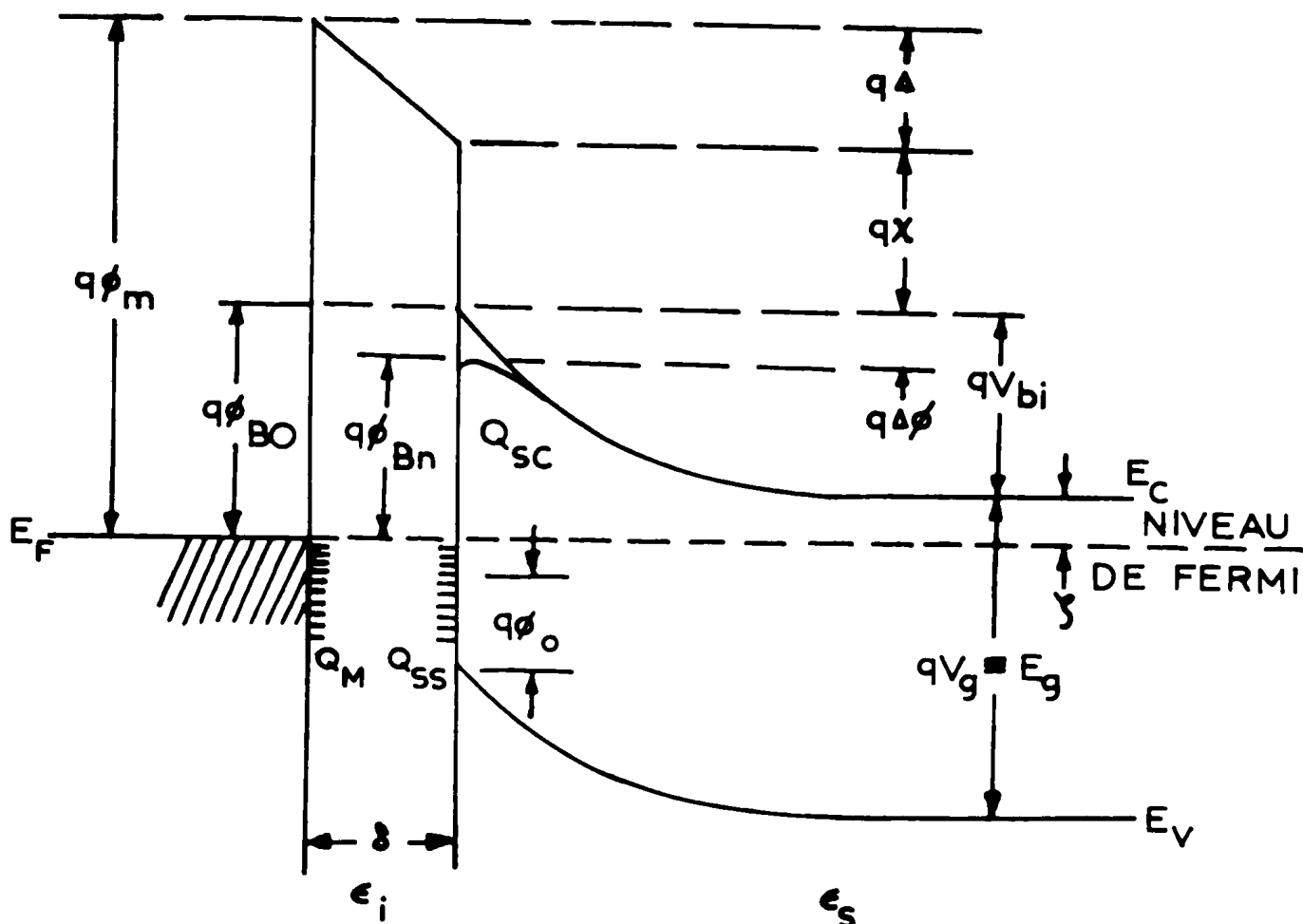


Figure I.2 : - Diagramme énergétique des bandes dans un contact métal-semiconducteur type N en présence d'une zone interfaciale d'oxyde d'épaisseur δ d'après [10]. Q_{SS} , Q_{SC} sont les densités d'états de surface et charge d'espace Q_M densité de charge sur le métal.

La synthèse de ces résultats a été effectuée par Rhoderick [11] ; nous ne la reprendrons pas en détail. Nous supposons simplement que la barrière de potentiel est établie et nous nous intéresserons à son effet sur le passage des porteurs.

I.2 - MECANISMES DE TRANSPORT DES CHARGES A UNE BARRIERE METAL-SEMICONDUCTEUR

Dans une barrière métal-semiconducteur plusieurs mécanismes de transport des charges peuvent exister simultanément ou séparément et être responsables des composantes de courant intervenant dans les caractéristiques courant-tension observées expérimentalement. L'importance de ces composantes de courant dépend du dopage du semiconducteur, de la température de fonctionnement du dispositif et de la hauteur de barrière.

Les principales composantes de courant pouvant transiter à la barrière sont représentées sur la figure I.3 pour une barrière métal-semiconducteur du type

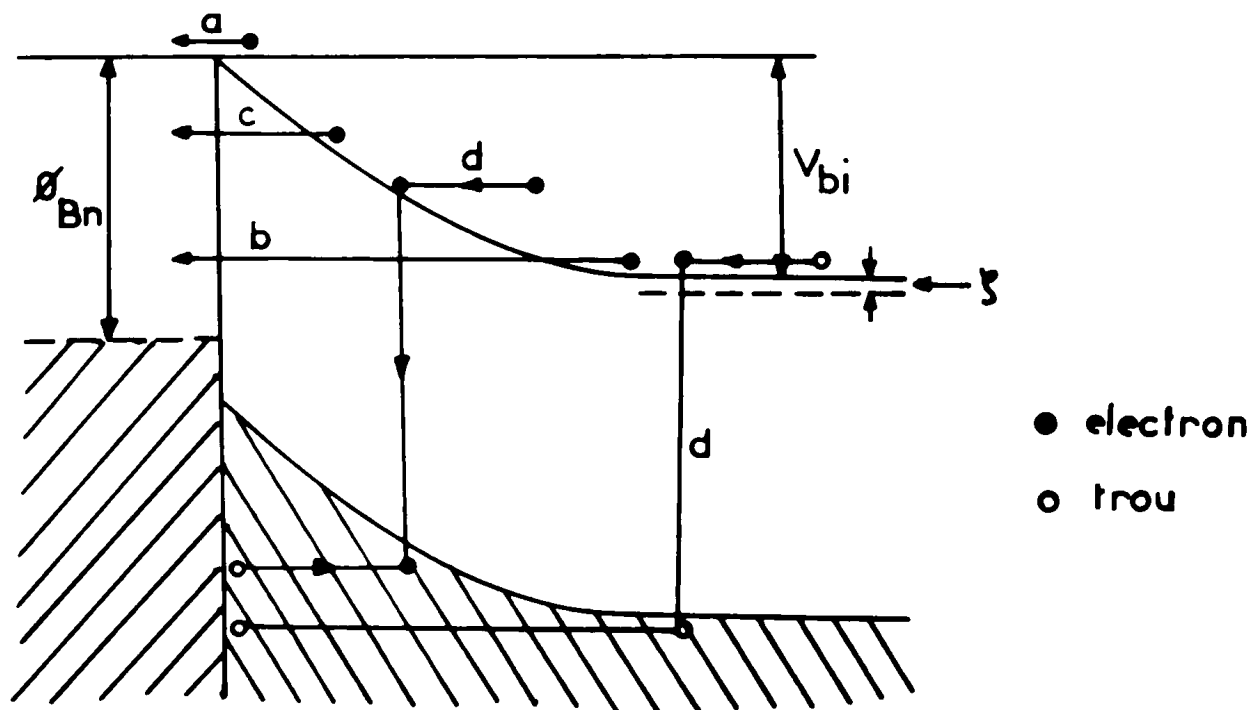


Figure I.3 : - Mécanismes de transport des charges à une barrière Schottky d'après [11].

n. On distingue :

- (a) Courant dû au passage des porteurs au-dessus de la barrière d'interface.
- (b) Courant d'émission par effet de champ.
- (c) Courant thermoionique assisté par l'effet de champ.
- (d) Courant de recombinaison et courant de porteurs minoritaires.

Nous exposerons brièvement le mécanisme (d) mais nous développerons en détail les mécanismes (a), (b) et (c) : les mécanismes (b) et (c) car ils sont étroitement associés à la définition des contacts ohmiques comme nous le montrerons au paragraphe I.3, le mécanisme (a) car c'est le mode principal de passage des porteurs dans les contacts redresseurs.

1.2.1. Courant dû au passage des porteurs au-dessus de la barrière d'interface

Ce type de courant est prépondérant dans les composants réalisés sur des substrats peu dopés (N_D ou $N_A < 10^{17}/\text{cm}^3$).

Deux théories complémentaires ont été proposées pour rendre compte de ce mécanisme de passage des porteurs :

- La théorie thermoionique proposée par Bethe [1].
- La théorie de la diffusion proposée par Wagner [13], Schottky et Spenke [14].

Schultz [15] puis Crowell et Sze [16] et Crowell et Beguwala [17] ont combiné ces deux théories quasi-indépendantes. Rhoderick [11] en 1978 en a publié une importante analyse. Rappelons simplement les différentes hypothèses propres à chacune d'elles.

1.2.1.1. Courant thermoionique

Wagner [13], Schottky et Spenke [14] avaient élaboré une première théorie basée sur la diffusion des porteurs dans le semiconducteur. L'hypothèse principale portait sur la réunion des pseudo-niveaux de Fermi du semiconducteur avec le niveau de Fermi du métal à l'interface (figure I.4). Cette hypothèse implique que le nombre de porteurs à l'interface n'est pas modifié par l'application d'une

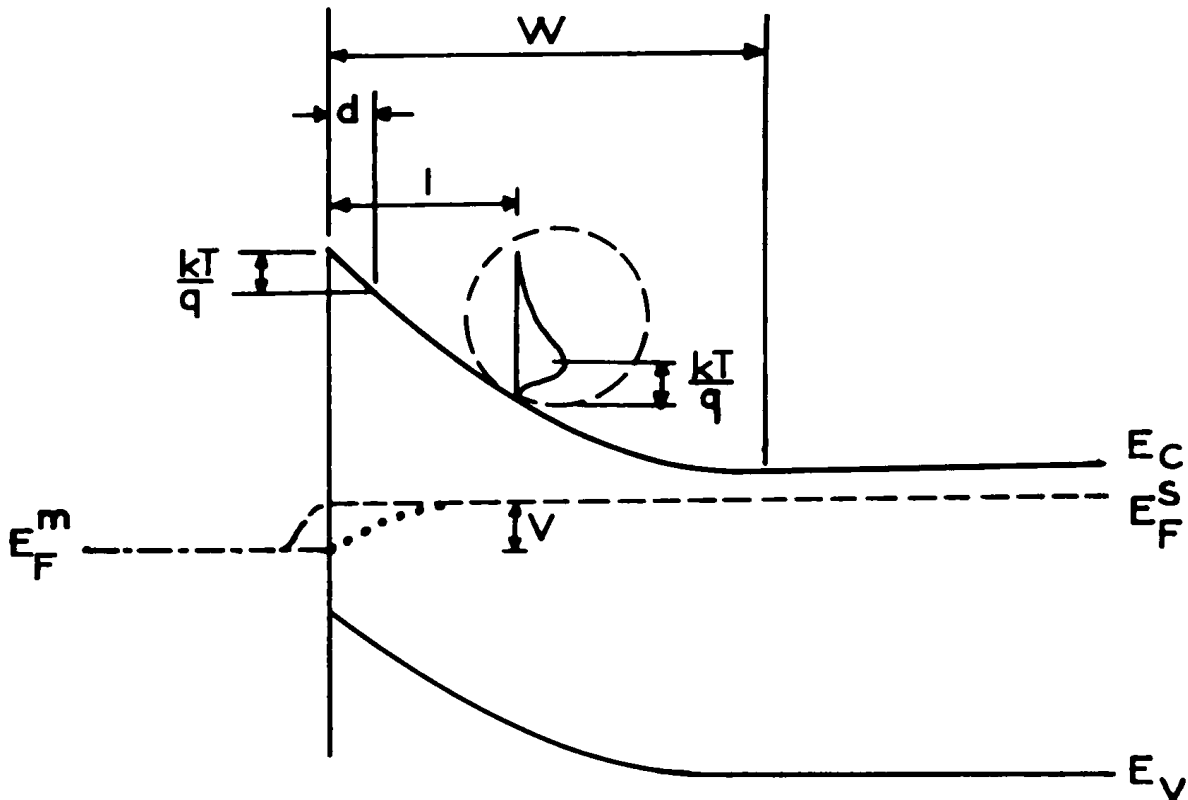


Figure I.4 : - Pseudo-niveaux de Fermi des électrons dans une barrière Schottky polarisée en direct.Selon la théorie de la diffusion [14], ---- selon la théorie d'émission thermofonique [1]. Dans le cercle pointillé on a représenté la distribution énergétique des électrons après l'ultime collision à une distance l de l'interface d'après [11].

tension. L'expression du courant est donnée par :

$$J = q N_c \mu \xi_{\max} \exp\left(-\frac{q\phi_{0n}}{kT}\right) \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1\right) \quad (1.3)$$

Les travaux théoriques les plus importants sur les diodes Schottky sont dûs à Bethe [1]. Pour écrire l'équation de transport des porteurs à la barrière, il émit l'hypothèse que les pseudo-niveaux de Fermi du semiconducteur étaient constants dans la charge d'espace jusqu'à l'interface. Les pseudo-niveaux de Fermi se raccordaient avec le niveau de Fermi du semiconducteur comme dans les jonctions pn et avec le niveau de Fermi du métal dans le volume de celui-ci.

Le nombre de porteurs à l'interface est alors donné, lorsqu'on applique une tension à cette structure par :

$$n = N_c \exp \frac{-q(\phi_{bn} - V)}{kT} \quad (1.4)$$

Comme le montre la figure I.4.

Le courant est alors donné par les lois de l'émission thermofonique :

$$J = J_{SM} - J_{MS} \quad (1.5)$$

$$= A^* T^2 \exp \left(\frac{-q\phi_{bn}}{kT} \right) \left[\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right] \quad (1.6)$$

Henisch [18] et Spence [3], reprenant cette théorie, ont émis quant à eux l'hypothèse que la largeur de la barrière est inférieure au libre parcours moyen des électrons. Les collisions des électrons dans la charge d'espace peuvent alors être négligées. Ils considèrent en outre que les électrons suivent une loi de distribution Maxwellienne à $x = W$. (W étant la largeur de la charge d'espace). L'expression du courant est identique à celle donnée par l'expression (1.6). On peut remarquer comme Rhoderick [11] que cette approche est indépendante du plan de référence où la distribution est Maxwellienne, ce qui permet d'éliminer l'hypothèse sur le libre parcours moyen.

La conception du mécanisme de transport des porteurs due à Bethe a prévalu et a donné son nom aux courants transitant au-dessus de la barrière.

Schultz [15], Crowell et Sze [16], Crowell et Beguwala [17] ont combiné les deux conceptions précédentes en introduisant les interactions électron-phonon, la probabilité de transition à la barrière, l'effet de force image et surtout la notion de vitesse de recombinaison au sommet de la barrière. L'expression obtenue peut se mettre sous une forme identique à (1.6), soit :

$$J = A^{**} T^2 \exp \left(\frac{-q\phi_{bn}}{kT} \right) \left[\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right] \quad (1.7)$$

avec
$$A^{**} = \frac{f_p f_q A^*}{1 + f_p f_q \frac{V_r}{V_d}} \quad (1.8)$$

- où
- f_p = la probabilité d'émission
 - f_q = la probabilité de transmission
 - V_r = vitesse de recombinaison effective au sommet de la barrière
 - V_d = vitesse de diffusion

1.2.1.2. Ecart entre l'expérience et la théorie

Expérimentalement, les caractéristiques courant-tension relevées suivent une loi de la forme

$$I = I_s \left[\exp \frac{qV}{nKT} - 1 \right] \quad (1.9)$$

où I_s est le courant de saturation et n est le facteur d'idéalité traduisant l'écart entre l'expérience et la loi théorique donnée par l'expression (1.7). Des hypothèses formulées pour rendre compte de "n" nous retiendrons :

Comme pour la détermination de la hauteur de barrière exposée au paragraphe précédent, l'effet de la force image et de l'abaissement Schottky dûs au champ électrique à l'interface ; l'effet des couches interfaciales ; l'effet des dipôles de surface.

Ces différentes sources de non idéalité sont responsables des valeurs de "n" comprises entre 1,01 et 1,06 suivant le métal utilisé (hauteur de barrière) et le dopage du semiconducteur.

Lorsque le dopage du semiconducteur augmente ($> 5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$) pour le Si et ($> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) pour le GaAs, le facteur d'idéalité prend des valeurs supérieures à 1,06 et les caractéristiques courant-tension en direct et en inverse sont identiques sur une large gamme de courant et présentent un caractère ohmique. Il faut alors en chercher l'explication dans de nouvelles composantes de courant transitant à la barrière.

1.2.2. Courant dû au passage des porteurs à travers la barrière

Lorsque les électrons ne possèdent pas l'énergie suffisante pour passer au-dessus de la barrière, ils peuvent si la barrière est suffisamment mince transiter à travers elle par effet tunnel. Cette idée n'est pas nouvelle et avait été énoncée dès 1932 par Wilson qui avait calculé les courants traversant une barrière rectangulaire. Le développement de cette théorie est dû, pour beaucoup, aux travaux de Fowler et Nordheim (19) . En ce qui concerne le calcul des courants transitant au travers de la barrière métal-semiconducteur les expressions théoriques obtenues par Stratton et Padovani sont à la base des travaux actuels et ont été repris par de nombreux auteurs et notamment par Rideout et Crowell (5) qui tiennent compte de l'effet de force image.

En général, lorsque deux conducteurs sont séparés par un isolant suffisamment mince (figure I.5), le courant transitant du conducteur 1 au conducteur 2 perpendiculairement à l'interface est donné par l'expression [20] , [21] :

$$J = \frac{2q}{h^3} \int_0^{\infty} [f_1(E_1) - f_2(E_1)] v_{1x} P d^3 p_1 \quad (1.10)$$

où v_{1x} est la vitesse de groupe : $v_{1x} = \frac{\partial E_1}{\partial p_{1x}}$

et P est la probabilité de transition des électrons d'énergie E_1 .

En portant l'expression de v_{1x} dans l'expression (1.10) on obtient :

$$J = \frac{2q}{h^3} \int_0^{\infty} [f_1(E_1) - f_2(E_1)] dE_1 \int P(E_1, p_{1y}, p_{1z}) dp_{1y} dp_{1z} \quad (1.11)$$

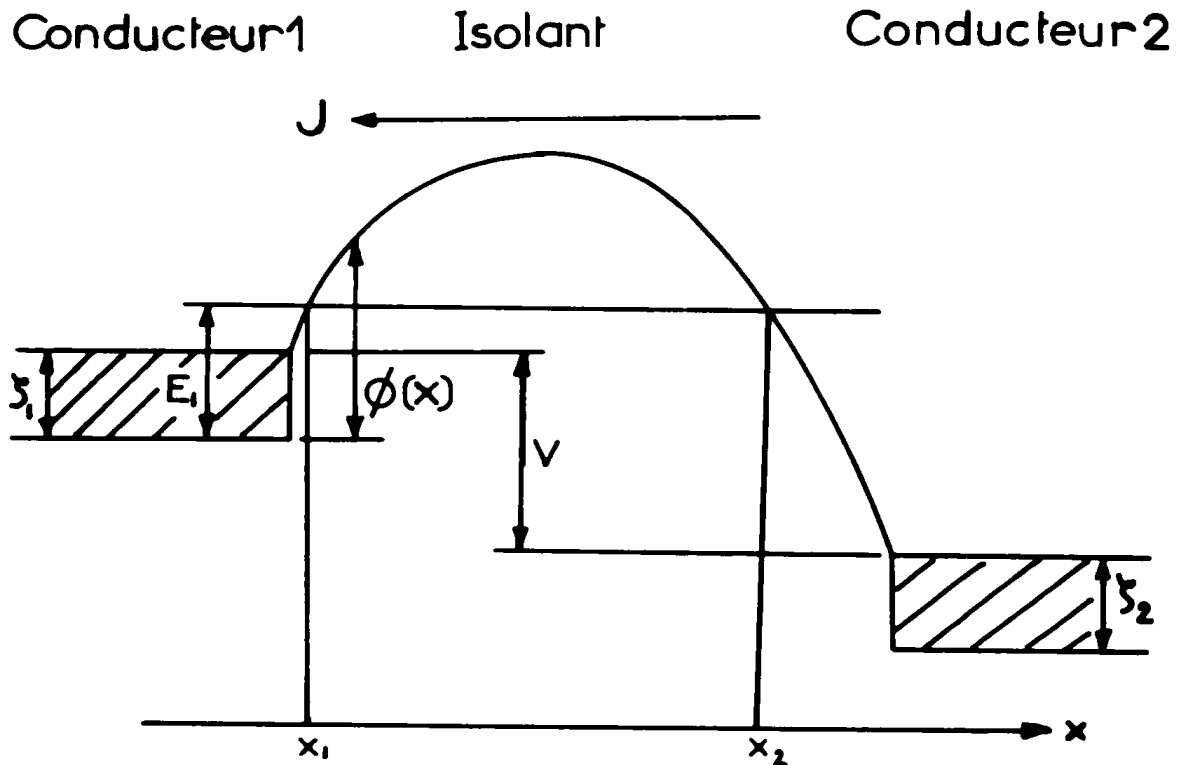


Figure I.5. : - Diagramme énergétique d'une barrière conducteur-isolant-semiconducteur d'après [25] .

Le courant est déterminé par l'évaluation de la probabilité de transition P . Deux méthodes ont été utilisées pour calculer P . La première méthode développée par Conley et al [22] consiste à résoudre l'équation de Schrödinger en négligeant l'effet de force image et en supposant que l'énergie suit une loi parabolique en fonction de la quantité de mouvement. Par cette méthode, on aboutit à une expression analytique complexe et peu maniable. La deuxième méthode, la plus employée, repose sur l'hypothèse que la quantité de mouvement est une fonction lentement variable de x et donc que la variation de la longueur d'onde de Bloch soit suffisamment faible pour qu'on ait la condition :

$$\frac{1}{2\pi} \left| \frac{d\lambda}{dx} \right| \ll 1 \quad (1.12)$$

On peut alors effectuer le calcul de la probabilité de transition

Par l'approximation WKB ; son expression est :

$$\ln P = \frac{-2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} (-p_x^2)^{\frac{1}{2}} dx \quad (1.13)$$

où x_1 et x_2 sont les abscisses des points donnés par $p_x^2 = 0$.

Dans ce qui suit nous nous placerons toujours dans l'approximation WKB.

Deux cas sont à considérer suivant le dopage du semiconducteur et la température de fonctionnement :

- Le courant d'émission par effet de champ qui correspond au passage des porteurs au bas de la barrière.

- Le courant thermoionique assisté par effet de champ dû aux porteurs dont l'énergie est plus petite que la hauteur de barrière mais plus grande que le niveau de Fermi. Nous allons considérer ces deux mécanismes de transport séparément en insistant sur les limites de validité des expressions obtenues.

1.2.2.1. Le courant d'émission par effet de champ

Pour le cas général schématisé par la figure I.5, lorsque la température de fonctionnement est suffisamment basse, la probabilité de transition des porteurs se met sous la forme d'un développement en série de Taylor autour du niveau de Fermi du conducteur 1 et

$$\int P(E_i, p_{iy}, p_{iz}) dp_{iy} dp_{iz} = \pi p_{0i}^2 e^{-\lambda_i} \left[1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\left(\frac{-p_m^2}{p_0^2}\right) d\varphi \right] \quad (1.14)$$

avec
$$\lambda_i = \lambda_{iF} + C_{iF} (\varphi_i - E_i) + f_{iF} (\varphi_i - E_i)^2 + \dots \quad (1.15)$$

Si la condition

$$\frac{1}{kT} - C_{iF} > \sqrt{2f_{iF}} \quad (1.16)$$

est réalisée, alors on peut s'arrêter au terme d'ordre 1 en énergie et

$$J = \frac{2\pi q p_{0IF}^2}{h^3} \exp(-b_{IF}) \int_0^{\infty} [f_1(E_1) - f_2(E_1)] \exp C_{IF}(E_1, -\xi_1) dE_1$$

$$\times \left[1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{p_m^2}{p_{0IF}^2}\right) d\varphi \right] \quad (1.17)$$

Dans ces expressions p_{0IF} , C_{IF} , f_{1F} , b_{1F} , coefficients de la série de Taylor, sont donnés par les équations :

$$\frac{1}{p_{0IF}^2} = \frac{1}{h} \int_{u_1}^{u_2} \frac{1}{(\bar{p})_{\xi_1}} du \quad (1.18)$$

$$b_{IF} = \frac{2}{h} \int_{u_1}^{u_2} (\bar{p})_{\xi_1} du \quad (1.19)$$

$$C_{IF} = \frac{-2}{h} \int_{u_1}^{u_2} \left(\frac{d\bar{p}}{dE} \right)_{\xi_1} du \quad (1.20)$$

$$f_{IF} = \frac{1}{h} \int_{u_1}^{u_2} \left(\frac{d^2\bar{p}}{dE^2} \right)_{\xi_1} du \quad (1.21)$$

En outre, $-\bar{p}^2 = p^2$ est la pseudo quantité de mouvement dans l'isolant, $p_m(E, \varphi)$ est la valeur maximale de sa valeur parallèle au plan de l'isolant.

L'inégalité (1.16) qui limite le domaine de validité de l'expression du courant (1.17), indique que pour les énergies supérieures à E_F

la diminution de la probabilité d'occupation des niveaux offerts est plus rapide que l'augmentation de la probabilité de transition au travers de la barrière.

Le calcul du courant à une barrière de Schottky se déduit du calcul développé précédemment.

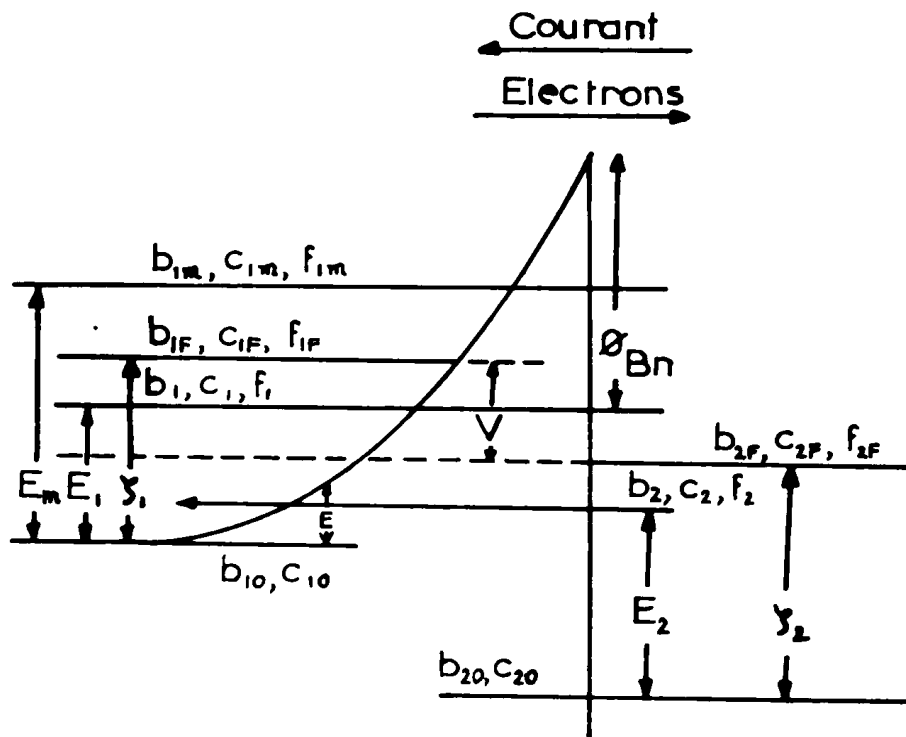


Figure I.6 : - Diagramme énergétique de la barrière Schottky en polarisation directe. Les termes b_{ix}, c_{ix}, f_{ix} , ($i = 1$ ou 2 , $x = 0, F$ ou m) sont les coefficients de la série de Taylor relative à la probabilité de transition à l'énergie E_x d'après [26] .

Le diagramme énergétique est représenté par la figure I.6. Par rapport au cas précédent, le conducteur de la région 1 est remplacé par le semiconducteur dégénéré de type n, le conducteur de la région 2 par le métal et l'isolant par la zone de charge d'espace qui s'étend près du contact métal-semiconducteur. La forme de la barrière est liée à la chute de potentiel dans cette zone. On prendra dans tout ce qui suit une barrière de forme parabolique et une loi de variation énergie-quantité de mouvement parabolique.

La masse de l'électron dans le semiconducteur et la zone de transition est m^* et dans le métal m_0 , la masse de l'électron libre. A partir de considérations sur la quantité de mouvement des électrons dans le plan de la jonction lorsque celle-ci est polarisée en direct, on obtient une relation entre la quantité de mouvement p_m définie plus haut et la quantité de mouvement p_{0IF} , dans le semiconducteur relative à l'énergie du niveau de Fermi :

$$p_m^2 / p_{0IF}^2 = C_{IF} E_1 \quad (1.22)$$

En remplaçant les fonctions de Fermi $f_1(E_1)$ et $f_2(E_1)$ par leurs expressions on peut calculer le courant traversant la barrière par effet tunnel dans les deux cas :

A) $\exp\left(\frac{\psi_1 - qV}{kT}\right) \gg 1$

$$J = \frac{A' \exp(-b_{IF})}{(C_{IF} kT)^2} \left\{ \frac{\pi C_{IF} kT}{\sin \pi C_{IF} kT} \left[1 - \exp(-C_{IF} qV) \right] - C_{IF} qV \exp(-C_{IF} \psi_1) \right\} \quad (1.23)$$

B) $\exp\left(\frac{\psi_1 - qV}{kT}\right) \ll 1$

$$J = \frac{A' \exp(-b_{IF})}{(C_{IF} kT)^2} \left\{ \frac{\pi C_{IF} kT}{\sin \pi C_{IF} kT} - (1 + C_{IF} \psi_1) \exp(-C_{IF} \psi_1) \right\} \quad (1.24)$$

où b_{IF} , C_{IF} , et f_{IF} sont données à partir des caractéristiques du semiconducteur et de la hauteur de barrière:

$$b_{IF} = \frac{q(\phi_{Bn} - V)}{E_{\infty}} \quad (1.25)$$

$$C_{IF} = \frac{1}{2E_{\infty}} \ln \frac{4q(\phi_{Bn}-V)}{\mathcal{E}_1} \quad (1.26)$$

$$f_{IF} = \frac{1}{4E_{\infty}\mathcal{E}_1} \quad (1.27)$$

$$\text{et } A' = \frac{4\pi q m^* (kT)^2}{h^3} = \text{la constante de Richardson} \times T^2 \quad (1.28)$$

La condition de validité de ces équations exprimée par l'expression (1.16) devient :

$$\frac{E_{\infty}}{kT} > \left(\frac{E_{\infty}}{2\mathcal{E}_1} \right)^{1/2} + \frac{1}{2} \ln \frac{4q(\phi_{Bn}-V)}{\mathcal{E}_1} \quad (1.29)$$

$$\text{avec } E_{\infty} = \frac{q\hbar}{2} \left(\frac{N_D}{m^* \epsilon} \right)^{1/2} = 18,5 \cdot 10^{-12} \left(\frac{N_D}{m_r \epsilon_r} \right)^{1/2} \text{ eV} \quad (1.30)$$

On peut alors donner une deuxième signification physique de cette inégalité : E_{∞} représente l'énergie caractéristique du semiconducteur relative à la probabilité de transition par effet tunnel, kT est l'énergie caractéristique de la probabilité de transition par effet thermoionique. Cette inégalité donne le domaine de dopage, de température et de tension pour lequel l'effet tunnel est prépondérant.

Sur la figure I.7 nous avons porté la variation de E_{∞} en fonction du dopage pour plusieurs semiconducteurs.

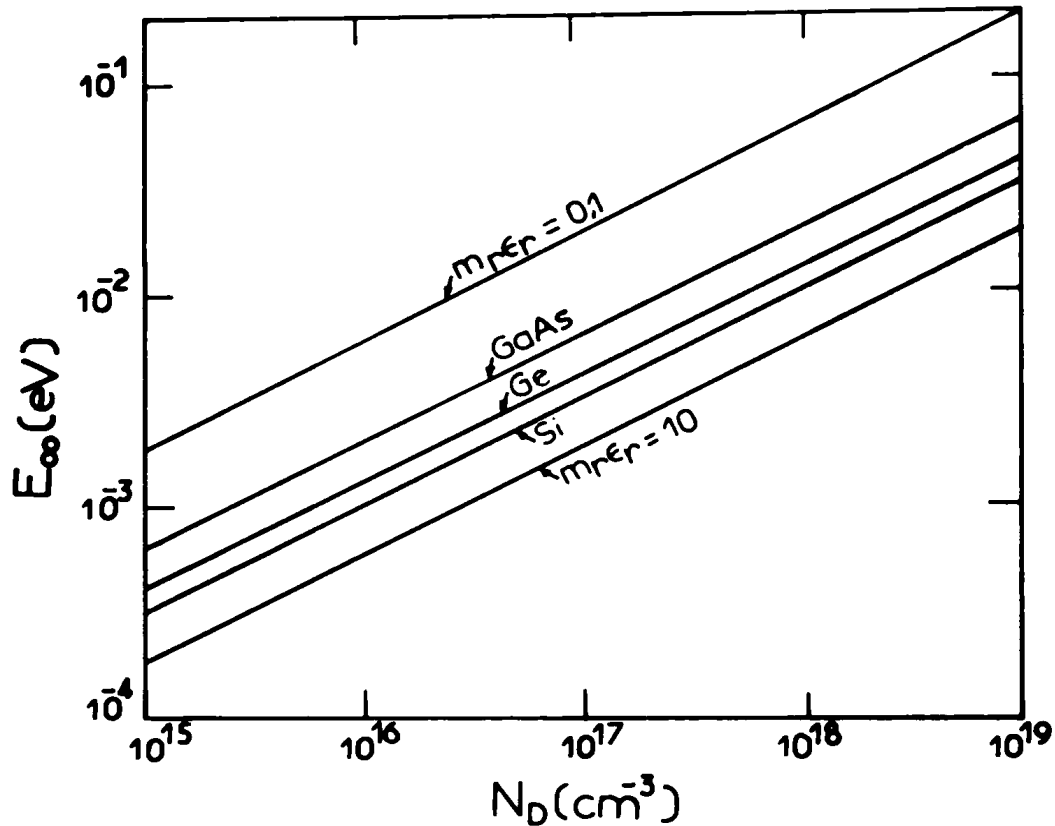


Figure I.7 : - Energie caractéristique E_{∞} en fonction de N_D pour plusieurs semiconducteurs d'après ^{ao}[11] .

1.2.2.2. Le courant thermoionique assisté par effet de champ

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que la probabilité de transition était maximale à l'énergie du niveau de Fermi et que le courant d'émission par effet de champ était prépondérant à basse température ou pour des dopages élevés qui dégénéraient le substrat et formaient une barrière d'épaisseur faible. Dans le paragraphe I.2.1. nous avons développé la loi d'émission thermoionique qui est valable pour les semiconducteurs faiblement dopés et portés à des températures telles que l'énergie transférée aux électrons leur permet de passer au-dessus de la barrière.

Le courant thermoionique assisté par effet de champ est dû aux électrons dont l'énergie totale sous l'action de la température est comprise entre E_F et ϕ_{Bn} . En fonction de cette température le maximum de la

probabilité de transition se déplace vers les énergies supérieures. Pour un dopage, une température et une tension donnés nous pouvons définir une énergie E_m , correspondant à ce maximum de probabilité d'émission, donnée par la condition :

$$C_m(E_m) kT = 1 \tag{1.31}$$

L'égalité (1.31) indique qu'à cette énergie la variation de la probabilité d'occupation des niveaux offerts est égale à la variation de la probabilité de transition.

Stratton (23) a énoncé les hypothèses de calcul et a donné une première approche théorique du courant thermoionique assisté par effet de champ dans le cas d'une barrière arbitraire mais pour des tensions appliquées supérieures à plusieurs kT/q . Padovani (24) reprenant ces calculs a donné les lois théoriques de ce courant pour toutes tensions appliquées. Le courant est donné par :

$$J = \frac{A'}{2kT} \left\{ \exp \left[\frac{\psi_1}{kT} - \psi_m - \frac{E_m}{kT} \right] \left(\frac{\pi}{f_m} \right)^{1/2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(E_m f_m^{1/2} \right) \right] \right\} \left[1 - \exp \left(\frac{-qV}{kT} \right) \right] \tag{1.32}$$

c_m , b_m et f_m sont, comme au paragraphe précédent, les coefficients de la série de Taylor de la probabilité de transition mais autour de E_m .

Le domaine de validité de cette expression est limité par les deux conditions :

$$C_{IF} kT > 1 \tag{1.33a}$$

$$P(E_m) < 1/e \tag{1.33b}$$

(1.33a) est la limite entre l'effet tunnel pur et le courant thermoionique assisté par effet de champ. (1.33b) est la limite entre le courant thermoionique assisté par effet de champ et le courant thermoionique pur.

Dans le cas d'une barrière Schottky idéale, Padovani et Stratton (4), Padovani (24) ont donné les différentes expressions de b_m , c_m , f_m , E_m et E_o en supposant que la distribution énergétique des électrons émis suivait une loi Gaussienne.

$$b_m = \frac{1}{E_{\infty}} \left[(q\phi_{Bn} - qV + \zeta_1)^{\frac{1}{2}} (q\phi_{Bn} - qV + \zeta_1 - E_m)^{\frac{1}{2}} - \frac{E_{\infty} E_m}{kT} \right] \quad (1.34)$$

$$c_m = \frac{1}{E_{\infty}} \ln \left[\frac{(q\phi_{Bn} - qV + \zeta_1)^{\frac{1}{2}} + (q\phi_{Bn} - qV + \zeta_1 - E_m)^{\frac{1}{2}}}{E_m^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (1.35)$$

$$f_m = \frac{1}{4E_{\infty} E_m (1 - E_m/q\phi_{Bn})^{\frac{1}{2}}} \quad (1.36)$$

$$E_m = \frac{q\phi_{Bn} - qV + \zeta_1}{ch^2(E_{\infty}/kT)} \quad (1.37)$$

$$E_o = E_{\infty} \coth \frac{E_{\infty}}{kT} \quad (1.38)$$

Du fait que l'énergie du niveau de Fermi ζ_1 est très inférieure à $q\phi_{Bn}$, le terme $\left(\frac{\pi}{f_m}\right)^{\frac{1}{2}}$ intervenant dans l'expression du courant (1.32) se met sous la forme :

$$\left(\frac{\pi}{f_m}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{2 \left[\pi (q\phi_{Bn} - qV + \zeta_1) E_{\infty} \left(\text{th} \frac{E_{\infty}}{kT} + \frac{qV}{q\phi_{Bn}} / \left(\frac{ch^2 E_{\infty}}{kT} \right)^{\frac{1}{2}} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}}}{ch(E_{\infty}/kT)} \quad (1.39)$$

D'où l'expression du courant thermoionique assisté par effet de

champ dans une barrière Schottky :

$$J = \frac{A'}{kT} \exp\left[\frac{\psi_i}{kT} - \frac{(q\phi_{bn} - qV + \psi_i)}{E_0}\right] \frac{\left\{ \pi (q\phi_{bn} - qV + \psi_i) E_{\infty} \left(\frac{h^2 E_{\infty}}{kT} + \frac{qV}{q\phi_{bn} \frac{ch^2 E_{\infty}}{kT}} \right)^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}}{ch E_{\infty}/kT} \times [1 - \exp(-qV/kT)] \quad (1.40)$$

Les limites du domaine de validité de cette expression sont alors données en fonction des paramètres du semiconducteur et du contact métal-semiconducteur et s'expriment :

$$kT > \frac{2 E_{\infty}}{\ln \left[\frac{4q(\phi_{bn} - V)}{\psi_i} \right]} \quad (1.41)$$

pour la limite à basse température et

$$\frac{ch^2 E_{\infty}/kT}{sh^3 E_{\infty}/kT} < \frac{2}{3} \cdot \frac{(q\phi_{bn} - qV + \psi_i)}{E_{\infty}} \quad (1.42)$$

pour la limite à haute température

Sur la figure I.8 nous avons porté les résultats de Padovani [24] pour une diode Au/GaAs en fonction du dopage.

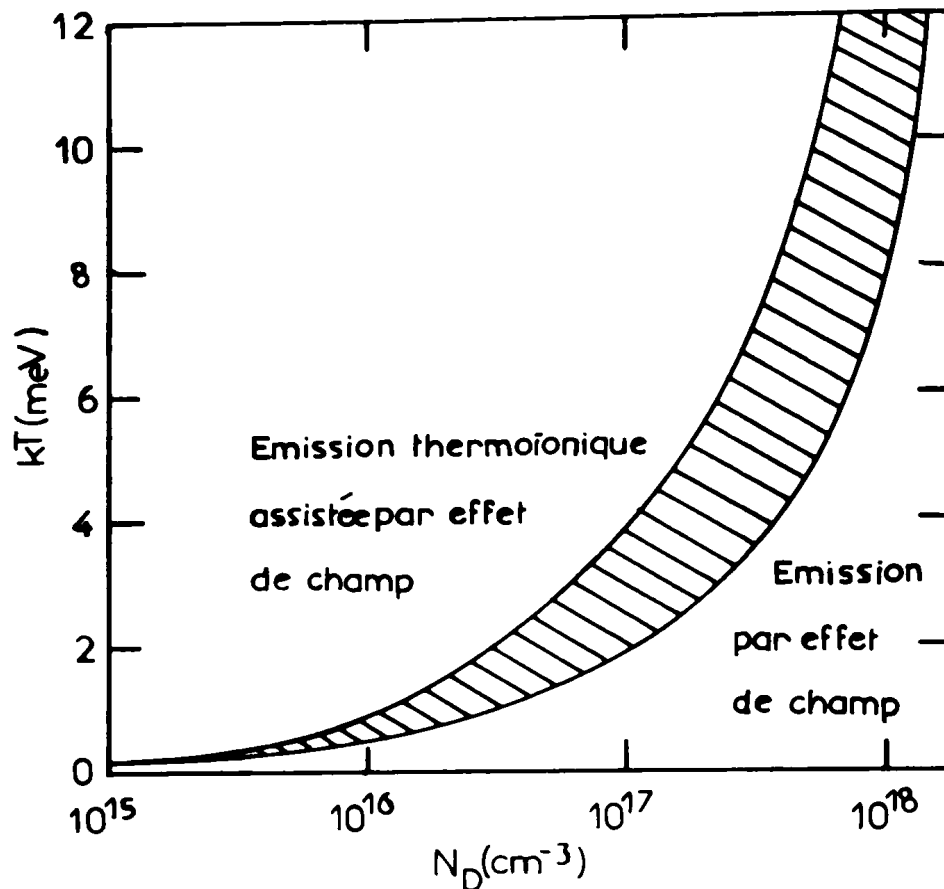


Figure I.8 : - *Domaine de prépondérance en fonction de la température et du dopage de l'émission thermoionique assistée par effet de champ et de l'émission par effet de champ d'après (24).*

1.2.3. Le courant de recombinaison et le courant de porteurs minoritaires

Outre les trois mécanismes de transport de charges que nous venons de développer, plusieurs autres mécanismes peuvent être responsables de composantes de courants qui induiront sur la caractéristique expérimentale I-V des facteurs d'idéalité "n" supérieurs à 1. De nombreux travaux ont été consacrés à leur mise en évidence. Nous donnerons brièvement dans ce paragraphe, les causes physiques responsables de l'apparition des courants de recombinaison et de courant de porteurs minoritaires.

1.2.3.1. Le courant de recombinaison

Le courant de recombinaison est donné par l'expression :

$$J = J_{ro} \left(\exp \frac{qV}{2kT} - 1 \right) \quad (1.43)$$

où le terme J_{ro} représente le courant de saturation tenant compte de la recombinaison dans la zone de charge d'espace et de la recombinaison en surface.

Les fondements théoriques du courant de recombinaison en charge d'espace pour les jonctions au Si donnés par Sah, Noyce et Shockley (27) ne peuvent expliquer complètement les résultats obtenus sur les jonctions élaborées sur semiconducteur composé III-V. Casey, Cho et Foy (28), Henry et al (29) ont étudié dans le cas de diodes électroluminescentes et de diodes LASERS, la provenance et l'importance du courant de recombinaison. Ils ont montré :

1) que le courant de recombinaison en surface pouvait être plus important que le courant de recombinaison en charge d'espace (29) .

2) que ces courants de recombinaison en surface pouvaient être diminués par l'adjonction d'oxygène dans la couche épitaxiale (28) .

Pour les diodes Schottky on effectue la même approche théorique que pour les jonctions pn.

1.2.3.2. Le courant de porteurs minoritaires

Si comme Bethe (1) nous faisons l'hypothèse que les pseudo niveaux de Fermi se rejoignent dans le métal, nous pouvons appliquer la théorie utilisée dans les jonctions pn et le courant de trous dans un contact métal-semiconducteur (n) s'écrit :

$$J_h = \frac{qD_h p_o}{w} \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (1.44)$$

avec $p_o = \frac{n_i^2}{N_D}$ (1.45)

Nous pouvons définir alors (11), (30) une efficacité d'injection γ et obtenir à haut niveau d'injection une modulation de la conductivité (12), (31).

I.3 - LE CONTACT OHMIQUE

I.3.1. Définition d'un contact ohmique

Les contacts ohmiques constituent un des problèmes essentiels à résoudre pour améliorer les performances des dispositifs à semiconducteur de puissance, les dispositifs hyperfréquence (transistor à effet de champ à jonction, diode à effet Gunn, diode IMPATT) ainsi que les composants émetteurs de lumière. Le développement de la V.L.S.I. exige l'obtention de très faibles valeurs de la résistivité du contact et d'une bonne fiabilité sur de très petites surfaces.

Le contact est considéré comme ohmique s'il possède les propriétés suivantes :

Propriétés électriques

- chute de tension au contact bien inférieure à la chute de tension dans la zone active du composant.
- symétrie en polarisation directe et inverse.
- bonne linéarité des caractéristiques courant-tension (un écart de 5 à 10 % est acceptable).
- non injection de porteurs minoritaires.
- stabilité électrique en fonctionnement pour toute tension appliquée au composant et dans le temps.

Propriétés physico-chimiques inhérentes à tous contacts

- stabilité mécanique (décollement-adhérence).
- pas de dégradation par électromigration sous l'influence de forts champs électriques.

I.3.2. Formation d'un contact ohmique

D'après ce que nous avons exposé dans le paragraphe I.1, le contact ohmique peut être réalisé de deux façons :

- a) Si le contact métal-semiconducteur obéit à la théorie de Mott ; c'est-à-dire $\phi_{Bn} = \phi_m - \chi$, il est possible de réaliser un contact ohmique en choisissant les métaux de travail de sortie plus faible que celui du

semiconducteur de type-n, ou plus grand que celui du semiconducteur de type-p. Malheureusement avec la majorité des semiconducteurs III-V (GaAs, GaP) et IV (Si, Ge) on obtient des hauteurs de barrière quasi-indépendantes du métal. La valeur de ϕ_{Bn} est surtout fonction du semiconducteur et a en général une valeur égale à $2/3 \cdot E_g$ pour le semiconducteur de type-n et $1/3 \cdot E_g$ pour le semiconducteur de type-p [32]. Nous avons comparé les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales trouvées dans la littérature sur le tableau I.1.

b) En créant une couche très mince fortement dopée sur la surface du semiconducteur, on favorise ainsi le passage des porteurs par effet tunnel. C'est la méthode pratiquée habituellement. Cette zone surdopée peut être créée avant ou après le dépôt du métal.

- avant le dépôt du métal par diffusion [33], implantation d'impuretés dopantes en surface [34], [35], épitaxie par jet moléculaire d'une couche fortement dopée [36], [37].

- après le dépôt du métal par traitement thermique classique [38], [39], [40] ou par recuit par Laser [41], [42] et par électrons [34]. Ces méthodes permettent de faire diffuser l'un dans l'autre métal et semiconducteur, mais elles exigent que le métal soit un dopant du semiconducteur ou contienne l'élément agissant comme tel.

Le surdopage par les méthodes (a) et (b) modifie le diagramme énergétique des bandes comme l'indique la figure I.9 dans le cas d'un semiconducteur de type-n et dans celui d'un semiconducteur de type-p. Avant traitement, le mécanisme prépondérant était l'émission thermionique, après traitement c'est le courant tunnel.

1.3.3. Résistance de contact

La résistivité de contact, ρ_c , est par définition l'inverse de la dérivée de la densité du courant par rapport à la tension pour de faibles tensions appliquées.

$$\rho_c = \left(\frac{dJ}{dV} \right)_{V \rightarrow 0}^{-1} \quad (1.46)$$

TABLEAU I.1.

Hauteurs de barrière du système métal-GaAs (300°K)

| Semiconducteur | | Métal | Hauteurs de barrière | | | Réf. | |
|-----------------------------|-------------|----------|----------------------|----------------|------|------|-------|
| Type | Orientation | | Théoriques | expérimentales | | | |
| | | | | I-V | C-V | | PHOTO |
| n-GaAs (clivé sous vide) | 110 | Au | 0,70 | | 0,95 | 0,90 | 43 |
| | 110 | Pt | 1,23 | | 0,94 | 0,86 | 43 |
| | 110 | Be | - 0,17 | | 0,82 | 0,81 | 43 |
| | 110 | Ag | 0,23 | | 0,93 | 0,88 | 43 |
| | 110 | Cu | 0,33 | | 0,87 | 0,82 | 43 |
| | 110 | Al | 0,18 | | 0,80 | 0,80 | 43 |
| | 110 | Al (77°) | ≈ 0,18 | | 0,88 | | 43 |
| | 110 | In | - 0,30 | | 0,75 | | 11 |
| n-GaAs (polissage chimique) | 110 | Ca | - 1,27 | 0,55 | | | 44 |
| | 110 | Mg | - 0,47 | 0,70 | | | 44 |
| | 110 | Sn | 0,33 | 0,75 | | | 44 |
| | 110 | Sn | 0,33 | | 0,68 | | 11 |
| | III | Sn | 0,33 | | 0,67 | | 11 |
| | 110 | Ni | 0,43 | 0,78 | | | 44 |
| | III | Ni | 0,43 | | 0,81 | | 11 |
| | 110 | Au | 0,70 | 0,98 | | | 44 |
| | III | Au | 0,70 | | 0,96 | | 11 |
| | 110 | Au | 0,70 | | 0,94 | | 11 |
| | 111 | Au | 0,70 | | 0,89 | | 11 |
| | 100 | Au | 0,70 | | 0,84 | | 11 |
| | 110 | Ag | 0,23 | 0,90 | | | 44 |
| | III | Pb | - 0,07 | | 0,77 | | 11 |
| | III | In | - 0,30 | | 0,64 | | 11 |
| | 110 | In | - 0,30 | | 0,64 | | 11 |
| | 110 | Cu | 0,33 | | 0,86 | | 11 |
| | III | Cu | 0,33 | | 0,84 | | 11 |
| | 100 | Al | 0,18 | 0,83 | 0,80 | | 45 |
| | 100 | Al (77°) | ≈ 0,18 | 0,93 | 0,85 | | 45 |
| n-GaAs | | W | 0,43 | 0,71 | 0,77 | 0,80 | 43 |
| p-GaAs (clivé sous vide) | 110 | Au | 0,73 | | 0,48 | 0,42 | 43 |
| | 110 | Au (77°) | ≈ 0,73 | | 0,46 | | 43 |
| | 100 | Pt (77°) | ≈ 0,20 | | 0,48 | | 43 |
| | 110 | Ag (77°) | ≈ 1,20 | | 0,44 | | 43 |
| | 110 | Cu (77°) | ≈ 1,10 | | 0,52 | | 43 |
| | 110 | Al | 1,23 | | 0,63 | 0,50 | 43 |
| | 110 | Al (77°) | ≈ 1,23 | | 0,61 | | 43 |
| p-GaAs (polissage chimique) | 110 | Pt | 0,20 | 0,35 | | | 44 |
| | 110 | Ag | 1,20 | 0,50 | | | 44 |
| | 110 | Ni | 1,00 | 0,57 | | | 44 |
| | 110 | Mg | 1,90 | 0,66 | | | 44 |

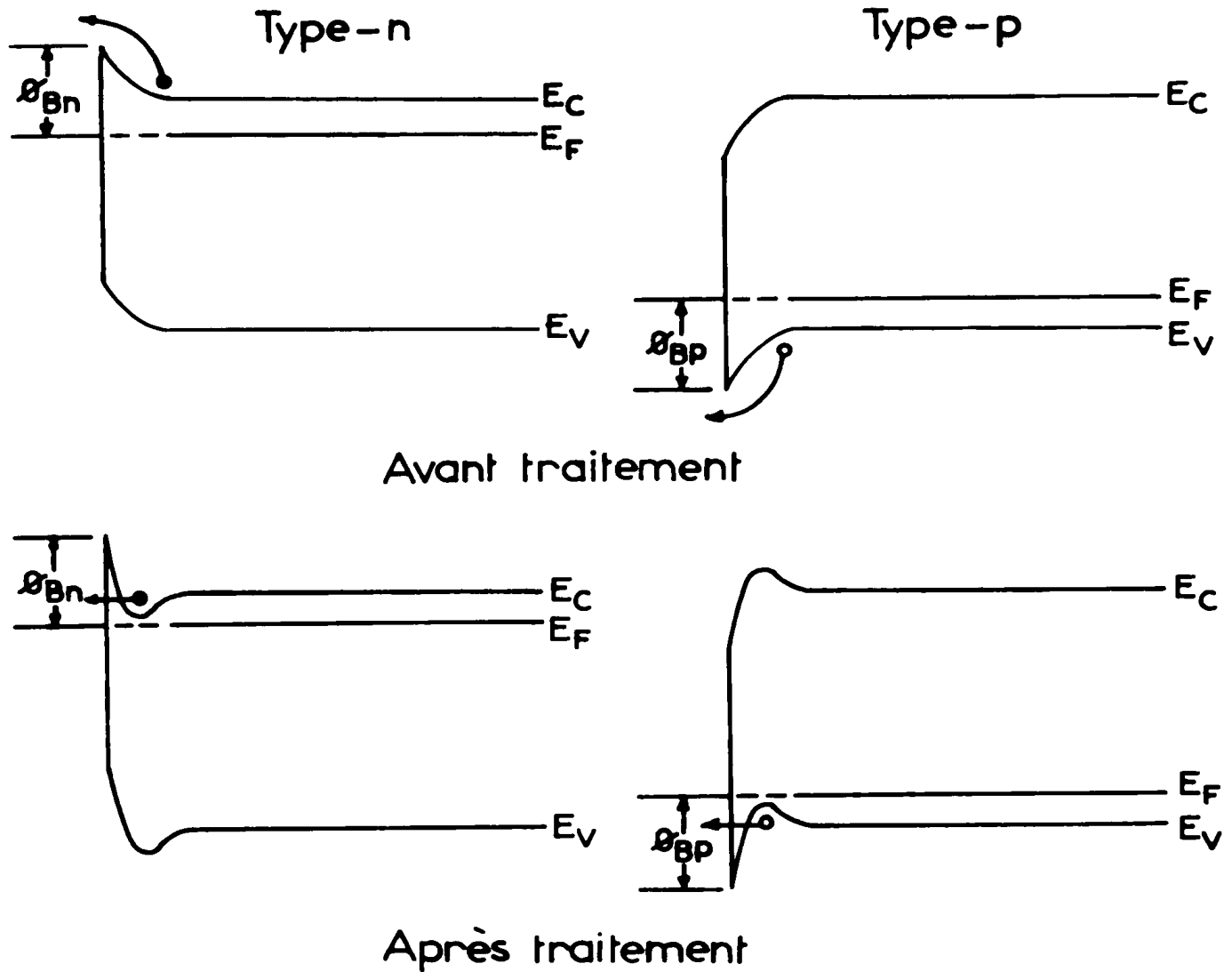


Figure I.9 : - Evolution des diagrammes énergétiques des contacts métal-semi-conducteur (n et p) à partir de surdopage en surface.

ou
$$\rho_c = \lim_{\Delta A_c \rightarrow 0} (R_c \cdot \Delta A_c) \quad (1.47)$$

donc ρ_c a les dimensions du produit de la résistance par la surface. R_c est la résistance de contact, A_c est l'aire de contact. La résistivité du contact est un paramètre très important dans la fabrication du composant. Un "contact ohmique" est donc celui présentant une faible valeur de ρ_c en direct et en inverse.

En dérivant les expressions théoriques des courants d'émission thermoionique (1.6), par effet de champ (1.23) et thermoionique assisté par effet de champ (1.40), nous avons donc accès à la résistivité théorique du contact métal-semiconducteur.

(a) Pour le courant thermoionique, c'est-à-dire lorsque $kT/E_{\infty} \gg 1$, on obtient :

$$\rho_c = \left(\frac{dJ}{dV} \right)_{V \rightarrow 0}^{-1} = \frac{kT}{qA'} \exp\left(\frac{q\phi_{on}}{kT}\right) \quad (1.48)$$

(b) Pour le courant d'émission par effet de champ ($kT/E_{\infty} \ll 1$), lorsque $\psi_1 \ll q(\phi_{Bn} - V)$ on a :

$$\rho_c = \left[\frac{A'\pi q}{kT \sin(\pi C_{IF} kT)} \exp\left(\frac{q\phi_{on}}{E_{\infty}}\right) - \frac{A' C_{IF}^2}{(C_{IF} kT)^2} \exp\left(\frac{-q\phi_{Bn} - C_{IF} \psi_1}{E_{\infty}}\right) \right]^{-1} \quad (1.49)$$

avec pour A' , C_{IF} et E_{∞} les expressions (1.28), (1.26) et (1.30)

(c) Pour le courant thermoionique assisté par effet de champ ($kT/E_{\infty} \approx 1$) on obtient :

$$\rho_c = \left(\frac{kT}{qA'} \right) \frac{kT}{\left[\pi (q\phi_{on} + \psi_1) E_{\infty} \right]^{1/2}} \frac{\text{ch}\left(\frac{E_{\infty}}{kT}\right)}{\left[\coth\left(\frac{E_{\infty}}{kT}\right) \right]^{1/2}} \times \exp\left[\frac{q\phi_{on} + \psi_1}{E_{\infty}} - \frac{\psi_1}{kT} \right] \quad (1.50)$$

Sur les figures I.10 et I.11, nous avons porté les variations théoriques du logarithme de la résistance de contact en fonction de $1/\sqrt{N_D}$ et de $1/\sqrt{N_A}$ dans le cas de l'arséniure de gallium de type-n et de type-p pour des hauteurs de barrière ϕ_{Bn} et ϕ_{Bp} variables. Dans notre calcul nous avons pris comme valeurs des masses effectives d'électrons et de trous $0,068 m_0$ et $0,1 m_0$ respectivement.

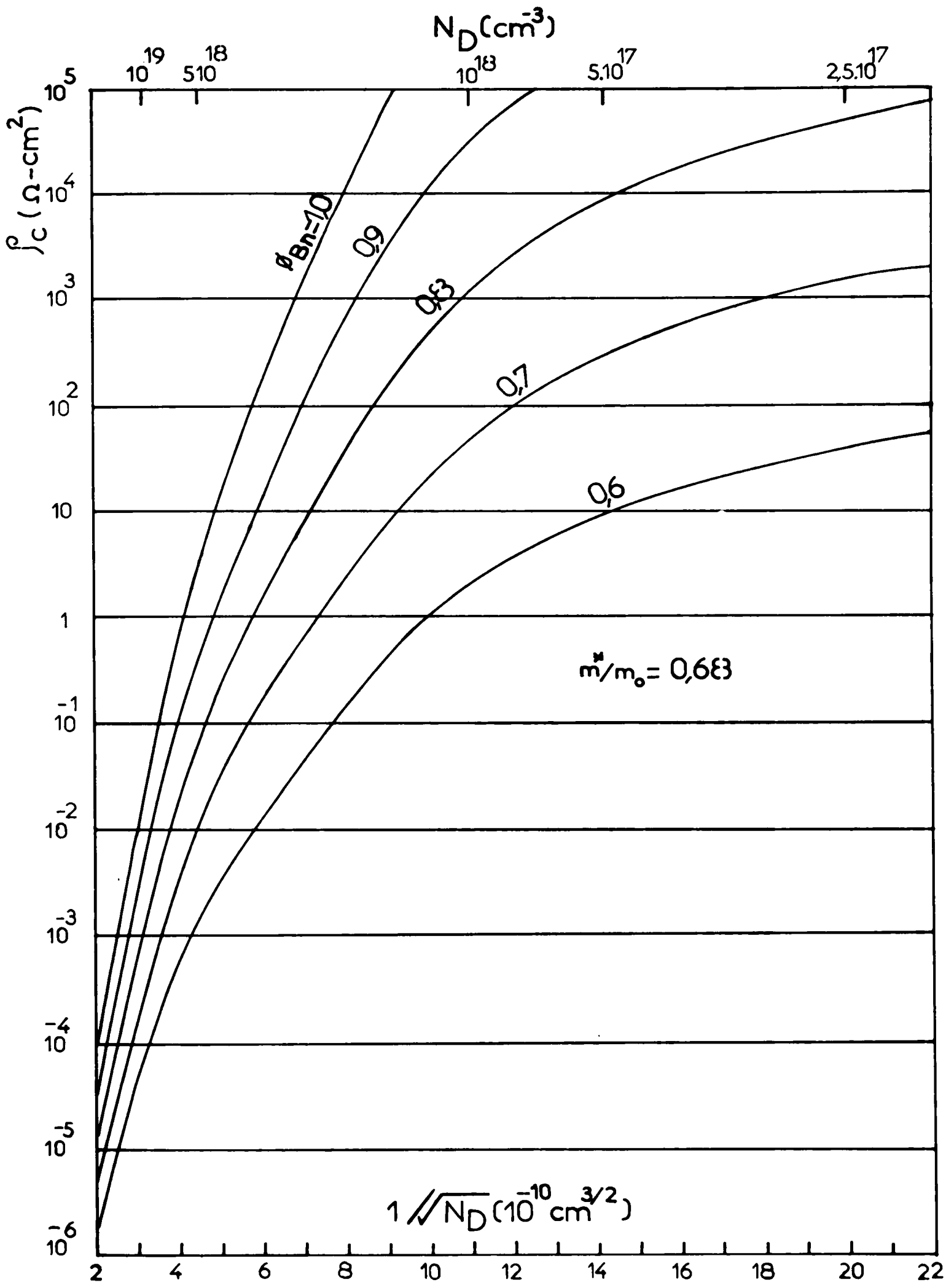


Figure I.10 : - Variation théorique de la résistance de contact en fonction de la hauteur de barrière et du dopage du GaAs de type-n.

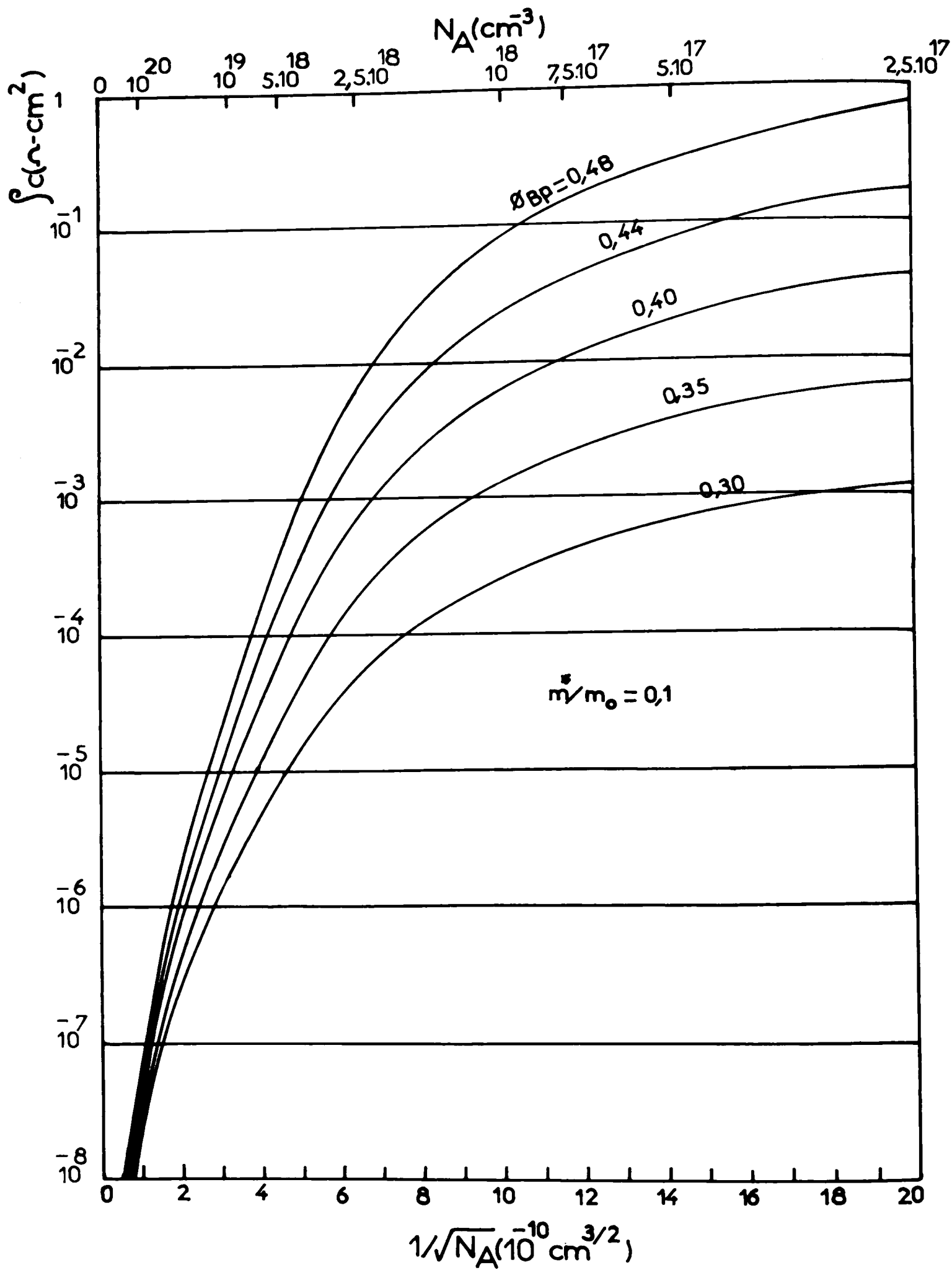


Figure I.11 : - Variation théorique de la résistance de contact en fonction de la hauteur de barrière et du dopage du GaAs de type-p.

On constate que les résistances de contact diminuent lorsque les hauteurs de barrière diminuent, par contre elles augmentent lorsque les concentrations en impuretés diminuent. On remarque encore que pour des dopages élevés, la pente des courbes est pratiquement linéaire ($= 2\sqrt{m^*e}\phi_B/q\hbar$) et que la résistivité est quasiment indépendante de la hauteur de barrière, ce qui est caractéristique de l'émission par effet de champ.

CONCLUSION

Les théories que nous venons d'exposer concernant le transport des charges dans une barrière Schottky s'appliquent à des contacts parfaits élaborés sur un semiconducteur possédant des propriétés idéales. Nous avons déduit des lois de variation de la résistance de contact en fonction du dopage du substrat et de la hauteur de barrière.

Néanmoins nous avons mentionné au paragraphe I.1 l'effet d'états de surface ou de couche d'oxyde à l'interface métal-semiconducteur sur la définition de la hauteur de barrière. Il est clair d'ores et déjà que par ce biais l'état de l'interface intervient dans le passage des porteurs.

Lorsqu'on élabore des contacts métal-semiconducteur, leurs caractéristiques électriques dépendront donc des paramètres physico-chimiques de l'interface. Outre l'effet des couches d'oxyde, nous devons tenir compte dans les contacts réels, ayant subi des traitements chimiques ou thermiques, des impuretés et des défauts introduits par le traitement en surface de substrat ainsi que des interdiffusions pouvant apparaître lors des recuits entre le métal et le semiconducteur. La technologie utilisée sera donc un facteur essentiel pour l'obtention de bons contacts redresseurs ou ohmiques.

A la suite des travaux de Shiota et al [46], Card et Rhoderick [47] et Ashok et al [48] sur les diodes Schottky, nos travaux sur les contacts ohmiques s'inscrivent dans le domaine de recherche : corrélation pouvant exister entre paramètres technologiques et paramètres électriques. En conséquence, le deuxième chapitre est consacré à la synthèse des résultats publiés sur les contacts ohmiques.

CHAPITRE II

SYNTHÈSE DES TRAVAUX ANTÉRIEURS
SUR LES CONTACTS OHMIQUES MÉTAL-GAAS

INTRODUCTION

Depuis 1969, notamment, comme nous l'avons souligné dans l'introduction générale, de nombreux articles ont été publiés concernant l'étude des contacts ohmiques sur GaAs. Les paramètres physiques qui interviennent dans la définition d'un contact ohmique sont :

- Les paramètres intrinsèques des matériaux en présence : hauteur de barrière, dopage du semiconducteur.
- Les paramètres d'interface : état physico-chimique de l'interface (oxyde, agglomérats, ...), pièges.

Du point de vue électrique, la hauteur de barrière entre métal et semiconducteur est le paramètre le plus important car il est lié au métal utilisé pour le contact et au dopage du semiconducteur. Dans cette ordre d'idée et conformément à la théorie développée au paragraphe I.3. deux voies ont été explorées :

- La modification de hauteur de barrière en fonction du métal.
- La modification du dopage de semiconducteur en surface par diffusion, épitaxie ou implantation d'impuretés.

Néanmoins, dans les deux cas il faut faire subir aux composants réalisés des recuits thermiques pour :

- améliorer l'adhérence du métal,
- surdoper l'interface ou activer les impuretés introduites,
- recristalliser le semiconducteur après l'implantation d'impuretés.

Le recuit thermique dans un four et sous atmosphère contrôlée est à l'heure actuelle le moyen classique pour réaliser des contacts ohmiques de faible résistivité. Des méthodes nouvelles apparaissent telles que les recuits par laser ou par électrons. D'où, les paramètres d'interface cités

plus haut qui n'étaient pas pris en compte dans les premières études des contacts ohmiques apparaissent, maintenant, comme les paramètres primordiaux définissant la qualité des résistances de contact. Nous reviendrons sur ces paramètres dans le quatrième chapitre relatif à nos résultats.

Dans ce chapitre nous ferons état des résultats publiés dans la littérature sans pour cela prétendre que notre synthèse soit exhaustive. Nous mettrons l'accent sur les insuffisances des données notamment dans les corrélations des résultats électriques et des quelques résultats physico-chimiques. De la comparaison de ces résultats, nous en déduirons la marche à suivre pour étudier les contacts ohmiques.

II.1 SYNTHESE DES TRAVAUX PUBLIES SUR LES CONTACTS METAL-GaAs

Afin de pouvoir comparer les résultats publiés dans la littérature, il nous a paru judicieux de les grouper en trois tableaux relatifs :

- Tableau II.1 aux contacts sur type-n
- Tableau II.2 aux contacts sur type-p
- Tableau II.3 concerne plus particulièrement les méthodes nouvelles utilisées pour faire les recuits.

Nous avons fait apparaître dans ces colonnes tous les paramètres intervenant dans la technologie des contacts. Ainsi, nous avons regardé la nature des métaux employés, les conditions de traitement chimique du substrat, les conditions de mise sous vide et d'évaporation des métaux employés, enfin les traitements thermiques subis par les composants finis. Bien que notre travail porte uniquement sur les méthodes de recuits thermiques, nous avons mentionné les méthodes de réalisation des contacts par implantation et par jet moléculaire.

Le nombre de travaux paru depuis une vingtaine d'année étant très important, nous nous sommes limités aux dix dernières années depuis la publication de "Ohmic contacts to semiconductors" par Schwartz (1) . Nous avons donné les résultats les plus importants, nous permettant de mettre en évidence les directions de recherche actuellement développées pour réaliser les contacts ohmiques.

TABLEAU II.1.
CONTACT CHIMIQUE GAÛS TYPE N

| AUTEURS ANNEES | SUBSTRAT | TRAITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METEAUX | RECUITS | RESULTATS \int_c ($\Omega \cdot \text{cm}^2$) |
|--|--|--|--|---|--|--|
| K.L. KLOHN L. WANDINGER 1969 (2) | Type Orientation (100), (111) dopage n EPD 10^3 à 10^5 cm^{-3} Remarque : l'adjonction d'une couche n pour les contacts di- minue la participation de la résistance de contact dans la résistance total Sans n ⁺ Rcn = 47,2 % Avec n ⁺ Rcn = 5,7 % | Dégraissage : trichloré- thylène avec ultrasons + rinçage alcool méthy- lique. Décapage : H ₂ SO ₄ : H ₂ O ₂ : H ₂ O 3 1 1 Stockage : alcool méthy- lique. | par "electroplating" | 3000 Å In | 350°C 2 mn dans H ₂ + N ₂ | 2.10 ⁻⁴ 2.10 ⁻⁵ |
| H. MATINO M. TOKUNAGA 1969 (3) | Type Orientation (100) Substrat massif sauf dopage 10^{15} à 5.10^{15} substrat épitaxié | H ₂ SO ₄ : H ₂ O ₂ : H ₂ O 8 1 1 1.10 ¹⁷ 1.10 ¹⁸ 6.10 ¹⁸ 1.10 ¹⁸ 6.10 ¹⁸ 1.10 ¹⁵ 5.10 ¹⁵ 1.10 ¹⁶ 5.10 ¹⁶ 1.10 ¹⁷ 1.10 ¹⁸ 6.10 ¹⁸ 5.10 ¹⁵ 1.10 ¹⁶ 1.10 ¹⁷ 1.10 ¹⁸ 6.10 ¹⁸ | T. de dégazage 300°C Après métallisation chauffage près de la température de crys- tallisation | Tous les métaux ont une pureté de 99,99 % et vide à 10 ⁻⁶ Torr. Ag épaisseur 2 1000 Å ^o Au épaisseur 2 1000 Å ^o Sn - Ag (25 : 75) épaisseur 3000 Å ^o | 500°C 10 mn sous H ₂ quand nécessaire on recouvre d'une couche d'Alu " " " " " " | non ohmique 6,5.10 ⁻³ 2,9.10 ⁻⁴ non ohmique 2,8.10 ⁻⁴ 5,5.10 ⁻² 3,6.10 ⁻³ 3,4.10 ⁻⁴ 4,0.10 ⁻⁵ 8,0.10 ⁻⁶ 6,5.10 ⁻⁶ 0,3.10 ⁻⁶ 1,1.10 ⁻² 2,2.10 ⁻² 9,6.10 ⁻⁵ 5,5.10 ⁻⁵ 3,0.10 ⁻⁵ |

TABLEAU II.1.
CONTACT OHMIQUE GAÛS TYPE N

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TRAITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METALLS | RECUTS | RESULTATS |
|--|--|--|---|---|---|---|
| H. YATINO M. TONUNAGA 1969 (3) | Type n Orientation (100) <u>Dopage</u> Substrat massif sauf dopage 10^{15} à $5 \cdot 10^{15}$ substrat épitaxié $1 \cdot 10^{15}$ $1 \cdot 10^{16}$ $1 \cdot 10^{17}$ $6 \cdot 10^{18}$ ----- $1 \cdot 10^{15}$ $1 \cdot 10^{17}$ $6 \cdot 10^{18}$ ----- $1 \cdot 10^{15}$ $1 \cdot 10^{16}$ $1 \cdot 10^{17}$ $6 \cdot 10^{18}$ ----- $1 \cdot 10^{15}$ ----- $6 \cdot 10^{18}$ | H ₂ SO ₄ ; H ₂ O ₂ ; H ₂ O 8 1 1 | T. de dégazage 300°C Après métallisation, chauffage près de la température de re- crystallisation | Ge - Au - Ag (10 : 10 : 80) 3000 Å° | 500°C 10 mn sous H ₂ quand nécessai- re on recouvre d'une couche d'au | $7,6 \cdot 10^{-3}$ $1,6 \cdot 10^{-4}$ $3,8 \cdot 10^{-5}$ $3,6 \cdot 10^{-6}$ ----- $1 \cdot 10^{-3}$ $2,3 \cdot 10^{-5}$ $1,2 \cdot 10^{-6}$ ----- $9,0 \cdot 10^{-4}$ $2,3 \cdot 10^{-4}$ $9,5 \cdot 10^{-5}$ $7,5 \cdot 10^{-6}$ ----- contacts redresseurs |
| J.S. HARRIS Y. NANNICHI G.L. PEARSON G.F. DAY 1969 (4) | Type n Substrat LPE <u>Dopage</u> Sn où Te 5 à $10 \cdot 10^{18}$ | Décapage : Br-méthano- l rincé dans le méthanol et l'alcool isopropylique chaud | Au-Ge par évapora- tion, Ni par "elec- troplating" | Ni / Au - Ge 0,1μ 0,3μ | 450°C 15 sec sous H ₂ | Ohmique |
| YU.A. GOL'DBERG B.V. TSARENKOV 1970 (5) | Type n μ { 5700 pour 10^{15} 2500 pour 10^{18} 10^{11} (SI) $5 \cdot 10^{14}$ $2 \cdot 10^{16}$ $5 \cdot 10^{18}$ | | Déposition chi- mique | In ou Sn | Alliage sous H ₂ mais pas température in- diquée | $1 \cdot 10^{-2}$ $5 \cdot 10^{-3}$ $7 \cdot 10^{-4}$ $5 \cdot 10^{-6}$ |

TABLEAU II.1.
CONTACT CHIMIQUE Ga/S TYPE N

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TRAITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METALLS | RECUITS | RESULTATS |
|---|--|---|---|---|---|--|
| B.R. PRUNAUX 1971 (6) | Type n Orientation VPE (100) Dopage 2.10^{18} | Trichloréthylène Ethanol HF | T. de dégazage 1 h 400°C T. de métallisation 40 100 200 300 | Au-Ge Vitesse de dépôt 3-16 A°/S à travers le masque | Sans recuit | $1,2.10^{-4}$ 9.10^{-5} $6,6.10^{-5}$ $4,2.10^{-5}$ |
| J. GULAI J.W. MAYER V. RODRIQUER et al 1971 (7) | Type n Orientation LPE (100) sur Si Dopage 1Ω-cm | 0,1 % Bromide-méthanol quelques secondes rincés dans l'alcool | Evaporation | Au-Ge (12 wt % Ge) | Four ouvert 400, 450, 500 et 550°C pour différentes durées | chimique |
| A.M. ANDREWS H. HOLONVAK, JR. 1972 (8) | Type n 9 à 87 μ LPE μ croissance dans 600 3.10 ¹⁸ Au-Sb + 2 % Ge 660 3,2.10 ¹⁸ Sur GaAs (100) 530 3,9.10 ¹⁸ 640 5.10 ¹⁸ 670 1,9.10 ¹⁸ 724 2.10 ¹⁸ | 1 HF : 3HNO ₃ : 4H ₂ O | Alliage petite sphère Sn sur le substrat | Sn | | $4,3.10^{-8}$ 3.10^{-3} 3.10^{-3} $1,9.10^{-3}$ 5.10^{-3} $4,4.10^{-3}$ |
| W.D. EDWARDS W.A. HARTMAN A.B. TORRENS 1972 (9) | Type n Orientation Coupé parallèlement au plan (111) ou (100) Dopage | Décapage mécano-chimique avec 5 % NaOCl Avant métallisation soit (1) dégraissage + 50°C 30" H ₂ SO ₄ : 30H ₂ O ₂ : H ₂ O 3 1 1 | Evaporation à travers un masque de molybdène Pré-évaporation : nettoyage par décapage sputtering (pas d'influence sur la résistance) | Au : Ge : Ni 88 % 12 % 5 % Difficultés pour maintenir | 450°C 3' dans H ₂ | |

TABLEAU II.1.
CONTACT OMNIQUE GAIS TYPE N

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TRAITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METALLS | RECUISTS | RESULTATS |
|--|--|---|--|--|--|--|
| cont. | 5.10 ¹³ 5.10 ¹⁴ 5.10 ¹⁵ | rinçé à eau distillée, mis 5' dans KCN 10 % puis rinçé avec eau et isopropanol | | | | 1 8.10 ⁻³ 2.10 ⁻³ |
| | | ou soit (2) rinçé à eau et à acétone + 80°C H ₂ SO ₄ : 30 % H ₂ O ₂ : H ₂ O 7 1 1 rinçé à eau distillée, séché et stocké dans le isopropanol | | | | 6.10 ⁻¹ 8.10 ⁻² 8.10 ⁻³ |
| K. HEIPE U. KONIG E. KOHN A. MORMANN 1974 [10] | <u>TYPE</u> n Orientation (100) massif <u>Dopage</u> 4.10 ¹⁵ 1,5.10 ¹⁶ 2.10 ¹⁶ 1,5.10 ¹⁷ 2.10 ¹⁸ <u>Remarque</u> : * décapage ionique * * décapage chimique | Rinçage dans les solvants chauds (Acétone, méthanol, trichloréthylène et chloroforme) décapage soit chimique dans H ₂ SO ₄ : H ₂ O ₂ : H ₂ O 1 1 8 ou soit décapage par sputtering. | décapage 600 Å° par sputtering d.c. décharge luminecente <u>ion</u> : Ar <u>Evaporation</u> : 5.10 ⁻⁷ Torr | Ni/Au-Ce/NL/GaAs (88 : 12 w/w %) 300 Å° 700 Å° 50 Å° | 450°C 4' dans 90 % N ₂ + 10 % H ₂ Après le recuit "electroplating" 2 µm Au | 10 ^{-4%} 8.10 ^{-5%} 3.10 ^{-5%} 8.10 ^{-5mm} 4.10 ^{-6%} 10 ^{-6%} |
| | G.Y. ROBINSON 1975 [11] | <u>TYPE</u> n Orientation (100) 10 µm VPE /n ⁺ substrat dopé Te | | par évaporation à travers le masque SiO ₂ | Ni/Au-Ce/nGaAs (88 % - 12 %) 150 Å 400 Å° | 600°C 2' sous N ₂ |

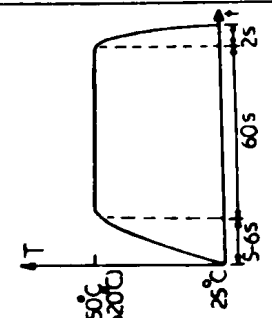
TABLEAU II.1.
CONTACT OHMIQUE GAÛS TYPE N

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TRAITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METALLUX | RECUITS | RESULTATS |
|--|--|---|---|--|--|----------------------------|
| A.K. SINHA T.E. SMITH H.J. LEVINSTEIN 1975 (12) | <p><u>TYPE</u> n</p> <p>(1) 5μ VPE dopé S 10¹⁶ à 10¹⁷ sur 254μ n GaAs substrat dopé Te où Si à 10¹⁸</p> <p>(2) substrat n massif dopé Te à 2.10¹⁸</p> <p><u>Dopage</u> 1,2.10¹⁶ 1.10¹⁷ 1,5.10¹⁸</p> | <p>par évaporation (conon à électrons) Pas de préchauffage T. de métallisation 50°C</p> <p>''</p> | <p>500 Å Pd/500 Å Ge/nGaAs</p> <p>''</p> <p>''</p> <p>Au/n GaAs Contact face arrière : 2000 Å Pt par RF-sputtering puis recuit 350° 2h sous vide</p> | <p>500°C 2h sous vide</p> <p>''</p> <p>''</p> <p>350°C 2h sous vide</p> | <p>3.10⁻⁴</p> <p>1,7.10⁻⁴</p> <p>3,5.10⁻⁵</p> <p>1,25.10⁻¹</p> | |
| A.B.J. SULLIVAN 1976 (13) | <p><u>TYPE</u> n</p> <p>Substrat bombardé par Proton 10¹⁹ cm⁻² décharge N₂ 2,5 mn^x Proton 10¹⁶ cm⁻²</p> <p>" décharge N₂ 3 mn^x Proton 10¹⁶ cm⁻²</p> <p>" Décharge N₂ 3 mn^x</p> <p><u>Dopage</u> 2.10¹⁶ 2.10¹⁷ 2.10¹⁶ 2.10¹⁶ 2.10¹⁷ 2.10¹⁷</p> <p>Remarque : * la décharge luminescente</p> | <p>Le substrat décapé et chauffé à 450°C 10 mn avant le bombardement</p> | <p>Par "électroplating"</p> <p><u>métal</u> Ag " Au - " " Pt Pt Pt Pd</p> <p><u>T. de solution</u> 22°C " 55°C " " 50°C 3°C 22°C 40°C</p> | <p>450°C 10'</p> <p>525°C 10'</p> <p>NON RECUIT</p> <p>450°C 10'</p> <p>NON RECUIT</p> <p>"</p> <p>450°C 10'</p> <p>260°C 10'</p> <p>450°C 10'</p> | <p>5.10⁻⁴</p> <p>5.10⁻⁵</p> <p>Non ohmique</p> <p>3.10⁻⁴</p> <p>Non ohmique</p> <p>"</p> <p>"</p> <p>"</p> <p>8.10⁻²</p> | |
| M. OTSUBO H. KUMABE H. MUKI 1977 (14) | <p><u>TYPE</u> n</p> <p>GaAs/SI 0,5μ VPE</p> <p>Remarque : 1. Il est préférable d'utiliser un Au-Ge avec faible t de Ge 2. L'épaisseur de la Ni doit être la plus faible possible. 3. L'épaisseur Au-Ge doit être faible.</p> <p><u>Dopage</u> 5.10¹⁶</p> | <p>Acide citrique + H₂O₂ + H₂O à la température ambiante + rinçage à l'eau</p> | <p>Evaporation sous vide à 8.10⁻⁷ Torr</p> | <p>Au/Ni/Au-Ge (12 wt% Ge) 2000Å 200 Å 300 Å</p> | <p>430° 30 à 60 sec sous H₂</p> | <p>1,5.10⁻⁶</p> |

TABLEAU II.1.
CONTACT OHMIQUE GAZS TYPE N

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TRAITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METALLS | RECUTS | RESULTATS |
|---|--|--|---|---|--|--|
| H.M. MACKSEY 1977 (15) | Type n Couches épitaxiales/SI 0,3µ | Dopage 1.10 ¹⁷ | Par évaporation | 0,5µ Au/Cr/Ni/Au-12wt % Ge 2000 Å Épaisseur Ni = 30 Å | 450°C 2 mn Sous He | 1,2.10 ⁻⁶ |
| W.M. KELLY C.F. WRIXON 1978 (16) | Type n Orientation (100) | Dégraissage : la solution bouillante de DI + Trichlo + isopropanol + acétone Décapage : HCl conc. 5 mn avant la métallisation | Par "électroplating" | Au/SnNi/Au 3500 Å 5000 Å 4000 Å | 300°C 3' Sous azote hydrogéné (9 : 1 N ₂ /H ₂) | 3.10 ⁻⁵ |
| B.P. JOHNSON C.I. HUANG 1978 (17) | Type n 25µ VPE dopé Si 5.10 ¹⁵ à 5.10 ¹⁶ sur SI sous le contact diffusion de S, T de diff. 898°C " 789°C Non diffusé | Dopage 3,5.10 ¹⁸ 10 ¹⁸ 4.10 ¹⁷ | Par évaporation | Ni/Au-Ge (12 wt % Ge) | 475°C 30 sec Sous H ₂ | 5.10 ⁻⁶ 5.10 ⁻⁵ 1 à 5.10 ⁻³ 3.10 ⁻⁴ |
| W.J. ANDERSON A. CHRISTOU J.E. DAVEY 1978 (18) | Type n 1,9µ épitaxié dopé Te à 1,1.10 ¹⁷ sur SI (100) | Trichloréthylène 30s + acétone 30s + DI 30s + HF : 10DI 2s + DI 30s + décapage MB 2 mn (HF : 1HCl : 4 DI : 1 goutte H ₂ O ₂ pour 10 ml) + DI 30s + séché N ₂ | Évaporation par canon à électron d'gazage : 575°C 15 mn à 2.10 ⁻⁷ Torr. Dépôt de Ge : à 575°C vitesse 3 à 12 Å/sec bonne qualité (100) Dépôt Ni : à 425°C orientation préférentielle (111) polycristalline | 1000 Å Ni/1000 Å Ge " " 2000 Å Ni/2000 Å Ge " " | sous vide où sous azote hydrogéné 450°C 45 mn 550°C 5 mn 500°C 30 mn 550°C 20 mn | 5.10 ⁻⁴ 3.10 ⁻⁵ 3.10 ⁻³ 7.10 ⁻⁴ |

T A B L E A U II.1.
CONTACT OHMIQUE GMS TYPE N

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TRAIEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METEAUX | RECUIITS | RESULTATS |
|--------------------------------------|--|--|--|--|--|--|
| P.A. BARNES A.Y. CHO 1978 (19) | <p>Type 6000 Å couche épitaxiée par substrat (100) n MBE dopé Sn dégazage 615°C 15 sec dopé Te à 2.10¹⁸ déposition 550°C Ca taux 5.10¹⁴ /cm⁻² Sn = 10¹² As₄ = 2.10¹⁵</p> <p>Dopage 1.10¹⁸ 1.10¹⁹ 6.10¹⁹</p> | <p>plaquette amincie jusqu'à 200μ + solvants organiques + NH₄OH</p> | <p>Par sputtering pression 5,4.10⁻⁸ Torr</p> | <p>Pt / Ti 1500 Å / 1000 Å</p> | <p>pas de recuit " "</p> | <p>non ohmique 10⁻⁴ à 10⁻² 1,86.10⁻⁶</p> |
| W.T. TSANG 1978 (20) | <p>500-8000 Å dopé } 2μ dopé Sn à 4.10¹⁶ par MBE Substrat Sn à 8.10¹⁸ par } MBE + métal } Sn par MBE } GaAs dopé à 1.10¹⁸ par MBE 2.10¹⁸ par MBE 3.10¹⁸ par MBE</p> | | <p>par évaporation à travers le masque " " "</p> | <p>Au Au Au Au</p> | <p>NON NON NON H₂ + N₂ à 510°C 15 sec</p> | <p>7,8.10⁻⁵ 2,9.10⁻⁵ 2,4.10⁻⁵ 5.10⁻⁶</p> |
| A. CHRISTOU 1979 (21) | <p>Type Orientation (100) n 2μ épitaxié type n dopé à 2.10¹⁶ sur substrat n + 2.10¹⁶</p> | | <p>par évaporation "</p> | <p>Ni/Au-Ge 400Å 1600 à 1700Å Ag / In / Ge 90 Å 5 Å 5 Å 2000 Å</p> | <p>soit sous N₂ ou N₂ + H₂ dans le four ouvert soit sous vide</p>  | <p>minimum 10⁻⁵ (recuit 450°C 1') minimum 10⁻⁶ (recuit à 620°C 1')</p> |

T A B L E A U II.1
CONTACT CHIMIQUE GAAS TYPE N

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TREITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METALUX | RECUITS | RESULTATS |
|---|---|---------------------|--|--|---|--|
| R. STILL C.E.C. WOOD K. BOYD L.F. EASTMAN 1979 (22) | 250 μ MBE Ga dopé / 1 μ n ⁺ GaAs dopé / GaAs S.I. (100) As δ 10 ²⁰ cm ⁻³ / Se à 1,5.10 ¹⁸ cm ⁻³ dopé Cr μ = 80 cm ² /v-s Type n Dopage 20 10 | | Par évaporation | 2000Å Au | Non recuit | $\leq 10^{-7}$ |
| J.V. DILORENZO W.C. NIENHUIS A.Y. CHO 1979 (23) | Soit 0,6 μ n-GaAs dopé Sn / 1-2 μ p-GaAs / GaAs S.I. dopé Sn à 8.10 ¹⁶ par MBE / couche intermédiaire / dopé à 2.10 ¹⁴ par MBE / Soit n-GaAs / GaAs S.I. dopé Sn + { Nettoyage trichloréthylène par CVD / acétone méthanol HCl 20 sec croissance de couche n ⁺⁺ par MBE (1 μ m/h) préchauffage 600°C 15 sec, dépôt à 530°C dopé Sn à 5.10 ¹⁹ Epaisseur 2000-3000 Å | | déposition Sn in Situ (par MBE) à 150°C d'épaisseur 500-2000 Å vitesses de croissance 50 Å/min + 0,27 μ AuGa | Au Ge/Sn | Non recuit 250°C Impulsion | $\approx 10^{-6}$ $\approx 10^{-6}$ |
| F. VIDIVARI 1979 (24) | Type 0,2-0,4 μ GaAs dopé S / couche "Buffer" / GaAs S.I. Dopage n 10 ¹⁶ à 3.10 ¹⁷ / haute résistivité 2.10 ¹⁶ 5.10 ¹⁶ 10 ¹⁷ 2.10 ¹⁷ 3.10 ¹⁷ 10 ¹⁶ 2.10 ¹⁶ 8.10 ¹⁷ 3.10 ¹⁷ | | évaporation par canon à électrons 300Å Ni/230Å Ge/460Å Au/50Å Ni " " " " 1000Å SiO ₂ /230Å Ge/460Å Au/ 50Å Ni " " " | Ni/Ge/Au/Ni " " " " SiO ₂ /Ge/Au/Ni " " " | 450°C 30" Sous H ₂ " " " " " " " " | 7.10 ⁻⁵ 4.10 ⁻⁵ 1,4.10 ⁻⁵ 10 ⁻⁵ 6.10 ⁻⁶ 2.10 ⁻⁵ 10 ⁻⁵ 2.10 ⁻⁶ 5.10 ⁻⁷ |

TABLEAU II.2.
CONTACT CHIMIQUE GAZS TYPE P

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TRAITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METALLS | RESULTATS |
|--|---|---|---|---|--|
| K.L. KLOHN L. WANDINGER 1969 (2) | Type P Orientation (100), (111) EPD 10^3 à 10^5 cm ⁻³ Dopage Zn 2,8.10 ¹⁷ 7.10 ¹⁸ 10 ¹⁴ 10 ²⁰ | Dégraissage : Trichloréthylène avec ultrasons + rinçage alcool méthylique Décapage : H ₂ SO ₄ : H ₂ O ₂ : H ₂ O 3 1 1 Stockage : Alcool méthylique | Pression 1 à 5.10 ⁻⁶ Torr. chauffer le substrat sous vide à 300°C 10' après la métallisation de Au-Zn | 6000Å Au-Zn (4wt%Zn) métal nettoyé par KOH | 400°C quelques secondes sous H ₂ + N ₂ 10 ⁻⁴ 5.10 ⁻⁵ 3.10 ⁻⁵ 2.10 ⁻⁶ |
| | 8.10 ¹⁸ 5.10 ¹⁹ 9.10 ¹⁹ | " | Pression 1 à 5.10 ⁻⁶ Torr. chauffer du substrat sous vide à 300°C 10' après dépôt de Ag plus chauffage à 50°C 5mn après dépôt de Au | 6000Å Au/6000Å Ag voir métallisation | 8.10 ⁻⁵ 10 ⁻⁵ 7,3.10 ⁻⁷ |
| | 5.10 ¹⁸ 10 ¹⁹ 10 ²⁰ | " | Electroless nickel solution rinçage H ₂ O puis alcool méthylique | Ni 300°C 10 mn sous vide | 10 ⁻⁴ 5.10 ⁻⁵ 2 à 3.10 ⁻⁶ |
| H. MARTINO M. TOKINAGA 1969 (3) | Type P Orientation (100) substrat massif Dopage 1.10 ¹⁸ 6.10 ¹⁸ 1.10 ¹⁹ 6.10 ¹⁹ | H ₂ SO ₄ : H ₂ O ₂ : H ₂ O 8 1 1 | T. de dégazage 300°C après métallisation chauffage près de la température de recristallisation | Tous les métaux ont une pureté de 99,99 % et pression à 10 ⁻⁶ Torr. Ag épaisseur 2 1000Å | Non chimique 2,9.10 ⁻⁴ 6,2.10 ⁻⁶ 3,8.10 ⁻⁶ |

TABLEAU II.1
CONTACT OHMIQUE GaAs TYPE N

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TRAITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METALL | RECUI | RESULTATS |
|--|--|---------------------|--|--|--|---|
| R. STALL C.E.C. WOOD K. BOARO L.F. EASTMAN 1979 (22) | 250 μ MBE Ga dopé / 1μ n ⁺ GaAs dopé / GaAs S.I. (100) As à 10^{20} cm ⁻³ / Se à $1,5.10^{18}$ cm ⁻³ dopé Cr $v = 80$ cm ² /V-s TYPE n | | Par évaporation | 2000Å Au | Non recuit | $\leq 10^{-7}$ |
| J.V. DILORENZO W.C. NIEHAUS A.Y. CHO 1979 (23) | Soit $0,6\mu$ n-GaAs dopé Sn / $1-2\mu$ p-GaAs / GaAs SI dopé Sn à 8.10^{16} par MBE / couche intermédiaire / dopé à 2.10^{14} par MBE Soit n-GaAs / GaAs SI dopé Sn + { Nettoyage trichloréthylène par CVD / acétone méthanol HCl 20 sec croissance de couche n ⁺⁺ par MBE (1μ m/h) préchauffage 600°C 15 sec, dépôt à 530°C dopé Sn à 5.10^{19} Epaisseur 2000-3000 Å | | déposition Sn in Situ (par MBE) à 150°C d'épaisseur 500-2000 Å vitesses de croissance 50 Å/min + 0,27 μ AuGe | Au Ge/Sn | Non recuit 250°C impulsion | $\approx 10^{-6}$ $\approx 10^{-6}$ |
| F. VIDDMARI 1979 (24) | TYPE 0,2-0,4 μ GaAs dopé S / couche "Buffer" / GaAs S.I. Dopage n 10^{16} à 3.10^{17} / haute résistivité | | évaporation par canon à électrons 3000° NI/2300° Ge/4600° Au/500° NI " " " " " " " " 10000° SiO ₂ /2300° Ge/4600° Au/ 500° NI " " " " " " | NI/Ce/Au/NI " " " " " " " " SiO ₂ /Ce/Au/NI " " " " " " | 450°C 30" Sous H ₂ " " " " " " " " " " " " | 7.10^{-5} 4.10^{-5} $1,4.10^{-5}$ 10^{-5} 6.10^{-6} 2.10^{-5} 10^{-5} 2.10^{-6} 5.10^{-7} |

T A B L E A U 11.2.
CONTACT OPTIQUE GAZS TYPE P

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TRAITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METALLS | REULTATS | |
|--|---|---|--|--|--|--|
| K.L. KLOHN L. WANDINGER 1969 (2) | Type P Orientation (100), (111) EPD 10^3 à 10^5 cm ⁻³ Dopage Zn 2,8.10 ¹⁷ 7.10 ¹⁸ 10 ¹⁴ 10 ²⁰ | Dégraissage : Trichloro- réthylène avec ultra- sons + rinçage alcool méthyllique Décapage : H ₂ SO ₄ : H ₂ O ₂ : H ₂ O 3 1 1 Stockage : Alcool méthyllique | Pression 1 à 5.10 ⁻⁶ Torr. chauffer le substrat sous vide à 300°C 10' après la métallisation de Au-Zn | 6000Å Au-Zn (4wt%Zn) métal nettoyé par KOH | 400°C quelques secondes sous H ₂ + N ₂ | 10 ⁻⁴ 5.10 ⁻⁵ 3.10 ⁻⁵ 2.10 ⁻⁶ |
| | 8.10 ¹⁸ 5.10 ¹⁹ 9.10 ¹⁹ | " | Pression 1 à 5.10 ⁻⁶ Torr. chauffage du substrat sous vide à 300°C 10' après dépôt de Ag plus chauffage à 50°C 5mn après dépôt de Au | 6000Å Au/6000Å Ag | voir métallisa- tion | 8.10 ⁻⁵ 10 ⁻⁵ 7,3.10 ⁻⁷ |
| | 5.10 ¹⁸ 10 ¹⁹ 10 ²⁰ | " | Electroless nickel so- lution rinçage H ₂ O puis alcool méthylli- que | Ni | 300°C 10 mn sous vide | 10 ⁻⁴ 5.10 ⁻⁵ 2 à 3.10 ⁻⁶ |
| H. FATINO M. TOKUNAGA 1969 (3) | Type P Orientation (100) substrat massif Dopage 1.10 ¹⁸ 6.10 ¹⁸ 1.10 ¹⁹ 6.10 ¹⁹ | H ₂ SO ₄ : H ₂ O ₂ : H ₂ O 8 1 1 | T. de dégazage 300°C après métallisation chauffage près de la température de recrissi- tallisation | Tous les métaux ont une pureté de 99,99 % et pres- sion à 10 ⁻⁶ Torr. Ag épais- seur 2 1000Å | 500°C 10 mn, sous H ₂ , quand nécessai- re on recouvre d'une couche d'Ag | Non omique 2,9.10 ⁻⁴ 6,2.10 ⁻⁶ 3,8.10 ⁻⁶ |

TABLEAU 11.2.
CONTACT CHIMIQUE GAÛS TYPE P

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TRAITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METALLS | RECUIITS | RESULTATS | | |
|---|--|--|--|--|---|--|--|--|
| H. MATINO M. TOKUNAGA 1969 (3) | <u>TYPE</u> P Orientation (100) substrat massif | H ₂ SO ₄ : H ₂ O ₂ : H ₂ O 8 1 1 | T. de dégazage 300°C Après métallisation, chauffage près de la température de recristallisation | Tous les métaux ont une pureté de 99,99 % et pression 10 ⁻⁶ Torr. Au épaisseur ≥ 1000Å | 500°C 10 mn sous H ₂ quand nécessaire on recouvre de la couche d'au | Non chimique 1,1.10 ⁻⁵ 4,0.10 ⁻⁶ | | |
| | | | In - Ag (25 : 75) 3000 Å | | | 5,3.10 ⁻⁴ 2,4.10 ⁻⁴ 1,5.10 ⁻⁵ 1,3.10 ⁻⁶ | | |
| | | | Mo ≥ 1000 Å | | | Non chimique 7,3.10 ⁻⁴ 4,3.10 ⁻⁵ 1,0.10 ⁻⁶ | | |
| | | | Cr ≥ 1000 Å | | | Non chimique 1,9.10 ⁻⁴ 2,7.10 ⁻⁵ 2,1.10 ⁻⁶ | | |
| | | | Tl ≥ 1000 Å | | | 7,2.10 ⁻⁶ | | |
| | | | ----- | | | | | |
| | | | ----- | | | | | |
| | | | ----- | | | | | |
| | | | ----- | | | | | |
| | | | ----- | | | | | |
| Y.A. (OL)BERG B.A. TSARENKOV 1970 (5) | <u>TYPE</u> P 250 pour 10 ¹⁶ μ } 40 pour 10 ²⁰ | | Déposition chimique | In | Alliage sous H ₂ mais pas de température indiquée | 10 ⁻¹ 7.10 ⁻³ 8.10 ⁻⁵ 2.10 ⁻⁶ | | |
| | | | | | | | | |
| H. J. COHEN A.Y.C. YU 1971 (25) | <u>TYPE</u> P Épitaxie épaisseur 11- 23 μ sur substrat (β _B = 10 ⁻³ Ω-cm) provenance : Monsanto 2,08.10 ¹⁹ | brome (0,1 %) - méthano- l no.1 rinçage méthanol. | par sputtering d'ar- bord Zn puis Au dans l'atmosphère d'Ar 4.10 ⁻² Torr. Potenti- l ciel de cible 3KV pression autour du substrat 10 ⁻⁷ Torr | Au / Zn 1000Å 1000Å | 500°C 5' sous N ₂ " " | 1,3-1,7.10 ⁻³ 3,4-5,3.10 ⁻⁴ 1,5-1,9.10 ⁻⁴ | | |
| | | | | | | | | |

T A B L E A U II.2.
CONTACT OHMIQUE GAÛS TYPE P

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TRAITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METALUX | RECUITS | RESULTATS |
|---|---|---------------------|--|---|--|---|
| D.R. KETCHUM 1974 (26) | <p>Type Epitaxiale Ge sur substrat P dopé Cr à 10^{18} pour me- surer la résistivité et dopé Zn à 10^{18} pour me- surer la résistance de contact</p> <p><u>Orientation</u> . (100) 2,5.10¹⁹ (111) 4,3.10¹⁹ (111) 3,3.10¹⁹ (111) 5,0.10¹⁹ (111) 8,2.10¹⁹ (111) 8,2.10¹⁹ (111) 8,2.10¹⁹</p> | | <p>Par évaporation</p> <p>" " " " " "</p> | <p>300Å Cr-5000Å Au " " 250Å Ti-2400Å Au " " 300Å Cr-5000Å Au</p> | <p>Non recuit</p> <p>" " " " " "</p> | <p>3,29.10⁻⁴ 9,12.10⁻⁵ 6,2.10⁻⁴ 7,85.10⁻⁴ 6,59.10⁻⁴ 1,17.10⁻⁴ 7,7.10⁻⁴</p> |
| A.K. SINHA T.E. SMITH H.J. LEVINESTEIN 1975 (12) | <p>Type GaAs massif dopé Zn P à 2.10^{18}</p> <p><u>Contact face arrière</u> : 2000Å Pt par RF-sputtering Recuit 350°C 2h sous vide</p> | | <p>Par évaporation (or- non à électrons) " par "RF-sputtering"</p> | <p>Au Ti Pt</p> | <p>250°C 2h sous vide 500°C 2h sous vide 350°C 2h sous vide</p> | <p>1,6.10⁻³ 5,6.10⁻⁴ 4,2.10⁻⁴</p> |
| O. ISHIZAWA K. NISHITANI 1976 (27) | <p>Type Orientation (100) P Dopant <u>mobilité</u> Dopage Cd 180 2.10^{16} 3.10¹⁸ Zn 216 2.10^{17} 3.10¹⁸ Zn 118 3.10^{18} 3.10¹⁸ 3.10¹⁸ 3.10¹⁸ 3.10¹⁸</p> <p><u>Remarque</u> : La résistivité de contact est une décade en des- sous de tous les auteurs</p> | | | <p>In-Au (27 : 73 wt%) Ag-Sb (56 : 44 wt%) Zn In-Ag (25 : 75 wt%) Au-Zn (85 : 15 wt%) Au-Mo (65 : 35 wt%) Ag-Zn (90 : 10 wt%) " "</p> | <p>500, 550 et 600°C 10' sous H₂ " 500 et 600°C 10' sous H₂ 550°C 10' sous H₂ 500°C 10' sous H₂ 550 et 600°C 10' sous H₂ 350°C 10' sous H₂ 450°C 10' sous H₂ 500-600°C 10' sous H₂</p> | <p>Non ohmique " " ohmique " " 2,1.10⁻⁴ 1,9.10⁻⁵ ohmique</p> |

TABLEAU 11.2.
CONTACT OMNIQUE GAAS TYPE P

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TRAITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METALLS | RECUISTS | RESULTATS |
|--|--|--|--|--|--|--------------------------------|
| W.T. TSANG 1978 (20) | 500-8000 Å Dopé Be à $\sim 3.10^{19}$ par MBE + métal Be par MBE $\left. \begin{array}{l} 1,8 \text{ um dopé Be à} \\ 5.10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ par MBE} \\ 0,9 \text{ um dopé Be à} \\ 7.10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ par MBE} \end{array} \right\} \text{ Substrat dopé à } 3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Remarque : Contact face arrière Au-Zn-Au par évaporation | | par évaporation à travers le masque ϕ 50-500 μm " | Au " | 510°C 15 sec sous $\text{H}_2 + \text{N}_2$ " | $2,7.10^{-6}$ $2,9.10^{-5}$ |
| Pour mémoire : C.J. NLESE J.J. GANNON 1968 (28) | Type GaAs dopé Zn à $8,5.10^{19}$ $\int B = 1,1.10^{-3} \Omega\text{-cm}$ | NaOCl + HCl dilué + rincé dans l'eau distillée et l'alcool | T. de dégazage 300°C T. d'évaporation 300°C | Ag-Mn (96 : 4wt%) 5000 Å pureté 99,999 % | 550°C 2 mn sous H_2 | 10^{-5} |

TABEAU II.3.A
RECUIT PAR LASER

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TREITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METALLS | RECUTS | RESULTATS |
|--|--|--|---|---|--|--|
| R.S. POUNDS M.A. SALFI W.C. HANN, JR. 1974 (29) | Type n Orientation (111) 400-500μ EPD2400 Mobilité 3150 cm ² /v-s Dopé Te à 4,6.10 ¹⁷ cm ⁻³ | Acétone | Nettoyage plasma in situ Evaporation à travers le masque vide 2.10 ⁻⁶ Torr. | 0,2μ Ag/0,6μ Zn | Laser soit ruby (λ= 0,6943μ) Energie par impulsion 0,1 J Durée d'impulsion 1 msec soit CO ₂ (λ= 10,6μ) Energie par impulsion 0,4 J Durée d'impulsion 10 msec | 3,2.10 ⁻⁴ 3,1.10 ⁻⁴ |
| | Type p Orientation (111) 400-500μ EPD2000 Mobilité 67 cm ² /v-s Dopé Sn à 1,5.10 ¹⁹ cm ⁻³ | Acétone | Nettoyage plasma in situ Evaporation à travers le masque vide 2.10 ⁻⁶ Torr | 0,2 Ag/0,6μ Zn | Laser soit ruby (λ= 0,6943μ) Energie par impulsion 0,1 J Durée d'impulsion 1 msec soit CO ₂ (λ= 10,6μ) Energie par impulsion 0,4 J durée d'impulsion 10 msec | 1,24.10 ⁻³ 7,9.10 ⁻⁴ |
| S. MARGALIT D. FEGETE et al 1978 (30) | Type n LPE dopé Sn à 3.10 ¹⁶ n sur substrat Si Remarque : Homogénéité meilleure avec LASER | H ₂ SO ₄ : H ₂ O : H ₂ (4 : 1 : 1) pour 30 sec | Température du substrat pendant l'évaporation 150°C | Au-Ge (12 μ Ge) 3000 A° | Soit par laser : Ruby (Q Switched) Energie 1,02J/cm ² Durée 15 nsec soit thermique à 430°C 3 mm | 7,04 ± 5,14.10 ⁻⁵ 5,37 ± 2,82.10 ⁻⁴ |
| P. A. BARNES et al J.S. WILLIAMS G.K. CELLER 1978 (31) | Type n Orientation (100) dopé Si à 3.10 ¹⁸ cm ⁻³ Implantés Te 10 ¹⁶ cm ⁻² à 50 keV Recuit : Q-Switched Nd : YAG laser (λ= 1,06μ), puissance 12-40 MW/cm ² Durée 125 nsec | HCl chaud pour enlever Ga en surface + rf backsputtering pour 50 A° | par rf. sputtering | 1500 A° Pt/1000A° Ti | pas de recuit après la métallisation Remarque : 1 μ de Te est actif | 2.10 ⁻⁵ |
| G. BADERISCHER R.P. SALATHE W. LUTHY 1980 (32) | Type n GaAs dopé Te à 2.10 ¹³ cm ⁻³ | Décapage Br-méthanol puis rinçage dans l'é- thanol. | Ce par évaporation à 10 ⁻⁶ Torr + Au par électropla- ting | 2000 A° Ge (avant le re- cuit) + lum Au (après le recuit) | Par Q-switch Nd : YAG laser Energie par impulsion 1,35J/cm ² , intensité ~45 MW/cm ² , durée d'imp impulsion 30 nsec | 10 ⁻⁵ -10 ⁻⁶ |

TAB LEAU II.3.B
RECUI T PAR CANON A ELECTRONS

| AUTEURS ANNEE | SUBSTRAT | TRAITEMENT CHIMIQUE | METALLISATION | METALUX | RECUI TIS | RESULTATS |
|--|---|---|-----------------|--------------------------------------|--|---------------------|
| R.L. NDZZI W. FABIAN F.J. PIEKARSKI 1979 (33) | Type n Orientation (100) 0,33 μ dopé Si à 0,92.10 ¹⁷ /4 μ couche in- termédiaire /430 μ substrat Si (100) <u>Implanté</u> 120 keV Se ⁺ à 5.10 ¹⁵ /cm ² à la température ambiante <u>Recuit</u> : par canon à électrons "Pulses électron beam-anneal" 10 à 15 keV du- rée d'impulsion 150 nsec énergie 0,71J/cm ² (vide 10 ⁻⁵ Torr). | HCl quelques secondes + découpage ionique 750A° + découpage chimique + rinçage dans NH ₄ OH | Par évaporation | Au / Pt / Ti 3000A° 1000A° 1000A° | Pas de recuit après la métallisation. | 66.10 ⁻⁷ |

II.2 - DISCUSSION DES RESULTATS

A la lecture de ces tableaux, on constate que les différents auteurs ne mentionnent pas toutes les conditions technologiques. Ainsi, pour :

- les conditions de préparation des substrats, certains omettent les traitements chimiques subis avant métallisation.

- Les conditions de métallisation, la température du substrat est souvent oubliée que ce soit dans le cas de l'évaporation thermique ou de la pulvérisation. Les vitesses d'évaporation sont passées sous silence.

- Le recuit, le rôle conjugué de la température et du temps de recuit n'est pas étudié complètement.

En conséquence, il est extrêmement difficile de comprendre et de dissocier les effets des différentes étapes technologiques sur la qualité des contacts réalisés.

Néanmoins, en rapprochant ces résultats des résultats de caractérisation physico-chimique publiés par Christou (21), Favennec (34) et El Chamy (35), on peut tirer les conclusions suivantes quant à l'effet des recuits :

- Les traitements thermiques préconisés dans la littérature et donnant de très faibles résistivités de contact peuvent ne pas convenir, pour la réalisation de composants hyperfréquences ou des circuits intégrés. En effet, les températures données sont supérieures ou égale à 450°C. A ces températures Christou (21) montre qu'il y a interdiffusion des matériaux en présence sur une épaisseur de l'ordre de 6000 Å et la formation erratique d'alliages de composition différente d'un point à l'autre du composant, figure II.1.

- Lorsqu'on chauffe les substrats du GaAs même pendant des temps très courts, une exodiffusion de l'As et du Ga intervient (36) et il apparaît de nombreux défauts (lacunes d'As et lacunes du Ga) (37). En outre, à côté de ces problèmes d'instabilité du GaAs, apparaît une redistribution des impuretés résiduelles du substrat qui peuvent modifier les propriétés électriques du GaAs (34), (35).

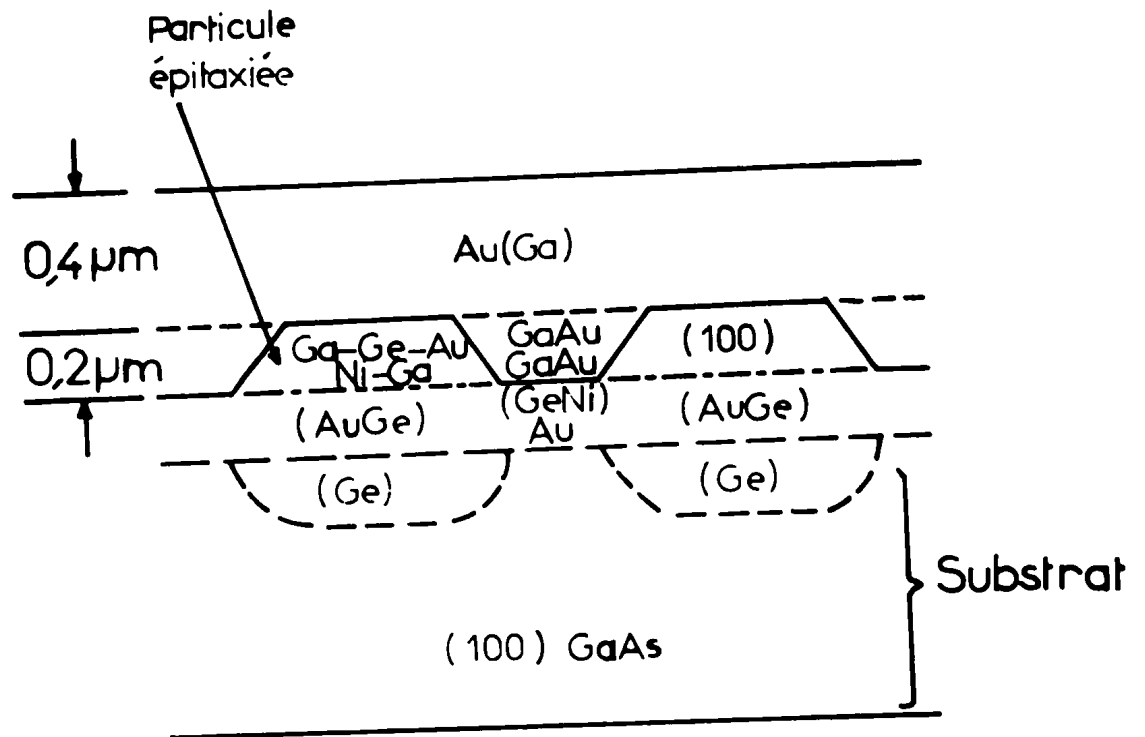


Figure II.1 : - Représentation en coupe d'un contact Au : Ge/Ni sur GaAs montrant les interpénétrations des différents matériaux après un recuit à 450°C 60 secondes (21).

En conséquence, il est nécessaire d'adapter les recuits thermiques à la technologie développée.

En ce qui concerne la préparation des substrats, les traitements chimiques qui mettent en jeu des réactions d'oxydation-réduction suivies par la dissolution des produits d'oxydation doivent être parfaitement contrôlés pour minimiser les couches d'oxyde résiduelles et les défauts en surface.

Une synthèse des différents bains chimiques a été effectuée par W. Kern (38). En ce qui nous concerne, nous retiendrons la classification donnée par cet auteur :

1. Décapage isotropique en phase liquide (indépendant de l'orientation)
2. Décapage anisotropique en phase liquide (dépendant de l'orientation)
3. Décapage électrochimique et sélectif
4. Décapage en phase gazeuse et en phase vapeur.
5. Décapage mécano-chimique.

x x
x

Le manque de données technologiques est le point le plus important qui ressort de cette synthèse. Au vu de la dispersion des résultats, les utilisateurs considèrent chaque processus donné comme une "recette" propre à chaque auteur plutôt qu'une technologie applicable et fiable. Dans le quatrième chapitre nous donnerons tous les paramètres technologiques intervenant dans notre processus de fabrication de contacts ohmiques, ce qui nous permettra de suivre l'évolution des contacts en fonction de chacun d'eux.

CHAPITRE III

MODÈLES ET MÉTHODES DE MESURE

DES RÉSISTANCES DE CONTACT

INTRODUCTION

La mesure de la résistance d'un contact est extrêmement simple. Néanmoins des erreurs importantes peuvent intervenir du fait de la géométrie des contacts (longueur, largeur), de la définition de la photogravure, enfin des hypothèses formulées pour établir un modèle théorique de la mesure des résistances. C'est pour toutes ces raisons que nous présenterons les différents modèles et méthodes utilisés et que nous ferons une étude critique de la mesure proprement dite.

Toutefois, il est nécessaire de différencier le contact dit vertical du contact dit horizontal intervenant dans la technologie planar.

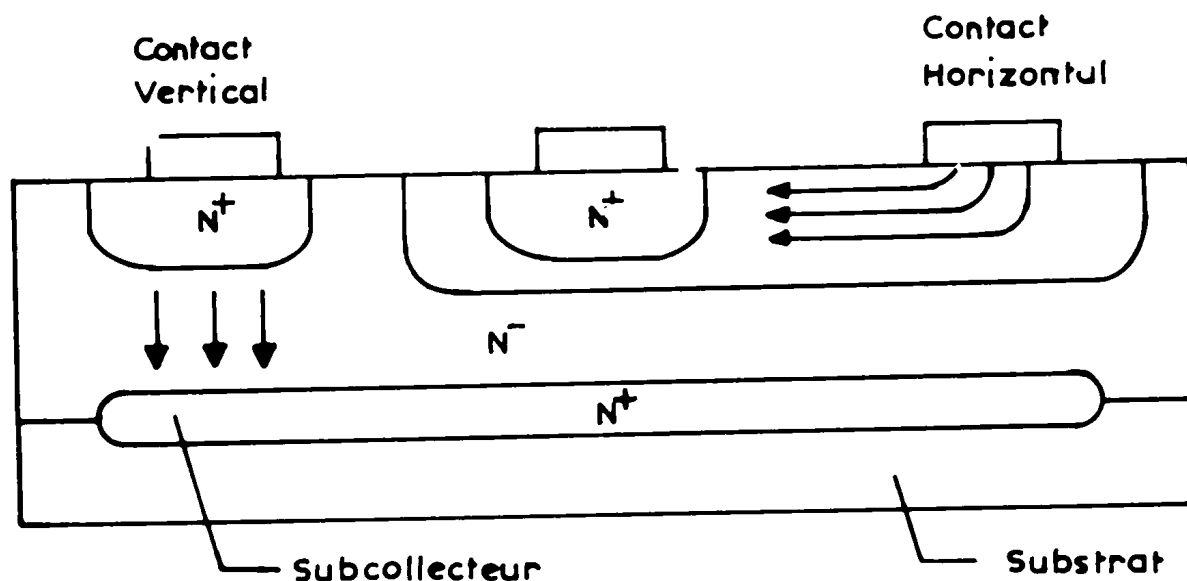


Figure III.1 : - Coupe d'un transistor NPN

Sur la figure III.1 nous avons illustré deux types de contact pour un transistor NPN. Au contact collecteur, le courant circule perpendiculairement à l'interface, le contact est dit alors "vertical". Par contre, au contact base la majorité des lignes de courant est parallèle à l'interface, provoquant une densité superficielle importante de courant au bord du contact, ceci est caractéristique du contact horizontal. C'est à ce dernier type de contact que nous nous sommes intéressé plus particulièrement.

De nombreuses méthodes ont été proposées dans la littérature pour étudier la résistance du contact : la méthode à deux contacts (1) , la méthode d'extrapolation (2) , la méthode de Cox et Strack (3) et la méthode différentielle (4) pour le contact vertical. La méthode de Shockley (5) et la méthode TLM (ETLM) pour le contact horizontal. Les différences entre les unes et les autres proviennent des hypothèses formulées pour modéliser les contacts, aussi nous ne décrivons que la méthode de Shockley et la méthode TLM (ETLM) que nous avons utilisées et développées.

Deux modèles théoriques ont été élaborés, l'un considérant le contact comme une ligne à constante répartie (6) , l'autre en résolvant les équations de Laplace à deux dimensions (7) . C'est donc les modèles que nous présenterons tout d'abord.

III.1 - MODELE DU CONTACT HORIZONTAL

La région d'un contact horizontal est décomposée en 3 parties (figure III.2).

- a) Le contact métallique supposé équipotentiel
- b) La zone interfaciale sous le contact, caractérisée par la résistivité du contact donnée par :

$$\rho_c = \lim_{\Delta A_c \rightarrow 0} (R_c \Delta A_c) \quad (3.1)$$

où R_c est la résistance du contact, ΔA_c est l'aire du contact.

Notons que Ting et Chen (8) dissocie la résistance de contact due à la couche d'interface de la résistance due au resserrement des lignes de courant en surface près du contact, alors que tous les autres modèles donnent la résistance globale.

- c) La zone active du semiconducteur caractérisée par la résistivité ρ_B ou la résistance carrée de couche R_{so} .

A partir de cette définition, nous pouvons dire que ρ_c est étroitement associée au mode de passage du courant et que sa valeur théorique est donnée par les expressions du chapitre I.

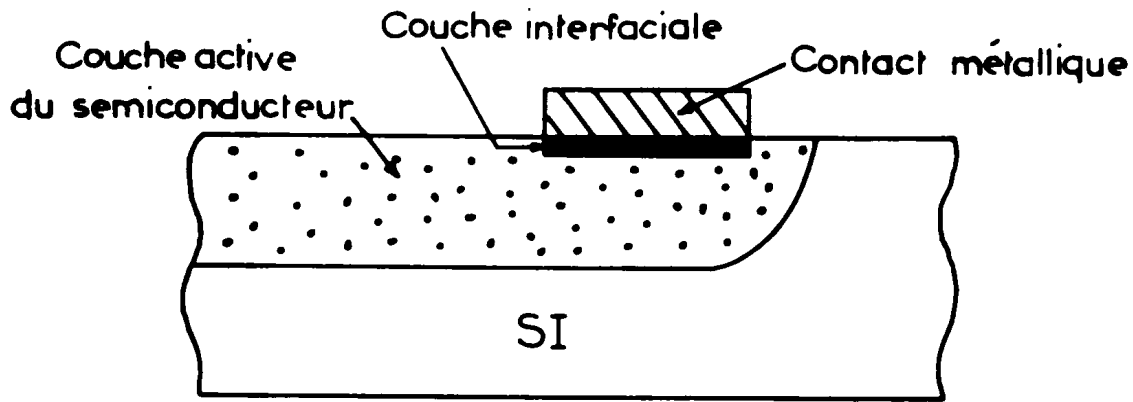


Figure III.2 : - Coupe d'une résistance diffusée.

III.1.1. Modèle TLM ("Transmission line model")

Indépendamment les uns des autres H.H. Berger (6) , Murmann et Widmann (9) ont proposé de modéliser le contact de type horizontal à partir de la théorie des lignes ou de la théorie des quadripôles . Cette théorie a été reprise par Martinez dans sa thèse (10) . Le contact et son modèle sont schématisés par la figure III.3.

Dans ce modèle, on suppose que la largeur du contact métallique (w) est peu différente de la largeur du semiconducteur (W) et la résistance due au semiconducteur est représentée par la résistance carrée de surface R_{SD} , on ne tient donc pas compte de la résistance verticale du semiconducteur. En continu :

$$R'dx = \frac{R_{SD} dx}{w}, \quad G'dx = \frac{w dx}{\rho_c} \quad (3.2.)$$

Les distributions de courant et de tension sous le contact sont données par :

$$V(x) = V_1 \operatorname{ch} \alpha x - I_1 Z \operatorname{sh} \alpha x \quad (3.3.)$$

$$I(x) = I_1 \operatorname{ch} \alpha x - \frac{V_1}{Z} \operatorname{sh} \alpha x \quad (3.4.)$$

Z est l'impédance caractéristique et α la constante d'atténuation de la ligne données respectivement par

$$Z = \left(\frac{R'}{G'} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{w} (R_{SD} \rho_c)^{\frac{1}{2}} \quad (3.5.)$$

$$\alpha = (R'G')^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{R_{SD}}{\rho_c} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.6.)$$

De nombreuses méthodes ont été proposées dans la littérature pour étudier la résistance du contact : la méthode à deux contacts (1) , la méthode d'extrapolation (2) , la méthode de Cox et Strack (3) et la méthode différentielle (4) pour le contact vertical. La méthode de Shockley (5) et la méthode TLM (ETLM) pour le contact horizontal. Les différences entre les unes et les autres proviennent des hypothèses formulées pour modéliser les contacts, aussi nous ne décrivons que la méthode de Shockley et la méthode TLM (ETLM) que nous avons utilisées et développées.

Deux modèles théoriques ont été élaborés, l'un considérant le contact comme une ligne à constante répartie (6) , l'autre en résolvant les équations de Laplace à deux dimensions (7) . C'est donc les modèles que nous présenterons tout d'abord.

III.1 - MODELE DU CONTACT HORIZONTAL

La région d'un contact horizontal est décomposée en 3 parties (figure III.2).

- a) Le contact métallique supposé équipotentiel
- b) La zone interfaciale sous le contact, caractérisée par la résistivité du contact donnée par :

$$\rho_c = \lim_{\Delta A_c \rightarrow 0} (R_c \Delta A_c) \quad (3.1)$$

où R_c est la résistance du contact, ΔA_c est l'aire du contact.

Notons que Ting et Chen (8) dissocie la résistance de contact due à la couche d'interface de la résistance due au resserrement des lignes de courant en surface près du contact, alors que tous les autres modèles donnent la résistance globale.

- c) La zone active du semiconducteur caractérisée par la résistivité \int_B ou la résistance carrée de couche R_{so} .

A partir de cette définition, nous pouvons dire que ρ_c est étroitement associée au mode de passage du courant et que sa valeur théorique est donnée par les expressions du chapitre I.

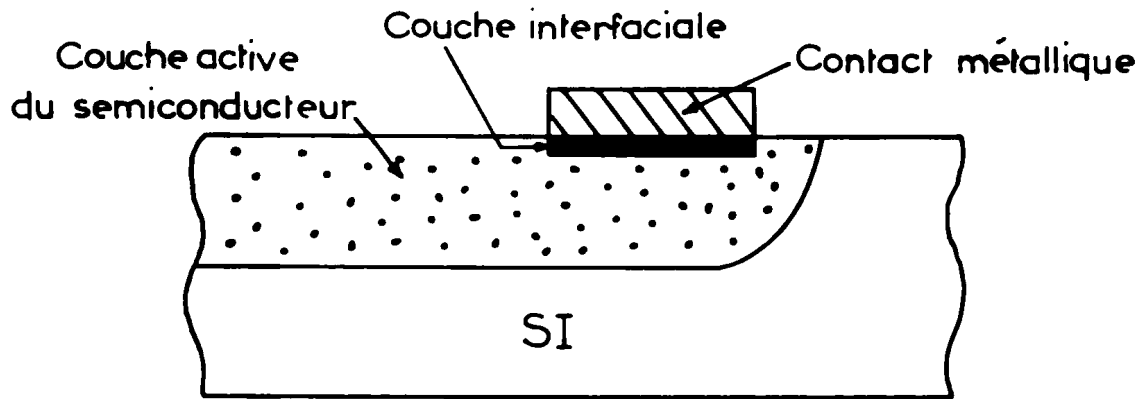


Figure III.2 : - Coupe d'une résistance diffusée.

III.1.1. Modèle TLM ("Transmission line model")

Indépendamment les uns des autres H.H. Berger (6) , Murmann et Widmann (9) ont proposé de modéliser le contact de type horizontal à partir de la théorie des lignes ou de la théorie des quadripôles . Cette théorie a été reprise par Martinez dans sa thèse (10) . Le contact et son modèle sont schématisés par la figure III.3.

Dans ce modèle, on suppose que la largeur du contact métallique (w) est peu différente de la largeur du semiconducteur (W) et la résistance due au semiconducteur est représentée par la résistance carrée de surface R_{SD} , on ne tient donc pas compte de la résistance verticale du semiconducteur. En continu :

$$R' dx = \frac{R_{SD} dx}{w}, \quad G' dx = \frac{w dx}{\rho_c} \quad (3.2.)$$

Les distributions de courant et de tension sous le contact sont données par :

$$V(x) = V_1 \cosh \alpha x - I_1 Z \sinh \alpha x \quad (3.3.)$$

$$I(x) = I_1 \cosh \alpha x - \frac{V_1}{Z} \sinh \alpha x \quad (3.4.)$$

Z est l'impédance caractéristique et α la constante d'atténuation de la ligne données respectivement par

$$Z = \left(\frac{R'}{G'} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{w} (R_{SD} \rho_c)^{\frac{1}{2}} \quad (3.5.)$$

$$\alpha = (R' G')^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{R_{SD}}{\rho_c} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.6.)$$

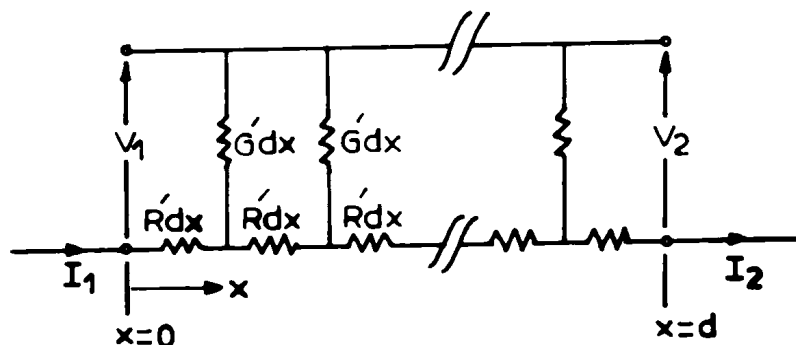
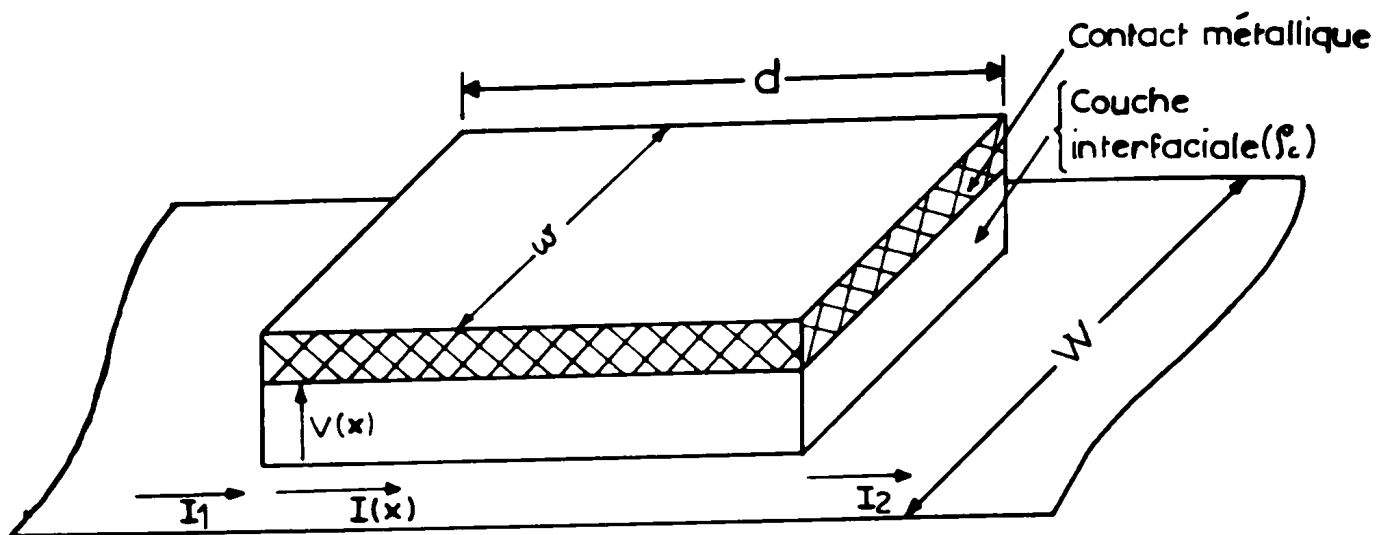


Figure III.3 : - Représentation d'un contact par un quadripôle

On définit la résistance de contact (R_c) dans ce modèle comme la résistance d'entrée du quadripôle :

$$R_c = \frac{V_1}{I_1} \Big|_{I_2=0} = Z \coth \alpha d \quad (3.7.)$$

La résistance de transfert (R_T) comme :

$$R_T = \frac{V_2}{I_1} \Big|_{I_2=0} = Z / \operatorname{sh} \alpha d \quad (3.8.)$$

L'expression (3.7.) de R_c représente la résistance de contact injecteur ou. collecteur de courant. Dans le cas où le contact est utilisé comme mesureur de potentiel, la chute de potentiel sous ce contact s'écrit

$$V(x) = IZ \frac{2 \operatorname{sh} \left(\frac{\alpha d}{2} - \alpha x \right) \operatorname{sh} \frac{\alpha d}{2}}{\operatorname{sh} \alpha d} \quad (3.9.)$$

La résistance due à ce contact s'écrit

$$\frac{V(0)}{I} - \frac{V(d)}{I} = 2 \Delta R_c = 2Z \operatorname{th} \frac{\alpha d}{2} \quad (3.10.)$$

En combinant les équations (3.7.) et (3.8.), on obtient la relation

$$Z = \sqrt{R_c^2 - R_T^2} \quad (3.11.)$$

et $\alpha d = \text{Argcosh} \frac{R_c}{R_T} \quad (3.12.)$

Les équations (3.5.) et (3.6.) donnent accès à la résistivité de contact ρ_c et la résistance de couche R_{so} .

$$\rho_c = \frac{Z \cdot w d}{\alpha d} = \frac{\sqrt{R_c^2 - R_T^2} \cdot w d}{\text{Argcosh} \frac{R_c}{R_T}} \quad (3.13.)$$

$$R_{so} = \frac{Z \cdot w \cdot \alpha d}{d} = \sqrt{R_c^2 - R_T^2} \cdot \frac{w}{d} \cdot \text{Argcosh} \frac{R_c}{R_T} \quad (3.14.)$$

Lorsque la résistance verticale de substrat sous le contact est comparable à la résistance de l'interface, on ne peut plus la négliger (figure III.4.).

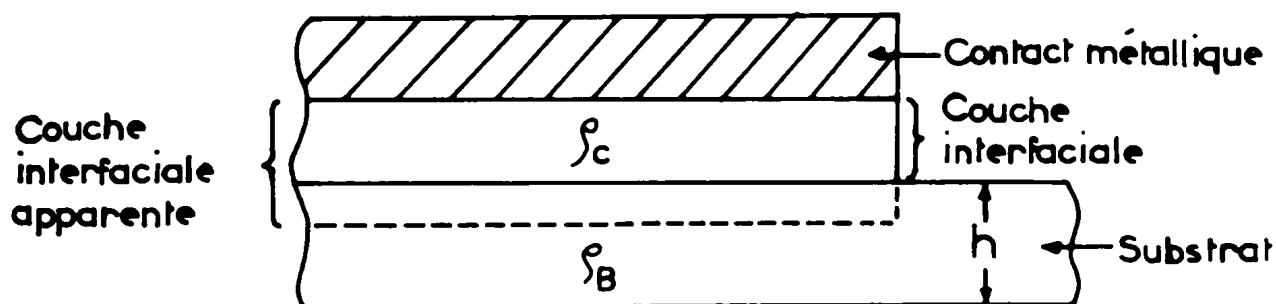


Figure III.4. : Extension du TLM par la couche interfaciale apparente.

Le modèle TLM est alors étendu (ETLM) pour tenir compte de la participation de ρ_B dans la définition de la résistivité ρ_c . Le substrat est supposé homogène sur toute l'épaisseur h . La résistivité apparente est alors donnée par :

$$\rho_c^* = \rho_c + C \rho_B h$$

où C est une constante donnant la part de la résistance verticale du substrat dans la chute de potentiel.

En introduisant les deux nouvelles relations :

$$R_{s0} = \frac{\rho_B}{h} \quad (3.15)$$

et
$$\eta = \frac{\rho_c}{h\rho_B} \quad (3.16)$$

La résistance R_c s'écrit sous la forme :

$$R_c = \frac{R_{s0}}{w} \sqrt{\eta + C} \cdot \coth \alpha d \quad (3.17)$$

En faisant $\eta = 0$ dans l'expression (3.17) [c'est-à-dire ρ_c négligeable devant ρ_B] et en comparant avec l'expression donnée à partir du modèle KMM (11) par Ting et Chen (8) dans lequel on ne tient pas compte de la résistivité de la couche interfaciale ρ_c , on a accès à l'expression de C , soit :

$$C = \left(\frac{\ln 4}{\pi} \right)^2 \cdot \frac{1}{(\coth \alpha d)^2} \quad (3.18)$$

Dans le cas du contact électriquement long ($\alpha d > 2$), C s'exprime simplement par :

$$C = \left(\frac{\ln 4}{\pi} \right)^2 \quad (3.19)$$

Comme le préconise Berger (6) et Schuldt (7) .

III.1.2. Modèle EXPM ("Séries expansion model")

Ce modèle EXPM (développement en séries entières) proposé par Schuldt en 1978 (7) généralise la solution de la transformation conforme de Ting et Chen (8) . La structure étudiée est schématisée sur la figure III.5. Ce modèle repose sur l'hypothèse que la densité de courant à une distance $x = -l$ est uniforme. Cette condition est remplie quand un contact

identique au premier, injecteur de courant, se situe à une distance $x = -2l$ avec $2l \gg h$.

La résistance totale entre le contact et le point $x = -l$ est donnée par :

$$R_{\text{totale}} = \frac{\phi_L}{I} \quad (3.20)$$

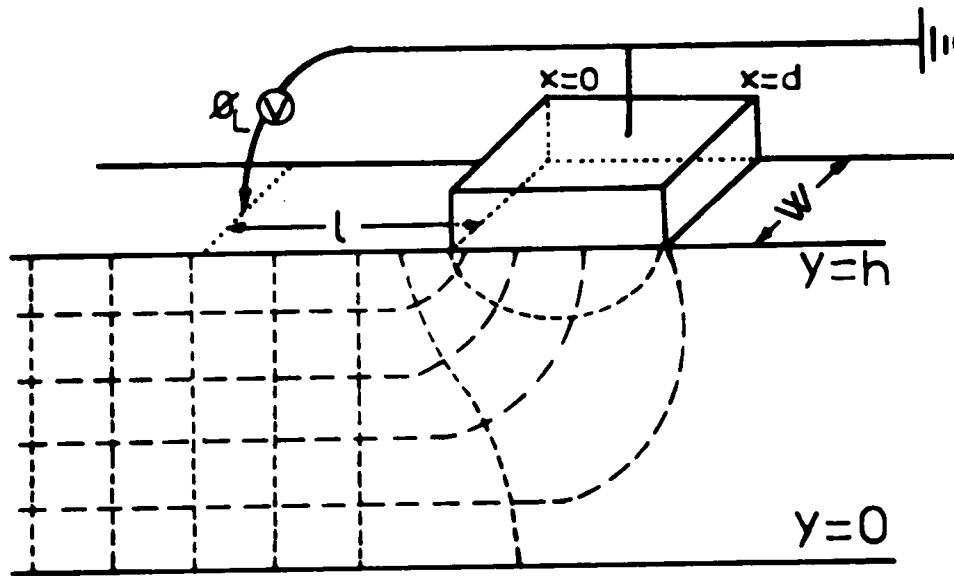


Figure III.5. - Structure étudiée par le modèle EXPM et ses dimensions

où ϕ_L est le potentiel mesuré et I est le courant dans le circuit. La résistance est définie d'après Berger (6) et s'écrit :

$$R_c = R_{\text{totale}} - \frac{R_{s0} l}{w} \quad (3.21)$$

Analyse Mathématique

L'équation de Laplace à deux dimensions et les conditions aux limites données ci-dessous sont basées sur les hypothèses suivantes :

- a) La longueur du contact métallique est proche de celle du semiconducteur (w) ; à cette condition le problème se réduit à 2 dimensions.

b) La caractéristique courant-tension est linéaire.

c) Le contact métallique analysé est un conducteur parfait et est maintenu au potentiel de la masse.

d) Les propriétés dans le volume du semiconducteur ne sont pas modifiées par le processus de fabrication du contact.

Alors, le potentiel complexe $F(Z)$ du système est représenté par :

$$F(z) = \phi(x,y) + i\psi(x,y) \quad (3.22)$$

et l'équation de Laplace s'écrit :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} = 0 \quad (3.23)$$

Les conditions aux limites sur la partie réelle $\phi(x,y)$ donnent

$$\frac{\partial \phi(x,0)}{\partial y} = 0 \quad (3.24)$$

$$\left. \begin{aligned} -\frac{1}{\rho_B} \frac{\partial \phi(x,h)}{\partial y} &= \frac{1}{\rho_C} \phi(x,h) & 0 < x < d \\ &= 0 & x < 0 \text{ et } x > d \end{aligned} \right\} \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial \phi(x,y)}{\partial x} \approx -\frac{I \rho_B}{wh} \quad x \ll -h, 0 \leq y \leq h \quad (3.26)$$

Les équations (3.24) et (3.25b) indiquent que le courant est collecté au contact métallique. L'équation (3.25a) est la loi d'Ohm pour la densité de courant à travers l'interface. Elle exprime la continuité du courant. L'équation (3.26) est la loi d'Ohm dans la couche du semiconducteur ($x \ll -h$).

Le système d'équation (3.22)-(3.26) est résolu par la transformation de Schwarz-Christophel (15). Le potentiel à $x = -l$ s'écrit alors :

$$\phi_L \approx \frac{I \rho_B}{\pi w} \left[a_0 + \ln 4 + \frac{\pi \tau}{4} - \ln \left(2 \operatorname{sh} \frac{\pi \tau}{2} \right) + \frac{\pi l}{h} \right] \quad (3.27)$$

où a_0 est le premier coefficient du développement en fonction propre de $F(w)$. La résistance du contact R_c donnée par les équations (3.20) et (3.21) s'exprime par :

$$R_c = \frac{\rho_B}{\pi w} \left[a_0 + \ln 4 + \frac{\pi \tau}{2} - \ln \left(2 \operatorname{sh} \frac{\pi \tau}{2} \right) \right] \quad (3.28)$$

Notons que a_0 dépend de la géométrie et des propriétés du contact. Sa valeur est donnée par :

$$a_0(\tau, \eta) = \frac{\pi \eta}{2} \operatorname{coth} \frac{\pi \tau}{2} \quad (3.29)$$

où $\tau = \frac{d}{h}$ et $\eta = \frac{\rho_c}{h \rho_B}$

III.1.3. Comparaison des différents modèles : TLM, ETLM, EXPM et KMM

Pour comparer les 4 modèles (TLM, ETLM, EXPM et KMM) nous introduisons ici un paramètre dit résistance de contact normalisée \mathcal{R}_c .

$$\mathcal{R}_c = \frac{R_c w}{\rho_B} \quad (3.30)$$

En portant cette valeur dans :

- le modèle TLM [équation (3.7)] et le modèle ETLM [l'équation (3.17)] ont obtenu :

$$\mathcal{R}_c = \sqrt{\eta} \operatorname{coth} \left(\tau / \sqrt{\eta} \right) \text{ ----- TLM} \quad (3.31)$$

et $\mathcal{R}_c = \sqrt{\eta + c} \operatorname{coth} \left(\tau / \sqrt{\eta + c} \right) \text{ ----- ETLM} \quad (3.32)$

c est donnée par l'expression (3.19) et vaut $\approx 0,2$

- le modèle KMM qui néglige $\int c$ et donc ne dépend que de τ .

b) La caractéristique courant-tension est linéaire.

c) Le contact métallique analysé est un conducteur parfait et est maintenu au potentiel de la masse.

d) Les propriétés dans le volume du semiconducteur ne sont pas modifiées par le processus de fabrication du contact.

Alors, le potentiel complexe $F(z)$ du système est représenté par :

$$F(z) = \phi(x,y) + i\psi(x,y) \quad (3.22)$$

et l'équation de Laplace s'écrit :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} = 0 \quad (3.23)$$

Les conditions aux limites sur la partie réelle $\phi(x,y)$ donnent

$$\frac{\partial \phi}{\partial y}(x,0) = 0 \quad (3.24)$$

$$\left. \begin{aligned} -\frac{1}{\rho_B} \frac{\partial \phi(x,h)}{\partial y} &= \frac{1}{\rho_C} \phi(x,h) & 0 < x < d \\ &= 0 & x < 0 \text{ et } x > d \end{aligned} \right\} \quad (3.25a)$$

$$x < 0 \text{ et } x > d \quad (3.25b)$$

$$\frac{\partial \phi(x,y)}{\partial x} \approx -\frac{I \rho_B}{wh} \quad x \ll -h, 0 \leq y \leq h \quad (3.26)$$

Les équations (3.24) et (3.25b) indiquent que le courant est collecté au contact métallique. L'équation (3.25a) est la loi d'Ohm pour la densité de courant à travers l'interface. Elle exprime la continuité du courant. L'équation (3.26) est la loi d'Ohm dans la couche du semiconducteur ($x \ll -h$).

Le système d'équation (3.22)-(3.26) est résolu par la transformation de Schwarz-Christophel (15). Le potentiel à $x = -l$ s'écrit alors :

$$\phi_L \approx \frac{I \rho_B}{\pi w} \left[a_0 + \ln 4 + \frac{\pi \tau}{4} - \ln \left(2 \operatorname{sh} \frac{\pi \tau}{2} \right) + \frac{\pi l}{h} \right] \quad (3.27)$$

où a_0 est le premier coefficient du développement en fonction propre de $F(w)$. La résistance du contact R_c donnée par les équations (3.20) et (3.21) s'exprime par :

$$R_c = \frac{\rho_B}{\pi w} \left[a_0 + \ln 4 + \frac{\pi \tau}{2} - \ln \left(2 \operatorname{sh} \frac{\pi \tau}{2} \right) \right] \quad (3.28)$$

Notons que a_0 dépend de la géométrie et des propriétés du contact. Sa valeur est donnée par :

$$a_0(\tau, \eta) = \frac{\pi^2 \eta}{2} \operatorname{coth} \frac{\pi \tau}{2} \quad (3.29)$$

où $\tau = \frac{d}{h}$ et $\eta = \frac{\rho_c}{h \rho_B}$

III.1.3. Comparaison des différents modèles : TLM, ETLM, EXPM et KMM

Pour comparer les 4 modèles (TLM, ETLM, EXPM et KMM) nous introduisons ici un paramètre dit résistance de contact normalisée \mathcal{R}_c .

$$\mathcal{R}_c = \frac{R_c w}{\rho_B} \quad (3.30)$$

En portant cette valeur dans :

- le modèle TLM [équation (3.7)] et le modèle ETLM [l'équation (3.17)] ont obtenu :

$$\mathcal{R}_c = \sqrt{\eta} \operatorname{coth} \left(\tau / \sqrt{\eta} \right) \text{ ----- TLM} \quad (3.31)$$

et $\mathcal{R}_c = \sqrt{\eta + c} \operatorname{coth} \left(\tau / \sqrt{\eta + c} \right) \text{ ----- ETLM} \quad (3.32)$

c est donnée par l'expression (3.19) et vaut $\approx 0,2$

- le modèle KMM qui néglige ρ_c et donc ne dépend que de τ .

$$R_c = \frac{1}{\pi} \left[\ln 4 + \frac{\pi\tau}{2} - \ln \left(2 \operatorname{sh} \frac{\pi\tau}{2} \right) \right] \text{----- KMM} \quad (3.33)$$

- le modèle EXPM de Schuldt qui tient compte de ρ_c

$$R_c = \frac{1}{\pi} \left[a_0(\tau, \eta) + \ln 4 + \frac{\pi\tau}{2} - \ln \left(2 \operatorname{sh} \frac{\pi\tau}{2} \right) \right] \text{---- EXPM} \quad (3.34)$$

L'évolution de R_c pour ces 4 modèles en fonction des paramètres η et τ est donnée par les figures III.6 III.7 et III.8. On constate que pour les faibles valeurs de η le modèle EXPM donne les mêmes valeurs que le modèle KMM (figure III.6). Par contre pour les grandes valeurs de η (figure III.8) et les valeurs de $\tau < 0,2$, le modèle EXPM est identique aux modèles TLM et ETLM. Les 4 modèles donnent le même ordre de grandeur de R_c pour les valeurs moyennes de η (figure III.7). Notons enfin que pour les valeurs de τ supérieures à 2,5 la transformation de Schwarz-Christophel n'est plus fiable et les valeurs données par EXPM ne sont plus valables.

III.2 LES METHODES DE MESURE DES RESISTANCES DE CONTACT

III.2.1. La méthode de Shockley

Cette méthode proposée par Shockley (5) reprise par Howere et al (12) et par Yu (13) s'appuie sur le modèle de la ligne de transmission présenté au paragraphe III.1.1. La notion utilisée est la même que celle déjà donnée.

On se place dans l'hypothèse où $ad > 2$. Cette hypothèse est réalisée pour toutes valeurs de ρ_c lorsque R_{sq} est grand. En conséquence cette méthode est valable pour des couches épitaxiées de faibles épaisseurs.

La figure III.9a représente la structure de test de la résistance R_c et de la résistance carrée du substrat R_{sq} (12). Elle est constituée de 2 gros contacts ohmiques (longueur d , largeur W) et de plusieurs petits contacts ohmiques (longueur a , largeur W , distance b). La longueur totale du motif entre les 2 contacts extrêmes est donc :

$$l = n(a+b) + b \quad (3.35)$$

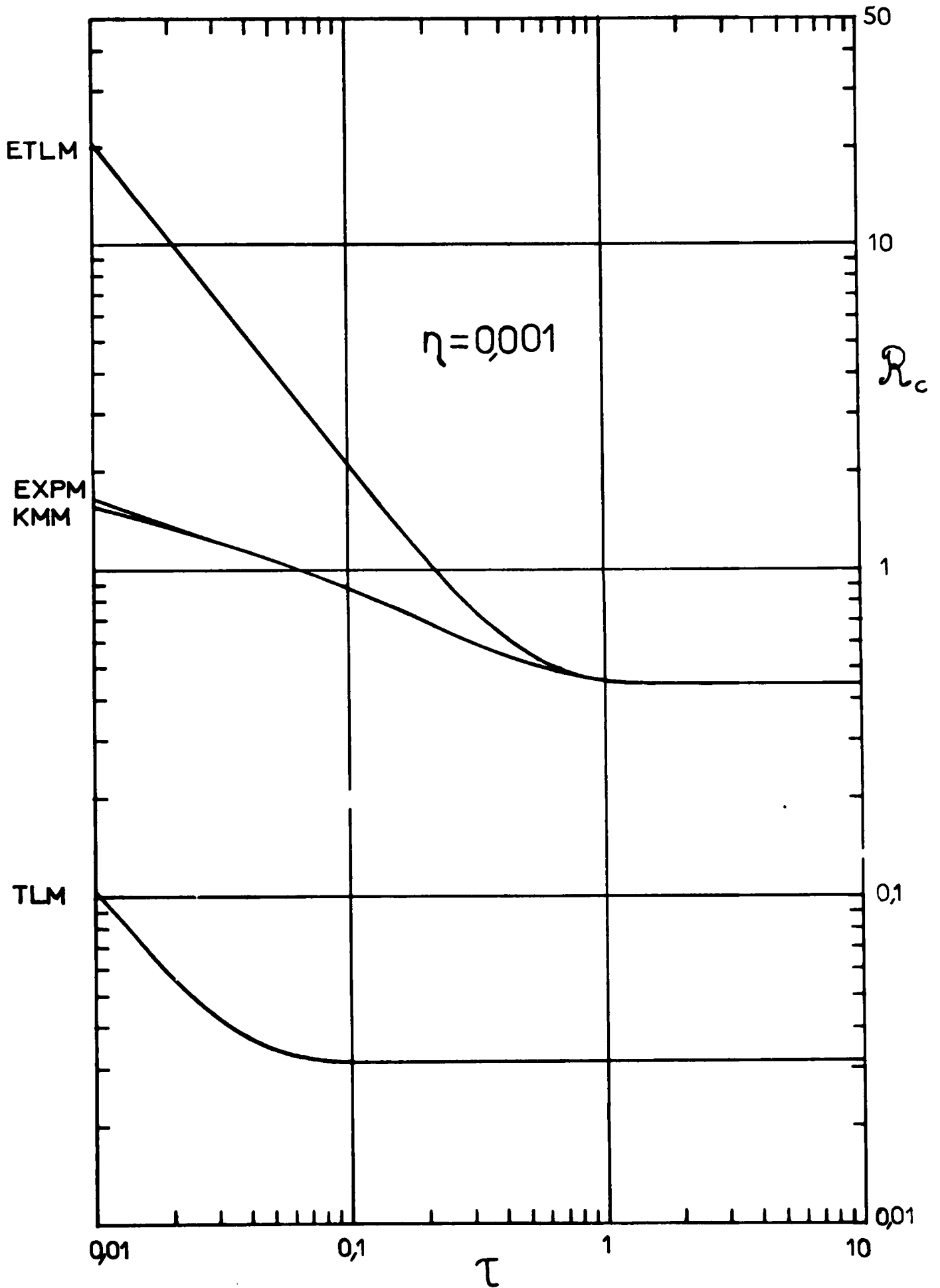


Figure III.6. : - Evolution de Re en fonction de τ pour $\eta = 0,001$

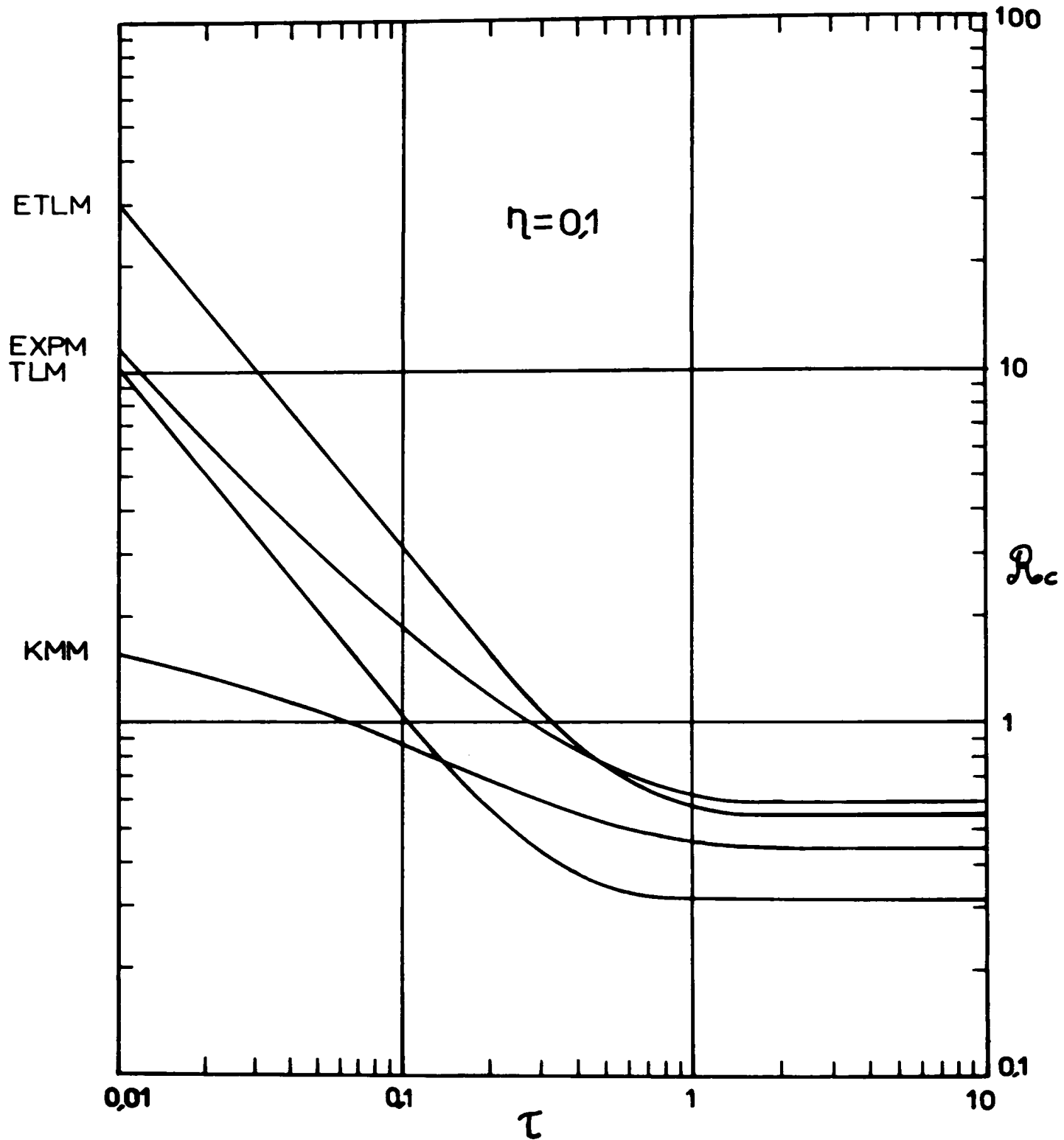


Figure III.7. : - Evolution de Re en fonction de τ pour $\eta = 0,1$

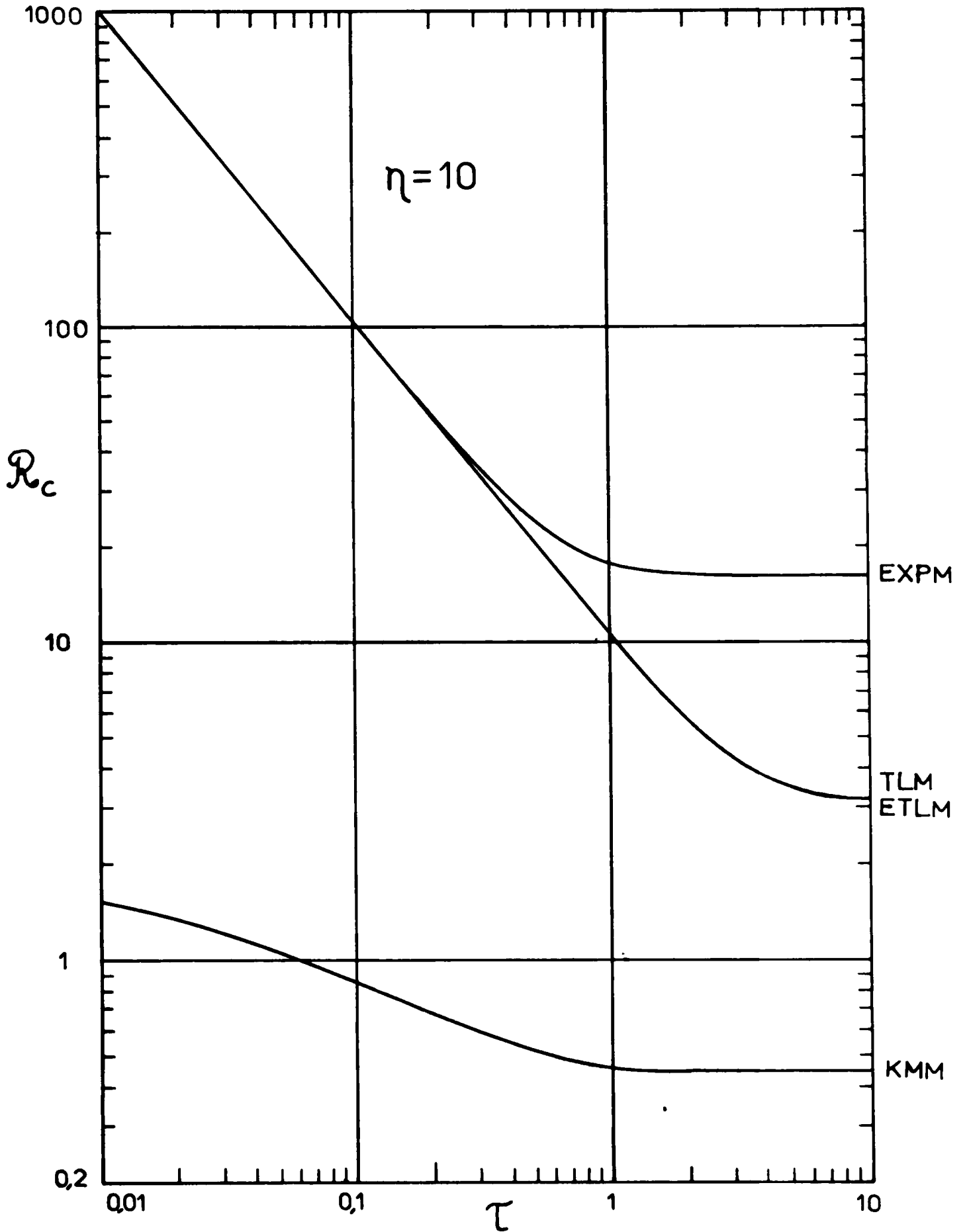


Figure III.8. : - Evolution de R_c en fonction de τ pour $\eta = 10$

avec n nombres de contacts intermédiaires.

On maintient le courant constant I_1 entre les plots extrêmes A et B et on mesure la tension $v(x)$ avec un voltmètre haute impédance entre un des plots extrêmes (A) et les contacts intermédiaires. Dans ce cas

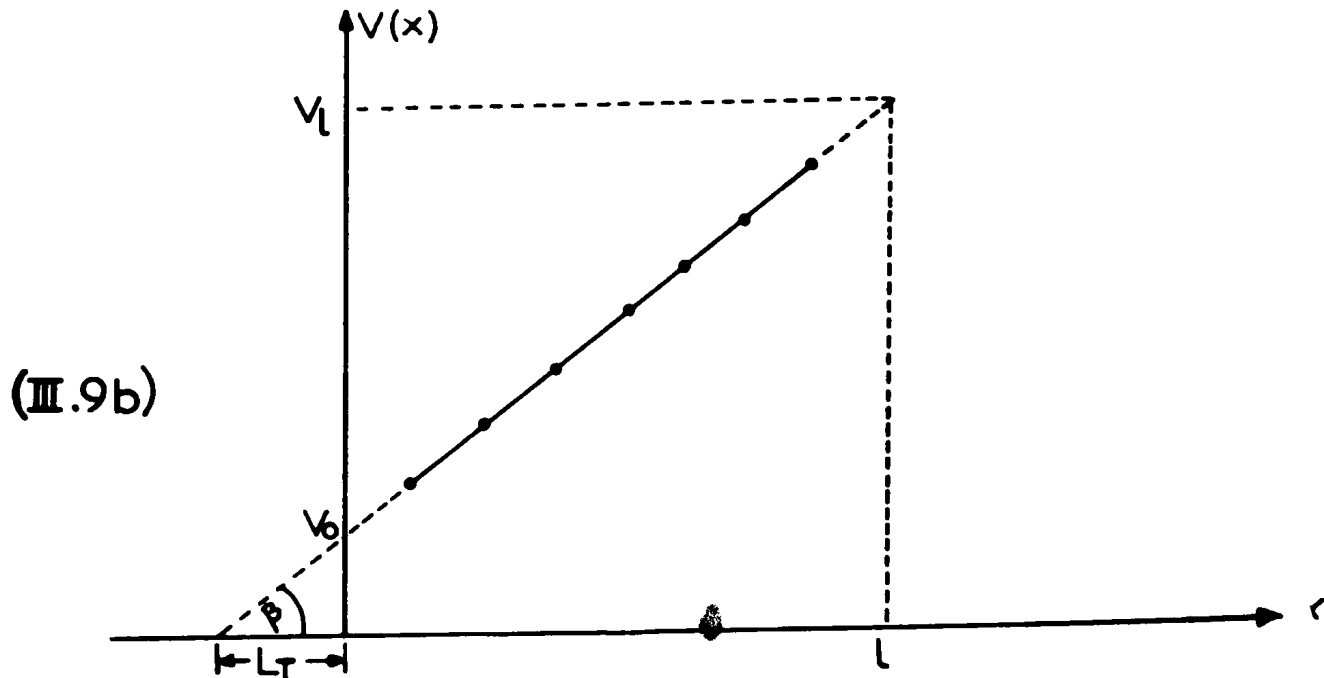
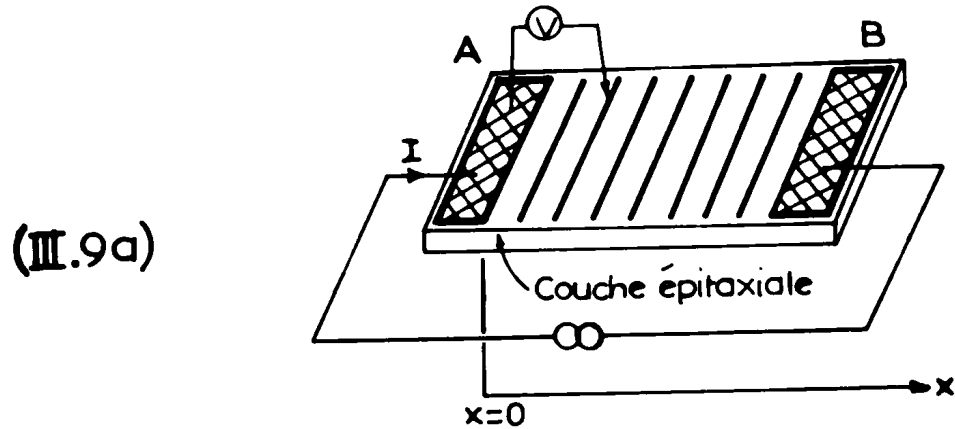


Figure III.9 (a) : - Structure de test

(b) : - Distribution du potentiel en fonction de la distance de la figure (a).

la distribution du potentiel en fonction de la distance est schématisée sur la figure III.9b.

A partir du modèle et de la mesure, on détermine ρ_c et $R_{s\Omega}$:

- $R_{s\Omega}$ est donné par la pente de la droite :

$$R_{s\Omega} = \frac{\Delta V(\ell) w}{I_1 \ell} = \frac{w}{I_1} \operatorname{tg} \beta \quad (3.36)$$

avec $\Delta V(\ell) = V_{(x = \ell)} - V_{(x = 0)}$

- Les deux contacts A et B étant de longueur importante, la condition $\alpha d \geq 2$ étant vérifiée, Z se réduit à R_c . D'où, l'extrapolation à $x = 0$ de la droite $V(x)$ donne la chute de potentiel au contact ohmique A et

$$\frac{V_0}{I} = \text{impédance d'entrée du contact} \simeq R_c \quad (3.37)$$

En outre, l'extrapolation de la droite à $V(x) = 0$ donne l'atténuation α , soit $\alpha = \frac{1}{L_T}$, en définissant L_T comme la longueur de transfert du contact :

$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_{s\Omega}}} \quad (3.38)$$

d'où $\rho_c = R_{s\Omega} L_T^2 \quad (3.39)$

III.2.2. La méthode mise au point au L.A.A.S.

Elle est dérivée de la méthode à 3 contacts proposée par Berger (6). Pour avoir accès à la résistance de couche du substrat nous avons ajouté une quatrième électrode. Cette structure, avec ses dimensions, est donnée par la figure III.10. Par rapport à la méthode de Shockley, cette méthode a l'avantage de s'appliquer tant sur des couches épitaxiées que sur des substrats massifs. Car on s'affranchit de l'hypothèse sur αd . En outre, on tient compte des dimensions géométriques de

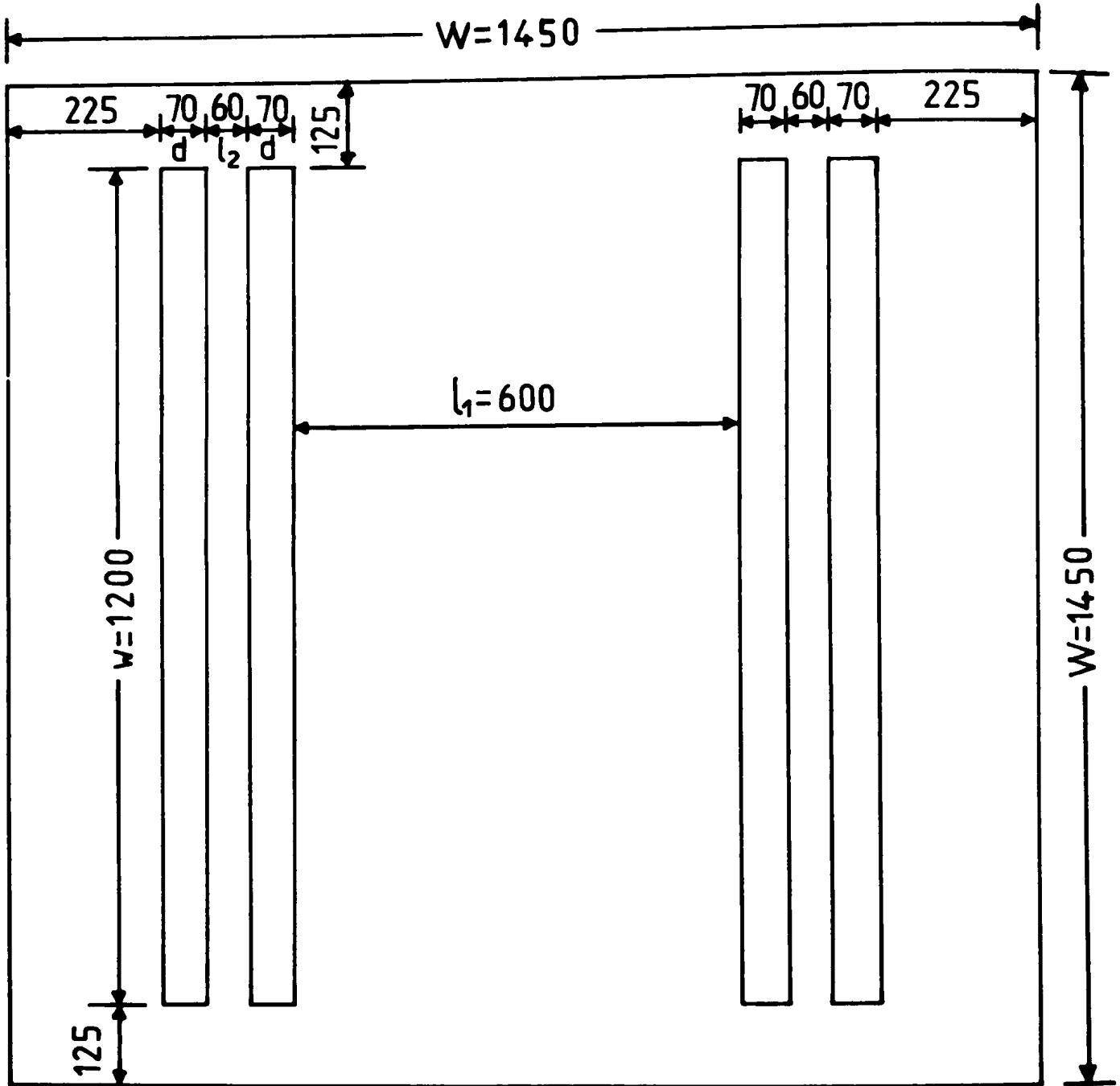


Figure III.10. : - Structure de test. Les dimensions sont données en micron.

tous les contacts et donc des chutes de tension à ces contacts, alors que dans la méthode de Shockley, on considère que les contacts intermédiaires ne perturbent pas les lignes de courant.

Les mesures sont effectuées par la méthode de Kelvin, à savoir, sur chaque contact nous avons soudé deux fils, l'un pour l'amenée de courant, l'autre pour la prise de tension. Ainsi on s'affranchit des chutes de potentiel dues aux résistances de fil et de soudure.

Sur la figure III.11, nous avons schématisé la méthode qui permet de déduire les valeurs de R_{sq} et ρ_c . Le courant est maintenu constant.

La première mesure donne :

$$\frac{V_1}{I} = \frac{R_{sq} l_1}{W} + 2Z \operatorname{th} \frac{\alpha d}{2} \quad (3.40)$$

La deuxième :

$$\frac{V_2}{I} = R_c + \frac{R_{sq} l_1}{W} + Z \operatorname{th} \frac{\alpha d}{2} \quad (3.41)$$

La troisième :

$$\frac{V_3}{I} = R_T \quad (3.42)$$

Par des expériences, le rapport $\frac{R_c}{R_T}$ proche de 1, indique que αd est inférieur à 2. A cette condition, on peut remplacer $\operatorname{th} \frac{\alpha d}{2}$ par $\frac{\alpha d}{2}$ et les expressions (3.40) et (3.41) deviennent :

$$\frac{V_1}{I} = \frac{R_{sq} (l_1 + d)}{W} \quad (3.43)$$

et
$$\frac{V_2}{I} = R_c + \frac{R_{sq} (l_1 + d/2)}{W} \quad (3.44)$$

soit
$$R_{sq} = \frac{W}{l_1 + d} \cdot \frac{V_1}{I} \quad (3.45)$$

$$R_c = \frac{V_2}{I} - \left(\frac{l_1 + d/2}{l_1 + d} \right) \cdot \frac{V_1}{I} \quad (3.46)$$

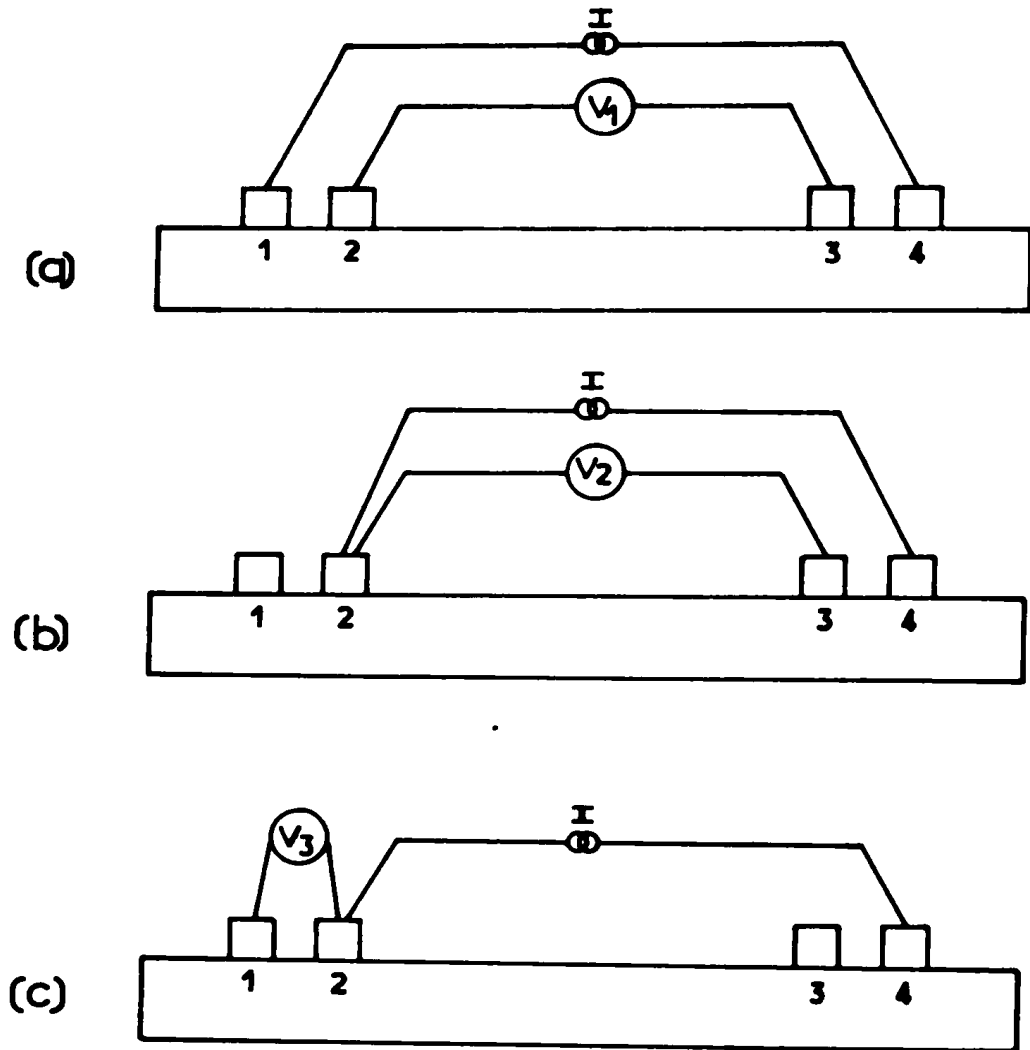


Figure III.11. : - Montage pour la mesure de la résistance de couche du substrat R_{sq} , la résistance R_c et la résistance de transfert du contact 2

- (a) mesure de R_{sq}
- (b) mesure de R_c
- (c) mesure de R_T

En portant les valeurs de R_c et R_T dans l'expression (3.13) on obtient \int^c et on vérifie la valeur de R_{sq} par l'expression (3.14) qui nous permet de retrouver la valeur de la résistivité du substrat $\int_B^o = hR_{sq}$.

III.3 VALIDITE DE LA MESURE DE R_c

III.3.1. Effet des dimensions du contact

* Effet de l'approximation de la largeur du contact

En règle générale, la largeur des contacts (w) est inférieure à la largeur du motif de test découpé (W). Il en résulte une résistance latérale R_w , due aux lignes de courant dans la zone 2 (figure III.12).

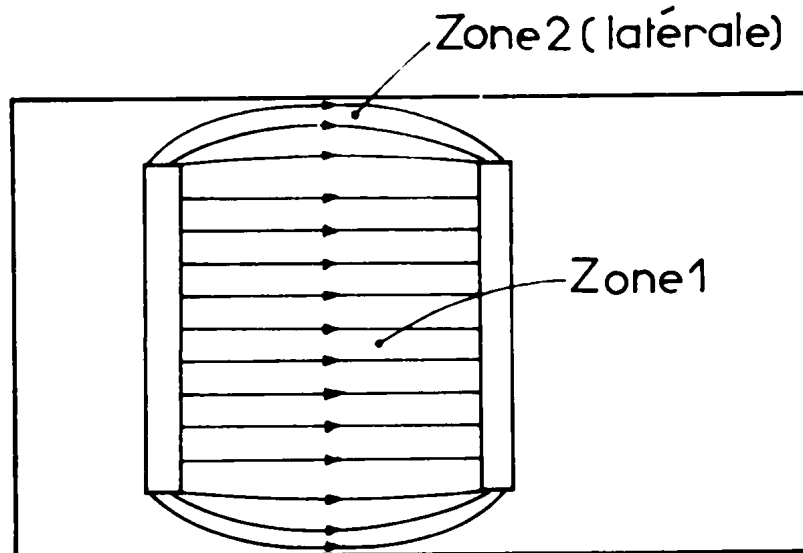


Figure III.12. : - Représentation de l'origine de la résistance latérale (R_w).

L'expression théorique de cette résistance donnée par Ting et Chen (8) est :

$$R_w = \frac{R_{SO}}{2\pi} \left[\frac{1}{k} \ln \frac{k+1}{k-1} + \ln \frac{k^2-1}{k^2} \right] \quad (3.47)$$

avec

$$k = \frac{w+2\delta}{2\delta} \quad \text{et} \quad \delta = \frac{W-w}{2} \quad (3.48)$$

Lorsque cette résistance est importante, la valeur de la résistance de contact n'est plus directement la valeur mesurée mais :

$$R_c = R_{c_{\text{mesurée}}} - R_w \quad (3.49)$$

* Effet de l'approximation de la longueur du contact

Pour le calcul de ρ_c et R_{SO} , nous avons dans tous les cas approximé $\frac{hd}{2}$ par $\frac{d}{2}$ en vérifiant que $hd < 2$. Nous avons porté sur la figure III.13 l'erreur introduite dans R_c et R_{SO} par cette approximation et le calcul d'erreur en annexe A.

Dans notre cas $\alpha d \leq 0,5$, l'erreur est inférieure à 0,3 % et bien inférieure à l'erreur introduite par la technologie dans la définition des masques comme nous le montrons dans le prochain paragraphe.

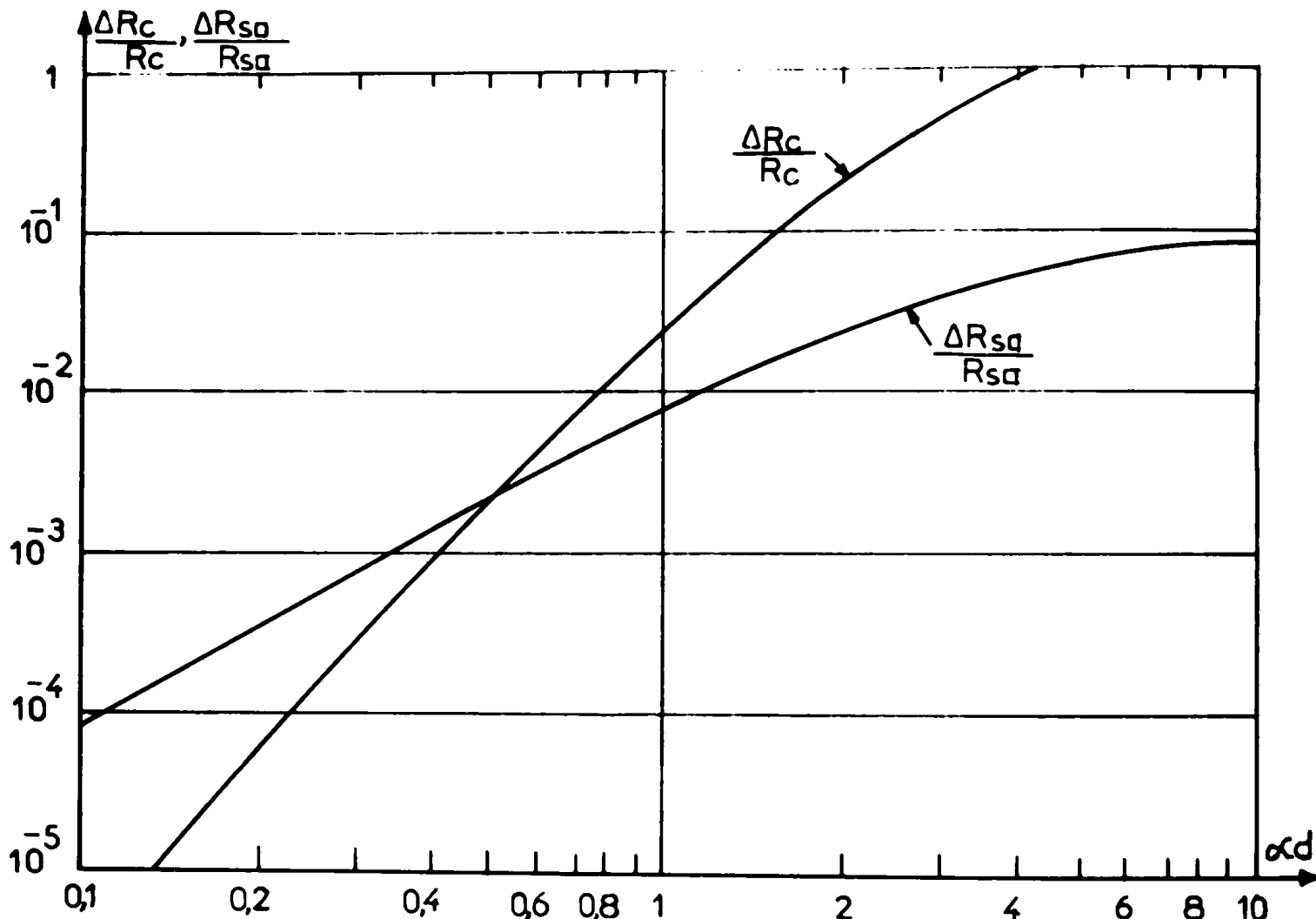


Figure III.13. : - Evolution des erreurs de R_c et R_{sq} en fonction de αd par approximation de la longueur^{sq} du contact.

III.3.2. Influence de la géométrie

A partir des expressions (3.5) et (3.7) on constate que :

- Pour un contact électriquement long ($\alpha d \geq 2$) à largeur constante, la résistance de contact est indépendante de la longueur de ce contact (d).

- La résistance de contact varie avec $\frac{1}{w}$ à longueur constante.

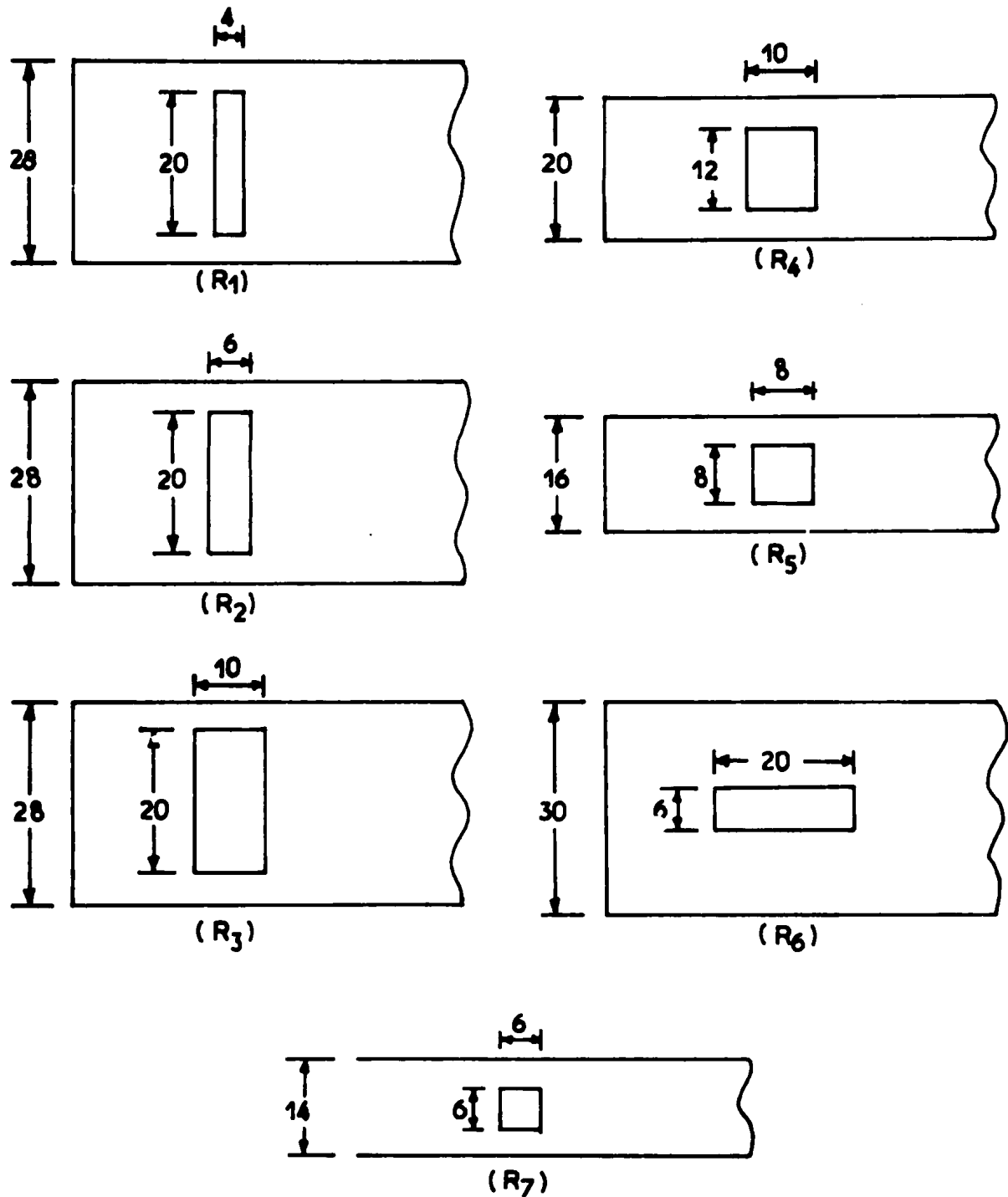


Figure III.14. : - Structures de test pour déterminer l'influence de la géométrie du contact d'après (14) .

Dans la deuxième partie, nous avons développé les différentes méthodes de mesure, en insistant sur les erreurs que l'on peut commettre dans l'évaluation de f_c et R_{SQ} à cause des approximations théoriques et des limites technologiques. Nous avons ainsi défini la géométrie du masque de test la plus adéquate pour minimiser ces différentes erreurs.

C'est à partir de ce motif de test que nous avons caractérisé les contacts Au-Zn/GaAs dont les résultats sont développés dans le chapitre IV.

CHAPITRE IV

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à l'étude expérimentale des contacts Au-Zn/GaAs (p). Dans le deuxième chapitre, nous avons insisté sur l'apparente dispersion des résultats publiés et nous avons conclu au manque d'information sur les données technologiques. Aussi, cette étude électrique et physico-chimique des contacts est effectuée en fonction des paramètres technologiques. Pour ce faire, nous étudierons systématiquement les quatre paramètres technologiques suivants :

- a) Polissage chimique du substrat.
- b) Température de dégazage.
- c) Température du substrat pendant la métallisation.
- d) Température et temps de recuit.

et nous en déduirons leur influence sur les caractéristiques électriques finales.

Toute l'étude électrique a été réalisée à partir de la méthode de Berger (2) que nous avons développée et exposée au chapitre III. Pour l'étude physico-chimique, nous avons mis en oeuvre des caractérisations par spectroscopie Auger, par analyse ionique au moyen de la sonde ionique AMECA, par microscopie électronique à balayage et par microscopie infra-rouge. Nous donnerons brièvement en annexe C, le principe de fonctionnement des appareils nécessaires à ces études.

Dans une première partie, nous développerons le processus technologique que nous avons mis en oeuvre.

Une deuxième partie sera consacrée à l'exposé des résultats électriques expérimentaux obtenus en fonction des différentes conditions technologiques choisies.

Dans une troisième partie, nous présenterons les résultats de l'analyse physico-chimique. Ces résultats nous permettront de discuter le comportement électrique des contacts.

L'analyse et la comparaison de ces différents résultats nous

permettra d'expliquer les écarts constatés dans la littérature entre les résultats expérimentaux publiés par les différents auteurs et les écarts entre théorie et expérience.

IV.1. LE PROCESSUS TECHNOLOGIQUE

Toutes nos structures d'études ont été fabriquées au L.A.A.S. par la centrale de technologie sur des substrats massifs d'arséniure de gallium de type-p, provenant de la société d'équipement industriel du vide (SEI), dopé au zinc (Zn) à raison de $2,2 \cdot 10^{18}$ atomes par cm^3 . Les propriétés intrinsèques des substrats sont :

| | |
|--------------------------|---------------------------------------|
| Orientation | (100) |
| Dislocation (EPD) | 2,500 par cm^2 |
| Epaisseur moyen (h) | 300 μm |
| Résistivité (ρ_B) | 0,0214 $\Omega\text{-cm}$ |
| Mobilité (μ) | 127,1 $\text{cm}^2/\text{v-s}$ |
| Concentration | $2,2 \cdot 10^{18}$ par cm^3 |

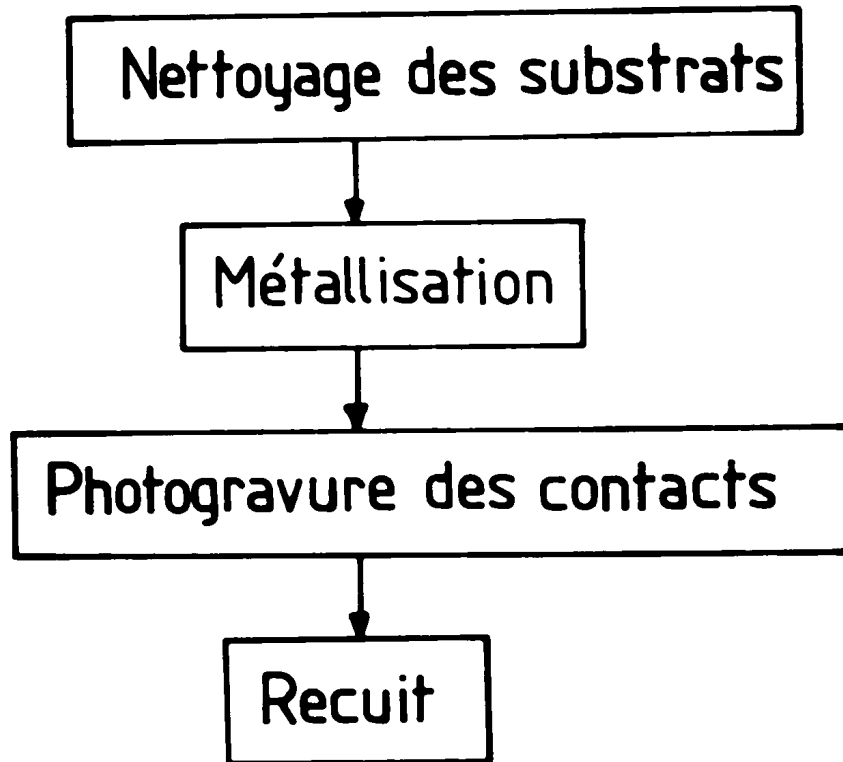


TABLEAU IV.1.

Tout processus comporte les phases suivantes données par le tableau III.1. Nous allons donner les différentes conditions que nous avons étudiées pour chaque phase du processus.

IV.1.1. Le nettoyage des substrats

Les substrats massifs présentent tous une couche superficielle contenant des défauts et recouverte d'une couche d'oxyde. Avant toute utilisation il faut donc décaper la surface pour éliminer cette zone perturbée et cette couche d'oxyde. Les polissages chimiques ont ce double but. Pour étudier leur influence, nous avons choisi de tester trois bains appartenant au groupe des décapants isotropiques du GaAs et les plus communément utilisés.

Tout d'abord les substrats sont dégraissés chimiquement dans une solution bouillante de Dioxanne : Trichloréthylène : Isopropanol (1 : 1 : 1) pendant 5 minutes, puis rincés à l'eau désionisée (DI) et séchés à l'azote (N_2), ceci dans le but d'enlever les impuretés organiques et ioniques.

* Les trois bains chimiques sont :

(a) Polissage dans une solution de H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O (4:1:1) à la température de $70^\circ C$ pendant 1 minute. L'épaisseur de l'oxyde résiduel après cette opération est estimée à $\approx 50 \text{ \AA}$ (1) .

(b) Polissage dans trois solutions successives. D'abord dans le décapant rapide de H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O (4 : 1 : 1) à la température de $70^\circ C$ pendant 1 minute, puis dans HF concentré froid pendant 5 minutes pour désoxyder et enfin dans un décapant lent constitué par $NaOH$: H_2O_2 : H_2O (10:10:100) à la température de $30^\circ C$ pendant 1 minute, rinçage avec DI, séchage avec N_2 . L'épaisseur d'oxyde résiduel est estimée à $\approx 10 \text{ \AA}$ (1) .

(c) Enfin, polissage dans une solution de HCl concentrée froide pendant 30 secondes.

Les substrats nécessaires à l'étude par spectroscopie d'électrons Auger (AES) et spectrométrie de masse des ions secondaires (SIMS)

* ultérieurement, nous appellerons (a) la solution H_2SO_4 et (b) la solution NaOH.

sont stockés dans l'alcool méthanol pendant une quinzaine de minutes, temps nécessaire à la mise en place des échantillons dans le bati à ultra-vide.

Les substrats utilisés pour l'étude des contacts sont, quant à eux, rapidement placés dans la pompe ionique pour éviter une création trop importante de l'oxyde natif. Notons que les épaisseurs d'oxyde résiduel données pour chaque bain chimique sont mesurées après sortie du bain et donc, tiennent compte de l'oxyde natif qui se forme quasi instantanément à l'air.

IV.1.2. Conditions de métallisation

La métallisation comporte deux étapes. Une étape de préchauffage destiné à faire dégazer le substrat et l'étape proprement dite d'évaporation du métal. La pression du vide avant l'évaporation est de l'ordre de 10^{-8} Torr.

Le dégazage est effectué en positionnant sous l'échantillon un microfour permettant d'obtenir des températures comprises entre l'ambiante et 300°C . Pour chaque température choisie nous avons fait varier le temps entre 2 minutes et 1 heure.

Le métal à évaporer est placé dans un creuset résistif en tungstène chauffé par effet Joule et posté pour l'évaporation à une température d'environ 1100°C . L'épaisseur du métal déposé sur la cible est mesurée en cours d'opération par l'intermédiaire d'un détecteur à quartz. A partir d'expériences préliminaires sur l'adhérence des métaux déposés en fonction de la vitesse d'évaporation, nous avons choisi pour toutes les expériences une vitesse d'évaporation de $1500\text{Å}^{\circ}/\text{mn}$. Pour le GaAs (p) nous avons opté pour le dépôt d'un alliage d'Au-Zn, 5 % Zn (W/o), d'épaisseur 2000Å° .

La température du substrat pendant la métallisation est le dernier paramètre de cette étape ; nous l'avons fait varier de l'ambiante jusqu'à 400°C . Pour nos expériences, cette température est mesurée par un thermo-couple placé au milieu du porte substrat chauffant. Notons que :

- le substrat est porté à la température désirée avant le début de la métallisation.

- Un cache positionné entre creuset et la cible permet d'éliminer le début et la fin de l'évaporation qui peuvent donner des couches métalliques contaminées.

- On laisse refroidir les échantillons in situ pendant 1 heure.

IV.1.3. La photogravure

Après métallisation, on photgrave les motifs de test de manière classique par technique de photomasquage (résolution maximale 0,5 μm). Le masque utilisé est représenté sur la figure III.10. L'étape de photogravure se décompose en :

- dépôt de la résine positive AZ1350, 5000A° sur les échantillons.
- exposition aux rayons U-V à travers le masque pendant 8 secondes. Cet éclaircissement permet de dépolymériser la résine aux endroits non protégés par le masque.
- dissolution de la résine dépolymérisée par un révélateur, rinçage à DI, séchage à N_2 .
- attaque de l'Au-Zn avec la solution $\text{KI} + \text{I}_2$, rinçage à DI, séchage à N_2 .

IV.1.4. Les recuits

Après photogravure, les échantillons sont découpés en plusieurs morceaux pour pouvoir faire l'étude des recuits sur des motifs ayant subi un même traitement antérieur. Les recuits thermiques sont effectués dans un four ouvert "ADAMEL" sous atmosphère d'Ar (Flux = 1 l/mn) pour différents temps et températures. Les motifs de test sont ensuite découpés et montés sur des boîtiers TO-5 avec du scotch double face, soudés par ultrason avec des fils d'Al ou d'Au de diamètre 25 μm .

Le tableau IV.2 donne la synthèse de ces différentes étapes. Notons que pour chacun des trois polissages chimiques nous avons fait varier la température de dégazage ; pour chaque température de dégazage nous avons effectué les différentes températures de métallisation ; pour chaque température de métallisation nous avons réalisé les recuits mentionnés sur le tableau IV.2.

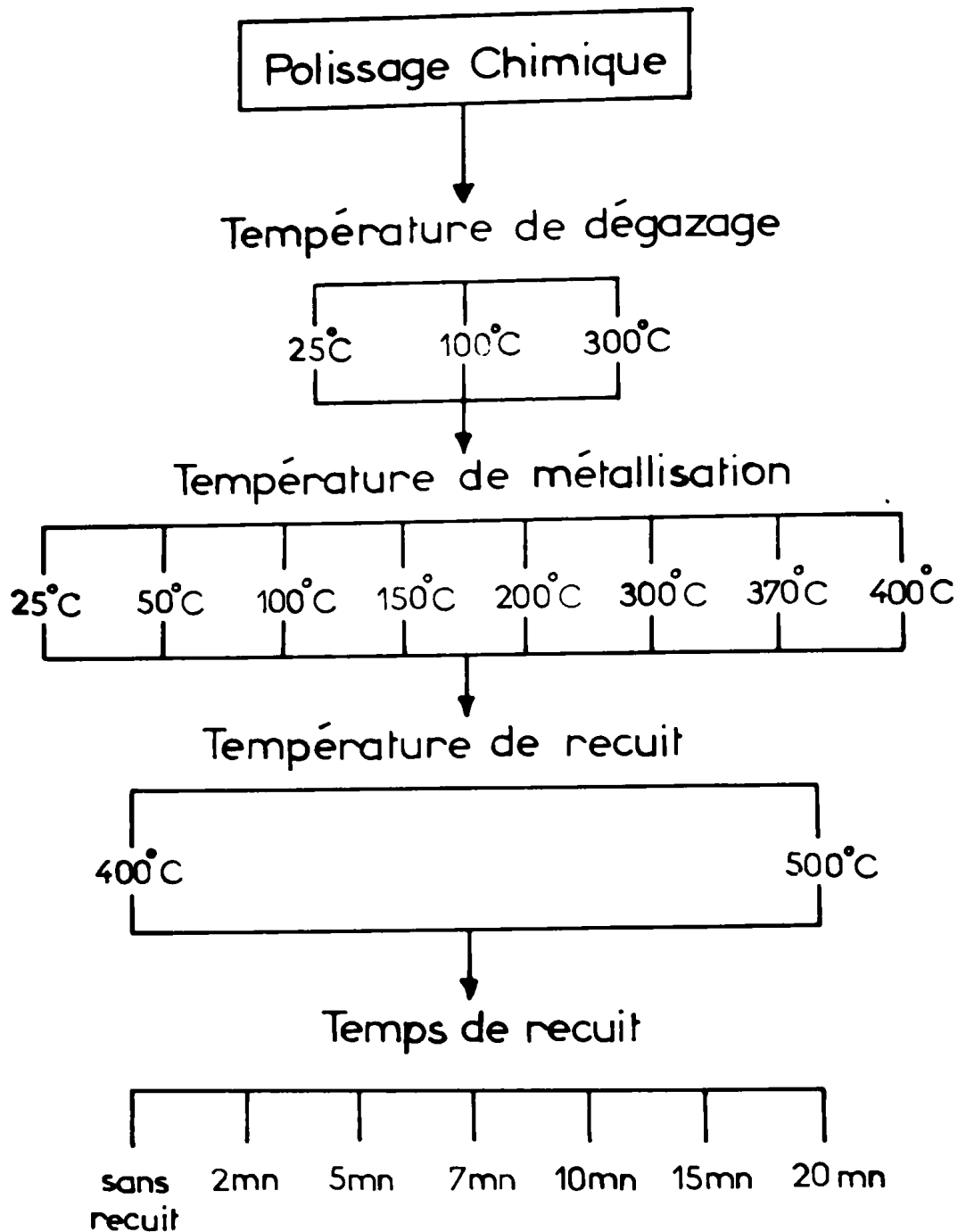


TABLEAU IV.2.

IV.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION DE LA CARACTERISATION ELECTRIQUE

Dans la méthode électrique mise en oeuvre (chapitre III), les différentes tensions sont mesurées avec un voltmètre haute impédance et la linéarité ainsi que l'homogénéité des caractéristiques entre deux contacts sont relevées avec un TEKTRONIX 575. Cette dernière mesure nous permet de définir la plage de courant-tension pour laquelle la mesure de la résistance de contact est correcte.

TABLEAU IV.3

| Solutions de décapage | Conditions de Métallisation | | Recuit à 400°C | | | |
|---|-------------------------------|---------------------------------|------------------------------|----------------------------|--|------------------------|
| | Temp. et temps de dégazage | Température de métallisation | Maximum de Linéarité (mA) | Temps de recuit optimal | Résistivité de contact ($\Omega\text{-cm}^2$) | |
| HCl froid 30 sec. | 300°C 15 mn | 50 | 80 | 5 | $5,907 \times 10^{-4}$ | |
| 4H ₂ SO ₄ : 1H ₂ O ₂ : 1H ₂ O 1 mn 70°C | 25°C 1 h | 25 | 60 | 5 | $9,604 \times 10^{-4}$ | |
| | 100°C 1 h | 50 | 70 | 5 | $8,849 \times 10^{-4}$ | |
| | 300°C 2 mn | 100 | 60 | 5 | $1,006 \times 10^{-3}$ | |
| | 300°C 15 mn | 300 | 70 | 70 | 10 | $8,106 \times 10^{-4}$ |
| | | 150 | 80 | 80 | 20 | $3,585 \times 10^{-4}$ |
| | | 50 | 70 | 70 | 5 | $5,341 \times 10^{-4}$ |
| | 300°C 15 mn | 100 | 70 | 70 | 5 | $6,770 \times 10^{-4}$ |
| | | 200 | 40 | 40 | 2 | $1,238 \times 10^{-3}$ |
| | | 300 | 80 | 80 | 0 | $7,025 \times 10^{-4}$ |
| | | 370 | 160 | 160 | 10 | $4,417 \times 10^{-4}$ |
| 400 | 30 | 30 | 20 | $1,686 \times 10^{-3}$ | | |
| 4H ₂ SO ₄ : 1H ₂ O ₂ : 1H ₂ O 1 mn 70°C + HF froid 5 mn + 10NaOH : 10H ₂ O ₂ : 100H ₂ O 1 mn 30°C | 100°C 1 h | 50 | 130 | 5 | $5,456 \times 10^{-4}$ | |
| | 300°C 15 mn | 50 | 130 | 5 | $3,878 \times 10^{-4}$ | |

Avant d'examiner en détail les résultats de cette étude, nous avons porté sur le tableau IV.3. pour la température de recuit de 400°C et en fonction des différents paramètres, le temps de recuit optimal, la résistivité et la limite de linéarité des caractéristiques courant-tension. De plus, la figure IV.1. donne un aperçu des caractéristiques obtenues. La mesure de la résistance de contact est effectuée pour plusieurs niveaux de courant dans la partie linéaire.

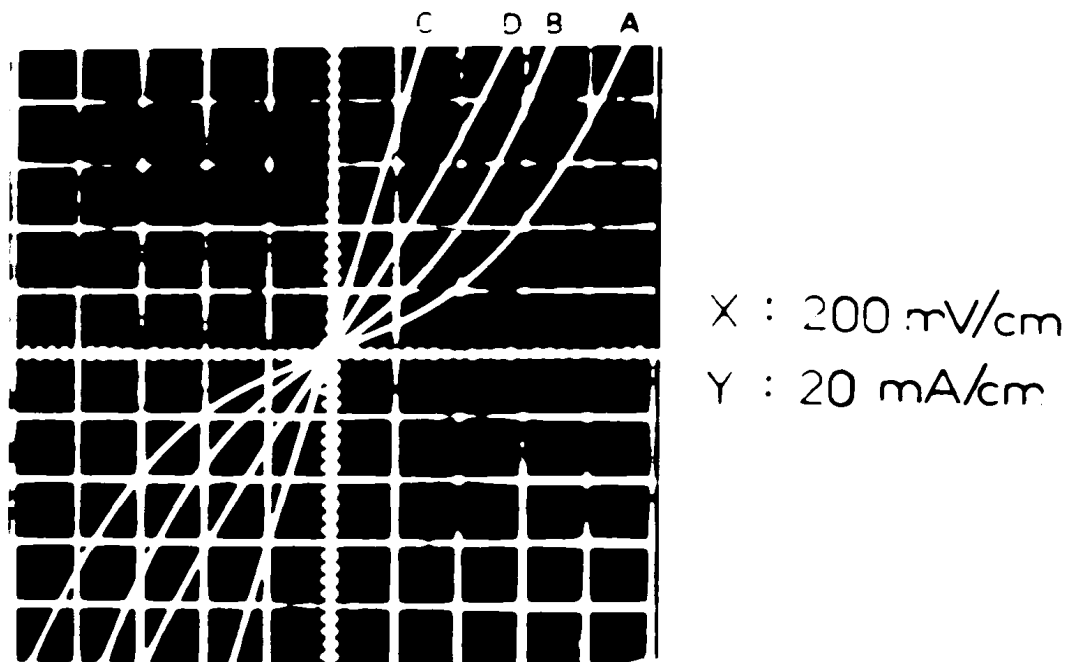


Figure IV.1 : - Caractéristiques obtenues pour les résistances de contact. Le courant et la tension sont mesurés entre 2 plots.
(a) non recuit (b) recuit 400°C 2'
(c) recuit 400°C 10' (d) recuit 400°C 20'

IV.2.1. Résultats concernant le polissage $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O$ (4:1:1)

IV.2.1.1. Influence de la température de dégazage

Sur le tableau IV.4, nous avons porté les résultats obtenus pour les échantillons non recuits et métallisés à 25°C ou 50°C en fonction de la température de dégazage. On constate que celle-ci influe très peu sur la valeur de la résistivité ρ_c .

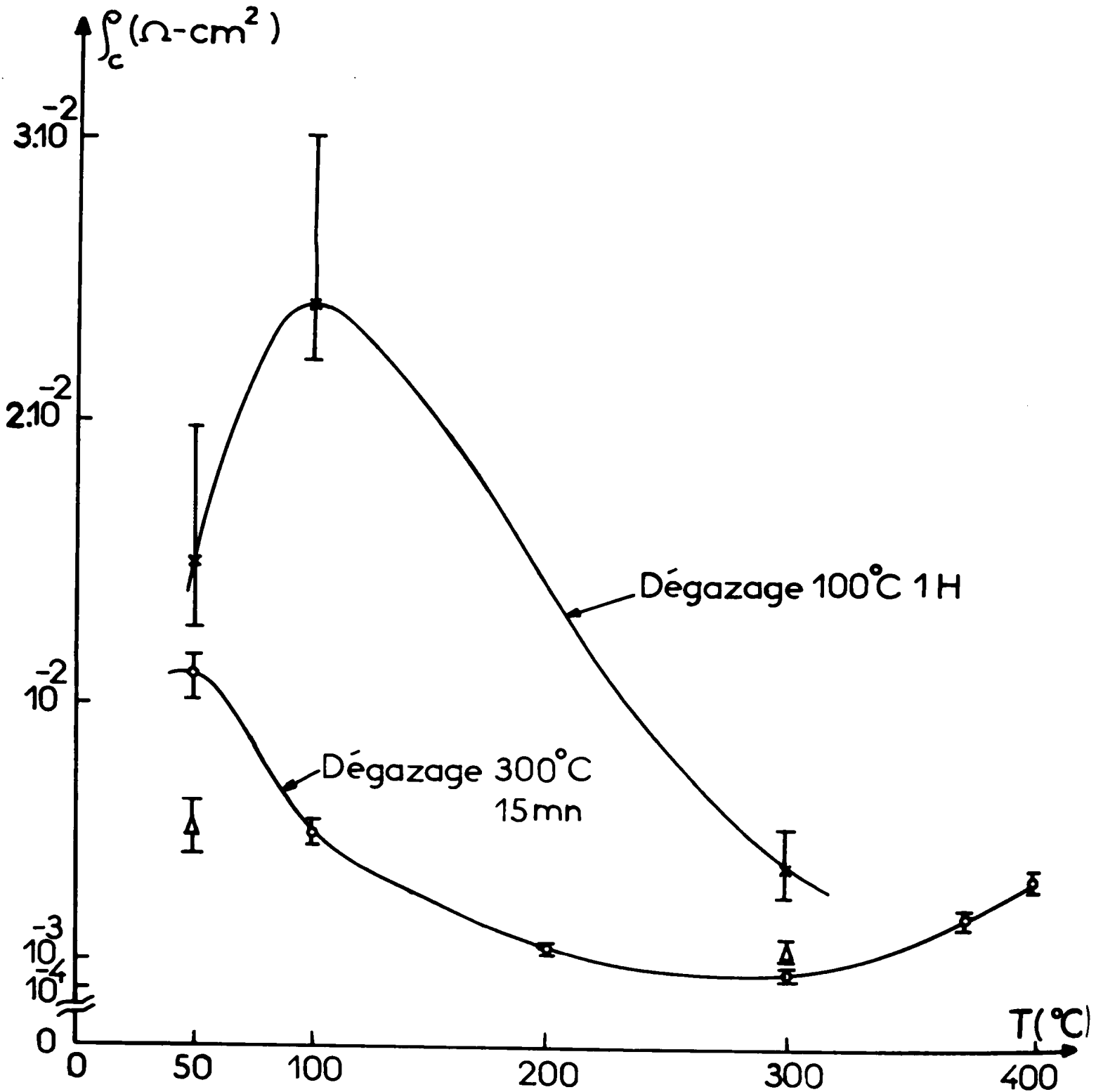


Figure IV.2. : - Evolution de la résistance de contact en fonction de la température de métallisation.
x o Les substrats ont subi le polissage H_2SO_4
 Δ Les substrats ont subi le polissage HCl

valeurs de la résistance de contact en fonction de la température appliquée au substrat. On remarque l'existence d'un maximum dont l'amplitude et la position dépendent du dégazage initial.

4) Outre les résultats afférents au polissage H_2SO_4 , nous avons porté sur la figure IV.2. les résultats obtenus pour les échantillons polis avec HCl et chauffés avant métallisation à $300^\circ C$ pendant 15 minutes. On constate que pour la température du substrat de $50^\circ C$ pendant la métallisation, le polissage HCl donne des valeurs de \int_C plus faible que le polissage H_2SO_4 , tandis que pour une température du substrat de $300^\circ C$ pendant la métallisation les résultats sont identiques.

Sur les figures IV.3a et IV.3b, nous avons porté les résultats obtenus, lorsqu'on applique un recuit de $400^\circ C$ en fonction du temps de recuit d'une part, et des conditions de dégazage et métallisation d'autre part. On constate que :

1) l'évolution de \int_C dépend de la température de métallisation. Pour des températures du substrat pendant la métallisation supérieures ou égales à $200^\circ C$ et pour des températures de dégazage de $300^\circ C$ 15 mn, les courbes $\int_C(t)$ passent par un maximum (figure IV.3a).

2) pour les temps de recuit importants, quel que soit le processus technologique, les caractéristiques $\int_C(t)$ tendent pratiquement vers une même valeur : $\int_C \approx 1,5 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot cm^2$.

3) enfin, pour le préchauffage à $300^\circ C$ 15 mn et pour des températures du substrat pendant métallisation inférieures à $200^\circ C$, ainsi que pour toutes températures de métallisation lorsque le dégazage est de $150^\circ C$, l'évolution des résistances de contact en fonction du temps de recuit passe simplement par un minimum.

IV.2.1.3. Influence de la température et du temps de recuit

On ne peut pas séparer l'influence de la température et du temps de recuit. Sur les figures IV.4a et IV.4.b, nous avons porté l'évolution de la résistivité de contact en fonction du temps et de la température de recuit pour deux conditions du processus différentes. Les points importants que l'on met en évidence sont :

1) Pour des temps de recuit courts, \int_C diminue très vite.

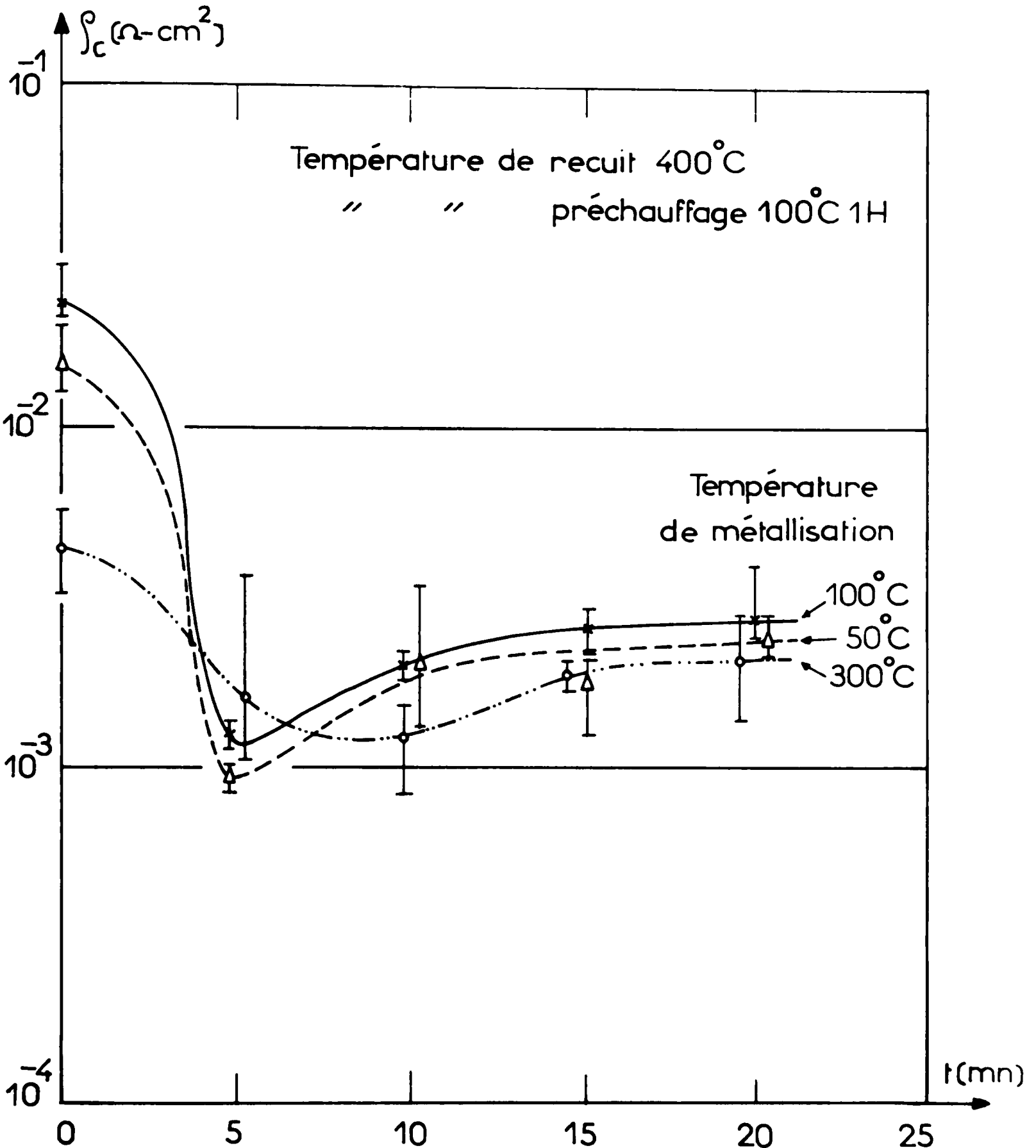


Figure IV.3b : - Evolution de la résistance de contact en fonction du temps de recuit ($T = 400^\circ\text{C}$) et de la température du substrat pendant la métallisation.

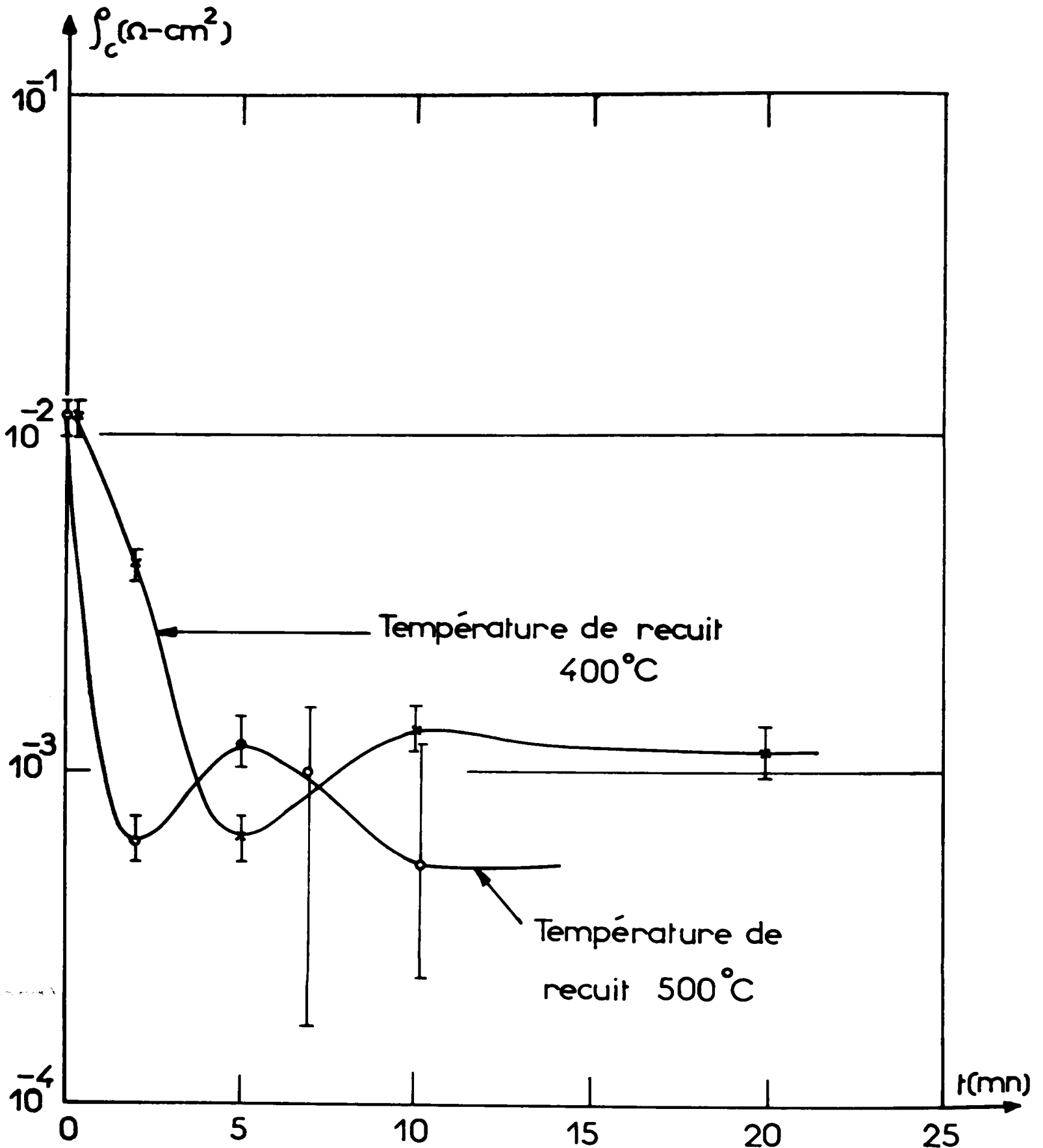


Figure IV.4a. : - Evolution de ρ_c en fonction de la température et du temps de recuit. Les substrats ont subi un préchauffage à 300°C 15 mn et ont été métallisés à 50°C .

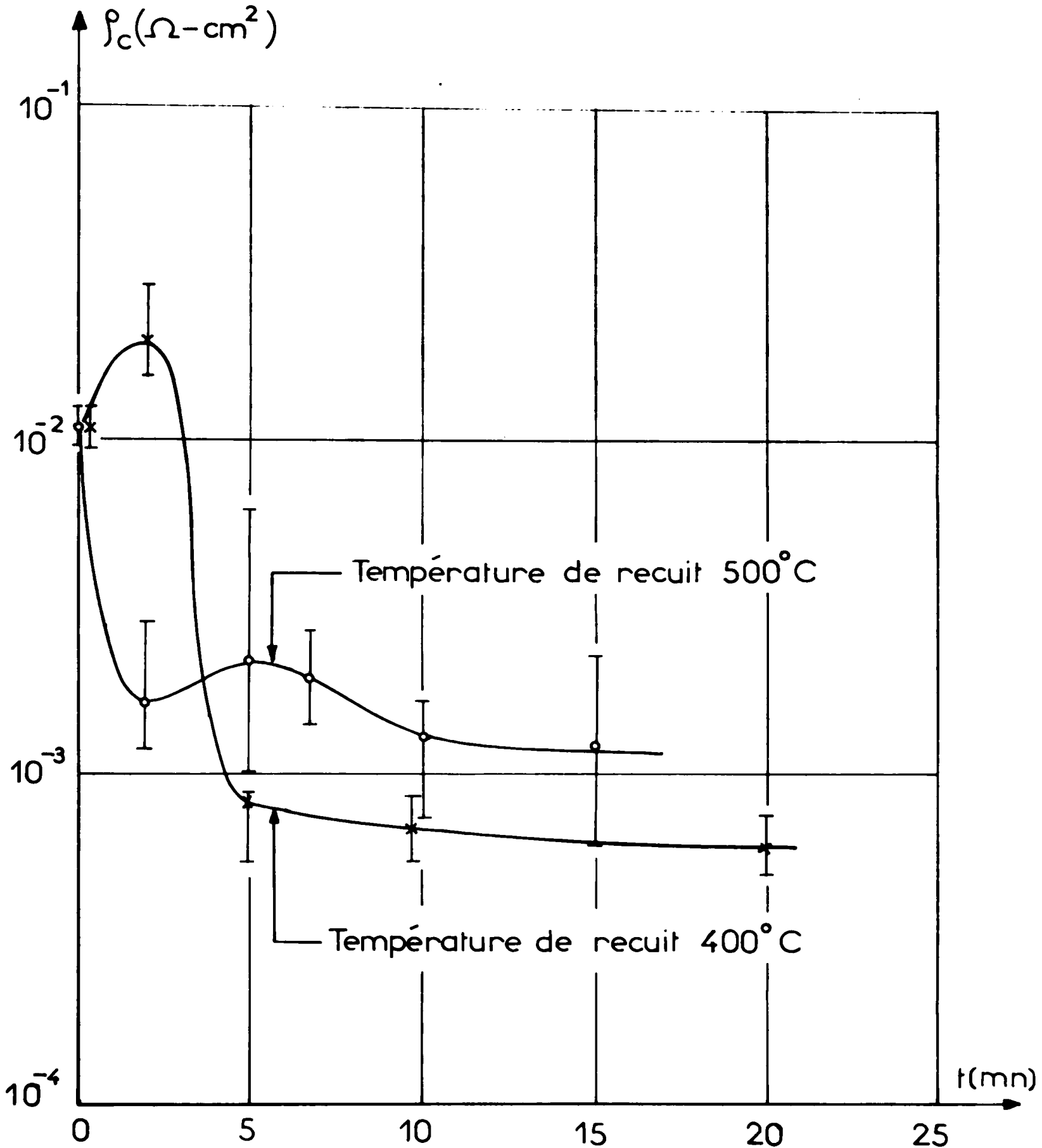


Figure IV.4b. : - Action de la température et du temps de recuit, sur la valeur de ρ_c . Les substrats ont subi un préchauffage à 300°C 2 mn et la métallisation a été effectuée à 50°C.

2) Pour des temps intermédiaires, les valeurs de \int_c dépendent du recuit. Le minimum de résistivité de contact apparaît pour des temps de plus en plus courts, lorsque la température de recuit augmente.

3) Pour des temps de recuit longs, \int_c tend vers une même valeur asymptotique ($\int_c \approx 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$) quel que soit les traitements chimiques.

De l'examen des différentes caractéristiques, on remarque que la reproductibilité des résultats est fonction du processus employé. Sur toutes les caractéristiques, chaque point de mesure correspond aux valeurs obtenues pour des lots d'une dizaine d'échantillons. Nous avons porté l'écart existant, les points représentent la valeur obtenue pour le plus grand nombre. Les meilleurs résultats sont obtenus pour le processus suivant : Température de dégazage 300°C 15 mn, température de métallisation 50°C à 300°C et température de recuit 400°C.

IV.2.2. Comparaison des différents polissages chimiques

Il apparaît donc que l'influence du polissage chimique est prépondérant pour les températures de dégazage et de métallisation proches de l'ambiante (le polissage HCl donne de meilleurs résultats que le polissage H₂SO₄). Cette remarque est confirmée par les résultats obtenus lorsqu'on applique aux structures un recuit de 400°C de durée variable. Sur les figures IV.5a et IV.5b, nous avons porté les résultats obtenus sur des structures métallisées à 50°C mais dégazées les unes à 300°C 15 mn les autres à 100°C 1 h. Sur les structures dégazées à 300°C 15 mn (figure IV.5a), on constate que pour les recuits de longue durée, les résistances de contact ont les mêmes valeurs quel que soit le polissage. Pour les structures n'ayant pas eu de recuit ou ayant subi des recuits de faible durée, le polissage HCl donne les meilleurs résultats. Par contre, pour les temps de recuit intermédiaires le polissage NaOH donne les plus petites valeurs de \int_c .

Sur la figure IV.5b, les structures sont dégazées à 100°C pendant 1 h, on constate que le polissage NaOH est sensiblement meilleur que le polissage H₂SO₄.

IV.2.3. Résultats de l'étude par microscopie infra-rouge

Les valeurs des résistances de contact et leur évolution sous les différentes contraintes ont été obtenues en nous appuyant sur le modèle et la méthode du contact exposés aux paragraphes (III.1.1.) et (III.2.2.).

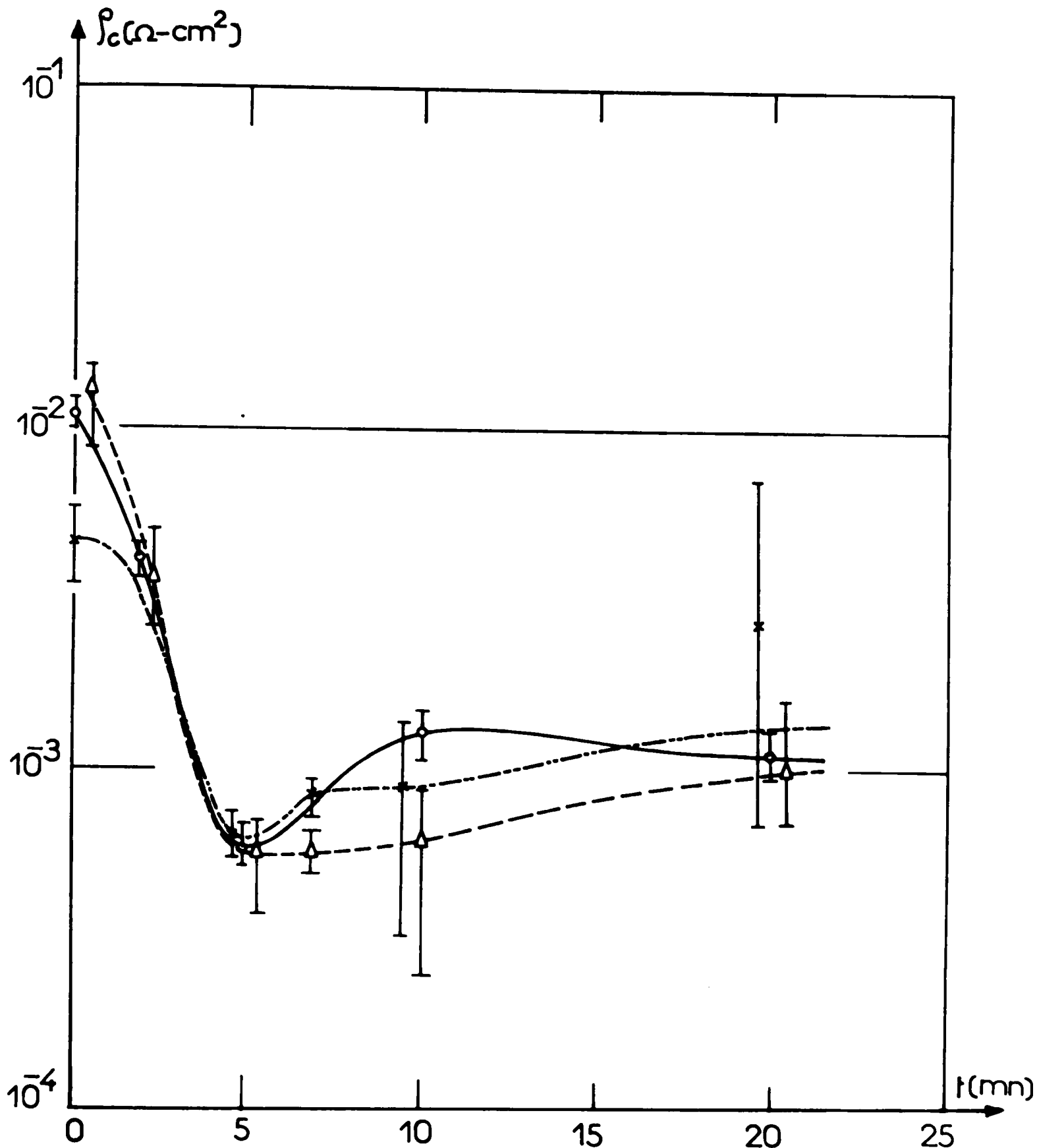


Figure IV.5a. : - Action des polissages chimiques sur l'évolution des résistances de contact. Température de dégazage 300°C 15 mn
 Température de métallisation 50°C
 o $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$ (4 : 1 : 1)
 Δ $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$ (4 : 1 : 1) + HF + NaOH : $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$
 (10 : 10 : 100)
 x HCl

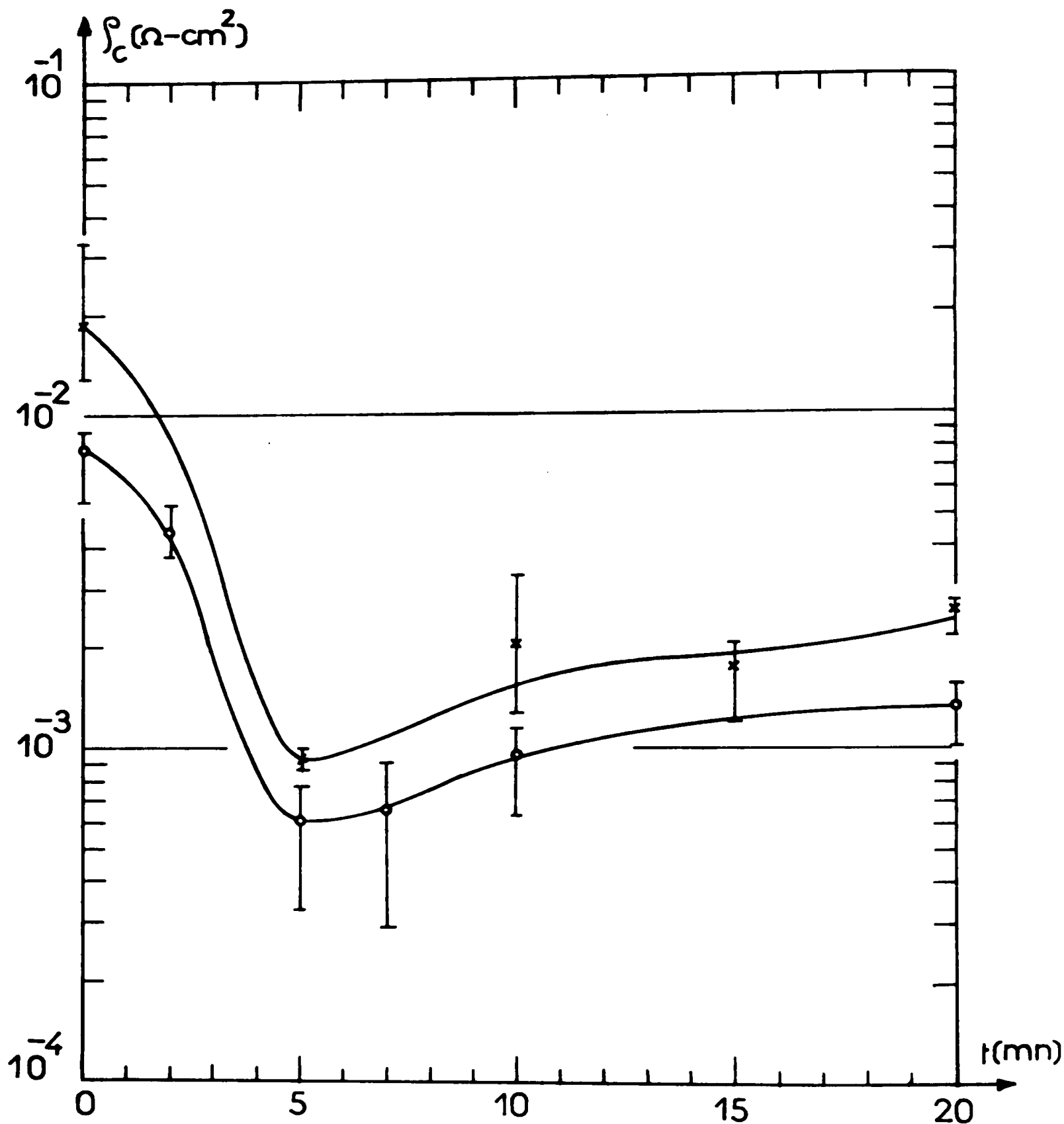


Figure IV.5b. : - Action des polissages chimiques sur l'évolution des résistances de contact. Température de dégazage 100°C IH et température de métallisation 50°C .

o H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O (4 : 1 : 1) + HF + NaOH : H_2O_2 : H_2O
 (10 : 4 : 10 : 100)

x H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O (4 : 1 : 1)

La validité des résultats repose sur les hypothèses :

- homogénéité des lignes de courant entre les contacts.
- faible influence de la résistance latérale comprise entre le bord du contact et le bord de la plaquette de semiconducteur.
- homogénéité du contact métallique sur toute sa surface.

Pour confirmer ou infirmer ces hypothèses, nous avons effectué une étude par microscopie infra-rouge de la répartition de la température dans nos motifs de test. Pour cela, nous avons effectué l'étude avec un courant de 100 mA. Les relevés thermiques que nous présentons sont effectués en mesurant la radiance émise localement par le composant et qui est fonction de la température. La surface examinée est explorée par balayages successifs et l'élongation verticale est une image de la température superficielle. La répartition de température est reliée à la répartition de puissance dissipée et donc à la répartition de la densité de courant dans le composant.

Les figures IV.6, IV.7 et IV.8 correspondant respectivement à des échantillons ayant tous subi un polissage H_2SO_4 , préchauffés à $300^\circ C$ 15 mn, métallisés à $50^\circ C$, mais le premier n'a pas été recuit, le deuxième a été recuit à $400^\circ C$ 5 mn et le troisième à $400^\circ C$ 20 mn. On constate qu'entre les contacts, la répartition de température est homogène et donc que la répartition des lignes de courant est uniforme quel que soit le recuit. Au contact, la température est plus faible qu'à la surface du semiconducteur. Si nous ne pouvons conclure quant à la formation d'un puits de chaleur, il apparaît néanmoins qu'en fonction des recuits la chute de température sous le contact est plus importante lorsque la température et le temps de recuit augmente. On constate, enfin que sur la largeur du contact, la température est pratiquement constante et que les quatre contacts sur un même échantillon sont identiques.

IV.2.4. Discussion des résultats électriques

Trois résultats de notre étude doivent être mis en évidence.

1) La température du substrat pendant la métallisation est le paramètre le plus important de cette étape pour la réalisation des contacts ohmiques.

2) Dans le cas des échantillons non recuits, le polissage HCl

I = 100mA

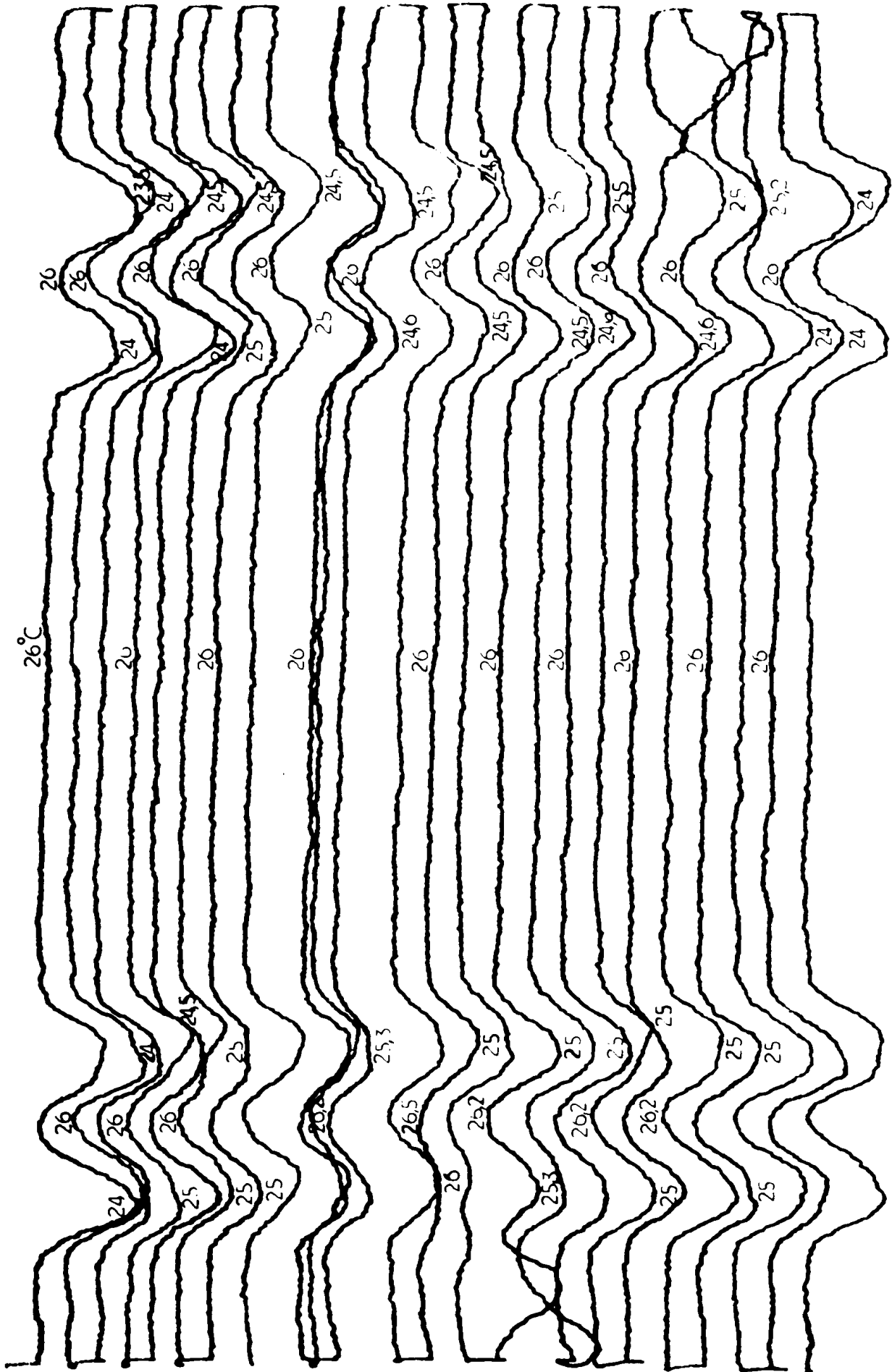


Figure II.7 : - Observation de la structure par microscope infra-rouge : recuit à 400°C 5 mn.

I = 100 mA

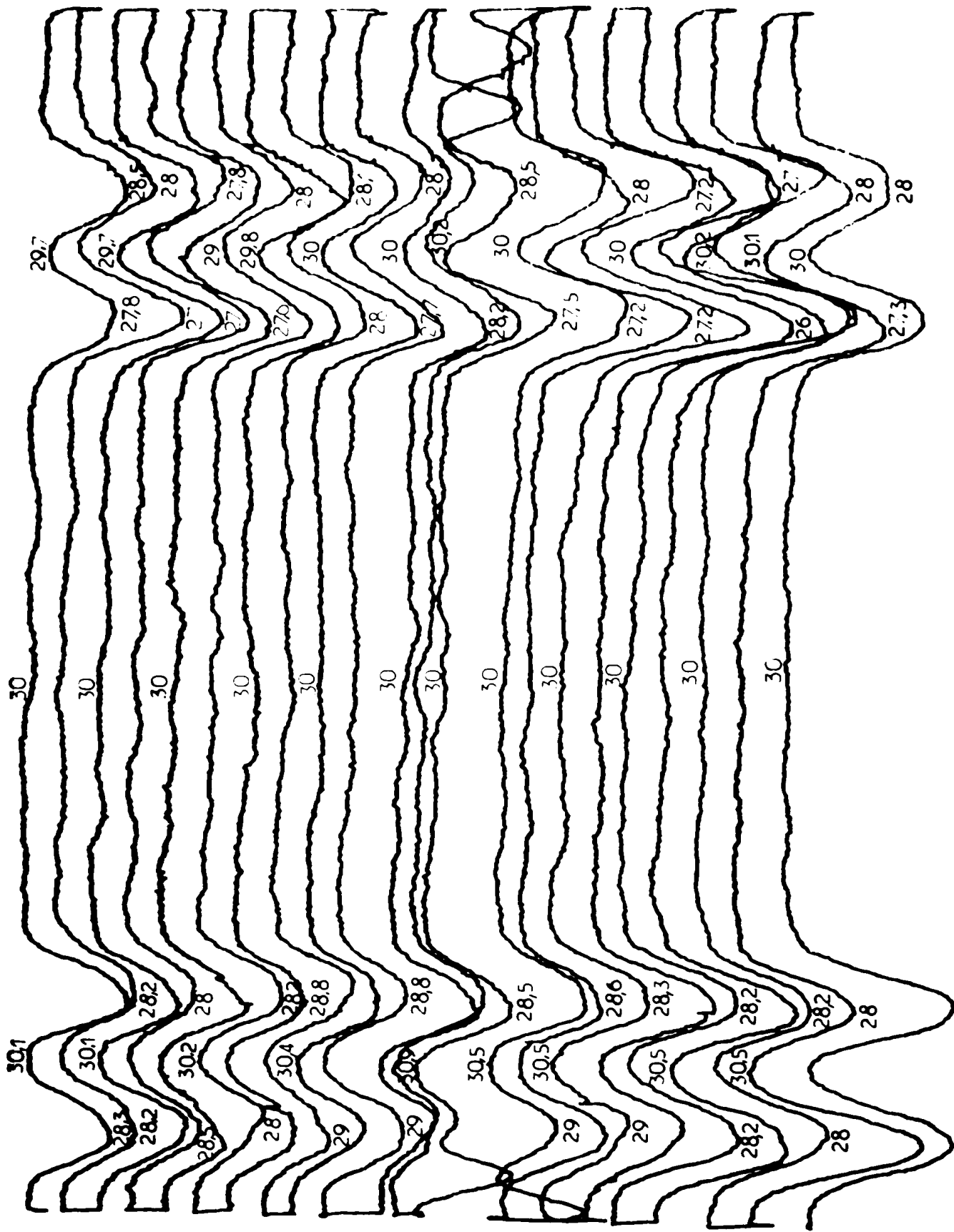


Figure IV.8 : - Observation de la structure par microscope infra-rouge : recuit à 400° C 20 mn.

donne les meilleurs résultats.

3) Quel que soit le processus initial adopté, les résistances obtenues pour des recuits de longue durée (20 mn) tendent vers une même valeur.

Il apparaît donc que la qualité du contact dépend essentiellement du traitement technologique. Ainsi, nous pouvons expliquer l'apparente divergence des conditions mentionnées dans la littérature (chapitre II) concernant la température et le temps de recuit optimal pour obtenir les plus faibles valeurs des résistances de contact. Lorsque la métallisation est effectuée à haute température ($T \geq 300^\circ\text{C}$), la température de recuit à temps donné est plus faible que pour des métallisations réalisées à l'ambiante. De même, pour des recuits à température donnée, en fonction du temps, l'optimum sera obtenu pour des temps de plus en plus courts lorsqu'on choisit des températures de métallisation croissantes.

Sur la figure IV.9, nous avons comparé les valeurs expérimentales de $\int c$ avec les valeurs théoriques obtenues à partir des Lois du chapitre I. Nous avons pris pour la hauteur de barrière du contact Au-Zn/GaAs (p), la hauteur de barrière du couple Au/GaAs puisque l'Au représente 95 % de l'alliage : $\phi_{Bp} = 0,48 \text{ eV}$.

Nous avons rassemblé tous les résultats obtenus en trois groupes. Le premier groupe concerne les contacts élaborés sur substrats polis avec le bain chimique H_2SO_4 , dégazés à toutes températures mais métallisés à température ambiante et non recuits. Le deuxième est relatif aux contacts réalisés sur substrats polis avec le bain HCl ou le bain NaOH, dégazés mais comme le précédent métallisés à température ambiante et non recuits. Enfin le troisième concerne les valeurs minimales de $\int c$ obtenues pour toutes les technologies étudiées. On constate que, par rapport à la valeur théorique, les résultats du premier groupe sont supérieurs, ceux du deuxième groupe sont égaux, enfin, que ceux du troisième sont bien inférieurs.

Pour expliquer tous ces résultats, plusieurs hypothèses peuvent être formulées :

- soit abaissement de la hauteur de barrière Au-Zn/GaAs.
- soit surdopage en surface du GaAs par le Zn contenu dans l'alliage.

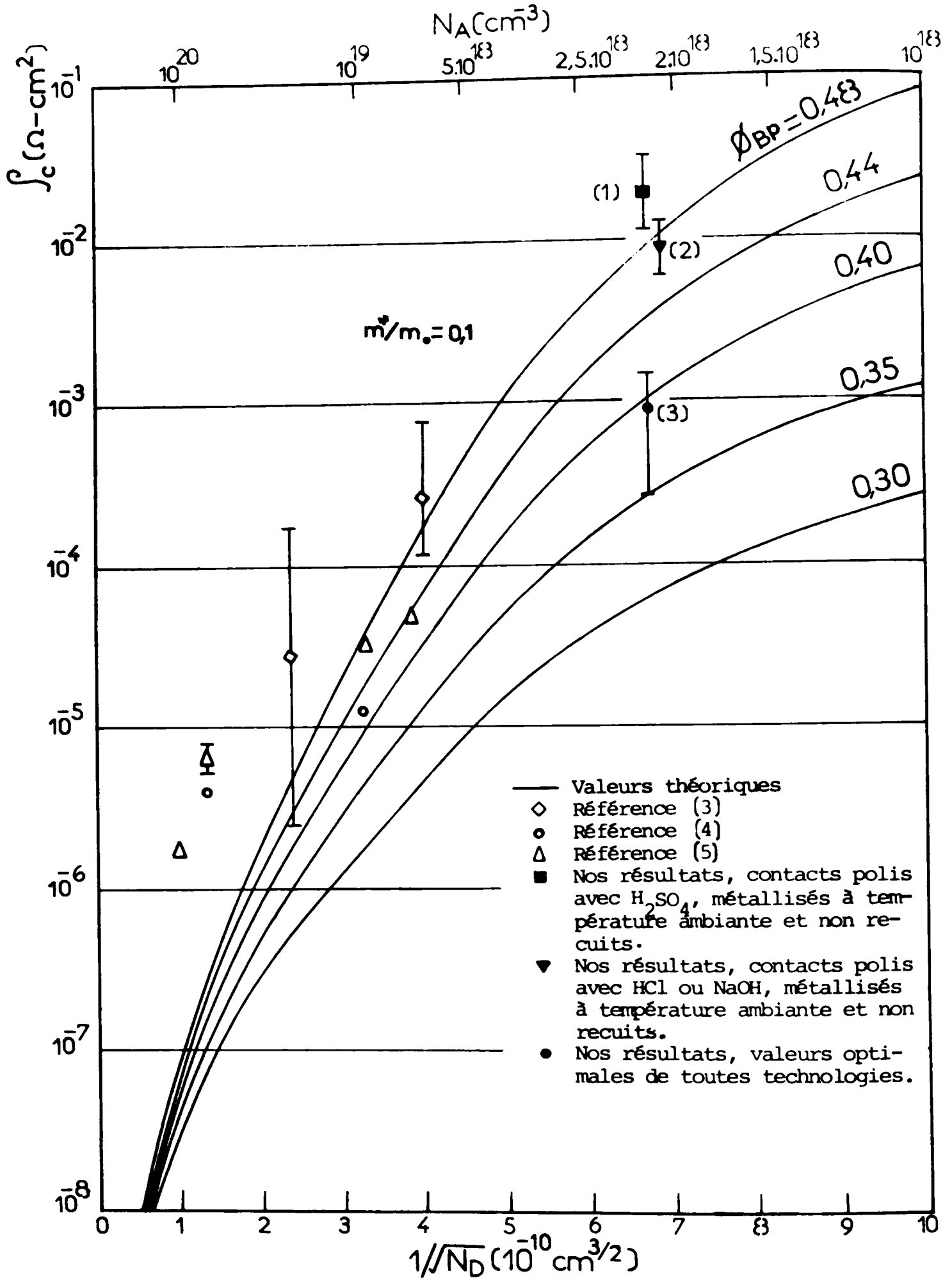


Figure IV.9 : - Comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie.

- soit modification physico-chimique de l'interface métal-semiconducteur (couche d'oxyde, couche superficielle du GaAs perturbée).

Pour confirmer ou infirmer ces hypothèses, nous avons effectué en corrélation avec l'étude électrique, une étude physico-chimique des contacts au moyen de la spectroscopie Auger, de la spectrométrie de masse des ions secondaires, de la microscopie électronique à balayage. Les principes de fonctionnement de ces différents moyens sont donnés en Annexe C. Nous ne présenterons ici que les principaux résultats.

IV.3 RESULTATS DE L'ANALYSE PHYSICO-CHIMIQUE

IV.3.1. Etude par spectroscopie d'électrons Auger

Par spectroscopie Auger, nous avons analysé la surface du GaAs après les polissages chimiques H_2SO_4 et HCl. Comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe IV.1.1., les échantillons sont stockés dans du méthanol avant la mise dans l'enceinte à ultra-vide.

La figure IV.10 donne un exemple des spectres obtenus. Quel que soit le polissage, on constate la présence de pics d'oxygène, de carbone et de soufre. En outre, pour le polissage avec HCl, un pic de chlore apparaît. La comparaison des pics d'oxygène montre que l'amplitude est fonction du polissage. Le polissage HCl donne toujours une amplitude du pic plus faible que le polissage H_2SO_4 (figure IV.11).

Afin de mettre en évidence l'influence de la température de dégazage ou de métallisation, nous avons observé l'évolution des différents pics d'impuretés en fonction de la température du substrat. Le chauffage est effectué in situ. On remarque sur les figures IV.11, IV.12 et IV.13 que :

- l'amplitude du pic d'oxygène diminue lorsque la température de chauffage du substrat augmente. Cette diminution s'effectue rapidement autour de $300^\circ C$ pour le polissage H_2SO_4 et autour de $500^\circ C$ pour le polissage HCl. Ces résultats sont confirmés par les diagrammes de diffraction d'électrons rapides (6) .

- le pic de carbone diminue lorsque les substrats sont polis avec H_2SO_4 mais reste pratiquement constant pour HCl (figure IV.12 et IV.13) .

Spectre Auger du Ga As

Polissage avec SO_4H_2

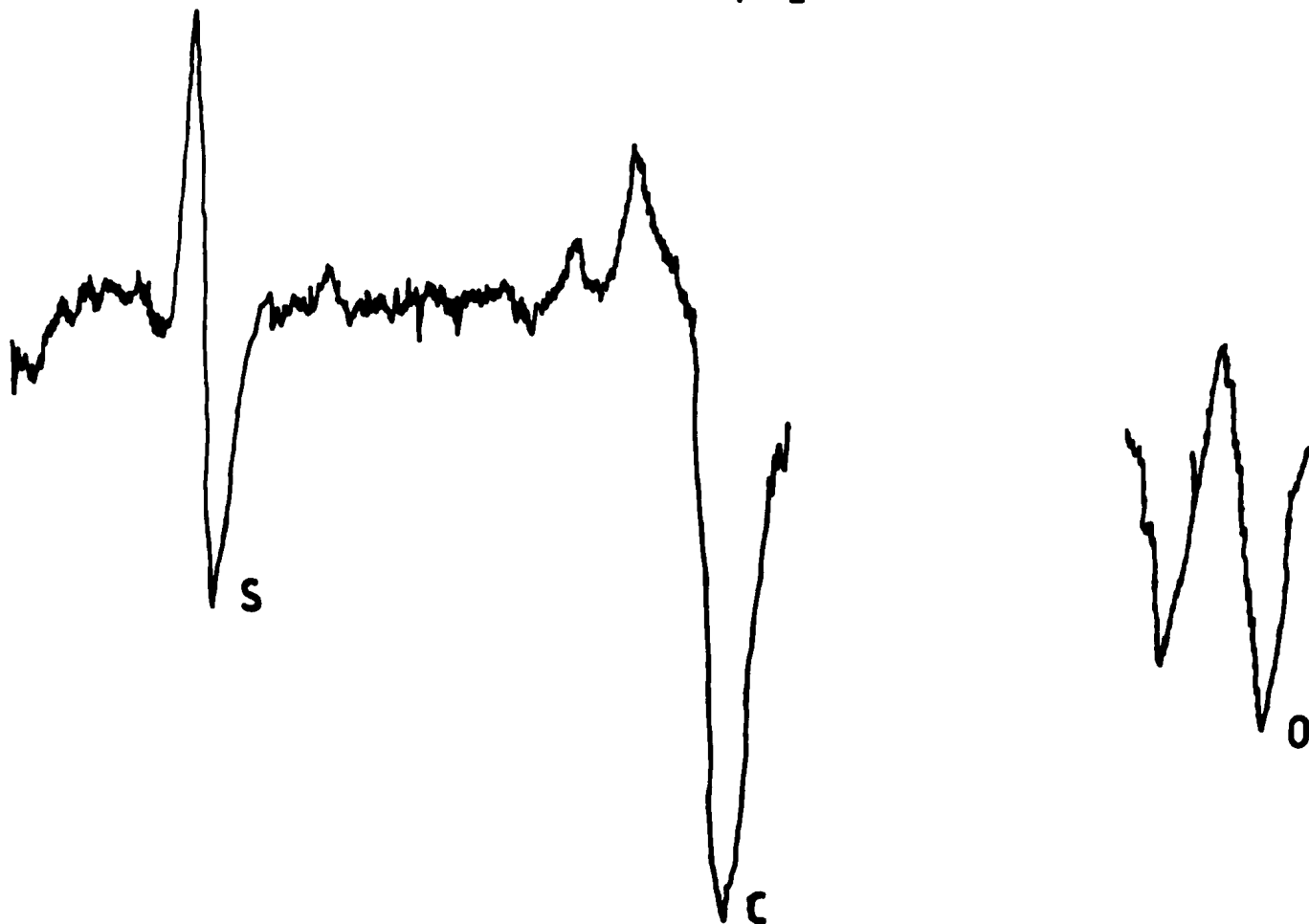
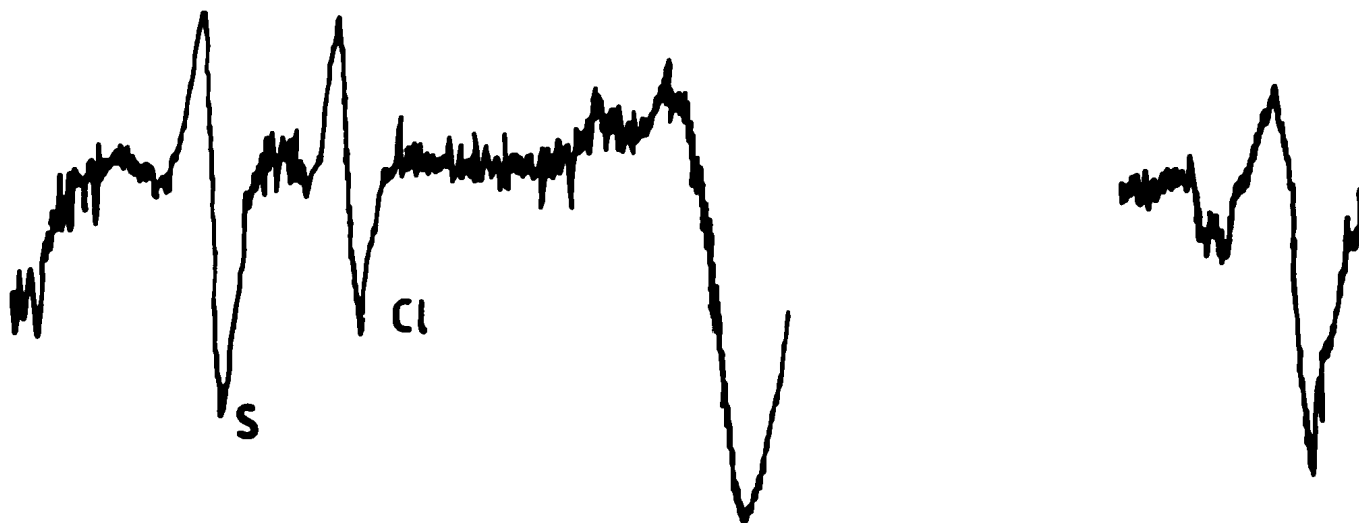


Figure IV.10 : - Spectre Auger type obtenu, sur les surfaces du GaAs

Polissage avec HCl



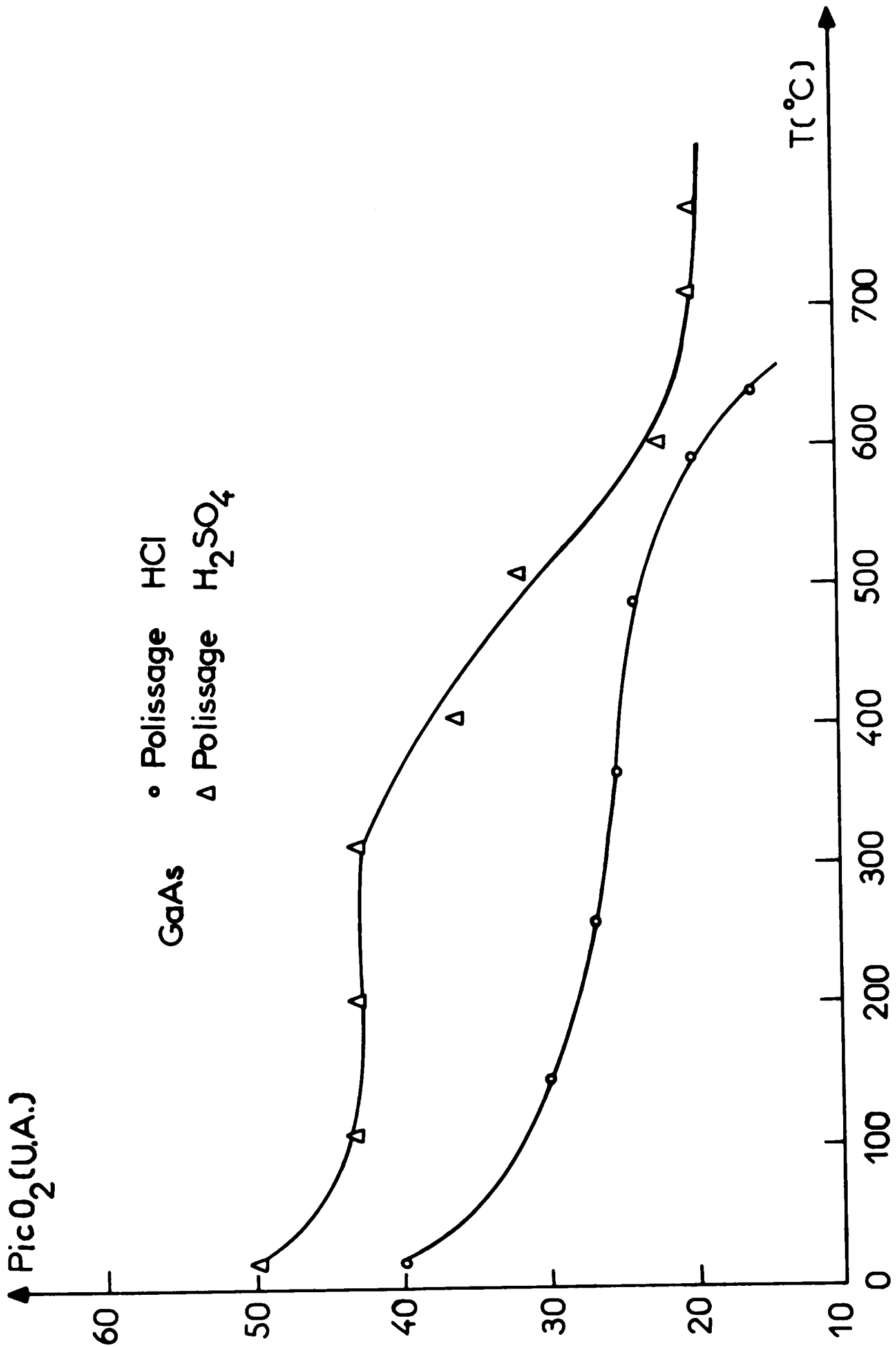


Figure IV.11 : - Evolution du pic Auger de l'oxygène en fonction de la température du substrat pendant l'expérience

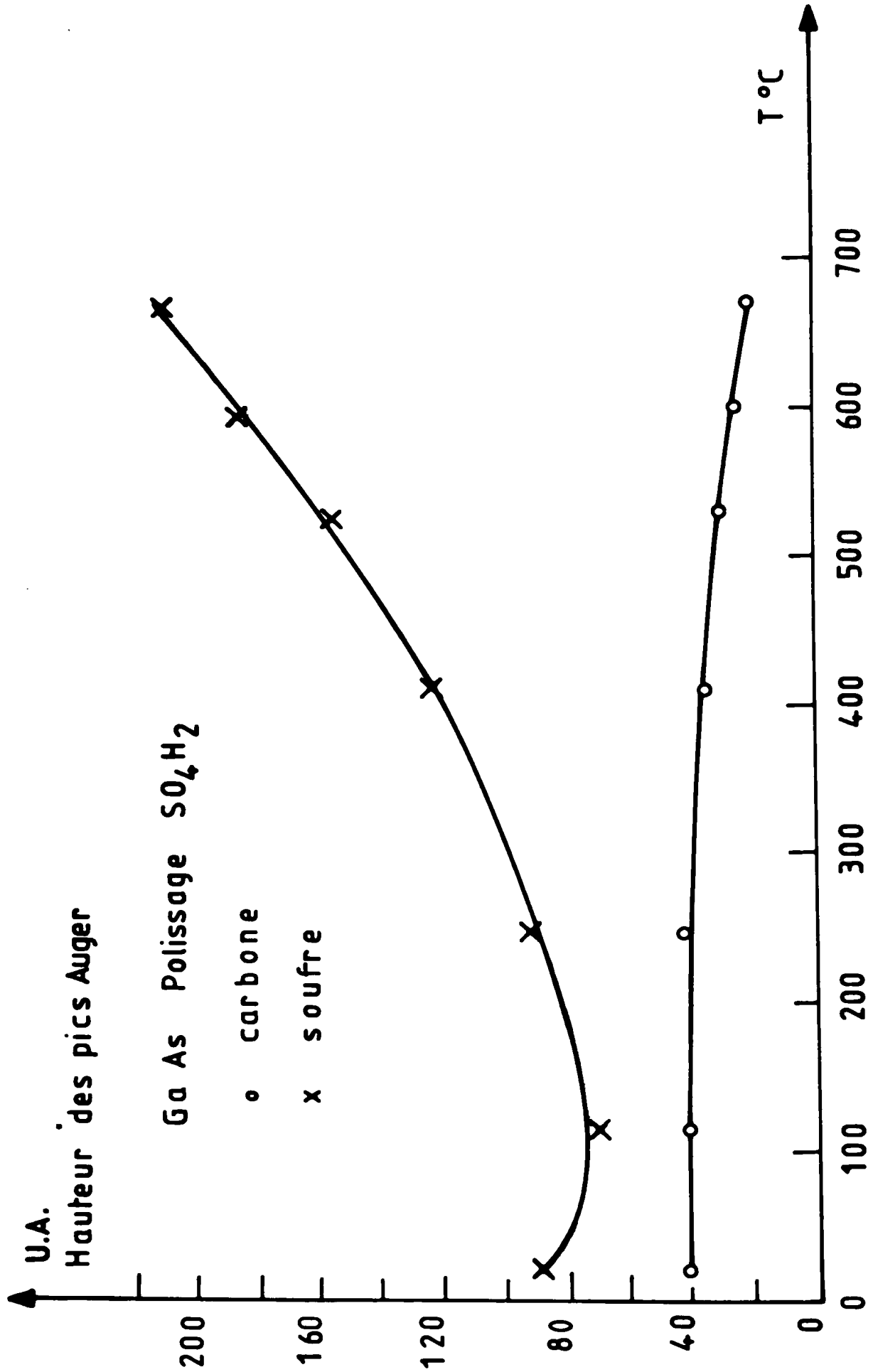


Figure IV.12 : - Evolution du pic Auger des impuretés superficielles pour les substrats polis chimiquement avec H_2SO_4 .

- le pic de chlore qui apparaît dans le cas du polissage HCl diminue rapidement pour les températures supérieures à 150°C et disparaît pour des températures de l'ordre de 400°C.

- enfin, le pic de soufre d'amplitude constante pour le polissage HCl, augmente fortement dans le cas du polissage H₂SO₄.

IV.3.2. Etude par spectrométrie de masse des ions secondaires

La spectrométrie de masse des ions secondaires dont le principe est décrit en annexe C2 permet de déterminer les différents atomes constituant le solide à analyser, et de déterminer leur profil de concentration dans la direction perpendiculaire à la surface. Les figures IV.14, IV.15, IV.16 et IV.17 représentent les résultats types obtenus sur les contacts Au-Zn/GaAs en fonction des conditions de recuit pour deux températures de métallisation (50°C et 300°C).

On constate sur les figures IV.14 et IV.15 que lors de l'évaporation de l'alliage Au-Zn, on a un phénomène de distillation fractionné : le Zn s'évapore en premier, ce qui entraîne une inhomogénéité de stoechiométrie de la couche métallique. Lors des recuits, on remarque une diffusion de l'Au et du Zn dans le GaAs plus importante pour les contacts métallisés à 50°C que pour les contacts métallisés à 300°C. Corrélativement, on assiste à une décomposition du GaAs en surface et une diffusion de l'As et du Ga dans la couche métallique, comme l'indiquent les figures IV.16 et IV.17. Sur la figure IV.16 nous avons porté en outre le profil d'impuretés de cuivre que nous observons après recuit. Notons que le cuivre apparaît pour des recuits supérieurs à 10 mn et que le profil est semblable à celui du zinc.

Puisque nous avons une diffusion de l'Au et du Zn, et que la couche d'alliage est une source finie, nous avons porté sur les figures IV.18 et IV.19, en semi-logarithme, leur profil de concentration en fonction du carré de leur distance. On constate que la diffusion s'effectue suivant une loi gaussienne et nous pouvons tirer de la pente de ces caractéristiques le coefficient de diffusion du Zn et de l'Au dans le GaAs. Ce coefficient dépend des conditions technologiques de dépôt :

a) Pour les substrats métallisés à une température de 50°C, les coefficients de diffusion à une température de recuit de 400°C sont :

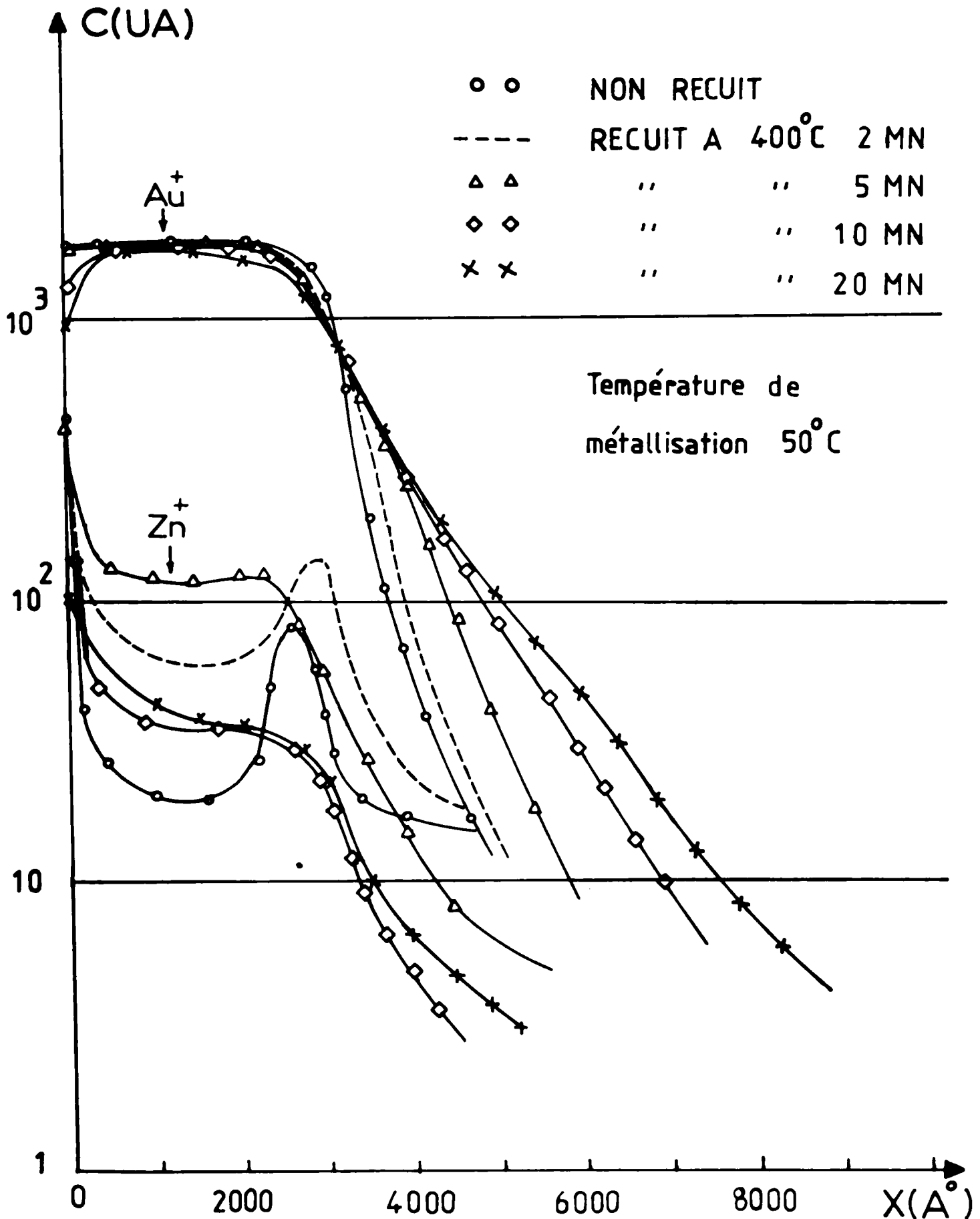


Figure IV.14. : - Profil d'Au et de Zn pour dif. temps de recuit, obtenu par spectrométrie de masse des ions secondaires.

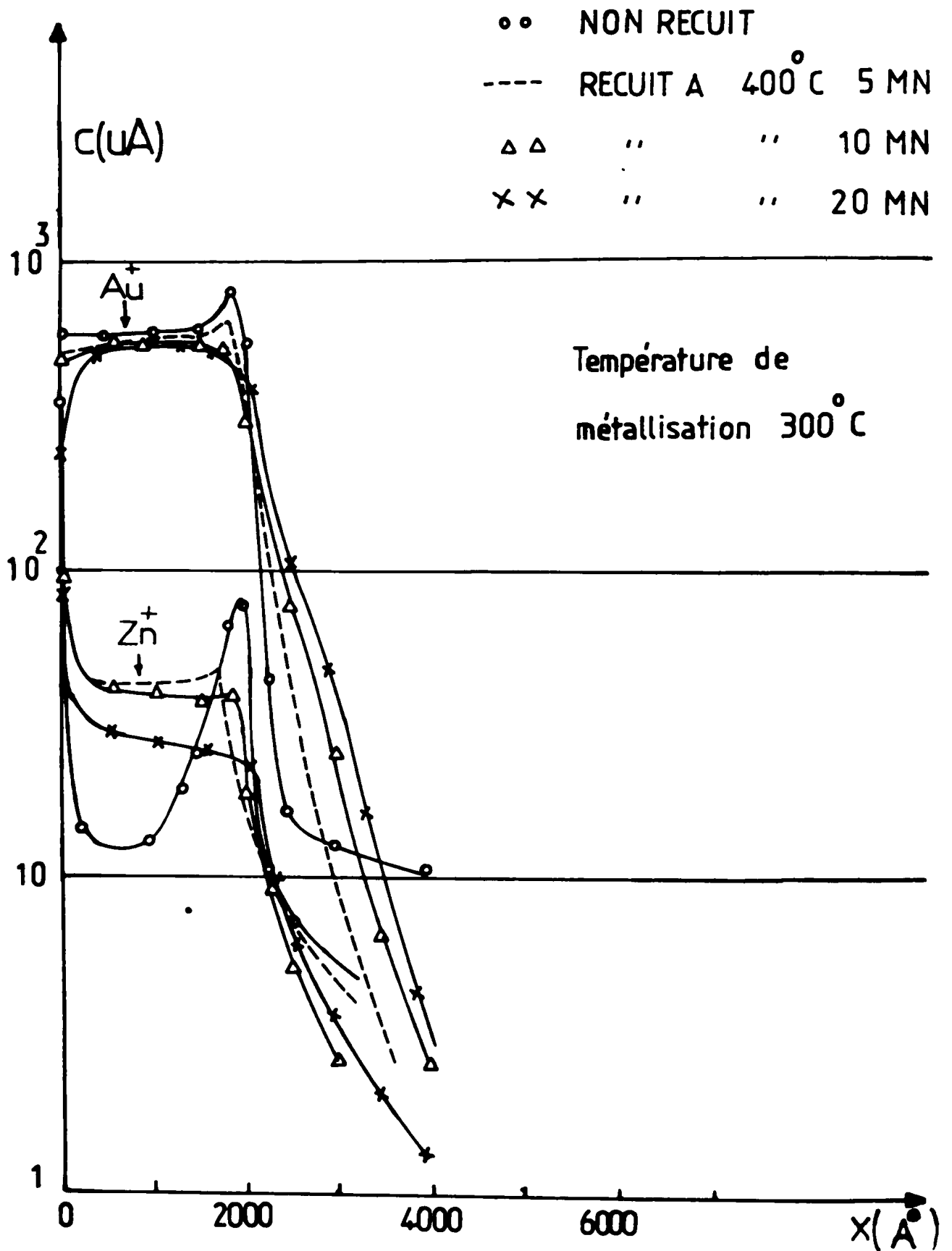


Figure IV.15. : - Profil d'Au et de Zn pour différents temps de recuit, obtenu par spectrométrie de masse des ions secondaires.

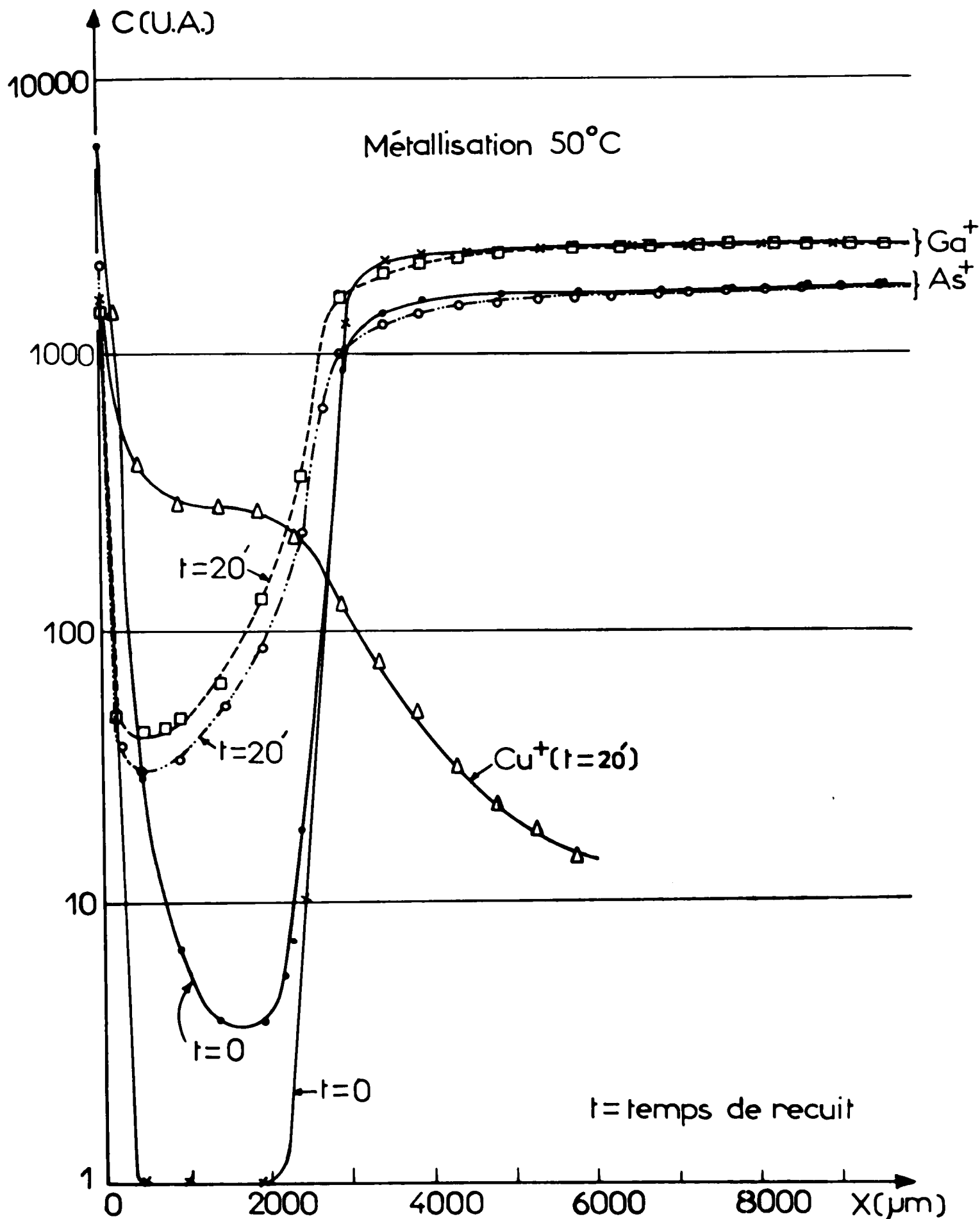


Figure IV.16. : - Profil d'As et de Ga pour différents temps de recuit (t = 0 et 20 min) et profil de Cu (t = 20 min), obtenus par spectrométrie de masse en ions secondaires. Température de métallisation 5. °C.

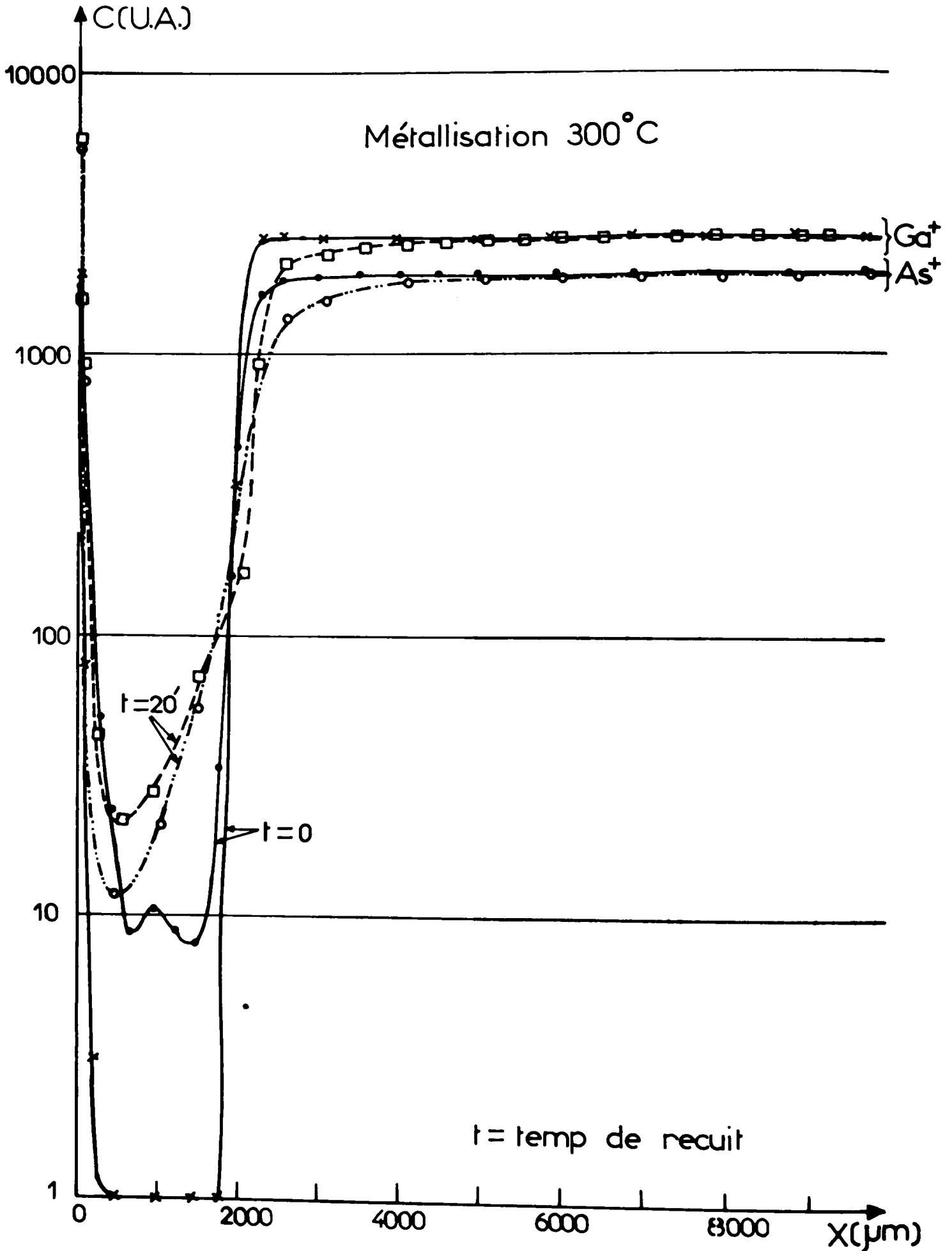


Figure IV.17. : - Profil d'As et de Ga pour différents temps de recuit ($t = 0$ et 20 min), obtenus par spectrométrie de masse des ions secondaires. Température de métallisation 300°C.

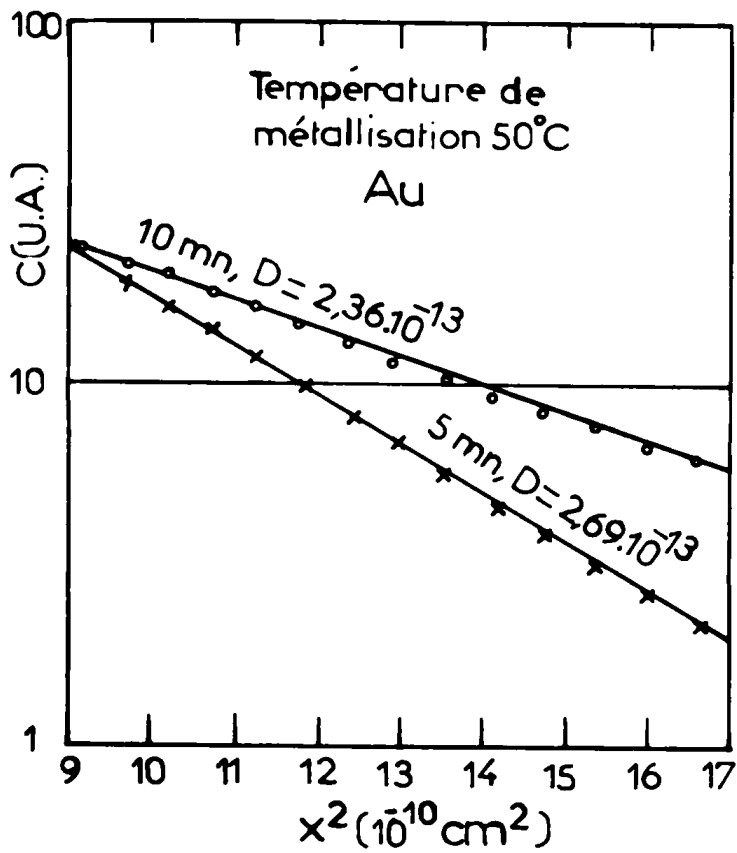


FIGURE IV.18a

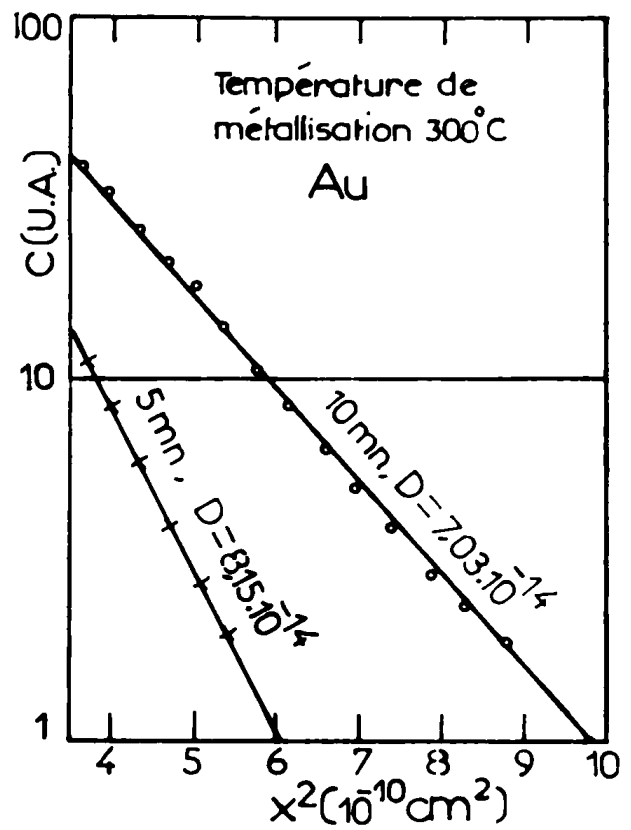


FIGURE IV.18b

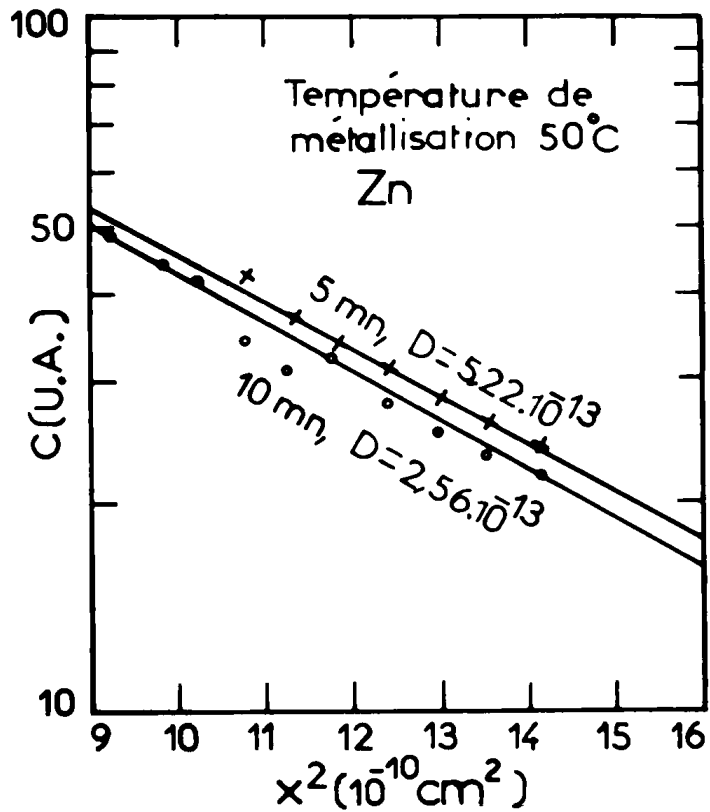


FIGURE IV.19a

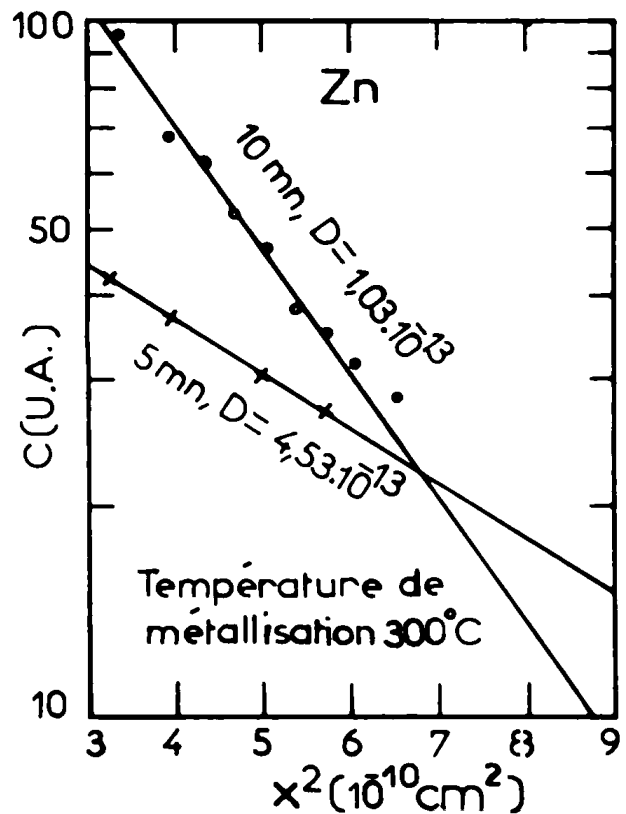


FIGURE IV.19b

$$2,36.10^{-13} < D_{Au} < 2,69.10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s}$$

(temps de recuit 10 mn) (t = 5 mn)

$$2,56.10^{-13} < D_{Zn} < 5,22.10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s}$$

b) Pour les substrats métallisés à 300°C.

$$7,03.10^{-14} < D_{Au} < 8,15.10^{-14} \text{ cm}^2/\text{s}$$

(t = 10 mn) (t = 5 mn)

$$1,03.10^{-13} < D_{Zn} < 4,53.10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s}$$

(t = 10 mn) (t = 5 mn)

Tant pour l'Au que pour le Zn, les coefficients de diffusion sont plus faibles dans le cas (b) que dans le cas (a).

IV.3.3. Résultats de l'étude par microscopie électronique à balayage

La morphologie de la surface de l'Au-Zn et du GaAs ainsi que celle de l'interface Au-Zn/GaAs est relevée par microscopie électronique à balayage à l'aide d'un JEOL JSM-25S dont le principe est donné en annexe C.3. Afin d'examiner l'interface entre métal et semiconducteur, on clive le substrat et on le positionne à 45° du faisceau d'électrons incident pour observer la face clivée (figure IV.20). Sur les figures IV.21 et IV.22, nous avons porté les résultats types.

- Condition : température de préchauffage 300°C (15 mn), température de métallisation 300°C, température de recuit 400°C (5 mn) (figure IV.21).

- Condition : température de préchauffage 300°C (15 mn), température de métallisation 300°C, température de recuit 400°C (20 mn) (figure IV.22).

On constate que l'état de l'interface et celui de la surface métallique sont corrélés. Lorsque la surface métallique présente peu de trous et d'inhomogénéités, l'interface métal-GaAs est bien défini (recuit de courte durée). Par contre, lorsque la surface métallique présente de nombreux trous et d'inhomogénéités, l'interface correspondant est mal défini et on observe une importante interdiffusion métal-GaAs, avec des microprécipités et de nombreuses cavités (recuit de longue durée).

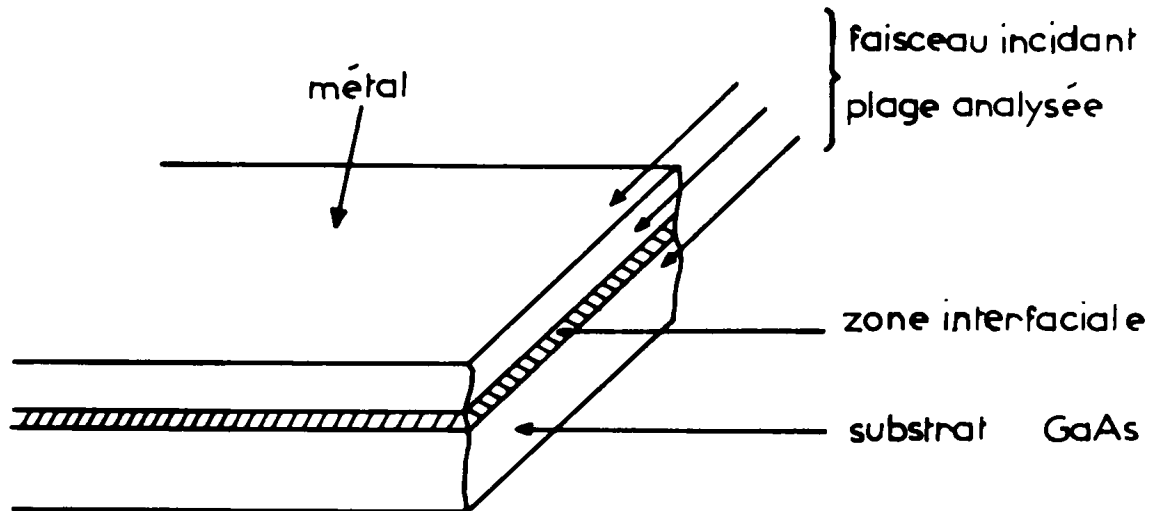


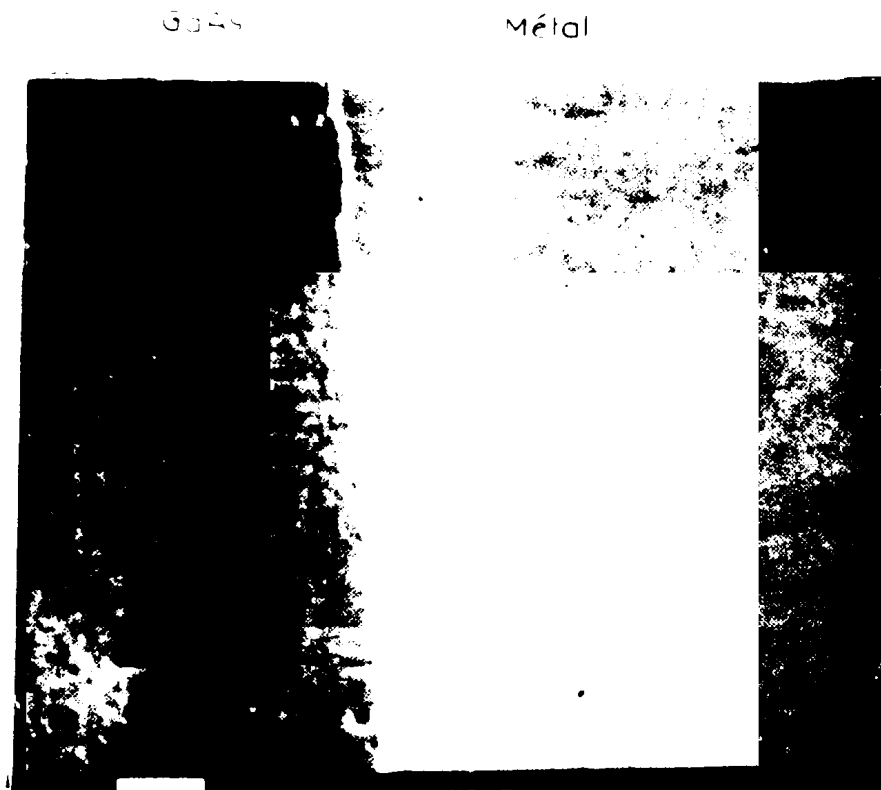
FIGURE IV.20

L'apparition des microprécipités dépend de la température et du temps de recuit : plus la température et le temps de recuit augmentent, plus l'interface est perturbée. Dans nos études, à la température de recuit de 400°C, les précipités sont observables pour des temps supérieurs à 10 mn. Par ailleurs, notons que ces données sont modifiées par les traitements appliqués à l'échantillon avant le recuit.

Lorsqu'on chauffe le substrat pendant la métallisation, le temps de recuit nécessaire à 400°C pour l'apparition d'interfaces perturbées est plus court.

IV.4 DISCUSSION GENERALE ET CONCLUSION

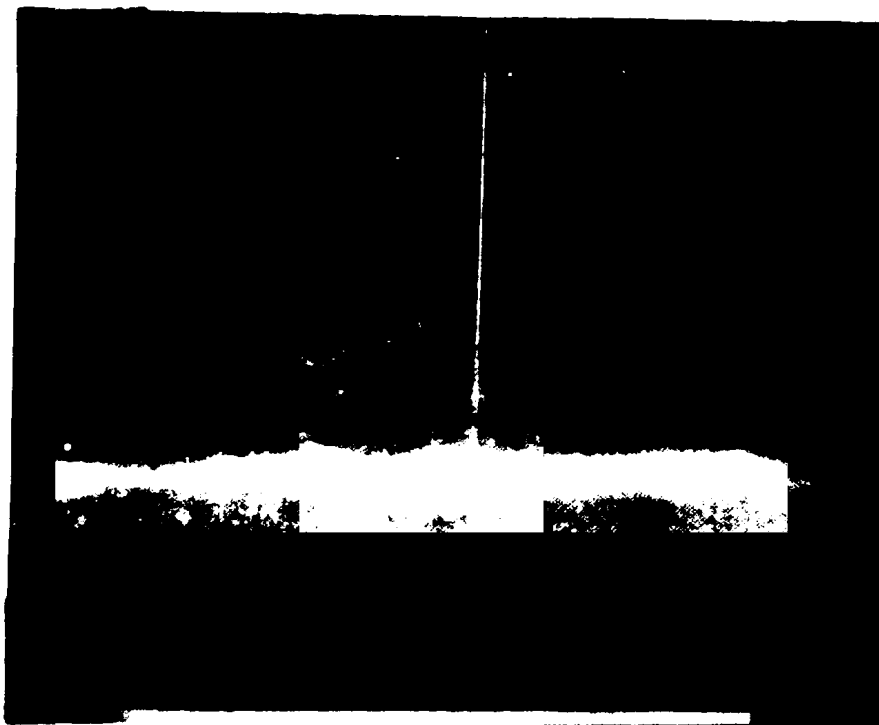
Par spectroscopie Auger, l'amplitude des pics des différents éléments est fonction du nombre d'atomes de ces éléments dans le volume analysé. En rapprochant les résultats de cette étude des diagrammes d'électrons rapides (6) qui indiquent la présence d'oxyde en surface, nous pouvons dire que l'amplitude est une image de l'épaisseur de l'oxyde. Nos observations, en accord avec les constatations expérimentales publiées par



a) Surface du Metal et du GaAs

T. de préchauffage 300°C, T. de métallisation 300°C

T. de recuit 400°C - durée de recuit 1 h

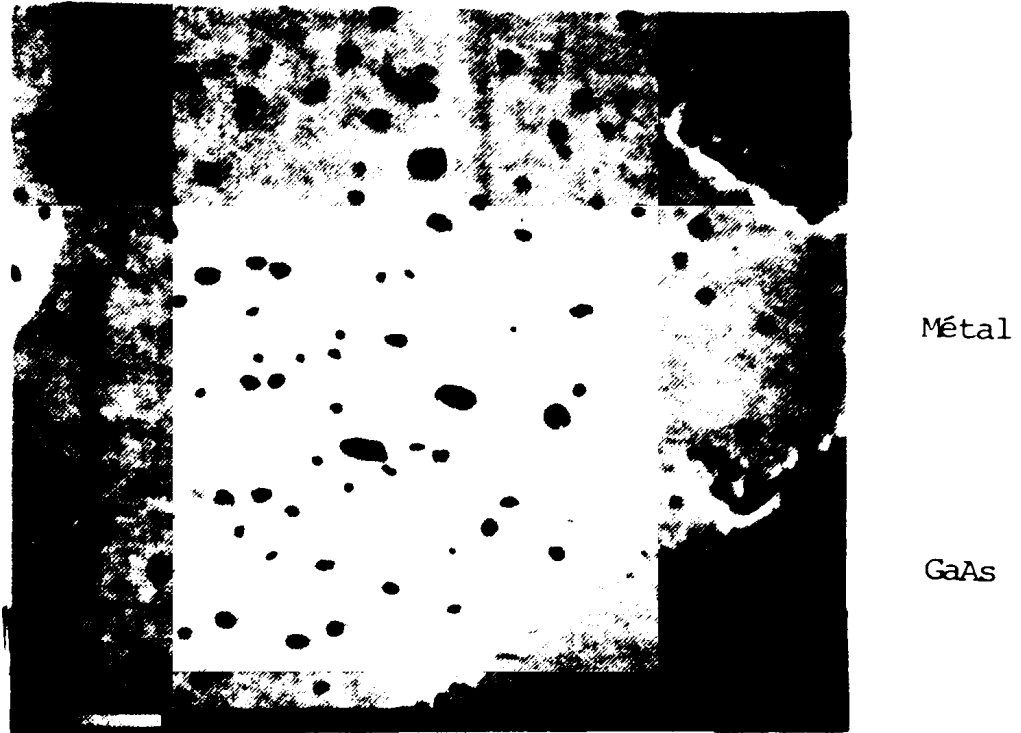


Métal

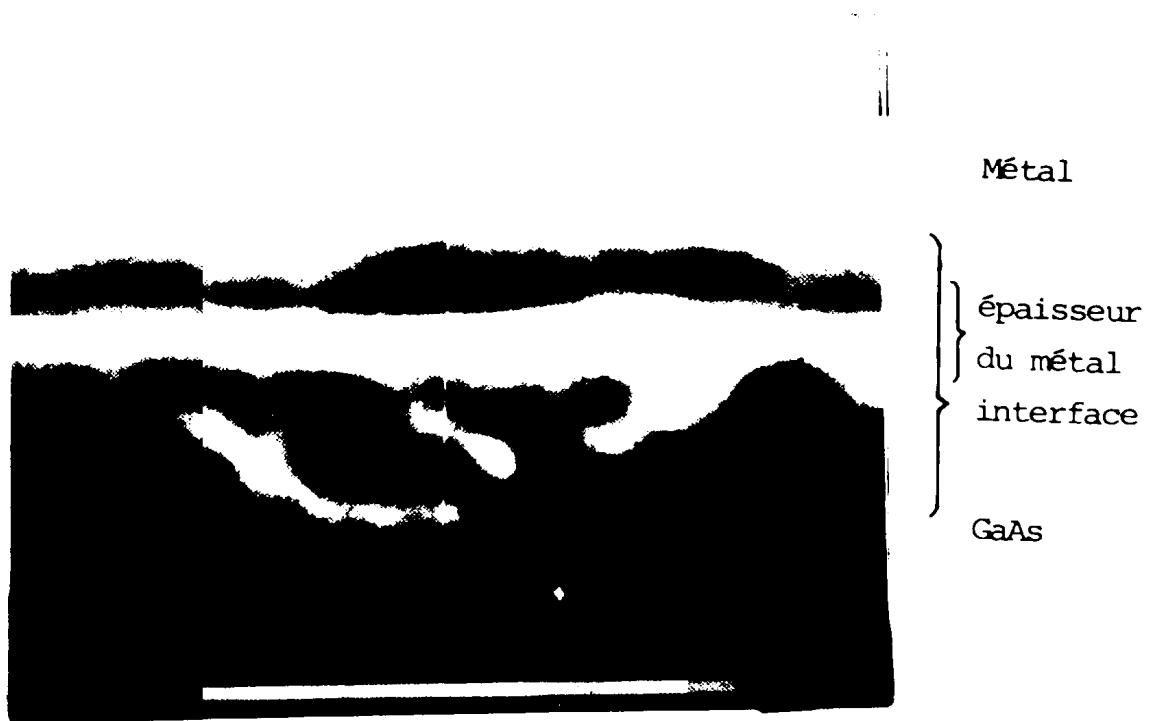
} épaisseur
du
métal

GaAs

b) Observation sur le plan de clivage du composant
recuit à 400°C 5 mn - grossissement 70.000



a) Surface du composant recuit 400°C 20 mn
T. de préchauffage 300°C 15 mn - T. de métallisation 300°C .
grossissement 10.000



b) vue en coupe de l'interface Métal GaAs
Grossissement 70.000

Shiota et al (1) , indiquent donc que l'épaisseur d'oxyde résiduel dû au polissage HCl est plus faible qu'avec H₂SO₄. De même, la variation de l'épaisseur d'oxyde en fonction de la température de préchauffage du substrat, sous vide, est confirmée par les travaux de T. Ishii et B. Jeppsson (7) . Ils observent d'abord une désorption de l'eau due au nettoyage lorsque la température de chauffage du substrat augmente, puis pour des températures comprises entre 300°C et 350°C une dissociation de l'oxyde arsénieux, enfin pour des températures supérieures à 700°C, il ne reste plus en surface que la phase stable de l'oxyde de gallium (βGa₂O₃).

Nous pouvons conclure que les valeurs élevées des résistances de contact, supérieures aux valeurs théoriques, obtenues avec le polissage H₂SO₄ (figure IV.9.) sont liées à la présence de la couche d'oxyde d'épaisseur élevée (50Å° (1)) qui augmente la hauteur de barrière. De même, les valeurs expérimentales, correspondant aux valeurs théoriques (figure IV.9.) obtenues avec les polissages NaOH ou HCl peuvent être corrélées avec la présence d'un interface propre ou présentant une épaisseur d'oxyde faible (≤10Å° (1)). Dans ce cas, le courant thermoionique assisté par effet de champ est bien fonction de la hauteur de barrière Au/GaAs (0,48 eV) et du dopage initial du substrat (2,2.10¹⁸ cm⁻³).

Des résultats de l'analyse par spectrométrie de masse des ions secondaires, trois points essentiels sont à mettre en évidence :

a) la distillation fractionnée de l'Au et du Zn, pendant le dépôt, avec une amplitude du pic de Zn plus grande pour les températures de substrat pendant métallisation à 300°C qu'à 50°C. Dans le premier cas, le signal d'arsenic dans l'alliage est plus grand que dans le deuxième.

b) La diffusion du zinc de l'alliage dans le GaAs, en fonction du temps et de la température de recuit et les conditions de métallisation qui sont responsables de coefficients de diffusion différents.

c) la décomposition en surface du GaAs et la diffusion de l'arsenic et du gallium dans l'alliage Au-Zn.

Pour analyser ces résultats, nous nous appuyerons comme précédemment sur les travaux de T. Ishii et B. Jeppsson (7) , et sur ceux de Picraux (8) et de Hudo (9) qui indiquent tous une décomposition du GaAs en surface et une évaporation de l'arsenic lorsque le substrat est chauffé

sous vide dans une gamme de température de 250°C à 350°C. Par ailleurs, les travaux de Chiang et Pearson (10), effectués à haute température, montrent que les lacunes d'arsenic sont de type donneur, tandis que les lacunes de gallium sont de type accepteur.

Tous nos résultats en fonction de la température de dégazage, de métallisation et de recuit peuvent s'expliquer par un mécanisme dans lequel la création et la diffusion de lacunes entrent en compétition avec la concentration en surface de Zn et sa diffusion. De plus, lorsque l'or diffuse, il crée un centre accepteur comme le Zn. Enfin, si les lacunes de gallium aident la diffusion et l'activation des impuretés acceptrices de Zn, les lacunes d'arsenic (V_{As}) par contre créent avec le Zn un complexe $V_{As}Zn$ neutre.

Lorsqu'on métallise à température croissante des substrats dégazés à 300°C, les pics de Zn en surface augmentent, la diffusion de l'arsenic dans l'Au-Zn augmente (point (a)). Tant que la concentration de Zn en surface est supérieure à la densité de lacunes d'arsenic, le dopage superficiel de type p augmente, la résistivité décroît. Lorsque les lacunes d'arsenic sont en densité plus importantes que la concentration de Zn, les complexes $V_{As}Zn$ augmentent, nous avons compensation et augmentation de la résistivité.

En ce qui concerne les substrats traités sous vide à 100°C pendant une heure, l'oxyde arsénieux n'a pas encore commencé à se décomposer, la résistivité est plus grande que celle obtenue à 300°C. Lorsqu'on métallise à température croissante, l'oxyde arsénieux commence à se décomposer, la création de lacunes d'arsenic est importante et peut compenser le dopage et donc augmenter la résistivité. Ensuite le pic de Zn en surface augmente et on a une diminution de $\int c$ (figure IV.2).

On explique de manière identique les résultats obtenus en fonction des recuits. En nous référant aux résultats de la microscopie électronique à balayage, le minimum de la résistivité est obtenu pour des interfaces non perturbées. On peut donc supposer que la valeur de $\int c$ n'est due qu'à la modification du dopage en surface. Des résultats de la figure IV.9, on en déduit que le dopage effectif est de $3.10^{18} < N_A < 6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Ces valeurs sont à rapprocher de l'extrapolation des valeurs expérimentales données par Chang et Pearson (11) quant à la solubilité limite de l'impureté de Zn dans

le GaAs à 400°C : $5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

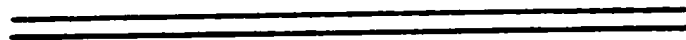
Pour des temps de recuits plus importants ($t > 10'$), les résultats donnés par la spectrométrie de masse des ions secondaires ne sont plus fiables, car, comme le montrent les relevés au microscope électronique à balayage (figure IV.22), la surface métallique et l'interface sont perturbées. Ces résultats concordent avec ceux de A. Christou (12) dont nous avons donné les résultats au deuxième chapitre. Nous avons alors une modification de la structure du matériau en surface qui peut modifier le dopage, la hauteur de barrière et l'aire effective du contact par la présence des cavités à l'interface. Les valeurs des résistances de contact, ne dépendent donc plus du processus antérieur mais simplement de ces perturbations.

Ainsi, la divergence constatée dans l'évolution des caractéristiques $\int_c(t)$ à 400°C pour $t < 10 \text{ mn}$, suivant la température de métallisation, est due à l'interaction de ces trois mécanismes :

- diffusion de zinc
- création de lacunes d'arsenic (V_{AS}) et de gallium (V_{Ga}).
- création de complexes $V_{AS} \text{ Zn}$.

Outre le point (a) concernant l'importance du signal d'arsenic dans l'Au-Zn, on constate que pour les recuits à 400°C des substrats métallisés à 50°C (i), le signal de Ga dans la couche d'Au-Zn est lui aussi plus important que pour les mêmes recuits des substrats métallisés à 300°C (ii). Les lacunes de gallium assistent la diffusion du Zn, ce qui explique que les coefficients de diffusion du Zn obtenus en (i) sont plus importants qu'en (ii).

CONCLUSION GENERALE



Le travail qui nous était proposé consistait à étudier l'influence des paramètres électriques, physico-chimiques et technologiques sur la résistance de contact ohmique d'une structure métal-semiconducteur III-V et avait pour but d'aboutir, d'une part à une meilleure connaissance des phénomènes fondamentaux régissant le passage des porteurs à la barrière et d'autre part à développer la méthode de mesure des contacts ohmiques mise au point au L.A.A.S.

Après un rappel des différents mécanismes régissant le comportement électrique des contacts, nous avons, par une étude bibliographique, situé notre étude par rapport aux travaux publiés depuis 1969. Nous avons mis en évidence, l'apparente incohérence des résultats, provenant du manque de détails sur les conditions expérimentales de réalisation des dispositifs de test. D'une façon générale, il apparaît que la compréhension des résultats obtenus nécessite une analyse précise de tous les paramètres technologiques intervenant dans le processus, car ils influent d'une part sur les paramètres électriques tels que la hauteur de barrière ou le dopage superficiel des substrats et d'autre part sur les paramètres physico-chimiques d'interface tels que la stoechiométrie du semiconducteur ou la nature de l'interface. L'ensemble de notre étude apporte une contribution en ce sens et nous permet de situer les performances des contacts réalisés par les procédés classiques (évaporation du métal et recuit) par rapport aux autres procédés mettant en jeu des nettoyages par plasma et des recuits par laser ou électrons.

De ce point de vue, nous avons montré, en prenant comme support de notre étude, le contact Au-Zn/GaAs (p) dopé à $2,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dont les valeurs des résistances de contact optimales obtenues sans perturber l'interface étaient reliées à la solubilité limite du zinc dans le GaAs aux températures de recuit utilisées. A 400°C , le zinc de l'alliage diffuse en surface et peut surdoper jusqu'à $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ce qui correspond pour $\phi_{\text{Bp}} = 0,48 \text{ eV}$ et $\int c = 3 \cdot 10^{-4} \text{ -cm}^2$. Pour des températures supérieures ou des temps longs, les résistances de contact dépendent de la formation d'alliages entre le métal et le substrat et sont indépendantes du processus technologique antérieur. On peut obtenir dans ces conditions des valeurs de $\int c$ faibles (12), mais la perturbation de l'interface

étant importante, cette méthode ne convient pas au recuit des contacts des composants en couche mince. Comme d'autre part le surdopage est limité, on conçoit donc que d'autres techniques de surdopage soient à l'étude actuellement.

Nous avons mis en évidence le rôle des polissages chimiques et des conditions de métallisation sur l'importance des résistances de contact. En alliant à la caractérisation électrique, la caractérisation physico-chimique nous montrons que les propriétés électriques des contacts sont corrélées à :

- la couche d'oxyde d'interface.
- La concentration de zinc en surface du GaAs.
- la dissociation superficielle du substrat de GaAs qui crée des lacunes d'arsenic et de gallium.

La méthode que nous avons mise au point, dérivée de celle de Berger (2) , pour la mesure des résistances de contact, peut se généraliser à tous les couples métaux-semiconducteurs, et à toutes les géométries de contact et notamment pour la mesure des résistances des contacts de composants hyperfréquences.

Enfin, le prolongement de notre travail doit s'inscrire vers l'étude des moyens de surdoper superficiellement les semiconducteurs. Le couplage de l'implantation ionique et du recuit par laser ou du recuit par canon à électron, doit apporter une solution aux problèmes que nous avons mis en évidence. En effet par implantation, on maîtrise le profil des impuretés introduites, et le recuit par laser permet de surdoper au-delà de la concentration limite, la zone superficielle sans modifier les propriétés volumiques des semiconducteurs.

A N N E X E

ANNEXE A

Calcul d'erreur due à l'approximation de la longueur du contact

A.1. Calcul d'erreur de R_{sq}

D'après le paragraphe (III.2.2.) la première mesure donne :

$$\frac{V_1}{I} = \frac{R_{sq} l_1}{W} + 2Z \operatorname{th} \frac{\alpha d}{2} \quad (1)$$

soit $R_{sq_{exact}} = \left(\frac{V_1}{I} - 2Z \operatorname{th} \frac{\alpha d}{2} \right) \frac{W}{l_1}$ (2)

Si la quantité αd est petite, la relation (1) peut s'écrire

$$\frac{V_1}{I} = \frac{R_{sq} l_1}{W} + 2Z \frac{\alpha d}{2} \quad (3)$$

Puisque $Z\alpha = \frac{R_{sq}}{W}$

La relation (3) devient :

$$\frac{V_1}{I} = \frac{R_{sq} (l_1 + d)}{W} \quad (4)$$

donc $R_{sq_{approx}} = \frac{V_1}{I} \cdot \frac{W}{l_1 + d}$ (5)

L'erreur sur R_{sq} s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R_{sq}}{R_{sq}} &= \frac{R_{sq_{exact}} - R_{sq_{approx}}}{R_{sq_{exact}}} \\ &= \frac{\frac{V_1}{I} \left(\frac{d}{l_1 + d} \right) - 2Z \operatorname{th} \frac{\alpha d}{2}}{\frac{R_{sq} l_1}{W}} \end{aligned} \quad (6)$$

puisque $2Z \operatorname{th} \frac{\alpha d}{2} = \frac{\operatorname{th} \frac{\alpha d}{2}}{\frac{\alpha d}{2}} \cdot \frac{R_{SO} d}{W}$

La relation (6) devient :

$$\frac{\Delta R_{SO}}{R_{SO}} = \frac{d}{l_1 + d} \left(1 - \frac{\operatorname{th} \frac{\alpha d}{2}}{\frac{\alpha d}{2}} \right) \quad (7)$$

Considérons les deux cas extrêmes suivants :

- lorsque $\alpha d \rightarrow 0$

$$\frac{\Delta R_{SO}}{R_{SO}} \rightarrow 0 \quad (8)$$

- lorsque $\alpha d \rightarrow \infty$

$$\frac{\Delta R_{SO}}{R_{SO}} \rightarrow \frac{d}{l_1 + d} \quad (9)$$

A.2 Calcul d'erreur de R_c

D'après le paragraphe (III.2.2.), la deuxième mesure donne :

$$\frac{V_2}{I} = R_c + \frac{R_{SO} l_1}{W} + Z \operatorname{th} \frac{\alpha d}{2} \quad (10)$$

$$\text{soit } R_{c_{\text{exact}}} = \frac{V_2}{I} - \frac{R_{SO} l_1}{W} - Z \operatorname{th} \frac{\alpha d}{2} \quad (11)$$

Si la quantité αd est petite, la relation (10) peut s'écrire :

$$\frac{V_2}{I} = R_c + \frac{R_{SO} l_1}{W} + Z \frac{\alpha d}{2} \quad (12)$$

Puisque $Z \alpha = \frac{R_{SO}}{W}$

la relation (12) devient :

$$\frac{V_2}{I} = R_c + \frac{R_{so}}{W} (l_1 + d/2) \quad (13)$$

$$\text{donc } R_{c \text{ approx}} = \frac{V_2}{I} - \frac{R_{so}}{W} (l_1 + d/2) \quad (14)$$

L'erreur sur R_c s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R_c}{R_c} &= \frac{R_{c \text{ exact}} - R_{c \text{ approx}}}{R_{c \text{ exact}}} \\ &= \frac{\frac{R_{so} d}{2W} - Z \operatorname{th} \frac{\alpha d}{2}}{Z \operatorname{coth} \alpha d} \end{aligned} \quad (15)$$

$$= \operatorname{th} \alpha d \left(\frac{\alpha d}{2} - \frac{\operatorname{th} \alpha d}{2} \right) \quad (16)$$

Considérons les deux cas extrêmes suivants :

- lorsque $\alpha d \rightarrow 0$

$$\frac{\Delta R_c}{R_c} \rightarrow 0 \quad (17)$$

- lorsque $\alpha d \rightarrow \infty$

$$\frac{\Delta R_c}{R_c} \rightarrow \frac{\alpha d}{2} - 1 \quad (18)$$

Sur la figure III.13, nous avons porté l'erreur introduite dans R_c et R_{so} par cette approximation.

ANNEXE B

Calcul d'erreur due au modèle TLM

B.1. Calcul d'erreur de ρ_c

L'expression de la résistivité de contact (modèle TLM) s'écrit :

$$\rho_c = \frac{R_T w d \operatorname{sh} \alpha d}{\alpha d} \quad (1)$$

Pour ne pas confondre la longueur, d , du contact avec une dérivée, nous l'appellerons dans tous ce qui suit "a"

$$\text{donc } \rho_c = \frac{R_T w a \operatorname{sh} \alpha a}{\alpha a} \quad (2)$$

l'erreur sur ρ_c s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_c} d\rho_c &= \frac{1}{R_T} dR_T + \frac{1}{w} dw + \frac{1}{a} da + \frac{1}{\operatorname{sh} \alpha a} d\operatorname{sh} \alpha a - \frac{1}{\alpha a} d\alpha a \\ &= \frac{1}{R_T} dR_T + \frac{1}{w} dw + \frac{1}{a} da + \frac{\operatorname{ch} \alpha a}{\operatorname{sh} \alpha a} d\alpha a - \frac{1}{\alpha a} d\alpha a \end{aligned} \quad (3)$$

Erreur due à la définition par la photogravure : $dw = da = -dl$,

$$\text{donc } \frac{1}{\rho_c} d\rho_c = \frac{1}{R_T} dR_T + \left(\frac{1}{w} + \frac{1}{a}\right) da + \left(\operatorname{coth} \alpha a - \frac{1}{\alpha a}\right) d\alpha a \quad (4)$$

$$\text{puisque } \alpha a = \operatorname{ch}^{-1} \frac{R_c}{R_T}$$

$$d\alpha a = \frac{1}{\operatorname{sh} \alpha a} \cdot \frac{R_T dR_c - R_c dR_T}{R_T^2}$$

L'expression (4) devient :

$$\frac{1}{\rho_c} d\rho_c = \left[1 - \left(\coth \alpha a - \frac{1}{\alpha a} \right) \coth \alpha a \right] \frac{dR_T}{R_T} + \left(\frac{1}{w} + \frac{1}{a} \right) da + \left(\coth \alpha a - \frac{1}{\alpha a} \right) \coth \alpha a \cdot \frac{dR_c}{R_c} \quad (5)$$

puisque $R_2 = R_c + \frac{R_{SD} l_1}{w} + Z \operatorname{th} \frac{\alpha d}{2}$ (voir la méthode de mesure, paragraphe III.2.2.)

et $R_1 = \frac{R_{SD} l_1}{w} + 2Z \operatorname{th} \frac{\alpha a}{2}$

on a $R_{SD} \geq \frac{w R_1}{(l_1 + a)}$

donc $R_c \leq \frac{R_2 + R_T}{2} - \frac{l_1 R_1}{2(l_1 + a)}$ (6)

$$dR_c \leq \frac{R_2 dR_2}{2 R_2} + \frac{R_T dR_T}{2 R_T} - \frac{l_1 R_1 dR_1}{2(l_1 + a) R_1} + \frac{R_1 da}{2(l_1 + a)} \quad (7)$$

Admettons que les erreurs de mesure $\frac{dR_T}{R_T} = \frac{dR_2}{R_2} = \frac{dR_1}{R_1} = M$

= précision de l'appareil de mesure

L'expression (7) devient :

$$\frac{dR_c}{R_c} \sim M + \frac{R_1}{2(l_1 + a) R_c} da \quad (8)$$

L'expression (5) devient :

$$\frac{1}{\rho_c} d\rho_c \leq \left| \left[1 - \left(\coth \alpha a - \frac{1}{\alpha a} \right) \coth \alpha a \right] \right| M + \left(\frac{1}{w} + \frac{1}{a} \right) da + \left| \left(\coth \alpha a - \frac{1}{\alpha a} \right) \coth \alpha a \right| M + \left(\coth \alpha a - \frac{1}{\alpha a} \right) \coth \alpha a \cdot \frac{R_1 da}{2(l_1 + a) R_c} \quad (9)$$

$$\frac{1}{\rho_c} d\rho_c \leq \left[\frac{1}{w} + \frac{1}{a} + \left(\coth \alpha a - \frac{1}{2a} \right) \coth \alpha a \cdot \frac{R_1}{2(l_1+a)R_c} \right] da$$

$$+ \left[\left| 1 - \left(\coth \alpha a - \frac{1}{2a} \right) \coth \alpha a \right| + \left| \left(\coth \alpha a - \frac{1}{2a} \right) \coth \alpha a \right| \right] M \quad (10)$$

dans le cas où $l_1 \gg a$; $R_1 \rightarrow \frac{R_{sg} l_1}{w}$

$$\frac{1}{\rho_c} d\rho_c \leq \left[\frac{1}{w} + \frac{1}{a} + \left(\coth \alpha a - \frac{1}{2a} \right) \frac{\alpha a}{2a} \right] da$$

$$+ \left[\left| 1 - \left(\coth \alpha a - \frac{1}{2a} \right) \coth \alpha a \right| + \left| \left(\coth \alpha a - \frac{1}{2a} \right) \coth \alpha a \right| \right] M \quad (11)$$

Le maximum d'erreur de ρ_c est :

$$\frac{\Delta \rho_c}{\rho_c} = \left[\frac{1}{w} + \frac{1 + \alpha a \coth \alpha a}{2a} \right] \Delta a + \left[\left| 1 - \left(\coth \alpha a - \frac{1}{2a} \right) \coth \alpha a \right| \right.$$

$$\left. + \left| \left(\coth \alpha a - \frac{1}{2a} \right) \coth \alpha a \right| \right] M \quad (12)$$

et en considérant les deux cas extrêmes :

- lorsque $\alpha a \rightarrow 0$

$$\frac{\Delta \rho_c}{\rho_c} \rightarrow \left[\frac{1}{w} + \frac{1}{a} \right] \Delta a + M \quad (13)$$

- lorsque $\alpha a \rightarrow \infty$

$$\frac{\Delta \rho_c}{\rho_c} \rightarrow \left[\frac{1}{w} + \frac{\alpha}{2} \right] \Delta a + M \quad (14)$$

B.2. Calcul d'erreur de R_{sg}

L'expression de la résistance carrée (modèle TLM) s'écrit :

$$R_{SD} = \frac{R_T w \alpha a \operatorname{sh} \alpha a}{a} \quad (15)$$

L'erreur sur R_{SD} s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{SD}} dR_{SD} &= \frac{1}{R_T} dR_T + \frac{1}{w} dw + \frac{1}{\alpha a} d\alpha a + \frac{1}{\operatorname{sh} \alpha a} d \operatorname{sh} \alpha a - \frac{1}{a} da \\ &= \frac{1}{R_T} dR_T + \left(\frac{1}{w} - \frac{1}{a} \right) da + \left(\operatorname{coth} \alpha a + \frac{1}{\alpha a} \right) \frac{1}{\operatorname{sh} \alpha a} \cdot \frac{R_c}{R_T} \frac{dR_c}{R_c} \\ &\quad - \left(\operatorname{coth} \alpha a + \frac{1}{\alpha a} \right) \frac{1}{\operatorname{sh} \alpha a} \frac{R_c}{R_T} \frac{dR_T}{R_T} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{SD}} dR_{SD} &\leq \left[\frac{1}{w} - \frac{1}{a} + \left(\operatorname{coth} \alpha a + \frac{1}{\alpha a} \right) \operatorname{coth} \alpha a \cdot \frac{R_i}{2(l_1 + a)R_c} \right] da \\ &\quad + M \left[\left| 1 - \left(\operatorname{coth} \alpha a + \frac{1}{\alpha a} \right) \operatorname{coth} \alpha a \right| + \left| \left(\operatorname{coth} \alpha a + \frac{1}{\alpha a} \right) \operatorname{coth} \alpha a \right| \right] \end{aligned} \quad (17)$$

Dans le cas où $l_1 \gg a$; $R_i \rightarrow \frac{R_{SD} l_1}{w}$

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{SD}} dR_{SD} &\leq \left[\frac{1}{w} - \frac{1}{a} + \left(\operatorname{coth} \alpha a + \frac{1}{\alpha a} \right) \frac{\alpha a}{2a} \right] da \\ &\quad + M \left[\left| 1 - \left(\operatorname{coth} \alpha a + \frac{1}{\alpha a} \right) \operatorname{coth} \alpha a \right| + \left| \left(\operatorname{coth} \alpha a + \frac{1}{\alpha a} \right) \operatorname{coth} \alpha a \right| \right] \end{aligned} \quad (18)$$

Le maximum d'erreur de R_{SD} est :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R_{SD}}{R_{SD}} &= \left[\frac{1}{w} - \frac{1}{a} + \left(\operatorname{coth} \alpha a + \frac{1}{\alpha a} \right) \frac{\alpha a}{2a} \right] \Delta a \\ &\quad + M \left[\left| 1 - \left(\operatorname{coth} \alpha a + \frac{1}{\alpha a} \right) \operatorname{coth} \alpha a \right| + \left| \left(\operatorname{coth} \alpha a + \frac{1}{\alpha a} \right) \operatorname{coth} \alpha a \right| \right] \end{aligned} \quad (19)$$

En considérant les deux cas extrêmes :

- lorsque $\alpha d \rightarrow 0$

$$\frac{\Delta R_{SD}}{R_{SD}} \rightarrow \frac{1}{w} \Delta a + M \left[\frac{4}{(\alpha a)^2} \right] \quad (20)$$

- lorsque $\alpha a \rightarrow \infty$

$$\frac{\Delta R_{SD}}{R_{SD}} \rightarrow \left[\frac{1}{w} + \frac{\alpha}{2} \right] \Delta a + M \quad (21)$$

B.3. Calcul d'erreur de Z

$$\text{On a } Z = \frac{1}{w} \sqrt{R_{SD} f_c} \quad (22)$$

donc $\ln Z = -\ln w + \frac{1}{2} \ln R_{SD} + \frac{1}{2} \ln f_c$

$$\frac{1}{Z} dZ = -\frac{1}{w} dw + \frac{1}{2R_{SD}} dR_{SD} + \frac{1}{2f_c} df_c$$

Le maximum d'erreur de Z est :

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{\Delta w}{w} + \frac{1}{2} \frac{\Delta R_{SD}}{R_{SD}} + \frac{1}{2} \frac{\Delta f_c}{f_c} \quad (23)$$

Sur la figure B.1., nous avons représenté les résultats du calcul d'erreur de f_c , R_{SD} et Z. Dans le calcul, nous avons pris $M = 3.10^{-3}$ et $\Delta a = 0,5 \mu\text{m}$.

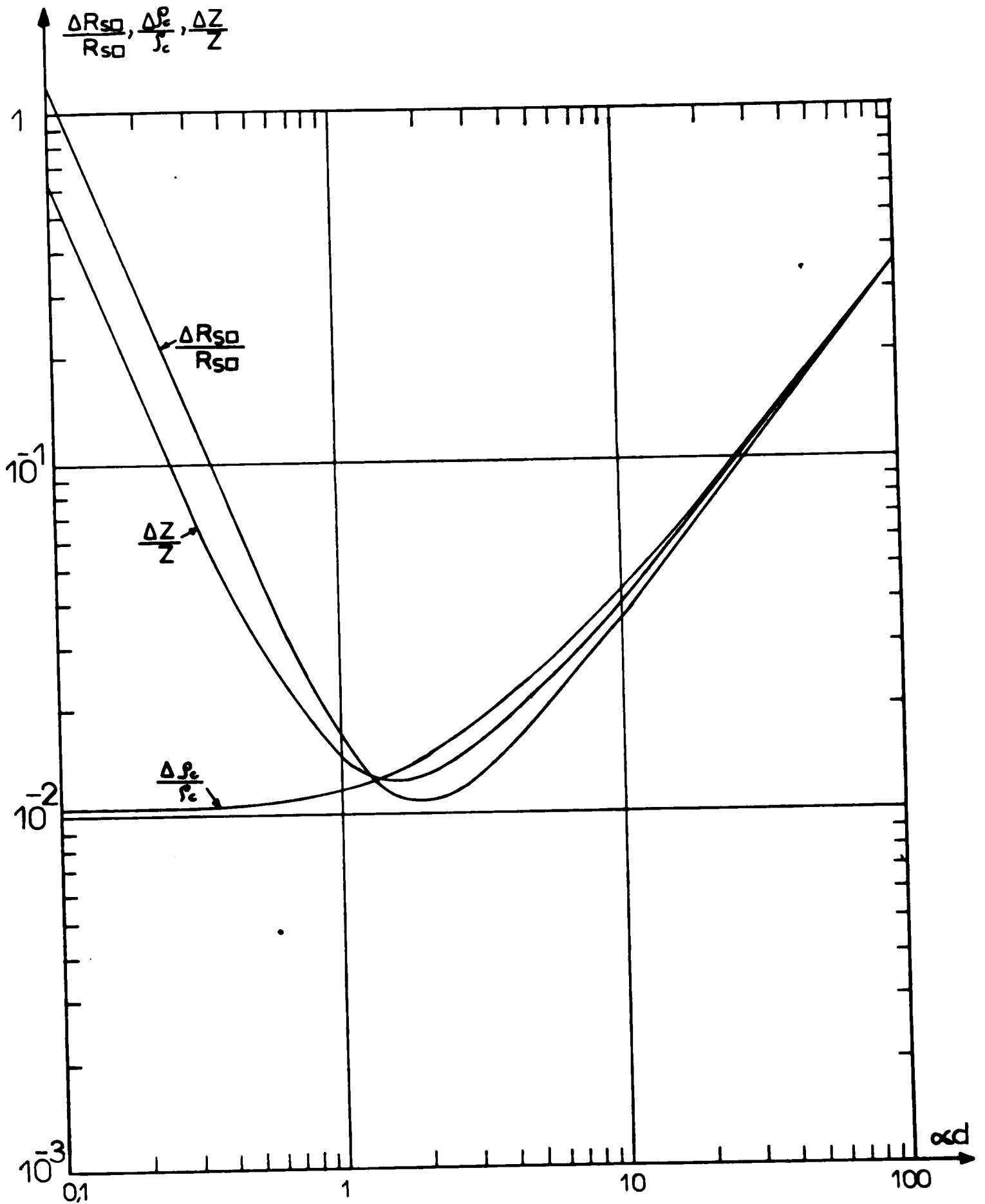


FIGURE B.1. : - Représentation des résultats du calcul d'erreur de f_c , R_{so} et Z

ANNEXE C

Principe de fonctionnement des appareils

C.1. Spectroscopie d'électrons Auger

La spectroscopie d'électrons Auger est l'une des méthodes les plus sensibles pour analyser la surface. Elle détecte le niveau d'énergie des électrons Auger émis par la cible bombardée par le faisceau d'électrons primaires. Elle est capable d'identifier chaque éléments dans les cinq premières couches atomiques, donc il est nécessaire que la surface de l'échantillon soit extrêmement propre et que la pression du système soit inférieure ou égale à 10^{-9} Torr.

La chambre de mesure, de forme cylindrique en acier inoxydable est munie d'un hublot transparent et de brides permettant d'insérer l'appareillage nécessaire aux différentes mesures :

Au niveau de l'échantillon, nous avons :

- un manipulateur de cristal qui permet une rotation de 360° de l'échantillon, des translations x, y, z, et des mouvement de rotation.
- un canon Riber haute tension 4000 V.
- un microfour permettant de chauffer l'échantillon.

L'enceinte est munie :

- d'un canon à ion permettant de décaper l'échantillon in situ.
- d'un microfour réglable pour l'introduction de gaz.
- d'un analyseur de gaz Riber permettant de contrôler l'évolution des gaz résiduels relié au système du pompage.

Au niveau du système de mesure, on dispose :

- d'un canon Auger à incidence rasante, le spot des électrons est de l'ordre de quelques millimètres carrés.
- d'une optique de détection constituée de 4 grilles en tungstène nikelé et d'un écran fluorescent.

Le spectre Auger est tracé par un enregistreur X,Y après détection synchrone du signal. De cette façon, on obtient, en première approximation la dérivée seconde du courant collecté par rapport à l'énergie des électrons.

Enfin, notons que l'intensité du faisceau d'électrons incidents sur la cible est de 15 μ A avec une énergie égale à 1500 eV (lorsqu'on étudie les impuretés de surface) et égale à 3500 eV (lorsqu'on veut observer les pics Auger relatifs à l'arsenic et au gallium).

C.2. Spectrométrie de masse des ions secondaires

Nous avons étudié nos structures par spectrométrie de masse des ions secondaires (sonde ionique) grâce aux moyens dont dispose l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, SMI 300. Nos échantillons sont soumis à un faisceau d'ions Argon d'intensité 1 μ A d'énergie comprise entre 2-25 keV pour une surface de l'ordre de 1 mm². La vitesse de creusement de ce faisceau est de l'ordre de 3A°/sec. Lorsque le faisceau d'ions bombarde l'échantillon, celui-ci est pulvérisé et les atomes neutres arrachés sont ionisés au cours du processus d'éjection. Ceux-ci sont analysés par un électroaimant qui effectue un tri en masses des éléments pulvérisés. L'analyse par spectrométrie de masse de ces ions dits secondaires permet l'étude de la composition des solides en profondeur au fur et à mesure que la pulvérisation progresse. Le schéma de principe est porté sur la figure C.1.

C.3. Microscopie électronique à balayage

Nous avons étudié la morphologie et l'interdiffusion de nos structures par microscopie électronique à balayage grâce aux moyens dont dispose notre laboratoire. Le schéma de principe est porté sur la figure C.2. Les thermo-électrons sont émis par un filament chauffé dans le vide, accélérés. La focalisation du faisceau d'électrons est effectuée par une lentille électromagnétique à trois étages. Lorsque le faisceau irradie un point de l'échantillon, plusieurs phénomènes dus à l'interaction entre les électrons incidents et l'échantillon sont simultanément générés (électrons secondaires, rétrodiffusion d'électrons, électrons Auger,

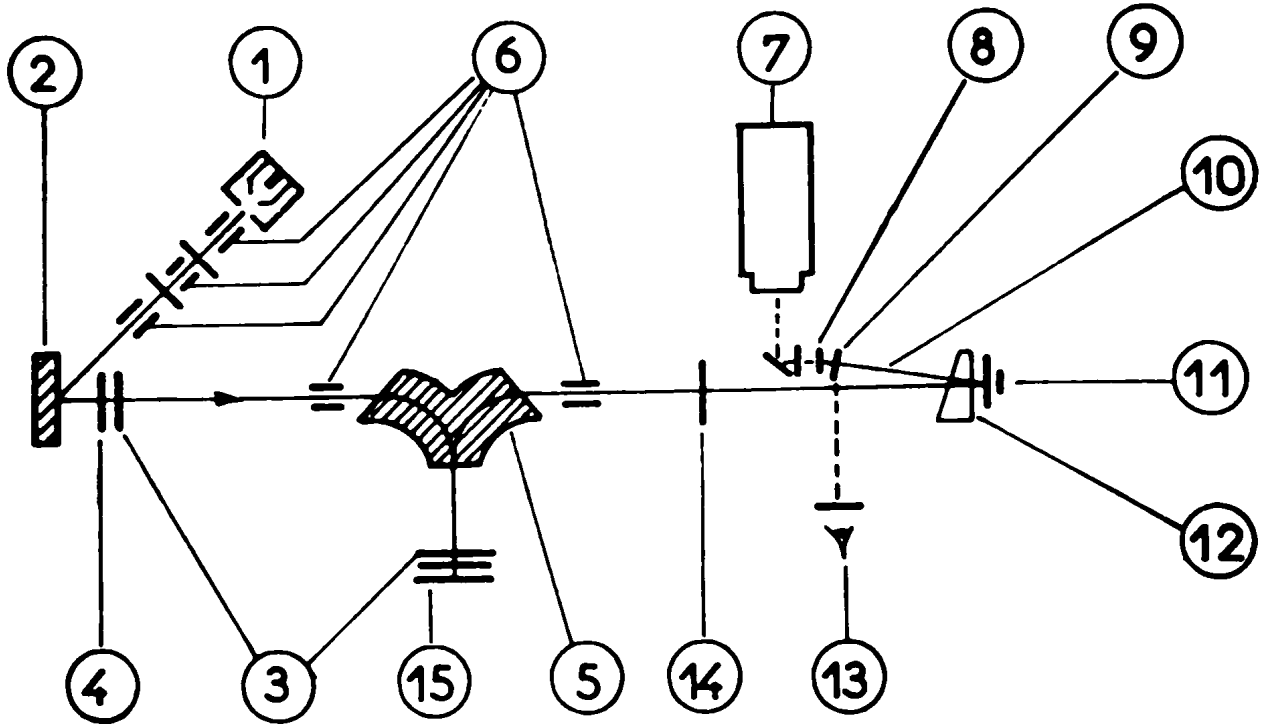


FIGURE C.1.

- ① Canon à ions primaires
- ② Echantillon
- ③ Diaphragme
- ④ Lentille à immersion
- ⑤ Electroaimant
- ⑥ Plaques de déflexion
- ⑦ Photomultiplicateur
- ⑧ Scintillateur
- ⑨ Ecran Fluorescent
- ⑩ Faisceau d'électrons
- ⑪ Convertisseur ions électrons
- ⑫ Aimant de déflexion des électrons
- ⑬ Lunette d'observation de l'écran fluorescent
- ⑭ Lentille de projection
- ⑮ Miroir électrostatique.

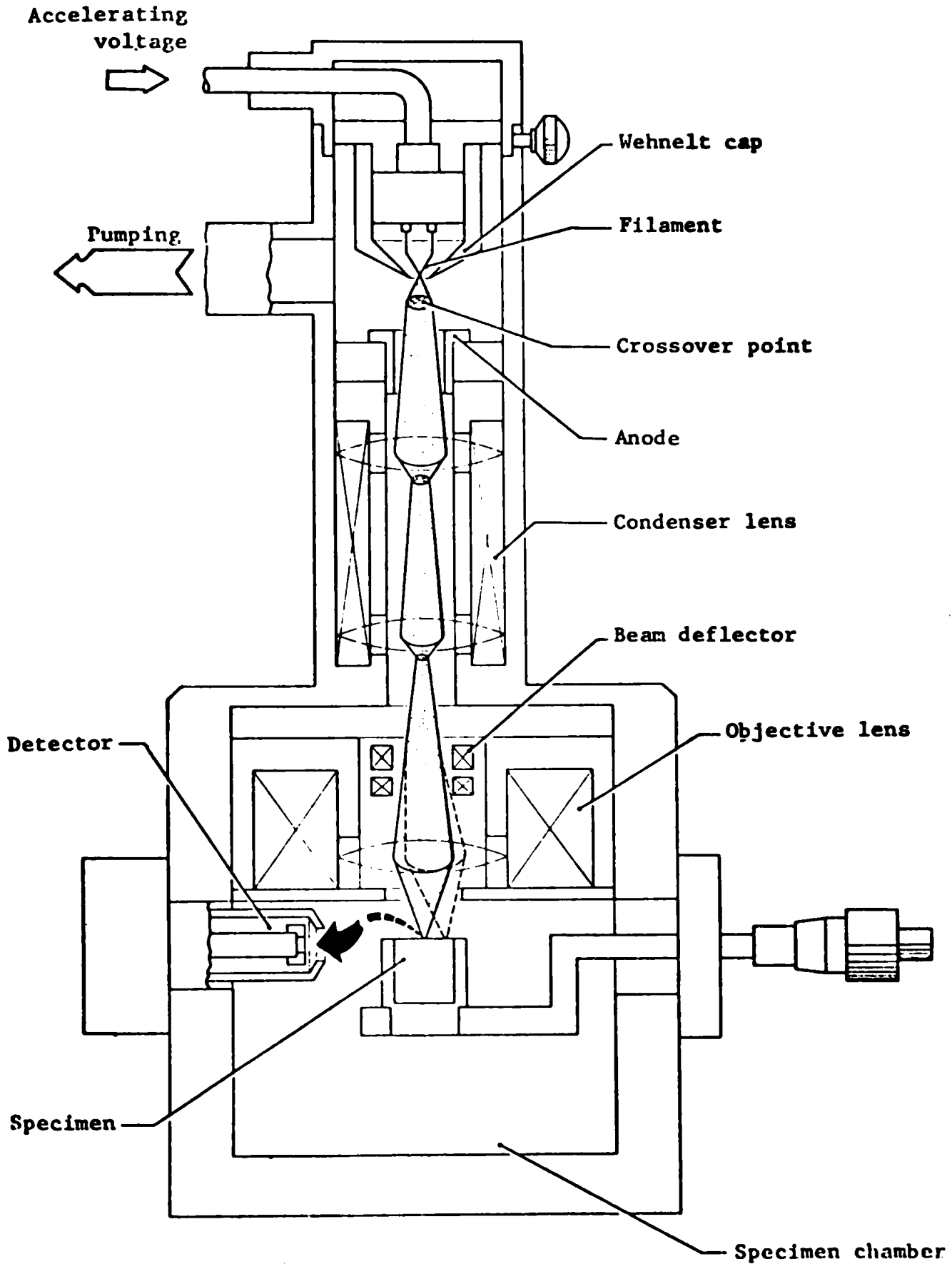


FIGURE C.2. : - Schéma de principe de microscope électronique à balayage JEOL modèle JSM-25S.

cathodoluminescence et électrons absorbés, nous nous intéressé à l'analyse par électrons secondaires). Le taux de génération de ces électrons secondaires dépend de la morphologie et des propriétés physiques de la surface élémentaire analysée. Par balayage du faisceau, la quantité d'électrons secondaires peut changer si la surface est inhomogène. Les électrons émis et collectés par un scintillateur génèrent un signal qui, après amplification et conversion par un photo-multiplicateur, module la grille du tube cathodique (CRT). Le grossissement est simplement le rapport entre la surface fixée de l'écran du CRT et la surface balayée d'échantillon. La résolution de ce microscope est de 60 Å et la pression du système est de l'ordre de 10^{-5} Torr.

C.4. Microscopie infra-rouge

La microscopie infra-rouge est destinée à analyser le spectre de température de microstructures et cette méthode est non-destructive. Le microscope à notre disposition au L.A.A.S., dont le schéma est représenté dans la figure C.3., possède une haute résolution et une grande sensibilité. Il peut capter et mesurer une différence de température de 0,5° C avec une résolution de spot de 17,8 µm.

L'énergie infra-rouge émise par un solide dépend non seulement de sa température mais aussi de l'émissivité de sa surface. Pour uniformiser l'émissivité dans l'infra-rouge, nos structures sont recouvertes de noir de carbone dont l'émissivité proche de 1. Un détecteur InSb, refroidi à 77°K par un cryostat à azote liquide, détecte l'énergie infra-rouge émise par les dispositifs en fonctionnement et la transforme en énergie électrique.

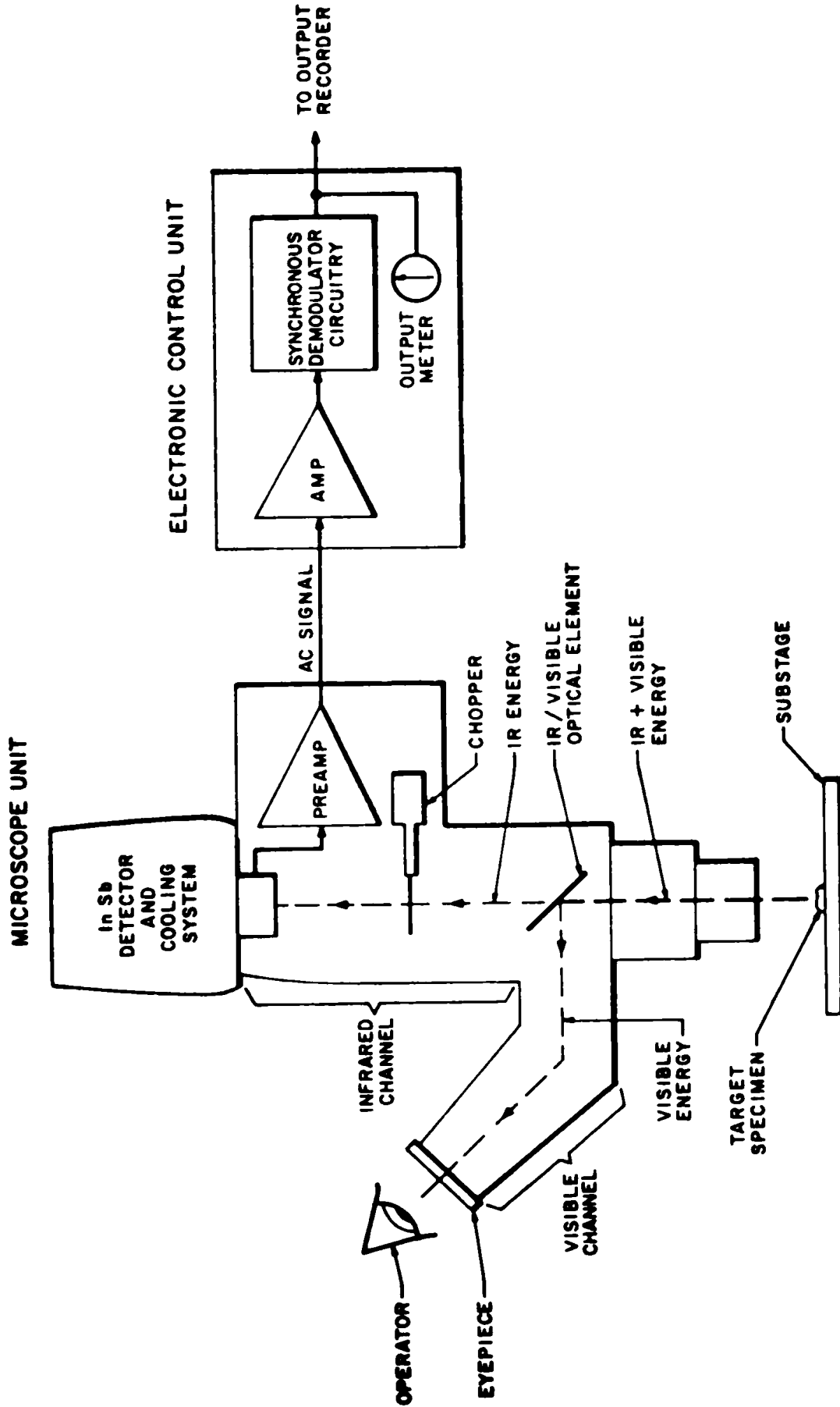


FIGURE C.3. : - Schéma de principe de microscope infra-rouge, modèle RM-2A.

cathodoluminescence et électrons absorbés, nous nous intéressé à l'analyse par électrons secondaires). Le taux de génération de ces électrons secondaires dépend de la morphologie et des propriétés physiques de la surface élémentaire analysée. Par balayage du faisceau, la quantité d'électrons secondaires peut changer si la surface est inhomogène. Les électrons émis et collectés par un scintillateur génèrent un signal qui, après amplification et conversion par un photo-multiplificateur, module la grille du tube cathodique (CRT). Le grossissement est simplement le rapport entre la surface fixée de l'écran du CRT et la surface balayée d'échantillon. La résolution de ce microscope est de 60 \AA et la pression du système est de l'ordre de 10^{-5} Torr.

C.4. Microscopie infra-rouge

La microscopie infra-rouge est destinée à analyser le spectre de température de microstructures et cette méthode est non-destructive. Le microscope à notre disposition au L.A.A.S., dont le schéma est représenté dans la figure C.3., possède une haute résolution et une grande sensibilité. Il peut capter et mesurer une différence de température de $0,5^\circ \text{ C}$ avec une résolution de spot de $17,8 \text{ \mu m}$.

L'énergie infra-rouge émise par un solide dépend non seulement de sa température mais aussi de l'émissivité de sa surface. Pour uniformiser l'émissivité dans l'infra-rouge, nos structures sont recouvertes de noir de carbone dont l'émissivité proche de 1. Un détecteur InSb, refroidi à 77° K par un cryostat à azote liquide, détecte l'énergie infra-rouge émise par les dispositifs en fonctionnement et la transforme en énergie électrique.

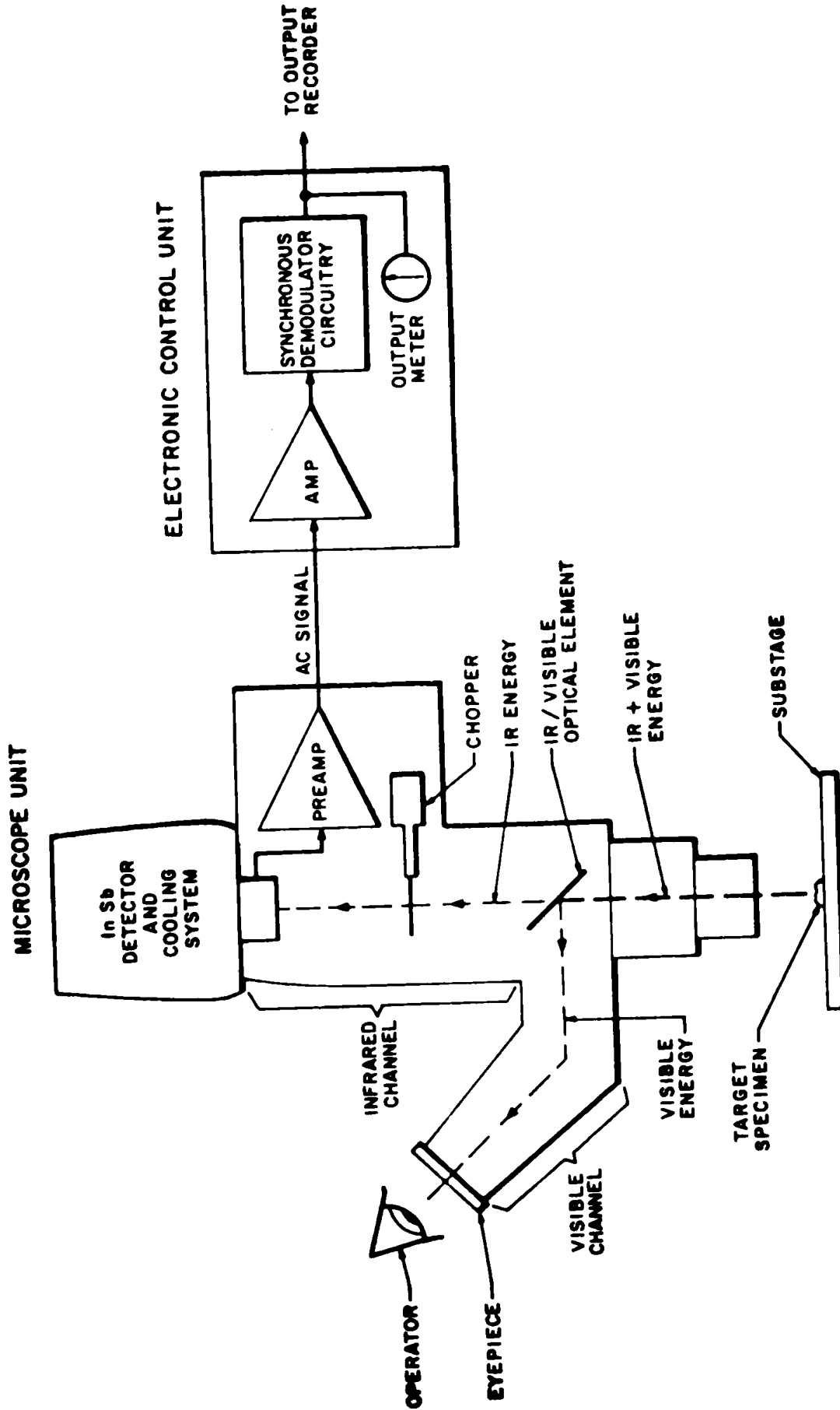


FIGURE C.3. : - Schéma de principe de microscope infra-rouge, modèle RM-2A.

B I B L I O G R A P H I E



- (12) A. MARTINEZ
Thèse de doctorat d'Etat, N° 704, Toulouse (1976)

- (13) C. WAGNER
Zeit für Physik 32, 641 (1931)

- (14) W. SCHOTTY et E. SPENKE
Wiss. Veröff. Siemens-Werken 18,225 (1939)

- (15) W. SCHULTZ
Zeit Für Physik 138, 598 (1954)

- (16) C.R. CROWELL et S.M. SZE
Solid-State Electron. 8, 979 (1965)

- (17) C.R. CROWELL et M. BEGUWALA
Solid-State Electron. 14, 1149 (1971)

- (18) H.K. HENISCH
"Rectifying semiconductor Contacts" Clarendon Press, Oxford
(1957)

- (19) R.H. FOWLER et L.W. NORDHEIM
Proc. Roy. Soc. (London) A119, 173 (1928)

- (20) P. PRICE et J. RADCLIFFE
IBM J. Res. Develop. 3, 364 (1959)

- (21) W.A. HARRISON
Phys. Rev. 123,85 (1961)

- (22) J.W. CONLEY, C.B. DUKE, G.D. MAHAN et J.J. TIEMANN
Phys. Rev. 150, 466 (1966)

- (23) R. STRATTON
Phys. Rev 125, 67 (1962)

- (24) F.A. PADOVANI
"Semiconductor et Semimetals" Vol 7 A (ed. R.K. WILLARSON et
A.C. BEER)
Chapitre 2, Academic Press (1971)
- (25) R. STRATTON
"Tunneling Phenomena in Solids" (ed. E. BURSTEIN et S. LUNDQVIST
Chapitre 8, Phenum Press. New York (1969)
- (26) R. STRATTON et F.A. PADOVANI
Solid-State Electron 10,813 (1967)
- (27) CHIH-TANG SAH, ROBERT N. NOYCE et WILLIAM SHOCKLEY
Proceedings of the IRE 45, 1228 (1957)
- (28) H.C. CASEY, JR ; A.Y CHO et P.W. FOY
Appl. Phys. Lett 34, 594 (1979)
- (29) C.H. HENRY, R.A. LOGAN et F.R. MERITT
J. Appl. Phys. 49, 3530 (1978)
- (30) D.L. SCHARFETTER
Solid-State Electron 8, 299 (1965)
- (31) H. JÄGER et W. KOSAK
Solid-State Electron. 16, 357 (1973)
- (32) C.A. MEAD et W.G. SPITZER
Phys. Rev. 134, A713 (1964)
- (33) B.P. JOHNSON et C.I. HUANG
J. Electrochem. Soc. 125, 473 (1978)
- (34) R.L. MOZZI, W. FABIAN et F.J. PIEKARSKI
Appl. Phys. Lett. 34, 337 (1979)

- (35) P.A. BARNES, H.J. LEAMY, J.M. POATE et al
Appl. Phys. Lett. 33, 965 (1978)
- (36) J.V. DILORENZO, W.C. NIEHAUS et A.Y. CHO
J. Appl. Phys. 50, 951 (1979)
- (37) P.A. BARNES et A.Y. CHO
Appl. Phys. Lett. 33, 651 (1978)
- (38) G.Y. ROBINSON
Solid-State Electron. 18, 331 (1975)
- (39) WALLACE T. ANDERSON, JR., ARISTOS CHRISTOU et JOHN E. DAVEY
IEEE J. Solid-State Circuits SC-13, 430 (1978)
- (40) K. HEIME, U. KÖNIG, E. KOHN et A. WORDMAN
Solid-State Electron. 17, 835 (1974)
- (41) SHLOMO MARGALIT, DAN FEKETE, DAVID M. PEPPER et al
Appl. Phys. Lett. 33, 346 (1978)
- (42) R.S. POUNDS, M.A. SAIFI et W.C. HAHN, JR.
Solid-State Electron. 17, 245 (1974)
- (43) C.A. MEAD
Solid-State Electron. 9, 1023 (1966)
- (44) G.B. SEIRANYAN et YU A. TKHORIK
Phys. Status Solidi (a) 13, K115 (1972)
- (45) B. TOPRASERIPONG
Résultats non-publiés
- (46) I. SHIOTA, K. MOTOYA, T. OHMI, N. MIYAMOTO et J. NISHIZAWA
J. Electrochem. Soc. 124, 155 (1977)
- (47) H.C. CARD et E.H. RHODERICK
Solid-State Electron. 16, 365 (1973)

- (48) S.ASHOK, J.M. BORRERO et R.S. GUIMANN
Electron Lett. 14, 332 (1978)

CHAPITRE II

- (1) B. SCHWARTZ
"OHMIC CONTACTS TO SEMICONDUCTORS", Electrochemical Society,
New York (1969)
- (2) KENNETH L. KLOHN et LOTHAR WANDINGER
J. Electrochem. Soc. : SOLID STATE SCIENCE, 116, 507 (1969)
- (3) HARUHIRO MATINO ET MAKOTO TOKUNAGA
J. Electrochem. Soc. : ELECTROCHEMICAL TECHNOLOGY, 116, 709 (1969)
- (4) J.S. HARRIS, Y. NANNICHI, G.L. PEARSON et G.F. DAY
J. Appl. Phys. 40, 4575 (1969)
- (5) YU. A. GOL'DBERG et B.V. TSARENKOV
Soviet Physics-semiconductors 3, 1447 (1970)
- (6) B.R. PRUNIAUX
J. Appl. Phys. 42, 3575 (1971)
- (7) J. GYULAI, J.W. MAYER, V. RODRIGUEZ, A.Y.C. YU et H.J. GOPEN
J. Appl. Phys. 42, 3578 (1971)
- (8) A.M. ANDREWS et N. HOLONYAK, JR.
Solid-State Electron. 15, 601 (1972)
- (9) W.D. EDWARDS, W.A. HARIMAN et A.B. TORRENS
Solid-State Electron. 15, 387 (1972)
- (10) K. HEIME, U. KÖNIG, E. KOHN et A. WORTMANN
Solid-State Electron. 17, 835 (1972)

- (11) G.Y. ROBINSON
Solid-State Electron. 18, 331 (1975)

- (12) A.K. SINHA, THOMAS E. SMITH et H.J. LEVINGSTEIN
IEEE Transaction on Electron Devices 22, 218 (1975)

- (13) A.B.J. SULLIVAN
Electron. Lett. 12, 133 (1976)

- (14) M. OTSUBO, H. KUMABE et H. MIKI
Solid-State Electron. 20, 617 (1977)

- (15) H.M. MACKSEY
Inst. Phys. Conf. Ser. No. 33b, chapitre 5, 254 (1977)

- (16) WILLIAM M. KELLY et GERARD T. WRIXON
Electron. Lett. 14, 81 (1978)

- (17) B.P. JOHNSON et C.I. HUANG
J. Electrochem. Soc. : SOLID-STATE SCIENCE AND TECHNOLOGY
125, 473 (1978)

- (18) WALLACE T. ANDERSON, JR., ARISTOS CHRISTOU et JOHN E. DAVEY
IEEE J. Solid-State Circuits 4, 430 (1978)

- (19) P.A. BARNES et A.Y. CHO
Appl. Phys. Lett. 33, 561 (1978)

- (20) W.T. TSANG
Appl. Phys. Lett. 33, 1022 (1978)

- (21) A. CHRISTOU
Solid-State Electron. 22, 141 (1979)

- (22) A. STALL, C.E. WOOD, K. BOARD et L.F. EASTMAN
Electron. Lett. 15, 800 (1979)

- (23) J.V. DILORENZO, W.C. NIEHAUS et A.Y. CHO
J. Appl. Phys. 50, 951 (1979)
- (24) F. VIDIMARI
Electron. Lett. 15, 674 (1979)
- (25) H.J. GOPEN et A.Y.C. YU
Solid-State Electron. 14, 515 (1971)
- (26) D.R. KETCHOW
J. Electrochem. Soc. : SOLID STATE SCIENCE AND TECHNOLOGY
121, 1237 (1974)
- (27) OSAMU ISHIHARA et KAZUO NISHITANI
Jap. J. Appl. Phys. 15, 1411 (1976)
- (28) C.J. NUESE et J.J. GANNON
J. Electrochem. Soc. : SOLID-STATE SCIENCE 115, 327 (1968)
- (29) R.S. POUNDS, M.A. SAIFI et W.C. HAHN, JR.
Solid-State Electron. 17, 245 (1974)
- (30) SHLOMO MARGALIT, DAN FEKETE, DAVID M. PEPPER, CHIEN-PING LEE
et AMNON YARIV
Appl. Phys. Lett. 33, 346 (1978)
- (31) P.A. BARNES, H.J. LEAMY, J.M. POATE, S.D. FERRIS, J.S. WILLIAMS
et G.K. CELLER
Appl. Phys. Lett. 33, 965 (1978)
- (32) G. BABERTSCHER, R.P. SALA THÉ et W. LUTHY
Electron. Lett. 16, 113 (1980)
- (33) R.L. MOZZI, W. FABIAN et F.J. PIEKARSKI
Appl. Phys. Lett. 35, 337 (1979)

- (34) PIERE-NOEL FAVENNEX
Thèse de doctorat d'Etat, N° 925, Toulouse (1980)

- (35) EL CHAMY
Thèse de doctorat de 3e cycle, à paraître

- (36) S.T. PICRAUX
"Ion Implantation in semiconductors", édité par B.L. CROWDER,
Plenum Press, 641 (1973)

- (37) S.Y. CHIANG et G.L. PEARSON
J. Appl. Phys. 46, 2986 (1975)

- (38) WERNER KERN
RCA Rev. 39, 278 (1978)

CHAPITRE III

- (1) L.B. VALDES
Proc. IRE 42, 420 (1954)
- (2) O.J. MENGALI et M.R. SEILER
Advan. Energy Conversion 2,59 (1962)
- (3) R.H. COX et H. STRACK
Solid-State Electron 10, 1213 (1967)
- (4) H.H. BERGER
J. Electrochem. Soc. : SOLID STATE SCIENCE AND TECHNOLOGY
119, 507 (1972)
- (5) W. SHOCKLEY
Final technical Report NO. AL-TDR-64-207 Sept. (1964)
- (6) H.H. BERGER
Solid-State Electron. 15, 145 (1972)
- (7) S.B. SCHULDT
Solid-State Electron. 21, 715 (1978)
- (8) C.Y. TING et C.Y. CHEN
Solid-State Electron. 14, 433 (1971)
- (9) H. MURRMANN et D. WIDMANN
Solid-State Electron. 12, 879 (1969)
- (10) A. MARTINEZ
Thèse de doctorat D'Etat, N° 704 Toulouse (1976)

- (11) D.P. KENNEDY et P.C. MURLEY
IBM J. Res Dev. 12, 242 (1968)

- (12) P.L. HOWER, W.W. HOOPER, B.R. CAIRNS, R.D. FAIRMAN et D.A. TREMERE
"Semiconductors and semimetals, Volume 7A", Edité par R.K. WILLARD-
SON et ALBERT C. BEER, Chapitre 3, Academic Press (1971)

- (13) A.Y.C.YU
Solid-State Electron. 13, 239 (1970)

- (14) H.M. NAGUIB et L.H. HOBBS
J. Electrochem. Soc. 124, 573 (1977)

- (15) E. DURAND
"Electrostatique" Tome II, Chapitre IX, MASSON et C^{ie} (1966)

CHAPITRE IV

- (1) I. SHIOTA, K. MOTOYA, T. OHMI, N. MIYAMOTO et J. NISHIZAWA
J. Electrochem. Soc. : SOLID-STATE SCIENCE AND TECHNOLOGY
124, 155 (1977)
- (2) H.H. BERGER
Solid-State Electron 15, 145 (1972)
- (3) H.J. GOPEN et A.Y.C. YU
Solid-State Electron. 14, 515 (1971)
- (4) HARUHIRO MATINO et MAKATO TOKUNAGA
J. Electrochem. Soc. 116, 709 (1969)
- (5) KENNETH L. KLOHN et LOTHAR WANDINGER
J. Electrochem. Soc. 116, 507 (1969)
- (6) A.S. BHUIYAN
Thèse de Doctorat de 3e cycle N° 2193, Toulouse (1979)
- (7) T. ISHII et B. JEPSSON
J. Electrochem. Soc. : SOLID-STATE SCIENCE AND TECHNOLOGY
124, 178 (1977)
- (8) S.T. PICRAUX
"Ion Implantation in Semiconductors", édité par B.L. CROWDER,
Plenum Press, 641 (1973)
- (9) H. KUDO et S. SEKI
J. Appl. Phys. 50, 5034 (1979)
- (10) S.Y. CHIANG et G.L. PEARSON
J. Appl. Phys. 46, 2986 (1975)

- (11) L.L. CHANG et G.L. PEARSON
J. Phys. Chem. Solids 25, 23 (1964)

- (12) A. CHRISTOU
Solid-State Electron.22, 141 (1979)

TABLE DES MATIERES

| LISTE DES SYMBOLES | Page |
|--|------|
| INTRODUCTION GENERALE | 1 |
| CHAPITRE I - THEORIE DU CONTACT OHMIQUE : LOIS DE CONDUCTION | 7 |
| INTRODUCTION | 9 |
| I.1 LA FORMATION DE LA BARRIERE METAL-SEMICONDUCTEUR | 10 |
| I.2 MECANISMES DE TRANSPORT DES CHARGES A UNE BARRIERE METAL-SEMICONDUCTEUR | 12 |
| I.2.1. Courant dû au passage des porteurs au dessus de la barrière d'interface | 13 |
| I.2.1.1. Courant thermoionique | 13 |
| I.2.1.2. Ecart entre l'expérience et la théorie | 16 |
| I.2.2. Courant dû au passage des porteurs à travers la barrière | 17 |
| I.2.2.1. Le courant d'émission par effet de champ | 19 |
| I.2.2.2. Le courant thermoionique assisté par effet de champ | 24 |
| I.2.3. Le courant de recombinaison et le courant de porteurs minoritaires | 28 |
| I.2.3.1. Le courant de recombinaison | 28 |
| I.2.3.2. Le courant de porteurs minoritaires | 29 |
| I.3 LE CONTACT OHMIQUE | 30 |
| I.3.1. Définition d'un contact ohmique | 30 |
| I.3.2. Formation d'un contact ohmique | 30 |
| I.3.3. Résistance de contact | 31 |
| CONCLUSION | 37 |
| CHAPITRE II - SYNTHESE DES TRAVAUX ANTERIEURS SUR LES CONTACTS OHMIQUES METAL-GAAS | 39 |

| | |
|---|----|
| INTRODUCTION | 41 |
| II.1 SYNTHÈSE DES TRAVAUX PUBLIÉS SUR LES CONTACTS METAL-GaAs | 42 |
| II.2 DISCUSSION DES RÉSULTATS | 57 |
| CHAPITRE III - MODÈLES ET MÉTHODES DE MESURE DES RÉSISTANCES DE CONTACT | 61 |
| INTRODUCTION | 63 |
| III.1 MODÈLE DU CONTACT HORIZONTAL | 64 |
| III.1.1. Modèle TLM | 65 |
| III.1.2. Modèle EXPM | 68 |
| Analyse Mathématique | 69 |
| III.1.3. Comparaison des différents modèles : TLM, ETLM, EXPM et KMM | 71 |
| III.2 LES MÉTHODES DE MESURE DES RÉSISTANCES DE CONTACT | 72 |
| III.2.1. La méthode de Shockley | 72 |
| III.2.2. La méthode mise au point au L.A.A.S. | 77 |
| III.3 VALIDITÉ DE LA MESURE R_C | 80 |
| III.3.1. Effet des dimensions du contact | 80 |
| * Effet de l'approximation de la largeur du contact | 80 |
| * Effet de l'approximation de la longueur du contact | 81 |
| III.3.2. Influence de la géométrie | 82 |
| III.3.3. Influence de la technologie | 85 |
| CONCLUSION | 85 |
| CHAPITRE IV - RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX | 87 |
| INTRODUCTION | 89 |
| IV.1 LE PROCESSUS TECHNOLOGIQUE | 90 |
| IV.1.1. Le nettoyage des substrats | 91 |

| | |
|--|------------|
| IV.1.2. Conditions de métallisation | 92 |
| IV.1.3. La photogravure | 93 |
| IV.1.4. Les recuits | 93 |
| IV.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION DE LA CARACTERISATION ELECTRIQUE | 94 |
| IV.2.1. Résultats concernant le polissage | |
| $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O (4:1:1)$ | 96 |
| IV.2.1.1. Influence de la température de dégazage | 96 |
| IV.2.1.2. Influence de la température du substrat pendant la métallisation | 97 |
| IV.2.1.3. Influence de la température et du temps de recuit | 99 |
| IV.2.2. Comparaison des différents polissages chimiques | 104 |
| IV.2.3. Résultats de l'étude par microscopie infra-rouge | 104 |
| IV.2.4. Discussion des résultats électriques | 107 |
| IV.3 RESULTATS DE L'ANALYSE PHYSICO-CHIMIQUE | 113 |
| IV.3.1. Etude par spectroscopie d'électrons Auger | 113 |
| IV.3.2. Etude par spectrométrie de masse des ions secondaires | 118 |
| IV.3.3. Résultats de l'étude par microscopie électronique à balayage | 124 |
| IV.4 DISCUSSION GENERALE ET CONCLUSION | 125 |
| CONCLUSION GENERALE | 131 |
| ANNEXE A. CALCUL D'ERREUR DUE A L'APPROXIMATION DE LA LONGUEUR DU CONTACT | 137 |
| ANNEXE B. CALCUL D'ERREUR DUE AU MODELE TLM | 140 |
| ANNEXE C. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES APPAREILS | 146 |
| BIBLIOGRAPHIE | 153 |

*

*

*

Autorisation de Sertenance accordée
TOULOUSE, le 4 JUILLET 1980

Le Président
de l'Université FAUL-SABATIER



J.-C. MARTIN

