



HAL
open science

Caractérisation de jonctions SIS dans un récepteur hétérodyne

Isabelle Zaquine

► **To cite this version:**

Isabelle Zaquine. Caractérisation de jonctions SIS dans un récepteur hétérodyne. Physique Quantique [quant-ph]. Université scientifique et médicale de Grenoble, 1985. Français. NNT: . tel-03911185

HAL Id: tel-03911185

<https://hal.science/tel-03911185>

Submitted on 22 Dec 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR INGÉNIEUR

par

Isabelle ZAQUINE

CARACTÉRISATION DE JONCTIONS S.I.S. DANS UN RÉCEPTEUR HÉTÉRODYNE A 33 GHz

Soutenue le 11 janvier 1985, devant la Commission d'Examen :

JURY :

Président :	M. M. RENARD
Examineurs :	MM. M. BOUTHINON P. ENCRENAZ M. GEORGIN A. REGENT

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR INGÉNIEUR

par

Isabelle ZAQUINE

CARACTÉRISATION DE JONCTIONS S.I.S. DANS UN RÉCEPTEUR HÉTÉRODYNE A 33 GHz

Soutenue le 11 janvier 1985, devant la Commission d'Examen :

JURY :

Président :	M. M. RENARD
Examineurs :	MM. M. BOUTHINON P. ENCRENAZ M. GEORGIN A. REGENT

PREAMBULE

Ce travail a été réalisé dans le cadre du Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique (LETI) et plus précisément dans l'équipe Josephson qui comporte deux activités:

- Recherches technologiques
- Dispositifs

Les dispositifs d'application de la "technologie Josephson" au LETI sont les squids (superconducting quantum interferometer device) la métrologie du volt et la détection hyperfréquences.

C'est cette dernière application qui a fait l'objet de mon étude dans le cadre d'une collaboration très fructueuse avec l'équipe de radioastronomie de l'Ecole Normale Supérieure et de l'Observatoire de Meudon, dirigée par Monsieur P. Encrenaz.

Je remercie l'équipe Josephson pour la formation passionnante qui m'a été offerte en son sein et pour le stage complémentaire de trois mois que j'ai pu effectuer à Berkeley dans l'équipe du professeur P.L. Richards (Département de Physique de l'Université de Californie à Berkeley).

Je remercie également le professeur P.L. Richards qui m'a accueillie dans son laboratoire, ainsi que le docteur W.R. McGrath grâce à qui j'ai beaucoup progressé pendant ce séjour.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur A. Regent qui a posé les bases de ce travail et en a supervisé toute l'évolution.

Je suis très reconnaissante à MM. J.Y. Bescond et R. Marillat dont l'imagination et l'efficacité m'ont été d'un grand secours.

De nombreuses discussions avec nos collègues de l'Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM) ont été très enrichissantes.

Je remercie Monsieur C. Chaussat dont le traitement de texte scientifique m'a permis d'assurer la frappe de ce document.

SOMMAIRE

	Pages
INTRODUCTION	1
Premier chapitre: PRESENTATION GENERALE	3
1.1. LA JONCTION SUPRACONDUCTEUR-ISOLANT-SUPRACONDUCTEUR	5
1.1.1. Présentation	5
1.1.1.1. Rappels sur la supraconductivité	5
1.1.1.2. Caractéristique idéale	7
1.1.1.3. Caractéristique réelle	7
1.1.2. La technologie des jonctions S.I.S.	11
1.1.2.1. Critères de choix des matériaux	11
1.1.2.2. Technologie choisie	13
1.1.2.3. Réalisation pratique	15
1.1.2.4. Conclusion	19
1.2. GENERALITES SUR LE MELANGE	21
1.2.1. Définition	21
1.2.2. Réalisation	21
1.2.3. Grandeurs caractéristiques	22
1.2.3.1. Le rapport de conversion	22
1.2.3.2. La température de bruit	22
1.2.4. Difficultés expérimentales	25
1.2.4.1. Couplage RF	25
1.2.4.2. Couplage FI	26
1.2.5. Comparaison Schottky-S.I.S.	26
1.3. CONCEPTION DU MASQUE	31
1.3.1. Structure générale	31
1.3.2. Répartitions des surfaces de jonctions	35
1.3.3. Résistance des matériaux	35
1.3.4. Considérations hyperfréquences	39
1.3.5. Evacuation de la chaleur	39
1.3.6. Répartition des charges	44
1.3.7. Conclusion	44
1.4. RECAPITULATION	45

Deuxième chapitre: PARTIE THEORIQUE	47
2.1. DETECTION	49
2.1.1. Effet photon-assisté	49
2.1.2. Réponse en courant. Correspondance classique-quantique	52
2.2. THEORIE CLASSIQUE DU MELANGE	55
2.2.1. Matrice admittance	55
2.2.2. Le rapport de conversion	59
2.2.3. Conclusion	63
2.3. THEORIE QUANTIQUE DU MELANGE	64
2.3.1. Modèle quantique microscopique	64
2.3.2. Fonction réponse du système	67
2.3.3. La matrice admittance	71
2.3.4. Le rapport de conversion. Possibilité de gain	72
2.3.5. Termes réactifs. "Régime quantique"	77
2.3.6. Bruit du mélangeur	79

Troisième chapitre : PARTIE EXPERIMENTALE	83
3.1. DESCRIPTION GENERALE	85
3.1.1. Le mélangeur	85
3.1.2. Les accès au mélangeur	89
3.1.3. Les conditions expérimentales	89
3.2. CALIBRATIONS	97
3.2.1. Polarisation continue	97
3.2.2. Chaîne en fréquence intermédiaire	97
3.2.2.1. Calibration à l'ambiante	97
3.2.2.2. Calibration avec le premier amplificateur à froid	101
3.2.3. Couplage radiofréquence	108
3.3. TEST DES JONCTIONS	115
3.3.1. Test statique	115
3.3.2. Expériences de mélange	117
3.3.2.1. Déroulement	117
3.3.2.2. Résultats expérimentaux et interprétation	117
3.3.2.3. Paramètres technologiques et performances en mélange	137
3.3.3. Comparaison niobium-nitride de niobium	141
3.4. CONCLUSION	150
CONCLUSION GENERALE	153

INTRODUCTION

Les besoins de la radioastronomie ont été à la source de progrès importants dans le développement de récepteurs millimétriques et submillimétriques très sensibles.

En effet, il s'agit d'étudier des éléments de la matière interstellaire tels que le monoxyde de carbone, dont les raies sont à 115, 230 et 346 GHz, ou le carbone atomique (492 GHz)...

Dans le domaine de fréquences supérieures à 200 GHz, l'une des premières techniques qui aient donné satisfaction fût le bolomètre InSb à électrons chauds.

Les mélangeurs Schottky à température ambiante qui présentent une bande passante beaucoup plus grande, ont été utilisés, à des fréquences plus basses.

D'excellentes performances ont été obtenues avec des diodes Schottky refroidies mais ont récemment été surpassées par des mélangeurs à diodes Supraconducteur- Isolant- Supraconducteur (S.I.S.) qui font l'objet de la présente étude.

Nous présenteront d'abord les jonctions S.I.S., leur technologie, le choix des matériaux employés, les contraintes supplémentaires imposées par l'utilisation en mélange et les problèmes associés.

Dans une seconde partie, nous exposerons et comparerons les théories classiques et quantiques du mélange développées respectivement par Torrey et Whitmer d'une part puis Tucker, Shen et Feldman d'autre part.

Enfin nous décrirons notre dispositif expérimental et les mesures effectuées sur jonctions seules et sur réseaux, dont nous donneront une interprétation.

Premier chapitre: PRESENTATION GENERALE	3
1.1. LA JONCTION SUPRACONDUCTEUR-ISOLANT-SUPRACONDUCTEUR	5
1.1.1. Présentation	5
1.1.1.1. Rappels sur la supraconductivité	5
1.1.1.2. Caractéristique idéale	7
1.1.1.3. Caractéristique réelle	7
1.1.2. La technologie des jonctions S.I.S.	11
1.1.2.1. Critères de choix des matériaux	11
1.1.2.2. Technologie-choisie	13
1.1.2.3. Réalisation pratique	15
1.1.2.4. Conclusion	19
1.2. GENERALITES SUR LE MELANGE	21
1.2.1. Définition	21
1.2.2. Réalisation	21
1.2.3. Grandeurs caractéristiques	22
1.2.3.1. Le rapport de conversion	22
1.2.3.2. La température de bruit	22
1.2.4. Difficultés expérimentales	25
1.2.4.1. Couplage RF	25
1.2.4.2. Couplage FI	26
1.2.5. Comparaison Schottky-S.I.S.	26
1.3. CONCEPTION DU MASQUE	31
1.3.1. Structure générale	31
1.3.2. Répartitions des surfaces de jonctions	35
1.3.3. Résistance des matériaux	35
1.3.4. Considérations hyperfréquences	39
1.3.5. Evacuation de la chaleur	39
1.3.6. Répartition des charges	44
1.3.7. Conclusion	44
1.4. RECAPITULATION	45

1.1. LA JONCTION SUPRACONDUCTEUR-ISOLANT-SUPRACONDUCTEUR

1.1.1. Présentation

1.1.1.1. Rappels sur la supraconductivité

Le comportement des matériaux supraconducteurs a été analysé pour la première fois par la théorie Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS), (1957). Rappelons-en quelques résultats :

L'état fondamental d'un gaz de Fermi d'électrons sans interaction est juste la sphère de Fermi remplie. Cet état appelé état de Fermi, permet des excitations arbitrairement petites; nous pouvons former un état excité en prenant un électron de la surface de Fermi et en le portant juste au dessus. Si par contre il existe une attraction appropriée entre électrons, la théorie BCS montre que l'état fondamental est séparé par une énergie Δ de son état excité le plus bas.

Dans un supraconducteur, les électrons se groupent sous la forme de paires de Cooper. L'énergie de liaison des paires donne lieu à une bande interdite de hauteur 2Δ dans le spectre d'excitation des électrons. Le niveau de Fermi dans l'espace des nombres d'onde k n'est plus déterminé aussi précisément; il y a des états vides pour $k > k_F$ et des états remplis pour $k < k_F$. Cela augmente l'énergie cinétique moyenne des électrons, mais si on tient compte de l'énergie de liaison des paires de Cooper, l'énergie totale du supraconducteur est plus faible que celle d'un matériau normal. La densité d'états d'un supraconducteur (figure 1), notée N_S , est simplement liée à la densité d'états "normale" N par la formule :

$$N_S = N |E| / (E^2 - \Delta^2)^{1/2}$$

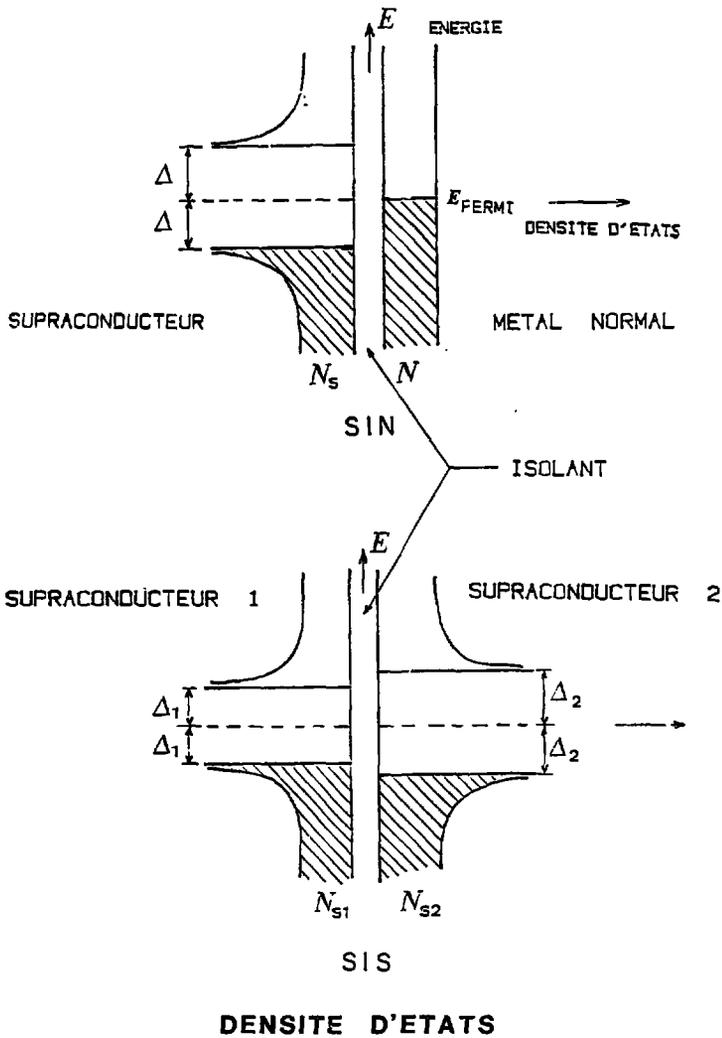


FIGURE 1

Ces particularités de la densité d'états des quasiparticules (les électrons produits par rupture d'une paire de Cooper sont appelés quasiparticules), vont nous permettre d'expliquer la forme de la caractéristique courant-tension d'une jonction tunnel Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur.

1.1.1.2. Caractéristique idéale

On observe un courant de paires d'électrons à tension nulle, appelé courant Josephson, caractéristique des jonctions SIS.

Au zéro absolu de température, un courant de quasiparticules ne peut exister que si l'on fournit assez d'énergie pour casser les paires d'électrons. A la tension $V = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$ où Δ_1 et Δ_2 sont respectivement les largeurs de bande interdite des supraconducteurs 1 et 2 constituant les électrodes de la jonction, un courant apparaît qui augmente rapidement. Le courant est en effet proportionnel à la densité d'états, qui devient très grande quand on est proche de la bande interdite (figure 1).

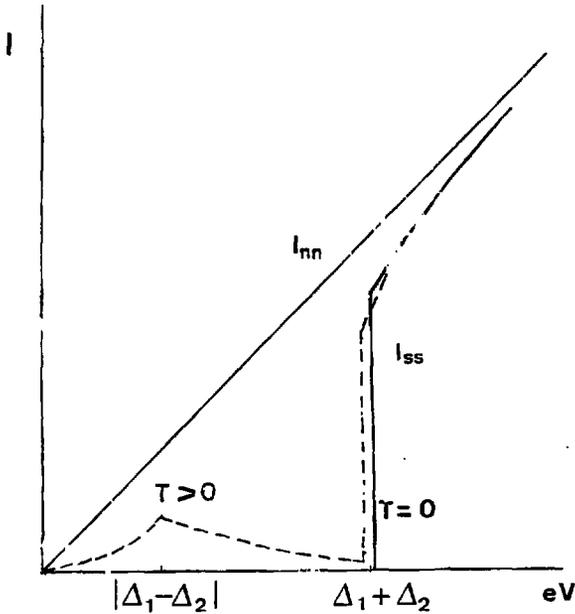
Aux tensions élevées, on retrouve un effet tunnel normal, caractérisé par une "résistance normale" R_N .

A température T les quasiparticules peuvent être excitées thermiquement, ce qui donne lieu à un courant à des tensions inférieures à $(\Delta_1 + \Delta_2)/e$. Ce courant présente une singularité à $V = (|\Delta_1 - \Delta_2|)/e$, correspondant à l'énergie qui permet aux quasiparticules excitées thermiquement du pic de densité d'états à Δ_1 de traverser la barrière tunnel vers le pic de densité d'états disponibles à Δ_2 . Ce phénomène donne lieu à une zone de résistance négative qui n'est pas observée si on polarise la jonction par une source de courant (figure 2).

1.1.1.3. Caractéristique réelle

En pratique, on observe une augmentation progressive de la conductivité à des tensions inférieures à la tension de bande interdite, en raison de défauts de la barrière, d'impuretés des électrodes. On caractérise ce courant de fuite par une résistance R_J calculée à une tension donnée légèrement inférieure à $(\Delta_1 + \Delta_2)/e$. La qualité des jonctions est souvent évaluée à partir du rapport R_J/R_N que l'on souhaite le plus grand possible (figure 3).

C'est pourquoi les études de fabrication des jonctions tunnel SIS, dont nous allons montrer maintenant quelques aspects, doivent être menées parallèlement au développement des dispositifs d'applications.

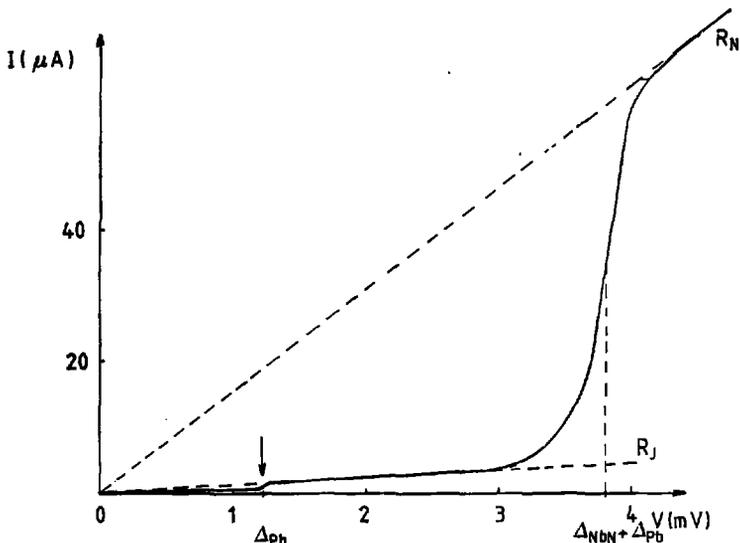
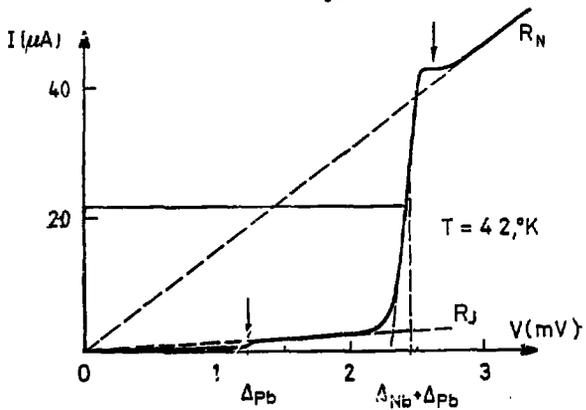


**CARACTERISTIQUE IDEALE
D'UNE JONCTION TUNNEL**

I_{nn} : jonction métal normal-isolant-métal normal

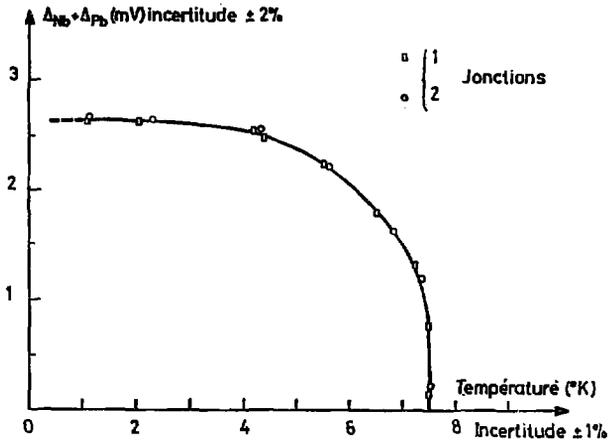
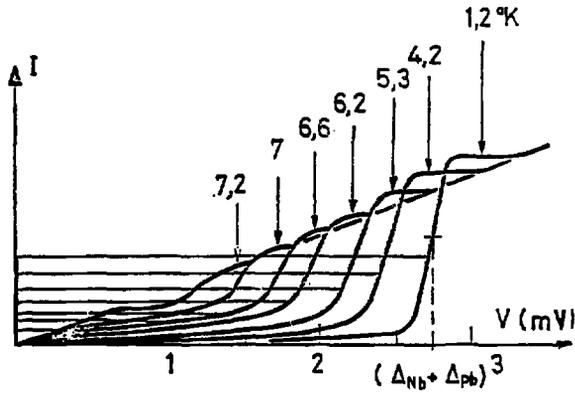
I_{ss} : jonction supraconducteur-isolant-supraconducteur

FIGURE 2



CARACTERISTIQUES REELLES
JONCTION Nb-Pb(In) ET JONCTION NbN-Pb(In)

FIGURE 3



VARIATION, MESUREE POUR UNE JONCTION Nb-Pb(In),
DE L'ENERGIE DE BANDE INTERDITE
EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

SOURCE J.C. VILLEGIER 1977

FIGURE 4

1.1.2. Technologie des jonctions tunnel SIS

Il s'agit de réaliser le couplage de deux électrodes supraconductrices en films minces par l'intermédiaire d'une très mince couche isolante, le plus souvent un oxyde.

Les techniques employées sont assez proches de celles développées pour la microélectronique des semi-conducteurs.

Examinons les restrictions spécifiques au choix des matériaux supraconducteurs.

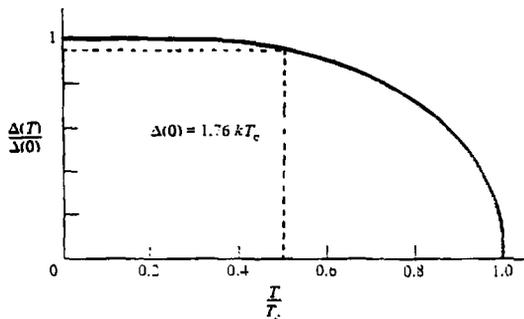
1.1.2.1. Critères de choix des matériaux

Les électrodes peuvent être constituées

- d'un corps pur
- d'un alliage
- d'un système multicouche

Il faudra prendre en compte les propriétés mécaniques, électriques, thermiques, magnétiques, cristallographiques et supraconductrices des deux matériaux.

La première condition est de pouvoir travailler à une température inférieure à $0,5 T_c$, T_c étant la plus faible des températures critiques des matériaux mis en jeu (figure 4 et schéma ci-dessous). Il est commode d'utiliser l'hélium liquide dont la température d'ébullition à pression normale est 4,2K. On peut obtenir des températures plus basses par pompage sur le bain d'hélium jusqu'à 1,4K alors que les cryogénérateurs actuellement opérationnels sont limités à 2K.



Les matériaux constituant les électrodes doivent permettre l'épitation d'une couche mince aux propriétés supraconductrices aussi proches que possible de celles du matériau massif. Un paramètre de référence est la longueur de cohérence ξ , qui doit rester constante même près de la surface du matériau. Les deux interfaces métal-oxyde puis oxyde-métal doivent être aussi réduites que possible c'est à dire que les diffusions de molécules ne sont pas souhaitables dans ces zones. Elles peuvent en effet être la cause d'un affaiblissement local de la supraconductivité des électrodes ou d'une modification de la transparence de la barrière tunnel, tous phénomènes que l'on cherchera à éviter.

Il faut également examiner les problèmes de compatibilité.

Il est souhaitable que les coefficients de dilatation des deux électrodes entre l'ambiante et la température de l'hélium liquide soient voisins. D'autre part, les conditions de dépôt de la contre-électrode ne doivent pas modifier la barrière déjà formée.

On a également le choix pour la barrière entre

-l'oxyde de la première électrode

-un isolant rapporté

Elle doit être stable et reproductible, de transparence uniforme. Il est préférable que sa constante diélectrique ne soit pas trop élevée, pour éviter de grandes capacités.

Plusieurs laboratoires ont adopté une technologie à base de plomb, en raison de sa simplicité de mise en oeuvre. Le dépôt du plomb en couches minces nécessite en effet un vide résiduel moins poussé qu'un matériau comme le niobium.

Par contre, la stabilité de telles jonctions n'est pas satisfaisante. On constate en effet une altération assez rapide de la surface des électrodes et la croissance de cristallites qui peuvent rompre la barrière.

Pour remédier à cela, on a recours à des alliages très finement dosés, mais on perd alors l'avantage de la simplicité. De plus, les jonctions doivent souvent être conservées à froid sous atmosphère neutre, pour éviter la diffusion des molécules de l'alliage dans la barrière. Les manipulations en sont d'autant compliquées.

Voyons maintenant la solution retenue au L.E.T.I.

1.1.2.2. Technologie choisie

-Première électrode

Dans un premier temps, le niobium a été adopté comme électrode de base, pour son excellente tenue mécanique. Sa température critique varie de 9.2 à 9.3K.

La couche est polycristalline et cristallise dans la structure cubique centré.

-La barrière

Il s'agira d'oxyde de niobium. On distingue en fait deux parties :

*L'interface métal-oxyde, de composition assez complexe (Ermolieff 1984) dont nous parlerons plus loin. On cherchera à minimiser son épaisseur.

*L'oxyde lui-même, pentoxyde de niobium

ce qui donnera une épaisseur totale de 20 à 30 Å.

-La contre-électrode

Une technologie niobium-oxyde-niobium aurait été très intéressante, de par les bonnes propriétés du niobium. Il est malheureusement très difficile de réaliser une contre électrode de niobium sans dégrader l'oxyde tunnel de façon irréversible.

On a donc retenu un alliage de plomb-indium. L'indium est présent en très faible concentration (inférieure à 1%) et peut migrer à travers le plomb jusqu'à l'interface plomb-oxyde. On espère obtenir ainsi une stabilisation de la couche de plomb et donc une résistance tunnel plus stable.

Nouvelle technologie

-Inconvénients du niobium

Le niobium est très sensible à la contamination, particulièrement par l'oxygène. La présence d'oxygène dissous peut être la cause d'un abaissement de la température critique.

Suite à des recherches parallèles sur les matériaux de température critique plus élevée, le nitrure de niobium s'est révélé pouvoir remplacer avantageusement le niobium. Il présente de plus une tension de bande interdite également plus élevée, ce qui peut s'avérer très important pour l'application en mélange aux fréquences élevées.

-Étude comparative Nb-NbN

Une étude très approfondie est poursuivie sur la barrière et particulièrement sur l'interface métal-oxyde qui joue un rôle très important pour la qualité de la jonction (Ermolieff 1984).

La première étape associée à la constitution d'une barrière d'oxyde est le décapage de l'électrode de base. On constate qu'il est plus facile d'éliminer l'oxygène dans les filas de niobium que dans le nitrure de niobium, pour lequel la reproductibilité du décapage est en outre moins bonne.

Pour les deux matériaux, la nature et l'épaisseur de l'interface ne dépendent pas de l'état initial de l'oxydation, à condition que celle-ci ait été réalisée dans une atmosphère extrêmement propre. En effet, l'étude des oxydes natifs montre que si la composition des oxydes de niobium nitrure est peu sensible à la présence d'éléments polluants, il n'en est pas de même pour le niobium dont l'interface devient beaucoup plus important en atmosphère d'oxygène de pureté non contrôlée: dans tous les cas l'interface est constituée de NbO et NbO₂. Son épaisseur peut atteindre 40 Å pour le niobium oxydé à l'air, alors qu'elle est de 6 à 8 Å en vide contrôlé. Pour le nitrure de niobium, elle est toujours de 4 à 5 Å.

L'oxydation thermique du NbN entre 20 et 200°C, à des pressions d'oxygène inférieures à 10⁻² mbar conduit à la formation de pentoxyde de niobium, ce qui est cohérent avec les différences d'énergies d'ionisation du niobium (6.88 eV) et de l'azote (14.53 eV).

L'interface est peu ou pas dépendante des conditions d'oxydation (pression et température). Cependant, les épaisseurs totales d'oxyde restent inférieures à celles obtenues dans les mêmes conditions sur le niobium et n'ont pas dépassé 17 Å (200°C, p(O₂)=10⁻³mbar) pour des degrés de stoechiométrie (lacunaire en oxygène) que l'oxydation plasma permet de supposer similaires.

D'autre part, l'azote ne paraît pas être impliqué dans la réaction du NbN avec l'oxygène. Il semble cependant subir une diffusion à travers le pentoxyde probablement facilitée par la tendance à la fragmentation de celui-ci et se trouve encore présent quoique faiblement, à plusieurs dizaines d'Angstrom de l'interface NbN-oxyde.

Les premiers résultats de cette étude mettent déjà en évidence certains avantages du nitrure de niobium pour ce qui est des problèmes d'interface.

En pratique, les jonctions utilisées en mélange ont été de deux sortes: Nb-oxyde-Pb(In) et NbN-oxyde-Pb(In) (la contre-électrode est bien sûr toujours formée d'un alliage de plomb et d'indium, comme indiqué plus haut).

1.1.2.3. Réalisation pratique

Le substrat est une plaquette, de quartz de 2 pouces de diamètre et d'épaisseur 200 μm . Il est tout d'abord nettoyé chimiquement. Puis on l'introduit dans le groupe de dépôt (magnétron MRC) où ont lieu un décapage (pulvérisation cathodique RF) et le dépôt du niobium (ou nitrure de niobium). L'électrode de base doit ensuite être gravée: Une résine positive (AZ1350H) est d'abord déposée puis insolée à travers un masque, et enfin révélée, pour ne laisser à découvert que les parties à graver. Deux méthodes de gravure ont été employées:

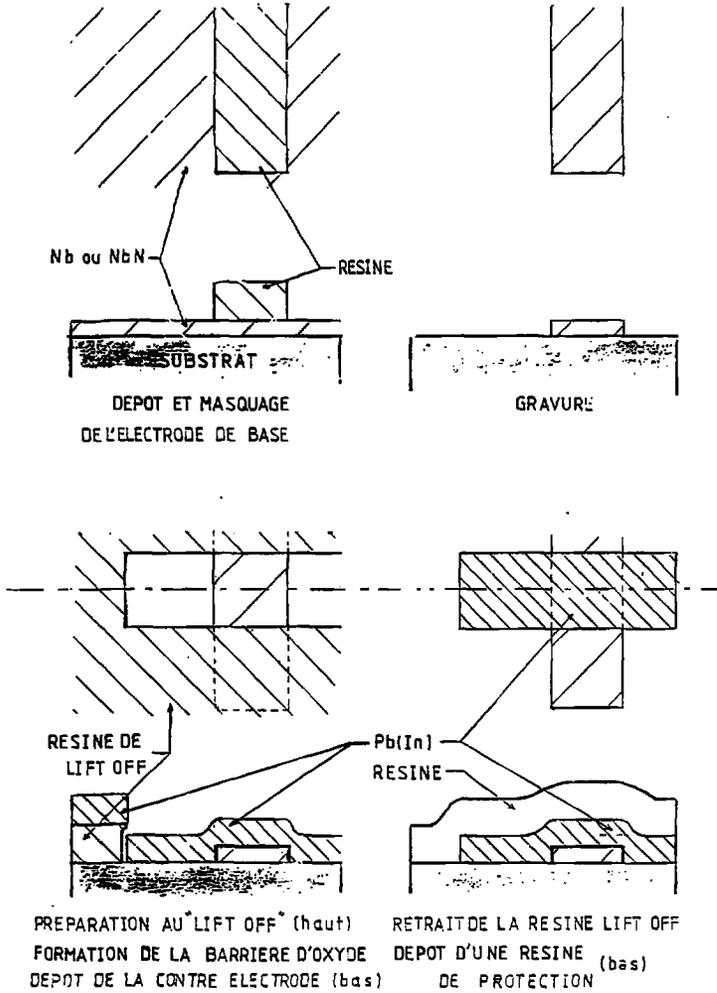
-La gravure plasma ($\text{CF}_4 + \text{O}_2$)

-La gravure ionique réactive (GIR), technique intermédiaire entre la gravure plasma et la gravure par pulvérisation inverse. Le gaz employé est l'hexafluorure de soufre SF_6 .

On procède ensuite à la préparation du "lift off" (photographie p.17). En effet, la géométrie de la contre-électrode n'est pas définie par gravure: On dépose d'abord une résine positive qui est insolée et révélée, de manière à recouvrir toute la surface où on ne veut pas qu'il reste de plomb.

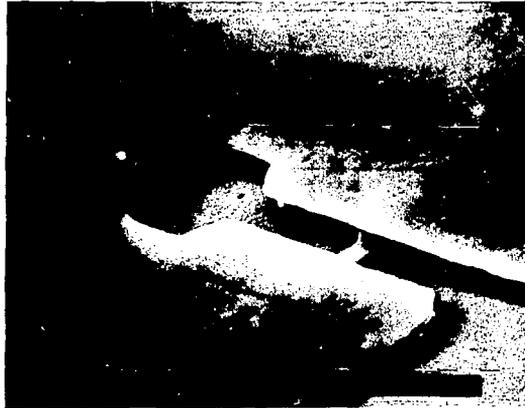
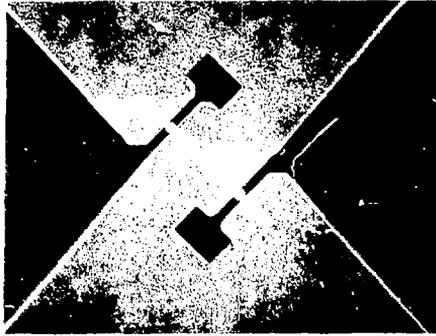
La plaquette est alors introduite dans un second groupe de dépôt (VAS). Il faut en premier lieu décapier l'électrode de base: Il s'agit d'un décapage RF dans un plasma d'argon purifié. La durée du décapage et la tension RF doivent être précisément ajustées pour permettre ensuite la croissance d'un oxyde "propre". La barrière est alors immédiatement réalisée par oxydation thermique de la surface de Nb (resp. NbN) dans une pression contrôlée d'oxygène. La température du substrat et la durée d'oxydation seront choisies selon la densité de courant requise.

L'alliage Pb(In) qui constitue la contre-électrode est déposé par évaporation thermique (source effet Joule).



ETAPES TECHNOLOGIQUES

FIGURE 5



PREPARATION AU LIFT OFF

Enfin la résine de lift off est retirée et on procède aux dépôt, insolation, révélation et polymérisation d'une résine négative de protection. Ces différentes étapes sont schématisées sur la figure 5.

Remarquons que chaque nouveau dépôt doit être placé de manière précise par rapport au niveau technologique précédent. Le positionnement de chaque masque est capital pour définir la géométrie des dispositifs de la plaquette et en particulier des jonctions. Des motifs dits "de positionnement" sont spécialement prévus à chaque niveau de masquage pour réduire les erreurs.

1.1.2.4. Conclusion

La technologie des jonctions S.I.S. est difficile à maîtriser. Des études sont poursuivies au LETI pour améliorer la reproductibilité, le contrôle de la densité de courant, la résistance aux cyclages thermiques et aux problèmes électrostatiques.

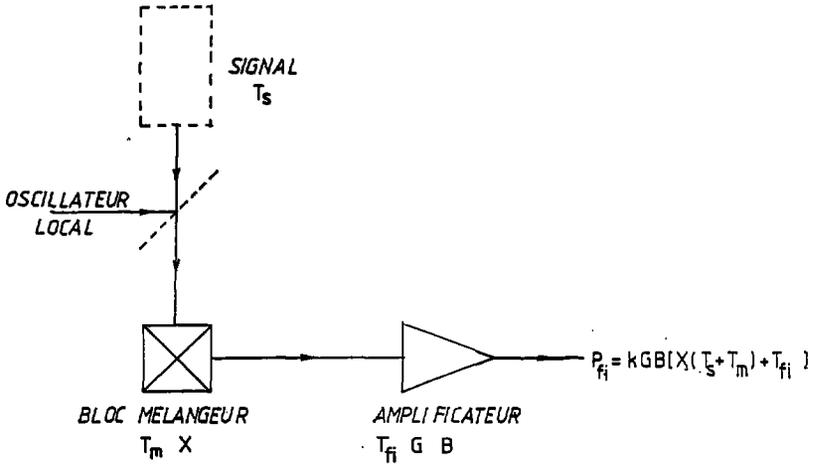
L'orientation actuelle de l'équipe de recherches technologiques est une technologie entièrement réfractaire (J.C. Villégier 1984).

Parallèlement, nous avons étudié et tenté de réduire les difficultés liées à la géométrie des dispositifs, qui contribuaient au taux de perte assez important que nous avons eu au départ.

C'est ce qui fait l'objet du chapitre 1.3.

Nous n'irons pas plus loin dans les considérations strictement technologiques qui sont un peu en marge de notre étude, bien que les problèmes de qualité des jonctions y aient joué un rôle très important.

Il nous faut maintenant introduire les contraintes liées à notre application: "le mélange".



SCHEMA DE PRINCIPE DU MELANGE

FIGURE 6

1.2. GENERALITES SUR LE MELANGE

1.2.1. Définition

L'opération de mélange consiste essentiellement en un changement de fréquence. Dans le cas qui nous préoccupe on passe d'une fréquence radio (35 GHz ou 94 GHz) à une fréquence beaucoup plus basse (1,25 GHz).

L'amplification et l'analyse spectroscopique nécessaires aux radiogonistes sont en effet beaucoup plus faciles sur un signal de fréquence moins élevée.

1.2.2. Réalisation

A partir d'un signal de référence, que l'on appelle Oscillateur Local (O.L.), et du signal Radiofréquence (S) à analyser, qui sont de fréquences voisines, le signal de fréquence intermédiaire (F.I.) est généré par battement ($\omega_{FI} = \omega_S - \omega_{OL}$). Son amplitude est proportionnelle à la puissance du signal S. En général, le niveau de puissance de l'O.L. est grand devant celui du signal S.

C'est à partir de cette fonction que l'on va définir les propriétés requises pour un mélangeur.

Un élément non linéaire est nécessaire: le principe de superposition nous indique en effet que, pour un élément linéaire la présence de deux fréquences ne donne jamais lieu à des fréquences somme ou différence dans le spectre de Fourier du signal résultant. Elle ne peuvent être générées que s'il y a non linéarité. Plus la non linéarité est marquée, meilleures seront les performances du dispositif comme nous le verrons dans la partie théorique puis dans la partie expérimentale.

Le dispositif appelé mélangeur, qui contiendra l'élément non linéaire, devra en outre permettre le couplage à l'O.L., au signal S à analyser et au circuit de sortie en fréquence intermédiaire. Notons que les niveaux de puissance du signal radiofréquence S comme du signal FI sont très faibles (10^{-13} W). Le signal FI devra donc être amplifié dès la sortie du bloc

mélangeur, étape indispensable à toute analyse (figure 6).

Voyons à présent comment on va pouvoir évaluer quantitativement les performances d'un mélangeur.

1.2.3. Grandeurs caractéristiques

On utilisera principalement deux paramètres:

- son rapport de conversion
- sa température de bruit.

1.2.3.1. Le rapport de conversion

Il s'agit du rapport X de la puissance F.I. résultante à la puissance du signal incident.

$$X = P_{FI}/P_S .$$

Il faut noter que l'on raisonne aussi parfois en termes de pertes de conversion: $L=1/X$.

1.2.3.2. La température de bruit

La sensibilité du mélangeur est limitée par différentes composantes de bruit dont l'O.L., le bruit de Johnson associé à l'impédance de l'élément non linéaire, le bruit de grenaille proportionnel au courant qui traverse la jonction. Rappelons que le bruit de Johnson, également appelé bruit de Nyquist, se traduit par une tension aux bornes d'un conducteur, de résistance R, à la température T: $V=\sqrt{4kTRB}$ où k est la constante de Boltzman et B la bande passante du dispositif; d'où une puissance de bruit $P=kTB$ si il s'agit d'une charge adaptée.

On traduit l'ensemble de ces limitations par une température de bruit définie comme suit:

Il s'agit de la température de la charge adaptée qui produirait à la fréquence intermédiaire, la même puissance de bruit que le mélangeur en l'absence de signal.

De même, toutes les puissances mises en jeu dans l'opération de mélange seront exprimées sous la forme de températures (figure 6) :

$$P_{FI} = kGB (X (T_S + T_m) + T_{FI})$$

où X est le rapport de conversion du mélangeur, T_S correspond au signal, T_m au bruit du mélangeur, T_{FI} au bruit de la chaîne d'amplification en fréquence intermédiaire et G à son gain.

On peut également écrire :

$$P_{FI} = kGB \lambda (T_S + T_m + T_{FI}/X)$$

Le facteur $T_m + T_{FI}/X$ est appelé température récepteur (T_R) à laquelle contribuent principalement le mélangeur et le premier amplificateur en fréquence intermédiaire qui lui est toujours associé. On verra d'ailleurs qu'en pratique, notre dispositif expérimental ne nous permet de mesurer directement que T_R . La température mélangeur et le rapport de conversion pourront être calculés ensuite, à l'aide des résultats de la calibration de la chaîne d'amplification en fréquence intermédiaire. Il est évident que plus T_R est grand, moins on aura de précision sur la détermination de T_S .

On cherchera donc à maximiser le rapport de conversion X et minimiser T_m et T_{FI} .

Un autre paramètre souvent mentionné dans la littérature est le facteur de bruit F, défini comme la division du rapport signal sur bruit en sortie de l'élément considéré (mélangeur, récepteur ou amplificateur...) au rapport signal sur bruit à son entrée.

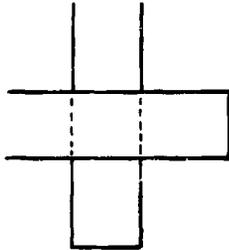
La température de bruit et le facteur de bruit sont liés par la relation :

$$T = (F-1)T_0$$

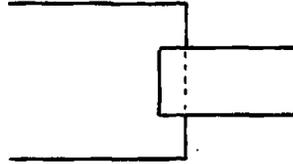
où T_0 est une température de référence souvent prise égale à 290K.

Dans le cas de deux dispositifs en série, dont chacun contribue au bruit, ce qui décrit bien notre problème, le premier dispositif étant le mélangeur et le second l'amplificateur en fréquence intermédiaire :

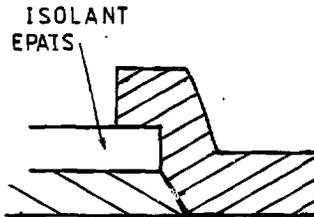
$$F_R = F_m + (F_{FI}-1)/X$$



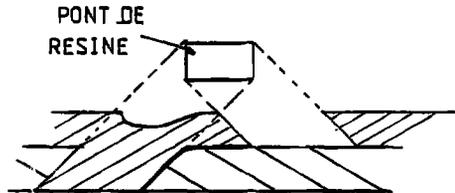
JONCTION
EN CROIX



RECOUVREMENT
PARTIEL



JONCTION
PAR LA TRANCHE



JONCTION
PAR INSOLATION OBLIQUE

DIFFERENTES CONFIGURATIONS DE JONCTIONS

Enfin on verra parfois mentionner une "puissance minimum détectable" P_M correspondant à la puissance de signal en entrée produisant en sortie une puissance équivalente au bruit. Elle s'exprime très simplement par rapport à la température de bruit :

$$P_M = kT_m B$$

1.2.4. Difficultés expérimentales

On considère souvent que la résistance présentée par la jonction en fréquence intermédiaire (FI) comme à haute fréquence (RF) sont de l'ordre de grandeur de la résistance normale.

1.2.4.1. Couplage RF

L'impédance RF comprend a priori une partie réelle et une partie imaginaire due au moins à la capacité de la jonction (la théorie quantique du mélange introduit des termes réactifs supplémentaires). On utilise généralement un guide d'onde réduit pour adapter la partie réelle. Un paramètre de référence pour ce qui concerne le couplage RF est le produit ωRC , fréquence de coupure normalisée par rapport à la fréquence RF ω , due à la capacité C et à la résistance R de la jonction. La valeur optimale de ce paramètre est le résultat d'un compromis entre un bon couplage du signal qui nous intéresse et le filtrage des harmoniques de l'oscillateur local de rang supérieur à un. On a souvent dit que le produit ωRC devait être à peu près égal à un (Phillips, 1980). A résistance donnée, un effort particulier était donc porté sur l'obtention de faibles surfaces des jonctions, pour réduire la capacité dans le but de travailler à haute fréquence.

Une méthode consiste à fabriquer des jonctions par la tranche qui peuvent être effectivement très petites. Une autre possibilité plus souvent employée est l'insolation oblique où la surface de la jonction est définie par "l'ombre" d'un pont de résine qui diffère suivant l'angle d'incidence (Dolan 1977) (figure 7). On peut par ailleurs pallier les limitations technologiques en utilisant des réseaux de N jonctions en série, ce qui divise la capacité par N pour une surface donnée. Remarquons cependant que les réseaux nécessitent une très bonne homogénéité des caractéristiques des jonctions individuelles (même niveau de courant) pour que la caractéristique résultante conserve une non linéarité très marquée.

Cependant, de récentes publications (Kerr 1981) montrent que l'on peut obtenir de bons résultats avec des valeurs plus élevées de ce paramètre. Il faut alors compenser la capacité de la jonction à la fréquence du signal par des éléments d'accord. Il peut s'agir d'un court-circuit mobile placé dans un guide d'onde derrière la jonction ou d'une "vis" située à une distance de $\lambda/4$ devant la jonction (appelé "stub" dans la littérature anglosaxonne). La multiplication de ces éléments d'accord visant à optimiser le couplage du signal réduit la bande passante du dispositif, ce qui peut poser des problèmes si on désire utiliser une fréquence intermédiaire assez élevée. Ici encore un compromis est à trouver, qui n'est pas immédiat.

Le rôle de la capacité est d'ailleurs mis en évidence par nos résultats expérimentaux que nous exposons dans la partie III.

1.2.4.2. Couplage FI

La sortie en fréquence intermédiaire, est comme on l'a vu directement couplée à un amplificateur, qui en général est optimisé pour voir à son entrée une impédance d'environ 50 Ω . Outre les pertes dues à une éventuelle désadaptation, les performances de cet amplificateur en gain et en bruit seront d'autant plus dégradées que l'on s'éloigne de ces conditions de fonctionnement. Or le bruit de l'amplificateur joue un rôle très important dans la sensibilité du récepteur global (voir la relation de définition de la température récepteur en 1.1.3 et les résultats expérimentaux en 3.2.2.). Par contre nous verrons que les théories tant classique que quantique prévoient de bonnes performances pour une résistance en fréquence intermédiaire très élevée ("tendant vers l'infini").

Le compromis souvent choisi est de travailler avec des jonctions de résistance normale proche de 50 Ω . Nos résultats expérimentaux permettent de préciser cet aspect.

1.2.5. Comparaison Schottky ky-SIS

La diode Schottky est constituée d'un contact métal semi-conducteur. Le courant y est dû à une émission thermoionique de porteurs à travers une zone dépletée près de l'interface métal-semi-conducteur.

La caractéristique $I(V)$ est exponentielle.

Les principales difficultés pratiques sont liées à l'incertitude sur la pression du whisker, la surface de contact et deviennent encore plus critiques quand on travaille à froid. Par contre cette configuration offre l'avantage d'une faible surface et donc d'une faible capacité.

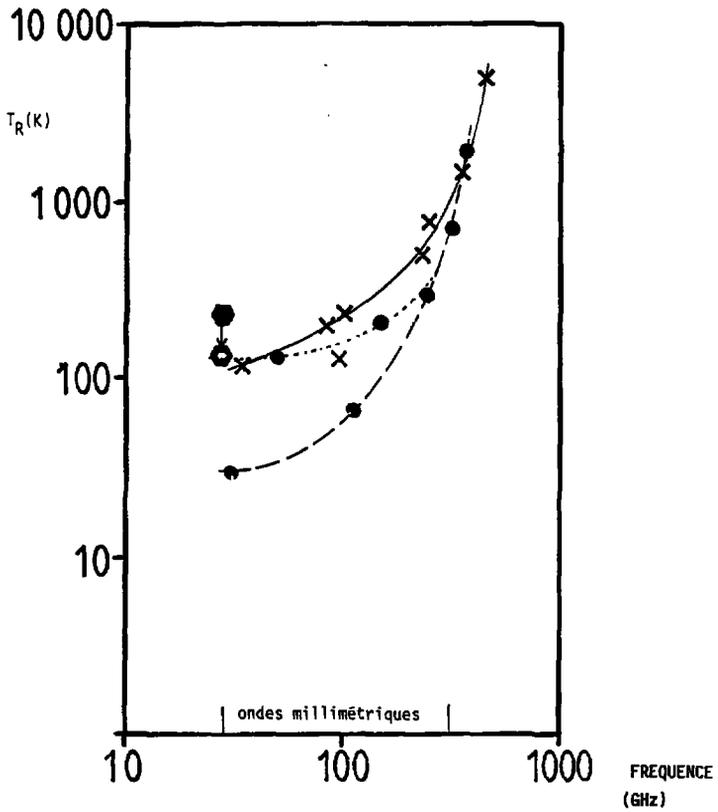
Des résultats intéressants ont été obtenus en mélange avec des diodes Schottky (Raisanen 1983). Cependant ses performances restent intrinsèquement limitées par l'existence d'une résistance série parasite inévitable d'une part et par la grande puissance d'O.L. requise pour son fonctionnement d'autre part. Les problèmes de cryogénie pour travailler à 15K sont bien sûr beaucoup moins importants que pour les jonctions SIS qui nécessitent des températures au plus égales à 4,2K jusqu'à présent. En revanche la technologie des jonctions SIS est proche des méthodes employées en microélectronique.

La courbure de la caractéristique de la jonction SIS est incontestablement son point fort. La théorie que nous exposons plus loin, prévoit des possibilités de gain de conversion et de température mélangeur très faible. Elle nécessite en outre une puissance d'oscillateur local très faible (10^{-9} W au lieu de 10^{-6} W pour les Schottky).

Un inconvénient potentiel est la présence du courant Josephson de paires d'électrons qui introduit du bruit en mélange aux faibles tensions de polarisation. En effet le courant Josephson comporte une composante alternative, nulle en moyenne qui peut elle-même donner lieu à du mélange. De nombreuses expériences ont visé à exploiter cet effet mais sans grand succès, le mélange Josephson étant souvent très bruyant, pour des raisons que nous ne développeront pas ici. Cet effet peut interférer avec le mélange par les quasiparticules en particulier aux fréquences élevées, où le point de polarisation en général proche de la tension de bande interdite peut être porté sous l'action de l'OL à des faibles tensions.

Il est possible de remédier à ce problème en annulant le courant Josephson par l'action d'un champ magnétique. Pour les jonctions de faible surface le champ magnétique nécessaire risque d'être élevé, ce qui introduit un nouvel avantage de l'utilisation de réseaux de jonctions en série (cf 1.2.4.1).

Pour conclure cette comparaison, notons enfin que les meilleures températures de bruit récepteur en Schottky et SIS donnent l'avantage à ce dernier (figure 8).



- x— Diode Schottky refroidie
- Diode SIS
- Diode SIS - LETI 1984
- Diode SIS - LETI 1984, après correction des désadaptations

Figure 6

Nous avons tous les éléments pour examiner les choix de structures et de géométries matérialisés par le jeu de masques.

Ils sont le résultat d'un compromis entre les nécessités liées au mélange et l'amélioration de la stabilité et du rendement de fabrication des jonctions.

1.3. CONCEPTION DU MASQUE

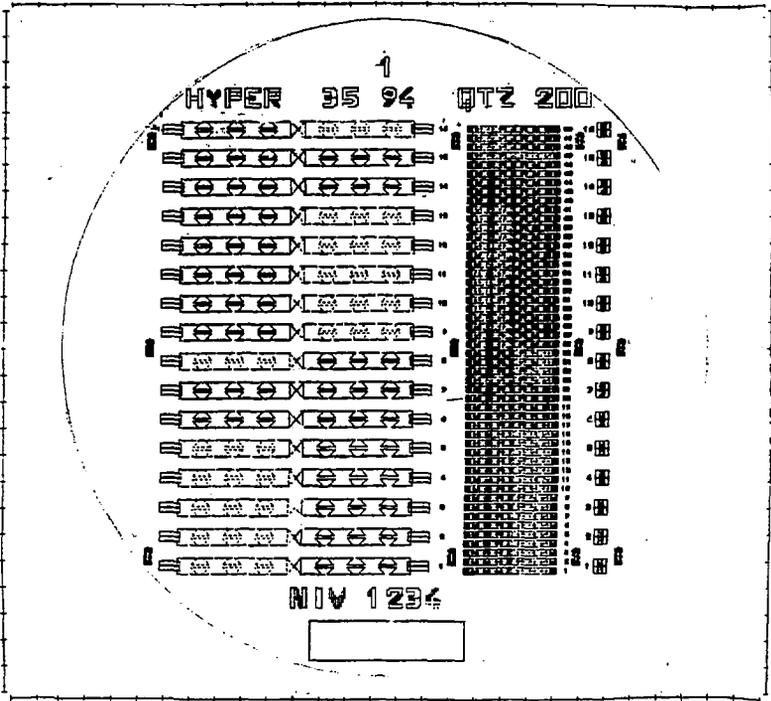
1.3.1. Structure générale

La jonction est directement intégrée dans un système de filtres microrubans suspendus, films métalliques qui prolongent les électrodes de niobium ou de plomb. Il s'agit de filtres passe-bas dont le rôle est d'isoler le signal de sortie en fréquence intermédiaire du signal radiofréquence couplé à la jonction. L'alternance des parties larges et des parties étroites représente une série de groupements L-C, schéma traditionnel de filtre passe-bas.

C'est l'encombrement de ces filtres qui détermine le nombre de dispositifs qu'il sera possible de fabriquer simultanément sur une plaquette donnée soit 25 échantillons pour une fréquence de travail de 350Hz et 40 échantillons à 940Hz, donc au total 65 par plaquette (figures 9 et 14). Nous verrons plus loin que cela autorise une variété assez grande pour les surfaces de jonctions.

La jonction elle-même est définie par le croisement de deux lignes; la surface active est donc indépendante des erreurs de positionnement des niveaux de masquage successifs si du moins elles restent assez faibles (tolérance d'environ $2\mu\text{m}$). Par contre la surface minimum est limitée par le savoir-faire technologique en faibles largeurs de lignes ($S_{\text{min}} \approx 2 \times 2 = 4\mu\text{m}^2$). Malgré cela, nous n'avons pas renoncé aux très petites jonctions: une autre possibilité est de définir la surface par recouvrement partiel des électrodes (figure 7 et photographies p. 42 et 43). On peut alors obtenir des surfaces de $2\mu\text{m}^2$ ou même moins. On est par contre à la merci de la moindre erreur de positionnement du masque définissant la deuxième électrode par rapport à la première, le risque étant de ne pas avoir de recouvrement du tout.

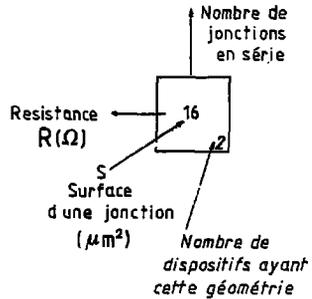
Voyons à présent les détails de conception du masque :



VUE GENERALE DU MASQUE

FIGURE 9

R (J, NS)	N							Nombre de dispositifs
		1	2	4	8	12	16	
12	3	16 2	32					2
21	6	9 3	18 2	36	72			5
47	13	4 2	8 2	16 2	32	48 2		8
94	25	2 2	4 2	8 1	16	24 1		6
188	50			4 1	8 1	12	16	2
375	100				4 1	6 1	8	2
Nombre de dispositifs		9	6	4	2	4		25



REPARTITION DES GEOMETRIES DE
 JONCTIONS ET RESEAUX DE JONCTIONS
 SUR LE MASQUE

FIGURE 10

1.3.2. Répartition des surfaces de jonctions

Les surfaces des jonctions vont, sur le masque, de $2\mu\text{m}^2$ à $48\mu\text{m}^2$ et le nombre N de jonctions en série de 1 à 16. Ces valeurs sont choisies à partir de la relation entre la surface S, la densité de courant J, la résistance normale R_N de la jonction et le nombre N de jonctions en série :

$$J = 1.5 \cdot 10^{-3} \times N / (S \times R_N) \quad \text{MKSA}$$

Sur la base d'une densité de courant donnée pour une plaquette par exemple 1250 A/cm^2 , des surfaces variant de 16 à $2\mu\text{m}^2$ pour une jonction seule donnent des résistances normales comprises entre 7 et 60 ohms. Si on veut obtenir des résistances plus élevées, pour une surface de jonction donnée, on a recours à des réseaux de N jonctions en série (voir figure 10). Pour la même densité de courant de 1250 A/cm^2 notre plus grand réseau qui comporte 12 jonctions de $6\mu\text{m}^2$ aura une résistance de 240 ohms. Les réseaux ont en outre l'avantage d'une plus grande dynamique de fonctionnement en mélange.

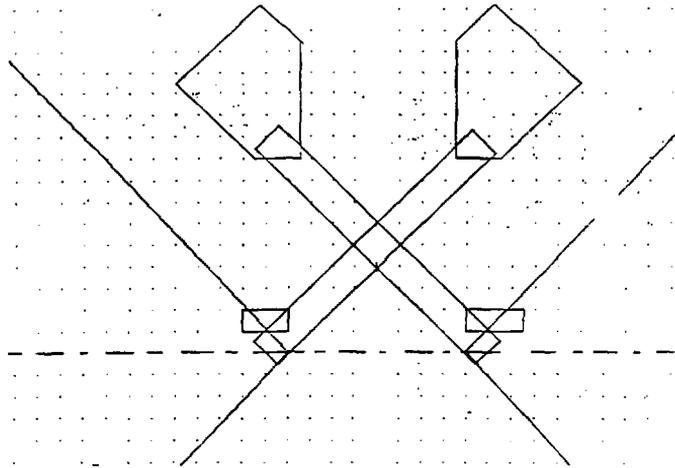
Nous allons voir à présent comment le détail des géométries choisies est un compromis entre plusieurs critères.

Notons qu'un premier jeu de masque avait été défini qui donna lieu à de nombreux claquages de jonctions. Nous avons donc étudié diverses hypothèses pour expliquer les problèmes rencontrés lors des premières manipulations. Chaque risque envisagé nous a amené à modifier la configuration des dispositifs tout en gardant à l'esprit les contraintes de l'utilisation en mélange.

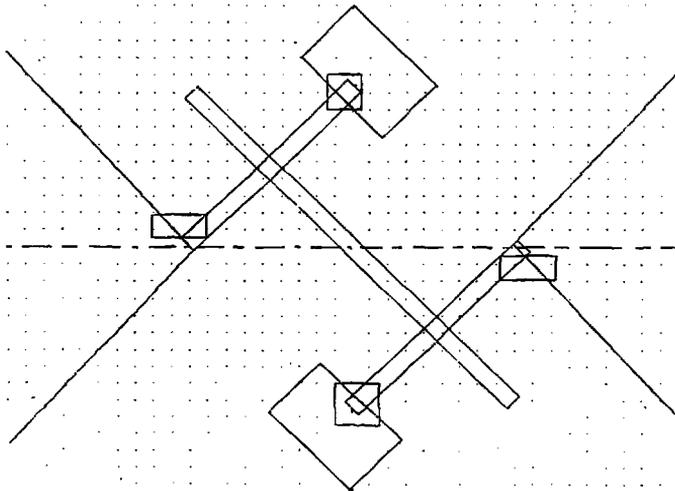
1.3.3. Résistance des matériaux

Les cyclages thermiques soumettent le dispositif à rude épreuve : en effet les contractions ne sont pas les mêmes pour les différents matériaux qui entrent en jeu.

Bien qu'il soit difficile de prévoir le comportement des couches très minces qui constituent les électrodes, on utilise les données concernant les matériaux massifs qui donnent une contraction beaucoup plus grande pour les



grilles de $2 \times 2 \mu\text{m}$



JONCTION SEULE (haut)
ET RESEAU DE 2 JONCTIONS (bas)
DANS LA NOUVELLE CONFIGURATION

FIGURE 12

métaux que pour le substrat de quartz ($\Delta L/L=7,84 \cdot 10^{-5}$ pour le quartz, $\Delta L/L=1,47 \cdot 10^{-3}$ pour le niobium et $\Delta L/L=-7,08 \cdot 10^{-3}$ pour le plomb entre 300K et 4,2K). Vu la longueur des électrodes il est possible que cela soit la cause de contraintes non négligeables transmises jusqu'au niveau de la jonction ce qui pourrait dégrader la barrière.

En effet dans le premier jeu de masques (figure 11), toutes nos jonctions étaient définies par un recouvrement partiel des électrodes, dans le prolongement de ces longs dépôts métalliques qui constituent les filtres. La largeur du film était réduite juste avant la jonction pour former le recouvrement. Le point de concentration de contraintes, qui correspond au niveau des changements brutaux de dimensions, était donc très proche de la jonction ce qui pourrait justifier en partie les nombreux problèmes de claquages rencontrés au cours du cyclage de ces jonctions.

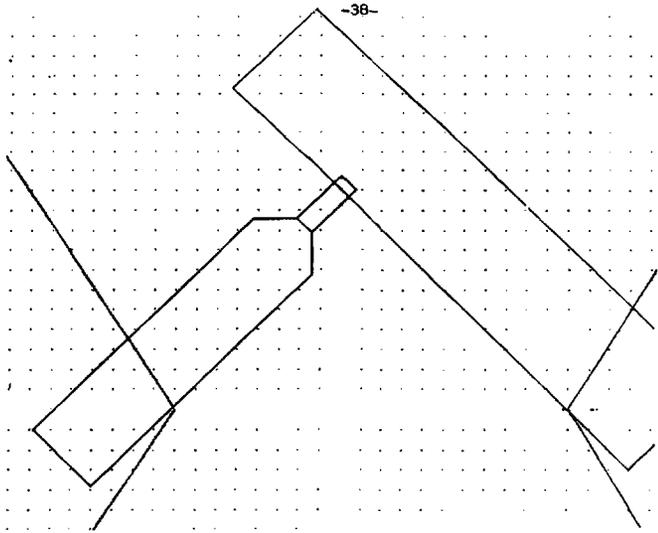
Dans une nouvelle configuration, on a donc cherché à éloigner les points de concentration de contraintes des jonctions et par ailleurs à adoucir les transitions des électrodes vers les jonctions. Nous avons de plus adopté une géométrie "en crochet" où les lignes qui vont définir la jonction sont orientées à 45° de l'axe des électrodes (figures 12 et 13 et photographies p. 40 et 41). On espère ainsi obtenir une certaine souplesse et éviter une répercussion directe des éventuelles tensions internes des électrodes sur la jonction.

Des rectangles, de surface grande devant la jonction, ont été ajoutés en bout de ligne, en guise d'ancrage, aussi bien pour la stabilité mécanique que pour des raisons technologiques, surtout pour les lignes de 2 μ m (figure 12).

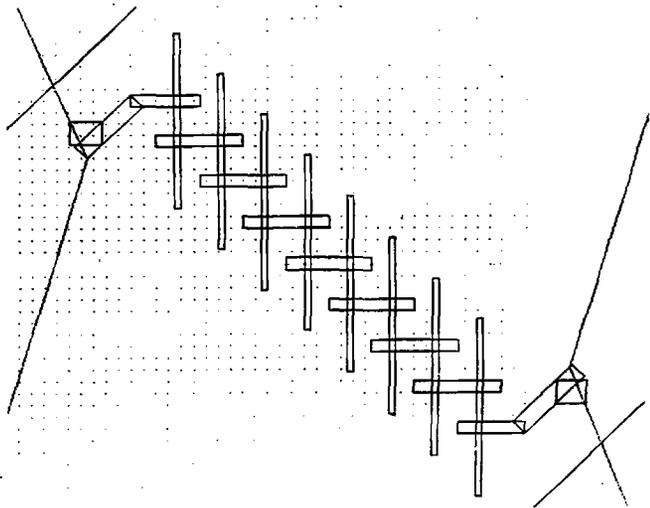
Un autre facteur d'amortissement de contraintes a été mis en place: il s'agit de "marches" placées sous les électrodes. En pratique, on dépose par exemple des rectangles de Nb sous les électrodes de Pb (figure 14).

Un aspect tout à fait différent des problèmes mécaniques est dû à la présence du plomb qui peut parfois se dégrader au cours du temps (coupure du film ou apparition d'excroissances à sa surface). Pour limiter ce risque, on peut interrompre l'électrode de plomb et la raccorder à un film de niobium. Cette transition se présente comme une nouvelle jonction mais qui sera beaucoup plus grande que la jonction active, pour éviter de perturber le fonctionnement de celle-ci, bien qu'elle en soit très proche.

Ces choix ont cependant dû être modérés par d'autres critères que nous allons citer maintenant:



grilles de $2 \times 2 \mu\text{m}$



JONCTION SEULE DE PETITE SURFACE (haut)
ET RESEAU DE 16 JONCTIONS (bas)

1.3.4. Considérations hyperfréquences

Dans la configuration actuelle du bloc mélangeur, les plaquettes sont disposées orthogonalement au guide dans lequel coulisser le court circuit mobile. Toute métallisation proche de la jonction risque d'occasionner une capacité parasite qui peut shunter la jonction à haute fréquence, c'est à dire détériorer les conditions de couplage du signal.

Il faut donc limiter la surface de nos "plots d'ancrage", situés en vis à vis du court-circuit mobile, en zone de "champ intense" (le champ électromagnétique est maximum au voisinage de la jonction).

Par contre la présence de ces plots peut être favorable du point de vue suivant:

1.3.5. Evacuation de la chaleur

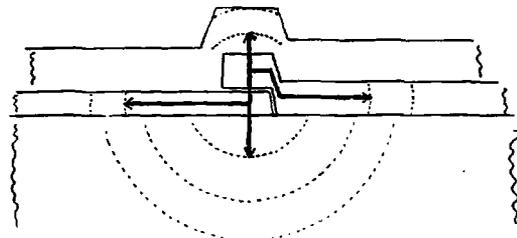
Dans de nombreux cas, la thermalisation des dispositifs peut poser des problèmes, surtout quand le mélangeur est placé dans une enceinte sous vide. Nous verrons que le cryostat du LETI nous permet de placer notre dispositif dans les vapeurs d'hélium, ce qui réduit beaucoup les difficultés.

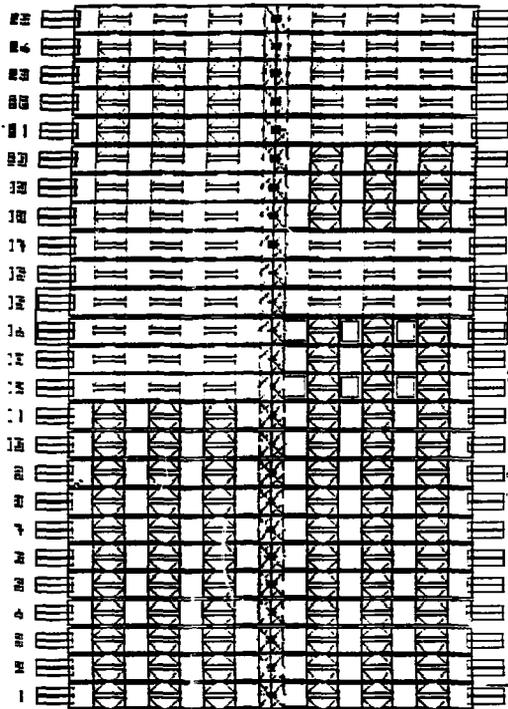
Il est cependant intéressant de savoir par quelles voies la puissance dissipée dans la jonction est évacuée. Plusieurs possibilités sont à envisager:

-par convection, vers les vapeurs d'hélium

-par conduction, le long des électrodes ou à travers le substrat de quartz

ou la résine de protection qui couvre tout le dispositif.

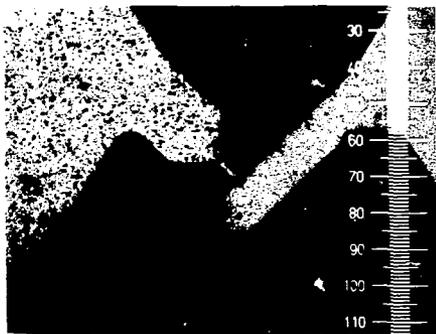




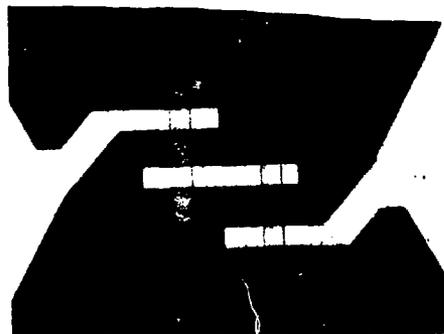
VUE D'ENSEMBLE DES DISPOSITIFS
 D'UNE PLAQUETTE 2"
 POUR LE MELANGE A 35 GHz

FIGURE 14

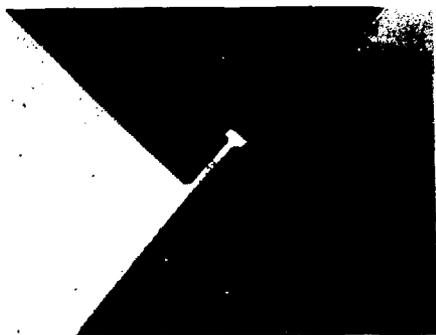
$2 \times 1 \mu\text{m}^2$



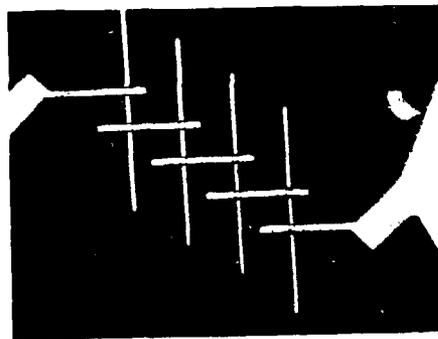
$6 \times 6 \mu\text{m}^2$



$4 \times 4 \mu\text{m}^2$



$2 \times 2 \mu\text{m}^2$



On utilise pour évaluer ces contributions la formule suivante :

$$P = K \Delta T S/L$$

où K est la conductivité thermique, S la section à travers laquelle la chaleur s'écoule et L la longueur sur laquelle on considère le gradient de température ΔT . Nous pouvons ainsi trouver, en imposant ΔT entre la jonction et le bain d'hélium très petit devant 1, dans les cas usuels ($R_N > 10\Omega$), par où la conduction de la chaleur est la plus efficace. On aboutit à une contribution de l'ordre de 10% par le quartz; 3% par la résine de protection; 50% par le plomb et 31% par le niobium. Ces calculs approximatifs nous montrent aussi que la proximité immédiate de larges électrodes ou plots métalliques joue un rôle très important pour l'évacuation de la chaleur.

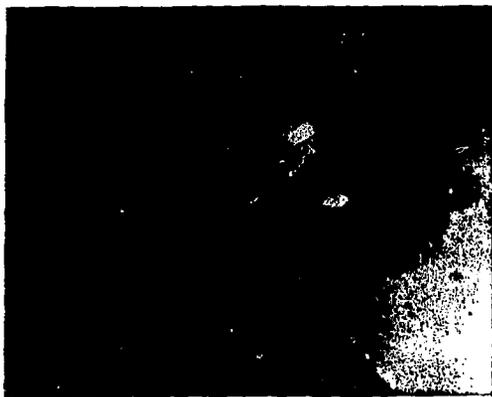
Il faut étudier la question d'un peu plus près pour le cas des réseaux :

les puissances dissipées dans chaque jonction sont multipliées par N (N est le nombre de jonctions du réseau), ce qui donne un facteur N^2 sur la puissance totale. De plus, les lignes de part et d'autre des jonctions peuvent être très étroites contrairement au cas des jonctions seules directement reliées à la grande surface des filtres. Nous allons donc devoir introduire une notion de distance critique L_0 , qui sera la distance minimum entre les jonctions d'un réseau nécessaire à l'évacuation de la puissance dissipée dans chaque jonction, telle que $\Delta T \ll 1$ c'est à dire $(PL_0/KS) \ll 1$

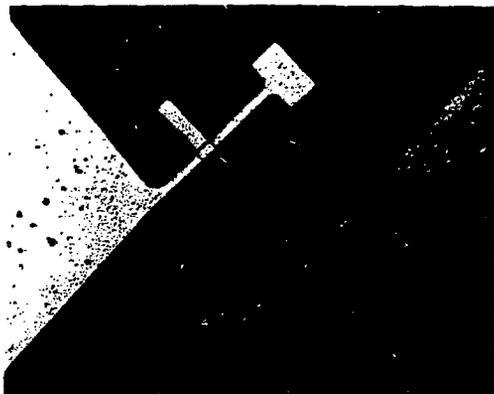
On peut considérer que cette longueur représente aussi la distance maximale à laquelle on peut placer des "radiateurs", (pâtes qui jouent également un rôle d'ancrage dont nous avons déjà parlé), pour qu'ils soient efficaces sur le plan thermique. Connaissant P, K et l'épaisseur des films, on trouve finalement que le rapport longueur sur largeur des lignes doit être petit devant $30/N$ où N est le nombre de jonctions en série.

Pour définir complètement la géométrie des réseaux de jonctions, une contrainte supplémentaire doit être prise en compte, associée aux incertitudes de positionnement relatif des masques et à la technique du lift off, qui nécessite de laisser au moins 8 à 10 microns entre deux lignes.

C est en pratique une combinaison de ces deux critères qui a déterminé la distance entre jonctions d'un réseau. Le rôle de radiateurs est tenu par un prolongement de chaque ligne d'une longueur d'une dizaine de microns au delà de la jonction (figure 12).



1 JUNCTION $2 \times 2 \mu\text{m}^2$



2 JUNCTIONS $2 \times 4 \mu\text{m}^2$

Cette solution est un compromis entre les critères thermiques, mécaniques (ancrage) et hyperfréquence (éviter les capacités ou les inductances parasites).

Une dernière précaution a été envisagée suite à de nombreux claquages, qui est d'ordre anti-statique :

1.3.6. Repartitions des charges

Les méthodes de dépôt des électrodes peuvent occasionner des accumulations de charges sur le substrat qui risquent de détériorer la jonction lors même de sa fabrication. Il est donc souhaitable de favoriser une répartition des charges sur le substrat, au cours des différentes étapes de dépôt, sans pour autant shunter la jonction. C'est pourquoi une mince couche de silicium peut être déposée en premier lieu sur le substrat (500 à 1000 Å, épaisseur finale mal connue pour des raisons de surgravure du niobium). Le silicium a été choisi pour ses propriétés de semi conducteur : sa résistivité augmente à basse température et on évite ainsi de perturber le fonctionnement de la jonction.

Des fenêtres sont en outre prévues sous les jonctions pour éviter que la présence de Silicium ne perturbe la formation de la barrière.

1.3.7. Conclusion

Les progrès liés à cette nouvelle conception du masque ne peuvent pas être évalués de façon quantitative. Au mieux, une étude statistique aurait consisté à comparer les rendements pour les différentes configurations. En pratique l'utilisation de ce nouveau jeu de masques a coïncidé avec l'utilisation du nitrure de niobium au lieu du niobium comme électrode de base et il est donc difficile de faire la part des choses, bien que globalement l'amélioration soit certaine.

1.4. RECAPITULATION

La caractéristique d'une jonction S.I.S. présente une non linéarité exceptionnelle très intéressante pour l'utilisation en mélange. Cependant la réalisation pratique de "bonnes jonctions" soulève de nombreux problèmes. Nos exigences portent sur le coude de la caractéristique que l'on souhaite aussi proche que possible de la discontinuité du cas idéal (courant de fuite faible et tension de bande interdite bien définie), sur l'ordre de grandeur de la résistance normale et la faible capacité pour les raisons d'adaptation, sur l'uniformité dans le cas des réseaux.

Nous verrons à propos des expériences en mélange l'importance relative de chacun de ces paramètres.

Les études technologiques ont conduit à l'emploi du nitrure de niobium comme électrode de base de préférence au niobium qui semble donner des jonctions moins stables.

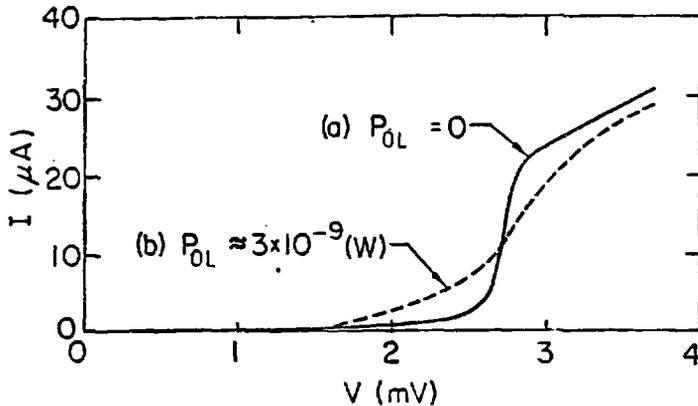
Parallèlement, nous avons choisi une configuration qui devrait réduire les contraintes mécaniques au niveau de la barrière d'oxyde lors des cyclages thermiques. Une distance minimum a été respectée entre les jonctions d'un réseau pour assurer une bonne thermalisation des dispositifs. Enfin la grande diversité des surfaces des jonctions fabriquées sur une même plaquette donne lieu à un choix de résistances. Nous avons en effet prévu d'évaluer systématiquement l'importance en mélange de la résistance de la jonction. Elle a a priori un rôle déterminant sur la température receptrice et le rapport de conversion par l'intermédiaire des problèmes de couplage des signaux.

Mais tout d'abord, voyons ce que l'on peut attendre théoriquement d'un mélangeur S.I.S.

Deuxième chapitre: PARTIE THEORIQUE	47
2.1. DETECTION	49
2.1.1. Effet photon-assisté	49
2.1.2. Réponse en courant. Correspondance classique-quantique	52
2.2. THEORIE CLASSIQUE DU MELANGE	55
2.2.1. Matrice admittance	55
2.2.2. Le rapport de conversion	59
2.2.3. Conclusion	63
2.3. THEORIE QUANTIQUE DU MELANGE	64
2.3.1. Modèle quantique microscopique	64
2.3.2. Fonction réponse du système	67
2.3.3. La matrice admittance	71
2.3.4. Le rapport de conversion. Possibilité de gain	72
2.3.5. Termes réactifs. "Régime quantique"	77
2.3.6. Bruit du mélangeur	79

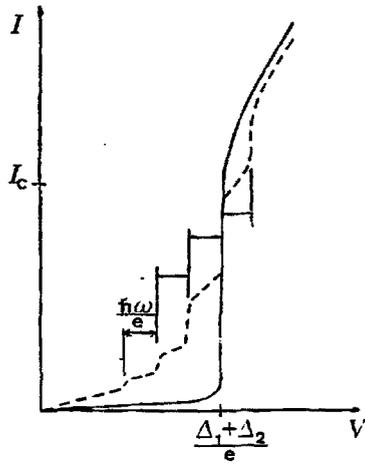
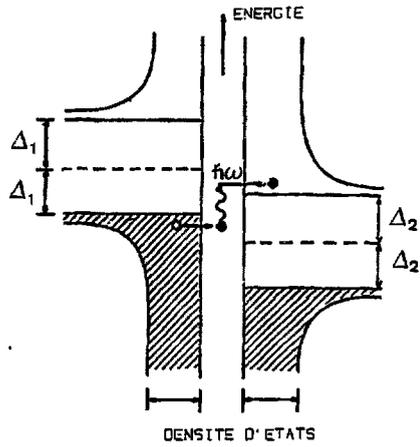
2.1. DETECTION

Pour commencer, examinons simplement l'effet d'un signal radiofréquence RF sur la jonction. Pour un point de polarisation en courant donné, la tension oscille entre deux valeurs extrêmes, dont l'espacement dépend de la puissance appliquée. Cette oscillation induit un redressement de la caractéristique continue courant-tension (schéma ci-dessous).



2.1.1. Effet photon-assisté

Dans le cas des mélangeurs SIS, dont la nonlinéarité est particulièrement marquée, on peut observer en outre une sensibilité aux photons individuels incidents (figure 15). En effet, si, par exemple, la tension aux bornes de la barrière est légèrement inférieure à la tension somme des bandes interdites des deux matériaux supraconducteurs constituant les deux électrodes de la jonction, il se peut qu'un photon incident fournisse la différence d'énergie qui manque à un électron pour franchir la barrière.



EFFET TUNNEL PHOTON-ASSISTE

On a alors "effet photon-assisté", ce qui se traduit sur la caractéristique par une "marche", reproduction du coude de la caractéristique, dont la hauteur est liée à la probabilité pour qu'un tel phénomène se produise. Cette probabilité décroît bien sûr quand le nombre de photons qui doivent entrer en jeu augmente, ce qui donne des marches de plus en plus petites quand on s'éloigne de la tension $(\Delta_1 + \Delta_2)/e$.

Cet effet n'est observable que si le coude de la caractéristique est assez marqué par rapport à l'énergie caractéristique du photon. On le verra donc d'autant plus facilement que l'on montera en fréquence.

Le fonctionnement quantique des détecteurs nécessite un formalisme nouveau pour la détection mais également pour le mélange (cf chapitre 2.3).

L'expression théorique du courant continu I_{DC} (Tucker 1980) dans la jonction en présence d'un potentiel sinusoïdal de fréquence ω :

$$V(t) = V_0 + V_{RF} \cos \omega t \quad \text{est dans ce cas:}$$

$$I_{DC} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2(\alpha) I_0(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

où $\alpha = eV_{RF} / \hbar\omega$ et $I_0(V_0)$ est la caractéristique statique.

Le courant s'exprime donc à partir d'échantillons de la caractéristique statique, pondérés par une fonction de Bessel $J_n(\alpha)$, dont l'argument dépend de la puissance radiofréquence RF.

Cet effet se traduira en mélange par l'apparition de pics dans la puissance en fréquence intermédiaire, directement dérivés des marches, qualifiés de pics photon-assistés. Mais revenons pour le moment au cas de la détection:

Dans l'approximation "petits signaux", on peut exprimer la variation du courant continu I_{DC} sous irradiation:

$$\Delta I_{DC} = \frac{1}{4} V_{RF}^2 \frac{I_0(V_0 + \hbar\omega/e) - 2I_0(V_0) + I_0(V_0 - \hbar\omega/e)}{(\hbar\omega/e)^2}$$

$$\text{On peut retrouver la formule classique } \frac{1}{4} V_{RF}^2 d^2 I / dV^2$$

en considérant que l'énergie du photon $\hbar\omega/e$ est petite devant l'échelle de la non linéarité. En pratique, il suffit de faire tendre $\hbar\omega$ ou ω vers 0.

De même, la composante alternative du courant à la fréquence ω :

$$I_{\omega} = V_{RF} \frac{I_0(V_0 + \hbar\omega/e) - I_0(V_0 - \hbar\omega/e)}{2 \hbar\omega/e}$$

peut être comparée à l'expression classique $V_{RF} dI_0/dV_0$.

Nous avons tous les éléments pour calculer la réponse en courant, caractérisant l'efficacité du détecteur :

2.1.2. Réponse en courant. Correspondance classique-quantique

Soit la puissance radiofréquence :

$$P_{RF} = \frac{1}{2} V_{RF} I_{\omega}$$

La réponse en courant est définie par :

$$\begin{aligned} R_i &= \Delta I_{DC} / P_{RF} \\ &= \frac{e}{\hbar\omega} \frac{I_0(V_0 + \hbar\omega/e) - 2I_0(V_0) + I_0(V_0 - \hbar\omega/e)}{I_0(V_0 + \hbar\omega/e) - I_0(V_0 - \hbar\omega/e)} \end{aligned}$$

dont la limite pour une jonction de caractéristique idéale est :

$$R_i = e/\hbar\omega$$

alors que l'expression classique est :

$$R_i = \frac{1}{2} \frac{d^2 I_0 / dV_0^2}{dI_0 / dV_0}$$

Contrairement à la valeur classique qui semble pouvoir être rendue aussi grande que l'on veut pour un coude très marqué, la limite quantique nous restreint à un rendement maximum de un électron pour chaque photon incident.

Pour passer de la détection au mélange, on soumet l'élément non linéaire à la superposition de deux signaux radiofréquence, l'oscillateur local de forte puissance et le signal à analyser de très faible puissance.

L'effet du signal n'est pas visible sur la caractéristique, sa puissance étant trop faible, mais on le mesure par l'intermédiaire de ses battements avec l'OL qui donnent naissance à un signal en fréquence intermédiaire. Ceci permet d'obtenir une sensibilité beaucoup plus grande qu'en détection directe.

2.2. THEORIE CLASSIQUE DU MELANGE

Nous allons décrire plus en détail le phénomène de conversion de fréquence par un élément non linéaire (Torrey et Whitmer 1948).

2.2.1. Matrice admittance

Dans un premier temps, nous considérerons le mélangeur comme une boîte noire, comportant un certain nombre d'"accès" vers l'extérieur. Cette analyse préliminaire du mélangeur ne tient pas compte de la nature de l'élément non linéaire.

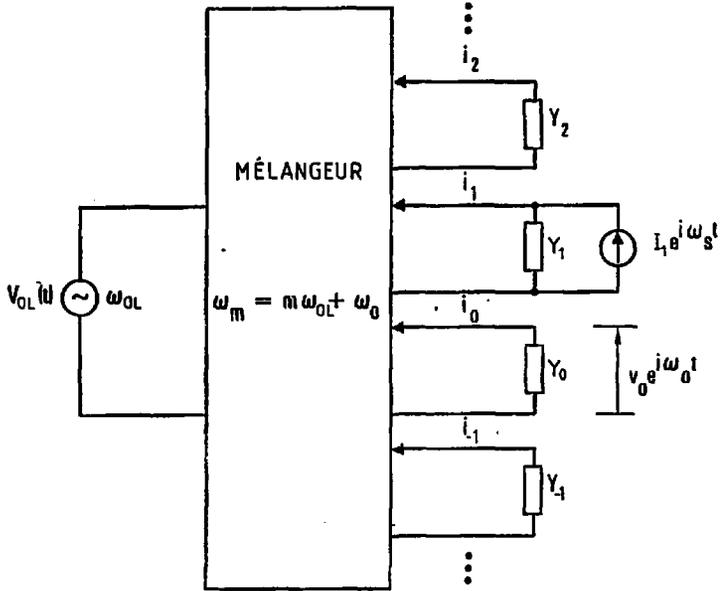
On cherchera à calculer le rapport de conversion $X = P_{FI}/P_S$ (paragraphe 1.2.3.1.) pour prévoir les performances en mélange ou pour analyser les résultats et optimiser le dispositif expérimental.

Avant d'entrer dans la formalisation mathématique, rappelons que la puissance du signal à analyser est de un à plusieurs ordres de grandeurs inférieure à celle de l'oscillateur local. Les battements se produisent entre le signal (S) et l'oscillateur local (OL) pour donner la fréquence intermédiaire (FI) et de plus entre les harmoniques $n\omega_{OL}$ et le signal ou la fréquence intermédiaire générée. On obtient finalement une superposition de signaux de la forme $m\omega_{OL} \pm \omega_S$.

Les relations entre les composantes de Fourier v_m et i_m des tensions et des courants de ces différents signaux à priori en nombre infini et de très faible puissance peuvent être décrites par une matrice admittance $Y = G + iB$.

En pratique, pour simplifier l'analyse, on considérera que les harmoniques de rang supérieur ou égal à deux sont filtrées par les capacités du dispositif, en particulier celle de la jonction, et on ne prendra en compte que le signal $\omega_S = \omega_{OL} + \omega_{FI}$, l'image ω_{im} résultant de la recombinaison de l'OL avec la fréquence intermédiaire $\omega_{im} = \omega_{OL} - \omega_{FI}$, et la fréquence intermédiaire.

Nous nous tiendrons à ces restrictions qui caractérisent la théorie "à trois accès". Par la suite, pour faciliter une représentation matricielle, nous adopterons une indexation par chiffres, -1 correspondant à l'image, 0 à la fréquence intermédiaire et 1 au signal.



REPRESENTATION DES ACCES
AU MÉLANGEUR
SOURCE TUCKER (1980)

FIGURE 16

Le modèle nous donne une matrice 3x3, chaque élément étant a priori un nombre complexe. Nous avons donc au total 18 inconnues. On notera :

$$\begin{pmatrix} i_1 \\ i_0 \\ i_{-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{10} & Y_{1-1} \\ Y_{01} & Y_{00} & Y_{0-1} \\ Y_{-11} & Y_{-10} & Y_{-1-1} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} v_1 \\ v_0 \\ v_{-1} \end{pmatrix}$$

Il faut noter que cette description linéaire du mélangeur n'est pas contradictoire avec la propriété de nonlinéarité qui ne concerne que l'interaction entre l'O.L. de forte puissance et les signaux de faibles puissance.

Pour connaître directement l'effet d'un ensemble de générateurs de courant I_m d'admittance interne $Y_m = G_m + iB_m$ placés aux accès du mélangeur (figure 16), on utilisera la relation :

$$\begin{aligned} I_m &= i_m + Y_m v_m \\ &= \sum_m Y_{mm} + Y_m \delta_{m,m} \cdot v_m \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{où } \delta_{mm} &= 1 \text{ si } m=m' \\ &= 0 \text{ si } m \neq m' \end{aligned}$$

ce qui donne après inversion :

$$v_m = \sum_m Z_{mm} \cdot I_m$$

d'où la relation matricielle

$$\|Z_{mm}\| = \|Y_{mm} + Y_m \delta_{m,m}\|^{-1}$$

Nous pouvons à présent aborder le calcul du rapport de conversion du mélangeur.

A SYMBOLE	B ADMITTANCE DE CHARGE SIGNAL	C ADMITTANCE DE CHARGE IMAGE	D AUTRES SPECIFICATIONS OU CONDITIONS PARTICULIERES
L	ARBITRAIRE	ARBITRAIRE	AUCUNE
L ₀ (MESURE PAR DES TESTS STANDARDS)	MEME QUE C	MEME QUE B	MELANGEUR ACCORDE SUR L'OSCILLATEUR LOCAL
L ₂	MEME QUE C	MEME QUE B	ADMITTANCE RF AJUSTEE POUR MINIMISER LES PERTES
L _M	AJUSTE POUR MINIMISER LES PERTES	ARBITRAIRE	AUCUNE
VALEURS PARTICULIERES DE L _M :			
L ₁	AJUSTE POUR MINIMISER LES PERTES	COURT CIRCUIT A ENTREE RF STANDARD	SI L ₁ < L ₃ , L ₁ EST LA PLUS PETITE VALEUR POSSIBLE DE L
L ₃	"	CIRCUIT OUVERT A ENTREE RF STANDARD	SI L ₃ < L ₁ , L ₃ EST LA PLUS PETITE VALEUR POSSIBLE DE L
L ₄	"	AJUSTE POUR MAXIMISER LES PERTES	L ₄ N'EXISTE QUE SI L ₁ OU L ₃ N'EST PAS LA PLUS GRANDE VALEUR POSSIBLE DE L _M

SOURCE TORREY ET WHITMER
(1948)

VALEURS PARTICULIERES DE L

2.2.2. Le rapport de conversion

Le rapport de conversion X , vu sa définition comme rapport de la puissance disponible en F.I. à la puissance du signal incident, dépend de l'admittance de charge RF. Ce fait est assez ennuyeux, car il eût été agréable de pouvoir caractériser de façon intrinsèque le mélangeur par son rendement en conversion.

Donnons-en une première évaluation:

La puissance signal disponible à l'entrée du mélangeur délivrée par une charge adaptée G_1 (partie réelle de Y_1) est:

$$P_{\text{entrée}} = |I_1|^2 / 8G_1$$

En sortie, on obtient alors:

$$\begin{aligned} P_{\text{sortie}} &= \frac{1}{2} G_0 |V_0|^2 \\ &= \frac{1}{2} G_0 |Z_{01}|^2 |I_1|^2 \end{aligned}$$

Remarquons qu'il n'y a pas de source de courant aux accès "image" et "fréquence intermédiaire", d'où $I_0 = I_{-1} = 0$.

$$L = 1/X = 1/(4G_1 G_0 |Z_{01}|^2)$$

En pratique, on se ramènera à des cas particuliers où l'on peut exprimer l'admittance RF en fonction des éléments de la matrice Y .

Par exemple, on pourra considérer le cas où le circuit RF relié aux terminaux RF du mélangeur présente la même impédance au signal et à l'image, approximation qualifiée de "large bande".

D'autres possibilités consistent à supposer que l'image est court-circuitée ou bien encore qu'elle est en circuit ouvert.

Dans chaque cas, on cherchera à trouver les conditions de fonctionnement qui minimisent les pertes de conversion. Le tableau de la figure 17 résume différentes hypothèses possibles.

Nous allons à présent calculer le rapport de conversion, dans un cas particulier très simple, pour mettre en évidence l'importance de certaines hypothèses restrictives et faire apparaître les limitations intrinsèques en mélange d'un dispositif non linéaire classique.

On se place dans l'approximation large bande. Dans le même ordre d'idée on suppose que le dispositif ne comporte pas de circuit résonnant pouvant discriminer entre le continu et la fréquence intermédiaire, ce qui implique que l'admittance interne FI (i_0/v_0) est réelle. Un transformateur sur la sortie RF peut encore réduire le nombre de paramètres indépendants de la matrice Y, ainsi qu'un choix judicieux de l'origine des temps. Enfin il nous faut mentionner la question de réciprocity: C'est la propriété selon laquelle la conversion est aussi efficace dans le sens RF vers FI que dans le sens FI vers RF. Elle est réalisée pour la plupart des mélangeurs pour lesquels une analyse classique suffit. On verra plus loin quelle limitation cette hypothèse impose sur les performances en conversion de fréquence. Elle implique les deux égalités suivantes:

$$\begin{aligned} |Y_{10}| &= |Y_{01}| \\ \arg(Y_{10}) &= \arg(Y_{01}) \end{aligned}$$

On n'imposera pour le moment que la deuxième égalité qui est généralement vérifiée et qui associée à nos autres hypothèses nous amène à une matrice admittance réelle G ne comportant que 5 inconnues.

$$\begin{cases} i_1 = G_{11} v_1 + G_{10} v_0 + G_{1-1} v_{-1} \\ i_0 = G_{01} v_1 + G_{00} v_0 + G_{0-1} v_{-1} \\ i_{-1} = G_{-1} v_1 + G_{-10} v_0 + G_{-1-1} v_{-1} \end{cases}$$

On se donne un schéma équivalent qui fait apparaître les principaux paramètres (figure 16). On note $g_0 = i_0/v_0$ la conductance du mélangeur présentée à l'accès "fréquence intermédiaire" qui se calcule en fonction des éléments de la matrice G.

$$g_0 = G_{00} - \frac{2G_{10}G_{01}}{(G_{11} + G_{-1-1} + G_{-1})}$$

A partir de la puissance du signal injecté: $P_s = I_1^2 / (8G_1)$ et en imposant l'adaptation de la charge FI ($G_0 = g_0$), on arrive à l'expression de la puissance F.I. recueillie:

$$P_{FI} = \frac{I_1^2}{8g_0} \frac{G_{01}^2}{(G_{11} + G_{1-1} + G_1)^2}$$

$$= \frac{I_1^2}{8} \frac{G_{01}^2}{[G_{00}(G_{11} + G_{1-1} + G_1) - 2G_{10}G_{01}](G_{11} + G_{1-1} + G_1)}$$

d'où l'expression des pertes de conversion:

$$L = 1/X = P_s / P_{FI}$$

$$= \frac{G_{10}(G_{11} + G_{1-1} + G_1) [G_{00}(G_{11} + G_{1-1} + G_1) - 2G_{10}G_{01}]}{G_{01} G_{10} G_{01}}$$

Remarquons que la première expression de L vue plus haut en fonction de $|Z_{01}|$ permet aussi d'obtenir celle-ci

Si on minimise les pertes de conversion par rapport à l'admittance de la source RF G_1 , on obtient:

$$L_2 = 2 \frac{G_{10}}{G_{01}} \frac{1 + \sqrt{1-\eta}}{1 - \sqrt{1-\eta}}$$

pour $G_1 = G_{11} + G_{1-1} \sqrt{1-\eta}$

$$\text{avec } \eta = \frac{2G_{10}G_{01}}{G_{00}(G_{11} + G_{1-1})}$$

dont on déduit: $G_0 = G_{00} \sqrt{1-\eta}$

η caractérise la non linéarité du mélangeur, en exprimant l'importance relative des termes non diagonaux de la matrice admittance qui interviennent pour la conversion de fréquence. $0 < \eta < 1$ et L_2 est défini pour tout mélangeur qui ne comporte pas de résistance négative sous irradiation O.L. Plaçons nous dans le cas le plus favorable où $\eta = 1$. La valeur minimale des pertes de conversion est $L = 2 G_{10} / G_{01}$. On retrouve le rapport G_{10} / G_{01} , qui qualifie le

degré de réciprocité du mélangeur. On trouve $L=2$ si on suppose que la réciprocité est vérifiée, ce qui signifie que au mieux, la moitié de la puissance du signal est convertie en fréquence intermédiaire et l'autre moitié vers la fréquence image.

On est arrivé ici à une limitation fondamentale pour le fonctionnement des mélangeurs, même si elle n'a été mise en évidence que pour un cas bien particulier. Il faut noter que si η est plus grand que 1, ce qui suppose une résistance négative du mélangeur sous l'effet de l'OL, alors L ne présente pas de limite inférieure et on peut en principe obtenir du gain (cas considéré comme impossible ou très exceptionnel dans la théorie classique).

On peut aborder les choses différemment, en exprimant tous les paramètres par rapport à des grandeurs mesurables: P puissance RF injectée et V tension continue aux bornes de la jonction. On se base alors sur l'expression des signaux mis en jeu:

On considère le signal comme une petite variation de l O.L., caractérisé par la tension $\text{Re}(v_{RF} e^{j\omega t})$, et le courant $\text{Re}(i_{RF} e^{j\omega t})$.

De même, la F.I. est une petite variation de la polarisation en continu caractérisée par v_{BF} et i_{BF} . Où

$$\begin{aligned} dv_{RF} &= v_1 e^{j\omega t} + v_{-1} e^{-j\omega t} \\ di_{RF} &= \text{Re}(v_0 e^{j\omega_0 t}) \end{aligned}$$

Il ne reste plus qu'à effectuer un développement de Taylor, qui donne:

$$\begin{aligned} G_{00} &= \partial i_{BF} / \partial v_{BF} \\ Y_{01} &= \partial i_{BF} / \partial v_{RF} = Y_{0-1} \\ Y_{10} &= \frac{1}{2} v_{RF} \partial y / \partial v_{BF} = Y_{-10} \\ Y_{11} &= y + \frac{1}{2} v_{RF} \partial y / \partial v_{RF} = Y_{-1-1} \\ Y_{1-1} &= \frac{1}{2} v_{RF} \partial y / \partial v_{RF} = Y_{-11} \end{aligned}$$

avec $y = Y_{11} - Y_{1-1}$

Nous effectuons alors le changement de variables suivant:

$$(v_{BF}, v_{RF}) \rightarrow (P = \frac{1}{2} G_1 v_{RF}^2, V = v_{BF})$$

Remarquons que la dérivée partielle par rapport à V n'est pas égale à la dérivée partielle par rapport à v_{BF} dans ce changement de variable car G_1 dépend de v_{BF} .

Dans un cas particulier mentionné dans le tableau de la figure 17, on aboutit à :

$$L_0 = \frac{2 \partial i_{BF} / \partial V}{P(\partial i_{BF} / \partial P)^2}$$

Ainsi, les pertes de conversion du mélangeur peuvent être estimées à partir de paramètres simples et mesurables, ne nécessitant que la présence de l'O.L. Remarquons au passage que le facteur $\partial i_{BF} / \partial P$ présent au dénominateur est la réponse en courant, que nous avons introduite pour le cas de la détection (paragraphe 2.1.2.). Plus la réponse en courant est grande, plus les pertes de conversion en mélange diminuent, toutes choses étant égales par ailleurs. En outre le numérateur n'est autre que l'inverse de l'impédance FI que l'on souhaitera donc la plus grande possible. Ce dernier critère sera confirmé par la théorie quantique.

Conclusion

Nous avons montré que le rapport de conversion et donc les performances du mélangeur dépendent d'un grand nombre de paramètres, en particulier des impédances qui définissent le couplage du signal RF et de l'image.

Le résultat fondamental de la théorie classique est la limitation du rapport de conversion à la valeur 1/2.

Les dernières expressions montrent que l'on peut théoriquement estimer les performances du mélangeur à partir de sa caractéristique statique puisque la réponse en courant se calcule en fonction des dérivées de la fonction $i(v)$.

Nous avons déjà donné un aperçu de la différence entre les formulations classiques et quantiques dans le cadre de la détection: nous abordons à présent le cas un peu plus complexe du mélange quantique.

2.3. THEORIE QUANTIQUE DU MELANGE

Tucker a été le premier à développer un modèle quantique du mélange, à partir des caractéristiques des jonctions Super Schottky. La nonlinéarité très marquée de la caractéristique des jonctions SIS nécessite à fortiori un traitement quantique.

2.3.1 Modèle quantique microscopique

Pour donner une idée du formalisme employé et des résultats importants qui distinguent la théorie quantique de l'étude classique, nous allons développer ici le modèle quantique microscopique proposé par Tucker (1980). Cette analyse simple nous permettra d'arriver aux résultats corrects, sans avoir à développer l'étude d'un problème à n corps, qui nécessite en toute rigueur l'utilisation des fonctions de Green (Tucker, 1979).

On considère deux états d'électrons de chaque côté de la barrière, caractérisés par les fonctions d'onde ψ_i et ψ_j . Notons que les deux côtés de la barrière seront respectivement dénommés gauche (indice g) et droit (indice d).

On suppose que ces fonctions correspondent à des états propres de l'Hamiltonien :

$$\begin{cases} H_0 \psi_i = E_i \psi_i \\ H_0 \psi_j = E_j \psi_j \end{cases}$$

L'équation de Schrodinger s'écrit :

$$i\hbar \partial\psi/\partial t = H_0 \psi$$

et la solution générale est une combinaison linéaire des états propres

$$\psi(t) = c_1 \psi_i e^{-iE_i t/\hbar} + c_j \psi_j e^{-iE_j t/\hbar}$$

où, c_1 et c_j sont des constantes complexes qui seront éventuellement renormalisées.

Soit une petite perturbation, caractérisée par l'Hamiltonien H_1 , qui permet un effet tunnel entre ces deux états.

Les fonctions d'onde vérifient alors les équations:

$$\begin{cases} H_1 \psi_1 = T_{j1} \psi_j \\ H_1 \psi_j = T_{1j} \psi_1 \end{cases}$$

On suppose que les éléments de matrice de transfert par effet tunnel $T_{j1} = T_{1j}$ sont assez petits pour que l'on puisse traiter le transfert d'électrons à travers la barrière à l'ordre le plus faible.

On peut écrire la solution générale correspondant à l'Hamiltonien perturbé sous la même forme que précédemment mais les amplitudes c_1 et c_j seront des fonctions du temps.

On obtient:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{dc_1}{dt} &= T_{ij} c_j(t) e^{i(E_1 - E_j)t/\hbar} \\ i\hbar \frac{dc_j}{dt} &= T_{ji} c_1(t) e^{-i(E_1 - E_j)t/\hbar} \end{aligned}$$

Si on considère un électron initialement dans l'état ψ_1 et on suppose que le couplage est assez faible pour que la probabilité d'être dans l'état ψ_j de l'autre côté de la barrière soit petite, on a:

$$c_1(t) \approx 1$$

$$\begin{aligned} c_j(t) &= \frac{T_{ji}}{i\hbar} \int_0^t dt \cdot e^{-i(E_1 - E_j)t'/\hbar} \\ &= T_{ji} \frac{[e^{-i(E_1 - E_j)t/\hbar} - 1]}{(E_1 - E_j)} \end{aligned}$$

Cette expression est compatible avec l'hypothèse que l'amplitude c_j est très petite. Remarquons cependant qu'elle peut osciller si les énergies des états initial et final ne sont pas très proches. C'est une conséquence directe du principe d'indétermination d'Heisenberg.

La probabilité pour que l'électron traverse effectivement la barrière est :

$$|c_j(t)|^2 = \frac{|T_{ij}|^2}{\hbar^2} \frac{\sin^2(\Delta\omega_{ij}t/2)}{(\Delta\omega_{ij}/2)^2}$$

avec $\Delta\omega_{ij} = (E_i - E_j)/\hbar$

On peut ensuite évaluer le taux total de transition :

$$W_{i \rightarrow f} = \lim_{t \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dE_j \rho_f(E_j) \frac{d}{dt} |c_j(t)|^2$$

où les indices i et f font référence à des états initiaux ou finaux.

La règle d'or de Fermi donne

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |T_{ij}|^2 \rho_f(E_i)$$

Pour calculer le courant correspondant à une polarisation V_0 , on intègre $W_{i \rightarrow f}$ sur toutes les énergies possibles initiales et finales vérifiant la relation :

$$E_i + eV_0 = E_j$$

$$I_{g \rightarrow d} = \frac{2\pi e}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dE_i dE_j |T_{ij}|^2 \rho_g(E_i) \rho_d(E_j) \times f(E_i) [1 - f(E_j)] \delta(E_i - E_j + eV_0)$$

f est le facteur de Fermi : $f(E) = 1/(1 + e^{(E - \mu)/kT})$ où μ est un potentiel chimique, également appelé niveau d'énergie de Fermi.

Pour le courant circulant de droite à gauche, seul le facteur statistique exprimant la probabilité d'occupation va changer.

Le courant total est :

$$I_0(V_0) = \frac{2\pi e}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} dE_i dE_j |T_{ij}|^2 \rho_g(E_i) \rho_d(E_j) [(f(E_i) - f(E_j)) \delta(E_i - E_j + eV_0)]$$

Si on applique un potentiel dépendant du temps, le facteur $e^{-1Et/h}$ de la fonction $\psi(t)$ sera remplacé par :

$$\begin{aligned} & \exp \frac{-i}{h} \int^t dt' [E_i + eV(t')] \\ & = e^{-i(E_i + eV_0)t/h} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega W(\omega') e^{-i\omega't} \end{aligned}$$

dù $W(\omega)$ est la transformée de Fourier de la partie dépendante du temps de la tension.

On arrive alors à une expression du courant :

$$\langle I(t) \rangle = \text{Im} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega' d\omega'' W(\omega') W(\omega'') e^{-i(\omega' - \omega'')t} \times j(V_0 + h\omega'/e)$$

$$\text{avec } j(V_0 + h\omega'/e) = \frac{2e}{h^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dE_i dE_j |T_{ij}|^2 \rho_g(E_i) \rho_d(E_j) [f(E_i) - f(E_j)]$$

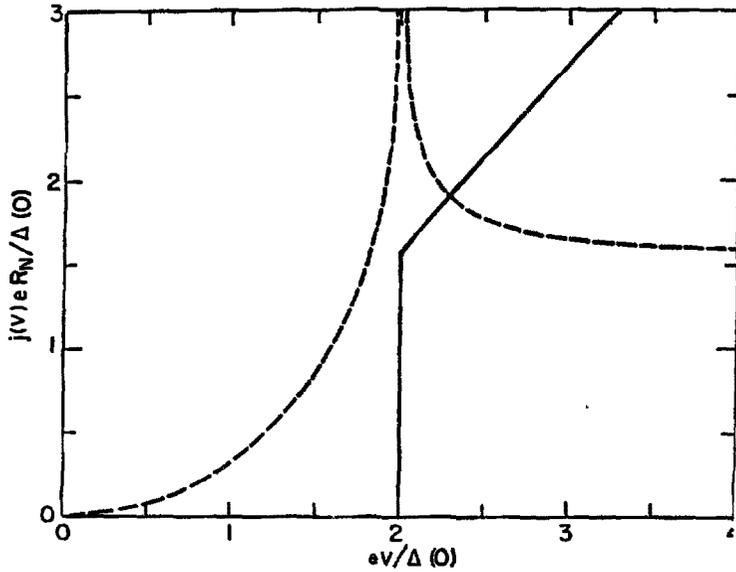
$$\times P \left\{ \frac{1}{(E_i - E_j + eV_0)/h + i\omega'} \right\} + i\pi \delta((E_i - E_j + eV_0)/h + \omega')$$

Le système sera caractérisé par la fonction réponse j , reliant dans l'espace de Fourier la tension appliquée et le courant dans la jonction. Remarquons que P signifie partie principale c'est à dire que l'on utilise un développement limité dont on exclut les termes qui peuvent introduire une divergence. Cette approximation est justifiée plus bas. Elle constitue l'une des simplifications de ce calcul qui permet cependant d'arriver au résultat correct.

2.3.1.1. Fonction réponse du système

On peut la séparer en :

-partie imaginaire qui est la caractéristique statique de la jonction avec cependant l'apparition d'une dépendance vis à vis de la fréquence.



CARACTERISTIQUE IDEALE (trait plein)
ET SA TRANSFORMEE DE KRAMERS-KRÖNIG (pointillés)
SOURCE TUCKER (1980)

FIGURE 18

-partie réelle entièrement nouvelle par rapport à un traitement classique.

$$\text{Im } j(V_0 + \hbar\omega/e) = I_0(V_0 + \hbar\omega/e)$$

$$\text{Re } j(V_0 + \hbar\omega/e) = P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\bar{V}}{\pi} \frac{I_0(\bar{V})}{\bar{V} - (V_0 + \hbar\omega/e)} = I_{KK}(V_0 + \hbar\omega/e)$$

avec $\bar{V} = (E_j - E_i)/e$ et où $I_{KK}(V)$ est la transformée de Kramers Kronig de la caractéristique $I(V)$ de la jonction (figure 18).

Cette dernière expression est a priori divergente mais en fait elle n'intervient que par des différences dans lesquelles la partie divergente due au comportement ohmique aux grandes tensions (résistance normale) s'annule.

Si on analyse l'expression du courant, on peut distinguer :

-les composantes réactives caractérisées par la partie réelle de $j(\omega)$ qui s'ajoutent à la capacité de la jonction, que Tucker interprète comme dues à des oscillations rapides d'électrons entre des états de chaque côté de la barrière dont la différence d'énergie ne peut être compensée par l'absorption ou l'émission de photons. Ce terme est d'autant plus grand que la non linéarité de la caractéristique est plus marquée à l'échelle de l'énergie du photon.

-les composantes dissipatives, caractérisées par la partie imaginaire de $j(\omega)$ qui ne font intervenir que des processus dans lesquels l'énergie est conservée (fonction de Dirac). Cette partie de $j(\omega)$ peut être directement reliée à la caractéristique $I(V)$. Si on considère un potentiel sinusoïdal V_{0L} , l'expression du courant devient :

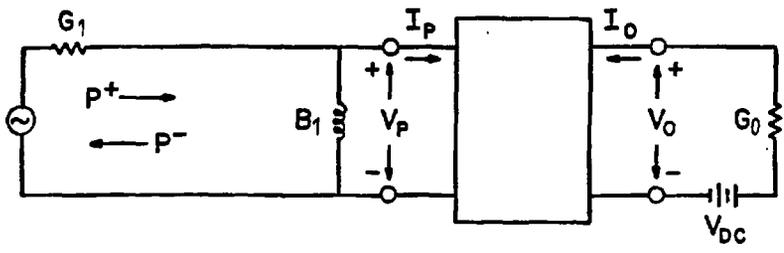
$$\langle I(t) \rangle = \text{Im} \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} J_n(\alpha) J_{n+m}(\alpha) e^{im\omega t} j(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

$$\langle I(t) \rangle = a_0 + \sum_{m=1}^{\infty} (2 a_m \cos m\omega t + 2 b_m \sin m\omega t)$$

$$2a_m = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\alpha) [J_{n+m}(\alpha) + J_{n-m}(\alpha)] I_0(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

$$2b_m = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\alpha) [J_{n+m}(\alpha) - J_{n-m}(\alpha)] I_{KK}(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

$$\alpha = eV_{0L}/\hbar\omega$$



SCHEMA EQUIVALENT D'UN
MELANGEUR QUANTIQUE, NE MONTRANT
QUE LES ACCES OL ET CONTINU

SOURCE FELDMAN (1981)

FIGURE 19

A partir de l'expression du courant, on peut déterminer la réponse du mélangeur à toutes les fréquences possibles.

2.3.2. La matrice admittance

En pratique, on utilisera les hypothèses simplificatrices suivantes, déjà envisagées dans l'analyse classique :

-la capacité de la jonction est assez grande pour court-circuiter les harmoniques $n\omega_0$ pour n supérieur à 1. Il restera donc à considérer: le signal, l'image et la fréquence intermédiaire.

-la fréquence intermédiaire est très petite devant les autres fréquences mises en jeu et le dispositif (en dehors de l'élément non linéaire) ne reconnaîtra que deux sortes de signaux: la radio-fréquence et le continu.

-l'approximation des petits signaux permet de caractériser le mélangeur par une matrice admittance $Y=G+iB$, dont les éléments sont exprimés ci-dessous :

$$G_{00} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2 \frac{d}{dV_0} I_{DC}(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

$$G_{10} = G_{-10} = \frac{1}{\alpha} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n J_n^2 \frac{d}{dV_0} I_{DC}(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

$$G_{01} = G_{0-1} = \frac{e}{\hbar\omega} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n (J_{n-1} - J_{n+1}) I_{DC}(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

$$G_{11} = G_{-1-1} = \frac{e}{2\hbar\omega} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (J_{n-1}^2 - J_{n+1}^2) I_{DC}(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

$$G_{1-1} = G_{-11} = \frac{e}{2\hbar\omega} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n (J_{n-2} - J_{n+2}) I_{DC}(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

$$B_{10} = -B_{-10} = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n (J_{n-1} - J_{n+1}) \frac{d}{dV_0} I_{KK}(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

$$B_{11} = -B_{-1-1} = \frac{e}{2\hbar\omega} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (J_{n-1}^2 - 2J_n^2 + J_{n+1}^2) I_{KK}(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

$$B_{1-1} = -B_{-11} = \frac{e}{2\hbar\omega} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (J_{n-2}J_{n-2}J_{n-1}J_{n+1} - J_nJ_{n+2}) I_{KK}(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

Les fonctions J_n sont les fonctions de Bessel d'argument $\alpha = eV_{0L}/\hbar\omega$.

Les éléments B_{00} , B_{01} et B_{0-1} sont nuls dans l'approximation de la fréquence intermédiaire petite. On remarquera que la matrice admittance est complètement déterminée par la caractéristique statique et sa transformée de Kramers Kronig. Les formules données par Tucker ont ici été complétées par l'expression de B_{11} (Feldman, 1981). En effet, Feldman montre que le choix $B_1 = -B_{11}$ ne représente pas un optimum dans le cas d'un mélangeur décrit par la théorie quantique.

Venons-en à l'expression du rapport de conversion :

2.3.2.1. Le rapport de conversion. Possibilité de gain

Une formulation du rapport de conversion a déjà été donnée dans le cadre de la théorie classique du mélange, en fonction des éléments de la matrice admittance (paragraphe 2.2.2). Les hypothèses un peu moins restrictives de Tucker permettent d'obtenir une expression qui tient compte de termes réactifs. Nous expliciterons également les notations nouvelles qu'il a introduites.

$$X = \frac{4\eta' g_s g_L}{L_n (1 + g_L)} \frac{(\epsilon + g_s)^2 + (b_s - \gamma)^2}{D^2}$$

$$D = (\epsilon + g_s)(1 + g_s - \eta') + (b_s - \gamma)(b_s + \gamma - \eta'\beta)$$

$$g_s = \tilde{g}_1 / (\tilde{G}_{11} + \tilde{G}_{-1-1})$$

$$g_L = \tilde{g}_0 / \tilde{G}_{00}$$

$$\xi = (G_{11} - G_{1-1}) / (G_{11} + G_{1-1})$$

$$L_m = 2G_{10} / G_{01}$$

$$\eta = \frac{2G_{01}G_{10}}{G_{00}(G_{11} + G_{1-1})}$$

$$\eta' = \eta / (1 + g_L)$$

$$\beta = B_{10} / G_{10}$$

$$\gamma = B_{1-1} / (G_{11} + G_{1-1})$$

$$b_s = (B_{11} + B_1) / (G_{11} + G_{1-1})$$

Ces formules peuvent être agrémentées de quelques mots d'explication :

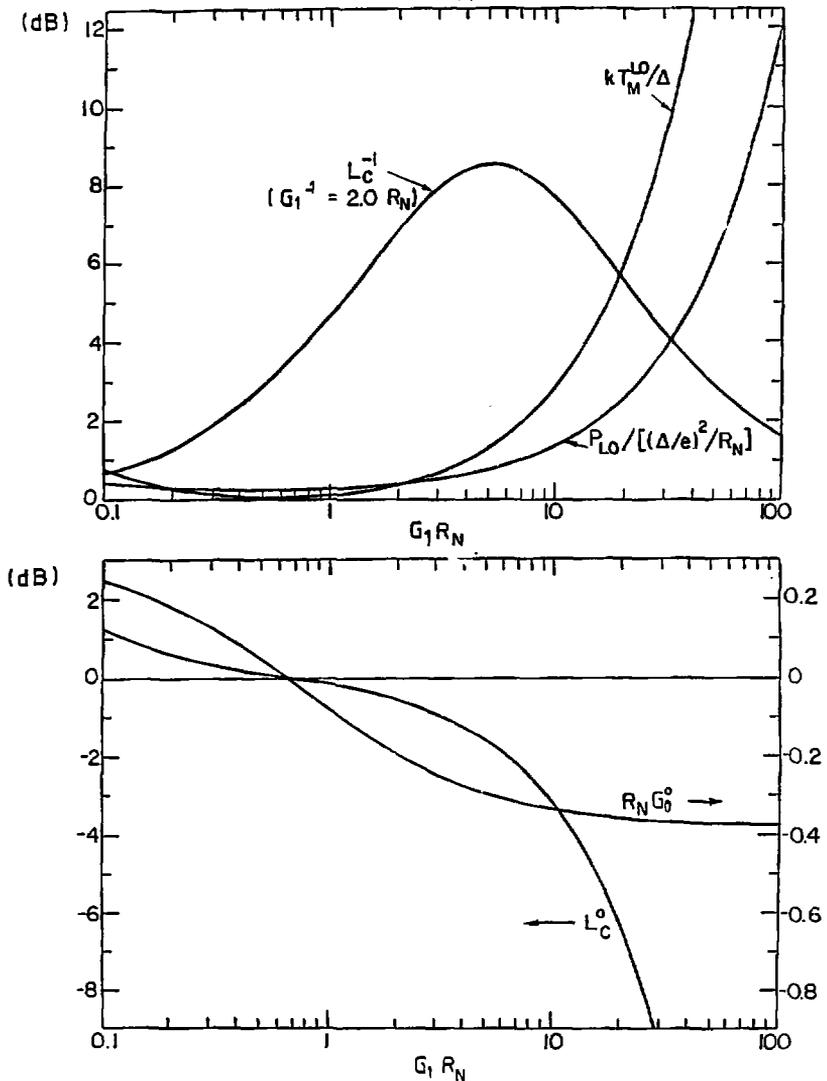
g_s et g_L sont des conductances normalisées, que l'on aurait tendance à choisir proches de 1, pour optimiser l'adaptation, c'est à dire le couplage du signal radiofréquence au mélangeur d'une part et du signal produit à la fréquence intermédiaire à l'amplificateur d'autre part.

L_m représente un facteur de pertes minimum dans la théorie classique.

Ici, on peut noter que G_{10} n'est pas égal à G_{01} , ce qui annule la limitation classique sur le rapport de conversion. On pouvait déjà faire cette remarque à partir de l'expression du courant. En effet la partie imaginaire de la fonction réponse du système, qui n'est autre que la caractéristique statique, comporte une dépendance en fréquence qui est nouvelle par rapport à la formulation classique. De ce fait, la réciprocity ne peut plus être vérifiée, puisqu'il est évident que les photons RF qui contribuent à l'effet tunnel sont plus efficaces que les photons FI.

On retrouve η déjà défini dans la théorie classique (paragraphe 2.2.2.). C'est un paramètre important qui caractérise le degré de non linéarité du mélangeur et la puissance d'OL nécessaire. Il est nul pour un élément linéaire et plus il est grand, plus la conversion de fréquence sera efficace.

β et γ sont des reactances normalisées.



PREVISIONS THEORIQUES DE TUCKER

FIGURE 20

b_s est la partie réactive de l'impédance RF, également normalisée, qui tient compte en plus d'un éventuel élément d'accord (circuit mobile ou petite vis de longueur réglable placée à un quart de longueur d'onde de la jonction).

Après avoir vu comment la limitation classique sur le rapport de conversion disparaît dans le traitement quantique du mélange, voyons quelles sont les conditions pour obtenir du gain en mélange.

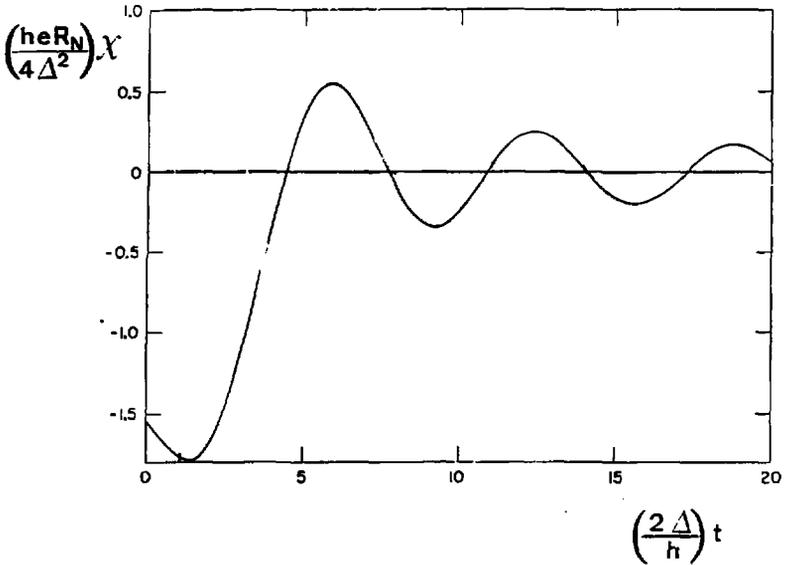
L'expression de X tend vers l'infini dès que D , le dénominateur tend vers zéro. La réalisation de cette condition repose sur la valeur de η dont nous avons déjà souligné l'importance. La limite classique de η est 1, quand on ne rejette pas l'image. Ici, η peut devenir plus grand que 1, au point de rendre le premier terme de D négatif et la condition $D=0$ est réalisable.

Tucker montre à partir de l'expression de X que le gain est associé à une zone de résistance dynamique très grande qui peut devenir infinie et négative en donnant alors un gain infini (figure 20). Les courbes de la figure 20 résultent d'une simulation avec $\kappa_w=0,4\Delta$; $eV_0=1,8\Delta$ et $eV_L=0,5\Delta$. La conductance, G_0^0 est une valeur particulière de G_0 qui permet de minimiser les pertes et L_0^0 la valeur correspondante des pertes de conversion.

Feldman a cherché à démystifier le rôle des termes réactifs, en montrant que leur contribution est pratiquement négligeable. Il faut remarquer cependant que l'hypothèse $b_s=\gamma$ ne maximise pas le rapport de conversion. Feldman réfute donc l'hypothèse souvent émise suivant laquelle la possibilité de gain qui apparaît dans la théorie quantique du mélange serait associée aux termes réactifs. Il souligne également que la possibilité de gain infini correspondant à l'annulation de D est toute théorique car un tel phénomène serait obligatoirement associé à des instabilités de fonctionnement. Il montre d'ailleurs que la condition qui rend le rendement de conversion infini rend également le rendement de réflexion infini (les deux expressions présentent le même dénominateur).

Il existe cependant un régime de fonctionnement stable, permettant d'observer un gain fini (Berkeley), bien qu'il semble que les réglages associés (adaptation ...) soient très pointus, ce qui en rend la réalisation expérimentale particulièrement difficile.

Nous avons exposé le point de vue de Feldman à propos de la possibilité de gain de conversion, qui vient de la disparition de la limite due à la réciprocité et de la possibilité pour η d'atteindre des valeurs élevées (si la non linéarité est proche de la discontinuité idéale).



VARIATION DU COURANT DE QUASIPARTICULES
DANS LA FORMULATION TEMPORELLE
DE LA THEORIE MICROSCOPIQUE

FIGURE 21

Feldman donne une interprétation de l'apparition des termes réactifs en revenant au domaine temporel pour exprimer la fonction réponse du système.

2.3.3. Termes réactifs - "Régime quantique"

Rappelons pour commencer l'équation (2.10) de la référence (Tucker 1979), qui constitue un traitement plus complet que celui développé ci-dessus (Tucker 1980):

$$\begin{aligned} \langle I(t) \rangle &= \frac{-1}{\hbar} \int_0^t dt' \theta(t-t') \langle [I_+(t), H_T(t')] \rangle_0 \\ &= \frac{2}{e} \text{Im} \int_0^t dt' \theta(t-t') \langle [I_+(t), I_-(t')] \rangle_0 \end{aligned}$$

où H_T est l'Hamiltonien de transfert construit par Cohen, Falicov et Phillips (1962) à partir de l'hypothèse de Bardeen selon laquelle la barrière couple faiblement deux systèmes à n corps, I_+ est la composante de l'opérateur de courant qui correspond au transfert d'un électron de "droite" à "gauche" et I_- est l'opérateur hermitique conjugué de I_+ . Tucker traite le couplage par l'intermédiaire de l'Hamiltonien de transfert comme une perturbation. Il a repris en cela les notations de Rogovin et Scalapino (1974).

On constate dans cette équation la présence d'une fonction retard θ ce qui signifie que le courant $\langle I(t) \rangle$ à un instant donné dépend du passé de la jonction. L'indice 0 est associé aux grandeurs calculées en l'absence de tension appliquée.

Selon Feldman, le régime quantique est caractérisé par le fait que l'on n'a plus une réponse instantanée des porteurs de charges. La réponse du système est causale, ce qui se traduit dans le domaine fréquentiel, par une fonction complexe dont la partie réelle et la partie imaginaire sont reliées par la transformation de Kramers-Kronig. En régime quantique, la réponse ne peut pas être purement en ph. ... toute résistance non linéaire est associée à une réactance non linéaire.

Essayons à présent d'introduire un critère, caractérisant le régime quantique, similaire à celui de Tucker: "On est en régime quantique, si l'énergie du photon est comparable à l'échelle de la nonlinéarité". Revenons pour cela à une autre expression du courant donnée par McDonald (1980):

$$I(t) = \frac{1}{2\pi} \text{Im} \int_0^t U^*(t') U(t') dt'$$

$$\text{ou } U(t) = \exp \frac{-ie}{\hbar} \int_0^t V(t') dt'$$

Dans le cas d'une jonction SIS idéale à $T=0$, la réponse des quasiparticules est :

$$\chi(t) = \frac{-\hbar}{eR_N} \delta'(t) + \frac{2\pi^2 \Delta^2}{\hbar e R_N} J_1\left(\frac{\Delta}{\hbar} t\right) Y_1\left(\frac{\Delta}{\hbar} t\right)$$

J_1 et Y_1 sont les fonctions de Bessel du premier ordre, de la première et de la deuxième espèce, Δ est l'énergie de bande interdite, et R_N la résistance normale de la jonction.

$\chi(t)$ représenté sur la figure 21 oscille en fonction de $2\Delta/\hbar$ et tend vers zéro comme $1/t$, quand t est grand. Dans ce cas, le courant dans la jonction à un instant donné, dépend de son histoire infiniment loin dans le passé. Mais cette décroissance lente de la fonction réponse correspond à une jonction idéale, c'est à dire qui présente une discontinuité au niveau de la tension de bande interdite. Dans le cas d'une jonction réelle dont la non linéarité est étalée sur une échelle de tensions finie, la fonction réponse s'annulera sur une échelle de temps finie et de plus en plus vite pour un coude plus arrondi.

Si la fonction $\chi(t)$ est nulle après une fraction de la période fondamentale du photon, alors on peut dire que la réponse est instantanée à la fréquence considérée et que les résultats de la théorie classique du mélange sont applicables.

Par contre si la non linéarité est assez marquée pour que $\chi(t)$ soit encore non négligeable après une période, alors il faut utiliser la théorie quantique.

Le critère de Feldman est donc le suivant :

Le régime de fonction est quantique à des fréquences assez élevées pour que la réponse de la jonction ne soit pas instantanée à l'échelle de temps de la période du photon.

2.3.4. Bruit du mélangeur

De façon générale, le bruit qui limite la sensibilité du mélangeur S.I.S. est dû aux fluctuations de courant dans la barrière. Le calcul de ces fluctuations peut en principe s'effectuer à partir de la connaissance de la caractéristique $I(V)$ de la jonction tunnel considérée.

Dans le cas le plus général il nécessite un modèle de conduction et fait donc appel à un formalisme assez complexe que nous ne développeront pas ici. Citons donc simplement les résultats de Rogovin et Scalapino (1980). Pour une jonction polarisée à la tension V_0 :

$$P_{I_{qp}}(\omega) = \frac{e}{2\pi} [I_{qp}(V_0 + \hbar\omega/e) \coth[\beta(eV_0 + \hbar\omega)/2] + I_{qp}(V_0 - \hbar\omega/e) \coth[\beta(eV_0 - \hbar\omega)/2]]$$

où la quantité $P_{I_{qp}}$ est une composante spectrale de la puissance en courant et est exprimée en joules/Q. Cette relation est une expression du théorème de fluctuation-dissipation de Callen et Welton (1951) appliqué au cas du courant de quasiparticules d'une jonction tunnel polarisée. Dans le cas limite où $\hbar\omega$ est grand devant eV_0 , le bruit approche la limite de l'équilibre thermique:

$$P_{I_{qp}}(\omega) = \frac{e}{2\pi} [I_{qp}(\hbar\omega/e) - I_{qp}(-\hbar\omega/e)] \coth(\beta\hbar\omega/2)$$

Dans la limite basse fréquence où $\hbar\omega$ est très petit devant eV_0 on retrouve le bruit de grenaille:

$$P_{I_{qp}}(\nu) = 2e | I_{qp}(V_0) | \coth(|e|V_0/2k_B T)$$

le courant effectif étant $I_{qp}(V_0) \coth(|e|V_0/2k_B T)$.

A température nulle:

$$P_{I_{qp}}(\nu) = 2e I_{qp}(V_0)$$

et le courant est produit par des quasiparticules traversant de manière indépendante et aléatoire la barrière. Dans la limite des hautes températures où $k_B T$ est grand devant eV_0 et eV_0 grand devant $\hbar\omega$:

$$P_{I_{qp}}(\nu) = 4k_B T [I_{qp}(V_0) / V_0]$$

qui se réduit au bruit de Johnson pour une caractéristique linéaire.

Aux très faibles tensions, où on peut écrire même pour une partie non linéaire:

$$I_{qp}(V_0) = R_{Dqp}^{-1} V_0$$

le bruit en courant aux basses fréquences s'écrit:

$$P_{I_{qp}}(\nu) = 4k_B T R_{Dqp}^{-1}$$

On vérifie aisément que dans le cas d'un mélangeur SIS, vu la température de travail ($T < 4,2K$) et les tensions de polarisation mises en jeu (quelques mV) le bruit thermique est négligeable devant le bruit dû au passage du courant dans la jonction, c'est à dire le bruit de grenaille. Donnons quelques ordres de grandeur:

$$kT \approx 6 \cdot 10^{-23} \text{ J à } 4,2K$$

$$eV_0 \approx 5 \cdot 10^{-22} \text{ J pour } V_0 = 3mV$$

$$\nu_B \approx 2 \cdot 10^{-23} \text{ J à } 336Hz$$

Le bruit de grenaille se calcule à partir de considérations statistiques sur les fluctuations du courant dans la jonction. On trouve dans une formulation classique le courant moyen de bruit I_w dans la bande de fréquence B centrée sur ω :

$$\langle [I_w]^2 \rangle = 2eI_{DC}(V_0)B$$

En pratique, pour le calcul du bruit, Tucker assimile le mélangeur à un dispositif idéal avec en parallèle à chaque fréquence d'intérêt, une source de bruit en courant δi_m .

On pondère chaque contribution en fonction des performances en conversion du mélangeur pour obtenir un courant effectif :

$$\delta_{i_{eff}}(\omega_0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \lambda_{0m} \delta_i(\omega_m)$$

$$\lambda_{0m} = Z_{0m} / Z_{00}$$

On arrive ainsi à une contribution totale du bruit en courant principalement dû à l'oscillateur local dans le cas d'un mélangeur éclairé :

$$\langle [I_0]^2 \rangle_{L0} = 8\pi^2 B \langle \delta_{i_{eff}}(\omega_0) |^2 \rangle$$

$$= B \sum_{m,n} \lambda_{0m} \lambda_{0n}^* \cdot H_{mn}$$

où H_{mn} est un élément de matrice de corrélation de courant :

$$H_{mn} = 8\pi^2 \langle \delta_i(\omega_m) \delta_i(-\omega_n) \rangle$$

Le bruit se déduit ensuite par la formule :

$$P_M = k B T_m = \frac{1}{(4\epsilon_S |\lambda_{01}|^2)} \langle [I_0]^2 \rangle_{L0}$$

$$k T_m L_0 = \frac{1}{(4\epsilon_S |\lambda_{01}|^2)} \sum_{m,n} \lambda_{0m} \lambda_{0n}^* \cdot H_{mn}$$

Pour le traitement quantique, Tucker exprime le courant de la source de bruit placée en parallèle sur le dispositif considéré comme idéal :

$$\langle [I_m]^2 \rangle = \frac{4\epsilon_m \omega_m B}{[\exp(\hbar \omega_m / k T_R) - 1] R}$$

Si on se limite à la théorie du mélangeur à trois accès comme on l'a fait pour l'étude du rapport de conversion, Tucker (1980) donne la formule:

$$k_T L_0 = \frac{1}{(4G_S |\lambda_{01}|^2)} \left\{ H_{00} + 2(\lambda_{01} + \lambda_{01}^*) H_{10} + (\lambda_{01}^2 + \lambda_{01}^{*2}) H_{1-1} + 2|\lambda_{01}|^2 H_{11} \right\}$$

$$\text{où } \lambda_{01} = \frac{-G_{01}}{(G_{11} + G_{1-1})} \frac{(\xi + g_S) - i(b_S - \gamma)}{(\xi + g_S)(1 + g_S) + (b_S^2 - \gamma^2)}$$

$$H_{00} = 2e \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\alpha) \coth(eV_0 + n\hbar\omega) / 2kT \times I_0(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

$$H_{10} = H_{-10} = H_{01} = H_{0-1} = e \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\alpha) [J_{n-1}(\alpha) + J_{n+1}(\alpha)] \coth(eV_0 + n\hbar\omega) / 2kT \times I_0(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

$$H_{11} = H_{-1-1} = e \sum_{n=-\infty}^{\infty} [J_{n-1}^2(\alpha) + J_{n+1}^2(\alpha)] \coth(eV_0 + n\hbar\omega) / 2kT \times I_0(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

$$H_{1-1} = H_{-11} = 2e \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{n-1}(\alpha) J_{n+1}(\alpha) \coth(eV_0 + n\hbar\omega) / 2kT \times I_0(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

Les courbes données par Tucker (1980) (figure 20) montrent que la contribution de l'oscillateur local au bruit du mélangeur peut être très faible et doit atteindre la limite quantique $\hbar\omega$, qui correspond à un photon de l'oscillateur local, dans des conditions compatibles avec l'obtention de gain de conversion.

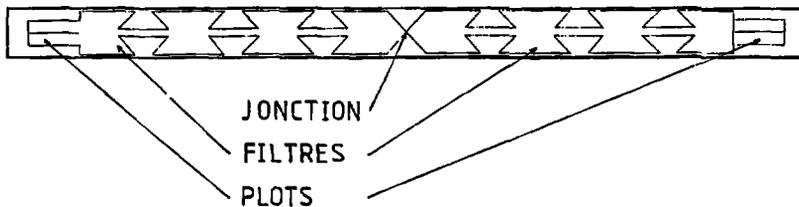
Des modélisations d'une part (Hartfuss et Tutter 1983) et des résultats expérimentaux d'autre part montrent que le bruit total du mélangeur peut se réduire à quelques degrés Kelvin en température. Toutefois on observe dans certains cas un bruit en excès qui n'est pas expliqué.

Troisième chapitre : PARTIE EXPERIMENTALE	83
3.1. DESCRIPTION GENERALE	85
3.1.1. Le mélangeur	85
3.1.2. Les accès au mélangeur	89
3.1.3. Les conditions expérimentales	89
3.2. CALIBRATIONS	97
3.2.1. Polarisation continue	97
3.2.2. Chaîne en fréquence intermédiaire	97
3.2.2.1. Calibration à l'ambiante	97
3.2.2.2. Calibration avec le premier amplificateur à froid	101
3.2.3. Couplage radiofréquence	108
3.3. TEST DES JONCTIONS	115
3.3.1. Test statique	115
3.3.2. Expériences de mélange	117
3.3.2.1. Déroulement	117
3.3.2.2. Résultats expérimentaux et interprétation	117
3.3.2.3. Paramètres technologiques et performances en mélange	137
3.3.3. Comparaison niobium-nitrure de niobium	141
3.4. CONCLUSION	150
CONCLUSION GENERALE	153

3.1. DESCRIPTION GENERALE

3.1.1. Le mélangeur

La jonction est, comme nous l'avons déjà vu, intégrée dans un système de filtres microrubans aux extrémités desquels se trouvent les plots, recouverts de plomb (voir ci-dessous). Les contacts sont pris mécaniquement par des ressorts de cuivre-beryllium.

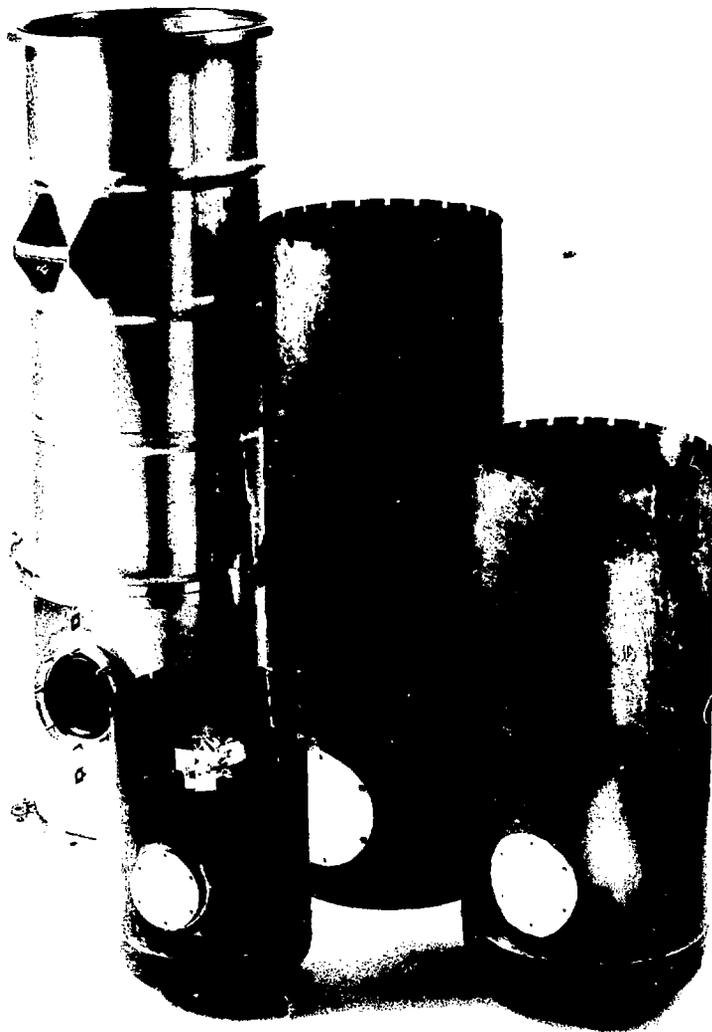


Nous avons constaté qu'il était difficile de prendre des contacts mécaniques directement sur le niobium, qui se recouvre d'une mince couche d'oxyde dès qu'il est exposé à l'air. Les pressions des ressorts nécessaires pour traverser cette couche isolante sont assez élevées et on risque alors de détériorer la jonction en cherchant à prendre les contacts.

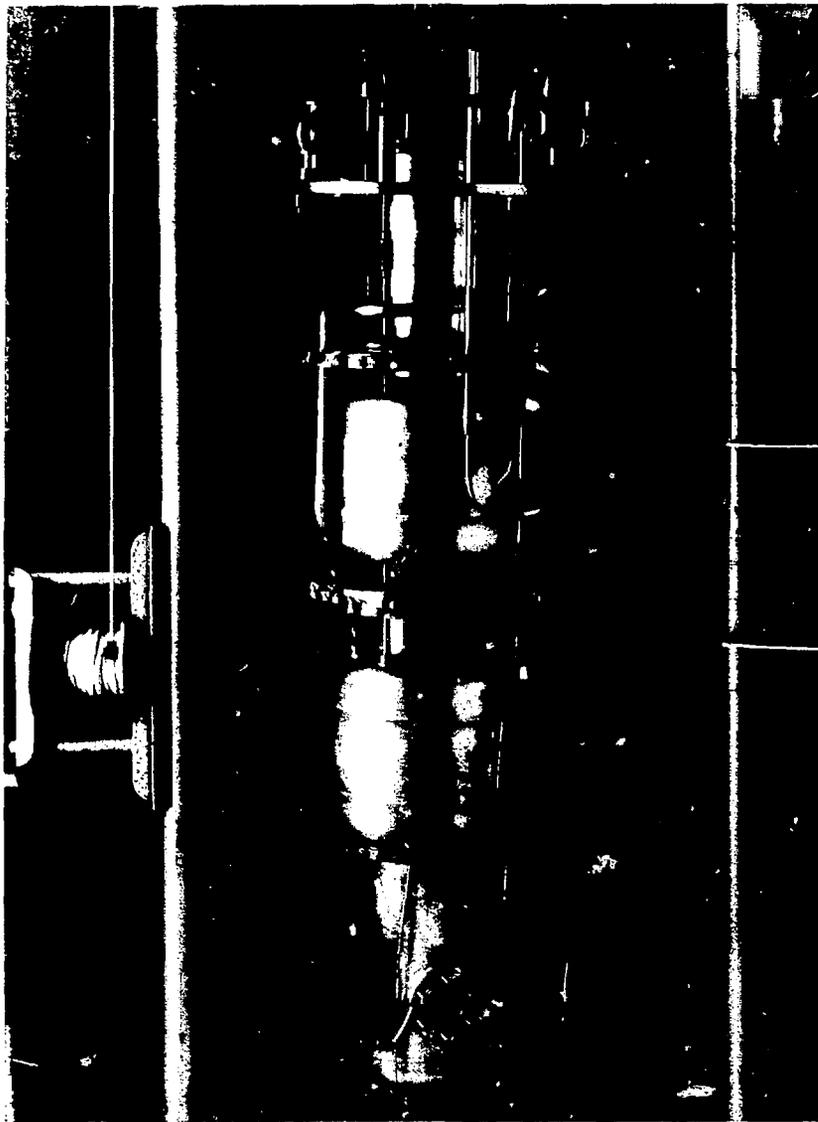
La thermocompression est exclue. Une corrélation a en effet pu être établie entre cette opération et le claquage systématique de jonctions.

Nous avons également renoncé à l'utilisation de colles conductrices, qui donnent lieu à des résistances de contact et donc à des échauffements pendant le test.

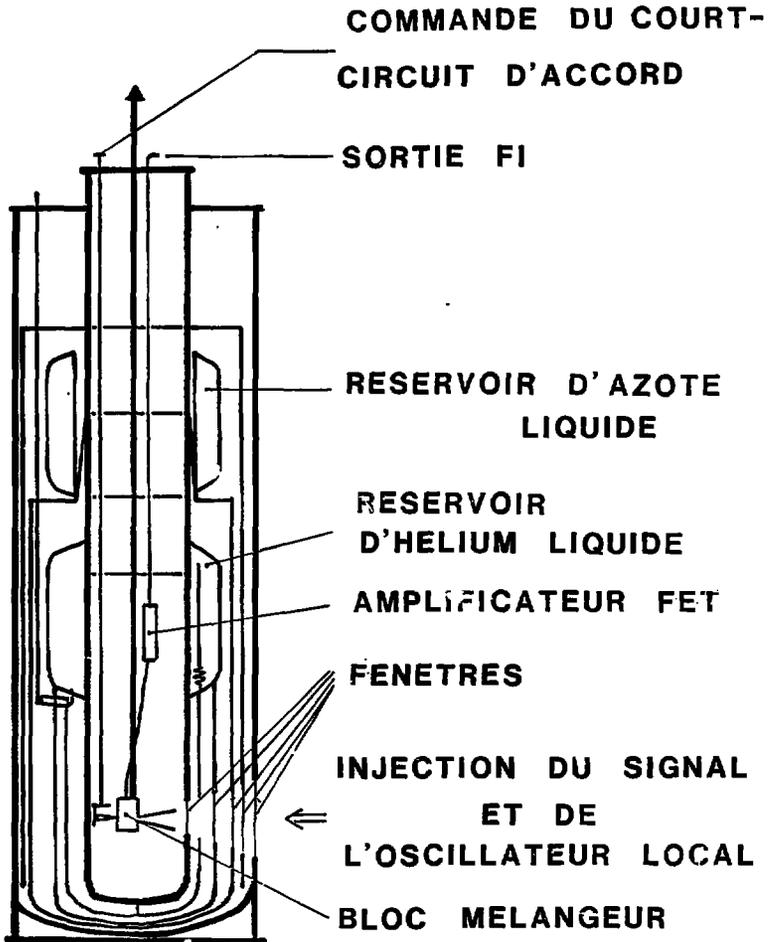
Le plomb superposé au niobium permet des contacts tout à fait satisfaisants. En outre son dépôt sur les plots est effectuée en même temps que celui de la contre-electrode ce qui n'occasionne pas d'étape technologique supplémentaire. Les lamelles de cuivre-beryllium qui servent à prendre les contacts sont mises en forme puis recuites pour obtenir une certaine



ECRANS THERMIQUES DU CRYOSTAT



PARTIE INTERNE DU CRYOSTAT



CRYOSTAT

FIGURE 22

elasticate.

Le dispositif de dimensions $21,99 \times 1,32 \times 0,20 \text{ mm}^3$ est placé dans un "bloc mélangeur", dans une fente de dimensions $23,0 \times 1,41 \times 0,45 \text{ mm}^3$ (photographie page 93). Le dispositif se trouve donc sur une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ de quartz et surmonte par $250 \mu\text{m}$ d'air. Il se trouve d'autre part complètement encadré par des plans de masse. C'est une situation de "ligne suspendue".

3.1.2. Les accès au mélangeur.

Compte tenu de cet entourage, la géométrie du filtre microruban est calculée d'une part pour donner une fréquence de coupure de 206 Hz environ (D. Crête 1984) et d'autre part pour présenter une impédance de cinquante ohms en fréquence intermédiaire. On espère ainsi obtenir un bon couplage par câble coaxial vers la chaîne d'amplification.

L'adaptation en radio-fréquence est réalisée par une réduction linéaire du guide d'onde jusqu'au tiers de sa hauteur environ au niveau de la jonction (photographie p. 92).

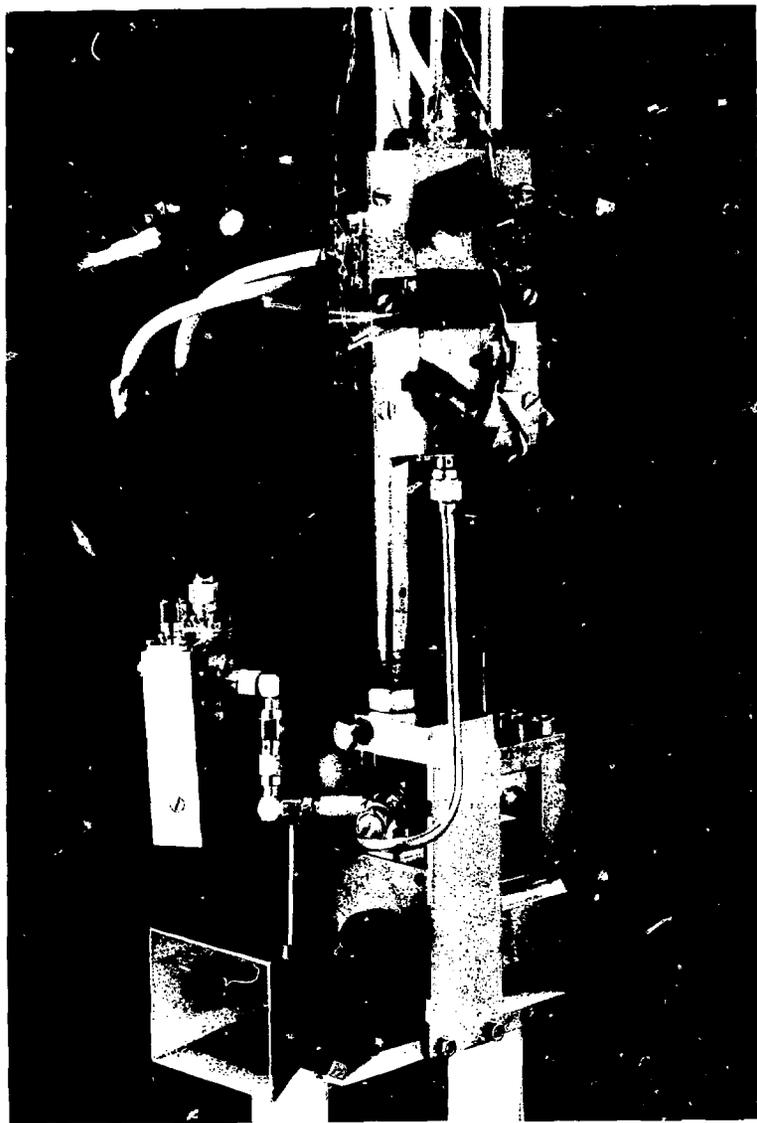
La polarisation en continu se fait par le même câble coaxial qui sert en fréquence intermédiaire, le circuit étant fermé par un retour par la masse du bloc. La séparation est faite en sortie du bloc, par un te de polarisation. Ensuite, on subdivise les deux points de mesure en quatre fils, pour séparer la mesure de tension de la mesure de courant. Il ne s'agit cependant pas d'une véritable mesure en quatre points.

3.1.3. Les conditions expérimentales

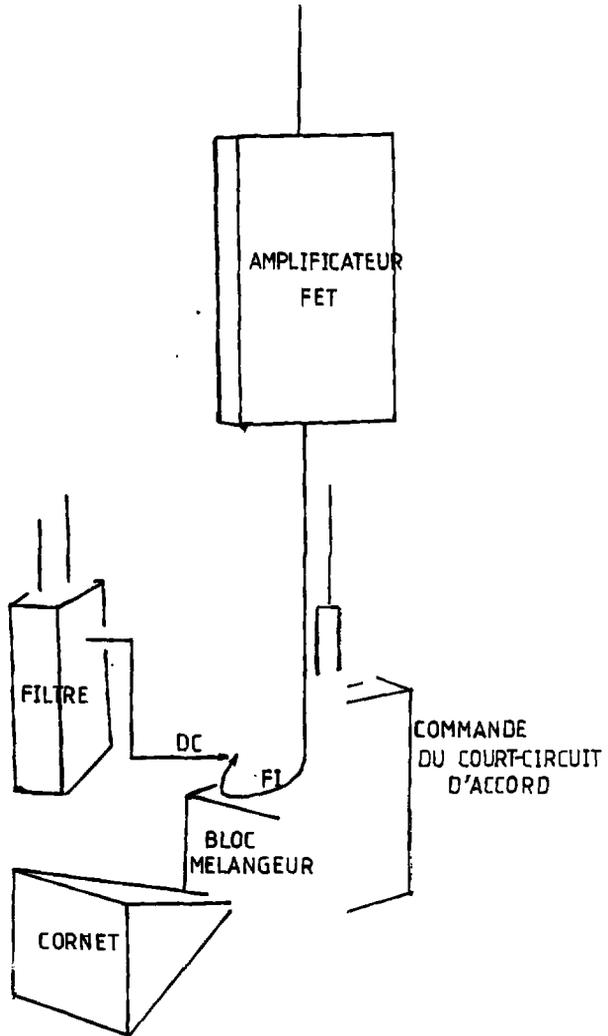
Le bloc mélangeur est muni d'une sonde de température au carbone.

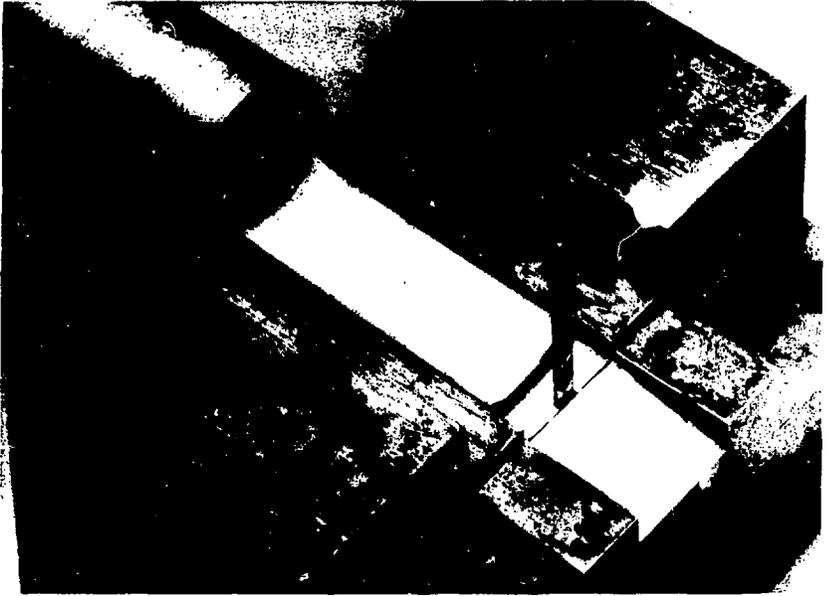
Le cryostat (figure 22) offre la possibilité pour le bloc d'être plongé dans l'hélium liquide ou simplement dans les vapeurs d'hélium provenant du réservoir latéral. En effet, il est subdivisé en compartiments concentriques (photographie p. 86 et 87):

- au centre le puits en contact avec le réservoir d'hélium et dans lequel on peut également transférer de l'hélium liquide.

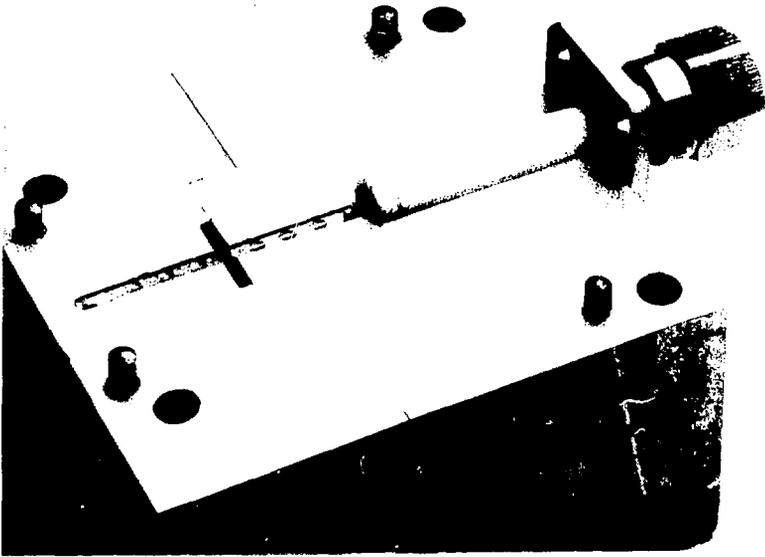


PRINCIPAUX ELEMENTS DU RECEPTEUR
MONTES SUR LA CANNE DE TEST





COURT CIRCUIT MOBILE DANS LE
GUIDE D'ONDE REDUIT



DISPOSITIF DANS LE BLOC MELANGEUR

-Une zone de vide d'isolement dans laquelle se trouvent des écrans thermiques en contact avec les réservoirs de liquides cryogéniques (hélium et azote).

Notons que toute la partie active du dispositif de test est localisée sur une canne (photographie p. 90) que l'on peut manipuler tout en laissant le cryostat en froid. Le "rythme de croisière" des expériences (quand tout fonctionne normalement) est de un test par jour. Cette souplesse de manipulation constitue un avantage incontestable par rapport aux systèmes sous vide, particulièrement utile dans l'esprit de test systématique du plus grand nombre de jonctions possible, que nous nous sommes fixés au LEFI.

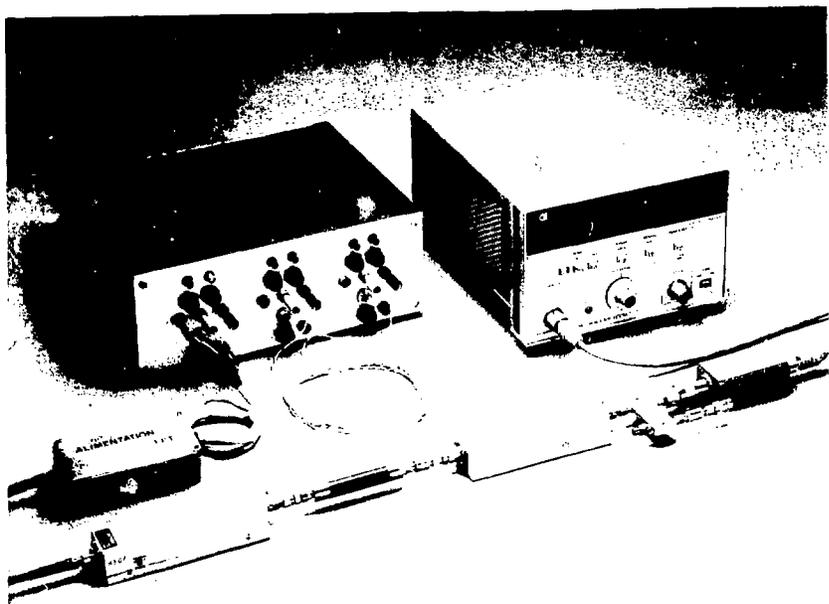
Avant de présenter nos tests en mélange, il nous faut décrire les expériences préliminaires de calibration qui ont constitué une partie importante de notre travail.

Les trois aspects principaux à examiner sont les suivants :

La polarisation continue

La chaîne FI

Le couplage RF



CHAINE D'AMPLIFICATION
EN FREQUENCE INTERMEDIAIRE

à l'intérieur du cryostat

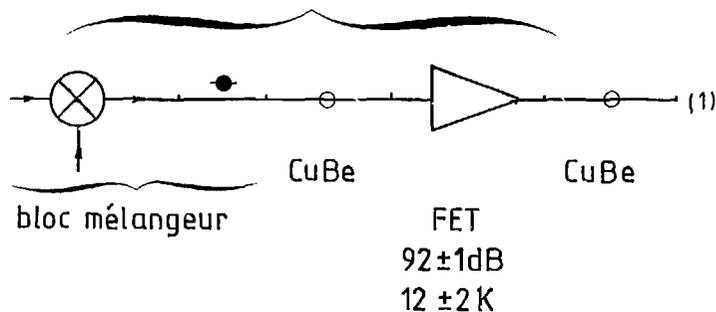
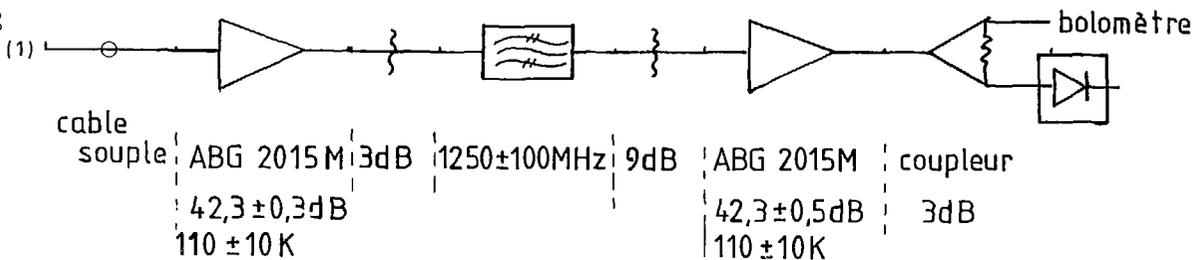


FIGURE 23



-96-

CHAÎNE D'AMPLIFICATION EN FRÉQUENCE INTERMÉDIAIRE

3.2. CALIBRATIONS

3.2.1. Polarisation continue

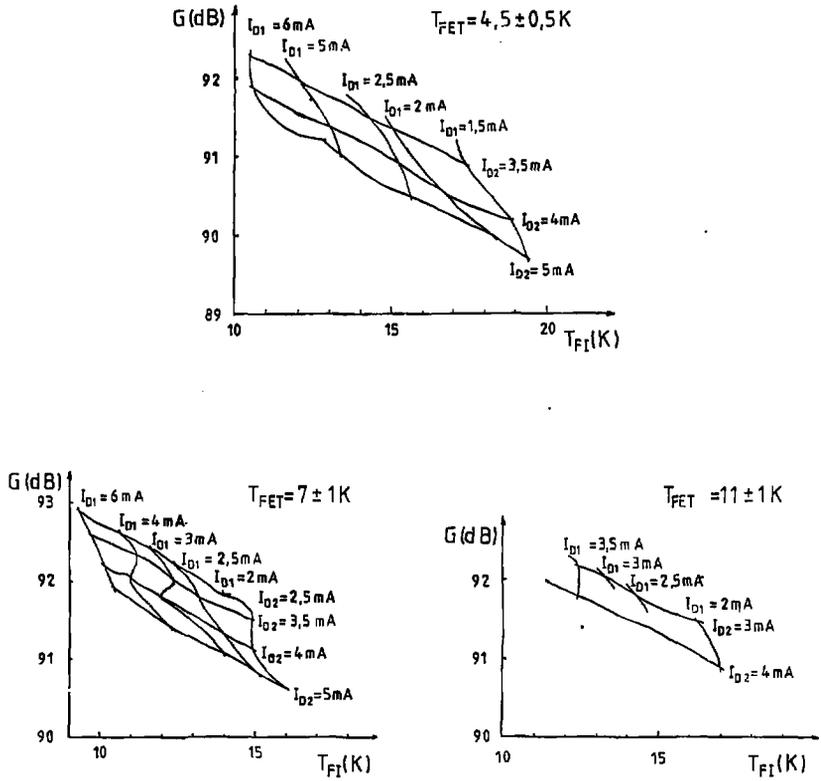
Les quatre fils de mesure sont deux à deux torsadés et blindés, le système étant très sensible aux bruits parasites. Des filtres sont également ajoutés en série à froid et à l'ambiante. La caractéristique est visualisée à l'oscilloscope par l'intermédiaire d'amplificateurs différentiels Tektronix 7A22, ce qui permet de garder les quatre fils flottants si on le désire. Malgré toutes ces précautions la mesure de tension en particulier reste légèrement bruitée (quelques microvolts), par rapport aux tests en quatre points, problème que nous n'avons pas su résoudre complètement jusqu'à présent.

Nous avons la possibilité de piloter les mesures par un ordinateur et d'enregistrer la caractéristique (500 à 1000 points environ), ce qui permet des traitements numériques ultérieurs, comme le lissage, le calcul de dérivées et en particulier de la réponse en courant qui reflète la courbure de la caractéristique, paramètre assez déterminant pour les performances de la jonction.

Les autres paramètres du banc de mesure, très importants par rapport aux performances en mélange sont liés à la chaîne FI et au couplage RF que nous allons examiner successivement.

3.2.2. Chaîne en fréquence intermédiaire

Nous avons attaché un soin particulier à l'évaluation systématique des possibilités de notre chaîne FI. En effet, son bruit contribue pour une part non négligeable à celui du récepteur global. Nous utilisons un premier amplificateur FET à l'arséniure de gallium à très faible bruit, qui comporte deux étages. Il a été réalisé par M. Gheudin de l'Observatoire de Meudon. Il fonctionne à basse température et nous avons voulu profiter de ce fait pour le placer aussi près que possible du mélangeur. Nous espérons ainsi réduire les pertes et améliorer les performances du récepteur global. Un câble coaxial de



GAIN ET BRUIT DE LA CHAÎNE FI
PARAMÉTRÉS EN FONCTION DES COURANTS
DE POLARISATION DU PREMIER FET REFRIGÉRI

FIGURE 24

cuivre beryllium le relie à la platine supérieure du cryostat.

Deux autres amplificateurs Avantek AB6 2015M à température ambiante complètent la chaîne. Enfin les mesures de puissance sont effectuées à l'aide d'un bolomètre (figure 23 et photographie p. 95).

3.2.2.1. Calibration à l'ambiante

La caractérisation en bruit et gain se fait de la manière suivante: Une charge adaptée est placée à l'entrée de la chaîne, isolée thermiquement par un câble coaxial de cuivre-béryllium ou d'acier inoxydable. La puissance de bruit thermique produit par cette charge (bruit de Johnson) est directement proportionnelle à la température. Le bruit propre des amplificateurs s'y superpose. En mesurant la puissance en sortie pour deux températures différentes de la charge, toutes choses égales par ailleurs, on peut calculer la contribution propre à la chaîne d'amplification, et son gain.

$$P_1 = G(kBT_1 + P_{\text{ampli}})$$

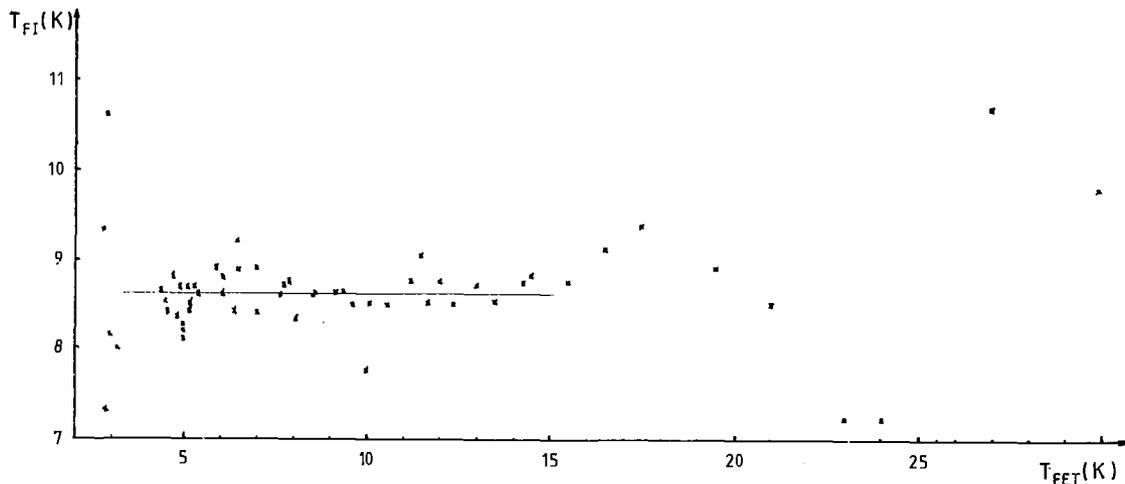
$$P_2 = G(kBT_2 + P_{\text{ampli}})$$

$$P_{\text{ampli}} = kBT_{\text{ampli}} = kB \frac{\frac{P_1}{T_2} - T_1}{1 - \frac{P_1}{P_2}}$$

$$G = \frac{P_1 - P_2}{kB(T_1 - T_2)}$$

où k est la constante de Boltzmann et B, la bande passante de la chaîne déterminée par un filtre passe-bande.

Nous avons d'abord caractérisé les deux amplificateurs Avantek seuls, ce qui nous a donné une température de bruit de $110K \pm 10K$ environ et un gain de $74dB \pm 1dB$. Les spécifications du vendeur sont de $100 \pm 20K$ et de $42,3 \pm 0,3dB$ par amplificateur. Nous avons effectué ces mesures sur une bande de 200MHz, définie par un filtre passe-bande centré sur 1250MHz de pertes d'insertion 0,6dB à 1250MHz. Précisons que le filtre est bien sûr entouré d'atténuateurs pour éviter que des puissances réfléchies donnent lieu à des oscillations qui pourraient détériorer les amplificateurs ou fausser les mesures. Pour cette expérience uniquement, nous avons également dans la chaîne un atténuateur calibre qui présente des pertes d'insertion de 0,3 dB.



VARIATION DE LA TEMPERATURE DE BRUIT DE LA CHAINE FI
 EN FONCTION DE LA TEMPERATURE PHYSIQUE DU PREMIER
 AMPLIFICATEUR FET REFROIDI ($I_{D1}=9,74mA$; $I_{D2}=2,34mA$)

En plaçant en tête de chaîne le FET fabriqué à Meudon, on obtient bien sûr des performances nettement meilleures. Le bruit est réduit à $45K \pm 5K$ et le gain est alors de $93dB \pm 1dB$.

L'étape suivante consiste à se placer dans les conditions similaires à celles de l'expérience de mélange.

3.2.2.2. Calibration avec le premier amplificateur à froid

Dès que nous avons mis le FET à l'intérieur du cryostat dans les vapeurs d'hélium, nous avons constaté une amélioration sensible des performances en mélange du récepteur global. Notre démarche a consisté à descendre progressivement ce premier amplificateur en température et à le rapprocher du bloc mélangeur, quitte à l'entourer d'une protection thermique et à le réchauffer par un dispositif indépendant si les très basses températures dégradent ses performances. Une distance minimale doit être maintenue pour assurer une bonne isolation thermique entre l'amplificateur et le bloc mélangeur. Nous en sommes donc arrivés à une liaison par un câble coaxial de cuivre-beryllium long d'une dizaine de centimètres préférable à notre sens à l'utilisation d'un câble coaxial en acier inoxydable plus court.

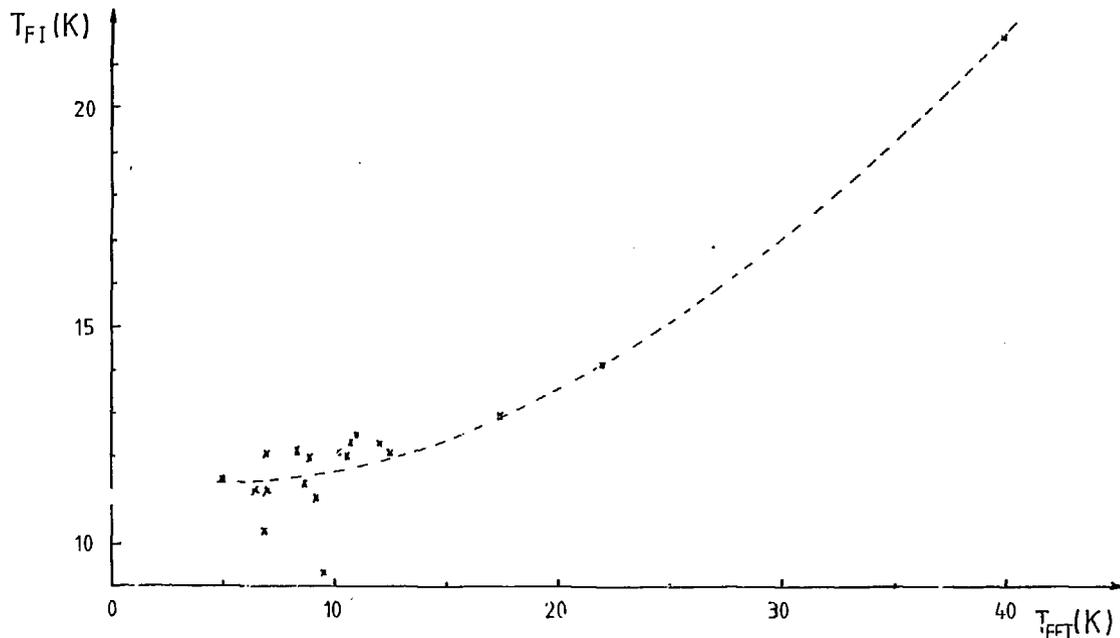
Nous avons commencé à observer des perturbations de fonctionnement quand l'amplificateur s'est trouvé à des températures inférieures à $80K$ environ. Cela s'est traduit par des oscillations, c'est à dire non seulement un risque de dégradation de l'amplificateur lui-même mais encore un bruit très important renvoyé sur la jonction. Nous avons alors observé dans le pire des cas une caractéristique redressée au point d'être complètement linéaire, phénomène incompatible avec un test en mélange, bien entendu.

Nous avons donc été amené à développer une étude sur le comportement du FET à froid. Après avoir tenté de filtrer l'alimentation ou d'ajouter un circulateur entre le bloc mélangeur et l'amplificateur pour réduire les problèmes de désadaptation, sans que tout cela n'ait d'effet sur les oscillations, nous en sommes venus à changer les réglages de polarisation du FET, avec succès.

Nous avons ensuite réalisé une calibration de la chaîne FI en fonction de la température du FET et de ses courants de polarisation de drain sur les deux étages d'amplification. Notons que la température mesurée est une température extérieure dont on ne connaît pas la relation avec la température effective des transistors.

Notre étude montre que les courants drain doivent être diminués pour éviter les oscillations lors du fonctionnement à froid, ce qui a priori est

FIGURE 26



VARIATION DE LA TEMPERATURE DE BRUIT DE LA CHAINE FI
 EN FONCTION DE LA TEMPERATURE PHYSIQUE DU PREMIER
 AMPLIFICATEUR FET REFROIDI ($I_{D1}=3,5\text{mA}; I_{D2}=2,5\text{mA}$)

defavorable puisque le gain dépend de ce courant. Les meilleurs résultats correspondent à un courant drain plus grand pour le premier étage que pour le second (figure 24). On peut d'ailleurs noter que, à courant drain constant pour le premier étage, on perd à la fois en gain et en bruit si on augmente le courant drain du deuxième étage. Nous pensons que cela est lié aux problèmes d'oscillations qui pourraient être dues plus spécifiquement au deuxième étage d'amplification du FET.

Nous avons également constaté que la dépendance de la température de bruit du FET en fonction de sa température physique est peu marquée entre 4 et 20K environ quand le courant de polarisation de drain du premier étage est grand ($>9\text{mA}$) (figure 25). En revanche le bruit du FET augmente assez vite avec sa température physique pour des courants de polarisation plus faibles (2 à 3mA) (figure 26). Les problèmes d'oscillations nous ont contraints à travailler à faibles courants de polarisation d'où l'intérêt, si le FET est dans le cryostat, de le placer assez bas en température ($T < 10\text{K}$).

Les incertitudes relatives à ces mesures proviennent principalement d'une variation éventuelle de la température physique du FET quand on change celle de la charge. En effet la calibration est un peu difficile à effectuer quand le FET est dans le cryostat où on maîtrise moins bien la température de la charge.

La méthode adoptée a consisté à placer la charge adaptée dans un petit "four", c'est à dire un petit bloc de cuivre muni d'une résistance chauffante et de sondes de températures couvrant une dynamique de températures aussi grande que possible (sonde au carbone: 2K à 80K, sonde platine: 80K à 200K).

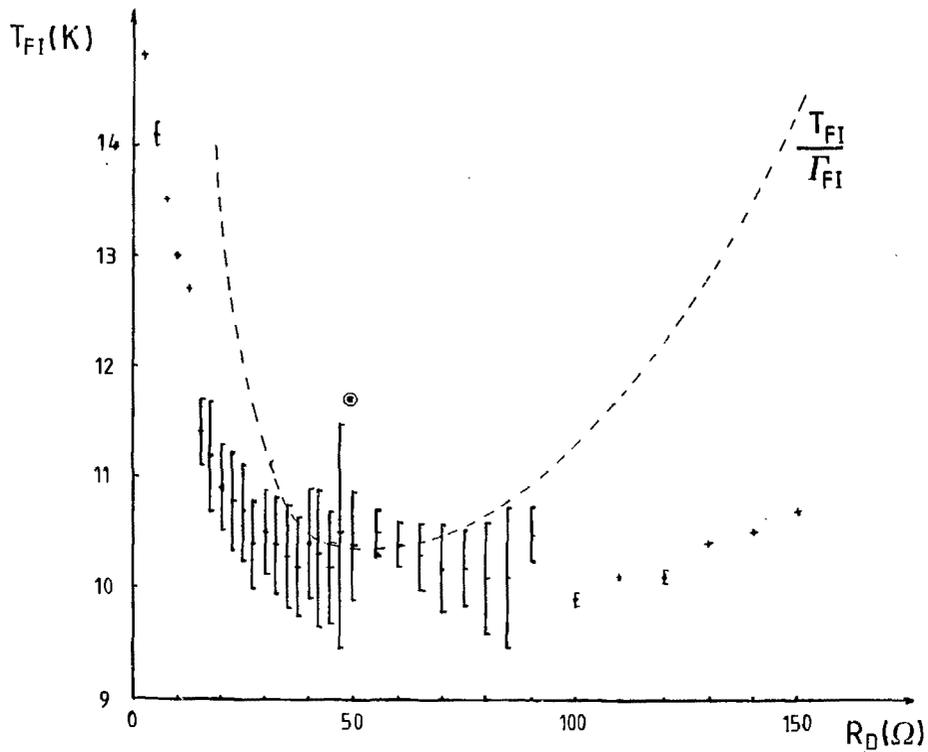
Nous avons finalement obtenu des températures de bruit variant de 10 à 20K, le gain de 90 à 93 dB (figure 24).

Un deuxième aspect de cette calibration consiste à évaluer les performances de l'amplificateur quand la charge à son entrée n'est plus adaptée.

Suite à des expériences réalisées à Berkeley avec W.R. McGrath dans le groupe de P.L. Richards nous avons tenté d'utiliser la puissance FI produite à partir de la jonction non irradiée (sans OL) pour caractériser la chaîne FI. La jonction non irradiée peut à quelques corrections près être considérée comme une résistance variable, en tous cas vis à vis de la chaîne FI.

Considérons le modèle suivant lequel les seules contributions à la puissance de bruit P (sans OL) mesurée sont le bruit de grenaille F_g

Figure 27



TEMPERATURE DE BRUIT DE LA CHAÎNE D'AMPLIFICATION FI
EN FONCTION DE LA RESISTANCE DYNAMIQUE

proportionnel au courant qui traverse la jonction et le bruit de la chaîne d'amplification P_{FI} . On peut tenter d'évaluer cette dernière composante qui nous intéresse en soustrayant le bruit de grenaille P_g du bruit total mesuré. Rappelons que le bruit de grenaille introduit au paragraphe 2.3.6 dans la partie théorique comme la composante dominante du bruit dû aux fluctuations de courant dans la jonction a pour expression :

$$P_g = \frac{1}{2} eIR_0B$$

où e est la charge de l'électron, I le courant, R_0 la résistance dynamique de la jonction et B la bande passante. Il est pondéré par le facteur de désadaptation $\Gamma_{FI} = 4(R_0 \times R_D) / (R_0 + R_D)^2$ où R_0 est la résistance correspondant à l'adaptation (ici 50Ω) et $R_D (=dV/dI)$ la résistance réellement présente à l'entrée de l'amplificateur.

$$\begin{aligned} P_{\text{mesuré}} &= P_{FI} + \Gamma_{FI} P_g \\ &= k_0 B T_{FI} + \Gamma_{FI} e I R_0 B / 2 \end{aligned}$$

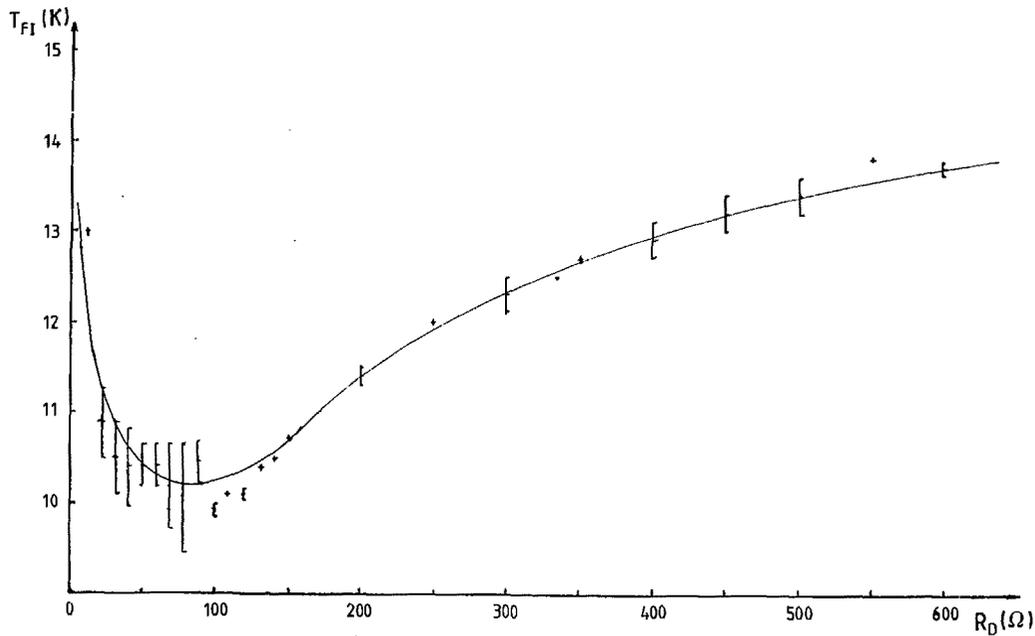
Remarquons que le bruit de grenaille et le bruit de la chaîne FI sont du même ordre de grandeur.

A partir des caractéristiques enregistrées sur calculateur, nous avons toutes les données (courant, tension, puissance). Nous obtenons R_D par dérivation. Il ne manque plus pour calculer P_g que le gain de la chaîne FI. Nous utilisons dans un premier temps les valeurs mesurées avec une charge adaptée en gardant à l'esprit qu'elles ne sont plus forcément valables.

Nous traçons donc des courbes $T_{FI}(R_D)$ pour évaluer l'influence de la résistance. Une caractéristique de jonction présente dans la plupart des cas plusieurs fois la même résistance à des points de polarisation différents. Si notre modèle de bruit est cohérent, nous devons retrouver dans chaque cas la même puissance FI correspondant à une résistance donnée.

Nous essayons alors d'affiner notre évaluation du gain G pour obtenir une fonction $T_{FI}(R_D)$ monovaluée. Nous pouvons également jouer sur R_0 . Nous avons donc essayé de choisir des valeurs différentes de R_0 mais nous sommes revenus à 50Ω qui nous semble donner les meilleurs résultats.

C'est par cette méthode que nous avons systématiquement déterminé le bruit et le gain de la chaîne FI en fonction de la résistance. En pratique, après avoir cherché à rendre notre fonction monovaluée pour une jonction donnée, nous avons tenté de trouver le meilleur accord possible sur l'ensemble



VARIATION DE LA TEMPERATURE DE BRUIT DE LA CHAINE
D'AMPLIFICATION FI EN FONCTION DE LA RESISTANCE DYNAMIQUE

des valeurs correspondant à une résistance donnée, quelle que soit la jonction utilisée. C'est dans cet esprit que nous avons pratiquement retenu une valeur du gain unique de $93 \pm 0,5 \text{dB}$. Cette démarche nous permet de présenter une courbe $T_{F1}(R_D)$ pour une valeur de gain donnée (figures 27 et 28). En effet les valeurs de la température de bruit calculées à partir de la formule ci-dessus sont difficilement comparables si on fait varier le gain G en même temps que la résistance R_D .

Nous avons obtenu des températures de bruit variant entre 10K et 15K pour des résistances comprises entre 50 et quelques ohms (figure 27). Entre 40 et 110 Ω le bruit est relativement constant aux environs de 10K. Remarquons que dans la zone de résistance comprise entre 50 et 90 Ω , l'incertitude est plus grande à la fois sur le gain et sur la température de bruit (les barres d'erreurs représentent l'écart type par rapport à une moyenne calculée sur tous les points expérimentaux).

Pour les plus grandes résistances le bruit augmente à nouveau (figure 28).

Nous avons constaté une différence assez notable entre la température de bruit mesurée avec une charge adaptée par la première méthode (11,7K pour des courants de polarisation respectifs de 3 et 2,5mA des deux étages du FET et une température physique de 5 à 10K) et la valeur correspondant à 50 Ω par la seconde méthode qui est plus basse (10,4 \pm 0,5K). La correspondance est un peu meilleure en ce qui concerne le gain. Nous avons déjà mentionné les sources d'incertitudes de la première méthode avec la charge adaptée. Nous n'avons pas chiffré les erreurs introduites.

Nous estimons que pour chaque méthode, les variations relatives du bruit en fonction des paramètres envisagés sont significatives. Les valeurs absolues ne sont valables qu'à 10% près environ.

Les valeurs de température de bruit de la chaîne en fréquence intermédiaire interviennent dans nos interprétations des résultats en mélange pondérées par un facteur de désadaptation (voir paragraphe suivant) par rapport à l'impédance optimale de 50 Ω . Il est donc intéressant d'examiner la variation du paramètre T_{F1}/Γ_{F1} en fonction de la résistance. La courbe en pointillés de la figure 26 a donc été calculée à partir d'un lissage sur les points expérimentaux. Elle présente un minimum assez proche de 50 Ω comme on pouvait s'y attendre.

Nous avons remarqué que pour certaines jonctions, le modèle de bruit adopté n'était pas valable. En effet aucune valeur de G ne rend alors la

fonction $P_{F1}(R)$ monovaluée et on observe un bruit en excès. Nous avons pu parfois associer ce genre de constatations avec de mauvaises performances en mélange ou une mauvaise qualité de la jonction mais ce n'est pas systématique.

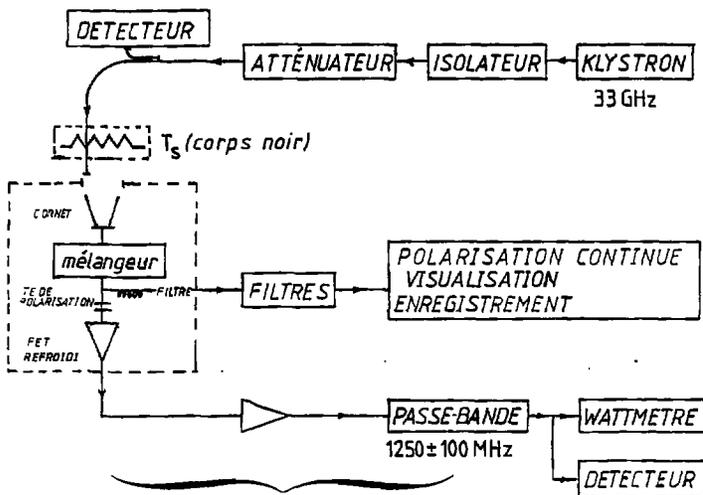
3.2.3. Couplage radiofréquence

Un cornet est fixé au bloc mélangeur (photographie p. 90), dans le prolongement du guide d'onde. Le signal comme l'oscillateur local sont injectés à travers deux fenêtres correspondant aux séparations du cryostat entre le puits, le vide d'isolement, et l'extérieur, et plusieurs écrans thermiques dont nous avons parlé (photographie p. 86).

L'oscillateur local, produit par un klystron (photographie p.110), arrive par guide d'onde devant la fenêtre et en obstrue donc une petite partie. Il est décentré par rapport au diagramme de rayonnement du cornet pour réduire l'importance de cette obstruction vis à vis du mélangeur. Le klystron peut produire environ 30mW, la fréquence pouvant varier de 30 à 35GHz. Or la puissance requise est de l'ordre de 10^{-9} W. Nous devons donc fortement atténuer cette voie. La position décentrée du guide d'onde ne pose donc aucun problème de ce point de vue. Par contre elle entraîne certainement des réflexions parasites sur les divers écrans thermiques à l'intérieur du cryostat. Nous avons cependant estimé que ce phénomène ne perturbait pas nos mesures en mélange.

En guise de signal à analyser (figure 29), nous utilisons le rayonnement d'un corps noir à deux températures différentes, à savoir l'ambiante (295K) et l'azote liquide (77K). La différence en sortie du mélangeur entre ces deux signaux nous permet de calculer la température récepteur. Le corps noir est matérialisé par une mousse absorbante placée devant la fenêtre, à l'ambiante ou dans un réservoir de polystyrène (transparent aux ondes millimétriques) rempli d'azote liquide.

Ce type de couplage ne nous permet cependant pas d'être sûr de la température qui voit effectivement le mélangeur. Il est extrêmement difficile de connaître l'absorption associée à la fenêtre. Nous l'estimons très faible, vu les matériaux employés: quartz et téflon qui sont en principe transparents aux fréquences d'intérêt. Par contre le signal subit certainement des réflexions importantes, associées aux différents écrans, suivant la distance qui les sépare, relativement à la longueur d'onde. Ce facteur n'est absolument pas maîtrisable dans la conception actuelle de notre cryostat. La distance entre les différents écrans dépend d'une part des contraintes mécaniques sur

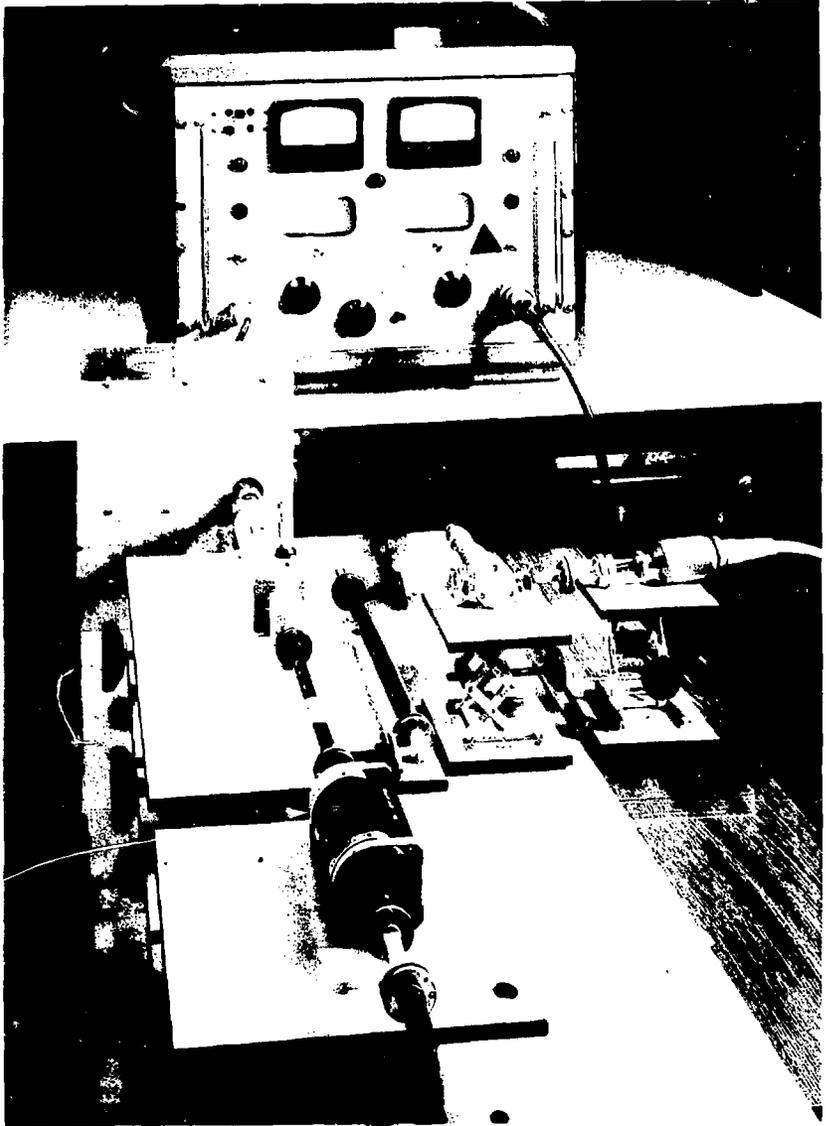


Chaîne d'amplification en
fréquence intermédiaire

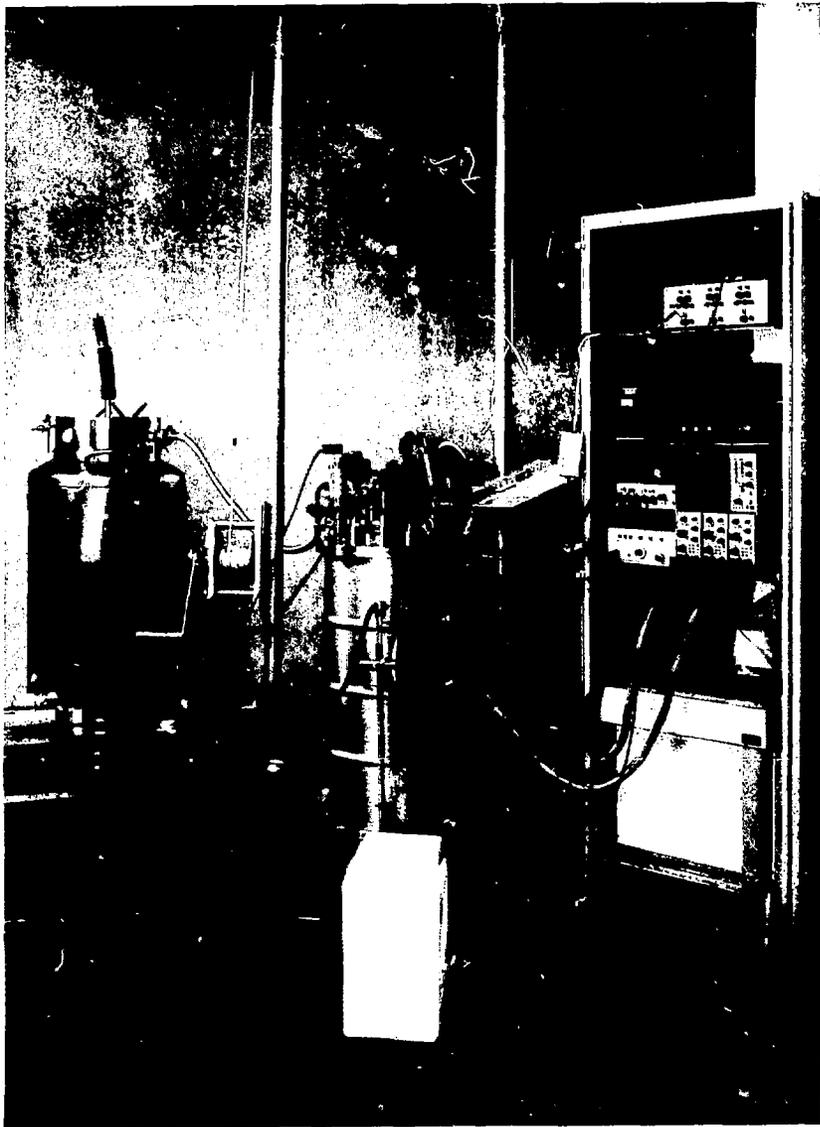
$92 \pm 1 \text{ dB}$, $12 \pm 2 \text{ K}$

SCHEMA DE NOTRE DISPOSITIF
EXPERIMENTAL

FIGURE 29



CIRCUIT D'OSCILLATEUR LOCAL



ENSEMBLE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

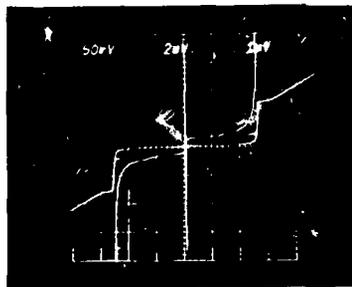
ces pièces sont soumises à de fortes contractions thermiques dues aux cyclages de température entre l'hélium liquide. Nous ne pouvons donc pas nous limiter à la précision qui serait nécessaire par rapport à la longueur des signaux :

L'absence des réactions de l'écran est certainement le facteur limitatif le plus important pour les performances de notre récepteur. En effet nous avons vu que la température de l'écran est d'un facteur supérieur à trois, en remplaçant simplement l'écran de quartz à température ambiante par du téflon d'une épaisseur. Or il reste à adapter du quartz à la température de l'hélium liquide, ce qui est plus difficile de changer, pour des raisons d'inertie à l'hélium. L'adaptation de cet écran par des feuilles de téflon d'épaisseur $\lambda/4$ n'a pu être résolue de manière satisfaisante. Nous estimons cependant qu'une compréhension qualitative de nos résultats n'est pas affectée par ce point.

$20\mu\text{A}$ [
 et $2\mu\text{A}$ [
 $\overline{1\text{mV}}$

$$R_N = 91\Omega$$

$$R_J / R_N = 17$$

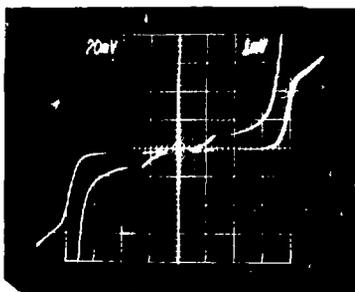


Nb/Oxyde/Pb(In)

$20\mu\text{A}$ [
 et $2\mu\text{A}$ [
 $\overline{1\text{mV}}$

$$R_N = 76\Omega$$

$$R_J / R_N = 18$$



NbN/Oxyde/Pb(In)

CARACTERISTIQUES STATIQUES

3.3. TEST DES JONCTIONS

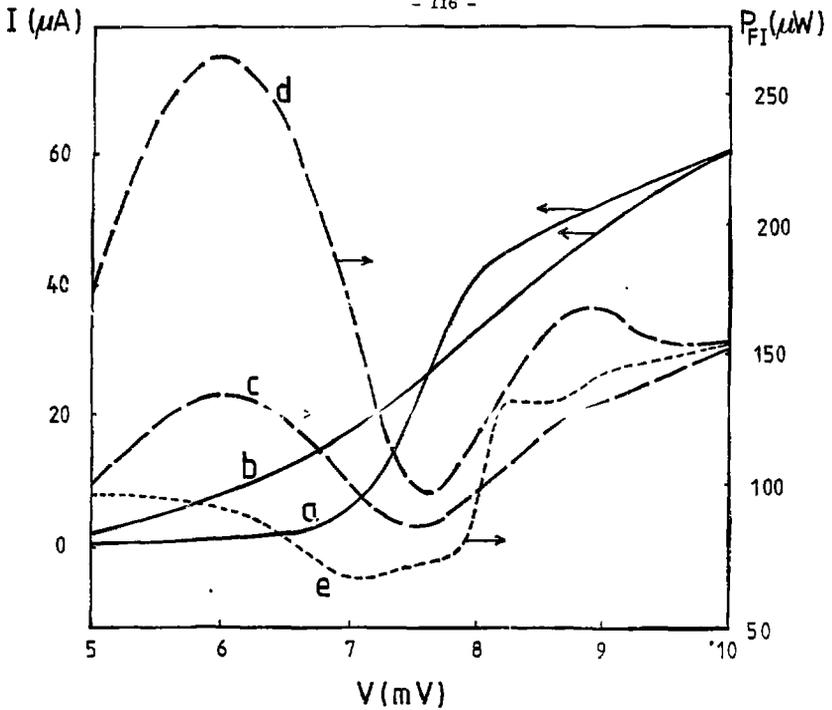
3.3.1. Test en statique

Un premier test est effectué à l'ambiante à un niveau de courant très faible (de l'ordre de quelques microampères au maximum). Il s'agit d'un contrôle de la continuité électrique des électrodes d'une part et de l'évolution des jonctions dans le temps d'autre part. En particulier pour les jonctions Nb-Pb(In), cette simple mesure nous permet de dépister un claquage. Le cas du nitrure de niobium est différent car la résistivité des films est très grande et la contribution de la jonction elle-même à la résistance totale du dispositif est négligeable.

Les jonctions sont ensuite testées à froid en statique (mesure de la caractéristique $I(V)$, voir photographies ci-contre) avant d'être montées dans le bloc mélangeur. La mesure est effectuée en quatre points. Elle nous permet de contrôler la résistance normale et la qualité de la jonction. Nous nous sommes basés au départ sur des résistances de l'ordre de 50Ω pour des raisons d'adaptation d'impédance puis nous avons entrepris un test systématique de dispositifs aux caractéristiques variées, tant par leur résistance que par leur surface, le nombre de jonctions en série ou le rapport R_J/R_N . Nous désirons ainsi rechercher quelle est l'importance relative de ces différents facteurs en mélange.

Le test en statique peut donner lieu à un traitement sur ordinateur pour prévoir les performances en mélange (calcul de la réponse en courant) figure 52 et 53.

Il faut en effet songer à minimiser les manipulations des dispositifs avant leur livraison éventuelle à l'utilisateur.



EXPERIENCE DE MELANGE
Caractéristiques courant-tension
sans OL (a), avec OL (b)
Puissance FI sans OL (e), avec OL
et charge chaude (d) ou froide (c)

FIGURE 30

3.3.2. Expériences de mélange

3.3.2.1. Déroulement

Nous mesurons la puissance FI produite en l'absence d'oscillateur local, en fonction de la tension de polarisation de la jonction. Il s'agit d'un relevé numérique piloté par ordinateur. C'est ce qui nous permet de calibrer notre chaîne d'amplification en fréquence intermédiaire (paragraphe 3.2.2.2). En continuant d'effectuer un balayage alternatif sur toute la caractéristique jusqu'à une tension légèrement supérieure à la bande interdite, nous irradiions la jonction. Nous disposons de deux réglages pour l'optimisation d'un pic de la puissance FI:

- la puissance d'OL
- la position du court circuit mobile d'accord

Le point de polarisation est déterminé au maximum de la puissance FI. La caractérisation des performances du récepteur est alors effectuée en présentant successivement devant la fenêtre un absorbant "chaud" (295K) puis "froid" (77K) (figures 29 et 30). Le réglage peut également être effectué à l'aide d'un hacheur (appareil très simple réalisant l'alternance corps chaud-corps froid de façon automatique). On optimise alors directement l'écart entre les deux puissances mesurées. Le meilleur résultat brut obtenu en température récepteur a été de 120K double bande. Toutes les températures citées sont double bande (on notera DBL) puisque notre récepteur tel qu'il est conçu ne peut pas discriminer entre les deux signaux de fréquences $\omega_{OL} + \omega_{FI}$ et $\omega_{OL} - \omega_{FI}$, symétriques par rapport à la fréquence d'oscillateur local. Pour comparer les performances d'un récepteur simple bande à celles d'un récepteur double bande, on peut approximativement multiplier la température double bande par 2.

Surtout notre dispositif expérimental bien qu'il ne soit pas encore totalement optimisé en particulier pour le couplage RF, nous a permis de comparer les performances de jonctions différentes.

3.3.2.2. Résultats expérimentaux et interprétation

Nous avons disposé d'une plaquette NbN-Pb(In) fournie par J.C. Vallegier dont la qualité était excellente en moyenne (référence V100) et qui

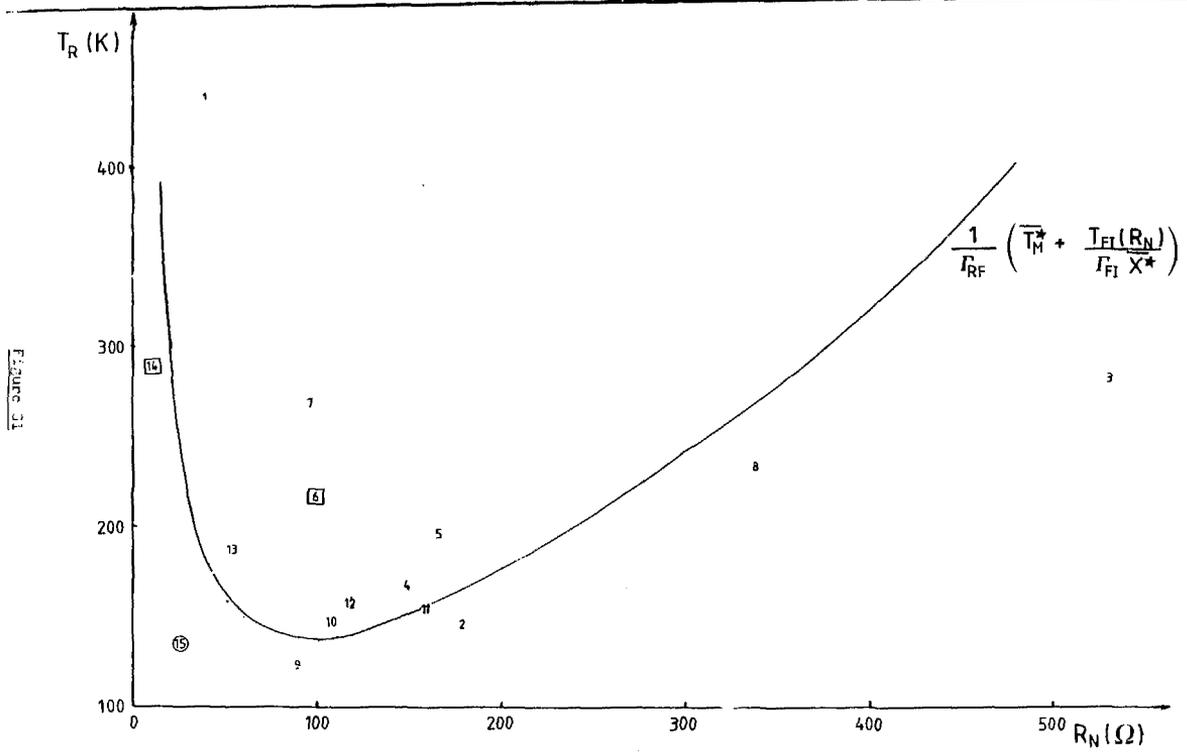


Figure 21

VARIATION DE LA TEMPERATURE RECEPTEUR DBL
EN FONCTION DE LA RESISTANCE NORMALE

a donné lieu à la plus grande partie des résultats qui vont être cités ici. Trois points expérimentaux 6, 14 et 15 s'y ajoutent, dont deux jonctions (6 et 14) provenant d'une autre plaquette NbN (référence HY055) et une jonction (15) Nb (référence HY054) produites par le groupe de G. Matheron. Les caractéristiques détaillées des jonctions correspondant aux différents points expérimentaux figurent en annexe.

Remarquons que nous ne pouvons pas caractériser notre mélangeur de façon intrinsèque. T_R prend compte du récepteur global, T_m et X (voir figure 32) ne sont pas accessibles. Si on veut aller plus loin dans la décomposition de notre système, il faut faire des hypothèses supplémentaires. Voyons comment les premiers résultats expérimentaux nous ont guidé. Nous avons étudié la variation de la température récepteur mesurée T_R , en fonction de la résistance normale de la jonction, de sa qualité (R_J/R_N), du nombre N de jonctions en série, de la surface S de chaque jonction, du rapport S/N , de la capacité ou de la réponse en courant calculée.

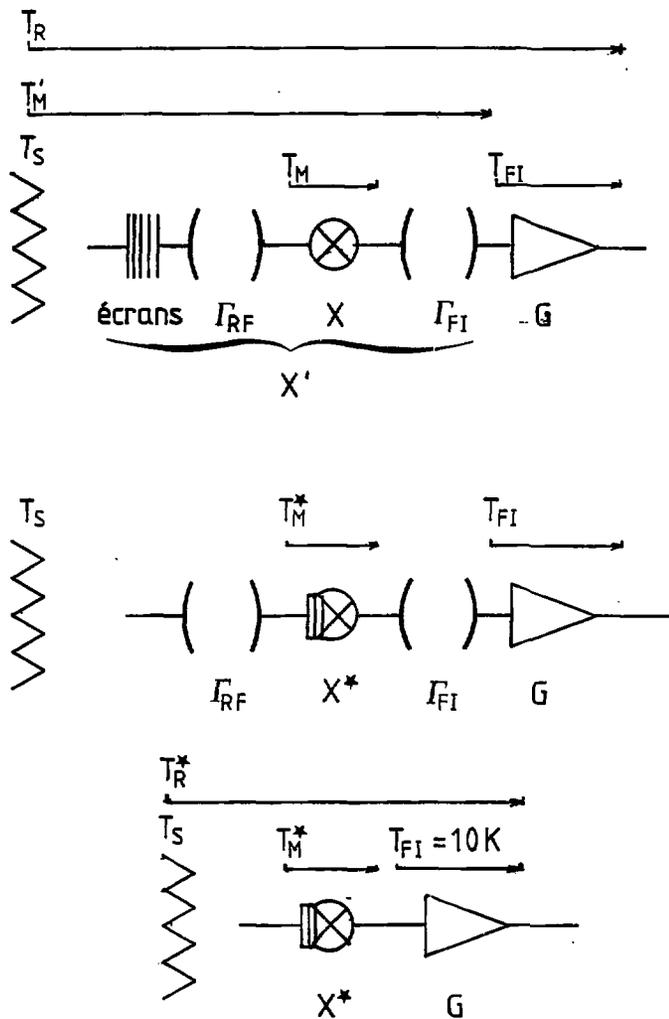
Dans un premier temps nous avons observé que la température récepteur présente un minimum en fonction de la résistance normale, qui se situe vers 100Ω (figure 31). Nous avons déduit de cette constatation que les désadaptations soit du côté RF ou vers la sortie FI jouent un rôle important dans nos résultats.

Pour pouvoir compléter notre interprétation par rapport à d'autres paramètres, il nous faut évaluer les facteurs de désadaptation et corriger les valeurs mesurées en conséquence.

Nous savons déjà que la chaîne FI doit voir à son entrée une résistance de cinquante ohms. Or on sait qu'elle voit en fait la résistance dynamique au point de polarisation choisi, c'est à dire la pente de la caractéristique en ce point. On peut donc calculer le facteur de désadaptation FI:

$$\Gamma_{FI} = 4R_D \times 50 / (R_D + 50)^2$$

Du côté RF, il est plus difficile de connaître l'impédance de la jonction. Si on ne considère que la partie réelle des impédances, en supposant que les parties imaginaires sont compensées par réglage du court circuit mobile, on peut estimer que la résistance n est pas très différente de la résistance normale de la jonction. D'autre part l'impédance du guide réduit



REPRESENTATION DU RECEPTEUR
PARAMETRES CARACTERISTIQUES

d'environ un tiers de sa hauteur est de 111Ω , d'où le facteur de désadaptation :

$$\Gamma_{RF} = 4R_N \times 111 / (R_N + 111)^2$$

On peut ainsi décomposer l'expression de la puissance mesurée :

$$P = kGB [T_{FI} + X' (T_m + T_g)]$$

$$= kGB [T_{FI} + \Gamma_{FI} X^* (T_m^* + \Gamma_{RF} T_g)]$$

Nous définissons alors de nouvelles grandeurs caractéristiques du mélangeur (figure 32) :

$$T_m^* = \Gamma_{RF} T_m$$

$$X^* = X' / (\Gamma_{RF} \Gamma_{FI})$$

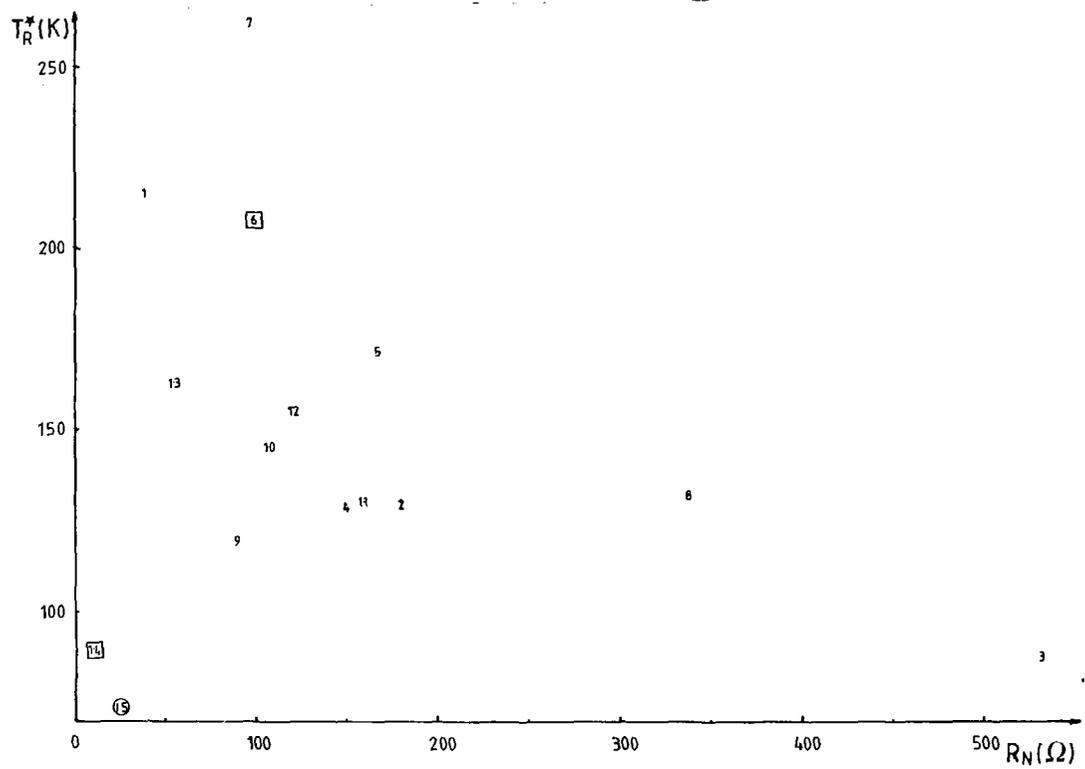
Nous avons également utilisé $T_R^* = T_m^* + 10/X^*$ qui serait la température de bruit du récepteur sans désadaptations.

Ces paramètres ne sont pas intrinsèques au mélangeur car nous n'avons pas tenu compte de l'atténuation ou des réflexions dues à la fenêtre. Le mélangeur ne voit pas le signal T_g correspondant au corps noir que nous présentons devant la fenêtre mais une température qui dépend de manière complexe de la transmission des différents écrans et de leurs températures respectives que nous ne connaissons pas. Les relations mises en jeu sont cependant linéaires et ne devraient pas modifier qualitativement la variation des performances du mélangeur en fonction des différents paramètres d'intérêt.

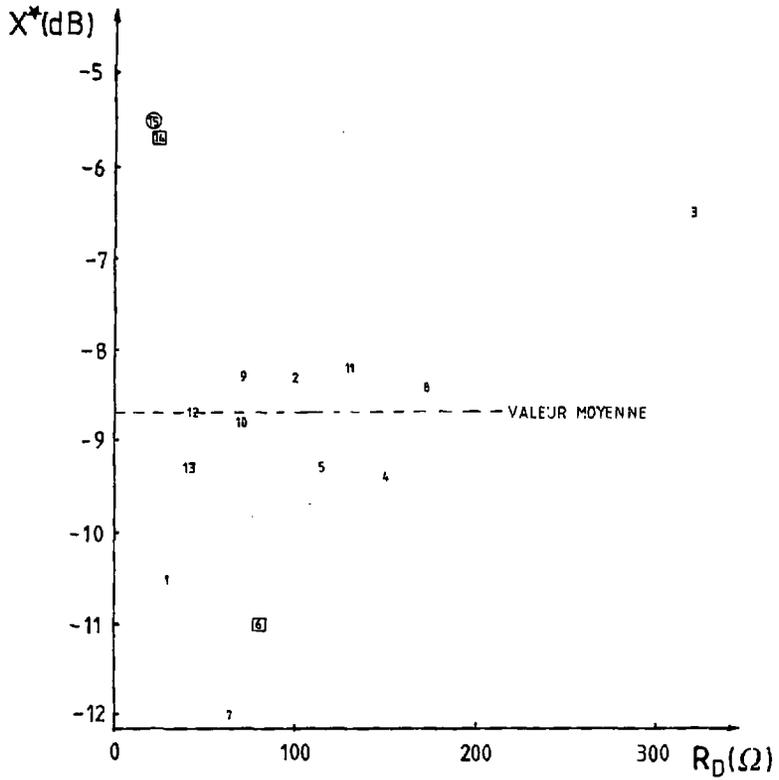
Dans un premier temps nous avons constaté que la résistance dynamique est systématiquement plus petite que la résistance normale (figure 36). On peut approximer la dépendance par une fonction linéaire : $R_D \approx 0,7R_N$ (pour $R_N < 200\Omega$).

A partir de l'ensemble des points expérimentaux, nous avons déterminé une valeur moyenne de T_m^* et de X^* pour calculer ensuite une température récepteur fictive tenant compte des désadaptations (qui présentent au total un minimum pour $R_N = \sqrt{50 \times 111 / 0,7} = 89\Omega$, moyenne tenant compte de la relation approximative $R_D = 0,7R_N$) et de la contribution des amplificateurs en fonction

FIGURE 33



TEMPERATURE RECEPTEUR DBL CORRIGEE
DES DESADAPTATIONS , EN FONCTION DE LA
RESISTANCE NORMALE



VARIATION DU RAPPORT DE CONVERSION
EN FONCTION DE LA RESISTANCE DYNAMIQUE

Figure 34

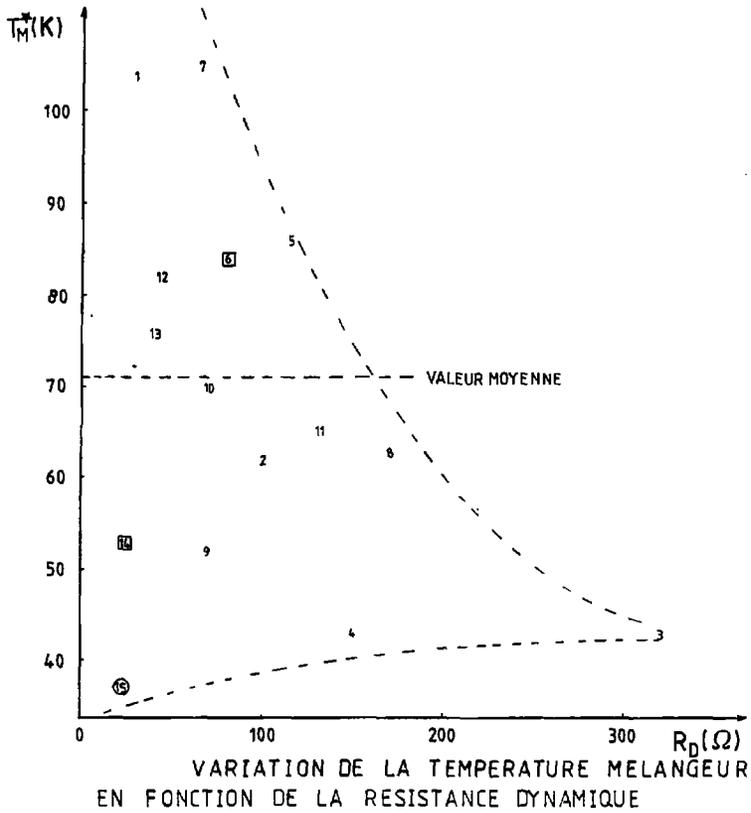


Figure 35

de la résistance (R_D). La courbe obtenue (figure 31) correspond assez bien aux points expérimentaux sauf pour les deux jonctions de résistance normale très élevée (numéros 3 et 8), pour lesquelles les corrections sont peut-être un peu trop fortes.

Les effets de désadaptation ayant été pris en compte, on constate que l'échelle de variation de T_R^M en fonction de la résistance est un peu réduite par rapport à T_R mais on observe encore une grande dispersion des points expérimentaux, surtout aux faibles résistances (figure 33). Pour ce qui est du rapport de conversion X^M , on attendait théoriquement qu'il augmente avec la résistance dynamique, mais nos résultats ne nous permettent pas de confirmer ces prévisions. Nous ne pouvons pas dégager un sens de variation net sur la courbe de la figure 34. Enfin T_M^M (figure 35) ne présente pas non plus de dépendance marquée vis à vis de la résistance.

La désadaptation nous paraît donc intervenir au premier ordre mais elle ne suffit pas pour interpréter totalement nos résultats.

Nous avons essayé d'aller plus loin. Nous avons étudié la variation de I_m^* et de X^M en fonction de divers paramètres, tels que la réponse en courant calculée, le produit $(2\pi RC)^{-1}$, homogène à une fréquence, le rapport R_J/R_N , la surface d'une jonction S , le nombre de jonctions en série N et le rapport S/N . Nous avons constaté une amélioration nette du rapport de conversion quand la réponse en courant augmente (figure 37). Rappelons que la réponse en courant est calculée à partir de la caractéristique statique. Elle est introduite au départ pour mesurer la sensibilité en détection mais nous avons vu dans la théorie classique qu'elle intervient également dans l'expression des pertes de conversion :

$$L_0 = \frac{2 \partial I_{RF} / \partial V}{P (\partial I_{RF} / \partial P)^2}$$

Pour le cas des réseaux on a pris en compte une valeur de NR_L ou N est le nombre de jonctions en série. En effet, la réponse en courant est homogène à l'inverse d'une tension. Or l'échelle de tension de la caractéristique d'un réseau est multipliée par un facteur N . Il est nécessaire de tenir compte pour comparer la réponse en courant de jonctions seules et de réseaux. D'autre part, on peut retrouver ce paramètre NR_L à partir de l'expression des pertes de conversion rappelée ci-dessus. En effet, la

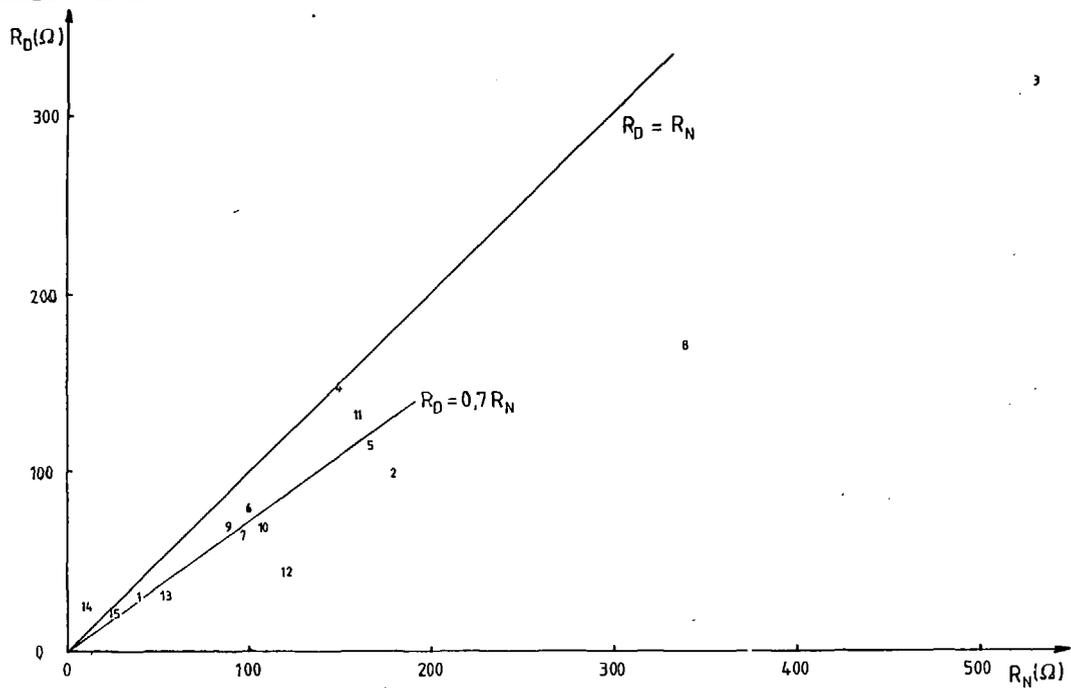


Figure 36

RESISTANCE DYNAMIQUE AU POINT DE POLARISATION CHOISI
 POUR LE MELANGE, EN FONCTION DE LA RESISTANCE NORMALE
 DE LA JONCTION

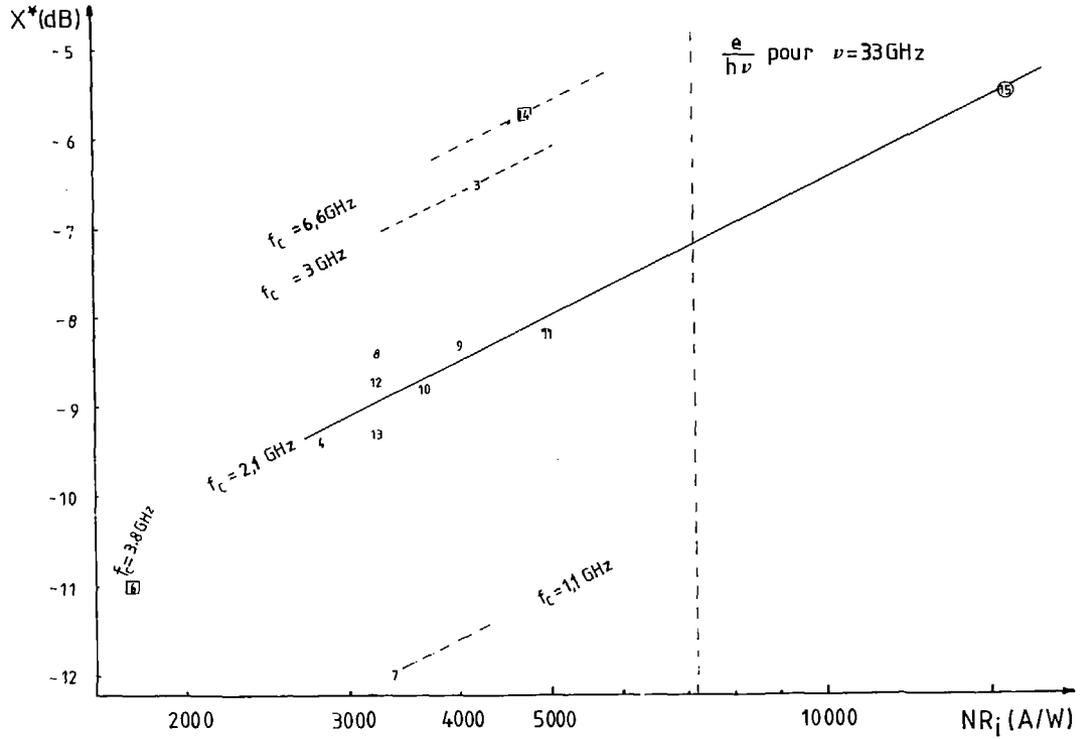


Figure 37

RAPPORT DE CONVERSION EN FONCTION
DE LA REPONSE EN COURANT (échelle logarithmique)

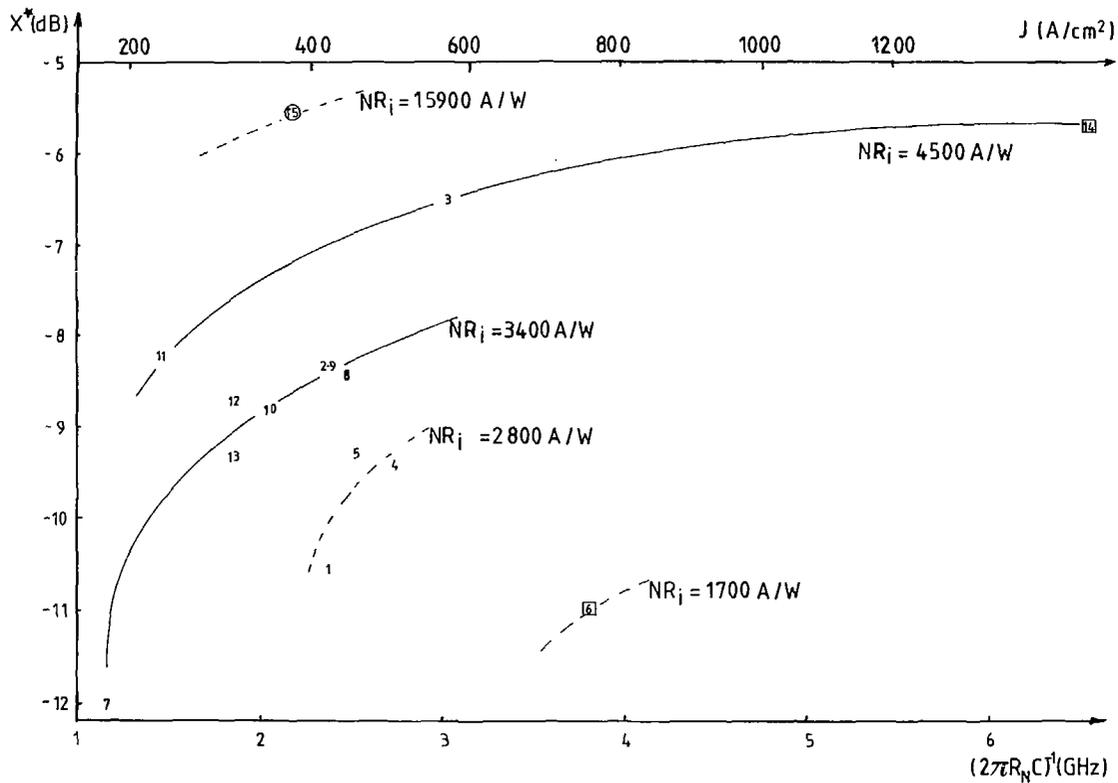


Figure 38

VARIATION DU RAPPORT DE CONVERSION
EN FONCTION DE $(2\pi R_N C)^{-1}$

puissance RF couplée varie comme le carré de la tension $(NV)^2$ où V est une tension correspondant à une jonction. Elle est donc proportionnelle au carré du nombre de jonctions en série. Toutes choses égales par ailleurs quand on passe d'une jonction à N jonctions, le rapport de conversion devrait donc être proportionnel au carré du facteur NR_1 , les autres grandeurs intervenant dans l'expression sont indépendantes du nombre de jonctions.

C'est pourquoi nous avons corrigé la valeur de la réponse en courant par le facteur N dans toutes nos données.

Nos résultats expérimentaux paraissent assez dispersés à première vue (figure 37).

On constate déjà indubitablement une croissance de X en fonction de NR_1 mais on ne trouve pas la pente attendue à savoir une pente 20 sur le graphe X(dB) en fonction de $\text{Log}(NR_1)$. Par contre nous avons remarqué que si on regroupe les points correspondant à une même valeur du paramètre $f_c = (2\pi R_N C)^{-1}$ on trouve pour un groupe donné, une croissance de X avec une pente 5, ce qui correspond à une variation de X en $\sqrt{NR_1}$. Il ne s'agit certainement pas d'une violation de l'expression de L_0 donnée plus-haut. Nous attribuerions plus volontiers cet écart à une variation de la puissance RF couplée en fonction de la réponse en courant d'une part (pour expliquer la pente) et en fonction du facteur $(2\pi R_N C)^{-1}$ (pour justifier le regroupement). Nous pensons que la puissance d'OL couplée diminue quand la réponse en courant augmente c'est à dire que l'on arrive plus vite à saturer le mélangeur s'il est plus fortement non linéaire.

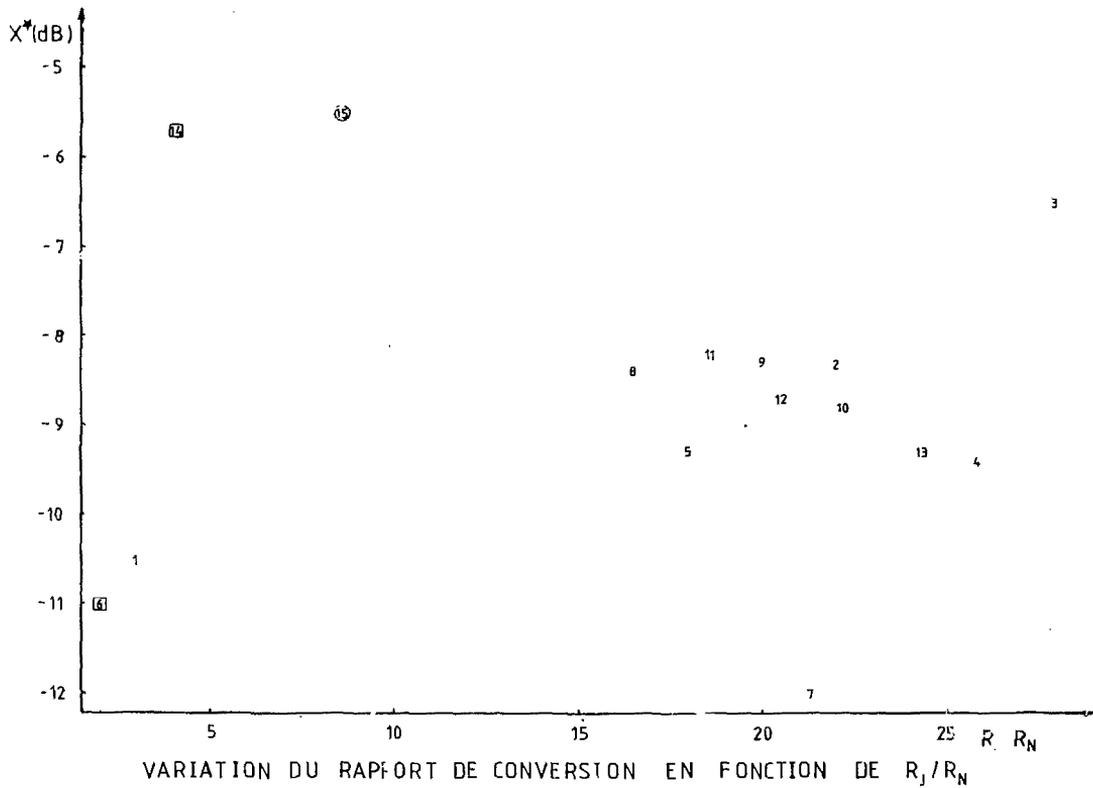
Si on a $X \sim K ((2\pi R_N C)^{-1}) \times \sqrt{NR_1}$, on doit imposer au produit PR_D une variation en $k^{-1} \times (NR_1)^{3/2}$.

D'autre part la puissance couplée augmente quand la "fréquence de coupure" augmente. Ce paramètre se calcule à partir de la densité de courant J. Nous avons utilisé les équations empiriques données par J.C. Villegier (1977) qui ne sont peut être valables que qualitativement pour les jonctions au nitrure de niobium.

$$(2\pi R_N C)^{-1} = 10^2 J \ln(10^9/J) \quad \text{MKSA}$$

En titre indicatif on donne une échelle en densité de courant sur la figure 38. On trouve assez souvent dans la littérature des références à ce paramètre sous la forme $\omega(2\pi R_N C)$ où ω est la fréquence RF. Comme nous l'avons vu dans la partie I, Phillips recommande une valeur inférieure à 1. Pour des

Figure 39



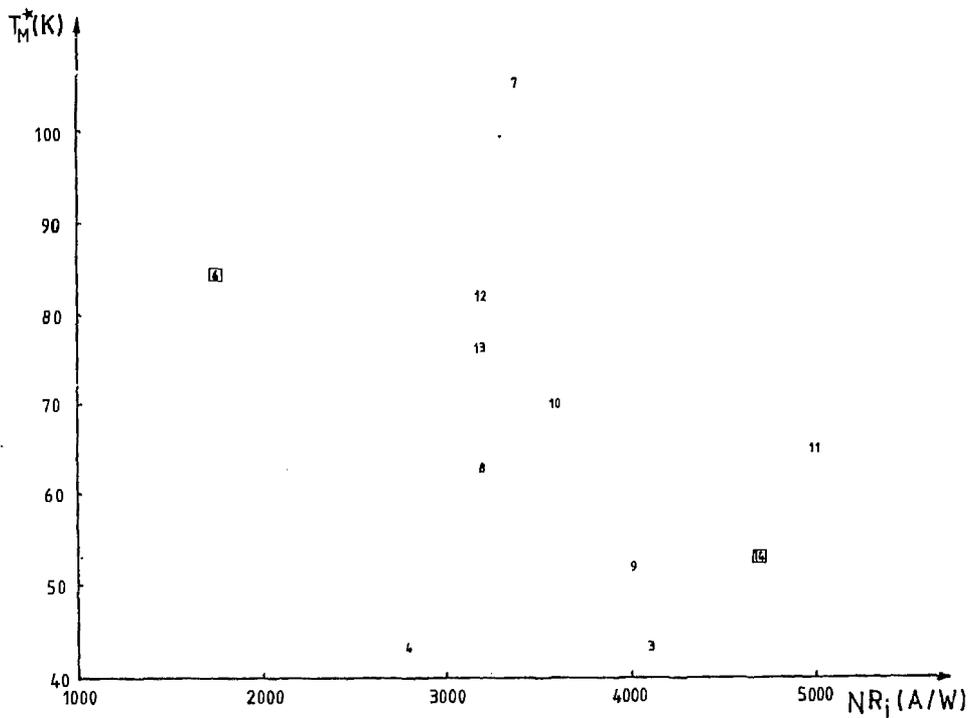
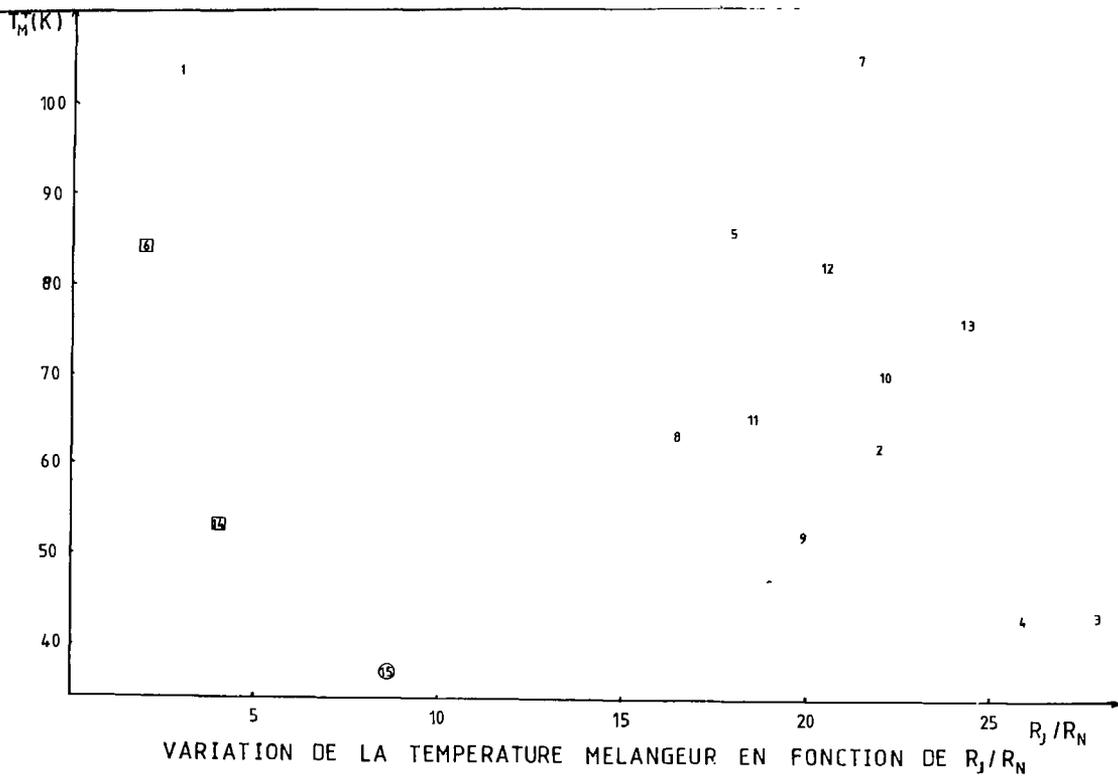


Figure 40

VARIATION DE LA TEMPERATURE MELANGEUR
EN FONCTION DE LA REPONSE EN COURANT

Figure 41



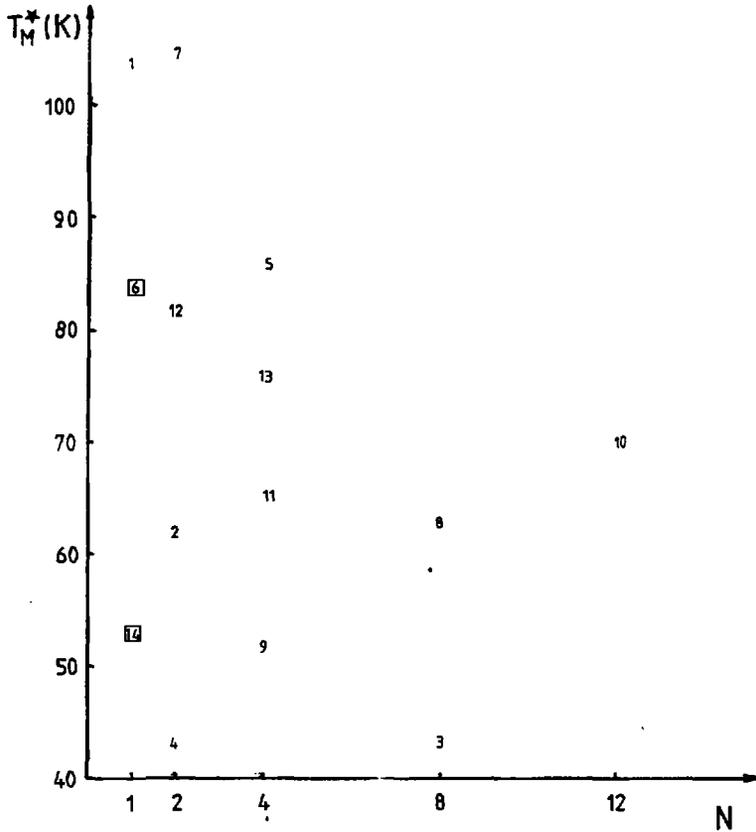
valeurs trop grandes, on risque de court-circuiter non seulement les harmoniques de l'oscillateur local mais aussi la fréquence d'intérêt. Par contre il devrait suffire de dépasser une valeur critique de ce paramètre par rapport à la fréquence de travail pour qu'il n'ait plus aucune incidence sur les résultats. On peut peut-être interpréter la figure 38 dans ce sens, à savoir qu'au delà de la valeur approximative $(2\pi R_N C)^{-1} = 3$ GHz soit un dixième de la fréquence d'intérêt on n'observe plus de dépendance. Il nous faut rester prudent sur ce point en raison du petit nombre de points expérimentaux dont nous disposons aux grandes valeurs de la fréquence de coupure. La variation du rapport de conversion en fonction de ce dernier paramètre peut être précisée selon la valeur de la réponse en courant (figure 38). On regroupe les points de NR_1 voisins et la tendance de chaque groupe nous donne une idée de la forme de la fonction K introduite ci-dessus.

L'examen comparatif de la variation de X^M en fonction des paramètres mentionnés nous a conduit à considérer la réponse en courant et la "fréquence de coupure" $(2\pi R_N C)^{-1}$ comme les deux paramètres les plus significatifs pour les performances en mélange. Seul le point 6, aberrant par rapport à notre interprétation de la figure 37, s'explique par un rapport R_J/R_N de 2, valeur très faible en comparaison de la moyenne de nos points expérimentaux qui se situe plutôt aux alentours de 20. Nous avons représenté la variation de X^M en fonction du rapport R_J/R_N sur la figure 39. Il ne s'en dégage pas de sens de variation évident. C'est pourquoi nous n'avons fait intervenir ce paramètre qu'au troisième ordre. Notons de plus que sur la figure 38, le point 6 n'apparaît plus comme aberrant: son isolement est lié à sa très faible courbure au gap ($NR_1 = 1700A/W$).

La température de bruit du mélangeur ne présente d'après nos résultats aucune dépendance claire vis à vis des paramètres mentionnés ci-dessus (NR_1 (figure 40) et R_J/R_N (figure 41)). Il est intéressant de noter que nous n'avons en particulier constaté aucune dégradation du bruit du mélangeur quand le nombre de jonctions en série augmente (figure 42).

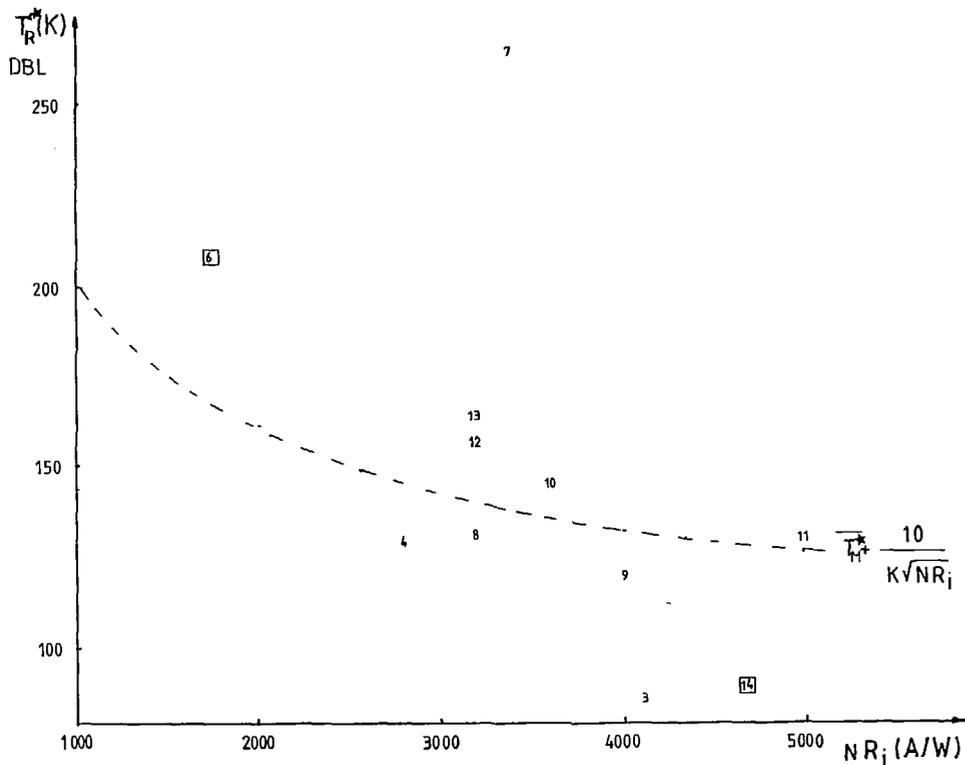
La variation de X^M se répercute donc directement sur la température récepteur (figures 43 et 44). On retrouve en fonction de la réponse en courant une décroissance, ainsi que les points particuliers soient 7 pour sa faible fréquence de coupure, 3 et 14 pour leur fréquence de coupure élevée et 6 pour sa faible courbure au gap ou son courant de fuite élevé.

Remarquons que la seule jonction niobium que nous avons pu tester en mélange et qui a donné d'excellents résultats (numero 15) présente une réponse

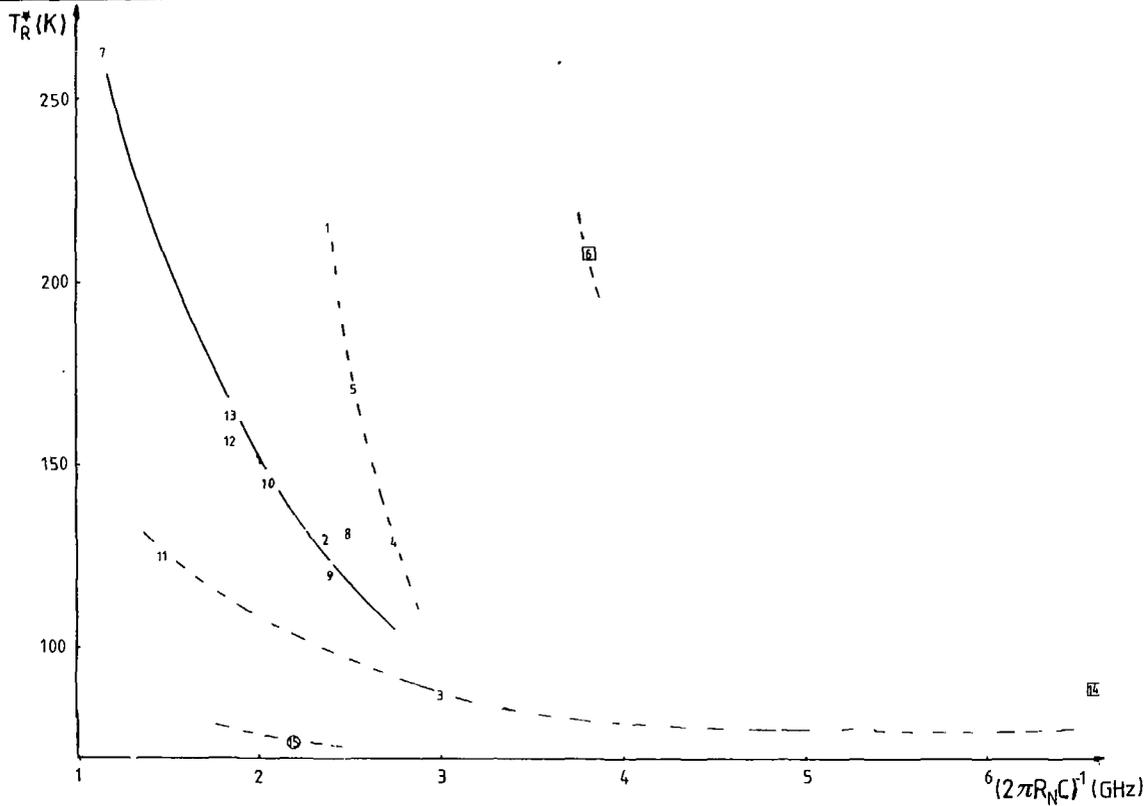


VARIATION DE LA TEMPERATURE
MELANGEUR EN FONCTION DU NOMBRE
DE JONCTIONS EN SERIE

Figure 42



VARIATION DE LA TEMPERATURE RECEPTEUR CORRIGEE
DES DESADAPTATIONS EN FONCTION DE LA REPONSE EN COURANT



TEMPERATURE RECEPTEUR CORRIGEE DES DESADAPTATIONS
EN FONCTION DE $(2\pi R_{NC})^{-1}$

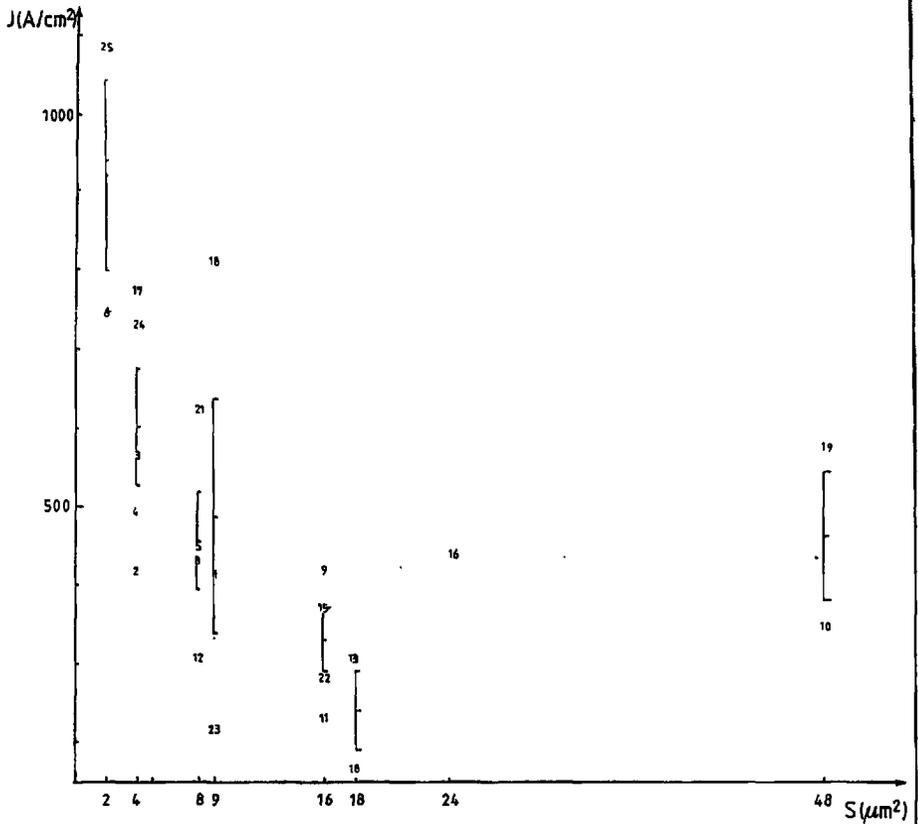
en courant pratiquement d'un ordre de grandeur au dessus de la moyenne des jonctions au nitrure de niobium. Ses performances vont bien dans le sens de notre interprétation selon laquelle la réponse en courant intervient au premier ordre. On peut aussi se demander comment la limite quantique $e/h\nu$ se situe par rapport aux valeurs mesurées de la réponse en courant. Seule la jonction niobium peut fonctionner en régime quantique (figure 37) selon les prévisions théoriques. Nous verrons plus loin que c'est effectivement la seule qui donne lieu à des pics photon-assistés. En conséquence, cette même jonction (numéro 15) apparaîtra comme un point singulier dans toutes les autres courbes.

Après avoir défini les paramètres déterminants vis à vis du mélange, nous allons tenter de rapporter leur variation aux paramètres facilement accessibles en technologie.

3.3.2.3. Paramètres technologiques et performances en mélange

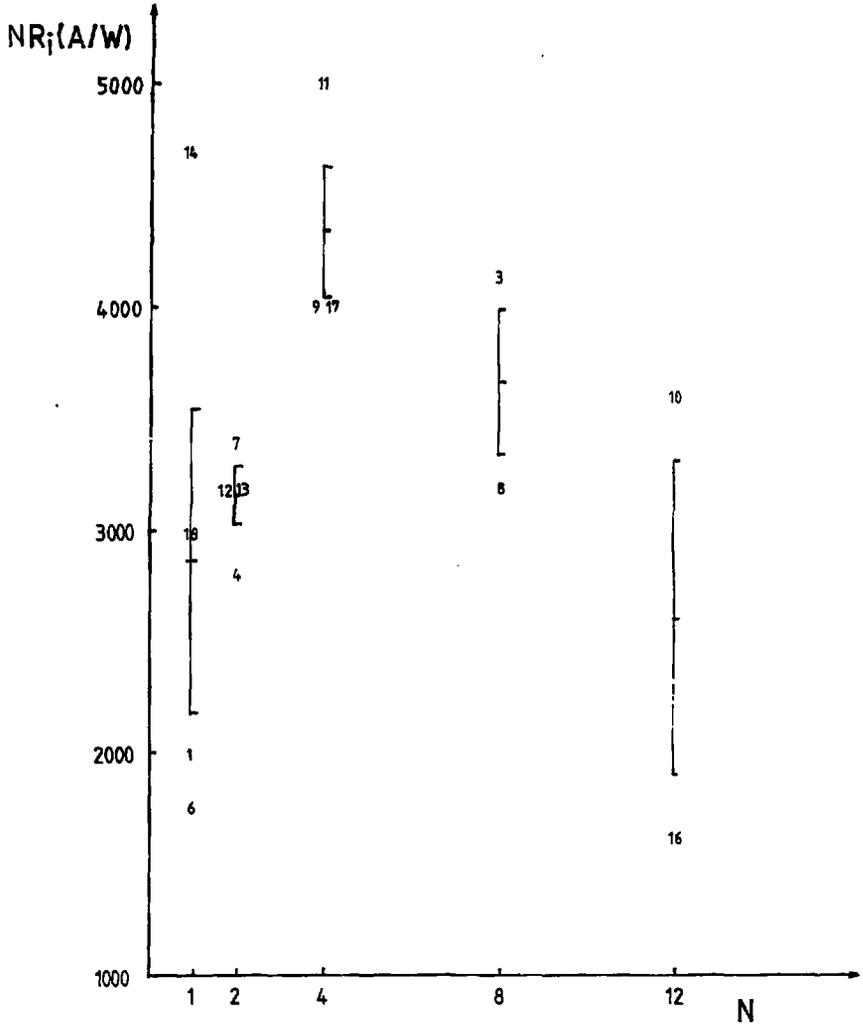
Nous avons introduit dans un premier temps l'importance des désadaptations soit en fréquence intermédiaire soit en radiofréquence pour les résultats en mélange. Le premier paramètre d'intérêt est donc la résistance normale. Contrôler la résistance normale des jonctions revient à maîtriser la densité de courant. Or nous avons constaté une décroissance assez marquée de la densité de courant quand la surface d'une jonction augmente (figure 45). Il semble que la densité de courant ne soit pas homogène sur toute la surface de la jonction mais plus forte sur la périphérie.

La variation de la réponse en courant NR_1 nous paraît assez significative en fonction du nombre de jonctions en série (figure 46). On remarque d'abord une dégradation pour N trop grand ($N > 4$), ce qui est certainement dû à des problèmes d'homogénéité des réseaux qui ne sont donc pas complètement résolus même sur le nouveau masque. Par contre les faibles valeurs correspondant à un petit nombre de jonctions sont plus difficiles à interpréter. Nous pensons qu'il s'agit d'un problème de bruit parasite qui affecte plus les jonctions seules ou les petits réseaux, en raison de leur plus faible niveau de courant. Pour les jonctions au nitrure de niobium, on mesure en pratique une réponse en courant plus faible pour des jonctions seules quand la résistance normale augmente (le niveau de courant diminue) (figure 47). Pour un réseau de N jonctions, à résistance normale donnée, le niveau de courant est plus grand que dans une jonction seule et la réponse en courant est meilleure. Nous n'attribuons pas ce problème de bruit à



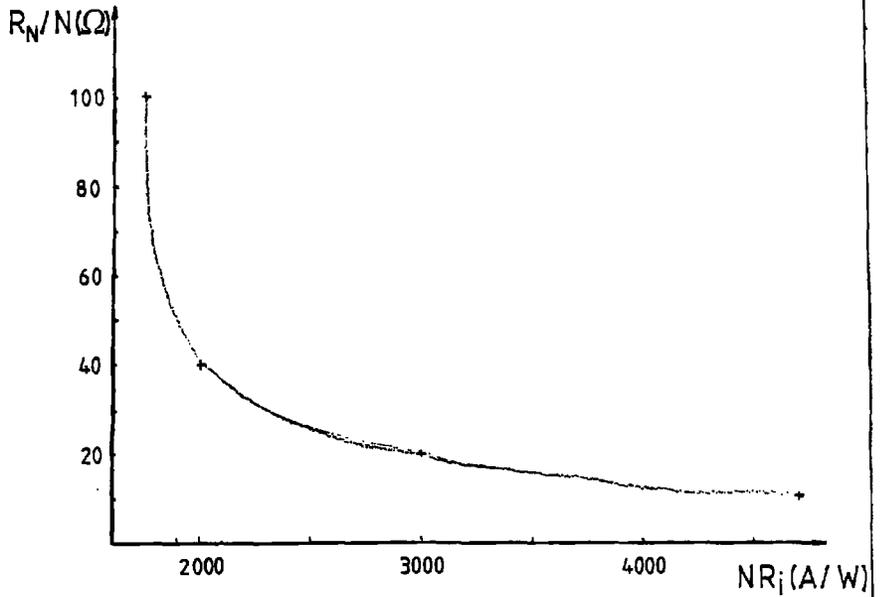
VARIATION DE LA DENSITE DE COURANT
EN FONCTION DE LA SURFACE D'UNE JONCTION

Figure 45



REPONSE EN COURANT EN FONCTION
DU NOMBRE DE JONCTIONS EN SERIE

Figure 46



VARIATION DE LA REPONSE
EN COURANT EN FONCTION DE LA
RESISTANCE D UNE JONCTION

Figure 47

L'appareillage de mesure puisque nous avons déjà mesuré dans les mêmes conditions des réponses en courant très élevées pour des jonctions niobium. Ce bruit parasite intervient certainement en mélange puisque la réponse en courant apparaît comme le paramètre le plus significatif.

Sa variation en fonction du nombre de jonctions d'un réseau présente donc un maximum pour $n=4$.

Nous n'avons constaté aucune dépendance nette de la réponse en courant vis à vis du rapport R_J/R_N (figure 48).

Pour ce qui est de la fréquence de coupure, elle est comme on l'a vu directement liée à la densité de courant ce qui rend d'autant plus critique le contrôle de ce paramètre en technologie.

Nous avons enfin examiné la variation du rapport R_J/R_N en fonction de N (figure 49), S (figure 50) et J (figure 51). Le courant de fuite se dégrade quand on dépasse 8 jonctions en série, probablement pour des raisons de mauvaise homogénéité des réseaux. Il présente une grande dispersion pour les faibles surfaces de jonctions mais semble légèrement moins bon pour les grandes jonctions. Le courant de fuite diminue assez clairement quand la densité de courant augmente ce qui conduit à nouveau à différencier la périphérie des jonctions (densité de courant élevée et courant de fuite faible) de leur partie centrale (densité de courant plus faible et courant de fuite plus élevée).

3.3.3. Comparaison Nb-NbN

L'étude d'une nouvelle technologie au LETI nous a permis de tester deux sortes de jonctions: Nb-Oxyde-Pb(In) et NbN-Oxyde-Pb(In). Le nitrure de Niobium présente une tension de bande interdite plus élevée et donne lieu à des films beaucoup plus résistif que le niobium. Cette dernière propriété joue vraisemblablement le rôle de protection antistatique des jonctions; les variations de la résistance totale du dispositif à l'ambiante ne sont significatives d'aucune dégradation de la jonction contrairement au cas des dispositifs à base de niobium.

L'inconvénient du nitrure de niobium est qu'il ne permet pas jusqu'à présent d'obtenir une non linéarité aussi marquée que le niobium. Le gap est étale sur une échelle de tension de l'ordre de 1mV. Le gap du niobium au

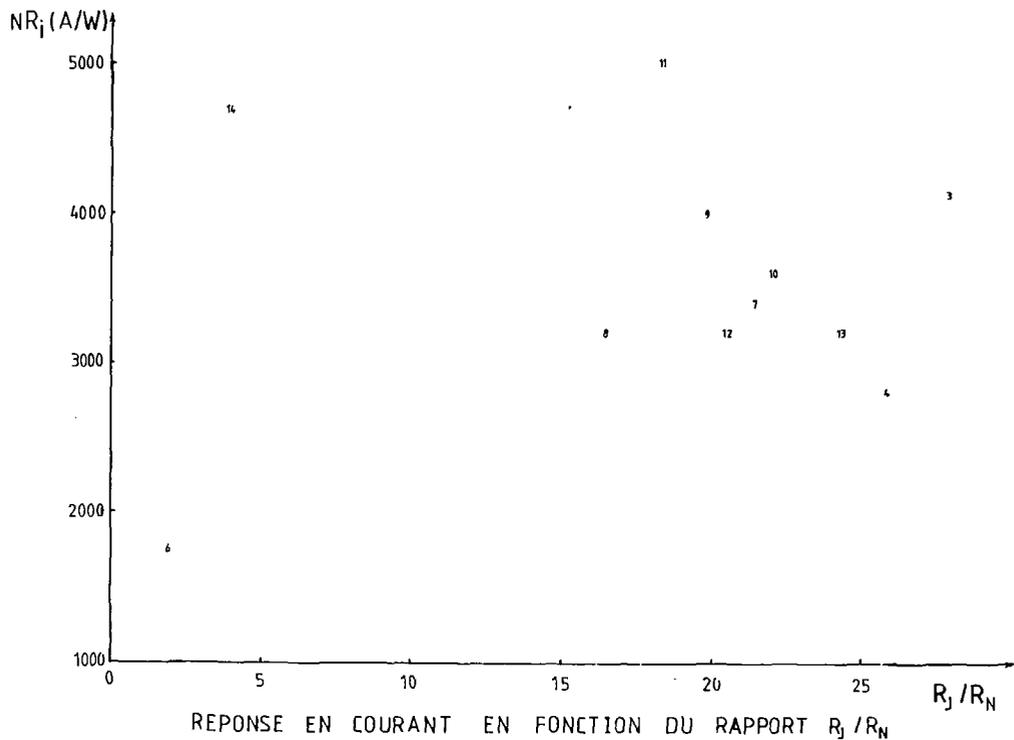
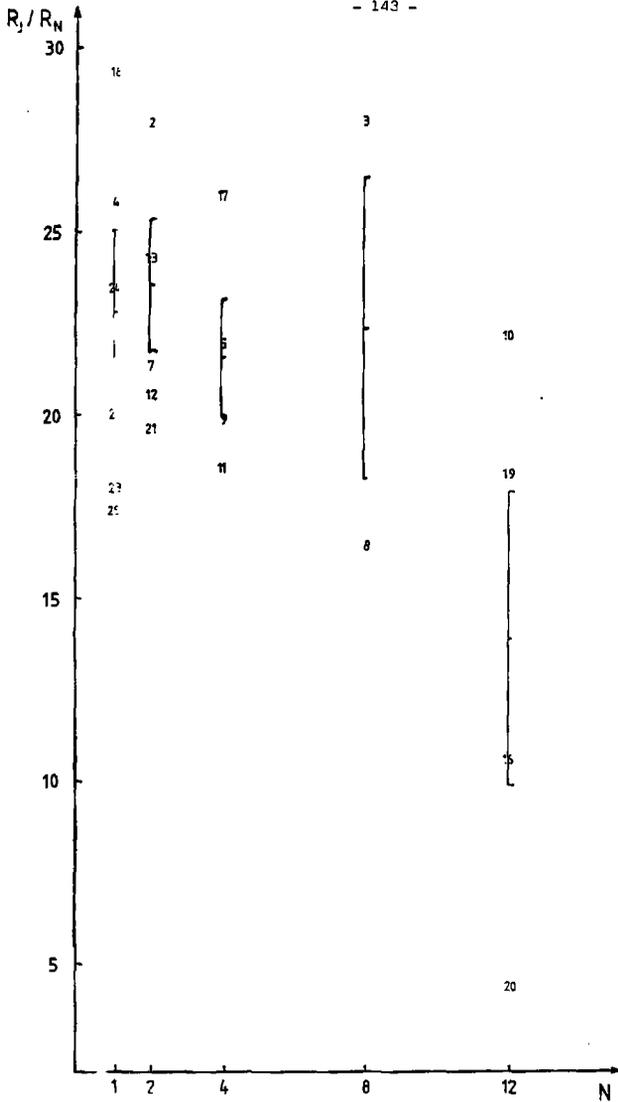
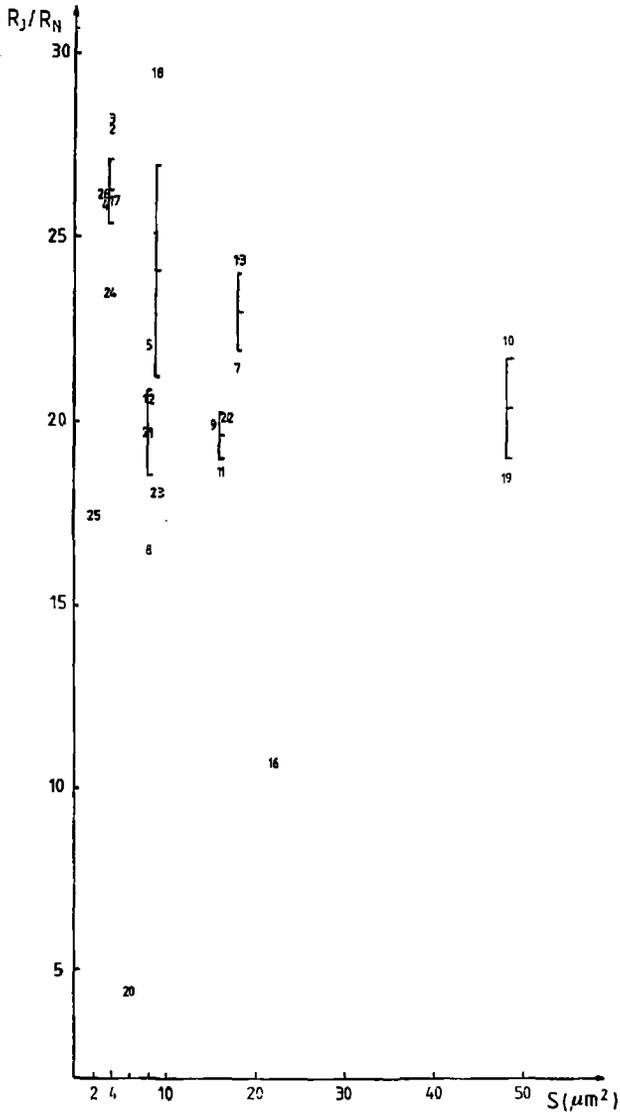


Figure 48



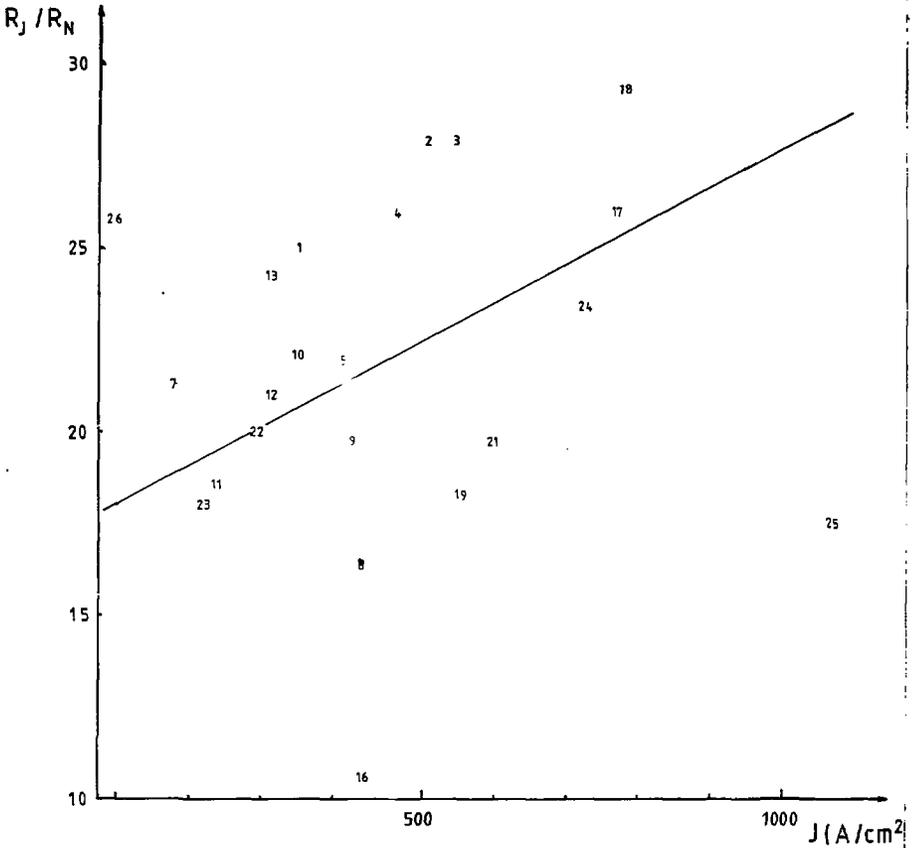
VARIATION DU RAPPORT R_j/R_N
EN FONCTION DU NOMBRE DE JONCTIONS
EN SERIE

Figure 49



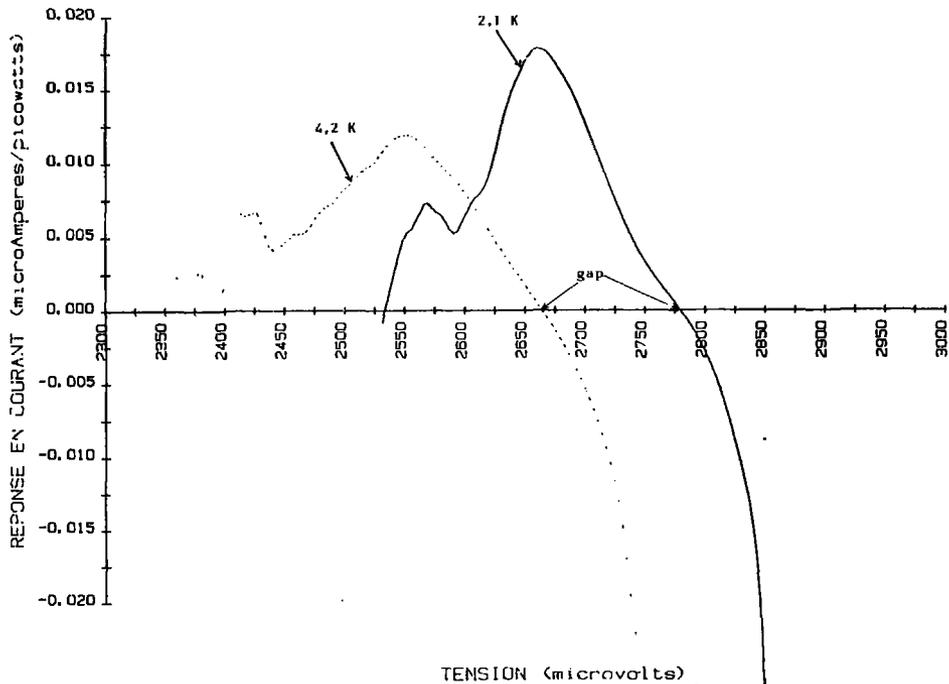
VARIATION DU RAPPORT R_j/R_N
EN FONCTION DE LA SURFACE D'UNE JONCTION

Figure 50



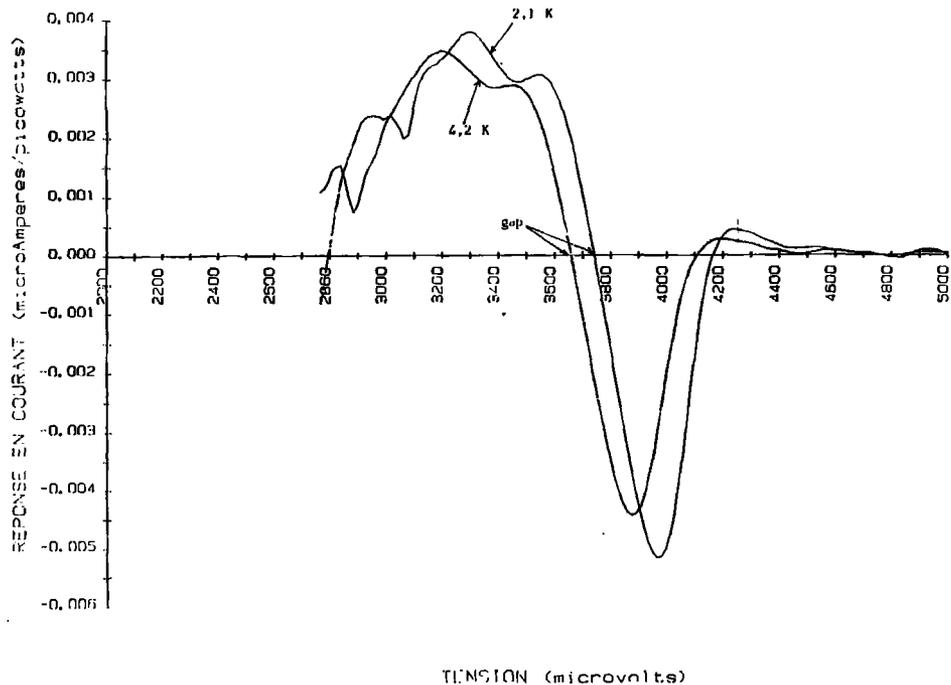
VARIATION DU RAPPORT R_j / R_N EN FONCTION DE LA DENSITE DE COURANT

Figure 51



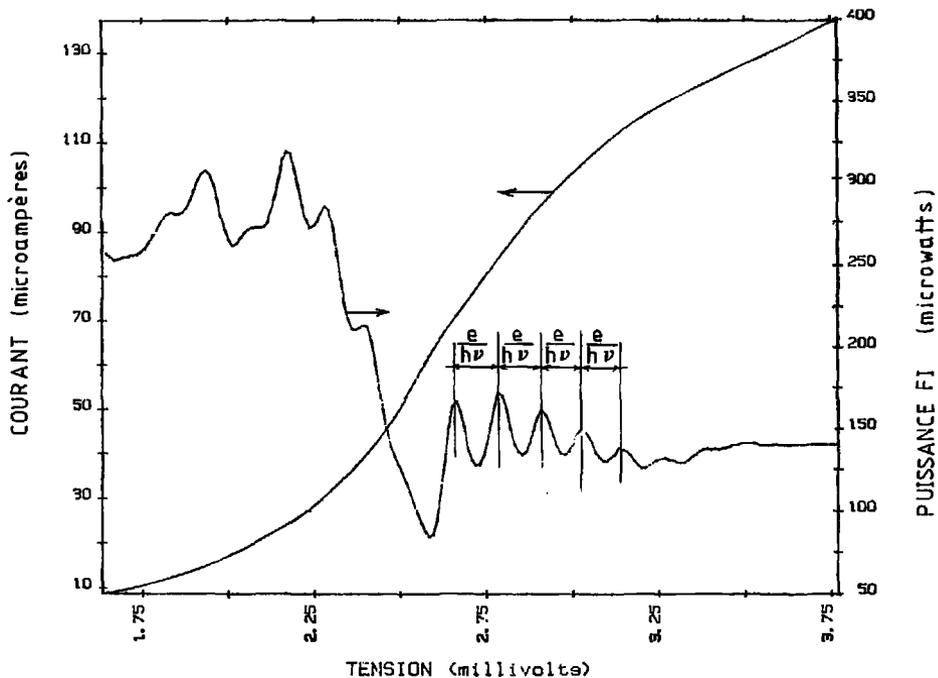
CALCUL NUMERIQUE DE LA REPONSE EN COURANT DUNE JONCTION
 Nb-OXYDE-Pb(In) A PARTIR DE LA CARACTERISTIQUE STATIQUE

Figure 53



CALCUL NUMERIQUE DE LA REPONSE EN COURANT D'UNE JONCTION
NbN-OXYDE-Pb(In) A PARTIR DE LA CARACTERISTIQUE STATIQUE

FIGURE 54



PICS PHOTON ASSISTES OBSERVES
POUR UNE JONCTION Nb (point expérimental No 15)

contraire est très abrupt, d'autant plus qu'il présente une anomalie de conduction, coude de la caractéristique au dessus de la tension de bande interdite, qui semble contribuer à le redresser encore. Cela se traduit comme nous l'avons vu au paragraphe 3.3.2.2. par une réponse en courant calculée nettement plus grande pour les jonctions Nb que pour les NBN (figures 52 et 53).

Nous avons pu constater des différences de comportement en mélange. Les jonctions niobium donnent systématiquement lieu à l'effet quantique photon-assisté. Nous avons pu le mettre en évidence sous la forme de pics photon-assistés en fréquence intermédiaire (figure 54).

Nous n'avons vu aucune manifestation de gain en mélange qui théoriquement serait associée aux effets quantiques. Si nos conditions de couplage et d'adaptation d'impédance ne sont pas optimales il est possible que le gain soit associé à des instabilités de fonctionnement et donc à la présence de bruit en excès, ce qui rendrait la mesure de gain effectif impossible.

Nous avons fait une autre constatation qui nous écarte également des prévisions de la théorie. Le point de polarisation qui donne les meilleurs résultats en mélange ne correspond pas au pic le plus proche de la tension de bande interdite mais à une tension plus faible, c'est à dire au troisième ou quatrième pic à partir de la tension de bande interdite.

Dans le cas du nitrure de niobium pour lequel nous avons le plus grand nombre de résultats, nous n'avons observé les pics photon-assistés que dans le cas de réseaux de 12 jonctions en série. L'espacement théorique entre les pics est alors multiplié par 12 et ils sont donc nettement plus faciles à distinguer.

Nous avons cependant constaté que l'espacement entre les pics n'était pas régulier, ce qui est peut être dû à la pente de la caractéristique au niveau de la tension de bande interdite qui dans la théorie est considérée comme infinie (voir caractéristique idéale figure 2) ce qui est très loin de la vérité dans le cas des jonctions NBN.

Le meilleur résultat obtenu en température récepteur (point expérimental No 9) correspond à un réseau de 4 jonctions de $16\mu\text{m}^2$ au nitrure de niobium, ce qui donne après correction des désadaptations une température mélangeur de 52K et un rapport de conversion de -8,3dB. La seule jonction niobium testée (point expérimental No 15) a donné une température récepteur de 135K, une température mélangeur de 37K et un rapport de conversion de -5,5dB.

qui constituent les meilleurs résultats en données corrigées des désadaptations.

De manière générale les jonctions à base de niobium se sont avérées beaucoup plus fragiles que les jonctions NbN. Il nous est arrivé de tester ces dernières à plusieurs mois d'intervalle sans que leur caractéristique ait évolué, bien qu'elles soient conservées à l'air et à température ambiante. On ne pourrait en aucun cas affirmer la même chose à propos des jonctions Nb. Nous avons en outre pu disposer d'une plaquette de dispositifs NbN dont la qualité était très bonne.

Une autre différence entre les dispositifs Nb et NbN qui découle directement des propriétés supraconductrices des deux matériaux est l'influence de la température sur la caractéristique et sur les propriétés en mélange. En pompant sur le bain d'hélium nous pouvons descendre en température jusqu'à 2K environ. Nous n'avons constaté aucun effet sur les dispositifs NbN alors qu'une amélioration a parfois été constatée du rapport R_J/R_N pour les jonctions Nb.

3.3.4. Conclusion

Nous avons tout d'abord proposé deux méthodes complémentaires pour calibrer la chaîne d'amplification en fréquence intermédiaire. Nous avons ainsi mis en évidence la variation du bruit et du gain de notre premier amplificateur refroidi en fonction de sa température physique et de ses courants de polarisation d'une part et en fonction de la résistance qu'il voit à son entrée d'autre part.

En mélange nous avons montré en premier lieu l'importance des problèmes de désadaptation en radiofréquence comme en fréquence intermédiaire. Nous avons donc effectué des corrections sur les valeurs mesurées pour pouvoir aller plus loin dans l'interprétation de nos résultats. Nous avons ainsi pu mettre en évidence l'importance de la réponse en courant et de la fréquence de coupure, qui interviennent conjointement.

Pour ce qui est des problèmes technologiques, il semble que les réseaux de jonctions en série puissent donner de bonnes performances à condition de ne pas dépasser 4 jonctions dans l'état actuel des du

savoir-faire en termes d'homogénéité. Les jonctions de petite surface gardent cependant l'avantage pour les questions de densités de courant et donc de fréquence de coupure.

CONCLUSION GENERALE

Les rendements en jonctions utilisables pour le mélange ont été récemment améliorés par effet combiné d'un nouveau jeu de masques et de la nouvelle technologie utilisant le nitrure de niobium comme électrode de base.

Nous avons donc pu tester des jonctions et réseaux de jonctions de géométries variées.

Les problèmes de désadaptation interviennent au premier ordre. En effectuant des corrections vis à vis du paramètre "résistance", nous avons pu interpréter nos résultats en termes de réponse en courant, dont l'importance est effectivement prévue par la théorie. Nous lui avons associé le paramètre $(2\pi R_N C)^{-1}$ ou fréquence de coupure qui, s'il est trop faible peut avoir une incidence dramatique sur les performances en mélange.

Nous avons déduit de ces constatations que, sur le plan technologique, il est important de bien contrôler la densité de courant et à défaut de petites surfaces, l'homogénéité des réseaux de jonctions qui n'est pas encore complètement satisfaisante.

Les jonctions Nb présentent un avantage certain du point de vue du mélange à 33GHz de par leur grande réponse en courant.

Il serait intéressant de voir si les jonctions au nitrure de niobium pourront faire leurs preuves à plus haute fréquence.

REFERENCES

- H.C. Torrey and Whitmer ; *Cristal Rectifiers*
MIT Radiation Lab. Series (Mc Graw-Hill, New-York, 1948), Vol. 15
- H.B. Callen and T.A. Welton; *Irreversibility and Generalized Noise*
Phys. Rev., vol.83, pp.34-40, July 1951
- J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer; *Theory of Superconductivity*
Phys. Rev. 108, No.5, 1175, (1957)
- M.H. Cohen, L.M. Falicov, and J.C. Phillips; *Superconductive Tunneling*
Phys. Rev. Lett., vol.8, pp.316-318, April 1962
- D. Rogovin and D.J. Scalapino; *Fluctuation Phenomena in Tunnel junctions*
Ann. Phys., vol. 86, pp.1-90, July 1962
- G.J. Dolan, T.G. Phillips and D.P. Woody; *Low-noise 115GHz Mixing in Superconducting Oxide-barrier Tunnel Junctions*
Appl. Phys. Lett. 34(5), 1 March 1979
- J.R. Tucker; *Quantum Limited Detection in Tunnel Junction Mixers*
I.E.E.E. J. Quantum Electronics QE-15 1234 (Nov. 1979)
- T.M. Shen and P.L. Richards, R.E.Harris and F.L. Lloyd; *Conversion Gain in mm-wave Quasiparticle Heterodyne Mixers.*
Appl. Phys. Lett. 36 (9), May 1980
- J.R. Tucker; *The Quantum Response of a Nonlinear Tunnel Junction as Detectors and Mixers*
Int. Journ. of Infrared and Mm Waves, vol. II, (1980)
- D.G.McDonald, R.L. Peterson, C.A. Hamilton, R.E. Harris,a and R.L. Kautz;
IEEE Trans. Electron. Devices ED-27, 1945 (1980)
- S. Rudner, M.J. Feldman, E. Kollberg and T. Claeson; *Superconductor-Insulator-Superconductor Mixing with Arrays at mm-wave Frequencies*
J. Appl. Phys. 52(10), October 1981

W.R. McGrath, P.L. Richards, A.D. Smith, H. van Kempen and R.A. Batchelor, D.E. Prober and P. Santhanam; Large Gain, Negative Resistance and Oscillations in Superconducting Quasiparticle Heterodyne Mixers
Appl. Phys. Lett. 39 (8), 15 Oct. 1981

M.J. Feldman; Some Analytical and Intuitive Results in the Quantum Theory of Mixing
J. Appl. Phys. 53 (1), January 1982

A.D. Smith and P.L. Richards; Analytic Solution to Superconductor-Insulator-Superconductor Quantum Mixer Theory.
J. Appl. Phys. 53 (5) May 1982

R.F. Roesler and R.L. de Zafra; Analysis of SIS Heterojunction for Use as mm Wave Mixers Exhibiting Conversion Gain
Int. Journ. Infrared and Mm Waves, vol. 3, n°2, 1982

T.G. Phillips and B.J. Dolan; SIS Mixers
Physica 109 & 110 B (1982) 2010-2019 North Holland Publishing Company

H.J. Hartfuss and M. Tutter; Numerical Design Calculation of a mm-wave Mixer with SIS Tunnel Junction
Int. Journ. Infrared and Mm Waves 1983

S.K. Pan, M.J. Feldman and A.R. Kerr; Low Noise 115 GHz Receiver Using Superconducting Tunnel Junction
Int. Journ. Infrared and Mm Waves 1983

E.C. Sutton; A Superconducting Tunnel Junction Receiver for 230 GHz
I.E.E.E. Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. MIT 31, n°7, July 1983

A. Raisanen, A. Lehto, M. Tiuri, J. Lamb; Performance of a cryogenic 3mm Schottky-mixer Receiver on the Metsahovi 14m Radio Telescope.
Electron. Lett. Vol.19, No.21, 13th October 1983.

R. Blundell, K.H. Gundlach, E.J. Blum; Practical Low Noise Quasiparticle Receiver for 80-100 GHz

C.R. Predmore, A.V. Raisanen, N.R. Erickson, P.F. Goldsmith and J.L.R. Marrero; A Broad-Band Ultra-Low-Noise Schottky Diode Mixer Receiver from 80 to 115GHz
IEEE Trans. vol MTT-32, No5, May 1984

H.J. Hartfuss and M. Tutter; Minimum Noise Temperature of a Practical Quantum Mixer
Int. Journ. Infrared and Mm Waves Vol.5, No.5, May 1984

D. Crété; Etude hyperfréquence d'un mélangeur à courant de quasiparticules à 356Hz
Thèse, juillet 1984

Ermolieff, M. Girard, C. Raouf; An XPS Comparative Study on Thermal Oxide Barrier Formation on Nb and NbN Thin Films.
Application of Surface Science Conf., July 1984

J.C. Villégier, L. Vieux-Rochaz, M. Goniche, P. Renard, M. Vabre; NbN Tunnel Junctions
ASC Conf., 1984

ANNEXE

LISIE DES DONNEES EXPERIMENTALES

numero	reference	N	S	R _N	R _J /R _N	J	(2πR _N U) ⁻¹	H _D	R ₁	T _R	T _R [*]	T _m [*]	X [*]	U ₀	I _{D1}	I _{D2}
1	V100 No19	1	9	40	3	417	2,38	31		438	215	104	-10,5	2,7		
2	V100 No 8	2	4	180	22	417	2,38	100		147	130	62	- 8,3	6,0	3,28	2,66
3	V100 No 4	8	4	533	28,1	564	3,04	320	4130	283	87	43	- 6,5	26,0	3,83	2,70
4	V100 No23	2	4	151	25,8	497	2,74	150	2800	157	129	45	- 9,4	5,7	3,39	2,56
5	V100 No 7	4	8	167	18	449	2,53	115		196	171	86	- 9,3	12,0	3,28	2,65
6	Hr055 No17	1	2	100	2,1	750	3,82	80	1750	217	208	84	-11,0	2,5	3,34	2,88
7	V100 No 6	2	18	97	21,4	172	1,14	65	3400	268	263	105	-12,0	5,5	2,85	2,62
8	V100 No 5	8	8	339	16,5	442	2,49	172	3200	234	132	63	- 8,4		3,71	2,79
9	V100 No 9	4	16	89	19,9	421	2,40	70	4000	123	120	52	- 8,3	11,0	3,28	2,71
10	V100 No21	12	48	108	22,2	347	2,05	70	3600	148	145	70	- 8,8	37,4	3,18	2,97
11	V100 No22	4	16	161	18,6	233	1,47	132	5000	155	130	65	- 8,2	12,4	3,22	2,59
12	V100 No24	2	8	121	20,6	310	1,86	44	3200	158	156	82	- 8,7	5,7	3,15	2,58
13	V100 No25	2	18	54	24,3	309	1,86	41	3200	188	163	76	- 9,3	5,6	2,90	2,74
14	Hr055 No16	1	9	11	4,1	1520	6,60	25	4700	293	89	53	- 5,7	2,4	2,71	2,62
15	Hr054 No12	1	16	25	8,6	375	2,18	22	15858	135	74	37	- 5,5		2,75	2,60

N est le nombre de jonctions en série
 S est la surface d'une jonction exprimée en μm^2
 R_N est la résistance normale exprimée en ohms
 R_J/R_N caractérise le courant de fuite de la jonction
 J est la densité de courant exprimée en A/cm^2
 $(2\pi R_N C)^{-1}$, homogène à une fréquence de coupure est exprimé en GHz
 R_D , résistance dynamique (dV/dI) au point de polarisation V_0 choisi est exprimée en ohms
 $\cdot NR_1$ est la réponse en courant calculée exprimée en A/W
 T_R est la température récepteur mesurée, en K
 T_m^* est la température mélangeur calculée à partir des puissances mesurées en fréquence intermédiaire pendant l'expérience de mélange et de la température de bruit de la chaîne FI, puis corrigée des désadaptations, en K
 X^* est le rapport de conversion calculé avec les mêmes données que T_m^* et également corrigé des désadaptations, en dB
 T_R^* est calculée à partir de T_m^* et de X^* et d'une température de bruit FI de 10K correspondant à l'adaptation, exprimée en K
 V_0 est le point de polarisation choisi pour le mélange, exprimé en mV
 I_{D1} et I_{D2} sont les courants de polarisation des deux étages du FET refroidi, en mA

DERNIERE PAGE D'UNE THESE

3E CYCLE, DOCTEUR INGÉNIEUR OU UNIVERSITÉ

Vu les dispositions de l'arrêté du 16 avril 1974,

Vu les rapports de M. REGENT.....

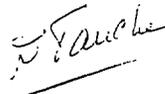
M. BENARD.....

M. Mr. ZAQUINE..... est autorisé
à présenter une thèse en vue de l'obtention du grade de DOCTEUR INGÉNIEUR
en Physique de la MATIÈRE et du RAYONNEMENT

Grenoble, le **18 DEC 1984**

Le Président de l'Université Scientifique
et Médicale

M. TANCHE



Le Président

M. TA



RESUME

Les jonctions tunnel Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur présentent une caractéristique courant-tension fortement non linéaire dont la limite idéale est une discontinuité au niveau de la tension de bande interdite. Nous avons testé des jonctions Niobium-Oxyde-Plomb(Indium) ou Nitrure de Niobium-Oxyde-Plomb(Indium) en mélange à 33 GHz. Le meilleur résultat obtenu en température récepteur double bande est 120K. L'analyse des résultats nous a permis en statique de bien caractériser les performances de notre premier amplificateur FET à froid et en dynamique de dégager l'importance relative des divers paramètres de la jonction. Si on peut s'affranchir des problèmes de désadaptation RF et FI le degré de non linéarité de la caractéristique de la jonction nous paraît déterminant, puis au second ordre sa capacité. Le courant de fuite semble beaucoup moins significatif que la courbure.

MOTS-CLES

Jonction tunnel SIS - Niobium - Nitrure de Niobium - Supraconductivité - Récepteur hétérodyne - Ondes millimétriques