

# TABLE DES MATIÈRES

---

Liste des figures .....	VIII
Liste des tableaux .....	XII
Liste des symboles.....	XIII
INTRODUCTION GÉNÉRALE .....	1

## CHAPITRE I: PROPRIÉTÉS DIÉLECTRIQUES DES MATERIAUX

---

I.1 Introduction.....	6
I.2 Grandeurs caractéristiques des matériaux diélectriques.....	7
I.2.1 Polarisation .....	7
I.2.2 Permittivité complexe .....	8
I.2.3 Tangente de pertes diélectriques.....	10
I.3 Variation de la permittivité en fonction de la fréquence .....	11
I.4 Variation de la permittivité en fonction de la température .....	12
I.5 Conductivité complexe .....	13
I.6 Propriétés diélectriques des semi-conducteurs.....	15
I.7 Propriétés diélectriques des métaux .....	18
I.7.1 Comportement diélectrique des couches minces métalliques.....	19
I.7.2 Permittivité complexe des nanoparticules métalliques .....	20
I.8 Méthodes de mesures de la permittivité complexe .....	21
I.8.1 Principe de mesure des méthodes de résonance .....	22
I.8.2 Mesure de la permittivité par la SPDR .....	24
I.8.3 Modes de fonctionnement des résonateurs diélectriques.....	25
I.9 Conclusion .....	26

**CHAPITRE II: RÉPONSES DIÉLECTRIQUES DES COMPOSANTS UNIPOLAIRES**

II.1 Introduction .....	27
II.2 Spectroscopie diélectrique dans le domaine fréquentiel .....	28
II.2.1 Cas de l'impédance complexe .....	29
II.2.2 Cas de l'admittance complexe .....	29
II.2.3 Cas de permittivité complexe .....	30
II.2.4 Cas du module électrique complexe .....	30
II.3 Contexte et mise en évidence .....	31
II.4 Contact Métal/Semi-conducteur .....	33
II.4.1 Influence de la fréquence .....	34
II.4.2 Influence de la température .....	36
II.5 Structure métal isolant semi-conducteur .....	37
II.5.1 Influence de la fréquence .....	37
II.5.2 Influence de la température .....	39
II.6 Contact Schottky à hétéro-structures .....	39
II.6.1 Dépendance en fréquence .....	40
II.6.2 Effet de la température .....	42
II.7 Variation de la conductivité en fonction de la fréquence et de la température ..	42
II.8 Comportement diélectrique des multicouches à GaAs .....	45
II.9 Conclusion .....	46

**CHAPITRE III: INVESTIGATION DE LA DISPERSION FRÉQUENTIELLE DES PARAMÈTRES DE SORTIE**

III.1 Introduction .....	47
III.2 Dispersion fréquentielle des caractéristiques des MESFETs GaAs .....	48
III.3 Modèles pour la dispersion fréquentielle .....	50
III.4 Caractérisation des pièges via les dispersions fréquentielles .....	51
III.5 Motivation .....	54

III.6 Notion de capacité complexe.....	55
III.6.1 Admittance et réactance équivalente de la capacité complexe .....	57
III.6.2 Effet des pertes sur la réactance .....	58
III.7 Résultats expérimentaux .....	60
III.7.1 Mise en évidence du phénomène de dispersion .....	60
III.7.2 Influence de la polarisation de drain .....	62
a) Cas de la réactance de sortie .....	62
b) Cas de la capacité de sortie .....	63
III.7.3 Influence de la polarisation de grille .....	65
a) Cas de la réactance de sortie .....	65
b) Cas de la capacité de sortie .....	67
III.8 Modèle proposé.....	68
III.8.1 Formalisme mathématique .....	69
III.8.2 Conditions de simulation.....	71
III.8.3 Résultats des simulations .....	73
a) Effet des pertes de conduction sur la réactance de sortie.....	73
b) Effet des pertes de conduction sur la capacité de sortie.....	75
III.8.4 Validation du modèle .....	76
a) Cas de la réactance de sortie .....	76
b) Cas de la capacité de sortie .....	78
III.9 Conclusion .....	80

---

**CHAPITRE IV: EFFET DES CARACTÉRISTIQUES DU SUBSTRAT SUR  
LES PHÉNOMÈNES DISPERSIFS DE MESFETs GaAs**

---

IV.1 Introduction .....	81
IV.2 Présentation de l'outil de simulation .....	82
IV.2.1 Principe de la simulation par ATLAS.....	83
IV.2.2 Modèles physiques.....	83
IV.3 Différents pièges dans les structures MESFETs.....	84
IV.4 Propriétés du GaAs semi-isolant .....	85
IV.5 Caractérisation du GaAs semi-isolant .....	86

IV.6 Capacité du substrat semi-isolant GaAs.....	87
IV.6.1 Effet de la densité de pièges sur la conductivité du substrat.....	89
IV.6. 2 Effet du dopage sur la conductivité du substrat.....	90
IV.7 Influence des propriétés du substrat sur les paramètres de sortie du MESFET.....	92
IV.7.1 Effet du dopage .....	92
IV.7.2 Corrélation avec la conductivité du substrat.....	95
IV.7.3 Effet de la densité des pièges .....	97
IV.7.4 Corrélation avec la conductivité du substrat.....	100
IV.7.5 Effet de la constante de temps des pièges .....	103
a)    Effet des pièges rapides.....	103
b)    Corrélation avec la conductivité du substrat.....	105
IV.8 Effet de la tension de polarisation drain-source.....	108
IV.9. Conclusion.....	111
CONCLUSION GÉNÉRALE .....	112
BIBLIOGRAPHIE .....	114

# Liste des figures

---

Figure	Titre	page
<b>Chapitre I</b>		
<b>Fig. I. 1:</b> Variation de la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité des matériaux: AsS <sub>3</sub> , MgF <sub>2</sub> , CaF <sub>2</sub> et Saphir en fonction de la fréquence .		<b>11</b>
<b>Fig. I. 2:</b> Variation de la partie réelle de la permittivité et la tangente de perte de l'alumine en fonction de la température ( $f = 7.53$ GHz).		<b>12</b>
<b>Fig. I. 3:</b> Variation de la partie réelle de la permittivité et la tangente de perte d'un matériau céramique en fonction de la température ( $f=4.14$ GHz).		<b>13</b>
<b>Fig. I. 4:</b> Variation de la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité des matériaux: GaAs, Si, ZnS et ZnSe, en fonction de la fréquence.		<b>16</b>
<b>Fig. I. 5:</b> Variation de la tangente de perte diélectrique du GaAs semi-isolant: a) En fonction de la fréquence, b) En fonction de la température.		<b>18</b>
<b>Fig. I. 6:</b> Décalage de la fréquence de résonance en fonction de la résistance de surface des films conducteurs à différentes épaisseurs de substrat.		<b>20</b>
<b>Fig. I. 7:</b> Facteur de qualité $Q_f$ dû aux pertes de conduction dans les films métalliques en fonction de la résistance de surface $R_S$ .		<b>20</b>
<b>Fig. I. 8:</b> Schéma représentatif de la technique du SPDR.		<b>23</b>
<b>Fig. I. 9:</b> Concept du système de mesure par SPDR.		<b>24</b>
<b>Chapitre II</b>		
<b>Fig. II. 1:</b> Variation des paramètres diélectriques de la structure M/S (Sn/P-Si), en fonction de la fréquence: (a) la partie réelle de la permittivité, (b) la partie imaginaire de la permittivité et (c) la tangente de perte.		<b>35</b>
<b>Fig. II. 2:</b> Variation de la partie réelle de la permittivité (a), la tangente de perte (b), dans une structure M/S (Sn/P-Si) en fonction de la température.		<b>36</b>
<b>Fig. II. 3:</b> Dépendance en fréquence de la partie réelle de la permittivité (a), la partie imaginaire (b) et la tangente de perte (c), d'une structure MIS Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si.		<b>38</b>

<b>Fig. II. 4:</b> Dépendance en fréquence de la partie réelle de la permittivité (a), la partie imaginaire (b), et la tangente de perte (c), d'une hétérostructure (Ni/Au)/GaN/Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> N à différentes tensions de polarisation et à température ambiante.	<b>41</b>
<b>Fig. II. 5:</b> Variation de la conductivité dynamique en fonction de la fréquence d'un contact M/S.	<b>44</b>
<b>Fig. II. 6:</b> Variation de la conductivité dynamique en fonction de la température d'une structure MIS, à différentes valeurs fréquences.	<b>44</b>
<b>Fig. II. 7:</b> Représentation schématique de la structure multicouche à base de GaAs.	<b>45</b>
<b>Chapitre III</b>	
<b>Fig. III. 1:</b> Variation du différentiel de la transconductance en fonction de la fréquence pour deux tensions différentes de polarisation de grille.	<b>53</b>
<b>Fig. III. 2:</b> Variation de la capacité en fonction de la fréquence à différentes valeurs de la conductivité: $\sigma = 1 \times 10^{-7}$ à $4 \times 10^{-7} \Omega^{-1}m^{-1}$ .	<b>56</b>
<b>Fig. III. 3:</b> Circuit équivalent d'une capacité complexe.	<b>57</b>
<b>Fig. III. 4:</b> Variation de la réactance en fonction de la fréquence, à différentes valeurs de la conductivité: $\sigma = 1 \times 10^{-7}$ à $4 \times 10^{-7} \Omega^{-1}m^{-1}$ .	<b>59</b>
<b>Fig. III. 5:</b> Variation de la tangente de perte en fonction de la fréquence à différentes valeurs de la conductivité: $\sigma = 1 \times 10^{-7}$ à $4 \times 10^{-7} \Omega^{-1}m^{-1}$ .	<b>59</b>
<b>Fig. III. 6:</b> Illustration du phénomène de dispersion fréquentielle dans un MESFET GaAs sous différents points de polarisation : V <sub>gs</sub> = 0 V, V <sub>ds</sub> = 0.3– 0.9 V. a) dispersion du module de l'impédance de sortie b) dispersion de la phase de l'impédance de sortie.	<b>61</b>
<b>Fig. III. 7:</b> Variation de la réactance de sortie en fonction de la fréquence, résultats expérimentaux à différents points de polarisation de drain: a) V <sub>gs</sub> = 0 V, V <sub>ds</sub> = 0.3 V à 0.9 V, b) V <sub>gs</sub> = -0.2 V, V <sub>ds</sub> = 1 V, 1.5 & 2 V, c) V <sub>gs</sub> = -0.45 V, V <sub>ds</sub> = 1 V, 1.5 & 2 V.	<b>63</b>
<b>Fig. III. 8:</b> Variation de la capacité de sortie en fonction de la fréquence, résultats expérimentaux à différents points de polarisation de drain: a) V <sub>gs</sub> = -0.2 V, V <sub>ds</sub> = 1 V, 1.5 V & 2 V, b) =-0.45 V, V <sub>ds</sub> = 1 V, 1.5 V & 2 V.	<b>64</b>
<b>Fig. III. 9:</b> Variation de la réactance de sortie en fonction de la fréquence, résultats expérimentaux à différents points de polarisation de grille: a) V <sub>ds</sub> = 1 V, V <sub>gs</sub> = -0.2 V à -0.45 V, b) V <sub>ds</sub> = 2 V, V <sub>gs</sub> = -0.2 V à -0.5 V.	<b>66</b>
<b>Fig. III. 10:</b> Variation de la capacité de sortie en fonction de la fréquence, résultats expérimentaux à différents points de polarisation de grille: a) V <sub>ds</sub> = 1 V, V <sub>gs</sub> = -0.2 V à -0.45 V, b) V <sub>ds</sub> = 2 V, V <sub>gs</sub> = -0.2 V à -0.5 V.	<b>67</b>
<b>Fig. III. 11:</b> Circuit équivalent de MESFET incluant la capacité de l'interface.	<b>69</b>
<b>Fig. III. 12:</b> Organigramme de la procédure de simulation de la réactance et de la capacité de sortie.	<b>72</b>

<b>Fig. III. 13:</b> Variation de la réactance en fonction de la fréquence à différentes valeurs de tangente des pertes.	<b>74</b>
<b>Fig. III. 14:</b> Variation de la fréquence du pic en fonction de la tangente des pertes.	<b>74</b>
<b>Fig. III. 15 :</b> Variation de la capacité de sortie à différentes valeurs de tangente de pertes.	<b>75</b>
<b>Fig. III. 16:</b> Variation de la réactance de sortie en fonction de la fréquence, résultats théoriques (—) et expérimentaux (■, ▲) à différents points de polarisation: a) $V_{gs} = 0$ V, $V_{ds} = 0.7$ V & 0.9 V, b) $V_{gs} = -0.2$ V, $V_{ds}=1$ V & 2 V, c) $V_{ds} = 2$ V, $V_{gs}=-0.2$ V & -0.35 V.	<b>77</b>
<b>Fig. III. 17 : </b> Variation de la capacité de sortie en fonction de la fréquence, résultats théoriques (—) et expérimentaux (■, ▲) à différents points de polarisation: a) $V_{gs} = 0$ V, $V_{ds} = 0.7$ V & 0.9 V, b) $V_{gs} = -0.2$ V, $V_{ds} = 1$ V & 2 V, c) $V_{ds} = 2$ V, $V_{gs} = -0.2$ V & -0.35 V.	<b>79</b>
<b>Chapitre IV</b>	
<b>Fig. IV. 1:</b> a) Structure M-SI-M simulée, b) Circuit équivalent.	<b>87</b>
<b>Fig. IV. 2:</b> Capacité du substrat en fonction de la fréquence pour différentes densités de pièges.	<b>88</b>
<b>Fig. IV. 3:</b> Variation du facteur de qualité en fonction de la fréquence à différentes densités de pièges.	<b>89</b>
<b>Fig. IV. 4:</b> Conductivité du substrat en fonction de la densité des pièges.	<b>90</b>
<b>Fig. IV. 5:</b> Variation de la capacité du substrat en fonction de la fréquence, à différentes densités du dopage.	<b>91</b>
<b>Fig. IV. 6:</b> Variation du facteur de qualité en fonction de la fréquence, à différentes densités du dopage.	<b>91</b>
<b>Fig. IV. 7:</b> Variation de la conductivité du substrat en fonction du dopage.	<b>92</b>
<b>Fig. IV. 8:</b> Variation de la capacité en fonction de la fréquence à différentes densités de dopage du substrat.	<b>93</b>
<b>Fig. IV. 9:</b> Variation de la capacité relative en fonction de la densité de dopage du substrat.	<b>94</b>
<b>Fig. IV. 10:</b> Variation de fsat en fonction de la densité de dopage du substrat.	<b>94</b>
<b>Fig. IV. 11:</b> Conductance de sortie en fonction de la fréquence à différentes concentrations du dopage.	<b>95</b>
<b>Fig. IV. 12:</b> Variation de la réactance en fonction de la conductivité du substrat.	<b>96</b>
<b>Fig. IV. 13:</b> Variation des maxima de la réactance en fonction de la conductivité du substrat.	<b>97</b>
<b>Fig. IV. 14:</b> Variation de la fréquence du pic en fonction de la conductivité du substrat.	<b>97</b>
<b>Fig. IV.15:</b> Variation de Cds en fonction de la fréquence à différentes densités de pièges.	<b>98</b>

<b>Fig. IV. 16:</b> Variation relative de la capacité en fonction de la densité de pièges.	<b>99</b>
<b>Fig. IV. 17:</b> Variation de $f_{\text{sat}}$ en fonction de la densité de pièges.	<b>99</b>
<b>Fig. IV. 18:</b> Variation de la conductance de sortie fonction de la fréquence à différentes densités de pièges.	<b>100</b>
<b>Fig. IV. 19:</b> Variation de la réactance en fonction de la fréquence à différentes densités de pièges.	<b>101</b>
<b>Fig. IV. 20:</b> Variation des maxima de la réactance en fonction de la conductivité du substrat.	<b>102</b>
<b>Fig. IV. 21:</b> Variation de la fréquence du pic en fonction de la conductivité du substrat.	<b>102</b>
<b>Fig. IV. 22:</b> Variation de la capacité de sortie en fonction de la fréquence, à différentes densités de pièges, dans le cas de pièges rapides.	<b>104</b>
<b>Fig. IV. 23:</b> Variation de la réactance en fonction de la fréquence, dans le cas des pièges rapides.	<b>105</b>
<b>Fig. IV. 24:</b> Variation de la conductivité en fonction de la densité de pièges rapides.	<b>105</b>
<b>Fig. IV. 25:</b> Variation de la conductance de sortie en fonction de la fréquence, dans le cas des pièges rapides.	<b>106</b>
<b>Fig. IV. 26:</b> Variation relative de la capacité en fonction de la conductivité du substrat, dans le cas des pièges rapides.	<b>107</b>
<b>Fig. IV. 27:</b> Variation de $f_{\text{sat}}$ en fonction de la conductivité du substrat, dans le cas des pièges rapides.	<b>107</b>
<b>Fig. IV. 28:</b> Variation de la conductance en fonction de la fréquence à différentes valeurs de $V_{\text{ds}}$ dans le cas des pièges lents.	<b>108</b>
<b>Fig. IV. 29:</b> Variation de la conductance en fonction de la fréquence à différentes valeurs de $V_{\text{ds}}$ dans le cas des pièges rapides.	<b>109</b>
<b>Fig. IV. 30:</b> Variation de la réactance de sortie en fonction de la fréquence à différentes valeurs de $V_{\text{ds}}$ , dans le cas des pièges lents.	<b>110</b>
<b>Fig. IV. 31:</b> Variation de la fréquence du pic en fonction de la tension $V_{\text{ds}}$ , pour les deux types de pièges.	<b>110</b>

# Liste des tableaux

---

<b>Tableau 1:</b> Paramètres de simulation.....	71
---	----

# Liste des symboles

---

Symbol	Signification
$a, A$	Constantes
$BF$	Basses fréquences
$C(\omega)$	Capacité en fonction de la fréquence
$C^*(\omega)$	Capacité complexe
$C'(\omega)$	Partie réelle de la capacité
$C''(\omega)$	Partie imaginaire de la capacité
$C_1^*(\omega), C_2^*(\omega)$	Capacités associées aux zones de charges d'espace
$C_1', C_2'$	Parties réelles des capacités des zones de charges d'espace
$C_1''(\omega), C_2''(\omega)$	Parties imaginaires des capacités des zones de charges d'espace
$C_s^*(\omega)$	Capacité associée au semi-conducteur
$C_p(\omega)$	Capacité associée aux pertes
$C_0$	Capacité constante
$C_\infty$	Capacité à fréquence infinie
$C_{ds}$	Capacité de sortie
$C_{gs}$	Capacité grille-source
$C_m$	Capacité mesurée
$C_{r_{n,p}}$	Taux de capture des électrons, des trous
$C_{sub}$	Capacité du substrat
$D$	Distance entre les électrodes
$d_1, d_2$	Épaisseurs des zones de charge d'espace

## Liste des symboles

---

$\vec{D}$	Vecteur déplacement électrique
$D(t)$	Déplacement en fonction du temps
$D^*(\omega)$	Déplacement en fonction de la fréquence
$D_{it}$	Concentration de pièges de surface
$d_{n,p}$	Densité de porteurs libres
$d\vec{p}$	Moment dipolaire d'un élément de volume
$dV$	Élément de volume
$\vec{E}$	Vecteur champ électrique
$E_a$	Énergie d'activation
$E_c$	Bas de la bande de conduction
$E_i$	Niveau de Fermi intrinsèque
$e_{n,p}$	Probabilité d'émission des électrons, des trous
$er_{n,p}$	Taux d'émissions des électrons, des trous
$E_t$	Niveau d'énergie de piège
$E_v$	Haut de la bande de valence
$F$	Fréquence
$F$	Facteur de remplissage
$f_0$	Fréquence de résonance du résonateur à vide
$f_c$	Fréquence caractéristique de pièges
$f_p$	Fréquence du pic de la réactance de sortie
$f_r$	Fréquence de relaxation
$f_{res}$	Fréquence de résonance du résonateur avec charge
$f_{sat}$	Fréquence max de dispersion
$G$	Facteur de dégénérescence
$G$	Conductance
$g_d(dc)$	Conductance statique

## Liste des symboles

---

<b>G<sub>ds</sub></b>	Conductance de sortie
<b>G<sub>m</sub></b>	Conductance mesurée
<b>G<sub>p</sub></b>	Conductance parallèle
<b>g<sub>m</sub></b>	Transconductance intrinsèque
<b>g'<sub>m</sub></b>	Transconductance extrinsèque
<b>H</b>	Épaisseur de l'échantillon
<b>h<sub>f</sub></b>	Épaisseur du film
<b>HF</b>	Hautes fréquences
<b>h<sub>n,p</sub></b>	Probabilité d'occupation d'un piège par un électron, un trou
<b>h<sub>s</sub></b>	Épaisseur du substrat
<b>I(ω)</b>	Courant électrique en fonction de la fréquence
<b>I(t)</b>	Courant électrique en fonction du temps
<b>I<sub>R</sub></b>	Courant résistif
<b>I<sub>c</sub></b>	Courant capacitif
<b>I<sub>dsRF</sub></b>	Source de courant alternatif
<b>J</b>	Nombre complexe; $j^2=-1$
<b>J</b>	Densité de courant totale
<b>J<sub>0</sub></b>	Densité de courant de conduction
<b>J<sub>d</sub></b>	Densité de courant de déplacement
<b>J(t)</b>	Densité de courant en fonction du temps
<b>K<sub>B</sub></b>	Constante de Boltzmann
<b>K</b>	Facteur géométrique
<b>K<sub>1</sub>, K<sub>2</sub></b>	Facteurs géométriques des zones de charge d'espace
<b>L</b>	Longueur de grille
<b>L<sub>D</sub></b>	Inductance parasite du contact drain
<b>L<sub>S</sub></b>	Inductance parasite du contact source

<b>M*(ω)</b>	Module électrique complexe
<b>M'</b>	Partie réelle du module électrique complexe
<b>M''</b>	Partie imaginaire du module électrique complexe
<b>n<sub>e</sub></b>	Concentration des électrons libres
<b>n<sub>1t</sub></b>	Concentration des électrons au niveau de piège
<b>n<sub>i</sub></b>	Concentration intrinsèque des porteurs
<b>N<sub>A</sub></b>	Concentration des accepteurs
<b>N<sub>c</sub></b>	Densité d'états dans la bande de conduction
<b>N<sub>D</sub></b>	Concentration des donneurs
<b>N<sub>v</sub></b>	Densité d'états dans la bande de valence
<b>N<sub>sub</sub></b>	Dopage du substrat
<b>N<sub>t</sub></b>	Densité des pièges dans le substrat
<b>→ p</b>	Vecteur polarisation électrique
<b>p<sub>e</sub></b>	Concentration des trous libres
<b>p<sub>1t</sub></b>	Concentration de trous au niveau de piège
<b>P<sub>es</sub></b>	Facteur de remplissage de l'énergie électrique
<b>Q<sub>0</sub></b>	Facteur de qualité du résonateur à vide
<b>Q<sup>-1</sup>C</b>	Pertes dans les conducteurs
<b>Q<sub>DR</sub></b>	Facteur de qualité du résonateur avec charge
<b>Q<sub>f</sub></b>	Facteur de qualité
<b>R<sub>ds</sub></b>	Résistance drain-source
<b>R<sub>ch</sub></b>	Résistance du canal
<b>r<sub>D</sub></b>	Résistance du contact drain
<b>R<sub>gs</sub></b>	Résistance parasite de surface grille-source
<b>R<sub>d</sub></b>	Résistance parasite de surface grille-drain
<b>R<sub>s</sub></b>	Résistance de surface
<b>r<sub>s</sub></b>	Résistance du contact source

*Liste des symboles*

---

<b>R<sub>sub</sub></b>	Résistance du substrat
<b>R<sub>t</sub></b>	Résistance associée aux pièges
<b>S</b>	Surface des électrodes
<b>S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub></b>	Surfaces associées aux capacités de l'interface
<b>T</b>	Temps
<b>T</b>	Température
<b>tanδ</b>	Tangente de perte effective du matériau
<b>tanδ<sub>c</sub></b>	Tangente de perte de conduction
<b>tanδ<sub>1</sub>, tanδ<sub>2</sub></b>	Tangentes des pertes de conduction associées aux zones de charge d'espace
<b>tanδ<sub>d</sub></b>	Tangente de perte diélectrique
<b>U(ω)</b>	Tension électrique
<b>V<sub>gs</sub></b>	Tension de polarisation grille-source
<b>V<sub>ds</sub></b>	Tension de polarisation drain-source
<b>v<sub>th</sub></b>	Vitesse thermique des porteurs
<b>W</b>	Largeur de grille
<b>X<sub>C</sub></b>	Réactance capacitive
<b>X<sub>ds</sub></b>	Réactance de sortie
<b>X<sub>dsmax</sub></b>	Valeur maximale de la réactance de sortie
<b>X<sub>Max</sub></b>	Valeur maximale de la réactance capacitive
<b>X</b>	Susceptibilité diélectrique
<b>χ'(ω)</b>	Partie réelle de la susceptibilité en fonction de la fréquence
<b>χ''(ω)</b>	Partie imaginaire de la susceptibilité en fonction de la fréquence
<b>Y*(ω)</b>	Admittance complexe
<b>Y<sub>C(ω)</sub></b>	Admittance associée à la capacité du semiconducteur
<b>Y<sub>22</sub></b>	Admittance de sortie
<b>Z*(ω)</b>	Impédance complexe

## Liste des symboles

---

$Z'$	Partie réelle de l'impédance complexe
$Z''$	Partie imaginaire de l'impédance complexe
$\alpha, \beta, n$	Exposants empiriques
$\epsilon_0$	Permittivité du vide
$\epsilon$	Permittivité diélectrique absolue
$\epsilon^*(\omega)$	Permittivité diélectrique complexe
$\epsilon_r$	Permittivité relative statique
$\epsilon'(\omega)$	Partie réelle de la permittivité complexe
$\epsilon''(\omega)$	Partie imaginaire de la permittivité complexe
$\epsilon_{eff}$	Permittivité effective d'un mélange
$\epsilon_m$	Constante diélectrique de l'alumine
$\epsilon_{r,eff}$	Permittivité relative effective
$\epsilon_\infty$	Permittivité à la fréquence infinie
$\epsilon''_{rd}$	Facteur de perte diélectrique
$\epsilon_s$	Permittivité statique
$\sigma$	Conductivité
$\sigma_1, \sigma_2$	Conductivité des zones de charges d'espace
$\sigma^*(\omega)$	Conductivité complexe en fonction de la fréquence
$\sigma'(\omega)$	Partie réelle de la conductivité
$\sigma''(\omega)$	Partie imaginaire de la conductivité
$\sigma_a$	Constante associée à la conductivité dynamique
$\sigma_{ac}$	Conductivité dynamique
$\sigma_0, \sigma_{dc}$	Conductivité statique
$\sigma_{n,p}$	Section efficace de capture des électrons, des trous
$\sigma_{tot}$	Conductivité totale
$\sigma_\infty$	Section efficace de capture à température infinie
$\tau$	Constante de temps de pièges

*Liste des symboles*

---

$\tau_1, \tau_2$	Temps de relaxation associés aux zones de charges d'espace
$\tau_D$	Temps de relaxation diélectrique
$\omega$	Fréquence angulaire
$\omega_p$	Fréquence angulaire du pic de la réactance de sortie
$\omega_r$	Fréquence angulaire de relaxation
$\Phi$	Phase

## **INTRODUCTION GÉNÉRALE**

---

---

Les progrès technologiques dans les matériaux et composants ont conduit à la fabrication d'une variété de transistors à effet de champ: MESFETs, MODFETs et HEMTs de différents matériaux semi-conducteurs et des hétéro-structures permettant d'avoir des niveaux de puissance de sortie élevés en augmentant les fréquences de fonctionnement. En tant que des composants de base des circuits intégrés micro-ondes, les MESFETs ont suscité un intérêt particulier en raison de leur vaste champ d'application dans les stations de base de télécommunication, les satellites, dans le domaine de l'aérospatial et le stockage de données [1]. La technologie des MESFETs exige des matériaux semi-conducteurs qui disposent d'une grande mobilité électronique, un grand gap d'énergie, une conductivité thermique élevée et un champ de claquage élevé [2]. De ce fait, les MESFETs utilisent des matériaux semi-conducteurs du groupe III-V tel que l'arsénure de gallium (GaAs), le carbure de silicium (SiC) et le nitrure de gallium (GaN). La différence de mobilité entre ces matériaux est le principal facteur contribuant à la grande différence dans la résistance du canal. Une mobilité élevée conduit à une grande puissance augmentant ainsi le gain d'amplification [3]. Le GaAs offre une plus grande mobilité par rapport au SiC et le GaN [3]. En effet, le MESFET à base de GaAs possède la plus grande densité de puissance à basse tension, en raison de sa mobilité électronique élevée et sa résistance de canal très faible [4]. Le MESFET GaAs est une technologie commerciale bien établie pour les circuits intégrés micro-ondes. Ce niveau de maturité est obtenu après des années de développement.

Considéré comme la troisième génération de matériaux semi-conducteurs, le GaN offre une large bande interdite, d'environ deux à trois fois celles des semi-conducteurs Si et GaAs [2] et une tension de claquage élevée [5]. Une large bande interdite se traduit généralement par la capacité de supporter des champs électriques élevés à l'intérieur du composant d'où un champ de claquage élevé.

Des champs de claquage élevés permettent d'appliquer de grandes tensions, cela est nécessaire pour générer des puissances élevées. De ce fait, le GaN s'est avéré être très prometteur pour des applications de forte puissance en raison de sa capacité de fonctionnement à haute tension [6]. D'autre part, un champ de claquage et une vitesse de saturation élevés ainsi qu'une grande conductivité thermique indiquent que le carbure de silicium, SiC, est un matériau très intéressant pour les applications à haute puissance, à fréquence élevée et à haute température [7]. De façon générale, les semi-conducteurs à large bande possèdent des valeurs optimales pour tous les paramètres envisagés, pour la technologie de MESFETs par rapport aux semi-conducteurs conventionnels [2]. Si les composants à base de GaN et SiC sont de bons candidats pour des applications de haute puissance, la technologie à base de GaAs est préférée dans les applications micro-ondes à faible puissance, basse tension et à faible bruit [8,9].

Néanmoins dans les conditions réelles de fonctionnement, les composants MESFETs sont affectés par des facteurs qui sont dans de nombreux cas limitatifs des performances des composants tel que la fréquence de fonctionnement, la température du composant et l'effet de pièges. Certaines de ces limitations sont intrinsèquement liées aux propriétés des matériaux et au procédé de fabrication tel que les effets de pièges qui sont inhérents à tout composant électronique. En fonction de la fréquence de fonctionnement, des anomalies désignées par la dispersion fréquentielle posent des limitations majeures sur les performances de composants [10,12], malgré les nouvelles technologies des transistors. Plusieurs transistors montrent des effets dispersifs, qui affectent principalement les caractéristiques courant-tension du composant entraînant une dépendance en fréquence des paramètres le caractérisant. Ces effets de dispersion empêchent les concepteurs de circuits d'obtenir des informations précises des composants à utiliser dans les modèles de petits et grands signaux en fonction de la fréquence.

Notons que la modélisation de ces effets de dispersion est généralement axée sur la dynamique des pièges et le phénomène d'occupation de charges d'interface dépendamment du temps ou de la fréquence. Dans le schéma équivalent du transistor la topologie, la plus utilisée pour la modélisation de la dispersion, combine des sources de courant dues à l'émission de porteurs par les pièges et des cellules résistance-capacité qui traduisent l'effet de stockage de charges et le mécanisme de capture, à une seule ou à multiples de constantes de temps [13].

En outre, l'étude des paramètres caractérisant les transistors, sous différentes conditions de polarisations ont abouti à l'effet primordial de types de pièges aussi bien qu'à leur localisation en différentes régions du composant. Une corrélation directe entre l'effet dispersif des paramètres de sortie et la présence de pièges profonds dans le substrat a été mise en évidence dans plusieurs composants MESFETs [14,15]. Alors que, la dispersion de la transconductance indique la présence des états de surface, ou des niveaux profonds dans la zone dépeuplée sous la grille [14].

Cependant, le phénomène de la dispersion fréquentielle reste encore un important axe qui vise la recherche de nouvelles approches consistant au développement d'un modèle compact dérivé directement à partir des équations fondamentales des composants à semi-conducteurs [16]. Afin d'assurer une performance satisfaisante dans tous les régimes de fonctionnement, particulièrement grands signaux; dans les conditions de fonctionnement non linéaires.

D'autre part, l'intérêt accru des applications des MESFETs dans de larges gammes de fréquence a suscité la mesure précise des propriétés diélectriques afin de prédire les performances des circuits notamment dans le domaine des micro-ondes [3,4]. Dernièrement, différents groupes de recherche ont rapporté les propriétés électriques et diélectriques, des matériaux et composants à semi-conducteurs via le concept de la permittivité complexe [17, 18, 19]. Ces études sont centrées sur la mesure de la tangente de perte diélectrique et la conductivité dynamique [20]. Il s'est avéré que les variations de ces paramètres en fonction de la fréquence et de la température sont reliées aux défauts électriquement actifs aux régions d'interface des structures étudiées. Les études de J. Krupka et al [21 & 22] sur la dépendance fréquentielle de la tangente de perte diélectrique des semi-conducteurs à résistivité élevée montrent la contribution dominante des pertes purement diélectriques dans le matériau semi-isolant [21]. Soulignons particulièrement la dépendance quasi linéaire de la tangente de perte diélectrique du GaAs semi-isolant avec la fréquence [22]. Cette variation typique de la plupart des diélectriques révèle un comportement diélectrique des matériaux de haute résistivité dans la gamme des micro-ondes [22]. Les semi-conducteurs dopés montrent de leur côté la prédominance de pertes par conduction en basses fréquences et à température élevée.

La réponse fréquentielle des paramètres d'un composant électronique s'avère une fonction dépendante du comportement intrinsèque des matériaux le constituants et des phénomènes

reliés aux interfaces de la structure étudiée. Ainsi, notre centre d'intérêt vise principalement les mécanismes de pertes dans les matériaux semi-conducteurs et leurs influences sur les performances de composants en fonction de la fréquence. C'est dans ce contexte que s'inscrivent les travaux de cette thèse.

Au début de cette étude, nous commençons tout d'abord par présenter les propriétés diélectriques des matériaux isolants, semi-conducteurs et métaux, via la variation de la permittivité complexe en fonction de la fréquence et de la température. En conséquence, l'intérêt de la permittivité complexe, comme étant une grandeur caractérisant la réponse diélectrique des matériaux a été démontré en fonction de la fréquence et de la température. Typiquement, la diminution de la tangente de pertes en fonction de la fréquence dans un semi-conducteur indique la dominance de pertes par mécanisme de conduction, alors que son augmentation révèle un comportement diélectrique du matériau semi-conducteur.

Le premier chapitre est complété par une étude bibliographique qui montre les réponses diélectriques les plus remarquables des composants unipolaires. Il s'est avéré que les mécanismes de polarisations inter-faciales dues aux porteurs de charges piégés sont à l'origine de la variation des composantes de la permittivité diélectrique en fonction de la fréquence. Les raisons qui nous ont conduits à tenir compte de la variation de la permittivité diélectrique d'un matériau semi-conducteur dans l'étude du phénomène dispersif des composants MESFETs. Notre approche de modélisation repose alors sur l'effet dispersif de la permittivité sur le phénomène de dispersion dans ces composants.

Le chapitre III est dédié à l'investigation du phénomène de dispersion fréquentielle des paramètres de sortie. Nous nous sommes intéressés principalement à l'impact de la variation de la permittivité diélectrique du matériau GaAs avec la fréquence sur la dispersion fréquentielle de la capacité et de la réactance de sortie. Cette analyse est faite en tenant compte des pertes de conduction dans un matériau semi-conducteur, associé à la région d'interface canal/substrat.

Le dernier chapitre est dédié à la simulation physique de l'influence des propriétés du substrat sur le phénomène de dispersion. Les propriétés du substrat semi-isolant sont essentiellement régies par le dopage et la densité de pièges. En conséquence, nous détaillons la dispersion

fréquentielle des paramètres de sortie des MESFETs, en faisant une corrélation particulièrement de la conductivité comme étant une propriété spécifique du substrat.

Enfin, nous donnons une synthèse de ces travaux de recherche dans la conclusion générale.

## Chapitre 1

# PROPRIÉTÉS DIÉLECTRIQUES DES MATERIAUX

---

### I.1 Introduction

La technique d'analyse diélectrique d'un matériau est basée sur la mesure de la permittivité complexe et de la conductivité en fonction du temps, de la température et de la fréquence [1]. Ces deux paramètres constitutifs déterminent la réponse diélectrique d'un matériau soumis à un champ électrique externe. Les études de spectroscopie diélectrique menées sur différents matériaux ont permis de mettre en évidence que la réponse fréquentielle des propriétés diélectriques permet d'obtenir une évaluation plus approfondie de l'état du matériau et des mouvements de charges mis en jeux. En effet, l'application de signaux à fréquences variables à un matériau et la mesure des propriétés diélectriques à diverses fréquences aident à faire la distinction entre la conduction entre niveaux localisés et/ou entre bandes [2]. En outre, l'intérêt accru des applications des dispositifs dans de larges gammes de fréquence a suscité la mesure précise des propriétés diélectriques afin de prédire les performances des circuits notamment dans le domaine des micro-ondes [3,4].

Dans ce chapitre nous commençons par rappeler les paramètres physiques généraux qui caractérisent un milieu diélectrique. Nous présentons ainsi la réponse fréquentielle des propriétés diélectriques de différents matériaux, diélectriques, semi-conducteurs et métaux ainsi que les principales méthodes de caractérisation des propriétés diélectriques.

## I.2 Grandeur caractéristiques des matériaux diélectriques

Un matériau est dit diélectrique s'il ne contient pas de charges électriques susceptibles de se déplacer de façon macroscopique. Cependant, ces charges électriques peuvent présenter des mouvements d'amplitude très faible qui sont à l'origine de nombreux phénomènes. Ces mouvements sont souvent des oscillations autour du noyau: le nuage électronique peut être déformé et crée ainsi un dipôle électrostatique. Il en va de même pour le déplacement global des atomes au sein du matériau. Néanmoins, dans un milieu diélectrique réel, on peut également observer une très légère conduction, détectable surtout à basses fréquences. Les milieux diélectriques présentent trois propriétés fondamentales: polarisation, aimantation et conduction.

### I.2.1 Polarisation

La propriété la plus importante d'un diélectrique est la polarisation sous l'action d'un champ électrique externe. Cette polarisation peut être représentée comme le déplacement local de charges, sans jamais quitter les molécules. Ce déplacement des charges se traduit par l'induction des moments dipolaires ou par l'orientation des dipôles électriques spontanés (ou permanents). Afin de décrire la polarisation électrique, on introduit un vecteur de polarisation électrique  $\vec{P}$  [ $C/m^2$ ] tel que [5]:

$$\vec{P} = \frac{d\vec{p}}{dV} \quad (\text{I.1})$$

Où  $d\vec{p}$  [C.m] est le moment dipolaire de l'élément de volume  $dV$ . Dans un milieu isotrope, la polarisation est directement proportionnelle au champ électrique qui l'a créée, on a alors:

$$\vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E} \quad (\text{I.2})$$

Où  $\chi$  est la susceptibilité diélectrique et  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide égale  $8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ .

Notons que la polarisation n'est pas une grandeur mesurable directement. La notion de déplacement électrique est utilisée donc pour caractériser la perturbation induite par le champ électrique. Dans le cas d'un milieu linéaire, homogène et isotrope le vecteur déplacement  $\vec{D}$  en [ $C/m^2$ ] est relié à cette polarisation avec la prise en compte de la contribution du vide par la relation suivante:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon \vec{E} \quad (\text{I.3})$$

Ceci introduit une autre grandeur macroscopique, en rapport avec la polarisation, qui est la permittivité du matériau notée,  $\epsilon$ . La permittivité mesure les phénomènes de polarisation microscopiques présents à l'intérieur d'un matériau. Autrement dit, elle exprime la capacité d'un matériau pour stocker les charges électriques. Elle dépend aussi des propriétés physiques telles que la densité et la composition du matériau [6]. La polarisation est d'autant plus importante que la valeur de la permittivité relative  $\epsilon_r$ ; permittivité normalisée par rapport au vide, est élevée.

$$\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi) = \epsilon_0\epsilon_r \quad (\text{I.4})$$

### I.2.2 Permittivité complexe

Sous l'influence du champ statique, la permittivité diélectrique est considérée comme un nombre réel; on suppose que le matériau obtient une polarisation instantanée. Quand le matériau est soumis à un champ alternatif, le déplacement des molécules constitutives (ou espèces dipolaires) ne peut pas suivre la période du champ en raison des effets d'inertie. Elles ont donc besoin d'un temps de relaxation pour s'ajuster sur le champ. Ce processus provoque un retard de phase entre le champ appliqué et la réponse du matériau représentée par le déplacement électrique.

En conséquence, dans le domaine fréquentiel la permittivité diélectrique est traitée comme une grandeur complexe,  $\epsilon^*(\omega)$ , dépendante de la fréquence du champ appliqué où la partie réelle  $\epsilon'(\omega)$  décrit l'énergie électrique stockée alors que le second terme ou la partie imaginaire,  $\epsilon''(\omega)$  décrit l'énergie dissipée [2,7].

$$D^*(\omega) = \epsilon^*(\omega)E^*(\omega) \quad (\text{I.5})$$

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon'(\omega) - j\epsilon''(\omega) = \epsilon_0(\epsilon'_r(\omega) - j\epsilon''_r(\omega)) \quad (\text{I.6})$$

Dans le cadre des études de la dispersion fréquentielle de la permittivité diélectrique, Debye [8] a montré que la polarisation diélectrique des milieux polaires peut être soumise à des processus de relaxation, se produisant à de basses fréquences.

Par conséquent, la permittivité complexe suit l'équation suivante [8]:

$$\varepsilon_r^*(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} \quad (\text{I.7})$$

Où  $\varepsilon_s$  et  $\varepsilon_\infty$  sont respectivement les valeurs statique et à fréquences élevées de la permittivité,  $\tau$  est le temps de relaxation et  $\omega$  est la fréquence angulaire.

Cependant le modèle de Debye ne s'applique que dans un matériau de très faible densité et se composant de dipôles identiques, dans lequel les interactions entre les différents dipôles peuvent être négligées. Par conséquent, la relaxation est caractérisée par une constante de temps unique. D'autre part, l'expérience [9, 10, 11, 12] a montré que la réponse diélectrique de la majorité de solides ne suit pas les relations de Debye et dans de nombreux cas, il n'y a pas de ressemblance avec cet état idéal, de telle sorte que le modèle simple de Debye ne peut pas s'appliquer à ces matériaux.

Cole-Cole et Cole-Davidson [13, 14] ont apporté des modifications dans l'équation de Debye en introduisant des exposants empiriques afin d'expliquer la décroissance du courant de polarisation qui suit une loi de puissance en fonction du temps telle que [15]:

$$I(t) = A \cdot t^{-n} \quad (\text{I.8})$$

En outre, Havriliak et al [14] ont proposé une formule plus générale en utilisant une approche phénoménologique, selon ce modèle la permittivité complexe est donnée par:

$$\varepsilon_r^*(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{[1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}]^\beta} \quad (\text{I.9})$$

Avec ( $0 < \alpha < 1$ ,  $0 < \beta < 1$ ). La fonction d'Havriliak (I.9) est considérée comme une expression générale pour la loi de relaxation universelle établi par A.K. Jonscher [9, 12] qui a montré que la totalité des réponses diélectriques appartiennent à une large classe des relations en loi de puissance données par l'équation [15, 16]:

$$\varepsilon_r^*(\omega) = \varepsilon_\infty + a(j\omega)^{n-1} \quad (\text{I.10})$$

Où 'a' est une constante et l'exposant 'n' appartient à l'intervalle  $0 < n < 1$ . La relation (I.10) en loi de puissance est appelée "la loi universelle" de la réponse diélectrique, car elle se trouve tout à fait indépendante de la nature physique et chimique des matériaux en question et s'applique tout aussi à des dipôles, des ions et des électrons se déplaçant par le mécanisme de

saut comme étant des espèces de polarisation. La spécificité de la loi universelle est que le rapport des parties imaginaires et réelles de la susceptibilité est indépendant de la fréquence:

$$\frac{\chi''(\omega)}{\chi'(\omega)} = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r' - \varepsilon_\infty} = \frac{\text{énergie perdue par radian}}{\text{énergie stockée}} = \cotg(n\pi/2) \quad (\text{I.11})$$

La signification physique de cette relation d'énergie est que chaque transition de charge ou de dipôle individuel modifiant la polarisation diélectrique entraîne une perte finie de l'énergie, quelle que soit la vitesse de variation de la polarisation sous l'action du champ sinusoïdal appliqué. Cela conduit à un angle de phase constant entre la polarisation et le champ, indépendamment de la fréquence. Il est important de noter que la loi de puissance empiriquement observée n'explique pas le mécanisme physique mis-en jeu, elle indique seulement que la plupart des matériaux peuvent suivre cette loi [17].

### I.2.3 Tangente de pertes diélectriques

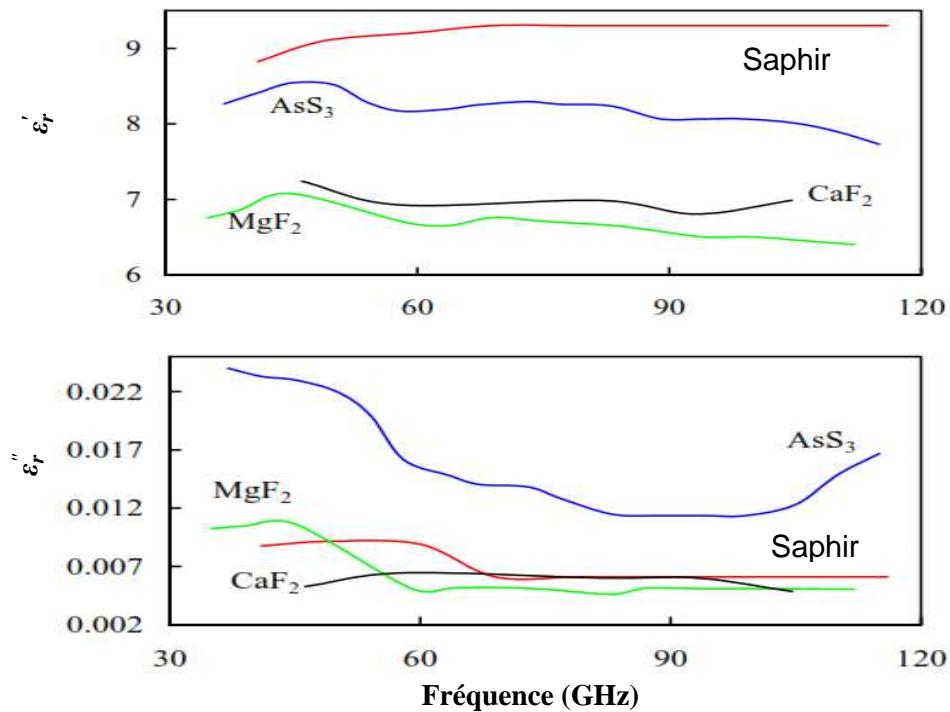
La tangente de pertes diélectriques d'un matériau décrit quantitativement la dissipation de l'énergie électrique en raison de différents phénomènes physiques telles que la conduction électrique, la relaxation diélectrique, la résonance diélectrique et les pertes de processus non linéaires tel que l'hystérosis [18]. L'origine des pertes diélectriques peut aussi être considérée comme étant liée au retard de temps entre le champ électrique appliqué et le vecteur de déplacement électrique. Ce retard désigne le déphasage entre ces deux grandeurs dans le domaine fréquentiel. La tangente de pertes diélectriques est définie par [6]:

$$\tan\delta = \frac{\varepsilon_r''(\omega)}{\varepsilon_r'(\omega)} \quad (\text{I.12})$$

$\delta$  étant l'angle complémentaire du déphasage entre la tension appliquée au matériau et le courant qui en résulte. La partie imaginaire  $\varepsilon_r''(\omega)$  est appelée facteur de pertes, elle témoigne de l'existence de pertes énergétiques dans le matériau.

### I.3 Variation de la permittivité en fonction de la fréquence

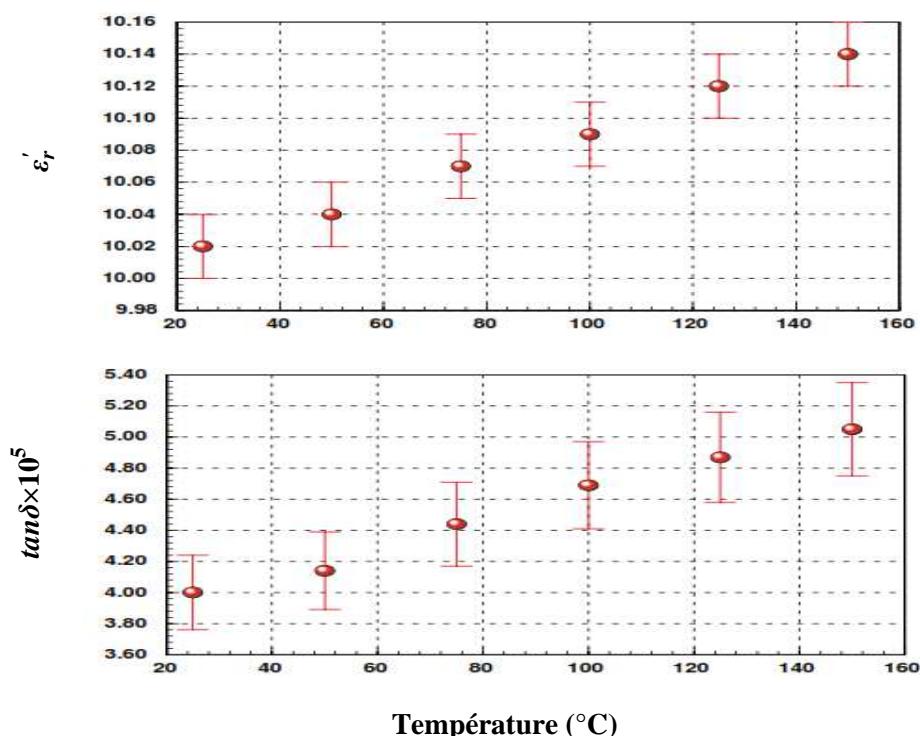
Plusieurs matériaux présentent une dispersion diélectrique où les parties réelles et imaginaires ( $\epsilon_r'$ ,  $\epsilon_r''$ ) diminuent à mesure que la fréquence augmente. La diminution de la constante diélectrique, particulièrement la partie réelle, est rapide en basses fréquences et devient lente à des fréquences plus élevées où elle montre un comportement indépendant de la fréquence. La diminution de la constante diélectrique avec la fréquence est naturelle en raison du fait que toutes les espèces qui contribuent à la polarisabilité montrent un retard avec le champ appliqué à des fréquences de plus en plus élevées [2]. Comme exemples de la dispersion fréquentielle de la permittivité diélectrique, on montre sur la figure I.1 les variations des parties réelles,  $\epsilon_r'$ , et imaginaires,  $\epsilon_r''$ , de quelques matériaux diélectriques [19].



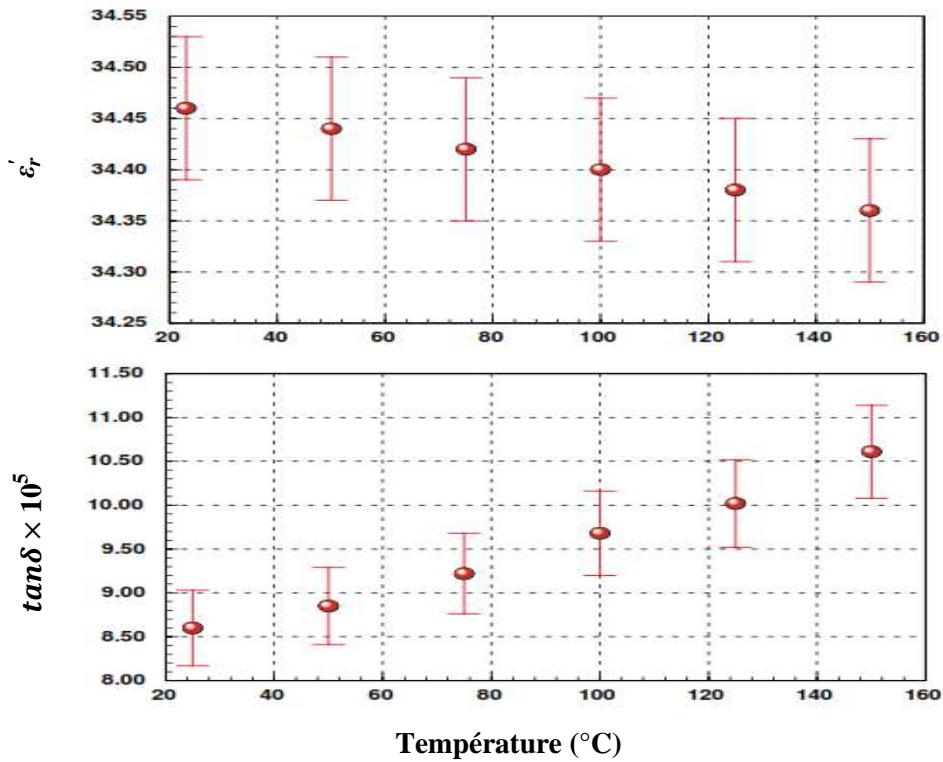
**Fig. I. 1:** Variation de la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité des matériaux: AsS<sub>3</sub>, MgF<sub>2</sub>, CaF<sub>2</sub> et Saphir en fonction de la fréquence [19].

## I.4 Variation de la permittivité en fonction de la température

Les parties réelle et imaginaire de la permittivité montrent aussi une variation en fonction de la température. Cette dispersion diélectrique est faible dans l'intervalle de basses températures. Avec l'augmentation de la température, elle augmente fortement dans la région des basses fréquences tandis que l'augmentation est lente dans la région de hautes fréquences [2]. Ceci peut être expliqué par le fait qu'à température relativement basse, les porteurs de charge, dans la plupart des cas, ne peuvent pas s'orienter avec le champ appliqué. Par conséquent, ils possèdent une faible contribution à la polarisation et le comportement diélectrique. Lorsque la température augmente les porteurs de charge reçoivent une énergie thermique suffisante pour être en mesure de suivre facilement le changement du champ externe. Les figures I.2 & I.3 montrent les variations des parties réelles et des tangentes de pertes diélectriques de l'alumine et d'un matériau céramique, obtenues à diverses températures [21].



**Fig. I. 2:** Variation de la partie réelle de la permittivité et la tangente de perte de l'alumine en fonction de la température ( $f = 7.53$  GHz) [21].



**Fig. I. 3:** Variation de la partie réelle de la permittivité et la tangente de perte d'un matériau céramique en fonction de la température ( $f=4.14$  GHz) [21].

## I.5 Conductivité complexe

L'analyse de la dépendance fréquentielle de la conductivité détermine les mécanismes de conduction ayant lieu dans un matériau. D'une manière générale la conductivité est exprimée sous la forme d'une composante continue et une autre dépendante de la fréquence. La relation entre la conductivité complexe et la permittivité complexe d'un milieu matériel peut être définie, sur la base des équations de Maxwell, à partir de la densité du courant totale [22] qui est la somme de la densité de courant dû au mouvement des porteurs libres formalisée par la loi d'Ohm  $J_0 = \sigma_0 E$  et le courant de déplacement dû au phénomène de polarisation,  $J_d = \frac{\partial D(t)}{\partial t}$ .

$$J(t) = J_0 + J_d = \sigma_0 E + \frac{\partial D(t)}{\partial t} \quad (\text{I.13})$$

En appliquant la transformée de Fourier, l'équation (I.13) peut être écrite sous la forme:

$$J^*(\omega) = (\sigma_0 + j\omega\varepsilon^*(\omega))E^*(\omega) = \sigma^*(\omega)E^*(\omega) \quad (I.14)$$

Où la conductivité complexe  $\sigma^*(\omega)$  décrit la dépendance du courant totale dans un matériau avec le champ électrique. Autrement dit:

$$\sigma^*(\omega) = \sigma_0 + \omega\varepsilon''(\omega) + j\omega\varepsilon'(\omega) = \sigma'(\omega) + j\sigma''(\omega) \quad (I.15)$$

La partie réelle de la conductivité,  $\sigma'(\omega)$ , représentant les propriétés conductrices du matériau est la somme d'une contribution due au courant continu et une partie purement alternative [23], nommée conductivité dynamique,  $j\sigma''(\omega)$ , reliée directement aux pertes diélectriques [24]. Le premier terme de la conductivité est indépendant de la fréquence [2], alors que la conductivité dynamique augmente proportionnellement avec la fréquence.

En effet, les propriétés diélectriques apparaissent dans la partie imaginaire de la conductivité complexe qui reflète le courant de déplacement dû aux mécanismes de polarisations. Si le milieu matériel est un diélectrique où on ne considère que le courant de déplacement, l'expression de la conductivité complexe est de la forme:

$$\sigma^*(\omega) = j\omega\varepsilon^*(\omega) = \omega\varepsilon_0\varepsilon_r''(\omega) + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r'(\omega) \quad (I.16)$$

Dans le cas où le diélectrique est sans perte ( $\varepsilon_r''(\omega) = 0$ ), l'amplitude du courant de déplacement est proportionnelle à la fréquence du champ électrique appliqué ce qui donne l'expression du courant circulant dans une capacité pure.

En tenant compte de la conductivité statique et en utilisant les équations (I.13 & I.14), la permittivité complexe peut avoir une nouvelle expression:

$$\varepsilon_r^*(\omega) = \frac{\sigma^*(\omega)}{j\omega\varepsilon_0} = \varepsilon_r'(\omega) - j\frac{\sigma'(\omega)}{\omega\varepsilon_0} \quad (I.17)$$

Ou encore:

$$\varepsilon_r^*(\omega) = \varepsilon_r'(\omega) - j\left(\frac{\sigma_0}{\omega\varepsilon_0} + \varepsilon_r''(\omega)\right) \quad (I.18)$$

Ainsi la conductivité complexe ou la permittivité complexe permettent la caractérisation d'un matériau, en décrivant les propriétés électriques et diélectriques et leur évolution en fonction de la fréquence.

## I.6 Propriétés diélectriques des semi-conducteurs

Soumis à des champs électriques, des échantillons semi-conducteurs sont le siège de processus de polarisation où la permittivité diélectrique est le paramètre macroscopique déterminant. En effet, un semi-conducteur peut être défini comme un matériau polarisable et capable de conduire du courant électrique [25]. La conjonction, des propriétés caractéristiques des matériaux diélectriques et des métaux dans un semi-conducteur est formalisée par la permittivité diélectrique complexe donnée par l'équation suivante [18]:

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_0 \left( \varepsilon'_r - j\varepsilon''_{rd} - j\frac{\sigma_0}{\omega\varepsilon_0} \right) = \varepsilon_0\varepsilon'_r(1 - jt\tan\delta) \quad (\text{I.19})$$

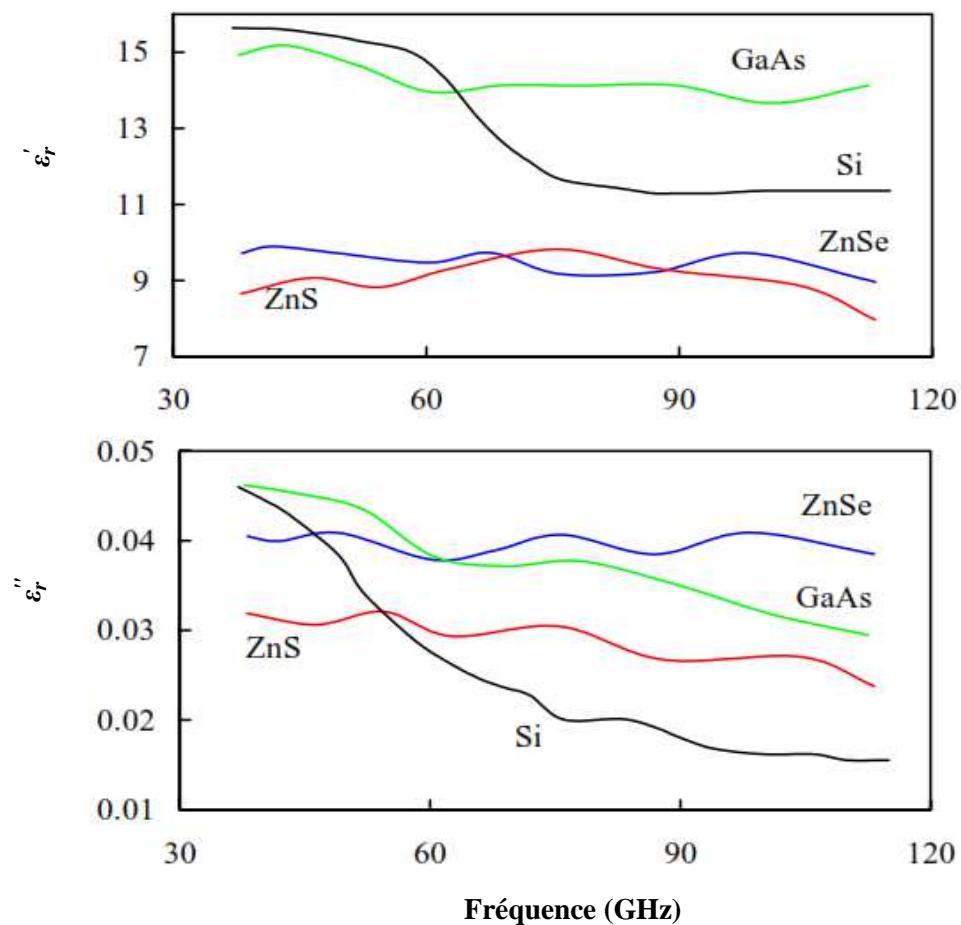
Où  $\varepsilon''_{rd}$  est le facteur de perte diélectrique et  $\tan\delta$  est la tangente de perte diélectrique effective d'un semi-conducteur donnée par:

$$\tan\delta = \tan\delta_d + \frac{\sigma_0}{\omega\varepsilon_0\varepsilon'_r} = \tan\delta_d + \tan\delta_c \quad (\text{I.20})$$

$\tan\delta_d$  est la tangente de perte diélectrique associée à des mécanismes de perte purement diélectrique (par exemple polarisation électronique et ionique) et  $\tan\delta_c$  est la tangente de perte diélectrique associée à des mécanismes de perte purement conducteur. Le terme de la conductivité dû à la conduction par bande selon le modèle de Shockley–Read–Hall, [26] est considéré indépendant de la fréquence [2, 18]. Pour des semi-conducteurs dopés et des semi-conducteurs intrinsèques ayant une bande interdite inférieure à 1 eV, le mécanisme de perte dominant est lié à la conductivité associée à des porteurs de charges libres jusqu'à des fréquences micro-ondes et à des températures supérieures à l'énergie d'activation des dopants. Pour ces matériaux, la tangente de perte diélectrique peut être représentée par le deuxième terme de la formule (I.20) ci-dessus [4]:

$$\tan\delta = \frac{\sigma_0}{\omega\varepsilon_0\varepsilon'_r} \quad (\text{I.21})$$

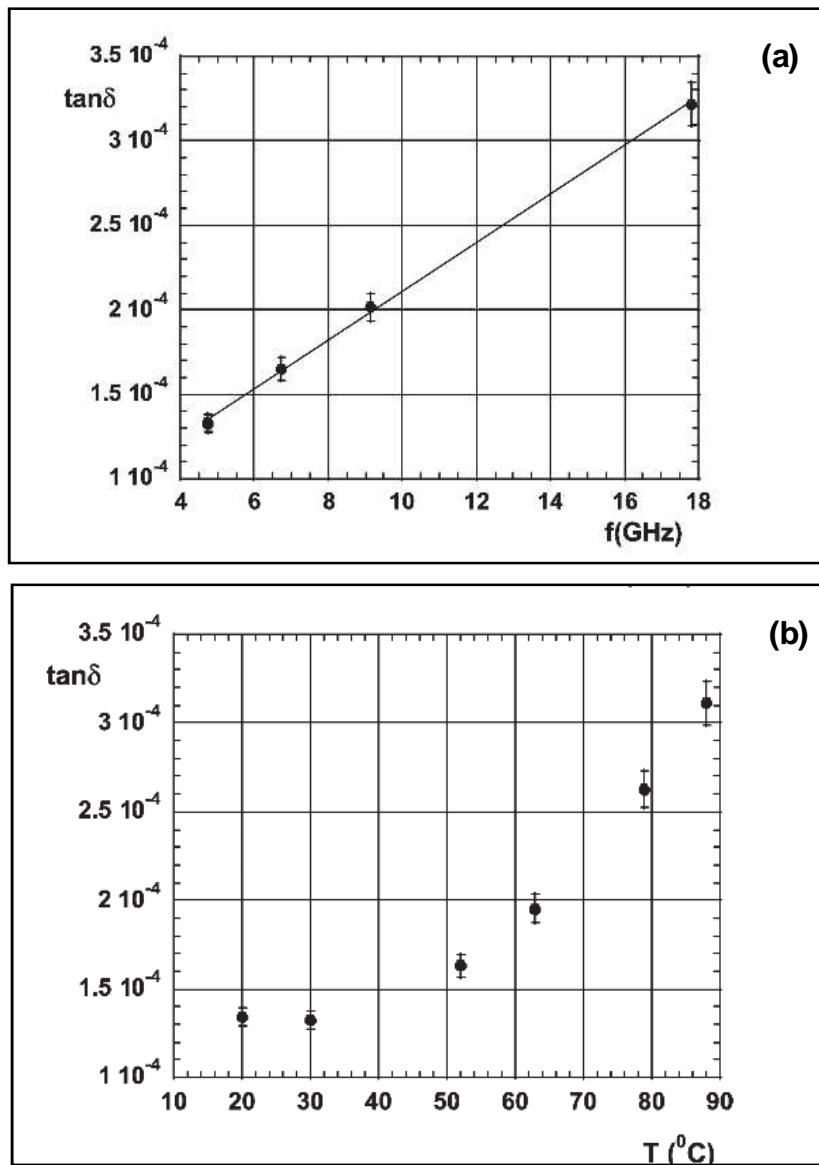
Lorsque nous mesurons la perte d'un matériau à une seule fréquence, nous ne pouvons pas en général distinguer entre les pertes de conduction et les pertes purement diélectriques. La quantité mesurée donne la tangente de pertes diélectriques totale [18]. Une des possibilités pour faire la distinction entre les pertes diélectriques et de conduction dans les semi-conducteurs de résistivité élevée est d'effectuer des mesures à deux fréquences très différentes, par exemple, à 5 et 10 GHz. Comme on le voit à partir de la formule (I.21), la tangente de pertes diélectriques en raison des pertes de conduction diminue avec la fréquence. À la figure I.4 est montrée la variation en fonction de la fréquence des parties réelles et imaginaires de quelques matériaux semi-conducteurs.



**Fig. I. 4:** Variation de la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité des matériaux: GaAs, Si, ZnS et ZnSe, en fonction de la fréquence [19].

Néanmoins, les résultats des mesures de la tangente de pertes diélectriques dans l'arsénure de gallium, GaAs, semi-isolant, présentés dans la figure I.5, suggèrent que la partie dominante des pertes diélectriques de ce matériau est liée aux mécanismes de perte purement diélectrique. On peut voir que la tangente de pertes augmente presque linéairement avec la fréquence (variation typique de la plupart des diélectriques connus), tandis que les pertes de conduction devraient diminuer avec la fréquence, comme il est suggéré par l'équation (I.21). Si, pour un échantillon donné, une diminution de la tangente de pertes diélectriques totale est observée, cela implique que le mécanisme de perte par conduction est dominant dans cet échantillon [27, 28].

Les pertes de conduction dans les matériaux semi-conducteurs sont aussi affectées par la variation de la température. Les théories connues des semi-conducteurs peuvent expliquer la variation de la tangente de perte diélectrique en fonction de la température. Dans l'intervalle de température de 80 K à 250 K, les pertes sont associées à la conductivité de porteurs libres. Dans cet intervalle, les atomes dopants sont ionisés et la conductivité (et donc la tangente de perte diélectrique) dépend de la mobilité de porteurs [20]. L'augmentation des pertes à des températures supérieures à 330 K est liée à la génération de porteurs de charge libres.



**Fig. I. 5:** Variation de la tangente de perte diélectrique du GaAs semi-isolant [29]  
 a) En fonction de la fréquence      b) En fonction de la température.

## I.7 Propriétés diélectriques des métaux

Du point de vue de mesure, comme les diélectriques et les semi-conducteurs, les métaux peuvent être caractérisés par la permittivité complexe. Les seules différences entre ces matériaux à des fréquences micro-ondes sont liées aux valeurs des parties réelles et imaginaires de la permittivité. Généralement, la partie imaginaire de la permittivité des métaux est de plusieurs ordres de grandeur plus élevée que la partie réelle, alors que pour les

diélectriques la partie réelle est habituellement plus grande que celle de l'imaginaire [7]. Dans la gamme des fréquences micro-ondes, la partie réelle de la permittivité diélectrique des métaux résulte particulièrement des déplacements des électrons et des ions [30]. Il s'est avéré aussi que le comportement diélectrique des métaux est relié à leurs microstructures. Les études faites sur des couches minces métalliques ont montré des propriétés diélectriques qui se diffèrent sensiblement de celles du métal en volume [31, 32]. Ainsi, des changements des propriétés diélectriques ont lieu près du seuil de percolation lorsque les films deviennent très minces et avoir des structures d'îlots. On a noté aussi la transition de la conductivité mesurée dans des films métalliques à proximité du seuil de percolation dans la gamme de radiofréquences jusqu'à terahertz [33].

### I.7.1 Comportement diélectrique des couches minces métalliques

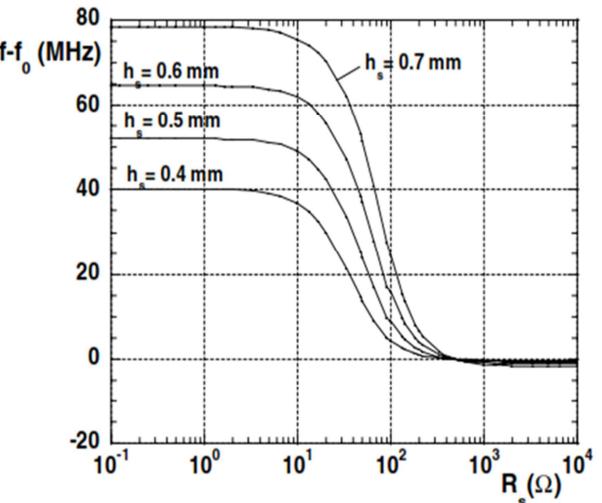
Les mesures de la permittivité complexe des couches minces métalliques se font par les techniques de résonances communément utilisées pour les matériaux en volume. Néanmoins, les relations entre les paramètres de la structure résonante et les paramètres des échantillons sous test sont différentes de celles des échantillons en volume. En raison de la nécessité du substrat diélectrique pour le dépôt des couches minces. Pour les films métalliques homogènes, il y'a deux paramètres importants qui ont une influence significative sur les décalages de la fréquence de résonance et le facteur de qualité,  $Q_f$ . Le premier est la résistance de surface du film,  $R_s$ , et le second est l'épaisseur du substrat,  $h_s$ . La résistance de surface est reliée à l'épaisseur du film,  $h_f$ , et sa conductivité,  $\sigma$ , ou bien à la partie imaginaire de la permittivité relative,  $\epsilon''_r$ , par les formules I.22, [32]:

$$R_s = \frac{1}{\sigma h_f} = \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon''_r h_f} \quad (\text{I.22})$$

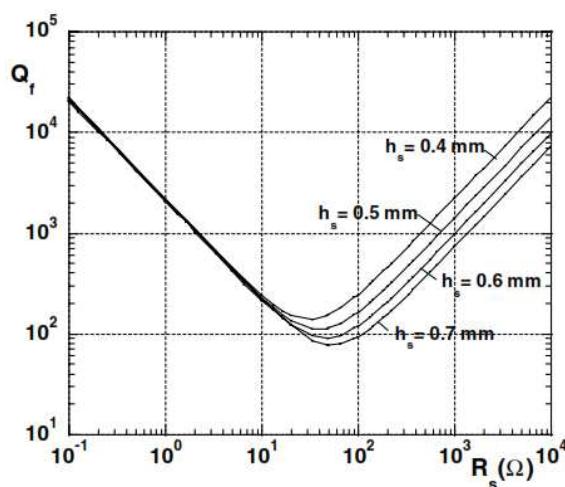
Les figures I.6 et I.7 représentent respectivement les résultats de mesures obtenus via la SiPDR (résonateur diélectrique mono-poste) des décalages de la fréquence de résonance et du facteur de qualité,  $Q_f$ .

- Pour  $R_s > 10^3 \Omega$ , on observe selon les variations de  $Q_f$  et les décalages de la fréquence de résonance que le film se comporte comme un diélectrique propre. Dans cette gamme de résistance de surface les décalages de la fréquence de résonance sont négatifs alors que  $Q_f$  augmente avec l'augmentation de la résistance de surface.

- Pour  $R_S < 10 \Omega$ , le film se comporte comme il est prévu pour les échantillons métalliques. Dans cet intervalle de résistance,  $Q_f$  diminue avec l'augmentation de la résistance de surface.



**Fig. I. 6:** Décalage de la fréquence de résonance en fonction de la résistance de surface des films conducteurs à différentes épaisseurs de substrat [32].



**Fig. I. 7:** Facteur de qualité  $Q_f$  dû aux pertes de conduction dans les films métalliques en fonction de la résistance de surface  $R_S$  [32].

### I.7.2 Permittivité complexe des nanoparticules métalliques

Les constantes diélectriques des nanoparticules d'argent dans la gamme de fréquences micro-ondes ont été étudiées par J.H. Liu et al [30]. Dans leurs travaux, un mélange de nanoparticules métalliques et la poudre d'alumine de faible tangente de perte est utilisée en raison de l'absorption exceptionnellement élevée des particules métalliques aux fréquences micro-ondes. Par conséquent, elles ne peuvent pas être utilisées directement dans la cavité de

mesure. La partie réelle de la permittivité diélectrique du mélange est mesurée comme étant la constante effective,  $\epsilon_{eff}$ . De ce fait, la constante diélectrique  $\epsilon_r$  des particules métalliques est obtenue à partir de la théorie du milieu effectif donnée par [30]:

$$\epsilon'_r = \epsilon_m \frac{F(\epsilon_{eff} + 2\epsilon_m) + 2(\epsilon_{eff} - \epsilon_m)}{F(\epsilon_{eff} + 2\epsilon_m) - (\epsilon_{eff} - \epsilon_m)} \quad (I.23)$$

Où  $\epsilon_m$  est la constante diélectrique de la poudre d'alumine pure, et 'F' est le facteur de remplissage (rapport volumique des nanoparticules à celui des particules d'alumine).

Les permittivités diélectriques des nanoparticules d'argent mesurées dans cette expérience, pour des tailles de grains de 310 et 371 Å°, sont respectivement: - 44,06 + 7.89j et - 47,12 + 5.32j, indiquant que l'amplitude diminue avec la taille des particules. Ces valeurs sont comparables aux valeurs de films d'argent mesurées dans la gamme de longueur d'onde visible.

Si la constante diélectrique des métaux est attribuée surtout aux déplacements des électrons et des ions dans la gamme des fréquences micro-ondes, pour les nanoparticules la division quantique résultant de l'effet de la taille stimule des transitions inter ou intra-sous-bande, ce qui donne également une contribution à la constante diélectrique.

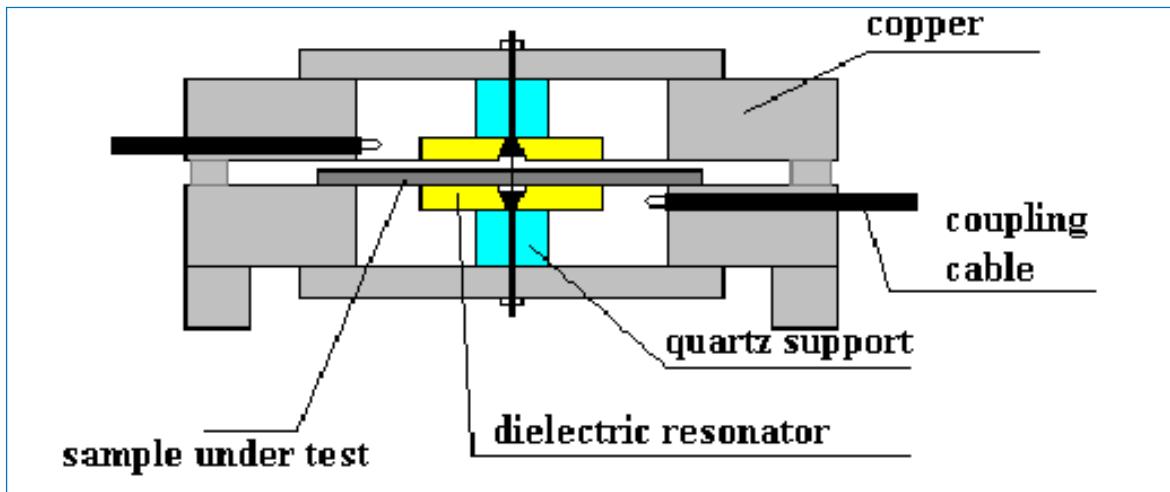
## I.8 Méthodes de mesures de la permittivité complexe

Une variété de méthodes et des techniques de mesures diélectriques ont été appliquées avec succès ces dernières années [21, 34, 35]. Dans la gamme de micro-ondes, ces techniques de mesures peuvent être divisées en deux catégories [3]: L'une est la technique de résonance, utilisant des structures de résonance de types différents, et l'autre est une technique non-résonnante basée sur les mesures de transmission/réflexion. Les techniques de résonance employant des cavités et des résonateurs diélectriques [35, 36], comme des cellules de mesure, donnent la plus grande précision de mesure pour la détermination de la permittivité complexe des matériaux diélectriques à faibles pertes dans la gamme des hyperfréquences [3, 36]. Cela rend la technique de résonance comme un procédé répandu en dépit du fait que sa mesure est souvent limitée à une seule ou certaines valeurs de fréquences.

### **I.8.1 Principe de mesure des méthodes de résonance**

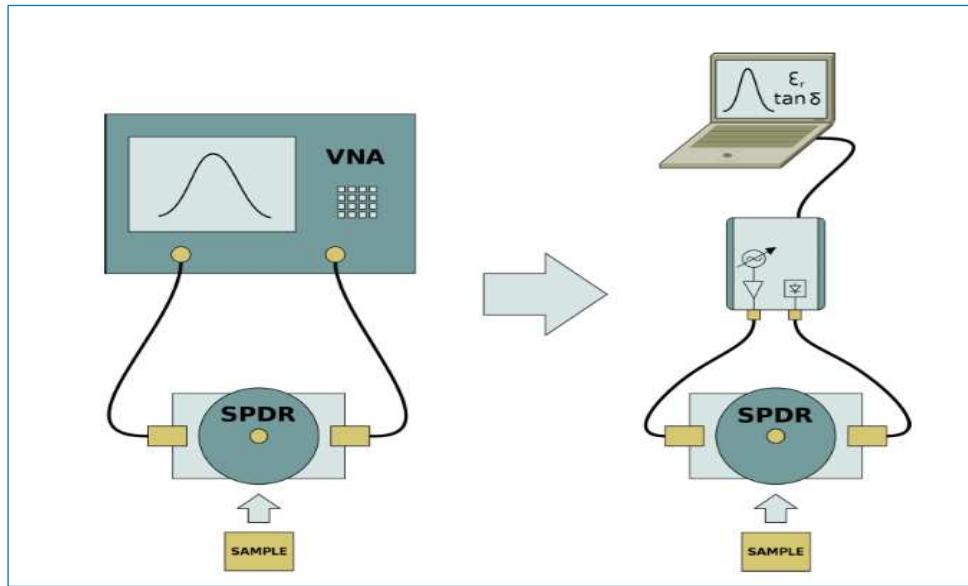
Les techniques de résonance sont basées sur la mesure de la fréquence de résonance et le facteur de qualité d'un mode spécifique d'excitation de la structure résonante contenant l'échantillon à tester. La permittivité complexe de l'échantillon peut être évaluée à partir de ces deux grandeurs de mesure en considérant tous les autres paramètres de la structure sont connus. Ces paramètres incluent les dimensions de la structure, la résistance de surface de pièces métalliques, les coefficients de couplage, les pertes par rayonnement et les permittivités complexes du support diélectrique s'il existe.

La technique SPDR est considérée comme l'une des techniques les plus utilisées et précises pour la détermination de la permittivité et la tangente de perte diélectrique des matériaux diélectriques dans la gamme de fréquences [1,1 - 30 GHz]. Son principal avantage est qu'elle n'exige aucune forme pour l'échantillon à tester; il suffit qu'il soit uniforme. De même, elle offre la possibilité de mesure de divers matériaux, y compris les couches minces [7]. Le schéma de la figure.I.8 montre la structure du SPDR; le résonateur est composé d'une cavité en Cuivre d'un diamètre de 9,5 mm et de hauteur 3 mm avec des plaques d'extrémité d'un matériau supraconducteur à haute température (HTS) afin d'augmenter la sensibilité et réduire l'incertitude dans les mesures de la tangente de perte. La réponse du résonateur est obtenue en appliquant, sur l'un des ports du résonateur un signal monochromatique d'un niveau connu, la puissance transmise est mesurée sur le second port par un détecteur de puissance logarithmique à large bande



*Fig. I. 8: Schéma représentatif de la technique du SPDR [37].*

Le principe de mesure est basé sur la variation du facteur de qualité et de la fréquence de résonance entre le résonateur vide et le résonateur chargé avec l'échantillon. Ce décalage de la fréquence de résonance dû à la présence de l'échantillon est proportionnel au produit de l'épaisseur et de la susceptibilité électrique de l'échantillon [18]. Les points de données acquises sont représentés sur l'écran d'un ordinateur, ils sont en forme de courbe de Lorenz; une réponse typique d'un circuit résonnant. Le facteur de qualité et la fréquence de résonance sont extraits avec un algorithme d'ajustement de la courbe. Le concept de la technique résonateur est représenté à la figure I.9. Une approche typique pour obtenir les paramètres de la courbe de résonance est d'utiliser un analyseur de réseau vectoriel.



**Fig. I. 9:** Concept du système de mesure par SPDR [38].

### I.8.2 Mesure de la permittivité par la SPDR

L'épaisseur de l'échantillon sous test est la seule information externe nécessaire pour le calcul de la permittivité complexe. La partie réelle de la permittivité du matériau diélectrique sous test peut être calculée à partir des fréquences de résonances selon l'équation suivante [37, 39]:

$$\epsilon'_r = 1 + \frac{f_0 - f_{res}}{hf_0 K_\epsilon(\epsilon'_r, h)} \quad (\text{I.24})$$

Où  $f_0$  et  $f_{res}$  sont respectivement les fréquences de résonances du résonateur vide et avec échantillon;  $h$  est l'épaisseur de l'échantillon et la constante  $K_\epsilon$  (fonction de  $\epsilon'_r$  et  $h$ ) est pré-calculée et tabulée pour un nombre de  $\epsilon'_r$  et  $h$ . L'interpolation est donc utilisée pour calculer  $K_\epsilon$  pour des valeurs spécifiques de la permittivité et de l'épaisseur. La tangente de pertes diélectriques du matériau est déterminée à partir du facteur de qualité du résonateur en charge, noté  $Q_{DR}$ , relié aux pertes diélectriques du résonateur et le facteur de qualité  $Q_0$  associé aux pertes mesurées à vide [40]. En tenant compte des pertes de conduction dues aux parties

métalliques de l'appareil, la relation de la tangente de pertes diélectriques est donnée par l'équation suivante [41]:

$$\tan\delta = \frac{(Q_0^{-1} - Q_{DR}^{-1} - Q_c^{-1})}{P_{es}} \quad (\text{I.25})$$

Où  $Q_c^{-1}$  représente les pertes dans les conducteurs et  $P_{es}$  est le facteur de remplissage de l'énergie électrique. Il représente le rapport de l'énergie totale stockée dans le diélectrique y compris la contribution de l'air, à l'énergie stockée dans le diélectrique [41]. Notons que la technique donne une bonne précision qui est de 1% pour la mesure de la permittivité et de 2% pour la tangente de pertes [38].

### I.8.3 Modes de fonctionnement des résonateurs diélectriques

Les calculs précis des permittivités complexes nécessitent la connaissance du type de mode et de la structure du résonateur. Généralement, le mode de résonance utilisé dans les mesures des propriétés des matériaux dans le cas des résonateurs diélectriques est le TE011. Depuis sa découverte (en 1960), le mode de fonctionnement TE011 est l'un des plus précis et le plus fréquemment utilisé pour les mesures de la permittivité et les pertes diélectriques de matériaux solides à faibles pertes. Pour ce mode, le champ électrique appliqué est continu à travers les extrémités de l'échantillon, alors les espaces d'air entre les plans diélectriques et métalliques ne jouent pas un rôle significatif. En conséquence, une grande précision de mesure de la permittivité réelle peut être obtenue. À des fréquences micro-ondes les résonateurs diélectriques typiques sont blindés et souffrent de pertes de conducteurs. Afin de diminuer ces pertes on a recours aux résonateurs en mode WG (Whispering Gallery) dont la distribution du champ électromagnétique est telle que la plupart de l'énergie est confinée dans le cylindre diélectrique à proximité de la surface latérale. Ainsi en raison de petites pertes par rayonnement, ces résonateurs peuvent être utilisés sans blindage [42]. Les résonateurs WG offrent donc un moyen plus efficace pour diminuer les pertes des conducteurs et d'augmenter en conséquence le facteur de qualité sans charge des résonateurs d'où la possibilité des mesures sur des matériaux diélectriques de très faible perte.

## I.9 Conclusion

Ce premier chapitre a permis de présenter les propriétés diélectriques des matériaux diélectriques, semi-conducteurs et métaux. Ainsi les notions de polarisation, de permittivité et de conductivité complexes, ont été décrites. En particulier, le concept de la permittivité complexe a été explicité pour les différents types de matériaux. La fréquence et la température représentent deux facteurs importants qui influent sur les composantes réelles et imaginaires de la permittivité, leurs évolutions ont été aussi présentées et discutées. Deux principaux types de variation caractérisent l'évolution de la tangente de pertes diélectriques. Celle-ci montre une augmentation en fonction de la fréquence qui est une caractéristique typique des matériaux diélectriques, et une diminution, reliée au phénomène de conduction, spécifique aux matériaux semi-conducteurs.

Si les pertes de conduction dominent dans les semi-conducteurs dopés, un comportement diélectrique peut être noté dans les matériaux à faible conductivité. La tangente de pertes dans un semi-conducteur est donc une fonction dépendante de la conductivité et de la fréquence. Ces pertes de conduction s'accentuent en basses fréquences pour un matériau à conductivité donnée. L'influence de la température sur les pertes de conduction est remarquable également lorsque la température augmente. Cet effet est relié au phénomène de génération des porteurs de charges sous l'effet de la température.

En conséquence, l'intérêt de la permittivité complexe, comme étant une grandeur caractérisant la réponse diélectrique des matériaux a été démontré en fonction de la fréquence et de la température. Ce chapitre constitue une base pour la compréhension de la réponse diélectrique des composants présentée au chapitre suivant. Ainsi, il servira de référence pour discuter, par la suite, nos résultats expérimentaux et de simulations numériques.

## Chapitre 2

# RÉPONSES DIÉLECTRIQUES DES COMPOSANTS UNIPOLAIRES

---

### II.1 Introduction

La Spectroscopie diélectrique des semi-conducteurs s'avère une technique utile pour identifier les divers processus qui se produisent dans un dispositif à semi-conducteur à partir de la mesure de la réponse diélectrique en fonction de la fréquence ou du temps [1]. La différence fondamentale de la spectroscopie diélectrique avec les techniques conventionnelles est qu'elle ne présuppose pas la dépendance en temps ou en fréquence des transitions électroniques comme dans le cas de la DLTS par exemple. La Spectroscopie diélectrique des semi-conducteurs applique des techniques de mesures diélectriques pour étudier les transitions électroniques retardées entre et hors les niveaux d'énergie localisés dans la bande interdite [2]. Ces transitions électroniques caractérisées par un délai de réponse montrent un comportement similaire à celui des dipôles dans les matériaux diélectriques [2]. Ces transitions qui se produisent entre les niveaux profonds et les bandes libres, impliquent une énergie de l'ordre de la moitié de la largeur de bande interdite et se déroulent principalement dans les régions de charge d'espace aux interfaces du dispositif.

La spectroscopie diélectrique est considérée comme la seule méthode d'investigation qui est en mesure de résoudre les spectres de ces transitions lentes. Ainsi, la capacité de distinguer entre les états à niveaux profonds et les impuretés peu profondes, est d'un intérêt évident pour le diagnostic. En effet, dans les dispositifs à barrières cette technique offre un moyen potentiel de diagnostic qui n'est pas accessible par d'autres méthodes.

Dans ce chapitre, nous présentons les réponses diélectriques en fonction de la fréquence et de la température obtenues sur des composants de base à savoir les structures métal-semiconducteur, en raison de leur importance dans la technologie des dispositifs et des circuits

intégrés à base de MESFETs. Les propriétés diélectriques des structures MIS et des contacts Schottky à hétérostructures, qui sont d'une grande importance pour autres technologies de composants, seront également présentées.

## II.2 Spectroscopie diélectrique dans le domaine fréquentiel

La Spectroscopie diélectrique dans le domaine fréquentiel (FDS: Frequency Domain Dielectric Spectroscopy) offre une méthode alternative à l'étude de la réponse diélectrique dans le domaine de fréquence [3]. Il s'agit de la mesure du facteur de dissipation en fonction de la fréquence, ceci implique la mesure de l'impédance à différentes fréquences et à différentes tensions aussi pour déterminer le facteur de perte, la capacité, la permittivité et la conductivité en fonction de la fréquence. La relation entre la tension appliquée  $U(\omega)$  et le courant mesuré  $I(\omega)$  peut-être écrite comme suit [3]:

$$I(\omega) = j\omega C^*(\omega)U(\omega) \quad (\text{II.1})$$

Etant donné que la tension appliquée est un signal alternatif à une fréquence  $\omega$ , la capacité mesurée est une grandeur complexe, dont les parties réelle et imaginaire correspondent directement aux composantes réelles et imaginaires de la permittivité complexe [4]:

$$C^*(\omega) = C'(\omega) - jC''(\omega) = \left( \frac{S}{d} \right) (\varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega)) \quad (\text{II.2})$$

Où  $d$  est la distance entre les électrodes conductrices et  $S$  représente leur surface.  $C'(\omega)$  correspond à la capacité ordinaire, elle contient des informations sur les propriétés de polarisation, tandis que la composante imaginaire  $C''(\omega)$  représente la composante de perte diélectrique renseignant sur l'énergie dissipée par le système durant le processus de polarisation. La tangente de perte est donnée par l'équation [5].

$$\tan\delta = \frac{C''(\omega)}{C'(\omega)} \quad (\text{II.3})$$

Il est à noter qu'il existe quatre formalismes pour décrire les propriétés d'un matériau dans le domaine fréquentiel qui sont: l'impédance, l'admittance, la permittivité et le module diélectrique [6].

### II.2.1 Cas de l'impédance complexe

La variation de l'impédance des matériaux en fonction de la fréquence apparaît en raison des processus se produisant à l'intérieur du matériau ou aux niveaux des électrodes conductrices [7]. Ainsi, la mesure de l'impédance complexe dans une gamme de fréquences appropriées permet de caractériser les propriétés diélectriques des matériaux et de faire une séparation directe des phénomènes qui ont lieu en volume du matériau, de ceux qui se produisent aux interfaces.

Le principe de la spectroscopie d'impédance repose sur l'application d'une tension sinusoïdale d'une amplitude faible à travers le matériau et l'analyse des parties réelles et imaginaires de l'impédance complexe correspondante. L'impédance complexe  $Z^*(\omega)$  est définie comme le rapport de la tension  $V(t)$  appliquée au courant  $I(t)$  traversant le matériau à caractériser.

$$V(t) = V_0 \exp(j\omega t) \quad (\text{II.4})$$

$$I(t) = I_0 \exp(j\omega t - \varphi) \quad (\text{II.5})$$

$$Z^*(\omega) = |Z^*| \exp(-j\varphi) \quad (\text{II.6})$$

$$Z^*(\omega) = |Z^*| \cos \varphi - j |Z^*| \sin \varphi \quad (\text{II.7})$$

$$Z^*(\omega) = Z'(\omega) - j Z''(\omega) \quad (\text{II.8})$$

Où  $|Z^*|$  est l'amplitude,  $\varphi$  est la phase,  $\omega$  est la fréquence angulaire et  $j = \sqrt{-1}$ .

### II.2.2 Cas de l'admittance complexe

Le formalisme de l'admittance s'avère parfois plus utile que celui de l'impédance, en particulier dans le cadre de l'étude des dispositifs à barrière où la spectroscopie d'admittance est essentiellement synonyme de la spectroscopie diélectrique [8]. Ceci est basé sur le fait que l'admittance est directement proportionnelle à la capacité selon les relations suivantes [8]:

$$Y^*(\omega) = Y'(\omega) + jY''(\omega) \quad (\text{II.9})$$

$$C^*(\omega) = (j\omega)^{-1}Y^*(\omega) \quad (\text{II.10})$$

$$C^*(\omega) = \left( \frac{Y''(\omega)}{\omega} - j \frac{Y'(\omega)}{\omega} \right) = C'(\omega) - jC''(\omega) \quad (\text{II.11})$$

### II.2.3 Cas de permittivité complexe

La permittivité complexe est une grandeur qui mesure directement les phénomènes de polarisation se produisant dans un matériau, caractérisant ainsi les propriétés diélectriques. Elle est considérée comme un bon indicateur de la microstructure et des propriétés diélectriques d'une matière isolante [9]. Elle indique également le comportement diélectrique des matériaux semi-conducteurs [8].

Dans l'analyse diélectrique, les parties réelle et imaginaire de la permittivité complexe peuvent être mesurées directement comme elles peuvent être déterminées à partir de mesures de l'impédance ou de la capacité complexe. La permittivité complexe  $\epsilon_r^*(\omega)$  est reliée à l'impédance complexe par la relation suivante [9]:

$$\epsilon_r^*(\omega) = \frac{1}{j\omega C_0 Z^*(\omega)} = \epsilon'_r(\omega) - j\epsilon''_r(\omega) \quad (\text{II.12})$$

$$\epsilon'_r(\omega) = \frac{Z''}{\omega C_0 (Z'^2 + Z''^2)} \quad (\text{II.13})$$

$$\epsilon''_r(\omega) = \frac{Z'}{\omega C_0 (Z'^2 + Z''^2)} \quad (\text{II.14})$$

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 S}{d} \quad (\text{II.15})$$

$C_0$ : est une capacité constante dépendante des paramètres géométriques du matériau

### II.2.4 Cas du module électrique complexe

Le formalisme du module électrique complexe est introduit par McCrum et al [10], qui étaient les premiers à l'exploiter pour l'étude des phénomènes de relaxations électriques dans les conducteurs ioniques vitreux [11]. Ce formalisme de module électrique complexe a été adopté pour déterminer le processus de relaxation dans un matériau [12] car il supprime les effets de

polarisation dus à l'interface avec les électrodes. La polarisation des électrodes étant caractérisée par de grandes valeurs de permittivité aux basses fréquences, les spectres du module électrique complexe reflètent donc les propriétés dynamiques de l'échantillon seul. De ce fait, les difficultés habituelles de la nature d'électrode et de contact, les phénomènes d'injection de la charge d'espace et les effets de conduction dus aux impuretés, qui semblent masquer le processus de relaxation dans la représentation de la permittivité, peuvent être résolues ou même ignorées. Le Module électrique complexe  $M^*(\omega)$ , est défini comme l'inverse de la permittivité complexe [13]:

$$M^*(\omega) = \frac{1}{\epsilon_r^*(\omega)} = \frac{1}{\epsilon'_r - j\epsilon''_r} = \frac{\epsilon'_r}{\epsilon'^2_r + \epsilon''^2_r} + j \frac{\epsilon''_r}{\epsilon'^2_r + \epsilon''^2_r} \quad (\text{II.16})$$

$$M^*(\omega) = M'(\omega) + jM''(\omega) = j\omega C_0 Z^*(\omega) = j\omega C_0 (Z' - jZ'') \quad (\text{II.17})$$

### II.3 Contexte et mise en évidence

L'interface entre deux matériaux est connue d'être le siège de différentes imperfections qui peuvent être des centres de piégeage de porteurs libres ou des impuretés portant des dipôles permanents [5]. Souvent, ces défauts induisent une charge piégée résultante des processus de génération-recombinaison. Ces porteurs de charges sont liés aux états localisés, et présentent alors différentes orientations de dipôles, qui peuvent se modifier sous l'effet d'un champ alternatif appliqué. Ceci donne lieu à une variation de la permittivité diélectrique. La réponse diélectrique d'un composant à semi-conducteur est par conséquent associée aux perturbations structurales et géométriques présentes aux niveaux des jonctions et/ou interfaces. De par leur dynamique relativement lente, ces perturbations qui se manifestent sous forme de charges contribuent aux phénomènes de polarisation et aux pertes d'énergie notamment dans l'intervalle de basses fréquences ce qui conduit à une dispersion fréquentielle des propriétés diélectriques du composant. Ces propriétés peuvent être déterminées à partir de la susceptibilité diélectrique complexe où la partie réelle est reliée au processus de polarisation de ces défauts et la partie imaginaire représente l'énergie électrique perdue [5]. Néanmoins, les propriétés diélectriques des dispositifs à barrières telles que les jonctions pn et les diodes Schottky sont mieux exprimées en termes de leur capacité complexe  $C^*(\omega)$  [2]. La raison pour laquelle la notion de capacité est préférable sur la permittivité et la susceptibilité, est que dans

les dispositifs à barrières, la géométrie des zones de charges d'espace n'est pas connue avec précision. La relation entre les composantes de la capacité complexe et celles de la susceptibilité ou la permittivité est donnée à partir des équations suivantes [2 & 5]:

$$Y^*(\omega) = j\omega[C'(\omega) - jC''(\omega)] \quad (\text{II.18a})$$

$$Y^*(\omega) = j\omega C_0 \varepsilon_r^*(\omega) \quad (\text{II.18b})$$

$$Y^*(\omega) = j\omega C_0 \left[ \varepsilon_\infty + \chi'(\omega) - j \left( \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0 \omega} + \chi''(\omega) \right) \right] \quad (\text{II.18c})$$

$$\varepsilon_r'(\omega) = \varepsilon_\infty + \chi'(\omega) \quad (\text{II.19a})$$

$$\varepsilon_r''(\omega) = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0 \omega} + \chi''(\omega) \quad (\text{II.19b})$$

$$\chi^*(\omega) = \chi'(\omega) - j\chi''(\omega) = C'(\omega) - C_\infty - jC''(\omega) \quad (\text{II.19c})$$

$C_\infty$  est la capacité à fréquences élevées, où les pertes sont considérées négligeables. Elle inclut la réponse des espèces rapides (électrons, phonons, etc.) qui peuvent suivre instantanément le champ électrique. En d'autre terme, c'est la capacité d'une jonction idéale dont la valeur est fixée par la densité de porteurs libres présents dans le semi-conducteur [5]. En conséquence, la capacité inclut la réponse de différents défauts qui contribuent à augmenter la capacité idéale  $C_\infty$ , en ajoutant de nouveaux mécanismes de polarisation mais qui dissipent une partie de l'énergie électrique.

Les études portées sur un grand nombre de structures à jonctions ont révélé une diversité de réponses diélectriques. Cependant, la caractéristique générale de ces réponses diélectriques consiste à la présence d'un ou plusieurs pics de pertes [2] dans le tracé des parties imaginaires de la susceptibilité,  $\chi''(\omega)$ , en fonction de la fréquence.

Ainsi une dispersion fréquentielle dans les parties réelles de la susceptibilité a été aussi notée, d'où un comportement quasi-Debye a été détecté sur la réponse diélectrique des jonctions pn qui sont caractérisées par une densité faible de niveaux profonds. Ce qui est remarquable, de plus sur le tracé de la capacité en fonction de la fréquence, est que la perte par conduction masque parfois la présence du pic de perte, d'où une variation suivant  $\omega^l$ .

Si la diversité des réponses diélectriques dans les composants à barrières est contrôlée par différents paramètres, on a noté en particulier que la quantité des pertes augmente avec la densité de pièges ionisés dans les régions de charge d'espace.

## II.4 Contact Métal/Semi-conducteur

Les performances et la fiabilité des structures Métal/Semi-conducteur (M/S) sont particulièrement dépendantes de la formation de la couche d'isolant à l'interface entre le métal et le semi-conducteur, de la résistance série du dispositif et de la densité des états de surface [14]. La dépendance en fréquence ou en température des propriétés électriques et diélectriques des contacts Métal /Semi-conducteurs est étudiée à partir des mesures de la capacité,  $C(V)$ , et de la conductance,  $G/\omega(V)$ , en fonction de la tension, dans une large gamme de fréquences et de températures dans le régime de forte accumulation, dont la capacité de la structure est maximale correspondante à la capacité de la couche isolante. En conséquence, l'admittance équivalente de la structure est donnée par [14]:

$$Y^*_m(\omega) = G_m + j\omega C_m \quad (\text{II.20})$$

Afin de décrire les propriétés diélectriques des structures M/S, la permittivité complexe peut être définie dans le formalisme de l'admittance comme suit [15&16]:

$$\varepsilon_r^*(\omega) = \frac{Y_m^*(\omega)}{j\omega C_0} = \frac{C_m}{C_0} - j \frac{G_m}{\omega C_0} \quad (\text{II.21a})$$

La partie réelle de la permittivité diélectrique ( $\varepsilon_r'$ ) est déterminée en utilisant les valeurs de capacité mesurées ( $C_m$ ) selon les relations suivantes [17&18]:

$$\varepsilon_r' = \frac{C_m}{C_0} \quad (\text{II.21b})$$

La partie imaginaire de la permittivité où facteur de perte ( $\varepsilon_r''$ ) est exprimée en fonction de la conductance  $G_m$  par:

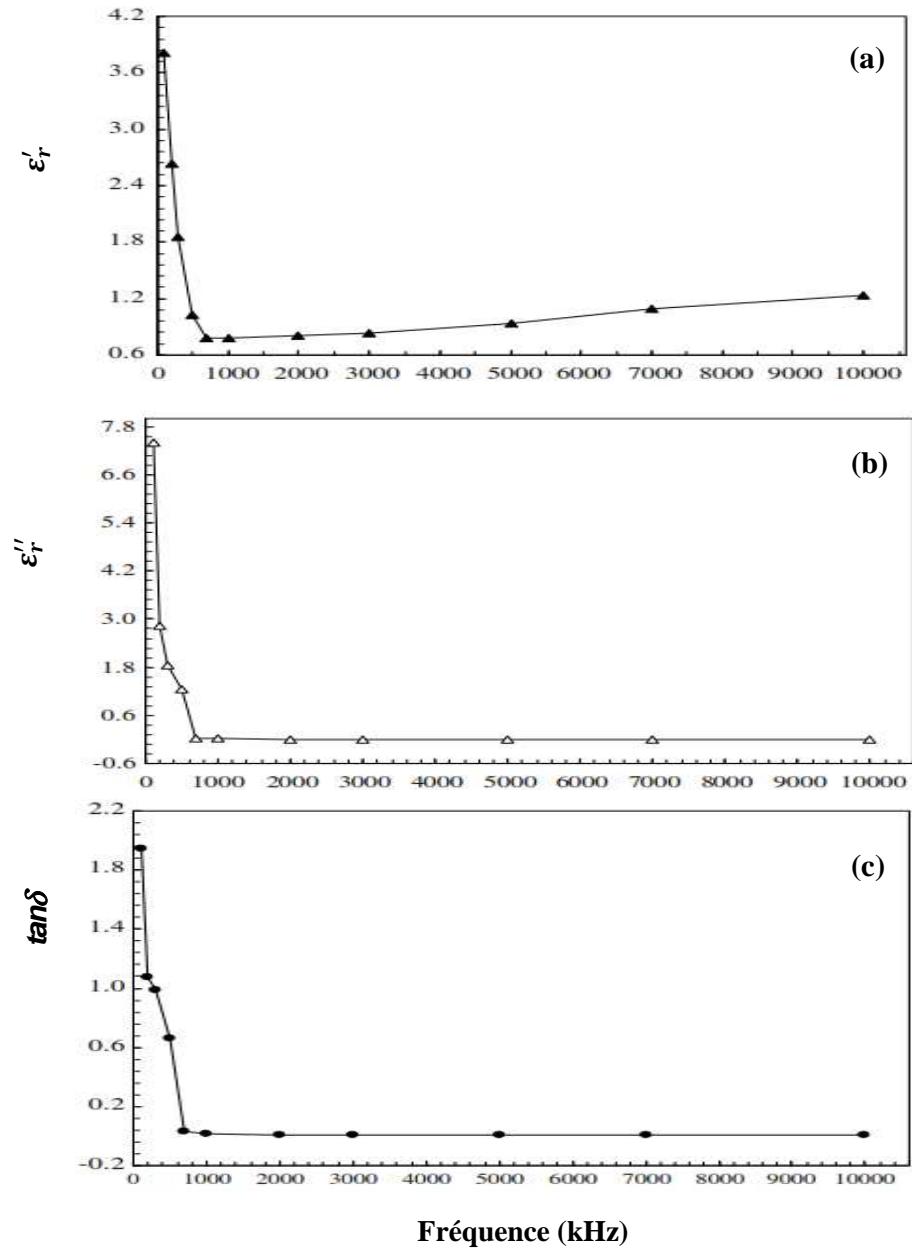
$$\varepsilon_r'' = \frac{G_m}{\omega C_0} = \frac{G_m d}{S \omega \varepsilon_0} \quad (\text{II.21c})$$

Ainsi la tangente de perte est exprimée comme suit:

$$\tan\delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} \quad (\text{II.22})$$

#### **II.4.1 Influence de la fréquence**

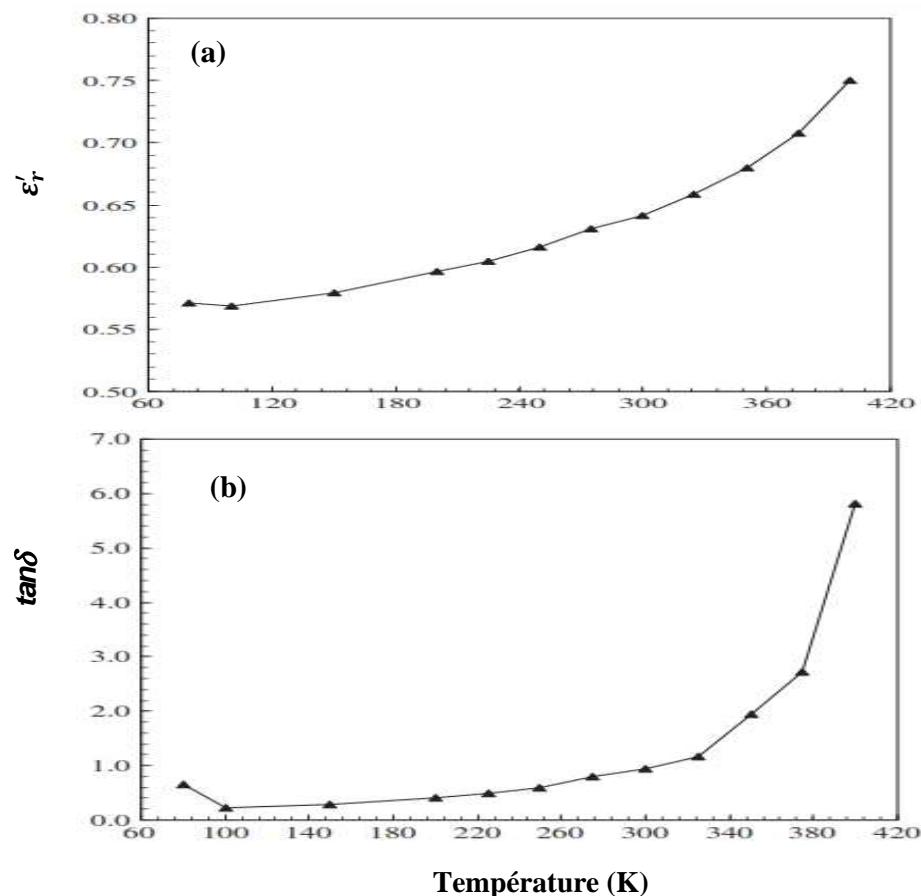
Les propriétés diélectriques des structures M/S montrent une forte dépendance en fréquence, notamment en basses fréquences. Ce qui correspond aux valeurs élevées de la capacité et de la conductance de la structure dans cet intervalle de fréquences. En général, les paramètres diélectriques ( $\epsilon_r'$ ,  $\epsilon_r''$  et  $\tan\delta$ ) des structures M/S diminuent avec l'augmentation de la fréquence [22]. Les figures 1(a)-(c) représentent des exemples de la dépendance en fréquence de la partie réelle de la permittivité ( $\epsilon_r'$ ), la partie imaginaire ( $\epsilon_r''$ ) ou facteur de perte et la tangente de perte ( $\tan\delta$ ) d'une structure M/S (Sn/p-Si) à différentes fréquences. L'augmentation des paramètres diélectriques ( $\epsilon_r'$ ,  $\epsilon_r''$  et  $\tan\delta$ ) avec la diminution de la fréquence dans la région de basses fréquences (de 100 kHz à 1 MHz) sont attribuées à la présence d'un mécanisme de polarisation interfaciale, qui pourrait être efficace à basse fréquence [23]. D'autre part, à des fréquences élevées, la variation des paramètres diélectriques continue à diminuer légèrement et reste quasi-constante avec l'augmentation de la fréquence. Ce comportement des propriétés diélectriques des structures M/S à fréquences élevées est associé aux états d'interface qui ne peuvent pas suivre la variation du signal alternatif à des fréquences élevées. La durée de vie de porteurs de charges piégés à l'interface est beaucoup plus grande que la période ( $1/\omega$ ) du signal appliqué à très hautes fréquences, ce qui ne permet pas aux charges à l'interface de suivre le signal alternatif [17, 24 &25].



**Fig. II. 1:** Variation des paramètres diélectriques de la structure M/S (Sn/P-Si), en fonction de la fréquence: (a) la partie réelle de la permittivité, (b) la partie imaginaire de la permittivité et (c) la tangente de perte [22].

### II.4.2 Influence de la température

Les propriétés diélectriques des structures Métal/Semi-conducteur ont montré aussi une forte dépendance en température. Comme on peut le voir à partir des figures II.2a & b, les valeurs de ( $\epsilon_r'$ , et  $\tan\delta$ ) augmentent avec l'augmentation de la température. La variation de la permittivité et la perte diélectrique avec la température est expliquée par la polarisation de la charge d'espace causée par des impuretés ou interstitiels dans les matériaux.



**Fig. II. 2:** Variation de la partie réelle de la permittivité (a), la tangente de perte (b), dans une structure M/S (Sn/P-Si) en fonction de la température [14].

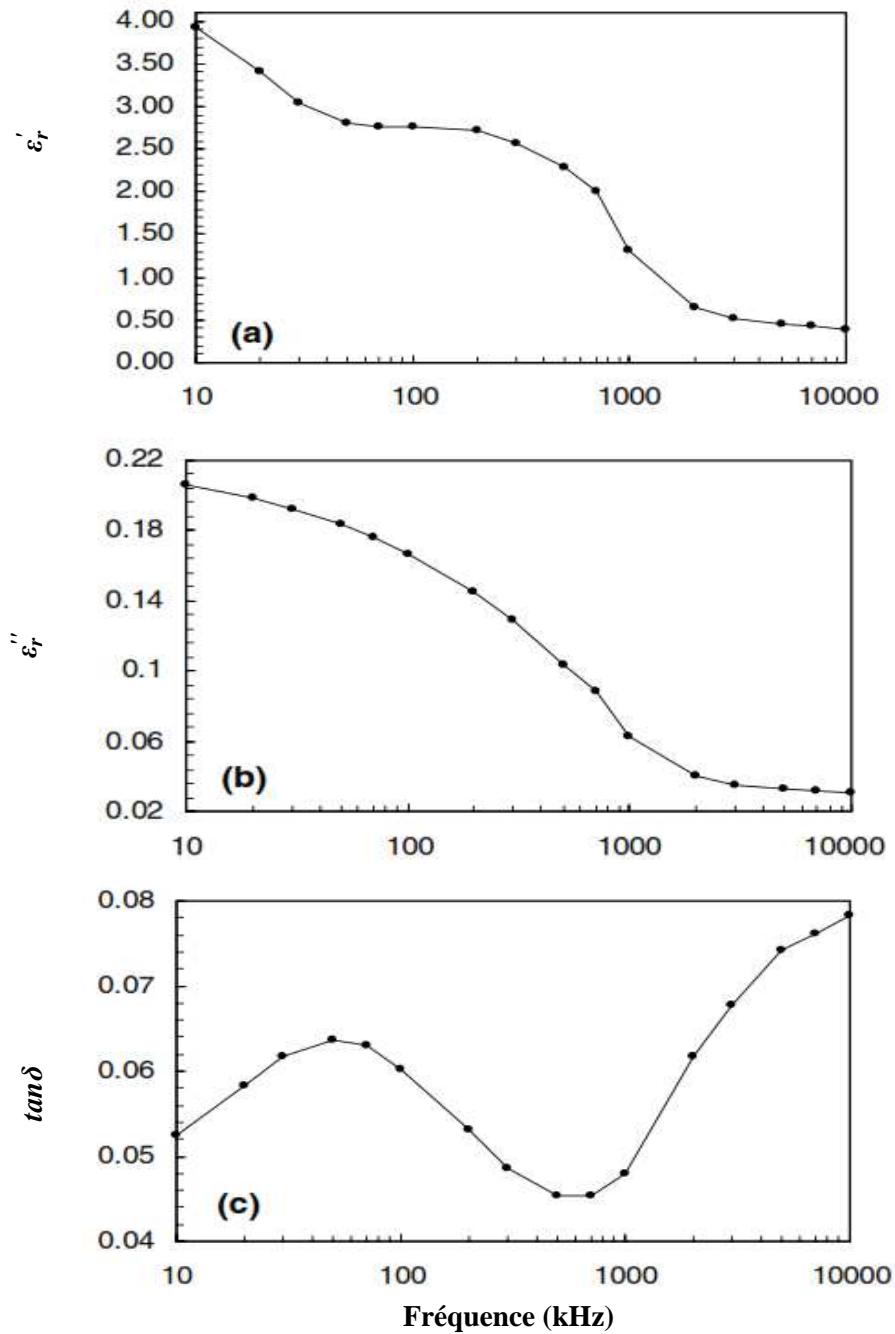
## II. 5 Structure métal isolant semi-conducteur

Les caractéristiques électriques et diélectriques des structures Métal-Isolant-Semi-conducteur (MIS) sont influencées par diverses imperfections: les états d'interface, la résistance série et la couche d'isolant interfaciale [17]. Comme pour les contacts M/S, l'analyse des données de la permittivité complexe est basée sur la spectroscopie d'admittance qui est couramment utilisée [27] pour l'étude des propriétés électriques et diélectriques des structures MIS.

### II.5.1 Influence de la fréquence

À partir des mesures de la capacité et de la conductance, dans le cas où la structure MIS est polarisée en régime de forte accumulation, la relation (II.21) [17] permet la détermination des paramètres:  $\epsilon_r'$ ,  $\epsilon_r''$  et  $\tan\delta$ .

Une forte dispersion fréquentielle caractérise les paramètres diélectriques de la structure MIS notamment en basses fréquences, un exemple de cette dépendance en fréquence est donné à la figure II.3a, b. En général, les facteurs qui peuvent contribuer au comportement diélectrique en basses fréquences des structures MIS sont: l'interface avec l'électrode, la conductivité dynamique et les processus de polarisation qui sont dus à l'orientation des dipôles de la couche isolante et des porteurs de charge. Ainsi, à basses fréquences, tous les processus de polarisation peuvent intervenir à savoir, la polarisation électronique, ionique, dipolaire et la polarisation interfaciale ou de surface, contribuant aux valeurs de  $\epsilon_r'$  et  $\epsilon_r''$ . En augmentant la fréquence, les contributions de la polarisation de l'interface, dipolaire ou la polarisation ionique deviennent inefficaces ne laissant que la polarisation électronique. En effet, la diminution de  $\epsilon_r'$  et  $\epsilon_r''$  avec l'augmentation de la fréquence est expliquée par le fait que lorsque la fréquence augmente les dipôles à l'interface ont moins de temps pour s'orienter dans la direction du champ [29]. En particulier, dans la gamme de fréquences élevées, on note la diminution des valeurs de  $\epsilon_r'$  qui se rapprochent des valeurs de  $\epsilon_r''$ . Un tel comportement observé par plusieurs auteurs [16, 24, 25, 29], peut-être dû aux états d'interface qui ne peuvent pas suivre le signal alternatif en hautes fréquences, en raison de la durée de vie de charges piégées qui est beaucoup plus grande que la période du signal appliqué. Par conséquent, les charges à l'interface ne peuvent pas suivre le signal alternatif à très haute fréquences.



**Fig. II. 3:** Dépendance en fréquence de la partie réelle de la permittivité (a), la partie imaginaire (b) et la tangente de perte (c), d'une structure MIS Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si [24].

### II.5.2 Influence de la température

L'augmentation des paramètres diélectriques, en fonction de la température dans les contacts MIS [24, 30-33] est expliquée par l'effet combiné de la température sur les processus de polarisation de la couche isolante et les phénomènes d'interface. L'augmentation de la température favorise à la fois le saut d'ions et l'orientation dipolaire dans la couche isolante ainsi que l'effet de la charge d'espace résultant de l'augmentation des concentrations de porteurs de charge, ce qui contribuent à l'augmentation des valeurs des paramètres diélectriques avec la température. En outre, l'augmentation de la température induit une expansion des molécules du matériau isolant qui provoque une certaine augmentation de la polarisation électronique, et en conséquence une augmentation de  $\epsilon_r'$  et  $\epsilon_r''$  [29&33]. Il est à noter que la polarisation de la charge d'espace est causée par des impuretés ou interstitiels dans les matériaux. Dans le cas des semi-conducteurs à bande étroite, les porteurs de charge ne sont pas libres à se déplacer ; ils sont piégés provoquant une polarisation. En augmentant la température, le nombre de porteurs de charge augmente de façon exponentielle et produit ainsi plus de polarisation de la charge d'espace, conduisant à une augmentation rapide de la constante diélectrique  $\epsilon_r'$ .

## II.6 Contact Schottky à hétéro-structures

Les propriétés diélectriques dans les contacts Schottky à hétérostructures, montrent également une dépendance en fréquence et en température. Cette dépendance est attribuée principalement à la polarisation de type Maxwell-Wagner qui domine dans les milieux hétérogènes [34] et la polarisation de la charge d'espace. La polarisation de type Maxwell-Wagner a pour origine l'accumulation des charges, sous l'effet du champ électrique et la température, à l'interface de deux diélectriques ayant des permittivités et conductivités différentes. Ce processus d'accumulation n'est cependant pas instantané et prendra d'autant plus de temps que la différence entre la conductivité des matériaux associés est grande. Le matériau est donc le siège d'une relaxation liée au retard d'accumulation des charges à l'interface, cet effet est caractérisé par un temps dit de relaxation. A des fréquences inférieures ou supérieures à la fréquence de relaxation, la polarisation de l'interface devient

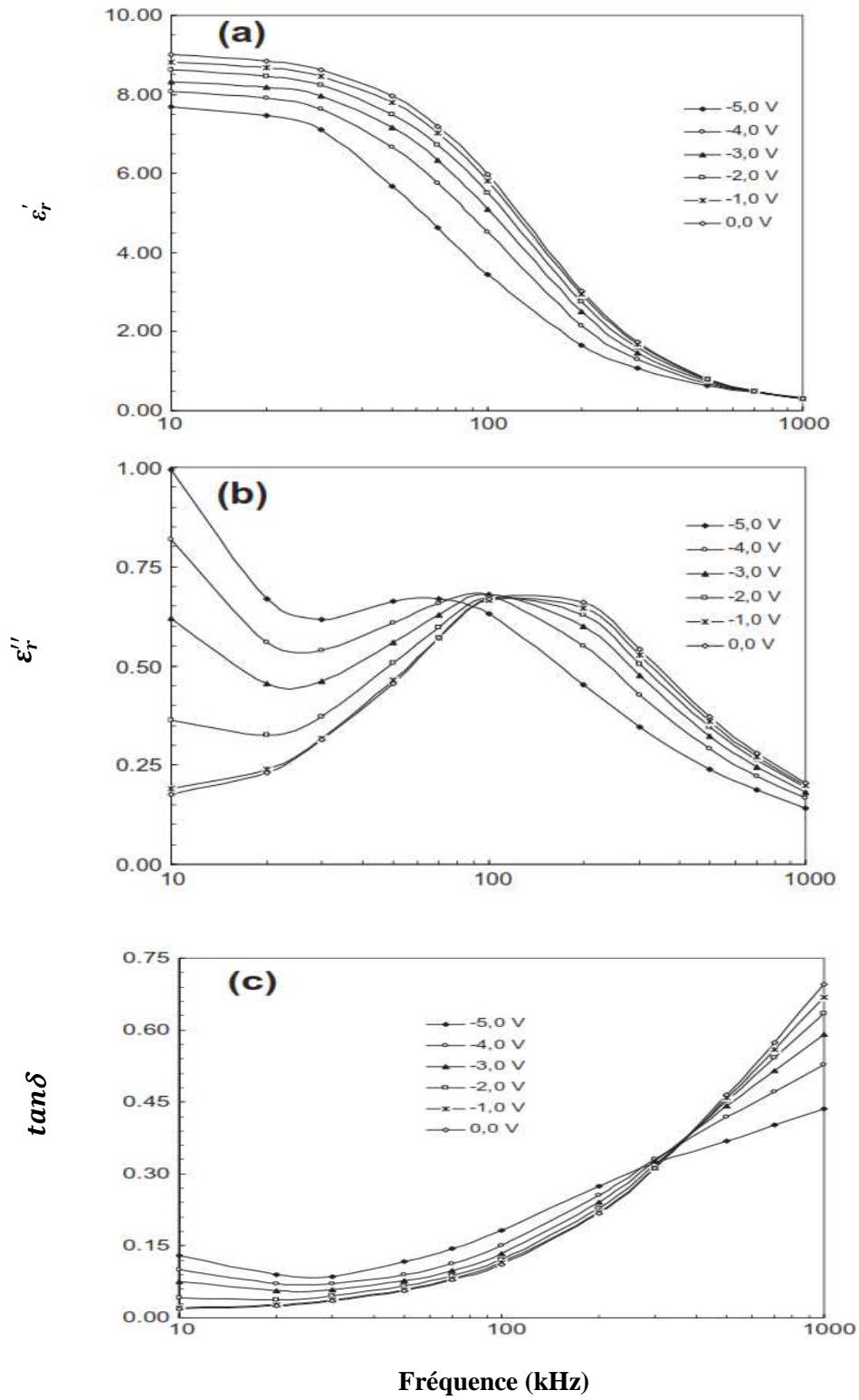
sans importance parce que le mouvement de charges à l'interface est gelé. En conséquence, l'effet de la polarisation d'interface diminue quand on s'éloigne de la fréquence de relaxation.

D'autres paramètres peuvent contribuer à la dispersion fréquentielle des propriétés diélectriques, telles que les dislocations liées aux états localisés entre le métal et le semi-conducteur, la résistance série de dispositifs, et l'épaisseur de la couche de passivation.

### II.6.1 Dépendance en fréquence

Les résultats expérimentaux montrent que la variation de la fréquence modifie considérablement les paramètres diélectriques de l'hétérostructure, où on note une diminution de la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité avec l'augmentation de la fréquence [38]. Ces dispersions fréquentielles des paramètres diélectriques sont attribuées, comme il est déjà mentionné, à la polarisation de type Maxwell-Wagner [33] et à la polarisation de la charge d'espace [35-39]. En outre du phénomène de relaxation relié à la polarisation au niveau de l'interface hétérogène; un électron peut sauter entre une paire de ces centres profonds sous l'effet du champ, conduisant à son tour à la réorientation du dipôle électrique [41]. Ce processus donne lieu à une variation de la permittivité diélectrique. Par conséquent, l'augmentation des paramètres diélectriques  $\epsilon_r'$  et  $\epsilon_r''$  avec la diminution de la fréquence (Fig.II.4), est attribuée aussi à la présence d'un mécanisme de polarisation dû aux états de l'interface qui peuvent suivre le signal alternatif à basse fréquence et contribuent à la fois à la variation de la capacité mesurée et des paramètres diélectriques déterminées [16, 37, 39 & 42]. Au fur et à mesure que la fréquence augmente la polarisation d'interface atteint une valeur constante due au fait qu'au-delà d'une certaine valeur de fréquence du champ, le saut d'électrons ne peut pas suivre le champ alternatif.

Sur le plan de mesure, la capacité de l'hétérostructure montre une dépendance de la fréquence et de la tension de polarisation appliquée, en particulier dans le régime de déplétion, où les valeurs de la capacité augmentent avec la diminution de la fréquence et se décale vers la polarisation inverse. Un tel comportement de capacité montre l'existence de différents états d'interface [22 &32] qui peuvent facilement suivre un signal alternatif dans la gamme des basses fréquences, et produire une capacité et une conductance excédentaire. La capacité d'une telle couche inhomogène à l'interface semi-conducteur/isolant agit en série avec la capacité d'isolant provoquant une dispersion en fonction de la fréquence.



**Fig. II. 4:** Dépendance en fréquence de la partie réelle de la permittivité (a), la partie imaginaire (b), et la tangente de perte (c), d'une hétérostructure (Ni/Au)/GaN/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N à différentes tensions de polarisation et à température ambiante [44].

D'autre part, l'étude de l'effet de la tension de polarisation de l'hétérostructure sur la variation des propriétés diélectriques montre que les dispersions fréquentielles des paramètres diélectriques avec la tension de polarisation appliquée est particulièrement évidente aux basses fréquences. De plus, les valeurs élevées de la permittivité sont observées à des faibles tensions de polarisation négatives [33&43]. Etant donné que cette dispersion est attribuée à la relaxation diélectrique due aux électrons polarisant et aux dipôles dans la structure, la dépendance en tension de la permittivité,

$\varepsilon_r'(f)$  et  $\varepsilon_r''(f)$ , ont montré que la fréquence a un effet plus efficace que la tension sur le phénomène de la polarisation et de la relaxation diélectrique.

### II.6.2 Effet de la température

L'effet de la température sur les propriétés diélectriques des hétérostructures est similaire à l'effet de la fréquence où les paramètres diélectriques  $\varepsilon_r'$  et  $\varepsilon_r''$  diminuent lorsque la température augmente. En outre, l'effet de la température devient faible quand la température augmente ce qui correspond à une diminution du désordre. Contrairement à la variation de  $\varepsilon_r'$  et  $\varepsilon_r''$ , la valeur de  $\tan\delta$  augmente à mesure que la température augmente. Ces comportements sont attribués à la polarisation qui augmente avec l'augmentation de la température. Aux températures suffisamment élevées et basses fréquences, les valeurs de  $\varepsilon_r''$  et  $\tan\delta$  augmentent ce qui suggère la prédominance de la conductivité sur les mécanismes de relaxation.

## II.7 Variation de la conductivité en fonction de la fréquence et de la température

L'étude des propriétés diélectriques concerne principalement les mesures de la permittivité et la perte diélectrique. Ainsi, la conductivité dynamique est un autre paramètre important relié aux pertes diélectriques [19]. La mesure de cette grandeur en fonction de la fréquence explicite les mécanismes de conduction inter-bandes ou via les états localisés. Le lien entre la conductivité dynamique et la tangente de pertes diélectriques peut être exprimé comme suit [20, 21, 45]:

$$\sigma_{ac} = \omega C_m \tan\delta(d/S) = \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r'' \quad (\text{II.24})$$

Dans les différentes structures étudiées ci-dessus, la conductivité dynamique présente une forte dépendance en température et en fréquence.

Comme il est montré sur les figures II.5 et II.6, dans le cas des structures M/S et MIS, la conductivité augmente avec l'augmentation de la température et de la fréquence [24]. En général, le phénomène de la dispersion de la conductivité électrique est attribué à la relaxation diélectrique causée par les mécanismes de polarisations (électronique et ionique) dues aux mouvements des porteurs de charge et à la polarisation de la charge d'espace dans le matériau, ainsi que la polarisation due aux effets d'interfaces. En particulier, l'influence de la polarisation de la charge d'espace est importante en basses fréquences, alors qu'elle est négligeable à basses températures. En outre, plusieurs études [16, 24, 35& 36] ont suggéré que le procédé de polarisation diélectrique dans les contacts M/S et MIS a lieu par un mécanisme similaire au processus de conduction. Ceci est basé sur l'augmentation de la conductivité dynamique avec l'augmentation de la température. Ce mécanisme de conduction est dû au saut de porteurs de charges entre les sites d'impuretés et les états localisés.

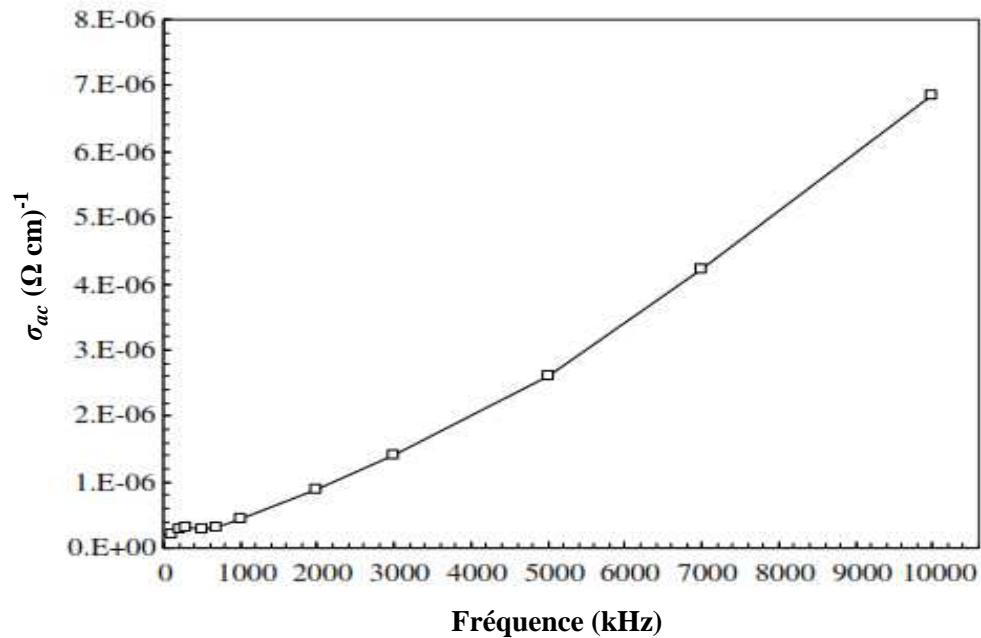
Ces impuretés, qui résident dans les joints de grains [16, 35& 37] ont un niveau d'énergie proche du bas de la bande de conduction, et ont donc une faible énergie d'activation. Cela signifie que la contribution du mécanisme de conduction provient des joints de grains. De plus, une relation linéaire entre la conductivité et l'inverse de la température est couramment obtenue [17 &38]:

$$\sigma_{ac} = \sigma_a \exp\left(-E_a/K_B T\right) \quad (\text{II.25})$$

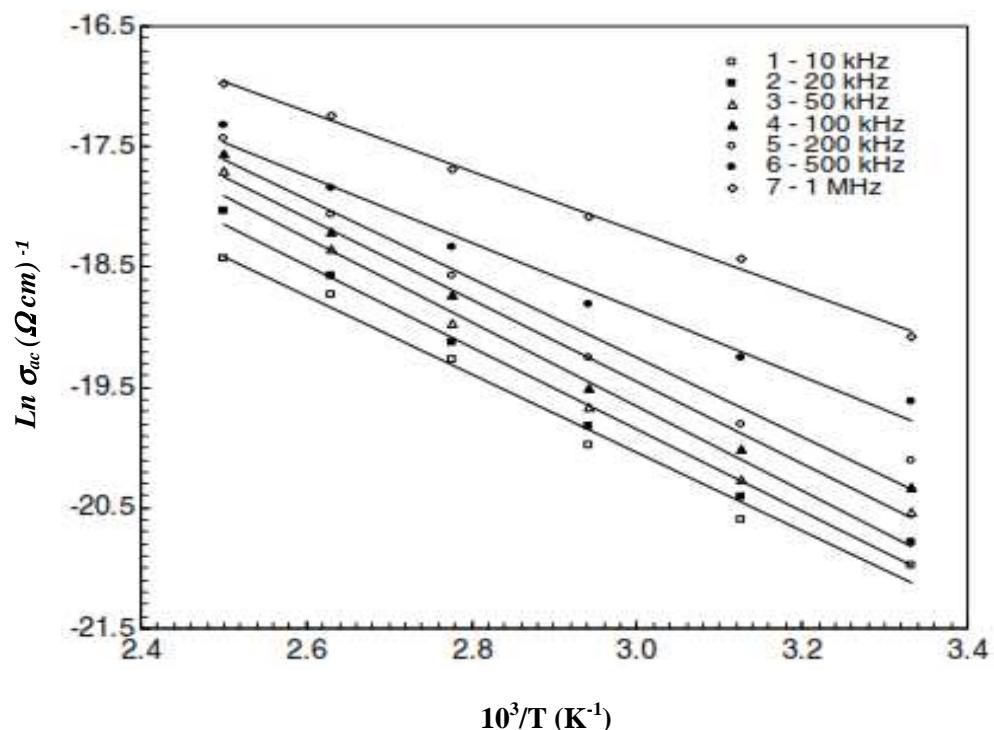
Où  $E_a$  est l'énergie d'activation et  $\sigma_a$  est une constante.

Un exemple de variation de  $\ln \sigma_{ac}(T)$  mesurée à différentes fréquences est représenté à la (Fig. II.6). D'autre part, les caractéristiques de la capacité-tension,  $C(V)$  et de la conductance,  $G/\omega(V)$  confirment que la résistance série de la structure est un paramètre important qui influe fortement les propriétés électriques et diélectriques de la structure en particulier en régime d'accumulation. Ainsi, la résistance série dépend fortement de la fréquence et décroît exponentiellement avec l'augmentation de la fréquence. En conséquence, la diminution progressive de la résistance série avec l'augmentation de la fréquence [26] conduit à l'augmentation de la conductivité électrique menant à une augmentation du courant de

Foucault, qui à son tour augmente la perte d'énergie  $\tan\delta$ , ce qui explique l'effet de la résistance série sur les propriétés électriques et diélectriques d'un composant.



**Fig. II. 5:** Variation de la conductivité dynamique en fonction de la fréquence d'un contact M/S [22].

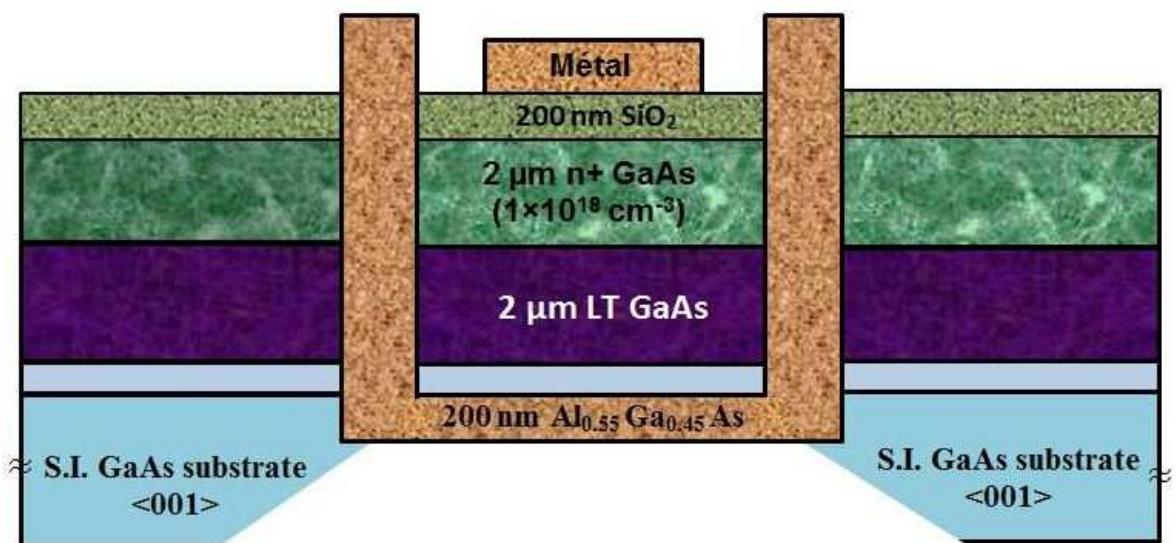


**Fig. II. 6:** Variation de la conductivité dynamique en fonction de la température d'une structure MIS, à différentes valeurs fréquences [46].

## II.8 Comportement diélectrique des multicouches à GaAs

Les lignes de transmission coplanaire et à micro-ruban, sont des éléments incontournables dans la conception des circuits intégrés. Une ligne de transmission est caractérisée par une impédance caractéristique, une constante d'affaiblissement (qui précise les pertes dans la ligne), et la vitesse de propagation des signaux, qui dépend du diélectrique utilisé.

Dans leurs études sur les lignes de transmission, T. Prodromakis et al [47] ont eu recours aux membranes de GaAs, qui est une technique bien connue pour la réduction de pertes dans les circuits intégrés hyperfréquences monolithiques (MMICs). En particulier, ils exploitent l'effet de la polarisation interfaciale, qui se présentent dans les structures métal, isolant et semi-conducteur, dans les lignes de transmissions micro-ruban et coplanaires à structures multicouches à base de GaAs (Fig.II.7). De telles structures sont en faveur d'une polarisation de type Maxwell-Wagner, qui peuvent être utilisées pour ressembler les caractéristiques diélectriques de matériaux de permittivité diélectrique élevée dits matériaux à "high-k". L'effet direct de ce mécanisme est la réduction importante de la vitesse de propagation dans une ligne de transmission qui peut être interprétée par l'effet d'un seul diélectrique à permittivité élevée.



**Fig. II. 7:** Représentation schématique de la structure multicouche à base de GaAs [47].

En d'autres termes, les dispositifs construits sur de tels substrats ont tendance à se comporter comme s'ils étaient déposés sur des substrats standards. Ce qui montre une bonne application de l'effet de la polarisation interfaciale et son influence sur la permittivité diélectrique.

Néanmoins, l'augmentation de la partie réelle de la permittivité effective relative  $\varepsilon_{r,eff}$  de telles structures est accompagnée d'une augmentation comparable de la partie imaginaire, comme il est suggéré par les relations de Kramers-Kronig, indiquant une augmentation des pertes diélectriques.

## **II.9 Conclusion**

Les études des propriétés diélectriques des différentes structures M/S, MIS et contact Schottky à hétérostructure ont montré l'effet important de la fréquence et de la température sur la dispersion des paramètres diélectriques et électriques des structures. La couche isolante native ou déposée sur le matériau semi-conducteur, la densité d'états d'interface et la fréquence du signal appliqué constituent des paramètres de base qui agissent sur la dispersion des propriétés diélectriques. Au niveau microscopique, un mécanisme de polarisation interfaciale dû aux porteurs de charges piégés est à l'origine de l'augmentation des composantes de la permittivité diélectriques en basses fréquences dans les structures M/S. De plus, les différents mécanismes de polarisation dus à la présence de la couche isolante dans les structures MIS contribuent aussi à la variation des paramètres diélectriques en particulier dans l'intervalle de basses fréquences. En outre, la polarisation de type Maxwell-Wagner dominant dans les milieux hétérogènes contribue, de plus des effets cités, à la variation des propriétés diélectriques des composants à hétérostructures. Cependant, l'effet des différents processus de polarisation diminue avec l'augmentation de la fréquence.

À propos de l'effet de la température sur les propriétés diélectriques, celui-ci est accentué avec l'augmentation de la température qui favorise les processus de polarisation de la couche isolante et les phénomènes d'interface des différentes structures. Ce qui explique la dépendance des propriétés diélectriques des structures étudiées aussi bien en fréquence qu'en température.

## **Chapitre 3**

# **INVESTIGATION DE LA DISPERSION FRÉQUENTIELLE DES PARAMÈTRES DE SORTIE**

---

### **III.1 Introduction**

Quand on traite les nouvelles technologies de transistors, le problème d'une modélisation précise de la dispersion à basse fréquence est immédiatement apparent [1]. Le phénomène de la dispersion dans les transistors à effet de champ pose des défis complexes [1, 2]. Ce phénomène se manifeste par une dépendance cruciale en fréquence des propriétés des composants telles que la transconductance, l'impédance ou la conductance de sortie [3-5]. La dispersion de l'impédance de sortie, par exemple, affecte d'une manière directe le gain d'un amplificateur dans les circuits intégrés analogiques. Dans les circuits intégrés numériques, un retard de propagation des signaux de sortie est noté dépendamment de la fréquence du signal d'entrée. Ce comportement limite ainsi l'utilisation de ces composants et des circuits intégrés en fonction de la fréquence. Plusieurs modèles [6-10] sont conçus, dans l'objectif est d'avoir une meilleure compréhension du phénomène de dispersion et de donner une meilleure précision dans la conception des circuits intégrés micro-ondes. La dispersion fréquentielle est souvent attribuée à la présence de pièges aux niveaux de la surface et aux régions d'interface [10-13]. En effet, aucun modèle théorique existant pour expliquer cette dispersion ne fait intervenir l'effet de pièges aux niveaux profonds. Ainsi, l'effet de pièges est souvent traduit par des cellules R-C, à une seule ou à multiples de constantes de temps, ou des sources de courant parasites. En outre l'ensemble de ces modèles s'intéressent aux variations des performances des composants en se basant sur les propriétés électriques des matériaux semi-conducteurs.

Récemment, le concept de la permittivité complexe [14, 15] est introduit pour décrire les propriétés électriques et diélectriques des matériaux et des composants semi-conducteurs [16-

18]. Deux principales quantités sont généralement considérées en fonction de la fréquence: la tangente de perte diélectrique et la conductivité dynamique. En particulier, la dépendance en fréquence de la tangente de perte diélectrique dans les semi-conducteurs dopés montre la contribution dominante des pertes de conduction [19], alors que ces pertes sont purement diélectriques dans des matériaux semi-isolants [20]. En se basant sur ce concept de permittivité complexe, nous nous sommes intéressés, dans ce chapitre à l'impact des propriétés diélectriques sur les paramètres de sortie du MESFET GaAs. Nous rappelons tout d'abord le phénomène de la dispersion fréquentielle, les différents modèles proposés, ainsi que son utilité dans la caractérisation des pièges qui sont à l'origine de ce phénomène de dispersion dans les MESFETs GaAs. Nous présentons ensuite notre étude portée sur la dispersion fréquentielle de la réactance et de la capacité de sortie des MESFETs GaAs en se basant sur le formalisme de la permittivité complexe d'un semiconducteur.

### III.2 Dispersion fréquentielle des caractéristiques des MESFETs GaAs

Les caractéristiques du courant de drain de MESFETs, mesurées en basses fréquences, ne reflètent pas exactement les caractéristiques de drain en hautes fréquences. En conséquence, les paramètres dérivés de ces caractéristiques: la transconductance et la conductance de sortie représentent également une variation, plus ou moins grande en fonction de la fréquence. Ces anomalies rencontrées souvent dans les composants MESFETs sont désignées par la dispersion fréquentielle. La dynamique lente des pièges est considérée comme la cause principale de cette dispersion des caractéristiques en fonction de la fréquence. Pour décrire ce comportement, deux sources de courant différentes s'avèrent indispensables; une source à basse fréquence et l'autre relative à la gamme des hautes fréquences. La source de courant alternatif  $I_{dsRF}$ , peut être obtenue par l'intégration de la transconductance  $g_m$  et de la conductance  $g_{ds}$  en régime petit signal afin de tenir compte de l'effet de pièges sur la dispersion de la transconductance et de la conductance du composant [21]:

$$I_{dsRF} = \int g_m dV_{gs} + \int g_{ds} dV_{ds} \quad (\text{III.1})$$

Cette représentation dans le schéma équivalent du transistor nécessite l'addition d'une branche capacitive couplée avec une résistance à la sortie du composant pour éliminer les

différences entre la conductance de sortie en hautes et basses fréquences. Si des pièges existent dans la région du canal sous la grille, leur occupation et en conséquence la largeur de la zone dépeuplée sous la grille sera dépendante de la fréquence du signal alternatif appliqué. La transconductance intrinsèque et la résistance du canal qui dépendent de l'épaisseur de la zone dépeuplée, dépendent ainsi de la fréquence. Le signal alternatif appliqué à la grille module également l'occupation des états de surface dans les régions interélectrodes. La modulation de la charge piégée dans ces régions provoque des zones dépeuplées dépendantes de la fréquence. En effet, l'épaisseur effective du canal dans ces régions dépend de la fréquence, qui à son tour induit une modulation en fréquence des résistances parasites associées à ces régions. En conséquence, la dépendance en fréquence de la transconductance extrinsèque  $g'_m(f)$  du composant résulte de la transconductance intrinsèque, la résistance du canal  $R_{ch}$ , et des résistances parasites de surface  $R_{gs}$  et  $R_{gd}$ , qui dépendent de la fréquence. Sa variation en fonction de la fréquence peut être donnée par la relation suivante [22]:

$$g'_m(f) = \frac{g_m(f)}{(1+2(R_{gs}(f)+R_{gd}(f)/R_{ch}(f)))^2} \quad (\text{III.2})$$

Où  $g_m(f)$  est la transconductance intrinsèque du composant.

D'autre part en réponse du signal alternatif appliqué au drain, la perturbation de la concentration d'électrons se produit principalement au voisinage de la zone dépeuplée de la surface et l'interface entre le canal et le substrat. Les pièges profonds localisés à l'interface couche active ou couche tampon et le substrat semi-isolant [13] sont à l'origine donc de la dispersion fréquentielle de la conductance de sortie [3,8, 13, 23]. Avec l'augmentation des tensions de polarisation, la modulation de la tension de drain influe directement sur la largeur de la zone de déplétion à l'interface [3]. Sur le côté du substrat, la tension de drain favorise l'injection des électrons à partir du canal. Par conséquent, le courant de drain est diminué dû à ce phénomène [24] ce qui augmente la dispersion de la conductance notamment en régime de saturation. La conductance de sortie présente généralement une dispersion positive, dans les deux régimes de fonctionnement du transistor: régime linéaire et de saturation [3].

En considérant l'effet de pièges caractérisé par une constante de temps  $\tau$ , la dispersion fréquentielle de la conductance de sortie dans un MESFET peut être modélisée par l'expression suivante [23]:

$$g_{ds}(\omega) = g_d(dc) + \frac{g_t \omega^2 \tau^2}{(1+\omega^2 \tau^2)} \quad (\text{III.3})$$

Où  $g_t$  est une conductance associée au pièges, et  $g_d$  ( $dc$ ) est la conductance statique du composant.

À fréquences basses, la conductance prend des valeurs proches de la conductance statique. Quand la fréquence augmente, le potentiel du substrat est plus élevé en raison de la largeur de déplétion à l'interface qui ne peut pas répondre au signal alternatif rapide. Ce potentiel élevé, favorise beaucoup plus l'injection d'électrons d'où l'augmentation de la conductance de sortie à des fréquences plus élevées.

### **III.3 Modèles pour la dispersion fréquentielle**

Afin de développer une conception précise des circuits intégrés à base de MESFETs, la dispersion fréquentielle a été l'objet de nombreuses études de modélisation. L'une des premières tentatives pour concevoir un modèle de circuit équivalent de la dispersion fréquentielle de l'impédance de sortie utilise une branche composée d'une résistance et un condensateur en série, montée en parallèle avec la résistance de sortie du composant [25]. Bien que cette approche décrit avec succès le comportement de l'impédance de sortie en régime statique et en micro-ondes à un point donné de polarisation, elle ne peut pas prédire les caractéristiques du composant pour plusieurs conditions de polarisation ou de la dispersion correspondante de la transconductance. Ce modèle a été ensuite modifié pour inclure certains effets de polarisation, mais sans prédire la dispersion de la transconductance. Certains chercheurs ont choisi d'ignorer les caractéristiques statiques du composant et d'utiliser uniquement les données en régime dynamique dans le procédé d'extraction de paramètres utilisés pour concevoir leurs modèles [26]. Alors que cette technique soit exploitée d'une manière efficace pour certaines applications de circuits dans le domaine des micro-ondes, elle ne parvient pas, cependant, à prédire avec précision les caractéristiques des dispositifs en régime statique. Ceci peut être extrêmement important dans plusieurs autres applications où le composant est utilisé comme une source de courant pour les circuits intégrés micro-ondes monolithiques, MMIC par exemple. Autres éléments s'avèrent donc nécessaires pour une meilleure modélisation de ce phénomène de dispersion fréquentielle. En effet, Scheinberg et al [27] ont conçu un modèle amélioré en utilisant une résistance supplémentaire, un condensateur et une source de courant dépendante. Ce modèle prédit avec succès l'existence

d'une dispersion fréquentielle non seulement de la résistance de sortie du composant, mais également de la transconductance. La dispersion prédictive du modèle, cependant, dépend de l'existence d'une différence de tension et d'une résistance de grande valeur entre les contacts de substrat et de la source [28].

Néanmoins, le phénomène de la dispersion fréquentielle reste encore un centre d'intérêt important dans le domaine des composants à semi-conducteurs.

### III.4 Caractérisation des pièges via les dispersions fréquentielles

La dispersion fréquentielle des caractéristiques des MESFETs est un moyen utile pour comprendre la physique impliquée d'une part [23], et de déterminer la signature des pièges qui sont à l'origine des anomalies observées d'autre part. On a remarqué, que le procédé de dispersion de l'impédance de sortie est plus sensible aux pièges profonds que celui de la dispersion de la transconductance [29]. Ceci est utile uniquement si le signal est assez fort [30]. Etant caractérisés par des constantes de temps relativement lentes, les pièges affectent plus ou moins les performances du composant selon la fréquence du signal alternatif appliqué. Dans la gamme de fréquences basses, le signal est lent par comparaison à la constante de temps de pièges, les valeurs alternatives des paramètres caractérisant, restent ainsi proches de leurs valeurs statiques. Quand la fréquence augmente, les variations des paramètres commencent à être observées. Ces variations sont maximales lorsque la période du signal appliqué est proche de la constante de temps de pièges. En augmentant encore la fréquence, la différence entre la constante de temps de pièges et la période du signal augmente. En conséquence, l'effet de pièges diminue donnant une diminution de la dispersion des paramètres du composant, qui obtiennent de nouveau des valeurs constantes dans la gamme de fréquences élevées [31]. En considérant l'effet de pièges modélisé dans le cas le plus simple, par un circuit  $R_tC_t$  série monté en parallèle à la sortie du MESFET, l'expression de l'admittance de sortie en fonction de la fréquence et des paramètres de pièges, prend la forme suivante [32]:

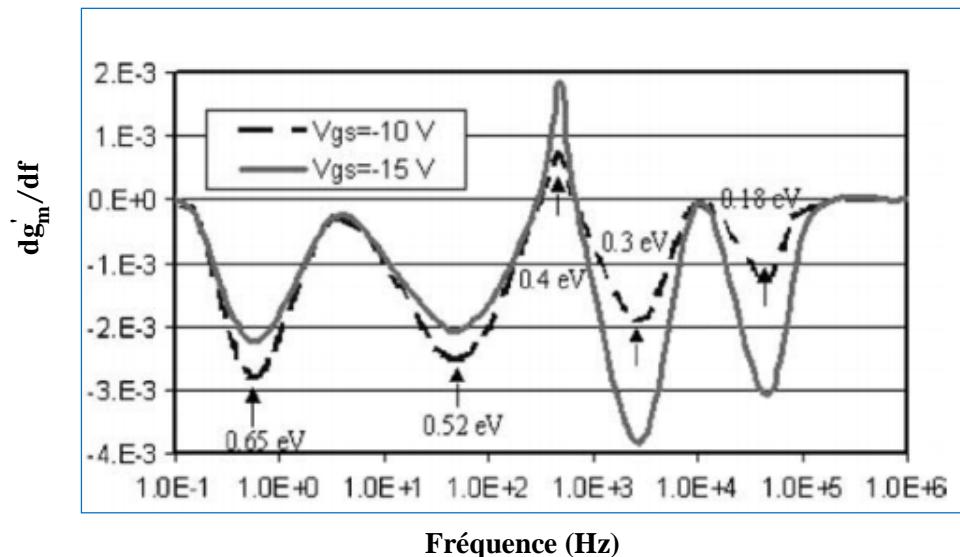
$$Y_{22} = g_{ds}(\omega) + j \left( \frac{g_t \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \right) \quad (\text{III.4})$$

Avec la constante de temps de pièges est  $\tau = C_t/g_t$ . Selon cette équation, la dérivée de la susceptance; la partie imaginaire de l'admittance, s'annule à la fréquence caractéristique des pièges  $f_C$ , ce qui correspond à un pic sur le tracé de la susceptance en fonction de la fréquence. Ce pic observé également dans la phase de l'admittance de sortie détermine la constante de temps des pièges dominants dans les composants MESFETs ou HEMTs [33]. La fréquence du pic est reliée à la constante de temps de pièges et à la température par l'équation [34]:

$$\frac{1}{\tau} = 2\pi f_C = \frac{\sigma_\infty v_{th} N_C}{g} \exp\left(-E_a/K_B T\right) \quad (\text{III.5})$$

Avec,  $K_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température du composant,  $v_{th}$  est la vitesse thermique moyenne,  $N_C$  est la densité effective d'états dans la bande de conduction,  $g$  est le facteur de dégénérescence et  $\sigma_\infty$  est la section efficace de capture à température infinie. La fréquence caractéristique d'un piège est directement proportionnelle au taux d'émission de piège qui est thermiquement activé. En effet, la dépendance en température de la fréquence du pic facilite le calcul du niveau d'énergie de piège à partir de la pente du tracé  $\ln(f_C/T^2)$  en fonction de  $1/K_B T$  [34]. Deux types de pièges à l'interface canal substrat situés aux niveaux d'énergies 0.4 eV et 0.73 eV, sont déterminés par Y. Hasimu et al [3] qui sont à l'origine de la dispersion fréquentielle de la conductance de sortie dans un MESFET GaAs. Des valeurs obtenues de l'énergie d'activation d'environ 0.80-0.82 eV [35] et des sections de capture des électrons et des trous respectivement de  $10^{-13} \text{ cm}^2$  et  $10^{-15} \text{ cm}^2$  [33, 36] sont également déterminées par ce procédé. La dispersion fréquentielle de la transconductance est utilisée aussi comme un moyen pour explorer les pièges associés à cette dispersion. Bien que la dispersion fréquentielle de la transconductance est couramment associée à la dynamique des pièges de surface dans les composants MESFETs, celle-ci est utilisée également pour étudier à la fois les pièges en volume et en surface dans les structures des MESFETs 4H-SiC [37]. Etant donné que les pièges en volume, existant dans la région du canal, affectent d'une manière directe la transconductance intrinsèque et la résistance du canal, et les pièges de la surface influent sur les valeurs des résistances parasites entre les contacts. Par conséquent, les mesures de la transconductance extrinsèque permettent de déterminer les pièges de surface, aussi bien que les pièges de volume, présents dans les structures des MESFETs. Ainsi, les changements de pente dans le tracé de la transconductance en fonction de la fréquence reflètent les réponses des pièges à des fréquences spécifiques. Les fréquences caractéristiques

des pièges sont déterminées à partir des pics relevés du tracé de la dérivée de la transconductance par rapport à la fréquence, comme il est montré à la figure III.1.



**Fig. III. 1:** Variation du différentiel de la transconductance en fonction de la fréquence pour deux tensions différentes de polarisation de grille [37].

Afin de distinguer entre les pièges de surface et les pièges de volume, la transconductance est mesurée à des tensions  $V_{gs}$  différentes. L'augmentation de  $V_{gs}$  se traduit directement par une augmentation du courant de fuite, en conséquence, un remplissage supplémentaire de pièges de surface par les porteurs entraîne une augmentation de la grandeur de la dispersion fréquentielle pour les pics relatifs aux pièges de surface ce qui montre la Fig. III.1. La diminution des hauteurs de pics avec l'augmentation de  $V_{gs}$  indique la contribution des pièges de volume localisés dans la région du canal. Cette diminution est due à l'augmentation de la résistance du canal [37].

Un autre paramètre important dans la caractérisation des pièges est leur concentration, celle-ci est déterminée par la méthode de conductance en régime dynamique [3]. Cette méthode est couramment adoptée comme une technique fiable utilisée pour extraire la densité de pièges d'interface des capacités MOS [38]. Dans le cas du MESFET, les électrodes source et drain du composant sont toutes les deux reliées à la masse, en effet les dépendances fréquentielles

de la capacité de grille et de la conductance sont mesurées comme dans le cas d'une diode Schottky. En conséquence, les processus de capture et d'émission des porteurs à partir des niveaux de pièges mènent à une conductance parallèle à la capacité de grille.

En fonction de la fréquence, la conductance parallèle montrent des pics à des fréquences caractéristiques reliées aux constantes de temps des pièges. Ainsi, la concentration de pièges  $D_{it}$  est obtenue à partir de la valeur de la conductance  $G_p$  correspondante à la fréquence du pic ( $f_C=1/\tau$ ), selon la relation donnée comme suit [38]:

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qD_{it}}{2\omega\tau} \ln(1 + \omega^2\tau^2) \quad (\text{III.6})$$

### **III.5 Motivation**

La plupart des modèles proposés pour l'étude du phénomène de la dispersion fréquentielle dans les MESFETs GaAs sont centrés sur les propriétés électriques des matériaux semi-conducteurs de ces composants. Par ailleurs, les propriétés diélectriques représentées par la permittivité diélectrique représentent une variation en fonction de la fréquence. En particulier, la variation de la tangente de perte diélectrique montre un comportement diélectrique dans les matériaux semi-isolants. Néanmoins, jusqu'à des fréquences micro-ondes, la tangente de perte diélectrique dans les semi-conducteurs dopés provient principalement du mécanisme de conduction de porteurs de charge [19]. En conséquence la permittivité diélectrique d'un matériau semi-conducteur s'avère une propriété importante dans la modélisation, des matériaux semi-conducteurs et des composants en fonction de la fréquence [39]. Il est dans ce contexte, que nous étudions l'effet de la tangente de perte diélectrique de l'arsénure de gallium sur les propriétés électriques des MESFETs GaAs. Cet effet est particulièrement mis en évidence pour les paramètres de sortie, à savoir, la réactance et la capacité de sortie.

### III.6 Notion de capacité complexe

Le comportement diélectrique d'un matériau semi-conducteur sous l'action d'un champ alternatif est souvent décrit par la permittivité diélectrique complexe,  $\epsilon^*(\omega)$ , donnée par l'expression suivante [14, 20]:

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_0 \epsilon_r (1 - j \tan \delta) \quad (\text{III.7})$$

$$\tan \delta = \tan \delta_d + \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} \quad (\text{III.8})$$

$\tan \delta$  est la tangente de perte diélectrique totale, qui est la somme de perte purement diélectrique  $\tan \delta_d$  et les pertes de conduction. La prédominance d'un mécanisme de pertes par rapport à l'autre dépend de la fréquence et de la température du semi-conducteur [20]. Dans le cas des semi-conducteurs dopés, la tangente de perte diélectrique se réduit au second terme relié à la conductivité  $\sigma$  [19,20]:

$$\epsilon^* = \epsilon_0 \epsilon_r (1 - j \tan \delta) = \epsilon_0 \epsilon_r \left( 1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} \right) \quad (\text{III.9})$$

Selon cette base on a exprimé la capacité associée à un matériau semi-conducteur par:

$$C_s^*(f) = \epsilon_0 \epsilon_r (1 - j \tan \delta) K \quad (\text{III.10})$$

$$C_s^*(f) = C_0 - j C_p(f) \quad (\text{III.11})$$

$$C_0 = K \epsilon_0 \epsilon_r \quad (\text{III.12})$$

$$C_p(f) = C_0 \tan \delta \quad (\text{III.13})$$

Où  $K$  est un facteur géométrique; rapport de la surface à l'épaisseur.

$$K = \frac{S}{d} \quad (\text{III.14})$$

Donc, chaque capacité est composée d'une partie réelle représentant la capacité géométrique et une partie imaginaire reliée aux pertes et qui varie en fonction de la fréquence.

$$C_s^*(f) = C_0 (1 - j \tan \delta) \quad (\text{III.15})$$

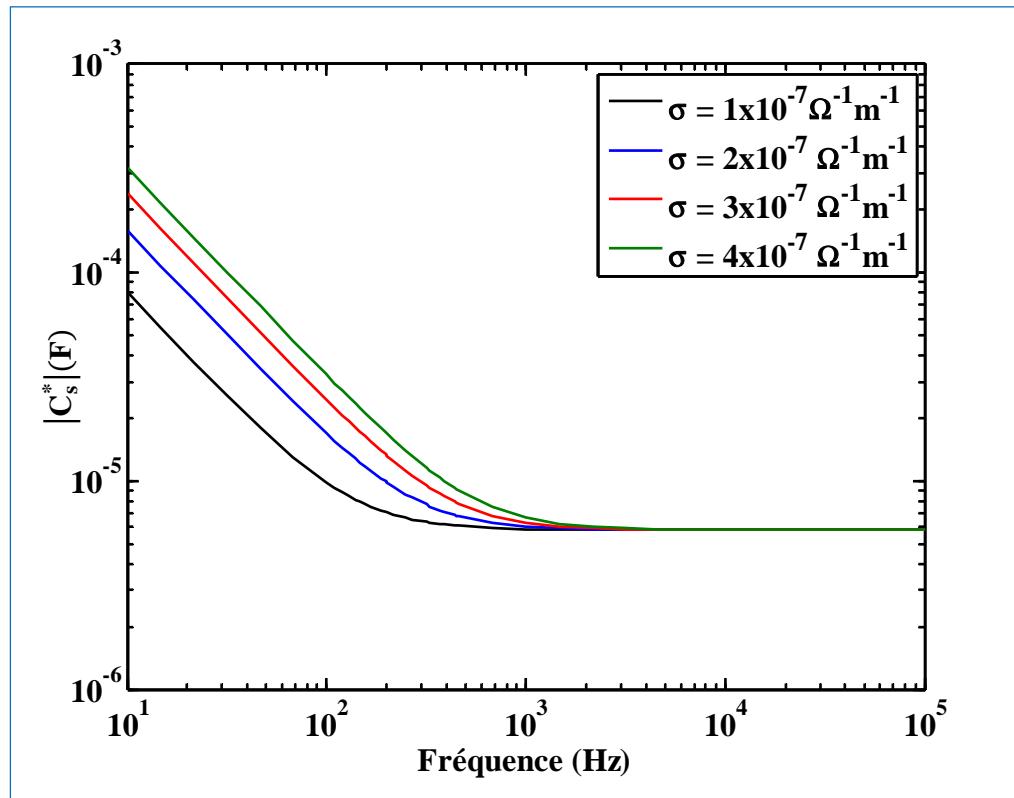
Le module de la capacité est donnée par:

$$|C_S^*(f)| = C_0 \sqrt{1 + \tan^2 \delta} \quad (\text{III.16})$$

$$|C_S^*(f)| = C_0 \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau_D}\right)^2} \quad (\text{III.17})$$

$$\tau_D = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\sigma} \quad (\text{III.18})$$

Il est à noter que la capacité est caractérisée par le temps de relaxation diélectrique  $\tau_D = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\sigma}$  qui est inversement proportionnel à la conductivité. La capacité est d'autant plus élevée que la fréquence est faible, à des fréquences élevées elle tend à une valeur minimale  $C_0$ . Pour étudier l'effet de la conductivité, on a tracé à la figure III.2 la variation de la capacité en fonction de la fréquence, à différentes valeurs de la conductivité. En effet, plus la conductivité est élevée, plus la variation de la capacité est remarquable.



**Fig. III. 2:** Variation de la capacité en fonction de la fréquence à différentes valeurs de la conductivité:  $\sigma = 1 \times 10^{-7}$  à  $4 \times 10^{-7} \Omega^{-1} m^{-1}$ .

### III.6.1 Admittance et réactance équivalente de la capacité complexe

L'admittance  $Y_C$  correspondante à la capacité complexe est :

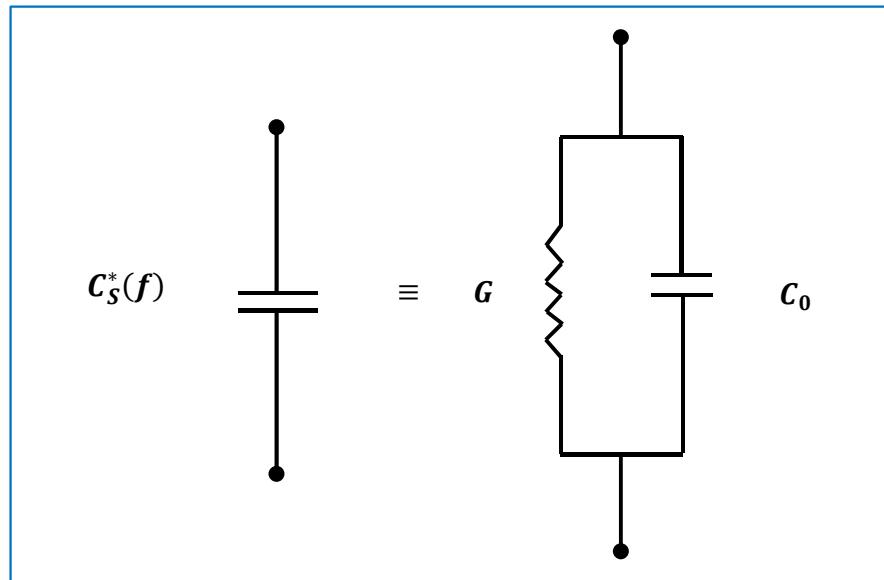
$$Y_C(\omega) = j\omega C_S^*(\omega) = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r (1 - jt\tan\delta)K = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r K + \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r K t \tan\delta \quad (\text{III.19})$$

Elle peut se mettre sous la forme suivante:

$$Y_C(\omega) = j\omega C_0 + G \quad (\text{III.20})$$

Avec  $G = \omega C_0 t \tan\delta$  est une conductance.  $Y_C$  est donc l'admittance équivalente d'une capacité pure  $C_0$ , montée en parallèle avec une conductance,  $G$ , qui traduit les pertes de conduction dans le matériau (Fig.III.3). La tangente de perte qui décrit quantitativement ces pertes représente donc le rapport du courant résistif,  $I_R$ , au courant capacitif  $I_C$  [40].

$$\tan\delta = \frac{G}{\omega C_0} = \frac{I_R}{I_C} \quad (\text{III.21})$$



**Fig. III. 3:** Circuit équivalent d'une capacité complexe.

### III.6.2 Effet des pertes sur la réactance

L'expression de la réactance,  $X_C$ , correspondante à la capacité complexe est donnée par:

$$X_C(\omega) = \frac{1}{C_0 \left( \frac{\omega_r^2}{\omega} + \omega \right)} \quad (\text{III.22})$$

$$\omega_r = 2\pi f_r \quad (\text{III.23})$$

Le tracé de la réactance,  $X_C$ , équivalente à la capacité complexe en fonction de la fréquence (Fig.III.4) montre bien un pic de la réactance atteint pour la fréquence de relaxation  $f_r = \frac{1}{\tau_D}$ .

Pour cette fréquence le courant ohmique devient égal au courant capacitif ( $\tan\delta = 1$ ) et la réactance atteint sa valeur maximale:

$$X_{Max} = \frac{1}{2C_0 \omega_r} \quad (\text{III.24})$$

À des fréquences inférieures ou supérieures à la fréquence de relaxation la réactance tend vers des valeurs minimales. Pour des fréquences supérieures à la fréquence de relaxation ( $\omega > \omega_r$ ), le courant ohmique diminue et la réactance devient plus capacitive et peut être donnée par l'expression:

$$X_C(\omega) = \frac{1}{C_0 \omega} \quad (\text{III.25})$$

D'autre part, le courant ohmique devient dominant, pour des fréquences inférieures à la fréquence de relaxation ( $\omega < \omega_r$ ), la tangente de perte prend des valeurs élevées et la réactance diminue à mesure que la fréquence diminue. Ainsi, on note la diminution de la réactance capacitive quand la conductivité augmente avec un décalage de la fréquence du pic vers les fréquences élevées. Le tracé de la tangente des pertes à différentes valeurs de la conductivité illustré à la figure. III. 5, montre la tendance générale des pertes de conduction qui s'accentuent à des fréquences basses [41]. Le tracé montre également l'augmentation des pertes avec la conductivité.

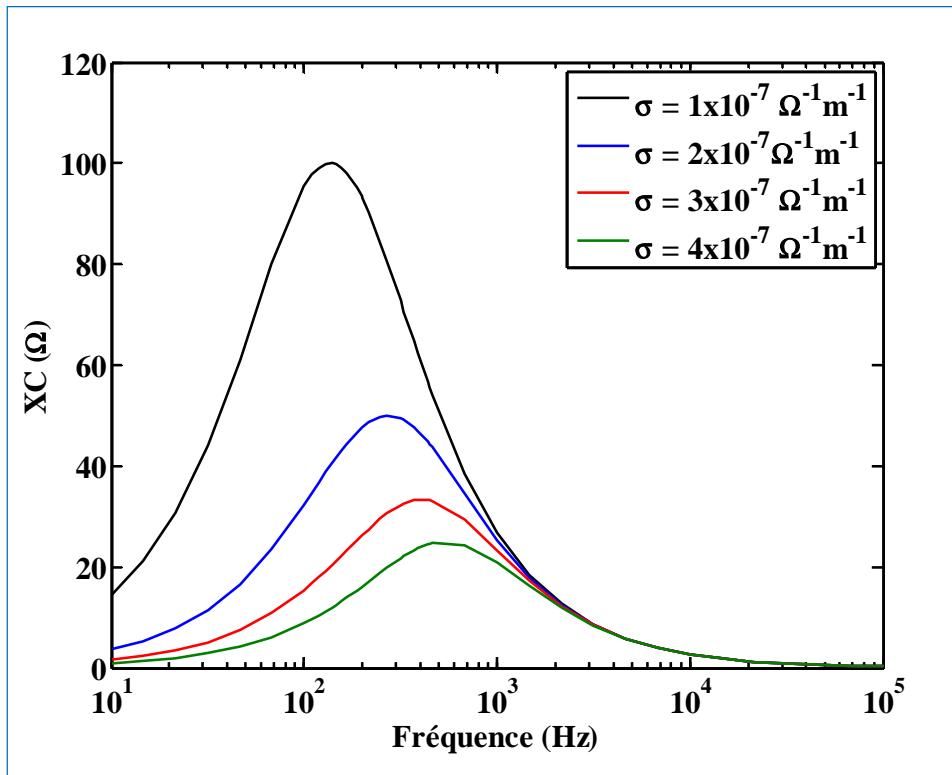


Fig. III. 4: Variation de la réactance en fonction de la fréquence, à différentes valeurs de la conductivité:  $\sigma = 1 \times 10^{-7}$  à  $4 \times 10^{-7} \Omega^{-1}m^{-1}$ .

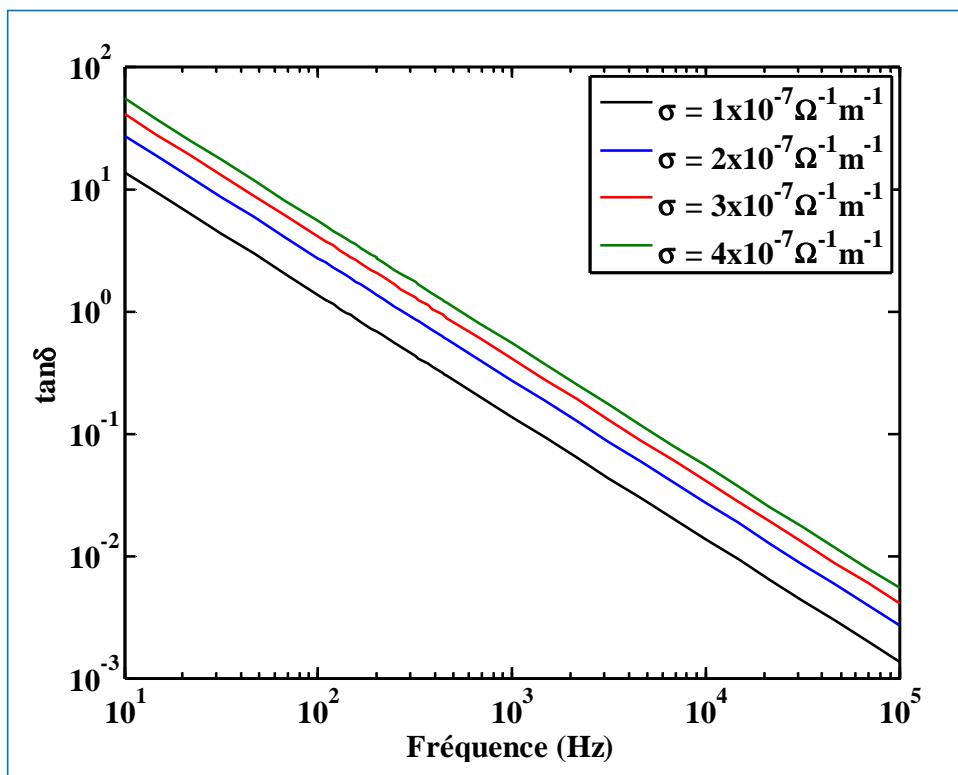


Fig. III. 5: Variation de la tangente de perte en fonction de la fréquence à différentes valeurs de la conductivité:  $\sigma = 1 \times 10^{-7}$  à  $4 \times 10^{-7} \Omega^{-1}m^{-1}$ .

## III.7 Résultats expérimentaux

### III.7.1 Mise en évidence du phénomène de dispersion

La caractérisation de la dispersion fréquentielle des MESFETs est typiquement effectuée au moyen d'une des trois approches suivantes: les mesures des caractéristiques courant-tension en régime impulsif (I-V pulsés), les mesures de la réponse transitoire du courant de drain dans le domaine temporel, et la mesure directe dans le domaine fréquentiel. La mesure directe des caractéristiques en régime de petits signaux d'un composant dans le domaine fréquentiel est généralement considérée comme l'une des techniques les plus fiables pour la caractérisation de la dispersion fréquentielle [2]. Dans cette approche, le dispositif est polarisé au point de fonctionnement donné, un petit signal sinusoïdal est superposé afin de mesurer l'admittance de sortie et la transconductance en fonction de la fréquence. Ce procédé est adopté dans notre cas où l'impédance de sortie est obtenue par des mesures du module et de la phase  $\varphi$  sur des composants MESFETs GaAs commerciaux. Les mesures sont effectuées au moyen d'un analyseur d'impédance dans une gamme de fréquences de 10 Hz à 10 kHz à différentes valeurs de tension grille-source  $V_{gs}$  et tension drain-source  $V_{ds}$ , à température ambiante. Les mesures relevées de l'impédance de sortie sont mises sous la forme de l'expression analytique suivante:

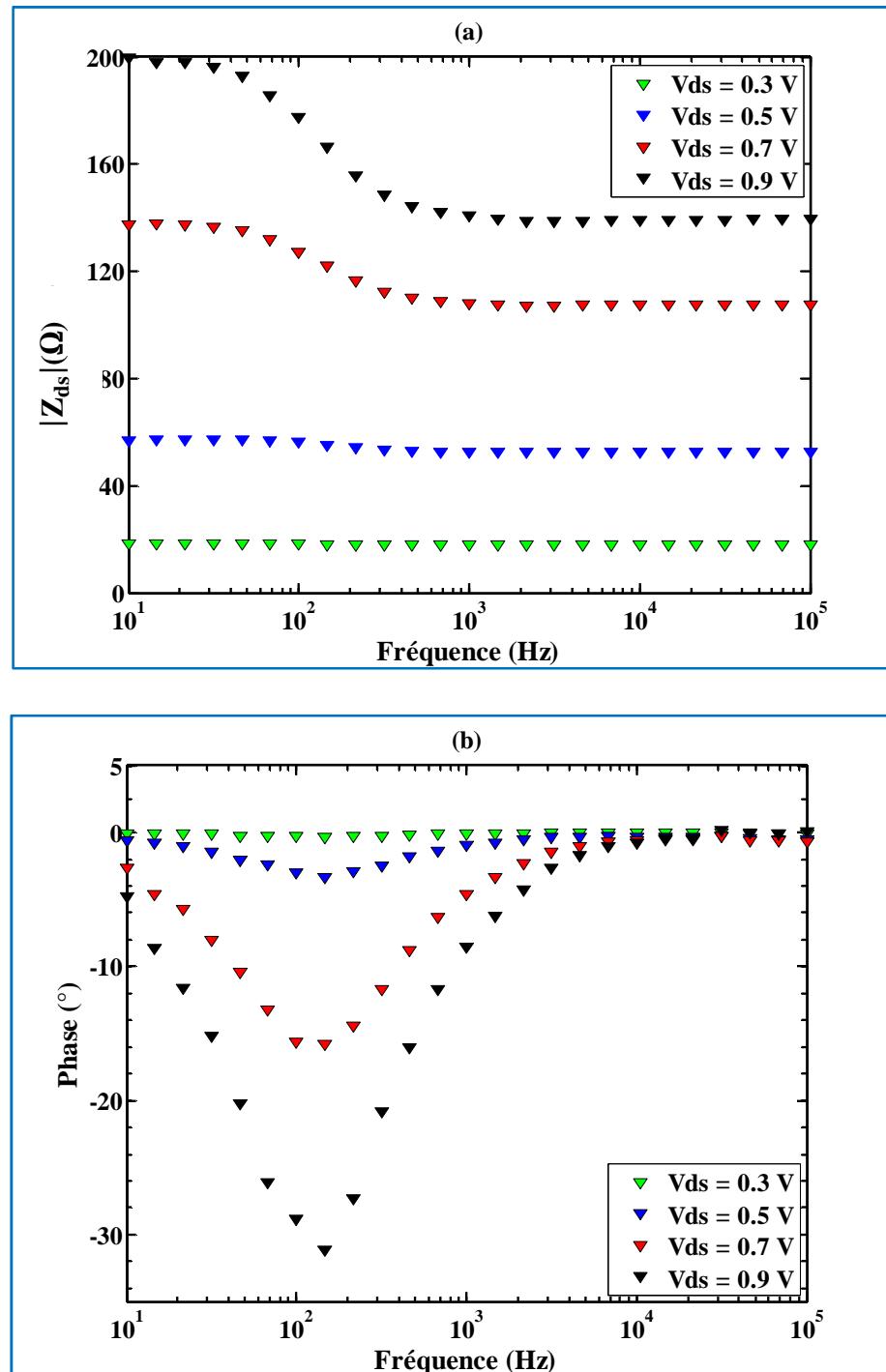
$$z_{ds}(\omega) = |z_{ds}|(\cos\varphi + j\sin\varphi) \quad (\text{III.26})$$

Les valeurs négatives de la partie imaginaire indiquent un comportement capacitif de l'impédance de sortie. Elle est exprimée alors en fonction de la réactance capacitive  $X_{ds}$  comme suit:

$$Z_{ds}(\omega) = R_{ds} - jX_{ds} \quad (\text{III.27})$$

La figure III.6 illustre un exemple typique de la variation du module et de la phase de l'impédance de sortie en fonction de la fréquence, mesurées à  $V_{gs} = 0$  V et à différentes valeurs de la tension  $V_{ds}$ . La figure montre clairement une forte dépendance en fréquence de l'impédance de sortie. Cette variation est d'autant plus élevée que la fréquence est inférieure à 1 kHz. Ce comportement de dispersion à basses fréquences est souvent observé dans les composants MESFETs à des fréquences inférieures à des centaines de kHz. Les pièges responsables de ce phénomène ont des constantes de temps allant de 1  $\mu$ s à 1 ms [42]. Ce qui correspond à des fréquences appartenant à l'intervalle de 100 Hz à 100 kHz. On a montré que

même à des fréquences de fonctionnement plus élevées, les pièges peuvent influer les caractéristiques des composants, en raison de la quantité nette totale de la charge piégée ou mobile qui affecte le potentiel et le champ électrique.



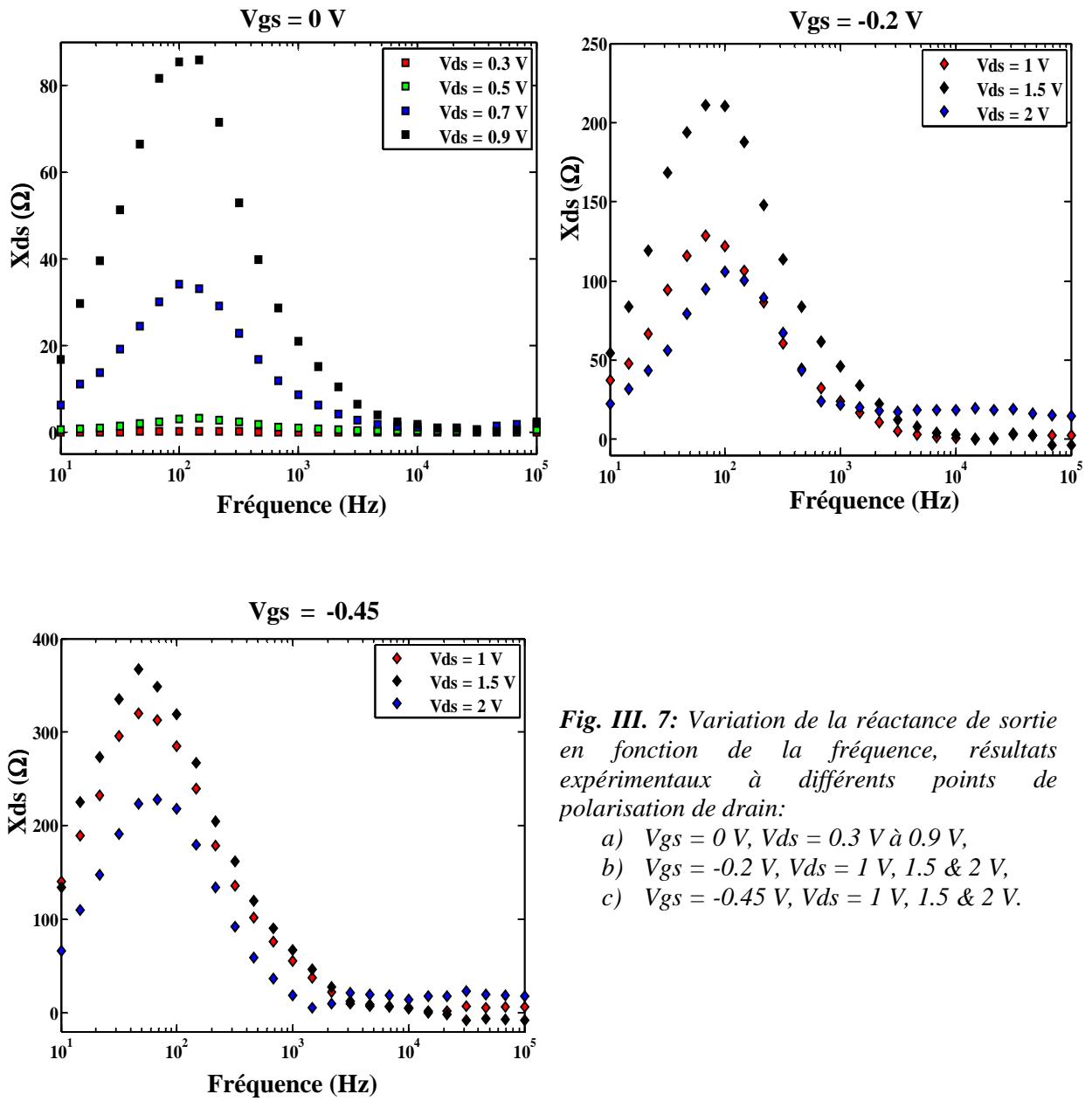
**Fig. III. 6:** Illustration du phénomène de dispersion fréquentielle dans un MESFET GaAs sous différents points de polarisation :  $V_{gs} = 0 \text{ V}$ ,  $V_{ds} = 0.3 - 0.9 \text{ V}$ . a) dispersion du module de l'impédance de sortie, b) dispersion de la phase de l'impédance de sortie.

Dans notre cas, la phase de l'impédance de sortie atteint un pic à une fréquence autour de la valeur de 100 Hz, au-delà duquel elle diminue pour s'approcher d'une valeur quasiment nulle à des fréquences élevées ( $f \geq 10^3$  Hz). Ceci est en accord avec les différentes études effectuées dans ce domaine. En particulier, on a indiqué des pièges ayant des constantes de temps de l'ordre de 0.14 ms à 17 ms qui sont associés à la dispersion fréquentielle de l'impédance de sortie de MESFETs GaAs [25, 43].

### III.7.2 Influence de la polarisation de drain

#### a) Cas de la réactance de sortie

Afin de mettre en évidence l'influence des conditions de polarisation sur le phénomène de dispersion des paramètres de sortie du transistor, plusieurs mesures ont été effectuées en variant les tensions de polarisation de drain et de la grille. La figure III. 7 montre la variation de la réactance de sortie mesurée à différentes tensions de drain en fixant la tension de grille  $V_{gs}$ . Des remarques importantes peuvent être tirées à partir de ces tracés; le phénomène de dispersion est remarquable en basses fréquences d'un côté et en augmentant la tension de polarisation de drain de l'autre côté. En outre, quand la fréquence augmente, pour les différentes valeurs des tensions de polarisation, la réactance de sortie augmente jusqu'à une valeur maximale à une fréquence spécifique de 100 Hz, au-delà du quelle elle diminue pour se rapprocher d'une valeur nulle. De plus, l'effet de pièges est aussi influé par les tensions de polarisation. En particulier, la tension de drain augmente le potentiel du canal et la région de déplétion de surface s'étend plus profondément. Par conséquent, le taux d'injection d'électrons à partir du canal dans le substrat ainsi que la probabilité de capture de porteurs augmentent. Étant donné que la probabilité de capture est proportionnelle au produit de la concentration d'électrons et de la densité de pièges ionisés, la perturbation des pièges ionisés se produit autour de la région de déplétion du côté du substrat affectant ainsi les caractéristiques de sortie. Ce qui explique le fait remarquable du phénomène de dispersion avec la tension de polarisation  $V_{ds}$ . Dans certains cas, les pics peuvent se décaler aussi en fonction des tensions de polarisation. Ce comportement observé également dans des composants HEMTs est dû à une émission typique des porteurs piégés assistée par le champ [23,46]. Le décalage est important dans un tel cas où la tension de polarisation est assez importante [23].



**Fig. III. 7:** Variation de la réactance de sortie en fonction de la fréquence, résultats expérimentaux à différents points de polarisation de drain:

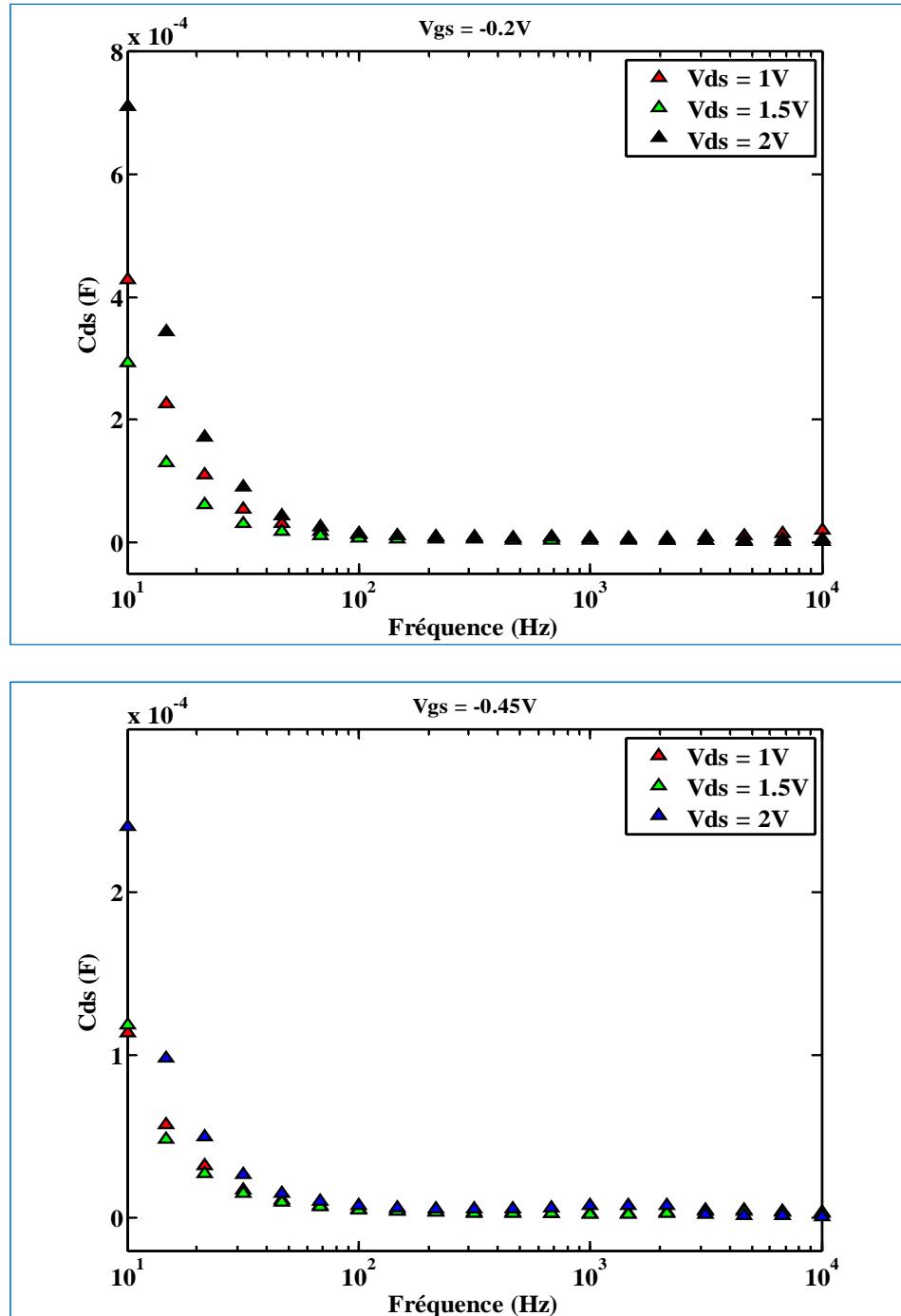
- $V_{gs} = 0 \text{ V}, V_{ds} = 0.3 \text{ V à } 0.9 \text{ V}$ ,
- $V_{gs} = -0.2 \text{ V}, V_{ds} = 1 \text{ V}, 1.5 \text{ & } 2 \text{ V}$ ,
- $V_{gs} = -0.45 \text{ V}, V_{ds} = 1 \text{ V}, 1.5 \text{ & } 2 \text{ V}$ .

### b) Cas de la capacité de sortie

La capacité de sortie est déterminée à partir du module de l'impédance de sortie selon l'expression suivante:

$$C_{ds}(\omega) = \frac{1}{\omega X_{ds}(\omega)} = -\frac{1}{\omega |Z_{ds}| \sin \varphi} \quad (\text{III.28})$$

Le tracé de la capacité en fonction de la fréquence est donné à la figure III.8 pour différentes tensions de polarisation  $V_{ds} = 1\text{V}$ ,  $1.5\text{ V}$  &  $2\text{ V}$  et à deux tensions de polarisation grille-source,  $V_{gs} = -0.2\text{ V}$  &  $-0.45\text{ V}$ .



**Fig. III. 8:** Variation de la capacité de sortie en fonction de la fréquence, résultats expérimentaux à différents points de polarisation de drain:

- a)  $V_{gs} = -0.2\text{ V}$ ,  $V_{ds} = 1\text{ V}$ ,  $1.5\text{ V}$  &  $2\text{ V}$ ,
- b)  $V_{gs} = -0.45\text{ V}$ ,  $V_{ds} = 1\text{ V}$ ,  $1.5\text{ V}$  &  $2\text{ V}$

La capacité de sortie,  $C_{ds}$ , montre une variation importante dans l'intervalle de 10 Hz à 1 kHz, où le maximum de variation est noté au voisinage d'une fréquence de 100 Hz. À des fréquences élevées la capacité atteint un régime de saturation où elle devient invariable en fonction de la fréquence. Le plus remarquable dans ce tracé et les autres mesures effectuées sont les valeurs élevées de la capacité notées en basses fréquences. Des études ont déjà mentionné des valeurs élevées de la capacité de sortie mesurée à basses fréquences [28,44]. Cependant, la majorité des études donnent des valeurs de l'ordre de picofarad dans la gamme de fréquences élevées, concordant avec nos données expérimentales quand la fréquence augmente. Néanmoins, le choix d'un seul élément de capacité de l'ordre de microfarads pour modéliser la capacité de sortie est difficile à justifier sur une base physique. Il est alors préférable d'adopter un modèle qui est capable de prédire ces valeurs élevées de capacité de sortie apparente sans avoir recours à des éléments de capacité de valeur excessive.

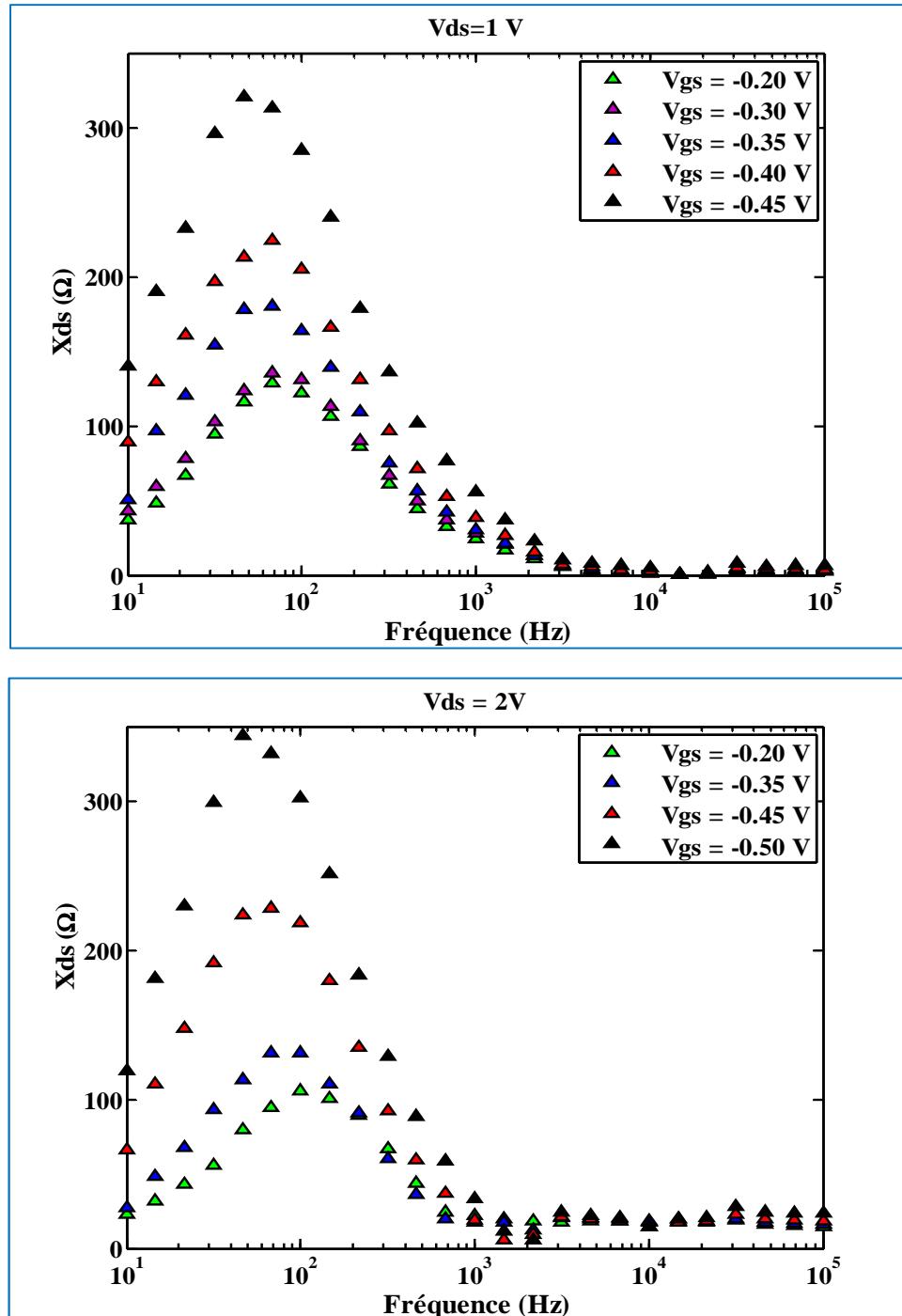
Comme dans le cas de la réactance, la capacité de sortie est affectée par la tension de polarisation appliquée au drain, ceci est dû principalement à l'augmentation de l'injection d'électrons du canal dans le substrat qui réduit la concentration des pièges ionisés. La charge piégée à l'interface affecte d'une manière directe les épaisseurs des zones dépeuplées ainsi que les valeurs des capacités associées.

### III.7.3 Influence de la polarisation de grille

#### a) Cas de la réactance de sortie

Du point de vue fonctionnement, la polarisation inverse appliquée à la grille crée une zone dépeuplée sous ce contact qui commande l'épaisseur effective du canal. Afin de montrer l'effet de la tension de polarisation de grille,  $V_{gs}$ , sur la variation de la réactance de sortie, celle-ci est tracée à différentes tensions de  $V_{gs}$  en fixant la tension drain-source (Fig. III. 9). L'augmentation de la tension  $V_{gs}$  est accompagnée d'une augmentation de la réactance notamment à partir de la tension  $V_{gs} = -0.35$  V. De même que pour la tension  $V_{ds}$ , l'augmentation de la tension  $V_{gs}$  augmente d'avantage le potentiel dans la couche active, en particulier dans le côté de drain. En conséquence, les électrons acquièrent assez d'énergie cinétique pour être dispersés à travers les barrières de potentiel en raison du champ électrique élevé. Ces électrons écartés sont facilement piégés au niveau de l'interface canal/substrat. Ce qui augmente la largeur de la zone dépeuplée côté canal, et fait diminuer l'épaisseur de la

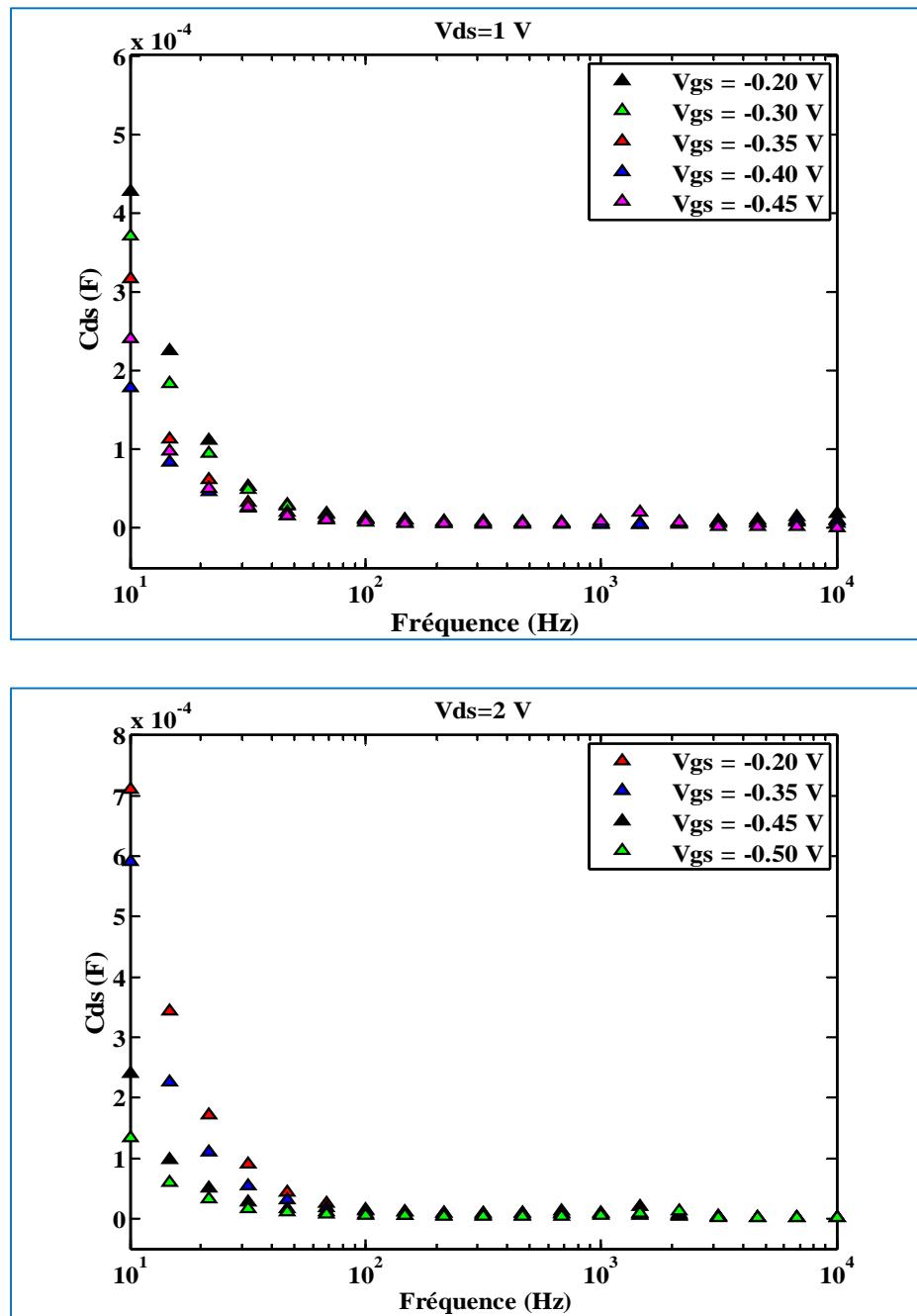
couche active. En conséquence, la diminution de l'épaisseur du canal sous l'effet des tensions de polarisation  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$  est une cause principale qui favorise les phénomènes de piégeage à l'interface avec le substrat ce qui entraîne davantage la dispersion fréquentielle des paramètres de sortie du transistor notamment la réactance de sortie.



**Fig. III. 9:** Variation de la réactance de sortie en fonction de la fréquence, résultats expérimentaux à différents points de polarisation de grille:  
a)  $V_{ds} = 1 \text{ V}$ ,  $V_{gs} = -0.2 \text{ V}$  à  $-0.45 \text{ V}$ ; b)  $V_{ds} = 2 \text{ V}$ ,  $V_{gs} = -0.2 \text{ V}$  à  $-0.5 \text{ V}$ .

*b) Cas de la capacité de sortie*

Pour montrer l'influence de la polarisation de grille sur la capacité de sortie. Nous avons reporté sur la figure III.10 des exemples des variations de la capacité en fixant la tension drain-source à  $V_{ds} = 1 \text{ V}$  &  $2 \text{ V}$  et en variant la tension de polarisation grille-source  $V_{gs} = -0.2 \text{ V}$  à  $-0.5 \text{ V}$ .



*Fig. III. 10: Variation de la capacité de sortie en fonction de la fréquence, résultats expérimentaux à différents points de polarisation de grille:*

a)  $V_{ds} = 1 \text{ V}$ ,  $V_{gs} = -0.2 \text{ V}$  à  $-0.45 \text{ V}$ , b)  $V_{ds} = 2 \text{ V}$ ,  $V_{gs} = -0.2 \text{ V}$  à  $-0.5 \text{ V}$ .

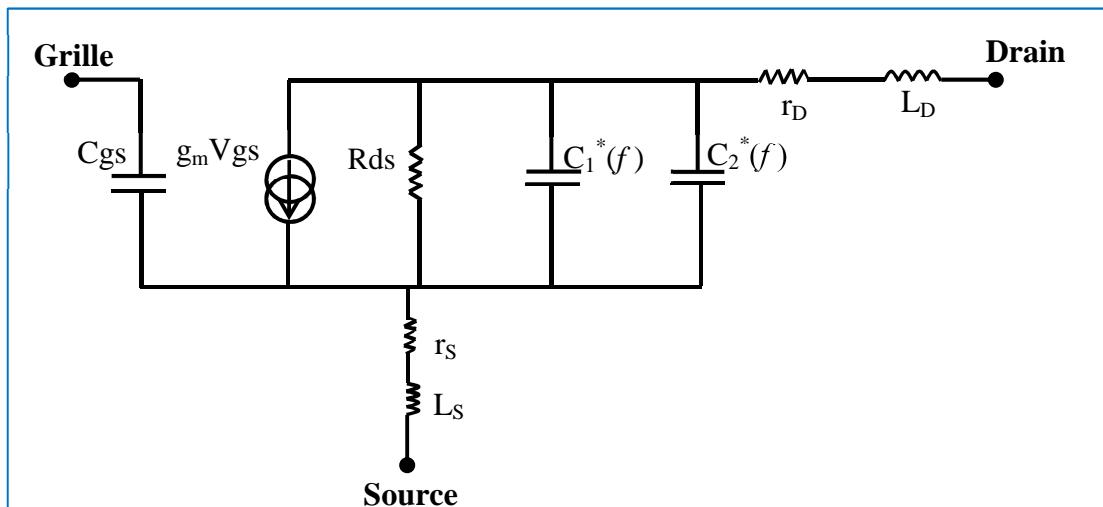
D'une manière similaire aux cas précédents, la capacité évolue avec le même ordre de grandeur en fonction de la fréquence, où le maximum de variation est noté dans l'intervalle de 10 Hz à 1 kHz. Ainsi, la variation de la tension  $V_{GS}$  influe sur les valeurs de capacité en gardant les mêmes allures. À une tension de drain donnée, l'augmentation de la tension de grille accroît le champ électrique entre la grille et le drain qui repousse les électrons de grille. Ces électrons provenant de grille se retrouvent attrapés dans des pièges existants au niveau de la surface située entre la grille et le drain. Ces électrons peuvent aussi être capturés au niveau de la région d'interface avec le substrat en affectant les épaisseurs des zones dépeuplées qui influent d'une façon directe sur la capacité de sortie du composant. À des fréquences élevées, la capacité reste invariable en fonction de la fréquence et en fonction des tensions de polarisation.

### **III.8 Modèle proposé**

L'effet des pièges est couramment attribué aux mécanismes de capture et d'émission des porteurs. Au niveau de l'interface canal/substrat, l'interaction entre les électrons de la couche active et les pièges crée une zone chargée négativement dans le substrat, suite au piégeage des électrons par les donneurs ionisés. En raison de la charge piégée, un effet capacitif est induit, avec lequel est associée une perte provoquée par les mécanismes de capture de porteurs. Dans notre modèle, l'effet capacitif et les pertes, sont modélisés par le biais du concept de la permittivité complexe [14 &15]. De ce point de vue, le phénomène de dispersion des paramètres de sortie observé dans les composants MESFETs GaAs est interprété et simulé en considérant les pièges profonds de type donneurs dominants dans la région d'interface canal/substrat du composant. Ainsi, suite à la zone de déplétion de charge négative créée dans le côté du substrat, une région de charge d'espace chargée positivement est formée dans le côté du canal. Les zones de déplétion sont généralement considérées vides de porteurs libres, ce qui conduit à des régions de résistance élevée. Dans notre cas, nous avons considéré ces zones comme des diélectriques du fait de leurs résistances élevées. Or, ces zones diélectriques représentent des pertes de conduction associées aux mécanismes de capture de porteurs par les pièges.

### III.8.1 Formalisme mathématique

Compte tenu du point de vue présenté précédemment, nous considérons que l'interface canal/substrat comme une région diélectrique à pertes, composée de deux zones de conductivité  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  respectivement. Cela conduit à sa modélisation par deux capacités liées à ces deux zones et montées en parallèle avec la résistance drain source,  $R_{ds}$ , comme il est illustré sur la figure III.11. En outre, pour évaluer l'effet des pertes de conduction sur la dispersion fréquentielle des paramètres de sortie, nous avons utilisé le concept de la permittivité diélectrique complexe et d'inclure la tangente des pertes de conduction dans la procédure de simulation.



**Fig. III. 11:** Circuit équivalent de MESFET incluant la capacité de l'interface.

La procédure consiste à exprimer chaque capacité comme suit:

$$C_1^*(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_r (1 - j \tan \delta_1) K_1 = C'_1 - j C''_1(\omega) \quad (\text{III. 29a})$$

$$C_2^*(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_r (1 - j \tan \delta_2) K_2 = C'_2 - j C''_2(\omega) \quad (\text{III.29b})$$

Avec

$$C'_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_r K_1 \quad (\text{III.30a})$$

$$C'_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_r K_2 \quad (\text{III.30b})$$

$$C''_1(\omega) = K_1 \frac{\sigma_1}{2\pi f} = K_1 \frac{\sigma_1}{\omega} \quad (\text{III.31a})$$

$$C_2''(\omega) = K_2 \frac{\sigma_2}{2\pi f} = K_2 \frac{\sigma_2}{\omega} \quad (\text{III.31b})$$

$K_1$  et  $K_2$  sont les facteurs géométriques, rapport des surfaces aux épaisseurs, associés respectivement aux zones de charge d'espace: côté canal et côté substrat.

$$K_1 = \frac{s_1}{d_1}, K_2 = \frac{s_2}{d_2} \quad (\text{III.32})$$

Les tangents des pertes de conduction attribuées aux deux zones sont données respectivement par:

$$\tan\delta_1 = \frac{\sigma_1}{\omega\epsilon_0\epsilon_r} \quad (\text{III.33a})$$

$$\tan\delta_2 = \frac{\sigma_2}{\omega\epsilon_0\epsilon_r} \quad (\text{III.33b})$$

Ainsi, selon le circuit équivalent illustré à la figure III.11 et en tenant compte des relations (III.29a, b) l'expression de la réactance de sortie en fonction de  $C_1^*(\omega)$  et  $C_2^*(\omega)$  est donnée par:

$$X_{ds}(\omega) = \frac{\omega(C_1' + C_2')}{[G_{ds} + \omega(C_1'' + C_2'')]^2 + \omega^2(C_1' + C_2')^2} \quad (\text{III.34})$$

Avec  $G_{ds}=1/R_{ds}$ : est la conductance drain-source en régime statique. En remplaçant les parties réelles et imaginaires des capacités par leurs expressions (III.30a, b) et (III.31a, b), la réactance de sortie est donnée en fonction de la tangente de pertes et des facteurs géométriques comme suit:

$$X_{ds}(\omega) = \frac{\omega(K_1 + K_2)\epsilon}{[G_{ds} + \omega\epsilon(K_1\tan\delta_1 + K_2\tan\delta_2)]^2 + [\omega(K_1 + K_2)\epsilon]^2} \quad (\text{III.35a})$$

$$X_{ds}(\omega) = \frac{\omega K \epsilon}{[G_{ds} + \epsilon(K_1/\tau_1 + K_2/\tau_2)]^2 + [\omega K \epsilon]^2} \quad (\text{III.35b})$$

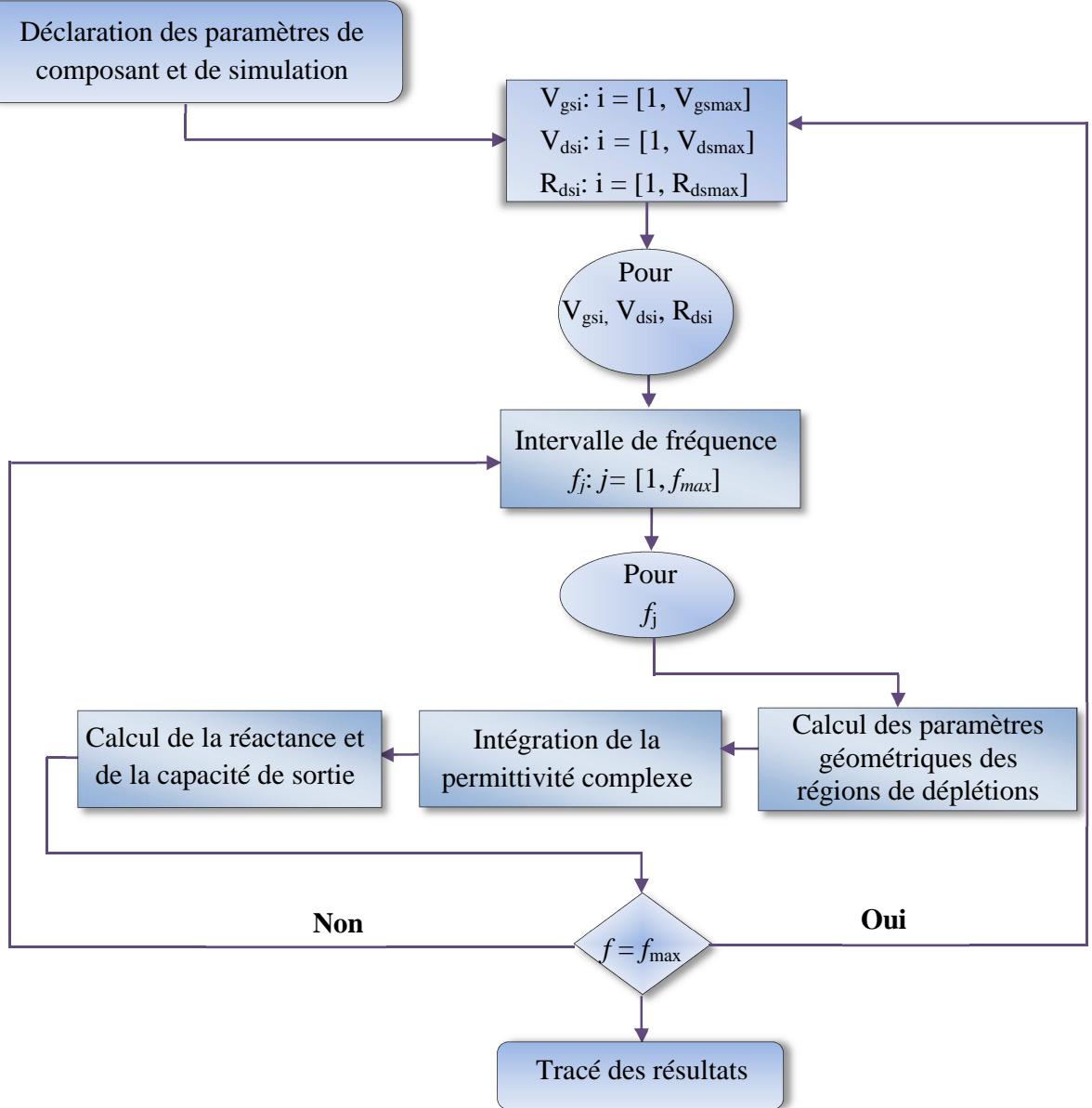
Avec:  $\tau_1=\epsilon/\sigma_1$ ,  $\tau_2=\epsilon/\sigma_2$ ,  $\epsilon=\epsilon_0\epsilon_r$  et  $K=K_1+K_2$

### III.8.2 Conditions de simulation

En se basant sur les expressions analytiques, présentées ci-dessus, la simulation de la réactance de sortie et de la capacité en fonction de la fréquence est effectuée en utilisant le langage technique de programmation MATLAB. Principalement, les calculs numériques impliquent non seulement les paramètres relatifs au composant, indiqués dans le tableau 1, mais aussi les approches physiques qui ont été déjà mises en œuvre pour le calcul du potentiel de la couche active et le calcul des facteurs géométriques  $K_1$  et  $K_2$  des zones de charge d'espace (ZCE) à l'interface canal/substrat [45]. La figure III. 12 montre l'organigramme décrivant la procédure de calcul. Pour chaque point de polarisation, la réactance et la capacité de sortie sont calculées en incluant la permittivité complexe comme une quantité dépendante de la fréquence. Ce calcul est effectué pour toutes les valeurs de fréquence dans l'intervalle considéré. Les résultats obtenus sont reproduits dans des graphiques montrant les grandeurs simulées en fonction de la fréquence pour les différentes tensions de polarisation et comparées avec les données expérimentales.

**Tableau 1:** Paramètres de simulation

Paramètre	Symbol (unité)	Valeur
Dopage du canal	$N_D (\text{cm}^{-3})$	$2.3 \times 10^{17}$
Dopage du substrat	$N_{\text{sub}} (\text{cm}^{-3})$	$1.8 \times 10^{14}$
Densité de pièges	$N_t (\text{cm}^{-3})$	$10^{15}$
Longueur de la grille	$L (\mu\text{m})$	0.25
Largeur de la grille	$W (\mu\text{m})$	200
Résistance du contact drain	$r_D (\Omega)$	2.89
Résistance du contact source	$r_S (\Omega)$	3.35
Permittivité statique du GaAs	$\epsilon_r$	13.18
Conductivité de la ZCE coté canal	$\sigma_1 (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	$10^{-7}$
Conductivité de la ZCE coté substrat	$\sigma_2 (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	$0.5 \times 10^{-8}$



**Fig. III. 12:** Organigramme de la procédure de simulation de la réactance et de la capacité de sortie.

D'autre part, il convient de noter que le calcul de la capacité est effectué sous l'hypothèse d'un condensateur plan et que le meilleur fit de données expérimentales a été atteint en assumant les valeurs de conductivité indiquées dans le tableau précédent.

### III.8.3 Résultats des simulations

#### a) Effet des pertes de conduction sur la réactance de sortie

En se basant sur l'analyse précédente, nous avons tracé à la figure III.13 l'évolution de la réactance de sortie en fonction de la fréquence à différentes tangentes de pertes. Chaque courbe fait apparaître un pic à une fréquence spécifique. Cette fréquence,  $f_p$ , pour laquelle la réactance atteint un maximum est obtenue à partir des expressions analytiques proposées:

$$f_p = \frac{1}{2\pi(K_1+K_2)} \left[ \frac{G_{ds}}{\varepsilon} + \frac{K_1}{\tau_1} + \frac{K_2}{\tau_2} \right] \quad (\text{III.36})$$

La fréquence du pic dépend de la conductance drain-source et des temps de relaxation  $\tau_1$  et  $\tau_2$  associés à chaque zone de charge d'espace. Cette fréquence délimite les deux régions: (i) de croissance et (ii) de décroissance de la réactance en fonction de la fréquence. Afin de mieux quantifier la limite fréquentielle entre ces deux régions, nous étudions les variations de la réactance en fonction de la fréquence, celle-ci est donnée par l'expression suivante:

$$X_{ds}(\omega) = \frac{1}{K\varepsilon\omega \left( 1 + (\omega_p/\omega)^2 \right)} \quad (\text{III.37})$$

En effet, pour des fréquences inférieures à la fréquence du pic,  $\omega < \omega_p$  ( $\omega_p = 2\pi f_p$ ) :

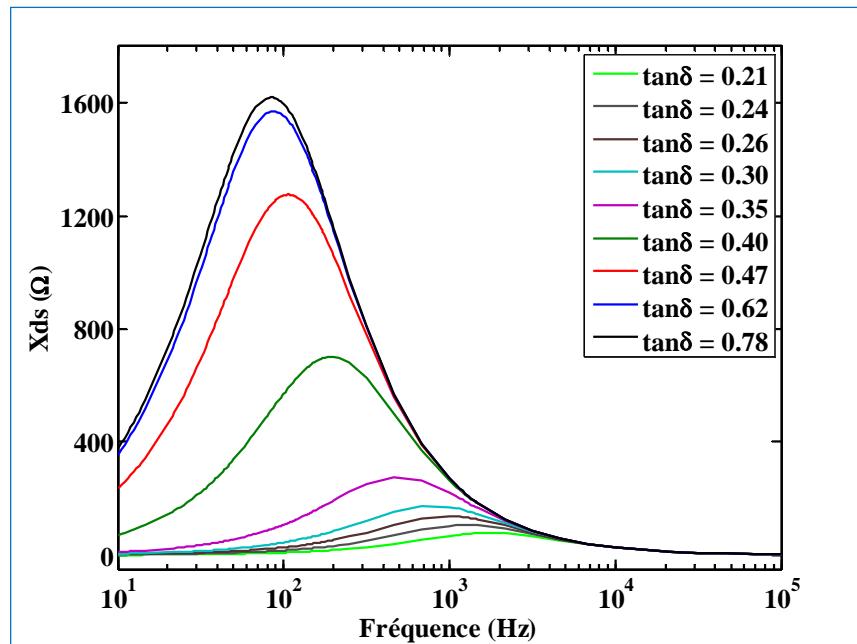
$$X_{ds}(\omega) \cong \frac{\omega}{K\varepsilon\omega_p^2} \quad (\text{III.38})$$

Pour des fréquences supérieures à la fréquence du pic l'expression de la réactance peut être donnée sous la forme:

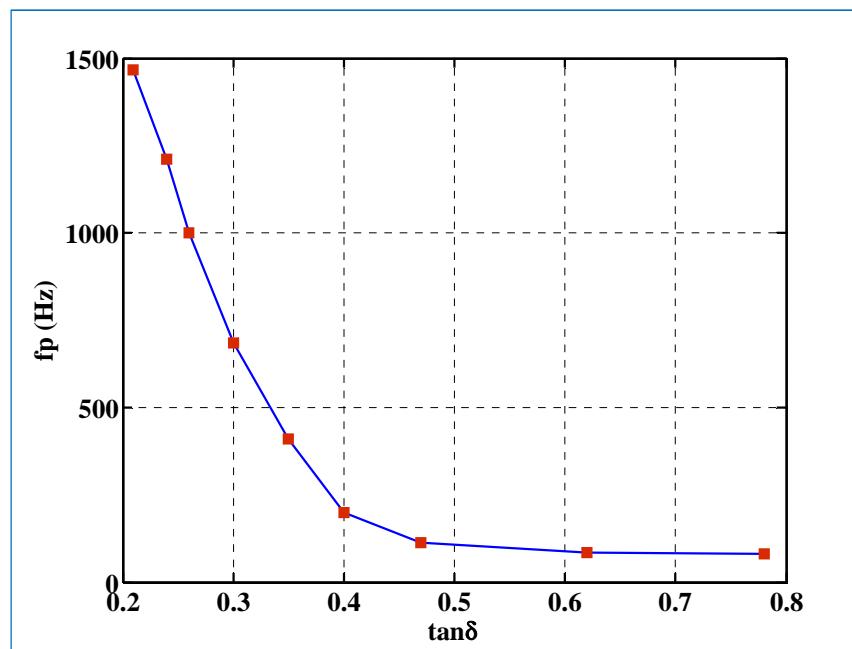
$$X_{ds}(\omega) \cong \frac{1}{K\varepsilon\omega} \quad (\text{III.39})$$

Pour analyser l'impact des pertes associées à chaque région sur la réponse en fréquence du transistor, nous avons reporté la variation de la réactance  $X_{ds}$  en variant la tangente de pertes (Fig. III.13). Ce calcul est effectué en variant la conductivité associée à la région du substrat. Au regard des résultats tracés, le paramètre clé qui influe sur la valeur de la réactance est la tangente des pertes où  $X_{ds}$  augmente avec son accroissement. Ceci est dû au fait que les pertes de conduction sont proportionnelles à la variation de la conductivité correspondant ainsi à une diminution de la conductance  $G_{ds}$  (III.35a). En outre, la figure III.14 montre l'évolution de la fréquence du pic,  $f_p$ , en fonction de la tangente des pertes. Du point de vue mécanisme des pièges, on note que leur effet augmente quand la fréquence se rapproche de la fréquence de

relaxation, ceci se traduit par la contribution des pièges dans le mécanisme de capture d'où la prédominance des pertes de conduction aux alentours de la fréquence  $f_p$ . De plus, cette fréquence correspondante au maximum de la réactance se glisse vers les fréquences basses au fur et à mesure que la tangente de pertes augmente ce qui montre l'influence des pertes sur la variation de la réactance.



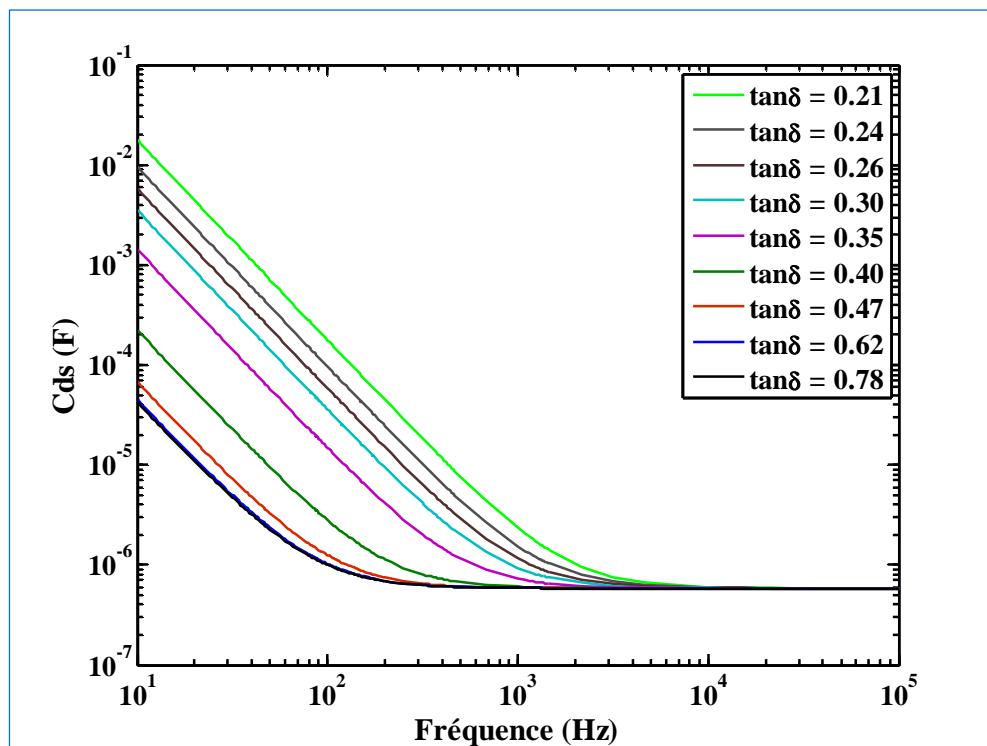
**Fig. III. 13:** Variation de la réactance en fonction de la fréquence à différentes valeurs de tangente des pertes.



**Fig. III. 14:** Variation de la fréquence du pic en fonction de la tangente des pertes.

**b) Effet des pertes de conduction sur la capacité de sortie**

Notre approche pour l'étude du phénomène de dispersion est centrée sur les pertes de conduction dans la région d'interface. Afin de montrer l'impact de ces pertes sur la dispersion fréquentielle de la capacité de sortie, nous avons simulé selon la démarche proposée sa variation à différentes quantités de pertes. Ainsi nous représentons sur la figure III.15 un exemple typique des résultats de simulation de la capacité de sortie en fonction de la fréquence à différentes valeurs de tangente des pertes.



**Fig. III. 15 :** Variation de la capacité de sortie à différentes valeurs de tangente de pertes.

Nous remarquons que la capacité,  $C_{ds}$ , diminue pour des valeurs élevées de la tangente des pertes. Cette variation concordant avec l'évolution de la réactance montre l'influence de pertes de conduction sur la charge d'espace à la région d'interface. En effet, l'augmentation des pertes qui résultent du phénomène de capture d'électrons affecte la charge dans le substrat en réduisant la concentration de pièges ionisés ce qui influe sur les valeurs de  $C_{ds}$ .

Ainsi, la fréquence pour laquelle la capacité atteint son maximum se déplace de plus en plus vers les basses fréquences quand la tangente des pertes augmente.

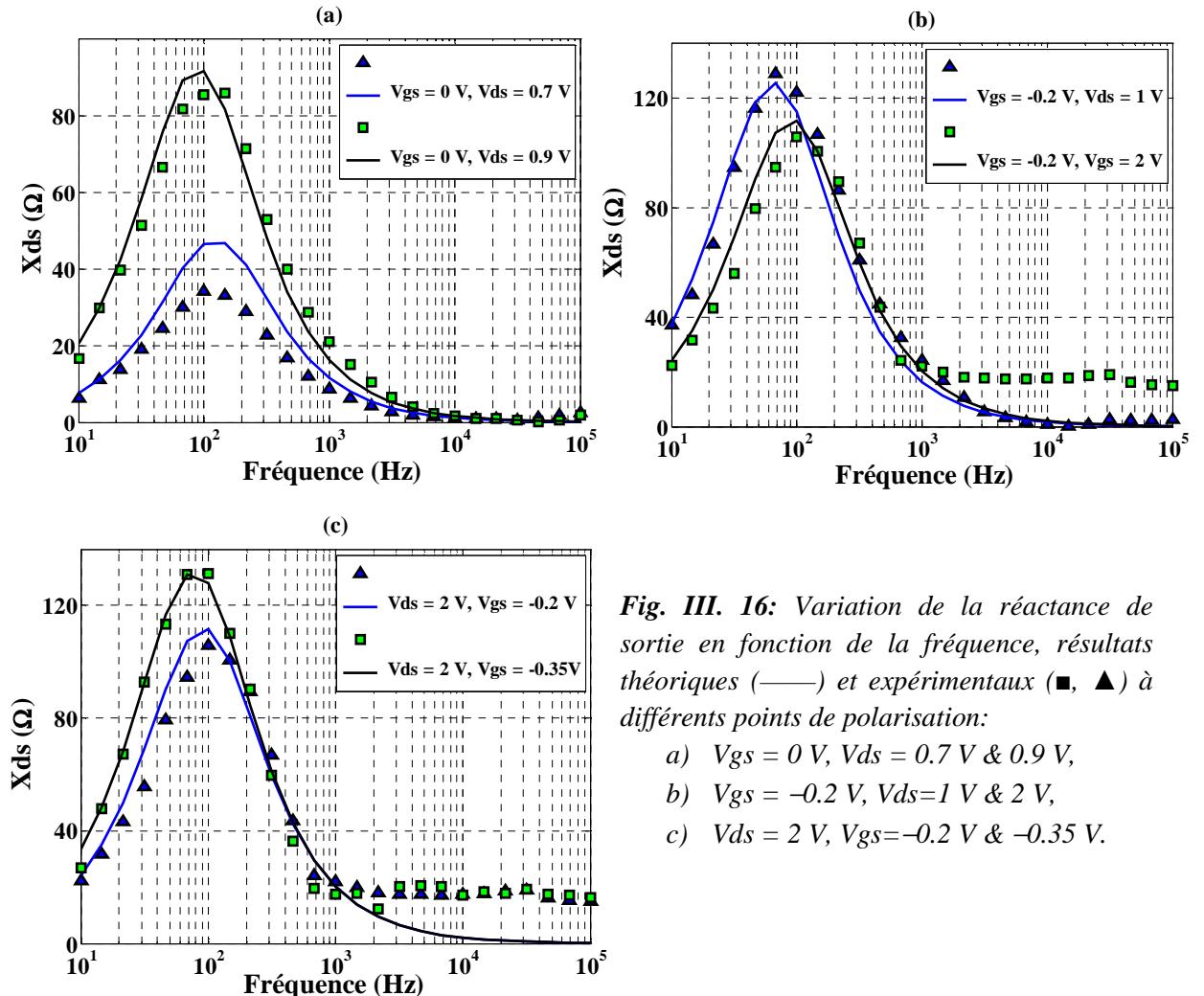
### III.8.4 Validation du modèle

Nous nous intéressons dans cette partie à la validation du modèle proposé pour le calcul de la réactance et de la capacité de sortie respectivement. En faisant une comparaison des résultats de simulation avec les données expérimentales.

#### a) Cas de la réactance de sortie

A partir des résultats illustrés sur la figure.III.16, on constate qu'il existe un accord entre les points expérimentaux et les résultats simulés suivant le modèle proposé où on a calculé la variation de la réactance de sortie qui augmente jusqu'à un maximum puis diminue en indiquant un comportement plus capacitif au-delà de la fréquence du pic. Comme il est bien connu que ces pics qui apparaissent dans la phase de l'impédance de sortie sont reliés à la fréquence de réponse de pièges qui se déplacent vers les fréquences élevées sous l'effet de la température. Dans notre cas la fréquence du pic est au voisinage de 100 Hz, ce qui est en accord avec la constante de temps faible du piége EL2 qui domine dans les composants à GaAs. De plus, selon notre modèle nous avons exprimé la fréquence du pic en fonction des temps de relaxations reliés aux zones dépeuplés aux alentours de l'interface canal/substrat et de la conductance du canal.

Par comparaison aux modèles précédents, l'effet de pièges est souvent modélisé par une résistance, une capacité et une source de courant. Cette source de courant dépendante de la tension grille-drain est additionnée au circuit standard pour modéliser le mécanisme d'injection dans les états de pièges. De plus, le mécanisme d'injection est presque indépendant de la charge du composant, il dépend seulement des propriétés des pièges. L'impédance élevée de la source de courant est modélisé par une résistance dans le circuit équivalent. Ainsi, le courant injecté est couplé au courant drain-source à travers une capacité [28].



**Fig. III. 16:** Variation de la réactance de sortie en fonction de la fréquence, résultats théoriques (—) et expérimentaux (■, ▲) à différents points de polarisation:

- $V_{gs} = 0 \text{ V}, V_{ds} = 0.7 \text{ V} \& 0.9 \text{ V}$ ,
- $V_{gs} = -0.2 \text{ V}, V_{ds}=1 \text{ V} \& 2 \text{ V}$ ,
- $V_{ds} = 2 \text{ V}, V_{gs}=-0.2 \text{ V} \& -0.35 \text{ V}$ .

Selon notre modèle, nous proposons que l'effet des pièges est conditionné par le milieu via le temps de relaxation qui est étroitement relié à la conductivité. Le temps de relaxation qui représente le temps pour lequel la charge d'espace est neutralisée par les porteurs libres est à prendre en compte dans le cas où la conductivité est assez faible. De ce fait, les pertes de conduction reliées au mécanisme de capture de porteurs par les pièges sont importantes pour toute fréquence inférieure à la fréquence de relaxation. Au-delà de cette fréquence les pertes de conduction se réduisent donnant lieu à un comportement plus capacitif de la réactance; où elle diminue à mesure que la fréquence augmente. Parce que les champs aux fréquences élevées changent de polarité à des vitesses beaucoup plus rapide que la constante de temps de pièges, les électrons piégés ne peuvent pas participer au processus de conduction, d'où un comportement invariable vis-à-vis de la fréquence. En outre, l'augmentation des tensions de

polarisation de la grille et du drain accentue l'interaction des porteurs avec les pièges. La région dépeuplée au-dessous de la grille ainsi que les zones de charge d'espace à l'interface canal/substrat augmentent, ce qui fait diminuer l'épaisseur du canal actif et augmenter la résistance drain-source,  $R_{ds}$ . Étant proportionnelle à la résistance  $R_{ds}$ , la réactance de sortie augmente avec l'augmentation des tensions de polarisation comme le montre l'équation (III.35a, b).

### b) Cas de la capacité de sortie

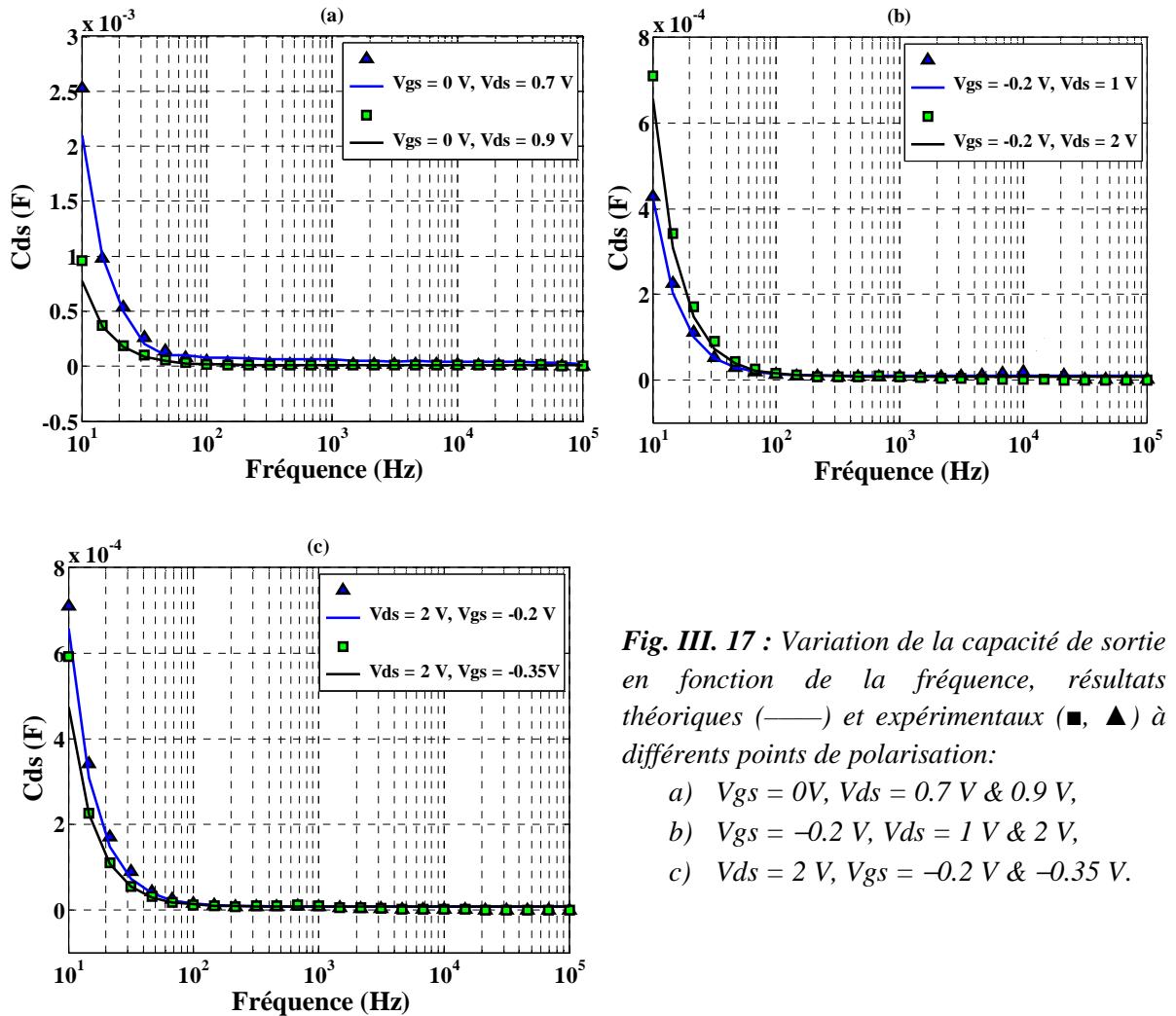
En tenant compte des pertes de conduction, autrement dit en remplaçant la réactance par la relation (III.35a) l'expression de la capacité de sortie est donnée par:

$$C_{ds}(\omega) = \frac{[G_{ds} + \omega\varepsilon(K_1\tan\delta_1 + K_2\tan\delta_2)]^2 + [\omega(K_1 + K_2)\varepsilon]^2}{\omega^2(K_1 + K_2)\varepsilon} \quad (\text{III.40})$$

Les courbes de dispersion de la capacité de sortie en fonction de la fréquence, simulées à différentes tension de polarisation sont représentées à la figure III.17 en trait continu (—), comparées aux courbes expérimentales (■, ▲).

On remarque que  $C_{ds}$  atteint ses valeurs maximales en basses fréquences pour décroître au fur et à mesure que la fréquence augmente. De plus, pour  $f > 10$  kHz, on relève une saturation. Ceci est attribué à l'activité des pièges qui peuvent suivre, en basses fréquences, les variations du signal appliqué donnant lieu à des pertes de conduction élevées. Ces pertes sont provoquées par le phénomène de capture des électrons à l'interface canal/substrat. Pour des fréquences inférieures à la fréquence du pic, ( $f_p = 100$  Hz) les porteurs de charges peuvent se déplacer sur de grandes distances [47], augmentant ainsi les pertes de conduction.

A des fréquences élevées le mouvement de charges à l'interface est confiné à de courtes distances [47], et les pertes tendent vers des valeurs très faibles donnant lieu à une capacité pratiquement constante en fonction de la fréquence, et une évolution d'une réactance purement capacitive.



**Fig. III. 17 :** Variation de la capacité de sortie en fonction de la fréquence, résultats théoriques (—) et expérimentaux (■, ▲) à différents points de polarisation:

- $V_{gs} = 0 \text{ V}$ ,  $V_{ds} = 0.7 \text{ V} \& 0.9 \text{ V}$ ,
- $V_{gs} = -0.2 \text{ V}$ ,  $V_{ds} = 1 \text{ V} \& 2 \text{ V}$ ,
- $V_{ds} = 2 \text{ V}$ ,  $V_{gs} = -0.2 \text{ V} \& -0.35 \text{ V}$ .

Ce résultat peut être retrouvé via la relation (III.40) qui décrit la capacité  $C_{ds}$ , qui peut être approximée par la forme suivante à fréquences élevées:

$$C_{ds}(\omega) = K\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r(K_1 + K_2) = C'_1 + C'_2 \quad (\text{III.41})$$

Où  $C'_1$  et  $C'_2$  sont les capacités géométriques données par les expressions (III.30a, b). Par ailleurs, la comparaison des résultats théoriques à ceux expérimentaux (■, ▲) montre un bon accord ce qui montre l'effet des pertes sur la réactance aussi bien que sur la capacité de sortie. D'autre part, l'augmentation des tensions de polarisation favorise l'injection des électrons à partir du canal, ce qui affecte la charge dans le substrat et la résistance du canal.

### **III.9 Conclusion**

En considérant le concept de la permittivité complexe dans les matériaux semi-conducteurs, nous avons étudié dans ce chapitre, l'influence de la tangente des pertes de conduction sur la dispersion fréquentielle des paramètres de sortie de MESFETs GaAs. Ces pertes sont reliées au mécanisme de capture de porteurs par les pièges chargés dans la région d'interface canal/substrat. Du point de vue physique, cette région est considérée comme un diélectrique à pertes. L'étude a été menée sur la réactance et la capacité de sortie où nous avons dérivé des relations simplifiées pour simuler la dispersion fréquentielle de ces paramètres. Nous avons montré que l'augmentation des pertes conduit à une augmentation de la réactance et une diminution de la capacité de sortie. Ainsi, elle influe sur la fréquence de réponse de pièges qui se décale en basses fréquences. De plus, ces pertes montrent un effet dominant en basses fréquences et à des tensions de polarisations drain-source et grille-source élevées. Ceci est associé à l'effet de pièges qui peuvent suivre le changement du signal alternatif à des fréquences basses, en particulier pour  $f < 10$  kHz.

La confrontation des résultats aux mesures expérimentales de la réactance et de la capacité de sortie de MESFETs GaAs, montrent un bon accord. En conséquence, le concept de la permittivité complexe s'avère indispensable dans la modélisation des dispositifs à semi-conducteurs. Cette grandeur tient compte des pertes de conduction qui sont dominantes en basses fréquences dans les matériaux semi-conducteurs.

# Chapitre 4

## EFFET DES CARACTÉRISTIQUES DU SUBSTRAT SUR LES PHÉNOMÈNES DISPERSIFS DE MESFETs GaAs

---

### **IV.1 Introduction**

Les substrats utilisés en microélectronique sont des matériaux semi-isolants qui possèdent des propriétés différentes des semi-conducteurs non-dopés à grand gap en raison de la présence d'une forte densité de centres profonds et peu profonds [1]. Les niveaux profonds sont des centres de compensation qui neutralisent les donneurs ou les accepteurs peu profonds résiduels donnant ainsi le caractère semi-isolant du substrat. Toutefois, les niveaux profonds contribuent à la fois au stockage de la charge d'espace et au mécanisme de piégeage et de recombinaison [1]. Ils ont une forte influence sur les propriétés électroniques du matériau et les performances des composants. En effet, les caractéristiques de sorties des MESFETs GaAs sont couramment attribuées aux pièges de substrats qui se présentent sous différents types, ils constituent une cause principale des anomalies rencontrées, même si leur concentration est bien inférieure à la densité de porteurs [2]. Les éléments caractérisants ces composants, reflètent ainsi des effets dispersifs reliés à la nature et au mécanisme de l'occupation des niveaux pièges en fonction de la fréquence [3].

Dans l'objectif d'étudier l'effet des propriétés du substrat sur les phénomènes dispersifs dans les MESFETs GaAs et d'évaluer la dispersion fréquentielle en relation avec les caractéristiques du substrat, on a eu recours dans ce chapitre au logiciel ATLAS de Silvaco comme outil de conception et de simulation des caractéristiques des composants. Nous avons en premier lieu porté notre étude sur le matériau GaAs semi-isolant en analysant ses propriétés avec la variation du dopage et la densité de pièges. La conception et la simulation des structures de MESFET GaAs à différentes caractéristiques du substrat sont effectuées par ce logiciel, pour analyser l'effet de dispersion sur les différents paramètres de sortie de

MESFET GaAs. Cette étude est faite en considérant deux types de pièges ayant des constantes de temps différentes. L'analyse de la dispersion fréquentielle des différents paramètres du composant est faite en corrélation avec la conductivité du substrat.

## **IV.2 Présentation de l'outil de simulation**

La simulation physique des composants à semi-conducteurs s'est développée pour offrir plusieurs avantages. Elle présente un outil beaucoup moins cher et plus rapide que l'expérimentation physique en permettant de modifier plusieurs paramètres, et d'étudier séparément leurs effets sur les caractéristiques électriques des composants [4]. Principalement la simulation physique a la particularité d'évaluer des paramètres internes aux matériaux, qui sont inaccessibles directement par les mesures expérimentales [4-6]. Elle présente alors une grande souplesse, en reliant le fonctionnement des structures et des composants conçus avec les phénomènes physiques qui en sont à l'origine. Parmi les logiciels les plus récents utilisés pour la simulation des composants à semi-conducteurs, on cite le simulateur ATLAS commercialisé par la société Silvaco [7].

ATLAS est un simulateur électronique capable de prédire le comportement électrique, optique, et thermique des dispositifs à semi-conducteurs. Il fournit une plate-forme modulaire basée sur la physique des matériaux et composants, pour analyser les réponses en régime continu, variable, et transitoire pour toutes les technologies à semi-conducteurs en deux et trois dimensions [7]. En plus du comportement électrique externe, il donne un aperçu des mécanismes physiques internes associés au fonctionnement du dispositif. En effet, il fournit des informations sur la distribution interne des variables telles que les concentrations des porteurs, le champ électrique ou le potentiel, autant de données importantes pour la conception et l'optimisation des procédés technologiques [5&6]. Ceci est réalisé en résolvant numériquement les équations fondamentales décrivant la dynamique des porteurs, suivant la méthode des différences finies, à chaque nœud d'un maillage de la structure défini par l'utilisateur [4].

#### IV.2.1 Principe de la simulation par ATLAS

ATLAS prédit les caractéristiques électriques des structures physiques en simulant le transport de porteurs à travers une grille composée d'un certain nombre de points appelés noeuds [8]. Le transport de porteurs est modélisé par un ensemble d'équations différentielles non linéaires couplées consistant en: l'équation de poisson, équations de continuité d'électrons, et de trous. ATLAS produit des solutions numériques de ces équations en calculant les valeurs des inconnues aux points de maillage à l'intérieur du composant. Une procédure interne de discréétisation convertit le modèle d'origine continu à un système algébrique non linéaire discret qui a quasiment le même comportement [9].

L'ensemble des équations aux dérivées partielles, le maillage et la procédure de discréétisation détermine le problème algébrique non linéaire qui doit être résolu en utilisant une procédure itérative permettant d'aboutir à des estimations successives de solution en choisissant convenablement une solution approchée initiale. Puis en itérant jusqu'à ce que l'erreur entre des itérations successives soit assez petite pour satisfaire le critère de convergence, qui affine les estimations successives de la solution [7]. En effet, à chaque nœud de la grille, il existe trois inconnues  $V_{ij}$ ,  $n_{ij}$  et  $p_{ij}$ ; le potentiel, la concentration des électrons et la concentration de trous. La résolution du problème, basé sur ces quantités fondamentales, est faite en partant d'une supposition initiale de ces quantités, on résout ainsi les équations de Poisson et les équations de continuité pour les électrons et les trous jusqu'à ce qu'on obtienne des résultats convergents [4].

#### IV.2.2 Modèles physiques

Une variété de modèles physiques est mise en œuvre dans l'outil de simulation ATLAS. Ces modèles sont composés d'un ensemble d'équations fondamentales régissant la base de la physique qui sont l'équation de poisson, l'équation de continuité et les équations de transport [7] qui relie les variations du potentiel électrostatique à la densité de charge locale et décrivent la façon d'évolution des densités d'électrons et de trous suite aux processus de transport, aux processus de génération et de recombinaison. Ces équations fournissent le cadre général pour la simulation des composants, cependant d'autres équations sont nécessaires pour spécifier les modèles physiques particuliers des densités de courants et de mécanisme de génération et recombinaison. Celles-ci incluent les différents modèles de transport tels que le

modèle de dérive-diffusion, le modèle de la conservation de l'énergie et le modèle hydrodynamique. La simulation de dispositifs à semi-conducteur en utilisant le modèle de dérive-diffusion a été largement utilisé comme un outil puissant pour la conception de dispositifs [10].

Les modèles physiques intégrés dans le simulateur ATLAS peuvent être regroupés en cinq catégories: les modèles de la mobilité, les modèles de la recombinaison, les statistiques de porteurs, l'ionisation par impact, et l'effet tunnel [7]. Chaque catégorie englobe des modèles spécifiques tels que le modèle de mobilité dépendant du dopage et du champ électrique, à savoir le modèle de mobilité à faible champ et à fort champ, et le modèle dépendant de la concentration des atomes dopants. Les statistiques de recombinaison et de génération des électrons et de trous dans les semi-conducteurs qui se produisent à travers le mécanisme de piégeage [11] sont tenus en compte en intégrant le modèle de Shockley-Read-Hall (SRH) [12,13], qui constitue également un élément important pour la modélisation de dispositifs à semi-conducteurs [11]. La base du modèle SRH sont; l'hypothèse de dérive-diffusion pour le transport des électrons et des trous, l'hypothèse d'un seul niveau de piège dans la bande interdite, et l'hypothèse de la dynamique quasi-stationnaire des électrons piégés, qui peut être motivée par la densité faible d'états piégés relativement aux densités de porteurs typiques [11]. La recombinaison de type Auger assistée par les défauts, les mécanismes de génération sous éclairement et la recombinaison radiative constituent des exemples de modèles physiques intégrés dans ATLAS pour simuler les cas des semi-conducteurs à gap faible ou direct.

### **IV.3 Différents pièges dans les structures MESFETs**

Une variété de techniques de mesure ont été consacrées à la caractérisation des pièges dans les MESFETs; afin de déterminer la densité, la position des niveaux d'énergie, la nature et la localisation spatiale des pièges. La localisation spatiale possible des pièges dans les MESFETs peut être (i) à la surface des régions du canal entre les contacts grille-drain et grille-source, (ii) dans le canal, (iii) dans le substrat semi-isolant ou (vi) à l'interface canal-substrat.

La caractérisation a mené à plusieurs types de pièges de trous et d'électrons peu et à niveaux profonds. On compte plus de trente types de pièges profonds identifiés dans des échantillons de GaAs préparés par différentes méthodes de réalisation. Les types nombreux de pièges dans le GaAs sont principalement dus à la nature du matériau composé. En effet, les niveaux profonds en volume du matériau proviennent surtout des défauts de la stoechiométrie [14], des antisites, des lacunes et des interstitiels. Le niveau de piége EL2 détecté presque dans tout échantillon GaAs est associé à un défaut d'antisite As<sub>Ga</sub>, où un atome de l'arsenic remplace un atome de gallium dans la maille, comme il est établi par ESR [2]. Il est situé à 0.75 eV au-dessous du bas de la bande de conduction et sa concentration typique est  $N_t \approx (1-2) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  [15].

Des pièges peuvent être causés par des impuretés indésirables tels que les pièges de trous HL3, HL4, et HL12 qui sont dus respectivement à la présence des atomes de fer, le cuivre et le zinc, alors que le piége d'électrons EL1 est observé dans des échantillons dopés en Chrome [2]. Certains défauts dits complexes comme les pièges EL5 et EL12 sont dus à des imperfections structurelles et des atomes d'impuretés [2, 5]. Ainsi, durant le processus de fabrication, les niveaux profonds peuvent être créés, modifiés leur structure ou leur énergie d'activation comme ils peuvent être supprimés. On a détecté jusqu'à six types de pièges profonds après le procédé de l'implantation par des ions de silicium ou de sélénium dans les substrats semi-isolants de GaAs suivi par le recuit thermique [2]. Ces pièges sont dus au déplacement des atomes de gallium ou de l'arsenic, comme le cas de piége F6 qui est associé à une lacune de gallium  $v_{GA}$  et le piége F8 qui est dû aux atomes de nitrogène délogés de la couche de passivation ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) durant le procédé de l'implantation [2].

#### IV.4 Propriétés du GaAs semi-isolant

Les substrats semi-isolants, SI, sont obtenus en utilisant la méthode de Czochralski (LEC), ou la méthode de Bridgman verticale (VGF) [1, 2]. Pour ces échantillons, une densité résiduelle élevée des accepteurs ou donneurs peu profonds  $N_A, N_D \approx 10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  sont compensées par des centres profonds de type donneurs ou accepteurs (par exemple le EL2, O et Cr) avec des concentrations supérieures à  $N_A, N_D$ , où le niveau de Fermi est fixé proche du milieu de la bande interdite [1]. Un substrat semi-isolant idéal a une densité de porteurs libres en volume

proche de la valeur intrinsèque  $ni$  mais, en raison des difficultés dans le contrôle des niveaux profonds de compensation ainsi que les concentrations de donneurs ou accepteurs résiduels, les densités de porteurs libres  $ne$  et  $pe$  à l'équilibre peuvent varier largement de la valeur intrinsèque.

Ainsi, dans les matériaux SI les concentrations des dopants résiduels et des centres profonds de compensation sont grandes et ne peuvent pas être négligées dans l'équation de Poisson. Les densités  $ne$  et  $pe$  sont des fonctions des concentrations des donneurs ou accepteurs résiduels, supposés être complètement ionisés, et des niveaux profonds, elles sont données par les expressions suivantes [1]:

$$n_e \approx n_{1t} \frac{N_t - N_A}{N_A} \quad (\text{IV.1})$$

$$p_e \approx p_{1t} \frac{N_A}{N_t - N_A} \quad (\text{IV.2})$$

$$n_{1t} = N_c \exp\left(-\frac{E_C - E_t}{K_B T}\right) \quad (\text{IV.3})$$

$$p_{1t} = N_v \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{K_B T}\right) \quad (\text{IV.4})$$

Avec  $n_{1t}$  et  $p_{1t}$  sont respectivement les concentrations des électrons et trous quand le niveau de Fermi est égale au niveau d'énergie de piége [16]. Typiquement, pour un matériau GaAs semi-isolant ayant un donneur (ou accepteur) résiduel peu profond de densité  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , et un niveau de compensation accepteur (ou donneur) de densité de  $N_t \approx 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  correspond à un semi-isolant idéal avec des densités de porteurs libres d'électrons et de trous:  $ne \approx pe \approx n_{1t} \approx p_{1t} \approx ni \approx 2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$  [1].

## IV.5 Caractérisation du GaAs semi-isolant

Les méthodes spectroscopiques capacitives dans le domaine temporelle et fréquentielle sont couramment utilisées pour la mesure de la conductivité et la résistance carrée des semi-conducteurs à résistivité élevée et constituent une branche de la spectroscopie d'impédance [17]. Dans cette méthode l'échantillon à analyser est inséré entre deux électrodes formant un condensateur plan. L'approche commune, la plus simple de la structure est un circuit RC série ou parallèle composé de la capacité et de la résistance du semi-conducteur. Pour un tel

modèle, le facteur de qualité  $Q_f$  montre des minima à certaines fréquences qui dépendent de la conductivité de l'échantillon semi-conducteur, sa capacité  $C_{sub}$  et de sa résistance  $R_{sub}$  selon l'équation [17]:

$$f_{min} = \frac{1}{2\pi R_{sub} C_{sub}} \quad (\text{IV.5})$$

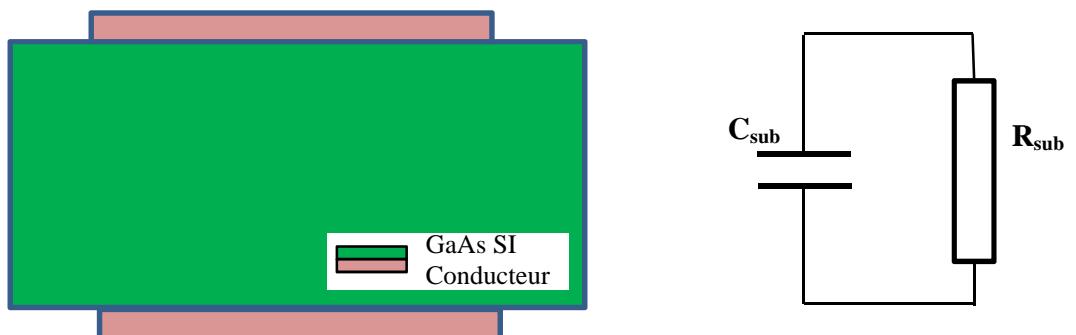
Rappelons que le facteur de qualité est une indication de pertes de conduction, son tracé en fonction de la fréquence donne un minimum qui correspond à un maximum des pertes de conduction. Si on représente les pertes de conduction dans la capacité associée au substrat par une résistance  $R_{sub}$ , le facteur de qualité est donné par:

$$Q_f = R_{sub} C_{sub} \omega \quad (\text{IV.6})$$

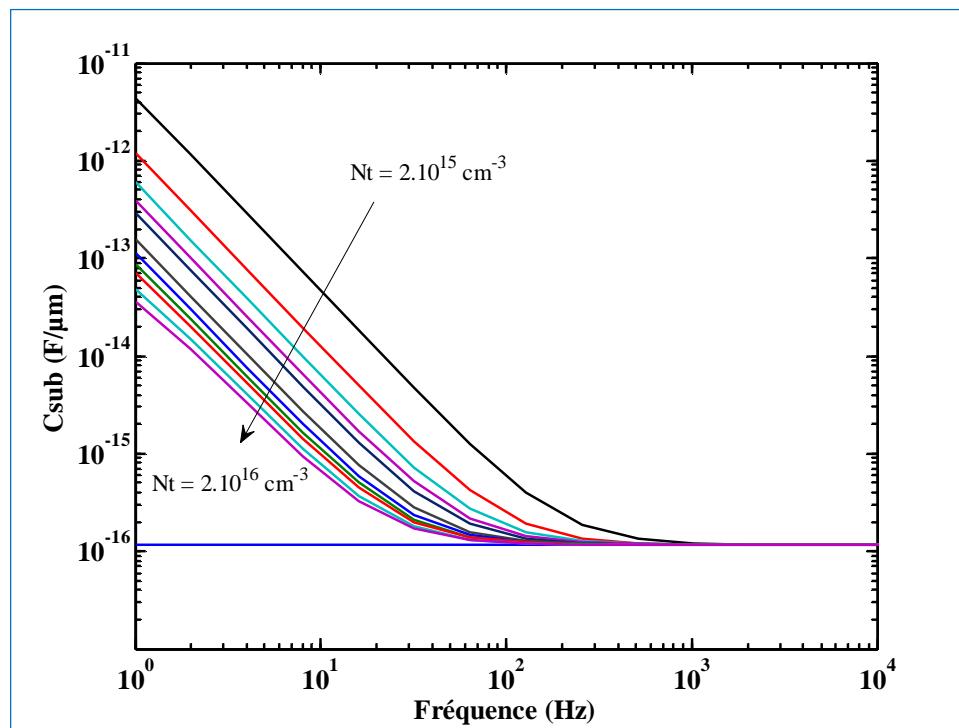
Il est possible ainsi de déterminer la conductivité du matériau SI à partir des mesures de la capacité et du facteur de qualité en fonction de la fréquence, en connaissant les paramètres géométriques du matériau.

## IV.6 Capacité du substrat semi-isolant GaAs

Le substrat étudié est un matériau GaAs de type P ayant un dopage de  $8.10^{14} \text{ cm}^{-3}$  compensé avec des pièges donneurs de type EL2 pour former un matériau semi-isolant. La capacité de la structure Métal-SI-Métal est simulée en régime alternatif en variant la fréquence dans l'intervalle 1Hz-1MHz pour différentes densités de pièges (Fig.IV.1). Ainsi les pièges choisis ont des fréquences caractéristiques  $f_C = 106 \text{ Hz}$  appartenant au domaine de fréquences basses. Comme cela est indiqué par la ligne continue sur la figure IV. 2, la capacité du substrat est constante sans introduire les pièges.



**Fig. IV. 1:** a) Structure M-SI-M simulée, b) Circuit équivalent.



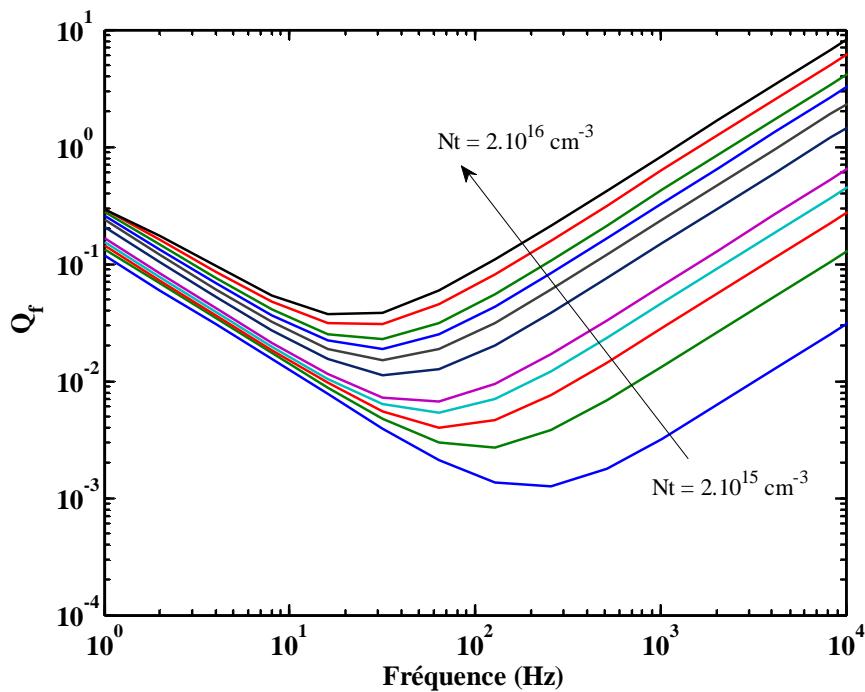
**Fig. IV. 2:** Capacité du substrat en fonction de la fréquence pour différentes densités de pièges.

En tenant compte de l'effet de pièges dans le substrat, la variation de la capacité se fait en deux étapes observées dans toutes les courbes  $C(f)$  pour les différentes densités de pièges. La capacité du substrat diminue avec l'augmentation de la fréquence puis se sature à des fréquences élevées. L'effet de tout piège sur les caractéristiques  $C(f)$  ne sera observé que si la constante de temps de pièges soit inférieure à la période du signal; ce qui correspond à une fréquence caractéristique de piège supérieure à la fréquence du signal. En effet, pour des fréquences inférieures à  $f_C$  les pièges peuvent répondre à la variation du signal par capture et émission des porteurs, la capacité des pièges s'ajoute donc à la capacité idéale du substrat. Quand la fréquence devient supérieure à  $f_C$  les pièges ne peuvent pas répondre à la variation du signal, leur effet est masqué et la capacité totale prend alors une valeur constante correspondante à la capacité du substrat sans pièges. Cet effet peut-être modélisé par une capacité,  $C_t$  et une résistance,  $R_t$ , associée à la capture et l'émission de pièges qui s'ajoute à la capacité du substrat idéal  $C_0$ .

#### IV.6.1 Effet de la densité de pièges sur la conductivité du substrat

Dans le substrat de type p de densité  $8.10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , nous avons introduit les pièges EL2 afin de réaliser un substrat semi-isolant. La densité de pièges est variée de  $N_t = 2.10^{15} \text{ cm}^{-3}$  à  $2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . La simulation de la structure est exécutée dans le domaine fréquentiel de  $10^0 \text{ Hz}$  à  $10^6 \text{ Hz}$ . Pour déterminer la conductivité en fonction de la densité de pièges nous avons tracé le facteur de qualité en fonction de la fréquence à différentes concentrations (Fig.IV.3).

Notons que le facteur de qualité augmente avec des minima qui se décalent quand la densité de pièges augmente indiquant la variation de la conductivité. La détermination de la conductivité à partir de ces minima est effectuée selon les équations (IV.5 & IV.6). La variation de la conductivité en fonction des concentrations de pièges considérés est reportée à la figure IV.4. Cette dernière fait diminuer la conductivité en réduisant la concentration de porteurs libres ce qui se traduit par une augmentation du facteur de qualité.



**Fig. IV. 3:** Variation du facteur de qualité en fonction de la fréquence à différentes densités de pièges.

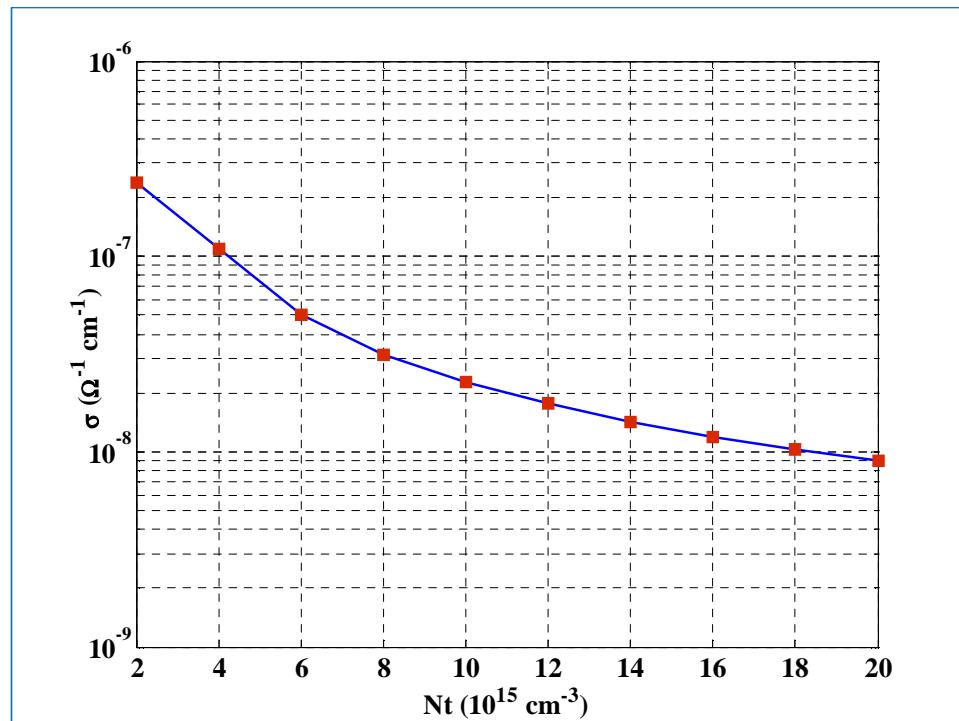
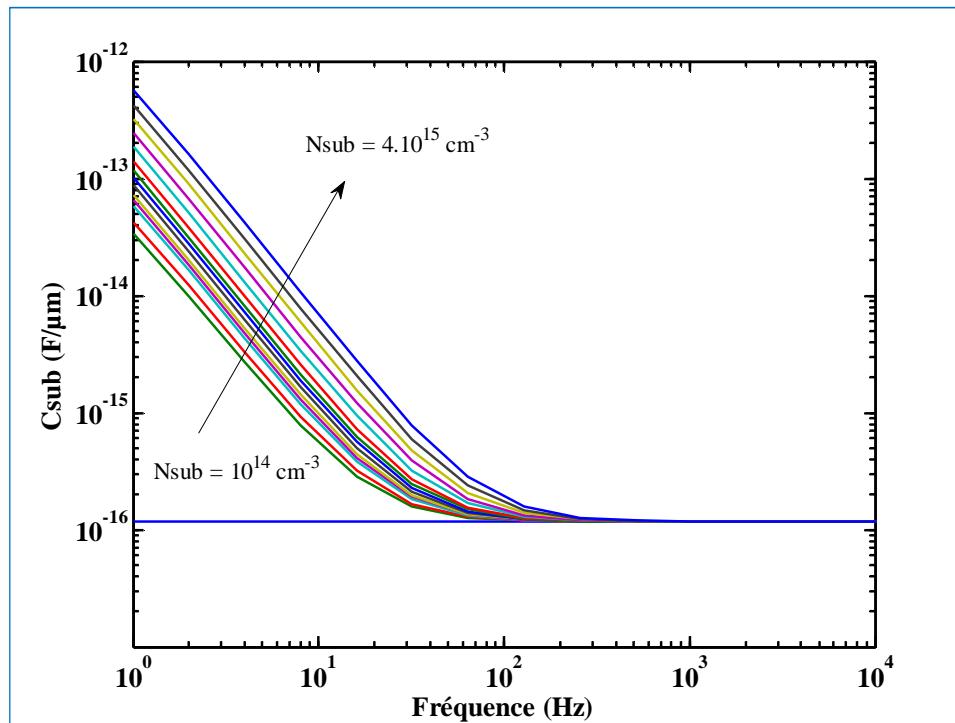


Fig. IV. 4: Conductivité du substrat en fonction de la densité des pièges.

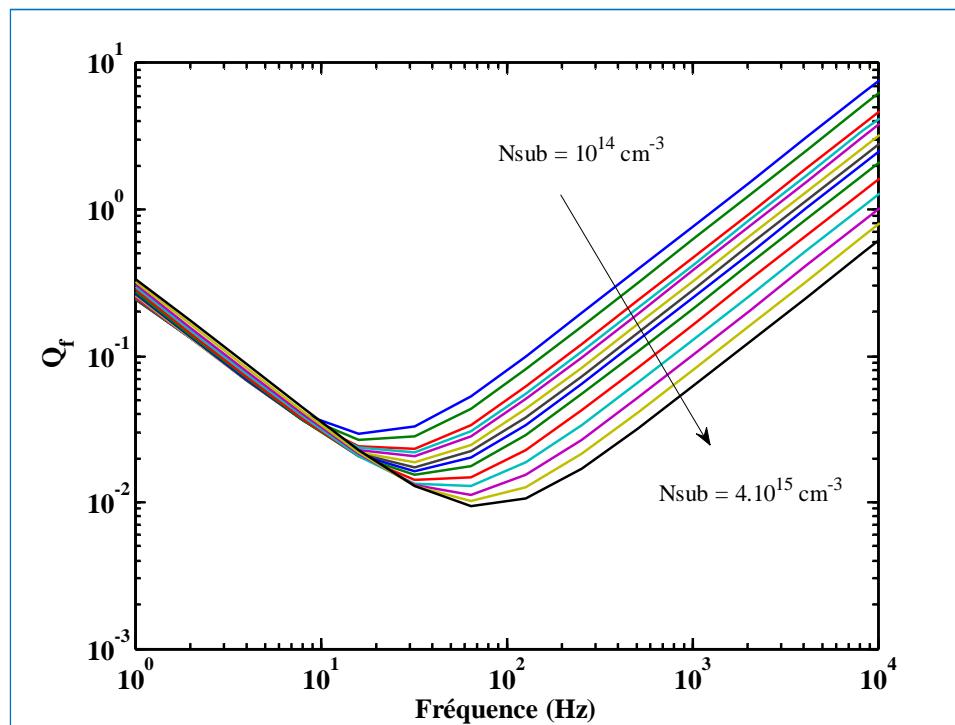
#### IV.6. 2 Effet du dopage sur la conductivité du substrat

Pour étudier l'effet du dopage du substrat, nous avons fixé la densité de pièmes donneurs à une valeur de  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et varié la densité des accepteurs peu profonds de  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  à  $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Le tracé de la capacité du substrat et du facteur de qualité donne les mêmes allures, néanmoins elles se décalent vers les fréquences élevées (Fig.IV.5).

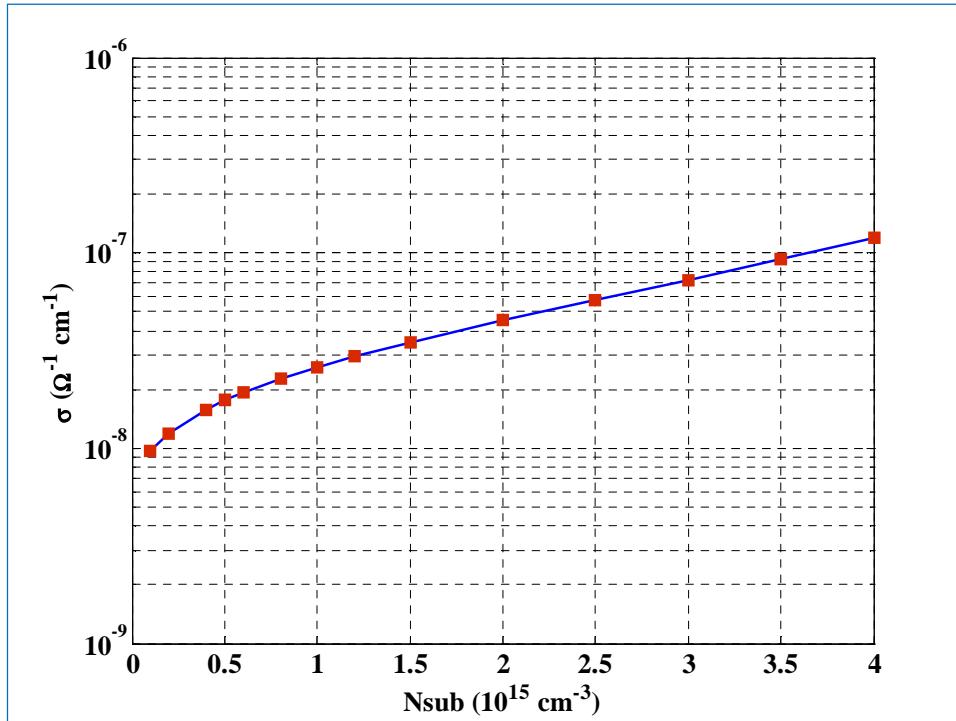
L'augmentation des accepteurs qui compensent les pièmes profonds de type donneurs résulte à une augmentation des concentrations des porteurs libres ce qui augmente les pertes de conduction et diminue le facteur de qualité (Fig.IV.6). Par conséquent la conductivité déterminée selon le principe évoqué ci-dessus augmente avec la densité du dopage. Cependant, elle varie de  $10^{-8} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$  à  $10^{-7} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$  en gardant le caractère semi-isolant du matériau. La variation de la conductivité du substrat semi-isolant à différentes densités de dopage est montrée à la figure IV.7.



*Fig. IV. 5:* Variation de la capacité du substrat en fonction de la fréquence, à différentes densités du dopage.



*Fig. IV. 6:* Variation du facteur de qualité en fonction de la fréquence, à différentes densités du dopage.



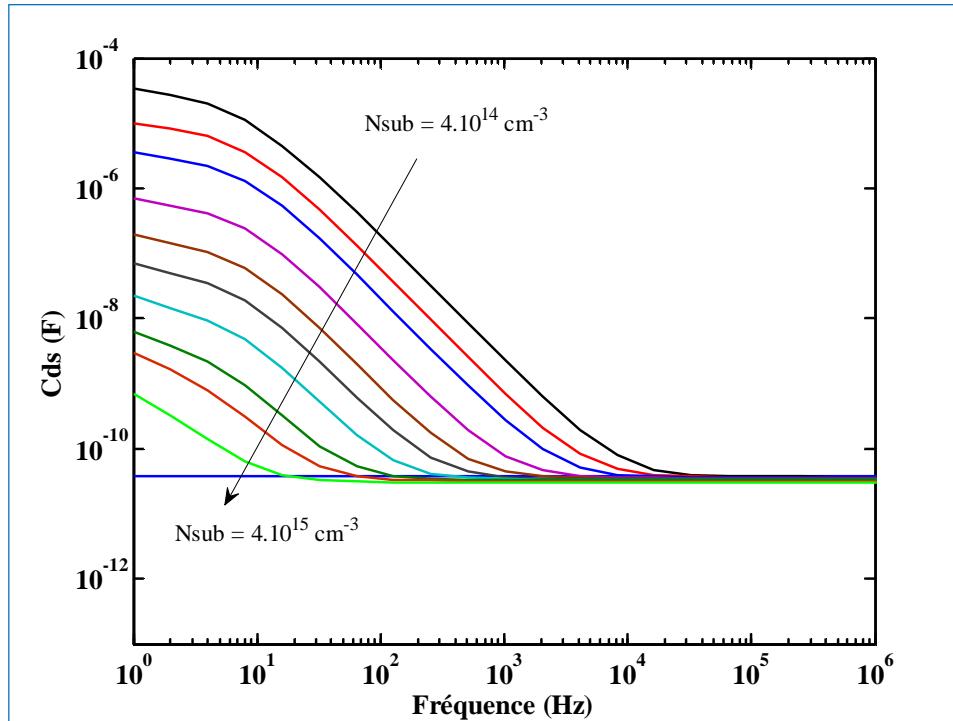
**Fig. IV. 7:** Variation de la conductivité du substrat en fonction du dopage.

## IV.7 Influence des propriétés du substrat sur les paramètres de sortie du MESFET

### IV.7.1 Effet du dopage

Afin de montrer l'effet du dopage, nous avons étudié la variation de la capacité en fonction de la fréquence à différentes densités de dopage du substrat. Comme le représente la figure IV.8, la variation de la capacité apparaît dès la première décade de la fréquence, avec un maximum de variation obtenu à une fréquence,  $f_{sat}$ , qui se décale vers les fréquences les plus basses quand la densité de dopage augmente. La variation de la capacité normalisée à celle de la structure idéale,  $C_0$ , est illustrée par la figure IV.9. On note une grande variation de la capacité en fonction de la fréquence. Ceci est dû à l'effet prononcé de piège profond choisi. Cette variation est également importante en fonction de la variation du dopage du substrat, une augmentation de  $4.10^{14} \text{ cm}^{-3}$  à  $4.10^{15} \text{ cm}^{-3}$  conduit à une diminution de l'ordre de 70%.

Dans le domaine fréquentiel, les paramètres de sortie sont affectés par les mécanismes de capture et d'émission des porteurs dans les régions d'interface avec le canal. Ainsi les pièmes ne peuvent répondre qu'aux fréquences proches de leur fréquence caractéristique.



**Fig. IV. 8:** Variation de la capacité en fonction de la fréquence à différentes densités de dopage du substrat.

En basses fréquences, BF, la fréquence du signal est comparable à celle des pièges qui est de l'ordre de 106 Hz où ils peuvent répondre à tout changement. La variation de la capacité commence à être observée avec l'augmentation de la fréquence. Ces variations sont maximales lorsque la période du signal appliqué est très proche de la constante de temps des pièges. Notons qu'en augmentant la fréquence, la différence entre la constante de temps des pièges et la période du signal augmente [18]. En conséquence, l'effet de pièges décroît conduisant à une diminution de la dispersion des paramètres de sortie du composant. Alors qu'en hautes fréquences, HF, ces derniers tendent vers des valeurs constantes.

Par ailleurs, nous avons tracé la fréquence,  $f_{sat}$ , pour laquelle la capacité atteint le maximum de variation en fonction de la densité du dopage, figure IV.10. Notons que  $f_{sat}$  se décale vers les fréquences basses quand le dopage du substrat augmente.

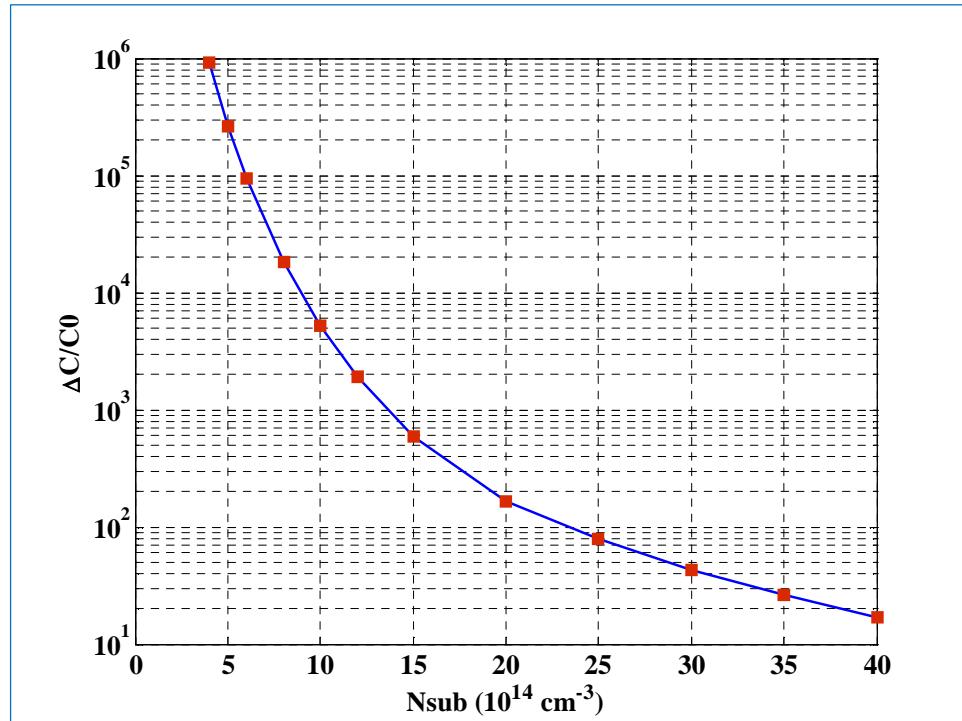


Fig. IV. 9: Variation de la capacité relative en fonction de la densité de dopage du substrat.

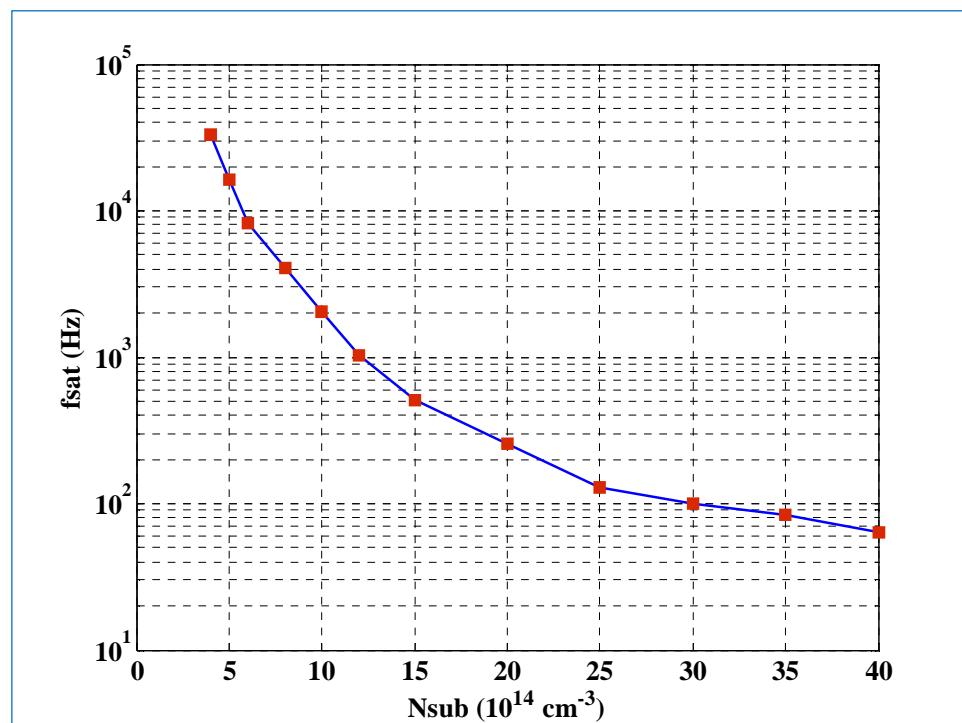
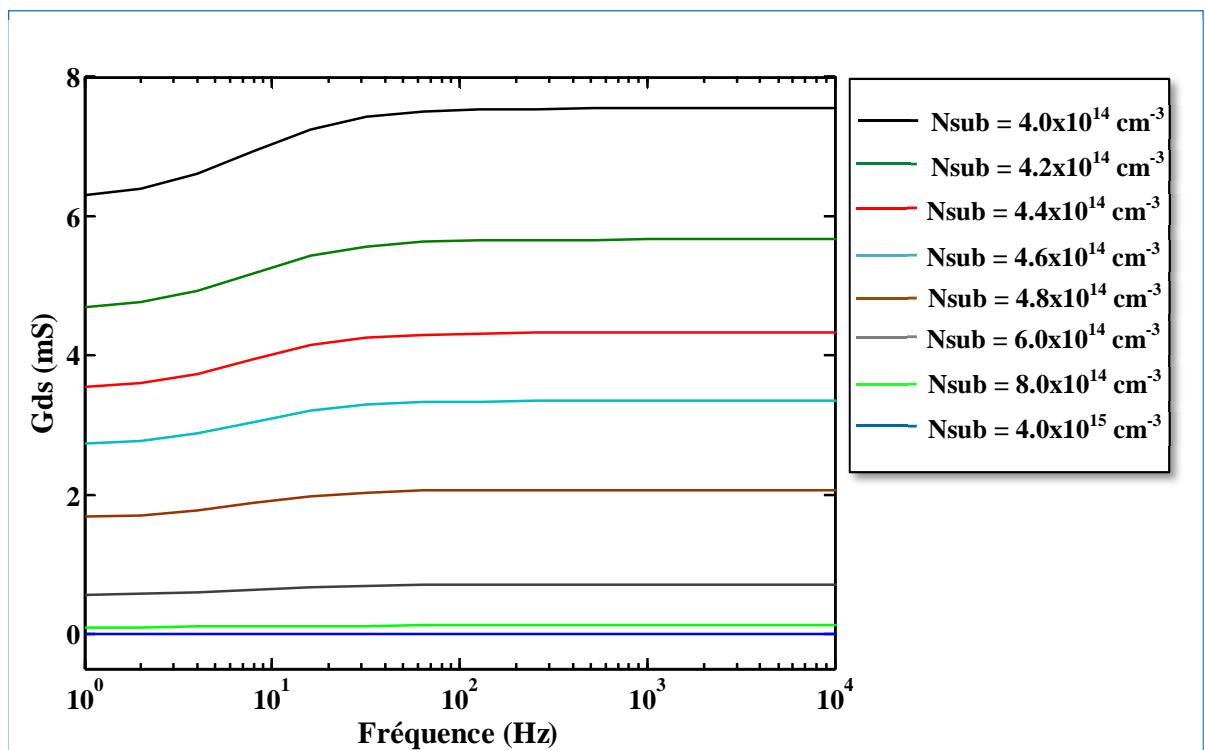


Fig. IV. 10: Variation de fsat en fonction de la densité de dopage du substrat.

#### IV.7.2 Corrélation avec la conductivité du substrat

Les électrons du canal d'un MESFET capturés par les pièges ne peuvent pas participer au courant de sortie du transistor. Ainsi, la diminution de la densité de porteurs conduit à celle du courant. Cet effet limitatif du courant de drain, couramment observé dans les MESFETs affecte directement les performances du composant; en premier lieu une réduction de la conductance de sortie. Cette réduction de la conductance peut être expliquée par le fait que la charge en excès associée aux électrons piégés à l'interface canal/substrat produit une seconde région de déplétion dans le canal conducteur ce qui donne une forte réduction du courant et de la conductance de drain [4]. En réponse au signal alternatif appliqué au drain, la perturbation de la concentration des électrons se produit principalement au voisinage de la zone dépeuplée de l'interface entre le canal et le substrat. La modulation de la tension de drain influe directement la largeur de la zone de déplétion à l'interface, ce qui provoque la dispersion de la conductance de sortie [4].

La figure IV.11 représente l'évolution de la conductance de sortie,  $G_{ds}$ , en fonction de la fréquence à différentes densités du dopage. À comparer aux valeurs statiques, on note une

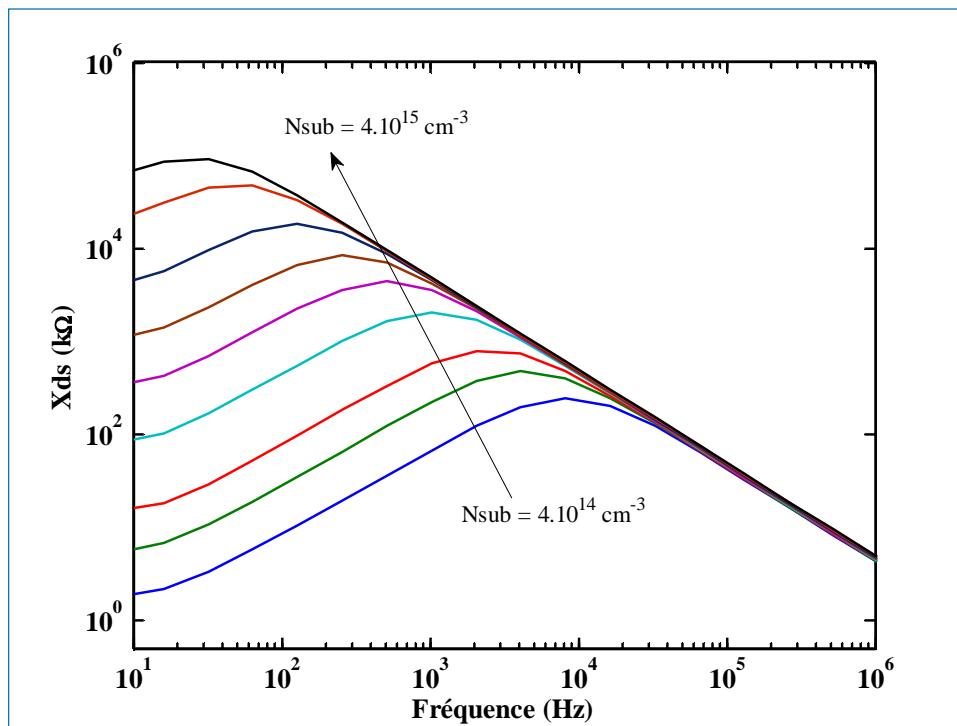


**Fig. IV. 11:** Conductance de sortie en fonction de la fréquence à différentes concentrations du dopage.

dispersion positive en fréquence. Cette variation est maximale lorsque la fréquence du signal appliqué est proche de la fréquence de réponse des pièges. D'autre part, l'augmentation de la fréquence conduit à une saturation de la conductance de sortie.

Par ailleurs, on note que la variation de la conductance en fonction du dopage diminue au fur et à mesure que le dopage du substrat augmente. Sous l'effet du dopage, la conductivité du substrat augmente ainsi le facteur de qualité associé au substrat diminue ce qui se traduit par une augmentation de pertes de conduction. Ces pertes dans le substrat entraînent une diminution du courant de drain et par conséquent la conductance de sortie diminue. En effet, la diminution de la conductance de sortie,  $G_{ds}$ , se traduit par une augmentation de la réactance de sortie. La figure IV.12 représente les variations de la réactance capacitive de sortie en fonction de la fréquence à différentes valeurs de la densité du dopage du substrat,  $N_{sub}$ . On note qu'au fur et à mesure que  $N_{sub}$  augmente, la fréquence du pic se décale vers les basses fréquences. Ceci est en bon accord avec les résultats obtenus dans le chapitre précédent où le maximum de la réactance se produit à une fréquence qui dépend de la conductance drain-source et des temps de relaxation associés aux zones dépeuplées à l'interface canal/substrat via l'expression:

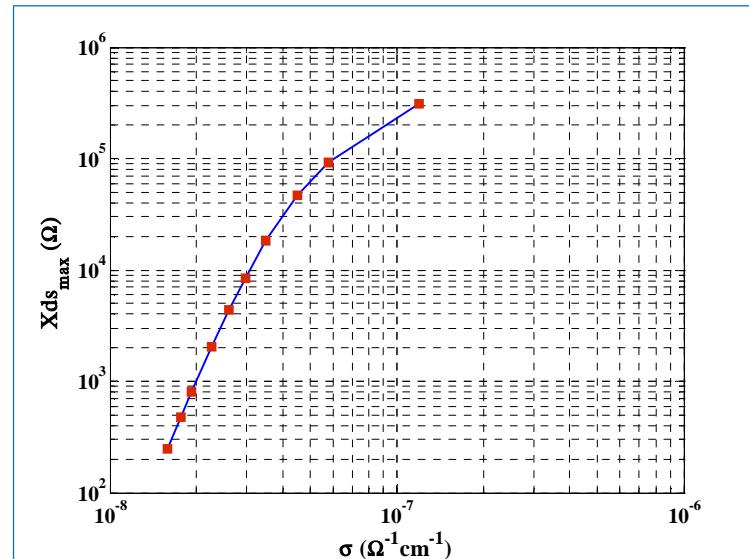
$$f_p = \frac{1}{2\pi(K_1+K_2)} \left[ \frac{G_{ds}}{\epsilon} + \frac{K_1}{\tau_1} + \frac{K_2}{\tau_2} \right] \quad (\text{IV.7})$$



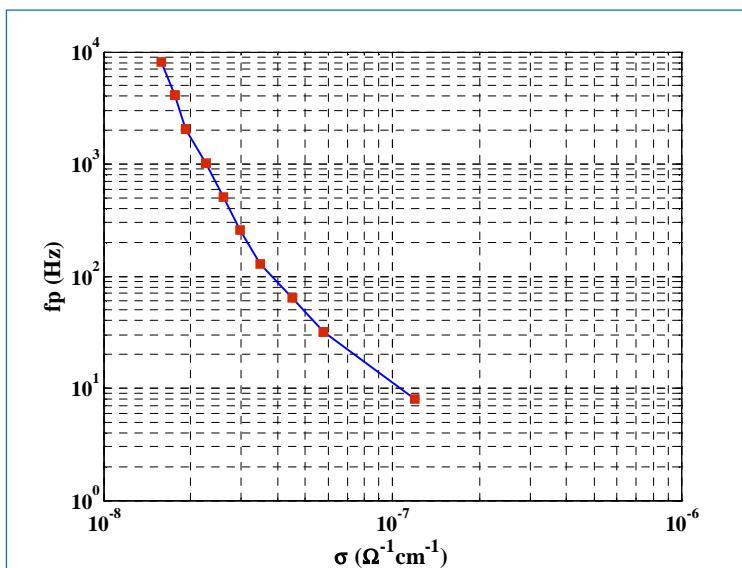
**Fig. IV. 12:** Variation de la réactance en fonction de la conductivité du substrat.

Pour mieux expliciter les résultats, nous avons tracé à la figure. IV. 13 l'évolution des valeurs maximales de la réactance en fonction de la conductivité. Il paraît que l'effet dispersif augmente avec la conductivité du substrat. De plus la fréquence du pic où on a un maximum de réponse de pièges se produit à des fréquences de plus en plus faibles quand la conductivité augmente ce qui montre la figure IV. 14.

**Fig. IV. 13:** Variation des maxima de la réactance en fonction de la conductivité du substrat.



**Fig. IV. 14:** Variation de la fréquence du pic en fonction de la conductivité du substrat.

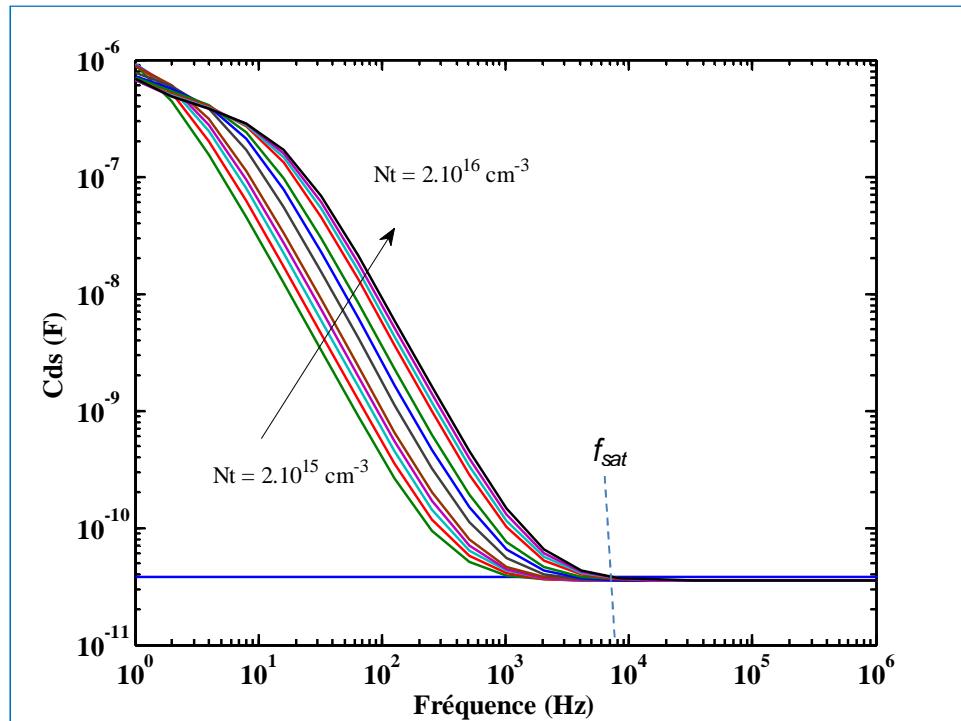


### IV.7.3 Effet de la densité des pièges

La densité des pièges représente la cause primordiale de l'effet dispersif dans les composants MESFETs. Ainsi, afin d'évaluer son effet sur la dispersion, nous avons fixé la densité des accepteurs peu-profonds,  $N_A$ , à  $8.10^{14} \text{ cm}^{-3}$  et étudié la variation de  $C_{ds}$  en fonction de la fréquence pour différentes densités de pièges,  $N_b$ , variant de  $2.10^{15} \text{ cm}^{-3}$  à  $2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Les résultats obtenus sont illustrés par la figure IV.15. On constate que chaque courbe  $C(f)$  peut être décomposée en deux régions:

- La première région, correspondante aux fréquences faibles, montre la diminution de la capacité jusqu'à une fréquence notée  $f_{sat}$ , où la capacité atteint sa valeur minimale.
- Pour  $f > f_{sat}$ , la capacité garde une valeur invariable avec la fréquence d'où un régime de saturation (—).



*Fig. IV.15: Variation de  $C_{ds}$  en fonction de la fréquence à différentes densités de pièges.*

La comparaison des courbes  $C(f)$  pour différentes densités de pièges avec celle simulée dans une structure idéale montre clairement l'effet des pièges sur la dispersion fréquentielle qui s'accentue avec l'augmentation de la densité de pièges. L'effet prononcé du phénomène de la dispersion en BF est relié aux pièges qui sont beaucoup plus actifs dans cette gamme en raison de leur constante de temps relativement lente. En effet, la capacité  $C_{ds}$  est dominée par la capacité de pièges aux basses fréquences, qui dépend fortement de la polarisation et de la fréquence.

La variation relative de la capacité est représentée à la figure IV.16. Elle est directement proportionnelle à la densité de pièges, où la plus grande variation est notée pour la densité de pièges la plus élevée et dans la gamme de fréquences de 1 Hz-10 kHz. De plus, on note que

l'intervalle d'influence des pièges s'étale aussi en fréquence quand la densité augmente, ceci est montré à la figure.IV.17 qui représente l'évolution de la fréquence,  $f_{sat}$ , en fonction de la densité de pièges.

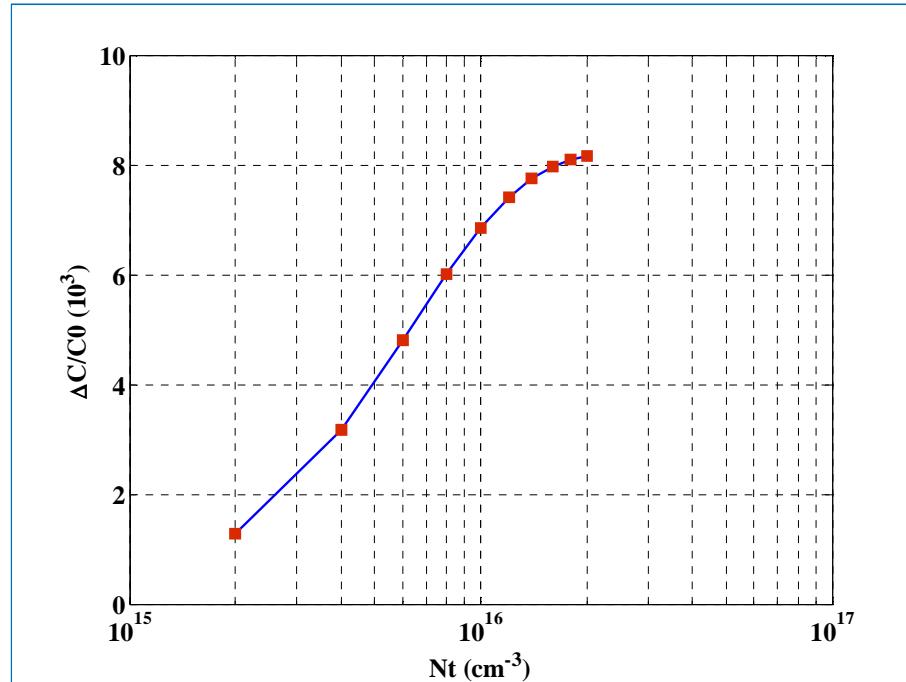


Fig. IV. 16: Variation relative de la capacité en fonction de la densité de pièges.

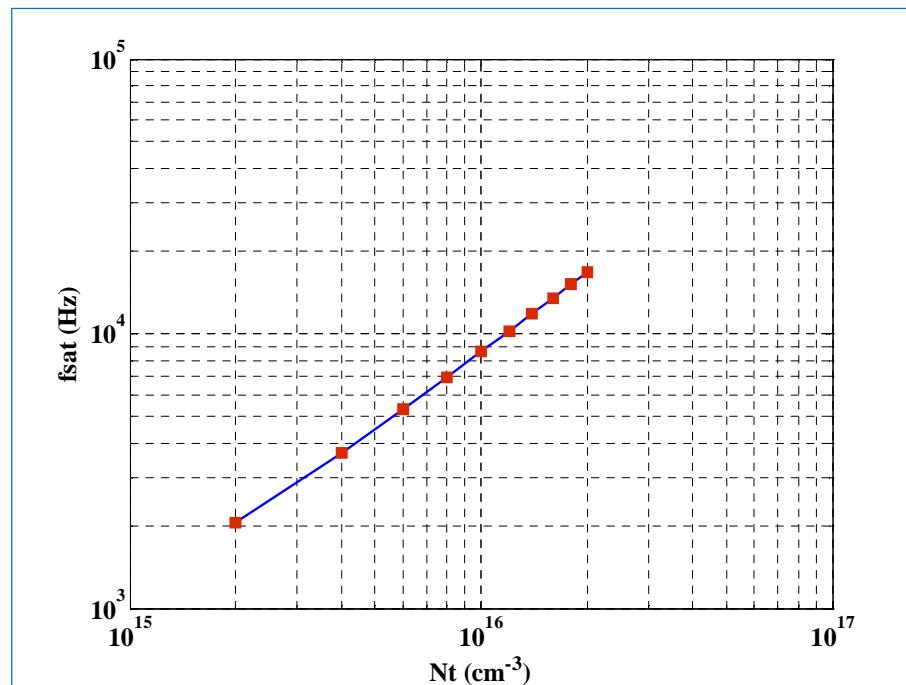
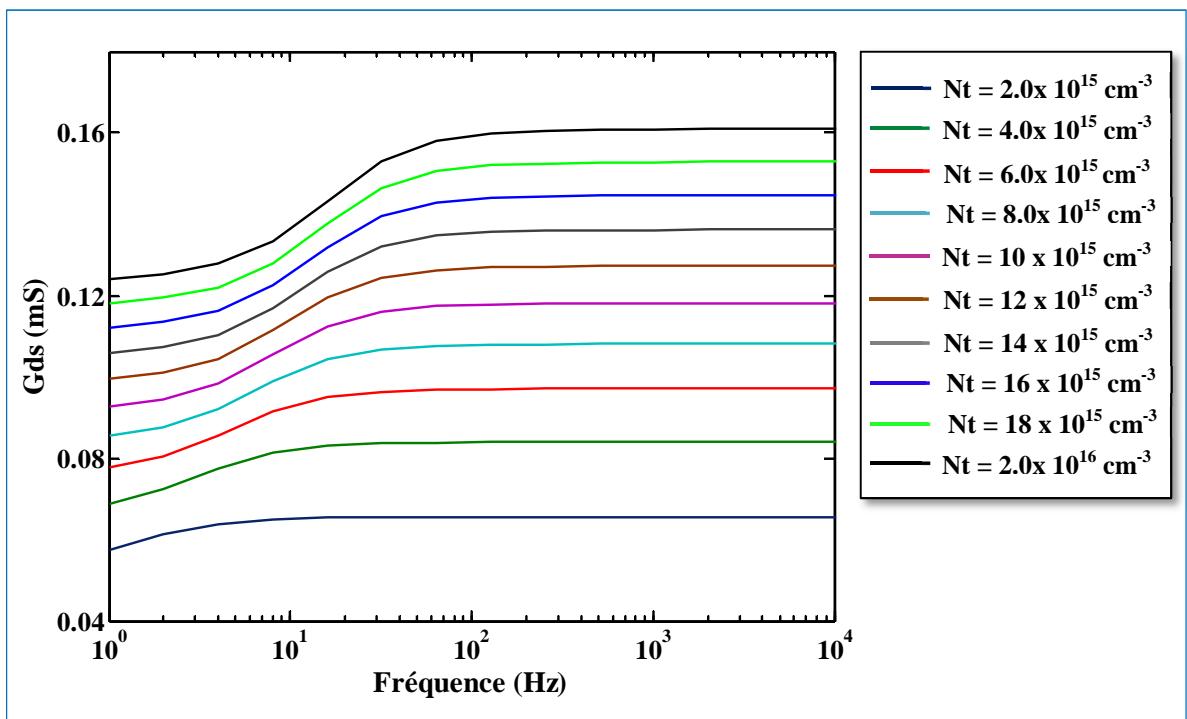


Fig. IV. 17: Variation de  $f_{sat}$  en fonction de la densité de pièges.

#### IV.7.4 Corrélation avec la conductivité du substrat

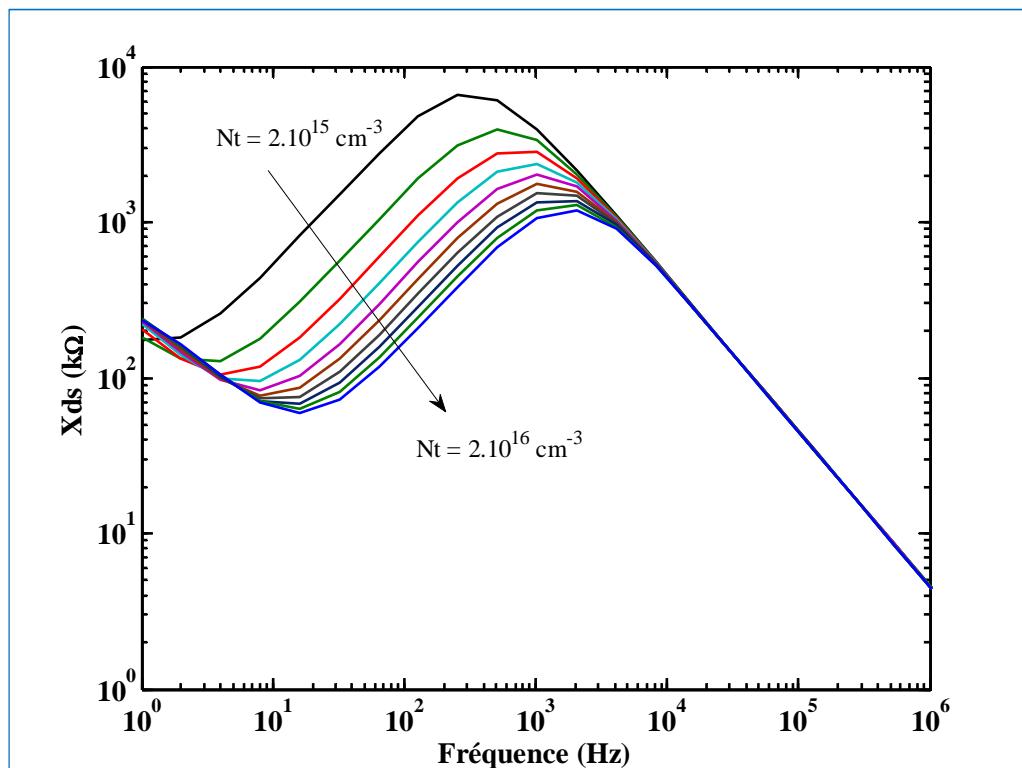
Sous l'effet de la densité des pièges, la conductivité du substrat diminue par mécanisme de compensation entre les pièges profonds de type donneurs et les accepteurs résiduels peu profonds. L'augmentation du facteur de qualité du substrat indique que les pertes de conduction diminuent, ceci est en accord avec la diminution de la conductivité et l'augmentation de la résistance du substrat, ce qui entraîne une réduction du taux d'injection des électrons dans le substrat. La figure IV.18 montre clairement l'augmentation de la conductance de sortie introduite par la croissance de la densité des pièges.



**Fig. IV. 18:** Variation de la conductance de sortie fonction de la fréquence à différentes densités de pièges.

Ce phénomène peut être interprété par la diminution de pertes et l'augmentation du courant de drain. D'autre part, il est à souligner que les pièges introduits sont de type donneur; ils sont électriquement neutres quand ils sont occupés ou chargés positivement. Toute modification de la densité des pièges à l'interface avec le canal par effet de capture ou d'émission est équivalente à une variation de la charge nette négative dans le substrat [19]. En effet, la

diminution de  $G_{ds}$  est accompagnée par l'augmentation de l'épaisseur de la région de déplétion à l'interface canal/substrat suite à l'augmentation de la charge nette, ce qui explique également la diminution de la capacité. Ces variations sont en accord avec l'évolution de la réactance de sortie illustrée par la figure IV. 19.



**Fig. IV. 19:** Variation de la réactance en fonction de la fréquence à différentes densités de pièges.

L'augmentation de la réactance de sortie avec la conductivité traduit l'accroissement des pertes par injection d'électrons dans le substrat, ce qui réduit la concentration des pièges ionisés. Par conséquent, la charge nette négative augmente, correspondant à un élargissement des zones dépeuplées à l'interface. Ainsi, le tracé des maxima de la réactance en fonction de la conductivité représenté à la figure IV. 20, et le décalage de la fréquence maximale de dispersion,  $f_p$ , donnée à la figure IV. 21 montre encore l'accord avec l'expression donnée par l'équation (IV.7). En conséquence, la corrélation de la réponse des pièges avec la conductivité du substrat révèle que l'effet de dispersion augmente avec l'accroissement de la conductivité du substrat semi-isolant qui accentue l'effet de pertes par le mécanisme d'injection de porteurs.

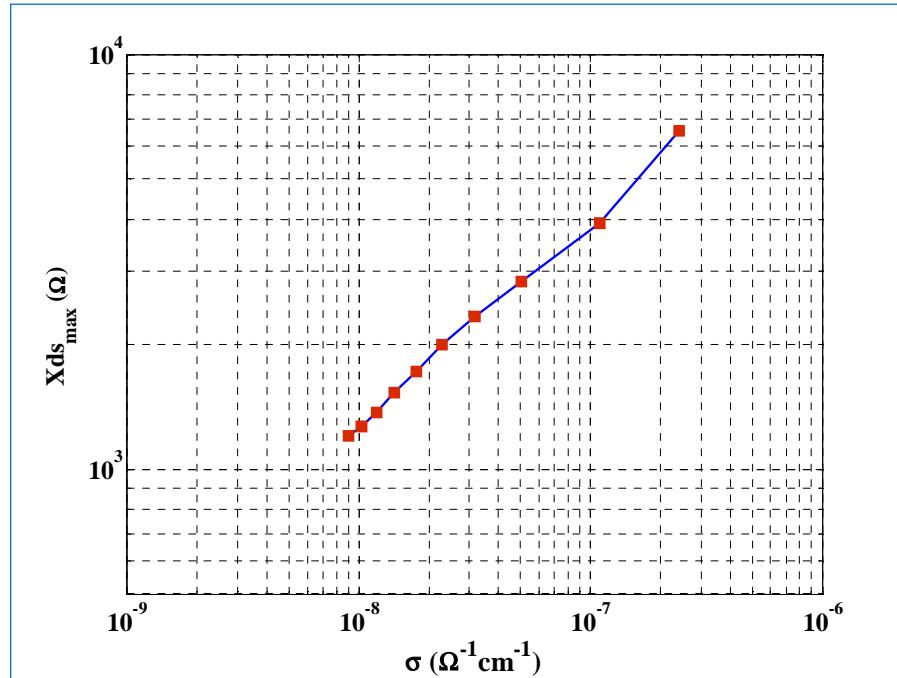


Fig. IV. 20: Variation des maxima de la réactance en fonction de la conductivité du substrat.

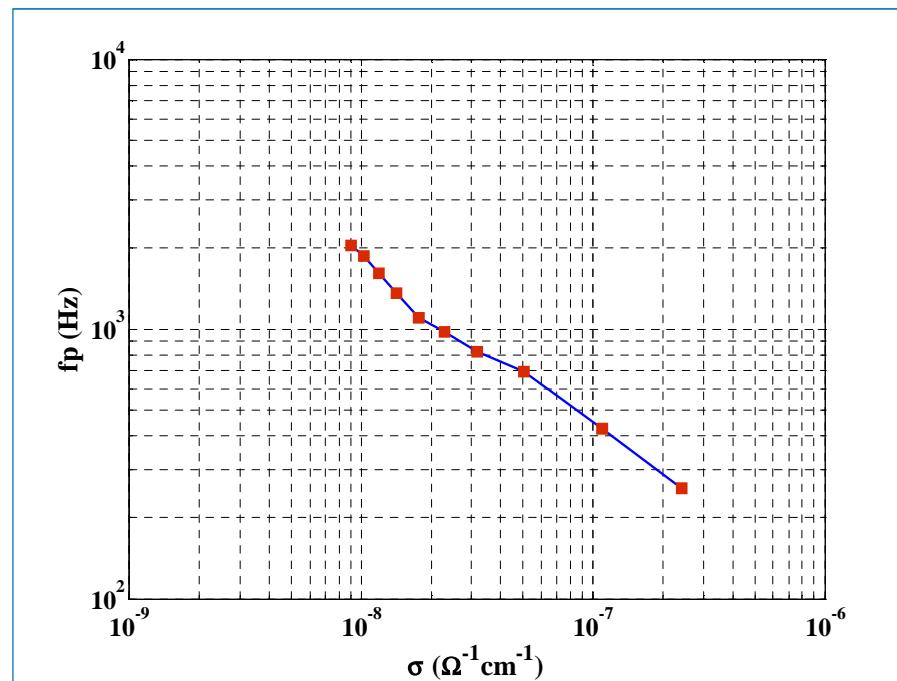


Fig. IV. 21: Variation de la fréquence du pic en fonction de la conductivité du substrat.

#### IV.7.5 Effet de la constante de temps des pièges

Le mécanisme d'occupation d'un niveau de piége par les porteurs est déterminé, selon les statistiques SRH, par l'équilibre entre deux processus: la capture et l'émission. Le processus de capture de porteurs par un piége est généralement très rapide relativement au taux d'émission [20]. A l'équilibre, ces deux processus se compensent donnant lieu à un état stationnaire [20].

Les équations décrivant les taux de capture,  $Cr$ , et d'émission,  $er$ , respectivement pour les électrons,  $n$ , et les trous,  $p$ , sont données par [21]:

$$Cr_{n,p} = d_{n,p} [N_t h_{n,p}(E_t)] (v_{th} \sigma_{n,p}) \quad (\text{IV.9})$$

$$er_{n,p} = [N_t (1 - h_{n,p}(E_t))] e_{n,p} \quad (\text{IV.10})$$

Où  $d_{n,p}$  est la densité de porteurs libres,  $h_{n,p}$  représente la probabilité (dans le cas le plus général de l'état de non-équilibre) que les piéges soient vides ou occupés par des électrons,  $v_{th}$  est la vitesse thermique des porteurs,  $\sigma_{n,p}$  est la section de capture et  $e_{n,p}$  est la probabilité d'émission. En fonction de la température du semi-conducteur,  $T$ , et la concentration intrinsèque des porteurs, le taux d'émission peut être exprimé sous la forme [21]:

$$er_{n,p} = v_{th} \sigma_{n,p} n_i \exp\left(\pm \frac{E_t - E_i}{K_B T}\right) \quad (\text{IV.11})$$

Où  $E_i$  est le niveau de Fermi intrinsèque. La fréquence caractéristique de piéges,  $fc$ , est reliée à la constante de temps de piéges et le taux d'émission par la relation:

$$\tau = er_{n,p}^{-1} = \frac{1}{2\pi f_c} \quad (\text{IV.12})$$

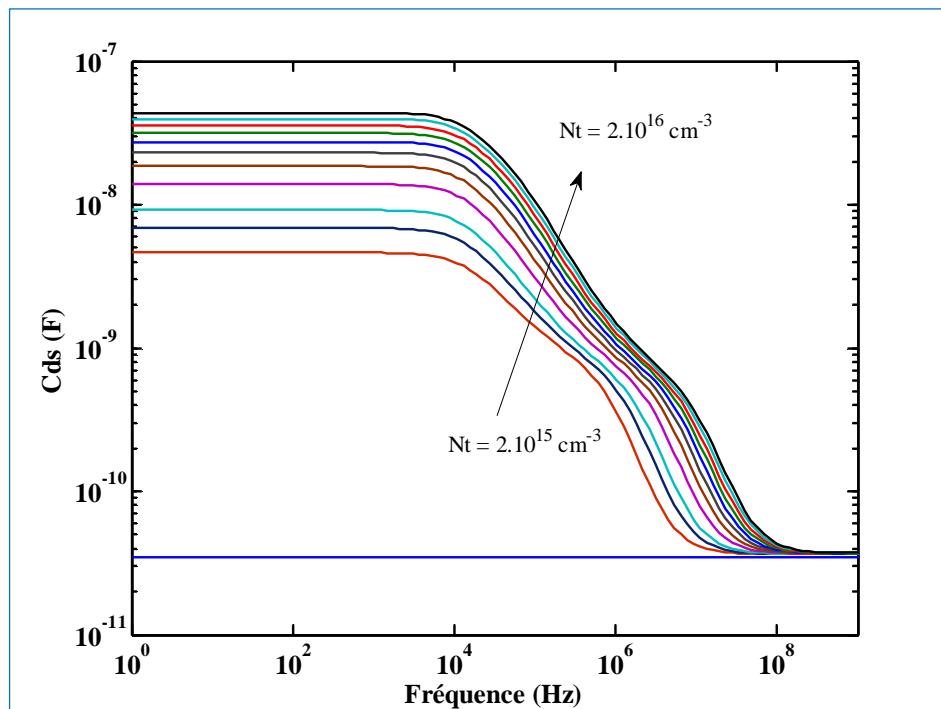
Les piéges affectent plus ou moins les performances du composant selon la fréquence du signal alternatif appliqué. En conséquence, les anomalies rencontrées dans les caractéristiques des composants électroniques, en particulier les MESFETs sont dues au fait que les piéges capturent et émettent les porteurs de charge avec des constantes de temps souvent différentes des signaux appliqués.

##### a) Effet des piéges rapides

Afin d'améliorer la connaissance sur la dynamique des piéges et son effet sur le phénomène de dispersion, nous avons mené nos investigations sur des piéges ayant des constantes de

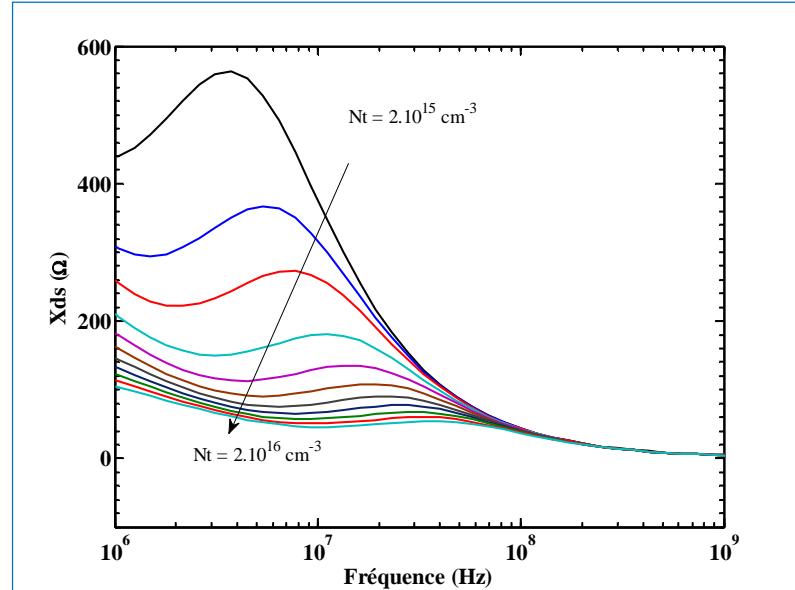
temps faibles. L'étude décrite par la suite portera plus particulièrement sur le piège EL4 qui se trouve habituellement dans les substrats semi-isolants de GaAs. Ce piège de type donneur est associé aux lacunes du Ga. Par rapport à l'intervalle de fréquence utilisé, ce type de pièges ayant une constante de temps de 5  $\mu$ s est classé rapide. L'effet de ce piège est comparé à celui du EL2, considéré comme étant lent et caractérisé par une constante de temps de 1.5 ms.

Les résultats de simulation de la capacité de sortie en régime alternatif pour différentes densités de pièges sont montrés à la figure IV.22. On remarque que la fréquence pour laquelle la capacité,  $C_{ds}$ , atteint sa valeur minimale augmente. Ceci est dû au fait que les pièges répondent dans l'intervalle de fréquence centré à leur fréquence caractéristique,  $f_c$ , relativement élevée,  $f_c = 3.10^4$  Hz. De plus dans l'intervalle de très basses fréquences la capacité garde une valeur constante proche de la valeur statique. La diminution des valeurs de capacité dans la région de fréquences intermédiaires signifie que seulement une faible densité de pièges peut suivre le changement du signal [22]. Cette diminution se fait selon deux directions distinctes donnant une allure un peu différente que celle obtenue dans le cas de pièges lents. Les valeurs minimales de  $C(f)$  sont atteintes respectivement à des fréquences relativement élevées allant de  $10^7$  Hz à  $2.10^8$  Hz, ensuite la capacité devient invariable et prend une valeur qui coïncide avec celle du composant idéal (—).



**Fig. IV. 22:** Variation de la capacité de sortie en fonction de la fréquence, à différentes densités de pièges, dans le cas de pièges rapides.

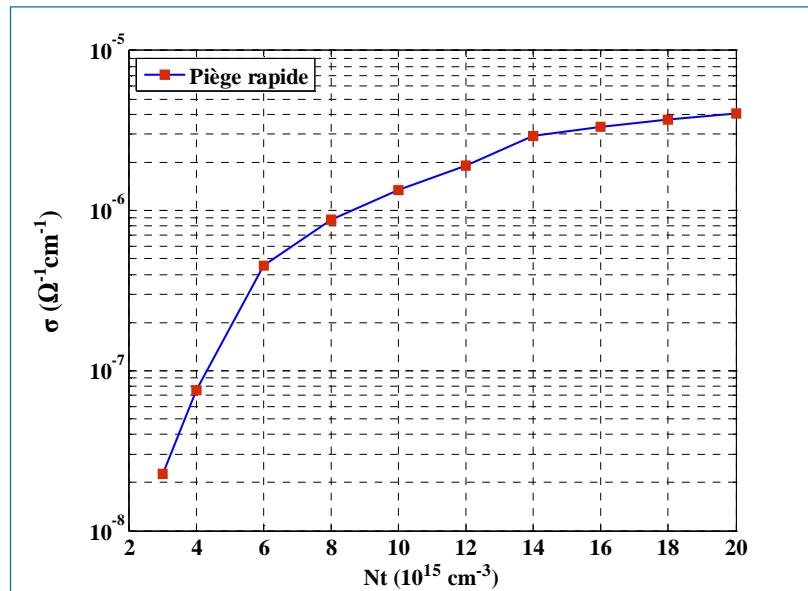
Parallèlement, la variation de la réactance capacitive montre une diminution des maxima qui se décalent vers les fréquences élevées quand la densité de pièges augmente (Fig. IV. 23) ce qui est en accord avec la variation de la capacité.



**Fig. IV. 23:** Variation de la réactance en fonction de la fréquence, dans le cas des pièges rapides.

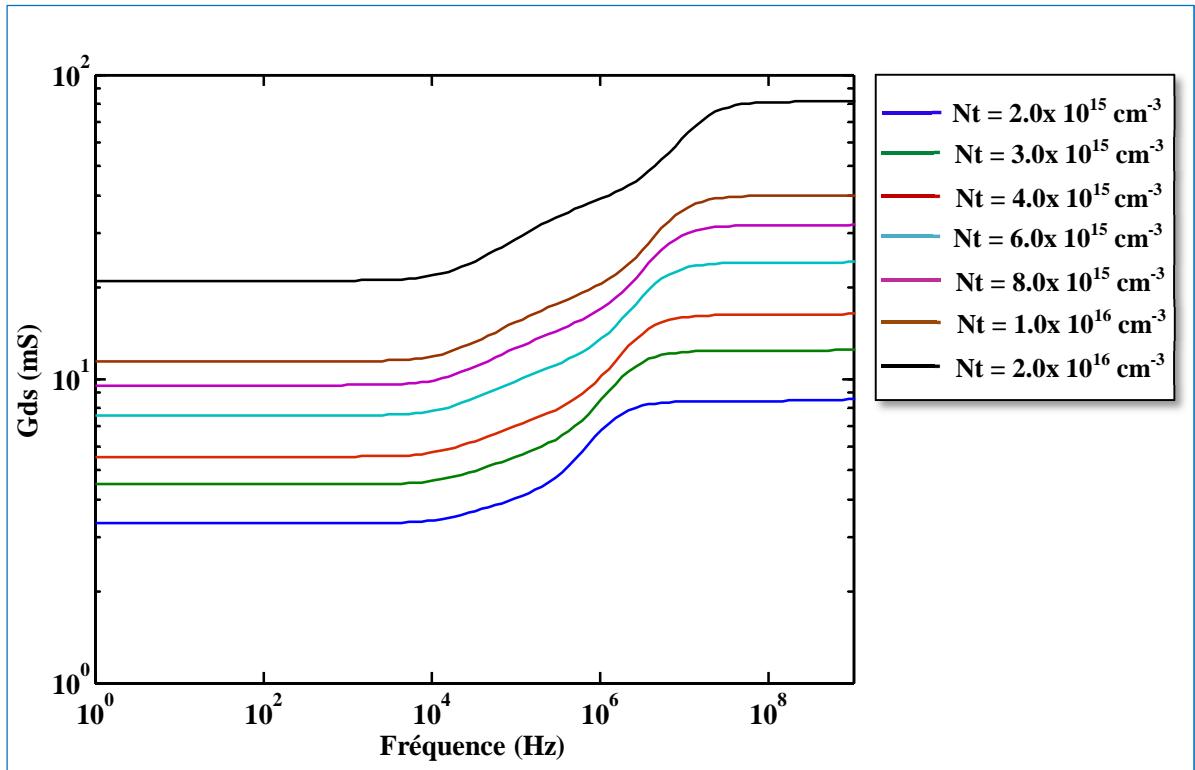
### b) Corrélation avec la conductivité du substrat

La détermination de la conductivité du substrat à pièges rapides est effectuée selon la même méthode capacitive et dans les mêmes conditions que pour les pièges lents. La variation de la conductivité du substrat en fonction de la densité de pièges est représentée sur la figure IV. 24. Il est facile de constater que cette conductivité est d'autant plus importante que la densité  $Nt$  est grande.



**Fig. IV. 24:** Variation de la conductivité en fonction de la densité de pièges rapides.

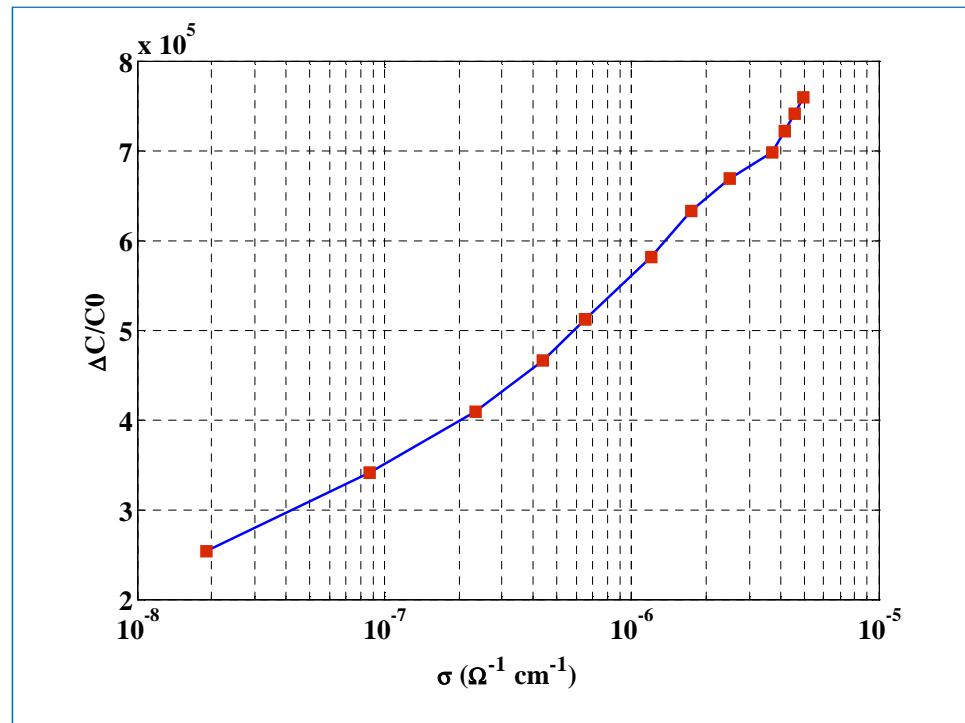
D'autre part, les pièges rapides ont une constante de temps faible donnant ainsi un taux d'émission élevé. Les électrons émis à partir de pièges du substrat dans le canal ont pour effet d'augmenter la conductance. Ce qui explique l'évolution de la conductance, donnée à la figure IV. 25, qui augmente avec la densité des pièges. De plus, le décalage de la fréquence du pic en HF (Fig. IV. 23) s'accompagne avec l'augmentation de la conductance de sortie,  $G_{ds}$ .



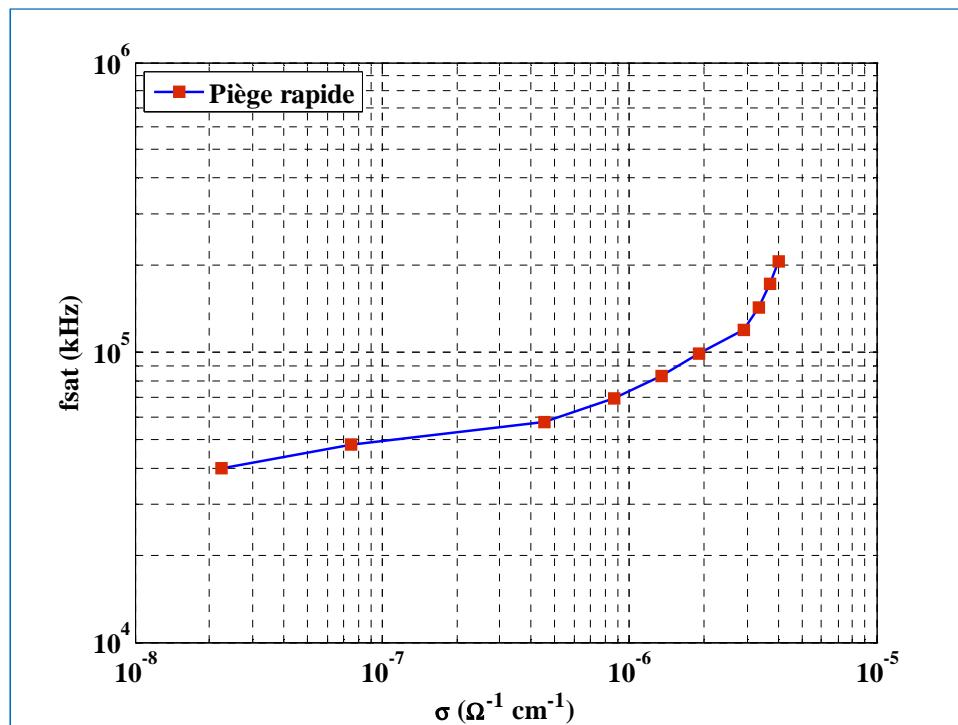
*Fig. IV. 25: Variation de la conductance de sortie en fonction de la fréquence, dans le cas des pièges rapides.*

En relation avec la conductivité du substrat, on montre à la figure IV.26 la variation relative de la capacité où on note une proportionnalité avec la conductivité. Ceci est expliqué par le fait que l'échange de porteurs avec les pièges ionisés, par mécanisme d'injection et émission conduit à une diminution des épaisseurs des zones de charge d'espace à l'interface canal/substrat. D'autre part, la figure IV.27 montre l'augmentation de  $f_{sat}$  avec la conductivité du substrat. Cette fréquence associée au maximum de variation montre que la fréquence de réponse de pièges s'étale à des fréquences plus élevées quand la conductivité du substrat augmente. Ce qui est en accord aussi avec l'augmentation correspondante de la conductance.

En conséquence, on peut conclure que dans le cas de pièges rapides, l'effet de dispersion s'accentue également avec l'augmentation de la conductivité.



**Fig. IV. 26:** Variation relative de la capacité en fonction de la conductivité du substrat, dans le cas des pièges rapides.

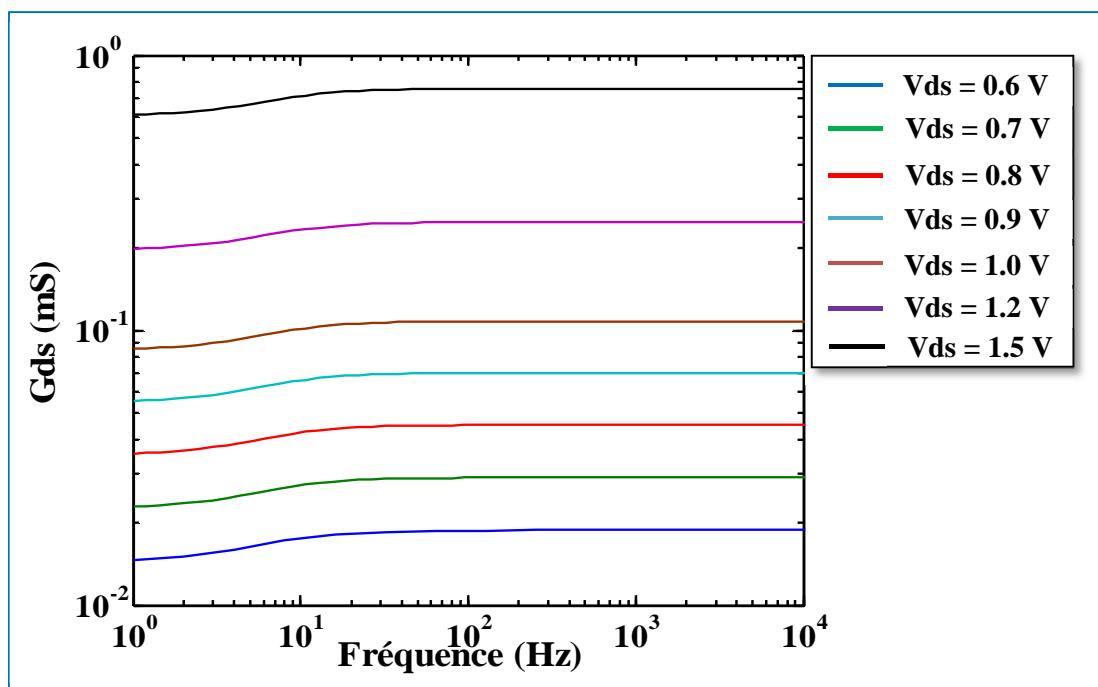


**Fig. IV. 27:** Variation de  $f_{\text{sat}}$  en fonction de la conductivité du substrat, dans le cas des pièges rapides.

## IV.8 Effet de la tension de polarisation drain-source

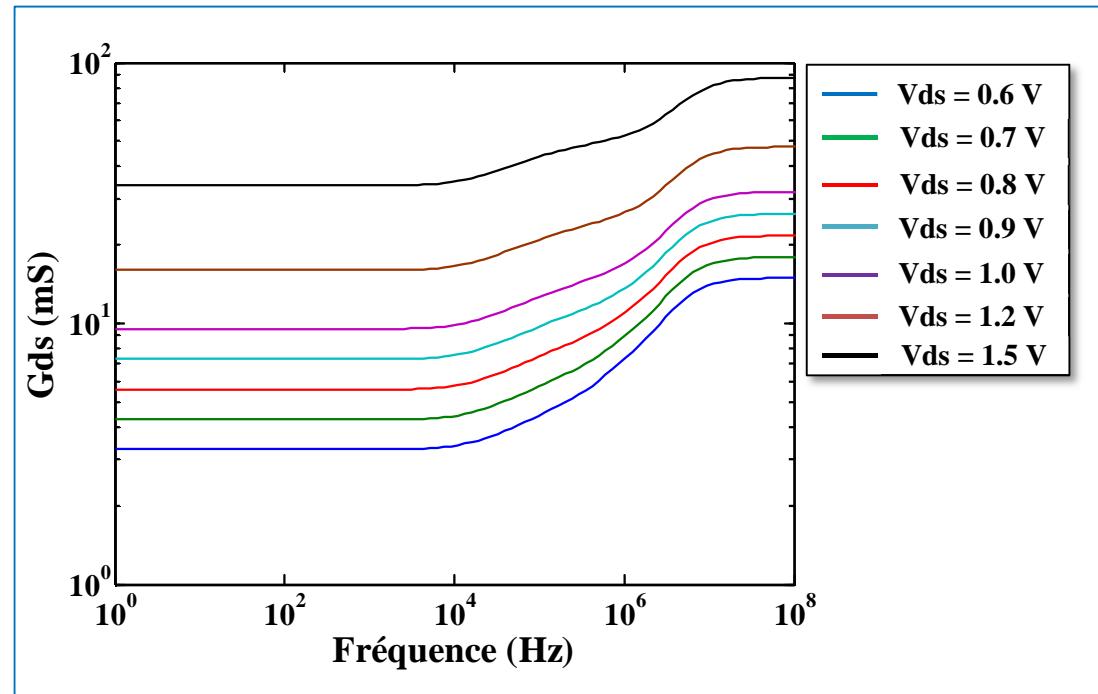
Les grandeurs physiques des MESFETs varient en fonction de la polarisation et la fréquence. Afin d'évaluer l'effet de la tension drain-source sur le phénomène de dispersion, nous avons simulé la variation de la conductance  $G_{ds}$  en fonction de la fréquence à différentes valeurs de  $V_{ds}$  pour les deux types de pièges. Ces variations sont illustrées respectivement par les figures IV.28 & 29 à différents points de polarisation:  $V_{gs} = -0.4$  V et  $V_{ds}$  prend les valeurs de 0.6 V à 1.5 V. La simulation donne une allure identique, avec une augmentation de la valeur de  $G_{ds}$  quand la tension de drain augmente.

Sous l'effet de la polarisation de drain, le potentiel du canal s'accentue ce qui influe sur la largeur de la région de déplétion qui s'étend plus profondément. L'augmentation de la conductance est expliquée par la diminution des épaisseurs des zones dépeuplées à l'interface qui affecte les valeurs de la conductance. Cette évolution est reliée également à une émission des électrons à partir des pièges sous l'effet du champ élevé à la région d'interface. En effet, la tension de drain favorise l'échange de porteurs avec les pièges et conduit à une augmentation de la conductance pour les deux types de pièges.



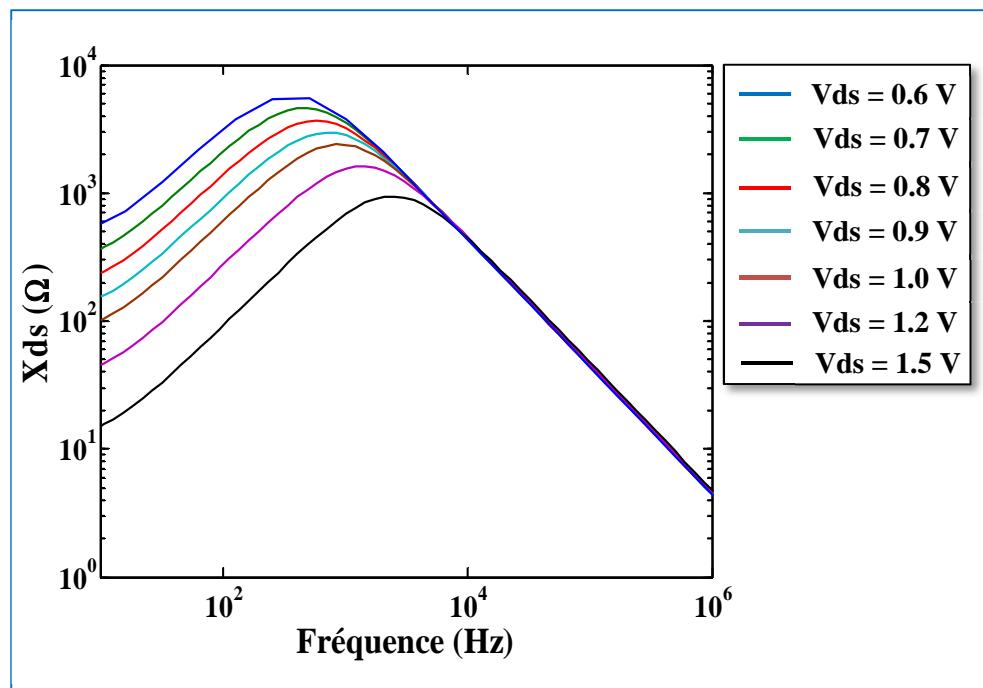
**Fig. IV. 28:** Variation de la conductance en fonction de la fréquence à différentes valeurs de  $V_{ds}$  dans le cas des pièges lents.

Par ailleurs, en HF les processus de capture et d'émission d'électrons à partir des pièges ne peuvent pas répondre complètement au signal rapide [23]. Leur effet est masqué, ainsi la région de charge d'espace à l'interface n'a pas le temps de suivre la variation du signal. De ce fait, la variation de la conductance devient très faible.

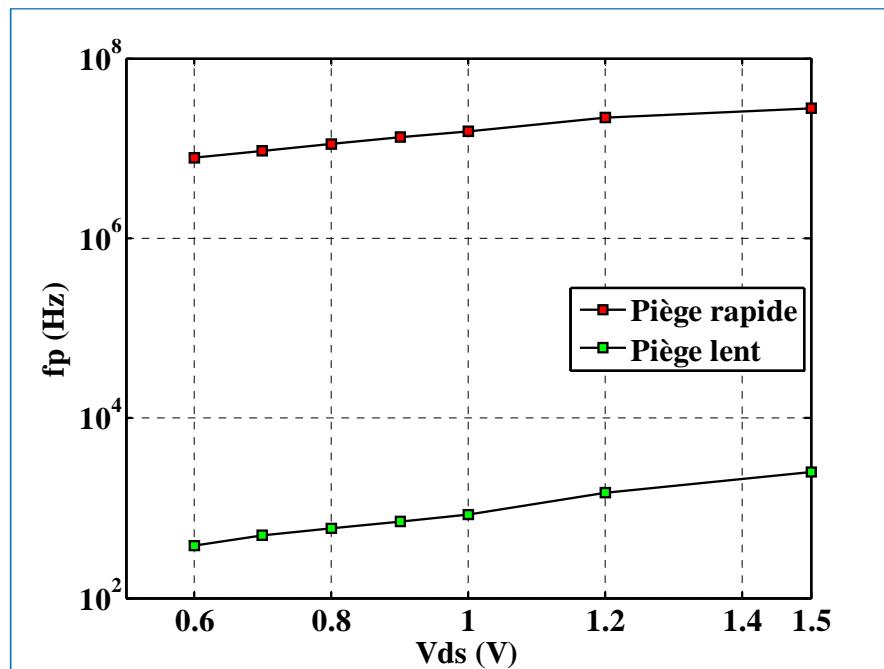


**Fig. IV. 29:** Variation de la conductance en fonction de la fréquence à différentes valeurs de  $V_{ds}$  dans le cas des pièges rapides.

D'autre part, nous donnons à la figure IV. 30 le tracé de la réactance de sortie en fonction de la fréquence, en variant la tension  $V_{ds}$  dans le cas des pièges lents. Une variation similaire est notée aussi dans le cas des pièges rapides où la réactance diminue au fur et à mesure que la tension de drain augmente. Nous représentons à la figure IV. 31 le décalage de la fréquence du pic en fonction de  $V_{ds}$  pour les deux types de pièges étudiés. Cette variation qui est en accord avec celle de la conductance montre que la réponse de piége du substrat est influencée par la tension de drain qui sera notable pour des valeurs élevées de  $V_{ds}$ .



**Fig. IV. 30:** Variation de la réactance de sortie en fonction de la fréquence à différentes valeurs de  $V_{ds}$ , dans le cas des pièges lents.



**Fig. IV. 31:** Variation de la fréquence du pic en fonction de la tension  $V_{ds}$ , pour les deux types de pièges.

## **IV.9. Conclusion**

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'influence des propriétés du substrat semi-isolant sur les phénomènes dispersifs des paramètres de sortie du MESFET GaAs. L'étude a été menée sur la conductance, la capacité et la réactance de sortie en faisant varier le dopage et la densité des pièges dans le substrat. Notons que deux types de pièges ayant des constantes de temps différentes ont été considérés à savoir: la conductance, la capacité et la réactance de sortie. Notons que la quantification de l'effet dispersif est effectuée en corrélation avec la conductivité du substrat compensé.

Pour les pièges lents, il a été constaté que l'augmentation de la conductivité favorise les pertes de conduction par mécanisme d'injection des porteurs. Ce phénomène affecte les valeurs des différents paramètres considérés. Ainsi, la conductance se trouve diminuer alors que la réactance augmente. Quant aux pièges rapides, nous avons relevé un effet inverse conduisant à une augmentation de la conductance et par conséquent la réactance diminue. Ce résultat préliminaire mérite d'être mieux développé dans les perspectives.

Par ailleurs, les variations de la réactance en fonction de la fréquence évoluent sous forme d'une gaussienne dont le pic,  $f_p$ , apparaît à une fréquence dépendante de la conductivité. De ce fait, l'augmentation de la conductivité conduit à un décalage de  $f_p$  vers les basses fréquences. Notons que  $f_p$  est étroitement associée à la fréquence de réponse des pièges qui varie également dans un intervalle centré à sa fréquence caractéristique.

L'étude de l'effet de la constante de temps montre que la réponse des pièges rapides se produit à des fréquences élevées de l'ordre de  $10^6$  Hz à comparer aux pièges lents. En conséquence, le phénomène de dispersion s'accentue avec la conductivité qui conditionne les pertes de conduction et du taux d'émission dominant dans le cas de la constante de temps faible.

## **CONCLUSION GÉNÉRALE**

---

---

Nos investigations ont portées sur la micro-caractérisation de matériaux et composants via les dispersions fréquentielles. La mise en évidence de ce phénomène sur les paramètres de sortie a été effectuée sur des composants MESFETs GaAs commerciaux dans l'intervalle de fréquence [10 Hz - 0.1 MHz] et à différentes tensions de polarisations. Notre contribution est double.

D'un côté, via le concept de la permittivité complexe des matériaux semi-conducteurs, nous avons étudié l'influence des pertes de conduction sur le phénomène de dispersion fréquentielle. Par ailleurs, nous avons développé un modèle pour la dispersion fréquentielle de la réactance et la capacité de sortie où nous avons exprimé ces grandeurs en tenant compte de cette propriété issue de la physique des semi-conducteurs.

De l'autre, nous avons étudié la corrélation des propriétés des matériaux semi-isolants avec le phénomène de la dispersion fréquentielle. Pour cela, nous avons eu recours à la simulation physique via le logiciel ATLAS.

En effet, le phénomène de dispersion a été relié à la variation des pertes de conduction introduites par les mécanismes de piégeage de porteurs à l'interface canal/substrat. Ainsi, les zones de charge d'espace ont été supposées comme étant des diélectriques à pertes. Nous avons démontré la prédominance de cet effet en basses fréquences, où le mécanisme de piégeage devient important.

De plus, nous avons étudié l'influence des tensions de polarisation grille-source,  $V_{gs}$ , et drain-source,  $V_{ds}$ . Nous avons montré que l'augmentation aussi bien de  $V_{gs}$  que de  $V_{ds}$  accentue l'injection des porteurs dans le substrat conduisant à une augmentation des pertes de conduction. De ce fait, il a été constaté qu'aux alentours de la fréquence du pic,  $f_p$ , les valeurs

de la réactance subissent un notable agrandissement. En outre, nous avons établi une relation qui exprime la fréquence de réponse des pièges en fonction de la conductance du canal et des fréquences de relaxations dans les zones dépeuplées à l'interface canal/substrat. Il a été mis en évidence que l'effet des pièges est conditionné par le milieu de leur localisation à travers le temps de relaxation diélectrique qui est à son tour étroitement dépendant de la conductivité.

Dans la deuxième partie de nos investigations, nous nous sommes intéressés en premier lieu aux propriétés du substrat en introduisant l'effet capacatif dans le domaine fréquentiel. Ainsi, nous avons considéré des structures Métal-SI-Métal et nous avons fait varier le dopage et la densité des pièges afin d'étudier leurs influences sur les caractéristiques du substrat. En effet, cette analyse a été effectuée en relation avec la conductivité du substrat. Il a été montré que la conductivité du substrat augmente lorsque le dopage augmente et la densité des pièges diminue. L'analyse de la capacité de telles structures a permis d'évaluer l'influence de la conductivité du substrat sur le phénomène de dispersion fréquentielle des paramètres de sortie des MESFETs GaAs.

En conséquence, on peut penser que le phénomène de dispersion reflète en partie une propriété intrinsèque au matériau du substrat qui contrôle le taux d'injection et d'émission des porteurs dans les MESFETs GaAs.

## BIBLIOGRAPHIE

### Introduction générale

- [1] Z. Ramezani, A.A. Orouji and M. Rahimian, “High-performance SOI MESFET with modified depletion region using a triple recessed gate for RF applications,” *Mater. Sci. Semicond. Process.*, vol. 30, pp.75–84, 2015.
- [2] R.J. Trew, “SiC and GaN transistors - is there one winner for microwave power applications?,” *Proc. IEEE*, 2002, vol. 90, no. 6, pp. 1032 –1047.
- [3] E.C. Niehenke, “The evolution of Transistors for power amplifiers: 1947 to today,” in *2015 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp.*, IEEE, 2015, pp. 1–4.
- [4] C.E. Weitzel, “Comparison of SiC, GaAs, and Si RF MESFET Power densities,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 16, no. 10, pp. 451– 453, 1995.
- [5] W. Qian, M. Khan, D. Huang and F. Lin, “Analysis of Trapping effect in GaN HEMT modeling,” in *Int. Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes for RF and THz Applications (IEEE MTT-S IMWS-AMP 2015)*, pp.1–3.
- [6] X. Gu, Q. Shui, C. W. Myles and M. A. Gundersen, “Comparison of Si, GaAs, SiC and GaN FET-Type Switches For Pulsed Power Applications,” in *Pulsed Power Conf., 2003. Dig. Tech. Papers, PPC-2003. 14th IEEE Int.*, 2003, pp. 362-365.
- [7] A. Sayed and G. Boeck, “An Empirical Large Signal Model for Silicon Carbide MESFETs,” in *European Gallium Arsenide and Other Semiconductor Application Symp., GAAS 2005. IEEE*, 2005, pp. 313–316.

- [8] M. Golio, "the push toward low voltages devices," *IEEE microwave mag.*, vol. 1, no. 1, pp. 38–45, 2000.
- [9] A.Z. Landa, J.E. Zúñiga-Juárez, J.R. Loo-Yau, J.A. Reynoso-hernández, M.C. Maya-Sánchez and J.L. Valle-padilla, "Advances in Linear Modeling of Microwave Transistors," *IEEE Microwave Mag.*, pp.100–112, 2009.
- [10] A. Raffo, G. Bosi, V. Vadalà and G. Vannini, "Behavioral Modeling of GAN FETs: A Load-Line Approach," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 62, no. 1, pp.73–82, 2014.
- [11] C. Florian, p. A. Traverso, A. Santarelli and F. Filicori, "An Active Bias Network For The Characterization Of Low-Frequency Dispersion In High-Power Microwave Electron Devices," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 62, no. 10, pp. 2857–2869, 2013.
- [12] A. El Rafei, G. Callet, G. Mouginot, J. Faraj, S. Laurent, M. Prigent, R. Quere, O. Jardel and S. Delage, "DC (10 Hz) To Rf (40 Ghz) Output Conduction Extraction By S- Parameters Measurements For In-Depth Characterization Of Alinn/Gan Hemts, Focusing On Low Frequency Dispersion Effects," in *Microwave Integrated Circuits Conf., (EuMIC), 2011 European*, 2011, pp. 5–8.
- [13] I. Kallfass, C. Zhang, J. Grunenputt, C. Teyssandier and H. Schumacher, "Verification of a frequency dispersion model in the performance of a GaAs pHEMT travelling-wave MMIC," in *European Gallium Arsenide and Other Semiconductor Application Symp., GAAS 2005*, IEEE, 2005, pp. 381–384.
- [14] N. Sghaier, J.M. Bluet, A. Souifi, G. Guillot, E. Morvan, and C. Brylinski, "Study Of Trapping Phenomenon In 4H–SiC MESFETs: Dependence On Substrate Purity," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, no. 2, pp.297–302, 2003.
- [15] A. Khoualdia, Z. Hadjoub and A. Doghmane, "Investigation of low frequency dependence of output conductance in GaAs MESFET," *Int. J. Nanoelectronics and Materials*, vol.3, pp. 9–15, 2010.
- [16] R.J. Trew, "A zone-based approach for physics-based FET compact models," in *2016 21st Int. Conf. Microwave, Radar and Wireless Communications (MIKON)*. IEEE, 2016. pp. 1–4.
- [17] J. Krupka, "Contactless methods of conductivity and sheet resistance measurement for semiconductors, conductors and superconductors," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 24, no. 6, pp.1–13, 2013.

- [18] T. Shekharam, R.V. Laxminarasimha, G. Yellaiah, T.M. Kumar and M. Nagabhushanam “AC Conductivity, Dielectric And Impedance Studies Of Cd<sub>0.8-x</sub>Pb<sub>x</sub>Zn<sub>0.2</sub>S Mixed Semiconductor Compounds,” *J. Alloys Compd.*, vol. 617, pp. 952–960, 2014.
- [19] A. Eroğlu, A. Tataroğlu and Ş. Altindal, “On the temperature dependent dielectric properties conductivity and resistivity of MIS structures at 1 MHz,” *Microelectron. Eng.*, vol.91, pp. 154–158, 2012.
- [20] A. Y. Şafak, T. Asar, Ş. Altindal and S. Özçelik “Investigation of dielectric relaxation and ac electrical conductivity using impedance spectroscopy method in (AuZn)/TiO<sub>2</sub>/P-GaAs(110) Schottky barrier diodes,” *J. Alloys Compd.* vol.628, pp. 442– 449, 2015.
- [21] J. Krupka, J. Breeze, A. Centeno, N. Alford, T. Claussen and L. Jensen, “Measurements of permittivity, Dielectric Loss Tangent And Resistivity Of Float-Zone Silicon at microwave frequencies,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 54, no. 11, pp. 3995– 4001, 2006.
- [22] J. Krupka and J. Mazierska, “Contactless Measurements of Resistivity of Semiconductor Wafers Employing Single-Post and Split-Post Dielectric-Resonator Techniques,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 56, no 5, pp.1839–1844, 2007.

## Chapitre I

- [1] J. Krupka and J. Mazierska, “Current Developments in Contactless Measurements of High Quality Materials for Microelectronics and Nanotechnology Employing Dielectric Resonator Techniques,” in *TENCON 2011 IEEE Conf.*, 2011, pp. 739–743.
- [2] S. A. Ansari, A. Nisar and B. Fatma, “Temperature dependence anomalous dielectric relaxation in Co doped ZnO nanoparticles,” *Materials Research Bulletin* vol.47, pp.4161–4168, 2012.
- [3] G. Cheng, L. Liu, D. Cai and C. Yuan, “Microwave measurement of dielectric properties using the TM011 modes excited by a generalized nonradiative dielectric resonator and TE011,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 23, no. 11, pp. 1–12, 2012.

- [4] J. Krupka, J. Breeze, A. Centeno, N. Alford, T. Claussen and L. Jensen, “Measurements of Permittivity, Dielectric Loss Tangent, and Resistivity of Float-Zone Silicon at Microwave Frequencies,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 54, no. 11, pp. 3995–4001, 2006.
- [5] F. Calvayrac, “Electromagnétisme dans les milieux matériels, dipôles,” *Pôle Ressources Numériques -Université du Maine*, 2009.
- [6] R. N. Jadhav and V. Puri, “Microwave Absorption, Conductivity and Complex Permittivity of Fritless Ni (1-x) CuxMn2O4 (0 ≤ x ≤1) Ceramic Thick Film: Effect of Copper,” *Progress In Electromagnetics Research C*, vol. 8, pp. 149–160, 2009.
- [7] J. Krupka, “Frequency domain complex permittivity measurements at microwave frequencies,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 6, pp. 55–70, 2006.
- [8] P. Debye, “Polar Molecules,” *The Chemical Catalog Company, Inc.*, New York, Section 18, pp. 89–95, 1929.
- [9] A. K. Jonscher, “Dielectric Relaxation in Solids,” *Chelsea Dielectrics Press, London*, 1983.
- [10] A. K .Jonscher, “Universal Relaxation Law,” *Chelsea Dielectric Press, London* 1996.
- [11] T.V. Ramakrishuan, and M. R. Lakshmi, “Non-Debye Relaxation in Condensed Matter,” *World Scientific, New Jersey*, pp. 23–191, 1987.
- [12] V.V. Uchaikin, “Relaxation Processes and Fractional Differential Equations,” *International Journal of Theoretical Physics*, vol. 42, no. 1, pp.121–134, 2003.
- [13] K S. Cole and R H. Cole, “Dispersion and Absorption in Dielectrics I. Alternating Current Characteristics,” *J. Chem. Phys.*, vol. 9, no.4, pp. 341–351, 1941.
- [14] M. B. Swami, V.P. Pawar, P.G. Hudgeand and A.C. Kumbharkhane, “Dielectric relaxation study of amines in 2, 3-butanediol mixture using picosecond time domain reflectometry technique,” *J. Mol. Liq.*, vol. 190, pp.178–184, 2014.
- [15] A.K. Jonscher , K. L. Deori, J.-M. Reau and J. Moali, “The dielectric response of  $K_xAl_xTi_{8-x}O_{16}$  and  $K_xMg_{x/2}Ti_{8-x/2}O_{16}$ ,” *J. Mater. Sci.*, vol.14 pp. 1308–1320, 1979.

- [16] A. K. Jonscher, C. Léon and J. Santamaria, “Dynamic transport in ionic conductors,” *J. Mater. Sci.*, vol. 33, no. 18, pp.4485–4490, 1998.
- [17] A.K. Jonscher, “Low-loss dielectrics,” *J. Mater. Sci.*, vol. 34, no.13, pp. 3071–3082, 1999.
- [18] J. Krupka, D. Nguyen and J. Mazierska, “Microwave and RF methods of contactless mapping of the sheet resistance and the complex permittivity of conductive materials and semiconductors,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 22, no. 8, pp.1–6, 2011.
- [19] M. N. Afsar, K. A. Korolev, L. Subramanian and I I. Tkachov, “Complex Permittivity Measurements of Dielectrics and Semiconductors at Millimeter Waves with High Power Sources,” *Instrumentation and Measurement Technology Conf., IMTC 2005. Proc. IEEE*, 2005, pp. 82–87.
- [20] K. Y. Tsao and C. T. Sah, “Temperature dependence of resistivity and hole conductivity mobility in p-type silicon,” *Solid-State Electron.*, vol. 19, no.11, pp. 949–953, 1976.
- [21] J. Krupka, K. Derzakowski, B. Riddle and J. Baker-Jarvis, “A dielectric resonator for measurements of complex permittivity of low loss dielectric materials as a function of temperature,” *Meas. Sci. Technol.*, vol.9, no. 10, pp.1751–1756, 1998.
- [22] V. V. Novikov and D. Y. Zubkov, “Dynamic conductivity of composites of fractal structure,” *Physica B*, vol. 404, no.21, pp. 3867–3876, 2009.
- [23] A.M. Abo El Ata, M.K. El Nimra, S.M. Attia, D. El Kony and A.H. Al-Hammadi,“Studies of AC electrical conductivity and initial magnetic permeability of rare-earth-substituted Li–Co ferrites,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 297, no. 1, pp. 33–43, 2006.
- [24] A. K. Jonscher, “Review a new understanding of the dielectric relaxation of solid,” *J. Mater. Sci.*, vol. 16, no. 8, pp. 2037–2060, 1981.
- [25] F. Lévy, “Physique et technologie des semiconducteurs,” *Collection Traité des Matériaux*, TM vol. 18, 1<sup>ère</sup> édition, 1995.
- [26] W. Shockley and W. T. Read, “Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons,” *Phys. Rev.*, vol. 87, no. 5, pp. 835–842, 1952.

- [27] J. Krupka, K. Derzakowski, M. E. Tobar, J. Hartnett and R. G. Geyer, “Complex permittivity of some ultralow loss dielectric crystals at cryogenic temperatures,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 10, no. 5, pp. 387–392, 1999.
- [28] J. Krupka, D. Mouneyrac, J. G. Hartnett and M. E. Tobar, “Use of whispering-gallery modes and quasi-TE0np modes for broadband characterization of bulk gallium arsenide and gallium phosphide samples,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 56, no. 5, pp. 1201–1206, 2008.
- [29] J. Krupka, and J. Mazierska, “Contactless Measurements of Resistivity of Semiconductor Wafers Employing Single-Post and Split-Post Dielectric-Resonator Techniques,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 56, no. 5, pp. 1839–1844, 2007.
- [30] J.H. Liu, C L .Chen, H.T. Lue and J.T .Lue, “Measurement of dielectric constants of metallic nanoparticles by a microwave dielectric resonator,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 13, pp. 2032–2037, 2002.
- [31] A. Pucci, F. Kost, G. Fahsold and M. Jalochowski, “Infrared spectroscopy of Pb layer growth on Si (111),” *Phys. Rev. B*, vol.74, no. 12, pp. 1–6, 2006.
- [32] J. Krupka, “Measurement of the complex permittivity of metal nanoislands and the surface resistance of thin conducting films at microwave frequencies,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 19, no. 6, pp.1–8, 2008.
- [33] M. Walther, D G. Cooke, C. Sherstan, M. Hajar, M R. Freeman and F A. Hegmann ,“Terahertz conductivity of thin gold films at the metal–insulator percolation transition,” *Phys. Rev. B*, vol. 76, no. 12, pp.1–9, 2007.
- [34] M. N. Afsar, K.A. Korolev, L. Subramanian and I. I. Tkachov, “Complex Permittivity Measurements of Dielectrics and Semiconductors at Millimeter Waves with High Power Sources,” *Microwave Symp. Dig., 2005 IEEE MTT-S Int.*, 2005, pp.2079–2082.
- [35] H. Takamura, H. Matsumoto and K. Wakino , “Low temperature properties of microwave dielectrics,” *Proc.7th Meeting on Ferroelectric Materials and Their Applications, Japan. J. Appl. Phys.*, vol. 28, no. S2, pp.21–23, 1989.

- [36] J. Krupka, A. P. Gregory, O. C. Rochard, R. N. Clarke, B. Riddle and J.B.Jarvis, “Uncertainty of Complex Permittivity Measurements by Split-Post Dielectric Resonator Technique”, *J. Eur. Ceram. Soc.*, vol. 21, pp. 2673–2676, 2001.
- [37] J. Mazierska, J. Krupka, M. V. Jacob, and D. Ledenyov, “Complex Permittivity Measurements at Variable Temperatures of Low Loss Dielectric Substrates Employing Split Post and Single Post Dielectric Resonators,” *Microwave Symp. Dig., 2004 IEEE MTT-S Int.*, 2004, pp.1825–1828.
- [38] P. Korpas, W. Wojtasiak and J.Krupka, “A Precise and Inexpensive Dielectric Measurement Device,” *Multiphysics Modeling In Microwave Power Engineering 14th Seminar Computer Modeling in Microwave Engineering & Applications*, Bayreuth, Germany, 2012, pp.36–39.
- [39] J. Krupka, A. P. Gregory, O. C. Rochard, R. N. Clarke, B. Riddle and J.B. Jarvis, “Uncertainty of Complex, Permittivity Measurements by Split-Post Dielectric Resonator Technique”, *J. Eur. Ceram. Soc.*, vol. 21, pp. 2673–2676, 2001.
- [40] M. Jacob, J. Mazierska, J. Krupka, D. Ledenyov and S. Takeuchi, “Microwave properties of Yttrium Vanadate at cryogenic temperatures,” in *Int. Conf. Materials for Advanced Technologies (ICMAT 2003)*, 2003, pp. 232–235.
- [41] J. Sheen, “A dielectric resonator method of measuring dielectric properties of low loss materials in the microwave region,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 19, no. 5, pp. 1–11, 2008.

## Chapitre II

- [1] N. Siddiqui, “A study of electronic transitions in semiconductors by dielectric Spectroscopy,” *Physica B*, vol. 212, no. 1, pp. 17–24, 1995.
- [2] A. K. Jonscher, C. Pickup, S. H Zaidi, “Dielectric Spectroscopy of semiconductors,” Chelsea Coll London (England) Dielectrics Group, Defense Technical Information Center OAI-PMH Repository (United States) 2002.

- [3] I. Fofana, H. Hemmatjou, F. Meghnefi, M. Farzaneh, E. Gockenbach, A. Setayeshmehr and H. Borsi, “On the Frequency Domain Dielectric Response of Oil-paper Insulation at Low Temperatures,” *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 17, no. 3, pp. 805–813, 2010.
- [4] R. Neimanis and R. Eriksson, “Diagnosis of moisture in oil/paper distribution cables - Part I: Estimation of moisture content using frequency-domain spectroscopy,” *IEEE Trans. Power Del.*, vol.19, no. 1, pp.9–14, 2004.
- [5] R. Ledru, S. Pleutin, B. Grouiez, D. Zander, H. Bejbouji, K. Lmimouni and D. Vuillaume, “Low frequency dielectric loss of metal/insulator/organic semiconductor junctions in ambient conditions,” *Org. Electron.*, vol.13, no.10, pp. 1916–1924, 2012.
- [6] T. Shekharam, V. Laxminara simha Rao, G. Yellaiah, T. Mohan Kumar and M. Nagabhushanam, “AC Conductivity, Dielectric and Impedance Studies of Cd<sub>0.8-x</sub>PbxZn<sub>0.2</sub>S Mixed Semiconductor Compounds,” *J. Alloys Compd.*, vol. 617, pp. 952–960, 2014.
- [7] A. Shukla, R. N. P. Choudhary and A. K. Thakur, “Thermal, structural and complex impedance analysis of Mn<sup>4+</sup> modified BaTiO<sub>3</sub> electroceramic”, *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 70, no. 11, pp. 1401–1407, 2009.
- [8] P. R. Bueno, J. A. Varela and E. Longo, “Admittance and dielectric spectroscopy of polycrystalline semiconductors”, *J. Eur. Ceram. Soc.*, vol. 27, no. 13, pp. 4313–4320, 2007.
- [9] M. Gao, P. Zhang, F. Li and Z. Li, “The Relationship Between Dielectric Properties and Nanoparticle Dispersion of Nano-SILICA/Epoxy Composites”, in *2013 Annu. Report Conf. Electrical Insulation and Dielectric Phenomena. IEEE (CEIDP)*, 2013, pp.234 – 237.
- [10] N. G. McCrum, B. E. Read and G. Williams, “An elastic and Dielectric Effects in Polymeric Solids,” *Wiley, London*, pp. 108–111, 1967.
- [11] P. B. Macedo, C. T. Moynihan and R.A. Bose, “Role of Ionic Diffusion In Polarization In Vitreous Ionic Conductors,” *Phys. Chem. Glasses*, vol. 13, no. 6, pp. 171–179, 1972.

- [12] O. Pakma, N. Serin, T. Serin and S. Altindal, “Influence of frequency and bias voltage on dielectric properties and electrical conductivity of Al/TiO<sub>2</sub>/p-Si/p<sup>+</sup> (MOS) structures,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 41, no. 21, pp. 215103, 2008.
- [13] H. Hammami, M. Arous, M. Lagache and A. Kallel, “Study of the interfacial MWS relaxation by dielectric spectroscopy in unidirectional PZT fibres/epoxy resin composites,” *J. Alloys Compd.*, vol. 430, no. 1, pp. 1–8, 2007.
- [14] S. Karatas and Z. Kara, “Temperature dependent electrical and dielectric properties of Sn/p-Si metal–semiconductor (MS) structures”, *Microelectronics Reliab*, vol. 51, n. 12, pp. 2205–2209, 2011.
- [15] P. Pissis and A. Kyritsis, “Electrical conductivity studies in hydrogels,” *Solid State Ionics*, vol. 97, no. 1–4, pp. 105–113, 1997.
- [16] A. A. Sattar, S. A. Rahman, “Dielectric Properties of Rare Earth Substituted Cu–Zn Ferrites,” *Phys. Status Solidi A*, vol. 200, no. 2, pp. 415–422, 2003.
- [17] A. Tataroğlu, “Electrical and dielectric properties of MIS Schottky diodes at low temperatures,” *Microelectron. Eng.*, vol. 83, no. 11, pp. 2551–2557, 2006.
- [18] F. Yakuphanoglu, Y.T. Yoo and M. Okutan, “An impedance spectroscopy study in poly (butylene adipate) ionomers,” *Ann. Phys.*, vol. 13, no. 10, pp. 559–568, 2004.
- [19] A. Mériem and S. Achour, “Dielectric Relaxation and Electric Conductivity Modelling and Time Domain Measurements,” in *2013 IEEE Int. Conf. Solid Dielectrics, (ICSD)*. IEEE Bologna, Italy, 2013, pp. 1064–1067.
- [20] C. Fanggao, G. A. Saunders, E. F. Lambson, R.N. Hampton, G. Carini, G. D. Marco and M. Lanza, “Temperature and frequency dependencies of the complex dielectric constant of poly (ethylene oxide) under hydrostatic pressure,” *J. Polym. Sci. Part B: Polym. Phys.*, vol. 34, no. 3, pp. 425–433, 1996.
- [21] K. Prabakar, S. K. Narayandass and D. Mangalaraj, “Dielectric properties of Cd0.6Zn0.4Te thin films,” *Phys. Status Solidi A*, vol. 199, no. 3, pp. 507–514, 2003.
- [22] S. Karatas, “Studies on electrical and the dielectric properties in MS structures,” *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 354, no. 30, pp. 3606–3611, 2008.

- [23] K. Rajasekar, A. Subbarayan and R. Sathyamoorthy, “AC and dielectric properties of thermally evaporated p-type ( $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ ) 70 ( $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ) 30 thin films,” *Sol. Energy Mater Sol. Cells*, vol. 90, no. 15, pp. 2515–2522, 2006.
- [24] A. Tataroğlu, Ş. Altindal and M. M. Bülbül, “Temperature and frequency dependent electrical and dielectric properties of Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MOS) structure,” *Microelectron. Eng.*, vol. 81, no. 1, pp.140–149, 2005.
- [25] Z. Jiwei, Y. Xi, W. Mingzhong and Z. Liangying, “Preparation and microwave characterization of PbTiO<sub>3</sub> ceramic and powder,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 34, no. 9, pp. 1413–1416, 2001.
- [26] A. Tataroğlu, Ş. Altindal, S. Karadeniz and N. Tuğluoğlu, “Au/SnO<sub>2</sub>/n-Si (MOS) structures response to radiation and frequency,” *Microelectron. J.*, vol. 34, no. 11, pp.1043–1049, 2003.
- [27] M. Gökçen and H. Altuntaş, “On the profile of temperature dependent electrical and dielectric properties of Au/SiO<sub>2</sub>/n-GaAs (MOS) structures at various frequencies,” *Physica B*, vol. 404, no. 21, pp. 4221–4224, 2009.
- [28] D. Maurya, J. Kumar and S. Shripal, “Dielectric-spectroscopic and a.c. conductivity studies on layered Na 2-X K X Ti 3 O 7 (X=0.2, 0.3, 0.4) ceramics,” *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 66, no.10, pp. 1614–1620, 2005.
- [29] M. R. Ranga Raju, R. N. P. Choudhary and S. Ram, “Dielectric and electrical properties of Sr<sub>5</sub>EuCr<sub>3</sub>Nb<sub>7</sub>O<sub>30</sub> nanoceramics prepared using novel chemical route,” *Phys. Stat. Sol.(b)*, vol. 239, no. 2, pp. 480–489, 2003.
- [30] C. V. Kannan, S. Ganesamoorthy, C. Subramanian and P. Ramasamy, “Dielectric properties of self-flux-grown RbTiOPO<sub>4</sub> single crystals,” *Phys. Stat. Sol. A*, vol. 196, no. 2, pp. 465–470, 2003.
- [31] M. A. Osman, M. A. Hefni, R. M. Mahfouz and M. M. Ahmad, “ $\gamma$ -Irradiation effect on the electrical properties of LiKSO 4,” *Physica B*, vol. 30, no. 3, pp. 318–325, 2001.
- [32] S. A. Mazen and H. M. Zaki, “Effect of tetra ionic substitution on the dielectric properties of Cu-ferrite,” *Phys. Stat. Sol. A*, vol. 199, no. 2, pp. 305–320, 2003.

- [33] D. Maurya and J. Kumar, "Dielectric-spectroscopic and ac conductivity studies on layered Na<sub>2-X</sub>K<sub>X</sub>Ti<sub>3</sub>O<sub>7</sub> (X= 0.2, 0.3, 0.4) ceramics," *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 66, no. 10, pp. 1614–1620, 2005.
- [34] G. C. Montanari and P. H. F. Morshuis, "Space charge Phenomenology in Polymeric Insulating Materials," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 12, no. 4, pp. 754–767, 2005.
- [35] M. D. Migahed, M. Ishra, T. Fahmy and A. Barakat, "Electric modulus and AC conductivity studies in conducting PPy composite films at low temperature, " *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 65, no. 6, pp. 1121– 1125, 2004.
- [36] S. A. Mazen and H. M. Zaki, "Effect of tetra ionic substitution on the dielectric properties of Cu-ferrite," *Phys. Stat. Sol. A*, vol. 199, no. 2, pp. 305–320, 2003.
- [37] K. Prabakar, S. K. Narayandass and D. Mangalaraj, "Dielectric properties of Cd<sub>0.6</sub>Zn<sub>0.4</sub>Te thin films," *Phys. Stat. Sol. A*, vol. 199, no. 3, pp. 507–514, 2003.
- [38] E. Arslan, Y. Şafak, İ. Taşçıoğlu, H. Uslu and E. Özbay, "Frequency and temperature dependence of the dielectric and AC electrical conductivity in (Ni/Au)/AlGaN/AlN/GaN heterostructures," *Microelectron. Eng.*, vol. 87, no. 10, pp. 1997–2001, 2010.
- [39] O. Pakma, N. Serin, T. Serin and Ş. Altindal, "Influence of frequency and bias voltage on dielectric properties and electrical conductivity of Al/TiO<sub>2</sub>/p-Si/p+(MOS) structures," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 41, pp. 215103–215109, 2008.
- [40] F. Rogti and M. Ferhat, "Maxwell-Wagner polarization and interfacial charge at the multilayers of thermoplastic polymers," *J. Electroceram*, vol. 72, no.1, pp. 91–97, 2014.
- [41] O. Bidault, P. Goux, M. Kchikech, M. Belkaoumi and M. Maglione, "Space-charge relaxation in perovskites," *Phys. Rev. B*, vol. 49, no. 12, pp. 7868–7873, 1994.
- [42] F. Parlaktürk, Ş. Altindal, A. Tataroğlu, M. Parlak and A. Agasiyev, "On the profile of frequency dependent series resistance and surface states in Au/Bi<sub>4</sub>Ti<sub>3</sub>O<sub>12</sub>/SiO<sub>2</sub>/n-Si(MFIS) structures," *Microelectron. Eng.*, vol. 85, no. 1, pp. 81–88, 2008.

- [43] İ. Dökme, Ş. Altindal, T. Tunç and İ. Uslu, “Temperature dependent electrical and dielectric properties of Au/polyvinyl alcohol (Ni, Zn-doped)/n-Si Schottky diodes,” *Microelectron Reliab*, vol. 50, no. 39, 2010.
- [44] Z. Tekeli, M. Gökçen, Ş. Altindal, S. Özçelik and E. Özbay, “On the profile of frequency dependent dielectric properties of (Ni/Au)/GaN/Al0.3 Ga0.7N heterostructures,” *Microelectron Reliab*, vol. 51, no. 3, pp. 581–586, 2011.
- [45] M. A. Hassan and M. M. A. Jafar, “Frequency dependence of loss tangent of thermally annealed undoped lead iodide crystals in the dark,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, vol. 566, no. 2, pp.526–535, 2006.
- [46] A. Tataroğlu, İ .Yücedağ and Ş. Altindal, “Dielectric properties and ac electrical conductivity studies of MIS type Schottky diodes at high temperatures,” *Microelectron. Eng.*, vol. 85, no.7, pp.1518–1523, 2008.
- [47] T. Prodromakis, G. Konstantinidis, C. Papavassiliou and C. Toumazou, “Interfacial polarisation on gallium arsenide membranes,” *Micro & Nano Letters*, vol. 5, no.3, pp. 178–180, 2010.

### Chapitre III

- [1] A. Raffo, G. Bosi, V. Vadalà and G. Vannini, “Behavioral Modeling of GaN FETs: A Load-Line Approach,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 62, no. 1, pp. 73–82, 2014.
- [2] C. Florian, P. A. Traverso, A. Santarelli and F. Filicori, “An Active Bias Network for the Characterization of Low-Frequency Dispersion in High-Power Microwave Electron Devices,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 62, no. 10, pp. 2857–2869, 2013.
- [3] Y. Hasumi, N. Matsunaga, T. Oshima and H. Kodera, “Characterization of the frequency dispersion of transconductance and drain conductance of GaAs MESFET,” *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. 50, no. 10, pp. 2032–2038, 2003.

- [4] J. A. Reynoso-Hernandez, L. Escotte, R. Plana and J. Graffeuil, “Deep level characterization in GaAs FETs by means of the frequency dispersion of the output impedance,” *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 8, pp. 677–678, 1995.
- [5] A. El Rafei, G. Callet, G. Mouginot, J. Faraj, S. Laurent, M. Prigent, R. Quere, O. Jardel and S. Delage, “DC (10 Hz) to RF (40 GHz) output conduction extraction by S-parameters measurements for in-depth characterization of AlInN/GaN HEMTs, focusing on low frequency dispersion effects,” in *Microwave Integrated Circuits Conf., (EuMIC), 2011 European*, 2011, pp. 5–8.
- [6] J. Graffeuil, Z. Hadjoub, J.P. Fortea and M. Pouysegur, “Analysis of capacitance and transconductance frequency dispersions in MESFETs for surface characterization,” *Solid-State Electron.*, vol. 29, no. 10, pp. 1087–1097, 1986.
- [7] S. S. Islam, A. F. M. Anwar and R. T. Webster, “A physical-Based Frequency Dispersion Model of GaN MESFETs,” *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. 51, no. 6, pp. 846–853, 2004.
- [8] Z. Hadjoub, A. Khoualdia, K. Cheikh and A. Doghmane, “Positive and negative frequency dispersion of output conductance in GaAs MESFETs used in optically controlled microwave amplifiers,” in *ICTON Mediterranean Winter Conf., 2007, ICTON-MW 2007*. IEEE, pp.1–4.
- [9] Z. Hadjoub, K. Cheikh, A. Zouyed, A. Khoualdia and A. Doghmane, “Quantification of surface state effects in GaAs MESFETs,” in *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*, 2012, pp. 012036.
- [10] F. van Raay, R. Quay, M. S. Eggebert, D. Schwantuschke, D. Peschel, M. Schlechtweg and O. Ambacher, “New Low-Frequency Dispersion Model for AlGaN/GaN HEMTs Using Integral Transform and State Description,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 61, no. 1, pp.154–167, 2013.
- [11] Z. Hadjoub, F. Z. Khelifati, D. Nebti, A. Gueraoui and A. Doghmane, “Determination of GaAs MESFETs self-heating temperature via output conductance frequency dispersion,” *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, vol.15 pp.1131–1135, 2013.
- [12] N. Sghaier, M. Trabelsi, N. Yacoubi, J. M. Bluet, A. Souifi, G. Guillot, C. Gaquiere and J.C. De Jaeger, “Traps centers and deep defects contribution in current instabilities for AlGaN/GaN HEMT’s on silicon and sapphire substrates,” *Microelectron. J.*, vol. 37, no. 4, pp. 363–370, 2006.

- [13] A. Khoualdia, Z. Hadjoub and A. Doghmane, “Investigation of low frequency dependence of output conductance in GaAs MESFET,” *Int. J. Nanoelectronics and materials*, vol. 3, pp. 9–15, 2010.
- [14] J. Krupka, D. Nguyen and J. Mazierska, “Microwave and RF methods of contactless mapping of the sheet resistance and the complex permittivity of conductive materials and semiconductors,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 22, no. 8, pp. 1–6, 2011.
- [15] J. Krupka, “Contactless methods of conductivity and sheet resistance measurement for semiconductors, conductors and superconductors,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 24, pp. 1–13, 2013.
- [16] T. Shekharam, R. V. Laxminarasimha, G. Yellaiah, T. M. Kumar and M. Nagabhushanam, “AC Conductivity, Dielectric and Impedance Studies of  $Cd_{0.8-x}Pb_xZn_{0.2}S$  Mixed Semiconductor Compounds,” *J. Alloys Compd.*, vol. 617, pp. 952–60, 2014.
- [17] A. Eroğlu, A. Tataroğlu and Ş. Altindal, “On the temperature dependent dielectric properties conductivity and resistivity of MIS structures at 1 MHz,” *Microelectron. Eng.*, vol. 91, pp. 154–158, 2012.
- [18] Z. Tekeli, M. Gökçen, Ş. Altindal, S. Özçelik and E. Özbay, “On The profile of frequency dependent dielectric properties of (Ni/Au)/GaN/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N heterostructures,” *Microelectron. Reliab.*, vol. 5, no. 3, pp. 581–86, 2011.
- [19] J. Krupka, J. Breeze, A. Centeno, N. Alford, T. Claussen and L. Jensen, “Measurements of permittivity, Dielectric Loss Tangent and Resistivity of Float-Zone Silicon at microwave frequencies,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 54, no. 11, pp. 3995–4001, 2006.
- [20] J. Krupka and J. Mazierska, “Contactless Measurements of Resistivity of Semiconductor Wafers Employing Single-Post and Split-Post Dielectric-Resonator Techniques,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 56, no. 5, pp. 1839–1844, 2007.
- [21] A. Sayed and G. Boeck, “An Empirical Large Signal Model for Silicon Carbide MESFETs,” in *European Gallium Arsenide and Other Semiconductor Application Symp., GAAS 2005*. IEEE, 13th GAAS® Symposium-Paris, 2005, pp. 313–318.

- [22] D. Xiaochuan, Z. Bo, L. Zhaoji and C. ZhuangLiang, “Simulation of Surface State Effects in the Transient Response of 4H-SiC MESFETs,” *Int. Conf. on Communications, Circuits and Systems, ICCCAS 2007*, 2007, pp.1244–1247.
- [23] N. S. Dieudonne, L. Escotte, J. G. Tartarin, S. Piotrowicz and S. L. Delage, “Broadband Frequency Dispersion Small Signal Modeling of the Output Conductance and Transconductance in AlInN/GaN HEMTs,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, no. 4, pp. 1372–1378, 2013.
- [24] S. Kabra, H. Kaur, S. Haldar, M. Gupta and R. S. Gupta, “An Analytical Model for Admittance Parameters of GaN MESFET for Microwave Circuit Applications,” in 2007 Int. Workshop on Physics of Semiconductor Devices, 2007, pp. 456 – 458.
- [25] C. Camacho-Penalosa and C. S. Aitchison, “Modeling frequency dependence of output impedance of a microwave MESFET at low frequencies,” *Electron. Lett.*, vol. 21, no. 12, pp. 528–529, 1985.
- [26] M. A. Smith, T. S. Howard, K. J. Anderson and A. M. Pavio, “RF nonlinear device characterization yields improved modeling accuracy,” in *IEEE Microwave Theory and Techniques Symp. Dig.*, 1986, pp. 381–384.
- [27] N. Scheinberg, R. Bayruns and R. Goyal, “A low-frequency GaAs MESFET circuit model,” *IEEE J. Solid-state Circuits*, vol. 23, no. 2, pp. 605–608, 1988.
- [28] J. M. Golio, M. G. Miller, G.N. Maracas and D. A. Johnson, “Frequency-Dependent Electrical Characteristics of GaAs MESFET’s,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 37 no. 5, pp. 1217–1227, 1990.
- [29] M. A. Iqbal and B. K. Jones, “A Comparison of the trap properties and locations within GaAs field-effect transistors under different bias conditions,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 45, no. 8, pp.1663–1670, 1998.
- [30] N. P. Khuchua, L. V. Khvedelidze, M. G. Tigishvili, N. B. Gorev, E. N. Privalov and I. F. Kodzhespirova, “Deep-Level Effects in GaAs Microelectronics: A Review ”, *Russian Microelectronics*, vol. 32, no. 5, pp. 257–274, 2003.
- [31] A. Z. Landa, J. E. Zúñiga-Juárez, J. R. Loo-Yau, J. A. Reynoso-Hernández, M. C. Maya-Sánchez, and J. L. Valle-Padilla, “Advances in Linear Modeling of Microwave Transistors,” *IEEE Microwave Mag.*, pp.100–112, 2009.

- [32] C. Potier, A. Martin, M. Campovecchio, O. Jardel, S. Piotrowicz, J. C. Jacquet, “Détection et caractérisation de pièges dans les transistors HEMTs GaN via l’étude de la dispersion en fréquence de la conductance de sortie,” *XIXèmes Journées Nat. Microondes 3-4-5 Juin 2015-Bordeaux*, 2015.
- [33] Z. Yatabe, T. Muramatsu, J. T. Asubar and S. Kasai, “Calculating relaxation time distribution function from power spectrum based on inverse integral transformation method,” *Phys. Lett. A*, vol. 379, pp. 738–742, 2015.
- [34] G. A. Umana-Membreno, J. M. Dell, B. D. Nener, L. Faraone, G. Parish, Y.-F. Wu and U. K. Mishra, “Low-temperature shallow-trap related output-admittance frequency dispersion in AlGaN/GaN MODFETs,” *IEEE Conf.*, pp. 252–255, 1999.
- [35] P. C. Canfield and D. J. Allstot, “A p-Well GaAs MESFET Technology for Mixed-Mode Applications,” *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 25, no. 6, pp.1544–1549, 1990.
- [36] K. Kunihiro and Y. Ohno, “A Large-Signal Equivalent Circuit Model for Substrate-Induced Drain-Lag Phenomena in HJFET’s,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 43, no. 9, pp.1336 – 1342, 1996.
- [37] S. Mitra, M. V. Rao and K. A. Jones, “Transconductance frequency dispersion measurements on fully implanted 4H-SiC MESFETs,” *Solid-State Electron*, vol. 48, no. 1, pp.143–147, 2004.
- [38] K. Martens, C. O. Chui, G. Brammertz, B. De Jaeger, D. Kuzum, M. Meuris, M. M. Heyns, T. Krishnamohan, K. Saraswat, H. E. Maes and G. Groeseneken, “On the Correct Extraction of Interface Trap Density of MOS Devices With High-Mobility Semiconductor Substrates,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 55, no. 2, pp. 547–556, 2008.
- [39] S. K. Varadan, L. Zhang, G. Pan and T. Alford, “Determination of Complex Permittivity for Low- and High-loss Materials at Microwave Frequencies,” *IEEE 23rd Conf. Electrical Performance of Electronic Packaging and Systems (EPEPS)*, 2014, pp.219–222.
- [40] J. Chovanec, K. Ghillányová, J. Ráhel’, P. Šajgalík and D. Galusek “The influence of dopants on loss tangent of polycrystalline alumina ceramics,” *Ceram. Int.*, vol. 38, no. 3, pp. 2043–2048, 2012.

- [41] A. A. Sajid, N. Ambreen, F. Bushara, K. Wasi, M. Chaman, A. Azam and A. H. Naqvi, “Temperature dependence anomalous dielectric relaxation in Co doped ZnO nanoparticles,” *Mater. Res. Bull.*, vol. 47, no. 12, pp. 4161–68, 2012.
- [42] W. Kruppa and B. Boos, “Examination of the kink effect in InAlAs/InGaAs/InP HEMTs using sinusoidal and transient excitation”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 42, no. 10, pp. 1717–1723 1995.
- [43] J. Lagowski, D. G. Lin, T. Aoyama, and H. C. Gatos, “Identification of oxygen-related midgap level in GaAs,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 44, no. 3, pp. 336–338, 1984.
- [44] S. Choi and M. B. DAS, “Origin and modeling of the frequency dependent output conductance in microwave GaAs MESFET's with buried p layer,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 41, no. 10, pp. 1725–1733, 1994.
- [45] J. C. Manifacier, “Contact vs bulk effects in N-semi-insulating-N and P-semi insulating-P diodes,” *Solid-State Electron.*, vol. 80, pp. 45–54, 2013.
- [46] C. Kayis, C. Y. Zhu, M. Wu, X. Li, Ü. Özgür and H. Morkoç, “Field-assisted emission in AlGaN/GaN heterostructure field-effect transistors using low-frequency noise technique,” *J. Appl. Phys.*, vol. 109, no 8, pp. 084522, 2011.
- [47] A. Shukla, R. N. P. Choudhary and A. K. Thakur, “Thermal, structural and complex impedance analysis of Mn<sup>4+</sup> modified BaTiO<sub>3</sub>,” *electroceramic J. Phys. Chem. Solids*, vol. 70, no.11, pp.1401–1407, 2009.

## Chapitre IV

- [1] J. C. Manifacier, “Contact vs bulk effects in N-semi-insulating-N and P-semi insulating-P diodes,” *Solid-State Electron.*, vol. 80, pp. 45–54, 2013.
- [2] N. P. Khuchua, L. V. Khvedelidze, M. G. Tigishvili, N. B. Gorev, E. N. Privalov and I. F. Kodzhespirova, “Deep-Level Effects in GaAs Microelectronics: A Review ”, *Russian Microelectronics*, vol. 32, no. 5, pp. 257–274, 2003.

- [3] P. H. Ladbroke and S.R. Blight, “Low-Field Low-Frequency Dispersion of Transconductance in GaAs MESFET’s with Implications for Other Rate-Dependent Anomalies,” *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. 35, no. 3, 1988.
- [4] K. J. Singh, T. Thingujam, L. B. Devi, N. B. Singh and S. K. Sarkar, “Effect of Mesh Grid Structure in reducing “Hot Carrier Effect” of NMOS Device Simulation,” *International Journal on Computational Sciences & Applications (IJCSA)*, vol. 4, no. 3, 2014.
- [5] N. Sengouga, Af. Meftah, Am. Meftah and M. Henini, “Numerical simulation of the response of substrate traps to a voltage applied to the gate of a gallium arsenide field effect transistor,” *Mater. Sci. Semicond. Process.*, vol. 24, pp.34–39, 2014.
- [6] K. Banerjee, J. Huang and S. Ghosh, “Modeling and simulation of long-wave infrared InAs/GaSb strained layer superlattice photodiodes with different passivants,” *Infrared Phys. Technol.*, vol. 54, no. 6, pp. 460–464, 2011.
- [7] ATLAS user’s manual, “Device Simulation Software,” Copyright 2008.
- [8] S. Michael and A. Bates, “The design and optimization of advanced multijunction solar cells using the Silvaco ATLAS software package,” *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, vol. 87, no. 1, pp. 785–794, 2005.
- [9] D. J. Cummings, M. E. Law, S. Cea and T. Linton, “Comparison of Discretization Methods for Device Simulation,” In: *2009 Int. Conf. on Simulation of Semiconductor Processes and Devices*. IEEE, 2009. pp. 1–4.
- [10] B. P. Mahesh, “New Discretization Scheme for Two-Dimensional Semiconductor Device Simulation on Triangular Grid,” *IEEE Trans. Comput.-Aided Design Integr. Circuits Syst.*, vol. 17, no. 11, 1998.
- [11] V. Miljanović, “Derivation of the drift diffusion Shockley-Read-Hall Model for semiconductors,” *Proc. of Equadiff-11*, 2005, pp. 265–272.
- [12] W. Shockley, W. Read, “Statistics of the recombination of holes and electrons,” *Phys. Rev.*, vol. 87, no. 5, pp.835–842, 1952.

- [13] R. Hall, “Electron-hole recombination in germanium,” *Phys. Rev.*, vol. 87, no. 2, pp. 387, 1952.
- [14] E. F. Schubert, Doping in III-V Semiconductors, *Rensselaer Polytechnic Institute Troy Ny, USA*, 1993.
- [15] M. Südžius, A. Bastys and K. Jarašiūnas, “Optical nonlinearities at transient quenching of EL2 defect at room temperature”, *Opt. Commun.*, vol. 170, no. 1, pp. 149–160, 1999.
- [16] M. Z. Rahman, “Modeling minority carrier’s recombination lifetime of p-si solar cell,” *International Journal of Renewable Energy Research (IJRER)*, vol. 2, no.1, pp.117–122, 2012.
- [17] J. Krupka, and J. Judek, “RF Capacitive Spectroscopy for Contactless Measurements of Resistivity Profiles in Highly Resistive Semiconductor Wafers,” *IEEE Trans. Semicond. Manuf.*, vol. 27, no.4, pp. 530–538, 2014.
- [18] N. S. Dieudonne, L. Escotte, J. G. Tartarin, S. Piotrowicz and S. L. Delage, “Broadband Frequency Dispersion Small Signal Modeling of the Output Conductance and Transconductance in AlInN/GaN HEMTs,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, no. 4, pp. 1372–1378, 2013.
- [19] M. Lee and L. Forbes, “A self-backgating GaAs MESFET model for low-frequency anomalies,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 37, no.10, pp. 2148–2157, 1990.
- [20] W. Qian, M. Khan, D. Huang, and F. Lin, “Analysis of Trapping Effect in GaN HEMT Modeling,” In: *Advanced Materials and Processes for RF and THz Applications (IMWS-AMP), 2015 IEEE MTT-S Int. Microwave Workshop Series on*. IEEE, 2015, pp. 1–3
- [21] A. Raffo, G. Bosi, V. Vadalà and G. Vannini, “Behavioral Modeling of GaN FETs: A Load-Line Approach,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 62, no. 1, pp. 73–82, 2014.

- [22] R. Padma, B. P. Lakshmi and V. Rajagopal Reddy, “Capacitance–frequency (C–f) and conductance–frequency (G–f) characteristics of Ir/n-InGaN Schottky diode as a function of temperature,” *Superlattices Microstruct.*, vol. 60, pp. 358–369, 2013.
- [23] S.H. Lo and C. P. Lee, “Numerical analysis of the frequency dependent output conductance of GaAs MESFET,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 38, no. 8, pp. 1693–1700, 1991.