

Les oscillateurs sinusoïdaux

*Une illustration de l'intérêt des simulations SMASH
pour l'enseignement de l'électronique*

LES OSCILLATEURS SINUSOÏDAUX	1
I. PRINCIPE	2
I.1. CONDITIONS D'OSCILLATION	2
I.2. STABILISATION DE L'AMPLITUDE DES OSCILLATIONS	8
II. LES OSCILLATEURS À RÉSEAU RC	9
II.1. OSCILLATEUR À LIGNE À RETARD	9
III. LES OSCILLATEURS À RÉSEAU LC	10
III.1. L'OSCILLATEUR COLPITTS	10
III.2. L'OSCILLATEUR CLAPP	15
IV. LES OSCILLATEURS À QUARTZ	15
IV.1. LES RÉSONATEURS À QUARTZ	15
IV.2. L'OSCILLATEUR COLPITTS À QUARTZ	16
V. LES VCO (OSCILLATEURS COMMANDÉS EN TENSION)	17
V.1. LES OSCILLATEURS À VARICAP	17
V.2. LES GÉNÉRATEURS DE FONCTIONS	18
RÉFÉRENCES	19
SERVEURS WEB UTILES	19

Etienne GHEERAERT,
Maître de conférences, ancien élève de l'ENS de Cachan,
Institut des Sciences et Techniques de Grenoble, Université Joseph Fourier.

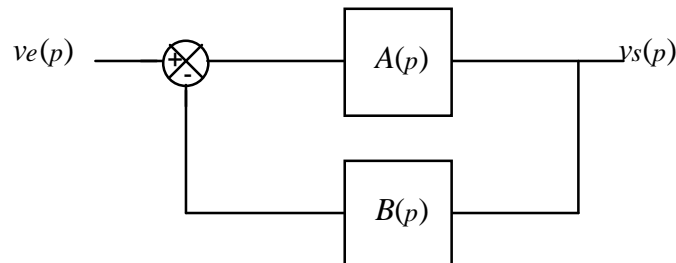
Adresse postale: ISTG, Département 3I, B.P 53 38041 Grenoble cedex 9 France
<http://www-istg.ujf-grenoble.fr>
mél: gheeraer@lepes.polycnrs-gre.fr

(Extrait du cours d'Electronique de 2^{ème} année du département Informatique Industrielle et Instrumentation)

I. Principe

Un oscillateur est un amplificateur contre réactionné dans des conditions instables. Si $A(p)$ est la fonction de transfert de l'amplificateur et $B(p)$ celle de la contre-réaction, la fonction de transfert en boucle fermée est :

$$H_{BF}(p) = \frac{A(p)}{1 + A(p)B(p)}$$



I.1. Conditions d'oscillation

Si $A(p)B(p) = -1$ le dénominateur s'annule et la fonction de transfert est infinie, ce qui peut s'interpréter en considérant que la tension de sortie est non nulle alors que la tension d'entrée est nulle. Dans certaines circonstances cet ensemble peut constituer un oscillateur. Un amplificateur opérationnel avec son entrée inverseuse à la masse et rebouclé sur son entrée non-inverseuse est par exemple dans ces conditions d'instabilité, mais ne constitue pas un oscillateur. La tension sortie se sature à $+V_{sat}$ et le système est stable (d'un point de vue électrique). Ceci est dû au fait que les conditions d'instabilité sont vérifiées à fréquence nulle. En d'autres termes le montage "oscille" à fréquence nulle; mais l'appellation générale d'oscillateur n'inclue pas ce type de comportement, elle est réservée aux montages qui délivrent un signal périodique à fréquence non nulle.

Ainsi pour réaliser un oscillateur il faut tout d'abord que la condition d'instabilité soit vérifiée à fréquence non nulle, sans l'être à fréquence nulle. Ces conditions s'écrivent encore :

$$\begin{cases} |A(p)B(p)| = 1 \\ \arg(A(p)) + \arg(B(p)) = (2k + 1)\pi \end{cases}$$

et sont appelées *conditions limites d'oscillation de Barkhausen*.

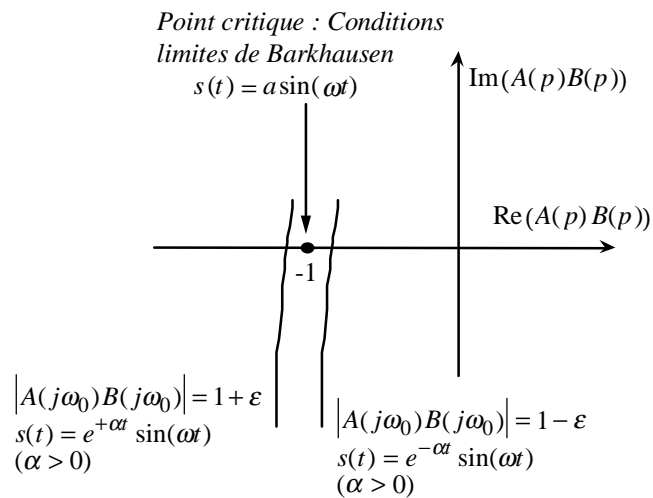
Il est impossible de satisfaire rigoureusement à ces conditions, à cause des incertitudes sur les composants et des variations en fonction du temps et de la température.

Supposons que les conditions de Barkhausen soient vérifiées pour la phase à la pulsation ω_0 , et analysons l'influence de variations ε des gains $|A(p)|$ et $|B(p)|$.

- Pour $|A(j\omega_0)B(j\omega_0)| = 1 - \varepsilon$, avec ε réel positif, si un signal sinusoïdal apparaît en entrée avec l'amplitude e à la pulsation ω_0 (une composante du bruit thermique par exemple), il va être amplifié puis ré-injecté en entrée avec l'amplitude $(1 - \varepsilon)e$. Il va être à nouveau amplifié en $(1 - \varepsilon)^2 e$, $(1 - \varepsilon)^3 e$ et ainsi de suite. Cette suite étant convergente vers zéro le bruit s'atténue et disparaît.
- Pour $|A(j\omega_0)B(j\omega_0)| = 1 + \varepsilon$, avec ε réel positif, le même bruit va être amplifié et ré-injecté à l'entrée avec l'amplitude $(1 + \varepsilon)e$ puis $(1 + \varepsilon)^2 e$, $(1 + \varepsilon)^3 e$ et ainsi de suite. La suite étant divergente l'amplitude du signal augmente de façon exponentielle, un signal sinusoïdal divergent apparaît à la pulsation ω_0 .

Ces différents comportements se retrouvent sur le lieu de Nyquist (figure IV.1).

Figure IV.1 : Différentes formes de signal de sortie possible en fonction du lieu de Nyquist



Ainsi pour qu'un signal oscillant puisse apparaître il est nécessaire que le système vérifie pour une certaine pulsation ω_0

$$|A(j\omega_0)B(j\omega_0)| > 1$$

C'est la *condition d'oscillation*.

Mais néanmoins, le signal qui apparaît à la pulsation ω_0 est divergent, son amplitude croît exponentiellement. Donc à partir d'une certaine amplitude l'amplificateur sort de sa plage de fonctionnement linéaire. Il apparaît une distorsion, comme par exemple un écrêtage du signal en sortie de l'amplificateur. A partir de là le fonctionnement ne peut plus être décrit par une analyse linéaire standard, on utilise des méthodes spécifiques aux systèmes non linéaires, dont la plus simple est la *méthode du premier harmonique*.

Intuitivement, le comportement de l'oscillateur dépend de la composante du signal à la pulsation d'oscillation ω_0 , appelé aussi fondamental ou premier harmonique. Les harmoniques suivants créés par la distorsion à $2\omega_0$, $3\omega_0$... ne font que déformer le signal. Par ailleurs lorsque le signal sinusoïdal est déformé par l'amplificateur l'amplitude du premier harmonique (ω_0) est réduite par rapport à la valeur qu'elle aurait si l'amplificateur était en régime linéaire. Donc pour le premier harmonique le gain équivalent du système diminue lorsque l'amplitude augmente.

Revenons au signal sinusoïdal divergent. A partir d'une certaine amplitude l'amplificateur rentre en régime non linéaire, et de ce fait le gain équivalent pour le premier harmonique diminue. A partir d'une certaine amplitude le gain de boucle sera rigoureusement égal à 1.

$$|A_{eq}(j\omega_0)B(j\omega_0)| = 1$$

Le système est alors dans les conditions de Barkhausen. Et le système est stable (stable au sens de l'électronique, c'est à dire en régime permanent). En effet si l'amplitude du signal augmente encore, alors la distorsion s'accroît et le gain de boucle du premier harmonique devient inférieur à 1 (cas $1-\varepsilon$ précédent) et le signal décroît. Si au contraire l'amplitude du

signal vient à diminuer, alors l'amplificateur retourne vers son régime linéaire, le gain devient supérieur à 1 (cas $1+\varepsilon$ précédent) et l'amplitude augmente à nouveau.

Pour clarifier les idées prenons l'exemple d'un oscillateur sinusoïdal basse fréquence, le *pont de Wien* à amplificateur opérationnel.

Le circuit est composé d'un amplificateur réalisé avec un amplificateur opérationnel associé à deux résistances R_1 et R_2 , et d'un réseau de contre-réaction RC (Figure IV.2).

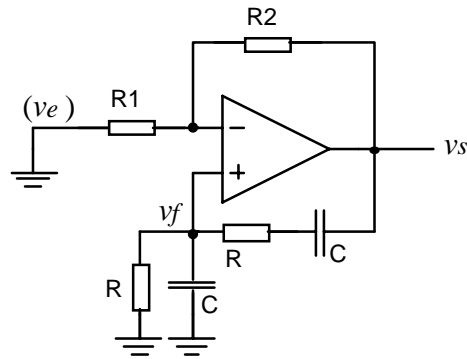
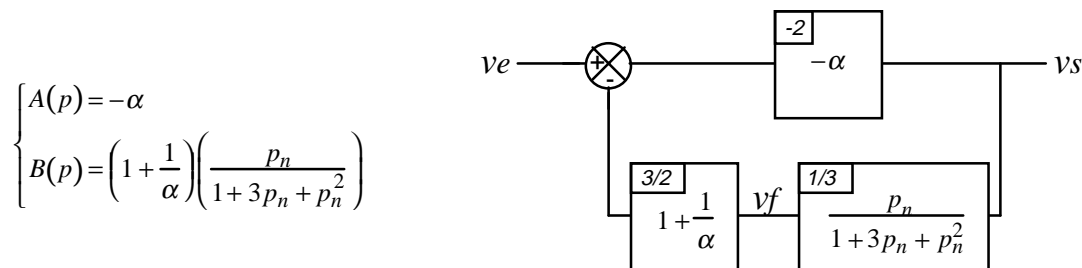


Figure IV.2: Schéma électrique d'un pont de Wien. Pour l'étude du fonctionnement R_1 est reliée à un générateur de tension v_e .

Pour étudier son fonctionnement on suppose que la résistance R_1 est reliée à un générateur de tension d'entrée v_e . L'écriture de relations simples permet de mettre en évidence la contre-réaction :

$$\begin{cases} v_s = -\alpha \left[v_e - \left(1 + \frac{1}{\alpha} \right) v_f \right] \\ \frac{v_f}{v_s} = \frac{p_n}{1 + 3p_n + p_n^2} \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{aligned} \alpha &= \frac{R_2}{R_1} \\ p_n &= \frac{p}{\omega_0} = RCp \end{aligned}$$

La pulsation est normalisée par rapport à la pulsation propre de la fonction de transfert v_f/v_s . Par analogie avec la relation $v_s(p) = A(p)(v_e(p) - B(p)v_s(p))$, la première équation fait apparaître les gains de la chaîne directe $A(p)$ et de la contre réaction $B(p)$:



$$\begin{cases} A(p) = -\alpha \\ B(p) = \left(1 + \frac{1}{\alpha} \right) \left(\frac{p_n}{1 + 3p_n + p_n^2} \right) \end{cases}$$

Figure IV.3 : Schéma bloc équivalent du pont de Wien. Les nombres en italique indiquent le gain du bloc dans les conditions de Barkhausen ($\alpha=2$ et $p_n=1$)

Le montage peut donc se mettre sous la forme du schéma-bloc de la figure IV.3. Les conditions de Barkhausen s'écrivent $A(p)B(p) + 1 = 0$, et mènent après calcul aux relations suivantes :

$$\begin{cases} \alpha = 2 \\ p_n = 1 \end{cases}$$

Le système peut donc osciller à la pulsation normalisée $p_n=1$ (c'est à dire $\omega_0=1/RC$) avec une tension d'entrée nulle (R_1 reliée à la masse, comme indiqué sur la figure IV.2) si le gain de l'amplificateur est ajusté à $\alpha=2$. Dans ces conditions le gain de la chaîne directe est égal à -2, et le gain de la contre-réaction à 1/2. Les gains des trois blocs sont indiqués en italique sur la figure IV.3.

En pratique le gain α est ajusté en remplaçant R_2 par une résistance variable. Néanmoins le gain ne peut être rigoureusement ajusté à 2, donc il est ajusté à une valeur légèrement supérieure de façon à ce qu'une oscillation puisse apparaître. La figure IV.4 représente les fichiers de description du circuit en vue d'une simulation, et la figure IV.5 représente le lieu de Nyquist de la boucle ouverte dans le cas $\alpha=2.2$. Lorsque le lieu est parcouru dans le sens des pulsations croissantes le point critique est laissé à droite. D'après le critère de Cauchy le montage en boucle fermée sera instable.

A la mise sous tension du montage les transitoires de tension ou le bruit présent dans le circuit vont induire une composante à la pulsation ω_0 , qui va être amplifiée. La simulation du schéma électrique ci-dessus permet de faire apparaître ces premiers instants (figure IV.6). Dès que l'amplitude du signal de sortie atteint les tensions de saturation de l'ampli-op la distorsion du signal apparaît, et l'amplitude des oscillations se stabilise. Dans ces conditions le gain du premier harmonique A_{eq} , c'est à dire le rapport de l'amplitude de la composante à ω_0 du signal de sortie sur le l'amplitude du signal à l'entrée de l'amplificateur, est rigoureusement égal à 2. Dans la pratique on n'a pas accès à la tension d'entrée de l'amplificateur, on a juste accès à la tension de contre-réaction v_f . Le gain équivalent attendu v_s/v_f est alors de 3, comme indiqué sur la figure IV.3.

La figure IV.7 représente les spectres du signal d'entrée de l'amplificateur (v_f) et du signal de sortie (v_s) en régime permanent d'oscillation, pour un gain de $\alpha=2.2$. Le rapport des amplitudes des premiers harmoniques est de 9.535dB soit 2.997. Aux erreurs de mesure près c'est le gain attendu dans les conditions de Barkhausen. La distorsion a donc réduit le gain de sa valeur initiale en régime linéaire de 3.2 à 3.0 en régime non linéaire.

Si on augmente de gain de l'amplificateur α , l'amplitude du signal de sortie va augmenter de façon à augmenter la distorsion et ainsi réduire le gain du premier harmonique. Pour des grandes valeurs de α le signal de sortie sera proche d'un signal carré. Si on réduit le gain α , la distorsion sera réduite, mais de petites variations des valeurs des résistances (induites par une variation de température par exemple) risquent de faire passer le gain α à une valeur inférieure à 2 et d'éteindre l'oscillation. Par exemple la simulation du circuit avec un gain de $\alpha=2.05$ montre que la distorsion en sortie est réduite à $THD=-34.8\text{dB}$, alors qu'elle était de $THD=-25.4\text{dB}$ pour $\alpha=2.2$.

Pour analyser plus précisément le comportement de l'oscillateur, comme par exemple déterminer l'amplitude des oscillations, il faut utiliser une méthode d'analyse des systèmes

non linéaires, comme la méthode du premier harmonique (voir Mainguenaud 74 par exemple).

Wien.nsx

```
R1 0 NMOINS 10k
R2 NMOINS OUT 22k
C1 OUT N1 100n
R3 N1 NPLUS 10k
C2 NPLUS 0 100n
R4 NPLUS 0 10k
X1 NPLUS NMOINS VCC VEE OUT LF351
```

Wien.pat

```
* Description des alimentations
VCC VCC 0 15
VEE VEE 0 -15
VIN IN 0 0 AC 1 0

* Librairie de models:
.LIB LF351.CKT

* Directives de simulation
.AC LIN 100 10 1K
.TRACE AC VR(AB)
.TRACE AC VI(AB)
```

Figure IV.4: Fichiers de description du circuit pour simulation SMASH. Le fichier *wien.nsx* est le fichier de netlist, il contient la description du montage seul, c'est à dire la description des composants avec leurs connections. Le fichier *wien.pat* décrit lui l'ensemble des sources et générateurs éventuels qui sont reliés au montage, les modèles des composants utilisés et l'ensemble des directives nécessaires à la simulation. Le circuit simulé ici utilise un ampli-op Texas Instruments LF351 alimenté en +15/-15V, avec un gain de $\alpha = R_2/R_1 = 2.2$. La fréquence d'oscillation est prévue à 159 Hz.

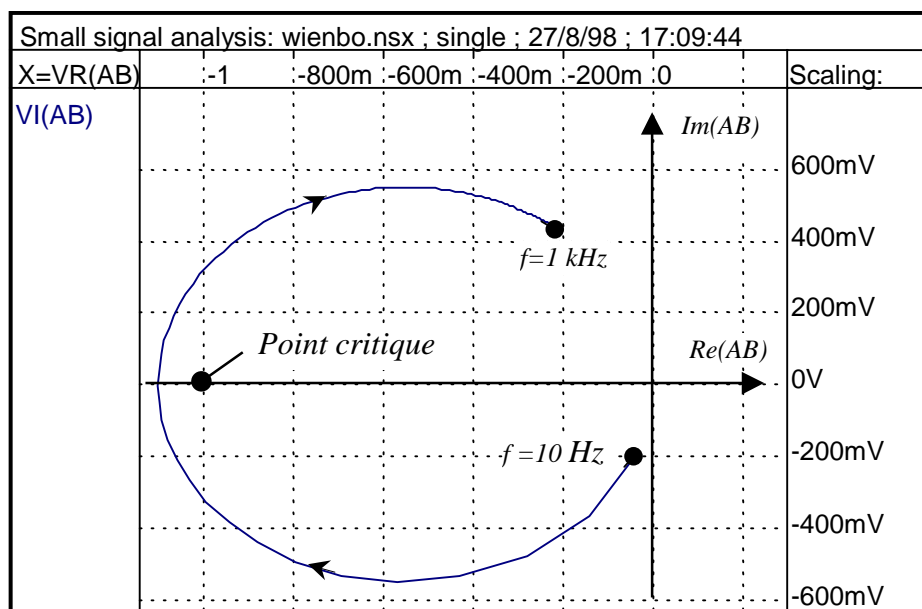


Figure IV.5: Lieu de Nyquist de la boucle ouverte du pont de Wien pour un gain de $\alpha=2.2$ (simulation)

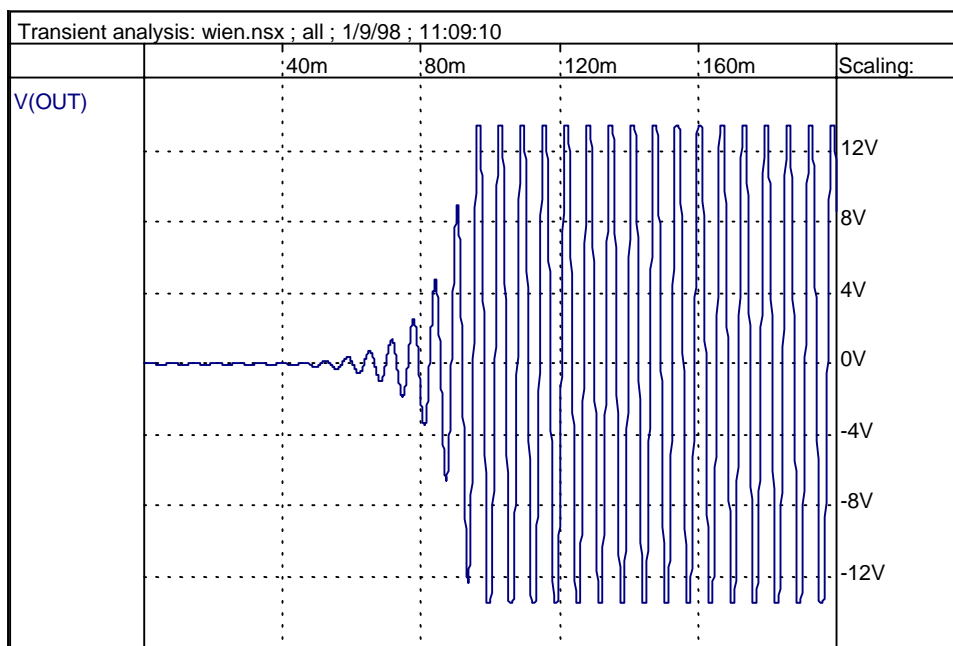


Figure IV.6: Apparition du signal oscillant dans le pont de Wien à la mise sous tension (signal V(OUT)). Avant $t=90\text{ms}$ le signal est sinusoïdal divergent (de la forme $\exp(+\alpha)\sin(\alpha t)$, avec $\alpha>0$). A partir de $t=90\text{ms}$ le signal est écrêté par les tensions de saturation de l'amplificateur opérationnel (+13.5 et -13.5V) et le système entre en régime permanent.

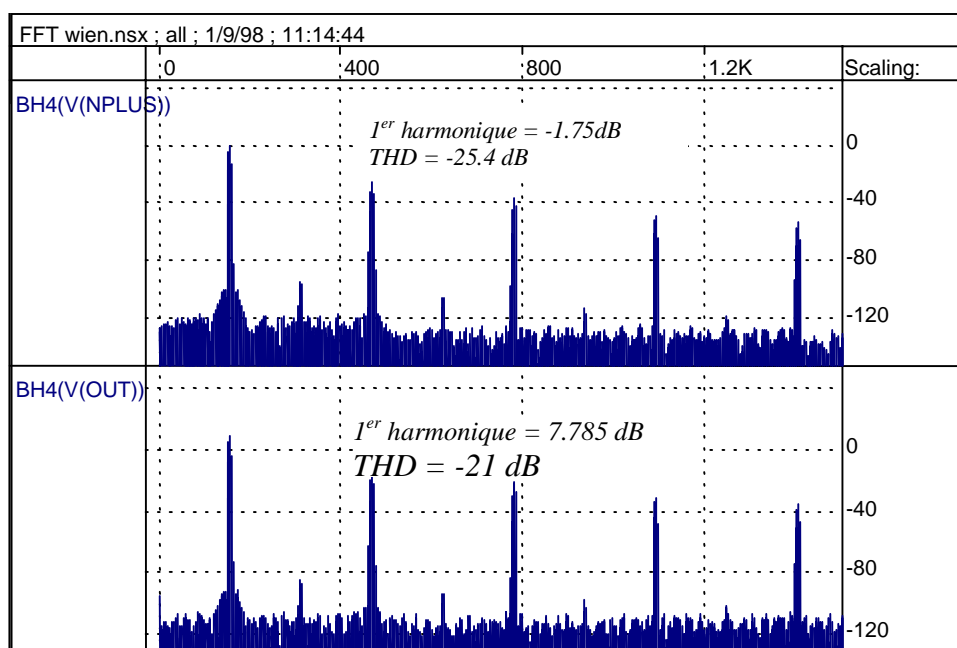


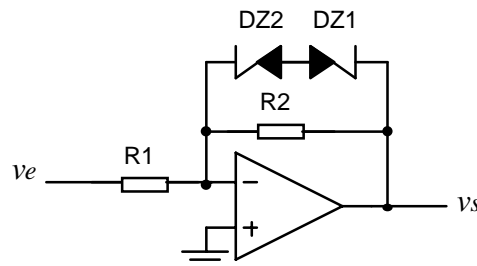
Figure IV.7: Transformée de Fourier discrète du signal de sortie de l'amplificateur opérationnel V(OUT) et du signal de contre-réaction V(NPLUS) en régime permanent (Simulation SMASH). La fenêtre d'apodisation est Blackman-Harris 4 (BH4). L'amplitude du premier harmonique (en dB) ainsi que le taux de distorsion total THD est indiqué. La faible amplitude des harmoniques pairs indique que le signal reste symétrique.

1.2. Stabilisation de l'amplitude des oscillations

Dans l'exemple ci-dessus du pont de Wien la stabilisation des oscillations par écrêtage produit un signal de sortie avec un taux de distorsion important. Pour réduire la distorsion, on introduit volontairement une non linéarité "douce" dans le système pour stabiliser le signal avant saturation de l'amplificateur opérationnel. Dans le pont de Wien par exemple la résistance R_2 peut être remplacée par une thermistance R_{TH} à coefficient de température négatif. A température ambiante celle-ci doit avoir une valeur $R_{TH} > 2R_1$ de façon à assurer l'apparition des oscillations. L'amplitude du signal augmentant le courant dans la thermistance augmente, ce qui l'échauffe et fait diminuer sa valeur. Le système sera stable lorsque la valeur de la thermistance sera égale à $2R_1$. L'oscillation obtenue dans ces conditions est extrêmement pure.

Pour rendre l'amplificateur non linéaire on peut aussi placer en parallèle sur sa résistance de contre-réaction un élément non linéaire en fonction de la tension, comme par exemple deux diodes Zener en série (figure IV.8).

Figure IV.8: Amplificateur à ampli-op mis en régime non linéaire par diodes Zener. Lorsque la tension aux bornes de R_2 est telle que les diodes Zener se mettent à conduire la résistance équivalente du circuit de contre-réaction diminue, donc le gain de l'amplificateur diminue.



Une autre solution souvent employée est de mesurer la tension moyenne du signal de sortie et de modifier le gain de l'amplificateur en fonction de celle-ci (Figure IV.9). La tension moyenne est mesurée par le réseau D_1 , D_2 , C_1 et C_2 , et est appliquée à la grille du transistor MOS. Celui-ci jouant le rôle d'une résistance commandée en tension, il constitue avec la résistance R un atténuateur d'entrée. Lorsque l'amplitude du signal augmente, la résistance équivalente du MOS diminue et de ce fait le gain de la contre-réaction est réduit.

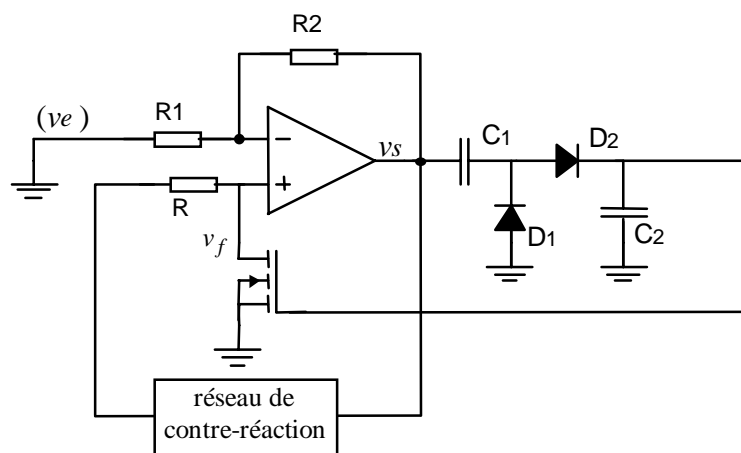


Figure IV.9: Amplificateur à ampli-op mis en régime non linéaire par transistor MOSFET en résistance variable.

Ces méthodes de contrôle de l'amplitude des oscillations sont principalement appliquées aux oscillateurs à amplificateurs opérationnels. Lorsqu'un transistor est utilisé comme amplificateur ses non linéarités intrinsèques suffisent pour stabiliser les oscillations tout en conservant un taux de distorsion acceptable.

II. Les oscillateurs à réseau RC

Les oscillateurs de ce type utilisent un réseau de contre-réaction à composants R et C. Les plus courants sont le pont de Wien, qui a été décrit dans le paragraphe précédent, et l'oscillateur à ligne à retard.

II.1. Oscillateur à ligne à retard

Un réseau RC série induit un déphasage de la forme

$$\begin{cases} \varphi(\omega_n) = -\arctan(\omega_n) \\ |F(j\omega_n)| = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega_n^2}} \end{cases} \quad \text{où } \omega_n \text{ représente la pulsation normalisée } \omega_n = \frac{\omega}{\omega_0} = RC\omega$$

En cascade au moins 3 réseaux RC on peut donc obtenir un déphasage de 180° . Si un amplificateur compense l'atténuation introduite par les réseaux RC, et induit lui-même un déphasage de 180° (amplificateur inverseur), le gain en boucle ouverte vérifiera les conditions d'oscillation.

Exemple: oscillateur à 3 réseaux RC

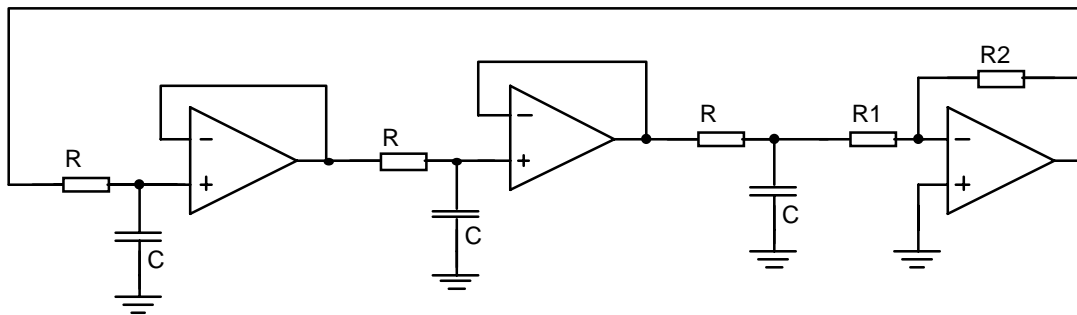


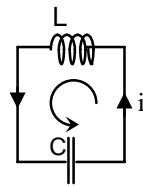
Figure IV.10: Schéma de principe d'un oscillateur à retard de phase à 3 réseaux RC.

III. Les oscillateurs à réseau LC

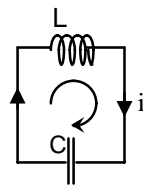
Il existe une grande variété de montages utilisant un réseau de contre-réaction de type LC. Le plus utilisé est le montage Colpitts.

III.1. L'oscillateur Colpitts

Pour mieux appréhender le fonctionnement de cet oscillateur il faut revenir au fonctionnement du résonateur LC. Considérons un simple circuit LC parfait dans des conditions hors-équilibre, le condensateur étant initialement chargé et le courant étant nul.

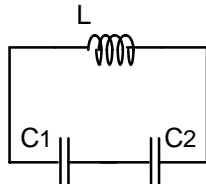


La décharge du condensateur induit un courant i dans le circuit. Ce courant induit alors la magnétisation de la self. L'énergie électrostatique du condensateur est convertie en énergie magnétique dans la self.



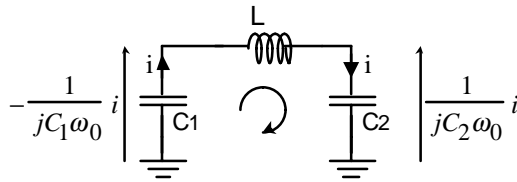
Une fois la self magnétisée et le condensateur déchargé, le courant s'inverse. L'échange d'énergie est alors de la self vers le condensateur, le système revient à l'état de départ. La pulsation d'oscillation est de

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$$



En coupant la capacité précédente en deux capacités on obtient le schéma équivalent ci-contre. Le fonctionnement est *identique* et la fréquence de résonance est de

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right)}}$$



En plaçant la masse entre les deux capacités on obtient le schéma ci-contre, qui est identique au précédent. A la résonance le courant circule alternativement de C_1 vers C_2 . Lorsque C_1 se décharge C_2 se charge, et inversement. Les tensions aux bornes des deux condensateurs sont donc en *opposition de phase*.

$$\arg(v_{C_2}) - \arg(v_{C_1}) = \pi$$

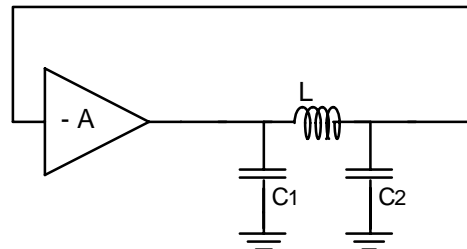
De plus le courant dans les deux condensateurs étant identique, le rapport des tensions est égal à *l'inverse du rapport des capacités*:

$$\frac{v_{C_2}}{v_{C_1}} = \frac{C_1}{C_2}$$

Tout ceci est valable pour un réseau LC parfait en oscillation libre. En pratique le circuit est alimenté par une source de tension (un amplificateur de tension), il n'est pas en oscillation libre. Mais lorsque le système sera alimenté à sa fréquence propre il entrera en résonance, et il aura un comportement proche de celui de l'oscillation libre.

L'oscillateur de type Colpitts tire partie de ces propriétés particulières du résonateur LC (figure IV.11). Il utilise un amplificateur inverseur de gain A et le réseau de contre-réaction que nous venons de décrire.

Figure IV.11: Principe de l'oscillateur de type Colpitts.



A la fréquence de résonance le déphasage introduit par la contre-réaction est de π . Sachant que l'amplificateur induit lui-aussi un déphasage de π (il est inverseur), la condition d'oscillation pour la phase $\arg(H_{BO}(\omega_0)) = 2k\pi$ est remplie. En négligeant les impédances d'entrée et de sortie de l'amplificateur, le gain de la boucle est à la résonance de

$$H_{BO}(\omega_0) = A \frac{C_1}{C_2}$$

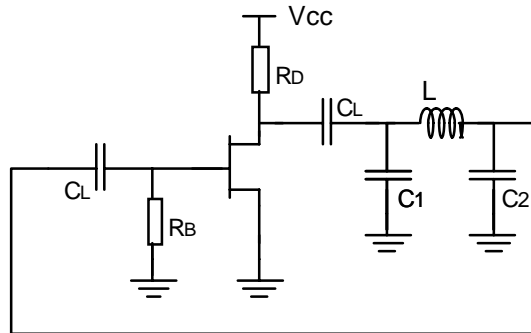
Si $A \frac{C_1}{C_2} > 1$ la condition d'oscillation pour le gain sera remplie, le système oscillera.

Dans la pratique ce montage est utilisé plutôt en hautes fréquences, et l'amplificateur est soit transistor (bipolaire ou à effet de champ) soit une porte logique inverseur. Dans le cas d'amplificateur à transistor à effet de champ le montage est représenté sur la figure IV.12.

Exemple: Oscillateur Colpitts à transistor à effet de champ

Figure IV.12: Oscillateur Colpitts à transistor à effet de champ.

$R_D = 680\Omega$ $R_B = 100k\Omega$
 $C_1 = 1nF$ $C_2 = 2.2nF$
 $L = 36.8\mu H$ $V_{CC} = 5V$
 $C_L = 100nF$
 N-JFET, $g_m = 4mS$ pour $V_{GD} = 0$



Le transistor à effet de champ est caractérisé par

- Une résistance d'entrée infinie
- une transconductance g_m
- une impédance de sortie ρ

Les capacités C_L sont des capacités de liaison, elles doivent avoir une impédance négligeable à la fréquence de travail.

Pour étudier le comportement de la boucle ouverte on ouvre la boucle entre C_2 et C_L . Montrer que le montage est équivalent au schéma de la figure IV.13 en régime de petits signaux. Donner les valeurs des admittances y_0 , y_1 et y_2 .

Calculer la fonction de transfert en boucle ouverte en fonction de g_m , y_0 , y_1 et y_2 .

Déterminer les conditions d'oscillation.

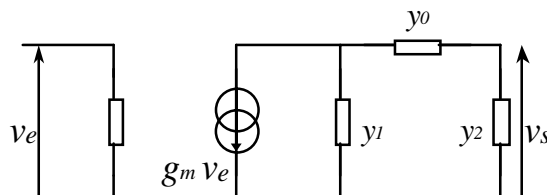


Figure IV.13: Schéma équivalent en petits signaux.

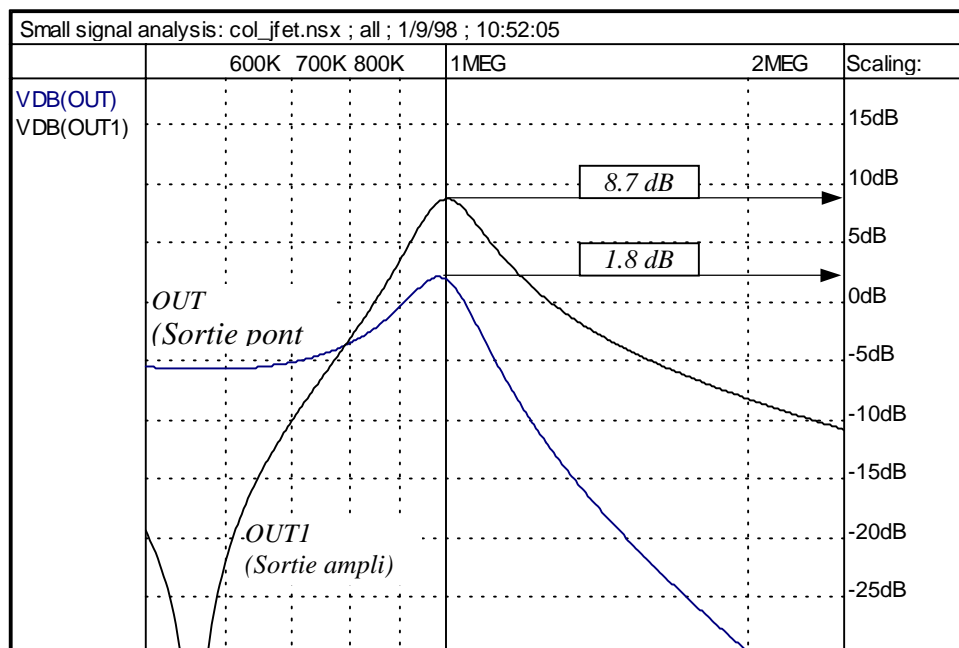


Figure IV.14: Diagramme de Bode des modules $|V(OUT_1)/V_{IN}|$ et $|V(OUT)/V_{IN}|$ en boucle ouverte. V_{IN} est la tension de d'entrée appliquée à la grille du J-FET, $V(OUT_1)$ est la tension de sortie de l'amplificateur (Drain du J-FET) et $V(OUT)$ est la tension de sortie du pont LC. L'impédance d'entrée de l'amplificateur étant grande ($Z_e \sim R_G$) il n'est pas nécessaire de charger la sortie du pont LC par cette impédance. A la fréquence d'oscillation prévue le gain de la boucle ouverte est de 1.8dB. De plus on retrouve bien que $|V(OUT_1)/V_{IN}| \sim R_D g_m$, (~ 2.7 ou 8.7dB) et que le gain du pont LC à la résonance est de $|V(OUT_1)/V(OUT)| = C_1/C_2$ ($= 1/2.2$ ou -6.8dB). (Simulation)

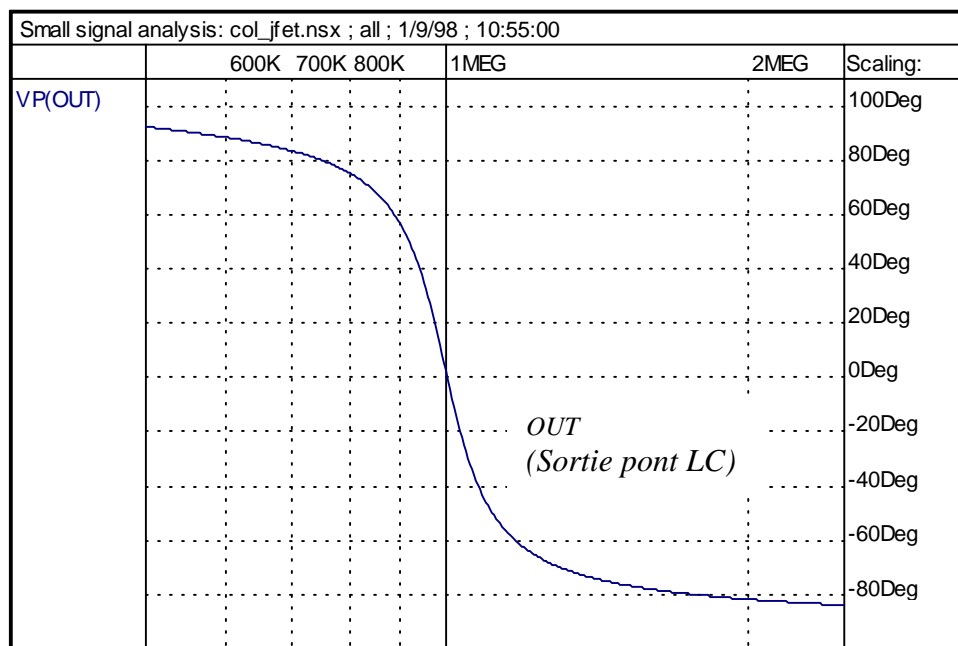


Figure IV.15: Diagramme de Bode de la phase de la boucle ouverte. La phase est de 0 à la fréquence d'oscillation prévue.

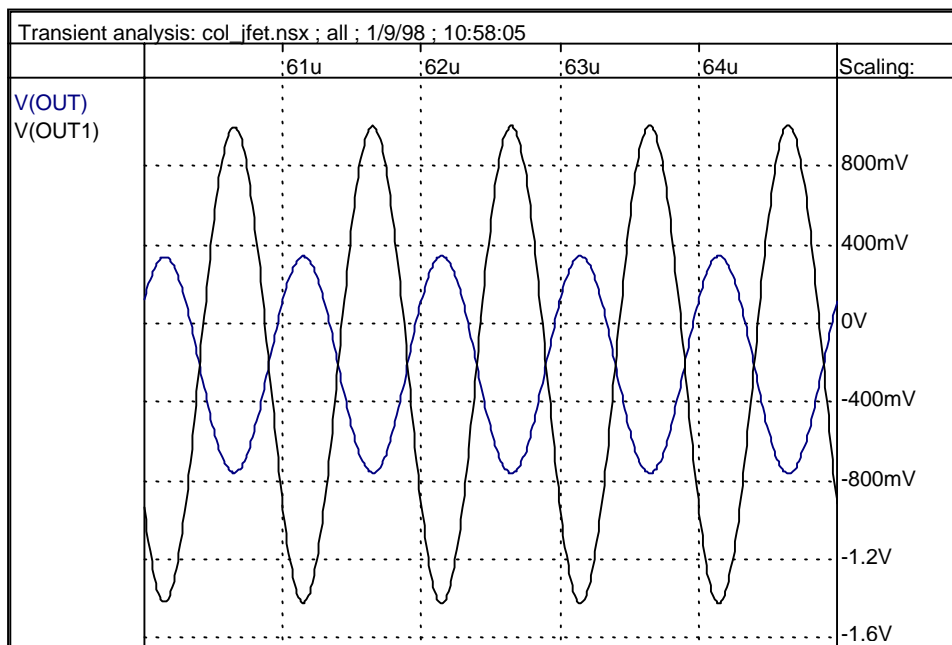


Figure IV.16: Analyse transitoire de l'oscillateur en régime permanent. On vérifie d'une part que les deux tensions en entrée et en sortie du pont LC sont en opposition de phase, et que le gain du pont LC est toujours de $C_1/C_2=1/2.2$. D'autre part le gain de l'oscillateur a été réduit par la distortion de 2.7 à 2.2 (la distortion étant faible on peut assimiler l'amplitude du signal à l'amplitude du premier harmonique).

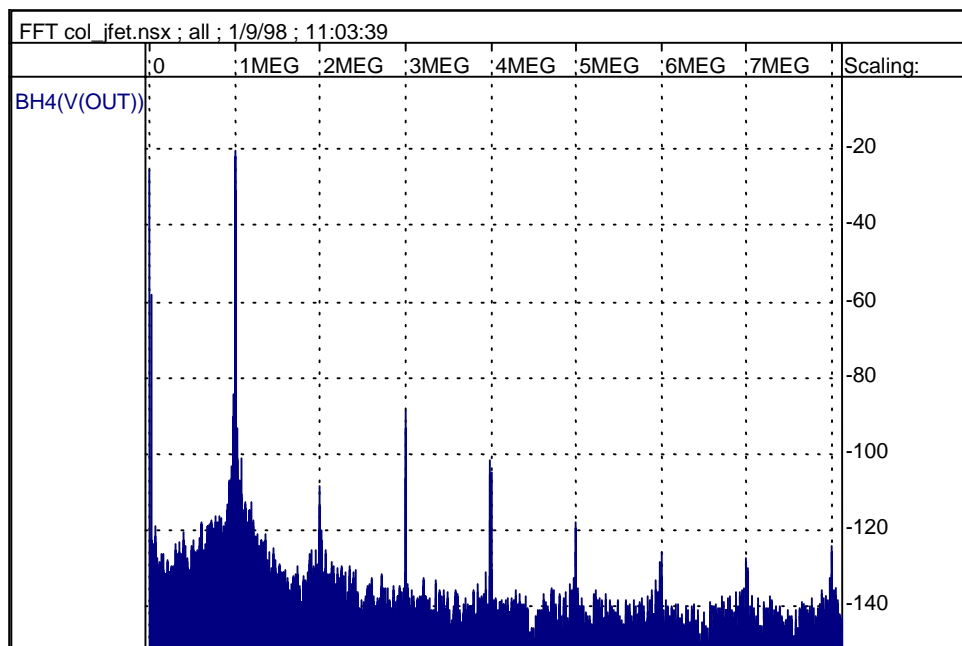


Figure IV.17: Transformée de Fourier discrète du signal de sortie du pont LC V(OUT) permanent. La fenêtre d'apodization est Blackman-Harris 4 (BH4). Le taux de distortion total THD est de -68.1dB.

III.2. L'oscillateur Clapp

Une amélioration sensible consiste à placer en série avec la self une capacité C_3 (figure IV.18). De cette façon la fréquence est très peu dépendante des impédances d'entrée et de sortie de l'amplificateur, et vaut en première approximation

$$\omega_{osc} = \sqrt{\frac{1}{L} \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right)}$$

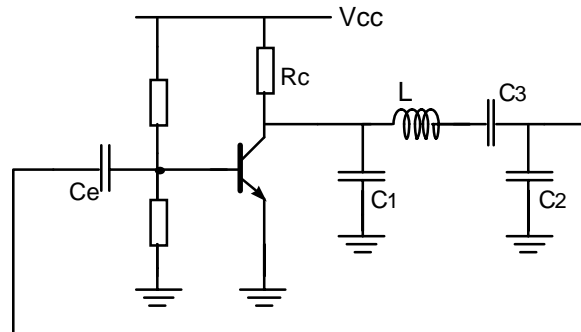


Figure IV.18 Oscillateur Clapp à transistor bipolaire.

IV. Les oscillateurs à quartz

IV.1. Les résonateurs à Quartz

Le quartz est la phase cristallographique hexagonale de la silice SiO_2 . Sa particularité est d'être piézo-électrique. Cela signifie que l'application d'un champ électrique induit une déformation du cristal. Inversement, l'application d'une contrainte au cristal induit un champ électrique interne, et donc une différence de potentiel entre les extrémités du cristal. L'application d'un champ électrique alternatif induira la vibration du cristal. Si la fréquence est telle qu'une onde stationnaire existe dans le cristal, celui-ci entre en résonance. L'amplitude des vibrations n'est alors limitée que par les pertes mécaniques, qui sont très faible. Donc l'énergie mécanique emmagasinée à la résonance est très élevée. Vu de l'extérieur, l'impédance équivalente du quartz est très dépendante de ces conditions de résonance. L'allure générale de cette impédance ainsi que le schéma électrique équivalent sont représentés sur la figure IV.19.

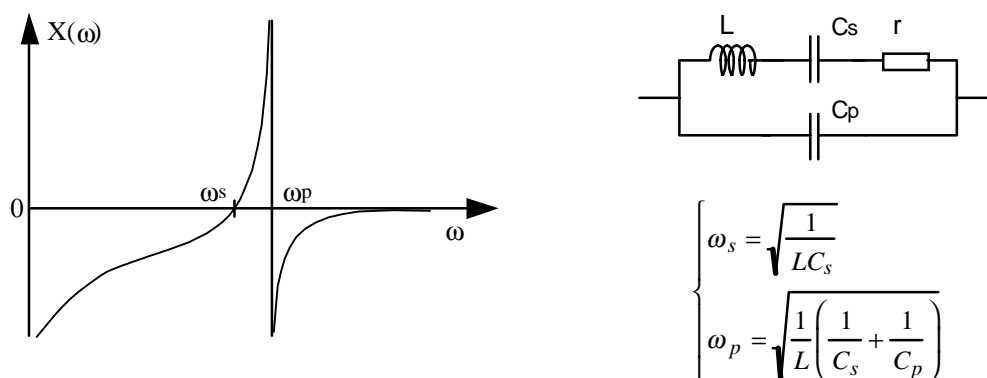


Figure IV.19 Schéma électrique équivalent du quartz et allure de la réactance X (partie imaginaire de l'impédance, $Z=jX$) en négligeant les pertes. La résistance r représente les pertes mécaniques. Une réactance positive correspond à un comportement inductif, et une réactance négative à un comportement capacitif.

On distingue en fait deux fréquences de résonances, la première f_s correspond à la fréquence propre du circuit série LC_s , et la seconde à la fréquence propre du circuit parallèle $(LC_s)/C_p$. Ces deux fréquences sont très proches. Néanmoins en pratique on utilise de préférence la résonance série, qui est plus stable que la résonance parallèle. La valeur indiquée sur les composants est d'ailleurs f_s .

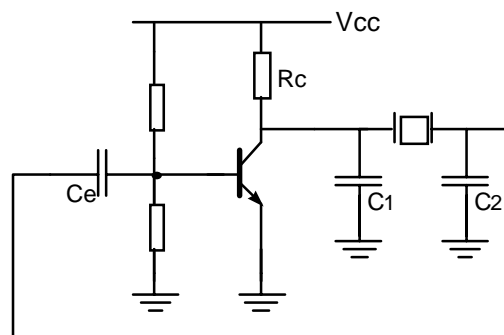
En dehors de la résonance le quartz se comporte comme un simple condensateur.

L'intérêt pour l'électronicien est que la résonance est une résonance de type mécanique, donc beaucoup plus stable en fonction du temps, et ajustable avec une très grande précision (elle dépend de la géométrie du cristal). De plus les pertes mécaniques sont très faibles, dans la résistance en série avec la self est très faible, donc le coefficient de qualité est très élevé ($Q \sim 10000$). A titre de comparaison le coefficient de qualité d'une self bobinée est au mieux de l'ordre de 100.

IV.2. L'oscillateur Colpitts à quartz

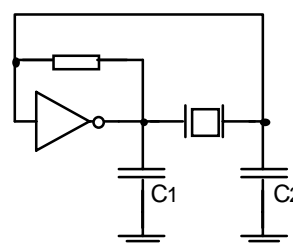
Le montage Colpitts consiste à placer comme réseau de contre réaction une self entre deux capacités. Si on remplace la self par un résonateur à quartz le montage pourra osciller si le quartz a un comportement inductif. Cela est vérifié dans la plage de pulsation entre ω_s et ω_p . Par ailleurs la réactance de résonateur variant de 0 à l'infini (en négligeant les pertes) entre ces deux fréquences, la self équivalente au quartz peut prendre toutes les valeurs. Il existera donc une pulsation située entre ω_s et ω_p qui vérifiera les conditions d'oscillation pour la pulsation. Donc si le gain de l'amplificateur est suffisant le montage oscillera à une pulsation comprise entre ω_s et ω_p . Ces deux fréquences étant très proches (quelques ppm) la pulsation d'oscillation est définie avec une très grande précision. Le principe de la contre-réaction est identique à celui du réseau LC vu précédemment, à savoir à la pulsation de résonance un déphasage de π et un gain de C_1/C_2 entre l'entrée et la sortie du réseau de contre-réaction.

Figure IV.20: Oscillateur Colpitts à quartz. Ce montage a une excellente stabilité de phase (jitter de phase faible). Il est pour cela très utilisé comme horloge d'échantillonnage ou référence de phase.



Associé à une porte logique inverseur comme amplificateur (figure IV.21) c'est l'oscillateur utilisé comme horloge dans la majorité des systèmes à microprocesseur.

Figure IV.21: Horloge à Quartz. La stabilité en fréquence est aussi bonne que le montage à transistor, mais la stabilité en phase est moins bonne (jitter de phase plus important).



V. Les VCO (oscillateurs commandés en tension)

On distingue principalement deux grandes familles de VCO en fonction de la fréquence d'oscillation, les oscillateurs à varicap et les générateurs de fonction.

V.1. Les oscillateurs à varicap

Pour faire varier la fréquence d'oscillation en fonction d'une tension de commande, il suffit de faire varier la valeur d'un des composants dont dépend la fréquence. Cette technique est principalement utilisée à haute fréquence, pour les oscillateurs sinusoïdaux à réseau LC ou à quartz, où une diode *varicap* (varactor) est utilisée comme capacité commandée en tension.

Une diode *pn* polarisée en inverse est équivalente à une capacité. Cette capacité existe physiquement dans la jonction, elle est composée du silicium type *n* neutre, de la zone de transition (ou zone de charge d'espace, zone isolante qui se forme autour de l'interface entre les deux types de semiconducteur) et du silicium de type *p* (figure IV.22). La largeur de la zone de transition *W* dépend de la polarisation inverse appliquée, plus la polarisation est importante et plus la largeur *W* est importante. La capacité de transition dépendant, comme tout condensateur plan, de l'inverse de la distance entre les électrodes (ici la distance entre les semiconducteurs neutres *W*), la capacité de transition dépend de la polarisation de la diode. Toute diode *pn* peut donc être utilisée comme capacité variable. Néanmoins les diodes dites *varicap* sont optimisées pour avoir une importante variation de la capacité de transition en fonction de la polarisation inverse. L'ordre de grandeur de la capacité est de l'ordre de 10 à quelques 100pF.

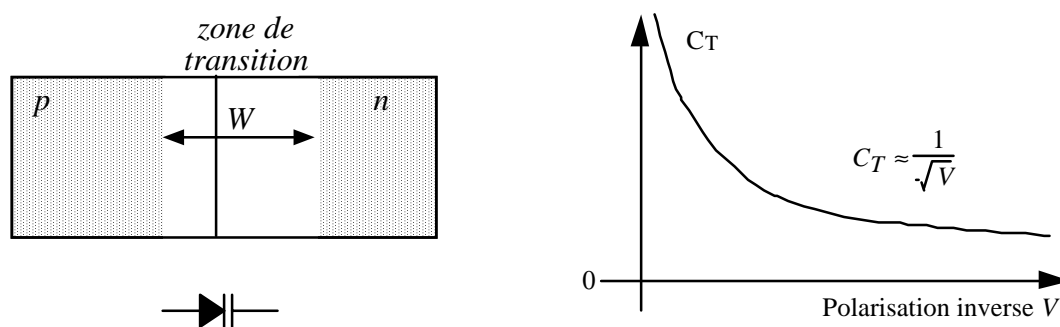


Figure IV.22 Capacité de transition d'une jonction *pn*. La largeur de la zone de transition varie en $W \approx \sqrt{V}$, la capacité équivalente varie donc en $C_T \approx \frac{1}{\sqrt{V}}$.

La varicap est utilisée en parallèle sur une des capacités de l'oscillateur. Pour modifier la polarisation inverse de celle-ci sans perturber le fonctionnement du montage on utilise parfois le montage représenté sur la figure IV.23.

A noter que les varicaps sont aussi utilisées pour modifier la fréquence des oscillateurs à quartz. La variation de fréquence est beaucoup plus faible, mais suffit dans certains cas.

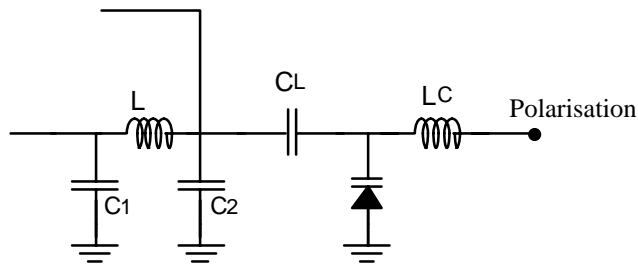


Figure IV.23 Polarisation d'une diode varicap. C_L est une capacité de liaison, qui isole l'oscillateur de la polarisation continue. L_C est une self de liaison, appelée aussi self de choc, qui isole la source de tension du signal à haute fréquence de l'oscillateur. Dans ce montage la varicap est placée en // sur la capacité C_2

V.2. Les générateurs de fonctions

A plus basse fréquence les capacités ont des valeurs beaucoup plus importantes et la petite variation induite par la varicap est trop faible pour modifier de façon significative la fréquence d'oscillation. Le problème est alors contourné en utilisant un autre type d'oscillateur, l'oscillateur à relaxation, dont la fréquence est aisément contrôlable mais qui génère un signal de forme d'onde triangulaire. Le signal triangulaire issu de cet oscillateur est alors converti en un signal sinusoïdal par un conformateur à diodes. La distorsion obtenue est néanmoins plus importante que pour un oscillateur sinusoïdal. Ce type d'oscillateur est souvent appelé générateur de fonctions car les formes d'ondes carré, triangulaires et sinusoïdale sont disponibles en sortie. Le circuit intégré MAX038 (Maxim) est par exemple un générateur de fonctions qui fonctionne jusqu'à 20 MHz.

Références

AD96	W. Kester, <i>Distorsion measurements</i> , Practical analog design techniques, Analog Devices 1996.
Auvray 80	J. Auvray, <i>Electronique des signaux analogiques</i> , Dunod Université, 1980.
BB93	Christian Henn, <i>New ultra high-speed circuit techniques with analog ICs</i> , Application Bulletin AB-183, Burr-Brown, 1993.
BB94	Christian Henn, <i>Intermodulation Distortion</i> , Application Bulletin AB-194, Burr-Brown, 1994.
Bildstein	Paul Bildstein, <i>Fonctions de transfert des filtres électriques</i> , Techniques de l'ingénieur, traité Electronique.
HA95	Ronald Mancini et Jeffrey Lies, <i>Current feedback amplifier theory and applications</i> , Application note AN9420.1, Harris Semiconductor 1995.
Mainguenaud 74	J. Mainguenaud, <i>Cours d'automatique, Chapitre 4: systèmes asservis non linéaires</i> , Collection de l'ingénieur-technicien, Masson, 1974.
MOT84	<i>Mounting techniques for Power MOSFETs</i> , Power MOSFET Transistor Databook, Motorola 1984.
NS69	<i>High Q notch filter</i> , Application Note LB-5, Linear Applications databook, National Semiconductor 1986.
NS82	<i>Introducing the MF10: A versatile monolithic active filter building block</i> , Application Note AN-307, Linear Applications databook, National Semiconductor 1986.

Serveurs web utiles

L'ensemble des notes d'applications ci-dessus sont disponibles aux adresses suivantes :

www.nsc.com	National Semiconductors
www.analog.com	Analog Devices
www.burr-brown.com	Burr-Brown
www.semi.harris.com	Harris, division semiconducteurs.