

N° d'ordre: 1252

50376
1985
3

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

Spécialité : SCIENCES DES MATERIAUX

par

Marc LEEFVDE

MECANISMES DE CONDUCTION A BASSE TEMPERATURE DANS LE SILICIUM AMORPHE HYDROGENE



Soutenue le 28 Janvier 1985 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

Président :	M. R. FOURET	Lille I
Rapporteur :	M. G. BISKUPSKI	Lille I
Examineurs :	M. S.R. ELLIOTT	Cambridge
	M. P. NAGELS	C.E.N. Mol
	M. H. DUBOIS	Lille I
	M. E. CONSTANT	Lille I

U.E.R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne (L.A. 249) de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur B. MACKE.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur R. FOURET pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le jury de cette thèse.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur H. DUBOIS qui a dirigé ce travail et en a suivi les différentes phases avec un intérêt permanent.

Je remercie Monsieur G. BISKUPSKI pour son aide constante et ses nombreuses suggestions qui ont permis à ce travail de progresser.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur P. NAGÉLS du Centre d'Etudes Nucléaires de Mol, qui m'a procuré des échantillons et sans qui, ce travail n'aurait pu être réalisé. Ma reconnaissance est également acquise aux membres de son laboratoire pour l'accueil qu'ils m'ont réservé à chacune de mes visites.

Je remercie Monsieur S.R. ELLIOTT, Professeur à l'Université de Cambridge, de l'intérêt qu'il a montré pour ce travail. Je suis particulièrement sensible à sa présence dans le jury.

Ma reconnaissance est acquise à Monsieur le Professeur CONSTANT pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de juger ce travail. Mes remerciements vont également au personnel de la salle blanche placée sous sa responsabilité, pour l'accueil qu'il m'a réservé.

Je remercie l'ensemble des techniciens du laboratoire et de l'U.E.R. de Physique Fondamentale pour leur contribution à la réalisation de ce travail.

Que Madame PARSY et Monsieur RAFFAUD trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour avoir bien voulu assurer la dactylographie et la reproduction des figures.

Enfin, je remercie l'équipe de la polycopie qui s'est chargée de l'impression de ce travail.

S O M M A I R E

	Page
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I : DESCRIPTION GENERALE DES AMORPHES</u>	2
<u>I-1 Cas général des amorphes</u>	2
I.1.1. Structure des amorphes	2
I.1.2. Point de vue de Anderson pour les matériaux désordonnés	3
I.1.3. Structure de bande d'un amorphe	6
<u>I-2 Cas du silicium amorphe</u>	8
I.2.1. Défauts présents dans a - Si	8
I.2.2. Rôle de l'hydrogène	9
I.2.3. Dopage de a - Si : H	10
I.2.4. Structure de bande de a - Si : H	12
I.2.5. Objet de l'étude entreprise	15
<u>CHAPITRE II : MECANISMES DE CONDUCTION</u>	16
<u>II-1 Conduction en courant continu</u>	16
II.1.1. Conduction dans les états étendus	16
a) Expression de la conductivité	
b) Déplacement du niveau de Fermi et du front de mobilité	
c) Point de vue de Overhof et Beyer	
II.1.2. Conduction dans les queues de bande	24

II.1.3. Conduction dans les états localisés au niveau de Fermi	25
a) Saut au plus proche voisin	
b) Saut à distance variable	
c) Modèle de percolation	
d) Modèle de Ortuno et Pollak	
e) Passage d'un système 3D à un système 2D	
II.1.4. Domaine de température des différents mécanismes de conduction	32
<u>II-2 Conduction en courant alternatif</u>	33
II.2.1. Conduction dans les états étendus	34
II.2.2. Conduction par saut dans les états localisés	34
II.2.3. Saut de barrière corrélée (Modèle de Elliott)	36
<u>CHAPITRE III : TECHNIQUES EXPERIMENTALES</u>	41
<u>III-1 Méthodes de préparation des échantillons</u>	41
III.1.1. Principe de fabrication de a - Si : H	41
III.1.2. Importance des paramètres de fabrication	42
III.1.3. Situation des échantillons	43
III.1.4. Métallisations	43
<u>III-2 Appareillage</u>	46
III.2.1. Matériel utilisé	46
III.2.2. Méthodes de mesures	47
a) en courant continu	
b) en courant alternatif	
III.2.3. Domaine de validité des résultats	49

<u>CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	50
<u>IV-1 Etude en courant continu</u>	50
IV.1.1. Présentation des résultats	50
a) conductivité des échantillons	
b) conditions de préparation	
c) mécanisme d'activation	
d) autre mécanisme de conduction	
IV.1.2. Interprétation	55
a) Régime activé	
1° Comparaison des résultats expérimentaux avec les modèles théoriques	
2° Influence de l'épaisseur	
b) Conduction par saut à distance variable : détermination de $N(E_F)$ à partir	
1° de σ_0 et A	
2° du modèle d'Ortuno et Pollak	
3° de A	
4° de la loi en $T^{-1/3}$	
IV.1.3. Synthèse des résultats	66
a) Régime activé et conduction par saut à distance variable	
b) Conduction par saut à distance variable sur tout le domaine de température	
<u>IV-2 Etude en courant alternatif</u>	70
IV.2.1. Présentation des résultats	70
IV.2.2. Interprétation	71
IV.2.3. Discussion des résultats	72
a) Comportement de $\sigma(\omega)$ à basse fréquence	
b) Limitation des mesures	
c) Conduction par saut à basse température	
1° Modèle de Elliott	
2° Modèle de Austin et Mott	
d) Comparaison avec d'autres résultats expérimentaux	

Introduction

Le comportement électrique des matériaux amorphes fait actuellement l'objet de nombreuses études. Les échantillons se présentent le plus souvent sous forme de couches déposées sur un substrat, et leurs propriétés sont extrêmement sensibles aux conditions de préparation.

Le développement de modèles théoriques rendant compte des phénomènes de transport est délicat. En effet, la plupart des théories est élaborée pour décrire le comportement des matériaux cristallins. Dans le cas des matériaux désordonnés, de nouveaux concepts doivent donc être introduits et de nouveaux modes de conduction envisagés.

Notre travail a porté sur l'étude des propriétés électriques du silicium amorphe hydrogéné, de types n et p, préparé par décharge lumineuse. La très grande résistivité de ce matériau limite considérablement le domaine d'investigation et peu d'expérimentateurs l'ont étudié à basse température. Il était donc intéressant d'effectuer des mesures de conductivité, tant en courant continu, qu'en courant alternatif, sur un large domaine de température.

Dans un premier temps, les concepts nécessaires à l'étude des matériaux non cristallins et les modèles de structure de bande dans a-Si : H sont présentés.

Les différents mécanismes de conduction régissant les phénomènes de transport dans les amorphes sont étudiés dans le second chapitre.

Avant de présenter et d'analyser les résultats obtenus, nous nous attarderons sur les difficultés expérimentales et les limitations des mesures effectuées.

La comparaison avec les modèles théoriques de transport et de structure de bande permet ensuite de préciser les différents mécanismes de conduction se produisant dans a-Si : H, excitation dans les états localisés et saut à distance variable, et leur domaine de température respectif.

CHAPITRE 1

Description générale des amorphes

Dans un cristal parfait, l'arrangement des atomes est entièrement déterminé par la configuration atomique à l'intérieur d'une cellule primitive et par une base de trois vecteurs primitifs de translation, linéairement indépendants. L'adjonction dans ce réseau parfait d'imperfections, comme des atomes étrangers, des défauts ponctuels, ou des dislocations, n'empêche pas la formulation d'une théorie relativement simple pour décrire les phénomènes de transport. Les centres de défauts agissent comme des centres de dispersion et la notion d'électrons quasi-libres peut être utilisée (Théorie de Boltzmann par exemple). Après avoir déterminé les valeurs statiques des énergies pour le cristal parfait, on peut bâtir une théorie simple des phénomènes de transport en étudiant la dynamique des électrons de Bloch à l'aide de la méthode des perturbations.

L'interprétation théorique des phénomènes de transport pour un solide amorphe se révèle beaucoup plus délicate: En effet, l'étude de la structure électronique suppose, à priori, la connaissance de la structure atomique. Celle-ci ne peut pas être décrite d'une manière unique et les expériences ne donnent jamais suffisamment d'informations. Même si toutes les positions des atomes étaient connues, le problème demeurerait entier. Le désordre est si grand que la théorie des perturbations est inapplicable. Pour traiter ce problème, on utilise en général une approche statistique.

I-1 CAS GENERAL DES AMORPHES

I.1.1. Structure des amorphes

En première approximation, la structure électronique d'un amorphe est localement analogue à celle du cristal correspondant puisque les atomes conservent à courte distance le même environnement et les mêmes liaisons [1].

Ainsi pour les semi-conducteurs tétravalents, chaque atome tend à saturer chacune de ses orbitales sp^3 avec un autre atome, de façon à former un tétraèdre avec chacun de ses plus proches voisins. En associant de cette manière les atomes les uns aux autres, nous aboutissons à la création d'un réseau continu aléatoire où toutes les liaisons sont saturées. Les contraintes étant cependant trop importantes, à un certain degré de croissance il y a apparition de liaisons non saturées, ou liaisons pendantes, et de lacunes. Apparaissent ainsi, dans des échantillons macroscopiques, des

zones "parfaites" et des régions où naissent les défauts. Des hétérogénéités de l'ordre de 100 Å peuvent ainsi exister dans un réseau amorphe [2].

Dans le cas particulier des tétravalents les longueurs de liaison varient très peu (de l'ordre de 1 %) tandis que les valeurs des angles de liaison fluctuent (de l'ordre de 8 degrés). De plus deux tétraèdres voisins peuvent tourner autour de leur liaison commune [3].

En général, les mesures s'effectuent sur des échantillons préparés sous forme de couche. A l'échelle macroscopique, la structure peut être homogène et isotrope dans des plans parallèles au substrat. Dans la direction perpendiculaire la densité des atomes peut varier.

A une échelle intermédiaire, il apparaît d'après les résultats expérimentaux que si les amas de lacunes et de défauts sont le plus souvent distribués d'une façon inhomogène, néanmoins des fluctuations de densité quasi-périodiques existent. Les liaisons pendantes s'accumulent à la surface de ces lacunes de la même manière qu'à la surface d'un cristal.

Le caractère inhomogène des matériaux amorphes se répercute dans la structure électronique. Les théories existantes l'intègrent difficilement ce qui peut expliquer les désaccords avec les résultats expérimentaux.

I.1.2. Point de vue de Anderson pour les matériaux désordonnés

Le désordre important des amorphes et les grandes densités de défauts entraînent certaines modifications par rapport au cristal parfait, pour les fonctions d'onde électroniques.

Dans les matériaux cristallins "parfaits", celles-ci sont décrites par les ondes de Bloch et conduisent à l'existence des bandes de conduction et de valence. L'introduction des impuretés entraîne des modifications dans la matrice cristalline. Un certain "désordre" apparaît ; les électrons ne peuvent plus être décrits, par des fonctions d'onde hydrogénoïdes. Un autre modèle doit être envisagé.

En 1958, Anderson [4] a introduit la notion d'états localisés. Il considère un arrangement de puits de potentiel représentant l'environnement énergétique des électrons. Le désordre introduit par les centres d'impuretés entraîne une fluctuation aléatoire des profondeurs de ce puits sur un domaine d'énergie V_0 (figure I-1).

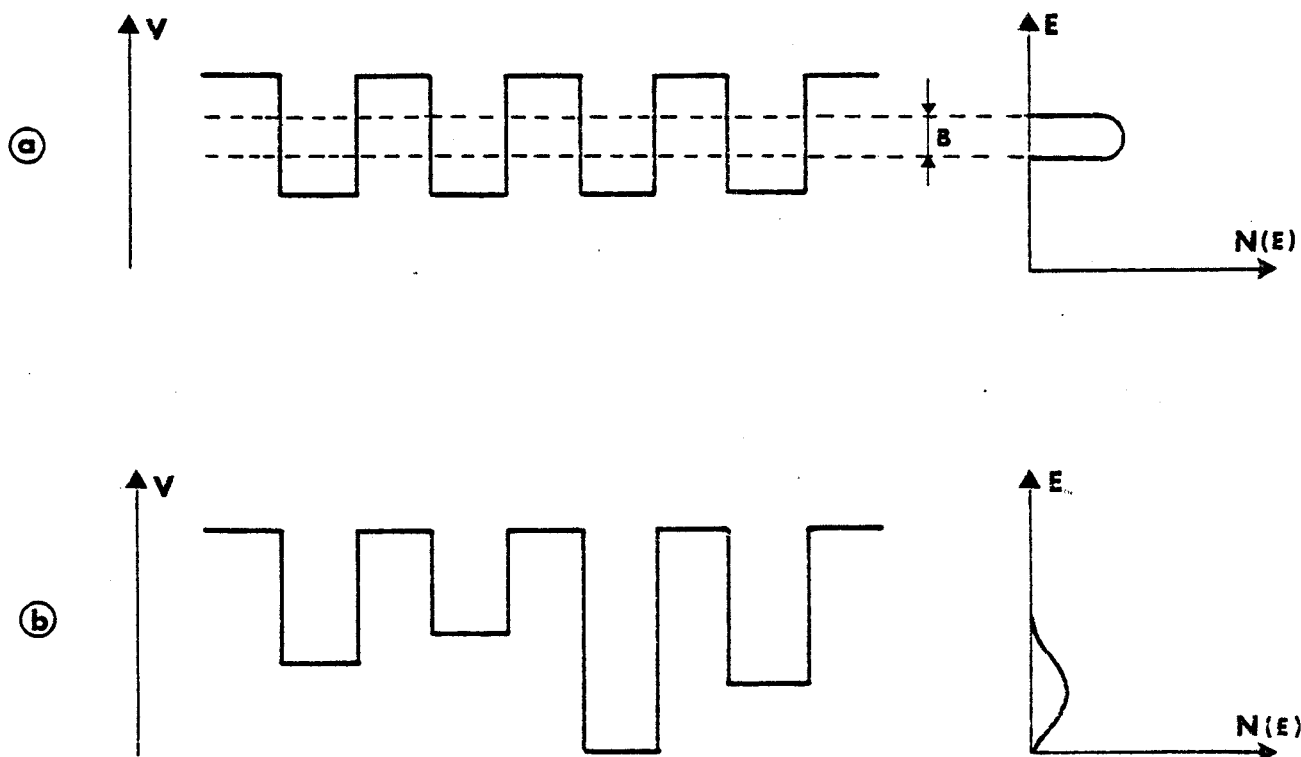


Figure I-1 : Energie potentielle d'un électron dans le modèle de Anderson

- a) avant l'introduction du potentiel perturbateur,*
- b) après l'introduction du potentiel perturbateur.*

En l'absence de potentiel aléatoire, la distribution périodique des puits de potentiel crée une bande d'énergie de largeur B, qui se calcule dans l'approximation des liaisons fortes en supposant les électrons sans interaction.

Anderson a montré que si V_0/B est supérieur à une valeur critique, tous les états dans la bande sont localisés. Leur fonction d'onde s'écrit alors :

$$\Psi = [\sum_n C_n e^{i\phi_n} \psi_n] e^{-\alpha r}$$

où ψ_n représente la fonction d'onde atomique sur le puits n,
 ϕ_n la phase aléatoire
et C_n un coefficient qui varie d'une manière aléatoire de site en site.

Dans ce modèle d'états localisés, un électron ne peut sauter d'un site à un autre que par activation thermique en empruntant l'énergie nécessaire au système de phonons.

Mott [5] a montré que si V_0/B est inférieur à la valeur critique, les états des queues de bande sont localisés. Ces états dans lesquels le recouvrement des fonctions d'onde électroniques diminue, sont séparés des états délocalisés par une énergie E_c , appelée front de mobilité (figure I-2).

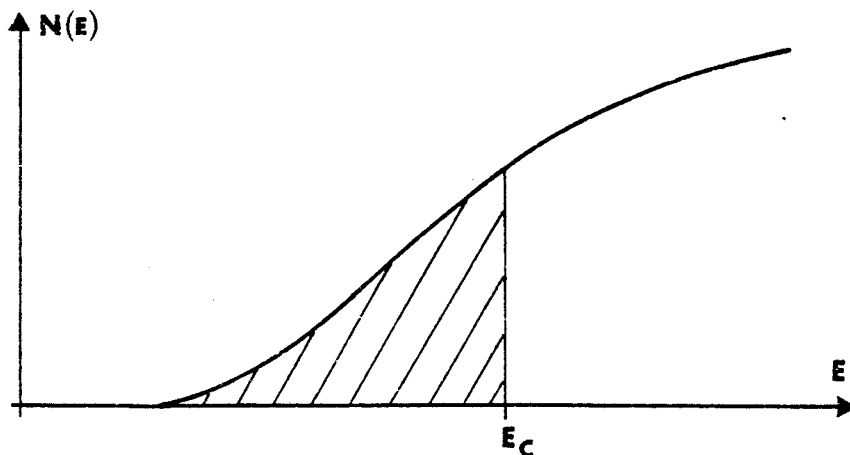


Figure I-2 : Front de mobilité séparant les états localisés (en traits hachurés) des états délocalisés.

Les électrons d'énergie inférieure à E_C ont une mobilité activée, ceux d'énergie supérieure ont une mobilité non activée.

Selon le type de matériau (n ou p), on observera un front de mobilité en bas de la bande de conduction ou en haut de la bande de valence.

I.1.3. Structure de bande d'un amorphe

Le modèle introduit par Anderson pour expliquer les phénomènes de conduction dans les matériaux désordonnés s'applique également aux amorphes.

Le potentiel V_0 est introduit à la fois par le désordre, les fluctuations locales de densité, les variations d'angle et de longueur de liaison, et l'existence de "mauvaises liaisons" du point de vue chimique.

Cohen, Fritzsche et Ovshinsky [6] ont présenté pour la densité d'états dans le gap, un cas extrême où les bandes de valence et de conduction se recouvrent au milieu du gap (figure I-3).

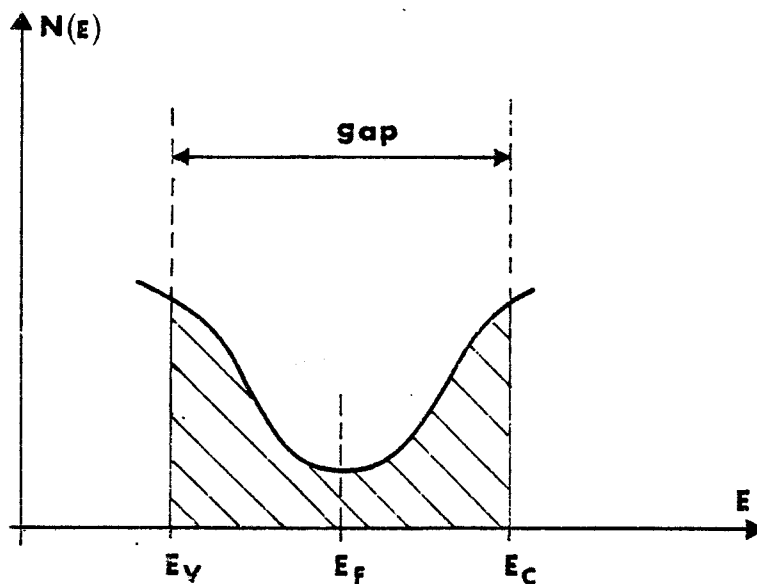


Figure I-3 : Modèle de bande de Cohen-Fritzsche et Ovshinsky.

Les défauts de structure, comme les liaisons pendantes, ont des niveaux d'énergie se situant approximativement au milieu du gap. La position précise de ces niveaux dépend fortement des effets de relaxation atomique autour des défauts et de la polarité de ceux-ci.

Davis et Mott [7] puis Mott [8] ont proposé un autre modèle de densité d'états (figure I-4).

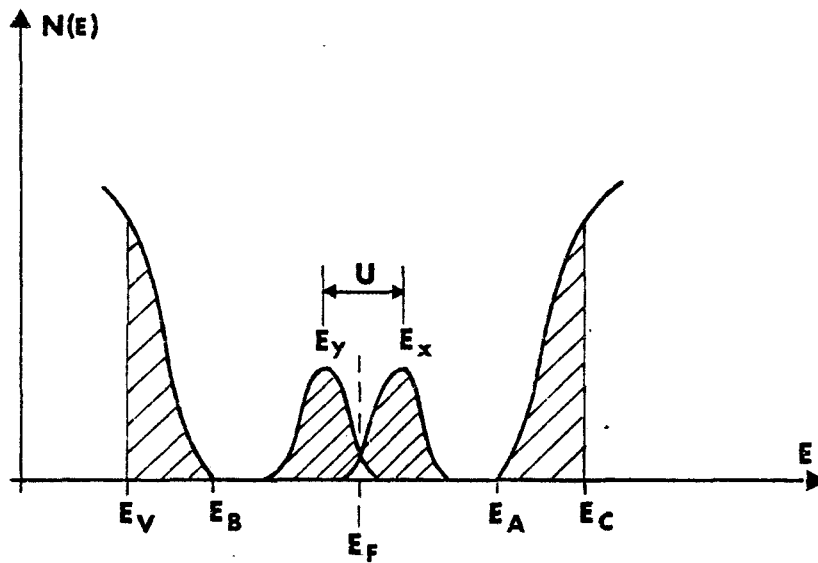


Figure I-4 : Modèle de bande proposé par Mott.

La bande centrée en E_y correspond aux liaisons pendantes neutres contenant un seul électron et agit comme une bande "donneur". La bande supérieure, centrée en E_x provient des états de charge différents de ces mêmes défauts. Les liaisons pendantes peuvent contenir un électron supplémentaire et la bande se comporte en "accepteur". Ces deux bandes sont séparées par l'énergie de Hubbard

$$U = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 \epsilon r_{12}}$$

où r_{12} représente la séparation de deux électrons se trouvant sur le même site.

Mott, Davis et Street [9] précisent en plus, que le niveau de Fermi doit être situé au centre de la zone de recouvrement de ces deux bandes.

Spear [10] dans ses résultats sur le silicium amorphe a montré que les états E_x et E_y proviennent de liaisons pendantes appariées, qui agissent soit comme accepteurs, soit comme donneurs.

I-2 CAS DU SILICIUM AMORPHE

I.2.1. Défauts présents dans a - Si

Le silicium amorphe peut être préparé de différentes façons : par évaporation, par pulvérisation cathodique, et par décharge lumineuse. Ces différentes méthodes de préparation influent fortement sur la nature et la quantité des défauts présents dans les échantillons.

Mott et Davis [11], Robertson [12] ont présenté une revue de tous les défauts pouvant exister dans le silicium amorphe.

L'observation d'un signal E.S.R. (Electron Spin Resonance), d'une conduction par saut à distance variable, d'une grande conductivité en alternatif et d'un niveau de Fermi bien fixé, indique que la densité d'états dans le gap (due aux défauts) est supérieure à $10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, même dans les meilleurs échantillons. Les liaisons à longue distance dont la densité peut atteindre $10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, créent des états d'énergie au dessus de la bande de valence en piégeant les trous et non les électrons [13].

Le nombre de lacunes est particulièrement important dans les échantillons préparés par évaporation et par pulvérisation cathodique. Celles-ci, supposées sphériques, ont pu être détectées par rayons X et ont des diamètres compris entre 3 et 250 Å. Le nombre et la taille de ces lacunes peuvent être réduits par des opérations de recuit.

I.2.2. Rôle de l'hydrogène

Nos échantillons sont préparés par le procédé de décharge lumineuse qui consiste en une décomposition de silane (Si H_4) (voir en III.1.1.). Cette méthode de fabrication permet d'éliminer pratiquement la présence de lacunes.

L'hydrogène entrant nécessairement dans la composition des couches sature les liaisons pendantes. Des mesures de spectroscopie Raman et infrarouge ont mis en évidence l'apparition de liaisons du type $\equiv \text{Si}-\text{H}$, $= \text{Si}-\text{H}_2$ et $-\text{Si}-\text{H}_3$. La concentration en hydrogène, déterminée par des mesures d'absorption optique, serait de l'ordre de 10^{22} cm^{-3} , soit 1 000 fois plus que le nombre de liaisons pendantes. Le total des atomes d'hydrogène incorporés serait de 35 à 52 % pour des échantillons préparés à 300 K et de 14 à 25 % pour ceux préparés à 520 K [14]. Cependant, Moustakas estime que cette concentration se sature à 15 % [15].

La présence d'hydrogène réduit la densité d'états au milieu du gap. Moustakas a montré qu'une concentration relativement basse suffit à réduire le nombre des états dans le gap d'une façon significative [15].

La figure (I-5) montre la densité de a-Si : H préparé par deux méthodes différentes.

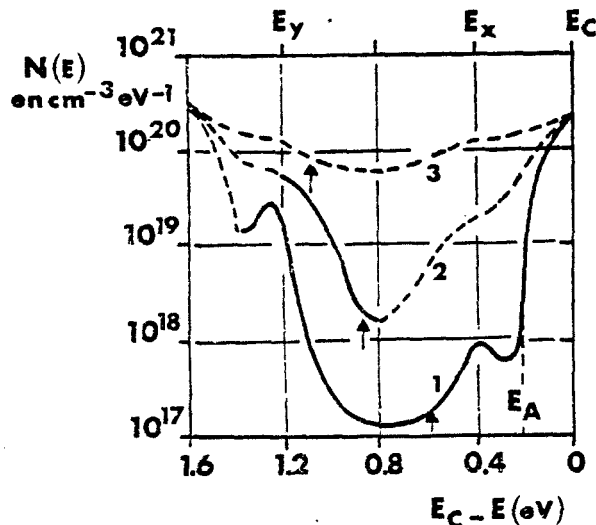


Figure I-5 : Distribution de la densité des états dans le gap pour le silicium amorphe.
Courbe 1 : échantillons préparés par décharge lumineuse à 550 K.
Courbe 2 : Même chose à 350 K.
Courbe 3 : Echantillons préparés par évaporation ou par pulvérisation
La flèche indique la position de E_F dans les échantillons non dopés (d'après Spear et coll.).

Moustakas a également montré par des mesures d'absorption optique qu'une concentration d'hydrogène de 15 % élargit le gap (de 1,8 eV à 2,2 eV). Des expériences de photoémission par rayons X ont montré que ce phénomène proviendrait d'un déplacement de la bande de valence de 0,4 eV, tandis que la position de la bande de conduction resterait pratiquement inchangée. Celle-ci ne bougerait pas plus de 0,1 eV [3].

Par un calcul effectué sur un modèle de réseau continu aléatoire, Davies a trouvé que la présence d'hydrogène avait très peu d'influence sur la position du front de mobilité. La largeur des états localisés en queue de bande de conduction ($E_C - E_A$), varierait de 0,28 eV à 0,3 eV par l'adjonction de 15 % d'hydrogène [3]. D'autres auteurs ont trouvé des valeurs de $E_C - E_A$ comprises entre 0,1 eV et 0,4 eV en fonction des conditions de préparation [16].

D'autre part, la répartition de l'hydrogène n'est pas uniforme. Différentes méthodes d'investigation ont montré l'existence d'une structure colonaire avec 3 % des atomes contenus dans ces colonnes et le reste réparti dans les liaisons [13]. Ceci correspond à un modèle récent dans lequel des "bâtons" de grande densité de matière seraient incorporés à un réseau de plus faible densité, le diamètre de ces bâtons dépendant de l'épaisseur de l'échantillon [17].

I.2.3. Dopage de a - Si : H

En entraînant une diminution de la densité des défauts, l'hydrogène "nettoie", en quelque sorte, les états dans le gap et autorise le dopage. C'est la raison pour laquelle il est plus facile de doper des échantillons préparés par décharge lumineuse, que par évaporation ou pulvérisation cathodique.

Spear et Le Comber ont été les premiers à étudier les différentes méthodes de dopage du silicium amorphe hydrogéné [18].

Ils ont utilisé comme élément dopant de la phosphine (PH_3) pour un dopage de type n et du diborane (B_2H_6) pour un dopage de type p. Ces corps sont mélangés au flux gazeux de SiH_4 lors de la fabrication des couches.

Spear et coll. ont montré qu'une partie seulement des atomes dopants agissait effectivement comme accepteur ou donneur. Ainsi pour la phosphine la moitié des atomes de phosphore présents dans la phase gazeuse s'incorporent dans le réseau aléatoire du a-Si:H et 30 à 40 % de ces atomes agissent effectivement comme donneurs. Il est généralement admis que ces atomes se placent en substitution.

L'introduction de ces éléments dopants a pour effet d'augmenter de plusieurs ordres de grandeur la conductivité des couches de a-Si:H (fig. I-6).

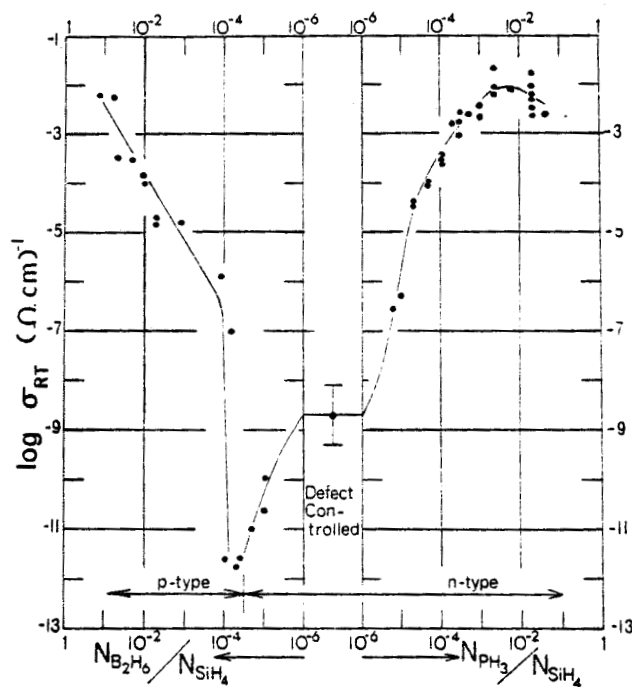


Figure I-6 : Conductivité à l'ambiante σ_{RT} des échantillons du type n et p en fonction du rapport élément dopant - silane (d'après Spear et coll.).

On constate que pour les échantillons de type n, la conductivité se sature à partir d'une concentration de 5.10^{-3} de PH_3 dans le flux gazeux, correspondant à un nombre d'atomes de phosphore incorporés de l'ordre de $3.10^{19} \text{ cm}^{-3}$, ce qui limite le nombre d'atomes donneurs à environ 10^{19} cm^{-3} .

I.2.4. Structure de bande de a - Si : H

En associant ces premières constatations avec des mesures à effet de champ permettant d'obtenir la structure de bande de a - Si : H [14] (figure I-5) on peut en déduire que :

a) dans les échantillons non dopés, le niveau de Fermi E_F se situe à environ 0,6 eV en-dessous du front de mobilité E_C . Jang et Lee ont récemment placé E_F à 0,67 eV sous E_C dans un gap de 1,75 eV [19] ;

b) en dopant avec des atomes de phosphore, E_F se déplace vers des régions de plus haute densité d'états, ce qui permet d'expliquer le phénomène de saturation. Robertson a montré que la position du niveau de Fermi dans la queue de bande était à l'origine de cette saturation [20] ;

c) en dopant avec des atomes de bore, le niveau de Fermi se déplace dans l'autre sens. Mais une conduction par trous ne se produit que si $E_C - E_F$ est supérieur à 0,85 eV. Une conduction par électrons existe donc jusqu'à ce que le niveau de Fermi atteigne ce seuil correspondant à un rapport $\text{B}_2\text{H}_6/\text{Si H}_4$ de l'ordre de 10^{-4} .

d) Spear et Le Comber ont également montré qu'une augmentation de la concentration de donneurs ou d'accepteurs, déplace le niveau de Fermi jusqu'à 0,2 eV du front de mobilité ; celui-ci se trouve ainsi dans les états localisés des queues de bande. En dosant convenablement les concentrations d'éléments dopants, on peut donc contrôler la position du niveau de Fermi dans un domaine de l'ordre de 1,2 eV ;

e) l'influence exacte du degré de dopage sur la concentration en hydrogène ou inversement, n'est pas encore précisément déterminée.

Müller et coll. [21] ont montré que cette concentration augmentait quand on passait d'un échantillon dopé p vers un dopé n. Cette augmentation est proportionnelle au déplacement du niveau de Fermi.

La distribution des états dans le gap, dans a-Si : H, demeure un sujet controversé. Hirose et coll. ont utilisé des méthodes à effet de champs et des mesures de capacité en fonction de la tension. Ils obtiennent des résultats sensiblement différents de Spear et coll. pouvant s'expliquer par la présence d'états de surface [22]. Une analyse numérique donne encore d'autres résultats (figures I-7 et I-8).

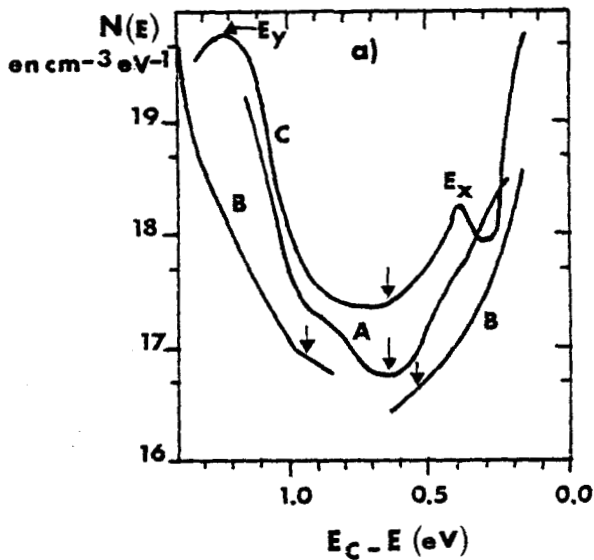


Figure I-7 :

Densité d'états de a-Si : H déterminée par des mesures

- à effet de champ : courbes A (Hirose et coll.) et C (Spear et coll.)

- de capacité en fonction de la tension : courbe B (Hirose et coll.)

D'après Street et Biegelsen [23]).

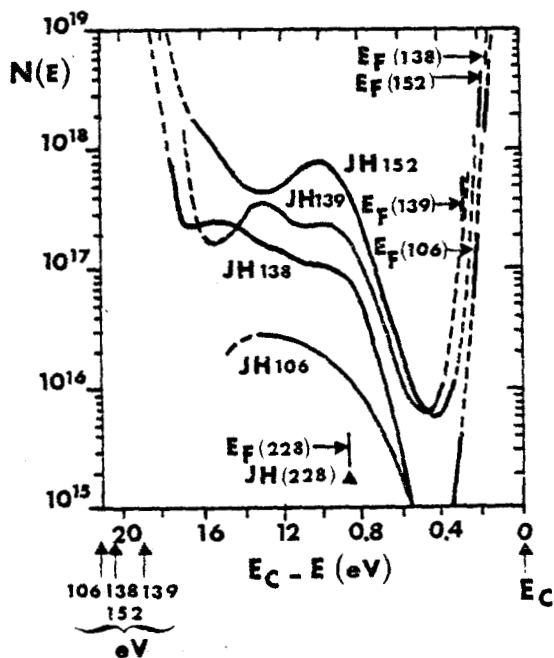


Figure I-8 :

Densité d'états de a-Si : H dopé n, obtenue par une analyse numérique de mesure de capacité en fonction de la tension effectuée par Cohen et coll.

(d'après Street et Biegelsen [23]).

La position exacte des pics E_x et E_y ne peut donc pas être précisément déterminée, mais l'allure générale de la structure de bande demeure. Dans les meilleurs échantillons, la valeur minimale de $N(E)$ n'est pas supérieure à $10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ [23].

Spear et coll. ont montré que la zone d'états localisés s'étendait initialement jusque 0,2 eV en-dessous de E_C pour les échantillons non dopés, et donnait naissance à une bande donneur centrée à 0,1 eV en-dessous du front de mobilité pour un dopage de type n [24]. La bande donneur a approximativement la forme de la distribution d'états en queue de bande (figure I-9).

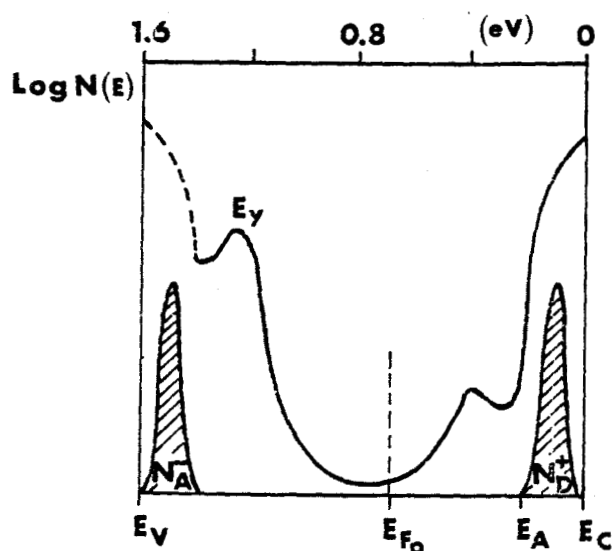


Figure I-9 : Représentation schématique des bandes donneur et accepteur (d'après Le Comber et coll. [29]).

Mais des mesures plus récentes de conductivité, de pouvoir thermoélectrique et de mobilité ont donné d'autres ordres de grandeur pour les niveaux d'énergie des éléments dopants. Ceux-ci constitueraient des pics centrés à $E_y + 0,3 \text{ eV}$ pour le type p et à $E_C - 0,2 \text{ eV}$ pour le type n correspondant approximativement au déplacement maximal du niveau de Fermi [23]. Jang et coll. ont trouvé un niveau donneur se situant à 0,47 eV en-dessous du front de mobilité [25].

I.2.5. Objet de l'étude entreprise

Les mesures de conductivité en courant continu et en courant alternatif, en fonction de la température, permettent de déterminer différents paramètres comme la densité d'états au niveau de Fermi et sa position. Les valeurs des énergies d'activation peuvent venir corrélérer ces résultats et différents mécanismes de conduction peuvent en être déduits.

L'augmentation très rapide de la résistivité quand la température décroît n'a pas permis, jusqu'ici, une étude complète à basse température.

Jang et coll. ont étudié a-Si : H préparé par décharge lumineuse de 500 à 220 K [25] Ast et Brodsky, au-dessus de la température ambiante [26], Overhof et Beyer jusqu'à une température minimale de 125 K [27] et Rehm et coll. entre 400 K et 100 K [28].

L'équipe de Spear et Le Comber a effectué des mesures jusque 130 K et a obtenu des résultats jusque 40 K dans les échantillons préparés par évaporation [15,29,30]. Knotek est également parvenu à effectuer des mesures à 40 K sur ce même type d'échantillons [31].

Pour les mesures en alternatif, Nitta et coll. n'ont travaillé que jusque 220 K [32], tandis que Abkowitz, Le Comber, et Spear ont effectué des mesures jusque 80 K [33].

Il était donc intéressant d'essayer d'étendre le domaine d'étude en température variable et d'étudier les différents mécanismes de conduction régissant le transport dans a-Si : H.

CHAPITRE 2

Mécanismes de conduction

II-1 CONDUCTION EN COURANT CONTINU

A partir des différentes formes de densité d'états proposées dans le chapitre précédent, Mott et Davis [11] et Nagels [34] ont proposé plusieurs mécanismes possibles de conduction. Les calculs qui suivent ont été effectués dans le cas d'une conduction par électrons. Un développement similaire peut être fait dans le cas où les porteurs de charge sont des trous.

II.1.1. Conduction dans les états étendus

a) Expression de la conductivité

Les électrons ayant une énergie inférieure à E_F peuvent être excités dans les états étendus de la bande de conduction.

La conductivité d'un semi-conducteur s'écrit d'une manière générale

$$\sigma = - \int \sigma_E \frac{\partial f(E)}{\partial E} dE \quad (\text{II-1})$$

où $f(E)$ représente la fonction de distribution de Fermi - Dirac

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp [(E-E_F)/kT]} \quad (\text{II-2})$$

nous avons donc :

$$\frac{\partial f(E)}{\partial E} = - f(E) [1 - f(E)] / kT \quad (\text{II-3})$$

On ne tient compte que des porteurs de charge évoluant dans les états étendus, σ peut donc s'écrire :

$$\sigma = e \int N(E) \mu(E) f(E) [1 - f(E)] dE \quad (\text{II-4})$$

avec $\mu(E)$ et $N(E)$ la mobilité et la densité d'états à l'énergie E .

Si l'on suppose le modèle de Mott avec un front de mobilité à E_C et une conduction qui se produit suffisamment loin de E_F pour pouvoir utiliser la statistique de Boltzmann on a :

$$f(E) = \exp [- (E - E_F) / kT] \quad (\text{II-5})$$

Dans le cas non dégénéré et en supposant une densité d'état constante et une mobilité constante au-delà du front de mobilité, (II-4) peut s'écrire :

$$\sigma = eN(E_C) kT \mu_C \exp [-(E_C - E_F)/kT] \quad (\text{II-6})$$

avec μ_C : mobilité moyenne dans la bande de conduction.

Le nombre n d'électrons est donné par :

$$n = \int_{E_C}^{\infty} N(E_C) \exp [-(E - E_F)/kT] dE \quad (\text{II-7})$$

$$n = N(E_C) \exp [-(E_C - E_F)/kT] \quad (\text{II-8})$$

Mott a donné un ordre de grandeur de μ_C en définissant $\sigma(E_C)$

$$\sigma(E_C) = eN(E_C) \mu_C kT \quad (\text{II-9})$$

Si $N(E_C) \approx \langle N(E) \rangle / 3$ avec $\langle N(E) \rangle$ la densité moyenne des états dans la bande, la relation (II-9) s'écrit :

$$\sigma(E_C) = e \langle N(E) \rangle \mu_C kT / 3 \quad (\text{II-10})$$

Mott a calculé la plus petite valeur de la conductivité électrique appelée conductivité métallique minimale.

$$\sigma_{\min} = \text{cste} \cdot e^2 / \hbar a \quad (\text{II-11})$$

La valeur de la constante est comprise entre 0,026 et 0,1.

Dans le modèle de Mott, la conductivité peut donc s'écrire :

$$\sigma = \sigma_{\min} \exp [-(E_C - E_F)/kT] \quad (\text{II-12})$$

On en déduit :

$$\mu_C = \sigma_{\min} / e k T N(E_C) \quad (\text{II-13})$$

En faisant varier la position de E_F , du gap vers le front de mobilité (par le dopage par exemple), σ_{\min} apparaît comme la limite de la conductivité métallique et se trouve à l'intersection de l'extrapolation des courbes $\sigma = f(1/T)$ à $T = 0$ (figure II-1).

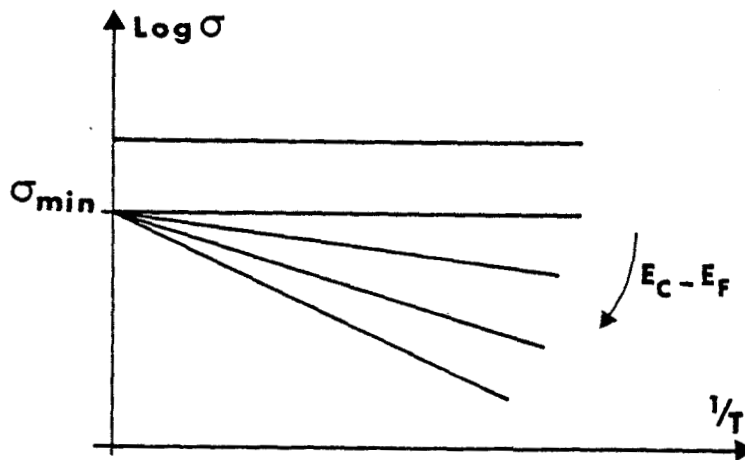


Figure II-1 : Représentation schématique de la dépendance en température de la conductivité quand le niveau de Fermi s'éloigne de E_C .

b) Déplacement du niveau de Fermi et du front de mobilité

L'énergie d'activation observée expérimentalement ΔE_{σ} ne représente pas effectivement $E_C - E_F$. En effet, des mesures d'absorption optique ont montré que la largeur du gap diminue quand la température augmente. Cette dépendance est pratiquement linéaire [34].

$$E_C - E_F \approx \Delta E_{\sigma} - \gamma T \quad (\text{II-14})$$

L'expression de la conductivité devient :

$$\sigma = \sigma_{\min} \exp(\gamma/k) \exp[-\Delta E_{\sigma}/kT] \quad (\text{II-15})$$

$$\text{ou encore } \sigma = \sigma_0 \exp[-\Delta E_{\sigma}/kT] \quad (\text{II-16})$$

$$\text{avec } \sigma_0 = eN(E_C) kT \mu_C \exp(\gamma/k) \quad (\text{II-17})$$

μ_C est proportionnel à $1/T$ (éq. II-13), σ_0 est donc un facteur indépendant de la température.

L'énergie d'activation observée ΔE_{σ} n'a pas de réelle signification physique, n'étant simplement que l'ordonnée à l'origine de la courbe de $E_C - E_F$ en fonction de T . Elle ne représente pas la valeur de $E_C - E_F$ à $T = 0$ puisque à basse température, celle-ci n'a plus une dépendance linéaire en T .

L'évaluation exacte de la quantité $E_C - E_F$ ne peut être obtenue que par la connaissance du facteur γ , déduite par ailleurs d'expériences optiques ou de pouvoir thermoélectrique.

Dans la plupart des matériaux, le coefficient de dépendance en température du gap optique est compris entre $4 \cdot 10^{-4}$ et $8 \cdot 10^{-4}$ eV.deg⁻¹. Pour un niveau de Fermi se situant à peu près au milieu du gap, cela donne une valeur de γ de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ à $4 \cdot 10^{-4}$ eV.deg⁻¹ et une valeur de $\exp(\gamma/k)$ de l'ordre de 10 à 100.

Spear et coll. [36] considèrent que cette variation du gap, dans les échantillons de a-Si : H provient du déplacement avec la température

à la fois du niveau de Fermi E_F , et du front de mobilité E_C . Le seul point pouvant servir de référence pour définir une échelle d'énergie reste E_A , le bord de la bande de conduction (figure II-2)

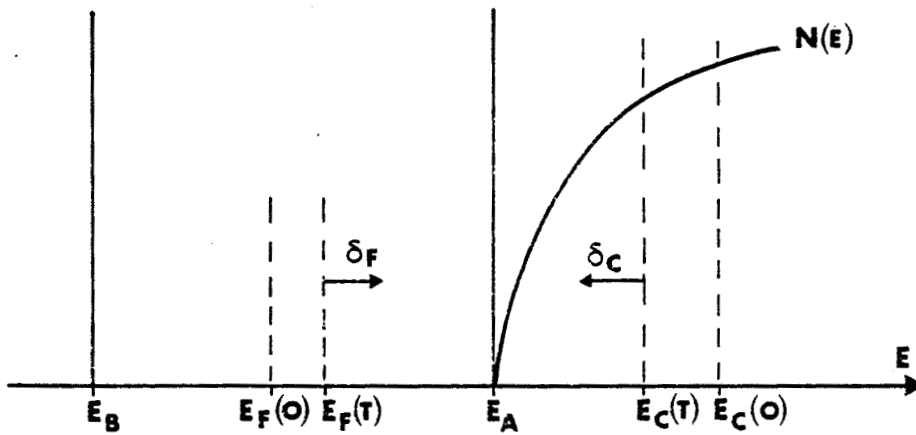


Figure II-2 : Déplacement de E_C et de E_F avec la température (d'après Spear et coll. [36]).

Le coefficient γ n'est en fait que la somme des deux coefficients δ_C et δ_F définis comme suit :

$$E_C(0) - E_C(T) = \delta_C T \quad (\text{II-18})$$

$$E_C(T) - E_F(0) = \delta_F T \quad (\text{II-19})$$

on a donc $E_C(T) - E_F(T) = E_C(0) - E_F(0) - \delta_C \cdot T - \delta_F \cdot T$

ou encore $E_C(T) - E_F(T) = \Delta E_\sigma - \delta_C \cdot T - \delta_F \cdot T \quad (\text{II-20})$

Spear et coll. estiment que δ_F , qui provient de l'interaction électron-phonon, est de l'ordre de $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ eV.K}^{-1}$.

Par contre, δ_C prend davantage d'importance. La position du front de mobilité est déterminée par le critère de Anderson pour la transition entre états localisés et étendus. Celui-ci est défini par un potentiel de désordre V_0 et par un coefficient J qui représente l'énergie de recouvrement des états situés au front de mobilité.

L'augmentation de J avec la température, consécutive à l'augmentation des fluctuations thermiques est linéaire. Soit B le coefficient de proportionnalité, Spear et coll. ont montré que δ_C pouvait s'exprimer par :

$$\delta_C = \frac{3B \left(\frac{\alpha^{-1}}{R(E_C)} \right)}{1 + BT} [E_C(T) - E_A] \quad (\text{II-21})$$

ou encore

$$\delta_C = \frac{3B \left(\frac{\alpha^{-1}}{R(E_C)} \right)}{1 + BT + 3B \left(\frac{\alpha^{-1}}{R(E_C)} \right) T} [E_C(0) - E_A] \quad (\text{II-22})$$

avec α^{-1} l'extension spatiale de la fonction d'onde
et $R(E_C)$ la séparation moyenne entre deux voisins à E_C .

δ_C représente, en fait, la nécessité d'un déplacement du front de mobilité pour satisfaire le critère de Anderson à toute température. En effet, le recouvrement des fonctions d'onde augmente avec la température. Le front de mobilité doit donc se déplacer vers des régions correspondant à de plus grandes distances entre atomes, pour que la localisation demeure, c'est-à-dire vers une zone de plus basse densité d'états.

On peut réécrire (II-22) sous la forme :

$$\delta_C = Gk (E_C(0) - E_A) \quad (\text{II-23})$$

A partir de la relation (II-17) nous avons :

$$\sigma_0 = eN(E_C) kT \mu_C \exp \left[\frac{\delta_C}{k} + \frac{\delta_F}{k} \right] \quad (\text{II-24})$$

$$\text{Donc } \text{Log } \sigma_0 = \text{Log} [eN(E_C) kT\mu_C \exp(\frac{\delta_F}{k})] + \frac{\delta_C}{k} \quad (\text{II-25})$$

ou encore d'après (II-23)

$$\text{Log } \sigma_0 = \text{Log} [eN(E_C) kT\mu_C \exp(\frac{\delta_F}{k})] + G(E_C(o) - E_A) \quad (\text{II-26})$$

soit

$$\text{Log } \sigma_0 = \text{Log} [eN(E_C) kT\mu_C \exp(\frac{\delta_F}{k})] - G(E_A(o) - E_F(o)) + G\Delta E_\sigma \quad (\text{II-27})$$

Le graphe de $\text{Log } \sigma_0$ en fonction de l'énergie d'activation mesurée ΔE_σ permet de déterminer la valeur du coefficient G .

Spear et coll. ont donné une estimation de G de l'ordre de 27 eV^{-1} pour des échantillons non dopés.

Nous avons donc :

$$\delta_C = 2,3 \cdot 10^{-3} \cdot (E_C(o) - E_A)$$

Pour une largeur moyenne $E_C(o) - E_A$ de l'ordre de $0,2 \text{ eV}$ (voir chapitre I), on obtient :

$$\delta_C = 4,6 \cdot 10^{-4} \text{ eV.K}^{-1}$$

Des mesures d'absorption optique et de photo-conductivité ont donné une valeur de $\delta_C + \delta_F$ de l'ordre de $6,1 \cdot 10^{-4} \text{ eV.K}^{-1}$. En-dessous de 200 K , ce coefficient tombe à $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ eV.K}^{-1}$ et il peut alors être identifié à δ_F .

Ce changement de comportement pourrait correspondre à une transformation du mode de transport, passant d'une excitation des électrons dans les états délocalisés, à un mécanisme de saut dans la queue de bande. Ce phénomène a par ailleurs été observé aux alentours de 250 K par des mesures de mobilité de dérivation sur des échantillons non dopés [14].

c) Point de vue de Overhof et Beyer

Ces deux modes de conduction ont été remis en question par Overhof et Beyer [37]. Ces auteurs considèrent que les effets de déplacement

du front de mobilité ou du niveau de Fermi avec la température, s'annulent si l'on définit une nouvelle fonction $Q(T)$:

$$Q(T) = \text{Log } \sigma(T) + e S(T)/k \quad (\text{II-28})$$

avec

$$\sigma = \sigma_0 \exp [-(E_\sigma - E_F)/kT]$$

et

$$S = \frac{-k}{|e|} \left[\frac{(E_S - E_F)}{kT} + A \right]$$

Cette grandeur permet de concilier les résultats obtenus par des mesures de conductivité et de pouvoir thermo-électrique.

A partir des trois équations (II-28) on en déduit :

$$Q(T) = \text{Log } \sigma_0 + A - [E_\sigma(T) - E_S(T)] /kT \quad (\text{II-29})$$

ou encore

$$Q(T) = C - E_\mu/kT \quad (\text{II-30})$$

avec $C = \text{Log } \sigma_0 + A$

et $E_\mu = E_\sigma - E_S$

Un tel comportement de $Q(T)$ a été observé dans a-Si : H sur un large domaine de température et demeure possible tant que la contribution du processus de saut de porteurs au niveau de Fermi n'est pas trop importante.

Overhof et Beyer expliquent ainsi cette dépendance linéaire de $Q(T)$ en $1/T$: le front de mobilité est bien défini localement, cependant, sa valeur peut subir des fluctuations spatiales à grande distance, dues aux variations du potentiel électrostatique des centres chargés, répartis au hasard.

D'autre part, le niveau de Fermi serait soumis à un déplacement statistique et les bords de bande varieraient d'une façon non linéaire avec la température [38].

L'introduction de la fonction Q qui présente un caractère activé avec une seule valeur de l'énergie d'activation, permet à Overhof et Beyer de conclure à un seul mode de transport dans les états étendus, sur un large domaine de température.

A basse température, une conduction par saut, au niveau de Fermi ou dans les queues de bande peut également donner une contribution à la dépendance linéaire entre $Q(T)$ et E_{μ} [39] .

II.1.2. Conduction dans les queues de bande

Le transport s'effectue, dans ce cas, par l'excitation des porteurs dans les états localisés des queues de bande. La conduction ne peut alors se faire que par saut thermiquement activé, c'est-à-dire qu'à chaque fois qu'un électron se déplace d'un état localisé à un autre, il échange de l'énergie avec un phonon.

La mobilité prend alors la forme

$$\mu = \mu_0 \exp [-W(E)/kT] \quad (\text{II-31})$$

$W(E)$ représente l'énergie d'activation pour le saut et le facteur préexponentiel s'exprime par :

$$\mu_0 = \left(\frac{1}{6} \right) v_{ph} e^{R^2/kT} \quad (\text{II-32})$$

avec v_{ph} : fréquence des phonons (de l'ordre de 10^{13} s^{-1})
et R : distance de saut.

L'expression de la conductivité qui provient d'une intégration sur tous les états d'énergie autorisés, nécessite la connaissance de la densité d'états. Celle-ci croît dans les queues de bande et l'on peut supposer qu'elle suit une loi en puissance de l'énergie :

$$N(E) = \frac{N(E_C)}{(E_C - E_A)^S} (E - E_A)^S$$

La conductivité s'exprime alors [34]

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{kT}{E_C - E_A} \right)^s C \exp [-(E_A - E_F + W)/kT] \quad (\text{II-33})$$

avec $\sigma_0 = \left(\frac{1}{6} \right) v_{ph} e^2 R^2 N(E_C)$ (II-34)

et $C = s! - \left(\frac{E_C - E_A}{kT} \right)^s \exp \left[- \frac{(E_C - E_A)}{kT} \right]$

$$\times \left[1 + s \left(\frac{kT}{E_C - E_A} \right) + s(s-1) \left(\frac{kT}{E_C - E_A} \right)^2 + \dots \right] \quad (\text{II-35})$$

La principale dépendance de la conductivité en température provient du terme en exponentielle $(E_A - E_F + W)$.

Un tel phénomène de transport dans les bords de bande s'observera donc à des températures plus basses que la conduction dans les états étendus.

II.1.3. Conduction dans les états localisés au niveau de Fermi

a) Saut au plus proche voisin

La densité d'états dans le gap étant relativement élevée dans les amorphes (à cause d'une importante concentration de défauts), le transport des porteurs peut aussi s'effectuer dans ces états. Les électrons se déplacent alors par effet tunnel assisté par phonons. C'est encore un processus d'excitation d'un porteur d'un état localisé à un autre.

Mott a donné la dépendance en température de ce mécanisme de saut [35].

Considérons deux états localisés, l'un occupé en-dessous de E_F , l'autre vide au-dessus de E_F , avec une différence d'énergie W .

La probabilité p , qu'un électron saute d'un état vers un autre, encore appelée taux de transition de saut, est déterminée par trois facteurs :

(i) la probabilité de trouver un phonon avec une énergie d'excitation égale à W . Cette probabilité est donnée par l'expression de Boltzmann : $\exp(-W/kT)$.

(ii) la probabilité de transfert d'un électron d'un site à un autre. Ce facteur dépend du recouvrement des fonctions d'onde. Pour les états localisés, ces dernières ont une expression exponentielle.

$$\Psi = \exp(-\alpha r), \text{ avec } \alpha : \text{longueur de localisation.}$$

La probabilité sera donc donnée par le terme $\exp(-2\alpha R)$, R représentant la distance de saut.

(iii) un terme équivalent à une fréquence et qui dépend de l'importance du couplage électron-phonon et de la densité d'états des phonons. Ce facteur faiblement dépendant de W et de R ne dépasse pas la fréquence maximale des phonons qui est de l'ordre de $10^{12} - 10^{13}$ Hz.

Ainsi définie, la probabilité de saut s'exprime :

$$p = \nu_{ph} \exp(-2\alpha R - W/kT) \quad (\text{II-36})$$

On peut trouver l'expression de la conductivité en utilisant la relation d'Einstein :

$$\mu = e \frac{D}{kT} \quad \text{avec } \mu : \text{mobilité}$$

avec $D : \text{constante de diffusion}$

$$D = \frac{pR^2}{6}$$

$$\text{on a alors } \sigma = \left(\frac{1}{6}\right) e^2 p R^2 N(E_F) \quad (\text{II-37})$$

$N(E_F)$ représente la densité d'états au niveau de Fermi, et, si celle-ci est constante, $kT N(E_F)$ représente le nombre d'électrons participant à la conductivité.

La conductivité par saut au plus proche voisin s'exprime alors par :

$$\sigma = \left(\frac{1}{6}\right) e^2 R^2 \nu_{ph} N(E_F) \exp(-2\alpha R) \exp(-W/kT) \quad (\text{II-38})$$

b) Saut à distance variable

A basse température, le nombre et l'énergie des phonons diminuent. La différence d'énergie entre deux sites contigus devient trop importante pour que le processus de saut au plus proche voisin puisse se poursuivre.

Les porteurs tendent alors à sauter vers des sites énergétiquement plus favorables situés à de plus grandes distances. Ce mode de conduction est appelé le saut à distance variable [fig. II-3]

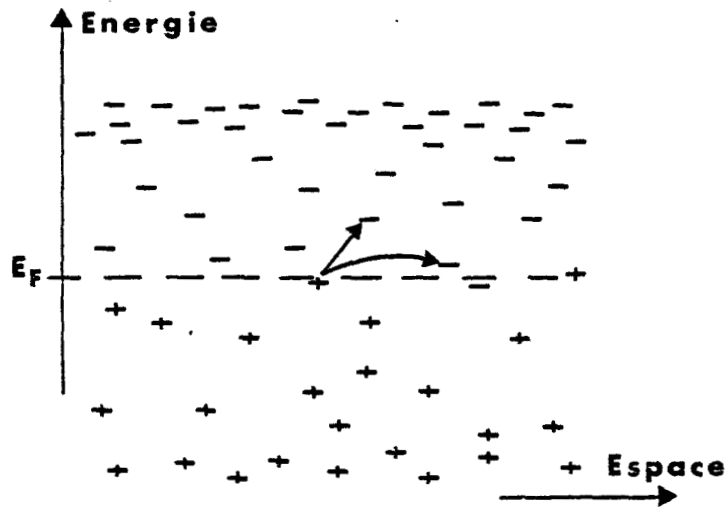


Figure II-3 : Représentation schématique du saut à distance variable.

Pour trouver la distance de saut la plus probable, Mott [35] considère que le facteur $(2 R + W/kT)$ doit être optimisé.

Le nombre d'états accessibles à une distance R avec une différence d'énergie W , pour un électron sur un site donné, se situe dans une sphère définie par

$$\frac{4\pi}{3} R^3 N(W) W \quad (\text{II-39})$$

avec $N(W)$: densité d'états par unité de volume et d'énergie.

L'électron ne quittera son site que si le nombre d'états accessibles est égal à un.

On en déduit l'énergie moyenne séparant les états près du niveau de Fermi

$$W = \frac{3}{4\pi R^3 N(E_F)}$$

et la nouvelle probabilité de saut

$$p = v_{ph} \exp \left(-2\alpha R - \frac{3}{4\pi R^3} \frac{N(E_F)}{kT} \right) \quad (\text{II-40})$$

En minimisant le terme en exponentielle de (II-40), on obtient la distance de saut la plus probable :

$$R = \left[\frac{9}{8\pi \cdot \alpha \cdot N(E_F) \cdot kT} \right]^{1/4} \quad (\text{II-41})$$

et une fréquence de saut de la forme

$$p = v_{ph} \exp \left(- \frac{A}{T^{1/4}} \right) \quad (\text{II-42})$$

avec $A = 2,1 \left[\alpha^3 / kN(E_F) \right]^{1/4} \quad (\text{II-43})$

En reportant cette valeur de p dans (II-37), on obtient l'expression de la conductivité :

$$\sigma = \left(\frac{1}{6} \right) e^2 R^2 v_{ph} N(E_F) \exp \left(- \frac{A}{T^{1/4}} \right) \quad (\text{II-44})$$

plus connue sous la forme :

$$\sigma = \sigma_0(T) \exp \left(- \frac{A}{T^{1/4}} \right) \quad (\text{II-45})$$

ou loi de Mott.

On en déduit l'expression du facteur préexponentiel en utilisant (II-41)

$$\sigma_0(T) = \frac{e^2}{2(8\pi)^{1/2} v_{ph}} \left[\frac{N(E_F)}{\alpha kT} \right]^{1/2} \quad (\text{II-46})$$

D'autres expressions des coefficients A et $\sigma_0(T)$ ont été trouvées par différents auteurs.

Ainsi, dans le cas d'une conduction dans la bande d'impuretés, d'autres paramètres interviennent [40]

$$\sigma_0(T) = \frac{e^2 E_D^2}{12\pi \rho s^5 h^4} \left(\frac{8\pi N kT \alpha}{9} \right)^{1/4} \left(\frac{e^2 \alpha}{8\pi \epsilon \epsilon_0} \right)^2$$

et $A = 2,063 \left(\frac{\alpha^3}{N(E_F)k} \right)^{1/4}$ (II-47)

où E_D représente le potentiel de déformation,
 s la vitesse du son,
 ρ la masse spécifique,
 et ϵ la constante diélectrique du matériau.

Overhof, dans sa synthèse sur les différentes formes régissant le saut à distance variable, obtient les expressions suivantes [41]

$$A = \left[\frac{128}{9\pi} \times \frac{\alpha^3}{N(E_F)k} \right]^{1/4}$$
 (II-48)

et $\sigma_0(T)$ faiblement dépendant en température.

c) Modèle de percolation

Initialement développé par Pollak [42] pour les bandes d'impuretés des systèmes cristallins, ce modèle de percolation peut-être appliqué aux amorphes en considérant l'existence d'un chemin critique à travers l'échantillon, permettant le transport des charges. Cela conduit à la notion de conductance critique.

Pour une densité d'états constante, on calcule la conductance de l'échantillon en l'assimilant à la conductance critique. On en déduit une expression de la conductivité [41]

$$\sigma = \sigma_0 e^{-A/T^{1/4}}$$

avec $A = \left[16,1 \frac{\alpha^3}{N(E_F)k} \right]^{1/4}$ (II-49)

Cependant, il n'est pas facile de déterminer avec précision le facteur préexponentiel σ_0 , de par la nature même des approximations effectuées : les échantillons de taille macroscopique possèdent le plus souvent plusieurs chemins et conductances critiques.

d) Modèle de Ortuno et Pollak

Expérimentalement, des valeurs physiquement trop élevées de $N(E_F)$ sont obtenues à partir du facteur préexponentiel σ_0 . Toutes les formulations de la conductivité exposées précédemment, obtenues à partir du modèle de Mott, négligent les effets de corrélation dans le transport par effet tunnel, les processus de multiphonons et les interactions électron - électron .

De plus, ces modèles supposent une densité d'états constante autour du niveau de Fermi. Ils ont été calculés à partir de la probabilité qu'a un électron de sauter de site en site.

Il est bien évident qu'un simple saut ne peut pas être caractéristique de la conductivité d'un échantillon de taille macroscopique. En effet, après un premier saut, un électron arrive généralement à une énergie différente du niveau de Fermi.

Cette dernière approximation est de loin, celle qui influe le plus sur l'expression de la conductivité.

Ortuno et Pollak [43] ont proposé une forme de densité d'états exponentielle près du niveau de Fermi.

$$N(E) = N(E_F) \exp \left(\frac{E}{E_0} \right) \quad (\text{II-50})$$

où E représente l'énergie mesurée à partir du niveau de Fermi et E_0 un facteur qui rend compte de la décroissance exponentielle.

A partir de la théorie des percolations, les auteurs donnent une expression de la conductivité qu'ils comparent aux résultats expérimentaux

disponibles sur le silicium et le germanium amorphes non hydrogénés. Une valeur de E_0 égale à 0,03 eV en est déduite pour a-Si.

La conductivité suit également une loi en $T^{-1/4}$ avec

$$\sigma_0(T) = 1,7 e^2 v N(E_F)^{0,58} \cdot \left(\frac{1}{\alpha}\right)^{0,74} \cdot (kT)^{-0,42}$$

et

$$A \approx 2 \left(\frac{\alpha^3}{N(E_F)k} \right)^{1/4} \quad (\text{II-51})$$

e) Passage d'un système 3D à un système 2D

Dans les différentes expressions de la conductivité données précédemment, nous avons considéré un système dans lequel l'électron pouvait sauter dans les trois directions de l'espace.

Si l'une des dimensions d du système (l'épaisseur par exemple) est inférieure à la distance de saut, l'électron se trouve confiné dans un système à deux dimensions.

Les sites accessibles à cet électron, ne sont plus localisés dans une sphère, mais dans un disque. Le terme (II-39) doit être remplacé par $\Pi R^2 d N(W) dW$.

Par la même procédure d'optimisation que pour les systèmes à trois dimensions, on obtient la distance de saut la plus probable :

$$R = \left[\frac{1}{\Pi \alpha d N(E_F) kT} \right]^{1/3}$$

On en déduit pour la conductivité, une loi en $T^{-1/3}$ [41]

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\left(\frac{A}{T^{1/3}}\right)} \quad (\text{II-52})$$

avec

$$A = \left[\frac{256}{9\Pi} \cdot \frac{\alpha^2}{N(E_F) \cdot k \cdot d} \right]^{1/3}$$

La densité d'états $N(E_F)$ intervenant dans A demeure celle du matériau à trois dimensions.

Un tel comportement sera observé dans des échantillons dont l'épaisseur est inférieure à quelques centaines d'angström.

II.1.4. Domaine de température des différents mécanismes de conduction

Les variations des quatre types de conduction étudiés précédemment (conduction dans les états étendus, conduction par saut dans les états localisés en queue de bande, saut au plus proche voisin près du niveau de Fermi, et saut à distance variable) sont représentées en fonction de la température sur la figure (II-4)

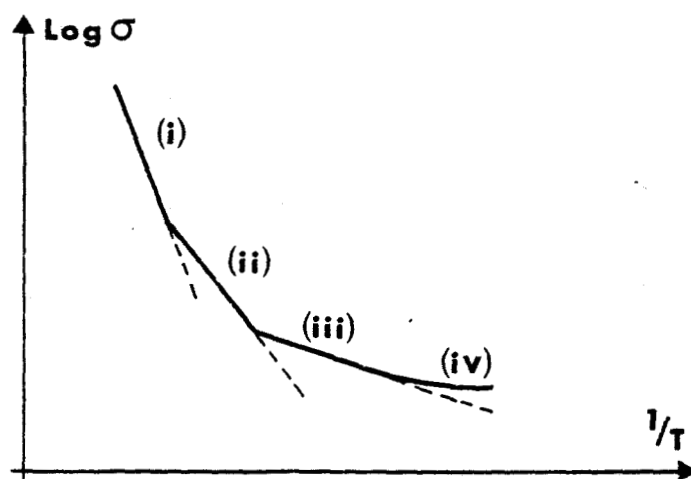


Figure II-4 : Variation avec la température de la conductivité dans les différents mécanismes de conduction

- (i) : conduction dans les états délocalisés ;
- (ii) : conduction dans les queues de bande ;
- (iii) : saut au plus proche voisin au niveau de Fermi ;
- (iv) : saut à distance variable.

Dans les échantillons de a-Si : H non dopés, Le Comber et Spear [14] ont montré l'existence d'une conduction dans les états délocalisés jusque 250 K et d'une conduction par saut à de plus basses températures.

Cependant, tous les modes de conduction ne sont pas identifiables dans la réalité. Ainsi, la conduction par saut dans les bords de bande présente un comportement activé qu'il n'est pas facile de distinguer d'une conduction dans les états délocalisés.

D'autre part, si la densité d'états dans le gap est importante, il peut y avoir une transition d'un mécanisme de transport de charges au-delà du front de mobilité, vers un mécanisme de transport au niveau de Fermi.

II-2 CONDUCTION EN COURANT ALTERNATIF

D'autres informations sur les mécanismes de conduction peuvent être déduites des mesures de la conductivité en courant alternatif. Celle-ci est souvent dominée par les états électroniques profonds, situés près du niveau de Fermi. Ces états sont toujours associés aux irrégularités et aux discontinuités du "réseau" amorphe. De tels centres de défauts entraînent l'apparition de dipôles électriques sous l'action d'un champ. En général ces centres se regroupent en paires qui interagissent avec le champ appliqué de fréquence ω . Ce dernier change l'environnement relatif des paires et induit des transitions entre elles, régies par le temps de relaxation intrinsèque de la paire τ . La conductivité est alors dominée par les paires ayant des temps de relaxation voisins de ω^{-1} .

Dans un réseau aléatoire, les valeurs des temps de relaxation varient de plusieurs ordres de grandeur et contribuent à l'expression de la conductivité alternative $\sigma(\omega)$. Réciproquement, l'étude de $\sigma(\omega)$ peut fournir des indications sur la nature et la distribution des défauts, à condition que le mécanisme de relaxation soit compris [44].

Le développement des différents modèles a été effectué en supposant vérifiées les hypothèses suivantes :

- la conduction se fait entre états regroupés en paires (approximation de la paire) ;

- il existe une distribution de temps de relaxation de ces paires.

La conductivité en alternatif peut s'écrire sous la forme générale :

$$\sigma(\omega) = \int_0^{\infty} a(\omega) p(\tau) \frac{\omega^2 \tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)} d\tau \quad (\text{II-53})$$

où $a(\omega)$ représente la polarisation d'une paire de sites
et $p(\tau)$ la distribution des temps de relaxation.

Un comportement différent se produit suivant que les phénomènes de transport résultent de l'excitation des charges dans les états étendus ou de la conduction par saut dans les états localisés.

II.2.1. Conduction dans les états étendus

Lorsque les électrons sont excités au-delà du front de mobilité vers les états étendus, la conductivité $\sigma(\omega)$ est donnée par la formule de Drude :

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma(0)}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (\text{II-54})$$

Le temps de relaxation τ , très petit, de l'ordre de 10^{-15} s, empêche une variation de $\sigma(\omega)$ en ω^{-2} . τ n'est pas toujours aussi petit, mais on peut considérer que la conductivité ne dépend pas de ω jusqu'à une fréquence de l'ordre de 10^7 Hz [11].

Nous nous attacherons davantage à décrire les mécanismes de transport régissant le saut de porteurs dans les états localisés dont une revue a été récemment réalisée par Long [44] et par Elliott [45].

II.2.2. Conduction par saut dans les états localisés

Les phénomènes de transport résultent du saut de porteurs, soit au-dessus d'une barrière de potentiel W séparant deux sites, soit par effet tunnel assisté thermiquement.

Dans le premier cas, si W est indépendant de la distance intersite R et si la fréquence ω_{\max} qui est définie par $\omega_{\max}\tau = 1$ est du type activée, nous avons :

$$\omega_{\max} \propto \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$$

Ce sera généralement le cas dans les verres où le mécanisme de conduction provient également du mouvement des atomes entre deux sites.

Dans le second cas, on peut considérer que les centres de défauts sont distribués au hasard. La probabilité de trouver un centre "d'accueil" à une distance R est donnée par :

$$P(R) dR = 4\pi NR^2 dR \quad (\text{II-55})$$

Seules les paires formées de centres séparés par la distance de saut R_ω , telle que $\omega\tau = 1$, contribueront efficacement à la conductivité. Austin et Mott [46] ont calculé cette valeur de R_ω

$$R_\omega = \frac{1}{2\alpha} \text{Log} \left(\frac{1}{\omega\tau_0} \right) \quad (\text{II-56})$$

et en ont déduit l'expression de la conductivité quand le processus de saut se situe près du niveau de Fermi. Dans un domaine de température où kT est petit comparé à la région où $N(E_F)$ peut être pris constant, on obtient :

$$\sigma(\omega) = C e^2 kT [N(E_F)]^2 \alpha^{-5} \omega \left[\text{Log} \left(\frac{\nu_{\text{ph}}}{\omega} \right) \right]^4 \quad (\text{II-57})$$

avec ν_{ph} : fréquence des phonons, de l'ordre de 10^{13} s^{-1}
 α : décroissance de la fonction d'onde des états localisés
 et $C = \frac{\pi}{3}$.

Pollak [47] a trouvé une valeur différente du coefficient $C = \frac{\pi^3}{96}$.

L'équation (II-57) montre que $\sigma(\omega)$ varie linéairement avec la température. D'autre part, la pente de $\text{Log } \sigma(\omega)$ en fonction de $\text{Log } (\omega)$ n'est pas constante, mais décroît lorsque la fréquence augmente.

La relation (II-57) peut être approchée par une équation de la forme : [11]

$$\sigma(\omega) \approx \text{cste} \cdot \omega^s \quad (\text{II-58})$$

$$\text{avec} \quad s = 1 - \frac{4}{\text{Log}\left(\frac{v_{ph}}{\omega}\right)} \quad (\text{II-59})$$

L'exposant s , indépendant de la température, est souvent pris égal à 0,8. Cette valeur a été calculée pour $v_{ph} = 10^{13} \text{ s}^{-1}$ et $\omega = 10^4 \text{ Hz}$.

Dans le cas où les porteurs sont excités dans les états localisés des bords de bande, la conductivité suit une dépendance en fréquence similaire à (II-57). Cependant la dépendance en température est du type activée [11]. Comme dans le cas de la conductivité en continu elle prend une forme en $\exp [-(E_A - E_F) / kT]$

II.2.3. Saut de barrière corrélée

Des mesures expérimentales ont mis en évidence un coefficient s dont la valeur est comprise entre 0,7 et 1. De tels résultats ne peuvent être obtenus que pour des valeurs de v_{ph} physiquement trop grandes. D'autre part, s n'est pas indépendant de la température : il augmente quand T diminue.

D'autres phénomènes comme des dipôles ioniques, des couches de dipôles, des inhomogénéités peuvent également conduire à un comportement en ω^s .

A partir des résultats expérimentaux obtenus sur des verres chalcogénures, Elliott [48] a proposé un modèle de saut à distance variable au-dessus de barrières dont la hauteur dépend de la distance intersite. Le processus appelé saut de barrière corrélée consiste en un saut simultané de deux électrons au-dessus d'une barrière de potentiel séparant deux sites de défauts (fig. II-5).

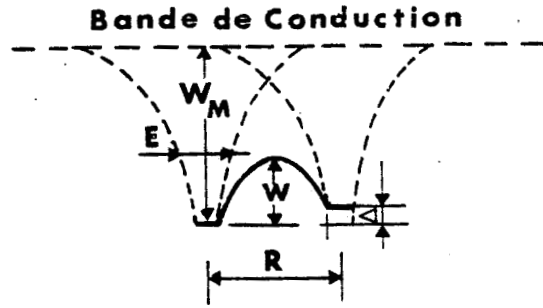


Figure II-5 : Diagramme schématisique du processus de saut de barrière corrélée (d'après Elliott [48]).

Les électrons sautent d'un site D^- à un site D^+ , le transformant alors en un site D^- .

Δ représente la différence d'énergie entre deux sites D^- et W_M l'énergie nécessaire pour exciter deux électrons d'un état D^- vers la bande de conduction.

L'attraction coulombienne entre les deux sites diminue la hauteur W de la barrière de potentiel qu'ont à franchir les deux électrons pour passer d'un site à un autre distant de R .

$$W = W_M - \frac{8 e^2}{4\pi \epsilon \epsilon_0 R} \quad (\text{II-60})$$

Le temps de relaxation de la paire de sites peut être relié à W par la relation :

$$\tau = \tau_0 \exp \left(\frac{W}{kT} \right) \quad (\text{II-61})$$

où τ_0 est de l'ordre de la période vibrationnelle atomique.

L'équation (II-53) peut être réécrite

$$\sigma(\omega) = \frac{N^2}{2} \int_{\tau \min}^{\tau \max} \alpha(\tau, \xi) \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} p(\tau) d\tau \quad (\text{II-62})$$

où N représente la concentration de sites localisés et $\frac{N^2}{2}$ la densité de paires

$p(\tau) d\tau$ est la probabilité pour une paire donnée d'avoir un temps de relaxation compris entre τ et $\tau + d\tau$, et $\alpha(\tau, \xi)$ la polarisation

moyenne d'une paire de sites, caractérisée par τ et d'autres paramètres ξ .

Pollak et Geballe [49] ont donné une expression de α

$$\alpha = \frac{e^2 R^2}{3kT \cosh^2(\Delta/2kT)} \quad (\text{II-63})$$

En première approximation nous prenons

$$\Delta = 0$$

et $p(\tau) d\tau = p(R) dR = 4\pi R^2 dR$

$\sigma(\omega)$ s'exprime alors :

$$\sigma(\omega) = \frac{N^2}{2} \omega \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \frac{e^2 R^2}{3kT} \frac{\omega \tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)} 4\pi R^2 dR \quad (\text{II-64})$$

avec $\tau_{\min} = \tau_0$ et $\tau_{\max} = \tau_0 \exp(W_M/kT)$

En utilisant (II-60) et (II-61) nous avons :

$$\sigma(\omega) = \frac{4N^2 \pi \epsilon \epsilon_0}{12} \omega \int_0^{\infty} R^6 \frac{\omega \tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)} \frac{d\tau}{\tau} \quad (\text{II-65})$$

Le facteur $\frac{\omega^2}{1 + \omega^2 \tau^2}$ peut être assimilé à un pic de Dirac centré en $\omega\tau = 1$

donc $\int_0^{\infty} \frac{\omega \tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)} \frac{d\tau}{\tau} = \frac{\pi}{2} - \text{Arc tg}(\omega\tau_0) \approx \frac{\pi}{2}$

En appelant R_ω la distance entre les sites vérifiant $\omega\tau = 1$, nous avons la nouvelle expression de la conductivité :

$$\sigma(\omega) = \frac{4\pi \epsilon \epsilon_0 \pi^2 N^2}{24} \omega R_\omega^6 \quad (\text{II-66})$$

D'après (II-60), nous pouvons exprimer R_ω

$$R_\omega = \left(\frac{2 e^2}{\Pi \epsilon \epsilon_0} \right) \left(\frac{1}{W_M - W_\omega} \right) \quad (\text{II-67})$$

En général, W_ω est très inférieur à W_M . On peut donc développer R_ω^6 au premier ordre :

$$(W_M - W_\omega)^{-6} = \frac{1}{W_M^6} \left(\frac{1}{\omega \tau_0} \right)^\beta \quad (\text{II-68})$$

avec $\beta = \frac{6kT}{W_M}$ (II-69)

La conductivité peut alors se mettre sous la forme :

$$\sigma(\omega) = \frac{\Pi^3 N^2 \epsilon \epsilon_0}{6} \frac{2 e^2}{\epsilon \epsilon_0 W_M} \frac{\omega^s}{\tau_0^\beta} \quad (\text{II-70})$$

avec $s = 1 - \beta = 1 - \frac{6kT}{W_M}$ (II-71)

La dépendance en température de s , prévue par l'expérience, est ainsi vérifiée.

Dans les verres chalcogénures, Elliott a assimilé W_M à la largeur B du gap optique ou électrique du matériau, sans exclure la possibilité d'autres valeurs ($B/4$ par exemple dans le cas où la conductivité ne proviendrait que du saut d'un seul électron).

Elliott [50,51] a également expliqué des valeurs expérimentales de s de l'ordre de l'unité ou même légèrement supérieures, relevées dans des verres chalcogénures. Le processus est le même, mais les centres de défauts, de charges opposées, ne sont plus distribués aléatoirement mais appariés à cause de leur attraction coulombienne.

s prend alors la forme :

$$s = 1 - \beta + \delta \quad (\text{II-72})$$

où
$$\delta = \frac{T}{8T_g}$$

avec T_g : température de transition vitreuse

Pour expliquer leurs résultats obtenus sur le germanium amorphe, Long et Balkan [52,53] ont été amenés à adapter le modèle proposé par Elliott afin de trouver un mécanisme capable d'expliquer le comportement de la conductivité aussi bien en basse qu'en haute fréquence et à toute température.

Si les électrons, en sautant d'un site à un autre, restent à proximité d'un site particulier suffisamment longtemps pour induire un déplacement des atomes environnants, un puits de potentiel se crée et piège un électron. La "cellule" comprenant un porteur piégé et son environnement déformé qui en résulte constituent un polaron. La conduction s'effectue alors par activation de ces polarons.

Long et Balkan ont également calculé une variation de la conductivité $\sigma(\omega)$ en ω^s , avec un coefficient s de la forme :

$$s = 1 - \frac{4}{R_0 \left(2\alpha + \frac{1}{KT} \left(\frac{dW}{dR} \right)_{R_0} \right)} \quad (\text{II-73})$$

où W représente l'énergie d'activation des polarons
et R_0 est relié à l'inhomogénéité de la distribution d'états.

Toutefois, la détermination de grandeurs physiques à partir de cette équation est fort délicate. Les auteurs n'ont pu vérifier cette expression que d'une manière empirique.

Les mécanismes exacts qui régissent les phénomènes de transport en courant alternatif demeurent encore, en grande partie, inexpliqués.

CHAPITRE 3

Techniques expérimentales

III-1 METHODES DE PREPARATION DES ECHANTILLONS

III.1.1. Principe de fabrication de a - Si : H

Les échantillons que nous avons étudiés ont été préparés au Centre d'Etudes Nucléaires de Mol (Belgique) dans le laboratoire de Monsieur le Professeur Nagels.

La méthode retenue est celle de la décharge lumineuse qui permet un dopage plus efficace du silicium.

Un substrat est placé dans un plasma de silane (SiH_4) en basse pression. La décomposition chimique du gaz produit des radicaux Si-H_2 , Si-H_3 et des ions hydrogène (en concentration de 100 à 1000 fois moins grande) qui se déposent sous forme de film solide sur le substrat. Le plasma est produit par l'application d'un champ radio-fréquence de 16,56 MHz entre les armatures d'un condensateur (fig. III-1).

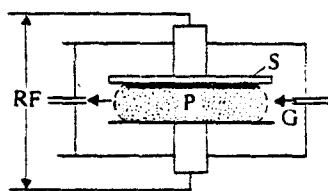


Figure III-1 :

Principe de fabrication par décharge lumineuse

R.F. : Champ radio-fréquence,

*G : Flux de gaz $\text{SiH}_4 + 1\% \text{PH}_3$
ou $\text{SiH}_4 + 1\% \text{B}_2\text{H}_6$*

S : Substrat

P : Plasma

Le dopage est réalisé en mélangeant au silane de la phosphine (PH_3) pour un dopage de type n, et du diborane (B_2H_6) pour un dopage de type p. Un gaz porteur neutre (de l'argon par exemple) peut être ajouté au mélange.

III.1.2. Importance des paramètres de fabrication

La technique de fabrication du silicium amorphe influe fortement sur ses propriétés électriques. Ainsi différents paramètres sont à prendre en considération [45]

- la pression du gaz et sa température,
- le rapport silane - gaz porteur,
- le débit des gaz,
- la géométrie de la chambre et la position du substrat,
- la puissance radio-fréquence appliquée au plasma,
- la tension du substrat,
- la température du substrat.

Dans nos échantillons, la pression du gaz est de quelques dixièmes de torr et le débit de quelques dizaines de centimètres cubes par seconde. La vitesse de dépôt est d'environ 10 \AA par seconde, soit plus de $1 \text{ }\mu\text{m}$ de matériau déposé en une heure. Cette vitesse est plus grande à température ambiante qu'à 300°C d'un facteur 3.

Les électrodes sont distantes de 2,5 à 3 cm.

La puissance du champ radio-fréquence est comprise entre 2 et 40 W.

La température de substrat constitue le paramètre le plus critique.

Deux de nos échantillons ont été préparés à température ambiante mais la plupart l'ont été entre 250 et 270°C .

Une température élevée évite que des produits volatiles ne soient incorporés dans les films.

La température influe également sur le pourcentage d'hydrogène inclû dans les couches.

A l'aide d'une spectroscopie infra-rouge, Nagels a détecté une concentration de 11 % d'atomes d'hydrogène, dans les échantillons dopés n et de 16 % dans les dopés p, pour une température de préparation d'environ 260°C . Cette proportion passe à 30 % dans les couches préparées à température ambiante.

La température du substrat influe également sur la concentration de lacunes qui diminue au-dessus de 150°C [11].

III.1.3. Situation des échantillons

Le silicium amorphe a été déposé sur des substrats de verre ou d'alumine. Les échantillons se présentent sous forme de plaquettes rectangulaires de 1 cm sur 0,5 cm.

La concentration des éléments dopants (PH_3 ou B_2H_6) mélangés au silane est de 1 %. Ce pourcentage est légèrement supérieur à la limite de saturation pour le dopage n.

Les caractéristiques de fabrication sont résumées dans les tableaux ci-contre (III-1 et III-2).

III.1.4. Métallisations

La pose de contacts électriques sur les échantillons s'est avérée être un problème délicat. Il faut en effet que les métallisations adhèrent parfaitement sur l'échantillon, aient une excellente tenue en basse température et permettent la réalisation de contacts ohmiques.

Dans un premier temps, elles furent réalisées par évaporation d'or pur pour les échantillons de type p et d'or additionné de 0,5 % d'antimoine pour le type n, sous un vide de 10^{-4} torr.

Le dépôt d'or ainsi constitué présentait l'inconvénient de se détacher de la couche au moindre contact mécanique.

Par la suite, les métallisations furent réalisées par évaporation d'aluminium ou de platine (uniquement sur le type n). Ces métaux "accrochent" beaucoup mieux sur le silicium et les contacts ont une bonne tenue en basse température :

138 GA, 138 GK : contacts Au pur

139 GA, 139 GK : Au + 0,5 % Sb

269 G, 465 G, 467 G, 267 G, 563 G : Al

463 G : Pt.

Tableau III-1 : échantillons type p ($\text{SiH}_4 + 1\% \text{B}_2\text{H}_6$)

Référence de la couche	Température de préparation Td en °C	Épaisseur en μm	Pression en torr	Débit en cm^3/s	Puissance rf en Watt
138 GA	20	2,5	0,4	de 3 à 6	de 20 à 40
138 GK	252	1,6	0,4	de 3 à 6	de 20 à 40
269 G	262	0,52	0,27	4	20
465 G	270	1	0,45	20	2
467 G	270	0,85	0,45	20	2

Tableau III-2 : échantillons type n ($\text{SiH}_4 + 1\% \text{PH}_3$)

Référence de la couche	Température de préparation Td en °C	Épaisseur en μm	Pression en torr	Débit en cm^3/s	Puissance rf en Watt
139 GA	20	2,4	0,4	de 3 à 6	de 20 à 40
267 G	260	0,6	0,278	4	20
139 GK	265	1,3	0,4	de 3 à 6	de 20 à 40
463 G	270	3,8	0,45	20	10
563 G	270	5,6	0,44	40	5

L'épaisseur des métallisations varie de 0,2 à 1 μ .

La configuration des métallisations coplanaires fut retenue pour les échantillons étudiés. Dans cette disposition, qui entraîne des résistances élevées à mesurer, les effets de contact sont négligeables.

Des essais ont été effectués sur des couches présentant des métallisations de type "sandwich" qui permettent de diminuer considérablement la résistance (de quelques $M\Omega$ à quelques Ω à température ambiante).

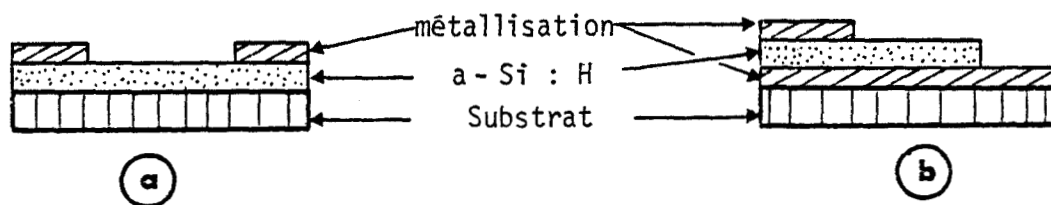


Figure III-2 : Disposition des métallisations

(a) contacts coplanaires

(b) configuration "sandwich"

Les problèmes rencontrés dans la configuration en sandwich furent nombreux : mauvaise adhérence des métallisations, inconnue des résistances de contact qui prennent davantage d'importance, et court circuit possible entre les deux couches métalliques. L'hétérogénéité de la structure de a - Si : H intervient également.

Nous avons effectué des mesures difficilement reproductibles sur un échantillon du type 267 G. La conductivité σ est de plusieurs ordres de grandeur inférieure à celle d'une couche de configuration coplanaire. De plus, σ varie plus lentement en fonction de la température et devient indépendant de T à basse température (figure 29).

Ast et Brodsky [26] ont également éprouvé des difficultés en effectuant des mesures dans cette configuration et n'ont pu travailler qu'entre - 30°C et 80°C.

La pose des fils sur les métallisations fut effectuée à l'aide d'une résine chargée à l'argent du type Epoxy 410 E qui a une excellente tenue en basse température. La polymérisation s'est faite, soit à température ambiante, soit par passage au four à des températures de l'ordre de 80°C.

III-2 APPAREILLAGE

III.2.1. Matériel utilisé

Les échantillons ont été placés dans un cryostat à conduction solide associé à une régulation de température permettant de travailler entre 300 et 10 Kelvins. La descente en température est obtenue par détente adiabatique d'un gaz d'hélium.

Les résistances élevées des échantillons qui atteignent au moins $10^{13} - 10^{14} \Omega$ à la température de l'azote liquide, ont nécessité des isollements électriques très efficaces. Tous les fils, câbles et fiches sont entourés d'une gaine de téflon. Un excellent blindage de l'ensemble de l'installation permet la détection de courant de l'ordre de 10^{-13} A.

Pour la cellule de mesures, nous avons dû concilier deux impératifs : une très bonne isolation électrique et une bonne conductivité thermique avec le "doigt froid" du cryostat. Les matériaux utilisés devaient répondre à ces deux critères (figure III-3).

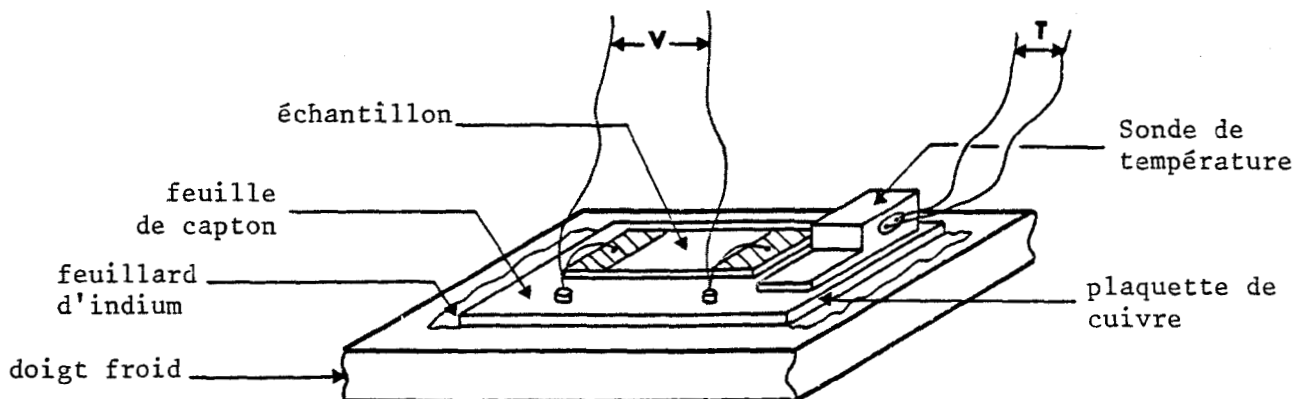


Figure III-3 : Cellule de mesure.

La couche est placée sur une plaquette de cuivre et est isolée électriquement de celle-ci par une feuille de capton. Un isolement en nitrure de bore s'est révélé insuffisant : ce matériau est trop hygrophile et perd alors ses propriétés.

Les contacts thermiques entre les différents constituants de la cellule sont assurés par du vernis Général Electrique. Entre la cellule et le doigt froid, le contact thermique est réalisé par une feuille d'indium.

L'isolation électrique de l'ensemble est supérieure à $2 \cdot 10^{14} \Omega$.

Une sonde de température au silicium est placée près de l'échantillon.

Les mesures sont effectuées sous un vide primaire.

III.2.2. Méthodes de mesures

a) Mesures en courant continu

La couche est connectée à une source de tension continue et nous avons mesuré le courant traversant l'échantillon à l'aide d'un électromètre Keithley 616. La valeur de la tension fournie est donnée par un multimètre Keithley 169 (figure III-4).

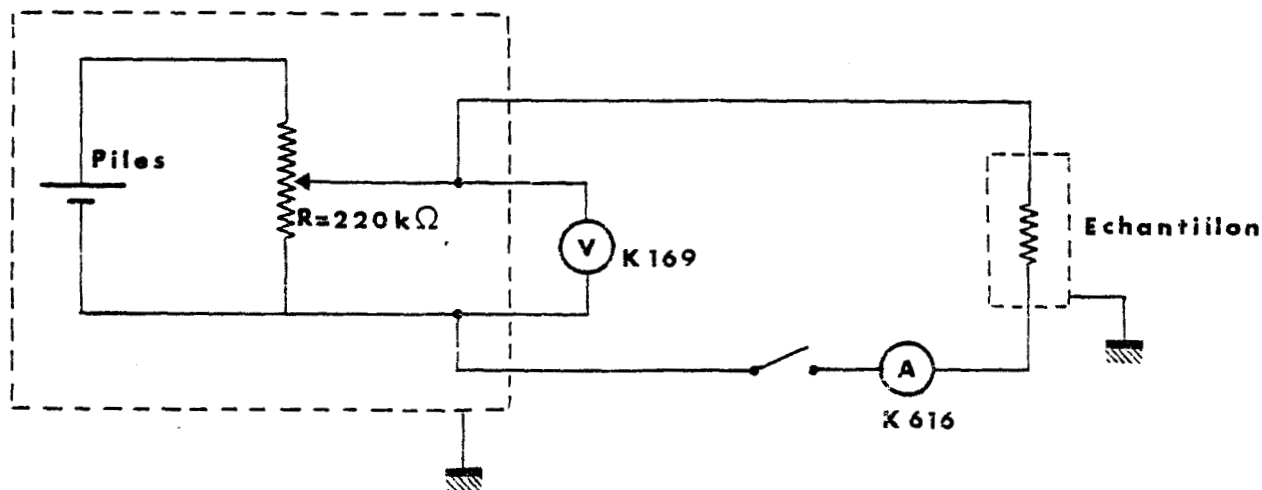


Figure III-4 : Dispositif de mesure en courant continu.

La mesure des caractéristiques I-V de l'échantillon en tension positive puis négative nous permet de déterminer la région ohmique et d'en déduire la valeur de la résistance. Nous vérifions en même temps la qualité des contacts. Le domaine d'ohmicité est plus restreint sur les couches les plus fines.

La tension de travail a varié généralement de 0 à 3 V avec quelques rares maximas à 50 V pour les couches très résistives. Pour mesurer des courants aussi petits que 10^{-13} A nous avons utilisé le Keithley 616 comme picoampèremètre en feed back ("mode fast") afin de diminuer les constantes de temps R.C.

b) Mesures en courant alternatif

Les mesures ont été réalisées à l'aide d'un Pont Général Radio de type 716 C, à l'aide de la méthode dite de substitution. La tension alternative est fournie par un générateur de la même marque (1210 C). Nous avons travaillé à des fréquences variant de 20 Hz à 100.000 Hz et à des températures comprises entre l'ambiante et 50 K.

Les valeurs de résistance des échantillons sont calculées à partir de la détermination de la capacité et du facteur de perte.

La conductance $G(\omega)$ et la capacité $C(\omega)$ sont reliées par les formules de Kramers-Krönig. Ces relations établissent un lien entre la conductance effective G_{eff} , la conductance mesurée et une résistance R_0 placée en série et provenant de la résistance des fils, des contacts, etc [51]

$$\text{on a } G_{eff} = G + \omega^2 C^2 R_0$$

Dans nos échantillons $C(\omega)$ est de l'ordre de 45 pf, le facteur $\omega^2 C^2 R_0$ n'aura donc pas d'influence significative sur G_{eff} à nos fréquences de travail.

III.2.3. Domaine de validité des résultats

La plupart des séries de mesures ont été réalisées sur deux échantillons distincts d'un même type de couche. Les résultats présentent un bon accord entre eux.

Les isollements supérieurs à $2 \cdot 10^{14} \Omega$ nous ont permis d'effectuer des mesures de résistance jusque $10^{12} \Omega$ avec une très bonne fiabilité. Les mesures de résistance de l'ordre de $10^{13} \Omega$ ont été plus délicates à réaliser à cause du bruit et des perturbations, mais se sont néanmoins révélées possibles et d'une bonne validité.

Les résultats obtenus en courant alternatif sont plus sujet à caution. En effet, nous avons effectué une série de mesures sur une cellule sans échantillon. Nous avons pu ainsi déterminer la valeur des résistances d'isolement en fonction de la fréquence. Cette limite a été systématiquement reportée en traits pointillés sur les diagrammes de résultats.

Du fait des grandes résistances des couches, les mesures réalisées se trouvent pour la plupart assez proches de cette limite, ce qui réduit fortement le domaine de validité des résultats.

L'oxydation des échantillons joue également un rôle dans la détermination de la résistivité. En contact avec l'atmosphère, il se crée, sur la surface des échantillons, une couche d'oxyde de silicium (SiO_2) moins résistive que le silicium faussant ainsi les mesures de résistance.

Pour pallier cet inconvénient, les échantillons sont conservés sous une cloche à vide.

CHAPITRE 4

Résultats expérimentaux

IV-1 ETUDE EN COURANT CONTINU

IV.1.1. Présentation des résultats

a) Les échantillons se répartissent en deux classes : ceux préparés à température ambiante et ceux préparés à haute température (Td compris entre 250°C et 270°C).

Les deux couches préparées à l'ambiante sont les plus résistives comme le montrent les tableaux suivants :

type p

couche	138 GA	465 G	138 GK	467 G	269 G
σ en $(\Omega \text{ cm})^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$

type n

couche	139 GA	267 G	139 GK	463 G	563 G
σ en $(\Omega \text{ cm})^{-1}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-3}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$

Tableau IV-1 : Valeur de la conductivité des échantillons à T = 300 K

b) Il est difficile de comparer les valeurs de conductivité obtenues, en fonction des paramètres intervenant dans la fabrication : la pression, le débit, la puissance rf, et la température du substrat. Un paramètre ne varie jamais seul.

Pour les échantillons de type p, les deux couches 465 G et 467 G sont préparées de façon rigoureusement identique. La conductivité de la

plus fine (467 G) est supérieure à celle de la plus épaisse (465 G).

Les conditions de préparation des couches 138 GK et 269 G sont pratiquement similaires. Là encore, la conductivité de la plus fine (269 G) est supérieure à celle de la plus épaisse (138 GK).

Pour les matériaux de type n, les deux seules couches qui sont dans un domaine de préparation comparable (267 G et 139 GK) présentent un comportement opposé : la plus fine (267 G) a une conductivité inférieure à la plus épaisse (139 GK).

c) Mécanisme d'activation

Nous avons tracé les variations de $\text{Log } \sigma$ en fonction de $1/T$ (courbes 1 et 2). Cette représentation permet de déterminer les valeurs des énergies d'activation.

Pour tous les échantillons, qu'ils soient de type n ou p, nous remarquons une dépendance linéaire à haute température, ce qui montre que nous avons un régime activé, avec des énergies d'activation qui varient d'un échantillon à l'autre. En-dessous d'une température T_1 , nous observons un écart à cette dépendance linéaire. Cette température de transition varie également d'un échantillon à l'autre.

Sur certains échantillons, à basse température, apparaît une seconde dépendance linéaire jusqu'à une température T_2 . Nous en déduisons l'existence d'un second régime activé avec des valeurs d'énergie d'activation E_2 qui varient également selon les échantillons.

Ces résultats sont reportés dans les tableaux (IV-2 et IV-3).

Nous remarquons que :

type p : la couche préparée à température ambiante (138 GA) a des énergies d'activation E_1 et E_2 supérieures à celles des autres couches.

Echantillons	Epaisseur en μm	Température de préparation Td en $^{\circ}\text{C}$	Energie d'activation E ₁ en eV	Temp. T ₁ en K	Energie d'activation E ₂ en eV	Temp. T ₂ en K
138 GA	2,5	20	0,432	230	0,323	-
138 GK	1,6	252	0,235	210	-	-
269 G	0,52	262	0,210	180	0,169	145
465 G	1	270	0,287	220	0,236	180
467 G	0,85	270	0,243	215	0,197	180

Tableau IV-2 : Valeurs des énergies d'activation (échantillons de type p)

Echantillons	Epaisseur en μm	Température de préparation Td en $^{\circ}\text{C}$	Energie d'activation E ₁ en eV	Temp. T ₁ en K	Energie d'activation E ₂ en eV	Temp. T ₂ en K
139 GA	2,4	20	0,275	160	-	-
267 G	0,6	260	0,242	220	0,214	170
139 GK	1,3	265	0,205	195	0,151	-
463 G	3,8	270	0,171	225	-	-
563 G	5,6	270	0,178	165	0,145	102

Tableau IV-3 : Valeurs des énergies d'activation (échantillons de type n)

type n : la couche préparée à température ambiante (139 GA) a également une énergie d'activation E_1 supérieure à celle des autres couches, mais la différence est moins importante. D'autre part, on observe une corrélation entre les valeurs des énergies d'activation des couches et leur température de préparation T_d : E_1 et E_2 diminuent quand T_d augmente.

Pour les deux types de couches nous avons :

$$E_2 < E_1$$

Nous observons également l'existence d'un régime activé à des températures d'autant plus basses que l'énergie d'activation E_1 est plus petite. La couche 463 G présente une exception : son énergie d'activation est la plus faible mais la température de transition T_1 , la plus élevée.

Pour des températures inférieures à T_1 (ou à T_2 lorsqu'une seconde dépendance linéaire existe), nous observons sur les courbes 1 et 2, une déviation par rapport à une loi linéaire de $\text{Log } \sigma$ en fonction de $1/T$.

Cette déviation n'est pas observée sur la couche 138 GA. Cela provient peut être du fait que cet échantillon est très résistif et que nous n'avons pu réaliser de mesures au-delà de 165 K. A cette température, nous avons relevé une résistance de $1,9 \cdot 10^{14} \Omega$.

Sur la couche 139 GK, nous n'avons pas, non plus, constaté de déviation par rapport à une loi linéaire. Cependant, la dispersion des points en-dessous de 180 K est relativement importante et une interprétation autre qu'une dépendance linéaire peut être envisagée.

Par contre la couche 463 G présente la déviation la plus importante par rapport à une telle dépendance (courbe 2). La conductivité varie lentement en fonction de la température en-dessous de 200 K et nous avons pu effectuer des mesures jusque 15 K (courbe 6). Cette différence

de comportement par rapport aux autres échantillons fut d'abord attribuée à la plus grande épaisseur de cette couche (3,8 μm). Cependant, les mesures effectuées sur l'échantillon 563 G, encore plus épais (5,6 μm) infirment cette hypothèse. La conductivité de la courbe 563 G, a la même variation en fonction de T, que celle des autres échantillons. La différence de comportement de la couche 463 G semble due à la création d'une couche d'oxyde en surface, de résistivité inférieure à celle du a-Si : H. Nous donnerons par la suite, les valeurs des grandeurs physiques déduites des mesures sur cet échantillon sans y attacher d'importance.

d) Autre mécanisme de conduction

Pour préciser le type de loi régissant le comportement de la conductivité dans les parties non linéaires des courbes 1 et 2, nous avons tracé les variations de $\text{Log } \sigma$ en fonction de $T^{-1/4}$ (courbes 3 et 4). Nous observons, pour l'ensemble des couches une dépendance linéaire. Là encore, la couche 463 G présente un comportement différent par rapport aux autres couches (courbes 4 et 7).

Nous remarquons que l'accord avec une loi en $T^{-1/4}$ est réalisé sur tout le domaine de température.

Des régressions linéaires effectuées suivant toutes les lois en $T^{-1/4}$ présentées dans le chapitre II conduisent à d'excellents coefficients de corrélation. Les calculs ont été faits en considérant les deux hypothèses suivantes :

- une dépendance de $\text{Log } \sigma$ en $T^{-1/4}$ pour les températures inférieures à T_2 (ou T_1 quand T_2 n'existe pas) ;
- une dépendance de $\text{Log } \sigma$ en $T^{-1/4}$ sur tout le domaine de température.

Dans les deux cas, l'accord est bon et les coefficients de corrélation obtenus, supérieurs à 0,99.

La distinction entre les différents mécanismes de conduction n'est pas sans équivoque et l'existence d'un ou de deux régimes d'activation peut donc être remis en cause.

IV.1.2. Interprétation

a) Régime activé

Nous supposons ici que nous pouvons analyser le comportement de la conductivité à haute température en terme de régime activé.

1° Comparaison des résultats expérimentaux avec les modèles théoriques :

Nous avons remarqué que l'énergie d'activation E_2 était inférieure à E_1 . Cela montre que l'énergie d'activation E_1 proviendrait d'une excitation des porteurs dans les bandes de conduction et de valence. L'énergie d'activation E_2 correspondrait à une conduction dans les états localisés des queues de bande.

Nous avons vu dans le chapitre II que ce dernier type de conduction n'était pas facile à mettre en évidence expérimentalement, ce qui explique la non-observation de E_2 sur certains échantillons.

La valeur de l'énergie d'activation E_1 est directement reliée aux positions relatives du niveau de Fermi et du front de mobilité. D'après Spear et coll., la différence d'énergie $E_C - E_F$ varie linéairement en fonction de la température :

$$E_C(T) - E_F(T) = \Delta E_\sigma - \delta_C(T) - \delta_F(T) \quad (\text{II-20})$$

Nous avons vu, dans le cas des échantillons de type n, que l'énergie d'activation mesurée, ΔE_σ qui est égale dans notre cas à E_1 , était reliée à la conductivité par une relation du type :

$$\text{Log } \sigma_0 = \alpha + G E_1 \quad (\text{II-2})$$

où σ_0 représente l'extrapolation à $T = \infty$ des droites
 $\text{Log } \sigma = f(1/T)$
et G un facteur rendant compte du déplacement du front de
mobilité avec la température.

Le graphe $\text{Log } \sigma_0 = f(E_1)$ laisse supposer une dépendance
linéaire malgré le peu de points disponibles (courbe 5).

Nous obtenons, d'après le calcul de la valeur absolue de la
pente :

$$G = 18 \text{ eV}$$

Cette valeur est à rapprocher, au signe près, du résultat obtenu
par Spear et coll. sur les échantillons non dopés : $G = 27 \text{ eV}$ [36].

Pour les échantillons de type p, nous n'avons pas relevé de
théorie similaire. Cependant, nous pouvons supposer qu'une relation du
même type que (II-27) peut rendre compte d'un déplacement de E_V avec la
température.

Nous obtenons alors, d'après la droite $\text{Log } \sigma_0 = f(E_1)$, une valeur
de G du même ordre de grandeur (courbe 5)

$$G = 22 \text{ eV}$$

Nous remarquons sur cette même courbe que les deux points
correspondant aux couches préparées à température ambiante (138 GA et
139 GA) sont éloignés des deux droites $\text{Log } \sigma_0 = f(E_1)$.

Les valeurs de G permettent de calculer le coefficient δ_C
du déplacement en température du front de mobilité.

$$\delta_C = Gk (E_C(0) - E_A) \tag{II-23}$$

où E_A désigne le bas de la bande de conduction.

De même, pour les échantillons de type p, nous pouvons définir :

$$\delta_V = Gk (E_V(0) - E_B)$$

où E_B désigne le haut de la bande de valence.

En supposant comme Spear et coll. une largeur d'états localisés en bord de bande de l'ordre de 0,2 eV nous obtenons :

$$\begin{aligned} \text{type p : } \delta_V &= 3,8 \cdot 10^{-4} \text{ eV.K}^{-1} \\ \text{type n : } \delta_C &= 3,1 \cdot 10^{-4} \text{ eV.K}^{-1} \end{aligned}$$

Ces auteurs ont également donné une valeur du coefficient de déplacement en température du niveau de Fermi :

$$\delta_F = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ eV.K}^{-1}$$

A l'aide de l'expression (II-20), nous pouvons donc calculer les variations de $E_C - E_F$ et de $E_V - E_F$ avec la température :

$$\begin{aligned} \text{type p : } E_V(T) - E_F(T) &= E_1 - (5 \cdot 10^{-4}) \cdot T \\ \text{type n : } E_C(T) - E_F(T) &= E_1 - (4,3 \cdot 10^{-4}) \cdot T \end{aligned}$$

Nos mesures n'ont pas été réalisées à plus de 300 K. Cela donne un déplacement maximal du niveau de Fermi et des fronts de mobilité de 0,13 eV pour les échantillons dopés n et de 0,15 eV pour les dopés p.

En déduisant ces valeurs des énergies d'activation mesurées, on trouve un niveau de Fermi se situant dans les bords de bande pour tous les échantillons préparés à haute température.

$$\begin{aligned} \text{type p} \quad & 0,06 < E_V(300) - E_F(300) < 0,14 \\ \text{type n} \quad & 0,04 < E_C(300) - E_F(300) < 0,11 \end{aligned}$$

Le niveau de Fermi est donc relativement proche du front de mobilité, ce qui peut expliquer l'existence d'une conduction dans les états délocalisés jusqu'à une température assez basse.

Les corrections apportées à la mesure de l'énergie d'activation pour déterminer effectivement $E_C - E_F$ (ou $E_V - E_F$) peuvent paraître grandes. Les formules (II-20) et (II-23) ont été établies dans le cas de a-Si : H non dopé. Le niveau de Fermi est alors situé au milieu du gap et les déplacements qu'il subit par rapport au front de mobilité peuvent être plus grands que dans le cas des échantillons dopés.

D'autre part, Overhof et Beyer [37] ont éliminé dans leurs calculs, les variations de E_F et de E_C en introduisant la fonction Q . Ne disposant pas de mesures de pouvoir thermoélectrique, nous n'avons pu vérifier le modèle. Les auteurs ont également montré qu'un déplacement important de E_F et de E_C se produisait si l'on supposait des densités d'états plus petites que celles déduites des mesures à effet de champ [39].

Enfin, Spear et coll. et Overhof et Beyer ont développé leur modèle pour rendre compte d'une grande dispersion des valeurs de σ_0 comprises entre 1 et 10^7 $(\Omega \text{ cm})^{-1}$.

Nos valeurs de σ_0 sont plus petites et sont regroupées entre 0,9 et 14 $(\Omega \text{ cm})^{-1}$. Le facteur $\exp(\gamma/k)$ intervenant dans l'expression de σ_0 serait donc moins grand et les variations de $E_C - E_F$ (et de $E_V - E_F$) avec la température dont il rend compte, moins importantes.

2° Influence de l'épaisseur

Sur les échantillons de type n, nous avons remarqué une corrélation entre l'énergie d'activation, la conductivité et l'épaisseur : E_1 et σ augmentent quand l'épaisseur d diminue.

L'interprétation précédente suivant un simple modèle d'excitation des porteurs au-delà du front de mobilité vers les bandes de conduction et de valence ne permet pas d'expliquer ce phénomène.

Ast et Brodsky [26] ont observé les mêmes relations entre E_1 , σ et d , sur un nombre plus important d'échantillons moyennement dopés ($\text{PH}_3/\text{Si H}_4 = 5.10^{-4}$).

Ils considèrent que les échantillons sont constitués de deux types de couche : une partie massive, avec une résistivité de l'ordre de $1400 (\Omega \text{ cm})^{-1}$, et une couche de $0,2 \mu\text{m}$ d'épaisseur, de résistivité plus grande, de l'ordre de $20.000 (\Omega \text{ cm})^{-1}$. Cette dernière proviendrait de la croissance d'inhomogénéités ou de la présence de fluctuations d'ordre électronique, à l'interface couche-substrat. Les auteurs ont mesuré des énergies d'activation de $0,2 \text{ eV}$ à température ambiante et de $0,4 \text{ eV}$ au dessus, et des valeurs respectives du facteur préexponentiel de $1 (\Omega \text{ cm})^{-1}$ et de $2500 (\Omega \text{ cm})^{-1}$.

En identifiant ΔE_{σ} avec $E_C - E_F$, ils placent le niveau de Fermi à $0,4 \text{ eV}$ sous E_C et déduisent des valeurs de $N(E_F)$ de l'ordre de $10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$. La conduction se ferait alors à température ambiante dans un niveau donneur situé à $0,2 \text{ eV}$ sous E_C et dans les états étendus pour des températures plus élevées suivant la loi :

$$\sigma(T) = \sigma_{01} \exp(-\Delta E_{\sigma 1}/kT) + \sigma_{02} \exp(-\Delta E_{\sigma 2}/kT)$$

Les énergies d'activation $\Delta E_{\sigma 1}$ et $\Delta E_{\sigma 2}$ augmentent fortement en-dessous d'une épaisseur critique qui correspond à peu près à celle de la couche très résistive.

Nos résultats sont en très bon accord avec les mesures effectuées par Ast et Brodsky (figure IV-1).

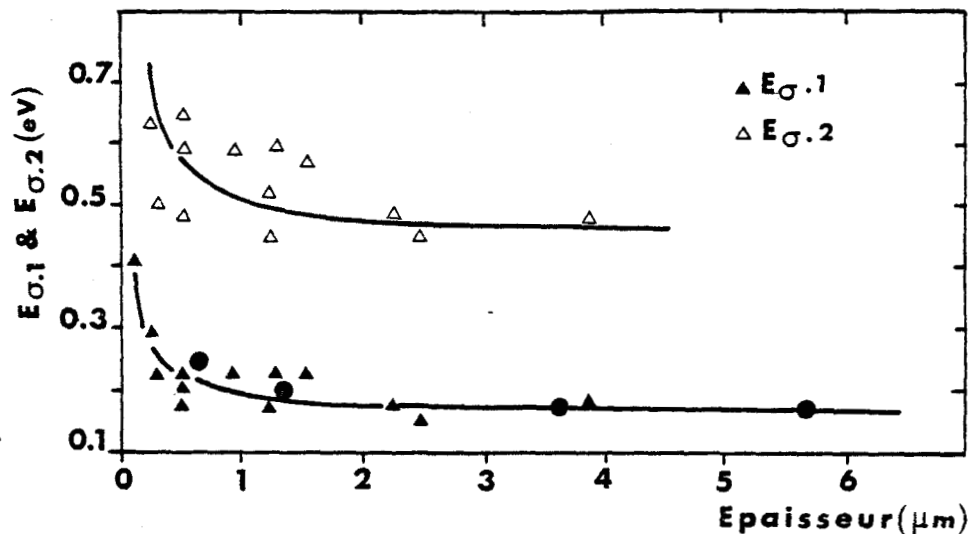


Figure IV-1 : Résultats obtenus par Ast et Brodsky.

Nos mesures sont représentées par des points.

b) Conduction par saut à distance variable

Nous avons effectué des regressions linéaires sur toutes les lois en $T^{-1/4}$ et sur une loi en $T^{-1/3}$, exposées au chapitre II (formes II-45, II-47, II-48, II-49, II-51 et II-52), et nous avons représenté les variations de $\text{Log } \sigma$ en fonction de $T^{-1/4}$ sur les courbes 3 et 4.

A partir de ces figures, nous pouvons en déduire que la conduction par saut à distance variable existe pour tous les échantillons et dans tout le domaine de température parcouru.

Cependant, nous ne pouvons retenir cette loi de variation que si les valeurs de $N(E_F)$ que l'on peut en déduire sont physiquement plausibles.

Nous avons reporté dans les tableaux (IV-4, IV-5, IV-6 et IV-7) les valeurs de $N(E_F)$ correspondant aux différentes formes de loi en $T^{-1/4}$.

$N(E_F)$ a été déduite par différentes méthodes :

- 1) à partir de σ_0 et A
- 2) à partir du modèle d'Ortuno et Pollak
- 3) à partir du seul facteur exponentiel A
- 4) en considérant que nous avons affaire à un système à deux dimensions avec une loi de variation de σ en $T^{-1/3}$.

Rappelons que les calculs ont été effectués en considérant que la conduction par saut à distance variable se produisait soit sur tout le domaine de température étudié (tableaux IV-4 et IV-6), soit pour des températures inférieures à celles où l'on observe une conduction activée (tableaux IV-5 et IV-7).

1° Détermination de $N(E_F)$ à partir de σ_0 et A (colonne 1 des tableaux)

D'après la formule (II-47)

$$\sigma = \sigma_0(T) e^{-A/T^{1/4}}$$

avec
$$\sigma_0(T) = \frac{e^2 E_D^2}{12\pi \rho s^5 \hbar^4} \left(\frac{8\pi NkT\alpha}{9} \right)^{1/4} \left(\frac{e^2 \alpha}{8\pi \epsilon \epsilon_0} \right)^2$$

et
$$A = 2,063 \left(\frac{\alpha^3}{N(E_F)k} \right)^{1/4}$$

on peut calculer les valeurs de $N(E_F)$ et de α^{-1} (l'extension spatiale des fonctions d'onde localisées).

Pour effectuer les calculs nous avons pris les valeurs communément admises pour le silicium cristallin :

$$\begin{aligned} E_D &= 8,5 \text{ eV} \\ s &= 5,96 \cdot 10^3 \text{ m/s} \\ \rho &= 2,328 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3 \\ \epsilon &= 12 \end{aligned}$$

Les valeurs de $N(E_F)$ calculées, supérieures à $10^{24} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ (sauf pour la couche oxydée 463 G) sont trop élevées, et les valeurs de α^{-1} inférieures à 10^{-4} \AA physiquement impossible.

La plupart des auteurs ont rencontré les mêmes problèmes et ont attribué ces valeurs de $N(E_F)$ anormalement grandes à une imprécision des grandeurs physiques intervenant dans l'expression de $\sigma_0(T)$.

Les valeurs du potentiel de déformation E_D et de la vitesse du son s , dans le silicium amorphe sont très mal connues.

La formule (II-45) où

$$\sigma_0(T) = \frac{e^2}{2(8\pi)^{1/2} v_{ph}} \left[\frac{N(E_F)}{\alpha kT} \right]^{1/2}$$

et

$$A = 2,1 \left[\frac{\alpha^3}{k N(E_F)} \right]^{1/4}$$

permet également de déterminer $N(E_F)$ et α^{-1} à partir des expressions de $\sigma_0(T)$ et A .

Comme précédemment, nous avons trouvé des valeurs de $N(E_F)$ beaucoup trop grandes et des valeurs de α^{-1} trop petites que nous n'avons pas reporté dans les tableaux. La mauvaise connaissance de v_{ph} , que nous avons pris égal à 10^{13} Hz, peut être, en partie à l'origine de ce désaccord. Mais les différences sont telles que d'autres facteurs interviennent vraisemblablement.

2° Détermination de $N(E_F)$ à partir du modèle d'Ortuno et Pollak

Ce modèle a été introduit pour rendre compte des valeurs trop grandes de $N(E_F)$ calculées à partir des coefficients $\sigma_0(T)$. Ortuno et Pollak ont donc supposé une forme exponentielle de la densité d'états au voisinage du niveau de Fermi et ont trouvé les expressions de $\sigma_0(T)$ et de A suivantes :

$$\sigma_0(T) = 1,7 e^2 v N(E_F)^{0,58} \left(\frac{1}{\alpha} \right)^{0,74} (kT)^{-0,42}$$

$$A = 2 \left(\frac{\alpha^3}{N(E_F)k} \right)^{1/4} \tag{II-51}$$

Ils en ont déduit, d'après leurs résultats expérimentaux une valeur de α^{-1} égale à 6 \AA .

Nous avons repris cette valeur de α^{-1} pour calculer $N(E_F)$ à partir du coefficient préexponentiel $\sigma_0(T)$. Les valeurs reportées dans la colonne 6a des tableaux (IV-4, IV-5, IV-6, IV-7), sont soit trop grandes (pour les couches 138 GA et 139 GA), soit trop petites (pour toutes les autres couches).

Ortuno et Pollak ont développé leur théorie dans le cas du silicium amorphe non hydrogéné dont la forme de la densité d'états est sensiblement différente de celle du a-Si : H dopé, dans lequel le niveau de Fermi ne se trouve plus à proximité du milieu du gap. La forme de $N(E_F)$ autour de E_F ne peut donc pas être approchée par une exponentielle expliquant ainsi le désaccord avec le modèle.

3° Détermination de $N(E_F)$ à partir du facteur exponentiel A

Devant les imprécisions des diverses expressions de $\sigma_0(T)$, nous avons donc déterminé $N(E_F)$ à partir uniquement du coefficient intervenant dans l'exponentielle et en supposant connue la valeur de α^{-1} .

Divers auteurs ont donné une évaluation de cette grandeur :

Le Comber et coll.	$\alpha^{-1} = 15 \text{ \AA}$	[30]
Overhof	$\alpha^{-1} = 10 \text{ \AA}$	[41]
Ortuno et Pollak	$\alpha^{-1} = 6 \text{ \AA}$	[43]

Les calculs ont été effectués en considérant deux valeurs de α^{-1} , 5 et 10 Å, sauf pour le modèle de Ortuno et Pollak que nous avons appliqué à la lettre en prenant $\alpha^{-1} = 6 \text{ \AA}$.

L'ensemble des valeurs de $N(E_F)$, déduites de toutes les lois en $T^{-1/4}$, est reporté dans les colonnes 2, 3, 4, 5 et 6b des tableaux (IV-4, IV-5, IV-6, IV-7).

Ces valeurs de $N(E_F)$ ne sont pas fondamentalement différentes suivant que l'on considère un régime en $T^{-1/4}$ à toute température, ou sur le domaine des basses températures.

Les valeurs de densité d'états, obtenues en se fixant $\alpha^{-1} = 5 \text{ \AA}$ sont les plus conformes aux valeurs attendues d'après la structure de bande présentée au premier chapitre. Les résultats obtenus d'après les formes (II-45, II-47, II-49) sont à peu près identiques et sont de l'ordre de $2.10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ pour les couches préparées à haute température.

En se fixant $\alpha^{-1} = 10 \text{ \AA}$, on obtient des valeurs de $N(E_F)$ inférieures, en moyenne, d'un ordre de grandeur.

4° Conduction par saut à distance variable dans des systèmes à deux dimensions

Sur tous les échantillons nous avons effectué avec succès des régressions linéaires de $\text{Log } \sigma$ en fonction de $T^{-1/3}$. Les valeurs des densités d'états au niveau de Fermi, déduites d'après l'expression de A (relation II-52)

$$A = \left[\frac{256}{9\pi} \frac{\alpha^2}{N(E_F) k.d} \right]^{1/3}$$

sont reportées dans la colonne 7 des tableaux (IV-4, IV-5, IV-6, IV-7). Ces valeurs de $N(E_F)$ ont été calculées en se fixant les deux valeurs de α^{-1} retenues précédemment : 5 \AA et 10 \AA .

Pour chaque valeur de α^{-1} , les $N(E_F)$ sont de deux à dix fois moins grands que ceux déduits des lois en $T^{-1/4}$. On observe la moins grande différence entre les résultats obtenus d'après ces deux types de loi pour les deux couches les plus fines : 269 G ($d = 0,52 \mu$) et 267 G ($d = 0,6 \mu$).

Pour que l'on observe une conduction par saut à distance variable, dans un système à deux dimensions, il faut que l'épaisseur de l'échantillon soit inférieure ou du même ordre de grandeur que la distance moyenne de saut R.

A partir de la formule (II-41) on peut calculer les valeurs de R

$$R = \left[\frac{9}{8\pi \alpha N(E_F) kT} \right]^{1/4}$$

Pour une valeur de $\alpha^{-1} = 5 \text{ \AA}$, les deux valeurs extrêmes de $N(E_F)$ reportées dans les tableaux sont $5,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ et $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$. En considérant un domaine de température variant de 100 à 200 K on obtient

$$76 \text{ \AA} < R < 240 \text{ \AA}$$

ou encore, pour une valeur moyenne observée de $N(E_F)$ égale à $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ et une température égale à 150 K on a

$$R \approx 90 \text{ \AA}$$

Pour les deux couches les plus fines (269 G et 267 G), la plus petite valeur de $N(E_F)$ est de $4,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$. A une température de 100 K, cela donne une valeur maximale de R égale à 150 \AA.

Toutes ces distances sont inférieures à l'épaisseur des couches, l'assimilation des échantillons à des systèmes à deux dimensions n'est donc pas correcte.

En faisant l'hypothèse $\alpha^{-1} = 10 \text{ \AA}$, nous obtenons pour les couches les plus fines (269 G et 267 G), une valeur minimale de $N(E_F)$ égale à $6,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$. A 100 K nous avons donc $R = 540 \text{ \AA}$.

Cette valeur de R est voisine de l'épaisseur de ces couches (0,52 μ et 0,6 μ). L'assimilation de ces échantillons à un système à deux dimensions peut donc être correcte.

Cependant la valeur de $N(E_F)$ calculée à partir d'une loi en $T^{-1/3}$ ($2,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$) apparaît faible comparée aux modèles de bande proposés dans le premier chapitre. Une valeur de α^{-1} de 10 \AA ne semble pas appropriée ; une valeur de 5 \AA conviendrait donc mieux.

IV.1.3. Synthèse des résultats

Deux analyses différentes des phénomènes de transport en courant continu sont possibles.

a) un régime activé à haute température et une conduction par saut à distance variable à basse température ;

b) une conduction par saut à distance variable sur tout le domaine de température.

a) Régime activé et conduction par saut à distance variable

Nous pouvons analyser nos résultats de la façon suivante :

- une excitation des porteurs dans les états étendus à haute température ;

- une conduction par saut à distance variable dans les états localisés au niveau de Fermi à basse température.

La température de transition entre ces deux modes de conduction n'est pas facile à déterminer puisqu'il peut y avoir une conduction par saut dans les queues de bande.

Néanmoins, pour toutes les couches, on observe une disparition du régime activé aux alentours de 180 K, avec une exception pour la plus épaisse (563 G), où le changement de régime se situerait autour de 100 K.

La seconde pente observée sur l'échantillon 269 G (entre 180 et 145 K) peut facilement être interprétée en une loi en $T^{-1/4}$.

Les différentes températures de préparation T_d , agissent davantage sur les valeurs des énergies d'activation, qui sont plus grandes pour les couches préparées à l'ambiante.

Cette influence est plus marquée sur les échantillons de type p que sur ceux de type n. Ce résultat concorde avec les faits exposés

dans le premier chapitre : l'incorporation de l'hydrogène est plus efficace dans les échantillons préparés à l'ambiante et provoque un élargissement du gap. Celui-ci provient plus du déplacement de E_V (jusque 0,4 eV) que de celui de E_C (inférieur à 0,1 eV). Nagels a observé une largeur du gap passant de 1,5 eV pour $T_d = 280^\circ\text{C}$ à 1,8 eV pour $T_d = 20^\circ\text{C}$.

La valeur des énergies d'activation permet de préciser la position du niveau de Fermi.

(i) Si l'on néglige les déplacements de E_F , E_C et E_V avec la température, les énergies d'activation mesurées E_1 représentent effectivement $E_C - E_F$ ou $E_V - E_F$. On remarque alors que le niveau de Fermi se déplace vers le front de mobilité quand le dopage augmente. Celui-ci est plus efficace dans les couches préparées à haute température.

La position de E_F , ainsi déterminée et les densités d'états calculées d'après les lois en $T^{-1/4}$ concordent, pour les échantillons de type n, avec la forme de la densité d'états dans le gap, proposée par Spear et coll. (figure IV-2). Le meilleur accord est obtenu à partir des formules (II-45, II-47, II-49).

Pour le type p, la forme de la densité d'états près de E_V est moins bien connue et l'accord est moins bon (tableaux IV-8 et IV-9).

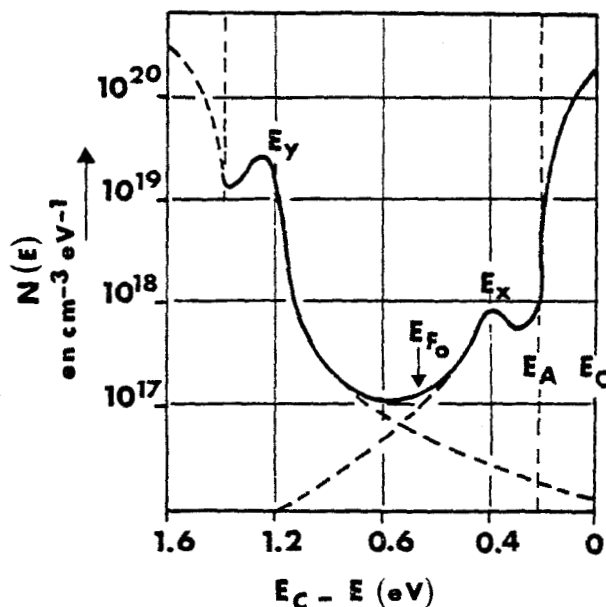


Figure IV-2 : Modèle de densité d'états dans le gap proposé par Spear et coll.

Echantillons	$E_V - E_F$ en eV	$N(E_F)$ calculé d'après (II-45) en $\text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$
138 GA	0,432	$2,4 \cdot 10^{17}$
138 GK	0,235	$2,25 \cdot 10^{18}$
269 G	0,210	$2 \cdot 10^{18}$
465 G	0,287	$1,35 \cdot 10^{18}$
467 G	0,243	$2 \cdot 10^{18}$

Tableau IV-8 : Valeurs des énergies d'activation et des densités d'états (échantillon type p).

Echantillons	$E_C - E_F$ en eV	$N(E_F)$ calculé d'après (II-45) en $\text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$
139 GA	0,275	$3,7 \cdot 10^{17}$
267 G	0,242	$1,6 \cdot 10^{18}$
139 GK	0,205	$2,5 \cdot 10^{18}$
563 G	0,178	$1,4 \cdot 10^{18}$

Tableau IV-9 : Valeurs des énergies d'activation et des densités d'états (échantillon type n).

(ii) Si l'on considère un déplacement de E_F , E_C et E_V avec la température, les nouvelles positions du niveau de Fermi sont alors beaucoup plus proches du front de mobilité (figure IV-3).

En effet on avait :

$$0,04 \text{ eV} < E_C(300) - E_F(300) < 0,11 \text{ eV}$$

$$0,06 \text{ eV} < E_V(300) - E_F(300) < 0,14 \text{ eV}$$

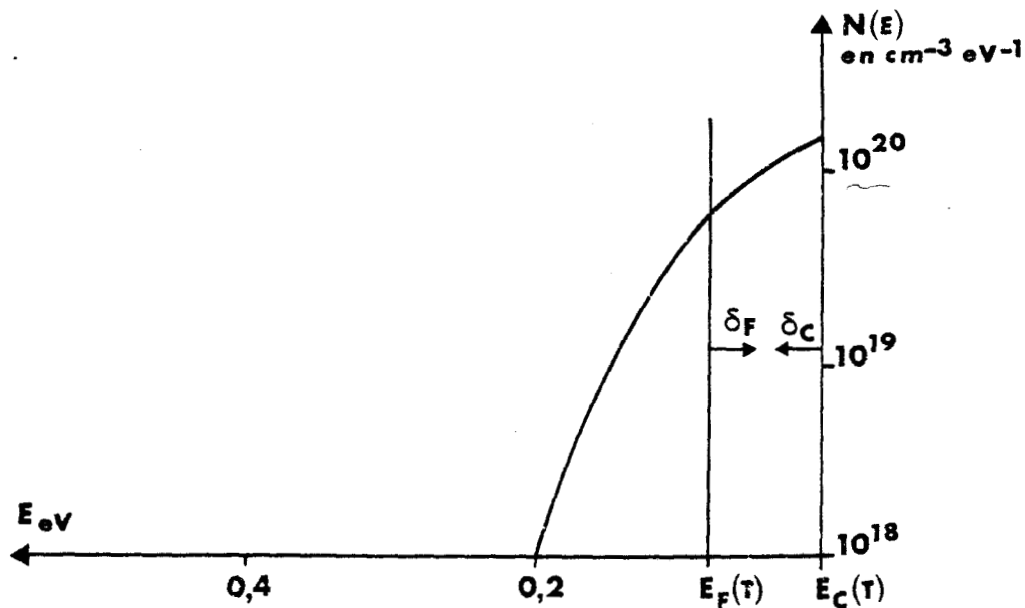


Figure IV-3 : Déplacement du front de mobilité et du niveau de Fermi avec la température pour le type n.

Les valeurs de $N(E_F)$ déduites du modèle de bande de Spear et Le Comber, sont de l'ordre de $10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ pour de telles valeurs de $E_C - E_F$ (ou de $E_V - E_F$). Elles sont en désaccord avec les valeurs de $N(E_F)$ calculées à partir des lois en $T^{-1/4}$.

Il faudrait donc considérer, comme Ast et Brodsky, que les valeurs de $N(E_F)$ données par Spear et Le Comber sont surévaluées, et envisager un autre modèle où la densité des états dans le gap serait inférieure de deux ordres de grandeur.

Quelle que soit l'hypothèse retenue, le niveau de Fermi, pour les couches préparées à haute température, se trouve dans, ou à proximité des queues de bande. Ceci explique la distinction difficile, ou la non observation, d'une conduction par saut dans les queues de bande (avec une énergie d'activation E_2) et d'une conduction par saut au plus proche voisin au niveau de Fermi.

b) Conduction par saut à distance variable sur tout
le domaine de température

Dans ce cas, les valeurs de $N(E_F)$ calculées à partir des lois en $T^{-1/4}$ ne sont pas très différentes de celles trouvées précédemment. Cependant, nous ne pouvons pas situer précisément le niveau de Fermi dans le gap, et voir si ces valeurs sont en accord ou non avec les modèles de densités d'états proposés.

IV-2 ETUDE EN COURANT ALTERNATIF

IV.2.1. Présentation des résultats

Nos mesures ont été effectuées sur un domaine de température variant de l'ambiante à 50 K. Les variations du logarithme de la résistance $R(\omega)$ en fonction de la fréquence ω sont représentées sur les courbes (8 à 17).

a) Pour toutes les couches à haute température, on observe un comportement du type électrons libres (type Drüde), où $R(\omega)$ est pratiquement indépendant de ω à basse fréquence. Cette évolution disparaît quand la température diminue, et ce, à des températures d'autant plus basses que la couche est moins résistive en continu.

De plus $R(\omega)$ tend vers la valeur de la résistance mesurée en continu quand ω tend vers zéro.

La couche oxydée 463 G, dont la résistance varie peu avec la température, représente toujours une exception puisqu'elle suit un comportement de type Drüde sur tout le domaine de température étudié (de 295 K à 15 K) (courbe n° 16).

b) à basse température, on observe pour toutes les autres couches une dépendance linéaire de $\text{Log } R(\omega)$ en fonction de ω , signifiant une variation de la conductivité en ω^5 .

IV.2.2. Interprétation

L'observation d'un comportement de type Drude est caractéristique d'une conduction dans les états délocalisés. Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, $\sigma(\omega)$, dans ce cas, ne varie pas pour des fréquences inférieures à 10^7 Hz.

Le domaine de température dans lequel un tel comportement se produit est le même que celui où l'on observe un régime activé dans les mesures en continu.

Plus les énergies d'activation sont petites, plus le comportement du type électron libre se produit à de basses températures. Le niveau de Fermi, se trouvant alors plus près de E_C (ou de E_V), l'excitation des porteurs dans la bande de conduction (ou de valence) peut s'effectuer plus facilement.

Pour les basses températures, la dépendance de $\sigma(\omega)$ en ω^5 provient d'une conduction par saut suivant les modèles proposés par Austin et Mott ou par Elliott.

Nous avons donc deux modes de transport :

- une conduction dans les états délocalisés à haute température ;
- une conduction par saut dans les états localisés à basse température.

Cette hypothèse est vérifiée par les variations de $\text{Log } \sigma$ en fonction de $1/T$ à différentes fréquences (courbes 19 à 26). On observe sur ces graphes, l'existence d'un régime activé à haute température, et d'un autre mode de conduction à basse température.

IV.2.3. Discussion des résultats

a) Comportement de $\sigma(\omega)$ à basse fréquence

Quand ω tend vers zéro, $R(\omega)$ tend vers la valeur de la conductivité mesurée en courant continu. Cela peut signifier que dans la région des basses fréquences, les mécanismes gouvernant les phénomènes de transport en courant alternatif sont dominés par ceux existant en courant continu.

Long et Balkan [52] considèrent que la conductance totale mesurée G_T , ou encore la conductivité totale σ_T à un facteur multiplicatif près, est la somme de deux composantes :

- une composante continue σ_{dc}
- une composante alternative $\sigma_{ac}(\omega)$

Nous avons donc :

$$\sigma_T(\omega) = \sigma_{dc} + \sigma_{ac}(\omega)$$

La question se pose de savoir si l'on doit ou non, déduire la composante continue de la conductivité totale mesurée, pour obtenir la valeur réelle de la conductivité en alternatif.

Si la conduction s'effectue par saut (soit au plus proche voisin, soit à distance variable), Elliott [45] pense que σ_{dc} peut être pris comme la limite de $\sigma_{ac}(\omega)$ quand ω tend vers 0, à condition que le mécanisme régissant ces deux modes de conduction soit le même. Ce sera généralement le cas si le matériau vérifie, en courant continu, des lois de conduction par saut. Dans ce cas il n'y a pas lieu de considérer que la valeur mesurée de la conductivité en alternatif est différente de $\sigma_{ac}(\omega)$. Néanmoins, nous avons retranché σ_{dc} de σ_T et avons tracé $\sigma_{ac}(\omega) = f(\omega)$ pour l'échantillon 467 G sans que cela ne donne de résultat significatif (courbe 18).

Si le matériau ne présente pas de phénomène de conduction par saut en courant continu, les conductivités en alternatif et en continu ne résultent pas du même mécanisme. Le transport de charges en alternatif peut se limiter à différentes zones restreintes dans le matériau, comme des lacunes ou des inhomogénéités, et des chemins de percolation sont créés pour permettre la conduction en courant continu (figure IV-4).

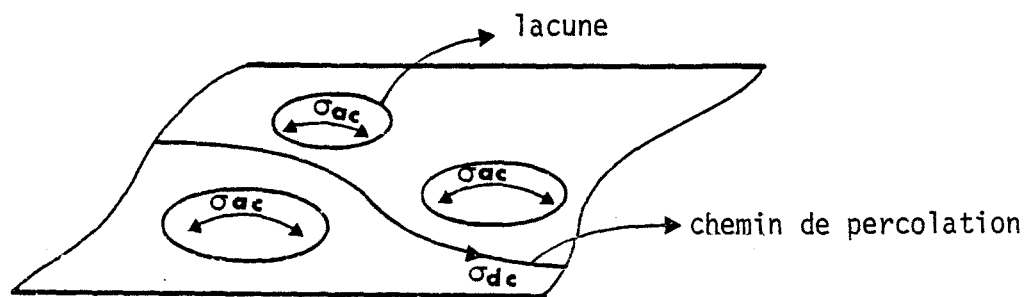


Figure IV-4 : Représentation schématique des deux modes de conduction : σ_{dc} et σ_{ac} .

D'après nos mesures obtenues en courant continu, tous nos échantillons présentent un mode de conduction par saut. Nous avons donc analysé la variation de la conductivité totale en fonction de la fréquence.

b) Limitation des mesures

Nous avons indiqué, en traits pointillés, sur toutes les courbes $R(\omega) = f(\omega)$, les mesures réalisées sur une cellule sans échantillon. Ces relevés représentent, en fait, la variation des résistances d'isolement avec la fréquence, cette dépendance est linéaire. Une partie des points de mesure reportés sur les graphes se trouve à proximité de cette limite de validité des résultats.

1° à haute température : la loi de Drüde prévoit un comportement de $\sigma(\omega)$ indépendant de la fréquence jusque 10^7 Hz. On ne peut affirmer que les déviations observées à haute fréquence proviennent d'un comportement inhérent aux échantillons plutôt que de l'influence, sur nos mesures, des résistances d'isolement.

2° à basse température : des remarques similaires peuvent être émises. Lorsque la température diminue, les courbes $\text{Log } R(\omega) = f(\omega)$ tendent vers la limite de validité. Ceci est particulièrement mis en évidence sur l'échantillon 138 GA pour lequel des mesures ont été réalisées jusque 50 K (courbe n° 8).

Dans l'interprétation des phénomènes de transport, nous nous sommes limités à un domaine de température dans lequel une variation de $\sigma(\omega)$ avec la température est observée.

c) Conduction par saut à basse température

La conductivité suit alors une loi en ω^s . Pour analyser nos résultats, nous avons effectué des régressions linéaires suivant les formulations proposées par Elliott (sauts de porteurs au-dessus d'une barrière de potentiel) et par Austin et Mott (sauts de porteurs par effet tunnel assisté thermiquement).

1° Modèle de Elliott

Nous avons remarqué que l'exposant s variait en fonction de la température comme le prévoit Elliott. Cet exposant doit suivre une loi du type

$$s = 1 - \frac{6kT}{W_M} \quad (\text{II-71})$$

Sur les courbes $s = f(T)$, seuls les échantillons 138 GA, 138 GK, 465 G et 467 G tous de type p, présentent une dépendance linéaire de s avec T (courbes 19 et 20).

Le calcul de la pente permet de déduire des valeurs de W_M comprises entre 1,17 eV et 0,041 eV. Dans ce modèle, élaboré pour rendre compte des propriétés des verres chalcogénures, W_M est assimilé à la largeur du gap électrique ou optique.

Les valeurs de W_M calculées sont, dans notre cas, physiquement incorrectes. Pour a-Si : H, le gap électrique est compris entre 1,5 et 1,9 eV. Des mesures optiques du gap donnent une largeur de 1,7 eV dans les échantillons dopés n et de 1,4 à 1,6 eV dans les dopés p.

Il faudrait donc préciser la signification physique de W_M dans le cas de a-Si : H. Le désaccord peut également s'expliquer par la proximité de la zone où $\sigma(\omega) \propto \omega^5$ avec celle de la limite de validité des résultats.

2° Modèle de Austin et Mott

En dessous des températures où les électrons sont excités dans la bande de conduction, il y a un domaine de température aux environs de 180-200 K dans lequel la variation de $\sigma(\omega) = f(\omega)$ peut également être interprétée par le modèle de Austin et Mott.

A partir de la formule (II-54), nous avons effectué des régressions linéaires du type :

$$[R_\omega]^{-1/4} = a \text{ Log } \omega + b$$

$$\text{avec } a = - \left[\frac{C}{L/S} e^2 kT [N(E_F)]^2 \alpha^{-5} \right]^{1/4}$$

$$\text{et } b = \left[\frac{C}{L/S} e^2 kT N(E_F)^2 \alpha^{-5} \right]^{1/4} \text{ Log } v_{ph}$$

où L et S représentent respectivement la longueur et la section de la couche et C un coefficient que nous prenons égal à $\frac{\pi}{3}$ (voir au chapitre II).

Nous en déduisons la valeur de ν_{ph}

$$\nu_{ph} = e^{-b/a}$$

Les valeurs de ν_{ph} comprises entre 10^{11} et 10^{15} Hz correspondent à des valeurs de l'exposant s de l'ordre de 0,8.

A partir de l'expression de a , nous pouvons en déduire les valeurs de $N(E_F)$. Comme précédemment les calculs ont été effectués pour deux valeurs α^{-1} de l'extension spatiale des états localisés : 5 Å et 10 Å. Les résultats sont reportés dans les deux tableaux IV-10 et IV-11.

Echantillons	Température	Valeur de ν_{ph} en Hz	$N(E_F)$ en $cm^{-3} eV^{-1}$	
			$\alpha^{-1} = 5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1} = 10 \text{ \AA}$
138 GA	245,3	$9 \cdot 10^{13}$	$5,6 \cdot 10^{21}$	$1 \cdot 10^{21}$
138 GK	180,2	$7,9 \cdot 10^{13}$	$8,6 \cdot 10^{21}$	$1,5 \cdot 10^{21}$
465 G	181,6	$5,3 \cdot 10^{13}$	$4,7 \cdot 10^{21}$	$8,3 \cdot 10^{20}$
467 G	181,8	$5,3 \cdot 10^{15}$	$5,2 \cdot 10^{21}$	$9,2 \cdot 10^{20}$

Tableau IV-10 : Valeurs de $N(E_F)$ déduites du modèle de Austin et Mott (échantillons type p).

Echantillons	Température	Valeur de ν_{ph} en Hz	$N(E_F)$ en $cm^{-3} eV^{-1}$	
			$\alpha^{-1} = 5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1} = 10 \text{ \AA}$
139 GA	193,5	$2,8 \cdot 10^{11}$	$9 \cdot 10^{21}$	$1,6 \cdot 10^{21}$
139 GK	122	$2,3 \cdot 10^{12}$	$1,35 \cdot 10^{22}$	$2,4 \cdot 10^{21}$

Tableau IV-11 : Valeurs de $N(E_F)$ déduites du modèle de Austin et Mott (échantillons type n).

Ces valeurs de $N(E_F)$ sont, en moyenne, supérieures de trois ordres de grandeur à celles déduites des mesures en courant continu. Abkowitz et coll. [33] ont constaté la même chose sur le germanium amorphe. Ils considèrent que les résultats de $N(E_F)$ obtenus à partir des expressions de la conductivité en continu, ne tiennent pas suffisamment compte des conditions de préparation et sont trop basses.

Nous notons cependant que les valeurs de $N(E_F)$ obtenues à partir des mesures en alternatif suivent les mêmes variations en fonction des températures de préparation et des épaisseurs, que celles déduites des mesures en courant continu.

Pour les couches les plus fines (269 G et 267 G) et pour la plus épaisse (563 G) nous n'avons pas trouvé de valeurs de v_{ph} physiquement acceptables.

L'échantillon 563 G, dont les mesures en continu ont mis en évidence un régime activé jusqu'aux environs de 100 K, présente en alternatif, dans le même domaine de température, un comportement du type Drüde. Il y aurait donc un passage direct d'une conduction dans les états délocalisés vers une conduction du type Elliott.

d) Comparaison avec d'autres résultats expérimentaux

Les interprétations données précédemment doivent être prises avec précaution. Toutes les régions des courbes $\text{Log } R = f(\omega)$ où l'on a observé une conduction par saut, se trouvent à proximité des valeurs des résistances d'isolement.

La comparaison avec des études déjà effectuées s'avère d'autant plus délicate que très peu d'expérimentateurs ont travaillé en alternatif sur a-Si : H préparé par décharge lumineuse.

Seuls Abkowitz, Le Comber et Spear [33] d'une part et Nitta et coll. [32,54] d'autre part, ont publié des résultats à ce sujet.

Abkowitz et coll. ont analysé leurs mesures obtenues sur a-Si : H non dopé à l'aide du modèle de Austin et Mott. Ils en ont déduit des valeurs de la densité d'états au niveau de Fermi corrélées par des mesures à effet de champ. Cependant, la dépendance en température de l'exposant s n'est pas prise en considération.

Le domaine d'investigation de Nitta et coll. est différent. Leurs mesures s'étendent sur un domaine de fréquence plus grand (entre 110 Hz et 30 MHz), mais avec une moins grande variation de température (de 520 K à 300 K sur les échantillons non dopés et de 350 à 220 K sur les échantillons dopés). Les auteurs n'ont pu obtenir la densité d'états au niveau de Fermi à partir de la formule d'Austin et Mott. Ils ne donnent pas d'interprétation physique de leurs résultats, soulignant seulement le caractère activé de la conduction, avec une énergie d'activation qui varie avec la fréquence :

$$\sigma(T) = A T^{\omega}$$

ou encore
$$\sigma(T) = B \exp [-E_a(\omega) / kT]$$

Une conduction par saut de type activé pourrait être due à l'existence d'un maximum de la densité d'états dans le gap, en accord avec le modèle proposé dans le chapitre I. Cependant les auteurs n'excluent pas l'existence du mécanisme de conduction proposé par Elliott.

La distinction entre les différents mécanismes de conduction n'est pas facile. Cependant nos résultats tendent à prouver que l'on a une conduction dans les états délocalisés à haute température et une conduction par saut de porteurs dans les états localisés à basse température. Ceci nous permet d'éliminer l'une des hypothèses émises au vu des résultats obtenus en courant continu : l'existence d'un régime en $T^{-1/4}$ sur tout le domaine de température.

Echantillons	formule (II-47) calcul à partir de σ_0 et Λ	formule (II-47) calcul à partir de Λ		formule (II-46)		formule (II-48)		formule (II-49) Percolation		formule (II-51) Ortuno et Pollak		formule (II-52) système 2D	
		$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	(a)	(b)	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$		
		$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$						
138 GA	$2,7 \cdot 10^{34}$	2,45	3,1	2,25	2,8	5,8	7,3	2,1	2,6	7,4	1,1	4,2	1,05
		10^{17}	10^{16}	10^{16}	10^{15}	10^{17}	10^{16}	10^{15}	10^{17}	10^{16}	10^{28}	10^{17}	10^{15}
138 GK	$1,5 \cdot 10^{24}$	2,2	2,7	1,8	2,25	4,9	6,2	1,75	2,2	9,4	8,7	3,35	8,4
		10^{18}	10^{17}	10^{18}	10^{17}	10^{17}	10^{16}	10^{17}	10^{18}	10^{17}	10^9	10^{17}	10^{16}
269 G	$6,8 \cdot 10^{24}$	2,2	2,75	1,85	2,3	5,1	6,3	1,8	2,25	1	9	1,1	2,7
		10^{18}	10^{17}	10^{18}	10^{17}	10^{17}	10^{16}	10^{17}	10^{18}	10^{17}	10^{11}	10^{17}	10^{17}
465 G	$1,9 \cdot 10^{26}$	1,25	1,55	1,1	1,35	2,9	3,6	1	1,3	6,8	5,2	3,7	9,2
		10^{18}	10^{17}	10^{18}	10^{17}	10^{17}	10^{16}	10^{18}	10^{17}	10^{17}	10^{13}	10^{17}	10^{16}
467 G	$2,95 \cdot 10^{24}$	1,9	2,6	2	2,5	4,8	6	1,7	2,1	2,5	8,5	6,4	1,6
		10^{18}	10^{17}	10^{17}	10^{16}	10^{17}	10^{16}	10^{17}	10^{18}	10^{17}	10^{10}	10^{17}	10^{16}

Tableau IV-4 : Valeurs des $N(E_F)$ en $\text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$

Echantillons de type P

Régressions effectuées sur tout le domaine de température.

Echantillons	formule (II-47) calcul à partir de σ_0 et A	formule (II-47) calcul à partir de A		formule (II-46)		formule (II-48)		formule (II-49) Percolation		formule (II-51) Ortuno et Pollak		formule (II-52) système 2D	
		$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	(a)	(b)	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$
138 GA	$1 \cdot 10^{34}$	2,6 10^{17}	3,25 10^{16}	2,4 10^{17}	3 10^{16}	6,2 10^{16}	7,7 10^{15}	2,2 10^{17}	2,7 10^{16}	1,1 10^{28}	1,15 10^{17}	4,5 10^{15}	1,1 10^{15}
138 GK	$1,35 \cdot 10^{23}$	2,7 10^{18}	3,4 10^{17}	2,25 10^{18}	2,8 10^{17}	6,2 10^{17}	7,75 10^{16}	2,2 10^{18}	2,75 10^{17}	8,7 10^7	1,1 10^{18}	4,1 10^{16}	1 10^{16}
269 G	$2,8 \cdot 10^{24}$	2,4 10^{18}	3 10^{17}	2 10^{18}	2,5 10^{17}	5,5 10^{17}	6,85 10^{16}	1,95 10^{18}	2,45 10^{17}	1,5 10^{10}	9,8 10^{17}	1,2 10^{17}	3,1 10^{16}
465 G	$1,9 \cdot 10^{25}$	1,6 10^{18}	1,95 10^{17}	1,35 10^{18}	1,7 10^{17}	3,5 10^{17}	4,3 10^{16}	1,2 10^{18}	1,5 10^{17}	8,3 10^{11}	6,3 10^{17}	4,4 10^{16}	1,1 10^{16}
467 G	$5,1 \cdot 10^{23}$	2,2 10^{18}	3,05 10^{17}	2,05 10^{18}	2,55 10^{17}	5,6 10^{17}	7 10^{16}	2 10^{18}	2,5 10^{17}	8,2 10^8	9,9 10^{17}	7,4 10^{16}	1,8 10^{16}

Tableau IV-5 : Valeurs de $N(E_F)$ en $\text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$

Echantillons de type p

Régressions effectuées sur le domaine des basses températures.

Echantillons	formule (II-47) calcul à partir de σ_0 et A	formule (II-47) calcul à partir de A		formule (II-46)		formule (II-48)		formule (II-49) Percolation		formule (II-51) Ortuno et Pollak		formule (II-52) système 2D	
		$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	(a)	(b)	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$
139 GA	$7,1 \cdot 10^{30}$	5,7 10^{17}	7,15 10^{16}	4,75 10^{17}	5,95 10^{16}	1,3 10^{17}	1,7 10^{16}	4,8 10^{17}	6 10^{16}	1,5 10^{22}	2,5 10^{17}	8,3 10^{15}	2,1 10^{15}
267 G	$1 \cdot 10^{25}$	1,9 10^{18}	2,35 10^{17}	1,6 10^{18}	2 10^{17}	4,35 10^{17}	5,4 10^{16}	1,55 10^{18}	1,9 10^{17}	2,4 10^{11}	7,8 10^{17}	8,5 10^{16}	2,1 10^{16}
139 GK	$1,9 \cdot 10^{24}$	3 10^{18}	3,8 10^{17}	2,5 10^{18}	3,14 10^{17}	7 10^{17}	8,7 10^{16}	2,5 10^{18}	3,1 10^{17}	6,4 10^9	1,2 10^{18}	6,75 10^{16}	1,4 10^{16}
463 G	$1,8 \cdot 10^{14}$	2,4 10^{21}	3 10^{20}	9,4 10^{20}	1,15 10^{20}	3,9 10^{20}	4,9 10^{19}	1,4 10^{21}	1,7 10^{20}		4,6 10^{20}	2,9 10^{18}	7,2 10^{17}
563 G	$3,6 \cdot 10^{26}$	2,15 10^{21}	2,7 10^{17}	1,8 10^{18}	2,3 10^{17}	4,9 10^{17}	6,2 10^{16}	1,8 10^{18}	2,2 10^{17}	7,9 10^{13}	8,9 10^{17}	1 10^{16}	2,6 10^{15}

Tableau IV-6 : Valeurs de $N(E_F)$ en $\text{cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$

Echantillons de type n

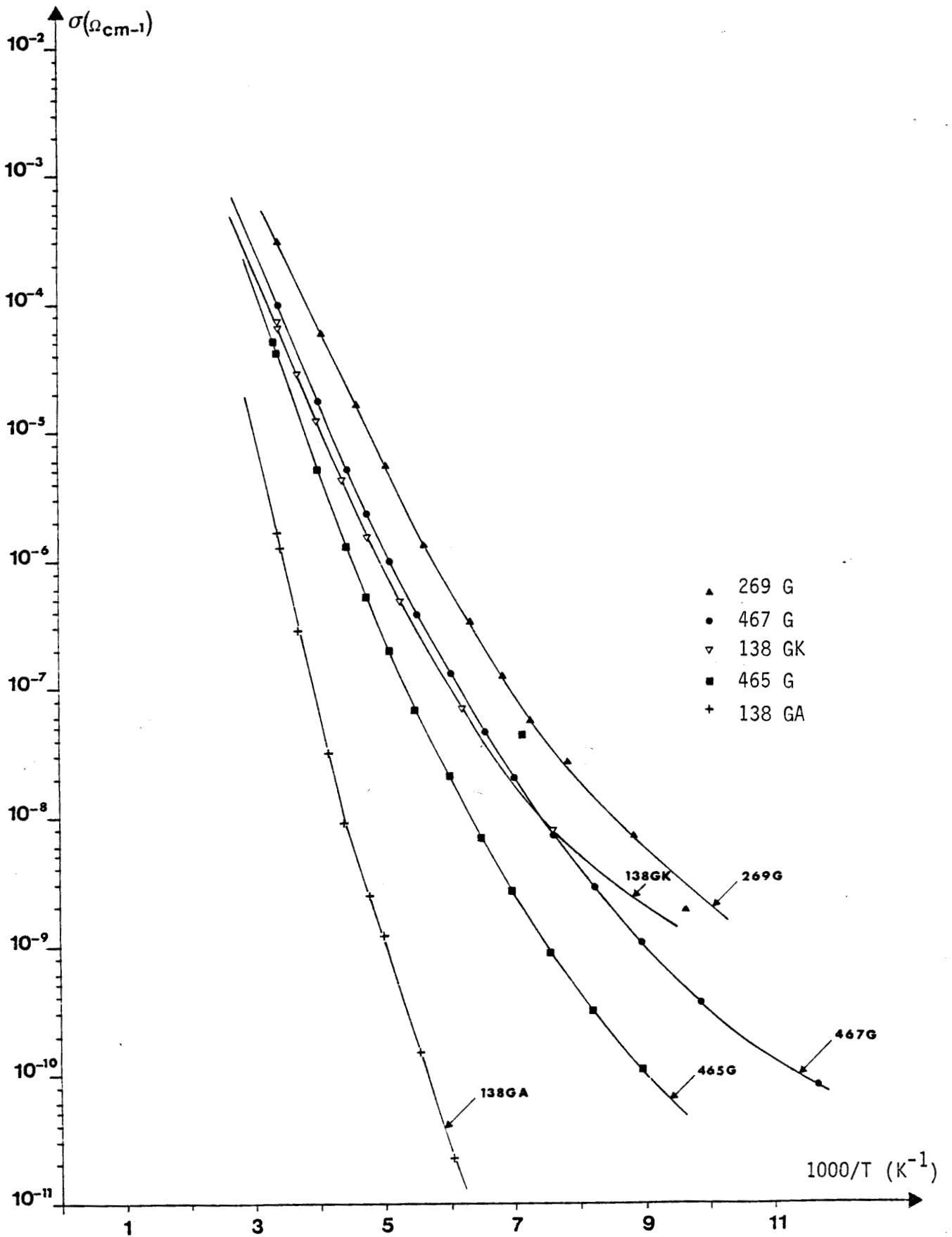
Régressions effectuées sur tout le domaine de température.

Echantillons	formule (II-47) calcul à partir de σ_0 et A	formule (II-47) calcul à partir de A		formule (II-46)		formule (II-48)		formule (II-49) Percolation		formule (II-51) Ortuno et Pollak		formule (II-52) système 2D	
		$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$	(a)	(b)	$\alpha^{-1}=5 \text{ \AA}$	$\alpha^{-1}=10 \text{ \AA}$
139 GA	$1,7 \cdot 10^{34}$	3,6 10^{17}	4,5 10^{16}	3,7 10^{17}	4,6 10^{16}	8,5 10^{16}	1 10^{16}	3 10^{17}	3,8 10^{16}	1,3 10^{28}	1,6 10^{17}	6,4 10^{15}	1,6 10^{15}
267 G	$9,6 \cdot 10^{24}$	1,9 10^{18}	2,35 10^{17}	1,6 10^{18}	2 10^{17}	4,4 10^{17}	5,5 10^{16}	1,6 10^{18}	1,95 10^{17}	1,75 10^{11}	7,9 10^{17}	8,9 10^{16}	2,2 10^{16}
139 GK	$1,9 \cdot 10^{24}$	3 10^{18}	3,8 10^{17}	2,55 10^{18}	3,2 10^{17}	7 10^{17}	8,7 10^{16}	2,5 10^{18}	3,1 10^{17}	4,7 10^9	1,25 10^{18}	6,1 10^{16}	1,5 10^{16}
463 G	$6,1 \cdot 10^{13}$	3,9 10^{21}	4,85 10^{20}	1,5 10^{21}	1,8 10^{20}	5,55 10^{20}	6,9 10^{19}	2 10^{21}	2,5 10^{20}		6,9 10^{20}	4,4 10^{18}	1,1 10^{18}
563 G	$1,1 \cdot 10^{28}$	1,65 10^{18}	2,1 10^{17}	1,4 10^{18}	1,8 10^{17}	3,8 10^{17}	4,8 10^{16}	1,4 10^{18}	1,7 10^{17}	2,8 10^{16}	7 10^{17}	9,2 10^{15}	2,3 10^{15}

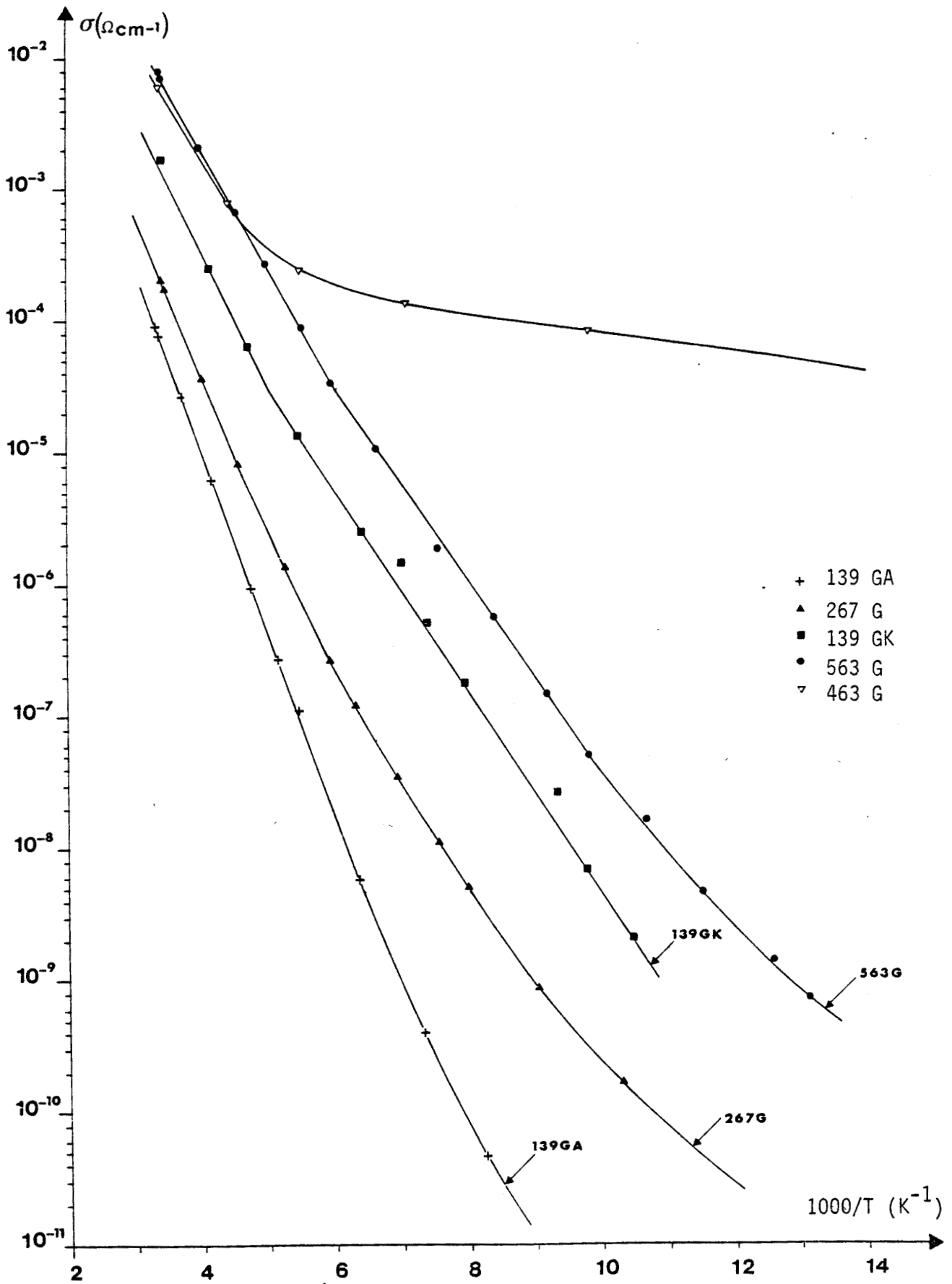
Figure IV-7 : Valeurs de $N(E_F)$ en $\text{cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$

Echantillons de type n

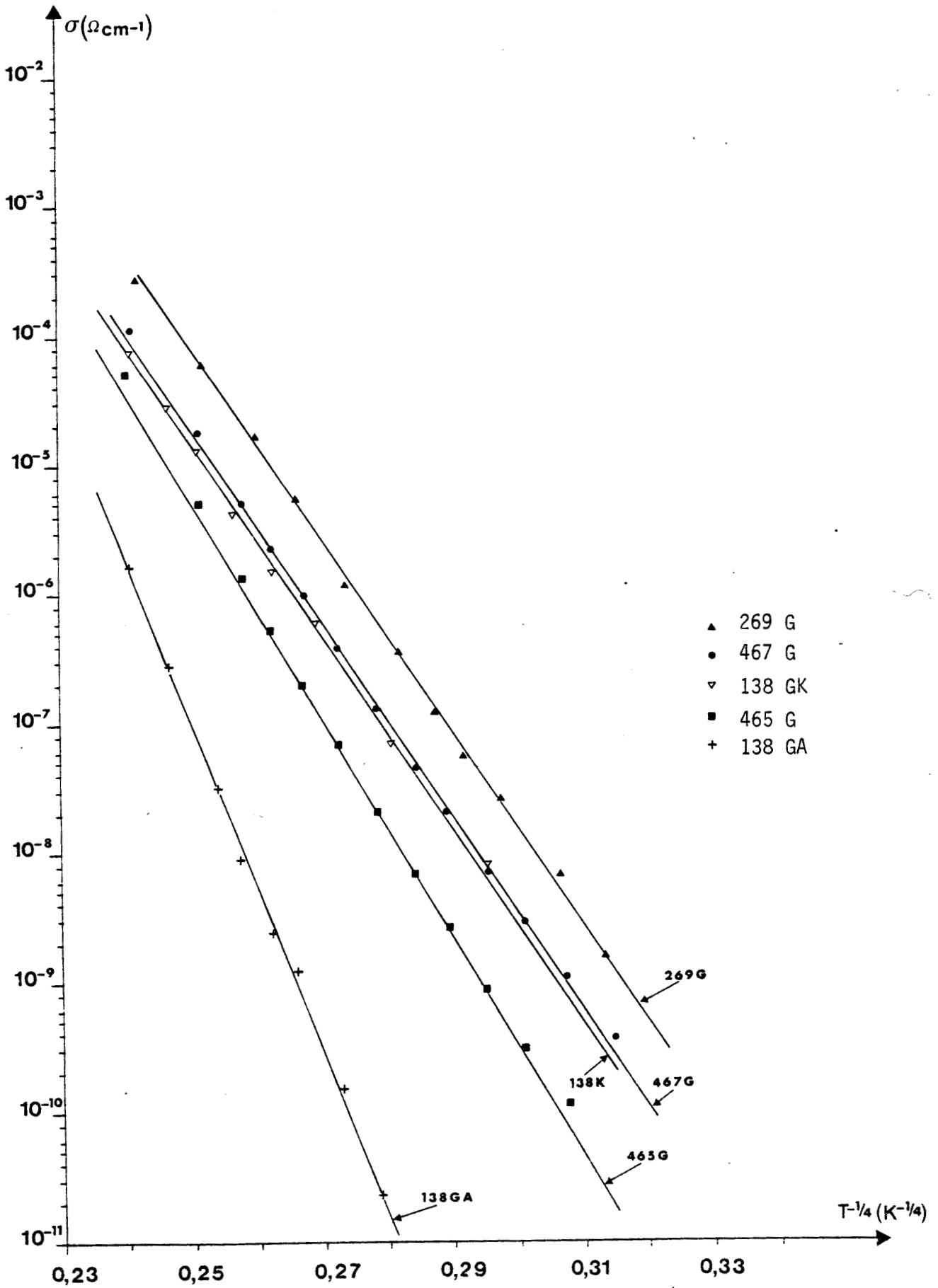
Régressions effectuées sur le domaine des basses températures.



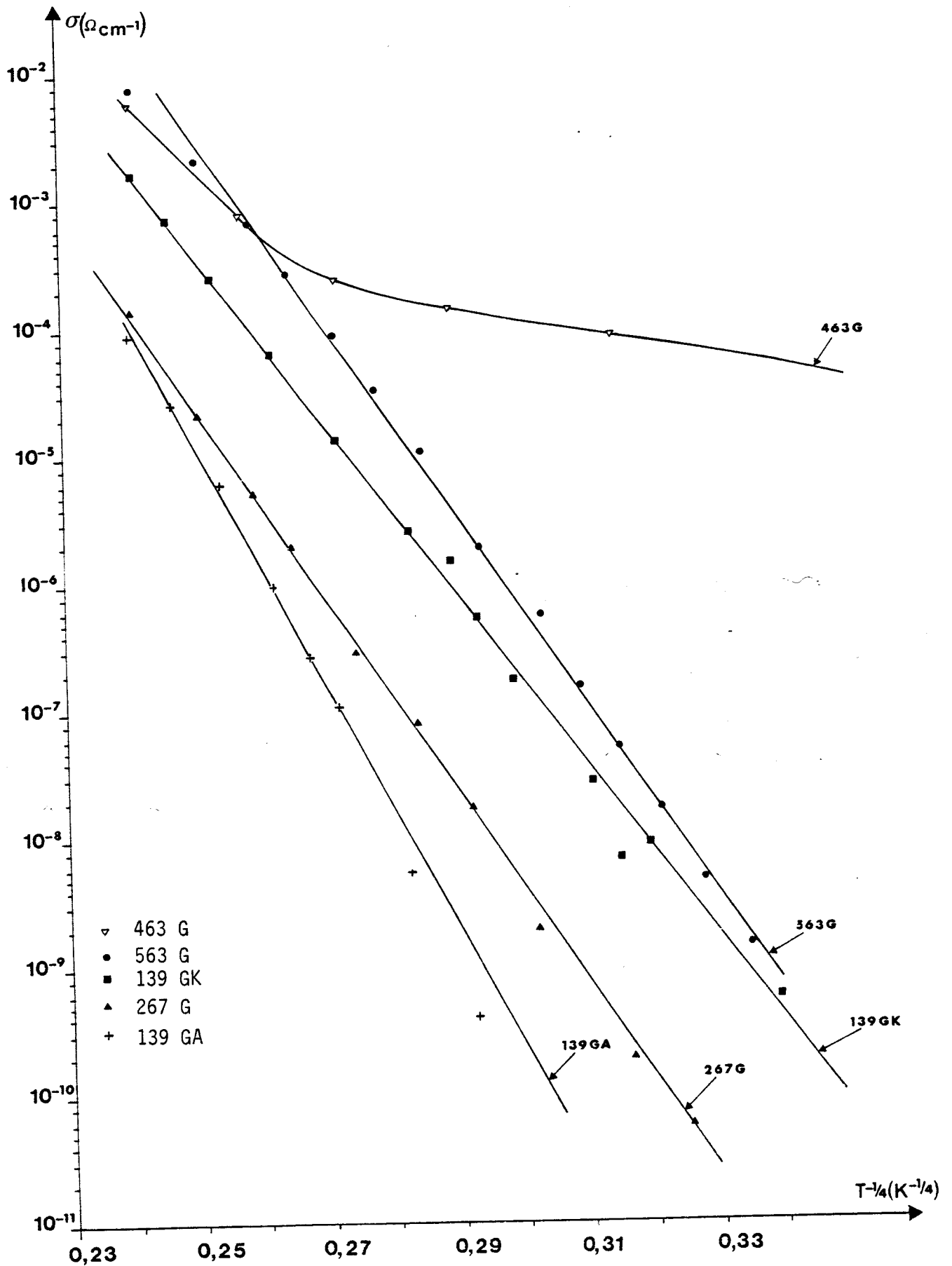
Courbe 1 : Variation de la conductivité des échantillons de type p en fonction de l'inverse de la température.



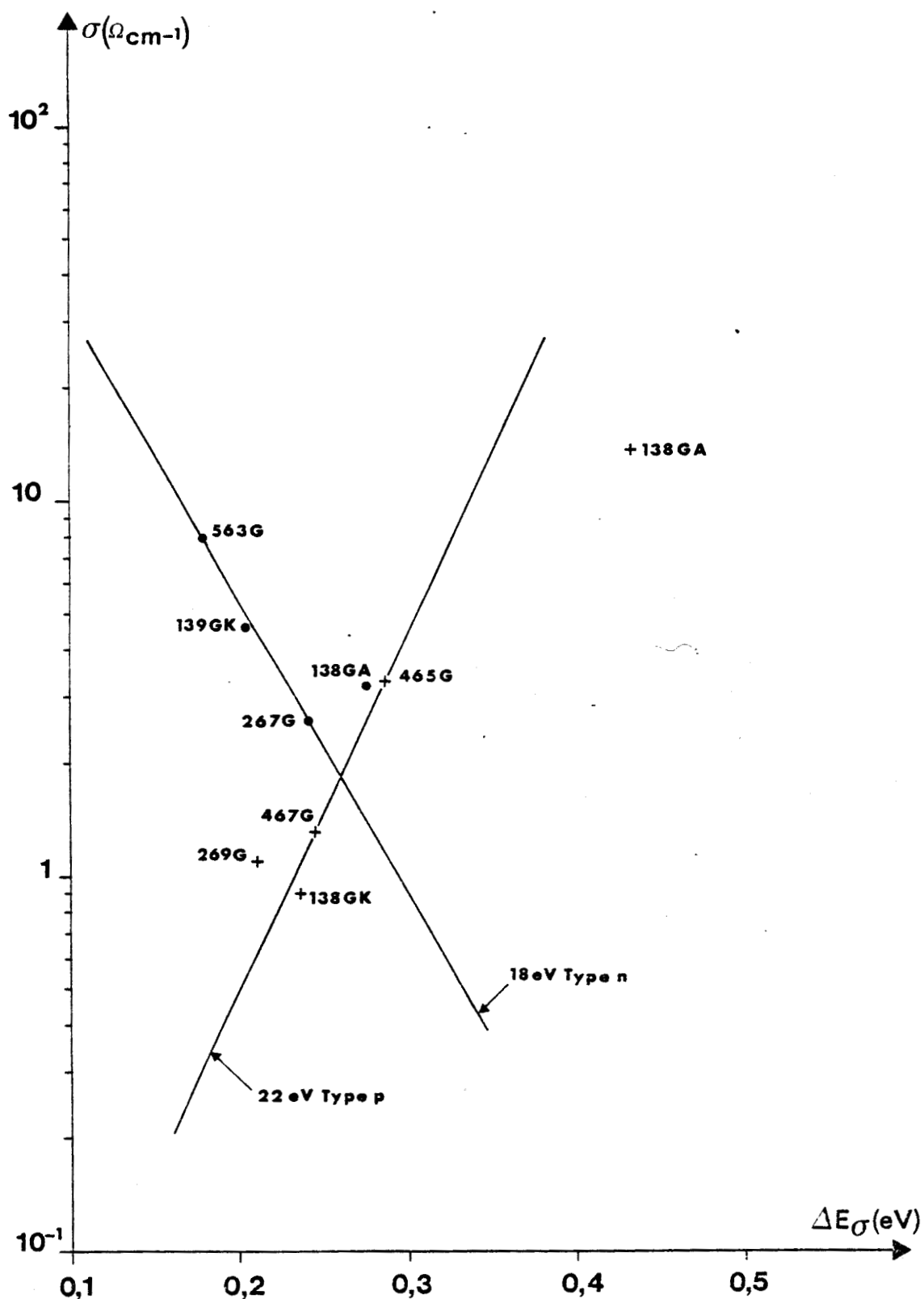
Courbe 2 : Variation de la conductivité des échantillons de type n en fonction de l'inverse de la température.



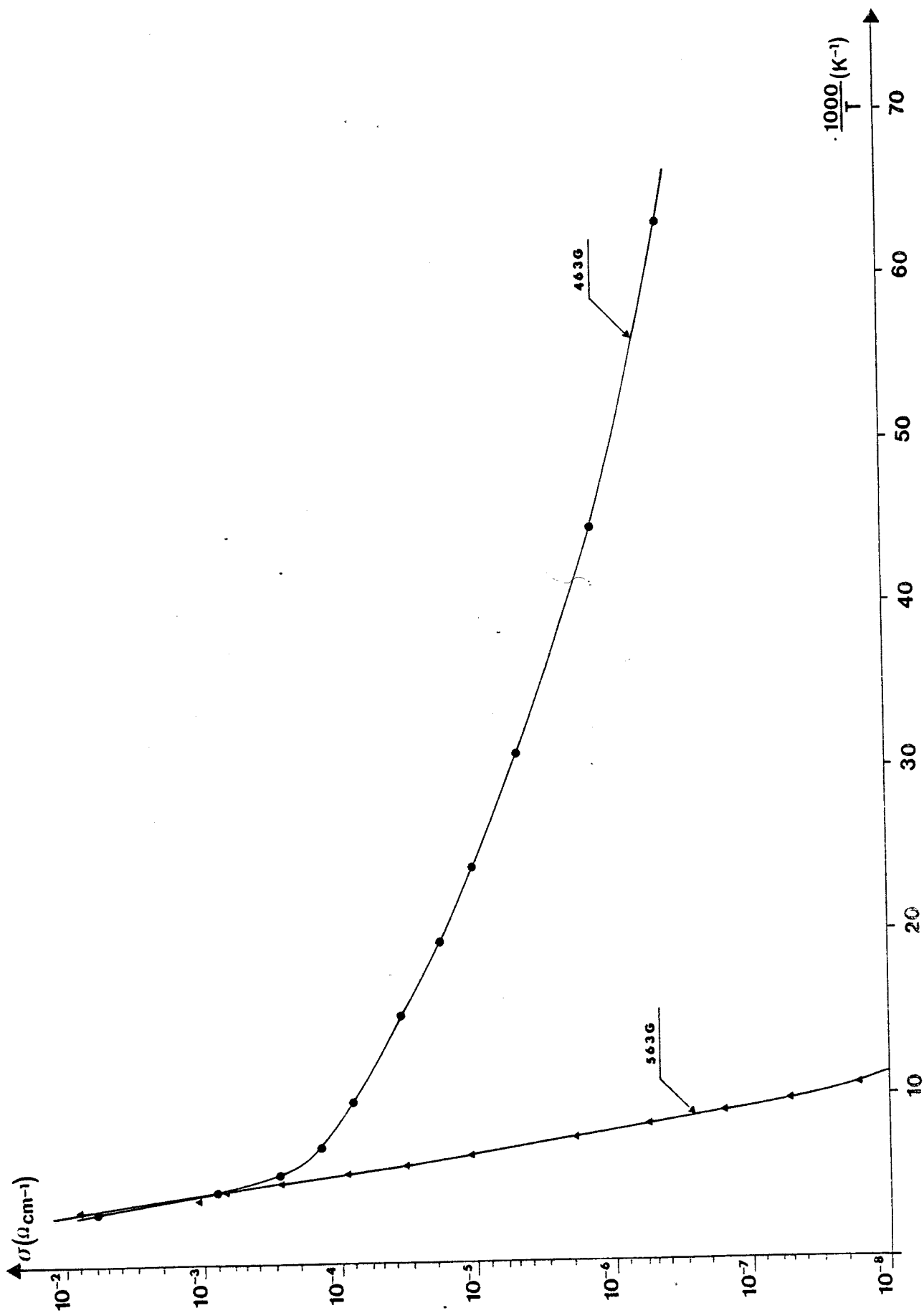
Courbe 3 : Variation en $T^{-1/4}$ de la conductivité des échantillons de type p.



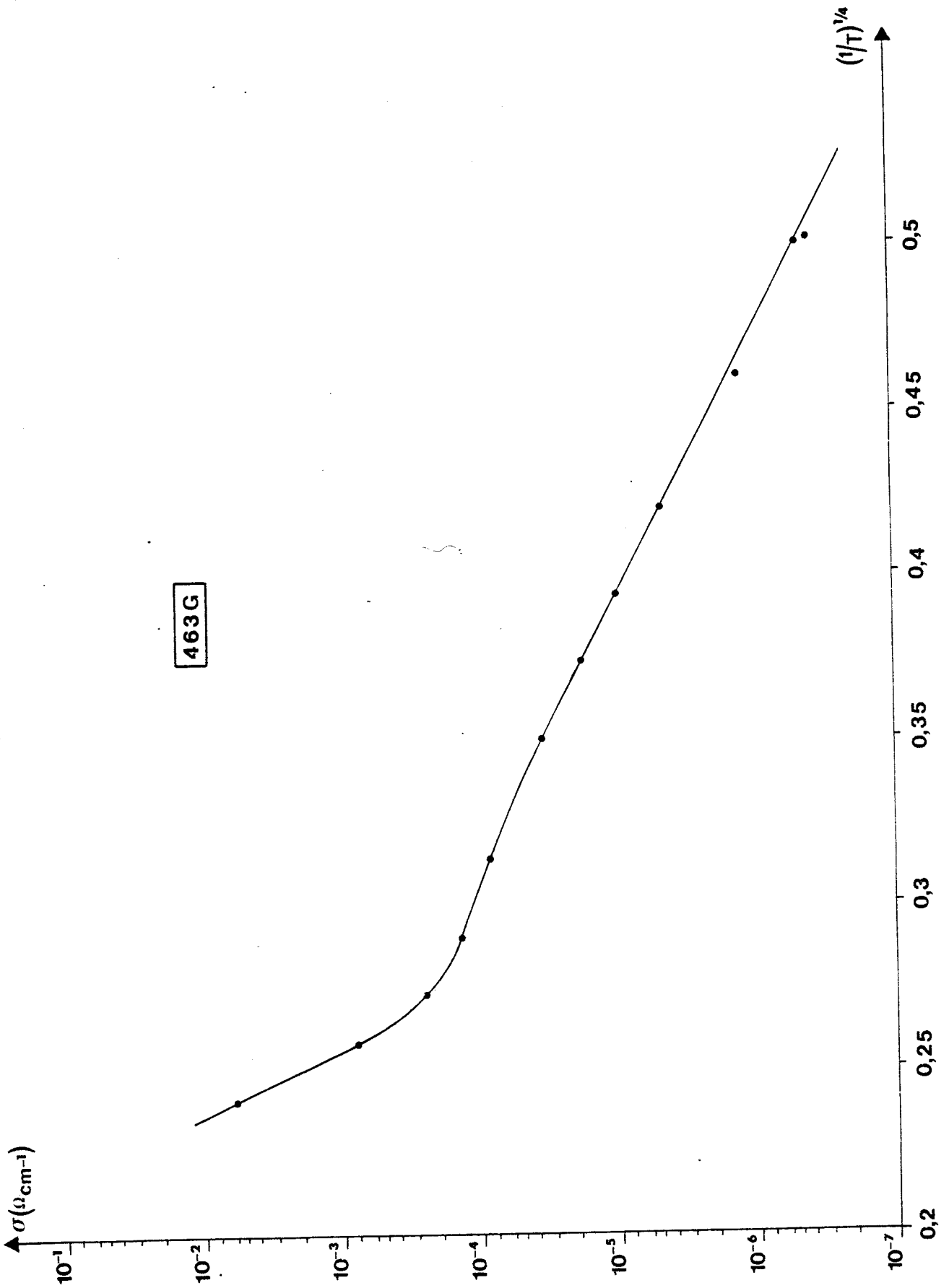
Courbe 4 : Variation en $T^{-1/4}$ de la conductivité des échantillons de type n.



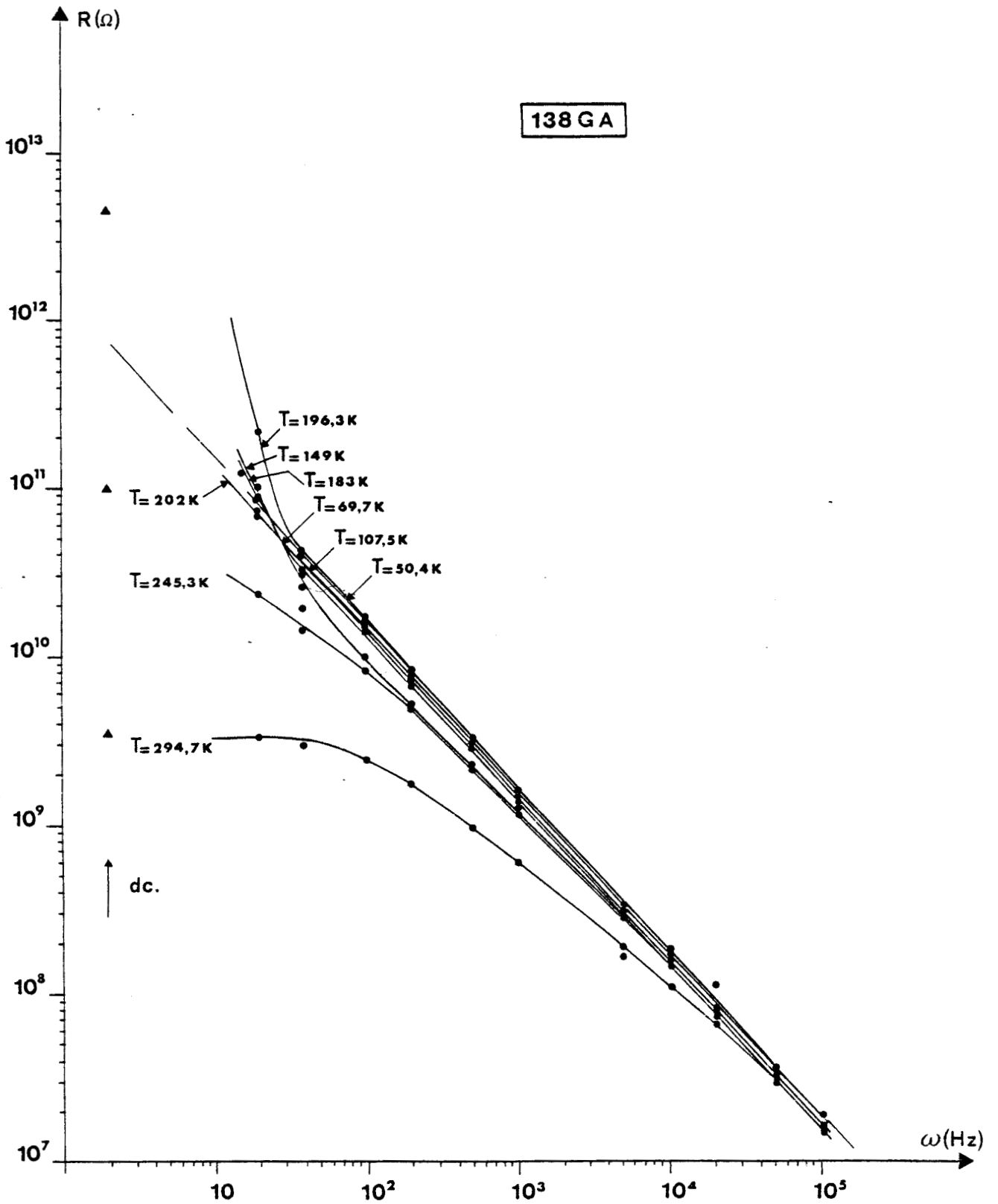
Courbe 5 : Représentation des coefficients σ_0 en fonction des valeurs mesurées des énergies d'activation.



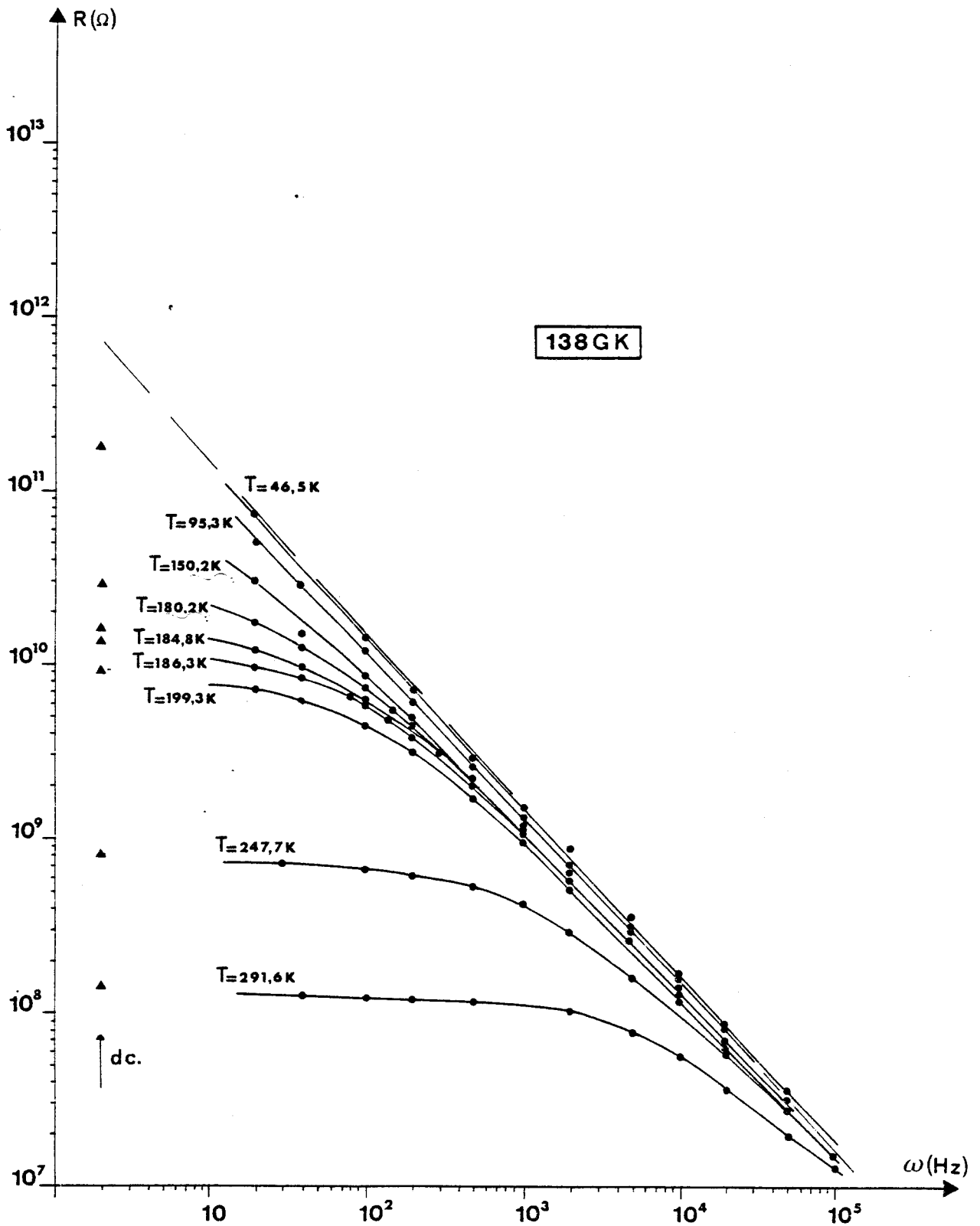
Courbe 6 : Variation de la conductivité des échantillons 463 G et 563 G en fonction de l'inverse de la température.



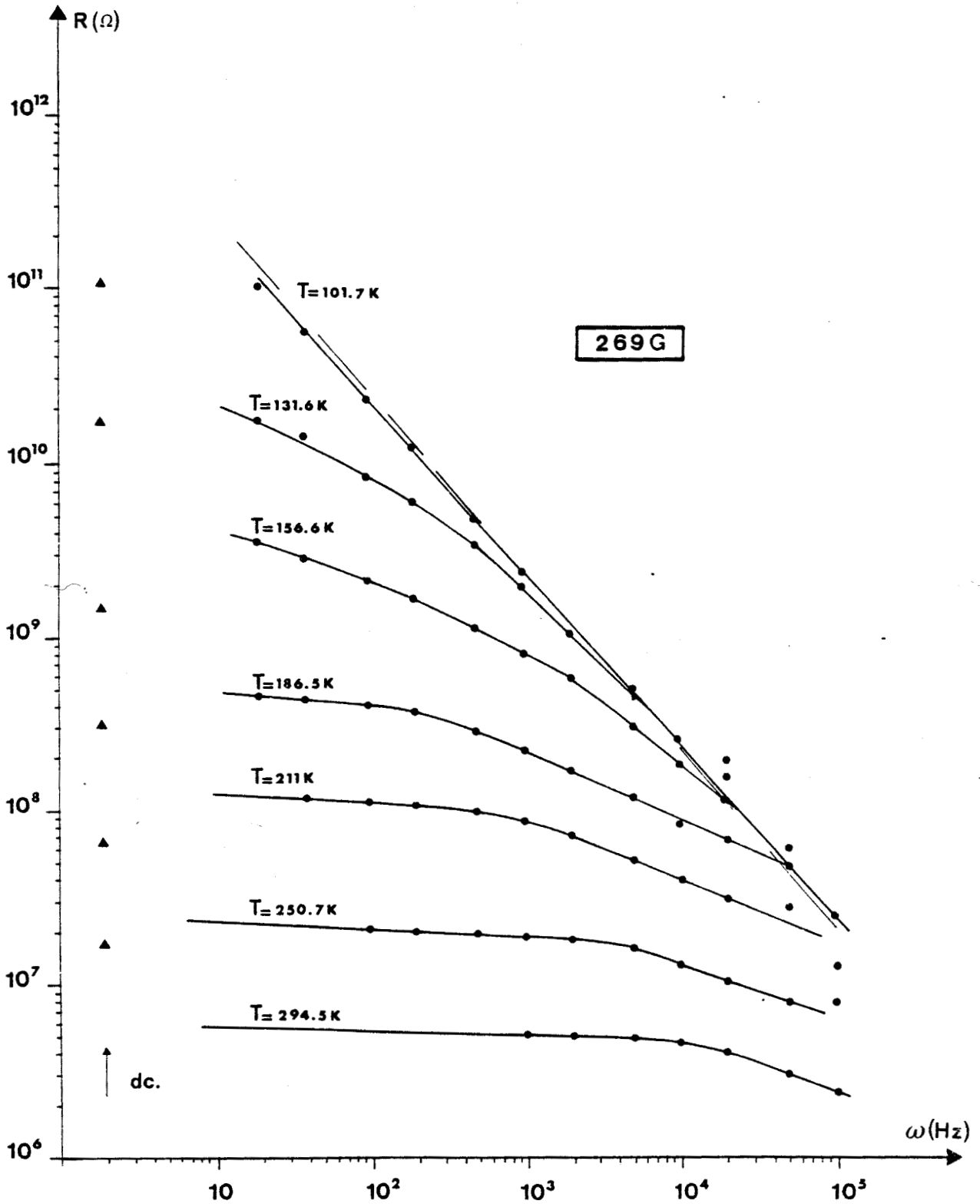
Courbe 7 : Variation en $T^{-1/4}$ de la conductivité de l'échantillon 463 G.



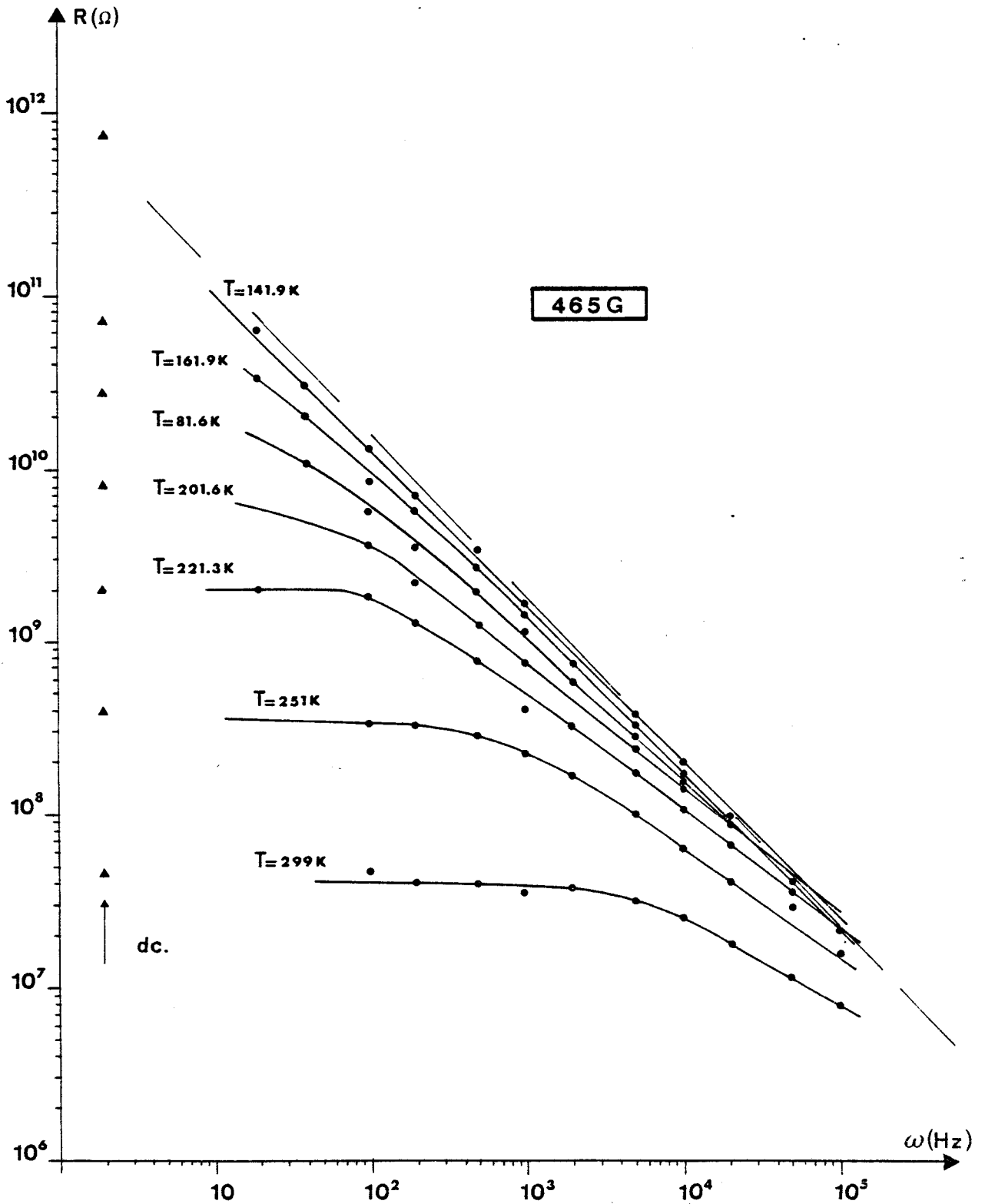
Courbe 8 : Variation de la résistance de l'échantillon 138 GA en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la température.



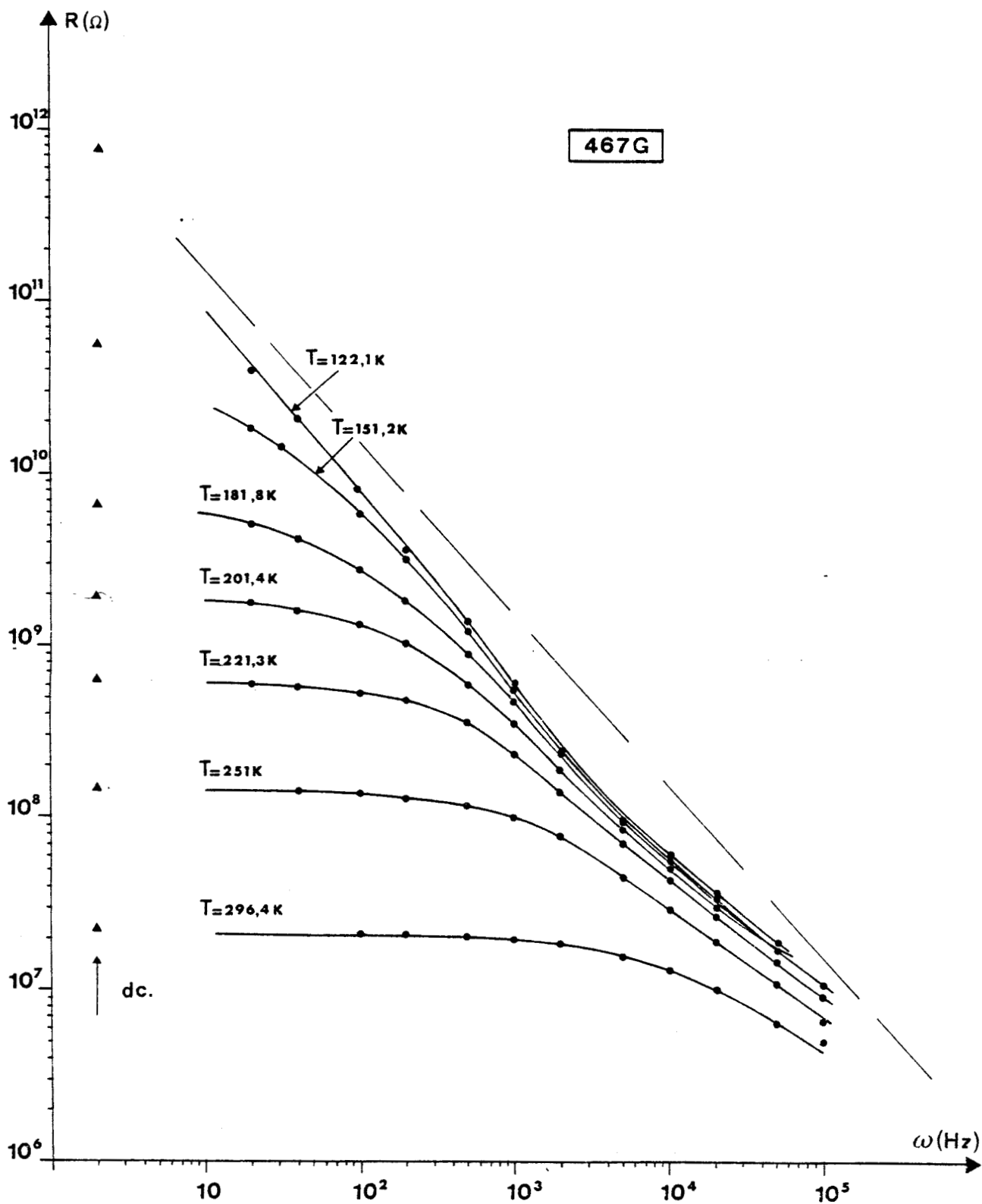
Courbe 9 : Variation de la résistance de l'échantillon 138 GK en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la température.



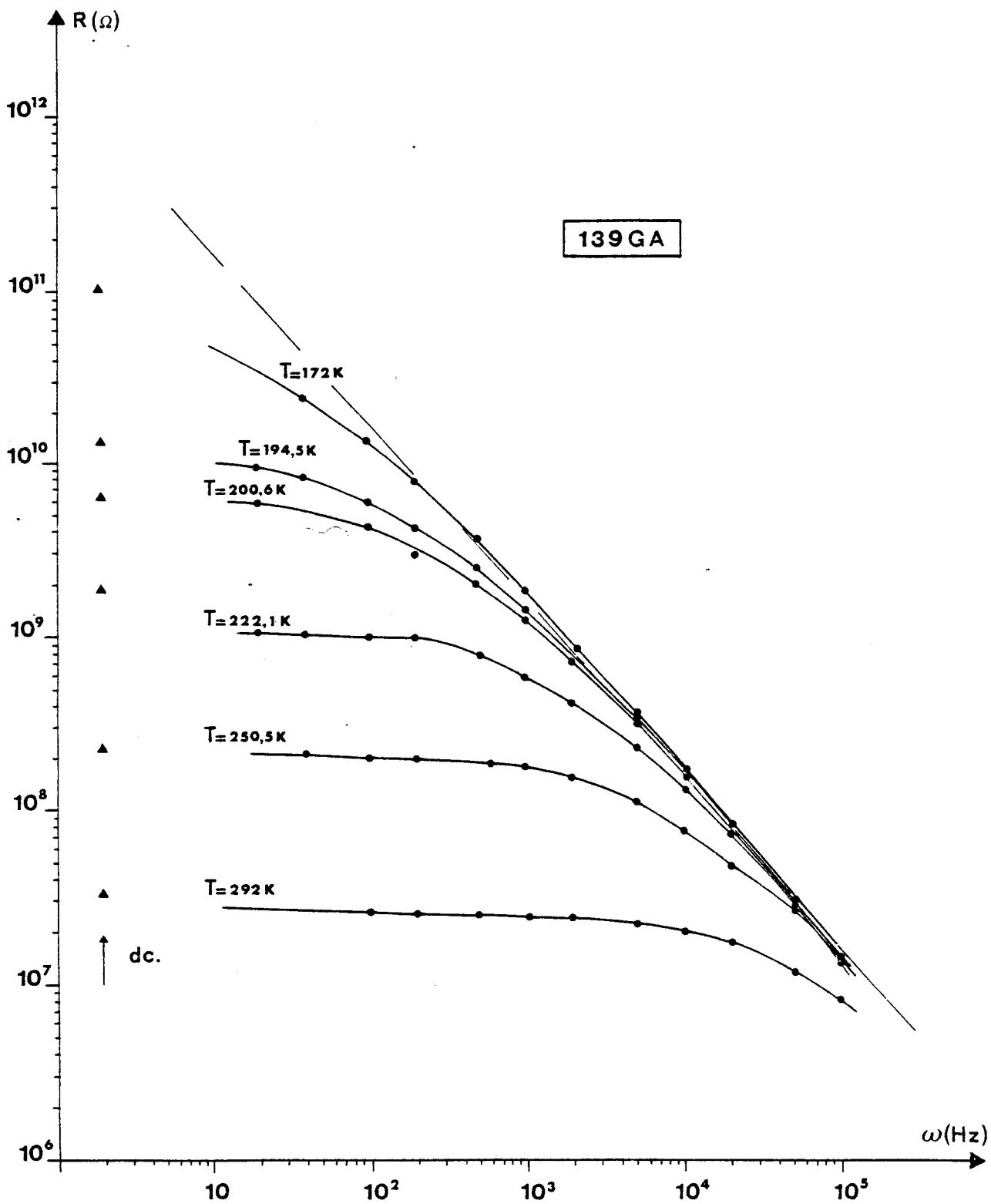
Courbe 10 : Variation de la résistance de l'échantillon 269 G en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la température.



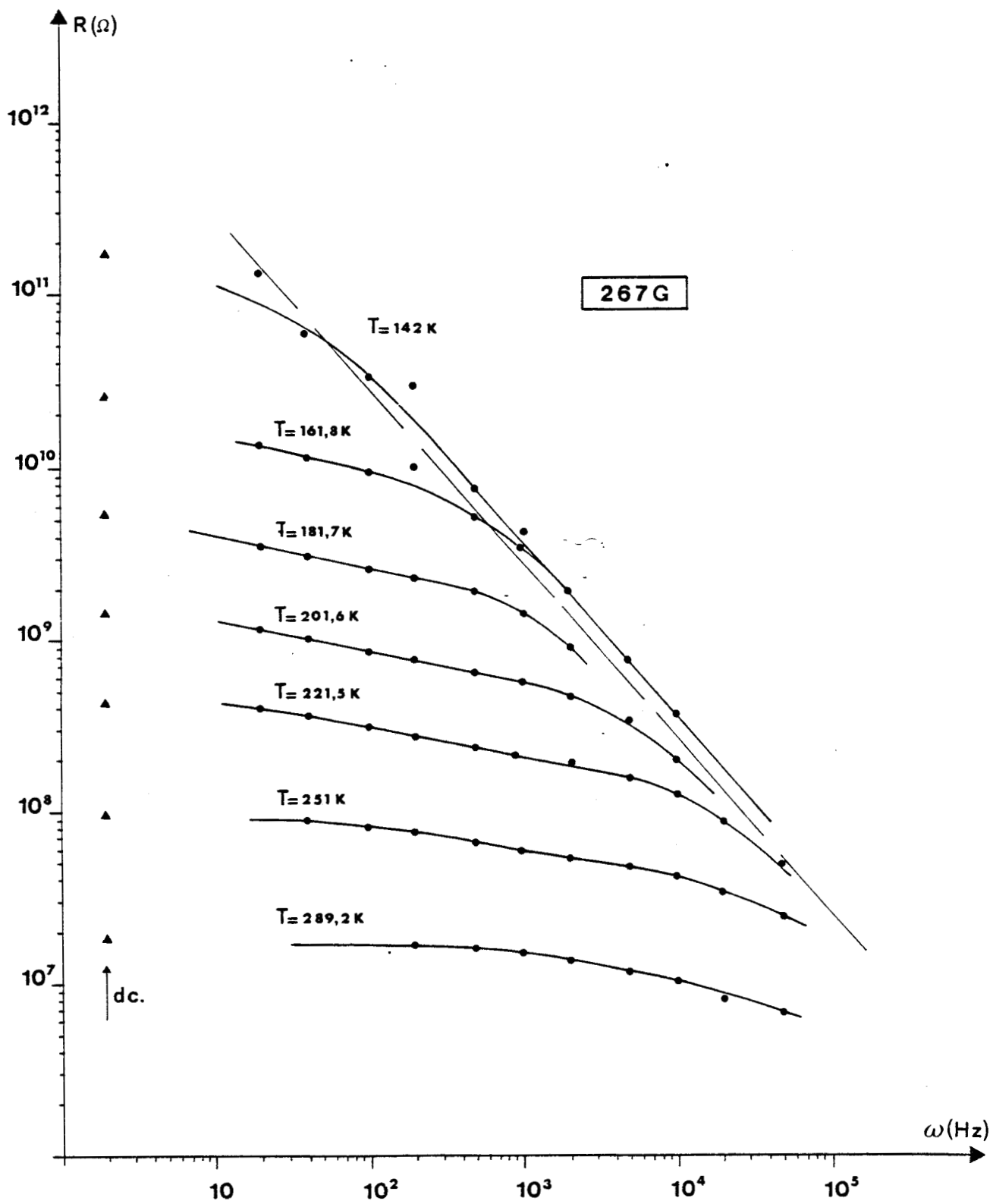
Courbe 11 : Variation de la résistance de l'échantillon 465 G en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la température.



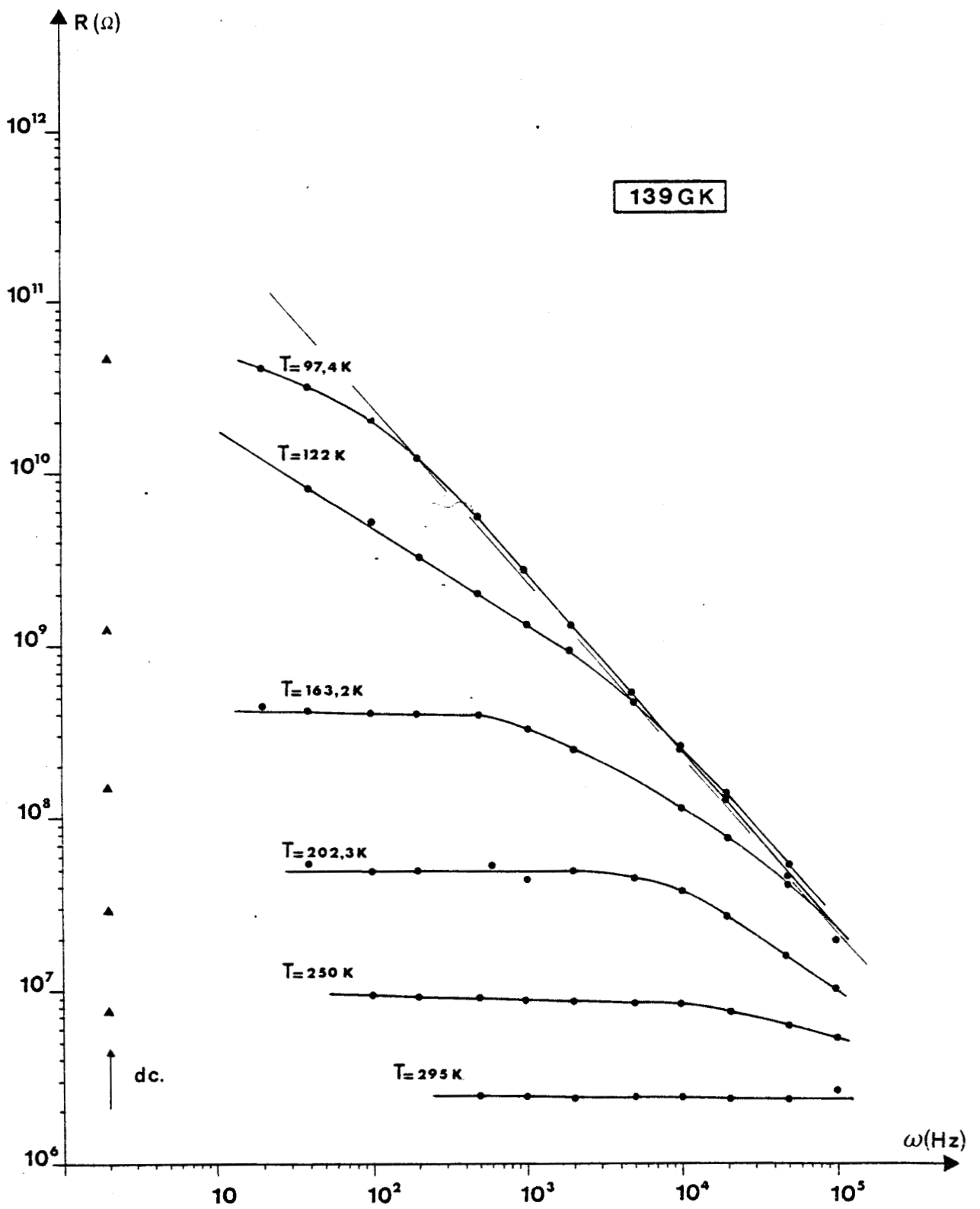
Courbe 12 : Variation de la résistance de l'échantillon 467 G en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la température.



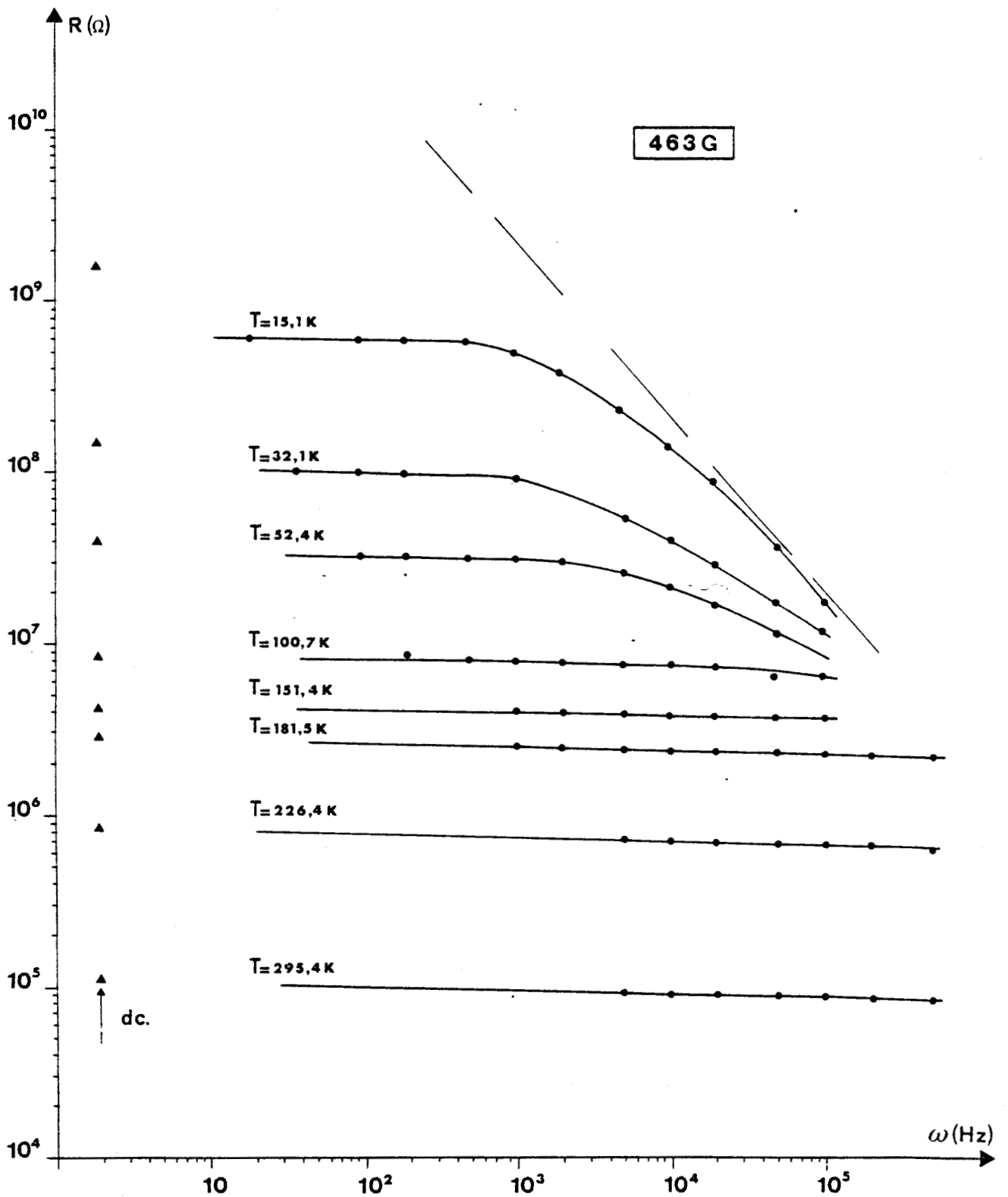
Courbe 13 : Variation de la résistance de l'échantillon 139 GA en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la température.



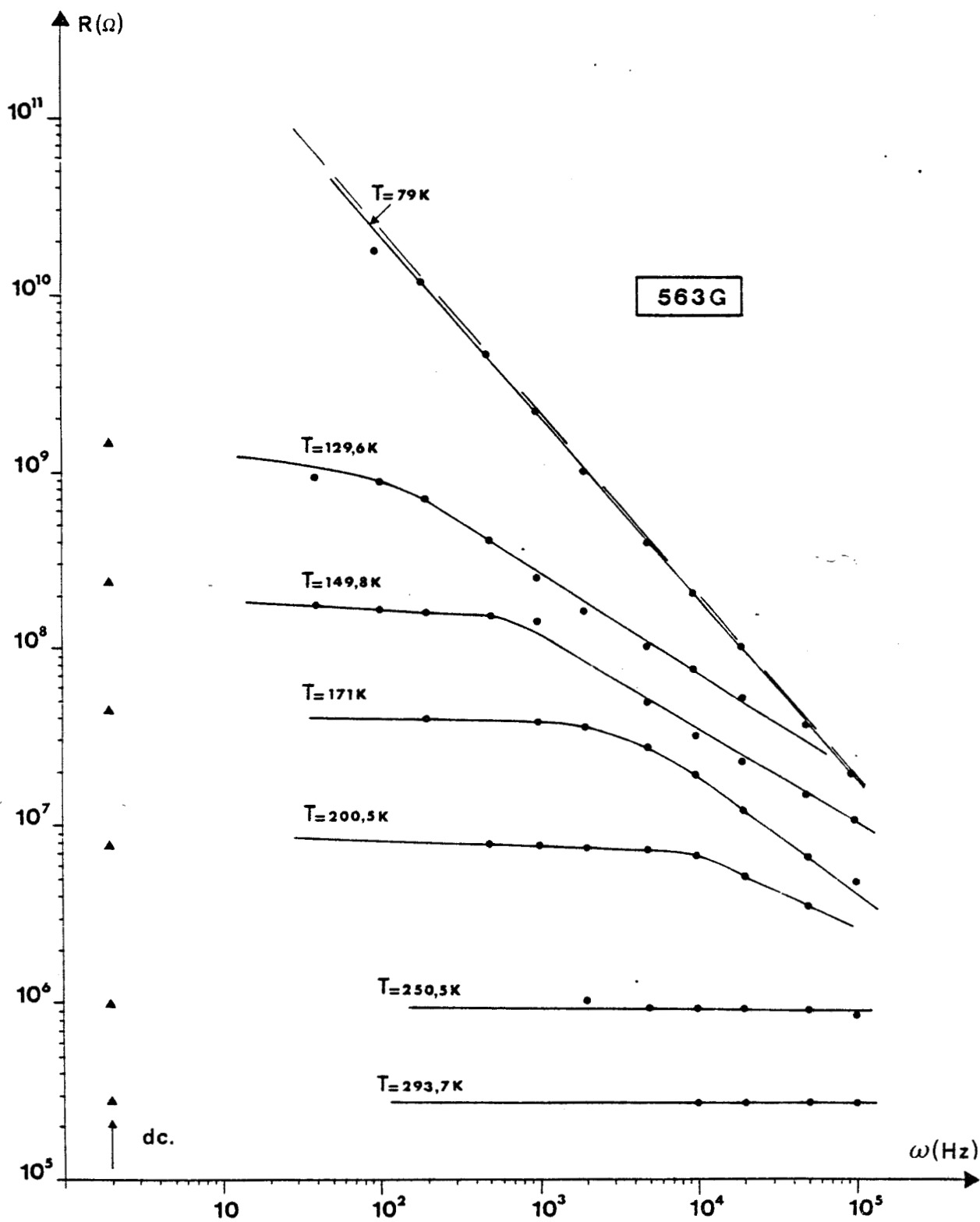
Courbe 14 : Variation de la résistance de l'échantillon 267 G en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la température.



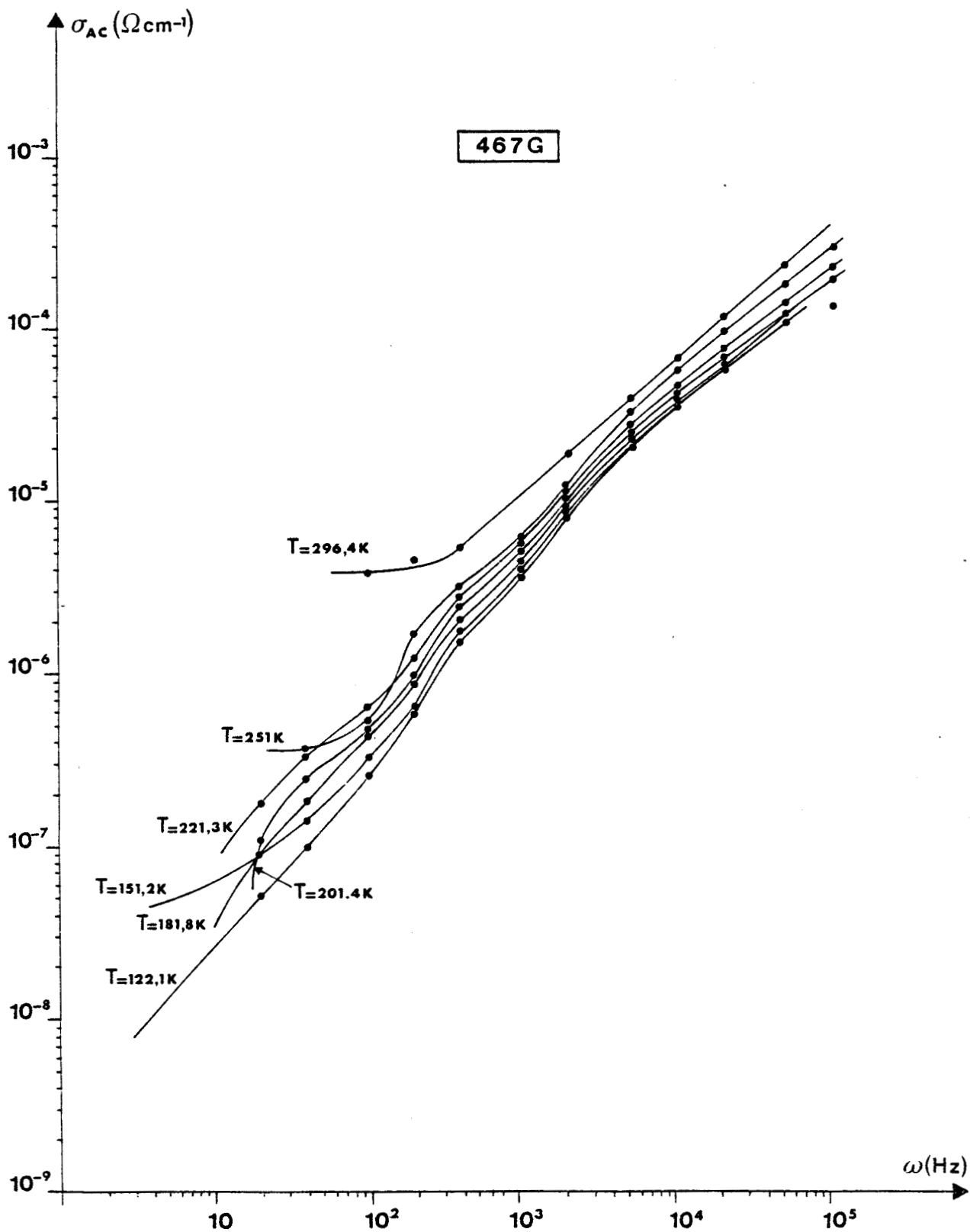
Courbe 15 : Variation de la résistance de l'échantillon 139 GK en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de température.



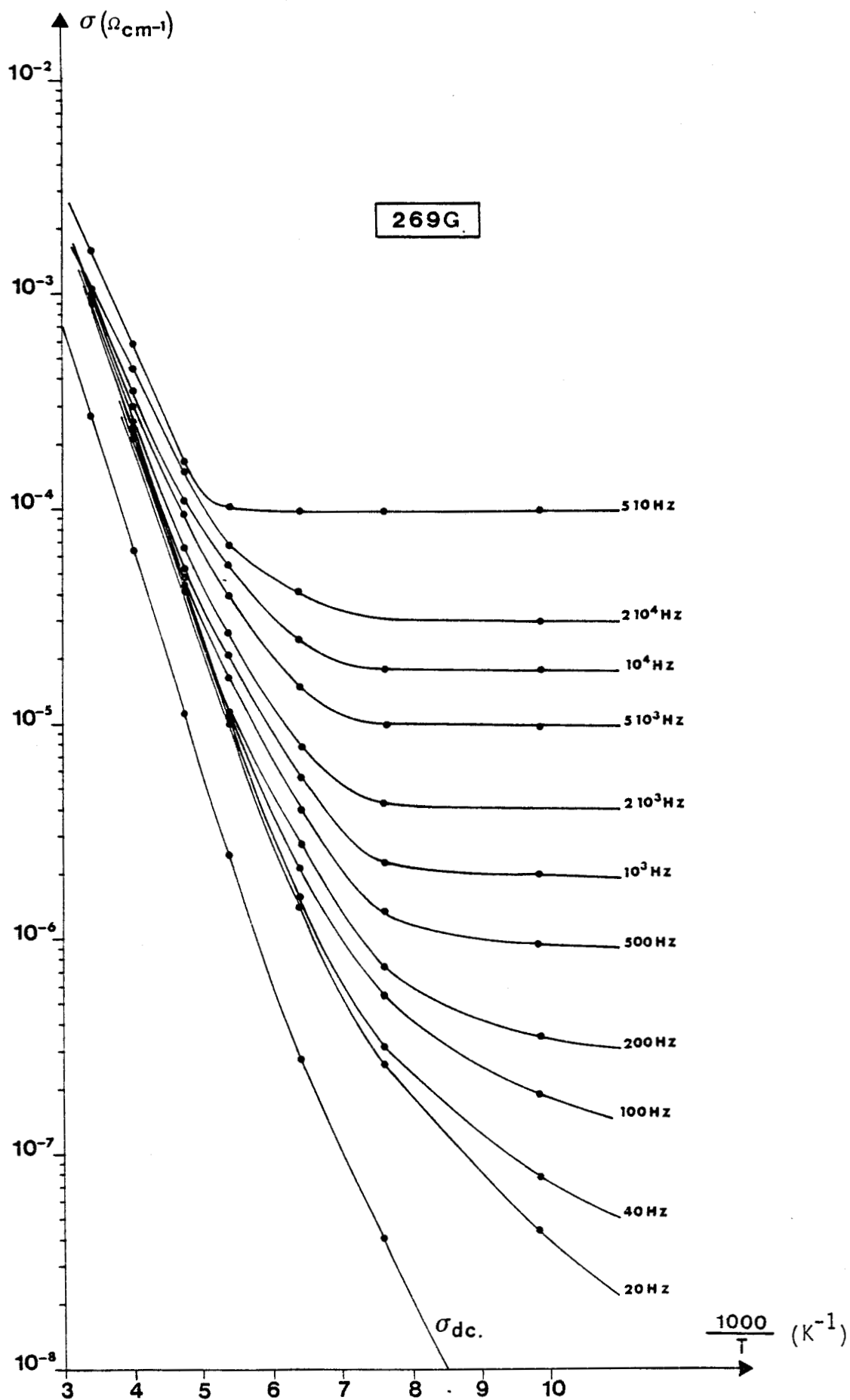
Courbe 16 : Variation de la résistance de l'échantillon 463 G en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la température.



Courbe 17 : Variation de la résistance de l'échantillon 563 G en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la température.

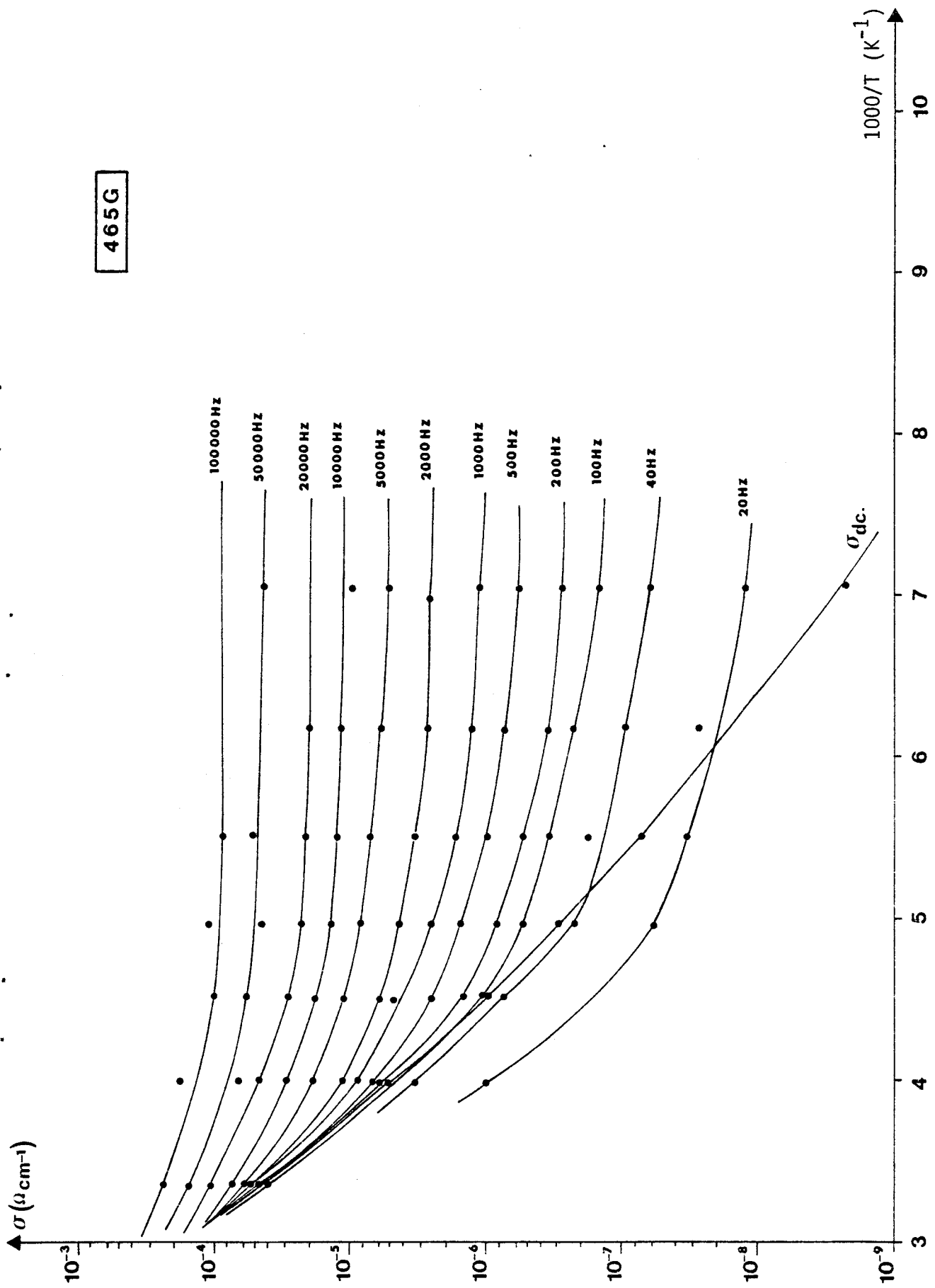


Courbe 18 : Variation de la conductivité en alternatif, σ_{ac} de l'échantillon 467 G en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la température.

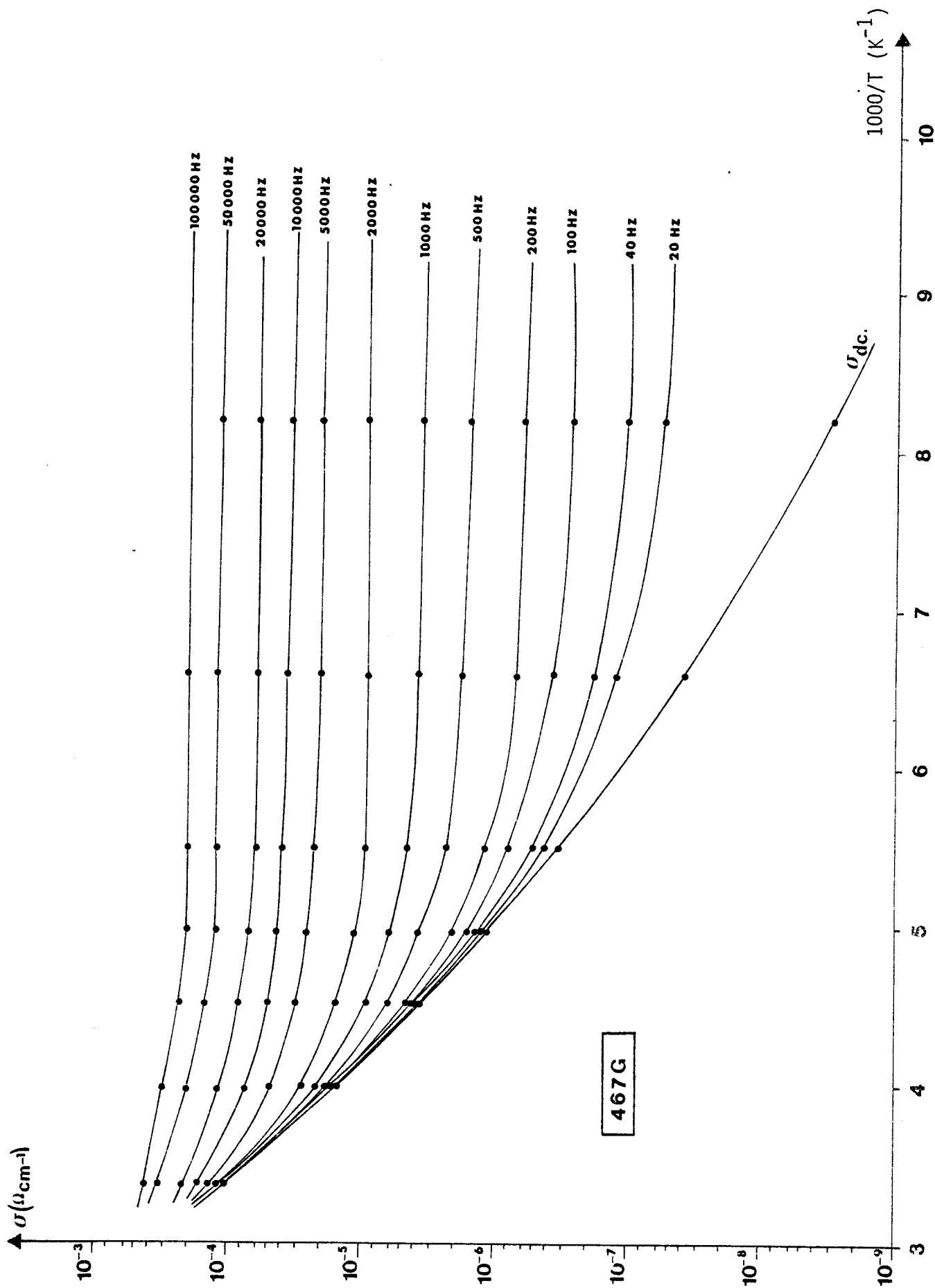


Courbe 19 : Variation de la conductivité de l'échantillon 269 G en fonction de l'inverse de la température pour différentes valeurs de la fréquence.

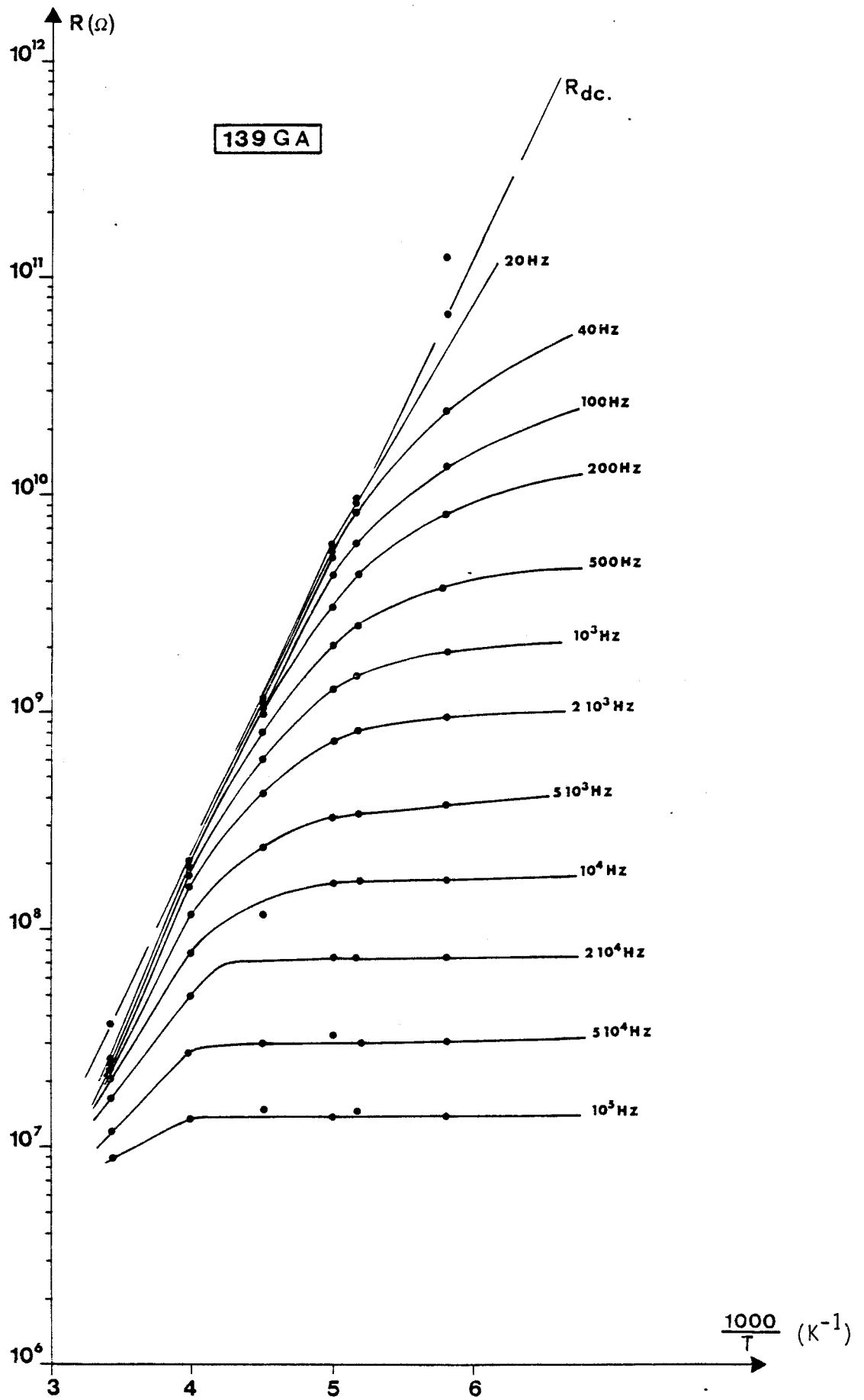
465 G



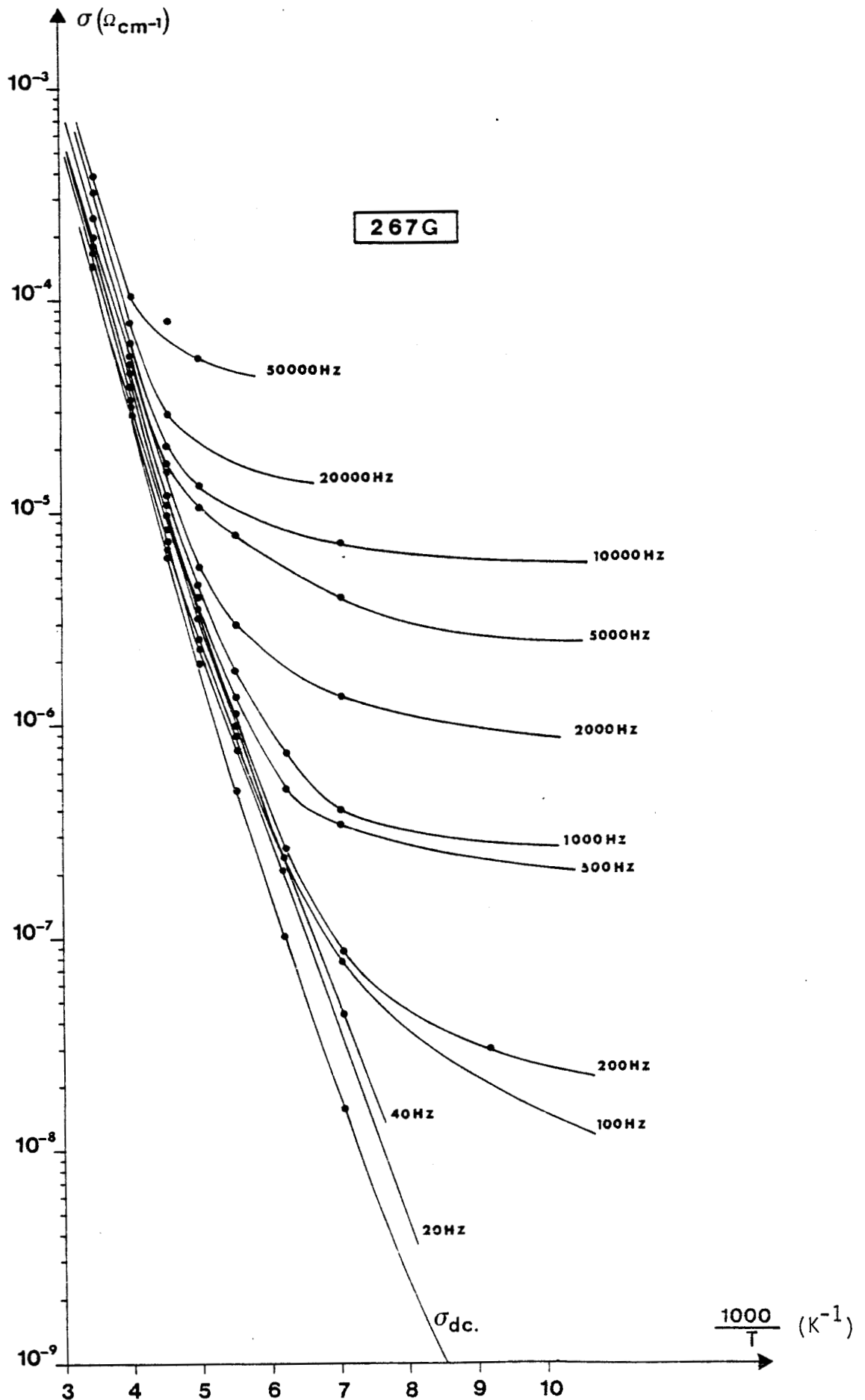
Courbe 20 : Variation de la conductivité de l'échantillon 465 G en fonction de l'inverse de la température pour différentes valeurs de la fréquence.



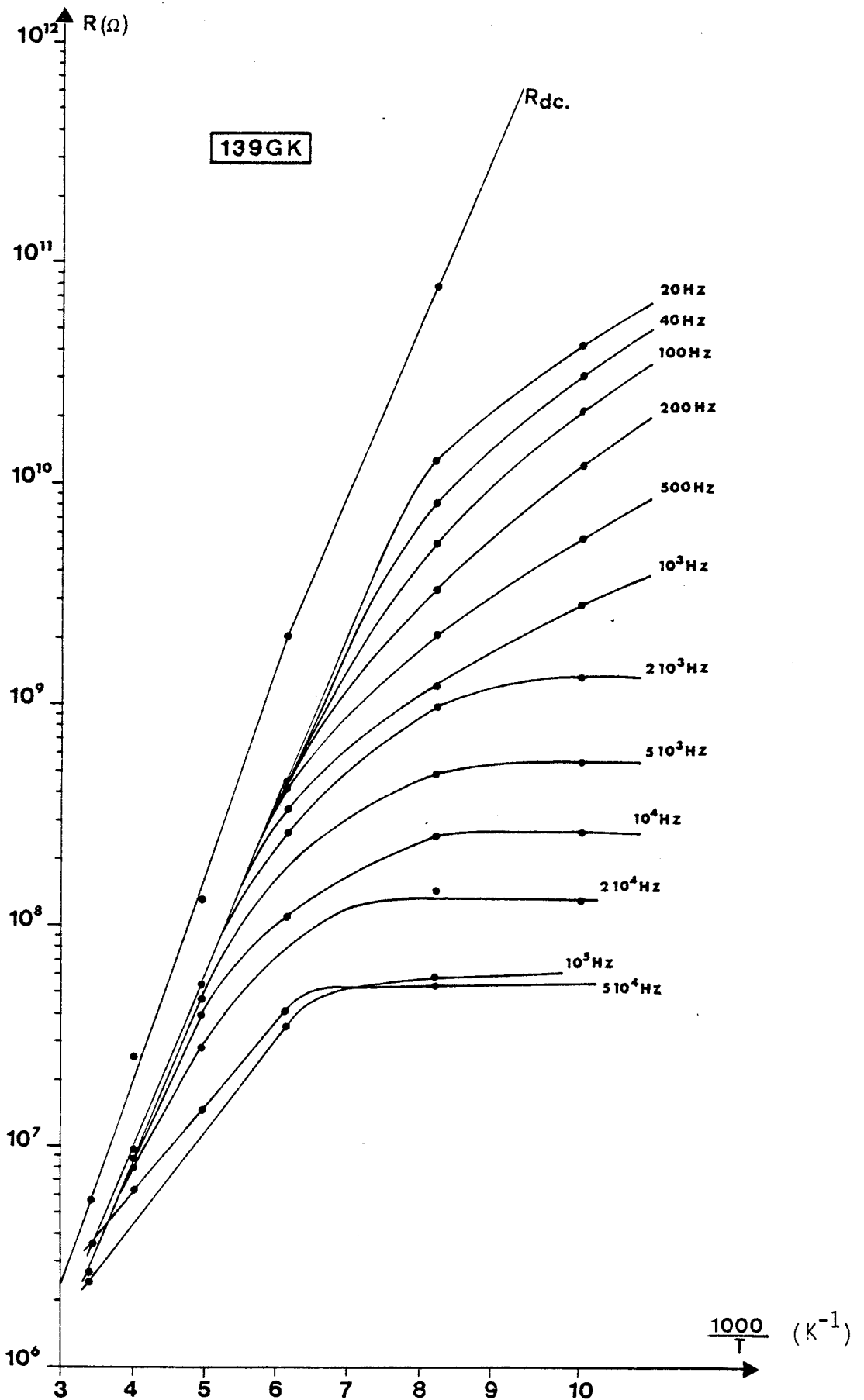
Courbe 21 : Variation de la conductivité de l'échantillon 467 G en fonction de l'inverse de la température pour différentes valeurs de la fréquence.



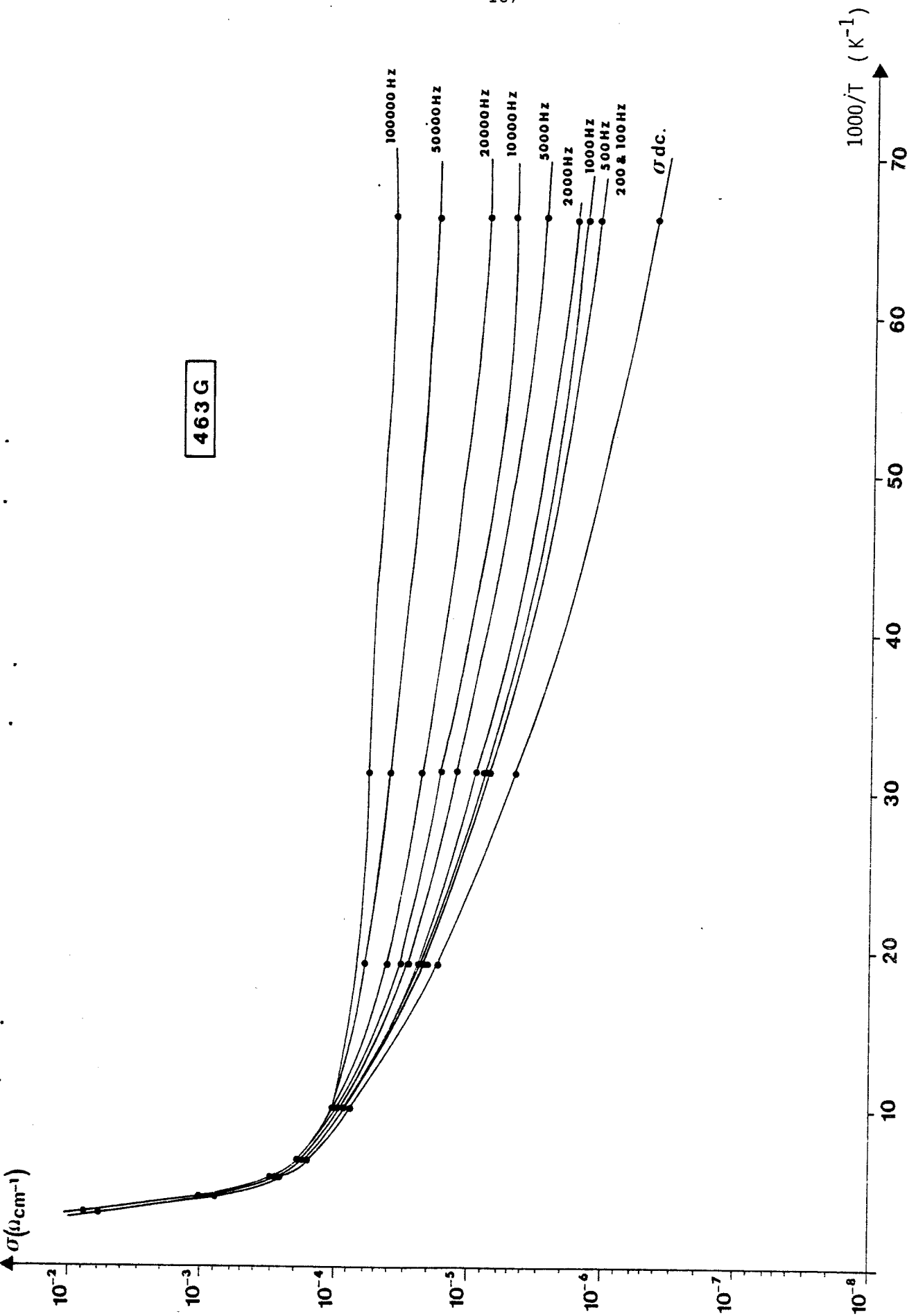
Courbe 22 : Variation de la résistance de l'échantillon 139 GA en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la température.



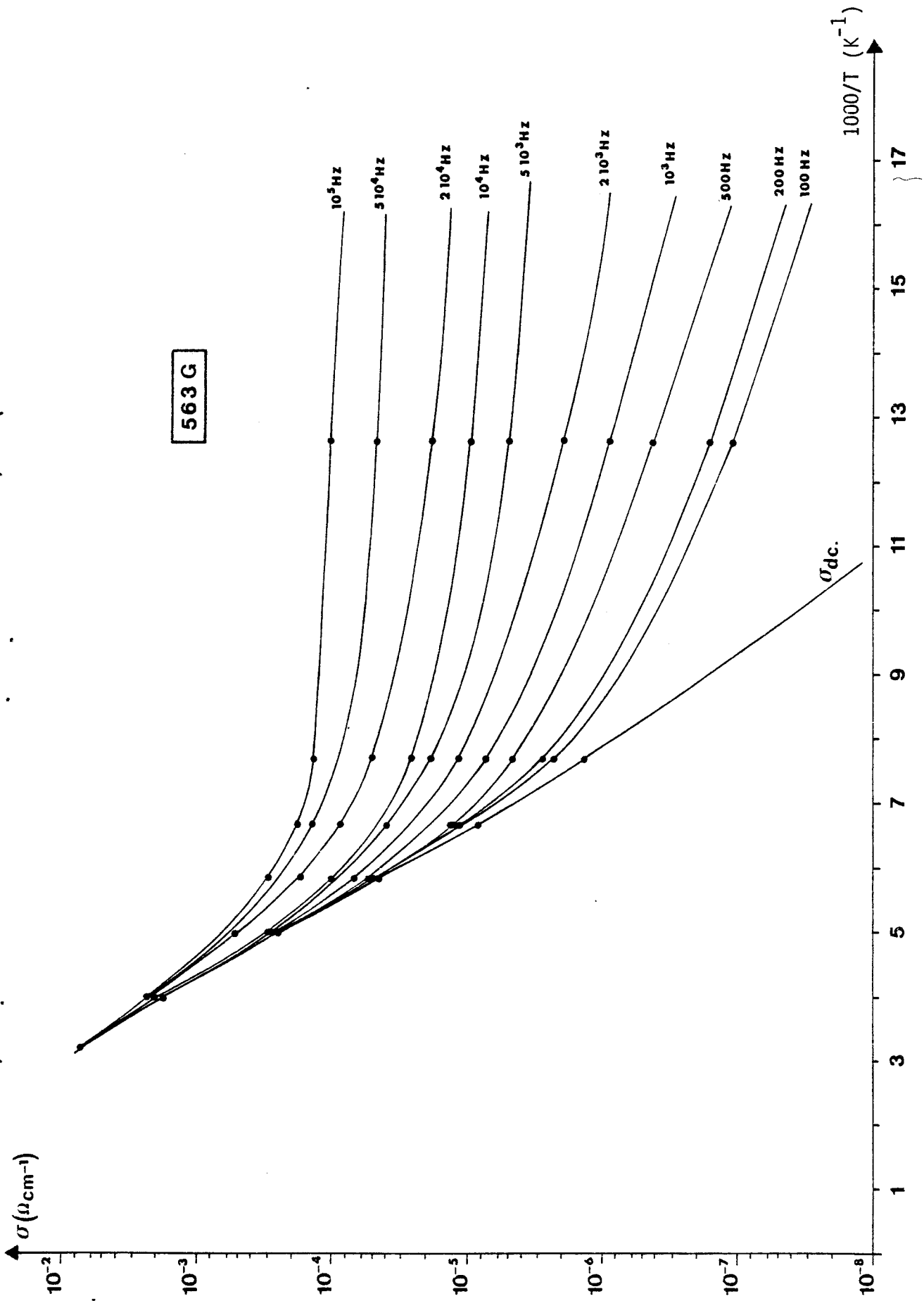
Courbe 23 : Variation de la conductivité de l'échantillon 267 G en fonction de l'inverse de la température pour différentes valeurs de la fréquence.



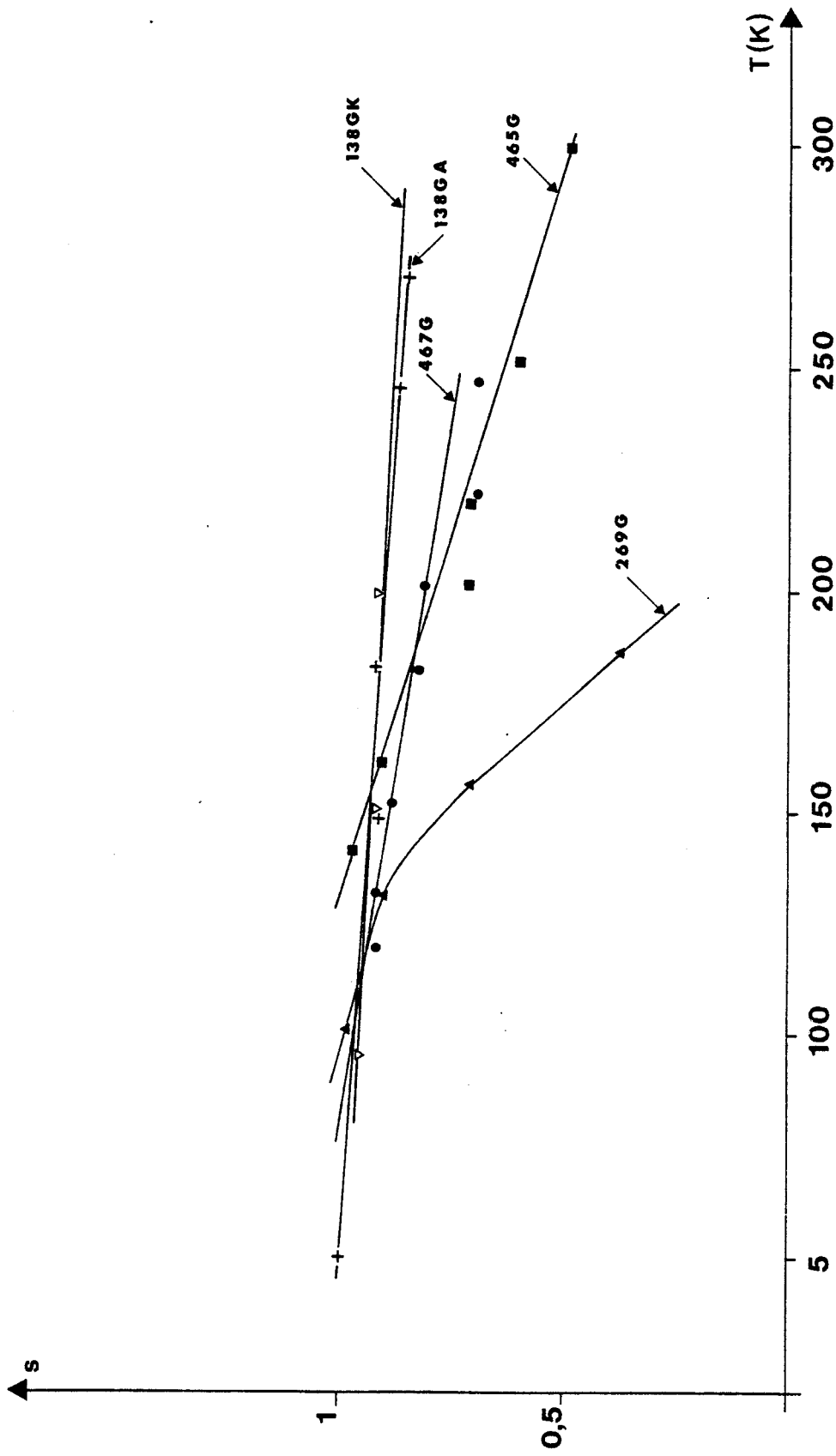
Courbe 24 : Variation de la résistance de l'échantillon 139 GK en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la température.



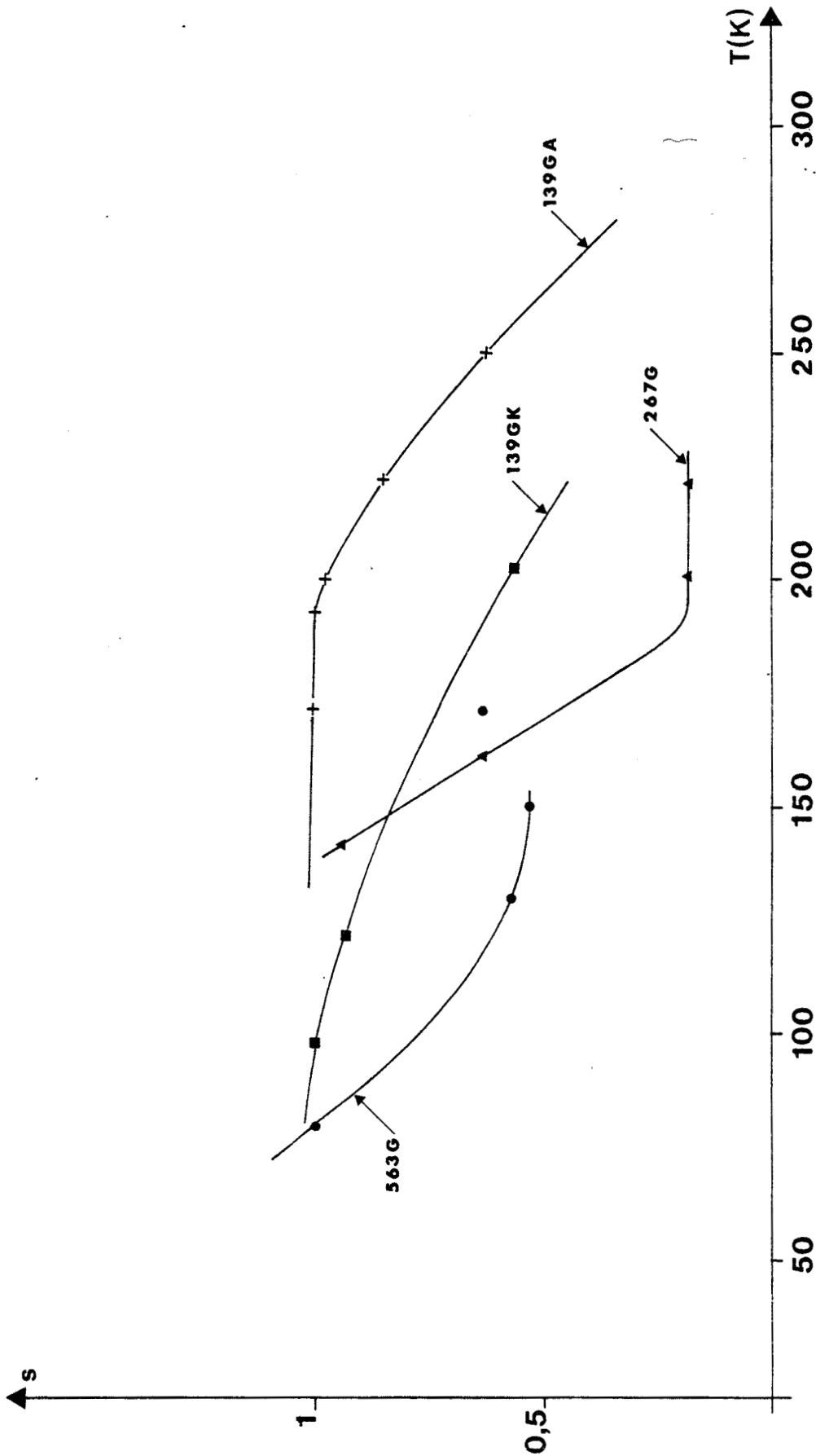
Courbe 25 : Variation de la conductivité de l'échantillon 463 G en fonction de l'inverse de la température pour différentes valeurs de la fréquence.



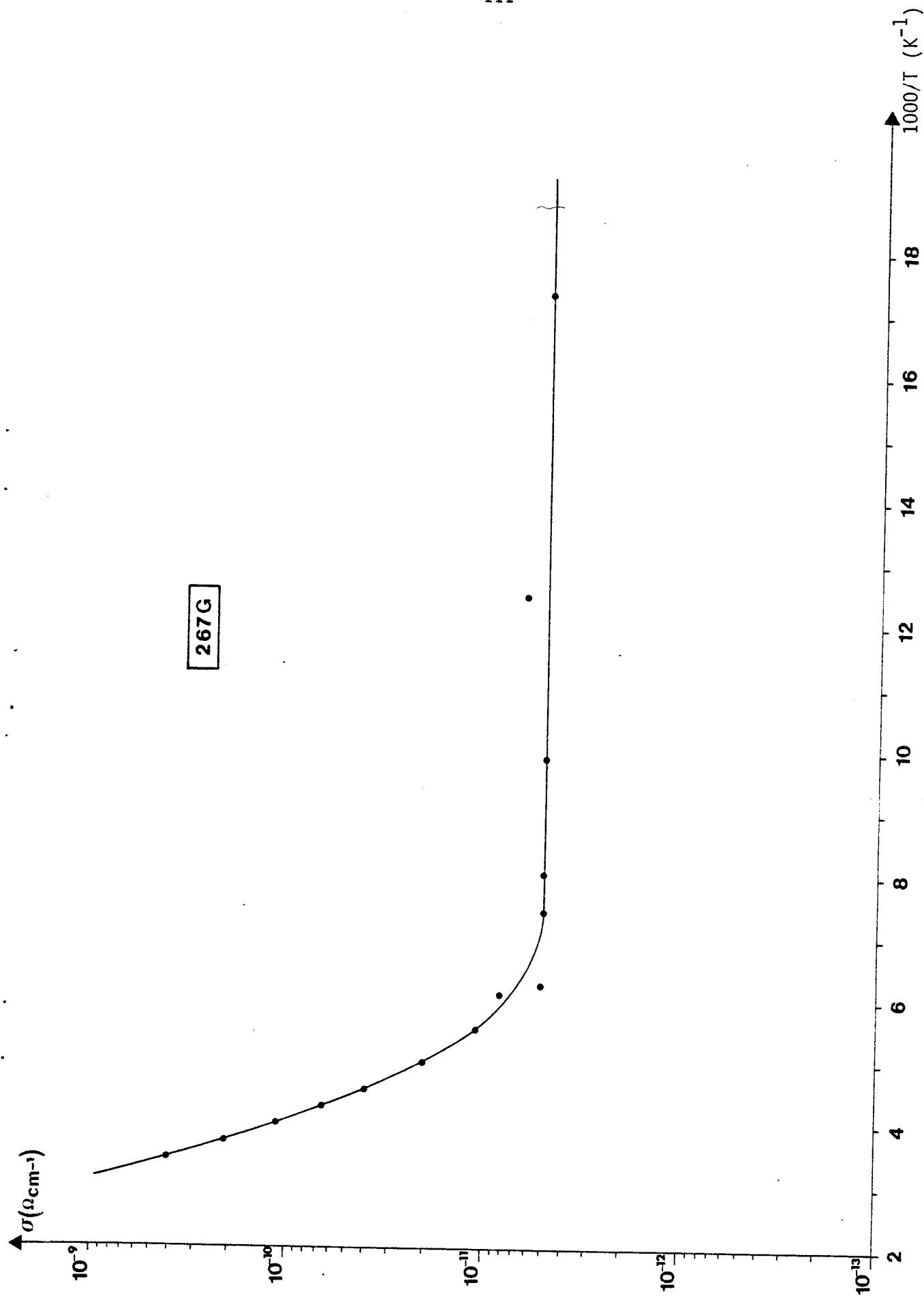
Courbe 26 : Variation de la conductivité de l'échantillon 563 G en fonction de l'inverse de la température pour différentes valeurs de la fréquence.



Courbe 27 : Valeurs de l'exposant s pour les échantillons de type p.



Courbe 28 : Valeurs de l'exposant s pour les échantillons de type n.



Courbe 29 : Variation de la conductivité de la couche 267 G (contacts type "sandwich") en fonction de l'inverse de la température.

Conclusion

Nous avons vu que la conduction dans a-Si : H pouvait se faire dans les états étendus des bandes de conduction (ou de valence) à haute température, et par saut à distance variable à basse température. Entre ces deux modes de transport, il peut y avoir un domaine de température où une conduction dans les états localisés des bords de bande se produit. Les températures auxquelles se situent les changements de mécanisme varient peu avec les conditions de préparation des échantillons.

Une approche différente peut être faite en supposant qu'un régime de conduction par saut à distance variable se produit sur tout le domaine des températures étudiées. Cependant, les études en courant alternatif, dont les résultats ont été analysés avec circonspection, semblent confirmer l'existence d'une conduction dans les états délocalisés, à haute température.

Les énergies d'activation alors mises en jeu et les valeurs des densités d'états au niveau de Fermi, déduites des lois de conduction par saut à distance variable varient avec les conditions de préparation.

Ces grandeurs physiques sont en accord avec les modèles de densités d'états proposés par différents auteurs, en supposant négligeables les variations des positions du niveau de Fermi et du front de mobilité avec la température.

Des études complémentaires en courant alternatif permettraient d'analyser plus en détail les différents mécanismes de conduction qui régissent le transport de charge dans le silicium amorphe hydrogéné.

REFERENCES

- [1] IOFFE A.F., REGEL A.R., Prog. Semi-Cond. 4, 237 (1960).
- [2] THOMAS P., Acta Polytech. Scand. Electr. Eng. Ser. Finland, p 279-364 (1983).
- [3] DAVIES J.H., Phil Mag. 41, 4, 373 (1980).
- [4] ANDERSON P.W., Phys. Rev. 109, 1492 (1958).
- [5] MOTT N.F., Phil. Mag. 19, 835 (1969).
- [6] COHEN M.H., FRITZSCHE H., OVSHINSKY S.R., Phys. Rev. Lett. 22, 1065 (1969).
- [7] DAVIS E.A., MOTT N.F., Phil. Mag. 22, 903 (1970).
- [8] MOTT N.F., Phil. Mag. 24, 935 (1971).
- [9] MOTT N.F., DAVIS E.A., STREET R.A., Phil. Mag. 32, 961 (1975).
- [10] SPEAR W.E., Amorphous and Liquid Semiconductors (Edited Stuke and Brenig 1974).
- [11] MOTT N.F., DAVIS E.A., Electronic process in non crystalline materials
2e édition (Clarendon Press Oxford 1979).
- [12] ROBERTSON J., Adv. Physics 32, 3, 361 (1983).
- [13] MOTT N.F., J. Phys. C. 13, 5433 (1980).
- [14] LE COMBER P.G., SPEAR W.E. "Doped amorphous semiconductors" de "Amorphous
Semiconductors" Editeur Brodsky (Springer Verlag 1979).
- [15] MOUSTAKAS T.D., J. Electronic Matter 8, 391 (1979).

- [16] SPEAR W.E., ALLAN D., LE COMBER P.G. et GHAITH A., "International Conference of amorphous and liquid Semiconductors" J. Non Cryst. Solids 35 & 36, 357 (1979).
- [17] ANDREEV A.A., KONIKOV O.I., TKACHENKO B.K., FLORINSKII V. Yu, Sov. Phys. Semicond. 17, 11 (1984).
- [18] SPEAR W.E., LE COMBER P.G., Phil. Mag 33, 6, 935 (1976).
- [19] JANG J., LEE C., Conf. of amorphous semiconductors (Japan 1983).
- [20] ROBERTSON J., J. Phys. C. 17, L 349 (1984).
- [21] MÜLLER G., DEMOND F., KALBITZER S., DAMJANTSCHITSCH H., MANNSPERGER H., SPEAR W.E., LE COMBER P.G. et GIBSON R., Phil. Mag. 41, 5, 571 (1980).
- [22] HIROSE M., SUZUKI T., DOHLER G.H., Appl. Phys. Lett. 34, 234 (1979).
- [23] STREET R.A., BIEGELSEN D.K. "The spectroscopy of localized states" de "The physics of hydrogenated amorphous silicon" edited JOUANOPOULOS et LUCOVSKY (Springer Verlag 1984).
- [24] ALLAN D., LE COMBER P.G., SPEAR W.E., Proc. of 7e Conf. of Amorphous and Liquid Semiconductors, 323, Ed. SPEAR (1977).
- [25] JANG J., CHOI C.H., LEE C., J. Non Cryst. Solids 51, 129 (1982).
- [26] AST D.G., BRODSKY M.H., Phil. Mag. B, 41, 3, 273 (1980).
- [27] OVERHOF H., BEYER W., J. Non Cryst. Solids, 35 & 36, 375 (1980).
- [28] REHM W., FISCHER R., STUKE J., WAGNER H., Phys. Stat. Sol. (b) 79, 539 (1977).
- [29] LE COMBER P.G., SPEAR W.E., ALLAN D., J. Non. Cryst. Solids 32, 1 (1979).
- [30] LE COMBER P.G., JONES D.I., SPEAR W.E., Phil. Mag. 35, 5, 1173 (1977).

- [31] KNOTEK M.L., Solid State Comm. 17, 1431 (1975).
- [32] NITTA S., SHIMAKAWA K., NONOMURA S., J. Non Cryst. Solids 35 & 36, 339 (1980).
- [33] ABKOWITZ M., LE COMBER P.G., SPEAR W.E., Comm. Phys. 1, 175 (1976).
- [34] NAGELS "Electronic transport in amorphous semiconductors" de "Amorphous Semiconductors" Ed. BRODSKY (Springer Verlag 1979).
- [35] MOTT N.F., Phil. Mag. 19, 835 (1969).
- [36] SPEAR W.E., ALLAN D., LE COMBER P.G., GHAITH A., Phil. Mag. B, 41, 4 419 (1980).
- [37] OVERHOF H., BEYER W., Phil. Mag. B, 43, 3, 433 (1981).
- [38] BEYER W., OVERHOF H., Solid St. Comm. 31, 1 (1979).
- [39] OVERHOF H., BEYER W., Phil. Mag. B, 47, 4, 377 (1983).
- [40] MOTT N.F., DAVIS E.A., "Electronic processes in non crystalline materials" (Clarendon Press Oxford 1971).
- [41] OVERHOF H. "Hopping conductivity in disordered Solids" de Festkörper probleme (Advances in Solid St. Physics) Vol. XVI ed. J. TRENSCH (Viemag Braunschweig) (1976).
- [42] POLLAK M., J. Non. Cryst. Solids 11, 1 (1972).
- [43] ORTUNO M., POLLAK M., Phil. Mag B, 47, 6, L 93 (1983).
- [44] LONG A.R., Adv. Phys. 31, 5, 553 (1982).
- [45] ELLIOTT S.R., Physics of amorphous materials (Longman 1984).

- [46] AUSTIN I.G., MOTT N.F., Adv. Phys. 18, 41 (1969).
- [47] POLLAK M., Phil. Mag. 23, 519 (1971).
- [48] ELLIOTT S.R., Phil. Mag. 36, 6, 1291 (1977).
- [49] POLLAK M., GEBALLE T.H., Phys. Rev. 122, 1742 (1961).
- [50] ELLIOTT S.R., Phil. Mag. 40, 6, 507 (1979).
- [51] ELLIOTT S.R., J. Non Cryst. Solids 35 & 36, 855 (1980).
- [52] LONG A.R., BALKAN N., Phil. Mag. 41, 3, 287 (1980).
- [53] LONG A.R., BALKAN N., HOGG W.R., FERRIER R.P., Phil. Mag. B, 45, 5, 497 (1982).
- [54] NITTA S., SHIMAKAWA K., SAKAGUCHI K., J. Non Cryst. Solids 24, 137 (1977).



Les mécanismes de conduction dans le silicium amorphe hydrogéné (a - Si : H) préparé par décharge lumineuse ont été étudiés sur un domaine de température variant de $T = 300 \text{ K}$ à $T = 70 \text{ K}$.

Un rappel des concepts nécessaires à l'étude des semi-conducteurs amorphes est présenté. Les modèles de structure de bande et les théories de transport qui en résultent sont examinés.

Dans a - Si : H, les mesures de conductivité font apparaître l'importance des conditions de préparation des échantillons.

Les résultats en courant continu laissent supposer l'existence de plusieurs modes de conduction : excitation des porteurs dans les états délocalisés, saut à distance variable au voisinage du niveau de Fermi, saut au plus proche voisin dans les queues de bande. Un déplacement du niveau de Fermi et du front de mobilité en fonction de la température est également envisagé.

L'analyse des mesures en courant alternatif effectuée en tenant compte des limitations expérimentales, corrobore certaines des hypothèses émises.

Les grandeurs physiques déduites (énergie d'activation, position du niveau de Fermi) sont en bon accord avec les modèles de structure de bande proposés par différents auteurs.

Mots clefs :

semi-conducteur amorphe, a - Si : H, décharge lumineuse, conduction en continu et en alternatif, localisation, saut à distance variable, énergie d'activation, déplacement du niveau de Fermi, front de mobilité.