

19/85

وزارة التعليم و البحث العلمي

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

الكلية
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHEQUE

DEPARTEMENT : D'ELECTRONIQUE

PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

MESUREUR DE CAPACITE

PAR

DETECTION SYNCHRONE

Proposé par :

M. HADDADI Mourad

Etudié par :

M. CAMARA Niobé

Dirigé par :

M. HADDADI Mourad

PROMOTION :

JUIN 1985

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم و البحث العلمي
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT : D'ELECTRONIQUE

PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

MESUREUR DE CAPACITE
PAR
DETECTION SYNCHRONE

Proposé par :

M. HADDADI Mourad

Etudié par :

M. CAMARA Niobé

Dirigé par :

M. HADDADI Mourad

PROMOTION :

JUIN 1985

Je dedie ce modeste travail

- A mes parents
- A mes frères et sœurs
- A toutes les familles CAMARA et DORE
- A mes oncles
- A mes amis

Remerciements

Je tiens à remercier tous les enseignants des Universités Algériennes en général et ceux de l'Ecole Nationale Polytechnique (ENP) en particulier pour avoir contribué à ma formation d'Ingenieur surtout ceux du departement d'Electronique .

J'exprime toute ma gratitude à :

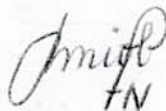
- Monsieur HADDADI MOURAD

pour ses conseils et sa sollicitude permanente pendant tout le travail .

- La famille de Dr REMY pour son concours à la frappe de ce memoire .

- Toutes mes reconnaissances à MM AOUCHER et BRAHIMI du laboratoire de Recherche des Semi-conducteurs à l'USTHB d'Alger pour leur sympathique assistance .

Que tous ceux qui ont contribué de loin ou de près à la mise en forme de ce projet trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude .



Niobé Aubin Camara .

Chapitre 1 Diode Schottky

1.1. Etude théorique de la diode Schottky sur le Silicium amorphe hydrogene	1
1.2. Généralités	1
1.3. Origine des états dans la bande interdite	3
1.3.1. Silicium amorphe pur	3
1.3.2. Silicium amorphe hydrogéné	3
1.4. Barrière de Schottky à l'équilibre	4
1.4.1. Diagramme des bandes	4
1.4.2. Modification de la structure électronique par le manque d'ordre à longue distance	5
1.5. Epaisseur de la zone de charge d'espace	5
1.5.1. Cas du cristal	8
1.5.2. Cas du Silicium amorphe	9
1.6. Diode réelle - Résistance serie	9
1.6.1. Spectroscopie d'admittance de la diode Schottky - Capacité dynamique	9
1.7. Caractéristique Capacité-tension	10
1.7.1. Principe de la mesure de la capacité en fonction de la tension appliquée $C(V)$	10
1.7.2. Capacité quasi-statique différentielle de la diode Schottky obtenue sur le aSiH	12
1.7.3. Exemple de détermination de C_{ev}	14
1.7.3.1. Cas du cristal	14
1.7.3.2. Cas d'une densité uniforme en volume	15
1.8. Analyse des conditions de mesure de la capacité quasi-statique différentielle de la diode Schottky	16
1.8.1. Schéma électrique équivalent simplifié	16
1.8.2. Très basse fréquence	18
1.8.3. Très haute fréquence	18
1.9. Transport dans les semi-conducteurs amorphes - Cas particulier de aSiH	19
1.9.1 Conduction électrique continue	19
1.9.2. Mobilité Drift	22
1.10. Propriétés photovoltaïques	23
1.10.1. Photocourant	23
1.11. Avantages et inconvénients de la diode Schottky comme outil de détermination de la densité d'états	25
Chapitre 2 Détection Synchrone	27
2.1. Généralités	27
2.2. Analyse de la détection synchrone	28
2.2.1. Modulation - Demodulation synchrone	28
2.3. Principe de la détection synchrone	30
2.4. Analyse de la détection synchrone	32
2.5. Calcul du gain en rapport signal sur bruit apporté par la détection synchrone	34

2.6.	Influence de la durée d'intégration sur le signal	36
2.7.	Applications de la detection synchrone	39
2.7.1.	Regulation de température	39
2.7.2	Mesure de la capacité d'une diode Schottky par detection synchrone.	41
2.7.2.1.	Méthode Operatoire	42
2.8.	Caracterisation des diodes Schottky	43
2.8.1.	Caracteristique I(V) à la température ordinaire	43
2.8.2.	Caracteristique Capacité - tension	45
2.8.2.1.	Polarisation nulle	45
2.8.2.2.	polarisation inverse	47
2.8.2.3.	Polarisation directe	47
2.9.	Influence de la température sur la conduction	49
2.10.	Effets de l'éclairement sur les caracteristiques de la diode	50

Chapitre 3 . Les Oscillateurs

3.1.	Principe des oscillateurs sinusoïdaux	52
3.1.1.	Généralités	52
3.1.2.	Amplitude du signal de sortie	54
3.1.3.	Fréquence du signal de sortie	54
3.2.	Oscillateur à pont de WIEN	55
3.3.	Réalisation pratique et interprétation	56

	Conclusion et Perspectives	60
--	----------------------------	----

INTRODUCTION

L'utilisation à grande échelle de la conversion photovoltaïque de l'énergie solaire pour la fourniture énergétique est actuellement freinée par le coût trop élevé du Silicium cristallin, matériau de base des photopiles aujourd'hui commercialisées. Parmi les solutions envisagées, l'une des plus prometteuses à long terme est l'obtention de photopiles en couches minces et de grande surface réalisables avec des procédés technologiques bon marché et, si possible, peu coûteux en énergie.

Le Silicium amorphe hydrogéné pourrait répondre aux critères précédents : il est photoconducteur et absorbe la quasi-totalité du rayonnement solaire sur une épaisseur de un micron. L'étude des propriétés électroniques du Silicium amorphe hydrogéné intervient après de nombreux travaux théoriques entrepris depuis deux décennies sur les solides non cristallins, en particulier les semi-conducteurs amorphes. Ces travaux ont mis en évidence le rôle fondamental joué par la distribution des états électroniques localisés dans la bande interdite. La mesure de la densité d'états est fondamentale pour comprendre les propriétés électroniques et optiques du Silicium amorphe hydrogéné afin de permettre la réalisation des structures photovoltaïques performantes sur ce matériau.

Dans un souci de clarté, ce travail a été divisé en trois chapitres. Dans le premier chapitre, nous parlerons des propriétés électriques de la diode Schottky obtenue sur le Silicium amorphe hydrogéné, comme outil de caractérisation des structures à semi-conducteurs en mettant en relief le rôle particulier de l'hydrogène incorporé dans ce matériau; de l'avantage de la diode Schottky comme outil de détermination de la densité d'états

Dans le second chapitre , nous parlerons de la détection synchrone en tant que méthode simplificatrice de démodulation synchrone utilisée pour extraire un signal à très faible fréquence (que l'on utilise pour moduler les états électroniques dans la bande interdite du Silicium amorphe hydrogéné) à partir d'un signal modulé ; des différents mécanismes de conduction et des diverses caractéristiques de la diode Schottky .

Dans le dernier chapitre , nous parlerons du générateur de tension sinusoïdale TBF (utilisé comme référence à la démodulation) en insistant sur les difficultés pour sa réalisation. En conclusion, nous exposerons les perspectives que nous entrevoyons pour la suite de notre travail .

Chapitre 1

Diode Schottky

Etude théorique de la diode Schottky sur le silicium amorphe hydrogéné.

Generalités:

Nous nous proposons d'établir dans ce qui suit un certain nombre de relations concernant la diode Schottky obtenue à partir du matériau amorphe qui est le silicium amorphe hydrogéné symbolisé par aSiH. Par la suite, nous évoquerons le rôle particulier du silicium amorphe hydrogéné comme matériau semi-conducteur et nous essayerons de déterminer la densité d'états électroniques $N(E)$ à travers l'analyse de la capacité de la diode Schottky.

Le silicium amorphe hydrogéné intéressant pour les applications électroniques n'est qu'un alliage silicium-hydrogène dans lequel le contenu en hydrogène varie de 3 à 20% environ. Ce matériau aSiH contrairement au silicium cristallin pur (Si) possède une bande interdite ou "gap de mobilité" très large de 1,5 à 2 eV selon la quantité d'hydrogène incorporé. Selon le mode de préparation du aSiH, la densité d'états autour du niveau intrinsèque est inférieure ou de l'ordre de $10^{16}/\text{cm}^3/\text{eV}$, d'où possibilité de doper ce matériau en type n ou p.

Le silicium amorphe (aSi) présente dans sa structure atomique des liaisons cassées en grand nombre environ $19^{19}/\text{cm}^3$, et l'incorporation de l'hydrogène dans ce matériau a pour premier effet de rompre (saturer) ces liaisons. Outre le fait qu'il est un alliage, le aSiH est avant tout un matériau amorphe dont la principale caractéristique est le fait que sa structure atomique ne

se modifie pas à courte distance, sauf à longue distance du cristal lui correspondant. Dans ces conditions on ne peut plus parler de réseau cristallin, ni de réseau réciproque pour un matériau amorphe, de même la théorie des électrons libres ne s'applique plus dans les semi-conducteurs amorphes, de même le traitement quantique par la méthode des orbitales moléculaires ou modèle des liaisons fortes ne s'applique plus au silicium amorphe hydrogéné, puisque l'hypothèse de la périodicité du réseau cristallin n'est plus valable, et pour déterminer les paramètres de liaisons inter-atomiques tels que: type de liaison, distance, et angles de liaison, il faudrait plusieurs expériences de spectroscopie.

Le concept de localisation des états dans le matériau (aSiH) a été abordé pour la première fois par P.W Anderson en 1958; dans son modèle, le désordre est un arrangement périodique de puits de potentiels de profondeurs aléatoires. Ce modèle est approché, car la périodicité de l'arrangement des atomes est maintenue comme dans les cristaux, le désordre étant introduit par des fluctuations de potentiels d'un atome à un autre.

C'est à partir de ces notions que N.F.MOTT a montré par la suite qu'il existe un seuil de conduction (E_c pour les électrons et E_v pour les trous) dans la structure de bandes des semi-conducteurs amorphes. Ce seuil sépare les états délocalisés des états localisés, ces derniers pouvant se ranger généralement en deux catégories.

- Les états qui forment les queues de bandes de valence et de conduction entre E_v et E_B et entre E_c et E_{AA} respectivement et dus au manque d'ordre à longue distance. (fig 1)

- Les états dits profonds situés entre E_A et E_B et

dus au défaut de structure qui ont une probabilité non nulle d'apparaître dans une structure désordonnée.

Origine des états dans la bande interdite

Nous considérerons d'abord le cas du silicium amorphe pur, puis celui du silicium amorphe hydrogéné en montrant le rôle de l'hydrogène.

Silicium amorphe pur

Structure atomique

La non modification de la structure à courte distance signifie que les atomes de silicium restent liés à quatre autres atomes voisins par des liaisons covalentes. Les orbitales moléculaires qui en résultent sont alors du type SP^3 ayant la symétrie du tétraèdre. La structure atomique du silicium amorphe idéal pour lequel toutes les liaisons sont satisfaites est donc assimilable à un arrangement au hasard de tétraèdres légèrement déformés par rapport aux tétraèdres réguliers de la structure diamant. On s'attend donc à ce que subsiste une bande interdite correspondant à la différence d'énergie entre les états liants et les états anti-liants.

L'analyse faite sur un matériau préparé sous ultra-vide a montré l'existence des liaisons cassées, ces liaisons cassées sont responsables de la disparition de la bande interdite.

Nous distinguons donc les états intrinsèques dus au désordre et les états extrinsèques dus aux défauts de structure. L'allure générale de la densité d'états est schématisée sur la fig 1

Silicium amorphe hydrogéné.

Rôle de l'hydrogène

La proportion d'hydrogène incorporé

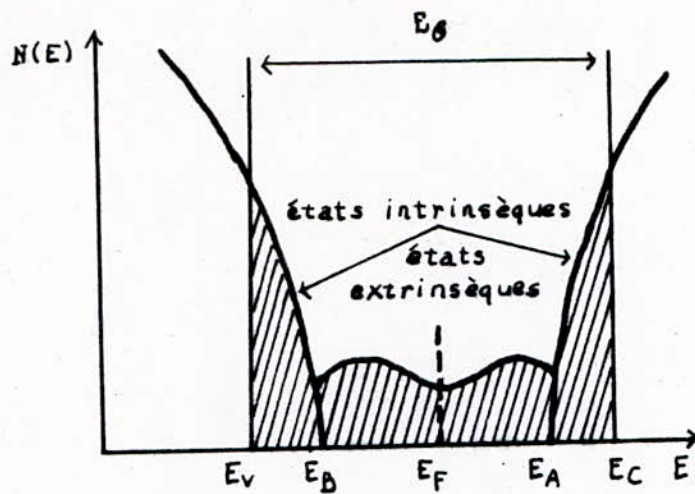


FIGURE 1. Distribution des états localisés dans la bande interdite d'un semi-conducteur amorphe.

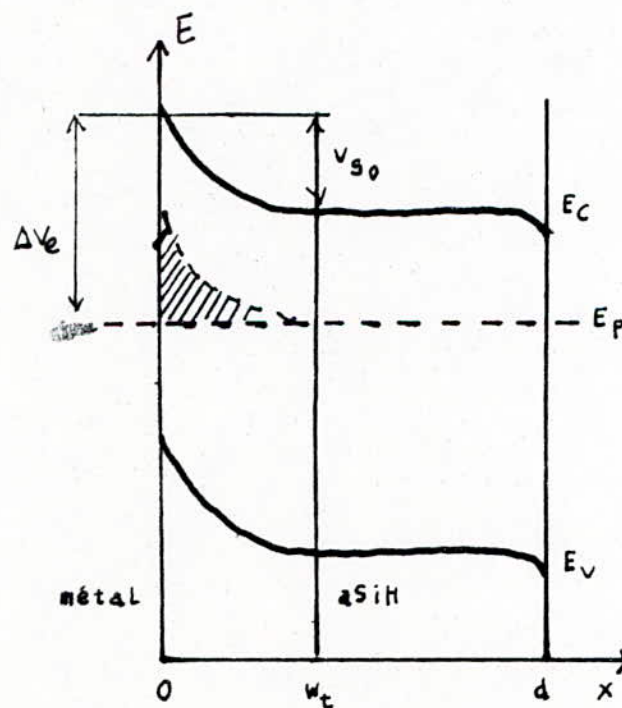


FIGURE 2 Schéma des bandes de la diode Schottky sur $aSiH_2$ à l'équilibre.

dans le silicium amorphe hydrogéné est de 3 à 20% quelle que soit la technique de préparation, c'est à dire au moins 30 fois supérieure à la quantité requise pour saturer les liaisons cassées. Ceci signifie que les atomes d'hydrogene vont se placer sur des atomes de silicium liés imparfaitement et qui donnaient lieu à des défauts de structures. L'hydrogene grace à son faible encombrement sterique diffuse facilement dans le silicium et se lie par covalence, de plus en raison du plus faible rayon de covalence, l'énergie de la liaison silicium-hydrogene est supérieure à celle de deux atomes de silicium, par consequent l'introduction de l'hydrogene fait plus que supprimer la plupart des états dans la bande interdite ; elle provoque ainsi une augmentation de la largeur de bande interdite et relâche les contraintes de la liaison tetraedrique

Barrière de Schottky à l'équilibre Diagramme des bandes.

POUR expliquer la formation de la diode Schottky, nous prenons l'exemple d'un métal dont le potentiel d'extraction est V_e et un semi-conducteur qui a pour affinité électronique A_e . Lorsqu'on rapproche ces deux matériaux, un contact intime produit une redistribution des charges au niveau de l'interface et entraine l'égalité des potentiels électrochimiques, ce qui correspond à l'alignement des niveaux de fermi. Il en résulte une courbure de bandes dans le semi-conducteur et un transfert de charge; une zone de charge d'espace se développe dans le semi-conducteur et charge égale mais de signe opposé apparait à la surface du métal, d'où création d'une barrière de potentiel ΔV_e à l'interface telle que:

$$\Delta V_e = V_e - A_e$$

Pour un semi-conducteur de type n ou quasi-intrinsèque la

courbure de bandes totales à l'équilibre sera négative

$$q\Delta V_e = -qV_{so} + (E_c - E_F) \quad (1.1)$$

où V_{so} est le potentiel de surface à l'équilibre, E_c et E_F les niveaux de conduction et de fermi du semi-conducteur

fig 2

Modification de la structure électronique par le manque d'ordre à longue distance

La modification de la structure de la diode Schottky dépend de la nature du semi-conducteur utilisé (cristallin ou amorphe)

-Cas du semi-conducteur cristallin

Dans ce cas (fig 3.a) il n'ya pas de chevauchement de bandes ; les états situés en bord des bandes sont localisés, la différence d'énergie entre les états liants et les états anti-liants est minimale, donc dans un semi-conducteur cristallin, la bande interdite

$E_G = E_c - E_v$ est petite.

-Cas du semi-conducteur amorphe idéal

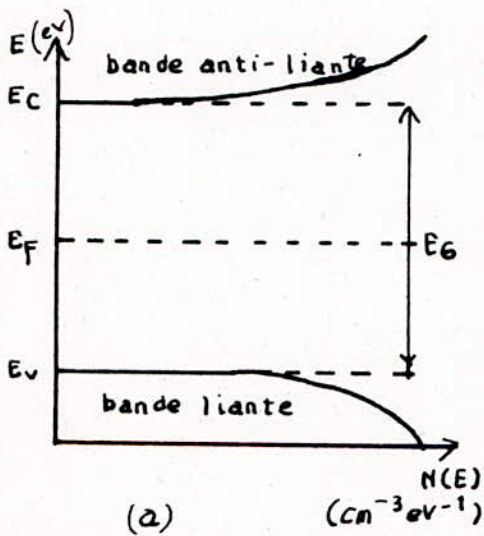
Dans ce cas (fig.3.b) il apparait des queues de bandes et non plus des bords de bandes et la différence d'énergie des états liants et anti-liants est plus grande, ainsi dans un semi-conducteur amorphe le "gap de mobilité" est plus large.

Epaisseur de la zone de charge d'espace.

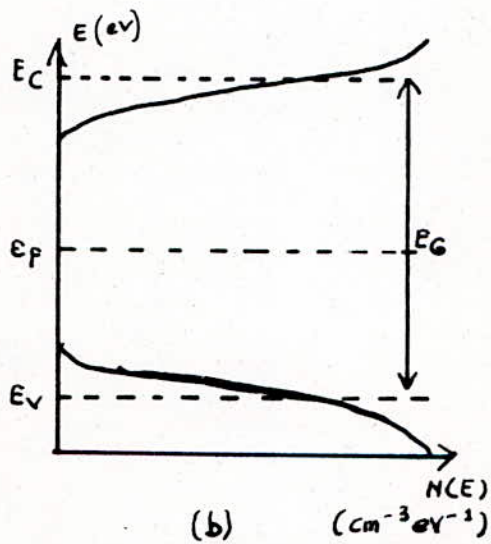
POUR unsemi-conducteur de type n, la zone de charge d'espace résulte de l'ionisation des impuretés donatrices de concentration N_D , sa largeur W dépend de la tension V appliquée telle que

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_D} (-V_{so} - V + KT/q)} \quad (1.2)$$

ϵ étant la permittivité du semi-conducteur, le terme KT/q



Semiconducteur cristallin



Semiconducteur amorphe idéal

FIGURE 3 Modification de la structure électronique par le manque d'ordre à longue distance.

provient de la contribution des porteurs libres. Cette relation (1.2) reste valable jusqu'aux conditions de bandes plates définies par $V = -V_{so}$ et quelque soit le sens de polarisation (directe ou indirecte)

Dans le cas du silicium amorphe hydrogéné, la charge d'espace locale $P(x)$ est fonction des états électroniques dans la bande interdite. En l'absence de toute polarisation, le niveau de fermi est rectiligne dans le semi-conducteur et l'épaisseur de la zone de charge d'espace est notée W_t , dans ce cas, l'interface metal-semiconducteur est pris comme origine des abscisses. Pour un semi-conducteur compensé, la charge globale est nulle dans le volume neutre que l'on prend comme origine des potentiels. A l'abscisse x dans la zone de charge d'espace où le potentiel est $U(x)$, la charge d'espace est due aux états qui ont traversé le niveau de fermi en raison de la courbure des bandes.

Si nous décrivons la densité d'états $N(E)$ comme étant la somme d'une densité d'états de type donneur $N^+(E)$ et de type accepteur $N^-(E)$, la charge d'espace s'exprime en fonction de cette somme $N(E) = N^-(E) + N^+(E)$ par la relation

$$P(x) = q \int_{E_F}^{E_{Fv}} N(E) dE \quad (1.3)$$

où E_{Fv} est le niveau de fermi compté par rapport au bord de la bande de conduction en volume.

Rappelons qu'à l'équilibre, le niveau de fermi est rectiligne dans tout le matériau, ainsi le potentiel local $U(x)$ est donné par $U(x) = E_F(x) - E_{Fv}$ et lié à la charge par l'équation de Poisson:

$$d^2U(x)/dx^2 = - \frac{P(x)}{\epsilon} \quad (1.4)$$

Dans le cas d'une densité d'états en volume N_V , la charge est donnée par:

$$\rho(x) = -qN_V U(x) \quad (1.5)$$

La résolution de l'équation de Poisson dans ces conditions nous donne:

$$U(x) = V_{so} \exp(-x/L) \quad (1.6)$$

où L est la longueur de Debye associée aux états localisés et liée à la densité en volume par:

$$L = (\epsilon / qN_V)^{1/2} \quad (1.7)$$

En prenant la limite entre la zone de charge d'espace et le volume neutre comme correspondant à un potentiel local de KT/q ; il vient:

$$KT/q = V_{so} \exp(-x/L) \quad \text{et pour}$$

$$x = W_t \quad \text{on a:}$$

$$W_t = L \cdot \ln(V_{so}/KT/q) \quad (1.8)$$

Dans ces conditions, la charge totale due aux états est alors à l'équilibre:

$$Q_t = \int_0^{W_t} \rho(x) dx = - \int_0^{W_t} qN_V V_{so} \cdot \exp(-x/L) \cdot dx$$

$$\text{soit } Q_t = - qN_V V_{so} \cdot L \quad (1.9)$$

Pour un semi-conducteur amorphe, la zone de charge d'espace W_t est finalement donnée en fonction de N_V par

$$W_t = (\epsilon / qN_V)^{1/2} \cdot \ln(V_{so}/KT/q) \quad (1.8)'$$

A la différence des cristaux, la zone de charge d'espace d'un semi-conducteur amorphe (W_t) reste fixée par les états

localisés et ceci par l'intermédiaire de leur longueur de Debye.

De manière générale, le courant d'électrons libres du semi-conducteur vers le métal s'exprime en fonction de la concentration des porteurs en accumulation à la surface du semi-conducteur n_{so} , et la densité de courant vaut:

$$J_{s \rightarrow m} = qV_c n_{so} \exp(qV/KT) \quad (1.10)$$

Nous distinguons deux cas:

-Cas du cristal

Dans ce cas la vitesse de collection V_c est au maximum égale à la vitesse thermique moyenne des électrons ($V_c \approx v_{th} = 5.10^4$ m/s). Si nous appelons N_c le nombre de places disponibles pour les électrons dans la bande de conduction, la concentration des porteurs en accumulation à la surface n_{so} est donnée par

$$n_{so} = N_c \exp(-q\Delta V_c/KT) \quad (1.11)$$

Quant au courant total dans la diode, il varie avec la polarisation V appliquée suivant la loi

$$I = A * S T^2 \exp\left(-\frac{q\Delta V_c}{KT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right] \quad (1.12)$$

où S est la surface du semi-conducteur, A^* la constante de Richardson qui s'exprime en fonction de K , h et la masse

effective des électrons m^* par $A = \frac{4\pi q m^* K^2}{h^3}$ $h = \text{const. de Planck}$

- cas du Silicium amorphe.

Dans ce cas, nous pouvons relier N_c à la densité d'états autour du seuil de conduction E_c par : $N_c = KTN(E_c)$, et le courant total dans le matériau suit la loi:

$$I = I_0 \left[\exp(qV/KT) - 1 \right] \quad (1.13)$$

$$\text{avec } I_0 = qV_c KTN(E_c) \cdot \exp(-qV_c/KT)$$

Nous voyons donc que dans le cas du cristal, la vitesse de collection des électrons V_c est reliée à la masse effective des électrons, tel n'est pas le cas dans le Silicium amorphe hydrogéné.

1.6. Diode réelle - Résistance série.

La structure de la diode Schottky incluant le volume neutre est responsable de la limitation du courant total, par conséquent, la forte résistivité du Silicium amorphe hydrogéné de l'ordre de $10^8 \Omega \cdot \text{cm}$ est à l'origine d'une résistance série élevée.

1.6.1. Spectroscopie d'admittance de la diode Schottky :

Capacité dynamique.

Les mesures de la capacité de la diode Schottky sont utilisées pour déterminer la densité d'états électroniques dans la bande interdite du Silicium amorphe hydrogéné.

Cependant leur interprétation est très délicate, puisqu'elle nécessite de faire certaines hypothèses quant à la conduction de la diode, ainsi que l'interaction des porteurs

libres (électron ou trou) avec les états localisés et surtout présenter un schéma électrique équivalent représentant effectivement le comportement en régime dynamique de la diode Schottky .

Il découle de toutes ces considérations que la capacité de la diode Schottky doit être mesurée en parallèle avec la conductance dynamique .

1.7. Caractéristique capacité - tension .

1.7.1. Principe de la mesure de la capacité en fonction de la tension appliquée . $C(V)$

La technique de mesure $C(V)$ est classiquement utilisée sur les diodes monocristallines pour obtenir des dopages meilleurs. Cette technique est désignée souvent par méthode de modulation étroite dont le principe est le suivant :

Une tension sinusoïdale de pulsation ω et de faible amplitude de l'ordre de kT/q est appliquée aux bornes de la diode maintenue sous polarisation continue V . Un pont de mesure ou tout simplement un détecteur synchrone permet de mesurer les composantes en phase et en quadrature de phase du courant alternatif traversant la diode , c'est à dire la conductance G et la capacité C équivalentes à la diode sur toute la gamme de polarisation continue que l'on souhaite .

La capacité C mesurée provient de la modulation de la charge totale Q_t du matériau qui comprend dans le cas général :
 les états de surface dus à l'interface métal-semiconducteur ,
 les états électroniques localisés en volume et les porteurs libres .

Notons par ailleurs que les états de surface ou de volume qui contribuent à la capacité sont seulement ceux qui sont situés autour du niveau de fermi.

Cette capacité C mesurée dépend de la fréquence (régime dynamique) car le schéma électrique équivalent de diode même le plus simpliste fait toujours intervenir des composantes résistives telle que la résistance du volume neutre ou des résistances fictives traduisant la cinétique des états.

Lorsqu'on tend vers la fréquence nulle, la capacité que l'on mesure est la capacité quasi-statique différentielle désignée par C_{qs} . Cette capacité est due aux états qui se trouvent autour du niveau de fermi, et aux porteurs libres.

Notons que le résultat de la mesure est approché, puisque l'hypothèse d'un niveau de fermi rectiligne qui nous permet de simplifier les caractéristiques énergétiques de la diode Schottky n'est pas forcément vérifiée sous polarisation non nulle, par conséquent cette approximation n'est rigoureusement valable qu'en polarisation nulle.

D'autre part nous verrons plus loin qu'en négligeant la contribution des états de surface et des porteurs libres à la formation de la capacité, cette mesure de capacité permet de déterminer la densité des états électroniques en volume c'est à dire $n(E)$.

Les premières mesures de capacité de la diode Schottky sur silicium amorphe ont été effectuées par WRONSKI qui a

purement extrapolé à ce matériau l'interprétation classique du cas des semi-conducteurs cristallins, mais la fréquence à laquelle il a travaillé ne lui a pas permis de justifier l'estimation théorique de la densité d'états. Il a fallu attendre SPEAR et A.L. pour obtenir des résultats préliminaires qui semblent confirmer la distribution des états c'est dans cette étude menée par SPEAR et A.L. que la dépendance en fréquence de la capacité mesurée a été mise en évidence.

1.7.2 Capacité quasi-statique différentielle de la diode

Schottky obtenue sur le aSiH.

La capacité quasi-statique différentielle C_{qs} que l'on mesure à la fréquence nulle est due à la contribution des états localisés en volume (C_{ev}) des états localisés à l'interface métal-semiconducteur (C_{es}) et des porteurs libres (C_{pl}). Elle s'écrit donc sous sa forme générale.

$$C_{qs} \text{ (F.cm}^{-2}\text{)}$$

$$C_{qs} = C_{ev} + C_{es} + C_{pl} \quad (11.14)$$

Dans l'hypothèse de contribution nulle des porteurs libres et des états localisés à l'interface, nous obtenons tout simplement $C_{qs} = C_{ev}$ et pour un milieu semi-infini, la charge totale Q_t est donnée par :

$$Q_t = \int_0^{\infty} p(x) dx = \int_{V_D}^0 \frac{p(U)}{du/dx} dU \quad (1.15)$$

où $V_s = V_{so} + V$ et $U(x)$ le potentiel local, nul à l'infini

et égal à V_s au point $x = 0$.

La capacité C_{ev} est dans ces conditions définie par

$$C_{ev} = - \frac{dQ_s}{dV_s} = \frac{P(V_s)}{(dU/dx)V_s} \quad (1.16.)$$

Dans l'approximation de température nulle, la charge locale

$$Q(x) \text{ peut s'écrire } Q(x) \approx q \int_{E_F(x)}^{E_{Fv}} N(E) dE \quad (1.17)$$

où $E_F(x)$ étant le niveau de fermi à l'abscisse x est

defini par $E_F(x) = E_{Fv} + U(x)$ ce qui donne:

$$dQ/dE_F(x) = dQ/dU = -q N(E_F(x)) \quad (1.18)$$

et au point particulier $x = 0$; $U(x) = V_s$ et $E_F(x) = E_{Fs}$

$$\frac{dQ(V_s)}{dV_s} = -q N(E_{Fs}) \quad (1.18)'$$

avec $N(E_{Fs})$ la densité électronique des états localisés en volume autour du niveau d'énergie $E = E_{Fs}$, E_{Fs} designant la position du niveau de fermi en surface du semi-conducteur compté par rapport à la bande de conduction en surface.

En appliquant l'équation de Poisson, nous trouvons une autre forme de C_{ev} , en effet on a :

$$d^2 U / dx^2 = - \frac{P(U)}{\epsilon} \quad \text{qui se transforme en} \quad (du/dx)^2 = -2 \int_0^U \frac{P(t)}{\epsilon} dt \quad (1.19)$$

A partir des relatins (1.16) et (1.19) on tire

$$C_{ev} = |P(V_s)| \left[\frac{\epsilon}{-2 \int_0^{V_s} P(u) du} \right] \quad (1.20)$$

et en fin partant des relations (1.18)' et (1.20) on obtient

$$N(E_{FD}) = \frac{1}{q\epsilon} \left[C_{ev}^2 - Q_t \cdot \frac{dC_{ev}}{dV_A} \right] \quad (1.21)$$

dans laquelle Q_t est donnée par la relation (1.15) soit encore

$$Q_t(V_s) = - \int_0^{V_0} C_{ev}(V) \cdot dV \quad (1.22)$$

Les relations (1.21) et (1.22) sont très intéressantes ; en effet nous avons déjà mentionné ci-haut qu'on pouvait déterminer les densités d'états électroniques dans la bande interdite à partir de la mesure de la capacité due aux états localisés en volume, ce sont ces deux relations qui nous permettent de déterminer théoriquement cette densité.

1.7.3. Exemple de détermination de C_{ev}

1.7.3.1. Cas du cristal

Pour un semi-conducteur cristallin uniformément dopé de type n par exemple, en appliquant l'hypothèse de température nulle, la charge d'espace est due tout simplement aux impuretés ionisés ; $\rho(U) = q N_D = C_{ev}^{ste}$ la capacité C_{ev} devient d'après (1.20)

$$C_{ev} = q N_D \left(\frac{-\epsilon}{2 \int_0^{V_0} q N_D du} \right)^{1/2} = \left(\frac{q N_D \epsilon}{2 V_A} \right)^{1/2}$$

Or pour $T = 0$ la relation (1.2) devient

$$W = \left(- \frac{2\epsilon}{q N_D} (V_{so} + V) \right)^{1/2} = \left(- \frac{2\epsilon V}{q N_D} \right)^{1/2} \quad \text{d'où}$$

$$C_{ev} = \frac{\epsilon}{W} \quad (1.23)$$

La relation linéaire entre $1/C_{ev}^2$ et V_s est largement

utilisée dans le cas du cristal pour déterminer le dopage et la hauteur de barrière d'une diode Schottky .

1.7.3.2. Cas d'une densité d'états uniforme en énergie

Dans ce cas la densité $N(E)$ est constante et vaut N_v , en négligeant la contribution des porteurs libres, on a : $\rho(U) = -q N_v U(x)$ et donc la capacité due aux états en volume se déduit de la relation

$$(1.20) \text{ d'où } C_{ev} = (q N_v \epsilon)^{\frac{1}{2}} = \frac{\xi}{L} \quad (1.24)$$

Nous avons ici C_{ev} indépendant de la tension V_s et différent de ϵ/W . Ce cas particulier simple montre bien que la relation linéaire $\frac{1}{C^2}(V)$ n'est plus valable dans le cas du silicium amorphe hydrogéné .

Remarque: Tant que la densité des états en fonction de l'énergie ne présente pas de variation plus rapide que la fonction de fermi-Dirac, l'hypothèse de température nulle, reste valable, dans le cas contraire, il faudra introduire dans l'expression (1.17) la fonction de Fermi-Dirac $f(E,T)$

$$f(E,T) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{KT}\right)} \quad (1.25)$$

En raison du rôle intégrateur de cette fonction, la capacité ne peut varier plus rapidement que $\exp\left(\frac{-qV}{KT}\right)$

En tenant compte des états électroniques situés à l'interface

metal-semiconducteur, ils contribueront eux aussi à la formation de la capacité C_{qs} à travers leur densité D_s , la capacité due à ces états est donnée par

$$C_{es} = q D_s \quad (1.26)$$

De plus il faut tenir compte des porteurs libres en accumulation à l'interface, de densité N_s pour les électrons, P_s pour les trous; ces porteurs libres contribueront à la capacité par un terme :

$$C_{pl} = \left(\frac{\epsilon q N_s}{2KT/q} \right)^{1/2} \quad \text{ou} \quad C_{pl} = \left(\frac{\epsilon q P_s}{2KT/q} \right)^{1/2} \quad (1.27)$$

1.8. Analyse des conditions de mesure de la capacité quasi-statique différentielle de la diode Schottky

Les expressions théoriques

de la capacité quasi-statique différentielle que nous venons de mettre en évidence sont établies seulement pour la fréquence nulle et sans tenir compte des composantes résistives. Pour analyser correctement la structure, il faut nécessairement introduire un schéma électrique équivalent qui tienne compte des résistances dues au volume et des résistances fictives, ainsi que celle due au contact arrière.

1.8.1. Schéma électrique équivalent simplifié

Le comportement en fréquence de la diode Schottky nécessite, en première analyse l'emploi du schéma électrique équivalent simplifié suivant :

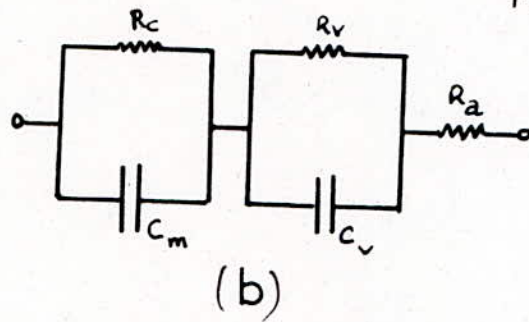
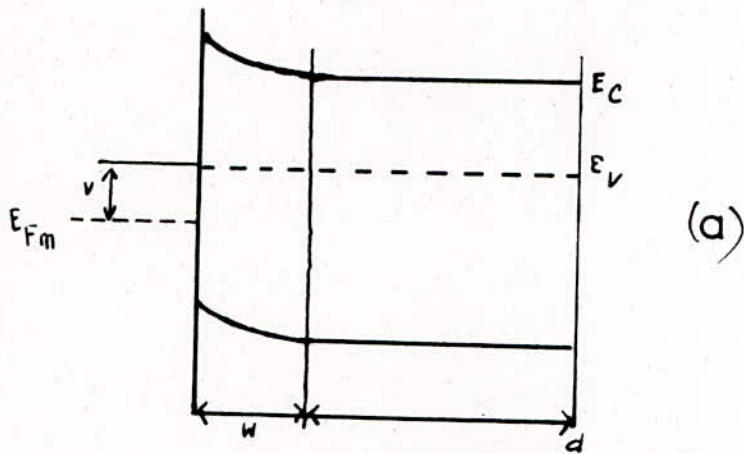
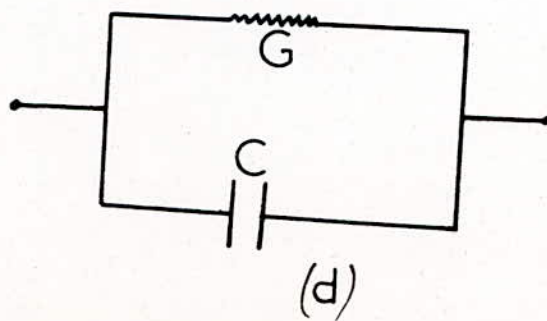
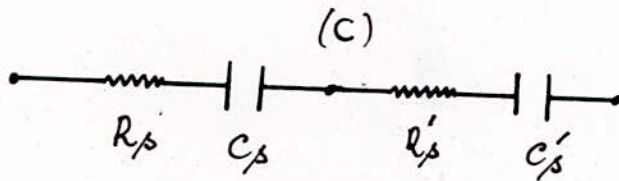


FIGURE 4 Schéma électrique équivalent simplifié de la diode représentée à la polarisation V .



Les différents éléments résistifs et capacitifs sont définis comme suit:

R_c : résistance de contact qui traduit la résistance au passage des électrons dans la zone de charge d'espace.

C_m : capacité C_{qs} calculée précédemment en première approximation seulement; car elle varie avec la fréquence. $C_m (F.Cm^{-2})$

R_v : résistance du volume neutre; le volume neutre est défini comme la zone où le potentiel local est inférieur ou égal à KT/q , cette résistance du volume neutre est définie

par: $R_v = \frac{(d-W)}{S}$ où $d-W$ est le volume neutre.

C_v : capacité diélectrique du volume neutre et définie par

$$C_v = \frac{\epsilon_0}{(d-W)} \quad C_v (F.Cm^{-2})$$

R_a : résistance de contact arrière négligeable pour un contact peu résistif.

Conformément au principe de la mesure $C(V)$, le circuit de la fig.4d est équivalent à un dipôle comportant une conductance G et une capacité en parallèle.

A la pulsation ω du courant alternatif, nous mesurons $C(\omega)$ $G(\omega)$ et dans le cas particulier où le contact arrière est peu résistif, on néglige R_a , nous avons les équivalences des fig.4 c et d

Les transformations des circuits parallèles en circuits séries et de séries en parallèles nous conduisent aux expressions

$$\text{suyvantes : } R_s = \frac{R_c}{1 + (R_c C_m)^2 \omega^2} \quad (1.28)$$

$$\frac{1}{C_s W} = \frac{R_c C_m W}{1 + (R_c C_m)^2} \quad (1.29)$$

$$R'_s = \frac{R_v}{1 + (R_v C_v W)^2} \quad (1.30)$$

$$\frac{1}{C'_s W} = \frac{R_v C_v W}{1 + (R_v C_v W)^2} \quad (1.31)$$

Un calcul simple donne l'expression de $C(W)$ de la fig. 4d

$$C(W) = \frac{R_c^2 C_m + R_v^2 C_v + R_c^2 R_v^2 C_m C_v (C_m + C_v) W^2}{(R_c + R_v)^2 \left[1 + \frac{(R_c R_v)^2}{(R_c + R_v)^2} (C_m + C_v)^2 W^2 \right]} \quad (1.32)$$

Nous examinons les deux cas limites :

1.8.2. Très basse fréquence .

A très basse fréquence , $W \rightarrow 0$ et la relation (1.32) devient : $C(0) = \frac{R_c^2 C_m + R_v^2 C_v}{(R_c + R_v)^2}$ (1.32)'

Si $R_c \gg R_v$ on a : $C(0) \approx C_m$, donc à la fréquence nulle , la capacité mesurée est sensiblement égale à C_m .

1.8.3. Très haute fréquence .

A très haute fréquence, $W \rightarrow \infty$ la relation (1.32) vaut : $C(\infty) = \frac{C_m C_v}{C_m + C_v} = C_\infty$

En réalité [1] la capacité C_m à haute fréquence n'est autre que la capacité diélectrique ϵ/W et C_∞ est alors la capacité interélectrode ϵ/d

Pour mesurer C_m il faudra à priori satisfaire la condition $R_c \gg R_v$ d'une part et travailler à fréquence inférieure à la fréquence diélectrique f_r

definie par : $f_r = \frac{1}{2\pi R_v C_c} = \frac{1}{2\pi \rho \epsilon}$ (1.33)

Exemple: Pour le silicium amorphe hydrogéné $\rho = 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$ et $\epsilon = 10^{-10} \text{ F/m}$ on a : $f_r = 1,5 \text{ KHZ}$ et $C_0 \approx 100 \text{ pF}$ pour une diode de surface 1 mm^2 et l'épaisseur du matériau étant $1 \mu\text{m}$.

Remarque: Pour s'assurer de la situation d'un niveau de Fermi rectiligne dans tout le matériau, nous nous plaçons à la polarisation nulle, dans ce cas le niveau de Fermi ne pourra jamais se trouver en surface. De même aucun courant ne traversera la diode.

1.9. Transport dans les semi-conducteurs amorphes - Cas particulier de aSiH.

L'analyse des mécanismes de transport dans le silicium amorphe hydrogéné fait appel aux principaux résultats du modèle de MOTT appliqué aux semi-conducteurs amorphes que nous rappelons brièvement.

1.9.1. Conduction électrique continue. Selon le domaine de température, trois mécanismes principaux de conduction interviennent dans la diode.

- Conduction delocalisée: A haute température ($T > T_1$) cette conduction est due aux états étendus, au dessus du niveau E_c s'il s'agit des électrons, en dessous du niveau E_v pour les trous. La conductivité pour les électrons suit alors la loi :

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{K T}\right) \quad (1.34)$$

avec $\sigma_0 = q K T N(E_c) \mu_n$

la mobilité delocalisée des électrons μ_n est différente de la

mobilité dans la bande du cristal, car la probabilité de trouver un électron sur un site atomique particulier varie de manière aléatoire d'un site à un autre. Dans les semi-conducteurs amorphes la mobilité μ_n des électrons est donnée par :

$$\mu_n = \frac{q a^2 f_e}{6 K T} \quad (1.35)$$

où a est la distance interatomique, et f_e la fréquence de passage d'un site à un autre ($f_e = 10^{15}/s$).

Dans un grand nombre de semi-conducteurs amorphes, les valeurs de σ_0 reportées varient entre 10 et $10^4 \Omega^{-1} \text{cm}$.

Ainsi d'après MOTT, la valeur théorique de σ_0 correspond au minimum de conductivité métallique déduit du modèle d'ANDERSON soit environ $350 \Omega^{-1} \text{cm}$.

- Conduction localisée par les états situés en queues de bande. Cette conduction a lieu à basse température ($T_2 < T < T_1$). La conduction par les états localisés est un processus par sauts, si elle est due aux électrons situés au niveau E_A en dessous du niveau de conduction, la conductivité s'écrit sous la forme

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_A - E_F}{K T}\right) \quad (1.36)$$

$$\text{avec } \sigma_0 = q K T N_{ef}(E_A) \mu'_n$$

dans laquelle N_{ef} est la densité d'états effective ramenée au niveau autour duquel se fait la conduction, la mobilité dans ce régime s'écrit sous la forme :

$$\mu'_n = \frac{1}{6} \frac{q}{K T} a^2 \frac{p}{D_p} \exp\left(-\frac{E'}{K T}\right) \quad 1.37$$

où f_p est la fréquence de phonon ($f_p = 10^{12}$ /s), la mobilité localisée μ_n' est activée thermiquement en E' qui représente la différence d'énergie entre le site de départ et le site d'arrivée lors du saut. Cette chute de mobilité définit les niveaux E_c et E_v et le " gap de mobilité " $E_G = E_c - E_v$

- Conduction par les états localisés autour du niveau de Fermi : Elle a lieu à très basse température ($T < T_2$). Dans ce cas la conductivité se déduit comme précédemment et s'exprime en fonction de la densité d'états autour du niveau de Fermi $N(E_F)$ et de l'énergie d'activation du saut E''

$$\tilde{\sigma} = \frac{1}{6} q^2 a^2 f_p N(E_F) \exp(-2\delta h_s) \exp(-E''/KT) \quad (1.38)$$

avec h_s la distance du saut et δ une mesure de l'étendue des fonctions d'ondes.

Aux très basses températures ($T < T_3$), le nombre et l'énergie des phonons décroît et les porteurs doivent sauter à des distances h_s supérieures pour trouver des sites qui sont situés énergétiquement plus près que les plus proches voisins.

C'est le processus par saut à distance variable caractérisé par une dépendance en température de la forme

$$\tilde{\sigma} = A \exp(-(B/T)^{1/4}) \quad (1.39)$$

Signalons enfin la dépendance en fréquence du champ de la conduction par sauts, mais celle-ci intervient seulement aux champs électriques intenses, supérieurs à $5 \cdot 10^5$ V/cm à la température ordinaire.

Les températures T_1, T_2, T_3 de transition entre les différents

regimes de transport sont fonction de la structure électronique du semi-conducteur .

1.9.2. Mobilité Drift .

La mobilité Drift se mesure comme suit :

On injecte des porteurs en un point de l'échantillon par exemple par la lumière et l'on mesure leur temps de transit jusqu'en un point situé à la distance l sous l'effet d'un champ électrique E . En l'absence de niveau piège , l'électron injecté dans la bande de conduction se propage à la vitesse $\vec{v} = \mu_n \vec{E}$ et le temps de transit est $t_0 = l/U_n E$ dans ce cas la mobilité mesurée est μ_n .

Si maintenant , nous considérons un niveau piège pour les électrons situés au niveau E_t proche de E_c , l'électron se trouve alternativement sur le niveau piège et dans la bande de conduction avec les temps de séjour respectifs T_p et T_o , le temps de transit est alors donné par :

$$t = t_0 \frac{T_p + T_o}{T_o} \quad (1.40)$$

et lié à la mobilité Drift mesurée par $t = l/\mu_{dn} E$

la mobilité Drift est reliée à la mobilité de conduction des électrons U_n par :

$$\mu_{dn} = U_n \frac{T_o}{T_o + T_p} \quad (1.41)$$

A l'équilibre on a : $\frac{n_o}{T_o} = \frac{n'_o}{T_p}$ avec n_o et n'_o les densités

d'électrons à l'équilibre respectivement dans la bande de conduction et sur le niveau E_t ; dans le cas où E_F est inférieur à E_t la mobilité Drift s'écrit : $\mu_{dn} = U_n \frac{N_c}{N_t} \exp\left(\frac{E_t - E_c}{KT}\right)$ (1.42)

où N_c et N_t sont les densités d'états au niveau de conduction E_c et au niveau E_t .

1.10. Propriétés photovoltaïques.

Il est maintenant clair que la présence des états électroniques dans la bande interdite confère au silicium amorphe hydrogéné des propriétés de transport fondamentalement différentes du cas cristallin. Le désordre est également responsable de propriétés optiques notablement différentes entre silicium amorphe et silicium cristallin: front d'absorption plus abrupt et décalé vers les plus courtes longueurs d'ondes.

1.10.1. Photocourant:

Dans le cas général d'une structure Schottky l'efficacité de collection des charges s'exprime comme la probabilité de collection des minoritaires par le métal soit, pour un matériau de type n

$$\eta_c = \underbrace{\frac{\alpha(\lambda)L_E}{1 + \alpha(\lambda)L_E} (1 - \exp(-\alpha(\lambda)w - \frac{1}{L_E}w)) +}_{\text{contribution des paires créés dans la zone de charge d'espace}}$$

$$+ \underbrace{\exp(-w/L_E) \frac{\alpha(\lambda)L_{dp}}{1 + \alpha(\lambda)L_{dp}} \exp(-\alpha(\lambda)w)}_{\text{contribution des paires créés dans le volume neutre}} \frac{V_c}{V_c + V_r} \quad 1.43$$

P_r est la probabilité de collection des minoritaires ayant déjà atteint la jonction. V_c et V_r sont les vitesses de collection des minoritaires à l'interface, et de recombinaison. L_{dp} est la longueur de diffusion Drift des trous dans le volume neutre

qui s'exprime en fonction de la mobilité Drift des trous U_{dp}

$$\text{par : } L_{dp} = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_{dp} \tau} \quad (1.44)$$

τ est le taux de recombinaison des porteurs, L_E est la longueur de diffusion ou d'entraînement des trous dans la zone de charge d'espace sous l'effet du champ électrique à la jonction

$$\vec{E}; \quad L_E = \mu_{dp} E \cdot \tau$$

$\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption du matériau.

Dans le cas du silicium cristallin, la mobilité Drift des trous est égale à la mobilité des trous dans la bande de valence :

$$U_{dp} = U_p \text{ et } L_p = L_{dp} = \sqrt{\frac{kT}{q} U_p \tau}$$

$$\left. \begin{array}{l} \alpha(\lambda) \approx \frac{1}{L_p} \\ w \ll L_p \ll L_E \end{array} \right\} \eta_c = \frac{\alpha(w) L_p}{1 + \alpha(\lambda) L_p} Pr \quad (1.45)$$

donc dans le cas cristallin, ce sont les paires créées dans le volume neutre qui contribuent au rendement η_c et si $Pr=1$, le photocourant de court-circuit s'écrit

$$I_{cc} = \phi_u \frac{\alpha L_p}{1 + \alpha L_p} \quad \alpha = \alpha(\lambda) \quad (1.46)$$

où ϕ_u est le spectre solaire ou flux utile.

Dans le cas du silicium amorphe hydrogéné, on a les approximations suivantes $\mu_{dp} \tau \approx \mu_p \tau_p$

$$\left. \begin{array}{l} \alpha L_{dp} \ll 1 \\ \alpha L_E \gg 1 \end{array} \right\} \Rightarrow \eta_c = (1 - \exp(-\alpha w)) \cdot Pr \quad (1.47)$$

et le photocourant de court-circuit est donné par :

$$I_{cc} \approx \phi_u (1 - \exp(-\alpha w)) \quad (1.48)$$

Par contre dans le cas amorphe , ce sont les paires créés dans la zone de charge d'espace qui contribuent pour l'essentiel au photocourant , la mobilité Drift des trous étant trop faible pour qu'ils puissent diffuser depuis le volume neutre jusqu'à la zone de charge d'espace sans se recombinaer .

Pour augmenter le photocourant dans le cas du silicium amorphe hydrogéné , il faut augmenter l'épaisseur de la zone de charge d'espace W en diminuant la densité d'états autour du milieu de la bande interdite .

Les caractéristiques photovoltaïques des diodes réalisées par des chercheurs Américains (R.C.A.) n'ont pas évolué sous l'effet d'un éclaircment prolongé de plus d'un an . Ceci montre la bonne stabilité au cours du temps du matériau , liée sans doute à la stabilité de la liaison chimique Si-H. Le maintien des performances photovoltaïques sous éclaircment prolongé est une condition essentielle à l'utilisation de ce matériau pour la fabrication de photopiles .

1.11. Avantages et inconvénients de la diode Schottky comme outil de détermination de la densité d'états .

La mesure de la capacité de la diode Schottky présente de nombreux avantages dont les principaux sont :

- La mesure de la capacité en fonction de la tension $C(V)$ est une mesure directe des densités .
- Le fait que le potentiel de surface $V_s = V_{so} + V$ soit fixé par

le métal , l'inhomogénéité des surfaces influe peu sur le résultat de la mesure .

- De même les mesures de conductance de la diode permettent de comparer les densités des états de surface et celles des états en volume [2] .

Cependant du fait de la polarisation , il ya doublement des niveaux de Fermi des électrons et des trous , d'où un inconvénient puisque la mesure se fait sur un matériau en déséquilibre thermodynamique .

Quant au dispositif expérimental pour la mesure de la capacité il fera l'objet d'une application de la détection synchrone dont le principe et la méthode opératoire sont détaillés dans le chapitre suivant .

Chapitre 2

DETECTION SYNCHRONE

2.1. Généralités.

La détection synchrone est un procédé électronique de demodulation, elle est utilisée lorsque le signal utile issu du processus physique étudié est faible et noyé dans du bruit à large spectre de fréquence qui peut être soit du bruit aléatoire (ou bruit non coherant) tel que le bruit thermique qui prend naissance dans les détecteurs et les amplificateurs, soit du bruit périodique (ou bruit coherant) dans cette catégorie on rencontre généralement les inductions parasites dues aux réseaux électriques de transmission des ondes électromagnétiques.

La détection synchrone qui est connue sous le nom de "détecteur de produit" s'avère donc un outil très intéressant pour la détection des faibles signaux tant en physique qu'en radiotechnique. Pour le cas particulier du bruit thermique qui nous intéresse, il est caractérisé souvent à l'entrée des appareillages électroniques par la résistance équivalente de bruit R . Dans ce cas la puissance du bruit délivré par cette résistance à la résistance adaptée est donnée par :

$$P_b = KT\Delta B$$

où ΔB est la bande passante de l'appareillage, K la constante de Boltzmann, T la température ambiante.

On remarque que le rapport $\frac{P_b}{\Delta B}$ est constant, c'est ce qu'on appelle bruit blanc qui a une énergie constante pour une même bande de fréquence.

A partir de cette remarque, la détection (ou demodulation) synchrone sera dès lors envisagée comme un procédé qui permet de réaliser un filtre de largeur aussi étroite que l'on souhaite dans certaines limites, puisque le signal utile $a(t)$ est supposé occuper une bande spectrale très étroite autour de la fréquence zero $(-f_u; +f_u)$, f_u étant la fréquence maximale de ce signal

2.2. Analyse de la détection synchrone.

2.2.1. Modulation- Demodulation- Synchrone.

Soit $a(t)$ le signal utile qui occupe une étendue spectrale $\pm f_u$ autour de la fréquence zero; f_u est en général petit, $a(t)$ est un signal basse fréquence et de plus noyé dans du bruit qui, lui, a une large bande de fréquence, c'est à dire que le spectre du bruit $b(t)$ englobe le spectre du signal utile $a(t)$.

On ne peut donc pas separer ces deux signaux par simple filtrage. Soit $S(t) = a(t) + b(t)$ le signal composite, on module (multiplie) $S(t)$ par une porteuse sinusoidale à la fréquence f_0 dans ces conditions, le signal $a(t)$ occupe après modulation une bande de fréquence de $f_0 \pm f_u$.

Après modulation, $a(t)$ devient $a(t)\cos(W_0 t)$ en supposant que la porteuse a une amplitude d'un volt; la fréquence f_0 de la porteuse

est très grande devant f_u par conséquent $a(t)\cos(\omega_0 t)$ peut être considéré comme une sinusoïde pure, c'est à dire que $a(t)$ est à première approximation considéré constant.

Le problème qui se pose est d'extraire en première vue le signal $a(t)\cos(\omega_0 t)$ à partir du signal composite modulé $S(t)\cos(\omega_0 t)$. Pour extraire le signal $a(t)\cos(\omega_0 t)$, on multiplie $S(t)\cos(\omega_0 t)$ par un signal sinusoïdal à la fréquence f_0 et à partir de $a(t)\cos(\omega_0 t)$ nous pouvons extraire $a(t)$ par simple intégration, c'est à dire chercher la valeur moyenne du produit

$S(t)\cos(\omega_0 t) \cdot \cos(\omega_0 t - \theta)$: θ étant le déphasage entre le signal de modulation et celui de démodulation.

Cette valeur moyenne est donnée par :

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T S(t)\cos(\omega_0 t) \cdot \cos(\omega_0 t - \theta) dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T a(t)\cos(\omega_0 t)\cos(\omega_0 t - \theta) dt$$

$$+ \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T b(t)\cos(\omega_0 t)\cos(\omega_0 t - \theta) dt$$

le calcul de ces intégrales montre que la valeur moyenne vaut

$$\frac{\overline{a(t)}\cos\theta}{2} \quad (2.2)$$

$\overline{a(t)}$ est la valeur moyenne de $a(t)$

Si le dispositif de démodulation n'introduit pas de déphasage ($\theta=0$) et de plus si $a(t)$ est constant ($\overline{a(t)} = a(t)$), on a donc $a(t)$ à la sortie à partir de $\frac{a(t)}{2}$

2.3. Principe de la détection synchrone.

La détection synchrone est une simplification technologique de la demodulation synchrone, l'idée de base est très simple ; son circuit principal étant un multiplieur . fig.6 a

Considérons le multiplieur M linéaire par rapport à chaque entrée Y_1 et Y_2 c'est à dire $V_1(t) = V_{Y_1} \cdot V_{Y_2}$ (2.3)

Le filtre de sortie est généralement un passe bas dont la constante de temps $T_f = 1/W_0$ est de façon générale assez grande (par exemple un intégrateur RC) . Si $V_e(t) = V_e \cos(W_1 t)$ (2.4)

$$V_r(t) = V_r \cos(W_r t)$$

avec V_e et V_r indépendants du temps on a :

$$V_1(t) = V_e V_r \cos(W_1 t) \cos(W_r t) = \frac{V_e V_r}{2} \cos(W_1 + W_r)t + \cos(W_1 - W_r)t$$

On admet dans tous les cas que

$$\frac{1}{T_f} \ll W_1 + W_r$$

Ainsi après le filtrage et pour $W_1 - W_r \ll \frac{1}{T_f}$ nous obtenons

$$V_s(t) = \frac{V_e V_r}{2} \cos(W_1 - W_r)t \quad (2.5)$$

C'est à dire qu'à la sortie on dispose d'un signal de battement d'amplitude $\frac{V_e V_r}{2}$ et de fréquence $W_1 - W_r$

Si la constante T_f du filtre augmente de plus en plus, la marge de fréquence $\Delta W = W_1 - W_r$ diminue proportionnellement pour que le signal d'entrée (ou plus exactement son amplitude) soit

défecté fig. 6.c

A la limite lorsque T_f tend vers l'infinie , on détecte à la sortie l'amplitude du signal , mais seulement dans le cas où $\Delta\omega$ est nul , par conséquent , la chaîne de détection synchrone détecte simplement un signal d'entrée dont la fréquence est égale à la fréquence de référence , elle se comporte comme un détecteur d'amplitude commandé en fréquence et dont la bande passante est conditionnée par la constante de temps du filtre de sortie .

Pour réaliser la condition $\Delta\omega=0$, on procède comme suit :

Au lieu de multiplier le signal composite modulé $S(t)\cos(\omega_0 t)$ par un signal sinusoïdal $\cos(\omega_0 t)$ comme dans le cas de la demodulation synchrone , on le multiplie par un signal rectangulaire de référence $r(t)$, de fréquence de recurrence f_0 fig. 6.d

Ce procédé de détection simplifie considérablement l'appareillage de la chaîne de détection , puisqu'au lieu d'utiliser $\cos(\omega_0 t)$ à la référence on utilise un signal $r(t)$ qui ne peut prendre que deux valeurs (-1 ou +1) ce qui revient à additionner ou à soustraire .

Le détecteur synchrone se ramène donc à un double inverseur commandé par le générateur pilote à la fréquence f_0

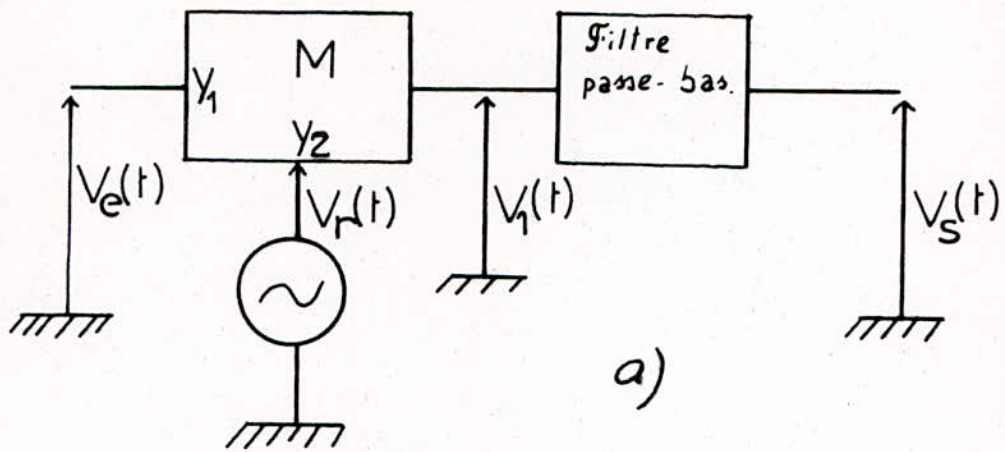
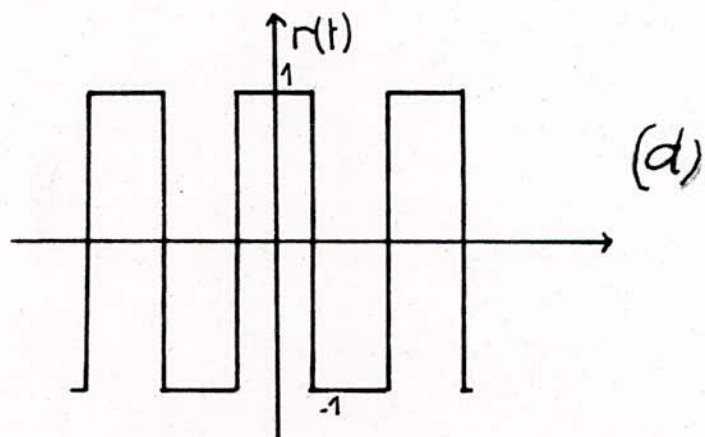
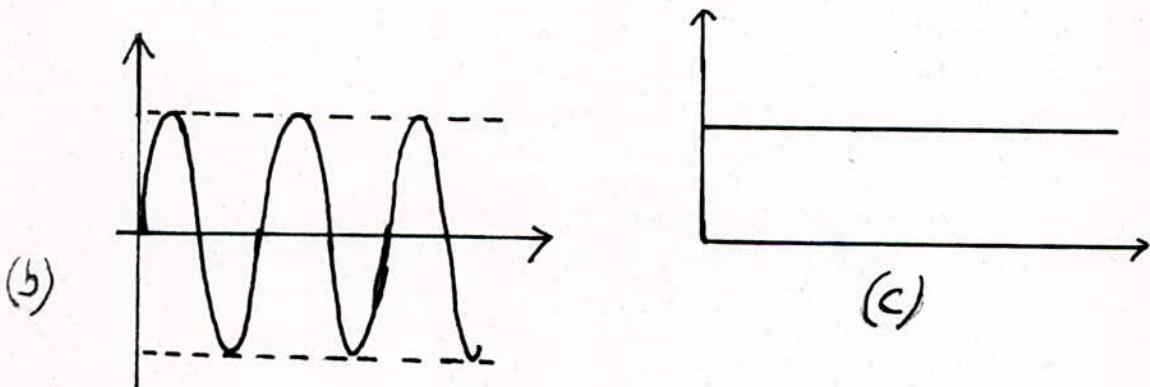


Fig 6 Demodulation synchrone



2.4. Analyse de la détection synchrone .

Considerons la multiplication du signal composite modulé $S(t)\cos(W_0 t)$ par le signal rectangulaire $r(t)$. En effet $r(t)$ peut être décomposé en série de Fourier sous la forme suivante :

$$r(t) = \frac{4}{\pi} \left[\cos(W_0 t) - \frac{1}{3} \cos(3W_0 t) + \dots \dots \dots \frac{(-1)^n}{2n+1} \cos(2n+1)W_0 t \right] \quad (2.6)$$

D'après tout ce qui précède , on voit que le détecteur synchrone se comporte comme une somme de demodulateurs synchrones dont le gain est donné par :

$$G = \frac{4 (-1)^n}{\pi (2n+1)} \quad n = 0, 2, 3, \dots \dots \quad (2.7)$$

et de fréquence pilote $f_n = (2n+1)f_0$ (2.8)

Dans le cas général , le signal utile $a(t)$ n'est pas constant , mais varie lentement dans le temps ,néanmoins il a toujours une étendue spectrale de $2f_u$ autour de l'origine des fréquences , et lorsque nous multiplions le signal composite modulé par $r(t)$, $a(t)$ garde de nouveau son étendue spectrale $f_0 \pm f_u$.

Après cette multiplication , le demodulateur correspondant à la fréquence fondamentale f_0 du signal $r(t)$ va extraire du signal d'étendue $f_0 \pm f_u$ la composante relative à f_0 , mais comme l'on n'intègre jamais sur une durée T infini c'est à dire qu'un filtre n'a jamais une constante de temps infini , le demodulateur extraira non seulement la fréquence f_0 mais aussi les frequences contenues dans une bande $\pm \Delta B/2$, fonction de la durée T d'intégration : ΔB étant la bande passante de l'appareillage .

De même le demodulateur qui correspond à l'harmonique $3f_0$ va ex-

traire les fréquences $3f_0 \pm \Delta B/2$, heureusement le fait que la fréquence de la porteuse f_0 soit beaucoup supérieure à celle de $a(t)$ ce dernier ne contiendra pas de composantes à la fréquence $3f_0 \pm B/2$. Pour éviter néanmoins tout passage accidentel d'une composante non désirée, on placera un filtre sélectif autour de la fréquence f_0 puisque le fait de multiplier lors de la modulation le bruit $b(t)$ par le signal porteur $\cos(W_0 t)$, on aura une transposition du spectre du bruit. C'est à dire pour un bruit de largeur de bande Δb on aura un nouveau spectre après modulation donné par

$$\Delta b' = f_0 \pm \Delta b$$

En pratique l'hypothèse d'un déphasage nul entre le signal à l'entrée du détecteur synchrone et le signal de référence n'est pas toujours vérifiée, de même que le temps d'intégration n'est jamais infini. Il faudra donc introduire dans la relation (2.4) les phases θ_1 et θ_r d'où

$$\begin{aligned} V_e(t) &= V_e \cos(W_1 t + \theta_1) \\ V_r(t) &= V_r \cos(W_r t + \theta_r) \end{aligned} \quad (2.4)'$$

A la sortie du multiplieur on aura d'après la relation (2.5)

$$V_s(t) = \frac{V_e V_r}{2} \cos(\Delta W t - \Delta \theta)$$

avec $\Delta \theta = \theta_1 - \theta_r$

de plus pour $\Delta W = 0$ il vient :

$$V_s(t) = \frac{V_e V_r}{2} \cos \Delta \theta \quad (2.9)$$

On remarque donc qu'en pratique le niveau de sortie du détecteur synchrone dépend du déphasage relatif des deux signaux ce

- niveau est :
- maximal positif si $\Delta\theta = 0$
 - maximal négatif si $\Delta\theta = \pm\pi$
 - nul si $\Delta\theta = \pm\pi/2$

Cette remarque est très importante, puisqu'elle met en évidence le fait qu'un éventuel déphasage entre les deux signaux peut plus ou moins masquer la sortie du détecteur et à la limite annuler complètement la sortie.

On est donc naturellement conduit dans un esprit d'amélioration du schéma de la fig. 6.a. à insérer un dispositif de réglage de phase à la référence qui permettra de chercher dans une application donnée la condition $\Delta\theta = 0$ c'est à dire $\theta_r = \theta_1$ pour avoir la réponse maximale.

Pour tenir compte de la constante de temps du filtre, il faut chiffrer le rapport signal sur bruit après détection synchrone.

2.5. Calcul du gain en rapport signal sur bruit apporté par la détection synchrone.

Considérons le signal utile $a(t) = a\cos(W_u t)$ dont l'amplitude a est supposée indépendante du temps, et soit P_b la puissance du bruit supposé de densité spectrale constante dans l'intervalle $\pm\Delta b$. Le rapport signal sur bruit avant tout traitement est

$$R_s = \frac{a^2}{P_b^2}$$

Soit ΔF la bande passante du filtre sélectif utilisé, le rapport signal sur bruit en sortie de ce dernier, c'est à dire à l'entrée du détecteur synchrone est donné par: fig 7

$$R'_s = \frac{a^2}{P_b^2} \cdot \frac{\Delta b}{\Delta F} \quad (2.10)$$

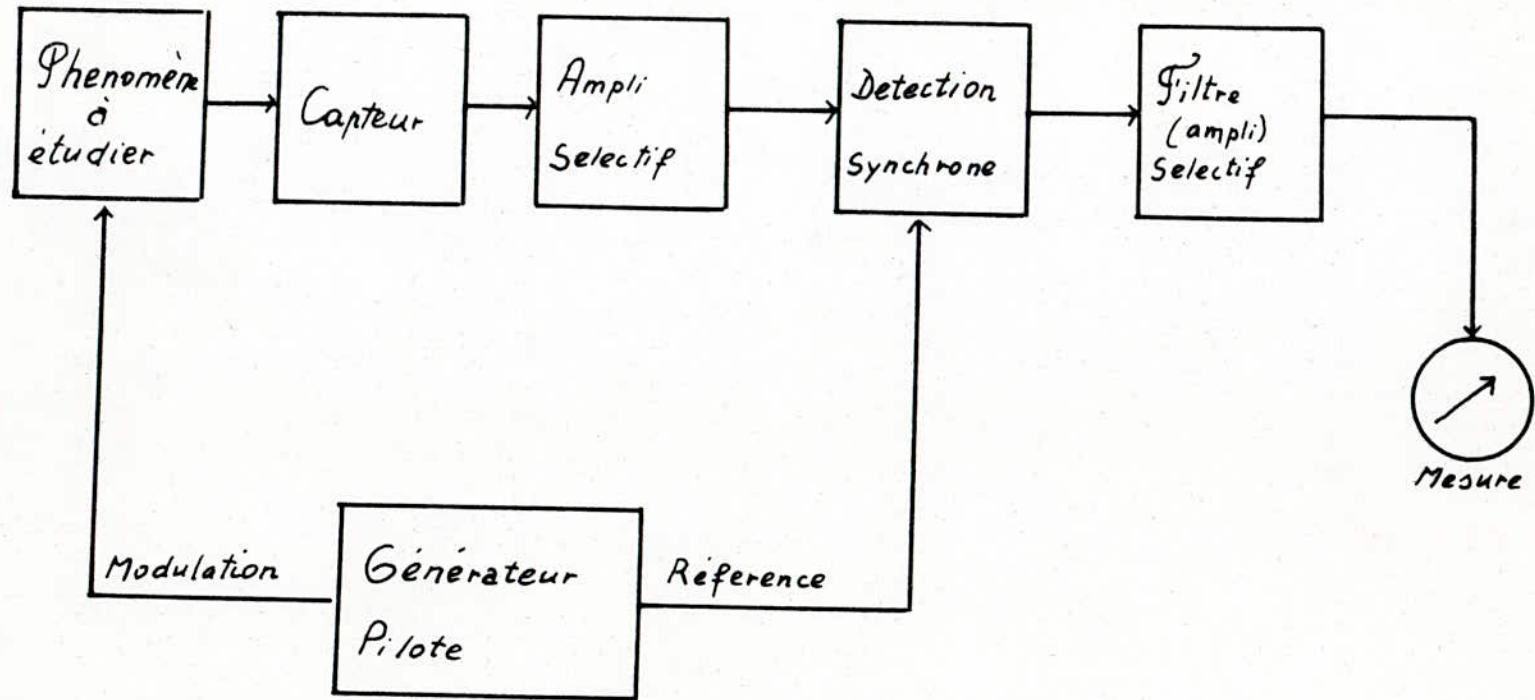


Fig.7. Chaîne de detection synchrone

Comme la bande passante du filtre ou de l'amplificateur sélectif est ΔF , le signal à sa sortie aura pour bande ΔF et qu'on traitera par détection synchrone.

Si T est la durée d'intégration, le rapport signal sur bruit en sortie du détecteur synchrone (après intégration) est :

$$R_s'' = 2 \Delta F \cdot T \cdot R_s' = 2 \Delta b T K_s \quad (2.11)$$

On voit que le gain en rapport signal sur bruit R_s''/R_s est fonction de la largeur de bande Δb du bruit $b(t)$ qui noie le signal utile $a(t)$, de la durée T d'intégration mais indépendant de la bande passante de l'amplificateur sélectif utilisé.

Remarque: Bien que le gain $R_s''/R_s = 2 \Delta b T$ (2.12) soit

proportionnel à la bande de fréquence du bruit Δb , l'augmentation de cette largeur de bande n'améliore pas ce gain, car si

Δb augmente, le gain augmente mais R_s diminue puisque P_b^2 est proportionnelle à Δb ; comme le rapport signal sur bruit en sortie

est $R_s'' = 2 \Delta b T a^2 / P_b^2$ si le bruit est supposé à densité spectrale constante D_p on écrit $P_b^2 = D_p \cdot \Delta b$ (2.13)

alors $R_s'' = 2 T a^2 / D_p$ (2.14)

Ce rapport ne dépend pas de Δb qui est l'étendue spectrale du bruit, mais de la densité de puissance D_p .

Cette remarque montre que l'on ne peut espérer un gain aussi grand que l'on veut, car pour cela il faudrait augmenter le temps T d'intégration, mais il n'est pas certain que si T est très grand on puisse considérer le signal utile $a(t)$ comme

constant et égal à a sur toute la durée T . Ce qui nous amène dans la suite à étudier l'influence de ce temps sur le signal en sortie.

2.6 Influence de la durée d'intégration sur le signal

Supposons le signal utile $a(t)$ à support limité T_0 ; c'est-à-dire que $a(t)$ n'existe que pour $0 < t < T_0$, puisque $a(t)$ est borné nous pouvons donc le décomposer en série de Fourier, il vient :

$$a(t) = a_0 + \sum_n A_n \cos(2\pi nft - \theta_n) \quad (2.15)$$

$$\text{avec } f = 1/T_0$$

Par modulation on aura :

$$a(t)\cos W_0 t = a_0 \cos W_0 t + \sum_{-\infty}^{\infty} A_n \cos(n W t - \theta_n) \cos W_0 t$$

et par détection synchrone (assimilée à la demodulation synchrone) on aura à la sortie:

$$V_S(t) = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T a_0 \cos(W_0 t) \cos(W_0 t) dt + \\ + \frac{4}{\pi} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \sum_{-\infty}^{\infty} A_n \cos(W_0 t) \cos(W_0 t) \cos(n W t - \theta_n) dt$$

puisqu'on insère devant le détecteur synchrone un amplificateur sélectif pour arrêter les composantes à la fréquence supérieure ou égale à $3f_0$, seule passera la composante centrée sur f_0 de $r(t)$ c'est - à - dire il ne reste que $\frac{4}{\pi} \cdot \cos(W_0 t)$.

La première intégrale de la relation (2.16) vaut

$$\frac{4}{\pi} \frac{1}{2T} \int_0^T a_0 (1 + \cos 2\omega_0 t) dt = \frac{2a_0}{\pi} \left(1 + \frac{\sin 2\omega_0 T}{2\omega_0 T} \right)$$

qui tend vers $\frac{2a_0}{\pi}$ pour $\omega_0 T$ tendant vers l'infini.

La seconde intégrale de la même relation s'écrit

$$\frac{4}{2\pi T} \left[\int_0^T \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \cos(n\omega t - \theta_n) dt + \int_0^T A_n \cos(n\omega t - \theta_n) \cos 2\omega_0 t dt \right]$$

la seconde de ces deux intégrales peut être négligée pour la même raison que précédemment il reste donc

$$\frac{4}{2\pi T} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \int_0^T \cos(n\omega t - \theta_n) dt \quad \text{qui est égale à}$$

$$\frac{4}{2\pi T} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \frac{1}{n\omega} \left[\sin(n\omega T - \theta_n) + \sin \theta_n \right]$$

par des relations trigonométriques il vient :

$$\frac{2}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \left[\cos \theta_n \frac{\sin(n\omega T)}{n\omega T} + \sin \theta_n \frac{1 - \cos(n\omega T)}{n\omega T} \right]$$

mais le fait que la largeur de bande du signal utile soit limitée à $-f_u$; $+f_u$, n ne peut varier que de $-f_u/f$ à $+f_u/f$ pour la fréquence extrême soit de rang i on a :

$$\frac{2}{\pi} A_i \left[\cos \theta_i \frac{\sin(i\omega T)}{i\omega T} + \sin \theta_i \frac{1 - \cos(i\omega T)}{i\omega T} \right]$$

avec $i = f_u/f$ il vient finalement :

$$\frac{2}{\pi} A_i \left[\cos \theta_i \frac{\sin(2\pi f_u T)}{2\pi f_u T} + \sin \theta_i \frac{1 - \cos(2\pi f_u T)}{2\pi f_u T} \right]$$

Pour simplifier supposons que $\sin\theta_i = 0$ il reste

$$\frac{2}{\pi} A_i \frac{\sin(2\pi f_u T)}{2\pi f_u T}$$

Cette dernière relation tend vers $2A_i/\pi$ si le terme $2\pi f_u T$ tend vers zero .

On remarque donc que si l'on veut que le signal utile $a(t)$ ne soit pas déformé par le détecteur synchrone et de plus que sa fréquence la plus élevée f_u ait son amplitude conservée avec une précision donnée β , il faut que $2f_u T$ reste faible, donc T petit, d'où résulte de cela deux exigences contradictoires ;

- Le temps d'intégration T doit être le plus grand que possible pour que soit grand le gain en rapport signal sur bruit

- Le temps d'intégration T ne doit pas être trop grand afin que le signal $a(t)$ soit transmis sans déformation c'est à dire

$$2f_u T \leq \beta \quad (2.17)$$

A partir de ces deux exigences contradictoires, nous pouvons établir une relation de compromis entre le gain en rapport signal sur bruit et la précision avec laquelle le signal doit être transmis. Soit G ce gain on a :

$$\begin{aligned} \text{et} \quad G &= R_s''/R_s = 2 \Delta b T \\ 2f_u T &\leq \beta && \text{d'où} \\ G &= \beta \frac{\Delta b}{f_u} && (2.18) \end{aligned}$$

2.7. Application de la détection synchrone

La détection synchrone est utilisée comme détection sélective dans les systèmes à courants porteurs . On sépare ainsi les porteuses modulées de fréquences différentes . Du fait de sa sensibilité à la différence de phase entre le signal de référence et l'onde modulée , elle permet tout aussi bien de séparer sur une même porteuse des signaux de même fréquence mais de phase différente .

Nous avons proposé dans ce travail deux exemples d'application de la détection synchrone parmi tant d'autres .

2.7.1. Régulation de température .

Un élément sensible à la température (thermistance) est placé dans le bras d'un pont de WHEATSTONE alimenté par un générateur de tension alternative .

Le pont est équilibré lorsque la thermistance est à la température T_0 que l'on veut maintenir constante . L'entrée de l'amplificateur ne reçoit aucun signal si le pont est équilibré , dans ces conditions le signal d'erreur est nul .

Lorsque la température croît , le pont est déséquilibré , la différence de phase entre le signal d'entrée de l'amplificateur et de la tension d'alimentation est par exemple positive , alors un signal d'erreur apparaît à la sortie du détecteur synchrone (fig.8) .

Si la température décroît , la différence de phase devient négative , par conséquent le signal d'erreur est négatif .

On obtient donc à la sortie du détecteur synchrone un signal proportionnel à l'écart de température ($T_1 - T_0$) qui conserve en outre le signe de cet écart .

On peut donc réaliser aisement un asservissement pour maintenir la température constante .

Notons que ^{l'un} des avantages qu'apporte la détection synchrone dans ce type d'application est l'augmentation du rapport signal sur bruit . En effet dans une détection synchrone le bruit n'est détecté que si sa fréquence est égale à celle de la référence .

Cette propriété fait choisir la détection synchrone chaque fois qu'un très faible signal alternatif dont on connaît sa fréquence doit être détecté .

Le deuxième exemple d'application de la détection synchrone fait l'objet de mon projet de fin d'études c'est à dire la mesure de la capacité d'une diode par détection synchrone dont les méthodes de mesure ainsi que les conditions de validité de la mesure sont indiquées ci-après .

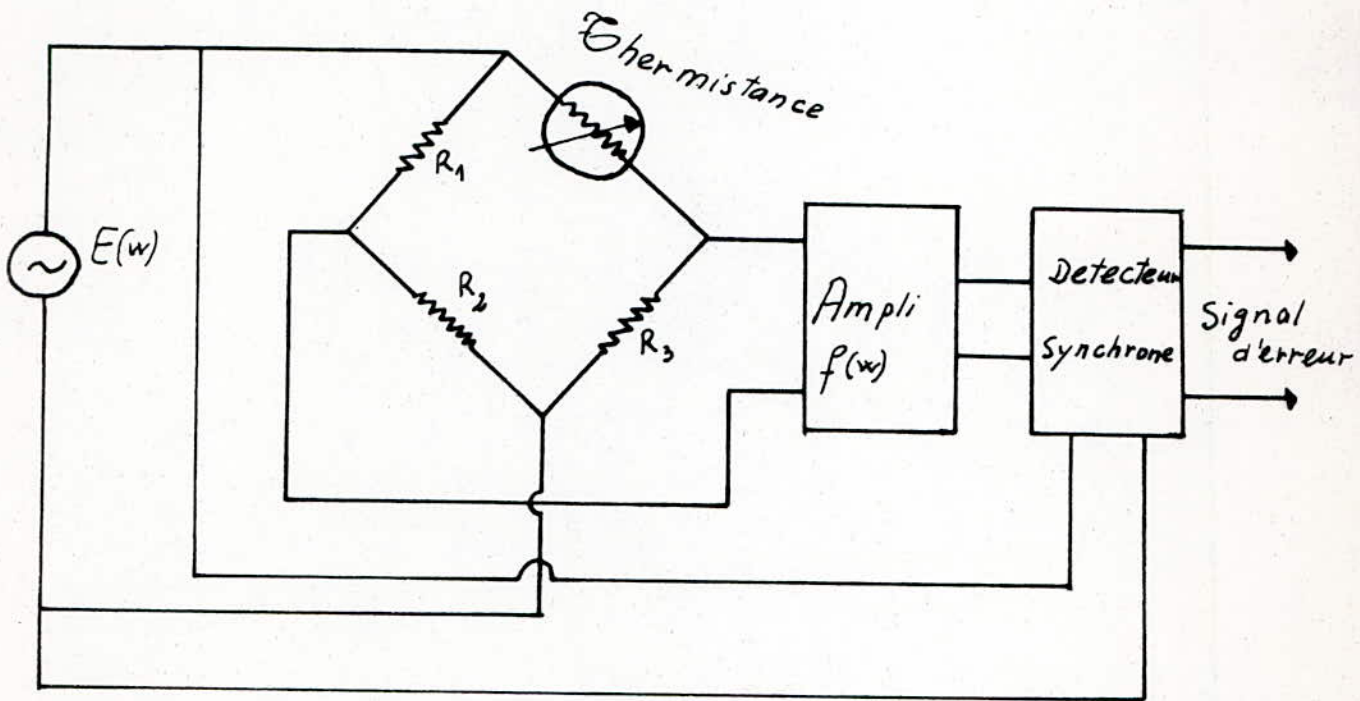


Fig: 8 Régulation de Température par détection synchrone.

2.7.2. Mesure de la capacité d'une diode Schottky par détection synchrone .

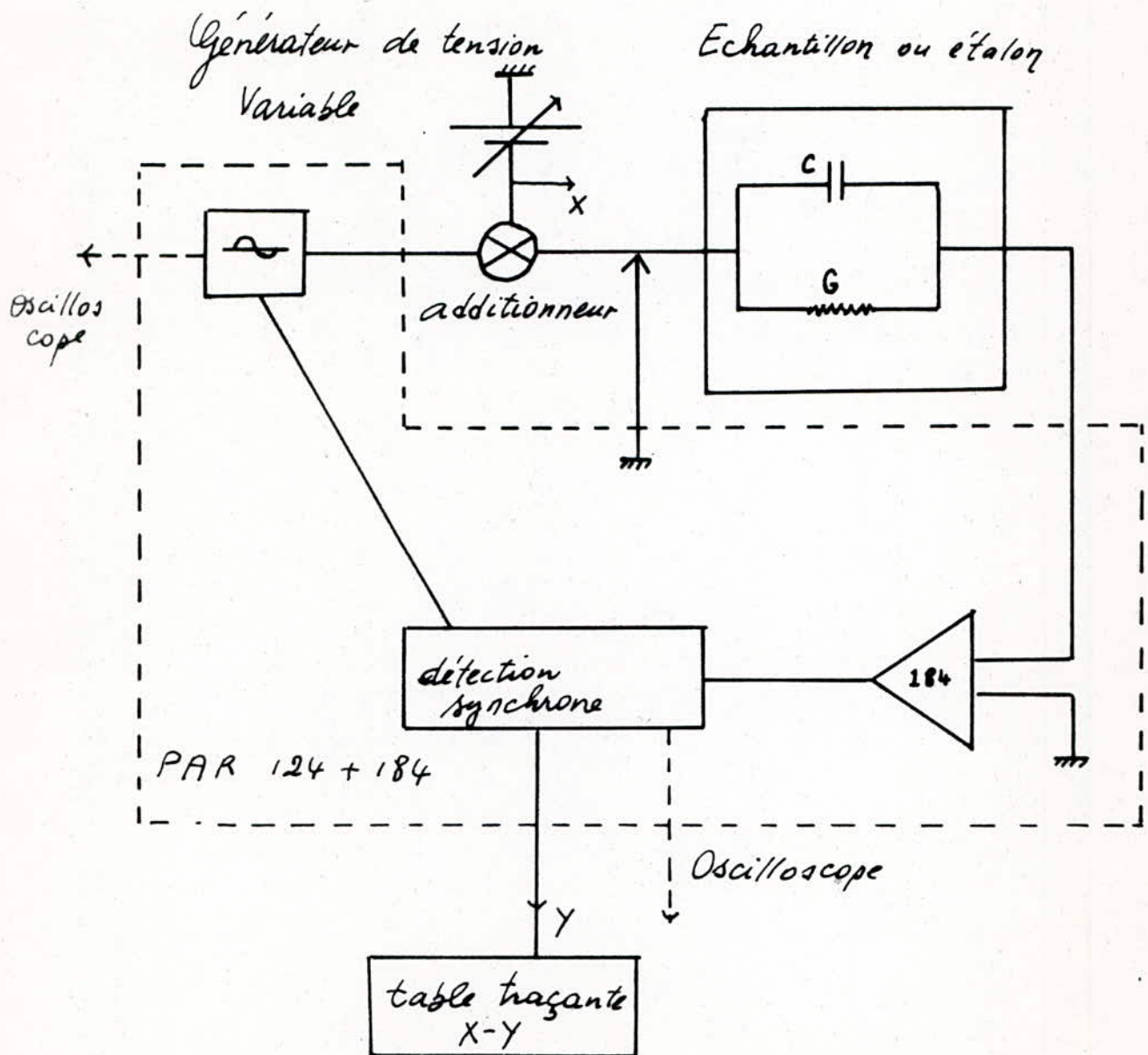
L'ensemble du montage expérimental pour mesurer la capacité d'une diode est représenté sur la fig.9, les mesures s'effectuent à la température ambiante soit de 18°C à 22°C

L'essentiel de l'appareillage consiste en :

- Un détecteur synchrone PAR124 travaillant dans la gamme de 0,2HZ à 210KHZ , muni d'un amplificateur de courant PAR 184 .L'appareil est muni d'un générateur de tension sinusoïdale très basse fréquence (que je devais réaliser) délivrant un signal de sortie pur c'est à dire exempt de distorsion et dans les mêmes gammes de fréquence que le PAR 124 .Ce générateur (TBF) sera choisi comme référence . Dans toutes les mesures, l'amplitude du signal est choisie inférieure ou égale à 25mV (c'est à dire à $\frac{KT}{q}$)
- Un additionneur permettant de superposer le signal sinusoïdal à la tension continue de polarisation de la diode (-2V;+1,5V) délivrée par une alimentation variable .
- Un dispositif permettant de placer l'échantillon à étudier (diode) ou l'impédance étalon .

Un préamplificateur est placé en série avec l'échantillon et d'un gain de 10^5 , le signal est par la suite amplifié en tension , filtré avant sa lecture . Une série de filtres permet de s'affranchir du bruit. Il est possible de travailler avec un passe bas dont la fréquence de coupure est beaucoup supérieure à la fréquence de travail, avec un coefficient de surtension égal à 1 , de manière à ne pas atténuer le signal à la fréquence choisie .

Fig. 9 Dispositif expérimental pour la mesure
 . Capacité - tension .



La lecture se fait après la détection synchrone opérée par un oscillateur calé sur la fréquence du signal de référence .

Un commutateur permet de sélectionner la composante en phase et la composante en quadrature de phase de la tension amplifiée .

2.7.2.1. Méthode Opératoire.

La tension superposée $V + U(t)$ est appliquée à l'échantillon (diode) assimilée à une capacité C en parallèle avec une résistance $R = 1/G$, ou bien est appliquée à l'étalon par exemple une résistance pure R_0 .

Soit $U(t) = U_0 \sin \omega_0 t$, si l'étalon est une résistance pure R_0 , le courant qui le traverse est donné par :

$$i_0 = \frac{1}{R_0} U_0 \sin \omega_0 t \quad (2.19)$$

En remplaçant l'étalon par l'échantillon, le courant qui traverse ce dernier a pour expression :

$$i = G \cdot U_0 \sin \omega_0 t + C \omega_0 \cdot U_0 \sin(\omega_0 t + \pi/2) \quad (2.20)$$

Soient V_0 la composante du signal mesuré en phase c'est à dire dans R_0 ; V_1 la composante en phase dans la diode et V_2 la composante en quadrature de phase dans la diode (due à la capacité)

En comparant les composantes dans les deux cas, on en déduit la capacité C et la conductance G de la diode utilisée soit :

$$G = \frac{1}{R_0} \frac{V_1}{V_0} \quad (2.21)$$

$$C = \frac{1}{\omega_0 R_0} \frac{V_2}{V_0} \quad (2.22)$$

Les limites de validité de la mesure sont :

- a/ Si le signal est noyé dans du bruit ; il faut dans ce cas utiliser des filtres et choisir des constantes de temps relativement élevées pour l'intégration du signal , environ 20 fois la période de modulation .

- b/ Si l'une des deux composantes G ou CW_0 est négligeable devant l'autre et devient difficilement mesurable , dans ces conditions , pour mesurer ces composantes avec une certaine précision il faut vérifier la condition suivante : $\frac{1}{50} < G/CW_0 < 50$

Par exemple pour $G/CW_0 = 50$ l'incertitude sur la mesure de C est égale à 12,5% et passe à 2,5% lorsque $G/CW_0 = 10$ puisqu'on élimine ainsi le bruit par filtrage .

2.8. Caractérisation des diodes Schottky .

A titre indicatif , nous avons choisi deux diodes Schottky obtenues sur le silicium amorphe hydrogéné pour expliquer les diverses caractéristiques qui , par ailleurs dépendent du métal utilisé ; ce sont : les diodes Schottky à l'Or (Au/aSiH) et au Platine (Pt/aSiH) .

2.8.1. Caractéristique $I(V)$ à la température ordinaire .

Les courbes courant-tension de deux diodes Schottky (Au/aSiH) et (Pt/aSiH) sont représentées sur la fig.10 ; ces caractéristiques directes sont tracées en coordonnées semi-logarithmiques . La fig.11 représente les caractéristiques aux fortes polarisations directes en coordonnées

linéaires, les courants sont exprimés en nA, la surface des diodes étant constante et égale à 1mm^2 .

Le comportement des diodes est manifesté par le courant de type thermo-ionique suivant la loi :

$$I = I_0 \exp(qV/jKT) \quad (2.23)$$

j est le coefficient d'idéalité défini par :

$$j = \frac{q}{KT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (2.24)$$

T la température ambiante

Les valeurs de I_0 exprimées en densité de courant sont environ de 10^{-10} A/Cm² pour la diode à l'Or et $2 \cdot 10^{-11}$ A/Cm² pour la diode au Platine

En polarisation inverse, on peut mesurer des courants inverses plus importants sur la diode à l'Or environ $8 \cdot 10^{-11}$ A à $V = -1V$ quant à la diode au Platine, la mesure n'est pas facile à cette tension, sauf un courant inverse de saturation non mesurable inférieur à $4 \cdot 10^{-11}$ A peut être calculé.

A température ambiante, et à polarisation inverse, la caractéristique courant-tension est linéaire, cette linéarité indique une conduction par sauts dont l'itinéraire ne change pas en fonction de la polarisation inverse. Néanmoins la différence entre les caractéristiques des diodes à l'Or et au Platine laisse croire que cet itinéraire varie d'une diode à l'autre.

La très faible valeur du courant inverse de la diode au Platine est probablement due à l'existence d'une plus faible densité d'états autour de cet itinéraire.

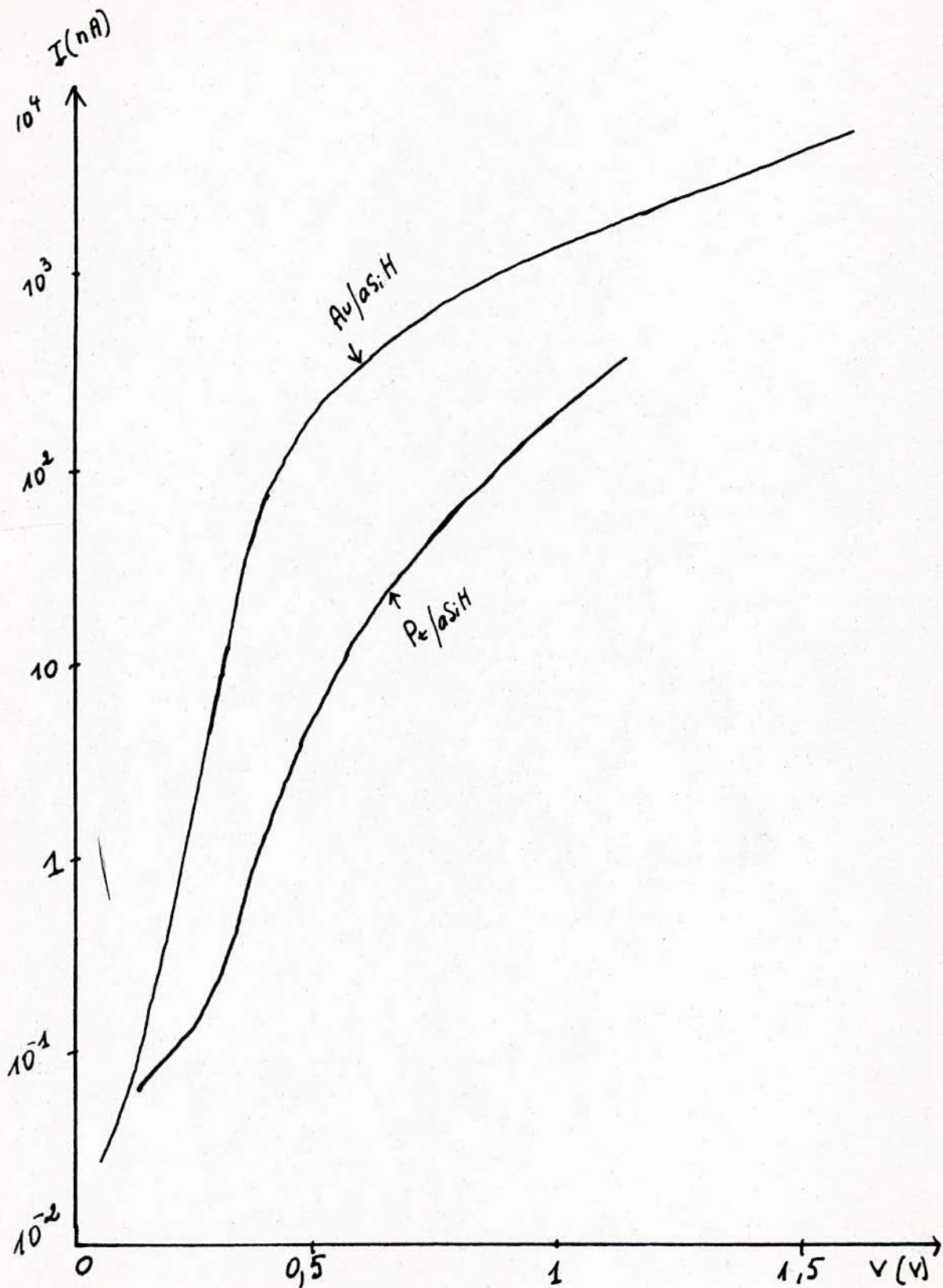


Fig. 10. Caracteristiques Caurant-tension de diodes Schottky.

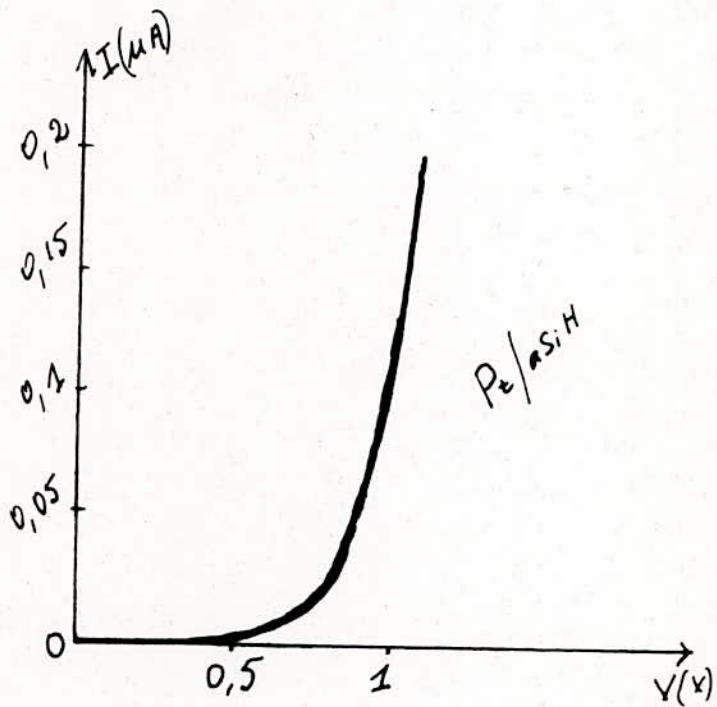
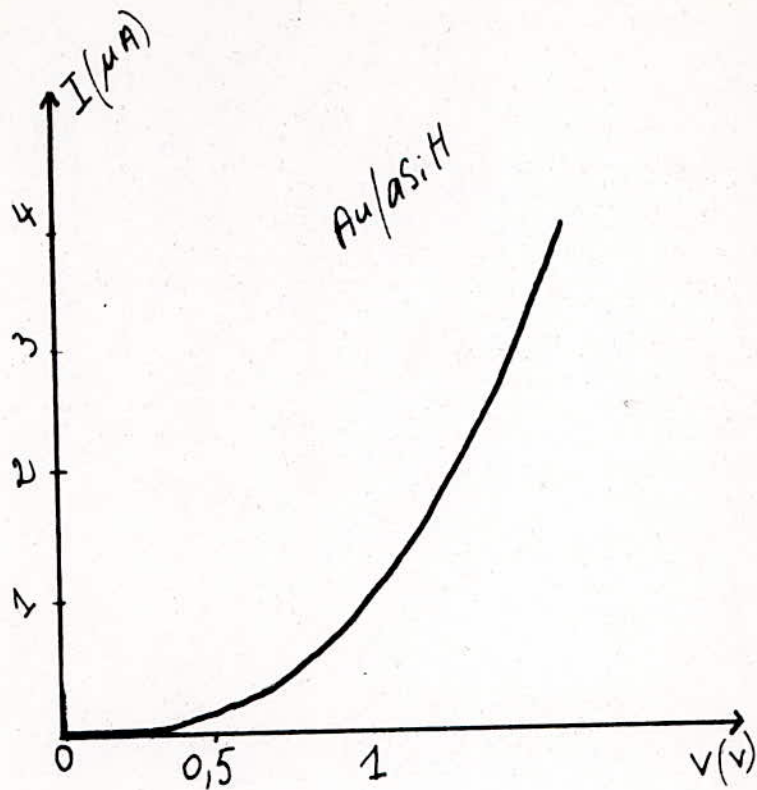


Fig 11 Caractéristiques $I(V)$ de diodes Schottky dans leur état initial

Lorsqu'on augmente la polarisation directe au delà de 1V, le quasi-niveau de Fermi des électrons se rapproche de la bande de conduction abaissant ainsi la résistivité apparente du matériau.

2.8.2. Caractéristique Capacité-tension.

Les caractéristiques $C(V)$ des deux diodes dans leur état initial (c'est à dire sans éclaircissement) sont indiquées sur la fig.12, la polarisation varie entre -2V à 1,5V et la gamme de fréquence s'étend de 0,2HZ à quelques KHZ.

2.8.2.1. Polarisation nulle.

A polarisation nulle c'est à dire autour de l'équilibre, la capacité varie assez lentement avec la fréquence. Pour la diode au Platine la capacité varie de 120pF à 120HZ, à 600pF lorsque la fréquence tombe à 0,2HZ

En première approximation [1] on peut supposer que l'extension W_t de la zone de charge d'espace occupe au minimum une épaisseur égale à celle de la couche $d=1\mu\text{m}$ diminuée d'une ou de deux longueurs de Debye L . Soit $W_t \geq d-2L$.

La légère augmentation de la capacité provient alors de la contribution des états en volume répondant progressivement à la modulation lorsqu'on abaisse la fréquence.

En appliquant la condition $W_t \geq d-2L$, on peut calculer une limite supérieure de la densité d'états localisés N_v autour du niveau intrinsèque E_i en volume ou plus exactement dans la bande d'énergie E définie par :

$$q(\Delta V_e - |V_{p0}|) < E < q\Delta V_e$$

soit pour la diode au Platine $0,45\text{eV} < E < 0,95\text{eV}$; on peut donc déduire de la condition $W_t \gg d-2L$ l'inégalité suivante :

$$L \cdot \left(\ln \frac{qV_{so}}{KT} + 2 \right) \gg d \quad (2.25)$$

Cette inégalité donne grâce à la relation (1.7) la limite supérieure de N_v soit $N_v \leq 2 \cdot 10^{16} \text{ Cm}^{-3}/\text{eV}$ pour $V_{so} = 0,5\text{V}$ et $\epsilon = 10^{-10} \text{ F/m}$

Dans le cas d'une densité d'états uniforme en volume $N(E) = N_v$ et en négligeant la contribution des porteurs libres et celle des états de surface on sait que la capacité vaut :

$$C_{ev} = \frac{\epsilon S}{L} = 600\text{pF} \quad (L = 0,17\text{Um})$$

ce qui est effectivement la capacité mesurée à la fréquence de 0,2HZ

Pour la diode à l'Or , on attribue la plus forte dispersion en fréquence par une densité d'états plus importante dans la gamme d'énergie $0,45 < E < 0,85\text{eV}$ et la capacité varie de 130pF à 30KHZ à 1250pF pour la fréquence de 0,2HZ .

Si nous supposons dans cette bande d'énergie , la densité d'états constante et égale à N_v en prenant pour C_{ev} la valeur de 1250pF mesurée à 0,2HZ , on obtient une longueur de Debye de 0,1Um qui correspond à une densité moyenne d'états en volume de $N_v = 10^{17} \text{ Cm}^{-3}/\text{eV}$. La zone de charge d'espace s'étend alors sur une épaisseur de 0,4Um c'est à dire voisine de la moitié de l'épaisseur de la couche d'Or. A partir de tous ces résultats , on peut donc dire que l'augmentation de la capacité à la polarisation nulle est alors due en partie à la résistance série du volume d'après le schéma électrique et aussi provient également de la réponse progressive des états lorsqu'on abaisse la fréquence . Ces variations indiquent donc une

plus forte densité d'états au milieu de la bande interdite du matériau sur lequel a été fabriqué la diode à l'Or .

2.8.2.2 Polarisation inverse .

En polarisation inverse , la capacité décroît lentement et ne remonte pas lorsque le niveau de Fermi en surface se rapproche du bord de bande de valence car la zone de charge d'espace est alors en régime de désertion.

L'occupation des états est alors de moins en moins contrôlée par les porteurs libres et répond de plus en plus difficilement à la modulation . Lorsque la diode est fortement polarisée en inverse , la capacité tend vers la capacité inter-électrode aux fréquences élevées (quelques KHZ)

2.8.2.3. Polarisation directe .

En polarisation directe , la capacité augmente; cette augmentation est due à l'accroissement de la densité d'états localisés lorsqu'on se rapproche de la bande de conduction du semi-conducteur amorphe . Sous l'effet de la polarisation , le niveau de Fermi se rapproche de la bande de conduction.

Aux plus fortes polarisation directes (supérieures à 0,6V), donc au delà de la tension de bandes plates, l'allure des courbes $C(V)$ peut s'expliquer par le fait que l'épaisseur de la zone de charge d'espace est faible devant l'épaisseur du volume neutre on peut dans ces conditions considérer que $C_v=0$ et la capacité à la fréquence nulle vaut : d'après (1.32)'

$$C(0) = \left(\frac{R_c}{R_c + R_v} \right)^2 \cdot C_m$$

Concernant la détermination de la densité d'états en fonction de la polarisation, nous dirons que tant que le transport du courant dans la diode est contrôlé par l'interface métal-semi-conducteur c'est à dire $R_c > R_v$, on peut toujours admettre que l'hypothèse thermo-ionique est vérifiée et ceci jusqu'à la tension de bandes plates. Mais il n'est pas certain que le niveau de Fermi soit rectiligne et constant dans le volume du matériau au delà de cette tension, c'est pourquoi d'ailleurs l'estimation de la densité à partir de la capacité cesse d'être rigoureuse. dès qu'on atteint les tensions supérieures à la tension de bandes plates.

N.B. L'hypothèse thermo-ionique suppose que la vitesse V_c de collection des électrons par le métal est plus faible que leur vitesse de diffusion dans la zone de charge d'espace; le quasi-niveau de Fermi des électrons du semi-conducteur reste rectiligne dans cette région, mais se sépare du niveau de Fermi du métal de la quantité V (tension de polarisation) à l'interface. Par contre lorsque le transport des porteurs libres dans la structure n'est pas contrôlé par l'interface métal-semiconducteur mais par leur diffusion dans la zone de charge d'espace c'est l'hypothèse de la théorie de la diffusion; dans ce cas le niveau de Fermi ne reste pas rectiligne dans la zone de charge d'espace sous l'effet de la polarisation V . Pour les polarisations comprises entre 0 et $-V_{so}$, la vitesse de diffusion V_d est donnée par : $V_d = \mu_1 E_d$ (2.26) où E_d est le module du champ à la surface du semi-conducteur.

2.9. Influence de la température sur la conduction .

Aux températures inférieures à 80°C , le courant inverse suit un régime qui correspond à une énergie d'activation voisine de $0,2\text{eV}$ qui traduit probablement un processus de conduction par sauts . La conduction par sauts se manifeste également en polarisation directe , mais à des températures beaucoup plus basses .

Aux températures inférieures à -25°C , le courant n'est plus transporté par les électrons libres de la bande de conduction du semi-conducteur , mais par les électrons se déplaçant par sauts autour de niveaux d'énergie situés en queue de bande de conduction ou autour du niveau de Fermi .

Etant donné la position du niveau de Fermi dans le matériau (Silicium amorphe hydrogéné) à $0,45\text{eV}$ de la bande de conduction il est très difficile de distinguer les différents mécanismes de conduction cités plus haut .

La conduction par sauts est observée à des températures nettement plus élevées en inverse qu'en directe , car la jonction présente en inverse une barrière beaucoup plus importante. aux porteurs qui transitent par la bande de conduction qu'à ceux qui assurent la conduction par sauts en particulier autour du niveau de Fermi . Le fait que le coefficient d'idéalité j croît (en polarisation directe) au fur et à mesure que l'on abaisse la température on peut aussi lui attribuer la conduction par sauts qui est bien favorisée aux plus basses températures .

2.10. Effet de l'éclairement sur les caractéristiques de la diode .

Nous

rappelons brièvement l'effet de l'éclairement sur quelques caractéristiques de la diode Schottky . Lorsqu'on éclaire la diode Schottky , il se produit les effets suivants :

- Sur le courant. L'éclairement provoque systematiquement un abaissement du courant en polarisation directe . Cet abaissement est proportionnel à la durée de l'éclairement . En polarisation inverse les caractéristiques $I(V)$ sont légèrement modifiées .
- Sur la photoconductivité : Un éclairement de deux heures sous un flux intense ($200\text{mW}/\text{Cm}^2$) provoque une légère décroissance de la photoconductivité du materiau et une chute de la conductivité à l'obscurité (après éclairement) d'un facteur de 10^{-4} . Cet effet a été interpreté par WRONSKI comme une modification de la distribution des états électroniques dans la bande interdite sous l'effet de la lumière ; sous l'effet de l'éclairement, les niveaux pièges à trous se remplissent et constituent des charges positives fixes qui ne se dechargent pas instantanément; il ya excès d'électrons dans la bande de conduction ; c'est ce qu'on appelle dopage optique du materiau, la résistance du volume devient plus faible qu'avant éclairement . Alors les états induits dans le materiau (sous l'effet de la lumière) entraînent un déplacement du niveau de Fermi, et une variation de conductivité d'un facteur de 10^{-4} correspond à un éloignement du niveau de Fermi de 250mV environ .
- Sur la capacité : Sous l'effet de l'éclairement , la capacité est également abaissée aux fortes polarisations directes à basses

fréquences , ceci peut s'expliquer à l'aide du schéma électrique équivalent : d'une part la résistance du volume est accrue et la fréquence limite ($f_1 = \frac{1}{2\pi(R_a + R_v)C_m}$) décroît au fur et à mesure que l'on augmente le temps d'éclairement , d'autre part l'éloignement du niveau de Fermi de la bande de conduction fait en sorte que à polarisation fixée , on module les états en volume en densité d'autant plus faible que l'on a éclairé longtemps le matériau .

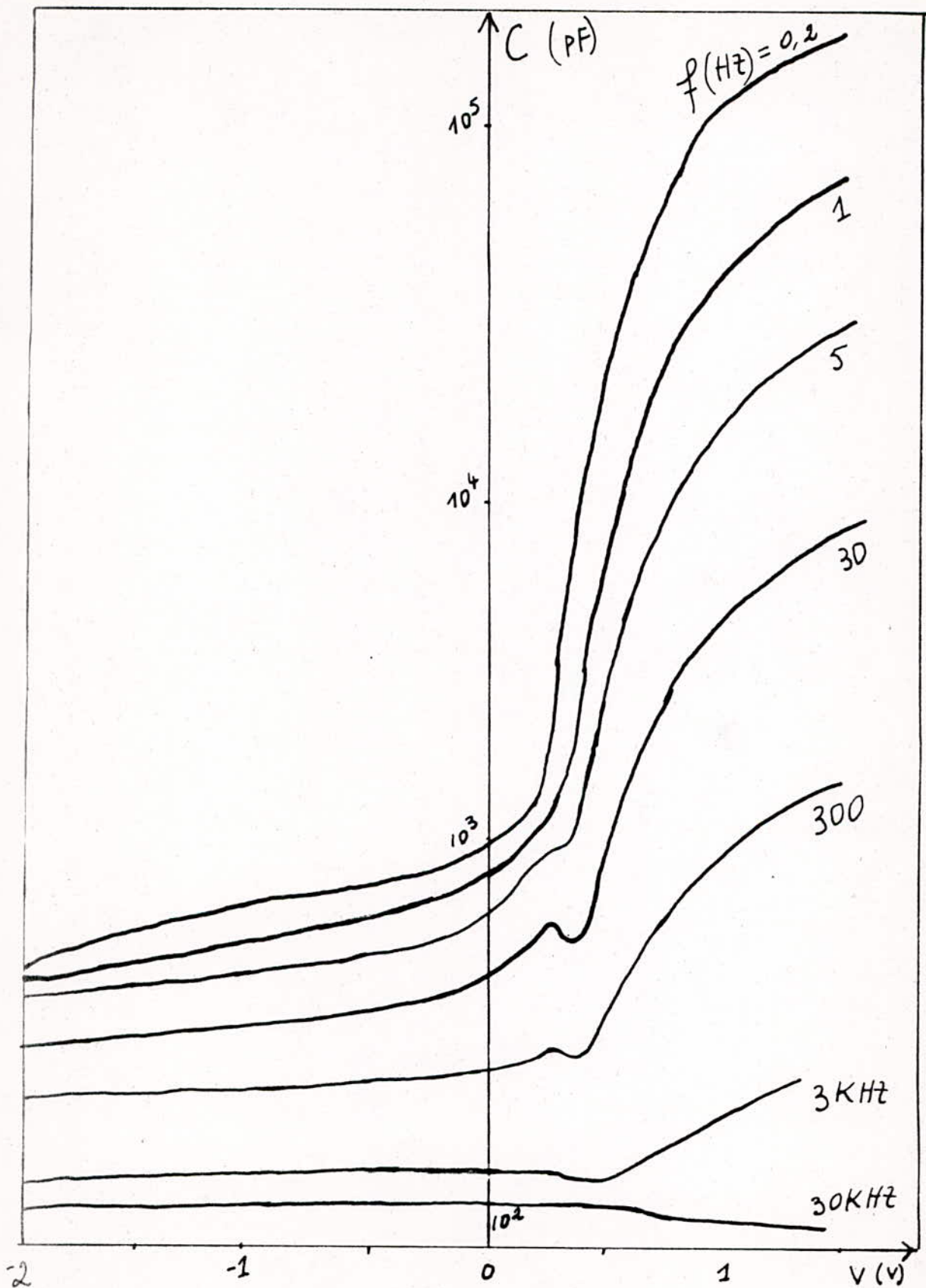


Fig: 12. Caracteristiques $C(V)$ d'une diode Schottky Au/9SiH dans la gamme de 0,2Hz - 30KHz.

Chapitre 3

Les Oscillateurs

3.1. Principe des oscillateurs sinusoïdaux

3.1.1. Généralités.

Les éléments actifs utilisés en électronique (tubes , transistors,...) permettent la réalisation des circuits générateurs d'oscillations qui empruntent à une source d'énergie continue l'énergie destinée à compenser l'amortissement du circuit oscillant lié aux inévitables pertes joules .

Dans le schéma général d'un oscillateur , une soupape (dont le rôle est joué par un transistor ou par un amplificateur opérationnel) commandée par un dispositif de synchronisation, permet à la source de fournir l'énergie nécessaire à la compensation des pertes en synchronisme avec l'oscillation . fig. 13

Les oscillations du circuit oscillant s'auto-entretiennent lorsque l'énergie fournie au système par la source compense l'énergie dissipée dans le circuit oscillant à travers la résistance R . Il existe des composants électroniques dont les caractéristiques courant-tension présentent une pente négative , on peut donc envisager l'utilisation de ce domaine à résistance négative pour compenser la résistance responsable des pertes joules . Ainsi à la limite d'entretien des oscillations , la puissance fournie au circuit oscillant P_+ est égale à celle qu'il consomme P_- . Lorsque P_+ est supérieure à P_- , le système reçoit plus d'énergie qu'il en dépense , la quantité d'énergie emmagasinée dans le

circuit oscillant, croît constamment, l'amplitude des oscillations croît indéfiniment. Lorsque $P+$ est inférieure à $P-$, on trouve la situation inverse: le système consomme plus d'énergie qu'il en reçoit, les oscillateurs s'amortissent, l'amplitude devient nulle.

L'existence d'une région à résistance négative résulte de couplages internes analogues à des phénomènes de réaction. On peut donc réaliser artificiellement de tels couplages à l'aide de boucles de réaction.

Cette méthode est à la base de la conception de tous les autres types d'oscillateurs. En effet on peut dire qu'un oscillateur est un amplificateur capable de délivrer un signal de sortie sinusoïdal en l'absence de signal d'entrée, grâce au couplage entre la sortie et l'entrée, la fraction du signal de sortie qui est réinjectée à l'entrée est responsable d'un signal de sortie d'amplitude au moins égale à celle qui lui a donné naissance.

En général les oscillateurs sinusoïdaux (fig. 14) sont constitués par un amplificateur de gain A comportant une boucle de retour additive de gain B ; pour obtenir l'équivalent d'un retour différentiel, on remplace B par $-B$. La condition d'oscillation s'obtient en annulant le dénominateur de la fonction de transfert globale: (fig. 14)

$$D(p) = 1 + A(p) \cdot (-B(p)) = 0 \quad (3.1)$$

avec $p = j\omega$, soit la condition sur le gain:

$$|A(p) \cdot B(p)| > 1 \quad (3.2)$$

celle sur la phase est:

$$\text{Arg} [A(p) \cdot B(p)] = 0 \quad (3.3)$$

Le déphasage entre l'entrée et la sortie de l'amplificateur qui

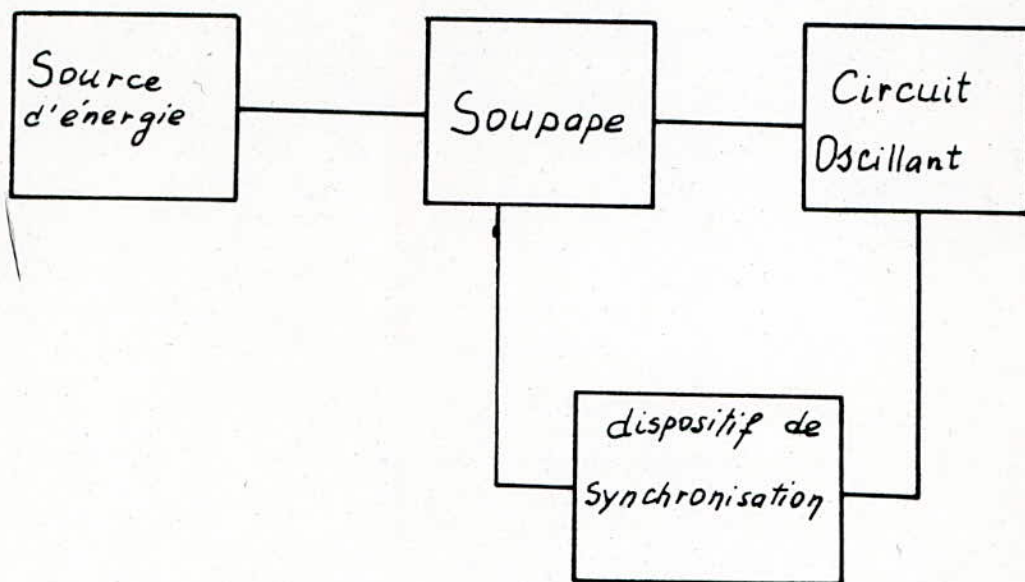


Fig. 13 Schéma Synoptique d'un Oscillateur

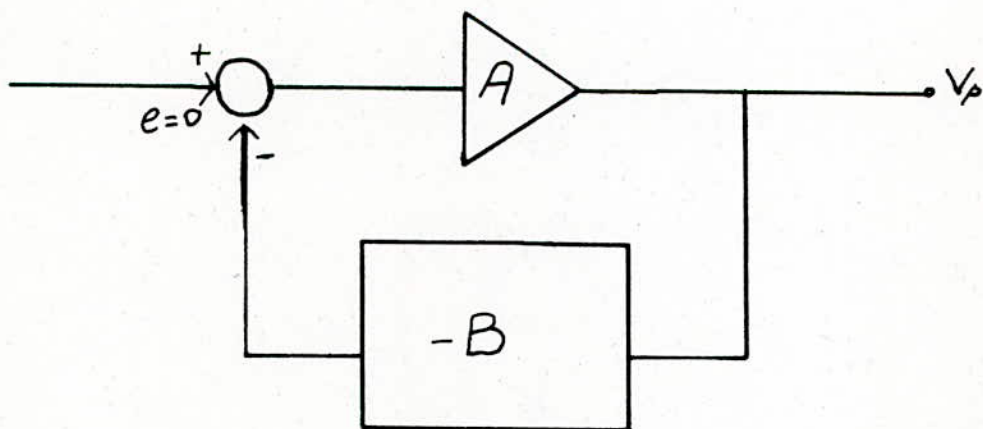


Fig. 14 Regulation d'un Oscillateur.

fonctionne pour une fréquence située dans la bande passante dépend uniquement de cet amplificateur . La condition sur la phase détermine la fréquence d'oscillation f_0 en effet on a : $\text{Arg}(A.B) = \text{Arg}A + \text{Arg}B$.

La condition sur la phase impose que $B(jW)$ soit réel, donc :

$\text{Im}(B(jW)) = 0$ ceci permet de déterminer la fréquence f_0 qui annule la partie imaginaire de $B(jW)$. Enfin le gain A doit être réglé de manière à compenser l'atténuation de la chaîne de retour pour la fréquence f_0

$$A > \frac{1}{|B(jW_0)|} \quad (3.4)$$

3.1.2. Amplitude du signal de sortie .

Lorsqu'on réalise les conditions d'une instabilité oscillante en réglant la valeur du gain , il produit un signal de sortie sinusoïdal d'amplitude croissante à partir d'une condition initiale si petite soit elle . Cette amplitude des oscillations ne croîtra pas indéfiniment à cause de la non linéarité de l'ensemble . En pratique le contrôle de l'amplitude se fait à l'aide de certains éléments (thermistance , FET...) que l'on insère dans le quadripôle de retour .

3.1.3. Fréquence du signal de sortie.

La fréquence f_0 calculée théoriquement correspond à une solution oscillante pure, c'est à dire à un signal sinusoïdal d'amplitude constante . Pour un amortissement non nul ($K_a \neq 0$) la fréquence f_0 est différente de la fréquence f_r de résonance et dépend du coefficient d'amortissement K_a : $f_0 = f_r / (1 - K_a^2)^{1/2}$ (3.5)

Dans la réalisation pratique , la condition d'oscillation doit donc tenir compte de cette possibilité . Aussi les difficultés qui apparaissent

lorsque l'on veut stabiliser la fréquence à une valeur fixe dépendent de la température et du vieillissement des composants utilisés .

A basse fréquence , les oscillateurs sont constitués par un amplificateur sur lequel on effectue une réaction de la sortie sur l'entrée au moyen de circuits R C . Dans le cas d'un amplificateur qui déphase de 2π , le quadripôle de réaction est un pont de WIEN dont les branches sont constituées par deux résistances, un circuit RC série et un RC parallèle .

3.2. Oscillateur à pont de WIEN .

Parmi les oscillateurs harmoniques, le pont de WIEN est un de ceux qui donnent la forme d'onde la plus pure c'est à dire exempt de distorsion . Son inconvénient réside dans la difficulté à stabiliser l'amplitude du signal en sortie , c'est à dire de maintenir l'oscillation à la limite de divergence . On utilise en général un élément non linéaire dont la résistance augmente lorsque la tension augmente .

Pour $R_1=R_2$ et $C_1=C_2$, la fréquence de travail est :

$$f_o = \frac{1}{2\pi R_1 C_1} \quad (3.6)$$

Pour la fréquence d'oscillation , la fonction de transfert de la boucle de retour est réelle et vaut :

$$B(W_o) = \frac{1}{3} - \frac{r}{R+r} \quad (3.7)$$

En interposant un amplificateur à grand gain , on peut ainsi réaliser la condition sur le gain . La résistance R de l'expression (3.7) dose la condition limite d'entretien des oscillations, par contre r sert à la stabilisation de l'amplitude ; à la place de r on met souvent une thermistance (ou lampe)

3.3. Réalisation pratique et interprétation .

En réalité il faut tenter de réaliser un oscillateur très basse fréquence (TBF) de l'ordre de 0,2HZ ! pour se rendre compte des énormes difficultés qu'il ya quant à la satisfaction de toutes les conditions citées ci dessus . En effet la théorie est une chose , et la pratique en est une autre ; car cette dernière impose l'utilisation des éléments adéquats caractérisés par des paramètres identiques .

Dans un oscillateur à pont de WIEN , la difficulté pour réaliser un oscillateur très basse fréquence résulte de la superposition de trois contraintes principales qui sont :

a/ Le choix de l'amplificateur . N'importe quel amplificateur ne peut convenir , puisque les tensions à l'entrée inverseuse de l'amplificateur et celle de la masse constituant des références sont des tensions de sortie et d'entrée du pont de réaction ne pas au même potentiel . On doit donc choisir un amplificateur qui tienne compte de cette particularité de la boucle de réaction .

La solution à adopter serait d'utiliser un ampli opérationnel . De même il faut un choix judicieux d'ampli opérationnel en tenant compte de la tension d'offset, de son courant d'entrée (qui doit être aussi petit que possible voir nul) , du temps de montée de l'ampli opérationnel , de son attitude à compenser la phase etc... . Les ampli opérationnels telsque le μ A709 , LM 101A TL071CP peuvent convenir .

b/ Le choix des éléments du pont de WIEN :

Du fait de la

fréquence d'oscillation, les résistances R_1 et R_2 du pont doivent être appariées et identiques ($R_1 = R_2$) il en est de même pour les capacités C_1 et C_2 . D'après l'expression de la fréquence d'oscillation (3.6), l'augmentation de ces éléments (résistance et capacité) entraîne une diminution de la fréquence.

On pourrait donc à priori imaginer qu'une très basse fréquence nécessite une grande capacité de l'ordre des μF ou une grande résistance de l'ordre des mega-Ohms !

Mais le fait que le courant d'entrée de l'ampli opérationnel doit être aussi petit que possible (à cause de son impédance d'entrée très élevée), il n'est pas certain que si les résistances du pont augmentent, on puisse considérer ce courant comme nul c'est à dire qu'il n'est pas évident que le courant qui traverse le circuit RC série traverse aussi le circuit RC parallèle du pont de WIEN. D'où limitation des valeurs des éléments du pont qui se traduisent sur la limitation de la fréquence d'oscillation.

c/ La stabilité de l'amplitude des oscillations.

Là aussi les

difficultés ne manquent pas, surtout la recherche de la condition d'accrochage de l'oscillation pour toute la gamme de fréquences désirées; d'autant plus que chaque commutation de gamme entraîne un changement de fréquence qui influe sur l'accrochage des oscillations. Quant à la stabilité de l'amplitude des oscillations l'une des solutions théoriques serait l'utilisation d'une lampe de 28 V/400mA dont la résistance varie en fonction du courant

qui la traverse , et contrôle ainsi l'amplitude . Le même rôle peut être joué par un transistor à effet de champ (FET) fig.15

Notons par ailleurs que pendant l'essai préliminaire , nous avons réalisé le schéma de la fig. 15 sur la plaque d'essai . Ce circuit comprend le pont de WIEN (potentiomètre double 100K utilisé à la place de R_1 et R_2 et les capacités C_1 et C_2) , monté sur un ampli opérationnel à faible derive . L'élément régulateur utilisé ici est un transistor à effet de champ (2N3970) dont la résistance R_{DS} varie suivant l'amplitude de la tension de grille qui lui est appliquée . La diode Zener conduit dès que la tension de sortie V_s dépasse la tension Zener, et la source de courant (circuit du 2N2905) permet par l'intermédiaire du transistor 2N2222 de polariser le F.E.T. Le potentiomètre R permet de régler le gain c'est à dire se placer à la limite de l'accrochage .

Ce schéma a bien donné des signaux sinusoïdaux , mais pendant tout l'essai, la plus petite fréquence d'oscillation que j'ai pu obtenir avec ce schéma est de 2/3 HZ avec une distorsion supérieure à 2% et une instabilité très remarquable de l'amplitude (diminution des amplitudes par amortissement), alors que la mesure de la capacité de la diode Schottky avec le générateur PAR124 exige un générateur de tension sinusoïdale capable de délivrer un signal de sortie sinusoïdal à la fréquence 0,2HZ très pur , c'est à dire exempt de distorsion .

Partant de cette contrainte , et vu les résultats obtenus à partir du pont de WIEN , j'ai donc suggéré qu'il n'est pas aisé de réaliser

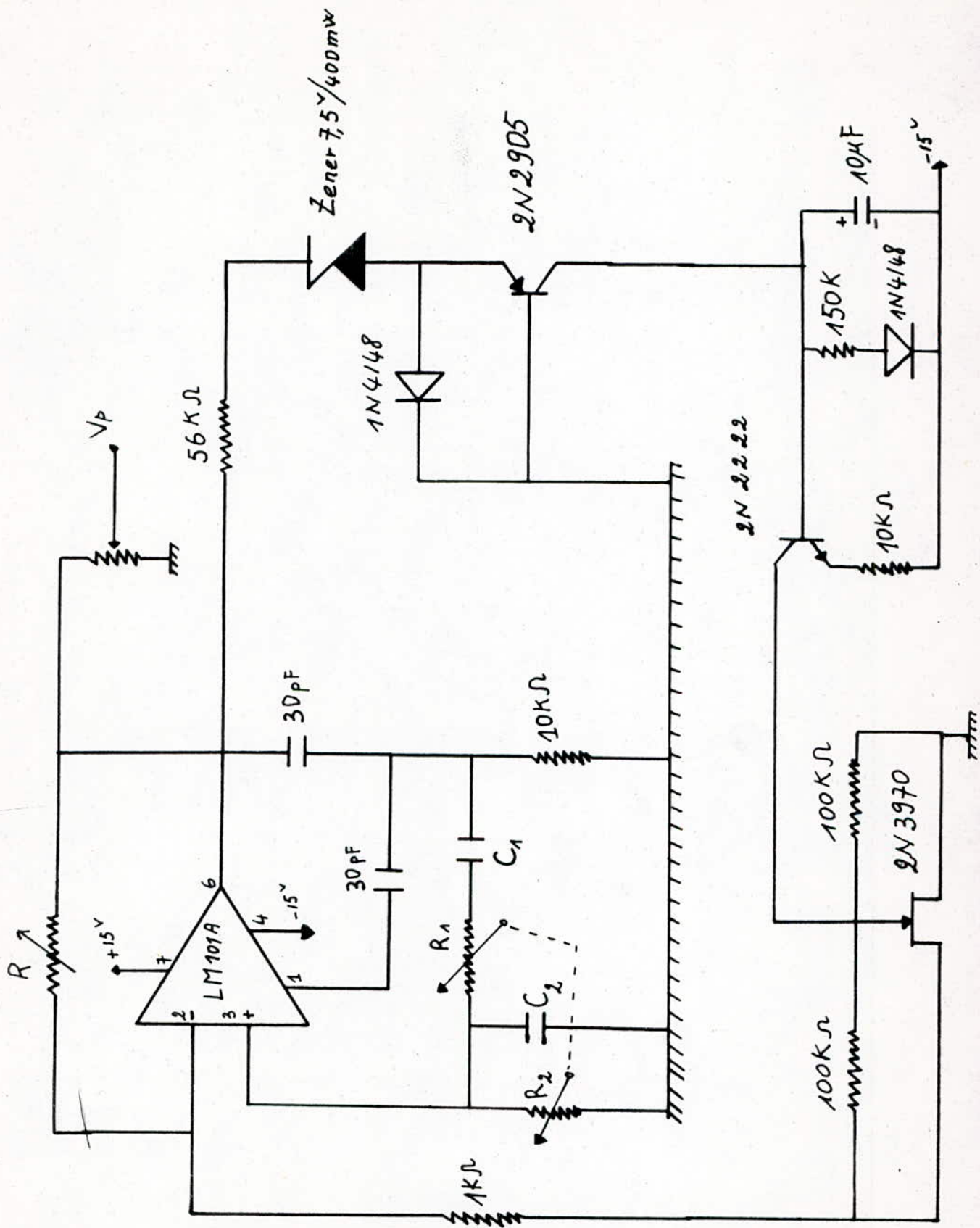


Fig. 15 Schéma de Réalisation d'un Oscillateur à Pont de WIEN.

un oscillateur très basse fréquence avec les garanties de stabilités et de pureté requises .

Le compromis que j'ai proposé était de réaliser un gyrateur pour synthétiser une inductance de forte valeur laquelle vient s'accorder avec une capacité de valeur élevée $C_1 = 1 \mu F$, dont le principe est le suivant : fig. 16 .

Un circuit NIC (convertisseur d'impédance négative) reporte sur l'ensemble une résistance négative " R_n " qui compense les pertes joules du circuit oscillant spontanément . Un micro-circuit séparateur C_2 isole la sortie du circuit accordé synthétisé .

En ajustant sur C_2 , la fréquence peut être amenée à 0,2HZ pour $R_1 = 536 K$ et pour $C_2 = 2,2 F$.

La condition limite d'entretien au minimum de distorsion serait réalisée par R_7 . D'après la théorie des gyrateurs , lorsque $R_2 = R_3$ et $R_1 = R_4$ l'inductance synthétisée se calcule par la relation :

$$L = R_1^2 C_2 \quad (3.7)$$

La fréquence d'oscillation est donnée par $f_0 = \frac{1}{2 \pi (L C_1)^{\frac{1}{2}}}$

Malheureusement le temps imparti ne m'a pas permis de mieux texter ce schéma de gyrateur qui reste à ma connaissance le meilleur schéma de réalisation d'un oscillateur très basse fréquence sans distorsion ! .

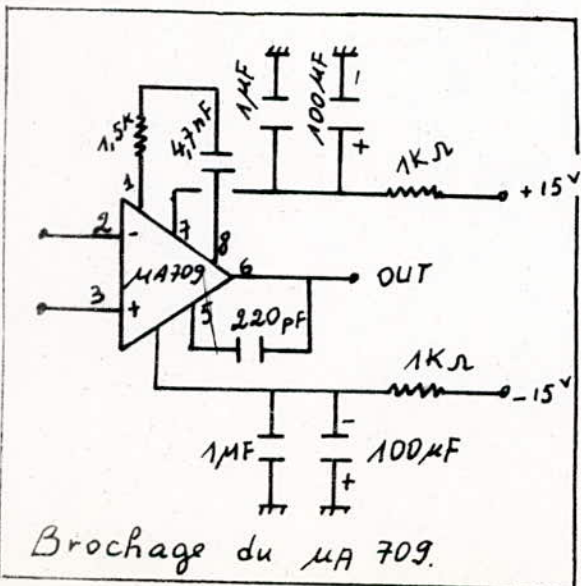
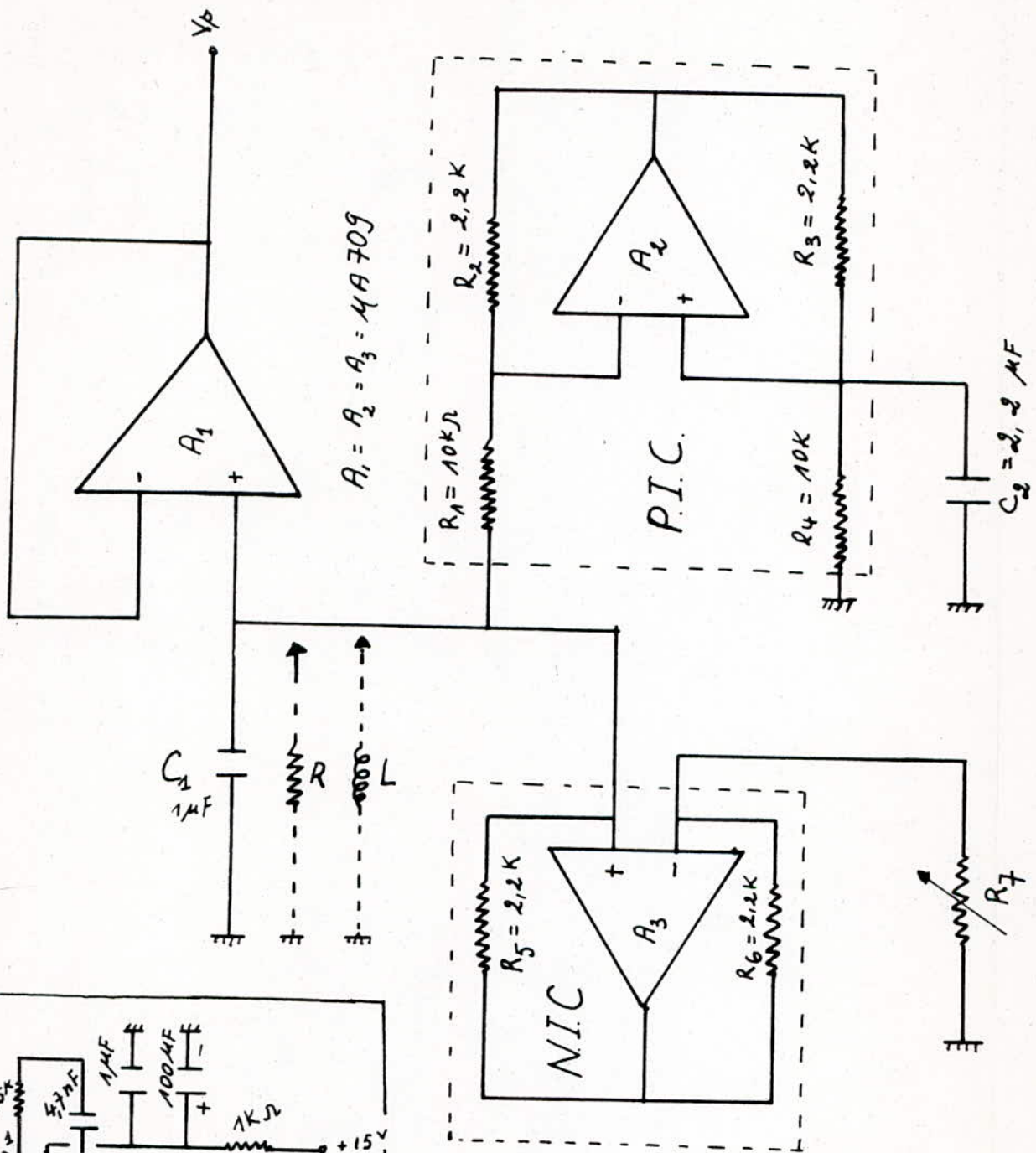


Fig. 16. Gyrateur Oscillant TBF.

Conclusion et Perspectives .

L'objet de mon étude était de mettre en évidence la possibilité de déterminer la densité d'états électroniques à travers la mesure de la capacité de la diode Schottky en fonction de la tension et de la fréquence, cette mesure constitue une voie d'accès directe à la distribution des états électroniques dans la bande interdite du matériau. Et par la suite réaliser un générateur TBF favorisant la modulation des états électroniques.

Nous avons montré les différences fondamentales existant entre le Silicium amorphe hydrogéné et le Silicium cristallin en ce qui concerne les propriétés de transport de la diode Schottky .

Notons par ailleurs qu'une étude théorique proprement dite de la diode Schottky sur matériau amorphe n'existe pas actuellement; ainsi, les concepts d'émission thermo-ionique et de vitesse de collection doivent être révisés et nous nous efforcerons de prendre en compte dans une étude de théorique détaillée les phénomènes de transport nouveaux liés à la présence des états électroniques localisés .

J'ai insisté dans le dernier chapitre sur les difficultés qui ne m'ont pas permis de réaliser ce générateur TBF qui, malgré, les besoins incessants reste aujourd'hui peu commercialisé à cause de ces mêmes difficultés (notamment la stabilisation de l'amplitude) .

Mon souhait est de voir continuer ce travail par les camarades des promotions suivantes qui, dans un avenir proche seront intéressés par cette réalisation .

Références Bibliographiques

- 1 DIDIER JOUSSE : Thèse de Docteur Ingénieur I.N.P.
Grenoble 1979
- 2 SIMON DELEONIBUS : Thèse Docteur troisième Cycle
Université Paris VII 1982
- 3 E.J. CASSIGNOL : Physique des Semi-conducteurs
- 4 J.MAX : Methodes et techniques de traitement du signal T2
- 5 G.DECES-H.LILEN : 100 Applications des ampli opérationnels
- 6 SAUZADE : Electronique non linéaire
- 7 CH. MASSELOT : Electronique non linéaire T1
- 8 Revue le "Haut Parleur" N° 1608 du 14 Juillet 1977
- 9 Revue Electronique application N° 39 Decembre-Janvier 1985