



*Institut National des Sciences Appliquées
135, avenue de Rangueil – 31077 Toulouse cedex 4 -
France*

**MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET
DE LA RECHERCHE**

DEPARTEMENT GENIE ELECTRIQUE & INFORMATIQUE

**Année Universitaire
2016 - 2017**

**SUPPORT DE
COURS**

*Amplification à base de
transistors bipolaires*

ORIENTATION : IMACS

3^{ème} ANNEE

AUTEURS : T.ROCACHER, M.AIME, P.TOUNSI, C. ESCRIBA

Introduction

Ce cours a été construit pour servir de support au bureau d'études visant à réaliser un amplificateur de puissance audio tout transistor.

On peut se demander, aujourd'hui, l'intérêt d'étudier le transistor. En effet, les techniques numériques (micro-contrôleur, DSP, FPGA...) se sont clairement imposées dans les métiers d'ingénieur en électronique. Néanmoins, l'étude de ce composant, le transistor, reste selon nous, incontournable, à bien des égards et notamment pour les raisons suivantes :

- la plupart des circuits électroniques a pour rôle de piloter un actionneur (moteur, haut-parleur, projecteurs...). En bout de chaîne, on trouve toujours un transistor de puissance ou autre semi-conducteur discret qui se charge de transmettre la puissance.
- le domaine de l'opto-électronique est très friand de ce genre de composants. On peut citer par exemple les opto-coupleurs (association d'une LED et d'un photo-transistor) qui permettent la transmission d'informations lumineuses abondamment utilisées soit en télécommunication, soit dans le domaine des capteurs.
- en électronique haute fréquence, VHF, UHF ..., le transistor est l'élément qui va permettre d'apporter du gain, là où l'amplificateur opérationnel ne peut plus.

Cette liste de champs d'application n'est pas exhaustive. On peut par exemple préciser que les schémas électroniques industriels sont souvent relativement complexes, et même si le transistor se fait rare dans beaucoup d'applications, il suffit d'en rencontrer un pour que la compréhension du circuit soit compromise.

Précisons enfin que la méthode d'analyse des montages à transistor est très intéressante, et passe par des concepts directement utilisables dans le domaine de l'automatique. Par ailleurs, c'est l'occasion de « rentrer à l'intérieur » d'un amplificateur opérationnel, et de comprendre les origines des offsets, CMRR.....

T.ROCACHER, M.AIME

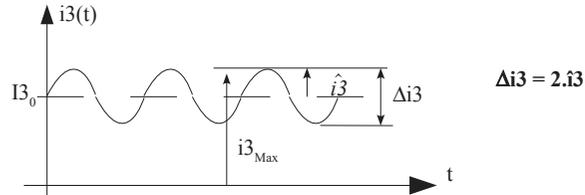
Ce cours se limite aux transistors bipolaires, en basse fréquence. Il est articulé en six parties:

Table des matières

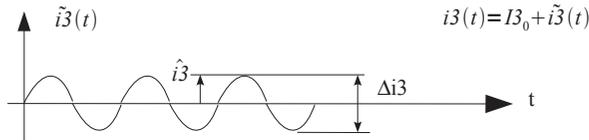
Convention de notation.....	3
1. Présentation du transistor bipolaire.....	4
1.1. Le type NPN.....	4
1.2. Analyse graphique d'un montage amplificateur avec un transistor NPN.....	6
1.3. Le type PNP.....	7
2. Modélisation d'un étage à transistor en basse fréquence.....	9
2.1. Impédance d'entrée dynamique.....	9
2.2. Impédance de sortie dynamique.....	9
2.3. Modèle dynamique d'un amplificateur	9
2.4. Autres paramètres importants d'un amplificateur.....	10
3. Amplification en tension et en courant petits signaux.....	11
3.1. Méthode d'analyse par schéma équivalent dynamique petits signaux.....	11
3.2. Montage à transistor en émetteur commun.....	14
3.3. Montage à transistor en collecteur commun.....	18
3.4. Choix des condensateurs de liaison.....	20
4. Comportement en forts signaux.....	21
4.1. Problème général de la saturation et du blocage.....	21
4.2. Dynamique de sortie pour étage émetteur commun.....	21
4.3. Dynamique de sortie pour étage collecteur commun	24
5. L'amplificateur différentiel.....	26
5.1. Approche par les caractéristiques exponentielles	26
5.2. Approche par le schéma équivalent dynamique.....	28
6. Etages de puissance.....	32
6.1. Montage push-pull classe B.....	32
6.2. Montage push-pull classe AB.....	34
6.3. Dissipation thermique.....	37
6.4. Stabilité thermique du push-pull en classe AB.....	40
6.5. Les montages Darlington.....	44
7. Bibliographie	45

Convention de notation

Soit la grandeur courant i_3 , dont la représentation temporelle est la suivante :
grandeur complète (y compris la composante continue – mode DC d'un oscilloscope)



grandeur alternative seule (la composante continue est exclue – mode AC d'un oscilloscope)



Notations – domaine temporel:

- $i_3(t)$: grandeur courant i_3 en fonction du temps, instantanée (abus d'écriture, i_3)
- I_{3_0} : composante continue de $i_3(t)$ (abus d'écriture I_3)
- $\tilde{i}_3(t)$: composante alternative du courant i_3 . (abus d'écriture \tilde{i}_3)
- \hat{i}_3 : amplitude maximale de la composante alternative \tilde{i}_3
- Δi_3 : amplitude crête à crête de la composante alternative \tilde{i}_3
- $i_{3_{Max}}$: amplitude maximale pour i_3 . Comprend aussi la composante continue
- $I_{3_{eff}}$: valeur efficace vraie de i_3 .

Notations – domaine fréquentiel, Laplace:

- $\underline{I_3}(j\omega)$: transformée de Fourier de \tilde{i}_3 (abus d'écriture \underline{i}_3)
- $\underline{I_3}(p)$: transformée de Laplace de \tilde{i}_3 (abus d'écriture \underline{i}_3)

NB : seule la composante alternative des signaux nous intéresse dans le domaine fréquentiel

Rappel :

Valeur efficace d'un signal $s(t)$ non périodique

$$s_{eff}^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} s(t)^2 dt$$

Pour un signal périodique, on enlève la limite

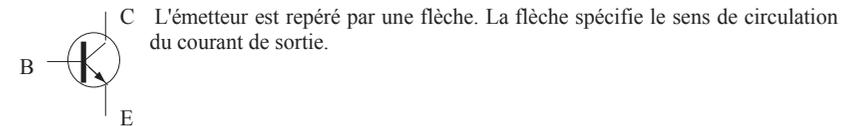
1. Présentation du transistor bipolaire

Il existe deux sortes de transistors bipolaire : Le type NPN et le type PNP. On dit qu'ils sont complémentaires, c'est à dire que l'un travaille avec des grandeurs courant et tension positives (le NPN) et l'autre avec des grandeurs négatives (le PNP). Après une présentation des deux types de composants, nous verrons au fil du cours l'utilité de l'un et de l'autre.

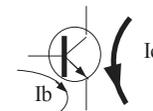
1.1. Le type NPN

Il s'agit d'un composant à 3 broches : la **base**, l'**émetteur** et le **collecteur**. Le circuit base-émetteur est le circuit d'entrée (de commande). Le courant mis en jeu est faible. Le circuit collecteur-émetteur est le circuit de sortie (de puissance). Le courant est beaucoup plus grand que celui qui circule en entrée. Les grandeurs représentées dans ce paragraphe sont **continues**.

Symbole :



Fonctionnement :



Quand un courant $I_b > 0$, parcourt le circuit base-émetteur (on dit que le courant traverse la **jonction** base-émetteur), alors un courant beaucoup plus important circule entre collecteur et émetteur (typiquement 100 fois plus élevé). Le rapport entre courant de base, I_b , et courant de collecteur, I_c , est une constante que l'on note β . La loi de Kirshoff nous

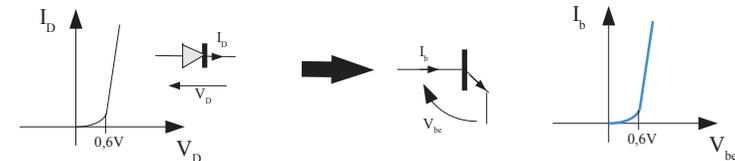
permet de dire que I_e (émetteur) = $I_c + I_b$. Or, comme I_b est bien plus faible que I_c , on peut affirmer que le courant I_e est égal au courant I_c .

En résumé, et dans un premier temps, nous pouvons dire que :
 si un courant $I_b > 0$ traverse la jonction base-émetteur, alors,

- $I_c = \beta \cdot I_b$
- $I_c = I_e$

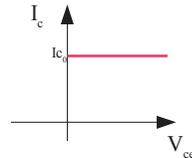
Caractéristiques d'entrée du transistor NPN:

La jonction be est en réalité une diode :



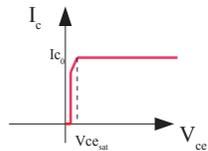
Caractéristiques de sortie du transistor NPN:

Supposons que le transistor soit traversé, au niveau de sa base, par un courant I_{b0} . Alors, d'après ce que nous avons vu précédemment, la caractéristique devrait prendre l'allure suivante (avec $I_{c0} = \beta \cdot I_{b0}$) :



Dans la réalité, le transistor présente une **saturation**. Ce phénomène se produit lorsque la tension V_{ce} devient trop faible.

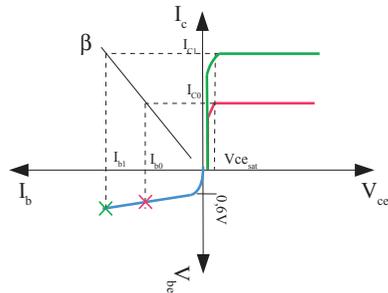
Voici donc une caractéristique qui se rapproche un peu plus de la réalité :



La tension V_{ce} , pour laquelle le phénomène de saturation est observé, est usuellement notée $V_{ce\text{-sat}}$. Typiquement, elle a pour valeur 0,2 à 0,5V pour les transistors de faible puissance, et plus d'1V pour les transistors de puissance.

Caractéristiques complètes d'un transistor NPN

A partir des deux courbes présentées, nous allons construire le réseau de caractéristiques complet du transistor. A quoi cela sert-il ? Comme nous allons le montrer, le réseau de caractéristiques va permettre une approche graphique du phénomène d'amplification.



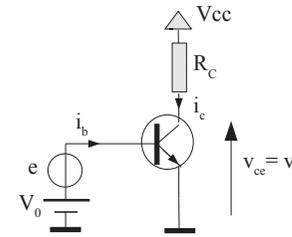
Interprétation graphique :

Sur cette figure, on peut voir deux points de **polarisation** distincts. Ces points sont définis sur la courbe bleue par 2 courants, I_{b0} et I_{b1} . Considérons la polarisation I_{b1} . Cette valeur impose alors forcément la courbe verte de sortie. Ainsi, ce sont les éléments (résistances, inductances...) qui seront placés autour du circuit de sortie qui vont fixer un point précis sur la courbe verte. Il est bien évident que le transistor ne fonctionnera en amplificateur

(linéaire) que si on travaille à $V_{ce} > V_{ce\text{-sat}}$. La droite qui figure dans le quadrant $I_c = f(I_b)$ représente la proportionnalité existante entre I_b et I_c (gain en courant β).

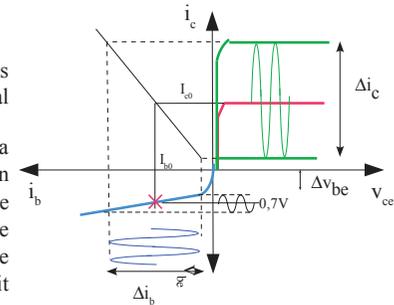
1.2. Analyse graphique d'un montage amplificateur avec un transistor NPN

Soit le montage suivant (à but explicatif uniquement, car il n'est pas directement implémentable – thermiquement instable) :



Supposons :
 $V_0 = 0.7V$,
 e est sinusoïdal d'amplitude 100mV.

Représentons ces signaux sur le réseau de caractéristiques du transistor :

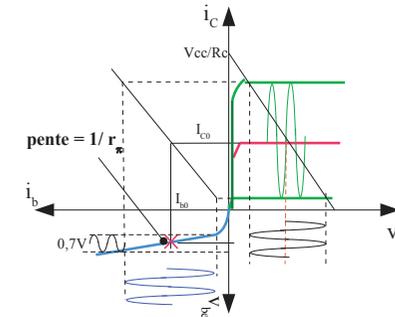


Sans même tenir compte de R_c , nous pouvons voir comment évolue le signal sinusoïdal d'entrée.

Grâce à la caractéristique d'entrée, la variation de tension $v_{be} = e$ se change en variation de courant de base, \tilde{i}_b (courbe bleue). Ensuite, cette variation est amplifiée (β). On retrouve alors une sinusoïde de courant conséquente, \tilde{i}_c dans le circuit collecteur-émetteur du transistor (courbe verte).

Finalement, la résistance R_c n'a d'autre rôle que celui de transformer la variation de courant \tilde{i}_c , en une variation de tension v_{ce} . Pour ce faire, il faut **coupler** les caractéristiques du transistor à celle de la résistance R_c .

La mise en relation de i_c et v_{ce} par R_c donne : $V_{cc} = v_{ce} + R_c \cdot i_c$, où encore, $i_c = V_{cc}/R_c - v_{ce}/R_c$ (droite de pente $-1/R_c$, d'ordonnée à l'origine V_{cc}/R_c . On obtient alors :



On comprend bien ici l'effet d'amplification (sinus noir sur l'axe de V_{ce}).

Cette construction permet de bien voir la chaîne qui constitue l'amplification. C'est la pente de la droite d'entrée (bleue) qui opère la première transformation tension/courant. Or cette pente n'est autre que l'inverse de la **résistance dynamique**, r_{π} de la jonction be.

Ainsi $\Delta i_b = \text{pente} \cdot \Delta v_{be} = (1/r_{\pi}) \cdot \Delta v_{be}$

Ensuite, la variation de courant Δi_c s'obtient par multiplication par β , $\Delta i_c = \beta \cdot \Delta i_b$ donc

$$\Delta i_c = (\beta/r_\pi) \cdot \Delta v_{be}$$

Pour finir, on relie la variation de v_{ce} par rapport à i_c en utilisant la pente $-1/R_c$. On obtient alors:

$$\Delta i_c = -(1/R_c) \cdot \Delta v_{ce}$$

Soit encore :

$$\Delta v_{ce} = -(R_c \cdot \beta / r_\pi) \cdot \Delta v_{be}$$

c'est à dire, $\frac{\tilde{v}_{ce}}{\tilde{v}_{be}} = \frac{\tilde{v}_s}{\tilde{e}} = -\frac{R_c \cdot \beta}{r_\pi}$

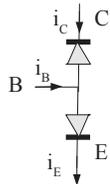
L'amplification A_v en tension de cet étage est donc $-(R_c \cdot \beta / r_\pi)$.

Pour conclure sur ces constructions, on peut dire que cela éclaire le fonctionnement du transistor (pour ceux qui ont une sensibilité graphique...) mais elles présentent des limitations. En effet, quand le montage se complique, il est moins évident de « faire parler » le graphique et nous utilisons alors un outils très efficace : **le schéma dynamique équivalent** (cf. Chapitre 3).

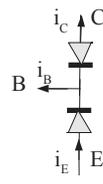
1.3. Le type PNP

Le transistor NPN est composé de deux diodes. L'une entre base et émetteur, bien connue maintenant. La seconde est entre base et collecteur. La différence entre les deux types réside dans le sens des diodes :

Type NPN :



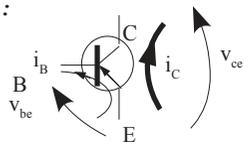
Type PNP:



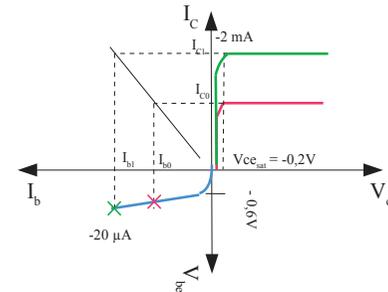
Dans le cas du transistor NPN, nous avons vu que la diode base-émetteur fonctionne de manière très classique. Il en va tout autrement pour la jonction base-collecteur. En effet, cette diode est dans le sens opposé à i_c . Pourtant, elle va tout de même conduire grâce au fait que la base (type P) est de taille très réduite. La présence d'un courant de base va influencer (par la proximité des jonctions) le comportement de la diode base-collecteur qui va devenir conductrice. Le cours de semi-conducteur de 4AE permettra de faire la lumière sur ce phénomène, appelé « effet transistor ».

Pour le type PNP, on observe exactement le même comportement, sauf que les courants et tensions changent tous de signe

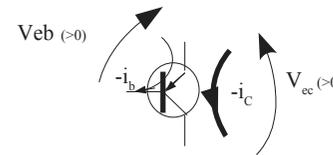
Symbole :



Caractéristiques complètes d'un transistor PNP

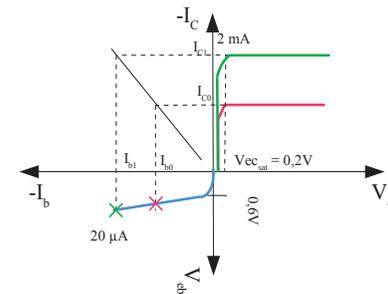


Le réseau est donc très similaire à celui d'un transistor NPN. Toutefois, les valeurs négatives peuvent être troublantes. Par ailleurs le symbole présenté plus haut (quoique rigoureusement exact) n'est quasiment jamais représenté dans ce sens. On préfère donc raisonner avec des grandeurs inversées de manière à ce que les valeurs restent positives :



D'où le réseau de caractéristiques suivant :

Caractéristiques complètes d'un transistor PNP, grandeurs inversées, valeurs positives



2. Modélisation d'un étage à transistor en basse fréquence

Ce chapitre a pour but de préciser le modèle vers lequel il faut tendre lorsque l'on caractérise un étage à transistor (ou même un étage à AOP...). Un amplificateur à transistor (ou autre) s'intercale entre une source de tension (ou de courant), le capteur, et une charge (résistance, haut-parleur), l'actionneur. Connaissant le niveau de sortie du capteur et le niveau requis pour l'actionneur, on peut en déduire l'amplification nécessaire. Or un amplificateur, lorsqu'il est connecté à un capteur le perturbe puisqu'il constitue une charge pour le capteur. De la même manière la charge perturbe l'amplificateur. Il est donc tout à fait primordial d'aborder les notions d'impédances d'entrée et de sortie. Par ailleurs, un amplificateur est souvent composé de plusieurs étages à transistors, dont l'interconnexion présente le même type de problème.

2.1. Impédance d'entrée dynamique

Soit un circuit attaqué par une tension $e(t)$. Ce circuit va absorber un courant $i_e(t)$. Ce qui nous intéresse c'est de prévoir le courant alternatif $\tilde{i}_e(t)$ en fonction de la tension alternative $\tilde{e}(t)$. C'est l'**impédance dynamique** qui permet de faire ce lien.

On la note $Z_e(j\omega)$ ou tout simplement Z_e :

$$Z_e = \frac{e}{i_e}$$

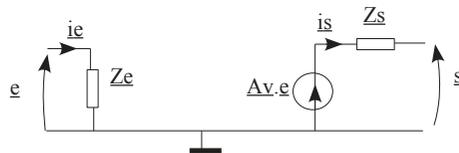
2.2. Impédance de sortie dynamique

Soit un circuit qui fournit une tension $s(t)$. On le relie à une charge. Celle-ci va absorber un courant $i_s(t)$. L'impédance dynamique de sortie est celle du modèle de Thévenin associé à $s(t)$. Elle va donc provoquer une chute de tension et donc une perte lorsqu'un courant $i_s(t)$ est demandé par la charge.

2.3. Modèle dynamique d'un amplificateur

On suppose que l'amplificateur fournit une amplification en tension A_v entre son entrée et sa sortie, lorsque celle-ci est à vide. On considère aussi que l'entrée est une source de tension parfaite (résistance interne nulle).

Le modèle d'amplificateur peut alors être schématisé comme ceci :



La détermination de l'impédance d'entrée est assez simple, la loi d'Ohm suffit. Toutefois, ce calcul doit être fait en considérant l'impédance de charge (non représentée) connectée en sortie. En effet, dans certains montages, l'impédance d'entrée est fonction de l'impédance de charge.

L'impédance de sortie est plus délicate à identifier. Deux approches sont possibles. Soit on place l'entrée e à 0, puis on applique une loi d'Ohm en sortie et donc

$$Z_s = \frac{-s}{i_s}$$

Une autre approche consiste à déterminer la tension à vide (charge infinie), $s_0 = A_v \cdot e$ puis à placer la sortie en court-circuit (charge nulle), $i_{s_{cc}} = \frac{A_v \cdot e}{Z_s} = \frac{s_0}{Z_s}$. Alors :

$$Z_s = \frac{s_0}{i_{s_{cc}}}$$

Cette dernière méthode est souvent la plus efficace,

2.4. Autres paramètres importants d'un amplificateur

Les trois définitions précédentes (impédance dynamique d'entrée, impédance dynamique de sortie, schéma équivalent dynamique) ne traitent que des aspects dits « petits signaux » ou encore des régimes alternatifs. En effet, on ne voit pas avec ces grandeurs, les notions **d'excursion en tension** (saturation), de **tension continue présente à la sortie**, ou même de **courant continu absorbé en entrée**. Ces notions sont importantes, ou plutôt complémentaires, et nous verrons dans le chapitre 4 comment les déterminer.

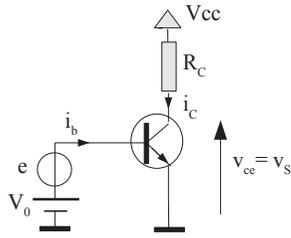
3. Amplification en tension et en courant petits signaux

Dans ce chapitre nous allons étudier deux types de montage : le montage à *transistor en émetteur commun*, puis le montage à *transistor en collecteur commun*. Pour chacun d'eux, nous allons nous ramener au schéma d'amplificateur petit signaux vu précédemment, on utilisera le type NPN. Nous pourrions ainsi déterminer les amplifications, les impédances dynamiques. Ce type d'analyse est typiquement l'analyse AC que l'on peut faire sur un simulateur analogique comme SPICE. Voyons dans un premier temps la méthode d'analyse par schéma équivalent petit signaux.

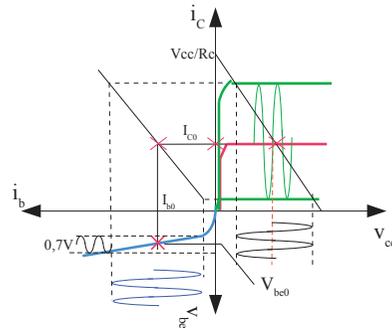
3.1. Méthode d'analyse par schéma équivalent dynamique petits signaux

L'idée du schéma équivalent dynamique repose sur la séparation des aspects polarisation et dynamique. Le schéma dynamique équivalent, comme on va le voir, est un circuit abstrait, dont les valeurs de certains paramètres dépendent de la polarisation. Mais lorsque ces valeurs sont fixées, alors l'analyse dynamique est **totalemnt découplée** des tensions continues de polarisation. Et par l'analyse du circuit dynamique équivalent, on va pouvoir, de manière simple, retrouver la formule de l'amplification $R_c/\beta r_\pi$.

Reprenons l'exemple vu au chapitre 1 :



L'analyse graphique était la suivante :



Nous avons alors obtenu le résultat suivant :

$$\frac{\tilde{v}_{CE}}{\tilde{v}_{BE}} = \frac{\tilde{v}_S}{\tilde{e}} = -\frac{R_c \cdot \beta}{r_\pi}$$

Si l'on observe bien le graphe, on voit que les grandeurs *dynamiques* (les variations sinusoïdales, noires, bleues, vertes) viennent se **superposer** aux grandeurs de *polarisation*, notées en rouge. On voit également, que ce sont les grandeurs de polarisation qui fixent certains paramètres qui vont jouer sur *l'amplification dynamique*. Par exemple, la résistance r_π dépend du courant de repos I_{b0} . L'idée du schéma équivalent dynamique repose sur la séparation des aspects polarisation et dynamique. Ce n'est ni plus ni moins que l'application du théorème de superposition.

Détermination de r_π :

Sur le graphique précédent, les variations \tilde{v}_{ce} sont proportionnelles à \tilde{i}_c , lui même proportionnel à \tilde{i}_b . Par contre, \tilde{i}_b n'est pas proportionnel à \tilde{v}_{be} . En effet, la courbe est exponentielle. C'est précisément à ce niveau que l'on doit faire l'hypothèse des petit signaux. En effet, si mathématiquement, la variation \tilde{v}_{be} correspond à $d\tilde{v}_{be}$, et \tilde{i}_b à $d\tilde{i}_b$.

$$\text{La pente } \frac{\tilde{i}_b}{\tilde{v}_{be}} = \frac{d\tilde{i}_b}{d\tilde{v}_{be}}$$

Or, la relation qui relie le courant et la tension d'une diode est :

$I_D = I_S \cdot (\exp(\frac{V_D}{u_T}) - 1)$ ce qui est donne $i_b = I_S \cdot \exp(\frac{v_{be}}{u_T})$ en considérant $v_{be} \gg u_T$. On rappelle que $u_T \approx 25\text{mV}$ à 298°K (25°C), en toute rigueur $u_T = kT/q$ (K, constante de Boltzman). I_S est le courant de *saturation inverse*.

Dérivons l'expression,

$$\frac{d\tilde{i}_b}{d\tilde{v}_{be}} = \frac{I_S}{u_T} \cdot \exp(\frac{v_{be}}{u_T})$$

En appliquant cette relation en $v_{be} = V_{be0}$, (donc $i_b = I_{b0}$), et en remarquant que

$$I_{b0} = I_S \cdot \exp(\frac{V_{be0}}{u_T}), \text{ on obtient la pente en ce point :}$$

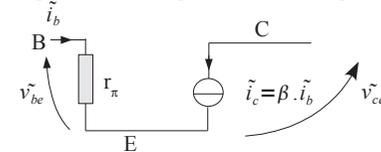
$$\frac{d\tilde{i}_b}{d\tilde{v}_{be}} = \frac{I_S}{u_T} \cdot \exp(\frac{V_{be0}}{u_T}) = \frac{I_{b0}}{u_T} = \frac{1}{r_\pi}, \text{ on en déduit } r_\pi = \frac{\tilde{v}_{be}}{\tilde{i}_b} = \frac{u_T}{I_{b0}} = \frac{\beta \cdot u_T}{I_{c0}}$$

Maintenant, et à condition de rester à faible signaux pour \tilde{v}_{be} , alors on a une relation linéaire depuis l'entrée \tilde{v}_{be} , jusqu'à la sortie \tilde{v}_{ce} . C'est le modèle petit signaux du transistor qui va matérialiser ces constats graphiques par un schéma électrique.

démarche générale pour obtenir le schéma équivalent dynamique d'un montage à transistor:

1- **Polarisation** : on procède à l'analyse du schéma électrique uniquement en fonction des tensions continues. On supprime donc tous les condensateurs. On utilise la loi des mailles et la loi des noeuds.

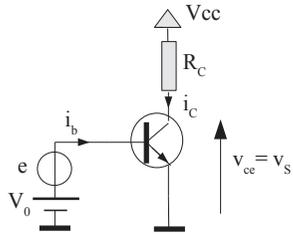
2- **Dynamique** : A partir des valeurs de polarisation, on détermine les éléments qui en dépendent (r_π en particulier). On trace le schéma équivalent dynamique à la fréquence considérée ou dans la plage de fréquence considérée. Pour cela, toutes les **sources continues** sont **remplacées** par leurs **résistances internes** (nulle pour un générateur de tension parfait, infini, pour un générateur de courant parfait). On remplace le transistor par son schéma équivalent :



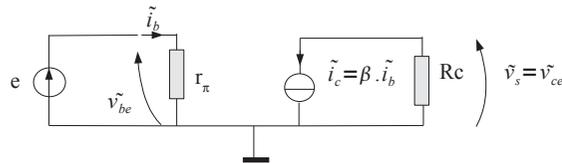
NB: ce schéma est le plus simple que l'on puisse trouver. Il est valable aux basses fréquences.

Exemple :

On va reprendre le même schéma que précédemment afin de converger vers les mêmes résultats en terme d'expression. Nous n'utiliserons pas encore de valeurs numériques.



Comme les valeurs numériques ne sont pas indiquées, l'étape de calcul des polarisation n'est pas traitée. Pour obtenir le schéma équivalent dynamique du montage, il suffit de placer Vcc à 0V, V0 à 0V, et d'utiliser le modèle dynamique du transistor :



La tension \tilde{v}_s vaut $-R_C \tilde{i}_c$, c'est à dire :

$$\tilde{v}_s = -\beta \cdot R_C \cdot \tilde{i}_b$$

et

$$\tilde{i}_b = \frac{\tilde{v}_{be}}{r_\pi} \text{ donc,}$$

$$\frac{\tilde{v}_s}{\tilde{e}} = -\beta \cdot \frac{R_C}{r_\pi}$$

La formule est bien la même que celle obtenue graphiquement.

Remarque : La résistance dynamique de la jonction be, r_π , est donnée par :

$$r_\pi = \frac{\tilde{v}_{be}}{\tilde{i}_b} = \frac{u_T}{I_{b0}} = \frac{\beta \cdot u_T}{I_{c0}}$$

Ainsi, l'amplification précédente peut aussi s'écrire :

$$\frac{\tilde{v}_s}{\tilde{e}} = \frac{-R_C \cdot I_{c0}}{u_T}$$

3.2. Montage à transistor en émetteur commun

La dénomination « émetteur commun » vient du fait que lorsqu'on trace le schéma équivalent, l'émetteur du transistor se retrouve relié à la référence 0V. La référence est parfois appelé le « commun ».

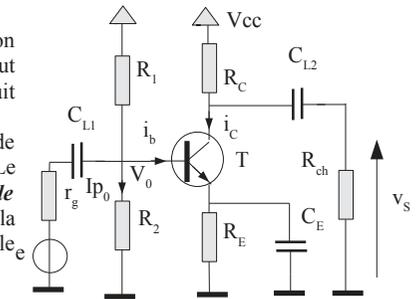
3.2.1. Présentation du montage étudié

L'exemple précédent (un émetteur commun !) était un cas d'école, bien utile pour fixer les concepts fondamentaux des montages à transistor. Ceci dit, il n'est pas satisfaisant dans la pratique car il dérive beaucoup trop en température.

On lui préfère le montage suivant :

Avant de se jeter dans les calculs, il est bon d'adopter une approche qualitative. Ce n'est peut être pas évident à première vue, mais ce circuit est quasiment le même que le précédent.

R1 et R2 ont pour rôle de fabriquer la source de tension V0 qui polarise la base de T. Le condensateur C_{L1} est un condensateur de liaison. Sa fonction est de superposer à la tension continue V0, la tension d'entrée variable e. Finalement, R1, R2, C_{L1}, Vcc et e, remplacent la pile V0 et e du schéma précédent.



Au niveau de l'émetteur, R_E, va permettre de régler finement le courant de polarisation I_{c0} (et donc I_{b0}). En effet, si V0 est fixé, la tension d'émetteur l'est aussi (avec 0,6V de moins). Par conséquent, une simple loi d'Ohm sur R_E donne le courant I_{c0}. Le condensateur C_E, s'il est bien choisi, doit avoir une impédance très faible à la fréquence de travail. Ainsi, lorsqu'on établira le schéma équivalent dynamique, l'émetteur va se retrouver à 0V (tout comme l'exemple précédent !).

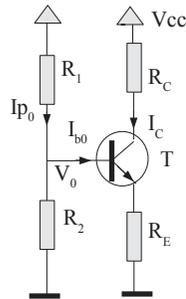
Enfin, ce montage attaque une résistance de charge, R_{ch}. Là aussi, un condensateur de liaison est nécessaire.

Valeurs des composants du montage (NB: on veut faire fonctionner ce montage entre 1kHz et 50kHz)

- Vcc = 15V
- Rc = 4,7k
- Re = 5,6k
- R1 = 18k
- R2 = 10k
- Rch = 4,7k
- Rg = 1k
- C_{L1} = 1uF
- C_{L2} = 1uF
- C_E = 10uF
- T: 2N2222, β = 100

3.2.2. Calcul des polarisations : I_{C0} , I_{B0} , I_{P0} , V_{C0} , V_{E0} , V_{B0} .

On utilise le schéma suivant (débarrassé de tous les condensateurs et autres sources variables) :



On va supposer (pour plus de simplicité) que $I_{B0} \ll I_{P0}$. Cette hypothèse sera vérifiée en fin d'analyse.
 $V_0 = V_{B0} = R_2 \cdot V_{CC} / (R_1 + R_2) = 5,35V$
 On en déduit alors $V_{E0} = V_{B0} - 0,6V = 4,75V$
 Le courant I_{C0} (ajusté par R_E) vaut donc : $I_{C0} = V_{E0} / R_E = 848\mu A$
 Le courant I_{B0} est donc $8,48 \mu A$ (I_{C0} / β)
 Le potentiel de collecteur est $V_{C0} = V_{CC} - R_C \cdot I_{C0} = 11V$
 Le courant de pont, I_P , vaut $V_{CC} / (R_1 + R_2) = 0,53 \text{ mA}$, ce qui est bien plus grand que $8,48 \mu A$! L'hypothèse est donc justifiée.

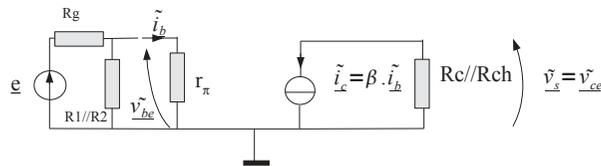
Détermination de r_{π} : $r_{\pi} = u_T / I_{B0} = 2,9k\Omega$.

3.2.3. Détermination du gain dynamique dans la plage de fréquence voulue

On suppose que dans la plage 1kHz à 50kHz, les trois condensateurs agissent comme des court-circuits.

NB: Le rôle des ces condensateurs est de constituer des « ponts » pour les fréquences souhaitées (court-circuit dynamique) et des « pièges » pour les fréquences basses non désirées, notamment la fréquence nulle (circuit ouvert statique).

Le schéma dynamique peut alors se faire, pour cette fréquence là au moins, en remplaçant tous les condensateurs par des fils. On obtient alors:



Ce schéma incorpore tous les éléments, y compris la résistance de générateur, R_g , mais aussi la résistance de charge R_{ch} .

La tension v_{be} s'obtient par un simple pont diviseur $v_{be} = \tilde{e} \cdot \frac{r_{\pi} // R_1 // R_2}{r_{\pi} // R_1 // R_2 + R_g}$

L'amplification **en charge**, en s'inspirant de la formule exprimée dans l'exemple 1 est donc :

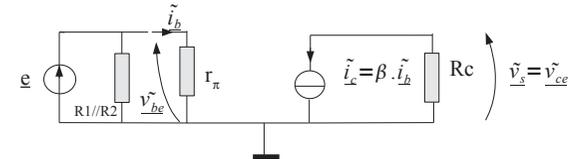
$$A_v = \frac{v_s}{\tilde{e}} = \frac{-(R_C // R_{ch}) \cdot I_{C0}}{u_T} \cdot \frac{r_{\pi} // R_1 // R_2}{r_{\pi} // R_1 // R_2 + R_g}$$

AN : $R_C // R_{ch} = 2,35k$ $r_{\pi} // R_1 // R_2 = 2k$
Amplification $A_v = -(2,35 \cdot 0,848 / 25e-3) \cdot 2 / (2+1) = 53$
Gain $G_v = 20 \log A_v = 34,5 \text{ dB}$

Le raisonnement précédent, quoique tout à fait exact, n'est pas très pratique pour déterminer un nouveau gain si R_g change ou si R_{ch} change. Reprenons l'étude de l'amplification mais en faisant abstraction de la source et de la charge.

3.2.4. Modèle de l'amplificateur seul (pas de charge, pas de résistance de générateur)

($R_g = 0$, $R_{ch} = \infty$)



calcul de l'amplification A_{v0}

Les résistances R_1 et R_2 n'interviennent pas dans le calcul de l'amplification puisque e est directement appliquée à la base, $e = v_{be}$.

Directement,

$$A_{v0} = \frac{v_s}{\tilde{e}} = \frac{-R_C \cdot I_{C0}}{u_T}$$

AN :

Amplification $A_{v0} = -(4,7 \cdot 0,848 / 25e-3) = 159$
Gain $G_{v0} = 20 \log A_{v0} = 44 \text{ dB}$

calcul de l'impédance d'entrée

directement :

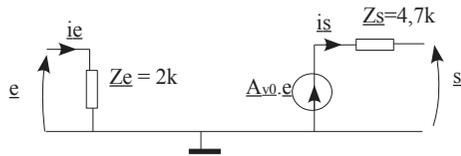
$$Z_e = \frac{\tilde{e}}{i_e} = r_{\pi} // R_1 // R_2 = 2k$$

calcul de l'impédance de sortie

$$Z_s = \frac{s_0}{i_{s_{ce}}}, \quad s_0 = \frac{-\beta \cdot v_{be} \cdot R_C}{r_{\pi}} \cdot e \quad \text{et} \quad i_{s_{ce}} = \frac{-\beta \cdot v_{be}}{r_{\pi}}$$

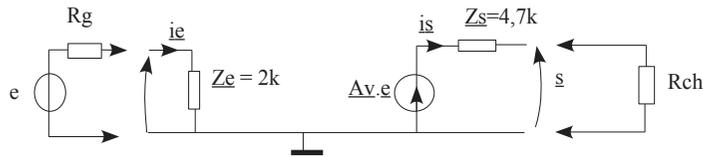
ce qui donne $Z_s = R_C = 4,7k$

Modèle de l'amplificateur seul :



A vide, si l'amplificateur est attaqué par un générateur parfait ($R_g = 0$), alors il présente une amplification de 159 (soit 44 dB).

Si maintenant, on charge la sortie par R_{ch} et que le générateur d'entrée a une impédance R_g , alors l'amplification va subir deux atténuations, l'une en entrée (pont diviseur $R_g - Z_e$) et une en sortie (pont diviseur $Z_s - R_{ch}$) :



L'expression de l'amplificateur A_v est alors toute naturelle :

$$A_v = \frac{s}{e} = \frac{Z_e}{R_g + Z_e} \cdot A_{v0} \cdot \frac{R_{ch}}{R_{ch} + Z_s}$$

AN :

$$A_v = \frac{s}{e} = \frac{2k}{1k + 2k} \cdot 159 \cdot \frac{4,7k}{4,7k + 4,7k} = 53. \text{ (CQFD)}$$

NB: Il est recommandé de procéder de cette manière pour caractériser des étages d'amplification. En effet, on imagine très bien lorsque plusieurs étages se suivent, qu'il est très facile de définir l'amplification globale en charge. **C'est le produit de toutes les amplifications à vide et de tous les ponts diviseurs qui se forment entre chaque étage.**

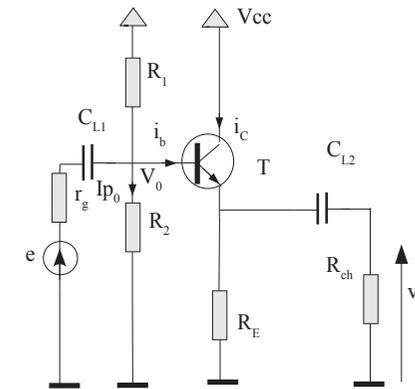
NB: Ce n'est pas le cas dans le montage étudié, mais il arrive parfois que l'impédance d'entrée d'un étage dépende non seulement de l'étage mais aussi de sa résistance de charge. De même pour la résistance de sortie qui peut être influencée par l'impédance de générateur.

Enfin, précisons que l'étage émetteur commun qui vient d'être analysé possède plusieurs variantes. Par exemple, on peut remplacer la résistance R_c par un circuit RLC parallèle pour faire un amplificateur sélectif. On peut aussi faire un *découplage partiel* de l'émetteur, c'est à dire ajouter une résistance en série avec la condensateur C_E .

3.3. Montage à transistor en collecteur commun

Comme son nom l'indique ce montage va conduire à un schéma équivalent dynamique dans lequel le collecteur sera relié au commun (le 0V).

3.3.1. Présentation du montage étudié



Reprenons les mêmes valeurs que pour le montage émetteur commun du § 3.2 :

- $V_{cc} = 15V$
- $R_e = 5,6k$
- $R_1 = 18k$
- $R_2 = 10k$
- $R_{ch} = 4,7k$
- $R_g = 1k$
- $C_{L1} = 1\mu F$
- $C_{L2} = 1\mu F$
- T: 2N2222, $\beta = 100$

3.3.2. polarisation du montage

La tension V_0 ainsi que le courant I_{C0} n'ont aucune raison de changer par rapport au montage étudié en 3.2 :

$$V_0 = V_{B0} = R_2 \cdot V_{cc} / (R_1 + R_2) = 5,35V$$

On en déduit alors $V_{E0} = V_{B0} - 0,6V = 4,75V$

Le courant I_{C0} (ajusté par R_E) vaut donc : $I_{C0} = V_{E0} / R_E = 848\mu A$

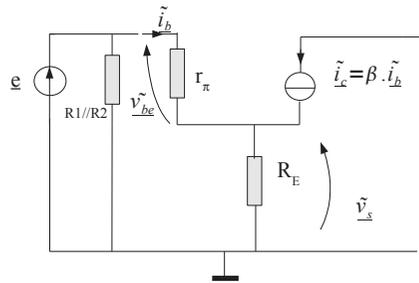
Le courant I_{B0} est donc **8,48 μA** (I_{C0} / β)

Le courant de pont, I_p , vaut $V_{cc} / (R_1 + R_2) = 0,53 \text{ mA}$, ce qui est bien plus grand que $8,48 \mu A$! L'hypothèse est donc justifiée.

Détermination de r_{π} : $r_{\pi} = u_T / I_{B0} = 2,9k$.

3.3.3. Détermination de l'amplification en tension

Nous allons raisonner sur le schéma équivalent en omettant la charge et en considérant le générateur parfait (bien sûr, les condensateurs de liaison sont des court-circuits dynamiques) :



$$\tilde{v}_s = R_E \cdot (\beta + 1) \cdot \tilde{i}_b$$

En appliquant la loi d'Ohm,

$$\tilde{z} = r_\pi \cdot \tilde{i}_b + (\beta + 1) \cdot \tilde{i}_b \cdot R_E \text{ donc } \tilde{i}_b = \frac{\tilde{z}}{r_\pi + (\beta + 1) \cdot R_E} \quad (1)$$

On en déduit l'amplification à vide

$$A_{vid} = \frac{\tilde{v}_s}{\tilde{z}} = \frac{(\beta + 1) \cdot R_E}{r_\pi + (\beta + 1) \cdot R_E} \text{ dans le cas fréquent où } R_E \cdot (\beta + 1) \gg r_\pi, \text{ on voit que l'amplification en tension est de l'ordre de l'unité.}$$

Ce résultat pouvait se prévoir. En effet, si l'on considère que la tension v_{be} varie très peu autour de 0,6 V, on conçoit bien que la tension d'émetteur suit les variations de la base. C'est d'ailleurs pour ça qu'on appelle souvent ce montage « *émetteur suiveur* ».

3.3.4. Impédance d'entrée

Intuitivement, on sent bien que la résistance de charge va affecter l'impédance d'entrée. En effet, R_{ch} vient en parallèle sur R_E . Il faut donc bien la prendre en compte. Sur la base de cette réflexion, d'après (1) et en se référant au schéma dynamique ci-dessus, il vient

$$Z_e = R1 // R2 // (r_\pi + (\beta + 1) \cdot R_E // R_{ch})$$

AN : $RE // R_{ch} = 2,55k\Omega$ donc $r_\pi + (\beta + 1) \cdot R_E // R_{ch} = 260k\Omega$
donc $Z_e = 6,27k\Omega$.

Remarque : L'intérêt de ce montage est d'offrir une grande impédance d'entrée. La valeur de 260k déterminée en témoigne. Le seul problème, c'est que le pont de polarisation vient gâcher cette grande valeur. Il aurait été plus judicieux d'augmenter proportionnellement $R1$ et $R2$ pour augmenter Z_e .

3.3.5. Impédance de sortie (on raisonne toujours sur le même schéma dynamique)

Déterminons l'impédance de sortie en considérant le générateur parfait (impédance $R_g = 0$).

$$Z_S = \frac{s_0}{i_{s_{cc}}}, \quad s_0 = A_{v0} \cdot e = \frac{(\beta + 1) \cdot R_E}{r_\pi + (\beta + 1) \cdot R_E} \cdot e$$

Re est court-circuitée.

$$i_{s_{cc}} = (\beta + 1) \cdot i_b \text{ et } i_b = \frac{e}{r_\pi} \text{ donc } i_{s_{cc}} = (\beta + 1) \cdot \frac{e}{r_\pi}$$

$$\text{on en déduit } Z_S = \frac{r_\pi \cdot R_E}{r_\pi + (\beta + 1) \cdot R_E}$$

dans le cas fréquent où on peut faire l'approximation $(\beta + 1) \cdot R_E \gg r_\pi$, alors,

$$Z_S = \frac{r_\pi}{(\beta + 1)} \quad \text{AN : } Z_S = 28 \Omega.$$

Remarque :

Si le montage collecteur commun est à polarisation directe (c'est le générateur qui polarise la base du transistor), alors $R1$ et $R2$ disparaissent. Dans ce cas, il est facile de montrer que:

$$Z_e = (r_\pi + (\beta + 1) \cdot R_E // R_{ch}) \text{ et}$$

$$Z_S = \frac{r_\pi + R_g}{(\beta + 1)}$$

Il est donc tout à fait intéressant de préciser que l'impédance de sortie est (à peu de choses près) égale à l'impédance du générateur divisée par le gain en courant du transistor.

A l'inverse, l'impédance d'entrée est égale à celle de sortie (si $R_E \gg R_{ch}$) multipliée par le gain en courant du transistor.

C'est donc le montage adaptateur d'impédance en tension par excellence.

3.4. Choix des condensateurs de liaison

(paragraphe secondaire.)

4. Comportement en forts signaux

Jusqu'à maintenant, nous avons analysé des montages à transistor en régime petit signaux, par la méthode du schéma équivalent dynamique. Cette étude nous a permis de déterminer les amplifications en tension, les impédances d'entrée et de sortie. De plus, en introduisant les condensateurs parasites propre au transistor, on pourrait déterminer la bande passante.

Cependant, nous sommes incapables de dire quelle est l'excursion de tension que l'on peut obtenir en sortie du montage. Il faut donc revenir au schéma complet pour déterminer ce paramètre qui est très important.

4.1. Problème général de la saturation et du blocage

L'excursion de tension en sortie est souvent appelé *dynamique de sortie*. Attention, c'est un « faux ami ». En effet le mot *dynamique* évoque aussi la rapidité, la montée en fréquence, la réactivité d'un système dans le temps, notamment pour les automaticiens.

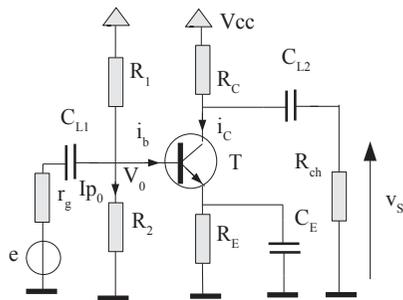
Afin d'appréhender la dynamique de sortie, la seule caractéristique du transistor qui nous intéresse est celle de sortie, à savoir la courbe $i_c = f(v_{ce})$. Celle-ci connaît deux limites physiques :

- **le blocage** : le courant i_c devient nul. Il ne peut être négatif.
- **La saturation** : la tension v_{ce} atteint quasiment 0V (en fait v_{cesat}). Elle ne peut être négative.

Pour bien comprendre ces phénomènes, nous allons les étudier à travers deux circuits : le montage émetteur commun, le montage collecteur commun.

4.2. Dynamique de sortie pour étage émetteur commun

Prenons le montage étudié en 3.2 :

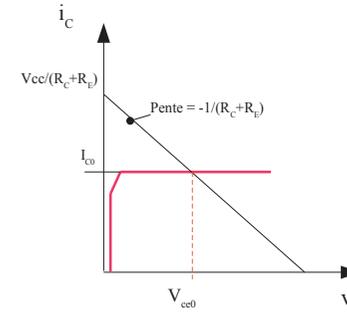


Pour étudier $i_c = f(v_{ce})$, nous allons encore une fois séparer l'analyse en deux approches, l'une statique, l'autre dynamique. Graphiquement et en continu, on travaille avec la *droite de charge statique*. Elle s'obtient à partir des éléments reliés au collecteur et à l'émetteur. Dans notre cas, ces éléments sont V_{cc} , R_C , R_E .

Loi d'Ohm :

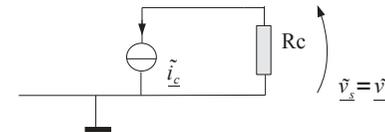
$$V_{cc} = V_{ce} + R_C \cdot i_c + R_E \cdot i_c \text{ en mettant en forme : } i_c = \frac{V_{cc}}{(R_C + R_E)} - \frac{V_{ce}}{(R_C + R_E)}$$

Par ailleurs, on sait que $I_{C0} = 848 \mu A$ (voir analyse de polarisation 3.2). On obtient alors :



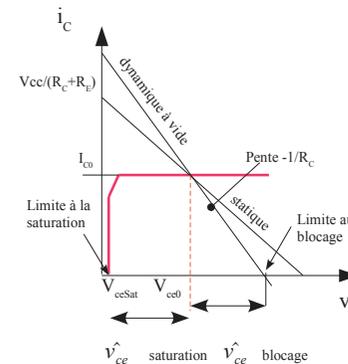
Supposons que la tension V_0 soit modifiée, alors, la tension d'émetteur suit en conséquence (à 0,6V près). Donc le courant I_{C0} évolue (on change de caractéristique de transistor puisque I_{B0} change). On imagine alors sans peine que le point d'intersection va « glisser » le long de la droite de charge statique.

Maintenant, appliquons l'entrée e. Pour l'instant, on ne connecte pas la résistance Rch. Afin de faire apparaître la variation dynamique \tilde{v}_{ce} dans le graphique, il faut faire un petit retour au schéma équivalent dynamique. Ce qui nous intéresse, c'est uniquement la partie du schéma équivalent dynamique qui traite de \tilde{v}_{ce} et \tilde{i}_c .



On en déduit $\tilde{i}_c = \frac{-1}{R_C} \cdot \tilde{v}_{ce}$

La droite obtenue est appelée *droite de charge dynamique*. Celle-ci, rappelons-le, est à vide (sans résistance Rch).



Sur la caractéristique, il apparaît deux limites pour \tilde{v}_{ce} , l'une est fixée par la saturation :

$$\hat{v}_{ce} = V_{ce0} - V_{cesat}$$

L'autre est fixée par le blocage :

$$\hat{v}_{ce} = R_C \cdot I_{C0}$$

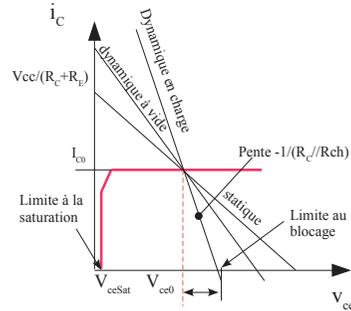
La droite de charge dynamique est encore plus utile lorsqu'elle tient compte de la résistance de charge. Dans le cadre du montage étudié, la résistance R_{ch} vient en parallèle à R_C sur le schéma équivalent dynamique. Donc la nouvelle droite de charge sera encore plus inclinée puisque :

$$\tilde{i}_c = \frac{-1}{R_C // R_{ch}} \cdot \tilde{v}_{ce}$$

Il apparaît clairement que la dynamique de sortie est pénalisée au niveau du blocage. Les conditions de saturations n'ont pas changées.

Pour le blocage, la nouvelle limite est :

$$\tilde{v}_{ce} = R_C // R_{ch} \cdot I_{C0}$$



Choix du point de repos du montage

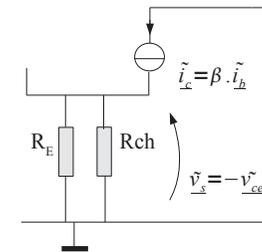
Si le point de repos est mal choisi (c'est le cas sur le graphique ci-dessus), on va observer un écrêtage asymétrique. En effet, il aura lieu au blocage bien avant que la saturation n'intervienne. Pour donner un bon équilibre, il faut symétriser les deux limites. Ceci s'obtient en écrivant :

$$V_{ce0} - V_{ceSat} = R_C // R_{ch} \cdot I_{C0}$$

En se fixant une dynamique, on détermine immédiatement V_{ce0} , V_{ceSat} étant donné par le constructeur. Connaissant R_{ch} et R_C , on détermine I_{C0} .

Remarque :

Le phénomène de blocage se produit quand i_c tend vers 0, c'est à dire quand i_b tend vers 0. Or, quand i_b s'approche de 0, c'est que la tension v_{be} est très faible et qu'elle est dans le coude de l'exponentielle. Cela implique que si la tension \tilde{v}_{be} est sinusoïdale, alors \tilde{i}_b ne peut l'être fidèlement. On observe une **distorsion** qui se propage proportionnellement jusqu'à la tension de sortie. C'est la raison pour laquelle, lorsqu'on est à fort signaux, la sinusoïde de sortie apparaît bombée : le blocage approche.

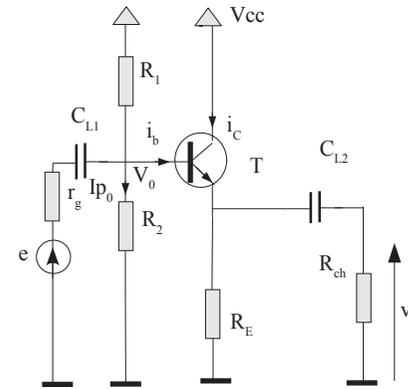


Le schéma permet d'écrire :

$$\tilde{v}_{ce} = -\tilde{v}_s = -R_E // R_{ch} \cdot \tilde{i}_c$$

4.3. Dynamique de sortie pour étage collecteur commun

Le montage étudié est le suivant :



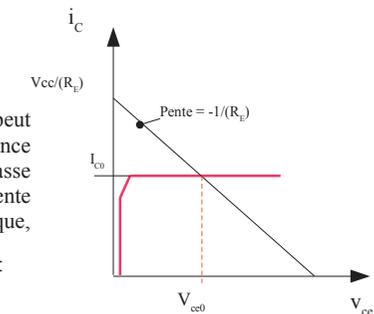
Commençons par tracer la droite de charge statique :

$$V_{CC} = V_{ce} + R_E \cdot i_c$$

c'est à dire :

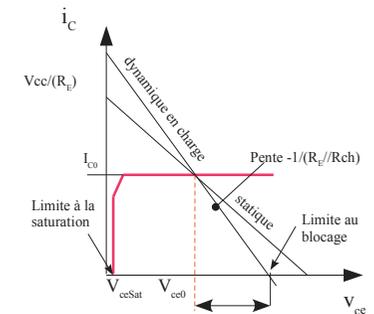
$$i_c = \frac{V_{CC}}{R_E} - \frac{v_{ce}}{R_E}$$

On obtient le graphique :



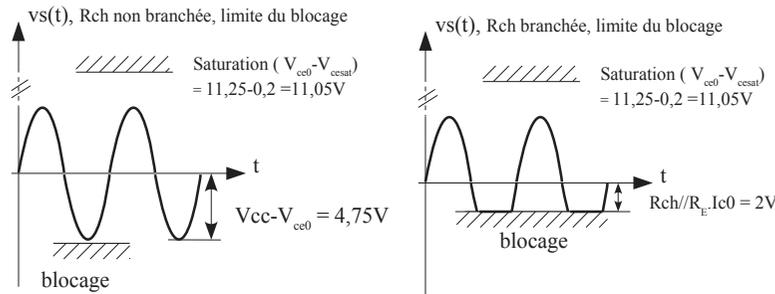
Le point de repos étant défini, on peut tracer la droite de charge dynamique, résistance de charge reliée. Rappelons que cette droite passe bien sûr par le point de repos (V_{ce0} , I_{C0}). La pente est définie par le schéma équivalent dynamique, puisqu'il s'agit de variation dynamique, $\frac{\tilde{i}_c}{\tilde{v}_{ce}}$:

représentation de la droite de charge dynamique en charge



Là encore, c'est la limite due au blocage qui est affectée par la résistance de charge R_{ch} . A titre d'exemple, si la résistance R_{ch} est égale à la résistance R_E , la dynamique de sortie est divisée par deux au blocage.

Attention : Nous avons vu que la résistance dynamique de sortie d'un tel étage est relativement faible, et ne dépend pas de R_E (si $(\beta+1) \cdot R_E \gg r_{\pi}$). Donc, si à vide on se place dans le cas d'une dynamique maximale (limite du blocage), alors le fait de brancher R_{ch} ne va pas faire chuter l'amplitude d'un facteur deux, mais va déformer la sinusoïde en « décapitant » le lobe inférieur de la sinusoïde. Le lobe supérieur ne sera pas affecté (voir § 3.3 pour les valeurs numériques):



On voit bien sur cet exemple que l'étude par un schéma équivalent dynamique seul ne suffit pas à appréhender tous les phénomènes, notamment les phénomènes de saturation et blocage.

Amélioration de la dynamique de sortie

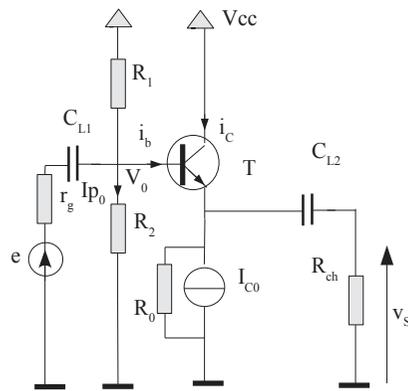
Nous avons vu que le blocage est dû à I_{c0} , R_E et R_{ch} : $\hat{v}_s = I_{c0} \cdot R_E // R_{ch}$. Le rôle de R_E n'est que de polariser le transistor pour permettre le courant I_{c0} . Il la faudrait donc élevée de manière à la rendre négligeable lorsqu'on fait l'association parallèle avec R_{ch} .

Or si R_E augmente, le courant I_{c0} diminue : ce que l'on gagne d'un côté, on le perd de l'autre.

La solution consisterait à remplacer la résistance R_E par un dipôle qui permettrait de faire circuler un courant I_{c0} , et qui du point de vue dynamique présente une résistance élevée. C'est la source de courant. Elle est idéale dans ce genre de circuit.

La résistance R_0 de la source de courant étant en principe relativement grande ($>100 \text{ k}\Omega$), elle est inexistante dans l'analyse petit signaux.

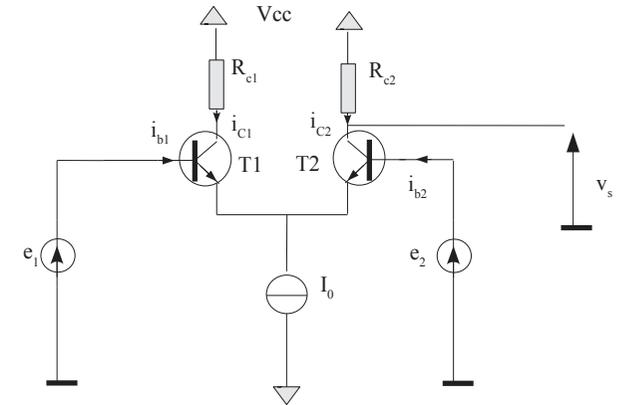
Dans l'exemple précédent, la dynamique serait portée à $\hat{v}_s = I_{c0} \cdot R_{ch} = 0,848 \cdot 4,7 \approx 4V$



5. L'amplificateur différentiel

Ce type de montage est incontournable lorsque l'on veut construire un amplificateur à deux entrées différentielles. Il est bâti autour de deux transistors, c'est la **paire différentielle**, et d'une source de courant qui polarise la paire différentielle par les émetteurs.

Le montage est le suivant :



La tension de sortie peut se faire sur l'un ou l'autre des collecteurs (T1 ou T2). Si derrière l'étage, on trouve encore une structure différentielle, on peut aussi prendre la tension de sortie entre les deux collecteurs. La sortie est alors également différentielle. Elle est doublée.

Ce schéma peut s'analyser de plusieurs manières. On va détailler dans ce chapitre deux techniques différentes :

- approche par les caractéristiques exponentielles
- approche par le schéma équivalent petits signaux

5.1. Approche par les caractéristiques exponentielles

Exprimons le courant i_{c2} en fonction de $e_1 - e_2 = v_d$:

$$i_{c2} = \beta \cdot I_s \cdot e^{\frac{v_{be2}}{u_T}} \text{ et } e_1 - e_2 = v_{be1} - v_{be2} \text{ soit } v_{be2} = v_{be1} - v_d$$

On obtient:

$$i_{c2} = \beta \cdot I_s \cdot e^{\frac{v_{be1} - v_d}{u_T}} \text{ ou encore } i_{c2} = \beta \cdot I_s \cdot e^{\frac{v_{be1}}{u_T}} \cdot e^{-\frac{v_d}{u_T}} = i_{c1} \cdot e^{-\frac{v_d}{u_T}}$$

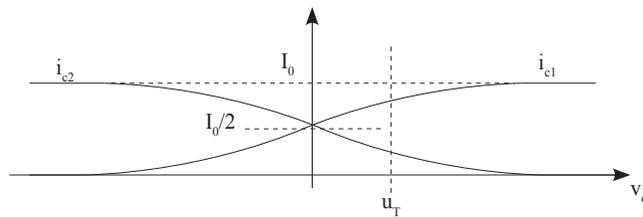
La polarisation de la paire différentielle impose $I_0 = i_{c1} + i_{c2}$. Donc l'expression précédente se met sous la forme :

$$i_{c2} = (I_0 - i_{c2}) \cdot e^{-\frac{v_d}{u_T}} \text{ , on obtient pour } i_{c2} : i_{c2} = I_0 \cdot \frac{e^{-\frac{v_d}{u_T}}}{1 + e^{-\frac{v_d}{u_T}}}$$

pour $v_d = 0$, $i_{c1} = I_0/2$ ($= i_{c2}$)
 pour $v_d = +\infty$, $i_{c1} = I_0$ ($i_{c2} = 0$)
 pour $v_d = -\infty$, $i_{c1} = 0$ ($i_{c2} = I_0$)

Pour le courant i_{c1} , un calcul similaire conduirait à : $i_{c1} = I_0 \cdot \frac{e^{u_T}}{1 + e^{u_T}}$

On obtient l'allure suivante pour les deux courants de collecteur :



Si la tension v_d est faible, c'est à dire inférieure à u_T , alors la variation de courant est linéaire. Déterminons la pente :

$$i_{c2} = I_0 \cdot \frac{e^{-u_T}}{1 + e^{-u_T}} = I_0 \cdot \frac{1}{1 + e^{u_T}} \quad \text{donc} \quad \frac{d i_{c2}}{d v_d} = -I_0 \cdot \frac{1}{(1 + e^{u_T})^2} \cdot \frac{1}{u_T} \cdot e^{u_T}$$

au voisinage de $v_d = 0$, on obtient :

$$\frac{d i_{c2}}{d v_d} = \frac{-I_0}{4 \cdot u_T}$$

Ainsi, le courant i_{c2} peut être approché par $i_{c2} = \frac{I_0}{2} - \frac{I_0}{4 \cdot u_T} \cdot v_d$

On peut donc en déduire la tension de sortie v_s :

$$v_s = V_{cc} - R_{c2} \cdot i_{c2} = V_{cc} - R_{c2} \cdot \frac{I_0}{2} + \frac{R_{c2} \cdot I_0}{4 \cdot u_T} \cdot v_d \quad \text{on en déduit l'amplification :}$$

$$A_v = \frac{\tilde{v}_s}{v_d} = \frac{R_{c2} \cdot I_0}{4 \cdot u_T}$$

5.2. Approche par le schéma équivalent dynamique

L'analyse précédente ne tenait compte que de la *différence des tensions* e_1 et e_2 . Or un paramètre important est la *moyenne des tensions* e_1 et e_2 . Par exemple, les couples de valeurs (e_1, e_2) comme (-0,01V, +0,01V) et (0,99V, +1,01V) ont la même tension différentielle v_d , par contre la moyenne du premier couple est 0V, alors que pour le second couple, la moyenne vaut 1V. Au cours de la démonstration du §5.1, nous avons considéré la source de courant I_0 parfaite (résistance interne de Norton infinie, donc le courant débité par la source est indépendant de la tension à ses bornes). Dans ce cas, effectivement, l'étage différentiel est idéal, et sa sortie ne dépend que de v_d . La réalité est différente. La source de courant présente une impédance non infinie. On conçoit donc que le courant I_0 va augmenter avec la moyenne des tensions à cause de cette impédance.

Pour s'en convaincre, prenons le cas d'un couple de tension (e_1, e_2) dont la différence est nulle ($e_1 = e_2 = e_{moy}$).

Si $e_{moy} = 0$, $i_{c1} = i_{c2} \neq I_0/2$ donc v_s est à sa tension de repos ($v_{s0} \neq V_{cc} - R_{c2} \cdot I_0/2$).

L'approximation (#) est due au fait qu'il existe une tension aux bornes de R_0 , et donc un petit courant supplémentaire s'ajoute à I_0 .

Si maintenant e_{moy} augmente, alors, les émetteurs vont suivre avec pour conséquence

une augmentation de la tension aux bornes de R_0 , donc du courant dans cette résistance. Ce supplément de courant va se répartir équitablement dans les deux transistors. La tension v_s va donc forcément diminuer. Plus R_0 est élevée, plus la variation sur la tension v_s sera faible.

Il est donc clair, que lorsque la source de courant n'est pas parfaite, la tension de sortie v_s est aussi une fonction de la moyenne des tensions e_1 et e_2 , autrement dit :

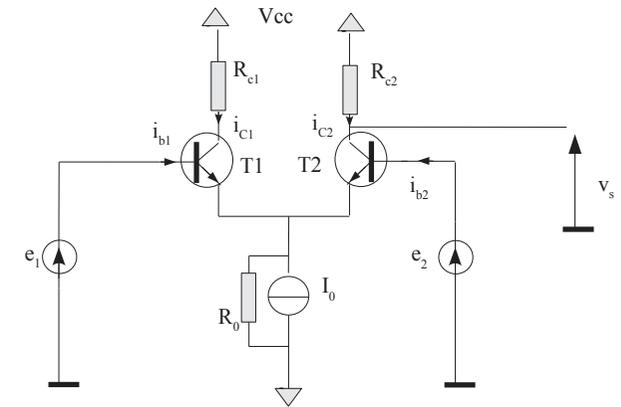
$$v_s = f(e_1, e_2) = g(e_{moy}, v_d)$$

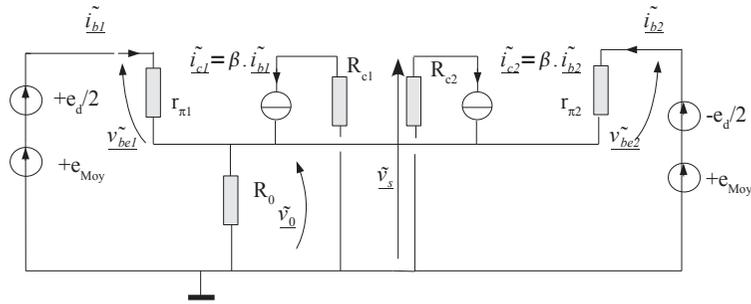
Lorsque l'on cherche à caractériser un étage différentiel, on cherche toujours à déterminer la sortie en fonction de v_d et e_{moy} . C'est beaucoup plus parlant.

Avant de tracer le schéma équivalent petits signaux, écrivons e_1 et e_2 en fonction de v_d et e_{moy} :

$$e_1 = v_{moy} + \frac{v_d}{2}, \quad e_2 = v_{moy} - \frac{v_d}{2}$$

Schéma équivalent petits signaux : (polarisation de chaque transistor par $I_0/2$)

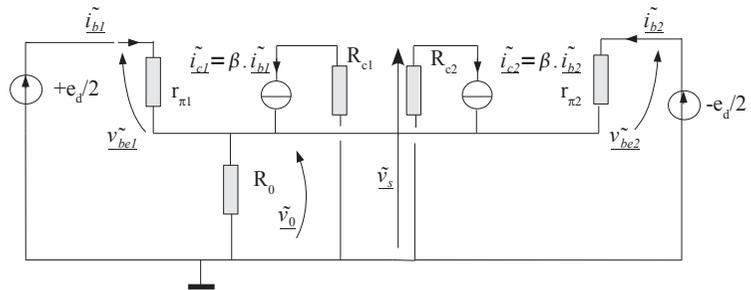




Plutôt que de se lancer dans des calculs compliqués, on va décomposer le travail en deux, par application du théorème de superposition :

5.2.1. Amplification différentielle : tension moyenne nulle

$$e_{Moy} = 0$$



Démontrons que la tension $\tilde{v}_0 = 0$:

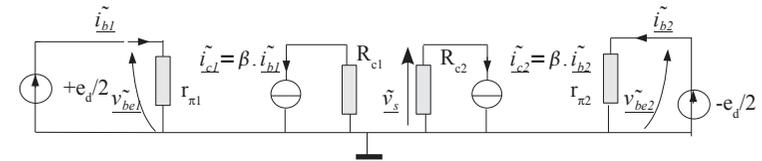
$$\tilde{v}_0 = R_0 \cdot ((\beta + 1) \cdot \tilde{i}_{b1} + (\beta + 1) \cdot \tilde{i}_{b2}) = R_0 \cdot (\beta + 1) \cdot (\tilde{i}_{b1} + \tilde{i}_{b2})$$

Or $\tilde{i}_{b1} = \frac{(\frac{\tilde{e}_d}{2} - \tilde{v}_0)}{r_{\pi 1}}$ et $\tilde{i}_{b2} = \frac{(-\frac{\tilde{e}_d}{2} - \tilde{v}_0)}{r_{\pi 2}}$ précisons que $r_{\pi 1} = r_{\pi 2} = r_{\pi} = \beta \cdot \frac{u_T}{I_0} = 2 \cdot \beta \cdot \frac{u_T}{I_0}$

ce qui donne :

$$\tilde{v}_0 = R_0 \cdot (\beta + 1) \cdot \left(\frac{(\frac{\tilde{e}_d}{2} - \tilde{v}_0)}{r_{\pi}} + \frac{(-\frac{\tilde{e}_d}{2} - \tilde{v}_0)}{r_{\pi}} \right) = -R_0 \cdot \frac{(\beta + 1)}{r_{\pi}} \cdot 2 \cdot \tilde{v}_0 \Rightarrow \tilde{v}_0 = 0 \text{ CQFD}$$

En observant la symétrie du montage, ce résultat était prévisible. Le voici donc démontré. Le schéma équivalent va donc pouvoir se simplifier grandement :



Les deux transistors deviennent alors indépendants (en fait ils sont tout de même liés par leurs entrées en opposition de phase). Il s'agit de deux montages émetteur commun.

En appliquant la formule maintenant bien connue de l'étage émetteur commun :

$$A_{v0} = \frac{\tilde{v}_s}{\tilde{e}} = \frac{-R_C \cdot I_{C0}}{u_T}, \text{ et en l'adaptant à notre circuit : } A_{v0} = \frac{\tilde{v}_s}{-\frac{\tilde{v}_d}{2}} = \frac{-R_{C2} \cdot \frac{I_0}{2}}{u_T}$$

on obtient donc pour l'amplification différentielle :

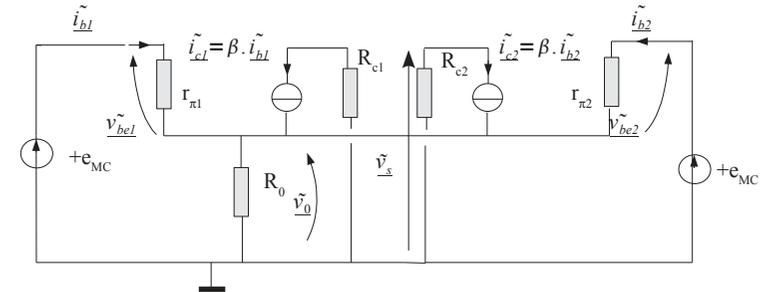
$$A_d = \frac{\tilde{v}_s}{\tilde{v}_d} = \frac{R_{C2} \cdot I_0}{4 \cdot u_T}$$

ce qui est conforme au résultat déterminé eu §5.1.

5.2.2. Amplification de mode commun : tension différentielle nulle.

$$\tilde{v}_d = 0$$

La tension moyenne e_{moy} est systématiquement appelée *tension de mode commun*, e_{MC} . Ces dénominations représentent exactement la même chose.



Les courants \tilde{i}_{b1} et \tilde{i}_{b2} sont égaux. En effet, $\tilde{i}_{b1} = \frac{e_{MC} - \tilde{v}_0}{r_{\pi}} = \tilde{i}_{b2}$

Exprimons \tilde{i}_{b2} : $e_{MC} = r_{\pi} \cdot \tilde{i}_{b2} + R_0 \cdot ((\beta + 1) \cdot \tilde{i}_{b1} + (\beta + 1) \cdot \tilde{i}_{b2}) = r_{\pi} \cdot \tilde{i}_{b2} + 2 \cdot R_0 \cdot (\beta + 1) \cdot \tilde{i}_{b2}$
c'est à dire :

$$\tilde{i}_{b2} = \frac{e_{MC}}{r_{\pi} + 2.R_0 \cdot (\beta + 1)}$$

On en déduit donc l'amplification de mode commun :

$$A_{MC} = \frac{\tilde{v}_s}{e_{MC}} = \frac{-\beta \cdot R_{c2}}{r_{\pi} + 2.R_0 \cdot (\beta + 1)} = \frac{-R_{c2}}{2.R_0} \text{ car , } R_0 \text{ est par définition très élevée.}$$

5.2.3. Taux de réjection de mode commun

Nous venons de voir qu'un étage différentiel est sensible au mode commun d'un couple de tension (e1,e2) à cause de l'imperfection de la source de courant. On cherchera donc à soigner au maximum la conception de la source de courant.

La qualité d'un étage différentiel se juge par l'importance de l'amplification différentielle par rapport à la petitesse de l'amplification de mode commun. C'est le taux de réjection de mode commun (TRMC) qui traduit ce rapport :

$$TRMC = \frac{A_d}{A_{MC}}$$

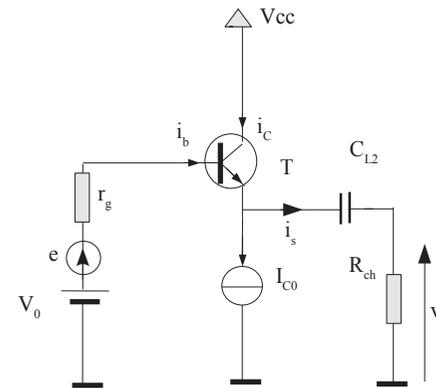
A titre d'exemple un AOP de moyenne gamme (TL071, LMC660) a un TRMC de 90dB en continu. Un AOP de mesure (LT1097, OP07) a un TRMC de 110 à 120 dB en continu.

6. Etages de puissance

L'étage de puissance est celui qui va permettre d'attaquer une charge de faible valeur, donc qui va imposer un courant important. Parmi les structures déjà étudiées, l'étage collecteur commun est celui qui convient le mieux, puisqu'il apporte un gain en courant important (β). Pourtant il va être difficile à mettre en place lorsque la charge va absorber un courant supérieur à quelques ampères, voire seulement quelques centaines de mA. En effet, nous avons vu que si l'on veut débiter un courant d'amplitude maximale \hat{i}_s , alors il faut que l'étage soit polarisé par un courant I_{c0} au moins égale à \hat{i}_s . On dit alors que l'étage fonctionne en classe A. Cela signifie que pendant toute une alternance, le courant de collecteur, i_c , ne s'annule jamais.

6.1. Montage push-pull classe B

Reprenons le montage collecteur commun (sans les résistances de polarisation R1 et R2, et avec une polarisation par source de courant dans l'émetteur pour une meilleure compréhension):

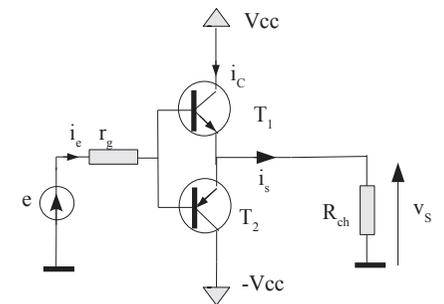


La nécessité du courant de repos I_{c0} ne se justifie que pour la situation de blocage. En effet, lorsque \tilde{v}_s commence son alternance négative, le courant $i_s = \tilde{i}_s$ (C_{L2} coupe le courant continu) devient négatif. Ce courant va donc manquer au transistor, puisque : $i_c = I_{c0} + i_s$. Cela va conduire au blocage. Par contre, quand \tilde{v}_s commence l'alternance positive, i_c se trouve grossit.

L'idée du push-pull devient évidente : le transistor de type NPN, T, ne sera utilisé que pour l'alternance positive. On élimine donc la

source de courant qui devient inutile. Pour compenser, lors de l'alternance négative, on va placer un second transistor, PNP. Il aura le rôle dual du NPN, à savoir transmettre l'alternance négative (on considère que les gains β sont identiques). On aura donc besoin d'une alimentation négative. En contre-partie, le condensateur CL2 devient inutile. C'est extrêmement important, puisqu'on va pouvoir faire fonctionner l'étage en régime continu.

Voici le schéma :

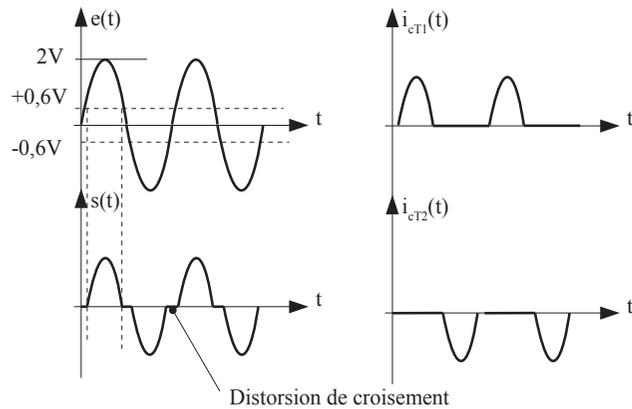


Lorsque e vaut 0V, v_s ne peut être que nulle. En effet, supposons qu'il en soit autrement, par exemple $v_s = 1V$, alors T_1 conduit (c'est le seul capable de fournir le courant dans le sens positif de

i_b . Donc la base de T_1 doit être 0,6V au dessus de v_s , soit 1,6V. Or ce n'est pas le cas. Donc la sortie vaut bien 0V.

En suivant ce raisonnement, on admet facilement que la tension de sortie v_s va rester à 0V tant que l'un ou l'autre des transistors n'est pas passant, c'est à dire tant que $e \in [-0,6V, +0,6V]$.

On peut donc tracer les chronogrammes suivants :

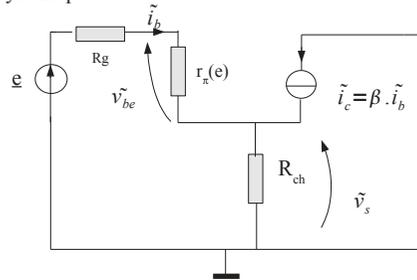


On voit donc apparaître en sortie **la distorsion de croisement**. De plus, l'amplitude du signal a perdu 0,6V.

Les chronogrammes des courants montrent que la conduction d'un transistor se fait sur moins d'une arche de sinusoïde. C'est le fonctionnement en **classe B**.

Le schéma équivalent petits signaux est difficile à faire. En effet, aucun des transistors n'est polarisé en continu, ce qui signifie par exemple que la résistance r_π varie continuellement en fonction de la tension $e(t)$! On peut tout de même le tracer, même si l'on sait que r_π n'est pas constant. De plus, on s'arrangera toujours pour choisir une paire de transistor NPN et PNP ayant des caractéristiques très proches.

Schéma dynamique :



On sait que ce montage est suiveur en tension et qu'il apporte une amplification β en courant. Ce qui nous intéresse dans ce schéma équivalent est son impédance d'entrée. En effet, comme cet étage est placé en bout de chaîne d'amplification, il convient de savoir quelle est la **charge** qu'il va représenter pour l'étage qui le précède.

En s'inspirant des calculs menés au §3.3, il vient :

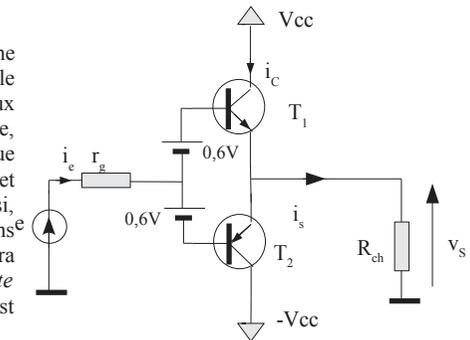
$$Z_e = (r_\pi + (\beta + 1) \cdot R_{ch})$$

Comme l'élément r_π varie en cours de fonctionnement, il suffit de le négliger car cela revient à prendre le cas le pire où l'impédance d'entrée est minimisée. Cependant, il est clair que ce type d'étage, à cause de cette variation de r_π avec le signal, va amener des distorsions. Nous verrons par la suite comment les limiter.

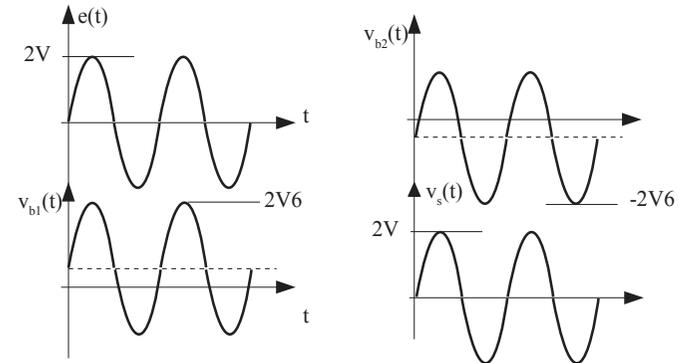
Remarque : le terme *push-pull*, littéralement *pousser-tirer*, s'explique par le fait que T_1 *pousse* le courant dans la charge, et T_2 le *tire*.

6.2. Montage push-pull classe AB

Le montage précédent amène une distorsion de croisement. Une manière simple de la supprimer est de *préparer* les deux transistors T_1 et T_2 à conduire. Pour ce faire, le schéma va être légèrement modifié pour que la base de T_1 soit quasiment portée à 0,6V et celle de T_2 à -0,6V lorsque e vaut 0. Ainsi, dès que e va évoluer dans un sens ou dans l'autre, alors la transmission sur l'émetteur sera immédiate. Cette polarisation en « *juste passant* » est appelée la classe AB car elle est à mi-chemin entre classe A et classe B.

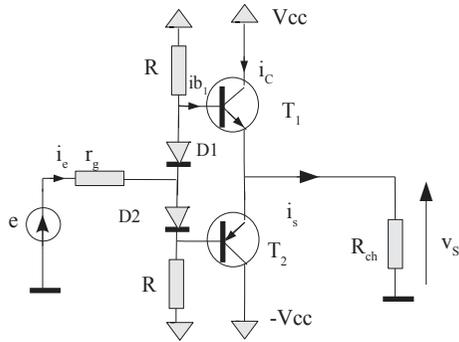


Chronogrammes obtenus :



6.2.1. Création des tensions de décalage

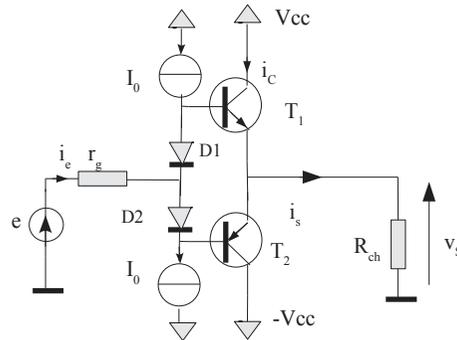
Chacune des sources de tension peut être matérialisée par une diode. Les diodes doivent être polarisées correctement, quelle que soit la tension $e(t)$. Cette polarisation peut se faire soit par des résistances, soit par des sources de courant :



La détermination de R se fait sur des considérations de dynamique de sortie. Examinons la partie positive du schéma. Lorsque la tension de sortie v_s augmente, le courant de base i_b augmente aussi. Or le courant qui part dans la base de T1 ne circule plus dans la diode D1. Le risque est le blocage de la diode D1. Il faut donc s'arranger pour que, lorsque v_s est à son maximum, il y ait encore 1 mA (par exemple) qui circule dans D1. On en déduit la valeur de R.

Remarque : les résistances de polarisation R viennent amoindrir l'impédance d'entrée, puisque elles forment un pont diviseur en dynamique avec r_g . Construire le schéma équivalent pour s'en convaincre.

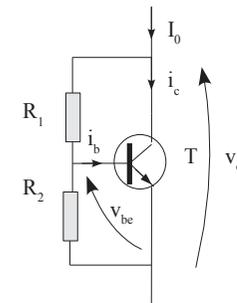
La version avec polarisation par source de courant est de ce point de vue bien plus efficace, puisque par définition, l'impédance d'une source de courant est très élevée. De plus, la valeur choisie pour la source de courant est très simple. Il suffit de la choisir égale au courant maximum absorbée par T1 auquel on ajoute 1mA (par exemple) pour continuer à polariser les diodes.



6.2.2. Création d'une tension de décalage variable

L'inconvénient du schéma ci-dessus réside dans le fait que la tension de décalage obtenue entre les deux bases est fixée par la somme des seuils des diodes. Si cette tension est trop élevée, T1 et T2 vont conduire simultanément, même pour une tension nulle à l'entrée. Pour éviter ceci, on peut utiliser un montage à un transistor, que l'on appelle **multiplieur de v_{be}**.

Schéma du multiplieur de v_{be} :



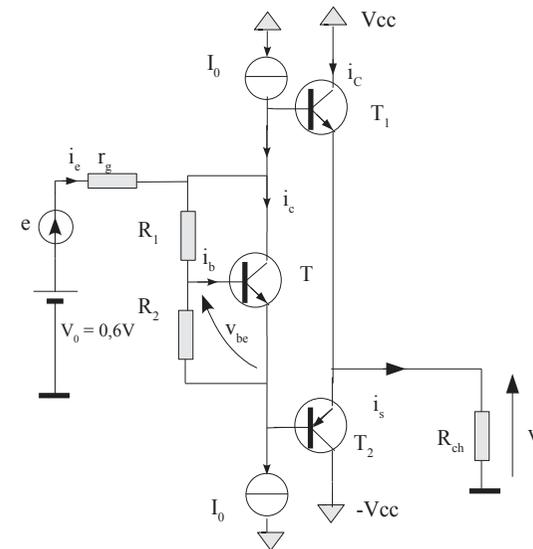
Le courant i_c étant bien plus important que i_b , la quasi totalité de I_0 passe par le collecteur de T. On souhaite pouvoir régler V_{ce} aux environs de 1V2. On va choisir R1 et R2 de manière à ce que le courant qui les traverse soit dix fois plus grand que i_b . Cela permet de négliger i_b dans les calculs qui vont suivre.

Exprimons v_{ce} en fonction de v_{be} :

$$v_{be} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \cdot v_{ce} \text{ donc } v_{ce} = \frac{R_1 + R_2}{R_2} \cdot v_{be}$$

La tension v_{be} est tout le temps proche de 0,6V, puisque T est toujours passant. Si R1 est ajustable, alors on a réalisé une source de tension multiple de 0,6V, d'où le nom du montage. La démonstration est correcte dans le respect des hypothèses, et si le courant I_0 est constant. Ceci n'est pas forcément vrai, notamment dans le cas où les diodes sont polarisées par des résistances. Il convient alors de procéder à une simulation pour plus de précision.

Insertion du montage dans l'étage push-pull classe AB :



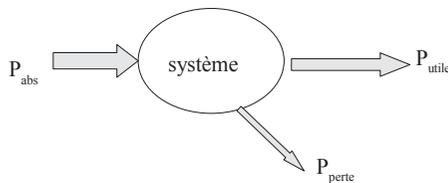
L'attaque par le générateur est asymétrique. On est donc obligé de l'attaquer soit en haut soit en bas du multiplieur de v_{be}. Il faut donc prévoir une polarisation adéquate de la tension d'entrée.

6.3. Dissipation thermique

Les étages de puissance ont tendance à chauffer. Des puissances non négligeables sont dissipées par chacun des deux transistors de sortie. Il est donc nécessaire de chiffrer cette puissance et d'être capable de calculer un dissipateur thermique si besoin.

6.3.1. Puissance dissipée dans un montage push-pull

Rappelons une règle élémentaire utilisée quand on opère un **bilan de puissance** sur un système.



P_{abs} (P_{absorbée}) : C'est la puissance reçue par le système. Dans notre cas, l'étage de puissance reçoit de la puissance par les alimentations (le signal d'entrée apporte de l'information, pas de la puissance).

P_{utile} : C'est la puissance transmise à la charge.

P_{perle} : C'est la puissance perdue par le système

Bilan de puissance :
$$P_{abs} = P_{utile} + P_{perle}$$

Etude de cas : analyse d'un étage push-pull

Supposons que l'étage soit alimenté par une alimentation symétrique +/-15V. La charge reliée en sortie est une résistance, R_{ch}. La puissance absorbée est P_{utile} = V_{eff}.I_{eff} (car régime sinusoïdal sur charge résistive, pas de déphasage, cos φ = 1)

Pour calculer la puissance de perte, on peut directement raisonner sur les transistors, mais il est plus facile de calculer la puissance absorbée pour ensuite en déduire les pertes.

Pour l'alimentation positive, la puissance débitée est en toute rigueur
$$P_{alim} = \frac{1}{T} \int u(t) \cdot i(t) \cdot dt$$

u(t) étant constant, égal à E,
$$P_{alim} = E \cdot \frac{1}{T} \int i(t) \cdot dt = E \cdot I_{Alim0}$$
, I_{Alim0} est le courant moyen fournit par l'alimentation durant une période.

Nous avons vu, §6.1, que le courant de collecteur qui traverse T1, NPN, a la forme d'une demie

sinusoïde (seule l'alternance positive transite). C'est précisément ce courant qui correspond à celui débité par l'alimentation positive.

Calculons sa valeur moyenne :

$$I_{alim0} = I_{c0} = \frac{1}{T} \int \hat{i} \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot F \cdot t) \cdot dt$$
, F étant la fréquence du signal

posons 2.π.F.t = θ, alors dt = dθ / 2.π.F, l'intégration se fait sur π (courant nul de π à 2π)

$$I_{alim0} = I_{c0} = \frac{1}{2 \cdot \pi} \int \hat{i} \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta = \frac{\hat{i}}{2 \cdot \pi} [-\cos(\pi) - -\cos(0)] = \frac{\hat{i}}{\pi}$$

La puissance fournie par une alimentation est donc :

$$P_{alim} = E \cdot I_{Alim0} = \frac{E \cdot \hat{i}}{\pi}$$

Si on inclut la seconde alimentation, qui, par symétrie, fournit la même puissance, alors :

$$P_{Absorbée} = \frac{2 \cdot E \cdot \hat{i}}{\pi}$$

Exprimons \hat{i} en fonction de la tension maximale de sortie, $\hat{i} = \frac{\hat{v}_s}{R_{ch}}$, donc

$$P_{Absorbée} = \frac{2 \cdot E \cdot \hat{v}_s}{R_{ch} \cdot \pi}$$

La puissance de perte est donc la différence entre puissance absorbée et puissance utile, soit :

$$P_{Perle} = \frac{2 \cdot E \cdot \hat{v}_s}{R_{ch} \cdot \pi} - \frac{\hat{v}_s^2}{2 \cdot R_{ch}}$$

Les deux transistors se répartissent équitablement les pertes, donc pour chacun

$$P_T = \frac{E \cdot \hat{v}_s}{R_{ch} \cdot \pi} - \frac{\hat{v}_s^2}{4 \cdot R_{ch}}$$

Rendement d'un étage push-pull

Dans le cas le plus optimiste, et si on néglige les saturations, on peut imaginer avoir $E = \hat{v}_s$.

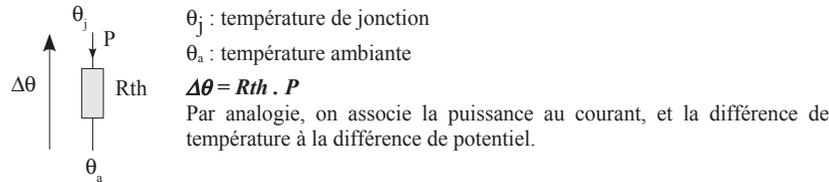
Le rendement η s'exprime par le rapport entre la puissance utile et la puissance absorbée :

$$\eta = \frac{P_{Utile}}{P_{Absorbée}} = \frac{\frac{E^2}{2 \cdot R_{ch}}}{\frac{2 \cdot E^2}{R_{ch} \cdot \pi}} = \frac{\pi}{4}$$
 c'est le rendement théorique maximal (#75%)

6.3.2. Dimensionnement d'un dissipateur thermique

Les discussions précédentes laissent à penser que les transistors vont vite dissiper quelques watts dès que la puissance en sortie deviendra conséquente (> 5 W). Un transistor est capable, seul, de dissiper une certaine puissance. Il doit évacuer la chaleur provoquée par le courant circulant dans les jonctions. C'est essentiellement la forme du boîtier qui joue sur cette capacité à évacuer la chaleur (TO3, TO220...).

Connaissant la température ambiante et la puissance dissipée par un transistor, on peut connaître la température de jonction. Pour cela, le constructeur fournit une donnée : la **résistance thermique** (Rth en °C/W). La loi utilisée est communément appelée la **loi d'ohm thermique** par analogie :



En premier lieu, il faut savoir si le transistor seul peut évacuer l'énergie. Pour cela, le constructeur donne une température maximale admissible pour la jonction. Pour la température ambiante, on prend souvent 25°C. Ce n'est peut être pas judicieux. En effet, lorsque les circuits s'échauffent, localement la température ambiante augmente. Le choix de 40°C pour θa semble plus raisonnable.

Exemple 1:

On suppose que l'on travaille avec un 2N2222. Il doit dissiper 0,5W. Le constructeur annonce θj = 150 °C au maximum. Rthj-a = 350 °C/W.

La jonction va monter à θj = θa + P.Rth = 40 + 350.0,5 = 215°C ! Il faut placer un dissipateur thermique.

Lorsqu'on place un dissipateur thermique sur un transistor, on y insère bien souvent une feuille de mica qui va isoler électriquement le dissipateur par rapport au potentiel du boîtier.

On trouve alors 3 résistances thermiques en série :

- **Rthj-c** : résistance thermique entre la jonction et le boîtier (case). Elle est donnée par le constructeur, elle est plus petite que Rthj-a (heureusement !!)
- **Rthmica** : résistance thermique de la feuille de mica (0,5 à 1 °C/W)
- **Rthdiss** : résistance thermique du dissipateur

La loi d'Ohm thermique donne :

$$\Delta\theta = (Rth_{j-c} + Rth_{mica} + Rth_{diss}) \cdot P$$

Exemple 2:

Reprenons les chiffres de l'exemple 1. Il faut prévoir un dissipateur. Le constructeur annonce Rthj-c = 146 °C/W.

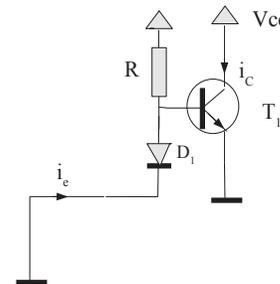
Prenons Rthmica = 1°C /W. Si nous fixons la température jonction à 140°C (on prend une petite marge), alors on trouve d'après l'équation : **Rthdiss = 53°C/W**. Reste à trouver le bon produit sur catalogue...

6.4. Stabilité thermique du push-pull en classe AB

Les montages classe AB qui ont été présentés jusque là sont thermiquement instables. Cela signifie que si l'on met sous tension le montage, même avec une entrée nulle, les transistors de l'étage push-pull vont se mettre à chauffer inexorablement. On parle de **d'emballement thermique** qui conduit à la destruction des transistors.

Explication du phénomène d'emballement :

Prenons le cas où l'entrée est à 0, et étudions la partie positive du montage :



La cathode de D1 se retrouve donc à 0V. L'émetteur de T1 est aussi à 0 (par symétrie avec T2, non représenté).

L'association R-D1 agit comme une source de tension vis à vis de la jonction be de T1 (même chose si R est remplacé par une source de courant). La jonction se voit donc imposée une tension. **Interdit !!**

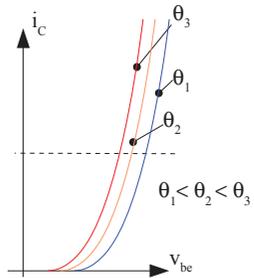
En effet, rappelons que le transistor possède une caractéristique en courant de forme exponentielle :

$$i_c = \beta \cdot I_s \cdot \exp\left(\frac{V_{be}}{U_T}\right)$$

La tension v_{be} est imposée par la diode D1 (on la suppose parfaite ici, c'est à dire équivalente à une source de tension idéale). On peut donc déjà pressentir, qu'une petite variation de cette tension aura de grands effets (dus à l'exponentielle), sur le courant de collecteur.

Mais il y a pire : dans la relation précédente, les paramètres I_s et U_T dépendent de la température.

Si l'on trace la courbe I_C(V_{be}) pour plusieurs températures différentes, on observera des exponentielles qui tendent à se replier vers l'axe des ordonnées, comme le montre la figure suivante, à cause de cette sensibilité à la température :



L'effet de l'échauffement peut donc s'interpréter graphiquement comme une translation vers la gauche de la caractéristique exponentielle.

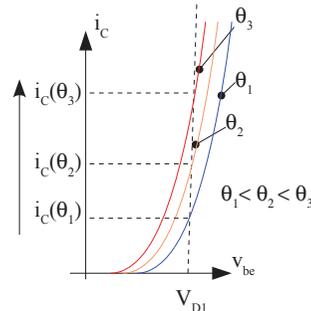
Pour un courant fixé, on peut montrer (relation souvent rencontrée dans la littérature traitant du sujet), que la tension v_{be} obéit sensiblement à la loi :

$$\frac{dv_{be}}{d\theta} = K_{\theta} = -2mV/^{\circ}C$$

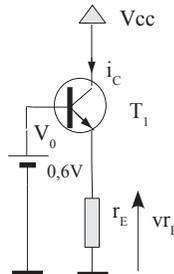
Observons maintenant ce qui se passe, lorsque la tension V_{be} est imposée (par D_1) et que la température augmente :

Pour une même tension appliquée sur la jonction base-émetteur, on constate que le courant correspondant augmente avec la température, à cause du déplacement de la courbe.

Mais, si c'est le cas, alors la puissance statique dissipée augmente aussi ($P_{T0} \approx V_{ce0} \cdot I_{c0}$). Donc la température s'élève, donc la caractéristique glisse encore vers la gauche et le courant augmente, donc la puissance, donc la température, donc le courant... c'est l'emballement thermique.



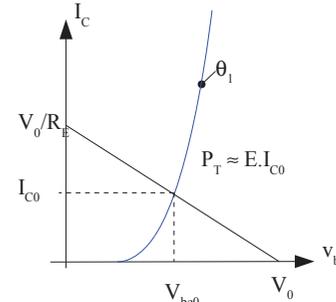
La solution pour stopper ce phénomène est d'insérer une résistance dans l'émetteur de T_1 . Ainsi, la source de tension n'est plus directement appliquée à la jonction, et la montée du courant sera moins brutale. La construction graphique qui suit permet de mieux comprendre cet aspect atténuateur. La source de 0,6V est nommée V_0 :



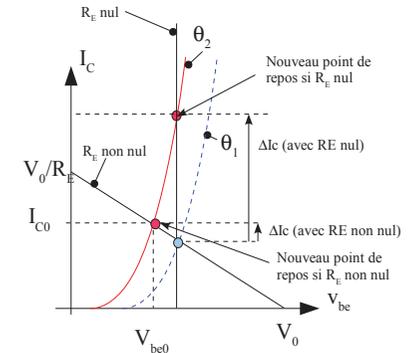
Ecrivons la caractéristique « extérieure » de la diode base-émetteur, c'est à dire celle qui donne $I_c = f(V_{be})$, déterminée sur la base des éléments extérieurs à la jonction :

$$I_c = \frac{V_0 - V_{be}}{R_E}$$

Traçons les deux caractéristiques (« intérieure » et « extérieure » à la jonction) pour en déterminer le point de fonctionnement :



Imaginons maintenant que la température augmente. Observons comment évoluent le point de fonctionnement ainsi que le courant du transistor.



Comme on peut le constater, le courant de repos a augmenté, mais beaucoup moins que si R_E était nul.

Pour analyser finement l'emballement thermique (et pouvoir le contrer) , il convient d'analyser toutes les grandeurs qui sont en jeu :

- La puissance (responsable de l'échauffement, cf loi d'Ohm thermique)
- La température, bien entendu !
- Tension v_{be}
- courant I_c

Il faut les mettre en relation, et surtout mettre en relation **les variations** de ces grandeurs. Enfin, il faut faire intervenir le temps pour anticiper l'évolution de celles-ci (au sens de l'automatique).

Mise en équations :

(1) Puissance, courant

En toute rigueur la puissance statique s'écrit $P_T = v_{be0} \cdot I_{b0} + V_{ce0} \cdot I_{c0}$. Or $I_{b0} \ll I_{c0}$, donc on obtient dans le cas d'étude :

$$P_T = P = V_{ce0} \cdot I_{c0} = V_{cc} \cdot I_{c0} \text{ et, en notant plutôt } V_{cc} = E, \text{ on obtient } P = E \cdot I_{c0}.$$

En variation :

$\tilde{P} = E \cdot \tilde{I}_{c0}$ NB: l'écriture \tilde{I}_{c0} peut choquer. En effet nous avons vu que les variations ont lieu autour d'un point de repos fixe. Or là, c'est précisément lui qui bouge. Mais c'est bien ce qui se passe, y compris, quand un signal électrique variable se superpose à lui.

(2) Température et puissance (« loi d'ohm thermique »)

$\theta_j - \theta_a = R_{th} \cdot P$, en considérant les variations (supposant que θ_a est constant) :

$$\tilde{\theta}_j = R_{th} \cdot \tilde{P}$$

(3) Relation entre température et courant

La loi d'Ohm au niveau de V_0 donne :

$$V_0 = v_{be0} + r_E \cdot i_{c0} \text{ donc } i_{c0} = \frac{V_0 - v_{be0}}{r_E}$$

Nous savons que dans cette relation, v_{be0} dépend de la température, donc i_{c0} aussi :

$$i_{c0}(\theta_j) = \frac{V_0 - v_{be0}(\theta_j)}{r_E}$$

En terme de variation, cela donne (en dérivant) :

$$di_{c0} = \frac{-1}{r_E} \cdot \frac{dv_{be}}{d\theta_j} d\theta_j = \frac{-K_\theta}{r_E} \cdot d\theta_j$$

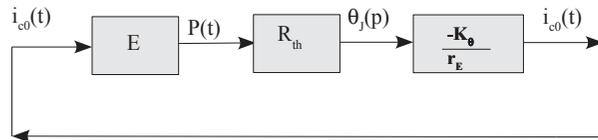
finalement,

$$\tilde{i}_{c0} = \frac{-K_\theta}{r_E} \cdot \tilde{\theta}_j$$

Résumons l'ensemble des relations, et faisons intervenir le temps :

$$\tilde{P}(t) = E \cdot \tilde{I}_{c0}(t) \quad , \quad \tilde{\theta}_j(t) = R_{th} \cdot \tilde{P}(t) \quad , \quad \tilde{i}_{c0}(t) = \frac{-K_\theta}{r_E} \cdot \tilde{\theta}_j(t)$$

sous la forme d'un schéma bloc :



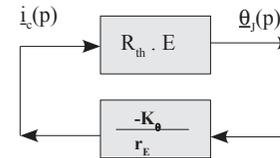
On voit très clairement le système bouclé, et donc son risque potentiel d'instabilité (emballement). On notera que cette modélisation ne fait même pas apparaître un système du premier ordre. C'est normal puisque nous n'avons pas rencontré la moindre équation différentielle.

Dans la réalité, il existe des capacités thermiques et donc des constantes de temps dans les deux derniers blocs (ceux où justement, la température intervient). En effet, si à un instant donné, la puissance évolue d'un Watt par exemple (échelon de puissance), on sait quelle va être la valeur finale de la température de jonction (loi « d'ohm thermique »), mais cela ne se produira pas de manière instantanée (mais plutôt de manière exponentielle).

Ignorant ces constantes de temps thermiques, et aussi par soucis de simplification, nous ne considérons le modèle, uniquement comme une suite de coefficients purement proportionnels (ce n'est pas la réalité).

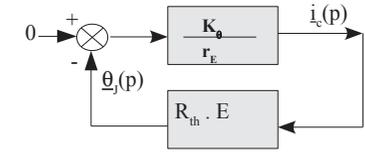
On remarquera que l'on n'a pas procédé différemment, dans l'analyse des montages à transistors du présent document ! Et pour cause, nous avons ignoré tous les condensateurs parasites des transistors...

Le schéma bloc de Laplace coule donc de source (la grandeur puissance est absorbée dans un des blocs) :



On peut le dessiner sous la forme classique de l'automatique, faisant apparaître le sommateur d'entrée et la consigne de température. Dans le cas présent, cette consigne est nulle, c'est à dire que le système ne doit pas dériver en température par rapport à son point d'équilibre. C'est une régulation.

Pour savoir si le système est stable, il faut appliquer le *critère de revers*. La méthode consiste à analyser la fonction de transfert en boucle ouverte et à vérifier la marge de gain ou la marge de phase.



Cette fonction s'écrit : $\frac{K_\theta \cdot R_{th} \cdot E}{r_E}$ elle a donc une

phase de -180° quelle que soit la fréquence. La condition pour que ce système soit stable, c'est que le module de la fonction de transfert soit inférieur à 1 (0dB). Cette condition s'écrit :

$$\frac{2mV/^\circ C}{r_E} \cdot R_{th} \cdot E < 1$$

Donc, pour un dissipateur choisi (R_{th} donné), la condition pour r_E devient :

$$r_E > 2mV/^\circ C \cdot R_{th} \cdot E$$

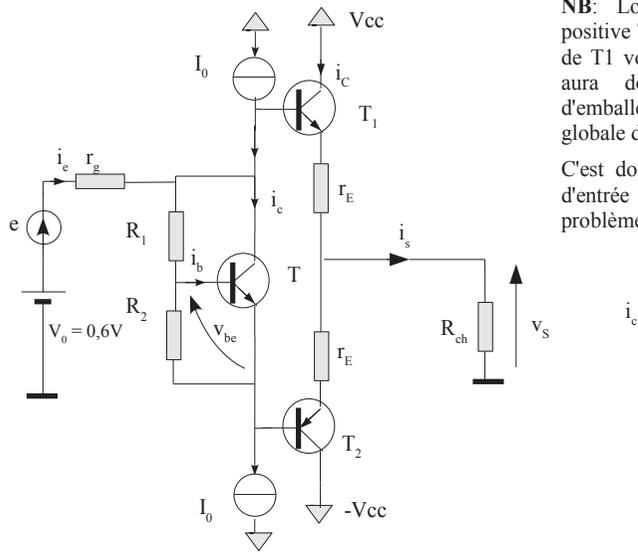
Nous venons donc de démontrer non seulement qu'une résistance insérée dans l'émetteur stabilise thermiquement le transistor, mais en plus, nous avons démontré la valeur minimale qu'il faut lui donner, connaissant la résistance thermique et la tension d'alimentation.

Remarque très importante:

On peut encore accroître la stabilité thermique. Classiquement, un étage push-pull repose sur un dissipateur commun. Celui-ci chauffe lorsque la puissance est conséquente. Les jonctions base-émetteurs voient donc leur seuil se réduire. Une idée intéressante consisterait à avoir la tension V_0 qui diminuerait avec la température, en même temps que les tensions de jonction du push-pull : c'est tout à fait possible ! Il suffit de placer le transistor multiplicateur de v_{be} sur le dissipateur. Comme les deux autres, sa tension v_{be} diminuera avec la température. On peut dire en quelques sortes que les deux transistors du push-pull chauffent le dissipateur, alors que le transistor du multiplicateur de v_{be} travaille en *capteur de température*.

Montage complet du push-pull classe AB

Nous avons vu le rôle stabilisant des résistance r_E , mais la contre-partie est qu'elle provoque des pertes joules. Il faut donc la choisir la plus faible possible, tout en s'assurant qu'elle remplit encore correctement son rôle de stabilisation thermique



NB: Lorsque la tension e est positive T2 est bloqué, et l'émetteur de T1 voit la somme $r_E + R_{ch}$. Il n'y aura donc pas de problème d'emballement puisque la résistance globale d'émetteur est conséquente. C'est donc bien pour une tension d'entrée nulle que va se poser le problème.

6.5. Les montages Darlington

L'étude du montage Push-pull en classe B (§6.1) a montré que l'impédance d'entrée d'un tel montage est :

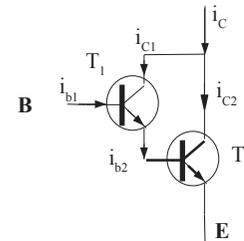
$Z_e = (r_\pi + (\beta + 1) \cdot R_{ch})$ ce qui s'écrit $Z_e = (\beta + 1) \cdot R_{ch}$ en négligeant r_π . Il en va de même pour la montage Push-pull en classe AB.

Il se peut que dans certaines applications, l'impédance de charge soit trop faible, et ce montage n'arrive pas à garantir une impédance suffisamment grande. Par ailleurs, lorsque le courant de sortie est élevé ($>1A$), on utilise des transistors de puissance dont le gain en courant β , s'étale entre 20 et 50 (ce qui n'arrange pas l'impédance d'entrée).

Pour contourner le problème on utilise le **montage Darlington**.

6.5.1. Le montage Darlington classique

Montage (ég, NPN):



T1 est un transistor de petite ou de moyenne puissance. T2, lui, est un transistor de puissance. Le courant i_{c1} est égal au courant de base i_{b2} (β_1 est assez grand pour pouvoir faire l'approximation).

On a donc : $i_{c1} = \beta_1 \cdot i_{b1} \approx i_{b2}$ et pour T2,

$$i_{c2} = \beta_2 \cdot i_{b2} \approx \beta_1 \cdot \beta_2 \cdot i_{b1}$$

Le courant i_c est donc la somme de i_{c1} et i_{c2} , il vaut : $i_c = \beta_1 \cdot i_{b1} + \beta_1 \cdot \beta_2 \cdot i_{b1} = \beta_1 \cdot (\beta_2 + 1) \cdot i_{b1}$

En définitive, on peut dire que ce montage à deux transistors NPN est équivalent à un « super transistor » NPN ayant pour caractéristiques :

- $\beta = \beta_1 \cdot (\beta_2 + 1)$
- $V_{BE} = V_{be1} + V_{be2} \# 1,2 V$ en fonctionnement normal.

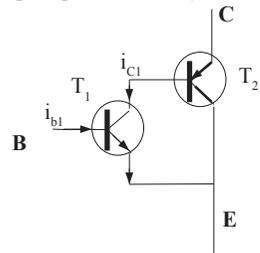
Pour un transistor PNP, le montage est complètement symétrique.

6.5.2. Le montage Darlington composite

L'inconvénient du montage Darlington classique est la nouvelle tension de seuil qui est doublée. A tension d'alimentation donnée, on perd en dynamique de sortie.

Le Darlington composite est constitué de deux transistors complémentaires. Comme on va le voir, non seulement, il a l'avantage d'avoir un seuil équivalent à un seul transistor (0,6V), mais en plus il se montre plus stable en température.

Montage (équivalent NPN):



Les équations donnent :

$$i_{C1} = i_{b2} = \beta_1 \cdot i_{b1}$$

$$i_{C2} = \beta_2 \cdot i_{b2} = \beta_2 \cdot \beta_1 \cdot i_{b1}$$

En résumé, le Darlington composite est équivalent au NPN dont les caractéristiques sont :

- $\beta = \beta_1 \cdot \beta_2$
- $V_{BE} = v_{be1} \approx 0,6 \text{ V}$ en fonctionnement normal.

NB: Contrairement au montage classique, on constate qu'ici, seul T1 est attaqué en tension (donc susceptible de s'emballer). T2, lui est piloté en courant. Si la tension v_{be2} diminue par échauffement, le courant i_{b2} n'a aucune raison d'augmenter. Ainsi, quand on utilise ce type de montage en Push-pull classe AB, la résistance r_E de stabilisation thermique sera déterminée en considérant T1, ainsi que sa résistance thermique. Un calcul similaire à celui fait eu §6.4 montre que le gain β_2 permet de diminuer encore r_E .

7. Bibliographie

J. MILLMAN, A. GRABEL : Micro-électronique, McGraw-Hill

M. GIRARD : Amplificateur de puissance, McGraw-Hill

A. MALVINO : Principes d'électronique

Puissance et dissipation thermique

Un aspect très important dans l'élaboration des dispositifs électroniques est le refroidissement, c'est à dire la dissipation de chaleur accumulée par un composant. Une des tâches d'un concepteur est donc de repérer les éléments susceptibles de trop s'échauffer et de prévoir un dissipateur adéquat pour maintenir une température raisonnable.

Les grandeurs mises en jeu sont donc la **température** et la **puissance**. Ces deux grandeurs sont liés par la résistance thermique, **R_{th}**.

On aboutit à une loi très similaire à la loi d'Ohm, qu'on appellera justement la loi d'Ohm thermique :

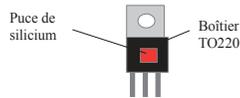
$$\Delta\theta = R_{th} \cdot P$$

Plus R_{th} est faible, plus on peut dissiper de la puissance puisque l'écart de température sera faible.

Mise en œuvre pour un transistor :

Ce qui détruit un transistor, c'est l'atteinte d'une température trop élevée au niveau du silicium, au cœur du boîtier.

On peut le représenter comme ceci (cas d'un TIP31C en boîtier TO220)



Très souvent dans une documentation constructeur on donne la puissance que peut supporter un transistor lorsque son boîtier (case) est maintenu à 25°C. De même on trouve la puissance maximale pour une température ambiante de 25°C, ce qui n'est pas la même chose !

Ex pour le TIP31C :

P_{max} = 40W pour θ_c = 25°C (nécessite un dissipateur « infini »...)

P_{max} = 2W pour θ_a = 25°C (transistor sans dissipateur)

On trouve aussi deux résistances thermiques :

R_{thj-c} qui la résistance thermique entre la jonction et le boîtier

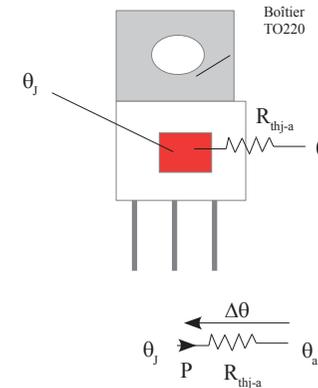
R_{thj-a} qui la résistance thermique entre la jonction et l'air (nécessairement plus grande que la précédente car les calories sont plus difficile à évacuer dans l'aire, que vers le boîtier)

« Schématisation thermique » du transistor :

On va considérer le cas d'un transistor qui, dans une application, nécessite de dissiper une puissance P.

a – Sans dissipateur

On fait intervenir la résistance R_{thj-a}



$$\theta_j - \theta_a = R_{thj-a} \cdot P$$

On en déduit :

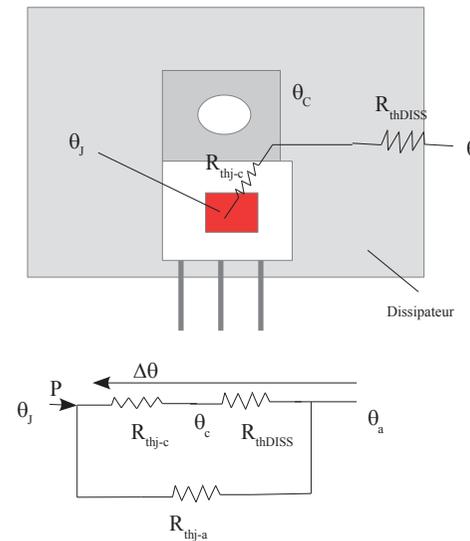
$$\theta_j = R_{thj-a} \cdot P + \theta_a$$

Il suffit alors de faire le calcul en prenant :
θ_a = 30°C (on suppose que l'environnement proche du transistor est un peu chaud)

Si θ_j atteint 150°C, la situation est critique et il faut ajouter un dissipateur. Il faut donc le dimensionner (= trouver sa résistance thermique, R_{thDISS})

b – Avec dissipateur

Refaisons le schéma avec un dissipateur en plus :



En toute rigueur, la résistance R_{thj-a} est à considérer pour la calcul.

Mais d'une part elle est bien plus grande que la somme des deux autres, et de plus, si on ne la compte pas dans le calcul, sa présence physique contribuera à diminuer un peu la température de jonction.

On écrira donc simplement :
θ_j - θ_a = (R_{thj-c} + R_{thDISS}) · P

On en déduira facilement R_{thDISS} en fixant tous les autres paramètres, en particulier :
θ_a = 30°C et θ_j = 140°C (on prend une marge).

Remarque : il est aussi possible de calculer très simplement la température du boîtier.