

UNIVERSITE DE Mohamed Seddik Ben
Yahia de Jijel

CENTRE DE SYSTEMES ET RESEAUX
D'INFORMATIONS ET DE



جامعة محمد الصديق بن يحيى

مركز الأنظمة و شبكات الإعلام و الاتصال و
التعليم المتلفز و التعليم عن بعد

Faculté des sciences et de la technologie

Département d'Electronique

Cours proposé par **MERABET Souad**

Destiné aux étudiants de **Master 1**

Spécialité **Electronique**

Option : **Microélectronique**

Module : **Conception analogique des circuits intégrés**

Master 1: MICROELECTRONIQUE

Module : Conception analogique des circuits intégrés

Code du module : Mic11

Contenu du module:

Chapitre 1 : Structure et modélisation des composants Silicium

- Modèle mathématique d'une diode,
- Modèle mathématique d'un transistor bipolaire,

Chapitre 2 : Amplificateurs

- Amplificateur simple à un étage,
- Amplificateur différentiel :
 - Paramètres,
 - Conception d'un amplificateur différentiel intégré.
- Amplificateur opérationnel intégré : - Principe,
 - Quelques montages,
 - Erreurs de calculs.

Chapitre 3 : Miroirs de courants.

Chapitre 4 : Bruits dans les composants.

Chapitre 1

Structure et modélisation des composants Silicium

1. Modèle mathématique d'une diode

1.1. Introduction

L'objectif de ce cours est de fournir un outil simple et efficace de description et d'analyse de schéma à diode.

1.2. Diode en régime statique

1.2.1. Modèle simple

La théorie simplifiée de la diode jonction prévoit une relation courant-tension de la forme :

$$I_V = I_{SV} \left[\exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right) - 1 \right];$$

Tels que,

I_V , le courant volumique ;

I_{SV} , le courant de saturation (ou inverse) en volume ;

V_D , la tension aux bornes de la diode ;

q, k, T , sont respectivement la charge de l'électron, la constante de Boltzmann et la température en °K.

La quantité $\frac{kT}{q}$, homogène à une tension est fréquemment noté V_T ou ϕ_T , ou

encore V_ϕ : tension thermique.

A température ambiante ($T \approx 295\text{K} \approx 25^\circ\text{C}$), on retiendra :

$$V_T = \phi_T = \frac{kT}{q} \approx 25\text{mV ou } 26\text{mV} .$$

En réalité, il faut aussi tenir compte des courants de surface, surtout lorsque la géométrie du dispositif devient petite, ce qui est inhérent à la miniaturisation ultime des circuits intégrés. Par ailleurs, ces courants de surface dépendent de l'état de surface du composant, donc la qualité du processus technologique de fabrication.

Pour les courants de surface, on peut écrire :

$$I_S = I_{SS} \left[\exp\left(\frac{V_D}{n_s V_T}\right) - 1 \right];$$

Tels que,

I_S , le courant surface ;

I_{SS} , le courant de saturation (ou inverse) en surface ;

V_T , la tension thermique déjà définie ;

n_s , le coefficient d'émission en surface.

1.2.1. Modèle réel

Le modèle réel, tient compte de l'ensemble des courants, de volume comme de surface est décrit par la relation :

$$I_D = I_0 \cdot \left[\exp\left(\frac{V_D}{n \cdot V_T}\right) - 1 \right]$$

Tels que,

I_D , le courant de diode ;

I_0 , le courant de saturation (ou inverse) ;

n , le coefficient technologique tel que : $1 \leq n \leq 2$.

La fonction, $I_D(V)$, étant inversible on utilise aussi fréquemment la relation :

$$V_D = n \cdot V_T \cdot \ln\left(\frac{I_D}{I_0} + 1\right) ;$$

1.2.2. Approximation usuelle

Généralement, le coefficient n n'est pas fourni par le constructeur et par défaut, on utilise : $n = 1$.

De plus, des que, le rapport $\frac{I_D}{I_0}$ est supérieur à 1, on simplifie l'expression, en pratique, puisque $I_0 \approx 10^{-14}$ à 10^{-15} A.

L'expression simplifiée est :
$$V_D = V_T \cdot \ln\left(\frac{I_D}{I_0}\right)$$

De même, pour :

$$I_D = I_0 \cdot \left[\exp\left(\frac{V_D}{n \cdot V_T}\right) \right]$$

1.2.3. Valeurs typiques

- Pour une diode au silicium, la théorie physique prévoit un courant de saturation volumique : $I_0 \approx 10^{-15}$ A
 - En pratique, dans un composant discret, compte tenu des fuites, le constructeur garantit seulement un courant inverse de : $I_0 \approx 10^{-11}$ A
- Notons, que le courant inverse varie selon les références des composants.

Exemples :

- BAV45 : des composants à faibles courants de saturation $I_0 < 10$ pA
- 1N4148 : diodes dites signal, le constructeur donne :

$$I_0 < 25 \text{ nA}$$

Remarque :

Le courant inverse mesuré par le constructeur dépend de la température et de la tension inverse V_R , appliquée à la diode : $V_D = V_R$ (dépend des conditions de mesure).

1.2.4. Résistance série

Cette résistance série résulte, des contacts électriques entre la jonction et les composants voisins dans le cas des composants discrets, et des contacts électriques entre la jonction et les électrodes du boîtier dans le cas des composants intégrés. Elle est de l'ordre de quelques $m\Omega$ à quelques Ω .

Si les courants sont importants (composants de puissance), la chute de potentiel dans la résistance série peut devenir non négligeable, alors on a :

$$V_D = n.V_T . \ln\left(\frac{I_D}{I_0} + 1\right) + R_S . I_D$$

1.2.5. Résistance dynamique

Soit la relation vue précédemment : $I_D = I_0 \cdot \left[\exp\left(\frac{V_D}{n.V_T}\right) - 1 \right]$

En différenciant cette relation, on trouve :

$$\begin{aligned} dI_D &= \frac{1}{n.V_T} . I_0 . \exp\left(\frac{V_D}{n.V_T}\right) . dV_D \\ &= \frac{I_D}{n.V_T} . dV_D \\ \frac{dI_D}{dV_D} &= \frac{I_D}{n.V_T} = \frac{1}{R_D} = \frac{1}{r_D} \end{aligned}$$

En petits signaux, on définit la résistance dynamique par :

$$r_D = n . \frac{V_T}{I_D}$$

On remarque, que la résistance dynamique varie avec l'inverse du courant de diode, à température ambiante :

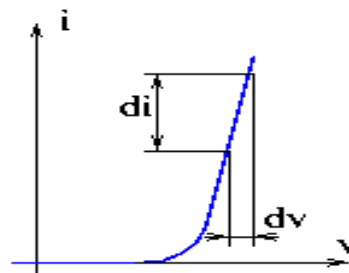
$$I_D = 1mA$$

on a la valeur typique,

$$r_D \approx 25\Omega$$

La résistance dynamique peut être déterminée graphiquement à partir de la caractéristique:

$$r_D = \frac{dV}{dI}$$

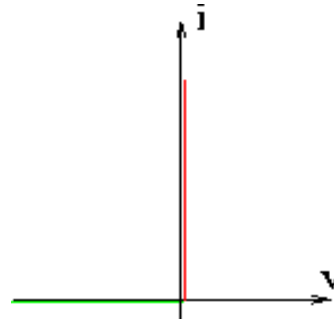


1.2.6. Modèles simplifiés

a/Modèle idéal

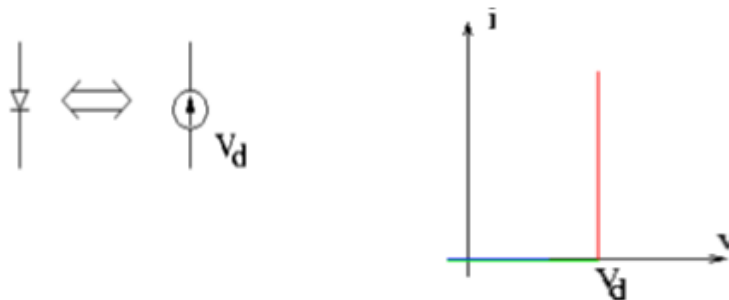
Lorsque la diode est sous polarisation directe, elle agit comme interrupteur fermé la résistance dynamique est nulle : la diode est un simple interrupteur.

Passante \Leftrightarrow court-circuit
Bloquée \Leftrightarrow circuit-ouvert



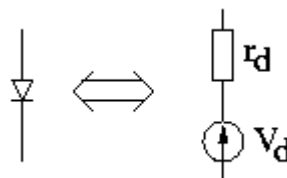
b/Modèle pratique de la diode

Semblable au modèle idéal de la diode, mais il tient compte de la barrière de potentiel. Lorsque la diode est sous polarisation directe, elle agit comme interrupteur fermé en série avec une faible tension égale à la barrière de potentiel ($r_d=0\Omega$) et en polarisation inverse, elle agit comme interrupteur ouvert ($r_d=\infty$).

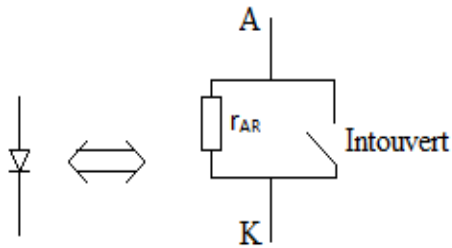


c/Modèle complexe de la diode

Ce modèle tient compte de la barrière de potentiel, de la faible résistance dynamique. Lorsque la diode est polarisée en directe, elle agit comme un interrupteur fermé en série avec la tension de la barrière de potentiel et la résistance dynamique (R dynamique : qq $m\Omega$ à $1\text{ K}\Omega$).

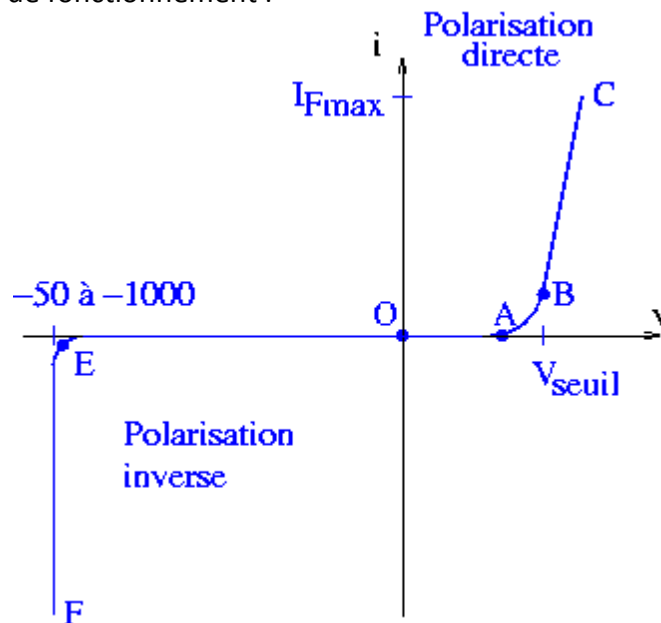


Lorsque la diode est polarisée en inverse, elle agit comme interrupteur ouvert en parallèle avec la forte résistance inverse interne r_{AR} (à condition que V ne dépasse pas la tension de claquage). La barrière de potentiel n'affecte pas la polarisation inverse, donc pas prise en considération.



1.2.7. Caractéristique de la diode

La diode est un composant non linéaire, sa caractéristique présente différentes zones de fonctionnement :



Zone OA: la diode est polarisée dans le sens direct, mais la tension est trop faible pour débloquer la jonction : zone de blocage direct.

Zone AB: la tension V commence à débloquer la diode, c'est la zone du coude.

Zone BC: la diode est passante, c'est une zone linéaire.

Zone OE: la diode est polarisée en inverse, c'est la zone de blocage inverse.

Zone EF: l'intensité croît brusquement, c'est la zone de claquage.

1.3. Diode en régime dynamique

Le régime dynamique de la diode peut être modélisé par deux capacités, la capacité de transition et la capacité de diffusion.

1.3.1. Capacité de transition

En régime dynamique, et en particulier en commutation, il faut tenir compte du temps mis pour déplacer les charges accumulées dans la jonction. En effet, en polarisation inverse (diode bloquée), il existe une zone de déplétion dont la largeur varie avec la tension inverse appliquée.

De chaque côté de cette zone, les charges s'accumulent et on peut modéliser ce phénomène par une capacité C_T , appelée capacité de transition :

$$C_T = \frac{C_{T0}}{\left(1 - \frac{V^\alpha}{\phi}\right)}$$

V , tension inverse de diode ;

ϕ , barrière de potentiel de la jonction ;

α , coefficient dépend du dopage (jonction graduelle : 1/3 et jonction brutale : 1/2) ;

C_{T0} - quelques pF ($V = 0V$) ;

Exemple :

Le transistor bipolaire en conduction, la jonction Base-Collecteur est polarisée en inverse et présente une capacité de transition.

1.3.2. Capacité de diffusion

Cette capacité modélise la recombinaison des porteurs injectés dans la jonction, porteurs dont la durée de vie est τ ;

$$\text{Soit : } C_D = \frac{\tau}{r_D} = \frac{\tau}{\frac{V_T}{I_D}} = \tau \cdot \frac{I_D}{V_T}$$

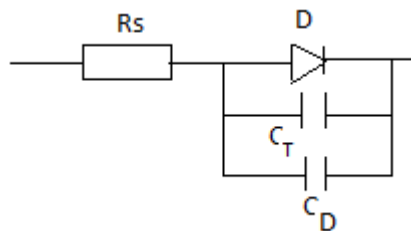
La capacité de diffusion est proportionnelle au courant traversant la diode.

Exemple :

Pour une diode au Silicium, la durée de vie des porteurs est de l'ordre de $\tau = 1ns$, $I_D = 10^{-3} A$ on a $r_D \approx 25\Omega$ donc , $C_D \approx 40 pF$.

1.4. Modèle complet

En conclusion, une diode supposée idéale, peut être modélisé par le schéma :



R_s , C_T , C_D , représentent les différents éléments parasites.

1.5. Influence de la température

Appliquons la théorie statistique de Fermi-Dirac, qui suit la loi :

$$I_0 = A.T^3 \cdot \exp\left(\frac{N}{T}\right) ;$$

A , N , coefficients qui dépendent des propriétés physiques du semiconducteur.

$$\frac{dI_0}{dT} = A \cdot \exp\left(\frac{-N}{T}\right) (3T^2 + T^3 \cdot \frac{N}{T^2})$$

$$\frac{dI_0}{dT} = AT^3 \cdot \exp\left(\frac{-N}{T}\right) \cdot \frac{1}{T} \left(3 + \frac{N}{T}\right)$$

$$\frac{dI_0}{dT} = I_0 \cdot \frac{1}{T} \left(3 + \frac{N}{T}\right)$$

$$\frac{dI_0}{I_0} = \frac{dT}{T} \left(3 + \frac{N}{T}\right)$$

Traduit les variations relatives du courant inverse en fonction des variations relatives de la température.

De façon usuelle, pour un doublement du courant : $\Delta I_0 = I_0$

$$\text{Si : } \frac{\Delta I_0}{I_0} = 1 \quad \Rightarrow \quad \Delta T = \frac{T^2}{3T + N}$$

Exercices :

Exercice N°1

Le graphique de la figure 1, représente la caractéristique directe d'une diode au silicium à la température 300°K.

1/ Démontrer que l'équation suivante est inexacte en calculant la valeur du courant inverse I_s pour deux valeurs du courant direct I_D : $I_D = I_s \left(\exp\left(\frac{V_D}{V_T}\right) - 1\right)$

2/ On propose une méthode pour déterminer le coefficient technologique n en utilisant l'équation suivante ajustée de la caractéristique de la diode (voir figure 1) :

$$I_D = I_s \exp\left(\frac{V_D}{n \cdot V_T}\right)$$

Calculer n , en choisissant les coordonnées de deux points de la figure 1.

3/ Calculer la vraie valeur de I_s et vérifier qu'on obtient la même valeur toujours en utilisant les coordonnées des deux points choisis dans la question précédente.

Donnée : $V_T = 26\text{mV}$.

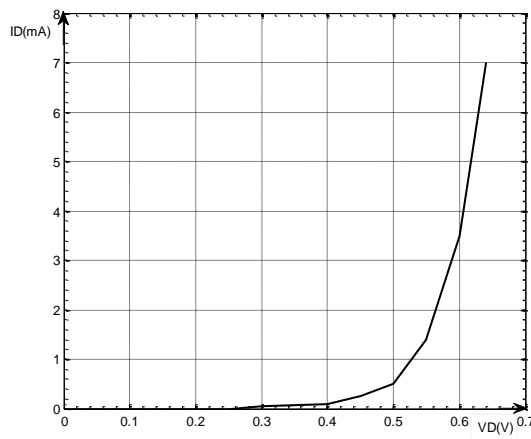


Figure 1

Exercice 2 :

On se propose de réaliser un thermomètre dont le schéma de principe serait conforme à la figure 2, la diode D servant de capteur de température.

1. Expliquer brièvement le principe de la mesure.

2. L'expression de la loi de variation relative de I_s (courant de saturation) avec la

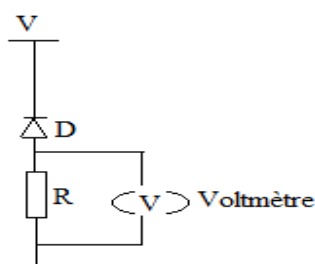
$$\text{température : } f(T) = \frac{(\Delta I_s / I_s)}{\Delta T} = \frac{I_s}{T} \cdot \left(3 + \frac{E_g}{k_B T} \right)$$

3. Montrer que, dans le cas d'une diode polarisée en direct, si I_1 représente le courant dans la diode pour une tension V_0 à ses bornes et I_2 celui correspondant à une tension

2. V_0 , le courant de saturation I_s est donné par la relation : $I_s = \frac{I_1^2}{I_2}$

4. Faire l'application numérique dans le cas de la diode Ge, $I_1 = 0,5$ mA et $I_2 = 25$ mA, et de la diode Si, $I_1 = 0,2$ mA et $I_2 = 40$ mA (valeurs relevés à 300 K).

5. Pour chacune des diodes précédentes, calculer, à 300 K, la variation $\frac{(\Delta I_s / I_s)}{\Delta T}$. En déduire laquelle est la mieux adaptée à la réalisation d'un capteur de température.



Exercice 3 :

Calculer le point de polarisation (I_D , V_D) d'une diode reliée à une tension d'alimentation de 5V par l'intermédiaire d'une résistance $R=1$ k Ω .

On prendra $I_0 \approx 10^{-15}$ A à température ambiante. Et, $V_{D0} = 0.6$ V.

2. Modèle mathématique du transistor bipolaire

2.1. Généralités

Considérons un transistor NPN, la tension V_{BE} positive, polarise la jonction base-émetteur du transistor en direct, alors que la tension V_{CB} polarise la jonction collecteur-base en inverse (voir figure 1).

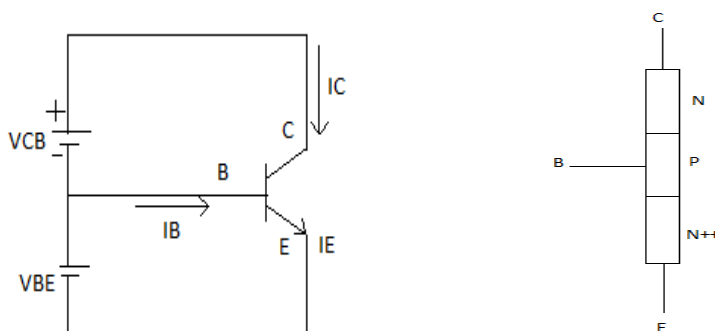
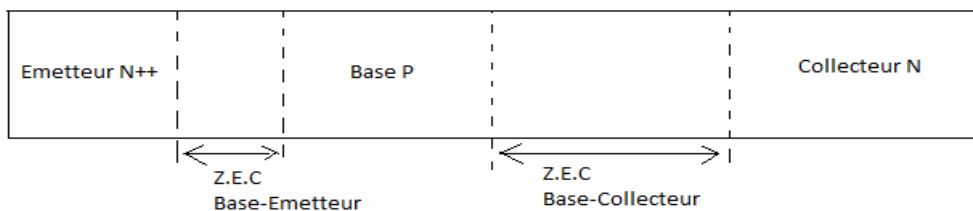


Figure 1

La base-émetteur fonctionnant en mode direct est donc le siège des phénomènes jonction passante vus précédemment. En effet, des électrons sont injectés de la région d'émetteur N^{++} très dopée dans la base P où ils subissent le phénomène habituel de recombinaison avec les trous qui sont ici porteurs majoritaires.

Cependant, le transistor est caractérisé par une épaisseur de base W_B de 0.5 à 2 μm très inférieure à la longueur de diffusion des électrons L_n soit 10 à 20 μm . Dans ces conditions, tous les électrons injectés dans la base ne subissent pas le phénomène de recombinaison avec les trous, aussi, les électrons "chanceux" qui ont pu traverser la base sans se faire recombiner, parviennent à la frontière de la Z.C.E de la jonction bloquée base-collecteur. Ils sont alors pris en charge par le champ électrique qui y règne et se retrouvent dans le collecteur N où ils sont majoritaires et ne risquent plus la recombinaison.



Ainsi, un courant peut traverser la jonction bloquée base-collecteur : c'est l'effet transistor ! Les électrons qui ont été recombinés dans la base créaient le courant faible de base, ce qui assure un courant de collecteur I_C voisin du courant d'émetteur I_E .

2.2. Fonctionnement simplifié

En polarisation normale, on doit tenir compte de quatre courants (voir figure 3). Pour un transistor PNP, on a :

1. le courant de trous traversant la base, I_1 (effet transistor),
2. le courant de trous qui se recombinent dans la base, I_2 ,
3. en HF, le courant de trous qui reviennent vers l'émetteur, I_3 ,
4. le courant de saturation de la jonction C-B, I_{CB0} .

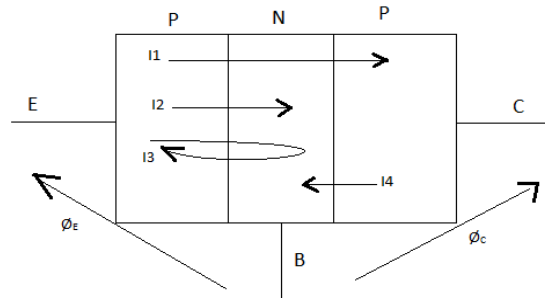


Figure 3 : Principaux courants dans un transistor PNP.

Dans un transistor NPN, on a des courants similaires, mais les courants sont des courants d'électrons et non de trous.

On introduit le gain en courant, noté : $\alpha_N = -\frac{i_C}{i_E}$, N : polarisation normale.

On peut estimer le gain par : $\alpha_N = \frac{I_1}{I_1 + I_2 + I_3} < 1$

Si l'effet transistor est très fort, la portion de courant I_1 est très grande et le gain est donc très voisin de 1.

En tenant compte des conventions, le courant I_C s'écrit alors :

$$I_C = -\alpha_N \cdot I_E + I_{CB0},$$

De même, pour : $I_E = -\alpha_I \cdot I_C + I_{EB0}$, avec : $\alpha_I = -\frac{i_E}{i_C}$, le gain en inverse.

Remarque:

1-Les valeurs typiques sont : $0.99 \leq \alpha_N \leq 0.9999$ et $0.2 < \alpha_I < 0.8$;

2-Pour augmenter l'effet transistor, le constructeur réalise des transistors avec des bases très fines.

2.3. Modèle simplifié et régimes de fonctionnement

Le fonctionnement d'un transistor dépend des valeurs des tensions ϕ_E et ϕ_C qui polarisent le transistor. On a quatre régions de fonctionnement associées aux quatre quadrants du plan (ϕ_E, ϕ_C) représenté sur la figure 4. Les régimes de fonctionnement sont :

- La polarisation directe, ou normale : $\phi_E > 0$ et $\phi_C < 0$,
- La polarisation inverse : $\phi_E < 0$ et $\phi_C > 0$,
- La saturation : $\phi_E > 0$ et $\phi_C > 0$,
- Le blocage : $\phi_E < 0$ et $\phi_C < 0$.

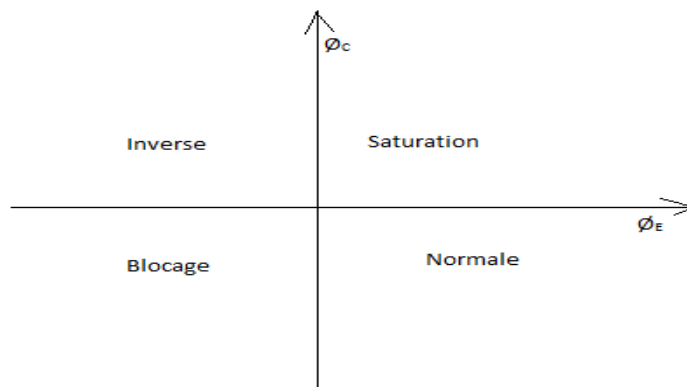


Figure 4 : Régimes de fonctionnement du transistor.

2.3.1. Modèle d'Ebers et Molls en grands signaux

Le modèle décrivant en totalité le fonctionnement du transistor dans ces quatre régions a été proposé pour la première fois en 1954 par Ebers et Molls. Le modèle d'Ebers et Molls a l'avantage de se prêter à des calculs simples, manuels, et donc d'être facile à manipuler pour comprendre qualitativement un montage même complexe avec de nombreux transistors, et pour effectuer des calculs approchés de ses paramètres principaux.

On considère le transistor comme deux diodes têtes-bêches et on suppose que le courant d'émetteur et le courant de collecteur s'écrivent comme la somme des courants de ces deux diodes polarisées par ϕ_E et ϕ_C , c'est-à-dire :

$$I_E = a_{11} \left(\exp\left(\frac{\phi_E}{\phi_T}\right) - 1 \right) + a_{12} \left(\exp\left(\frac{\phi_C}{\phi_T}\right) - 1 \right)$$

$$I_C = a_{21} \left(\exp\left(\frac{\phi_E}{\phi_T}\right) - 1 \right) + a_{22} \left(\exp\left(\frac{\phi_C}{\phi_T}\right) - 1 \right)$$

Où,

$$\phi_T = \frac{kT}{q}, \text{ et les } a_{ij} \text{ sont des coefficients réels à déterminer.}$$

2.3.1.a. Fonctionnement normal

Ce régime correspond à $\phi_E > 0$ et $\phi_C < 0$. On supposera en outre, que ϕ_C/ϕ_T est suffisamment négatif pour que $\exp(\phi_C/\phi_T) \ll 1$. Ainsi, le terme $\exp(\phi_C/\phi_T) - 1 \approx -1$. Dans ce régime, les équations d'Ebers et Molls se réduisent à :

$$I_E = a_{11} \left(\exp\left(\frac{\phi_E}{\phi_T}\right) - 1 \right) + a_{12}$$

$$I_C = a_{21} \left(\exp\left(\frac{\phi_E}{\phi_T}\right) - 1 \right) + a_{22}$$

De la première équation, on tire : $\exp\left(\frac{\phi_E}{\phi_T}\right) - 1 = \frac{I_E + a_{12}}{a_{11}}$

Et, en reportant dans la seconde : $I_C = \frac{a_{21} \cdot I_E}{a_{11}} + \frac{a_{12} \cdot a_{21}}{a_{11}} - a_{22}$

En identifiant avec l'équation : $I_C = -\alpha_N \cdot I_E + I_{CB0}$

On tire les deux équations :

$$-\alpha_N = \frac{a_{21}}{a_{11}}$$

$$I_{CB0} = \frac{a_{12} \cdot a_{21}}{a_{11}} - a_{22}$$

2.3.1.b. Fonctionnement en inverse

Ce régime correspond à $\phi_E < 0$ et $\phi_C > 0$. On supposera en outre, que ϕ_E/ϕ_T est suffisamment négatif pour que $\exp(\phi_E/\phi_T) \ll 1$. Ainsi, le terme $\exp(\phi_E/\phi_T) - 1 \approx -1$. Dans ce régime, les équations d'Ebers et Molls se réduisent à :

$$I_E = -a_{11} + a_{12} \left(\exp\left(\frac{\phi_C}{\phi_T}\right) - 1 \right)$$

$$I_C = -a_{21} + a_{22} \left(\exp\left(\frac{\phi_C}{\phi_T}\right) - 1 \right)$$

De la seconde équation, on tire :

$$\exp\left(\frac{\phi_C}{\phi_T}\right) - 1 = \frac{I_C + a_{21}}{a_{22}}$$

Et, en reportant dans la première : $I_E = \frac{a_{12} \cdot I_C}{a_{22}} + \frac{a_{12} \cdot a_{21}}{a_{22}} - a_{11}$

En identifiant avec l'équation : $I_E = -\alpha_I \cdot I_C + I_{EB0}$

On tire les deux équations :

$$-\alpha_I = \frac{a_{12}}{a_{22}}$$

$$I_{EB0} = \frac{a_{12} \cdot a_{21}}{a_{22}} - a_{11}$$

Calcul des a_{ij} . On a donc le système de quatre équations à quatre inconnues :

$$-\alpha_N = \frac{a_{21}}{a_{11}}$$

$$I_{CB0} = \frac{a_{12} \cdot a_{21}}{a_{11}} - a_{22}$$

$$-\alpha_I = \frac{a_{12}}{a_{22}}$$

$$I_{EB0} = \frac{a_{12} \cdot a_{21}}{a_{22}} - a_{11}$$

En utilisant la première équation dans la seconde, on a :

$$I_{CB0} = \frac{a_{12} \cdot a_{21}}{a_{11}} - a_{22} = -\alpha_N \cdot a_{12} - a_{22}$$

Puis en factorisant par a_{22} , et en utilisant la troisième équation, on écrit :

$$I_{CB0} = a_{22} \left(-\alpha_N \cdot \frac{a_{12}}{a_{22}} - 1 \right) = a_{22} \cdot (\alpha_N \cdot \alpha_I - 1)$$

On en déduit finalement :

$$a_{22} = \frac{I_{CB0}}{\alpha_N \alpha_I - 1} \text{ et } a_{12} = \frac{\alpha_I \cdot I_{CB0}}{1 - \alpha_N \cdot \alpha_I}$$

De façon similaire, à partir de la dernière équation, on trouve :

$$a_{11} = \frac{I_{EB0}}{\alpha_N \alpha_I - 1} \text{ et } a_{21} = \frac{\alpha_N \cdot I_{EB0}}{1 - \alpha_N \cdot \alpha_I}$$

2.3.1.c. Equations du transistor bipolaire

Les équations d'Ebers et Molls sont donc complètement définies. Il faut y ajouter deux équations supplémentaires : la loi des nœuds qui lie les courants et la relation d'Onsager qui lie les gains et les courants inverses. On a finalement le jeu des quatre équations :

$$I_E = \frac{-I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(\exp\left(\frac{\phi_E}{\phi_T}\right) - 1 \right) + \frac{\alpha_I \cdot I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(\exp\left(\frac{\phi_C}{\phi_T}\right) - 1 \right)$$

$$I_C = \frac{\alpha_N I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(\exp\left(\frac{\phi_E}{\phi_T}\right) - 1 \right) - \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(\exp\left(\frac{\phi_C}{\phi_T}\right) - 1 \right)$$

Deux équations sont ajoutées, la loi des nœuds liant les courants :

$$I_B + I_C + I_E = 0$$

Et, la relation d'Onsager liant les gains en courants et les courants inverses :

$$\alpha_N \cdot I_{EB0} = \alpha_I \cdot I_{CB0}$$

En régime de polarisation normale, on peut donc représenter un transistor PNP ou NPN par un schéma équivalent du type de la Figure 5. Notez que, dans ce régime, la jonction B-C est une diode polarisée en inverse, et la jonction B-E est une diode polarisée en direct. La tension ϕ_E est proche de 0.6V et le courant du générateur de courant est négligeable par rapport au courant de diode. De même, la contribution I_{CB0} dans le courant de collecteur est négligeable par rapport au courant $\alpha_N I_E$ dès que I_E dépasse quelques picoampères.

Un transistor PNP ou NPN est représenté par un schéma équivalent de type :

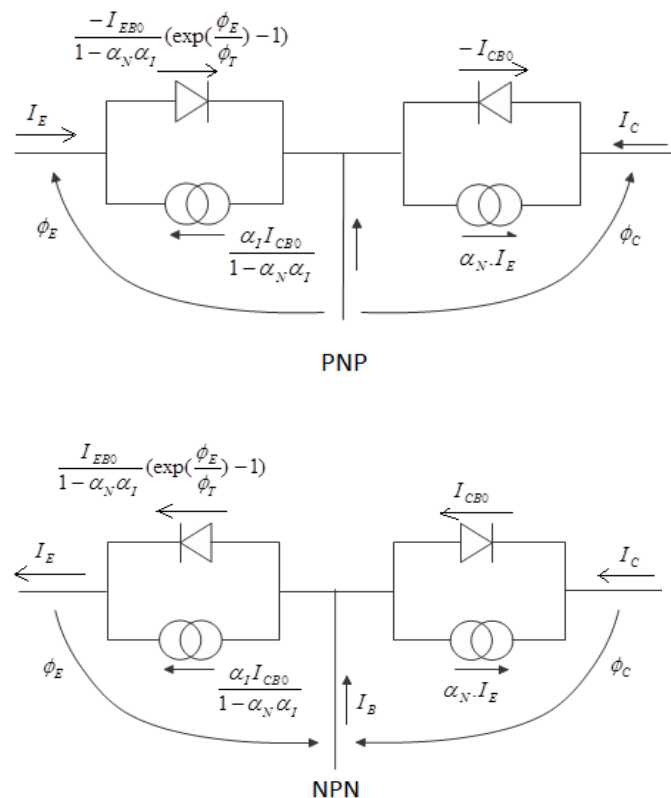


Figure 5 : Schémas d'Ebers et Molls en régime normal.

En fonctionnement normal, la jonction B-E est une diode polarisée en direct alors que la jonction B-C est en inverse. La tension B-E vaut donc $\phi_E \cong 0.6V$ et $\phi_C < 0V$.

En fonctionnement inverse, c'est la jonction B-C qui est une diode polarisée en direct alors que la jonction B-E est en inverse, on a alors $\phi_C \cong 0.6V$ et $\phi_E < 0V$.

Pour un transistor PNP, en raison des conventions les courants inverses I_{CB0} et I_{EB0} sont négatifs. Ils sont positifs pour les transistors NPN.

2.3.2. Modèle d'Ebers et Molls en petits signaux

Supposons le transistor en polarisation normale, c'est-à-dire $\phi_C < 0$ et $\phi_E > 0$. On supposera que ϕ_C/ϕ_T est suffisamment négatif pour que $\exp(\phi_C/\phi_T) \ll 1$. Ainsi, le terme $\exp(\phi_C/\phi_T) - 1 \approx -1$:

$$I_E = \frac{-I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(\exp\left(\frac{\phi_E}{\phi_T}\right) - 1 \right) - \frac{\alpha_I \cdot I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}$$

$$I_C = \frac{\alpha_N I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(\exp\left(\frac{\phi_E}{\phi_T}\right) - 1 \right) + \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}$$

$$I_C = -\alpha_N \cdot I_E + I_{CB0}$$

2.3.2.a/Détermination de la résistance dynamique

Si on applique une variation de tension $d\phi_E$, on observe une variation de courant dI_E , en dérivant l'équation précédente par rapport à ϕ_E on obtient :

$$\frac{dI_E}{d\phi_E} = -\frac{I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \cdot \frac{1}{\phi_T} \cdot \exp\left(\frac{\phi_E}{\phi_T}\right)$$

$$\frac{dI_E}{d\phi_E} = \frac{1}{\phi_T} \left(I_E - \frac{I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} + \frac{\alpha_I \cdot I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \right)$$

En utilisant la relation d'Onsager, on obtient :

$$\frac{dI_E}{d\phi_E} = \frac{1}{\phi_T} \left(I_E - \frac{(1 - \alpha_N) I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \right)$$

Par définition, le rapport $\frac{d\phi_E}{dI_E}$ est la résistance dynamique, notée r_E :

$$r_E = \frac{\phi_T}{I_E - \frac{(1 - \alpha_N) I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}}$$

De façon usuelle, si $I_E \gg \frac{(1 - \alpha_N) I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}$ le courant est de quelques pA, on peut

écrire : $r_E \cong \frac{\phi_T}{I_E}$, coïncide avec la résistance dynamique d'une diode.

A température ambiante $T=25^\circ\text{C}$ et pour un courant de 1mA, $r_E = 25\Omega$

2.3.2.b/Détermination de la tension V_{CE}

En régime de fonctionnement de saturation, les diodes B-C et B-E sont polarisées en direct et les potentiels ϕ_C et ϕ_E sont positifs. Soient les équations d'Ebers et Molls :

$$(I_E = \frac{-I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (\exp(\frac{\phi_E}{\phi_T}) - 1) + \frac{\alpha_I \cdot I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (\exp(\frac{\phi_C}{\phi_T}) - 1)) \times \alpha_N$$

+

$$I_C = \frac{\alpha_N I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (\exp(\frac{\phi_E}{\phi_T}) - 1) - \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (\exp(\frac{\phi_C}{\phi_T}) - 1)$$

$$= I_C + \alpha_N \cdot I_E = \frac{(\alpha_I \alpha_N - 1) \cdot I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (\exp(\frac{\phi_C}{\phi_T}) - 1)$$

$$\Rightarrow -\frac{I_C + \alpha_N \cdot I_E}{I_{CB0}} = (\exp(\frac{\phi_C}{\phi_T}) - 1)$$

De même, $-\frac{I_E + \alpha_I \cdot I_C}{I_{EB0}} = (\exp(\frac{\phi_E}{\phi_T}) - 1)$

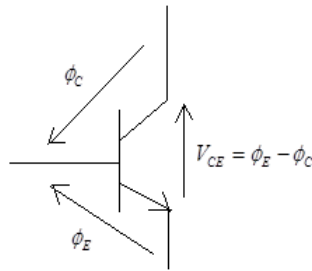
$$\Rightarrow \phi_C = \phi_T \ln(1 - \frac{I_C + \alpha_N \cdot I_E}{I_{CB0}}) \quad , \quad \phi_E = \phi_T \ln(1 - \frac{I_E + \alpha_I \cdot I_C}{I_{EB0}})$$

Ces équations sont valables pour tous les régimes de fonctionnement.
Négligeant les termes 1 :

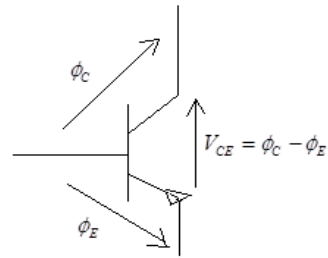
$$\phi_C \cong \phi_T \ln(-\frac{I_C + \alpha_N \cdot I_E}{I_{CB0}})$$

$$\phi_E \cong \phi_T \ln(-\frac{I_E + \alpha_I \cdot I_C}{I_{EB0}})$$

La tension V_{CE} caractérisant la saturation, dépend du type du transistor :



NPN



PNP

L'expression de V_{CE} pour un transistor NPN est donnée par :

$$V_{CE} = \phi_E - \phi_C \cong \phi_T \ln(\frac{\alpha_N (I_C (\alpha_I - 1) - I_B)}{\alpha_I (I_C (1 - \alpha_N) - \alpha_N \cdot I_B)})$$

En factorisant,

$$V_{CE} \cong \phi_T \ln\left(\frac{1}{\alpha_I} \cdot \frac{1 + \frac{I_C}{I_B}(1 - \alpha_I)}{1 - \frac{I_C}{I_B}\left(\frac{1 - \alpha_N}{\alpha_N}\right)}\right)$$

Le schéma équivalent en petits signaux du transistor à partir du modèle d'Ebers et Molls :

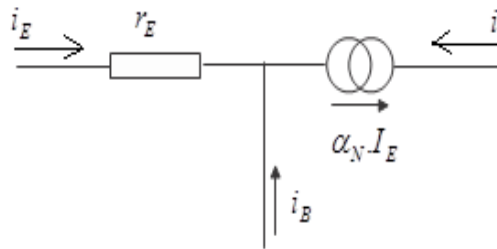


Figure 6 : Schéma du transistor en petits signaux.

2.4. Polarisation et stabilité thermique

2.4.1. Polarisation

La polarisation d'un transistor consiste à établir un courant continu dans le collecteur. Ce courant continu sera modulé par les variations du courant de commande. Il est essentiel que le point de polarisation soit aussi indépendant que possible des fluctuations des paramètres dues à la variabilité des composants et à la température. Dans cette partie, nous limiterons notre étude au transistor bipolaire polarisé en classe A, dont le montage est donné par :

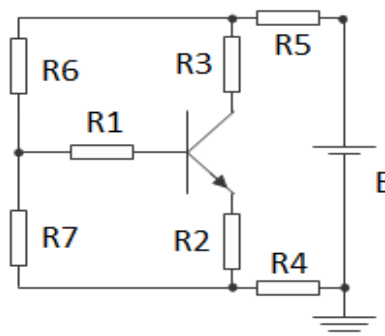


Figure 7 : Montage général.

Nous proposons de montrer comment le concepteur peut rendre le courant de collecteur I_C , aussi indépendant que possible des paramètres. Ce schéma général peut se simplifier, et en utilisant les montages équivalents de Norton et Thévenin, on obtient le montage équivalent simplifié de la figure 8.

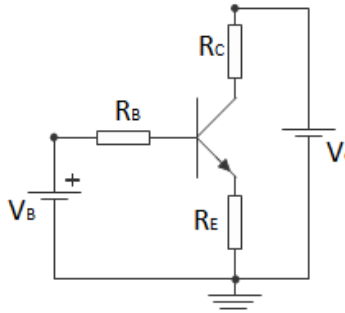


Figure 8 : Montage simplifié.

Dans ce montage, les résistances, R_B , R_C et R_E , s'expriment en fonction des résistances R_1 à R_7 du montage complet :

$$R_B = R_1 + \frac{R_6 R_7}{R_4 + R_5 + R_6 + R_7}, \quad R_C = R_3 + \frac{R_6 (R_4 + R_5)}{R_4 + R_5 + R_6 + R_7}$$

$$\text{Et, } R_E = R_2 + \frac{R_7 (R_4 + R_5)}{R_4 + R_5 + R_6 + R_7}$$

De même, pour les générateurs de tension V_B et V_C s'expriment à partir de E et des résistances du circuit :

$$V_B = \frac{R_7}{R_4 + R_5 + R_6 + R_7} \cdot E \quad \text{et} \quad V_C = \frac{R_6 + R_7}{R_4 + R_5 + R_6 + R_7} \cdot E$$

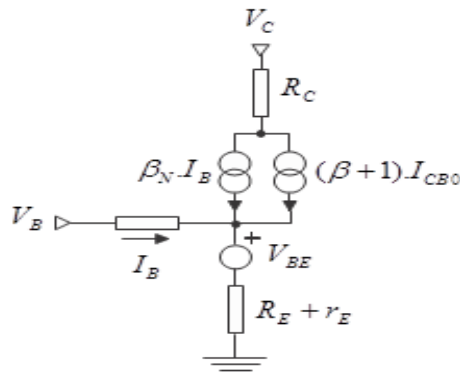
En polarisation normale, I_C peut être déterminé à partir des équations d'Ebers et Molls :

$$I_C = -\alpha_N \cdot I_E + I_{CB0}$$

$$I_E = -I_C - I_B \Rightarrow I_C = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} \cdot I_B + \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N}$$

$$\text{Sachant que : } \beta_N = \frac{i_C}{i_B} = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} \Rightarrow I_C = \beta_N \cdot I_B + (\beta + 1) \cdot I_{CB0} \dots\dots\dots(1)$$

Le schéma équivalent à partir de cette équation est :



2.4.1.a) Equation générale de polarisation

$$V_B = R_B I_B + V_{BE} + (R_E + r_E) \cdot (I_C + I_B) \Rightarrow I_B = \frac{V_B - V_{BE} - R'_E \cdot I_C}{R_B + R'_E} \dots\dots\dots(2)$$

$$(2) \text{ dans } (1) : I_C = \beta_N \cdot \frac{V_B - V_{BE} - R'_E \cdot I_C}{R_B + R'_E} + (\beta_N + 1) I_{CB0}$$

$$\Rightarrow I_C = \beta_N \cdot \frac{V_B - V_{BE}}{R_B + (1 + \beta_N) \cdot R'_E} + \frac{(R_B + R'_E)(\beta_N + 1)}{R_B + (1 + \beta_N) R'_E} \cdot I_{CB0}$$

$$\text{Si } \beta_N \gg 1 \Rightarrow I_C = \frac{V_B - V_{BE}}{R'_E + \frac{R_B}{\beta_N}} + \frac{(R_B + R'_E)}{R'_E + \frac{R_B}{\beta_N}} \cdot I_{CB0}$$

2.4.1.b) Optimisation

On remarque d'après la dernière équation que I_C est fonction de : V_{BE} , β_N et I_{CB0} .

$$dI_C = \frac{dF}{dV_{BE}} \cdot dV_{BE} + \frac{dF}{d\beta_N} \cdot \beta_N + \frac{dF}{dI_{CB0}} \cdot I_{CB0}$$

Avec,

$$\frac{dF}{dV_{BE}} = \frac{-1}{R'_E + \frac{R_B}{\beta_N}} ; \quad \frac{dF}{d\beta_N} = \frac{R_B}{\beta_N (\beta_N R'_E + R_B)} \cdot I_C ; \quad \frac{dF}{dI_{CB0}} = \frac{R_B + R'_E}{R'_E + \frac{R_B}{\beta_N}}$$

Le concepteur peut jouer sur les résistances R_E et R_B .

2.4.1.c) Influence de V_{BE}

L'erreur liée aux variations de V_{BE} sera minimiser par de grandes valeurs de R_E .

2.4.1.d) Influence de I_{CB0}

$$\frac{dF}{dI_{CB0}} = \frac{R_B + R'_E}{R'_E + \frac{R_B}{\beta_N}} = f$$

$$\text{On a que } \frac{df}{dR_B} > 0 \text{ et } \frac{df}{dR'_E} < 0$$

Donc l'effet de R'_E est intéressant, si $R'_E = 0 \Rightarrow f = \beta_N$

$$\text{Si, } R'_E \rightarrow \infty \Rightarrow f \rightarrow 1$$

2.4.1.e) Influence de β_N

$$\frac{dF}{d\beta_N} = \frac{R_B}{\beta_N(\beta_N R_E' + R_B)} I_C \Rightarrow \frac{dI_C}{I_C} = \frac{R_B}{(\beta_N R_E' + R_B)} \cdot \frac{d\beta_N}{\beta_N}$$

Supposons qu'on veuille une erreur relative de : $\frac{dI_C}{I_C} \langle 1\%$

$$\frac{dI_C}{I_C} = \frac{R_B}{(\beta_N R_E' + R_B)} \cdot \frac{d\beta_N}{\beta_N} \langle 1\%$$

$$\frac{d\beta_N}{\beta_N} \langle \frac{R_B + \beta_N R_E'}{R_B} \cdot \frac{1}{100}$$

Exemple : Le constructeur spécifie que : $100 \langle \beta_N \langle 200$

$$\frac{d\beta_N}{\beta_N} \langle \frac{200 - 100}{100} = 100\% \quad , \text{ donc } \frac{100}{100} \langle \frac{R_B + \beta_N R_E'}{R_B} \cdot \frac{1}{100} \Rightarrow 100 R_B \langle \beta_N R_E' + R_B$$

$$\Rightarrow 99 R_B \langle \beta_N R_E' \Rightarrow R_B \langle \frac{\beta_N}{99} \cdot R_E' \approx R_E'$$

2.4.2) Influence de la température

Il est important que le courant de polarisation ne varie pas trop en fonction de la température. En particulier, les variations des paramètres V_{BE} , β_N et I_{CB0} avec la température entraînent une dérive dI_C/dT qu'il convient de rendre aussi petite que possible. Rappelons que :

$$\frac{dV_{BE}}{dT} \cong -2mV / ^\circ C;$$

$$\frac{d\beta_N}{dT} \cong +2\% / ^\circ C$$

$$\frac{dI_{CB0}}{dT} \cong 0.1 I_{CB0} / ^\circ C$$

$$\frac{dI_C}{dT} = \frac{dF}{dV_{BE}} \cdot \frac{dV_{BE}}{dT} + \frac{dF}{d\beta_N} \cdot \frac{d\beta_N}{dT} + \frac{dF}{dI_{CB0}} \cdot \frac{dI_{CB0}}{dT}$$

Le courant de polarisation est encadré dans une gamme de température de fonctionnement du montage, tel que :

$$I_{\min} \langle I_C \langle I_{\max}$$

a) A température basse : I_C est faible, on a que V_{BE} est maximale et β_N et I_{CB0} sont minimales :

$$(V_{BE})_{\max} = \bar{V}_{BE}, \quad (\beta_N)_{\min} = \underline{\beta}_N, \quad (I_{CB0})_{\min} = \underline{I}_{CB0}$$

$$I_C = \frac{V_B - V_{BE}}{R_E + \frac{R_B}{\beta_N}} + \frac{(R_B + R'_E)}{R_E + \frac{R_B}{\beta_N}} \cdot I_{CB0} \approx \underline{\beta}_N \cdot \frac{V_B - \bar{V}_{BE}}{R_B + \underline{\beta}_N R'_E} = I_{C_{MIN}}$$

b) A haute température : I_C est élevé, on a que V_{BE} est minimale et β_N et I_{CB0} sont maximales :

$$(V_{BE})_{\min} = \underline{V}_{BE}$$

$$(\beta_N)_{\max} = \bar{\beta}_N$$

$$(I_{CB0})_{\max} = \bar{I}_{CB0}$$

Le terme $\frac{R_B}{\beta_N} \ll$ devient négligeable : $I_C = \frac{V_B - \underline{V}_{BE}}{R'_E} + \frac{(R_B + R'_E)}{R'_E} \cdot \bar{I}_{CB0} = I_{C_{\max}}$

c) Encadrement :

$$\underline{\beta}_N \cdot \frac{V_B - \bar{V}_{BE}}{R_B + \underline{\beta}_N R'_E} \ll I_C \ll \frac{V_B - \underline{V}_{BE}}{R'_E} + \frac{(R_B + R'_E)}{R'_E} \cdot \bar{I}_{CB0}$$

$$\Delta I_C = \bar{I}_C - \underline{I}_C \Rightarrow \Delta I_C \cong \frac{1}{R'_E} (V_{BE} - \bar{V}_{BE} + (R_B + R'_E) \bar{I}_{CB0})$$

2.4.3. Stabilité thermique

Revenons au montage de la figure 8, l'équation de la droite de charge est :

$$V_C = R_C I_C + R_E I_E + V_{CE}$$

$$I_E \approx I_C \Rightarrow I_C = \frac{V_C - V_{CE}}{R_C + R_E} \quad \text{et} \quad V_{CE} = V_C - (R_C + R_E) I_C^2$$

La puissance dissipée dans le transistor : $P = V_{CE} \cdot I_C$

$$\text{Dérivons par rapport à } I_C : \frac{dP}{dI_C} = V_C - 2(R_C + R_E) I_C$$

Pour avoir une bonne régulation thermique de la polarisation du montage, on doit avoir :

$$\frac{dP}{dI_C} \ll 0 \Rightarrow V_C - 2(R_C + R_E) I_C \ll 0$$

$$\Rightarrow V_{CE} \ll \frac{V_C}{2}$$

Pour avoir une bonne régulation thermique, il suffit de polariser le point de fonctionnement à une tension de $V_{CE} < \frac{V_C}{2}$.

Exercices

Exercice 1 :

Pour un transistor BC107, le constructeur donne : $300 < \beta < 900$. Montrer que $R_E > 2R_B/3$ permet de garantir $I_C/I_C < 1\%$.

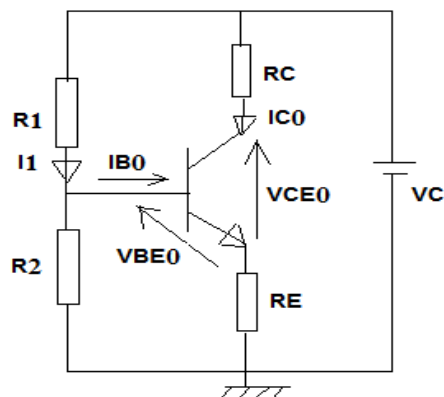
Exercice 2 :

Calcul des coordonnées du point de fonctionnement d'un montage à transistor NPN (montage de polarisation à résistance d'émetteur).

Trouver les coordonnées du point de fonctionnement, si $V_C=12V$, $\beta=200$, $R_C= 470\Omega$, $R_E=230\Omega$, $R_1=17,7k\Omega$ et $R_2= 6,2 k\Omega$. Conclure.

Calculer l'influence de la température sur le courant de polarisation.

On donne : $d V_{BE0}/d T= -2mV /^\circ C$ et $d \beta/d T= +2\%/^\circ C$.



Montage

Chapitre 2

Amplificateurs

2.1. Amplificateur simple à un étage

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la conception d'amplificateurs de précision, en particulier pour des signaux continus. On doit donc rechercher des circuits à très faibles dérives.

Considérons le montage amplificateur en classe A du circuit ci-dessous, réalisé avec un transistor monté en émetteur commun EC.

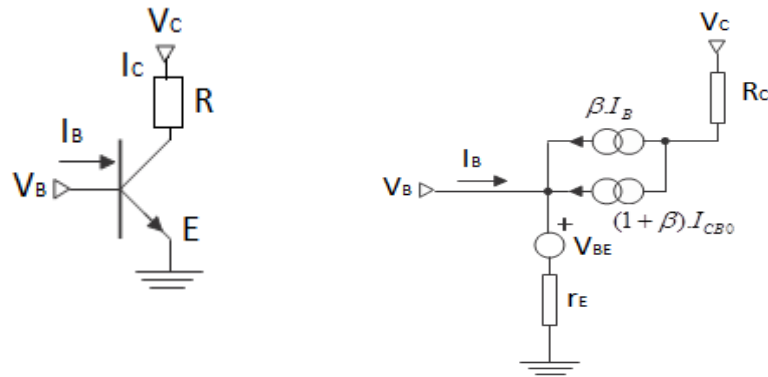


Figure 1 : (a) Amplificateur classe A, (b) Schéma équivalent.

On modélise la diode B-E, conductrice par un générateur de tension V_{BE} et sa résistance dynamique r_E .

$$I_C = \beta \cdot I_B + (1 + \beta) \cdot I_{CB0} \dots\dots\dots(1)$$

$$V_B = V_{BE} + (I_B + I_C) r_E \dots\dots\dots (2)$$

$$V_B - V_{BE} = [I_B + \beta \cdot I_B + (1 + \beta) I_{CB0}] r_E \Rightarrow V_B - V_{BE} = (1 + \beta) \cdot (I_B + I_{CB0}) \cdot r_E \dots\dots\dots(3)$$

Si la température varie d'une quantité ΔT , cette variation entraîne des variations de $\Delta\beta, \Delta I_{CB0}$ et ΔV_{BE} d'où l'équation (3) devient :

$$V_B - V_{BE} - \Delta V_{BE} = \left[\left(1 + \frac{\Delta\beta}{(1 + \beta)}\right) (I_B + I_{CB0} + \Delta I_{CB0}) \right] (1 + \beta) \cdot r_E$$

ΔT , entraîne une variation de la tension de seuil ΔV_{BE} , ce terme exprimant la dérive de la tension et $\left[\left(1 + \frac{\Delta\beta}{(1 + \beta)}\right) (I_B + I_{CB0} + \Delta I_{CB0}) \right]$, le terme exprimant la dérive du courant et le gain en courant.

2.2. Amplificateurs différentiels

2.2.1. Présentation

Très utilisés dans les circuits intégrés analogiques, l'amplificateur différentiel à émetteurs couplés est constitué de deux transistors identiques, utilisé comme étage d'entrée dans de nombreuses applications qui a pour effet, une réduction des dérives par compensation n'entraînant ni perte de gain ni perte de sensibilité pour les faibles signaux.

Un amplificateur différentiel est conçu pour amplifier la différence entre deux tensions. Il est caractérisé par :

- ✓ son gain différentiel : le rapport de la tension de sortie à la différence entre les tensions d'entrée,
- ✓ son gain de mode commun : le rapport de la tension de sortie à la tension d'entrée lorsque les deux entrées sont portées au même potentiel.

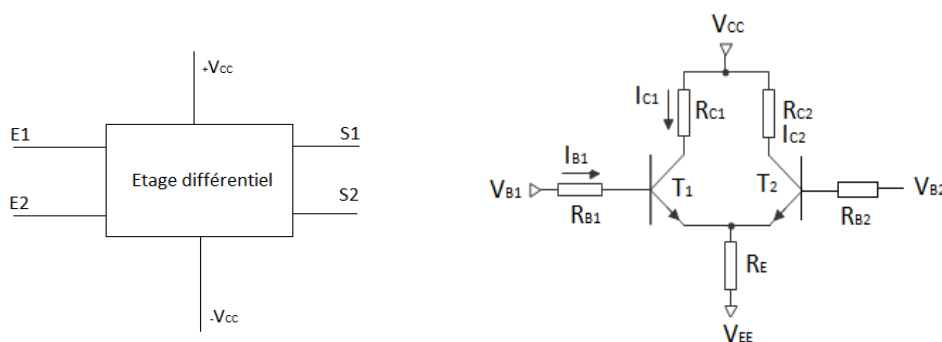


Figure 2 : Montage d'un amplificateur différentiel.

L'utilisation de transistors aussi identiques que possible, dits appariés, permet de compenser considérablement les tensions et les courants de déports, ainsi que leurs dérives. Chaque transistor peut alors être remplacé par son schéma équivalent en régime linéaire, on obtient le schéma équivalent de l'amplificateur différentiel de la figure 3.

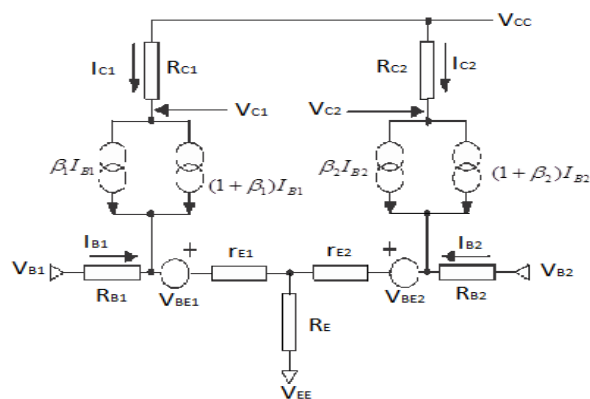


Figure 3 : Schéma équivalent électrique.

2.2.2. Paramètres de l'amplificateur différentiel

2.2.2.a) Tension de déport : V_d

La tension différentielle qu'il faut appliquer en entrée de l'amplificateur pour que la tension différentielle de sortie soit nulle, appelée tension de décalage ou de déport (en Anglais Offset).

$$V_d = V_{B2} - V_{B1} = \Delta V_B$$

Elle est non nulle, peut être négative ou positive selon les différences entre les deux transistors.

2.2.2.b) Courant de déport : I_d

C'est la différence entre les courants qui circulent dans les deux entrées lorsque la tension différentielle de sortie est nulle, appelé courant de déport ou de décalage.

$$I_d = I_{B2} - I_{B1}$$

2.2.2.c) Gain différentiel : G_d

Le gain différentiel est le rapport des tensions différentielles dynamiques de sortie et d'entrée :

$$G_d = \frac{d(V_{C2} - V_{C1})}{d(V_{B1} - V_{B2})}$$

Généralement, avec les conditions : $R_E \gg 1$, $\frac{R_B}{\beta} \ll r_E$

Et, $r_{E1} = r_{E2} = r_E$, $\beta = \beta_1 = \beta_2$, on trouve la relation : $G_d = -\frac{R_C}{r_E}$

On obtient la même expression que pour un amplificateur à simple étage à émetteur commun.

2.2.2.d) Gain de mode commun: G_{MC}

C'est le rapport de la tension différentielle de sortie sur la variation de la tension des entrées court-circuitée.

$$G_{MC} = \frac{d(V_{C2} - V_{C1})}{dV_B}$$

Avec les conditions citées précédemment, on trouve l'expression suivante :

$$G_{MC} = -\frac{R_C}{r_E} \cdot \frac{\Delta(\frac{R_B}{\beta} + r_E)}{2 \cdot r_E}$$

2.2.2.e) Rejection de mode commun: RMC

La rejection d'un amplificateur est le rapport : $RMC = \frac{G_d}{G_{MC}} = \frac{2 \cdot R_E}{\Delta \left(\frac{R_B}{\beta} + r_E \right)}$

2.2.2.f) Impédance d'entrée: Z_E

L'impédance d'entrée différentielle est le rapport : $Z_E = \frac{d(V_{B2} - V_{B1})}{d(I_{B2} - I_{B1})}$

Avec les hypothèses précédentes, la relation devient : $Z_E \cong r_E(1 + \beta) = \beta \cdot r_E$

2.2.2.g) Tension de mode commun: V_{MC}

La tension de mode commun est la gamme de tensions continues admissibles sur les entrées différentielles qui permet à l'amplificateur de fonctionner correctement.

V_{MC}^+ : la tension de mode commun, c'est la tension positive V_B maximale admissible telle que les transistors T_1 et T_2 sont en régime linéaire. En pratique, il faut donc éviter aux transistors d'être en saturation ou bloqués. Pour les transistors T_1 et T_2 , il faut donc que la diode B-E soit conductrice et que la diode B-C soit bloquée ($\phi_E \approx 0.6V$ et $\phi_C \leq 0$). La tension moyenne, V_B , des entrées ne doit donc être ni :

- trop faible, car la polarisation du montage risque de ne pas être correctement assurée,
- trop élevée, en raison des chutes de potentiel dans les charges R_{C1} et R_{C2} traversées par I_{C1} ou I_{C2} .

L'expression de la tension positive V_B maximale admissible est donnée telle que :

$$V_B = V_{MC}^+ \leq V_{CC}^+ - R_C I_C$$

Et, la tension négative minimale admissible est : $V_B = V_{MC}^- \leq V_{CC}^- + 2V_{BE}$

2.3. Conception d'un amplificateur différentiel intégré

2.3.1. Structure

On se propose de concevoir un amplificateur différentiel dont les propriétés se rapprochent le plus possible d'un composant idéal, caractérisé par une impédance d'entrée très élevée, un gain différentiel très grand et une impédance de sortie pratiquement nulle ou très faible.

De façon générale, un amplificateur différentiel intégré est constitué de quatre étages (voir figure 4):

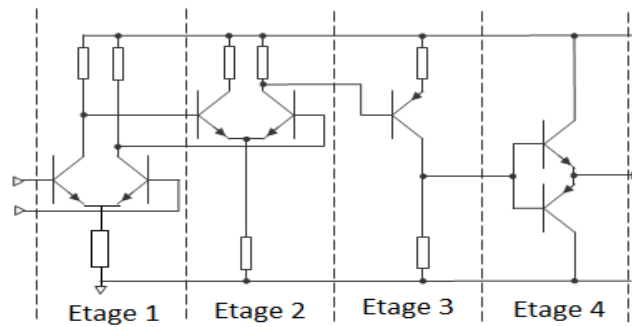


Figure 4 : Structure générale d'un amplificateur différentiel intégré.

- Le premier étage est un étage différentiel, mais le gain n'étant pas suffisant, il est souvent suivi,
- D'un second étage amplificateur, parfois différentiel. La cascade des étages amplificateurs entraîne une élévation des tensions moyennes des sorties de chaque étage. Pour éviter de limiter la dynamique, on recentre généralement cette tension moyenne à l'aide :
 - D'un étage translateur de tension,
 - Enfin, le dernier étage doit garantir une faible impédance de sortie.

2.3.2. Générateur de courant

La polarisation est assurée par un générateur de courant pour permettre au premier étage d'obtenir une bonne polarisation en courant et une très grande impédance d'entrée (assurant $R_E \gg 1$).

Exemple :

Générateur de courant avec résistance dans les émetteurs

Le montage générateur de courant est constitué de deux transistors identiques, T_1 et T_2 , le transistor T_1 monté en diode est polarisé par un courant de commande I_1 . Puisque les tensions de diode sont égales : $V_{BE1} = V_{BE2}$, si les transistors sont appariés, alors les courants d'émetteurs sont égaux : $I_{E1} = I_{E2}$.

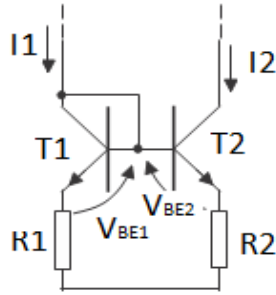


Figure 5 : Miroir de courant, avec résistances d'émetteur pour commander des courants faibles.

Aux courants de base près, on a alors l'égalité : $I_1 \approx I_2$.

Si l'on ne néglige pas les courants de base, on peut écrire plus exactement :

$$I_{E1} = I_1 + I_{B2}$$

$$I_{E2} = I_2 + I_{B1}$$

Puisque $I_{E1} = I_{E2}$ et que $I_{B2} \approx I_2 / \beta$ (les transistors étant appariés, on suppose $\beta_1 = \beta_2 = \beta$), on a finalement: $I_2 = I_1 \left(1 - \frac{2}{\beta}\right)$

Ce montage permet de commander facilement des courants de différentes valeurs en jouant sur les résistances d'émetteur R_1 et R_2 .

En écrivant la loi d'Ohm dans la maille entre les émetteurs et la masse, on a :

$$V_{BE1} + R_1 I_1 \approx V_{BE2} + R_2 I_2$$

Par ailleurs, les tensions V_{BE1} et V_{BE2} suivent des lois de diode :

$$V_{BE1} = V_T \cdot \ln \frac{I_{E1}}{I_{01}} \approx V_T \cdot \ln \frac{I_1}{I_{01}}$$

$$V_{BE2} = V_T \cdot \ln \frac{I_{E2}}{I_{02}} \approx V_T \cdot \ln \frac{I_2}{I_{02}}$$

Si les transistors sont appariés, on peut supposer que les courants inverses ou de saturation sont égaux. Alors en fin de compte : $\frac{I_2}{I_1} \approx \frac{R_1}{R_2}$, cette relation est valable à 10% près si le rapport des courants satisfait :

$$\frac{1}{10} < \frac{I_2}{I_1} < 10$$

Exercices :

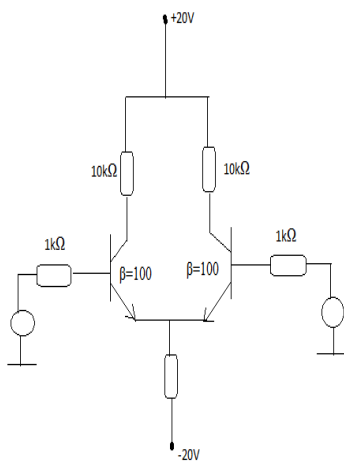
Exercice 1 :

- 1/ Calculer le courant continu émetteur de chaque transistor du montage 1 ;
- 2/ Calculer a)- Les tensions continues collecteur par rapport à la masse ;
b)- La tension continue entre les collecteurs.
- 3/ Des fois, on utilise la polarisation par source de courant continu de traînée du circuit. Calculer le courant continu émetteur de chaque transistor du montage 2.

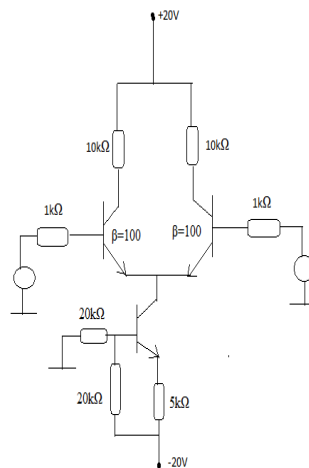
Exercice 2:

On se propose de concevoir un étage différentiel d'entrée (montage3) complet avec les caractéristiques suivantes : $Z_E > 100k\Omega$, $I_B < 500 \text{ nA}$, $V_{MC}^+ \geq 8V$, $V_{MC}^- \leq -8V$, $|Av| > 10$, $\beta > 100$, $V_T = 25mV$ et $V_{be} = 0,6V$.

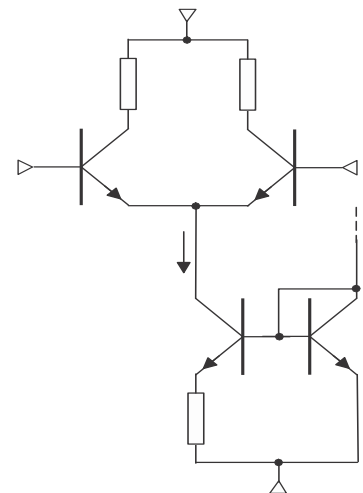
- 1/ Calculer le courant de polarisation I_p , avec T_1 et T_2 identiques tel que, ils sont traversés par $I_p/2$;
- 2/ Calculer les courants de base nécessaires sur les entrées, $I_B = I_{B1} = I_{B2}$, en déduire R_c ;
- 3/ Calculer la tension de mode commun positive, et négative V_{cc} .



Montage 1



Montage 2



Montage 3

2.4. Amplificateurs opérationnels intégrés

2.3.1. Principe de calcul

a) Montage inverseur

Considérons le montage amplificateur inverseur de la figure 6,

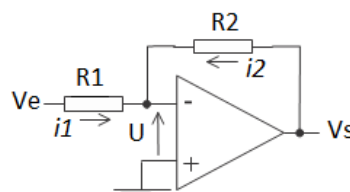


Figure 6

Cas idéal

Dans le cas idéal,

– l'impédance d'entrée infinie implique que le courant dans l'entrée – de l'amplificateur est nul,

– le gain en tension μ infini, implique que la tension $u = u^- - u^+ = 0$ puisque la sortie $V_s = -\mu u$ est finie.

On peut donc écrire :

$$i_1 + i_2 = 0,$$

$$\Rightarrow \frac{V_e}{R_1} + \frac{V_s}{R_2} = 0 \Rightarrow G_v = \frac{V_s}{V_e} = -\frac{R_2}{R_1}$$

Cas avec le gain μ fini

Si le gain μ est fini, alors u n'est pas nulle et on doit écrire :

$$i_1 + i_2 = 0,$$

$$\frac{V_e - u}{R_1} + \frac{V_s - u}{R_2} = 0 \Rightarrow u \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{V_e}{R_1} + \frac{V_s}{R_2}$$

Avec, $V_s = -\mu u$

$$G_v = \frac{V_s}{V_e} = -\frac{R_2}{R_1} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{\mu \cdot \left(\frac{R_1}{R_1 + R_2} \right)} \right)}$$

La comparaison des deux expressions obtenues dans les deux cas, donne l'expression du terme correctif avec β , la fraction de tension de sortie ramenée sur l'entrée négative de l'amplificateur.

$$\beta = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \quad \text{et,} \quad \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{\mu \cdot \left(\frac{R_1}{R_1 + R_2} \right)} \right)} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\mu \cdot \beta}} \text{ terme correctif}$$

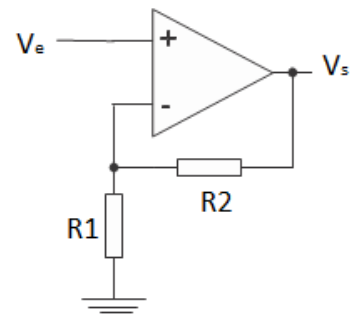
b) Montage non inverseur

Soit le montage suivant :

Cas idéal

Le gain est donné par l'expression :

$$G_v = \frac{V_s}{V_e} = 1 + \frac{R_2}{R_1}$$



Cas du gain μ fini

Le gain est donné par l'expression : $G_V = \frac{V_S}{V_e} = (1 + \frac{R_2}{R_1}) \cdot \frac{1}{(1 + \frac{1}{\mu\beta})}$

On remarque que les deux montages ont la même expression pour le terme correctif.

2.3.2. Erreur due au gain

Le terme correctif peut être étendu pour prévoir les erreurs dues aux valeurs finies des impédances d'entrée et de sortie. Compte tenu des résultats précédents, qui ont montré que le terme correctif a la même forme pour les deux montages, on n'effectuera les calculs que pour un montage inverseur.

On définit l'erreur ε_μ due au gain μ fini par : $\varepsilon_\mu = \frac{A_v(+\infty) - A_v(\mu)}{A_v(\mu)}$

$$\text{D'où, } \varepsilon_\mu = \frac{1}{\mu \cdot \beta}$$

2.3.3. Erreur statique

Les erreurs statiques sont dues à des paramètres réels de l'amplificateur modélisés par des générateurs de tension ou de courant continus : tension de décalage (ou déport) et courant de polarisation sont responsables de ce type d'erreur.

2.4.3.1. Erreur due à la tension de décalage

Dans un amplificateur réel, si l'on court-circuite les deux entrées de l'amplificateur, la tension de sortie n'est généralement pas nulle pour l'annuler, il faut appliquer une tension différentielle continue V_d .

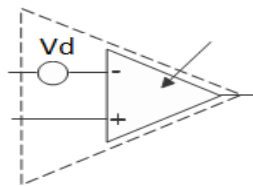


Figure7 : Modèle d'amplificateur tenant compte de la tension de décalage.

Pour modéliser l'amplificateur réel, on peut donc associer un générateur de tension V_d à un amplificateur idéal (Figure). On considère donc le montage inverseur de la figure 7, dans lequel on a tenu compte de la tension de décalage V_d , et tous les autres paramètres sont supposés idéaux. En appliquant la loi des nœuds sur l'entrée $-$, on a :

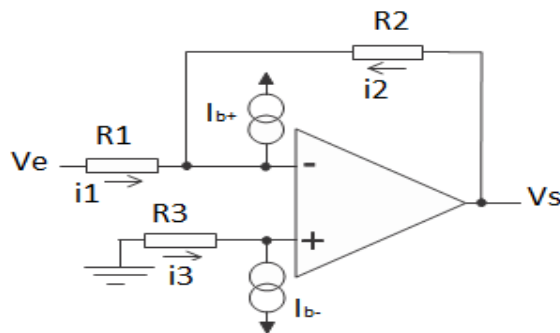
$$\frac{V_e - V_d}{R_1} + \frac{V_s - V_d}{R_2} = 0$$

L'erreur due à V_d est : $\varepsilon_{Vd} = \left(\frac{R_2}{R_1} + 1\right) \cdot V_d = \frac{V_d}{\beta}$

2.4.3.2. Courant de polarisation d'entrée

Dans le cas d'étage différentiel d'entrée à transistors bipolaires, les courants d'entrée sont des courants de base, faibles mais non négligeables. En effet, pour un amplificateur opérationnel, le courant de polarisation I_p de l'étage différentiel est de l'ordre du microampère, les courants de base sont donc de l'ordre du nanoampère à la dizaine de nanoampères. Dans le cas d'étage différentiel d'entrée à transistors à effet de champ (FET ou MOS), les courants d'entrée sont des courants de grille que l'on peut supposer négligeables. Ce paragraphe ne concerne donc que les amplificateurs opérationnels à transistors bipolaires.

Pour modéliser ces courants, nous associons à l'amplificateur opérationnel idéal un générateur de courant sur chaque entrée, considérons le montage amplificateur inverseur :



I_{b+} et I_{b-} , sont les courants de polarisation d'entrée.

L'expression de la tension de sortie est donnée par la relation suivante après calcul :

$$V_s = -\frac{R_2}{R_1} \cdot V_e + R_2 \cdot (I_{b-} - I_{b+} \cdot R_3 \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right))$$

En comparant au gain idéal du montage inverseur, on a :

$$\varepsilon_{I_b} = R_2 \cdot (I_{b-} - I_{b+} \cdot R_3 \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right))$$

Les courants des deux entrées ne sont pas identiques, mais ils sont très proches car les transistors de la paire différentielle sont appariés. C'est pourquoi, on compense ces courants en donnant à : $R_3 = R_1 // R_2$

$$\text{Alors, } \varepsilon_{I_b} = R_2 \cdot (I_{b-} - I_{b+}) = R_2 \cdot I_d$$

L'erreur due au courant de polarisation est proportionnelle à la résistance R_2 .

Chapitre 3

Miroirs de courant

3.1. Objectif

Réaliser une source de courant continue pour fixer le courant collecteur sans avoir recours à un pont de résistances.

3.2. Définition

Un des blocs analogiques les plus utilisés est le miroir de courant. Le miroir de courant utilise le principe suivant : si les potentiels Base-Emetteur de deux transistors sont identiques, les courants de collecteur doivent être égaux.

3.3. Le principe de fonctionnement

On impose le courant I_1 de façon externe (voir figure 1), ceci a pour effet de fixer la tension V_{BE} des deux transistors. Si les deux transistors sont identiques, le courant I_2 est identique au courant I_1 (d'après l'équation d'Ebers-Moll).

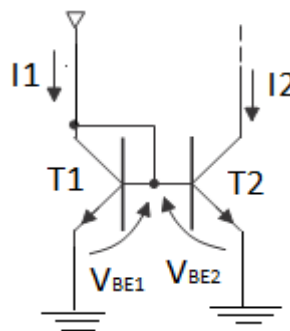


Figure 1 : Miroir de courant.

3.4. Exemple

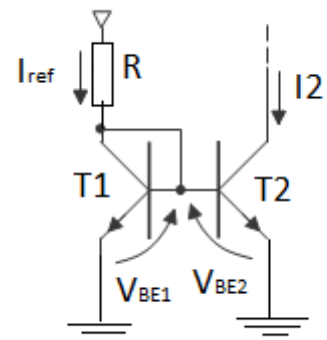
Soit le générateur de courant suivant, on cherche à avoir $I_{C2} \approx I_{ref}$;

Hypothèses : transistors identiques,

$$V_{BE1} = V_{BE2} = V_{BE}$$

$$I_{B1} = I_{B2} = I_B$$

$$\beta_1 = \beta_2 = \beta \Rightarrow I_{C1} = \beta \cdot I_{B1} = \beta \cdot I_{B2} = \beta \cdot \frac{I_{C2}}{\beta} = I_{C2}$$



$$I_{ref} = I_{C1} + I_{B1} + I_{B2} = I_{C1} + 2I_B = I_{C1} \left(1 + \frac{2}{\beta}\right)$$

$$I_{C1} = I_{C2} = \frac{I_{ref}}{1 + \frac{2}{\beta}} \Rightarrow I_{C2} \approx I_{ref}$$

3.5. Amélioration du montage précédent : Source de courant " Wilson "

Le schéma de la figure 2, montre que les transistors T1, T2 et T3 sont connectés de manière à présenter une contre-réaction. Lorsque l'on applique un courant à l'entrée, le transistor T3 conduit et une tension V_{BE1} apparaît aux bornes de T1 et T2. Lorsque l'on cherche à augmenter de façon externe le courant de sortie, la tension V_{BE1} augmente, ce qui a pour effet de baisser le potentiel de base de T3 qui conduit moins et stabilise ainsi le courant de sortie. Le calcul montre que l'impédance de sortie de cette source de courant est nettement plus élevée (facteur mille environ) que celle du simple miroir. Les sources de courants Wilson fournit une recopie très précise du courant de commande.

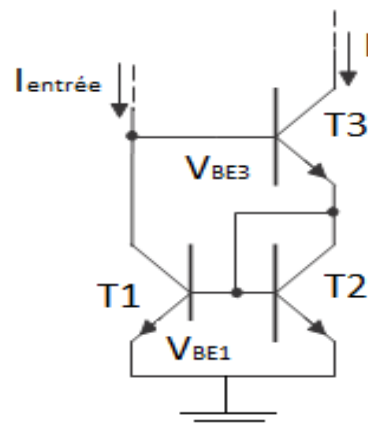


Figure 2 : Source de courant Wilson.

3.6. Exemple

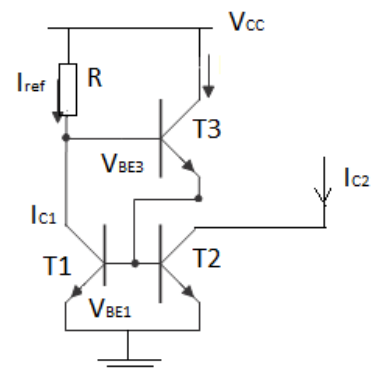
Reprenons le circuit de l'application précédente, en introduisant les améliorations.

Hypothèses : transistors sont identiques,

$$I_{E3} = I_{B1} + I_{B2} = 2I_B \Rightarrow I_{E3} = 2I_B = 2 \cdot \frac{I_{C2}}{\beta}$$

$$I_{B3} = \frac{I_{C3}}{\beta_3} = \frac{I_{E3}}{(1 + \beta_3)} = \frac{2 \cdot I_{C2}}{\beta(\beta_3 + 1)}$$

$$I_{ref} = I_{C1} + I_{B3} = I_{C2} + I_{B3} = I_{C2} \left(1 + \frac{2}{\beta(\beta_3 + 1)}\right)$$



$$\text{D'où, } I_{C1} = I_{C2} = \frac{I_{ref}}{\left(1 + \frac{2}{\beta(\beta_3 + 1)}\right)}$$

Si on compare cette relation obtenue avec l'expression du montage précédent, on voit nettement l'augmentation du courant.

3.7. Source de courant cascade

Une autre configuration de montage d'un miroir de courant est la source de courant cascade représentée sur le schéma suivant :

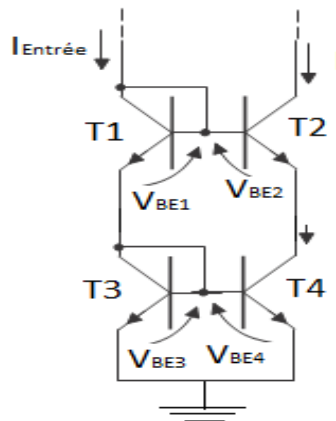
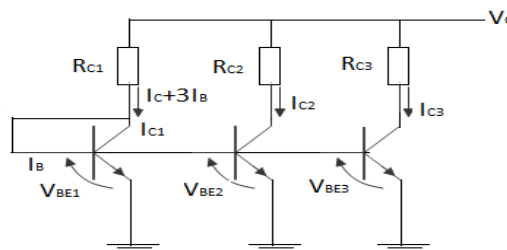


Figure 3 : Source de courant cascade.

Le principe de fonctionnement est le suivant, le courant d'entrée est imposé, donc le potentiel collecteur de T4 ne dépend que des tensions V_{BE1} , V_{BE2} , V_{BE3} . Comme ces tensions dépendent principalement du courant d'entrée, le potentiel de collecteur de T4 reste constant ainsi que le courant qui le traverse. Le calcul montre que l'impédance de sortie de cette source de courant est nettement plus élevée (facteur mille environ) que celle du simple miroir.

3.8. Exemple

Une manière simple de réaliser plusieurs sources de courant égale consiste à utiliser un miroir de courant dont le schéma ci-dessous :



$$V_{CC} = R_{C1} \cdot (I_C + 3I_B) + V_{BE} \approx R_{C1} \cdot I_C + V_{BE} \Rightarrow I_C = \frac{V_{CC} - V_{BE}}{R_{C1}}$$

3.9. Autre configuration : Source de courant Widlar

$$V_{BE1} - V_{BE2} = R_2 \cdot I_{E2} \approx R_2 \cdot I_{C2}$$

$$I_{C1} = I_0 \cdot \ln\left(\frac{V_{BE1}}{V_T}\right)$$

$$I_{C2} = I_0 \cdot \ln\left(\frac{V_{BE2}}{V_T}\right)$$

$$d'où : V_{BE1} - V_{BE2} = V_T \cdot \ln\left(\frac{I_{C1}}{I_{C2}}\right)$$

$$\Rightarrow R_2 = \frac{V_T}{I_{C2}} \cdot \ln\left(\frac{I_{C1}}{I_{C2}}\right)$$

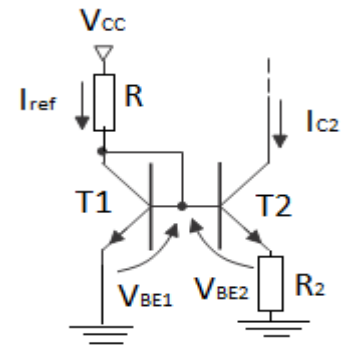


Figure 4 : Source de courant Widlar.

3.10. Domaines d'application

3.10.1. Polarisation d'un amplificateur opérationnel

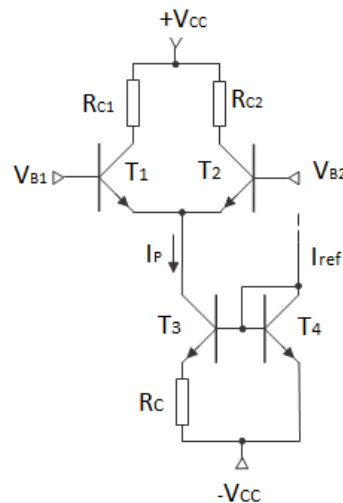
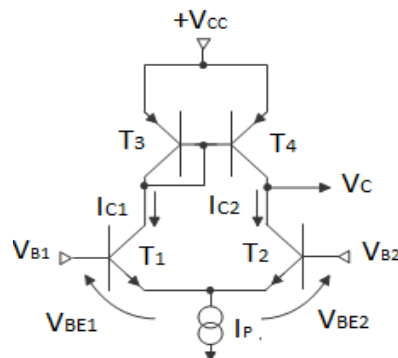


Figure 5 : Amplificateur différentiel et sa Polarisation.

3.10.2. Amplificateur différentiel à charge active



3.10.2. Capteur de température

a) Principe du circuit intégré le : AD590

Circuit miroir asymétrique associé à un circuit imposant $I_{C1} = I_{C2}$, avec le deuxième transistor multi-émetteur.

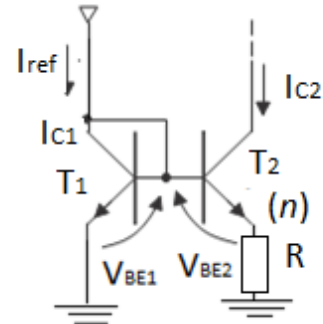
$$V_{BE1} - V_{BE2} = R \cdot I_{E2} \approx R \cdot I_{C2} = V_R$$

$$I_{C1} = I_0 \cdot \ln\left(\frac{V_{BE1}}{V_T}\right)$$

$$I_{C2} = n \cdot I_0 \cdot \ln\left(\frac{V_{BE2}}{V_T}\right)$$

$$d'où : V_{BE1} - V_{BE2} = V_T \cdot \ln\left(n \cdot \frac{I_{C1}}{I_{C2}}\right)$$

$$\Rightarrow V_R = V_T \cdot \ln(n) = \frac{k_B}{q} \cdot \ln(n) \cdot T = c^{te} \cdot T$$



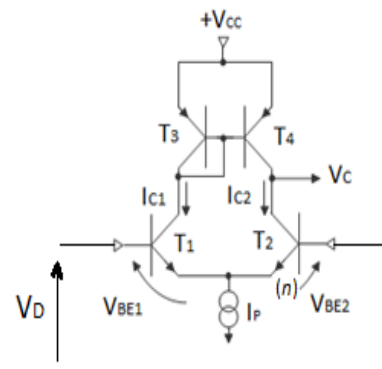
b) Principe du circuit intégré le : LM135, LM325, LM335

$$I_{C1} = I_0 \cdot \ln\left(\frac{V_{BE1}}{V_T}\right)$$

$$I_{C2} = n \cdot I_0 \cdot \ln\left(\frac{V_{BE2}}{V_T}\right)$$

$$d'où : V_D = V_{BE1} - V_{BE2} = V_T \cdot \ln\left(n \cdot \frac{I_{C1}}{I_{C2}}\right)$$

$$\Rightarrow V_D = V_T \cdot \ln(n) = \frac{k_B}{q} \cdot \ln(n) \cdot T = c^{te} \cdot T$$



3.10.3. Circuit à « Bandgap »

Dispositif délivrant une tension constante indépendamment des dérives thermiques lors de son fonctionnement.

→ Référence conçue autour des dérives thermiques de la tension Base-Emetteur du transistor bipolaire :

$$V_{ref} = n \cdot V_{BE}(T) + A \cdot T$$

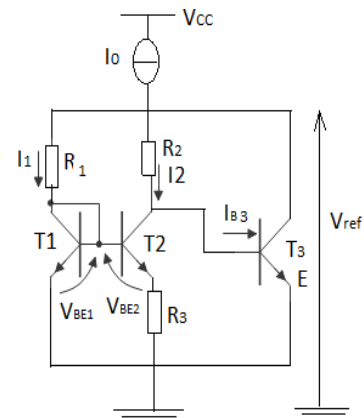
$$\left. \frac{dV_{ref}}{dT} \right|_{T_0} = 0$$

Exemple : Circuit à simple « Bandgap »

$$V_{ref} = n \cdot V_{BE3} + \frac{R_2}{R_3} \cdot \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) \cdot \frac{k_B}{q} \cdot T$$

$$\frac{dV_{BE3}}{dT} = -\frac{R_2}{R_3} \cdot \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) \cdot \frac{k_B}{q}$$

$$n = 1.$$



Problème

On donne le schéma de principe en figure 1, dans lequel le transistor est centré. En négligeant dans cette première question, l'effet de la résistance interne du transistor r_{ce} .

1. Calculer le gain en tension $A=V_s/V_e$ en fonction de V_{CC1} et de U_T .
2. Dans les circuits intégrés, on cherche, pour plusieurs raisons, à avoir un gain en tension par étage de quelques milliers. Calculer, d'après la question précédente, la valeur de V_{CC1} nécessaire pour obtenir une amplification de 2000, le montage travaillant à la température ambiante de 25°C.
3. Dans le but de diminuer cette tension jugée excessive, on va remplacer la résistance R par une charge dynamique (ou charge active), constituée par le transistor de sortie d'un miroir de courant (figure 2).

Calculer le rapport I_o/I_{ref} en fonction des paramètres des transistors. Les deux transistors sont au silicium et identiques.

4. Montrer que I_{ref} est à peu près égal à V_{CC2}/R_1 .
5. On imagine un miroir amélioré, conforme au schéma de la figure 3, où les transistors T_2 et T_3 sont les mêmes que les précédents. En négligeant les courants de base, écrire l'expression de I_{ref} en fonction de V_{BE2} . En déduire l'expression de I_o en fonction de I_{ref} , U_t , R_2 et I_{SBC} (le courant de saturation de la jonction de collecteur).

6. On donne $R_2 = 1 \text{ k}\Omega$, $U_T = 25 \text{ mV}$ et $I_{SBC} = 10^{-14} \text{ A}$. Tracer le graphe du courant I_o en fonction de I_{ref} pour I_{ref} compris entre 0 et 2 mA.

7. On donne $V_{CC2} = 15 \text{ V}$. Calculer la nouvelle valeur de R_1 nécessaire pour avoir $I_o = 0,6 \text{ mA}$.

Donner la valeur de R_1 normalisée à 10% la plus proche.

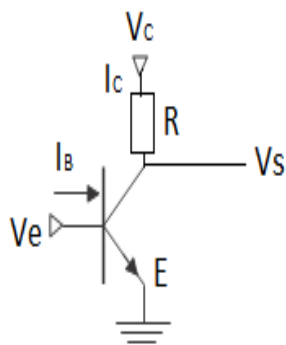


Figure 1

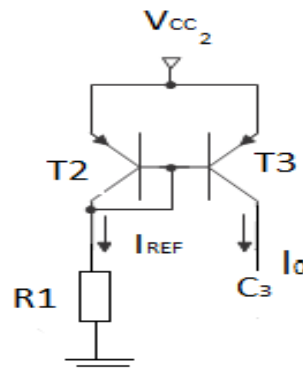


Figure 2

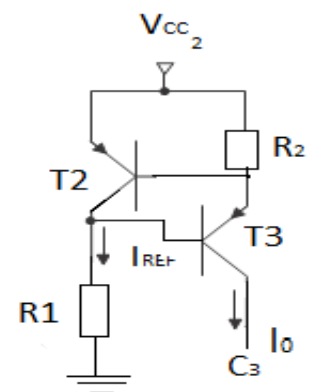


Figure 3

Chapitre 4

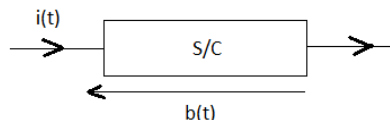
Bruits dans les composants

4.1. Introduction à la notion de bruit

Un signal est toujours affecté de petites fluctuations plus au moins importantes, appelées bruit électrique, bruit de fond ou tout simplement "Bruit". Il y a plusieurs types de bruits parmi lesquels :

4.2. Bruit de Grenaille

On l'observe dans les dispositifs parcourus par un courant de valeur moyenne non nulle, soit :



La tension $b(t)$, fluctue parce que le courant est constitué par une superposition de courants impulsionnels correspondant à la charge de l'électron, c'est le bruit de Grenaille, sa valeur efficace en courant est donnée par la relation de Schottky :

$$I_{eff} = \sqrt{2qI.\Delta f}$$

4.3. Bruit Thermique

Il est dû au mouvement aléatoire des porteurs de charges libres causé par l'agitation thermique. On l'observe dans les dispositifs résistifs, exemple : Résistance, zone neutre des semi-conducteurs.

Aux bornes d'une résistance, la tension de bruit thermique est :

$$B_{eff} = \sqrt{4k.T.R.\Delta f}$$

Avec, k : constant de Boltzmann ; T : la température et Δf : la bande passante.

4.4. Bruit en $\frac{1}{f}$

Il est dû à des défauts :

- ✓ Impuretés,
- ✓ Défauts dans le réseau cristallin (lacune),
- ✓ Interface/semi-conducteur (discontinuité).

Ce bruit diminue lorsqu'on améliore la qualité de fabrication des composants ; A chaque défaut est associée une constante de temps caractéristique : c'est l'inverse de la fréquence à laquelle un porteur est capturé puis relâché par ce piège, la densité spectrale de puissance du bruit est telle :

$$S_p(f) = \frac{k}{f}$$

4.5. Bruit Johnson

Bruit Johnson ou bruit dans une résistance, est issu de du mouvement aléatoire des porteurs de charges lors d'une agitation thermique induisant ainsi un courant et une tension aléatoires dans la résistance, la puissance de bruit disponible dans la résistance dans une bande de fréquence est :

$$P = k.T.\Delta f$$

4.6. Exemples

4.6.1. Bruit dans une jonction PN

Le passage du courant à travers la barrière de potentiel d'une jonction PN est dû aux électrons et aux trous qui traversent la zone de charge d'espace. Les porteurs sont injectés à des instants aléatoires, la traversée est très rapide, mais le nombre moyen de porteurs qui traversent par unité de temps est constant, c'est le courant continu. On peut représenter le courant par une succession d'impulsions arrivant au hasard.

Ce type de phénomènes suit une loi de probabilité de Poisson. La variance est égale à la valeur moyenne. Les fluctuations de puissance sont proportionnelles au courant continu :

$$i^2 = 2.q.I_{DC}.\Delta f$$

4.6.2. Bruit dans les transistors bipolaires

Il est déterminé par le bruit thermique de la résistance d'accès à la base :

$$r_{bb}$$

4.6.3. Bruit dans les transistors MOS

Deux sources principales dans un transistor MOS : le canal d'un transistor se comporte comme une résistance. Il génère donc du bruit thermique, on représente ce bruit par un courant entre drain et source.

$$i_D^2 = \frac{8}{3}.k.T.g_m$$

Le bruit en $\frac{1}{f}$: on le représente par une source de tension en série avec la grille.

$$V_G^2 = \frac{k}{f^\alpha}$$

Références

- 1- A. Maaouni, "Travaux pratiques d'électronique SMP5", Université Mohammed V, Faculté des Sciences, Rabat.
- 2- C. Peter – V 3.0, Polytech'Nice, Sophia.
- 3- A. Lequitte, Exercices corrigés, TSTLC.
- 4-C. Jutten,"Conception des systèmes électroniques analogique", Université Joseph Fourier, Polytech', Grenoble, Cours de deuxième année du département 3i ; Janvier 2007.
- 5- F. Milsant, "Cours d'électronique", Tome 3, Edition 5, Collection E. E. A, EYROLLES 1982.
- 6- A. P. Malvino, Ph. D, "Principes d'électronique", ISBN 0-07-077858-2, presses des Ateliers des sourds Montréal (1978) inc.
- 7-SIGMA, "Electronique des circuits intégrés, circuits en technologie bipolaire", Document de Synthèse, ESPCI, Paris Tech.
- 8- E. Belhaire, "Conception de Circuits Intégrés Analogiques", DESS Électronique, Université Paris sud — ORSAY — 2002.
- 9- P. Roux,"Polarisation du transistor bipolaire NPN ", 2004.
- 10-L. PICHON, "Introduction aux circuits intégrés analogique ", Cours Microélectronique, Master EEA 1e année, Université de Rennes1.