

LES CIRCUITS FONDAMENTAUX DE L'ELECTRONIQUE:

LES OSCILLATEURS A QUARTZ

Après avoir vu dans le précédent numéro les grandes lignes de la constitution d'un quartz et, également, donné de ce composant un schéma électrique équivalent simple, nous allons envisager quelques applications sous forme du schéma d'utilisation. Un quartz, rappelons-le, peut être

considéré à la fois comme un circuit série, avec une fréquence de résonance f_o , et un circuit parallèle (circuit bouchon), avec une fréquence de résonance f_a (fig. 1). Cet aspect des choses a déjà été abordé précédemment. Nous allons le retrouver sous une autre forme.

Impédance complexe équivalente au quartz

Reprenons le schéma de la figure 1. Il est constitué par la mise en parallèle de deux circuits :

- Un circuit RLC d'impédance Z_1 :

$$Z_1 = R + j \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right)$$

- Un circuit, constitué de la seule capacité C' , d'impédance Z_2 :

$$Z_2 = \frac{1}{jC'\omega}$$

D'où l'impédance globale Z du circuit équivalent :

$$Z = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2}$$

Comme dans le numéro précédent, nous considérerons que R est faible devant les réactances et qu'en première approximation R peut être négligé.

Ce qui conduit pour Z à l'expression ci-après :

$$Z = \frac{1}{jC'\omega} \cdot \frac{j \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right)}{j \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right) + \frac{1}{jC'\omega}}$$

ou encore, en multipliant l'expression ci-dessus haut et bas par ω/jL :

$$Z = \frac{1}{jC'\omega} \cdot \frac{\omega^2 - \frac{1}{LC}}{\omega^2 - \frac{1}{L} \left(\frac{1}{C} + \frac{1}{C'} \right)} \quad (1)$$

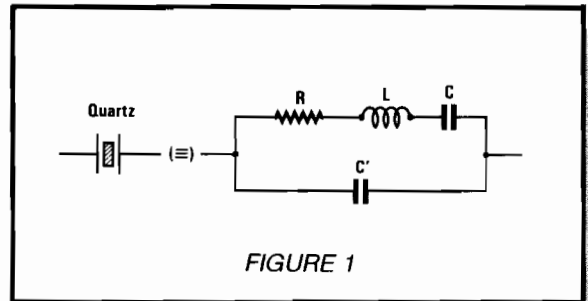


FIGURE 1

En posant :

- $\frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{C} + \frac{1}{C'}$ (2)

- $\omega_o^2 = 1/LC$

- $\omega_a^2 = 1/L\Gamma$

il vient :

$$Z = \frac{1}{jC\omega} \cdot \frac{\omega^2 - \omega_o^2}{\omega^2 - \omega_a^2} = jX \quad (3)$$

On retrouve sous cette forme en évidence ω_o , pulsation de résonance série, et ω_a , pulsation de résonance parallèle (ou d'antirésonance) du quartz.

$$\begin{aligned} \omega_a^2 &= \frac{1}{L\Gamma} = \frac{1}{LC} + \frac{1}{LC'} = \omega_o^2 + \frac{1}{LC'} \\ &= \omega_o^2 \left(1 + \frac{C}{C'} \right) \end{aligned}$$

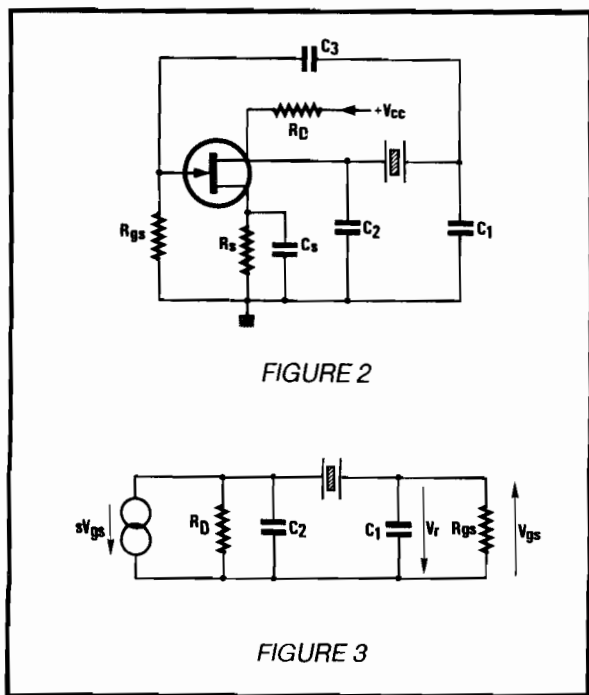
et, puisque $C/C' \ll 1$,

$$\omega_a = \omega_o \left(1 + \frac{C}{2C'} \right)$$

Remarque : Pour $\omega = \omega_0$, d'après (3), $Z = 0$ (accord d'un circuit résonnant série) et pour $\omega = \omega_a$, $Z = \infty$ (accord d'un circuit bouchon).

Oscillateur à quartz à FET

Le montage retenu est celui de la figure 2 avec un transistor à effet de champ utilisé en source commune. Il est connu sous le nom d'oscillateur de Pierce, qui est un montage Colpitts dans lequel l'inductance a été remplacée par un quartz.



Le schéma équivalent fait l'objet de la figure 3 ; le découplage de la source a été considéré comme parfait, de même que l'impédance du condensateur C_3 a été supposée négligeable à toutes les fréquences. Ce schéma peut se simplifier en posant :

$$\bullet Y_2 = \frac{1}{R_D} + jC_2\omega \quad (4)$$

$$\bullet Y_1 = \frac{1}{R_{gs}} + jC_1\omega \quad (5)$$

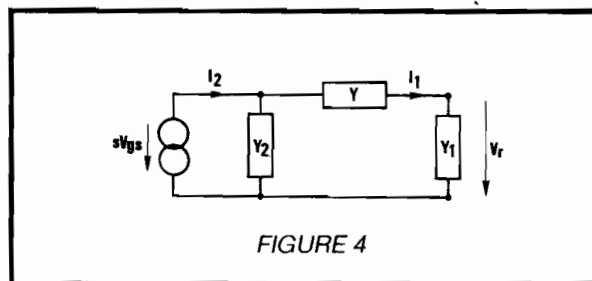
$$\bullet Y = \frac{1}{Z} = \frac{1}{jX} \quad (\text{admittance du quartz}) \quad (6)$$

ce qui conduit à la figure 4 avec le sens des courants et des tensions qui y figurent.

Nous avons : $V_r = -I_1/Y_1$

$$V_r = -I_e \frac{\frac{YY_1}{Y + Y_1}}{Y_2 + \frac{YY_1}{Y + Y_1}} \cdot \frac{1}{Y_1}$$

$$= s V_{gs} \cdot \frac{Y}{Y_2(Y + Y_1) + YY_1} \quad (7)$$



La condition d'oscillation s'écrit $T = V_r/V_{gs} = -1$ d'où, à partir de la relation précédente :

$$-sY = Y_1Y_2 + Y_2Y + YY_1 \quad (8)$$

Remplaçons Y , Y_1 et Y_2 par leurs valeurs respectives tirées de (4), (5) et (6), et identifions parties réelles et parties imaginaires :

$$-\frac{s}{jX} = \left[\left(\frac{1}{R_{gs}} + jC_1\omega \right) \left(\frac{1}{R_D} + jC_2\omega \right) + \left(\frac{1}{R_D} + jC_2\omega \right) \frac{1}{jX} + \frac{1}{jX} \left(\frac{1}{R_{gs}} + jC_1\omega \right) \right]$$

Pour les parties réelles qui fixent la valeur de la pulsation, il vient :

$$0 = \frac{1}{R_{gs}} \cdot \frac{1}{R_D} - C_1C_2\omega^2 + \frac{(C_1 + C_2)\omega}{X} \quad (9)$$

Si nous supposons R_{gs} très grande, ce qui est le cas pour un FET, (9) se simplifie pour donner :

$$\omega = \frac{C_1 + C_2}{C_1C_2X} \quad (10)$$

et, compte tenu de ce que, d'après (3) :

$$X = -\frac{1}{C\omega} \cdot \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2 - \omega_a^2}$$

il vient :

$$\omega^2 = \frac{C_1C_2\omega_0^2 + C(C_1 + C_2)\omega_a^2}{C_1C_2 + C(C_1 + C_2)}$$

En ce qui concerne les parties imaginaires qui fixent la condition d'amplification :

$$-s = \frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_{gs}} - X\omega \left(\frac{C_1}{R_D} + \frac{C_2}{R_{gs}} \right)$$

Si nous supposons encore que R_{gs} est très grand, il reste :

$$s = \frac{1}{R_D} (XC_1\omega - 1)$$

et, compte tenu de (10) :

$$s = \frac{1}{R_D} \left(\frac{C_1 + C_2}{C_2} - 1 \right).$$

qui est la condition pour que le montage de Pierce oscille.