

UNIVERSITE D'ALGER
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
ELECTRONIQUE

3/70

red

THESE DE FIN D'ETUDES

TELEEL.

AMPLIFICATION
DE SIGNAUX ACOUSTIQUES
EN DESSOUS DU SEUIL

المطابق الهندسية
D'AUDIBILITE
المكتبة

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
ELECTRONIQUE
THEORIE

Proposé Par
M.T. DE PAEPE

Réalisé Par
HAMMANA Lakhdar

U N I V E R S I T E : D ' A L G E R

E C O L E N A T I O N A L E P O L Y T E C H N I Q U E

S U J E T

Amplification de signaux acoustiques
inférieurs au seuil d'audibilité.

Proposé par :

M. T. De Paepe

Traité par :

M. HAMMANA Lakhdar

ANNEE UNIVERSITAIRE 1969 - 70

COMPOSITION DU JURY:

Président : M. BEN TCHICOU Abdelhamid

Ass. MM. UNTERREINER
DE PAEPE
BOISRAYON
SLOSIAR

Je remercie Monsieur T. De Pape
pour l'aide qu'il m'a apportée à la réalisation
du présent sujet.

Mes remerciements vont également
à tous les professeurs qui ont contribué à ma
formation.

BIBLIOGRAPHIE

La bibliographie traitant du bruit et celle étudiant le transistor à effet de champ sont très abondantes.

<u>Titres</u>	<u>Auteurs</u>
Le BRUIT DE FOND	BLANC LAPIERRE
COURS D'ELECTRONIQUE T.II,III	FRANCIS MILSANT
UNIPOLAR FIELD EFFECT TRANSISTOR	SCHOCKLEY
LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP	L.J. SEVIN
APPLICATIONS DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP	W. GOSLING
LOW NOISE PREAMPLIFIER FOR PIEZO ELECTRIC TRANSDUCERS	Vol 12 , p 92 , 1963
§ ELECTRONIC DESIGN dans EDITORIAL STAFF)	
EVOLUTION DU SPECTRE DE BRUIT EN FONCTION DE LA TEMPERATURE	L'onde electrique Mars 1969 (J. BOREL)

I N T R O D U C T I O N

La présente étude a pour objet l'amplification des signaux au dessous du seuil d'audibilité.

Il convient tout d'abord de définir les limites de sensibilité de l'oreille humaine . La courbe de réponse de l'oreille normale définit le seuil d'audibilité .

S'en tenir à l'amplification n'est pas à lui seul résoudre le problème . En effet chaque dispositif électronique introduit une alteration ou bruit, grandeur sur laquelle nous reviendrons par la suite . Parfois l'amplitude du bruit est plus importante que le signal à amplifier .

Ces considérations justifient le choix d'un amplificateur dont les caractéristiques de bruit sont favorables.

Une étude théorique et expérimentale a montré que le transistor à effet de champ présente les meilleurs avantages. Le préamplificateur qui est la partie déterminante pour le problème de bruit , sera réalisé par un montage à T.E.C.

DOMAINE D'AUDIBILITE DE L'OREILLE HUMAINE

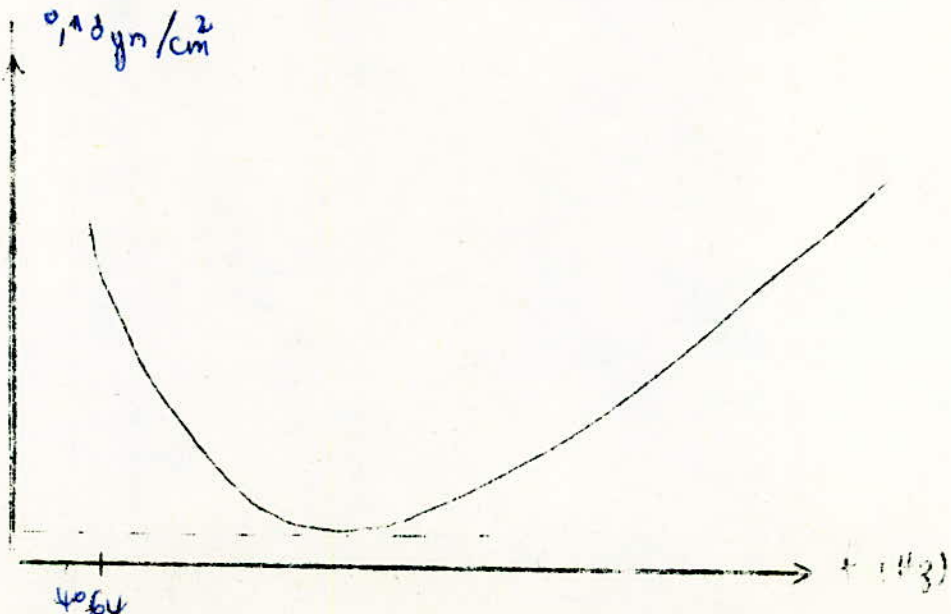
Pour être entendu, un son nécessite une certaine puissance
L'amplitude de la surpression dans l'oreille doit dépasser
une limite déterminée qui constitue le "seuil d'audibilité"—Celui-ci
varie évidemment d'un individu à l'autre mais dans des limites assez
étroites et il dépend surtout et essentiellement de la fréquence.

L'oreille atteint sa meilleure sensibilité vers 1000 à 4000 Hz.
($P = 2 \cdot 10^{-4}$ Baryes).

La limite d'audibilité inférieure est de 40 Hz. environ. De la
courbe de réponse de l'oreille humaine moyenne, il ressort qu'il faut
 10^4 fois plus d'énergie pour produire un son audible vers 40 Hz qu'à
1000 Hz.

La limite supérieure est de 15000 à 20 000 Hz environ.

COURBE DE REPOSE DE L'OREILLE HUMAINE



RAPPEL DE QUELQUES NOTIONS SUR LE BRUIT

I-Bruit thermique

Les électrons d'un conducteur sont en perpétuel état d'agitation leur parcours étant constamment modifié par des ^{chocs} qu'ils subissent avec les ions du réseau. Ainsi une résistance qui n'est traversée par aucun courant n'est-elle pas dans un état complet de repos. En effet, à travers les différentes sections du conducteur il y a pendant de très courtes durées des variations de courants élémentaires qui provoquent des variations de champs engendrant ainsi une f.e.m. Comme dans chacune de ses sections il passe en moyenne autant d'électrons dans un sens que dans un autre, ces f.e.m. ont une valeur moyenne nulle, alors que leur carré moyen n'est pas nul. C'est l'effet Johnson. On ne peut mesurer directement cette f.e.m. car le mesureur introduit lui même un bruit.

On calcule cette tension par la relation de Nyquist :

$$\bar{e}_n^2 = E_n^2 = 4kTR Bf$$

k : Constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23}$ u. SI) J/°K

T : Température absolue de R

Bf : Bande passante du montage utilisé.

Une résistance est équivalente à un générateur de Thévenin de f.e.m. E_n et de résistance interne R supposée idéale.

Courant de bruit

Par application du théorème de Norton on peut remplacer le générateur de tension par un générateur de courant équivalent $I_n = E_n/R$

$$\bar{i}_n^2 = I_n^2 = 4kTG Bf \quad \text{où } G = 1/R$$

Puissance maximale de bruit

Si l'on applique le théorème d'adaptation d'impédance on a :

$$P_n^2 = R_n I^2 = \frac{E_n^2 R}{4R}$$

soit $P_n = kTB$ (puisque $R_n = R$, résistance interne du générateur de bruit).

La démonstration rigoureuse de cette relation est compliquée, aussi allons-nous simplement expliquer la présence des différents qu'elle comporte. En effet, l'énergie cinétique des électrons qui est nulle au zéro absolu, augmente avec la température, sa valeur moyenne étant égale à $3/2 \cdot kT = 1/2 \cdot mv^2$. Dans ces conditions, il est intuitif que la puissance de bruit, qui croît avec l'agitation thermique, soit proportionnelle au produit kT . Dans le signal aléatoire représentant le bruit de fond figure toute la gamme de fréquences de zéro à l'infini. C'est d'ailleurs en raison de cette grande dispersion dans toute l'échelle des fréquences que par analogie avec la lumière blanche, on le désigne sous le nom de bruit blanc. Seules les fréquences comprises à l'intérieur de la bande passante seront transmises par l'étage. Ainsi la puissance de bruit qui est égale à la somme des puissances des différentes sources de bruit sera : ($P_n = P_1 + P_2 + P_3 + \dots$) doit-elle augmenter avec la bande passante. Il en sera d'ailleurs de même pour les carrés des valeurs efficaces, d'une part, des f.e.m. de bruit ($E_n^2 = E_1^2 + E_2^2 + \dots$) pour les résistances en série, d'autre part, des courants de bruit pour les résistances en //, ($I_n^2 = I_1^2 + I_2^2 + \dots$)

Température de bruit

a) Soit 2 résistances en série portées à deux températures différentes T_1 et T_2 , on a : $E_n^2 = 4kbf (T_1 R_1 + T_2 R_2) = 4kT_t (R_1 + R_2)$

$$T_t = T_1 \cdot R_1 / (R_1 + R_2) + T_2 \cdot R_2 / (R_1 + R_2)$$

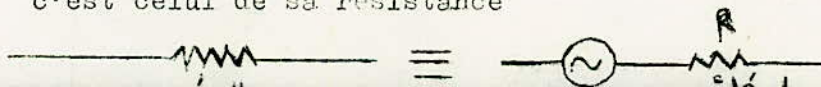
b) en //

$$I_n^2 = 4kbf \cdot (T_1 G_1 + T_2 G_2) = 4kT_t \cdot (G_1 R_1 + G_2 R_2)$$

$$T_t = T_1 \cdot G_1 / (G_1 + G_2) + T_2 \cdot G_2 / (G_1 + G_2)$$

c) bruit d'un circuit bouchon

c'est celui de sa résistance



BRUIT DES TRANSISTORS BIPOLAIRES

On distingue :

- les bruits de grenaille
- les bruits thermiques
- les bruits en $1/f$.

Effet de grenaille

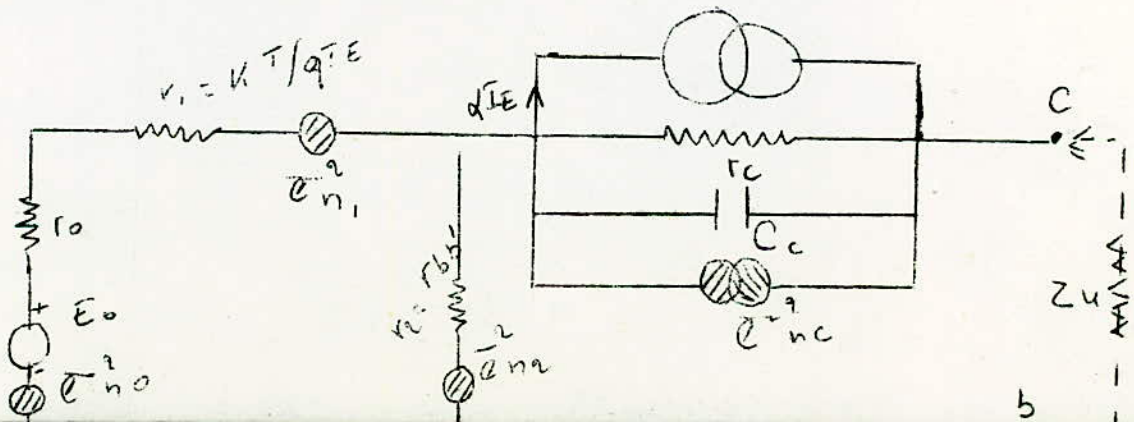
Il se manifeste sous la forme de deux bruits principaux :

a) Bruit dû au courant d'émetteur

Le déplacement d'électrons provoque un effet grenaille que l'on représente par un générateur de courant branche en // avec la résistance d'émetteur $r_I = r_e = KT / qI_e$, la valeur quadratique moyenne de ce courant étant donnée par la formule de Schottky, soit : $i_{n=2} = 2qI_e b$

$q = 1,6 \times 10^{-19} C$. La valeur quadratique moyenne étant $i_{n=2} = 2qI_e b r_I = 2kTBR_I$

Ce résultat montre que r_I fournit la moitié du bruit d'une résistance ohmique de même valeur.



Bruit

du courant continu collecteur.

Le courant collecteur provoque lui aussi un bruit de grenaille que l'on représente par un générateur de courant placé en // sur la résistance du collecteur ($r_c = r_{bc}$), la valeur quadratique moyenne de ce courant étant : $\overline{i_{nc}^2} = 2qI_c \left(1 - \frac{\alpha_0}{\alpha}\right) B.$

α_0 : coefficient d'amplification la fréquence zéro

α : module du coefficient d'amplification en courant.

En effet : $\alpha = \alpha_0 / (1 + jf/F\alpha)$

$$\overline{i_{nc}^2} = \alpha_0 / (1 + (f/F\alpha)^2)$$

soit :

$$\overline{i_{nc}^2} = 2qI_c \left(1 - \frac{\alpha_0}{\alpha} / (1 + (f/F\alpha)^2)\right)$$

Comme on peut le constater le bruit du collecteur varie avec la fréquence alors que le bruit de l'émetteur était indépendant de celle-ci.

Remarque

A ces deux bruits principaux s'ajoutent des bruits de grenaille beaucoup moins importants, qui sont dus au courant de *saturation de la diode collecteur base*

représente par deuxième générateur branché en // avec la résistance $r_c = r_{bc}$ la valeur quadratique moyenne étant :

$$\overline{i_{ns}^2} = 2qI_s B.$$

Ce bruit n'est sensible qu'aux fortes températures, aussi est-il négligeable.

- Dans le schéma naturel de Giaccolletto, la résistance répartie de la base r_b est parfaitement linéaire, ainsi est-elle soumise au bruit thermique comme une résistance ohmique.

FACTEUR DE BRUIT D'UN AMPLIFICATEUR A TRANSISTORS

Considérons que le bruit de l'impédance de charge est négligeable par rapport aux autres bruits de l'étage. Si $Z_u = \infty$ à l'entrée, le rapport signal sur bruit est : $S/N = E_0^2 / e_{n0}^2$

Pour calculer le rapport S/N (sortie) c'est-à-dire en tenant compte des bruits du transistor, nous allons en premier lieu déterminer la tension e_{n3} qui insérée dans la branche de l'émetteur produirait dans la branche du collecteur le courant de bruit i_{nc} .

Comme la branche du collecteur est ouverte, si l'on fait $E_0 = e_{n0} = e_{n1} = e_{n2} = 0$, la même intensité i_{nc} circule dans l'émetteur et la base, quand on amplifie la f.o.m. e_{n3} , d'où $e_{n3} = (r_0 + r_I + r_2) i_{nc}$, avec $i_{nc} = \beta i_{ne}$ soit

$e_{n3}^2 = (r_0 + r_I + r_2) i_{nc}^2 / \beta^2$. Comme toutes les tensions de bruits sont ramenées à l'entrée, on a :

$$S/N \text{ (sortie)} = E_0^2 / (e_{nc}^2 + e_{n1}^2 + e_{n2}^2 + e_{n3}^2)$$

soit :

$$F = \frac{S/N \text{ (entrée)}}{S/N \text{ (sortie)}} = 1 + \frac{e_{n1}^2}{e_{n0}^2} + \frac{e_{n2}^2}{e_{n0}^2} + \frac{e_{n3}^2}{e_{n0}^2}$$

On peut alors remplacer ces tensions de bruit par leur valeur en supposant que leur résistances sont à la même température, et avec les notations adoptées ($r_0 = R_g$, $r_I = r_0' = r_{bb}/\beta$, $r_2 = r_{bb}' =$

$$\text{on a : } F = 1 + \frac{r_I}{2r_0} + \frac{r_2}{r_0} + \frac{(r_0 + r_I + r_2)^2}{2\beta^2 r_0} (I/\beta^2 + I/r_0)$$

Or $I_c + \beta I_E$ (β étant le coefficient d'amplification en basse fréquences et par suite en régime continu) et $r_I = qI_E/KT$,

d'où l'expression définitive du facteur de bruit F /

$$F = 1 + \frac{r_I}{2r_0} + \frac{r_2}{r_0} + \frac{(r_0 + r_I + r_2)^2}{2\beta r_0 I} (\beta^2 + I)$$

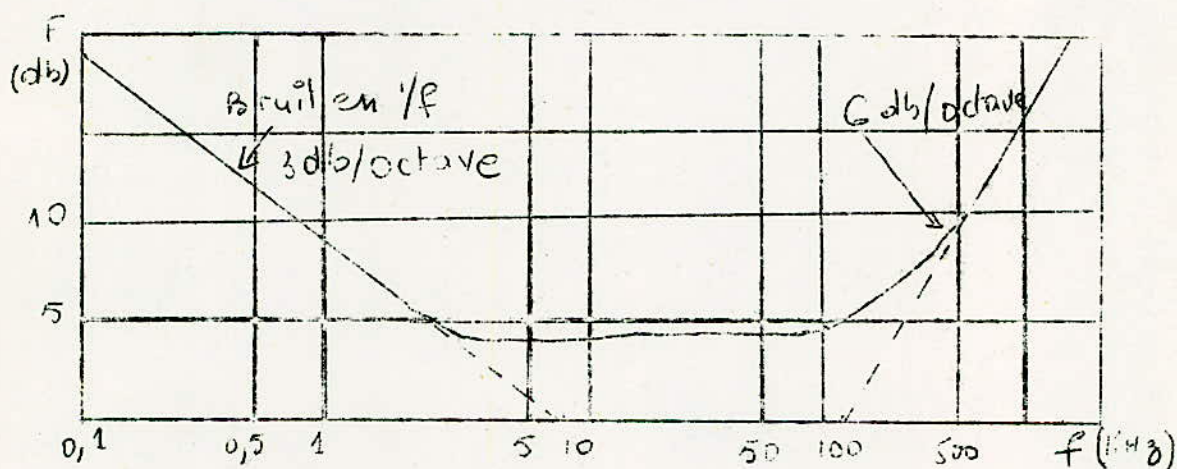
Ainsi le facteur de bruit varie-t-il avec la fréquence, pour représenter cette variation on peut poser /:

$$F = a + b \left(\frac{f}{f_0} - 1 \right)^2$$

soit :

$$F = a + b \left(\frac{f}{f_0} + \frac{(f/f_0)^2}{2} - 1 \right)$$

$$= a + b \frac{1 - f_0^2}{f_0} \left(1 + \frac{f^2}{2(f_0 - f)^2} \right)$$



Si f est très inférieure à racine carrée de $(I - \omega f)$, le terme entre parenthèses dans l'expression finale de F est négligeable par rapport à I et l'on a :

$F = a + b(I - \omega f)/\omega = a + b/\omega$; dans ce domaine des fréquences le facteur de bruit est indépendant de la fréquence.

Pour les valeurs élevées de la fréquence, le premier terme a est négligeable par rapport au deuxième, et l'on a :

$$F = bf^2/\omega f^2$$

Comme $F(\text{dB}) = 10 \text{Log}_{10} F = 10 \text{Log}_{10}(b/\omega) + 20 \text{Log}_{10}(f/\omega f)$ la courbe admet pour asymptote une droite de pente 20 dB/décade ou 6 dB/octave .

Pour les fréquences très basses, on doit tenir compte du bruit en I/f , ainsi la courbe admet-elle dans ce domaine une deuxième asymptote de pente 10dB/décade (ou 3dB/octave)

RESISTANCE D'ATTACHE OPTIMALE D'UN ETAGE A TRANSISTORS.

Le facteur de bruit dépend de la résistance du générateur de Thévenin ($R_g = r_o$) qui attaque l'étage, soit :

$$F = 1 + a/R_g + (b + R_g)^2 c/R_g$$

si l'on pose :

$$a = r_2 + r_I/2 ; b = r_1 + r_2 ; c = (I - \omega)(I - f^2/(I - \omega)f^2)2\omega r_I$$

La valeur optimale de R_g est obtenue quand la dérivée s'annule ($dF/dR_g = 0$), soit :

$$-a + cR_g(b + R_g) - c(b + R_g)^2 = 0$$

d'où :
$$R_{go} = \frac{a}{b^2 + a/c}$$

Ainsi la valeur optimale de R_g diminue-t-elle avec la fréquence. Aux basses fréquences (f très inférieure à $1/I - \omega f$), on a

$$R_{go} = r_2 \frac{1/I + (r_I/r_2)^2 + 2r_I r_2}{I - \omega}$$

Cette valeur de R_g est sensiblement égale à la résistance d'entrée dans le montage émetteur commun .

GENERATEUR DE BRUIT EQUIVALENT
DANS UN QUADRIPOLE

H.A. Hausstell a montré que tout quadripole réel peut être représenté par un quadripole parfait et par deux générateurs de bruits équivalents .

L'un est générateur de tension en série avec l'entrée e_b , l'autre un générateur de courant // i_b . Lorsqu'on connaît les sources de bruit du quadripole , les générateurs de bruits équivalents se calculent de la manière suivante :

Le courant de bruit de sortie divisé par le gain du quadripole donne un courant de bruit d'entrée i_{eq} . Si l'impédance d'entrée Z_s (quadripole + source) , on a l'égalité :

$$i_{eq} = e_b / Z_s + i_b \quad ; \text{ par conséquent ,}$$

$$i_b = \lim_{Z_s \rightarrow \infty} (i_{eq}) \quad ; \quad e_b = \lim_{Z_s \rightarrow 0} (Z_s \cdot i_{eq}) .$$

Ces générateurs de bruit équivalent sont particulièrement utile pour calculer le facteur de bruit d'un quadripole.

On peut définir ici le facteur de bruit comme étant le quotient de la puissance observée en sortie à la puissance que l'on aurait en sortie si le quadripole n'était pas bruyant

$$F = 1 + \frac{(e_b + Z_s \cdot i_b)(e_b + Z_s \cdot i_b)}{4kTRe(Z_s)Bf}$$

$$4kTRe(Z_s)Bf$$

$Re(Z_s)$ désigne la partie réelle de Z_s . Dans le cas simple où Z_s est réelle et égale à R_s et où on néglige toute corrélation entre e_b et i_b , on a :

$$F = 1 + \frac{R_s^2}{e_b^2} + \frac{R_s \cdot i_b^2}{4kT \cdot R_s Bf}$$

Applications

- Pour le transistor en émetteur commun on a :

$$\begin{aligned}\bar{e}_b^2 &= 2eI_c Bf (r_{bb}^2 + 2r_{bb}' \cdot r_{eb}' + (\beta + 1)r_{eb}'^2) (\beta + 1)/\beta^2 \\ \bar{i}_b^2 &= 2eI_c Bf (\beta + 1)/\beta^2\end{aligned}$$

β = Gain en courant en émetteur commun

r_{bb}' = résistance répartie de la base

r_{eb}' = résistance d'entrée émetteur = kT/eI_E

I_c = courant continu collecteur

- Pour un transistor à effet de champ, l'expression du générateur de tension est la suivante :

$$\bar{e}_b^2 = 2,8 kT g_{ms}/g_m^2$$

g_{ms} est la valeur de la pente g_m dans la région de saturation. C'est également le maximum de g_m .

Soit alors e_b et i_b , les générateurs de bruit d'un transistor e_b' et i_b' , ceux d'un F.E.T. (Field Effect Transistor) l'impédance de source R_{sm} pour laquelle ces deux éléments donnent la même figure de bruit vérifie l'équation suivante

$$\frac{\bar{e}_b^2}{R_{sm}} + R_{sm} \bar{i}_b^2 = \frac{\bar{e}_b'^2}{R_{sm}} + R_{sm} \bar{i}_b'^2$$

$$\text{soit } R_{sm}^2 = \frac{(\bar{e}_b'^2 - \bar{e}_b^2)}{(\bar{i}_b^2 - \bar{i}_b'^2)} = \bar{e}_b'^2 / \bar{i}_b'^2$$

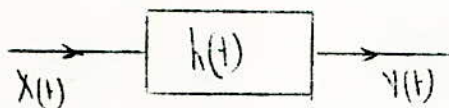
car $\bar{e}_b'^2$ supérieure à \bar{e}_b^2 et \bar{i}_b^2 très supérieure à $\bar{i}_b'^2$, on en déduit : $R_{sm}^2 = 1,4 \beta r_{eb}' \cdot g_{ms}/g_m^2$

Exemple : Transistor 2N 325I et F.E.T. 2N2608

$g_m = g_{ms} = 1,6 \text{ mA/V}$; $\beta = 240$ à $I_c = 1,6 \text{ mA}$; $r_{eb}' = 20 \text{ Ohms}$.
On détermine $R_{sm} = 2,1 \text{ kilo.Ohms}$. Pour toute résistance d'entrée inférieure à 2 kilo.Ohms , le transistor 2N325I est meilleur que le F.E.T. 2N2608.

PASSAGE DU BRUIT A TRAVERS UN SYSTEME

LINEAIRE



Convolution

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t-\tau) x(\tau) d\tau$$

$$\bar{y}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t-\tau) \bar{x}(\tau) d\tau$$

Calcul de la fonction d'auto corrélation R_{yy}

$$R_{yy}(t) = \overline{y(t, t+\tau) y(t, t)} = E \{ y(t, t+\tau) \bar{y}(t, t) \}$$

$$\left\{ \begin{aligned} y(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} h(t-\tau) x(\tau) d\tau \\ y(t, t+\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} h(t, t+\tau-\tau') x(\tau') d\tau' \end{aligned} \right.$$

$$\overline{y(t, t+\tau) y(t, t)} = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau' h(t, t+\tau-\tau') h(t-\tau) \overline{x(\tau) x(\tau')}$$

ne dépend que de la différence

mais supposons que $\overline{x(\tau) x(\tau')} = R_x(\tau-\tau') = R_x(\tau'-\tau)$

(un tel processus dont la fonction d'auto corrélation ne dépend que de la différence des temps est qualifiée de stationnaire).

$$R_{yy}(t) = \iint_{-\infty}^{+\infty} h(t, t+\tau-\tau') h(t-\tau) R_x(\tau-\tau') d\tau d\tau'$$

Supposons que $x(t)$ soit un bruit blanc c'est à dire

$$R_x(\tau-\tau') = \delta(\tau-\tau')$$

Définition de la fonction de Dirac δ
 $\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \delta(x) dx = f(x)$ ou bien

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x-a) \delta(x-a) dx = f(a)$$

$$R_y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau h(t_1 + t - \tau) h(t_1 - \tau)$$

Posons $t_1 - \tau = u \quad du = -d\tau$

$$R_y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} du h(t+u) h(u)$$

Densité de puissance $S_y(t)$ en watts/Hz est donnée par la transformée de Fourier de la fonction $R_y(t)$

$$S_y(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_y(t) e^{-j\omega t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} du dt h(t+u) h(u) e^{-j\omega t} =$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h(t+u) e^{-j\omega(t+u)} h(u) e^{+j\omega u} du dt =$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} du h(u) e^{+j\omega u} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} h(t+u) e^{-j\omega(t+u)} dt \right]$$

$$= \underbrace{H(\omega)}_{H^*(\omega)} \int_{-\infty}^{+\infty} du h(u) e^{+j\omega u} = H(\omega) H^*(\omega) = |H(\omega)|^2$$

$$\boxed{S_y(\omega) = |H(\omega)|^2}$$

BRUIT DES MICROPHONES A CONDENSATEUR

Il revient au même de calculer le bruit dû à un circuit RC :



S'il s'agit d'un micro série R est élevée, dans ces conditions, la charge de l'électrode mobile reste pratiquement constante et la variation de Vr est proportionnelle à la pression

La puissance réduite dans la bande Δf due au bruit aux bornes de C est :

$$\overline{V^2} \Delta f = \frac{\overline{E^2} \Delta f}{1 + R^2 C^2 \omega^2} = \frac{4 K T R \Delta f}{1 + R^2 C^2 \omega^2}$$

Mesures

Les mesures faites sur un microphone ont données à titre indicatif les valeurs suivantes pour C et R

R : 100 M Ohms

C : 1,6 pF , pour une fréquence de 1000 Hz.

Il ressort de la formule donnant l'expression de la tension de bruit que ce dernier est dû exclusivement à la résistance

THEORIE DU TRANSISTOR
A EFFET DE CHAMP - T.E.C.-

Le transistor à effet de champ est encore désigné :

- Transistor unipolaire
- T.E.C.
- F.E.T. (Field effect transistor) .

Découvert avant même le transistor bipolaire classique, le FET a été décrit pour la première fois sous sa forme actuelle en 1952 par Shockley . Son emploi n'est devenu général que depuis peu de temps; d'une part parce que sa fabrication est difficile ,d'autre part à cause des progrès très rapide du transistor bipolaire à jonction.

Cependant le FET possède des avantages propres parmi lesquels :

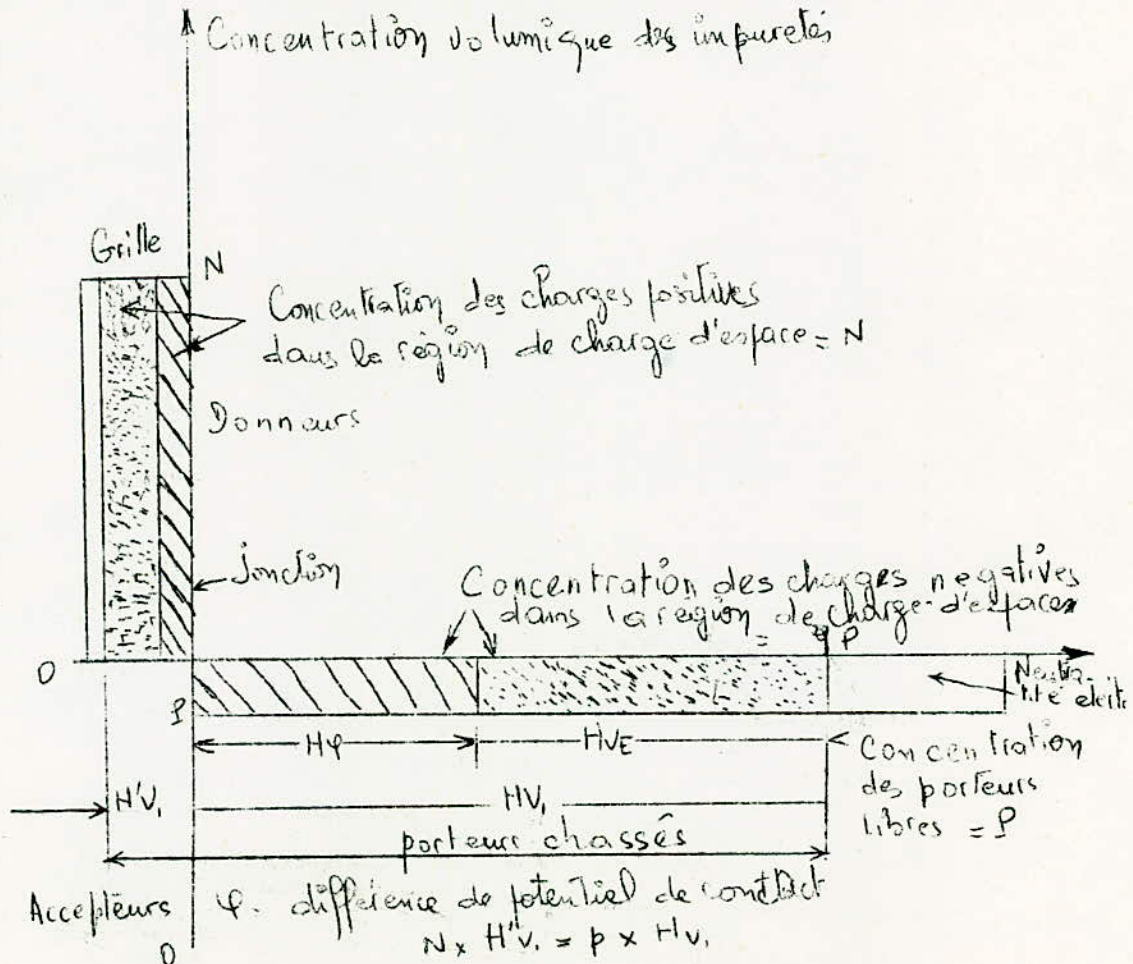
- Impédance d'entrée très élevée
- Des gains élevés en courant et en puissance.
- Une bonne réponse en fréquence.
- Une résistance aux rayonnement nucléaire.
- Un faible bruit.

- faible sensibilité en température

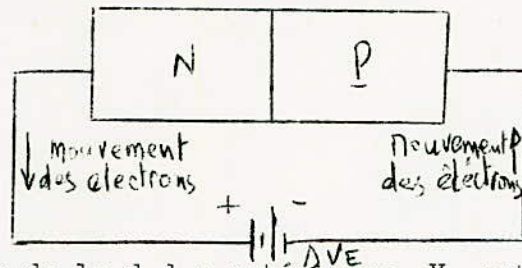
Un transistor à effet de champ, est essentiellement un volume semi conducteur parcouru par un courant, dont la conductance est contrôlée par un champ électrique appliqué perpendiculairement aux lignes de courant. Le champ électrique est obtenu en polarisant une jonction NP dans le sens non passant .

COMPORTEMENT D'UNE DIODE POLARISEE DANS LE SENS NON PASSANT.

Quand on réalise une jonction N-P, des porteurs de charges électriques mobiles, situés au voisinage de la jonction, diffusent à travers cette jonction pour finir par se recombinaison avec des porteurs de type opposé, ce qui fait apparaître de part et d'autre de la jonction des charges électriques fixes, égales et opposées. Entre ces charges finit par s'établir une différence de potentiel électrostatique qui empêche toute nouvelle diffusion des porteurs mobiles à travers la jonction. La différence de potentiel qui bloque ainsi le mouvement des électrons et des trous à travers la jonction s'appelle différence de potentiel de contact ou barrière de potentiel. La région à cheval sur la jonction qui a été vidée de porteurs mobiles s'appelle région de charge d'espace ou zone déserte. Le comportement d'une jonction N-P, polarisée en inverse est illustré sur la figure ci-après :



On a porté en ordonnées la concentration des atomes d'impuretés et en abscisses la distance comptée perpendiculairement au plan de la jonction. Les surfaces couvertes de hachures obliques représentent les régions non-électriquement neutre de la zone déserte qui apparaissent sous l'influence de la d.d.p de contact ϕ . Les surfaces remplies de points représentent les régions non-électriquement neutre qui se développent sous l'influence d'une d.d.p externe appliquée aux bornes de la jonction N-P dans le sens non-passant. Cette d.d.p est appliquée entre deux contacts Ohmiques situés aux extrémités du barreau semi conducteur qui contient la jonction comme sur le schéma suivant



Le signe de la d.d.p extérieure V_E est le même que celui de la d.d.p de contact : positif sur la région N de la jonction et négatif sur la région P. Sous l'action de V_E l'épaisseur de la région de charges d'espace augmente et devient H_{VI} avec $H_{VI} = H_{VE} + H_{\phi}$.

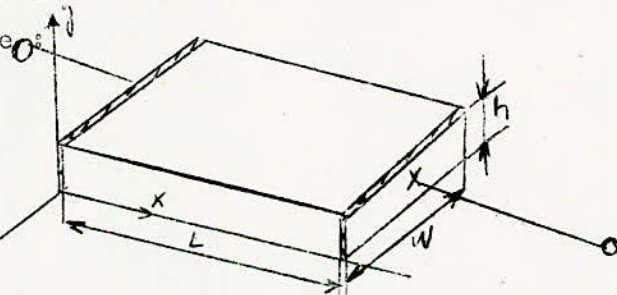
Sur la figure N°I, la concentration des atomes de type accepteur de la région P est inférieure à celle des atomes de type donneurs de la région N. L'épaisseur H_{VI} doit donc être plus grande que l'épaisseur H'_{VI} pour maintenir l'égalité des charges fixes. Ceci s'écrit $NH'_{VI} = PH_{VI}$. Si la concentration des impuretés est rendue volontairement beaucoup plus grande dans une des régions de la jonction que dans l'autre, la pénétration de la zone déserte dans la région la plus concentrée pourra être négligée par rapport à sa pénétration dans la région la moins concentrée. Les conséquences en seront très importantes dans la suite.

Le fait d'augmenter la d.d.p inversee aux bornes de la jonction fait apparaître un courant dans le circuit extérieur. A ce courant correspond à l'intérieur du semi conducteur un mouvement de trous et d'électrons qui s'écartent de la jonction. Chaque fois qu'un électron libre de la région N atteint le fil de connexion de cette région

Un électron libre du fil de connexion de la région P entre dans cette région et se recombine avec un trou. Le courant circule jusqu'à ce que la d.d.p électrostatique aux bornes de la jonction équilibre la d.d.p de la pile extérieure. Il en résulte que le courant qui circule est un courant de déplacement et que la jonction N-P se comporte comme un condensateur. La capacité de ce condensateur est celle d'un condensateur plan de même surface que la jonction et de même épaisseur $H'_{VI} + H_{VI}$ que la région de charge d'espace.

CONDUCTANCE D'UN BARREAU SEMI-CONDUCTEUR

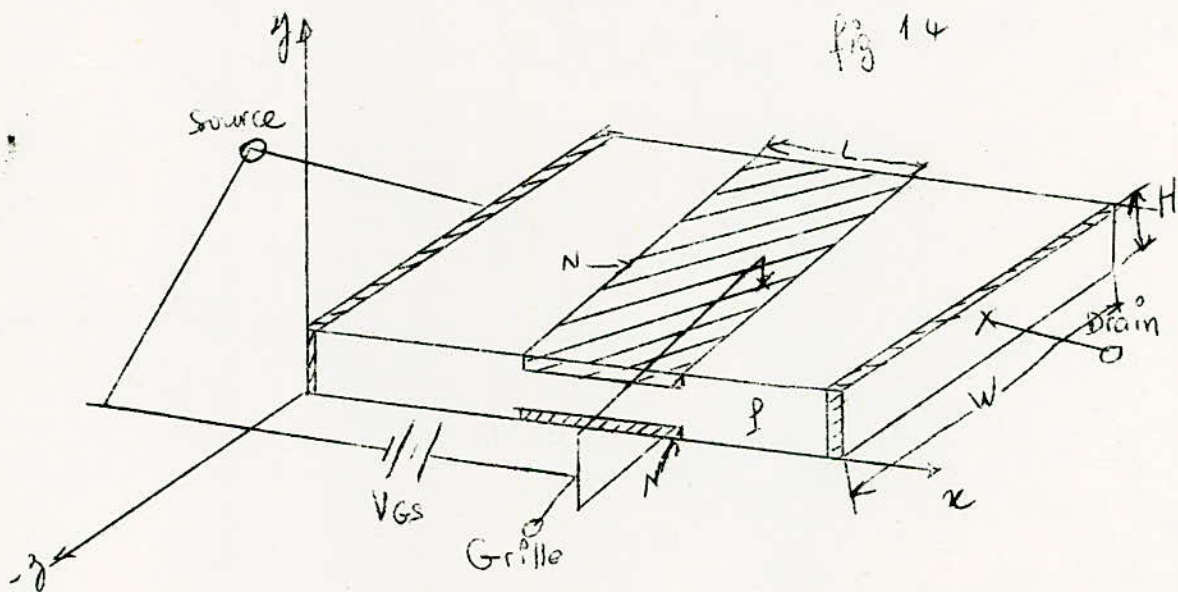
Considérons le barreau semi-conducteur représenté sur la figure suivante:



Les contacts Ohmiques de ce barreau sont figurés par les surfaces de hachure de cette figure. La conductance du barreau définie entre ses deux contacts dépend de sa conductivité et de ses dimensions. Il est bien connu qu'un semi-conducteur est un mauvais conducteur s'il est pur, car il ne possède que peu de porteurs libres susceptibles de conduire le courant, ces porteurs ne comprenant que les quelques électrons et trous créés par agitation thermique. Si le cristal contient par contre des impuretés, à partir d'une certaine température par exemple 200°K, chacun de ces atomes d'impureté va fournir un porteur libre. Si le nombre d'atome d'impureté est grand par rapport au nombre des paires électrons-trous créées par agitation thermique, on peut même admettre que les porteurs de courant ne sont plus que d'un seul type. A titre d'exemple, le courant n'est produit que par un mouvement de trous, si les atomes d'impuretés sont du type accepteurs. La conductance du barreau

BARREAU SEMI-CONDUCTEUR CONTENANT UNE JONCTION

La figure ci-dessous représente la figure précédente avec un barreau dans lequel on a introduit des impuretés de type donneur de façon à réaliser deux jonction N-P. Les deux régions N, situées sur deux surfaces opposées du barreau sont reliées électriquement. Une polarisation inverse V_{GS} est appliquée aux deux jonctions. La partie intéressante du barreau est celle qui est située entre les deux jonctions. La concentration des impuretés de la région N a été rendue volontairement beaucoup plus grande que celle des impuretés du barreau, de telle sorte que la région de charge d'espace qui se développe sous l'effet de la somme de la polarisation extérieure V_{GS} et la d.d.p de contact s'étend presque entièrement dans le volume du barreau situé entre deux jonctions. Comme la région de charge d'espace ne contient pratiquement de porteurs libres, (seulement ceux qui sont créés thermiquement), la conductance du barreau entre ces extrémités-source et drain- (voir fig.) est celle du volume du barreau situé les jonctions qui n'a été vidée de ses porteurs par la tension inverse. Ceci nous permet déjà de conclure que la conductance du barreau va varier avec la tension inverse V_{GS} .



La fig. représente bien un T.E.C , c'est à dire , comme nous l'avons défini : volume semi-conducteur traversé par du courant dont la conductance est contrôlée par un champ électrique appliqué perpendiculairement aux lignes du courant. Nous appelons -canal- le volume du barreau situé entre les deux jonctions . C'est dans ce volume ^{que} se produisent les phénomènes essentiels du FET . Les volumes du barreau situés entre les deux jonctions. C'est dans ce volume que se produisent les phénomènes essentiels du FET . Les les volumes du barreau situés entre le canal et les contacts de drain et de source ne se présentent que comme des résistances passives et parasites . Si une tension extérieure V_{DS} est appliquée entre drain et source , il circule un courant dont l'intensité dépend évidemment de V_{GS} . Mais cette intensité ne varie pas linéairement avec V_{DS} . Le passage du courant dans le canal entraîne en effet une chute de tension ohmique qui modifie la polarisation inverse de la jonction, c'est à dire la section du volume conducteur du canal .

REMARQUE:

Résistivité du germanium : $\rho = A \exp B/T$

$A = 2,33 \cdot 10^{-7} \text{ Ohms.m}$

$B = 4350 \text{ } ^\circ\text{K}$

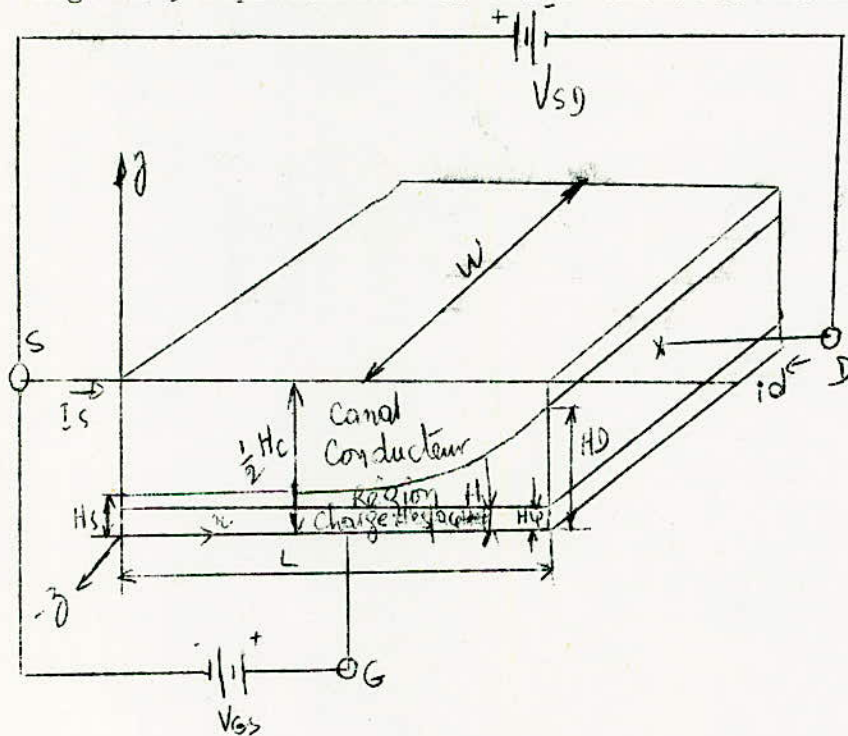
$a = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} = \frac{1}{dT} \cdot \frac{d\rho/\rho}{\rho} = - B/T^2$, inférieure à 0.

résistivité du germanium à 27°K : 0,47 , $a = - 8,5 \cdot 10^{-2}$ (18°C)

résistivité du silicium à 27°C : 630 , $a = - 4,8 \cdot 10^{-2}$ (18°C)

Pour simplifier le travail nous allons utiliser la symétrie de la fig. I. 4 et ne considérer qu'une seule région de charge d'espace. Considérons donc le canal simplifié représenté sur fig. I. 5. Les polarisations V_{SG} et V_{SD} sont celles qui conviennent à un TEC dont le canal est de type P. L'épaisseur de la région de charge d'espace est fixée par la différence de potentiel de contact ϕ , par la polarisation inverse V_{GS} et par la chute de tension Ohmique produite par I_D . Dans un TEC de canal de type P, I_D est négatif et la chute de tension ohmique qu'il produit entraîne une polarisation inverse de la polarisation jonction maximale du côté du drain.

La région de charge d'espace prend donc la forme d'un coin. La fig. I. 5 représente la moitié inférieure du TEC la fig. I. 4





L'équation (1.7), nous amène à deux résultats intéressants.
 Le premier résultat est que la capacité par unité de la
 jonction grille-canal vaut :

$$C = \frac{dQ}{dV(h)} = \frac{\epsilon}{K}$$

TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP

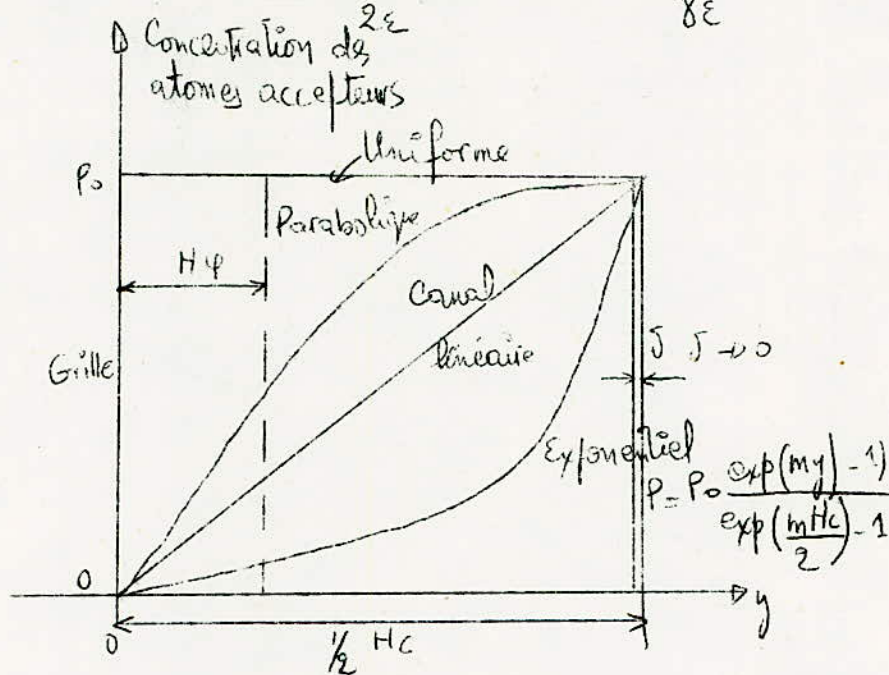
Cette capacité qui ne représente que la moitié de la capacité
 du TEC à cause de la symétrie est la même que celle d'un
 condensateur plan de même section et de même épaisseur H que
 la région de charge d'espace.

Le deuxième résultat intéressant s'obtient en donnant à H
 dans l'équation (1.7) la valeur $\frac{1}{2} H_c$; La tension correspon-
 dante de grille est celle pour laquelle tous les porteurs
 libres sont chassés du canal. Shockley (2), l'a appelée tension
 de pinch-off et nous l'appelons indifféremment tension de coude
 tension de saturation ou tension de pincement. Le canal par
 lequel passe le courant est alors complètement fermé et le
 courant entre source et drain est puisqu'il n'y a plus de
 porteurs libres disponibles.; en ce qui nous concerne nous
 définirons la tension de pincement comme la différence de potentiel
 extérieure V_{GS} entre source et grille obture le canal :

$$V_p = \frac{q}{\epsilon} \int_{H/4}^{1/2 H_c} y p(y) dy.$$

Le calcul de l'intégrale (1.9) nécessite la connaissance de $p(y)$. Si la jonction grille-canal a été réalisé en alliant un métal pentavalent sur un barreau de silicium dopé uniformément avec une impureté de type accepteur, la jonction est abrupte et $p(y)$ peut être supposé dans le canal. La tension de pincement vaut dans ce cas :

$$V_p = \frac{q P_0 \left(\frac{1}{4} H_c^2 - H^2 \right)}{8 \epsilon} = \frac{q P_0 H_c^2}{8 \epsilon} - \psi$$



Cette expression est celle que Shokley, qui avait aussi supposé $p(y)$ constant, a trouvé avec $\psi = 0$.

La figure 1.6 montre quelques variations de la concentration des impuretés; ou profils d'impuretés possibles. Les concentrations sont toutes nulles à la jonction par définition et il n'y a pas de porteurs libres à gauche de la frontière $y = H$ représentée par une droite en traits interrompus.

L'équation (1. 14) nous permet de conclure que le courant dépend des épaisseurs de la région de charge d'espace à la source et au drain (H_s et H_d). Ces épaisseurs dépendent des tensions aux bornes de la région de charge d'espace :

$$H_s = H_0 + F(V_{gs}) \quad (1.15)$$

$$H_d = H_0 + G(V_{ds} - V_{gs}) \quad (1.16)$$

Nous allons maintenant définir le courant I_{dss} qui est le courant drain qui circule quand source et grille sont court-circuitées. Comme le courant drain dépend aussi de la tension drain nous définirons I_{dss} comme étant le courant qui circule quand la tension V_{ds} est suffisante pour que H_d soit égal à $\frac{1}{2}h_0$; La définition de I_{dss} s'écrit donc :

$$I_{dss} = \frac{2qW\mu}{8L} \int_{H_0}^{\frac{1}{2}H_0} [Q(\frac{1}{2}H_0) - Q(h)] \mu_p(h) dh \quad (1.17)$$

Cette définition peut étonner puisque le canal est fermé lorsque $H_d = \frac{1}{2}h_0$ ET qu'il ne devrait plus alors circuler de courant . Nous sentons intuitivement néanmoins qu'il est impossible de trouver un courant I_{dss} nul, lorsque nous augmentons la différence de potentiel V_{dss} . Cette contradiction apparente provient du fait que la densité de courant augmente au fur à mesure que la hauteur du canal diminue et qu'elle est infinié lorsque la hauteur est nulle. En raisonnant plus physiquement , il vaut mieux admettre qu'il existe une limite supérieure fondamentale à la valeur de la densité de courant dans le canal et qu'il y a donc une section minimale au-dessous de laquelle le canal ne peut plus être pincé. Si la limite de la densité de courant est J_{max} le courant I_{dss} vaut $I_{dss} = WJ_{max} \delta$ où δ est la hauteur minimale du canal . L'équation (1. 17) ne représente donc qu'une approximation. La véritable limite supérieure de l'intégrale est $(\frac{1}{2} H_0 -)$. Notre approximation est cependant bonne car $\frac{1}{2} H_0$ est beaucoup plus grand que

reparlerons du pincement du canal dans le paragraphe 1 . 5.

La pente du TEC, définie comme pour un tube à vide, est :

$$g_m = \frac{\delta I_D}{\delta V_{GS}}$$

(1.18)

Nous pouvons la calculer en appliquant la relation :

$$\frac{\delta I_D}{\delta V_{GS}} = \left(\frac{\delta I_D}{\delta H_S} \right) \left(\frac{\delta H_S}{\delta V_{GS}} \right) + \left(\frac{\delta I_D}{\delta H_D} \right) \left(\frac{\delta H_D}{\delta V_{GS}} \right) \quad (1.19)$$

Les dérivées partielles $\frac{\delta I_D}{\delta H_S}$ et $\frac{\delta I_D}{\delta H_D}$ peuvent être calculées à partir de l'équation (I.14)

$$\frac{\delta I_D}{\delta H_S} = \frac{q \mu W}{\epsilon L} \left[Q\left(\frac{1}{2} H_S\right) - Q(H_S) \right] H_S p(H_S) \quad (1.20)$$

$$\frac{\delta I_D}{\delta H_D} = \frac{q \mu W}{\epsilon L} \left[Q\left(\frac{1}{2} H_D\right) - Q(H_D) \right] H_D p(H_D) \quad (1.21)$$

La dérivation de l'équation (I.7) par rapport à h va nous permettre de connaître l'épaisseur δ de la région de charge d'espace au point d'abscisse x en fonction du potentiel $V(h)$ à la frontière de cette région pour la même abscisse x :

$$\frac{\delta V(h)}{\delta H} = \frac{q \mu p(h)}{\epsilon} \quad (1.22)$$

L'équation (I.22) et les relations (I.15) et (I.16) nous donnent :

$$\frac{\delta V_{GS}}{\delta H_S} = \frac{q H_S p(H_S)}{\epsilon} \quad (1.23)$$

$$\frac{\delta V_{GS}}{\delta H_D} = - \frac{q H_D p(H_D)}{\epsilon} \quad (1.24)$$

Les équations (I.20), (I.21), (I.23), (I.24) reportées dans l'équation (I.19), nous amènent à :

$$\frac{\delta I_D}{\delta V_{GS}} = g_m = \frac{q \mu W}{L} \left[Q(H_D) - Q(H_S) \right] \quad (1.25)$$

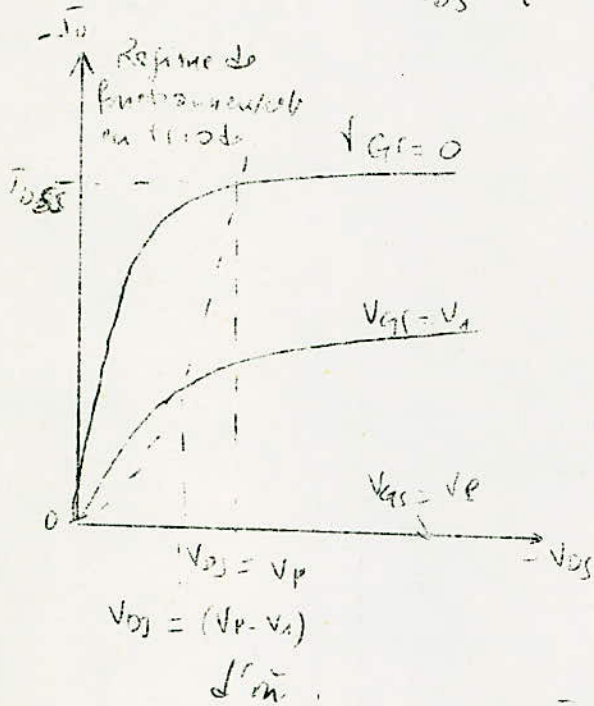
On peut tirer comme conséquence de l'équation (I.25) que la pente d'un TEC est simplement la conductance d'un parallélépipède rectangle de dimensions $H_D - H_S$, W et L (le facteur 2 intervenant à cause de la symétrie)

Pour $I_D = I_{D15}$, $H_D = \frac{1}{2} H_C$ et $H_S = H_C$, la pente vaut :

$$g_{m15} = \frac{q \mu W}{L} \left[Q\left(\frac{1}{2} H_C\right) - Q(H_C) \right] \quad (1.26)$$

Cette expression représente la conductance du canal en petits signaux, c'est à dire sans tension continue sur la grille et avec des variations de V_{DS} très faibles autour de zéro. La conductance de sortie peut être calculée à partir de la même méthode que plus haut :

$$g_D = \frac{\delta I_D}{\delta V_{DS}} = \left(\frac{\delta I_D}{\delta H_S} \right) \left(\frac{\delta H_S}{\delta V_{DS}} \right) + \left(\frac{\delta I_D}{\delta H_D} \right) \left(\frac{\delta H_D}{\delta V_{DS}} \right) \quad (1.27)$$



$$\frac{\delta H_S}{\delta V_{DS}} = 0 \quad (1.28)$$

$$\frac{\delta H_D}{\delta V_{DS}} = \frac{\epsilon}{q H_D \mu (H_D)} \quad (1.29)$$

fig (1.7)

$$g_D = \frac{\epsilon W \mu}{L} \left[Q\left(\frac{1}{2} H_C\right) - Q(H_D) \right] \quad (1.30)$$

Cette expression représente la conductance du volume rectangulaire du canal limité aux hauteurs H_D et $1/2 H_C$.

D'après les équations (1.17) et (1.30) $g_D = 0$ quand $I_D = I_{DSS}$ et le TEC se comporte comme un injecteur de courant. Ces résultats ont été portés sur la fig. 1.7. Le canal se comporte comme une résistance variable entre la source et le drain. Lorsque V_{DS} augmente, H_D tend vers $1/2 H_C$ et g_D vers zéro. Pour $V_{DS} = V_P - V_{GS}$, nous dirons que la tension de drain est alors égale à la tension de coude ou à la tension de saturation de la caractéristique.) g_D est nul et une augmentation nouvelle de V_{DS} n'entraîne plus aucune augmentation de I_D , puisque H_D ne peut pas dépasser $1/2 H_C$.

Il ne s'agit naturellement qu'une première approximation. Quand H_D se rapproche de $I/2 H_C$ de nouveaux phénomènes apparaissent qui modifient les caractéristiques de sortie de la fig. I.7, de telle sorte que g_D ne devient jamais nul même lorsque la tension est si élevée que la jonction grille-drain entre en avalanche.

On distingue deux régions sur les caractéristiques du TEC représenté fig. I.7 :

La région de fonctionnement en triode et la région à courant constant. Ces deux régions sont séparées par la courbe en tirets qui le lieu de tension de coude, c'est à dire les points pour lesquels $V_{DS} = V_P - V_{GS}$.

On pourra montrer qu'au delà de la tension de coude, le courant n'augmente que très peu avec la tension V_{DS} par conséquent l'impédance de sortie peut être élevée.

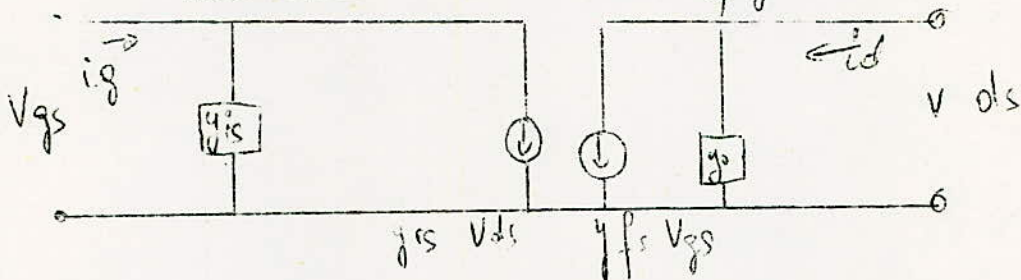
AMPLIFICATEUR A SOURCE COMMUNE

Le figure 3.2 représente un amplificateur à TEC à source commune avec deux batterie de polarisation. Un générateur de tension V_g est relié à l'entrée et la sortie est prise entre le drain et la connexion commune.

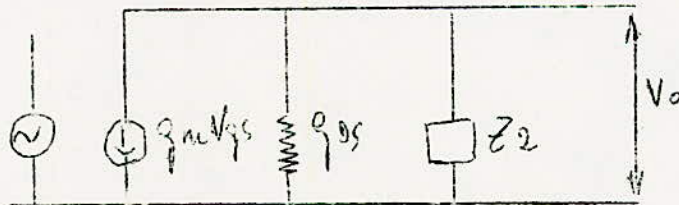
Remarquons que les polarités des batteries sont de signes opposé à celles qu'on utiliserait avec des tubes. On a d'ailleurs surnommé le TEC tube à vide de type PNP ou NPN suivant que le canal est du type P ou du type N ;

On utilise le plus souvent une polarisation automatique. On caractérise le plus souvent un TEC par un quadripole avec des paramètres admittances/:

Schéma en basse fréquences : fig 2.9



Le schéma équivalent d'un TEC monté en amplificateur en source commune est le suivant :



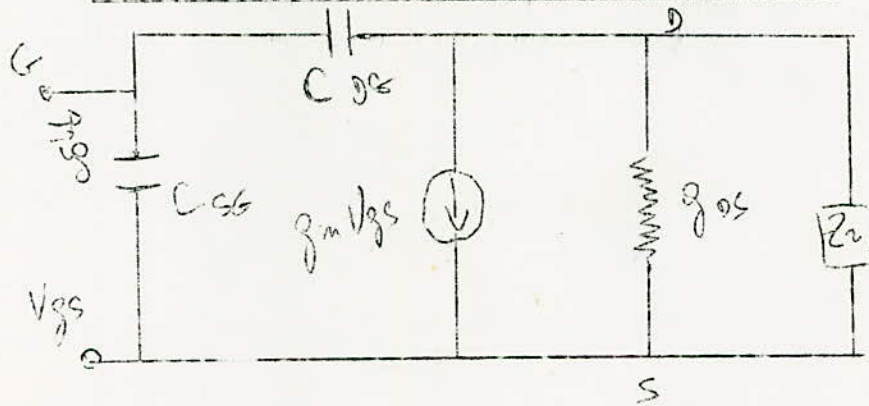
Le gain en tension a pour expression :

$$A = \frac{V_o}{V_{gs}} = - \frac{g_m Z_L}{1 + Z_L g_{os}} \quad (3.2)$$

$$\text{ou } V_o = - g_m V_{gs} \frac{Z_L}{1 + Z_L g_{os}} \quad (3.1)$$

ADMITTANCE D'ENTREE D'UN AMPLIFICATEUR A SOURCE COMMUNE

Circuit équivalent du montage source-commune



Le courant de grille est donné par :

$$i_g = j\omega C_{sg} V_{gs} + j\omega C_{dg} (V_{gs} - V_o)$$

L'admittance d'entrée d'un amplificateur à source commune est obtenue après calculs en remplaçant V_o par sa valeur.

$$Y_{in} = \frac{i_g}{V_{gs}} = j\omega \left[C_{sg} + C_{dg} \left(1 + \frac{g_m Z_L}{1 + g_{ds} Z_L} \right) \right]$$

Si Z_L est un élément purement résistif, l'admittance d'entrée est équivalente à une capacité :

$$C_{entrée} = C_{sg} + C_{dg} (1 - A)$$

La capacité grille drain apparaît multipliée par le gain plus 1. Nous retrouvons donc le classique effet Miller dans le montage cathode commune des tubes.

BRUIT DE FOND DANS UN FET;

Le bruit de fond dans un transistor bipolaire est la conséquence de la manière essentiellement aléatoire dans laquelle les lacunes sont émises en direction de la région de la base et se combinent ainsi que des courants de fuite superficiels et volumiques qui circulent dans la jonction conducteur-base.

La plus part de ces phénomènes sont absents dans le FET et le bruit engendré dans la jonction source-grille du fait des courants de fuite est faible. Il n'est par conséquent pas rare d'observer des puissances de bruit équivalentes inférieures à 1 décibel au dessus * du bruit thermique. Comme pour le transistor bipolaire la puissance de bruit tend à augmenter vers les basses fréquences. L'admittance d'entrée du transistor à effet de champ est principalement une conséquence de la capacité d'entrée et par conséquent une conséquence de la capacité d'entrée et par conséquent si l'on considère le bruit observé comme provenant d'une source à courant constant, on pourrait s'attendre à ce * que la tension et la puissance de bruit apparente à la grille dépendent fortement de la fréquence. *

On observe que c'est le cas le courant de bruit équivalent ne dépendant qu'assez peu de la fréquence (il augmente aux extrémités supérieures et inférieures du spectre des fréquences acoustiques, mais passe par un minimum au voisinage de 100 hertz), tandis que la tension et la puissance de bruit augmentent constamment quand la fréquence diminue. Les caractéristiques de bruit à courant constant sont d'accord avec le fait que le courant de fuite grille-canal est le principal mécanisme de production du bruit à basses fréquences. Ceci est confirmé par le fait que le facteur de bruit est indépendant du courant-plaque (à part une augmentation pour les valeurs très faibles) et ne dépend qu'assez peu de la tension source-plaque ce qui conduit à penser, que le passage d'un courant dans le canal ne joue qu'un faible rôle dans la production du bruit. Le bruit dépend aussi de la température ambiante et l'impé-

-dance de la source de signal. En ce qui concerne la première on observe que peu de changement jusqu'à ce qu'on ait dépassé une certaine température critique au-dessus de laquelle le bruit augmente considérablement, tandis que dans le cas du dernier facteur on observe une augmentation du facteur de bruit quand * la résistance du générateur diminue. La fig. I.II représente des caractéristiques de bruit typiques pour un FET au silicium.

BRUIT D'UN TEC

On distingue trois sources de bruit dans un TEC :

1°) Le courant de fuite de grille qui engendre un bruit de grenaille

2°) La résistance du canal qui engendre une tension de bruit thermique, tension qui module l'épaisseur de la région de charge d'espace.

3°) Le phénomène de génération et de recombinaison dans la région de charge d'espace qui engendre un bruit en $1/f$ qui lui aussi module l'épaisseur de la région de charge d'espace

Le courant de bruit de grenaille de la jonction grille canal est donné par la formule :

où I_G = courant direct (ou inverse) qui traverse la jonction
 q = charge de l'électron
 f = intervalle de fréquences dans lequel on mesure le bruit.

Le courant de fuite qui traverse la jonction polarisée d'un TEC à grille jonction varie de 10^{-8} à 10^{-10} A. et cette source de bruit peut être négligée.

Le facteur de bruit qui dépend de la résistance R_g du générateur de bruit, est défini par :

$$F = P_1/P_2$$

P_1 = puissance de bruit recueilli à la sortie

P_2 = puissance recueilli à la sortie dans le cas où le seul bruit du montage est le bruit thermique de la résistance de source R_g , ce bruit étant amplifié par le FET supposé sans bruit.

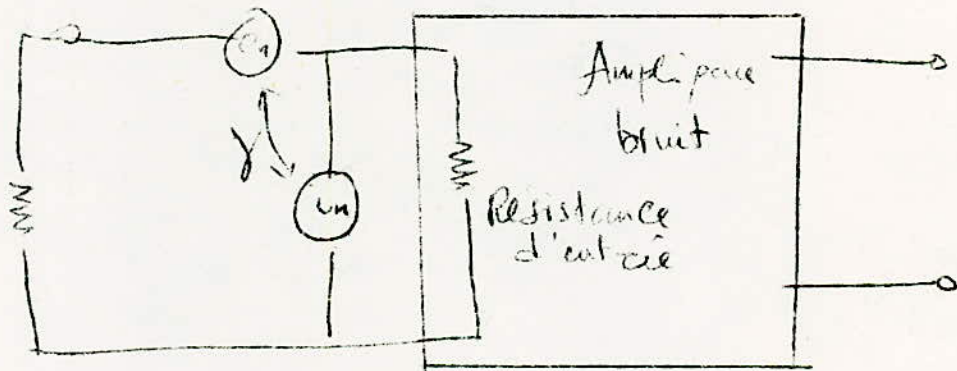
Dans notre cas, ce facteur vaut :

$$F = 1 + \frac{1}{4kT\Delta f} \left(\overline{i_n^2} + \frac{\overline{e_n^2}}{R_g} \right) \quad (2.58)$$

et en remplaçant i_n et e_n par leur valeur :

$$F = 1 + \frac{qI_{q5} \times R_g}{2kT} + \frac{1 + f/f_c}{g_m R_g} \quad (2.59)$$

On peut se rendre compte sur cette équation de la faible valeur de la fréquence au-dessous de laquelle le bruit en $1/f$ devient prépondérant, surtout pour les fortes valeurs de R_g .



g = Coefficient de Corrélation ($1 \leq g \leq \infty$)

Van der Ziel a démontré que le bruit thermique engendré dans le canal d'un TEC est le même que celui qui est produit par une résistance extérieure montée dans la source et égale à $1/g_m$.

Le tension de bruit de cette résistance vaut

$$\overline{e_{th}^2} = 4kT \frac{1}{g_m} \Delta f \quad (2.55)$$

Cette tension de bruit peut être complétée pour tenir compte du bruit en I/f de génération et de recombinaison dans la région de charge d'espace :

$$\overline{e_f^2} = \overline{e_{th}^2} \left(1 + \frac{f_{cl}}{f}\right) \quad (2.56)$$

où f_{cl} = fréquence au dessus de laquelle le bruit en I/f devient prépondérant.

Nous allons maintenant chercher à caractériser les propriétés du bruit d'un TEC à l'aide de deux générateur de bruit. Cette méthode n'est valable que pour des faibles bruits, ce qui est bien le cas.

Il n'y a pratiquement aucune corrélation entre ces deux générateurs.

Pour mesurer e_n , la grille est reliée à la source par un court circuit afin de réaliser les conditions suivantes:

$$\begin{aligned} R_{\text{court-circuit}} & \text{ très inférieure à } R_{\text{entrée}} \\ i_n R_{\text{court-circuit}} & \text{ très inférieure à } e_n \end{aligned}$$

La première condition est nécessaire pour que toute la force électromotrice e_n se retrouve aux bornes d'entrée de l'amplificateur la seconde pour que le courant i_n ne perturbe pas la mesure. Le courant de sortie d'un TEC est égal au produit de la tension de bruit thermique engendrée dans le canal et dans la région de charge d'espace par la pente. e_n s'en déduit facilement :

$$e_n = \frac{i_{cn}}{g_m} = \sqrt{\overline{e_{th}^2} \left(1 + \frac{f_{cl}}{f}\right)} \quad (2.57)$$

La fréquence f_{cl} ne doit pas être confondue avec la fréquence au dessous de laquelle le bruit en I/f devient ~~important~~.

↓
varié

Influence de la température
sur le FET

La température agit de trois manières différentes sur un transistor à effet de champ. Le premier effet est :

-La jonction grille-canal à polarisation inverse donne lieu à un courant de fuite qui dépend de la température suivant la loi exponentielle . Puisque ce courant passe par une résistance de retour de grille, il peut modifier la polarisation effective appliquée au transistor si la valeur de cette résistance est suffisamment élevée. Cet effet est particulièrement important aux températures élevées , mais inexistant pour des transistor à effet de champ à grille isolée.

- Le courant de plaque pour une polarisation de grille déterminée dépend également de la température, et, dans ce cas des phénomènes physiques différents interviennent. La tension effective qui tend à "pincer le courant" dans le canal conducteur est égal à la somme de la tension effectivement appliquée et du potentiel de contact de la jonction P-N . Ce dernier dépend de la température, et s'il était isolé, entraînerait une variation positive du courant de plaque en fonction de la température . A 300 °K, le potentiel de contact a un coefficient de température d'environ $-2\text{mV}/^\circ$, et cette valeur ne varie que peu avec la température ou du taux de dopage du semi conducteur. Evidemment, l'influence du potentiel de contact n'aura de l'importance que si la variation du potentiel de contact est une fraction importante des valeurs que peut prendre la tension de service grille-source dont l'intervalle de températures prévu.

On aura par conséquent tendance à l'observer principalement dans les éléments ayant une faible tension de pincement.

-L'autre effet important est la variation de la mobilité des porteurs de charges en fonction de la température qui se traduit par le coefficient de température positif normal de la résistivité du silicium .

Ceci entraîne un coefficient de température négatif du courant de plaque en fonction de la température et par conséquent ces deux effets tendent à se compenser .

Les FET ayant de faibles tensions de pincement (ex 0,5 V) ont, par suite, un courant plaque qui augmente avec la température si leur est normale tandis que les éléments ayant une tension de pincement plus normale (supérieure à 1,5 V), ont un coefficient de température négatif dépassant 0,6 % /°C .

La pente varie avec la température d'une manière analogue au courant de plaque .

La variation de résistivité du canal de conduction (résultat de la diminution de la mobilité des porteurs de charges quand la température s'élève). Ceci est dû au fait de l'augmentation de l'interaction entre les porteurs de charges et le réseau cristallin

Les variations du potentiel de contact grille-canal (dû au fait de la génération des couples lacunes électron thermique dans la zone d'appauvrissement; le courant partant de l'électrode grille à polarisation inverse augmente suivant la loi exponentielle avec la température .

Soit α le coefficient de température de la résistivité pour le canal. Alors la variation du courant plaque due à ce phénomène

est égal à : $\left(\frac{\partial I_p}{\partial T}\right)_V = -\alpha I_p$, avec $I_p = I_{pon} - V_{gs} g_m$
 $(1) \qquad \qquad \qquad = I_{pon} - g_m (I_p R_s + I_g R_g)$

Si le potentiel de contact entre la grille et le canal varie de δ mV /°C, la variation de courant plaque et résultant de ce phénomène sera $\left(\frac{\partial I_p}{\partial T}\right)_\delta = \delta g_m$ (2)

Si l'on égale ces deux expressions pour avoir une dérive nulle on obtient : $\alpha I_p = \delta g_m$ (3)

I_{pon} = courant de plaque dans la région de pincement quand $V_{gs} = 0$

I_g = courant grille.

On a la valeur approchée :

$$I_p = \bar{I}_{p, on} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V^*} \right)^2 \quad (4)$$

dans laquelle V^* est une constante égale à la valeur de V_{GS} qui ramènera tout juste I_p à une valeur négligeable et on a $V_{GS} \leq V^*$ on peut s'arranger (grâce à un choix approprié de V^*) pour que cette expression soit entrés bon accord avec les résultats obtenus par des mesures effectuées sur des transistors à effet de champ champ à jonction. On obtient par dérivation :

$$g_m = \frac{\partial I_p}{\partial V_{GS}} = - \frac{2 \bar{I}_{p, on}}{V^*} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V^*} \right) \quad (5)$$

Si l'on porte les équations dans l'équation 3, la tension grille-source est donnée pour une dérive nulle par :

$$V_{GS} = V^* + \frac{2V}{\alpha}$$

Etant donné que β et α ne varient que très peu avec la température ou le taux de dopage (ou d'impuretés) la valeur critique de V_{GS} varie peu avec la température ou d'un transistor à l'autre s'ils sont caractérisés par la même valeur de V^*

On peut calculer V^* à partir de l'équation (5)

$$V^* = - \frac{2 \bar{I}_{p, on}}{g_m(0)}$$

relation dans laquelle $g_m(0)$ est la valeur de la pente de g_m pour $V_{GS} = 0$

CARACTERISTIQUE STATIQUE ET POLARISATION D'UN FET.

On réalise le montage suivant pour tracer les caractéristiques statique d'un FET.

CHOIX DU POINT DE FONCTIONNEMENT

Les caractéristiques ayant été relevées on a choisi un point de fonctionnement donnant à la fois une bonne amplification et un faible bruit.

Pour la première condition il faut une tension de plaque assez faible courant de drain assez fort. Une tension de plaque convenable.

La seconde exige une pente très grande.

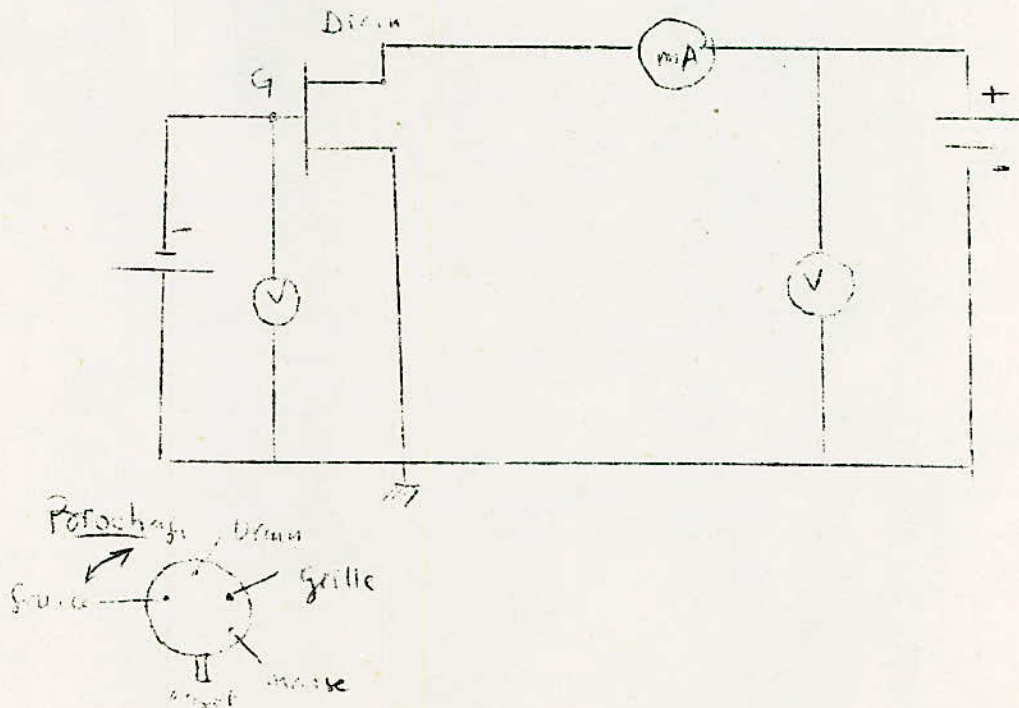
Compte tenu de ces considérations on a choisi un point de fonctionnement correspondant à :

$$V_p = 2,5 \text{ Volts (avec une résistance pour } G)$$

$$V_G = 0,1 \text{ Volts (pour avoir un point convenable)}$$

$$I_d = 2,2 \text{ mA.}$$

$$S = 10^{-3} \text{ ma/V}$$



DONNEES SUR LE TRANSISTOR FET

TYPE 2N 4221

Faible capacité d'entrée inférieure à 6pF
Faible courant grille-source inférieure à 0,1 nA
Faible capacité de transfert inverse, inférieure à 2 pF
Faible distorsion d'intermodulation
Gain élevé

LIMITES ABSOLUES D'UTILISATION A 25°C.

Dissipation admissible en régime continu dans le drain	300 mW
Tension inverse grille-source $V_{GS} = 30 V$	
Tension drain-source =	30 V
Tension drain-grille	30 V
Courant grille I_G	10 mA
Courant drain	15 mA
Température de la jonction en fonctionnement	175°C
Température de stockage	200°C

CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES A 25°C

Tension de claquage grille-source ($I_G = - 10 \text{ mA}$, $V_{DS} = 0 V$)	- 30 V
Tension des seuil grille-source ($V_{DS} = 15 V$, $I_D = 200 \text{ mA}$)	- 5 V
Tension de blocage grille-source ($V_{DS} = 15 V$, $I_D = 0,1 \text{ nA}$)	-6 V
Courant inverse grille-source ($V_{GS} = -15 V$, $V_{DS} = 0 V$)	-0,1 nA
Courant inverse grille source à 150°C ($V_{GS} = - 15 V$, $V_{DS} = 0 V$)	- 100 mA
Courant de saturation drain source ($V_{DS} = 15 V$, $V_{GS} = 0V$)	6 mA

CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES

Admittance de transfert direct (Source commune)	5000 mm MHOS
Capacité de transfert inverse ($V_{DS} = 15 V$, $V_{GS} = 0V$)	2 pF
Capacité d'entrée même conditions	6 pF
Facteur de bruit ($V_{DS} = 15 V$, $V_{GS} = 0V$) $R_s = 1 \Omega$	5 dB

bande passante 10 Hertz , fréquence = 100 Hertz.

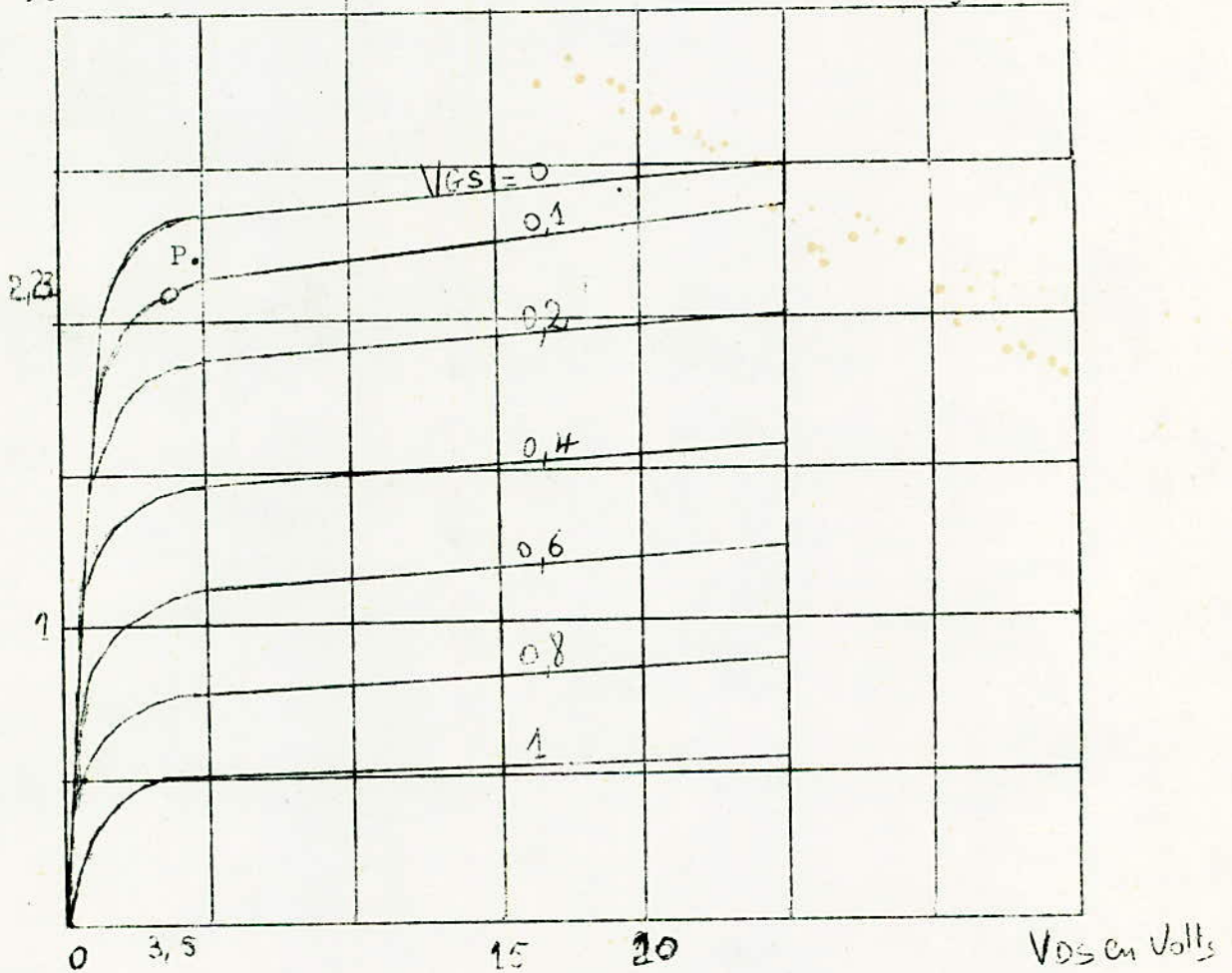
Remarque: Le FET a une résistance d'entrée variant de 10^{10} à 10^{16} car l'électrode d'entrée est essentiellement connectée à une jonction polarisée en inverse .

... A l'inverse du transistor classique le FET est attaqué en tension. ...

CARACTERISTIQUES STATIQUES DU FET

On a obtenu le réseau suivant :

I_D en MA



Température Ambiante : 25°C

On remarquera que r_d 'résistance du barreau semi-conducteur dont est constitué le FET est égale à I/g_{max} .

CALCUL DES PARAMETRES DU FET.

L'examen du réseau de caractéristiques du FET justifie le choix du point de fonctionnement suivant :

$$\begin{aligned}I_{DS} &= 2,25 \text{ mA} \\V_{DS} &= 3,5 \text{ Volts} \\V_{GS} &= 0,1 \text{ Volts}\end{aligned}$$

Ce choix est dicté par le compromis nécessaire entre un bruit minimal et une amplification convenable.

Dans le domaine choisi le fonctionnement du FET est assimilable à celui d'une triode classique, aussi l'équation interne des tubes à vide classiques est-elle applicable ici. soit,

$$\begin{aligned}dI_c &= S dV_g + I/p dV_c \\S &= \frac{(dI_c)}{(dV_g) V_c} = \text{Cte.} & S &= \underline{3 \cdot 10^{-3} \text{ A/V}}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}I/p &= \frac{(dI_c)}{(dV_c) V_g} = \text{Cte.} & p &= \underline{18 \text{ Kilo Ohms}}\end{aligned}$$

$dV_c = dI_c R_c$ où R_c = résistance d'entrée de l'étage suivant.

On a alors :

$$G = \frac{-S R_c}{1 + R_c/p}$$

Application:

Si $R_c = 2,2 \text{ Kilo Ohms}$, on a $G = 6$

Calcul des éléments de Polarisation.

$$R_{\text{DRAIN}} = \frac{12 - 3,5}{2,23 \cdot 10^{-3}} = 3,2 \text{ k}\Omega$$

on verra par la suite que l'on
a choisi $R_D = R_1 + R_2 = 2,9 \text{ k} + 1 \text{ k}$

$$R_3 = \frac{0,1}{2,23 \cdot 10^{-9}} = 47 \Omega$$

Ce qui fixe la capacité de découplage
 C_E telle que R soit court-circuitée
par C_E pour la fréquence la plus
basse.

$$5 \text{ à } 10 \text{ fois } \frac{1}{C_E \omega} < R$$

$$C_E = 4700 \mu\text{F} \# 5000 \mu\text{F}$$

$R_{E1} = 5 \text{ M}\Omega$ pour avoir un courant
de fuite minimal.

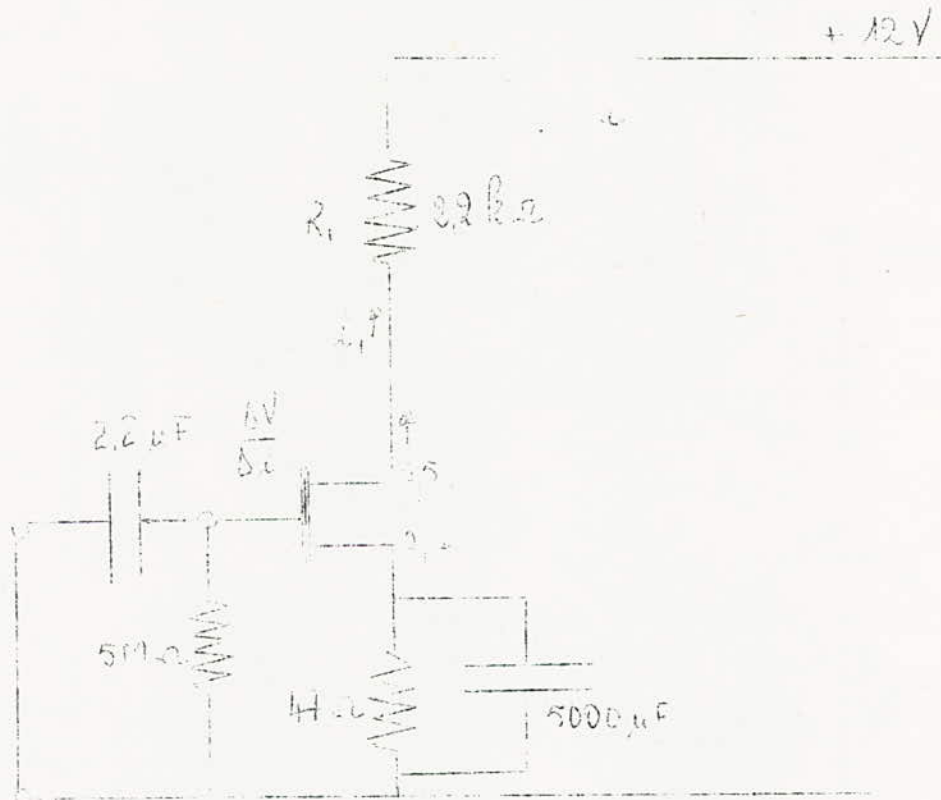
$C_{\text{entrée}} = 2,2 \mu\text{F}$ pour les mêmes
considérations que ci-dessus.

Afin d'avoir un bruit minimal
toutes les résistances sont métalliques.
On a choisi des capacités chimiques
pour leurs grandes valeurs et leur bonne
qualité.

AMPLIFICATEUR A FET SEUL

Compte tenu du point de polarisation choisi, nous avons le montage suivant :

Le calcul du gain nous a montré que la résistance de drain nécessaire à la bonne polarisation et à un bon facteur de bruit doit être celle mentionnée sur le schéma.



La charge est donc insuffisante, c'est pourquoi l'on a choisi de charger le FET par un transistor bipolaire monté en émettodyne. Et ce dans le but d'avoir une grande impédance d'entrée qui viendrait s'ajouter à la charge du FET.

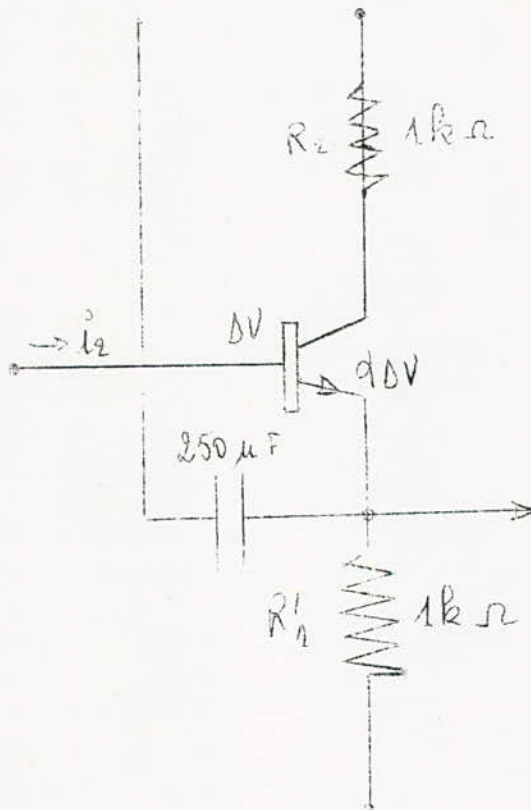
MONTAGE DU TRANSISTOR BIPOLAIRE

2N2222

Brochage:

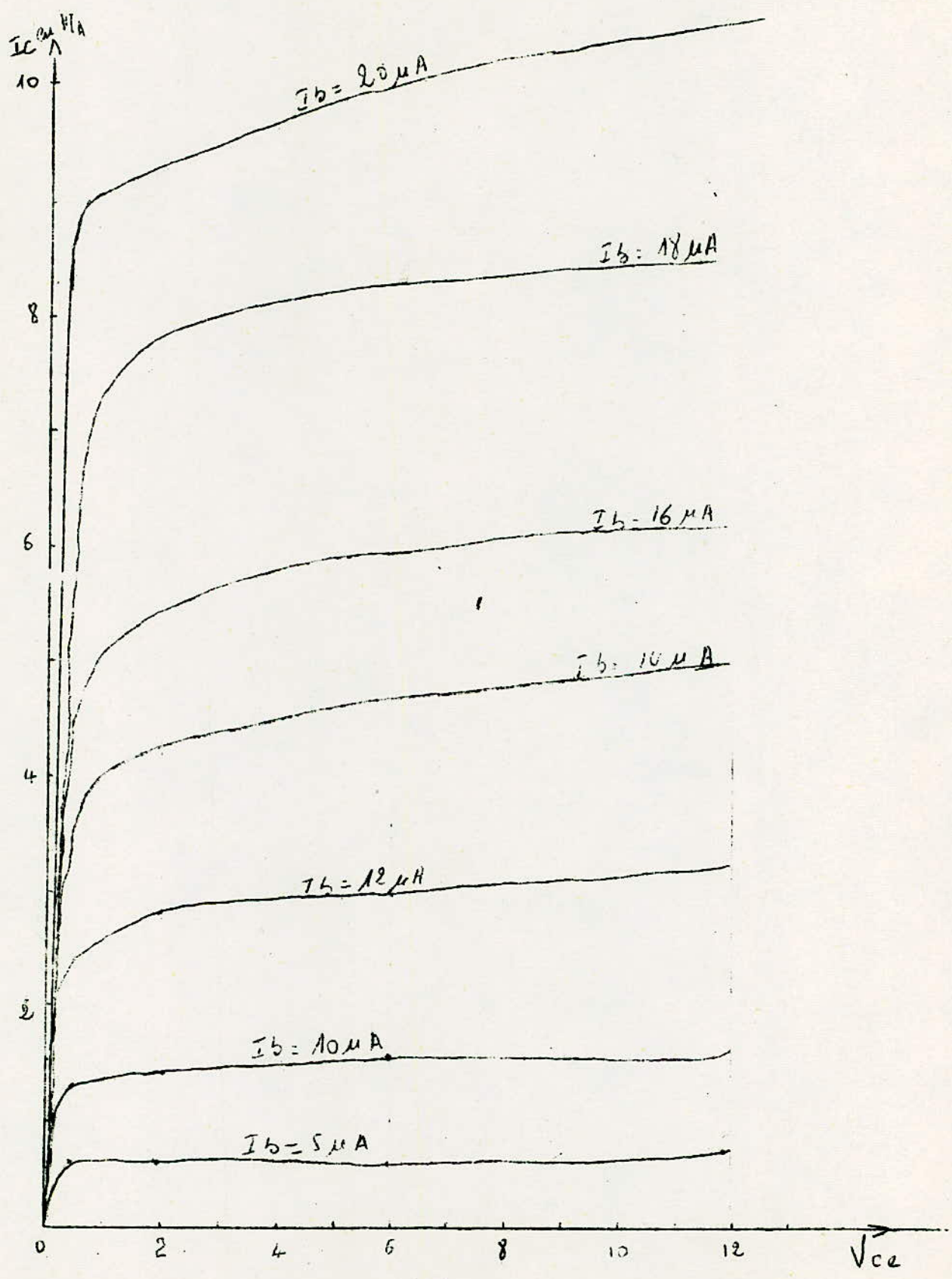


La capacité de 250 micro Farad est prévue pour pratiquer une réaction totale, comme on le verra sur le montage complet.

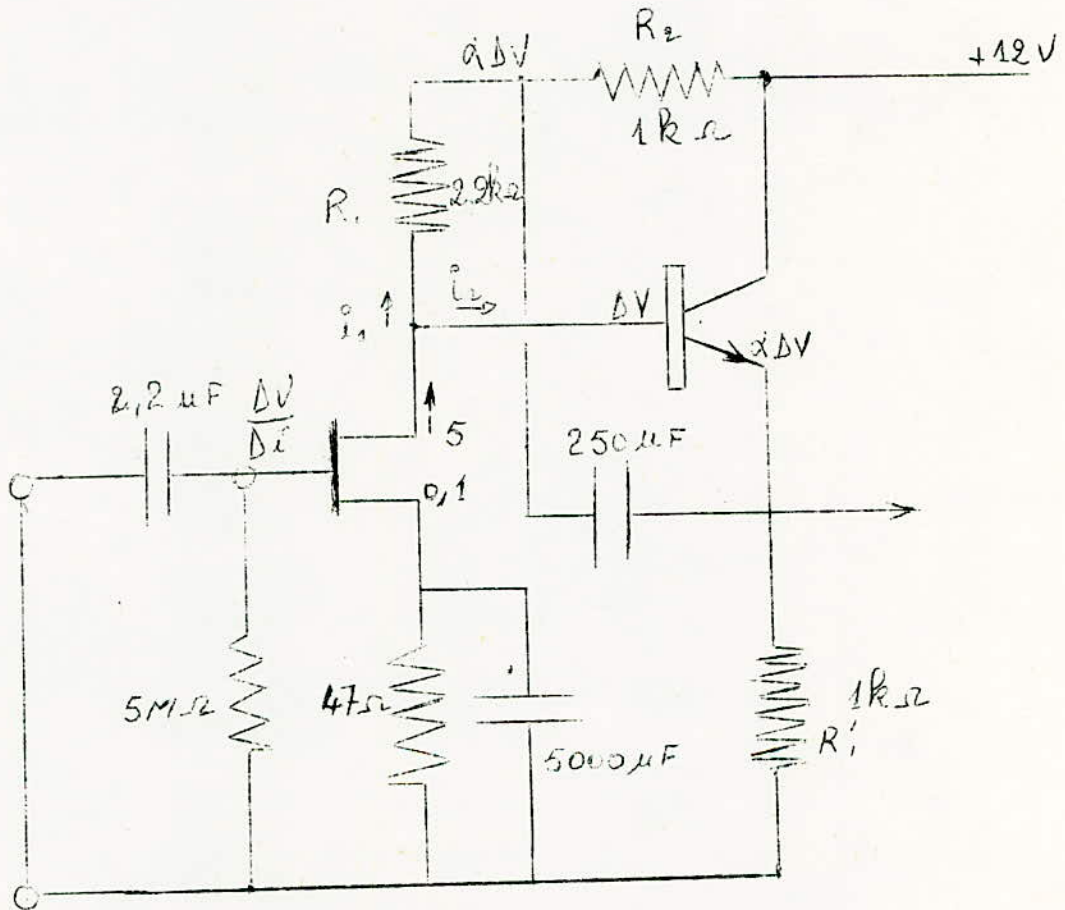


Le constructeur donne la valeur du rapport :

$$\text{résistance d'entrée} / \beta = \text{R1}$$



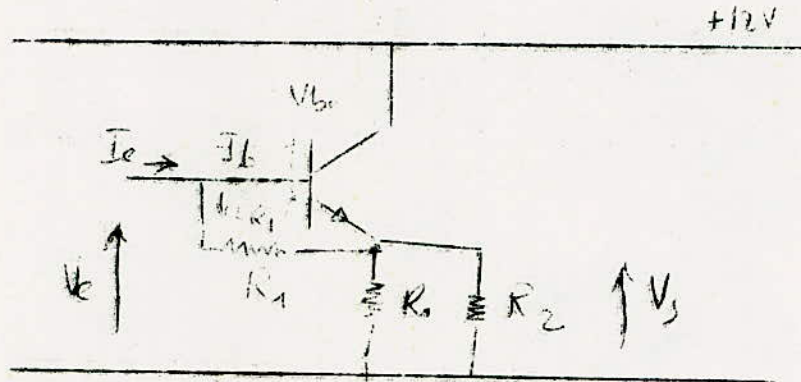
SCHEMA COMPLET DU PREAMPLIFICATEUR



Avec le montage ci-dessus nous avons obtenu un gain de 40 environ, comme il ressortira des calculs que nous développeront dans la suite.

SCHEMA EN ALTERNATIVE DE LA CHARGE DU FET.

Cette charge est constituée par le transistor 2N2222, montée en émette-dyne, avec une boucle de réaction grâce à la capacité C de 250 microfarads.



$$V_s/V_c = R_3 I_c / (V_s = V_{be}) \quad \text{où } R_3 = R_1 \cdot R_2 / (R_1 + R_2)$$

$$= R_3 I_c / (R_3 \cdot I_c + r_e \cdot I_b) \quad \text{où } r_e = \text{résistance d'entrée du transistor 2N 2222}$$

Comme : $I_b = I_c / \beta$ on a

$$V_s/V_c = R_3 / (R_3 + r_e / \beta) = \alpha$$

$$V_c/I_c = V_c / (I_b + I_{RI}) = V_c / (V_{be}/r_e + V_{be}/R_1) = (V_c/V_{be}) \beta$$

Comme $V_{be} = V_c - V_s$, et $V_s = \alpha V_c$, on a :

$$V_c/I_c = \beta V_c / (V_c - \alpha V_c) = \beta / (1 - \alpha)$$

$$\text{avec : } (1 - \alpha) = r_e / (\beta R_3 + r_e)$$

$$\text{soit, } V_c/I_c = \beta (\beta R_3 + r_e) / r_e$$

V_c/I_c représente l'impédance d'entrée du transistor 2N 2222 or ceci représente également la charge du FET.

REMARQUE

La réaction pratiquée ^{→ due au montage émette-dyne} montre que la stabilisation en température du transistor est ainsi réalisée. Il n'y aura donc pas de dérive.

Quant à la dérive du FET la théorie prévoit que sa dérive est nulle.

Calcul du Gain du montage final

Comme on l'a vu, le FEI est maintenant ~~est~~ chargé par:

$$R_c = p(\beta R_{e'} + r_e) / r_e$$

$$\text{soit } r_e = 4 \text{ K}$$

$$\beta = 160$$

on a:

$$R_c = \frac{(160 \times 0,2 + 4) \times 2,2}{2,2 + 4}$$

$$R_c = 84 \times 0,76 = 56$$

$$G_{\text{théorique}} = \frac{3 \times 56}{1 + \frac{56}{18}} = 41$$

Or G mesuré correspondant à 16 dB

$$16 = 10 \log_{10} G \Rightarrow G = 40$$

la différence est tout à fait négligeable.

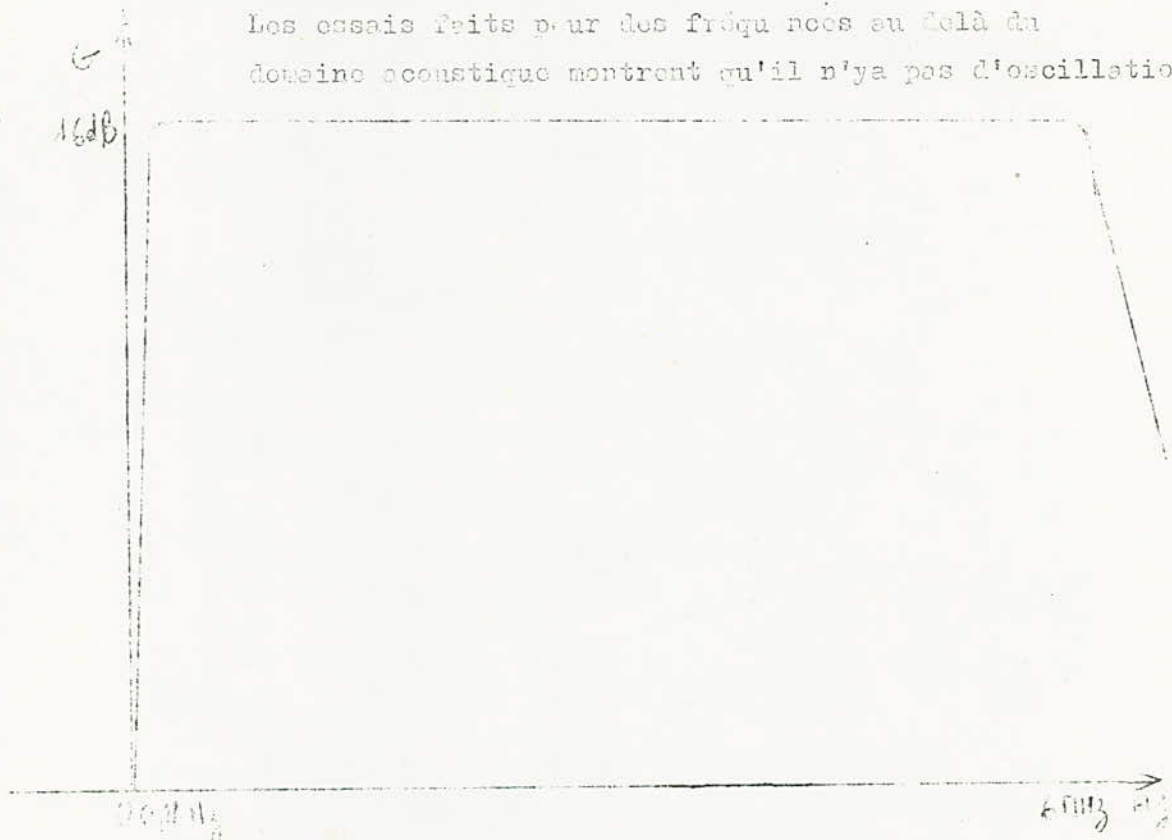
REPOUSSE DE FREQUENCES DE LA ALPI A FLE

Nous avons relevé la courbe de réponse suivante

REMARQUE

Compte tenu de la présence de la boucle de réaction il aurait été indiqué d'étudier les conditions de stabilité (critères de Nyquist, méthode d'Evans etc.).

Les essais faits pour des fréquences au delà du domaine acoustique montrent qu'il n'y a pas d'oscillations.



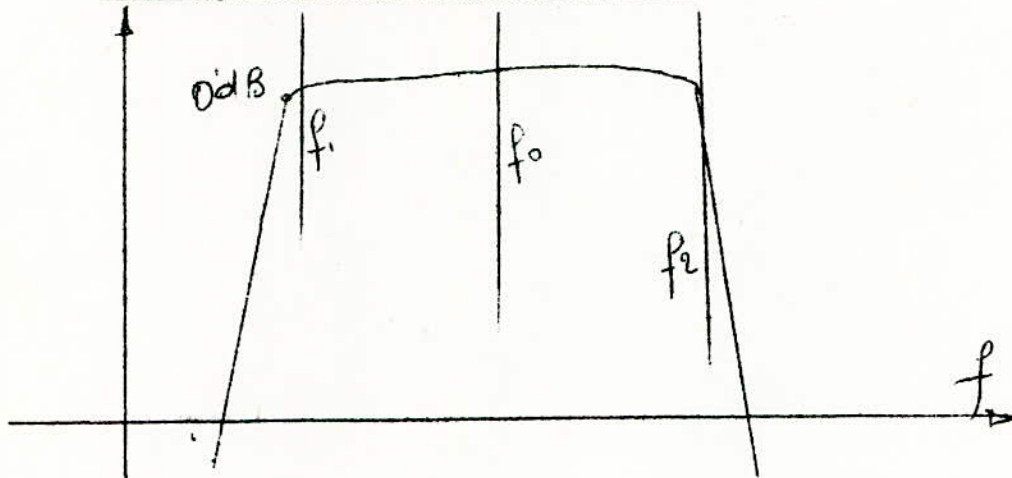
Cette courbe fait apparaître un gain parfaitement constant la fréquence de coupure inférieure étant de 0,11 hertz; la supérieure de 6 mégahertz.

MESURES DE BRUIT

Pour mesurer le bruit, nous avons utilisé un amplificateur de bruit Brüel & Kjoer .

Un filtre d'octave symétrique a été utilisé afin de pouvoir calculer le bruit correspondant à des bandes de fréquences différentes.

COUREE DE REPONSE DU FILTRE D'OCTAVE



Ce filtre est symétrique , cette propriété s'exprime par la relation suivante :

$$f_2/f_0 = f_0/f_1$$

C'est aussi un filtre d'octave , cette propriété s'exprime par la relation suivante :

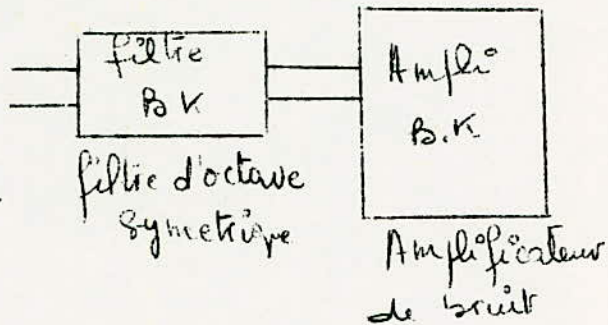
$$f_2/f_1 = 2$$

$$\text{La bande passante est : } B = f_2 - f_1$$

$$\text{Or, } f_2/f_0 \cdot f_0/f_1 = f_2/f_1 = 2$$

$$\text{soit , } B = f_2 - f_1 = f_0(2 - 1/2) = 0,707 f_0$$

SCHEMA DU MONTAGE DE MESURE DU BRUIT



Pour l'évaluation du bruit propre de l'ampli B.K nous avons tout d'abord placé le filtre d'octave pour avoir le bruit dans différentes bande de fréquence , l'ampli n'ayant rien à son entrée , c'est à dire en circuit ouvert.

Il est apparu de faibles tensions de bruit dans la bande des fréquences 31,5 - 125 Hertz, bruit que nous avons attribué aux parasites du réseau.

Afin de réduire ces parasites et surtout leur fluctuation lors de la manipulation , nous avons procédé à une mise à la masse de l'ensemble banc de mesure et les appareils.

BRUIT DE L'AMPLIFICATEUR DE BRUIT B.K.

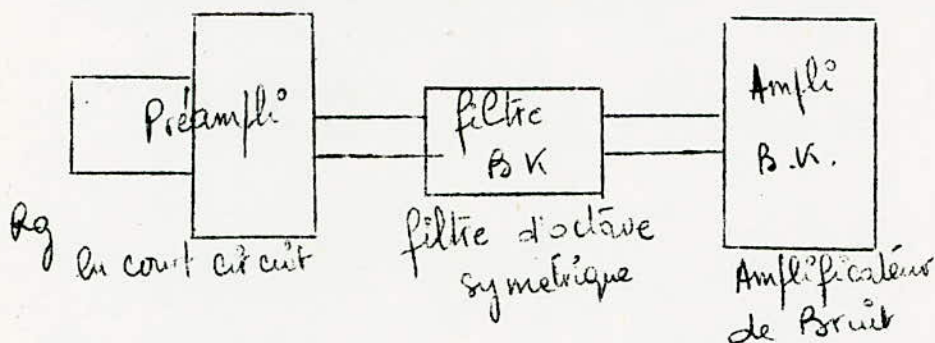
BRUEL & KJOER

f_0 Hz	$\Delta f = 0,707 f_0$ Hz	Bruit de l'amp. B.K.	
		$\sqrt{e_n}$ 10^{-6} V	$10^{12} \frac{V^2}{Hz}$
31,5	22,3	3	9
63	44,6	5	81
125	83,3	5	25
250	276,6	4	16
500	353,2	0	0
2 000	1 412,8	0	0
1 000	706,4	0	0
4 000	2 825,6	0	0
8 000	5 651,2	0	0
16 000	11 302,4	0	0
31 500	22 300	0,2	4

MESURE DU BRUIT DU FET

Compte tenu de ce qui a été vu précédemment pour les précautions à prendre pour la mesure de la tension de bruit du FET, nous avons remplacé la résistance de fuite R_g par un court-circuit franc. Ceci pour rendre négligeable l'influence de \bar{i}_n^2 , courant de bruit du FET.

SCHEMA DU MONTAGE DE MESURE DU BRUIT DU FET



Pour palier à l'influence des parasites du réseau le FET chargé par une résistance de 2,2 K a été placé dans un boîtier en aluminium, assurant ainsi le blindage. Nous avons, comme précédemment veillé à une bonne liaison des masses.

Malgré cela, et malgré des mesures effectuées dans une cage de FARADAY, les parasites subsistent.

Comme on le verra sur le tableau, le filtre utilisé semble avoir des défauts aux environs de 8000 Hertz à cette fréquence le bruit augmente sensiblement.

Le bruit du FET seul sera obtenu par différence avec celui de l'ampli B.K. Ce résultat que nous convenons d'appeler \bar{S}_n^2 est lié à \bar{e}_n^2 par la relation suivante : $\bar{S}_n^2 = \bar{e}_n^2 / G^2$ où G est le gain en tension.

BRUIT DU FET SEUL

$$G = S \cdot R_c / (I + R_c / R_i) = 3 \cdot 10^{-3} \cdot 2,2 \cdot 10^3 / (1 + \frac{2,2 \cdot 10^3}{18 \cdot 10^3}) = 5,9$$

f_0 Hz	Bf Hz	$S_n = \bar{e}_n^2 \cdot 10^{-9}$	$Z_n = \frac{S_n^2}{G^2}$	Bruit du FET $e_n \bar{e}_n / Bf$ $10^{-9} V$	e_n $\mu V / Hz^{1/2}$	$F = 10 \log \left(1 + \frac{e_n^2}{4 \cdot TR \cdot G^2} \right)$
31,5	22,3	33	0,91	1,48	1,21	1,74
63	44,6	63	1,75	1,41	1,19	1,56
125	88,3	75	2,09	0,85	0,9	1,1
250	176,6	153	4,25	0,87	0,93	1,12
500	353,2	64	1,78	0,158	0,4	0,26
1000	706,4	38,5	1,07	0,053	0,23	0,44
2000	1412,8	16	0,44	0,013	0,11	0
4000	2825,6	9	0,25	0,004	0,063	0
8000	5651,2	36	1	0,008	0,09	0
16000	11302,4	36	1	0,004	0,0063	0
31500	22300	38,5	1,07	0,0012	0,011	0

FACTEUR DE BRUIT F:

$$F = 10 \log_{10} \left(1 + \frac{e_n^2}{4kTRg Bf} \right) \text{ puisque le courant de fuite est négligeable,}$$

$$T = 300^\circ K ; R_g = 5 \text{ Mégohms} ; K = 1,38 \cdot 10^{-23} ;$$

BRUIT DU PREAMPLIFICATEUR COMPLET

Ces mesures ont été faites pour une capacité d'entrée
de 72,7 pF en série avec 2,2 mmF, ce qui est équivalent à micro

$f_0 - \text{Hz}$	$\Delta f = 0,707 f_0$	Bruit de l'entrée 72,7 pF $\frac{e^2}{4\pi}$ μV	Ampli. ave $\frac{e^2}{4\pi}$	V^2 $\frac{10^{-12}}{4\pi} - \frac{e^2}{4\pi}$	$e^2 h = \frac{S_n}{G^2}$	$\mu\text{V}^2/\text{Hz}$ $e^{-2}/\Delta f$	$\mu\text{V}/\text{Hz}^{1/2}$ $e^{-1}/\sqrt{\Delta f}$	F dB
31,5	22,3	60	3600	3591	2,3	160	12,7	3,4
63	44,6	75	5625	5544	3,3	123	11	2,1
125	88,3	90	8100	8075	4,8	91,5	9,55	2,2
250	176,6	100	10000	9986	5,8	57	7,55	1,4
500	353,3	55	3025	3025	1,8	8,65	2,94	0,24
1000	706,4	39	1520	1520	0,9	2,15	1,46	0,07
2000	1412,8	23	560	560	0,25	0,4	0,63	0
4000	2825,6	14	196	196	0,01	0,07	0,264	0
8000	5651,2	30	900	900	0,53	0,16	0,4	0
16000	11302,4	26	675	675	0,4	0,06	0,244	0
31500	22300	25	675	675	0,4	0,03	0,174	0

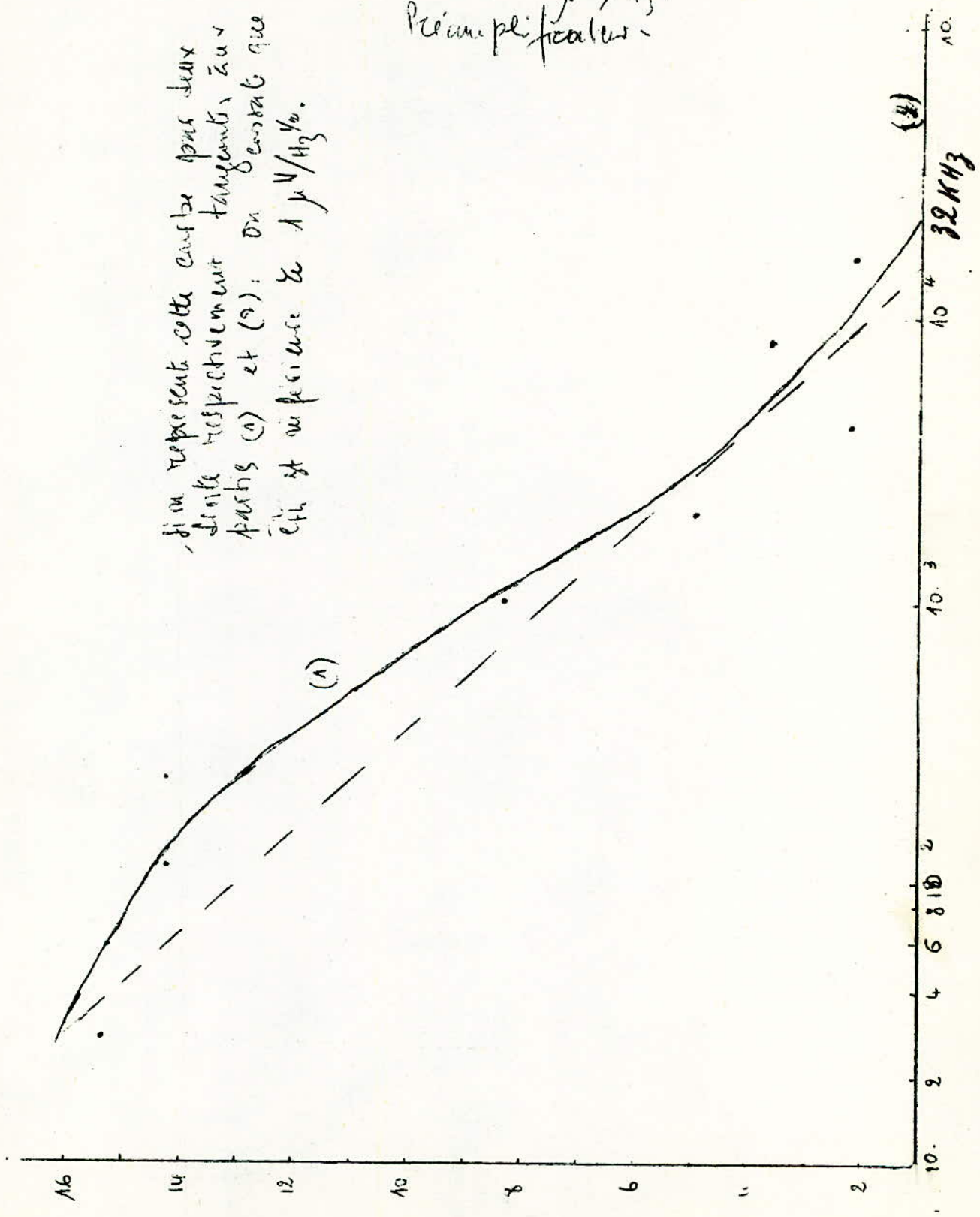
56 K Ω

Ici la charge est de . ce qui donne un gain de

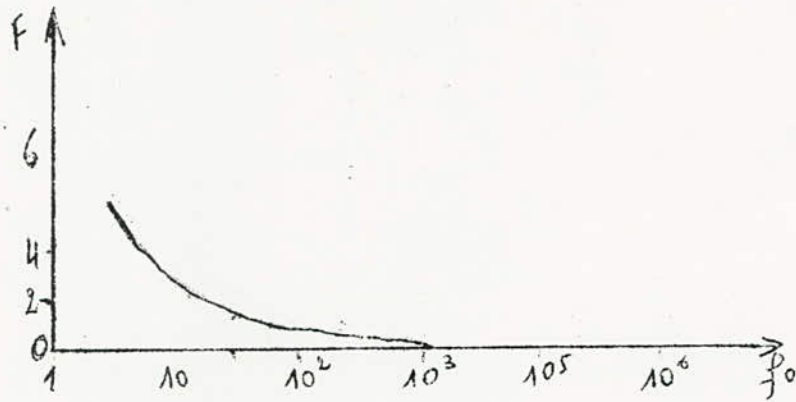
41 $\Rightarrow G^2 = 1680$

Courbe donnant le tension
 ↓ Bruit en $\mu V / \text{Hz}^{1/2}$ de
 Préamplificateur.

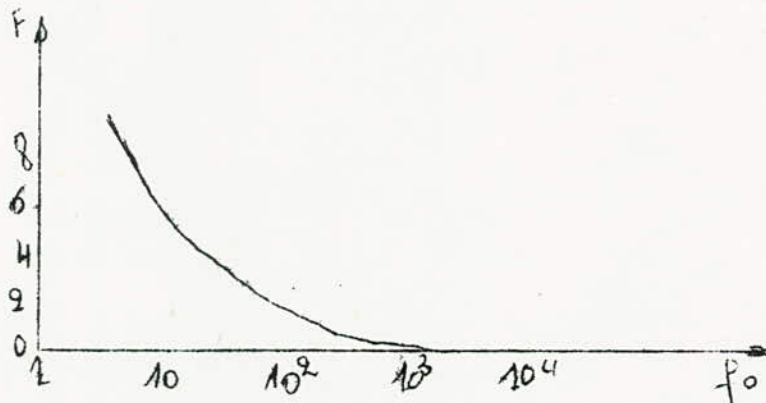
Si on représente cette courbe pour deux
 points respectivement tangents, à un
 point (1) et (2), on constate que
 elle est inférieure de $1 \mu V / \text{Hz}^{1/2}$.



facteur de Bruit du
FET SEUL.



facteur de Bruit du
preamplificateur complet.



AMPLIFICATEUR

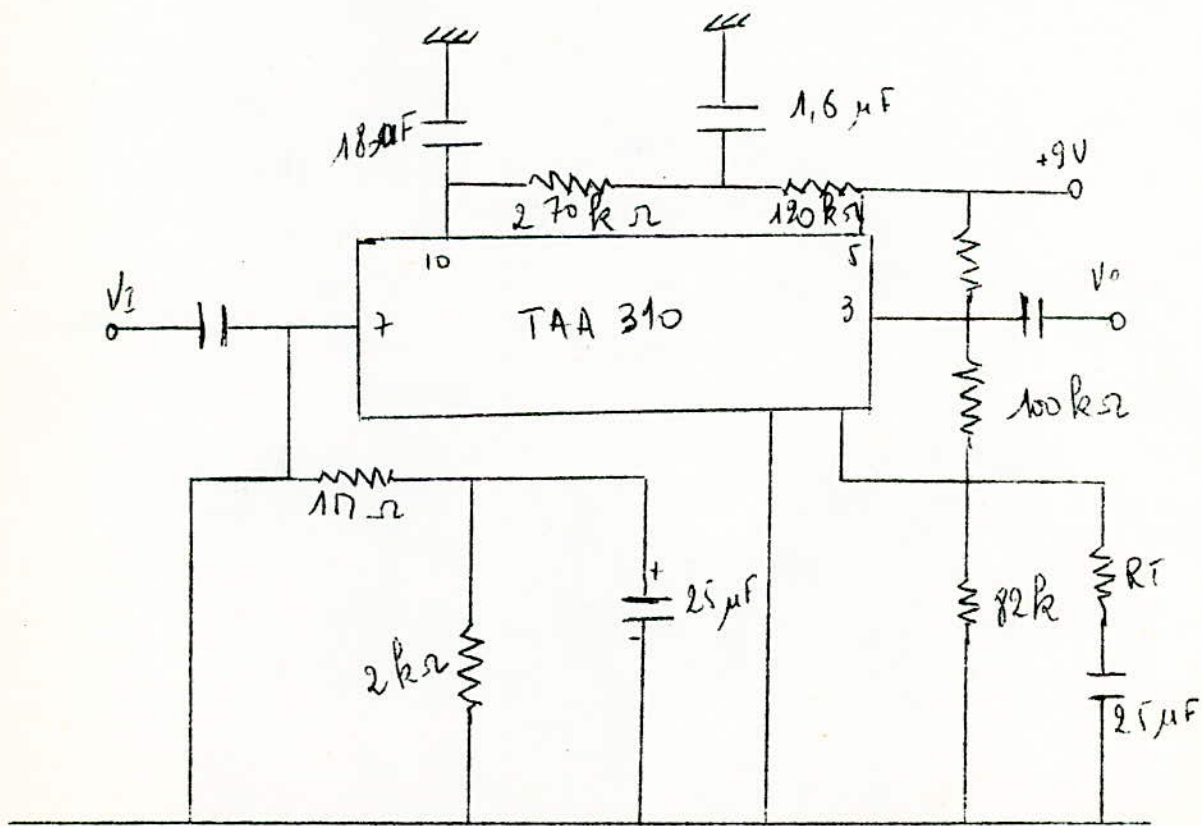
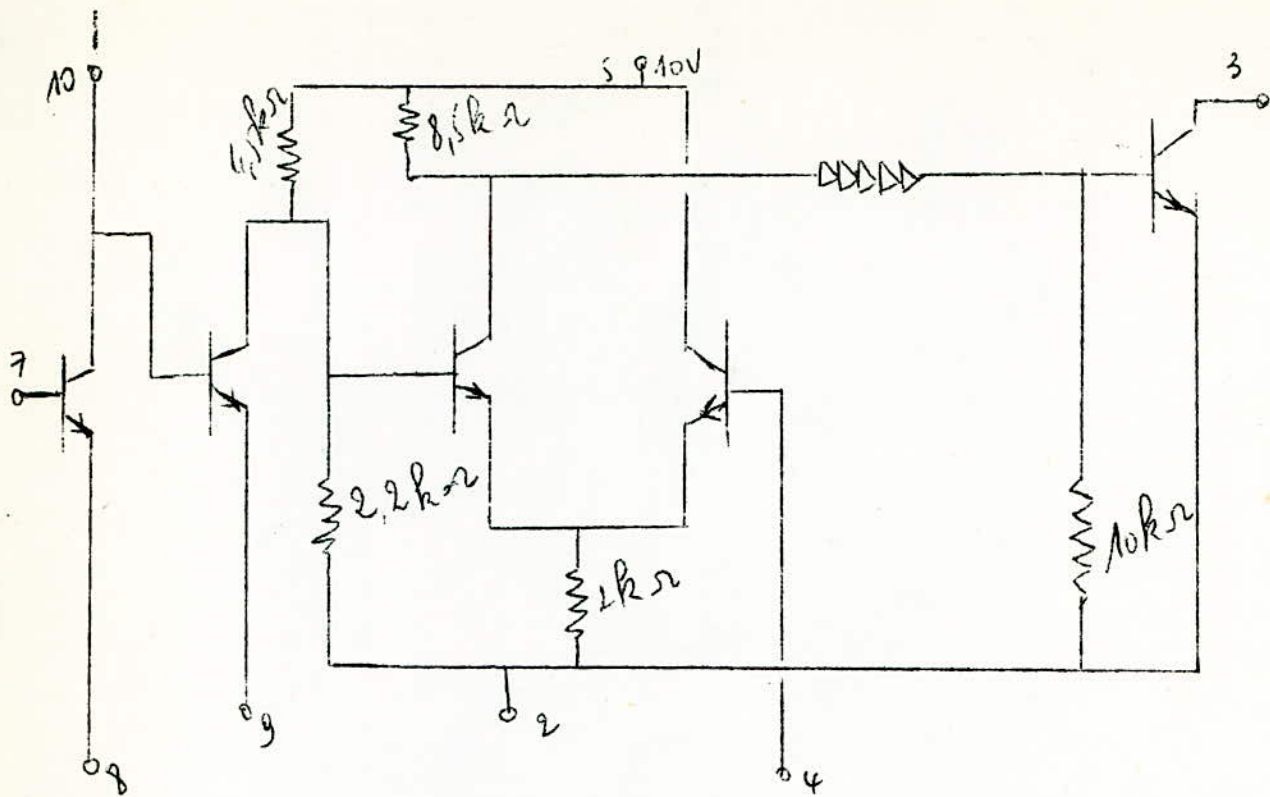
Dérrière le préampli nous avons placé un amplificateur à circuit intégré . Il possède une bonne réponse en fréquences.

Son gain est de 80 dB pour la bande de fréquence audible.

Impédance d'entrée : 50 KiloOhms ce qui correspond bien à l'impédance de sortie du préampli (1 Kilo Ohms).

Polarisation +9Volts.

La mise au point des éléments de polarisation a été délicate car on a obtenu des oscillation. Seul un réajustement des valeurs indiquées par le constructeur a permis de supprimer ces oscillations.



CONCLUSION

Cette étude montre que nous pouvons amplifier des signaux inférieurs au seuil d'audibilité. *

Le matériel utilisé est relativement réduit .

L'examen des tableaux de mesures du bruit montre que ce dernier passe par un minimum pour la bande 2000 - 4000 Hertz , coïncidence tout à fait heureuse, car la courbe de sensibilité de l'oreille humaine passe * par un maximum dans la même bande.

On peut affirmer que le transistor à effet de champ a des performances qui présagent d'une généralisation de son emploi , dans des circuits où on désire un faible bruit , une dérive négligeable et une bonne amplification.