

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT : ELECTRONIQUE

PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

Resonance magnetique nucleaire
Spéctromètre R . M . N à impulsion
pour la mesure des temps de relaxations
Etude et réalisation d'un amplificateur de
commutation

Proposé par :

Ramesh PUVVADA
Rachid ZERGUI

Etudié par :

HANNIZ Lias
HAK'EM Amine

Dirigé par :

Ramesh PUVVADA
Rachid ZERGUI



PROMOTION : JUIN 1984

ELECTRONIQUE

**Resonance magnetique nucleaire
Spéctromètre R . M . N à impulsion
pour la mesure des temps de relaxations
Etude et réalisation d'un amplificateur de
commutation**

**Ramesh PUVVADA
Rachid ZERGUI**

**HANNIZ Lias
HAKEM Amine**

**Ramesh PUVVADA
Rachid ZERGUI**

JUIN 1984



بِسْمِ اللّٰهِ الرَّحْمٰنِ الرَّحِیْمِ

À Mes parents

À Ma tante et Mon oncle

À Mon frere Nourredine

À Mes freres et soeurs

À Mes Amis

Je dedie cet ouvrage



À Mes parents

À Mes freres et soeurs

À Mes Amis

Je dedie cet ouvrage



Remerciements

Nos sinceres remerciements vont
à M^{rs} PUUVADA et M^{rs} Zerqui pour l'aide
constante et les conseils judicieux qu'ils
nous ont prodigués tout au long du
semestre
Nos remerciements vont aussi à Mrs Berkani
Kisseli, Abdellaoui ; Ainsi qu'à tous les
professeurs qui ont contribué à notre formation.

Sommaire

Chapitre I: Generalités sur la resonance magnetique nucleaire

- I.1 Introduction
- I.2 de magnetisme nucleaire
- I.3 Processus de relaxation
- I.4 Equations de Bloch
- I.5 Detection des signaux de R.M.N

Chapitre II: Mesure des temps de relaxation

- II.1 A partir des courbes d'absorption et de dispersion
- II.2 Par les methodes transitoires

Chapitre III: de Spectrometre R.M.N à Impulsions

- III.1 de schéma synoptique
- III.2 de principe de fonctionnement
- III.3 Description sommaire des differents blocs du Synoptique
 - III.3.1 de l'electroaimant
 - III.3.2 de Systeme generateur d'impulsions
 - III.3.3 de Systeme emetteur
 - III.3.4 de la bobine d'excitation
 - III.3.5 de Systeme recepteur
 - III.3.6 de Systeme de visualisation

Chapitre IV : Etude et Réalisation de quelques circuits du Spectromètre R.M.N à Impulsions

IV.1 : de système générateur d'impulsions

IV.1.1 : de schéma synoptique

IV.1.2 : de principe de fonctionnement

IV.1.3 : Etude sommaire de quelques circuits intégrés
utilisés dans le système générateur d'impulsions

IV.1.3.1 : de NE555

IV.1.3.2 : de monostable SN74121

IV.1.3.3 : de C.I SN7402

IV.1.4 : schéma détaillé du générateur d'impulsions

IV.1.5 : Réalisation pratique et résultats expérimentaux

IV.2 : de système émetteur

IV.2.1 : de schéma synoptique

IV.2.2 : de l'oscillateur

IV.2.3 : de l'amplificateur de commutation

IV.2.4 : Autres étages du système émetteur

IV.2.4.1 : de l'amplificateur cascade

IV.2.4.2 : de l'amplificateur de puissance

IV.2.4.3 : de système d'isolement

IV.2.5 : Réalisation pratique et résultats expérimentaux

Chapitre V : Quelques applications de la R.M.N

Conclusion

Bibliographie

Annexe

CHAP I

GENERALITES SUR LA
RESONNANCE MAGNETIQUE
NUCLEAIRE

I.1 INTRODUCTION

1

Depuis sa mise en évidence par deux physiciens Américains Bloch et Purcell, en 1945, la résonance magnétique nucléaire a connu un développement considérable pour devenir aujourd'hui un puissant outil permettant de résoudre divers problèmes scientifiques.

Le phénomène de résonance magnétique est une conséquence directe des propriétés magnétiques que possèdent certains noyaux.

I.2. LE MAGNETISME NUCLEAIRE.

Certains noyaux d'atomes dont le spin I est différent de zéro ($I \neq 0$) sont doués de propriétés magnétiques*, placés dans un champ magnétique externe \vec{B}_0 , tous vont précessionner autour de \vec{B}_0 à la vitesse de Larmor** et acquerront une énergie ω

* Nous avons les règles suivantes pour le nombre quantique de spin I :

- Si le nombre de masse A du noyau est impair, I est un demi entier.
- Si le numéro atomique Z du noyau et le nombre de masse A sont pairs I est nul.
- Si A est pair et Z impair, I est entier.

Ainsi, certains noyaux (comme ^{12}C , ^{16}O) ont un spin nul et ne peuvent donc donner lieu au phénomène de RMN (cf Tableau donné en Annexe)

** La vitesse de Larmor est donnée par $\omega_0 = -\gamma B_0$. Cette précession est normalement amortie par le processus de relaxation et le spin \vec{I} s'orientera suivant l'axe Oz , de même sens que \vec{B}_0 si $I > 0$; de sens contraire si $I < 0$ (cf Φ , I3 et I4).

donnée par la relation: $W = -\vec{M} \cdot \vec{B}_0 + E_0$ (1) 2

Où E_0 est l'énergie qu'avait le noyau en absence du champ \vec{B}_0 et \vec{M} le moment magnétique du noyau relié au spin par la relation: $\vec{M} = \gamma \vec{I}$, γ étant le rapport gyromagnétique.

La relation (1) s'écrit donc:

$$W = -\gamma \vec{I} \cdot \vec{B}_0 + E_0 = E_0 - \gamma B_0 I_z.$$

I_z est la projection de \vec{I} sur \vec{B}_0 ; d'après la théorie de la mécanique quantique I_z peut prendre $2I + 1$ valeurs possibles $-I\hbar \leq I_z \leq I\hbar$. Il s'ensuit que l'énergie W peut prendre la suite des valeurs:

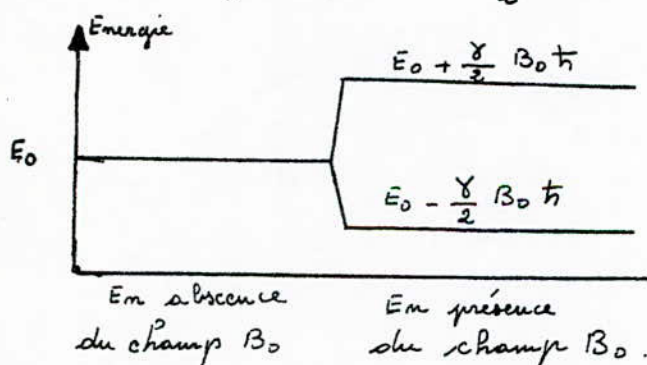
$$E_0 - \gamma B_0 I\hbar$$

$$E_0 - \gamma B_0 (I-1)\hbar$$

$$\vdots$$

$$E_0 + \gamma B_0 I\hbar.$$

Nous prendrons l'exemple d'un noyau dont le spin $I = 1/2$, tel que le noyau d'hydrogène ^1H (proton)*; les niveaux d'énergie sont donnés par: $E_0 - \frac{\gamma}{2} B_0 \hbar$ et $E_0 + \frac{\gamma}{2} B_0 \hbar$.



Levée de dégénérescence des niveaux Zeeman dans un champ magnétique pour un noyau de spin $I = \frac{1}{2}$.

* Dans cet exposé, on s'intéressera surtout aux noyaux dont le spin I est égal à $\frac{1}{2}$. Les noyaux dont le spin est supérieur à $\frac{1}{2}$ ont un moment quadrupolaire non nul qui complique le phénomène de R. M. N.

(cf [1]; [2]; [3])

Cet état de fait signifie que les spins des différents noyaux vont s'orienter dans $2I+1$ directions, pour l'exemple choisi ($I = \frac{1}{2}$), les spins des noyaux s'orienteront dans deux directions, une direction parallèle au champ \vec{B}_0 ($I_z > 0$) et une direction antiparallèle au champ \vec{B}_0 . Conformément à la loi de Boltzmann, le niveau d'énergie le plus peuplé serait le niveau de plus basse énergie (c'est à dire qu'il y aura plus de protons dont le spin est parallèle à \vec{B}_0 que ceux de sens contraires). Si n_1 est la population du niveau d'énergie supérieur et si n_2 est la population du niveau d'énergie inférieur, nous aurons la relation : $\frac{n_2}{n_1} = \exp\left(\frac{\Delta E}{KT}\right)$ ΔE étant la différence d'énergie entre deux sous-niveaux voisins : $\Delta E = \gamma B_0 \hbar$, en général ΔE est très faible devant l'énergie thermique $\Delta E \ll KT$, si bien que :

$\frac{n_2}{n_1} \approx 1 + \frac{\gamma B_0 \hbar}{KT}$; le fait que n_2 soit supérieur (légèrement) à n_1 , crée un magnétisme nucléaire macroscopique pour N noyaux, par unité de volume, on a la magnétisation*
$$\vec{M}_0 = \frac{N \gamma^2 \hbar^2}{4KT} \vec{B}_0 \quad (2)$$

* Une démonstration de la relation (2) est faite dans la référence (cf ref [2]; TOME I). L'aimantation macroscopique créée par le système de spins nucléaire placé dans le champ statique \vec{B}_0 est très inférieure devant celle paramagnétique créée par les électrons ; les échantillons étudiés par R.M.N sont souvent des substances diamagnétiques. L'aimantation paramagnétique d'origine nucléaire demeure toujours faible devant celle diamagnétique des électrons. Cette magnétisation peut-être décelée que par les méthodes de résonance magnétiques

Et plus généralement pour $I \neq \frac{1}{2}$, on a : $\vec{M}_0 = \frac{N \gamma^2 \hbar^2}{3kT} I(I+1) \vec{B}_0$

Si nous irradiions l'échantillon (c'est à dire l'ensemble des noyaux considérés) par un champ radiofréquence ν_0 , nous pouvons induire des transitions entre deux sous niveaux voisins*, dans le cas où ν_0 est telle que $h \nu_0 = \gamma \hbar B_0 \Rightarrow \nu_0 = \frac{\gamma B_0}{2\pi}$. A cette fréquence particulière, les noyaux d'énergie moindre passeront à l'état d'énergie supérieure et le phénomène sera donc une absorption d'énergie qui tendra à égaliser les populations des deux niveaux (saturation des phénomènes)**.

Le passage par la résonance sera détecté par les perturbations des propriétés électriques du système

* La relation donnant $\nu_0 = \frac{\gamma B_0}{2\pi}$ a été obtenu en écrivant la loi de conservation globale de l'énergie du système "onde électromagnétique - noyau". La loi de conservation du moment cinétique nous permet de déduire:

- 1° Les transitions ne peuvent se faire qu'entre deux sous-niveaux Zeeman voisins
 - 2° L'onde électromagnétique qui provoque les transitions doit être polarisée circulairement et négativement, ceci permet de dire que le champ \vec{B}_1 de l'onde est perpendiculaire à \vec{B}_0 et que \vec{B}_1 tourne autour de \vec{B}_0 avec les vecteurs vitesse $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{B}_0$; cf ref [2]
- ** En fait à cause du processus de relaxations spin-réseau qui provoquent en permanence des transitions du niveau haut au niveau bas (il y'aura donc une restitution d'une portion d'énergie électromagnétique absorbée sous forme de chaleur), le phénomène de saturation n'aura pas lieu (sauf dans le cas particulier où les processus de relaxations sont lents à se produire ou celui d'une onde électromagnétique transportant une énergie assez élevée qui provoque la saturation [cf ref [1] ; [2]]).

émetteur par suite d'absorption d'énergie par le milieu résonnant (méthode du pont de Purcell^{*}) ou encore par l'enregistrement du signal d'émission induit^{**}; Lorsque l'échantillon revient à l'équilibre (méthode d'induction de Bloch^{**})

I.3. PROCESUS DE RELAXATION.

Au début de ce chapitre, nous avons dit qu'en présence d'un champ magnétique \vec{B}_0 ; les spins \vec{I} des différents noyaux vont précessionner autour de \vec{B}_0 à la vitesse de Larmor $\omega_0 = \gamma B_0$ de façon que leur projection I_z sur l'axe portant \vec{B}_0 prennent deux positions possibles (pour un spin $I = \frac{1}{2}$). Le fait qu'il y ait plus de spin \vec{I} dont la projection I_z soit de même sens que \vec{B}_0 fait qu'on aura une résultante d'aimantation \vec{M}_0 telle que sa projection M_z soit de même sens que \vec{B}_0 et tournant à la fréquence de Larmor autour de \vec{B}_0 ^{***} (voir figure 1)

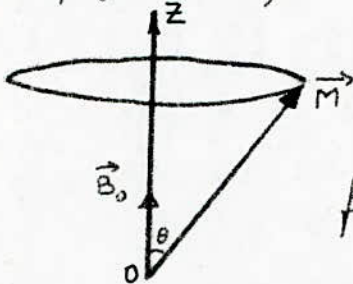


figure 1.

L'énergie de ce système de noyaux sera alors: $W = -\vec{M}_0 \cdot \vec{B}_0 + E_0 = E_0 - M_0 B_0 \cos \theta$. E_0 étant l'énergie du système de noyaux en absence du champ \vec{B}_0 . A cause des différentes interactions qui existent entre le système de spins et le milieu extérieur, \vec{M}_0 tendra à s'aligner sur \vec{B}_0 après un

* [cf ref [3] et § I.5]

** [cf ref [3] et § I.5]

*** [cf ref [2] et § I.4]

certain temps* (dit de relaxation), et toute composante trans-
 versale de \vec{M} disparaîtra**, nous aurons alors une configuration
 plus stable puisque correspondant à une énergie plus faible ($\cos\theta=1$)
 L'énergie perdue lors de la rotation de \vec{M}_0 de l'angle θ sera
 dissipée sous forme de chaleur par le réseau***. Si on désigne
 par $\vec{M}(t)$ la magnétisation du système de spin*** à l'instant
 t quelconque; $\vec{M}(t=0)$ correspondant à l'application du
 champ du champ \vec{B}_0 et \vec{M}_0 celle atteinte à l'équilibre.

L'évolution des composantes $M_x(t)$, $M_y(t)$, $M_z(t)$ se fera
 suivant les lois exponentielles caractéristiques de phénomènes
 alicatoires :

$$\frac{d(M_z(t) - M_0)}{M_z(t) - M_0} = -\frac{1}{T_1} dt \quad (3)$$

$$\frac{dM_y(t)}{M_y(t)} = -\frac{1}{T_2} dt \quad (4)$$

$$\frac{dM_x(t)}{M_x(t)} = -\frac{1}{T_2} dt \quad (5)$$

Le fait que la composante longitudinale $M_z(t)$ varie entraîne
 qu'il y a un échange d'énergie de magnétisation entre le système
 de spins et le réseau ($W = E_0 - \vec{M}_z(t) \cdot \vec{B}_0 = E_0 - M_z(t) \cdot B_0$). Ce
 qui n'est pas le cas pour les composantes transversales dont l'évolution
 se fait sans échange d'énergie avec le réseau (elle se fait à l'int-
 erieur du système de spin). En général ces deux processus ne
 sont pas les mêmes et $T_1 \neq T_2$. Le Temps de relaxation longitu-
 dinal T_1 commande l'allure des échanges d'énergie entre le
 système de spin et le réseau, c'est pourquoi T_1 est aussi appelé temps
 de relaxation spin - réseau. Le temps de relaxation transversal qui

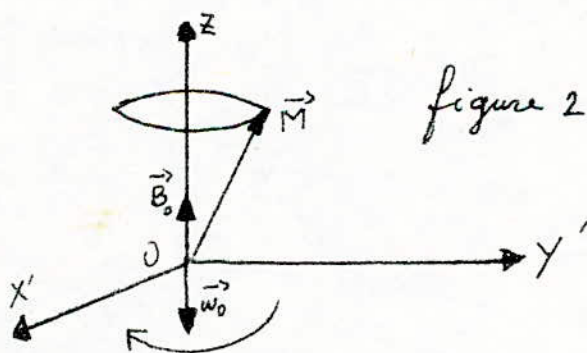
* Calculé à partir de l'instant origine où on applique le champ statique \vec{B}_0
 ** Ce qui justifie la formule (2) du § I.2.
 *** On entend par réseau, le milieu environnant autre que le système résonnant.

7
 commande l'allure des interactions entre spins est appelé temps
 de relaxation spin-spin. La connaissance des temps de relaxations
 fournit des renseignements intéressants sur les interactions
 microscopiques qui existent à l'intérieur d'un milieu. Selon
 le milieu matériel (solide, liquide, gaz), on mesure des temps
 de relaxations complètement différents (de la microseconde
 à quelques heures). Les équations (3), (4), (5) ont été
 introduites par Bloch.

I.4 EQUATIONS DE BLOCH.

L'aimantation globale du système de spin \vec{M} en présence
 d'un champ \vec{B}_0 subit un couple : $\vec{C} = \vec{M} \wedge \vec{B}_0$.
 Si \vec{I} est le spin total du système on a $\vec{M} = \gamma \vec{I}$. D'après le
 théorème du moment cinétique, nous avons : $\frac{d\vec{I}}{dt} = \vec{C}$
 D'où : $\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{B}_0$ (6)

Introduisons un repère tournant $X'OY'$ (perpendiculairement
 à l'axe Oz définie par \vec{B}_0) avec le vecteur vitesse $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{B}_0$
 (voir figure 2)



D'après le théorème de composition de vitesse, on a :

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)_{\text{absolu}}^{\text{système}} = \left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)_{\text{tournant}}^{\text{système}} + \left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)_{\text{entraînement}}$$

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)_{\text{absolu}}^{\text{système}} = \left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)_{\text{tournant}}^{\text{système}} + \vec{\omega}_0 \wedge \vec{M}$$

L'équation (6) n'est valable que dans le système absolu. D'où

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{\substack{\text{système} \\ \text{tournant}}} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{B}_0 - \vec{\omega}_0 \wedge \vec{M} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{B}_0 + \gamma \vec{B}_0 \wedge \vec{M} = 0$$

On n'en déduit que \vec{M} est un vecteur fixe dans le trièdre tournant $OX'Y'Z$ et par conséquent dans le repère absolu (du laboratoire) \vec{M} va tourner autour de \vec{B}_0 avec le vecteur vitesse de Larmor $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{B}_0$. L'équation (6)

ne tient pas compte de l'amortissement introduit par les effets de relaxation, en introduisant les trois équations de Bloch, (6) s'écrira :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{B}_0 - \frac{M_x}{T_2} \vec{i} - \frac{M_y}{T_2} \vec{j} - \frac{M_z - M_0}{T_1} \vec{k} \quad (7)$$

$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ sont les vecteurs unitaires du repère du laboratoire \vec{k} étant parallèle à \vec{B}_0 et de même sens. La solution de cette équation différentielle conduira après un temps $t > T_2$ et $t > T_1$

$$\vec{M} : M_x = 0 ; M_y = 0 ; M_z = M_0 \quad (M_0 \text{ donné par (2)})$$

Dans une expérience de résonance magnétique, on irradie l'échantillon avec un champ tournant \vec{B}_1 perpendiculaire à \vec{B}_0 ou le vecteur vitesse $\vec{\omega} \approx \vec{\omega}_0$; (7) est valable à condition de remplacer \vec{B}_0 par $\vec{B}_0 + \vec{B}_1$, on obtient :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge (\vec{B}_0 + \vec{B}_1) - \frac{M_x}{T_2} \vec{i} - \frac{M_y}{T_2} \vec{j} - \frac{M_z - M_0}{T_1} \vec{k} \quad (8)$$

On peut simplifier l'expression (8), en ne tenant pas compte des termes de relaxation (ce qui serait vrai si les temps de relaxation T_1 et T_2 sont grands par rapport au temps t pendant lequel on soumet l'échantillon à l'effet du champ tournant \vec{B}_1), (8) s'écrit

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}}{dt} &= \gamma \vec{M} \wedge (\vec{B}_0 + \vec{B}_1) - \vec{M} \wedge (\gamma \vec{B}_0 + \gamma \vec{B}_1) \\ &= \vec{M} \wedge (-\vec{\omega}_0 - \vec{\omega}_1) = (\vec{\omega}_0 + \vec{\omega}_1) \wedge \vec{M} \end{aligned}$$

avec $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{B}_0$ et $\vec{\omega}_1 = -\gamma \vec{B}_1$.

Si on quitte le repère absolu (du laboratoire) pour un référentiel * On parlera alors de régime impulsif ou encore transitoire, ce régime est intéressant pour l'étude des temps de relaxations [cf Φ . II. 2]

tournant $OX'Y'Z$ avec le vecteur vitesse $\vec{\omega}$ ($\vec{\omega}$ étant le vecteur vitesse de \vec{B}_1 , Ox' partant \vec{B}_1) on a : $\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{\text{referentiel tournant}} = (\Delta\vec{\omega} + \vec{\omega}_1) \wedge \vec{M}$ avec $\Delta\vec{\omega} = \vec{\omega}_0 - \vec{\omega}$.

Cette relation ressemble à la relation (6), nous pouvons conclure que dans le référentiel tournant, \vec{M} effectue un mouvement de rotation avec le vecteur vitesse $\Delta\vec{\omega} + \vec{\omega}_1$, qui fait avec l'axe OZ un angle θ (voir figure 3), telle que $Tg\theta = \left|\frac{\omega_1}{\Delta\omega}\right|$, si $\vec{\omega}$ et $\vec{\omega}_0$ sont très différents ($\Delta\omega \gg \omega_1$) l'axe de rotation est pratiquement OZ , et la projection M_z ne change pas. \vec{B}_1 n'a aucun effet sur \vec{M} . Si $\Delta\vec{\omega} \approx 0$ (c'est à dire si $\vec{\omega} \neq \vec{\omega}_0$), l'axe de rotation subit une variation importante; pour $\Delta\vec{\omega} = 0$, \vec{M} précessionne autour de l'axe Ox' (c'est à dire \vec{B}_1) avec le vecteur vitesse $\vec{\omega}_1$. Comme à $t=0$, $\vec{M} = \vec{M}_0$ (aligné sur \vec{B}_0) \vec{M} va tourner dans le plan $Y'OZ$ avec le vecteur vitesse $\vec{\omega}_1$. Pour la mesure expérimentale des temps de relaxations, que nous verrons plus loin, on subit l'échantillon à un champ tournant \vec{B}_1 avec le vecteur vitesse $\vec{\omega}_0 = -\gamma\vec{B}_0$ pendant une durée t_1 tel que le vecteur aimantation \vec{M}_0 tourne dans le plan $Y'OZ$ d'un angle $\frac{\pi}{2}$ (on parlera d'impulsion $\frac{\pi}{2}$) ou encore à une durée t_2 tel que \vec{M}_0 tourne dans le plan $Y'OZ$ d'un angle π ; \vec{M}_0 change alors de sens (impulsions π)

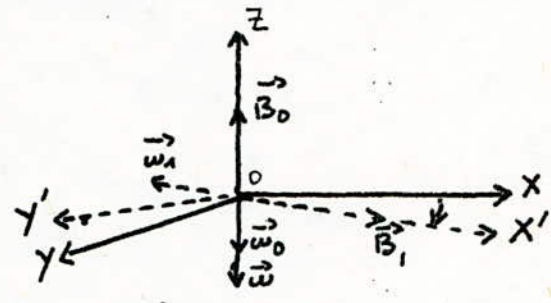


Figure 3

on a : $\omega_1 t_1 = \frac{\pi}{2} \Rightarrow t_1 = \frac{\pi}{2\omega_1}$
 $\Rightarrow t_1 = \frac{\pi}{2\gamma B_1}$

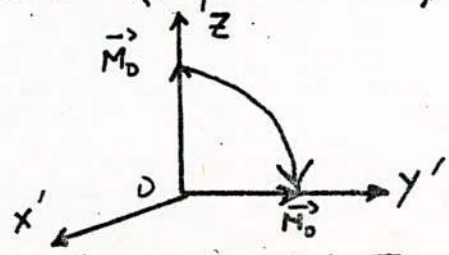


Figure 4: impulsion $\frac{\pi}{2}$

De même $t_2 = \frac{\pi}{\omega_1} = \frac{\pi}{\gamma B_1}$

10

Dans le cas plus général où l'on doit tenir compte des effets de relaxation, l'évolution de l'aimantation \vec{M} est donnée par la solution de l'équation différentielle (8) en faisant intervenir

les vecteurs $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{B}_0$; $\vec{\omega}_1 = -\gamma \vec{B}_1$, on a :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = (\vec{\omega}_0 + \vec{\omega}_1) \wedge \vec{M} - \frac{M_x}{T_2} \vec{i} - \frac{M_y}{T_2} \vec{j} - \frac{M_z - M_0}{T_1} \vec{k}$$

Dans le repère tournant $OX'Y'Z$ défini dans le § précédent on a : $\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{\text{tournant}} = \left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{\text{abs}} - \vec{\omega} \wedge \vec{M} = (\Delta\vec{\omega} + \vec{\omega}_1) \wedge \vec{M} - \frac{M_x}{T_2} \vec{i} - \frac{M_y}{T_2} \vec{j} - \frac{M_z - M_0}{T_1} \vec{k}$ (9)

Si on appelle u et v , les projections sur les axes OX' et OY' du vecteur \vec{M} , l'équation (9) s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = -v \Delta\omega - \frac{u}{T_2} ; \\ \frac{dv}{dt} = -\omega_1 M_z + u \Delta\omega - \frac{v}{T_2} ; \\ \frac{dM_z}{dt} = \omega_1 v - \frac{M_z - M_0}{T_1} ; \end{cases}$$

la solution stationnaire (obtenue après un temps t long devant T_1 et T_2) se réduit à une aimantation \vec{M} constante dans le référentiel tournant $OX'Y'Z$, on a alors $\frac{du}{dt} = \frac{dv}{dt} = \frac{dM_z}{dt} = 0$

On peut réécrire le système d'équations différentielles, et alors :

$$\begin{cases} u = -M_0 \frac{\gamma B_1 (\omega - \omega_0) T_2^2}{1 + T_2^2 (\omega - \omega_0)^2 + T_1 T_2 \gamma^2 B_1^2} \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{cases} v = +M_0 \frac{\gamma B_1 T_2}{1 + T_2^2 (\omega - \omega_0)^2 + T_1 T_2 \gamma^2 B_1^2} \end{cases} \quad (11)$$

$$\begin{cases} M_z = +M_0 \frac{1 + T_2^2 (\omega - \omega_0)^2}{1 + T_2^2 (\omega - \omega_0)^2 + T_1 T_2 \gamma^2 B_1^2} \end{cases} \quad (12)$$

Dans le système du laboratoire on aura :

$$\begin{cases} M_x = u \cos \omega t - v \sin \omega t. \end{cases} \quad (10')$$

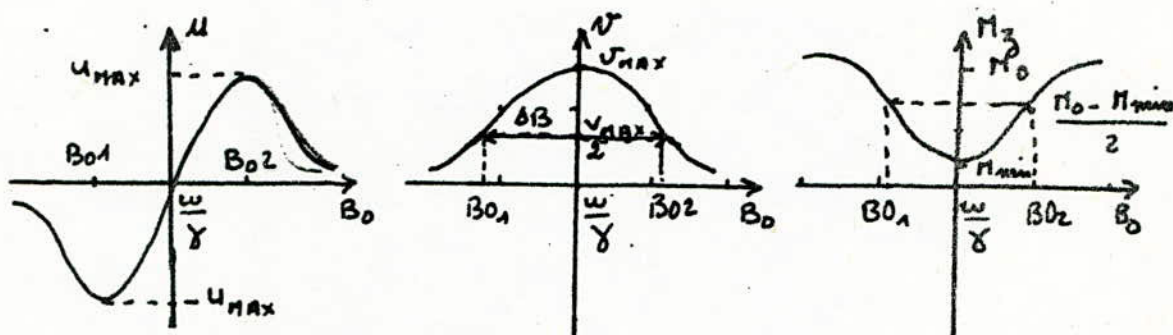
$$\begin{cases} M_y = u \sin \omega t + v \cos \omega t \end{cases} \quad (11')$$

$$\begin{cases} M_z = M_z \end{cases} \quad (12')$$

Les équations (10'), (11'), (12') peuvent s'écrire alors : 11

$$\begin{cases} M_x = \frac{1}{2} \gamma M_0 T_2 \frac{2 B_1 (\omega_0 - \omega) T_2 \cos \omega t + 2 B_1 \sin \omega t}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} ; \\ M_y = \frac{1}{2} \gamma M_0 T_2 \frac{2 B_1 \cos \omega t - 2 B_1 (\omega_0 - \omega) T_2 \sin \omega t}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} ; \\ M_z = M_0 \cdot \frac{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} ; \end{cases}$$

Tracons les courbes u , v et M_z . Ces courbes sont obtenues en faisant varier ω (Balayage en fréquence) ou dans le cas où ω est fixe B_0 est variable (Balayage en champ) on a les courbes suivantes.



avec : $u_{\max} = \frac{M_0}{2} \frac{\gamma B_1 T_2}{\sqrt{1 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2}} ;$

$$v_{\max} = M_0 \frac{\gamma B_1 T_2}{1 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} ;$$

$$M_{\min} = \frac{M_0}{1 + T_1 T_2 \gamma^2 B_1^2} ;$$

$$B_{01} = \frac{1}{\gamma} \left[\omega - \frac{1}{T_2} (1 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2)^{1/2} \right] ;$$

$$B_{02} = \frac{1}{\gamma} \left[\omega + \frac{1}{T_2} (1 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2)^{1/2} \right] ;$$

On peut montrer que la courbe $v(\omega)$ a la même forme que la puissance P absorbée par le milieu résonnant $P = -v B_1 \omega$

Remarques: obtention du champ tournant.

12

Un champ tournant \vec{B}_1 perpendiculairement à \vec{B}_0 avec le vecteur vitesse $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{B}_0$ peut-être obtenu simplement en disposant une bobine perpendiculairement à \vec{B}_0 suivant l'axe Ox , par exemple, et en l'excitant par un signal radiofréquence de pulsation ω_0 (voir figure 5). On crée ainsi une induction sinusoidal $2B_1 \cos \omega_0 t$ qui peut-être considérée comme étant la somme de deux champs de module constant B_1 et tournant dans le plan XOY avec deux vitesses égales en modules et de sens opposés (voir figure 6), le vecteur vitesse $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{B}_0$ pourra provoquer la résonance. L'autre tournant avec le vecteur vitesse $-\vec{\omega}_0$ n'aura aucun effet sur l'aimantation \vec{M}_0 du milieu.

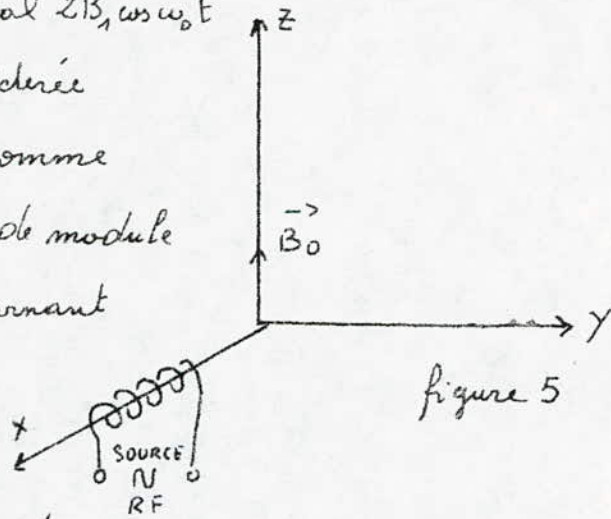


figure 5

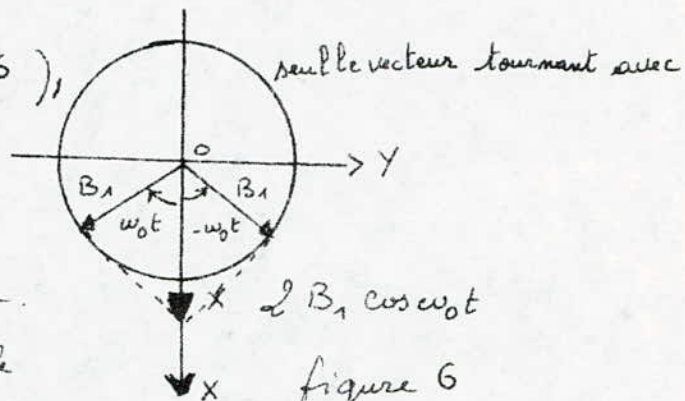


figure 6

I.5. DETECTION DES SIGNAUX R M N .

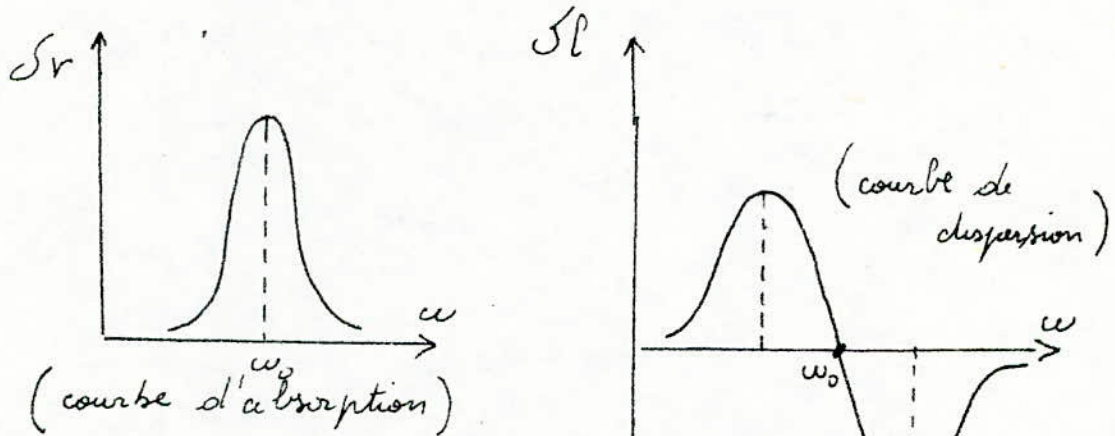
I.5.1 Méthode de Purcell .

Dans cette méthode nous disposons que d'une seule bobine (disposée suivant l'axe Ox par exemple), alimentée par le signal radiofréquence à la fréquence $\omega \approx \omega_0$. A la résonance

13

L'apparition de l'aimantation M_x va s'accompagner d'une modification de l'impédance $(jL_0\omega + r_0)$ de la bobine qui devient $(jL\omega + r)$ avec $L = L_0(1 + \chi') - j\chi''L_0$.

Le premier terme indique un changement de l'inductance propre L_0 et le deuxième terme un changement de résistance (ou encore du coefficient de qualité). Si nous formons un pont H.F. équilibré et qu'un des éléments du pont soit la bobine et que nous alimentions ce pont par l'intermédiaire d'un générateur à la pulsation ω_0 ; l'apparition de la résonance se traduira par un déséquilibre du pont, nous pouvons relever les courbes $\Delta L = L_0(1 + \chi') - L_0 = L_0\chi'$, et $\Delta r = r_0 + \chi''L_0 - r_0 = L_0\chi''$, qui nous donnent les courbes de dispersion et d'absorption (puisque χ' est proportionnel à u et χ'' à v).



$$* \chi' = \frac{1}{2} \frac{\gamma M_0 (\omega - \omega_0) T_2^2}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} ; \chi'' = \frac{1}{2} \frac{\gamma M_0 T_2}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2}$$

I.5.2 Méthode de Bloch.

La bobine d'excitation, parcourue par un signal par un signal radiofréquence de pulsation ω ($\omega \approx \omega_0$), est disposée perpendiculairement au champ statique \vec{B}_0 (suivant l'axe Ox par exemple (voir figure 7)). Lorsqu'on passe par la

résonance; On a vu qu'alors il y avait apparition d'une aimantation transversale M_T , telles que les composantes M_x et M_y sont données par

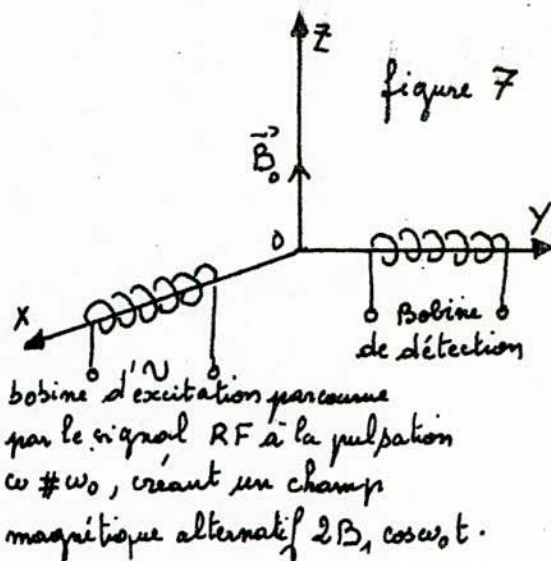
$$M_x = u \cos \omega t - v \sin \omega t$$

$$M_y = u \sin \omega t + v \cos \omega t.$$

(Les expressions de u et v données à la page 10.). Les expressions de M_x , M_y ainsi que u et v ont été obtenues pour le régime stationnaire.

Pour détecter la RMN nous

disposons d'une bobine pivotant l'axe OY (qui ne sera donc pas influencée par le champ magnétique créé par la bobine d'excitation (puisque le flux créé par ce champ magnétique dans la bobine de détection est nul). L'aimantation M_y enverra à travers la bobine de détection un flux $\Phi = \mu_0 S n M_y$ (n : nombre de tours; S : surface des spires) et y induira une f.e.m. $e = -\frac{d\Phi}{dt} = n \mu_0 S \omega (-u \sin \omega t + v \cos \omega t)$ à l'aide d'un amplificateur puis d'une détection synchrone on pourra mesurer u et v et vérifier ainsi l'allure des courbes tracés à la page 11; pour obtenir une plus grande sensibilité la bobine de réception est enroulée sur l'échantillon. De même la sensibilité est améliorée lorsque B_0 est plus élevée; En effet E est proportionnel à B_0^2 (à $\omega_0 M_0 \equiv B_0^2$)



CHAP II

MESURE DES TEMPS

DE

RELAXATIONS

II.1 A partir des courbes d'absorption et de dispersions 15

Elle peut se faire directement sur les courbes d'absorption et de dispersion, à condition de disposer d'un champ \vec{B}_0 très stable et très homogène sur tout le volume de l'échantillon (on montrera dans le § suivant ce qui résultera dans le cas d'un champ \vec{B}_0 ne respectant pas ces deux conditions.) Si nous relevons par exemple la courbe d'absorption de l'échantillon étudié, le maximum de cette courbe est obtenu à la résonance $\omega = \omega_0 = \gamma B_0$;

et on a :
$$v_{max} = M_0 \frac{\gamma B_1 T_2}{1 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2}$$

La valeur maximum de v_{max}

est obtenue pour $B_1 = \frac{1}{\gamma (T_1 T_2)^{1/2}}$

et est égale à :

$$(v_{max})_{max} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{1/2} \frac{M_0}{2}$$

Ainsi lorsque nous obtenons la valeur maximum de

$$v_{max} \text{ on a : } B_1^2 \gamma^2 T_1 T_2 = 1 \Rightarrow T_1 T_2 = \frac{1}{B_1^2 \gamma^2} = \frac{1}{B_1^2 \cdot \frac{\omega_0^2}{B_0^2}}$$

ou bien $T_1 T_2 = \frac{B_0^2}{B_1^2} \frac{1}{\omega_0^2}$ (13). On pourra tirer T_1, T_2

si on connaît B_0, ω_0 et B_1 , toujours pour la valeur maximum de v_{max} ; La mesure de la demi largeur de la

courbe d'absorption donne : $\Delta\Omega = \frac{2}{T_2} \sqrt{2} \Rightarrow T_2 = \frac{2\sqrt{2}}{\Delta\Omega}$ (14)

les relations (13) et (14) permettent de tirer T_1 et T_2 .

Cas d'un champ \vec{B}_0 présentant des inhomogénéités : nous avons dit que pour que la méthode précédente soit valable, il faut un champ magnétique stable et très homogène sur tout l'échantillon. Supposons que ceci ne soit pas vérifié. Les différents spins voient des champs différents $\vec{B}_0 + \Delta\vec{B}_0$ ($\Delta\vec{B}_0$ variant le long de l'échantillon)

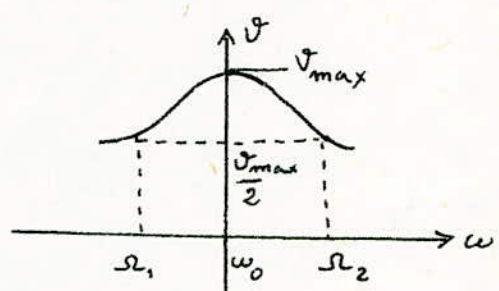


figure 8

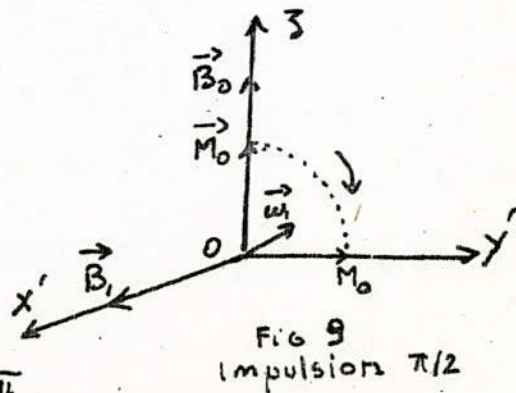
$$\Delta\Omega = \frac{2}{T_2} (1 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2)^{1/2}$$

16

et vont résonner à des fréquences différentes $\omega = \gamma (B_0 + \Delta B_0)$
 On aurait une raie d'absorption plus large que prévu. Si on
 mesure les temps de relaxation, comme vu précédemment, on trou-
 vera pour T_2 une valeur beaucoup plus petite $T_2^* = \frac{1}{\gamma \Delta B_0}$; T_2^*
 renseignerait plutôt sur l'homogénéité du champ \vec{B}_0 . Une
 méthode plus élégante qui évite ce problème est obtenue en
 irradiant l'échantillon par des impulsions Radiofréquence acco-
 ordées à la fréquence de résonance ω_0 , pendant un temps
 très petit et de voir ensuite la réponse du système résonnant.
 On parlera alors d'un régime impulsionnel ou encore transitoire
 (Ceci à l'inverse des mesures faites au § I.4 pour lequel
 le régime est dit en onde continue.)

II.2. Par les méthodes transitoires.

Au paragraphe I.4, on a vu qu'en faisant subir à
 un système de spins (placés initialement dans un champ \vec{B}_0)
 un champ magnétique tournant à la fréquence de Larmor
 $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{B}_0$ pendant une durée t suffisamment petite devant
 les temps de relaxation, le vecteur aimantation \vec{M}_0 initialement
 orienté dans le même sens que \vec{B}_0 va tourner dans le plan
 $Y'OZ$ (du repère tournant défini au § I.4) avec le vecteur
 vitesse $\vec{\omega}_1 = -\gamma \vec{B}_1$. Si on choisit
 $t = t_1$, tel que $\omega_1 t_1 = \pi/2$; \vec{M}_0
 tourne dans le plan $Y'OZ$ d'un
 angle $\frac{\pi}{2}$ et \vec{M}_0 devient parallèle
 sur l'axe OY' . L'impulsion des pulses
 R.F qui a fait basculer \vec{M}_0 de l'angle $\frac{\pi}{2}$.



17

dans le repère tournant $Ox'y'z$ s'appelle impulsion $\frac{\pi}{2}$, de même si on choisit $t = t_2$ tel que $\omega_1 t_2 = \pi$, \vec{M}_0 tourne dans le plan $y'Oz$ d'un angle π et change de sens, on parlera alors d'impulsion π . Plusieurs méthodes basées sur ces impulsions $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{\pi}{2}$ peuvent être utilisées pour la mesure des temps de relaxations T_1 et T_2 ; nous décrivons une méthode pour la mesure de T_1 (impulsion $\frac{\pi}{2} - \tau - \frac{\pi}{2}$) et une autre pour la mesure de T_2 (impulsion $\frac{\pi}{2} - \tau - \pi$).

Mesure du Temps de relaxation T_2 par une séquence d'impulsion $\frac{\pi}{2} - \tau - \pi$: On applique au système de spins une impulsion $\frac{\pi}{2}$. Le vecteur aimantation \vec{M}_0 initialement aligné sur \vec{B}_0 bascule d'un angle $\frac{\pi}{2}$ et vient s'aligner sur l'axe Oy' du repère tournant. A la fin de l'impulsion $\frac{\pi}{2}$, le système de spins va précessionner autour de \vec{B}_0 avec le vecteur vitesse de Larmor $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{B}_0$ (puisque \vec{B}_1 disparaît), \vec{M}_0 tendra à revenir à sa position initiale suivant l'axe Oz . L'évolution de \vec{M}_0 à partir du système du laboratoire sera à partir de cet instant donnée par les équations de Bloch. Pour la composante longitudinale $M_z = M_0 (1 - e^{-t/T_1})$.

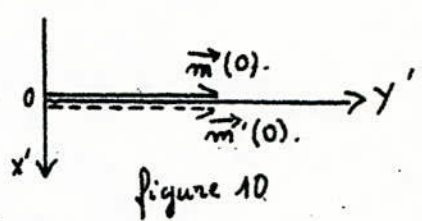
Pour la composante transversale $M_T = M_0 e^{-t/T_2} \cos \omega_0 t$.

L'aimantation M_T induit un signal dans une bobine (placée perpendiculairement à \vec{B}_0), à la partie des détecteurs d'enveloppe. On mesurera un signal \propto proportionnel à $M_0 e^{-t/T_2}$, $d = k M_0 e^{-t/T_2}$.

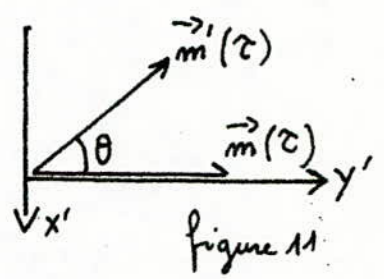
En calculant la constante de temps de cette courbe, nous pourrions déduire la valeur de T_2 ; comme nous l'avons déjà signalé, du fait de la non homogénéité du champ \vec{B}_0

sur tout l'échantillon, la mesure de T_2 par cette méthode s'avèrera inexacte. Pour le montrer supposons qu'on ait deux systèmes de spins ne voyant pas le même champ \vec{B}_0 . Le premier système de spins dont l'aimantation globale est \vec{m} verra par exemple \vec{B}_0 , l'autre système dont l'aimantation est \vec{m}' verra, par exemple, le champ $\vec{B}_0 + \delta\vec{B}_0$. A la fin de l'impulsion $\frac{\pi}{2}$, \vec{m} et \vec{m}' se trouvent alignés sur OY' (fig 10)

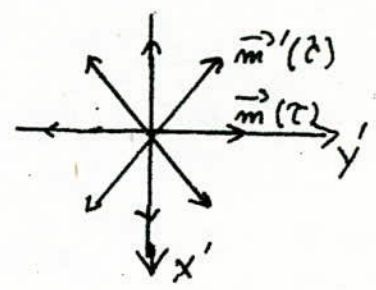
A partir de cet instant (choisit comme origine par exemple) \vec{m} va précessionner autour de \vec{B}_0 avec le vecteur vitesse $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{B}_0$ et \vec{m}' précessionnera autour de \vec{B}_0 avec le vecteur vitesse $\vec{\omega}_0 + \delta\vec{\omega}_0 = -\gamma (\vec{B}_0 + \delta\vec{B}_0)$ si par exemple $\delta B_0 < 0$, \vec{m}' tournera avec une vitesse plus faible que \vec{m} .



A l'instant $t = \tau$, on a la configuration de la figure 11. Si nous tenons compte de tous les petits vecteurs aimantations de l'échantillon, on aboutirait à la



configuration de la figure 12, alors au bout d'un temps T_2 très petit l'aimantation totale transversale M_T a vite fait de s'annuler. Si nous ramenons à l'instant τ , le système de spins à une



impulsion π , les différents vecteurs aimantations des petits volumes (de l'aimantation) de l'échantillon vont tous précessionner autour du champ \vec{B}_1 avec le vecteur vitesse $\vec{\omega}_1 = -\gamma \vec{B}_1$. A la fin de cette impulsion \vec{m} et \vec{m}' vont se retrouver dans des positions symétriques par rapport à Ox' (voir figure 13.)

figure 12

à l'instant 2τ , $\vec{m}'(2\tau)$ et $\vec{m}''(2\tau)$ seront de nouveaux alignés (figure 15) (de même que tous les autres aimantations des différentes valeurs de l'échantillon). Leur résultante donnera un nouveau signal intense qu'on nomme : écho. (voir figure 16).

La valeur pic de l'écho sera proportionnelle à $M_0 \exp\left[-2\frac{\tau}{T_2}\right]$. A l'instant 3τ , si nous soumettons l'échantillon à une autre impulsion π . Nous verrons à 4τ un autre écho dont la valeur pic sera proportionnelle à $M_0 \exp\left[-\frac{4\tau}{T_2}\right]$ et avoir ainsi de suite des échos (fig. 17)

dont les pics vont constituer une enveloppe décroissant exponentiellement suivant la loi $k e^{-t/T_2}$. La mesure de la constante de temps de cette courbe (enveloppe) donnera le temps de relaxation spin-spin T_2 .

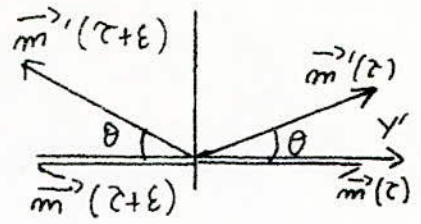


figure 14

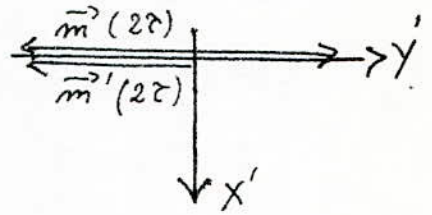


figure 15.

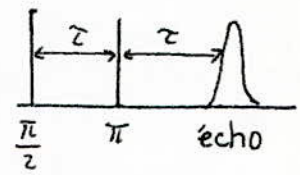


figure 16.

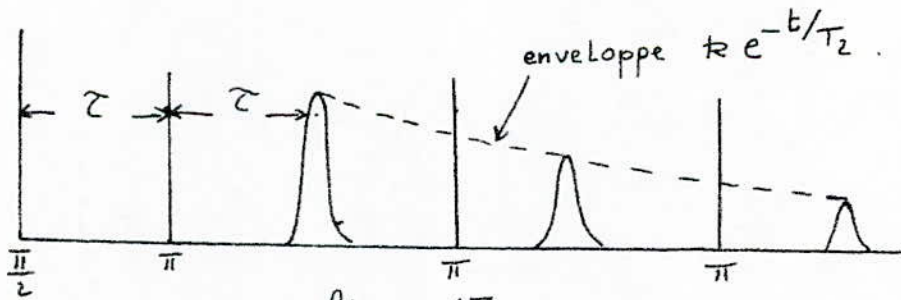


figure 17.

Mesure du temps de relaxation longitudinale T_1 .

On utilise pour cela une séquence d'impulsions $\frac{\pi}{2} - \tau - \frac{\pi}{2}$. La première impulsion $\frac{\pi}{2}$ ramène \vec{M}_0 selon l'axe OY' . A cet instant

(puis comme origine) $M_z = 0$. L'évolution de M_z est alors décrite par la relation $M_z = M_0 (1 - \exp[-\frac{t}{T_1}])$.

En fait, on détecte la composante transversale $M_T = M_0 e^{-t/T_2} \cos \omega_0 t$. Le signal détecté est alors proportionnel à $M_0 e^{-t/T_2}$. A l'instant τ , on a : $M_z(\tau) = M_0 [1 - \exp(-\frac{\tau}{T_1})]$ et $M_T = 0$ (comme vu au Φ précédent, c-à-d. après un temps court de T_2^* la composante transversale M_T disparaît). Si à $t = \tau$, nous soumettons l'échantillon à une impulsion $\frac{\pi}{2}$, \vec{M}_z va basculer et nous aurons une composante transversale dont l'évolution après la fin de cette deuxième impulsion $\frac{\pi}{2}$ sera $M_0 (1 - e^{-\tau/T_1}) e^{-(t-\tau)/T_2} \cos \omega_0 t$. Le signal détecté est proportionnel à $M_0 (1 - e^{-\tau/T_1}) e^{-\frac{(t-\tau)}{T_2}}$. Nous voyons qu'à l'ors, les différents sommets des signaux \propto détectés, reproduiront l'évolution du signal M_z (voir fig 18)

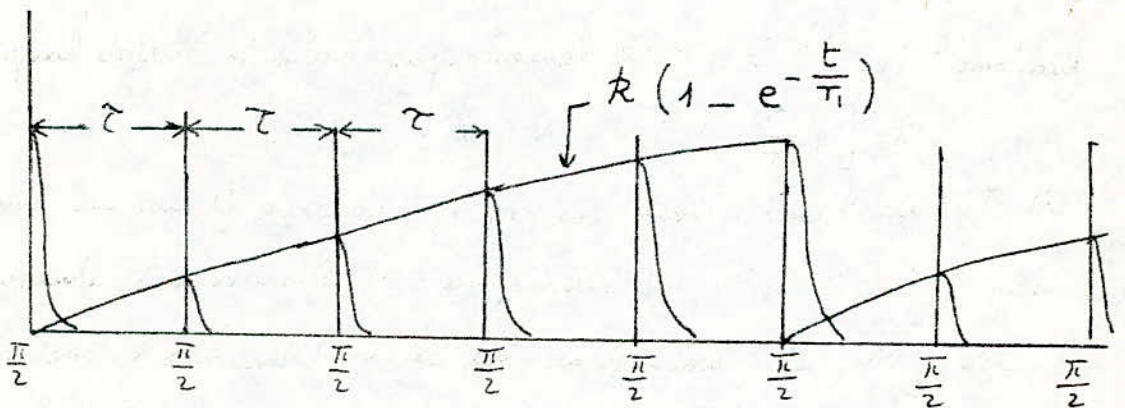


figure 18

La mesure de la constante de temps de l'enveloppe exponentielle permet de connaître le temps de relaxation longitudinal T_1 .

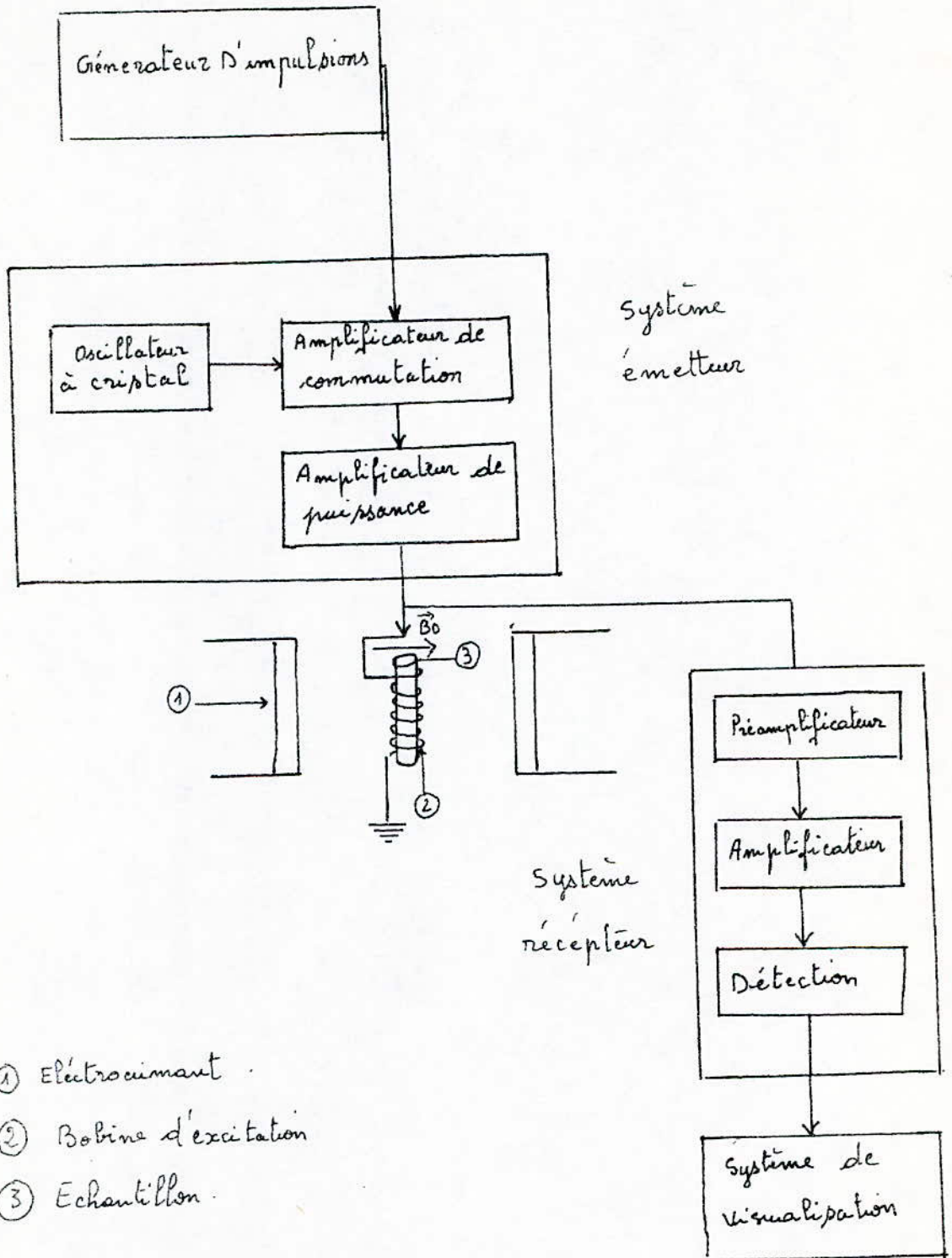
CHAP III

LE SPECTROMÈTRE

RMN

A IMPULSIONS

III. 1 Le synoptique :



III. 2 Le principe de fonctionnement.

Le principe de fonctionnement est le suivant :

À la sortie du générateur d'impulsions, nous avons les impulsions $\frac{\pi}{2}$ ou encore les impulsions $\frac{\pi}{2}$ et π séparées d'un temps τ réglable. L'oscillateur à cristal génère un signal sinusoïdal radiofréquence très stable et à la sortie de l'amplificateur de commutation, nous avons les pulses radiofréquences qui une fois amplifiés en puissance vont attaquer un échantillon placé préalablement dans le champ magnétique \vec{B}_0 d'un électroaimant. Pendant la période OFF, des pulses RF, l'échantillon va induire un signal de précession libre qui va être amplifié et détecté par un système récepteur puis enfin visualisé par un système de visualisation.

III. 3 Description sommaire des différents blocs du synoptique

III. 3. 1 L'électroaimant :

C'est lui qui crée le champ magnétique statique \vec{B}_0 . Le signal RMN recueilli au borne de la bobine d'excitation étant proportionnel à B_0^2 , il est très intéressant de travailler avec un champ magnétique B_0 élevé, stable dans le temps et très homogène dans tout l'espace entourant l'échantillon. En pratique, on utilise des électroaimants dont le diamètre des pièces polaires est compris entre 150 et 250 mm avec un entrefer compris entre 15 à 25 mm. Pour assurer un bon parallélisme, les pièces polaires sont garnies de calottes ajustables. Pour avoir la stabilité dans le temps, l'électroaimant est alimenté à partir d'un générateur de

courant constant (délivrant des courants allant jusqu'à 10 A pour des champs magnétiques de quelque K GAUSS) et est maintenu à une température constante par un système de refroidissement.

III. 3.2 Le programmeur d'impulsions.

Une des caractéristiques les plus importantes du programmeur d'impulsions est qu'il puisse générer des impulsions $\frac{\pi}{2}$ et π ayant des fronts raides. Les temps de montée et de descente de ces impulsions devront être très courts (de façon à ne pas gêner l'observation des signaux de précession; nous ferons une description plus détaillée de ce bloc dans le chapitre IV.)

III. 3.3. Le système émetteur.

C'est le système émetteur qui excite l'échantillon en lui envoyant des salves d'énergie radiofréquence et provoque le phénomène de résonance magnétique. Le système émetteur doit présenter certaines caractéristiques importantes pour l'étude de la R.M.N. et en particulier :

- Les signaux issus de l'oscillateur doivent être très stables en fréquence et en amplitude et/ou l'utilisation, en préférence, d'oscillateurs à Quartz.
- Le rapport $\frac{\text{Amplitude du signal RF pendant l'état ON}}{\text{Amplitude du signal RF pendant l'état OFF}}$ doit être le plus grand possible (en effet le signal RMN de l'ordre de quelques dizaines de mV, qu'on récoltera pendant la période OFF risque d'être noyé par les fuites RF qu'on obtient pendant la période OFF); de même, les

salues R.F arrivant à l'échantillon doivent présenter des fronts raides (pour que le signal de précession soit mis en évidence).*

III.3.4 La bobine d'excitation.

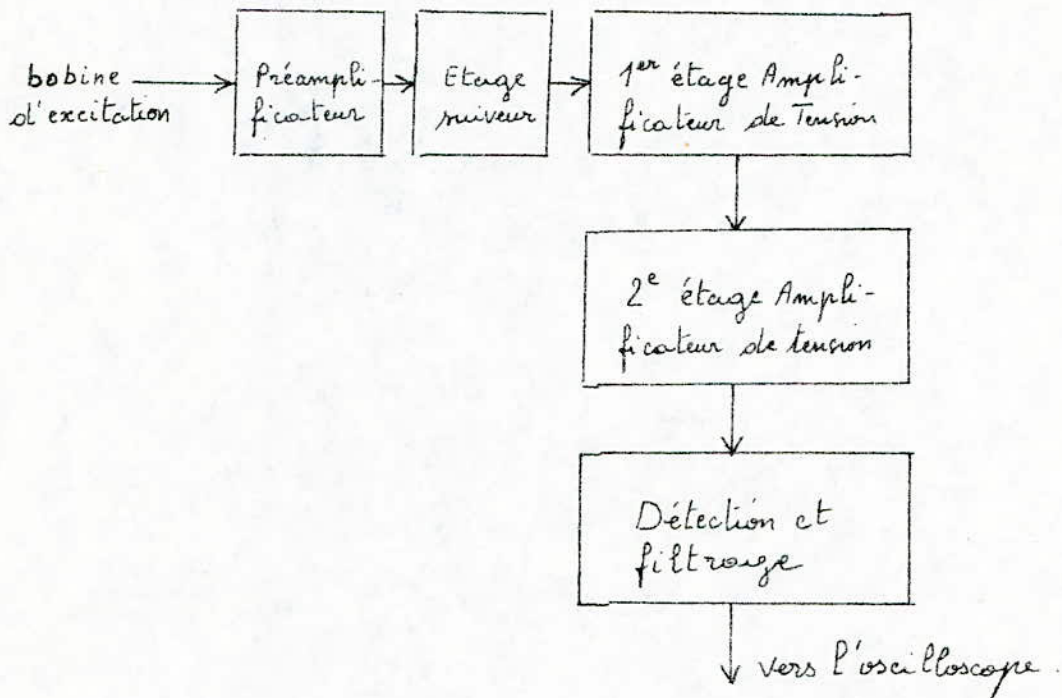
Comme vu au chapitre I, §.5, pendant la période ON des salues RF, c'est la bobine d'excitation qui produit le champ tournant B_1 qui va provoquer le phénomène de RMN; pendant la période OFF, le signal de précession libre envoie un flux à travers cette bobine et un signal y est induit. Ce signal va être ensuite détecté par le système récepteur. Pour avoir une sensibilité maximale, l'échantillon est placé à l'intérieur de cette bobine. Cette bobine est accordée à la fréquence de résonance du système de spin par un condensateur C; Pour avoir un bon rapport signal sur bruit au bornes de la bobine d'excitation, cette dernière doit avoir un coefficient de qualité Q élevé* (puisque le rapport signal/bruit est proportionnel à \sqrt{Q}).
(* cf ref [1], [5]).

III.3.5. Le système récepteur.

Pendant la période OFF des salues RF qui attaquent l'échantillon, c'est le système récepteur qui recueille et amplifie en tension le signal de précession libre; puis à l'aide d'une détection, extrait la courbe enveloppe de ces signaux. Pendant l'état ON, le récepteur est saturé,

* cf au chapitre IV

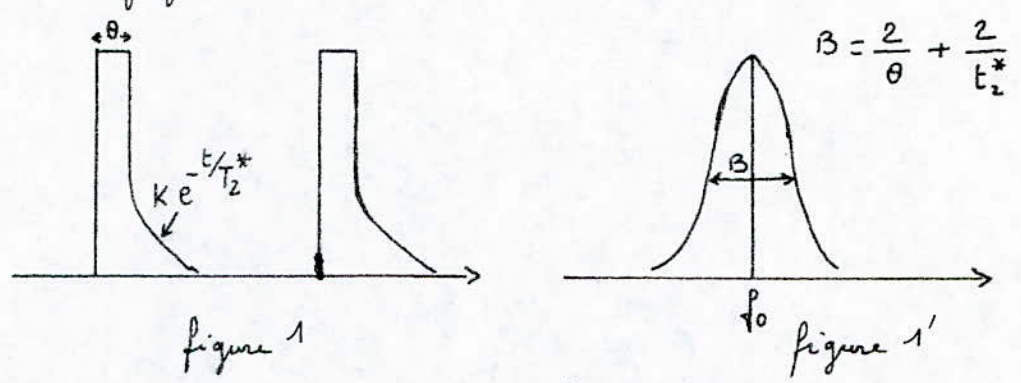
pendant l'état OFF, le récepteur doit retrouver son état de fonctionnement normal, le plus rapidement possible (quelques micro-secondes), ce qui lui permet de recevoir le signal de précession libre à la fin de l'impulsion RF qui l'a saturée. Son schéma permet de mettre en évidence les blocs suivants :



Le signal de précession libre qui apparaît au borne de la bobine d'excitation est très faible, de l'ordre de quelques mV, il est donc nécessaire de l'amplifier. Cette amplification se fera par plusieurs blocs. Comme le facteur de Qualité Q de la bobine d'excitation doit être élevé et pour avoir un bon rapport signal sur bruit (ce rapport étant proportionnel à \sqrt{Q}), le préamplificateur doit avoir une résistance d'entrée très grande. Le facteur de bruit total du récepteur, F , est donné par la formule :

$$F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 G_2 G_3} + \frac{F_4 - 1}{G_1 G_2 G_3} \quad (\text{où } F_1, F_2, F_3, F_4$$

sont les facteurs de bruit des 4 étages d'amplification et G_1, G_2, G_3, G_4 leur gain respectifs). Le facteur de bruit total F sera principalement déterminé par le facteur de bruit du premier étage; nous devons choisir ce dernier avec soin. Ces deux considérations imposent le choix de transistors à effet de champ ou encore de MOSFET à faible bruit. La forme des signaux à l'entrée du récepteur est donnée par la figure 1. Le spectre d'un tel signal est reproduit à la figure 1'



Notre récepteur doit donc être centré sur f_0 et avoir une bande passante supérieure à $\frac{2}{T_2^*} + \frac{2}{\theta}$. Le préamplificateur est un amplificateur sélectif centré sur f_0 et ayant une bande passante supérieure à $\frac{2}{T_2^*} + \frac{2}{\theta}$. L'autre étage du système récepteur ne soulève pas de commentaires; un étage mixeur pourra être constitué d'un transistor TEC monté en drain commun. Les étages d'amplifications de tensions seraient réalisés à l'aide du CI CA3028A monté en cascade. La détection consistera à extraire la courbe enveloppe des signaux de précision, elle pourra être réalisée simplement à l'aide d'un détecteur d'enveloppe à diodes.

III.3.6 Le système de visualisation.

Il peut-être constitué d'un oscilloscope. Dans ce cas, il sera synchronisé par les impulsions du programmeur.

CHAP IV

ETUDE ET REALISATION

DE QUELQUES CIRCUITS DU

SPECTROMETRE R M N A

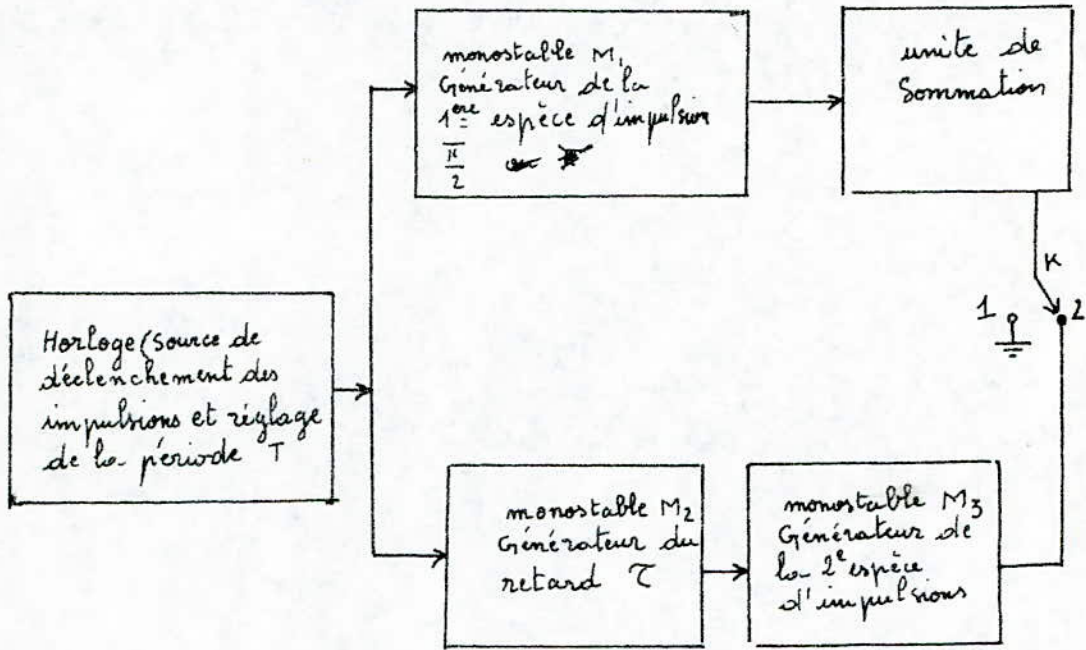
IMPULSIONS

IV. 1 - Le système générateur d'impulsions ²⁸

Il permet de nous délivrer les impulsions $\frac{\pi}{2}$ et π qui vont moduler le signal H.F issu de l'oscillateur.

IV. 1.1 - Synoptique.

Son synoptique est donné par la figure suivante :



L'unité de sommation permet de nous délivrer les impulsions $\frac{\pi}{2}$ lorsque l'interrupteur K est en position 1 et les impulsions $\frac{\pi}{2}$ et π séparées du temps τ , lorsque l'interrupteur K est en position 2.

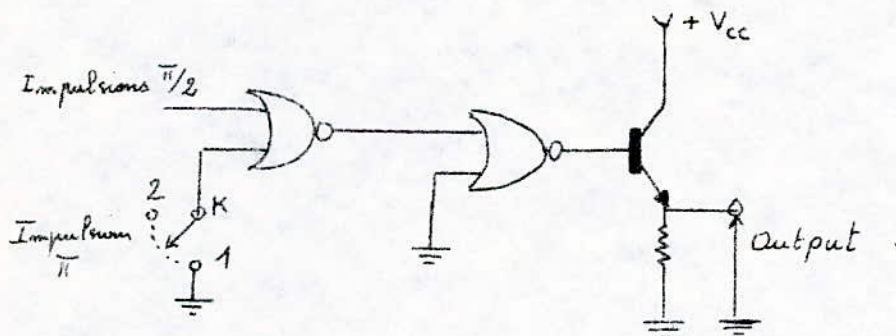
IV. 1.2 - Principe de fonctionnement

Étudions le synoptique précédent, nous utilisons comme source de déclenchement des impulsions une horloge qui nous fixe la période T. Cette horloge peut-être réalisée simplement avec un NE 555 monté en astable (dont le fonctionnement sera détaillé à la fin de ce paragraphe). L'horloge déclenchera simultanément les monostables M_1 et M_2 dont les durées de l'état

instable donneront respectivement les impulsions $\frac{\pi}{2}$ et le retard τ .
Après le temps τ , le monostable M_2 déclenchera (donc à son front descendant) le monostable M_3 dont la durée de l'état instable sera précisément choisie de façon à avoir les impulsions π .

Les durées des impulsions $\frac{\pi}{2}$ ou π et qui sont donc données par les formules $\gamma h_1 t_1 = \frac{\pi}{2}$ (ou $\gamma h_1 t_2 = \pi$) seront de l'ordre de quelques dizaines de micro-secondes (le cahier de charge impose des durées comprises entre 10 μ s et 100 μ s.) Les monostables M_1 et M_3 devront donc être capable de fonctionner avec de telles durées de l'état instable. Les monostables SN 74 121 peuvent être efficacement utilisés (ces monostables peuvent être déclenchés par des impulsions positives lors de leurs fronts montants ou descendants, nous les étudierons à la fin de ce monographe.)

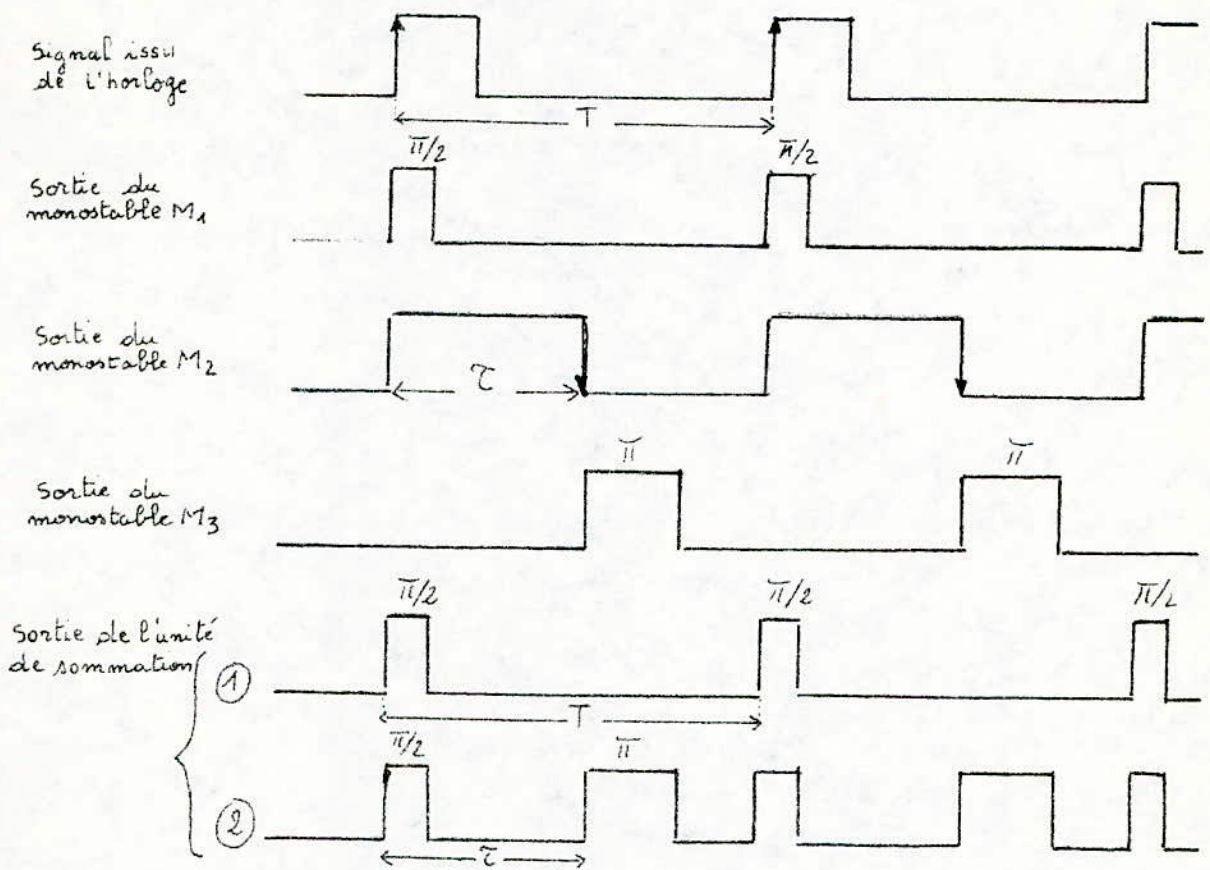
L'unité de sommation peut-être réalisée simplement à l'aide de deux portes NOR (disponibles dans les CI SN 7402.) Elle sera alors réalisée ainsi :



On fait suivre cet étage d'un étage adaptateur d'impédance (transistor monté en collecteur commun).

Une des caractéristiques les plus importantes du programmeur d'impulsions est qu'il puisse générer des impulsions $\frac{\pi}{2}$ et π ayant

des fronts raides. Le transistor T est donc un transistor de commutation. En résumé, on donne les différents chronogrammes qu'on obtient dans les différents blocs du programme.



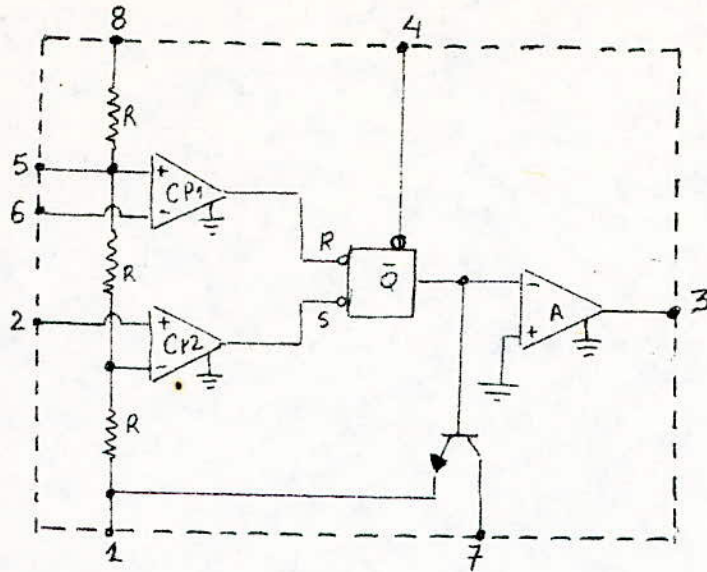
- ① : interrupteur en position 1
- ② : interrupteur en position 2

Remarque : le retard τ est choisit tel que $\tau < T$.

IV. 1. 3 Étude sommaire de quelques CI, utilisés dans le système générateur d'impulsion.

IV. 1. 3. 1 - Le CI NE 555 - Son utilisation est spécifiée pour une tension V_{cc} de 5v à 12v. Avec 5v, le niveau de sortie est compatible avec les entrées en Logique TTL.

Sous forme synoptique, il se présente ainsi :



- Lorsque \bar{Q} est à l'état 1, T est saturé ($V_{CE} = 0$) et la sortie (3) est au niveau 0; Lorsque \bar{Q} est à l'état 0, T est bloqué ($V_{CE} = \infty$) et (3) est au niveau 1.

- La Table de vérité de la bascule RS (entrées inversées) est la suivante.

R	S	Q^+
0	0	?
0	1	0
1	0	1
1	1	\bar{Q}

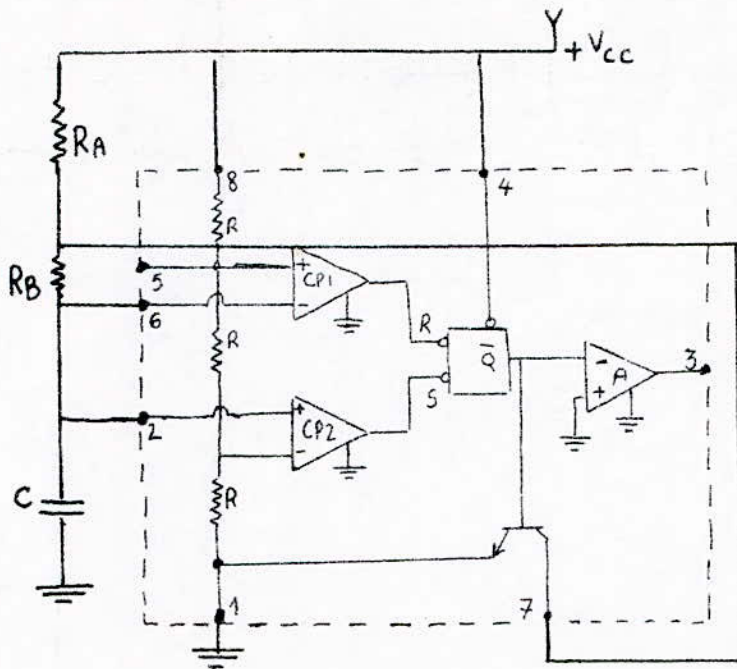
- La borne (4) est une borne de remise à zéro : lorsque (4) est au niveau 0, Q est au niveau 0. (3 au niveau 0).

Lorsque cette borne n'est pas utilisée on la connecte à $+V_{CC}$.

- La borne reliée à $+V_{CC}$ permet d'alimenter les comparateurs CP1, CP2; la bascule RS, l'amplificateur de sortie A, ainsi que la chaîne formée de trois résistances.

Fonctionnement en multivibrateur astable.

Le NE 555 est branché suivant le schéma :



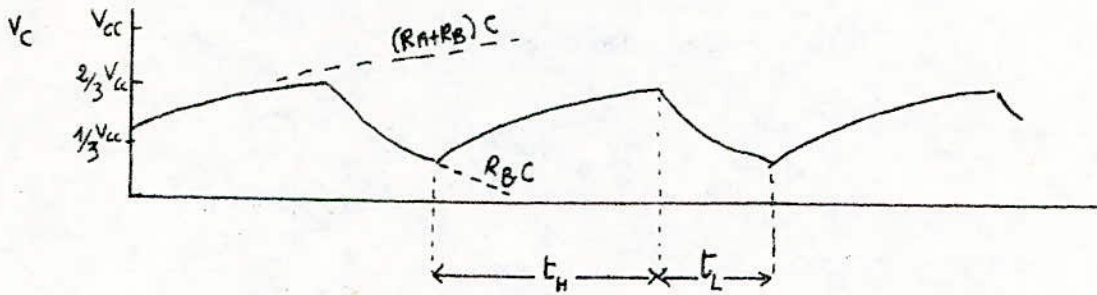
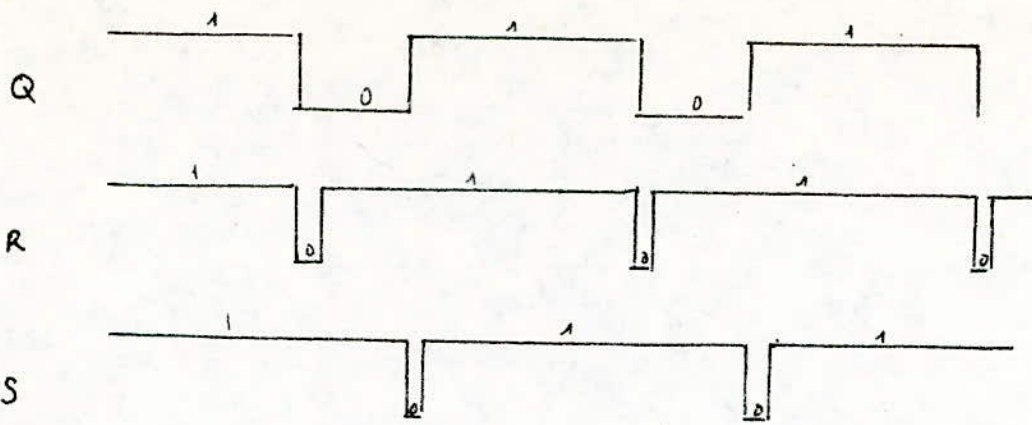
Supposant qu'à un instant initial t_0 , Q est à l'état 1 ($R=1$) et que $V_2 = V_6 = V_{cc}/3$ ($S=0$).

T est bloqué, la capacité C se charge à la valeur V_{cc} à

travers R_A et R_B suivant la loi exponentielle $V_c = V_2 = V_6 = V_{cc} \left\{ 1 - \frac{2}{3} \exp \left(\frac{-t}{(R_A + R_B)C} \right) \right\}$. A l'instant $t = t_H$ où

$V_c = \frac{2}{3} V_{cc}$, CP_1 bascule et $R=0$; tandis que $S=1$, cette combinaison fait que $Q=0$; $\bar{Q}=1$, T se sature, la capacité C se décharge à travers R_B selon la loi exponentielle $V_c = \frac{2}{3} V_{cc} \exp \left(\frac{-t}{R_B C} \right)$; ceci rétablit $R=1$; à l'instant $t = t_L$ où $V_c = \frac{1}{3} V_{cc}$ CP_2 bascule et on a $S=0$. L'état $R=1$, $S=0$ fait basculer le bistable et $Q=1$. On retrouve les conditions initiales

En résumé, on obtient les différents chronogrammes suivants :



Remarques :

— la durée de l'état haut (pour la sortie Q ou 3) est t_H telle que $V_{cc} \left\{ 1 - \frac{2}{3} \exp \frac{-t_H}{(R_A + R_B)C} \right\} = \frac{2}{3} V_{cc}$.

alors $t_H = (\ln 2) (R_A + R_B) C = 0,7 \cdot (R_A + R_B) C$.

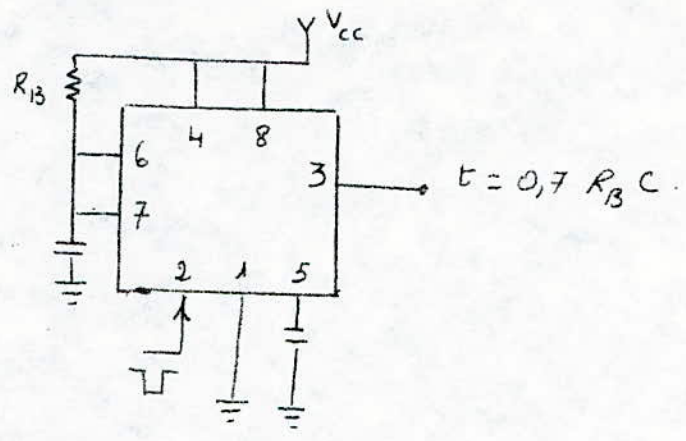
la durée de l'état bas ($Q=0$ ou $V_3=0$) est :

t_L telle que : $\frac{2}{3} V_{cc} \exp \left(-\frac{t_L}{R_B C} \right) = \frac{1}{3} V_{cc}$.

alors $t_L = (\ln 2) R_B C = 0,7 \cdot R_B C$.

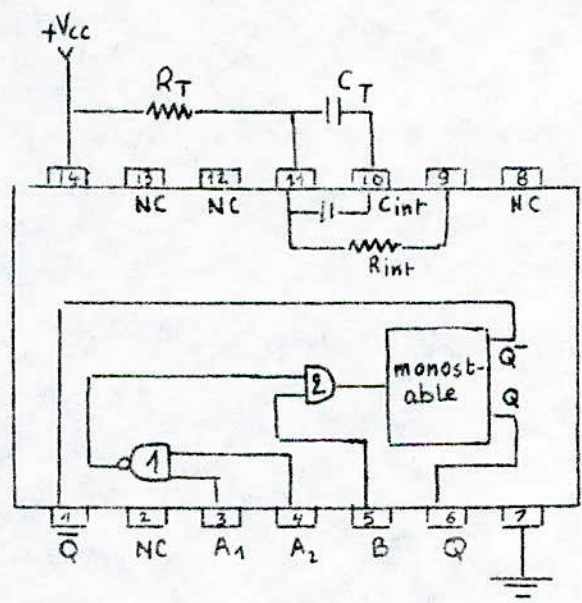
— l'attaque de la borne (5) par une tension continue E fait changer le potentiel au point (5) et V_- de CP2, ceci a pour effet de faire varier la durée de l'état haut t_H (tandis que t_L reste inchangé.) qui devient fonction de E . Lorsque cette entrée n'est pas utilisée, on la connecte à la masse à travers une capacité (pour prévenir d'éventuels parasites.)

Remarque: les NE 555 peuvent aussi être utilisés en monostable longue durée. Pour des durées d'état instable très courts (quelques dizaines de micro-seconde); on peut les remplacer avantageusement par les SN 74 121 (voir figure ci-dessous)



IV. 3. 2 . Le monostable SN 74 121 .

Le circuit intégré se présente en circuit D.I.L (Dual In Line) à 14 broches. Son schéma interne est le suivant :



R_T et C_T sont extérieures au circuit intégré. Lorsque la sortie de la porte 2 passe de l'état bas à l'état haut (et en supposant que le monostable était à son état stable), le monostable est déclenché; Q passe alors de l'état 0 à l'état 1; et se maintient à cet état pendant une durée t déterminée

par les éléments R_T et C_T suivant l'égalité : $t = 0,7 R_T C_T$ *
 (pour avoir des durées de l'état instable t , très faible de l'ordre de quelques nanosecondes, on peut utiliser à la place de R_T et C_T , R_i et C_i pour cela on connectera la borne (9) à $+V_{cc}$.)

Lorsque B est à l'état 0, nous voyons que (2) est à l'état 0 et Q reste à l'état 0. Ce même cas se produit lorsque A_1 et A_2 se trouvent à l'état 1. Q ne change d'état que lors des transitions $0 \rightarrow 1$ de la sortie de la porte (2) et dure à l'état haut pendant le temps $t = 0,7 R_T C_T$ donc lorsque la sortie de la porte (2) est au potentiel haut Q est à l'état 0. Ce cas se produit quand une des entrées A_1 ou A_2 (l'autre étant à l'état quelconque) est à 0 et B à 1. Lorsque B est maintenue à 1 et que 1 des entrées A_1 ou A_2 (ou les deux) passe de 1 à 0, la sortie (2) passe de 0 à 1, ce qui déclenche le monostable. Ceci est un moyen pour déclencher le monostable lors du front descendant d'une impulsion. Lorsque une des entrées A_1 ou A_2 est à l'état 0 (l'autre étant à un état quelconque) et que B passe de 0 à 1, la sortie de la porte (2) passe de 0 à 1, ce qui déclenche le monostable ; Ceci est un autre moyen de déclencher le monostable lors d'un front de montée d'une impulsion.

En résumé, nous présentons la table de vérité de ce circuit.
 (voir page 36)

* Pour le calcul des durées de l'état instable, on peut utiliser la formule $t = 0,7 R_T C_T$ ou encore des abaques donnant la durée en fonction de R et C.

A_1	A_2	B	Q	\bar{Q}
0	\emptyset	1	0	1
\emptyset	0	1	0	1
\emptyset	\emptyset	0	0	1
1	1	\emptyset	0	1
1	\downarrow	1	\sqcap	\sqcup
\downarrow	1	1	\sqcap	\sqcup
\downarrow	\downarrow	1	\sqcap	\sqcup
0	\emptyset	\uparrow	\sqcap	\sqcup
\emptyset	0	\uparrow	\sqcap	\sqcup

\emptyset : état quelconque.

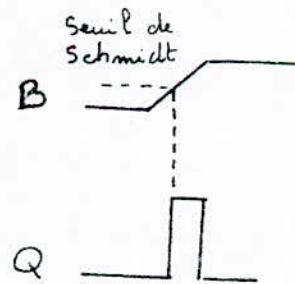
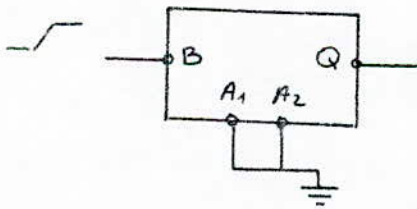
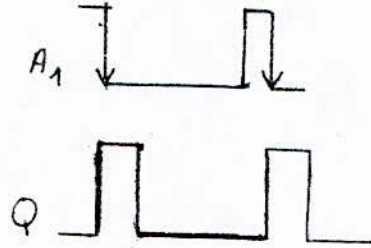
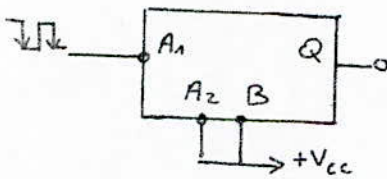
\sqcap : impulsion.

\uparrow : front de montée.

\downarrow : front de descente.

Remarques :

- les entrées A_1 ou A_2 exigent pour déclencher le monostable des fronts descendants raides (transition $1 \rightarrow 0$) au contraire la montée peut s'effectuer lentement sur l'entrée B qui offre les caractéristiques d'un Trigger de Schmidt. Ce que montre la figure suivante.

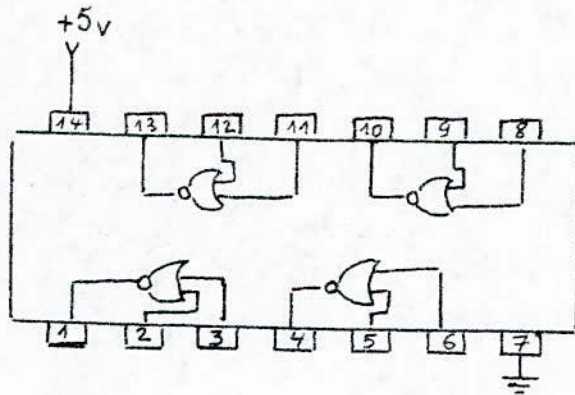


- Le SN 74 121 est réalisé selon la technologie TTL, il est donc prévu pour une alimentation $V_{cc} = 5V$. Pour une tension $> 5,5V$ il y a risque de destruction du circuit intégré ; pour une tension V_{cc} inférieure à $4,5V$, son fonctionnement est perturbé.

IV 1.3.3 - Le circuit intégré 7402 .

37

Ce circuit intégré comporte quatre portes NOR à deux entrées, réalisé selon la technologie TTL. Il se présente en circuit D.T.L (Dual in Line) à 14 broches. Son schéma interne est le suivant :

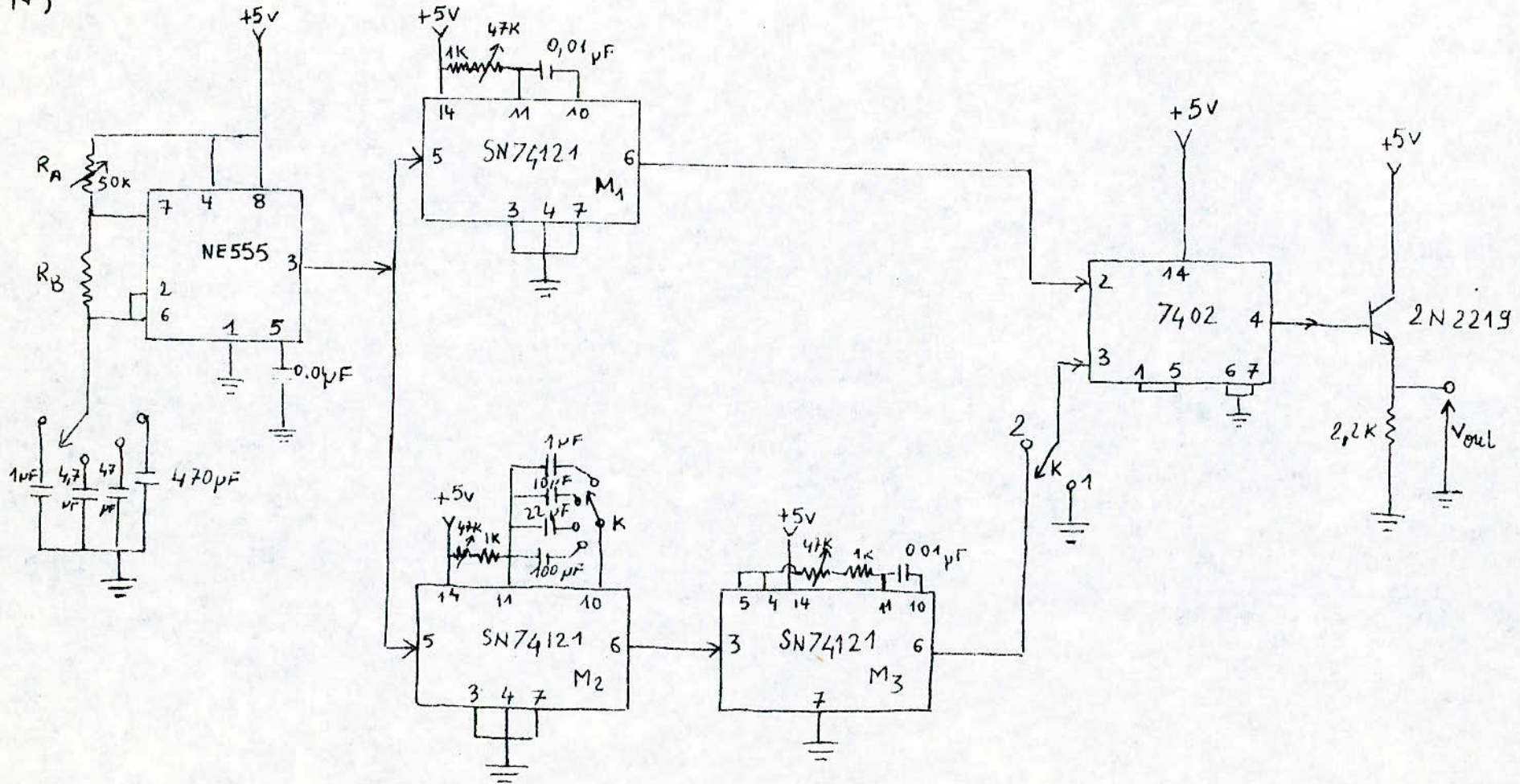


IV 1.4 . Schéma détaillé du générateur d'impulsions .

(Voir page 38) .

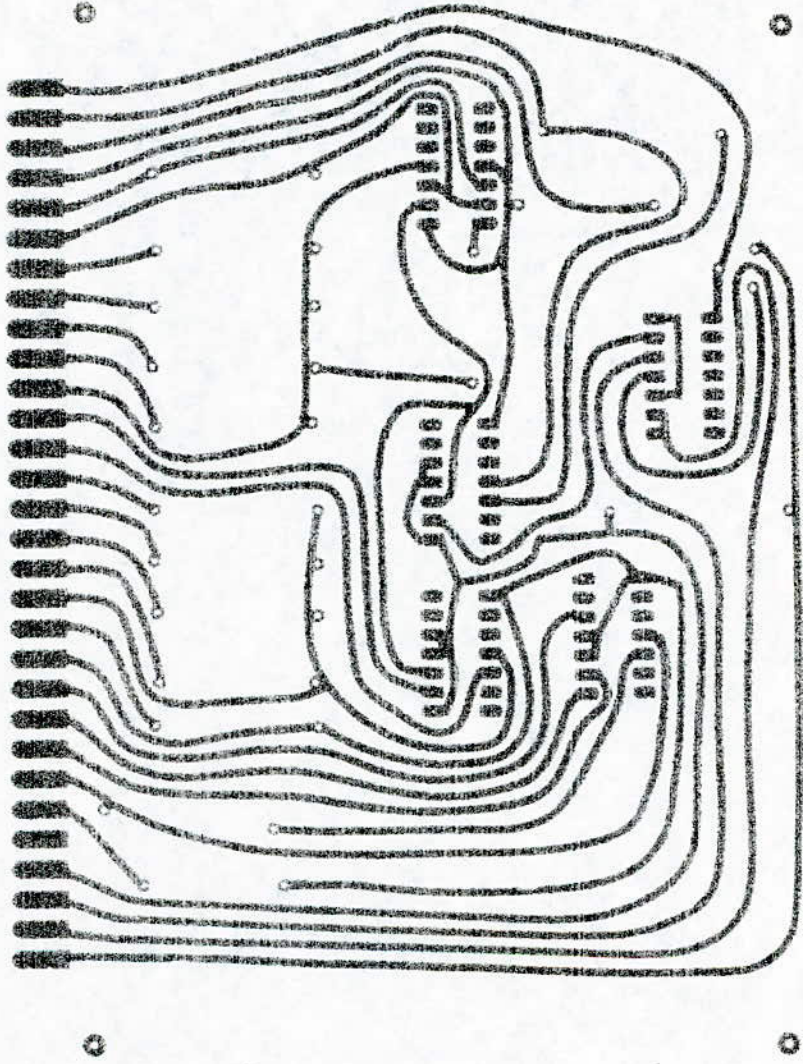
Le NE 555 monté en astable fixe la période T des impulsions (en plusieurs gammes) et déclenche simultanément à son front de monte deux monostables 74 121 (13), (4) reliés à la masse, et (5) recevant le signal issu du 555). Le premier monostable M_1 est calculé de façon à ce qu'il délivre les impulsions $\frac{T}{2}$. L'autre monostable M_2 a une durée de l'état instable τ (en plusieurs gammes, $\tau < T$). Après l'écoulement de cette durée, M_2 déclenche à son front descendant M_3 (3) recevant le signal de déclenchement, (4) et (5) reliées à V_{cc}) dont la durée de l'état instable est choisie de façon à ce qu'il délivre les impulsions π . Comme unité de sommation, on utilise un 7402 la partie du 7402 attaque un étage adaptateur d'impédance.

38



Programmeur d'impulsions

IV.1.5 - Réalisation pratique et résultats expérimentaux ³⁹
- Circuit imprimé.



Resultats experimentaux

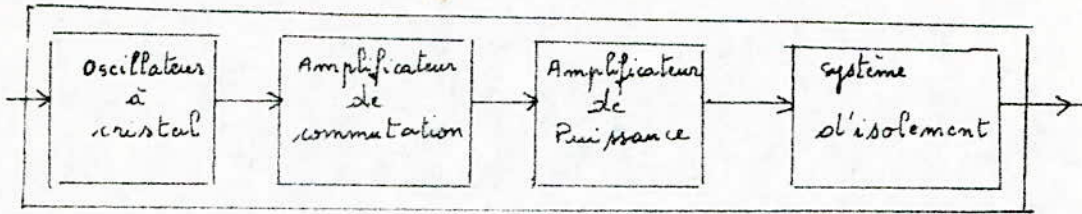
Le tableau ci dessous donne toutes les caracteristiques que nous avons releve

Periode	<u>Gammes</u>			
	1	2	3	4
T_{min}	4ms	15ms	160ms	1800ms
T_{max}	40ms	160ms	1800ms	15s
Retard	<u>Gammes</u>			
	1	2	3	4
T_{min}	1ms	11ms	16ms	70ms
T_{max}	34ms	300ms	700ms	3,5s
Durée de l'impulsion	minimum		maximum	
	5µsec		350µsec	
temps de montée : 0,4µs				
temps de descente : 0,4µs				

IV.2 - Le système émetteur

41

IV.2.1 - Le schéma synoptique (ci-dessous) permet de



mettre en évidence les blocs essentiels suivants :

- L'oscillateur : qui génère les oscillations R.F.
- L'amplificateur de commutation : qui délivre à sa sortie les ondes R.F.
- L'amplificateur de puissance : les ondes R.F. sont amplifiées en puissance.
- Un système d'isolement : pendant la période OFF, il empêche le signal de précession libre qui apparaît aux bornes de la bobine d'excitation de passer dans le système émetteur.

IV.2.2 - L'oscillateur.

C'est un oscillateur à Quartz type Colpitts qu'on fait suivre d'un étage adaptateur d'impédance (FET monté en drain commun) son schéma est le suivant : (page 41).

Les T.E.C. choisis sont des TEC Haute fréquence ayant un faible facteur de bruit.

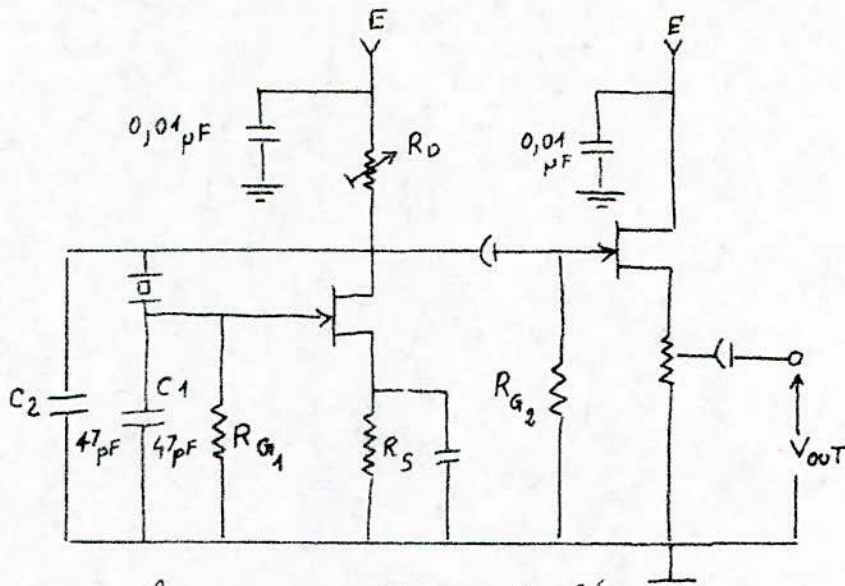
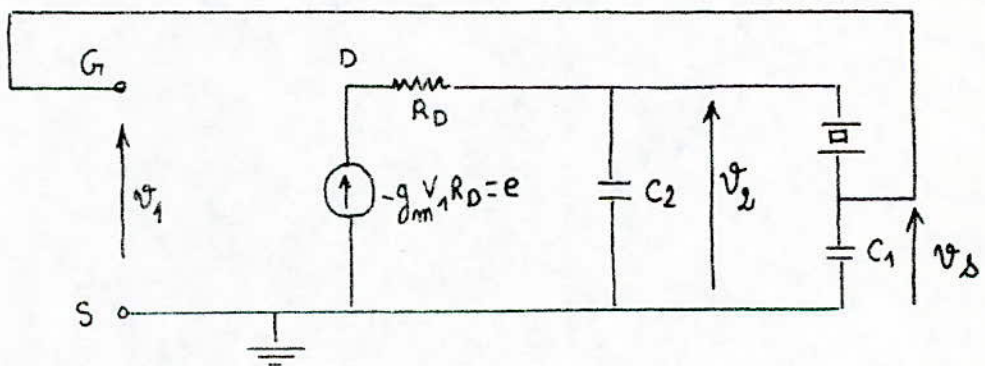
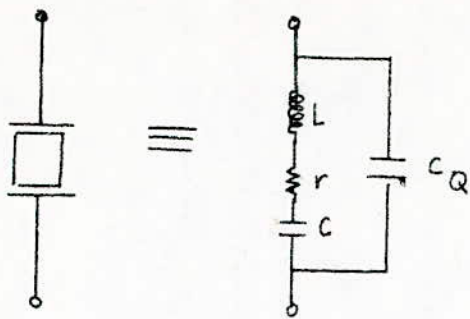


Figure : schéma de l'oscillateur.

En régime variable le schéma équivalent de l'oscillateur (sans l'étage adaptateur) sera le suivant (l'oscillateur étant chargé par la résistance d'entrée, très grande, R_{G2} de l'étage adaptateur en parallèle avec R_D).



Déterminons l'expression de la fréquence des oscillations ainsi que la condition d'oscillation. Le gain en boucle ouverte est $L = \frac{V_S}{V_1}$. La fréquence des oscillations sera donnée par $L = 1$. Soit ω_0 la pulsation de ces oscillations, la condition pour que les oscillations prennent naissance est donnée par $L(\omega_0) > 1$. Le Quartz se comporte comme le dipôle suivant :



43

à la fréquence ω_0 , $r \ll L\omega_0$
 (le coefficient de qualité Q
 d'un quartz est très élevé),
 si bien que r pourra être

négligé devant $L\omega_0$.

L'admittance présentée par le quartz sera alors :

$$Y_a(\omega) = j\omega \frac{L \cdot C \cdot C_Q (\omega^2 - \frac{C+C_Q}{L \cdot C \cdot C_Q})}{L \cdot C \cdot (\omega^2 - \frac{1}{LC})}$$

En introduisant la pulsation série du quartz, $\omega_s = \frac{1}{\sqrt{LC}}$
 et la pulsation parallèle, $\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L \frac{C \cdot C_Q}{C+C_Q}}}$

On peut écrire : $Y_Q(\omega) = j\omega C_Q \left(\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_s^2} \right)$

Calculant le gain en boucle ouverte $L = \frac{V_s}{V_1}$, on trouve :

$$L = -g_m R_D \frac{1}{1+j\beta} \cdot \frac{1}{1+\alpha} \quad (1)$$

avec : $\Gamma = C_Q \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_s^2}$; $\alpha = \frac{C_1}{\Gamma}$; $\beta = R_D \omega \left[C_2 + \frac{C_1 \Gamma}{C_1 + \Gamma} \right]$

Lorsque les oscillations sont établies on a l'égalité :

$L = 1$ vérifiée.

$$L = 1 \text{ si et seulement si : } \begin{cases} \text{Im } L = 0 & (2) \\ \text{Re } L = 1 & (2)' \end{cases}$$

— Fréquence des oscillations.

La fréquence des oscillations est donnée par la relation (2)

$$\text{Im } L = 0 \text{ donc } \beta = 0, \text{ d'où } \Gamma(\omega) = -\frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \quad (3)$$

$$\text{or } \Gamma = C_Q \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_s^2}$$

D'où :

$$\omega_0^2 = \frac{C_Q \omega_P^2 (C_1 + C_2) + \omega_S^2 (C_1 C_2)}{C_Q (C_1 + C_2) + C_1 C_2}$$

ou encore : $f_0^2 = \frac{C_Q f_P^2 (C_1 + C_2) + f_S^2 (C_1 C_2)}{C_Q (C_1 + C_2) + C_1 C_2}$

En général :

$$\frac{f_P}{f_S} = 1 + \varepsilon \quad (\varepsilon < 5\%), \quad \text{en posant : } C_S = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$$

On trouve : $f_0 = f_S \left(1 + \frac{\varepsilon}{1 + \frac{C_S}{C_Q}} \right) \quad (4)$

La formule (4) nous montre que la fréquence des oscillations est pratiquement celle de la fréquence série du quartz. De même la dérive de la fréquence de l'oscillateur en fonction de la température sera principalement due au quartz lui-même et non des composants externes, en effet :

$\frac{df_0}{dT} \approx \frac{df_S}{dT}$; la dérive de la fréquence d'un quartz en fonction de la température dépend, en général de la coupe de celui-ci avec un coefficient de température positif ou négatif. Pour une coupe convenable, par rapport à l'axe optique, ce coefficient peut-être rendu nul. De même la formule (4) montre que la fréquence f_0 dépend (faiblement à cause du coefficient ε) de C_S ; il s'ensuit qu'on pourra ajuster la fréquence des oscillations f_0 en agissant sur l'une des capacités C_1 ou C_2 de façon à faire varier C_S . Toutefois, la fréquence des oscillations ne pourra être ajustée qu'au voisinage immédiat de la fréquence série du quartz (et ceci à cause du facteur ε)

— Conditions d'oscillations.

Pour que les oscillations prennent naissance, il est nécessaire

que $L(\omega_0) \geq 1$. or $L(\omega_0) = -g_m R_D \frac{1}{1 + \alpha \omega_0}$

ou $\alpha(\omega_0) = \frac{C_1}{\Gamma(\omega_0)}$, d'après (3) on a :

$$\Gamma(\omega_0) = -\frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}, \text{ donc : } \alpha(\omega_0) = -C_1 \frac{C_1 + C_2}{C_1 C_2} = -\frac{C_1 + C_2}{C_2}.$$

D'où : $L(\omega_0) = g_m R_D \frac{C_2}{C_1}$.

la condition d'oscillation s'écrit alors : $g_m R_D \frac{C_2}{C_1} \geq 1$

— Amplitude des oscillations.

Pour que les oscillations prennent naissance, il faut que $L(\omega_0) > 1$. Lorsque $L(\omega_0) = 1$, l'amplitude des oscillations se stabilise. En général, du fait de la non linéarité de la caractéristique de transfert des composants actifs, $L(\omega_0)$ tendra vers 1, au fur et à mesure que l'amplitude des oscillations croît. Pour le transistor à effet de champ, c'est la pente g_m qui diminue lorsque l'amplitude des oscillations croît et par suite $L(\omega_0)$ tendra vers 1, en ce moment l'amplitude des oscillations se stabilisera. Pour un T.E.C

on a : $\bar{I}_D = I_{DSS} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P}\right)^2$; désignons par \bar{I}_D et \bar{V}_{GS} les valeurs continues (de polarisation) des courants drain et de la tension grille-source et par i_d et v_1 les valeurs variables, on a : $\bar{I}_D + i_d = I_{DSS} \left(1 - \frac{\bar{V}_{GS} + v_1}{V_P}\right)^2$

Comme $\bar{I}_D = I_{DSS} \left(1 - \frac{\bar{V}_{GS}}{V_P}\right)^2$

on tire : $i_d = I_{DSS} v_1 \left[\frac{v_1 + 2\bar{V}_{GS}}{V_P^2} - \frac{2}{V_P} \right]$

alors : $\frac{i_d}{v_1} = - \left\{ \frac{2I_{DSS}}{V_P} \left(1 - \frac{\bar{V}_{GS}}{V_P}\right) - \frac{I_{DSS}}{V_P^2} v_1 \right\} = -g$.

En régime de petits signaux x , on a :

$$\frac{i_d}{v_1} = -\frac{2I_{DSS}}{V_P} \left(1 - \frac{\bar{V}_{GS}}{V_P}\right) = -g_m.$$

En régime de ^{forts} petits signaux, on a donc :

$$\frac{icd}{v_1} = -g \quad \text{avec} \quad g = g_m - \frac{I_{DSS}}{V_P^2} v_1.$$

Nous voyons qu'alors la pente g diminue lorsque v_1 augmente. En forts signaux, on pourra raisonner sur le schéma équivalent (donné en page 42) si condition de remplacer la source de tension $e = -g_m v_1 R_D$, par $e = -g v_1 R_D$.

$$\text{avec } g = g_m - \frac{I_{DSS}}{V_P^2} v_1.$$

Le gain en boucle ouverte se déduit de la formule (4) en remplaçant g_m par g . La condition de réalité de L ($\text{Im } L = 0$) conduit à la même pulsation d'oscillation ω_0 . L'amplitude des oscillations est obtenue au moyen de

$$\text{l'équation } L(\omega_0, v_1) = 1 \quad \text{d'où} \quad g R_D \frac{C_2}{C_1} = 1$$

$$v_1 = \frac{V_P^2}{I_{DSS}} \left(g_m - \frac{C_1}{C_2 R_D} \right)$$

$$\text{ou} \quad g_m = \frac{2 I_{DSS}}{V_P} \left(1 - \frac{\bar{V}_{GS}}{V_P} \right)$$

Comme \bar{V}_{GS} est fixée par la valeur de la résistance source R_S , on voit que g_m sera fixé par la valeur de R_S .

La formule montre que l'amplitude des oscillations peut être ajustée à l'aide d'un des trois paramètres C_1 , C_2 ou R_D (on a vu que la fréquence des oscillations pouvait être légèrement variée en jouant sur C_1 ou C_2). Pour pouvoir régler l'amplitude des oscillations (avant que l'écrêtage ne survienne), on a pris une résistance R_D variable (R_D potentiomètre de 100 Ω)

— Etude de l'étage adaptateur d'impédance.

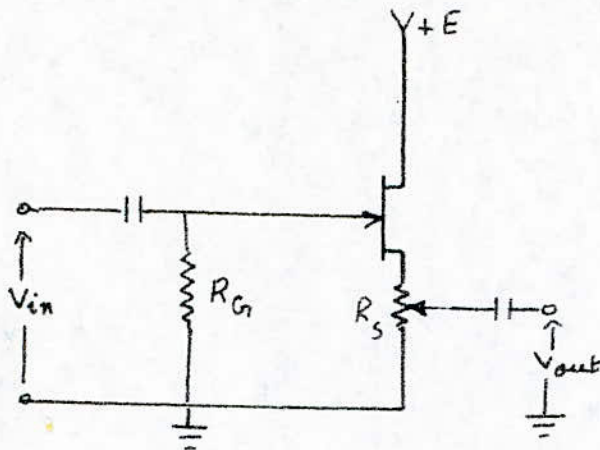
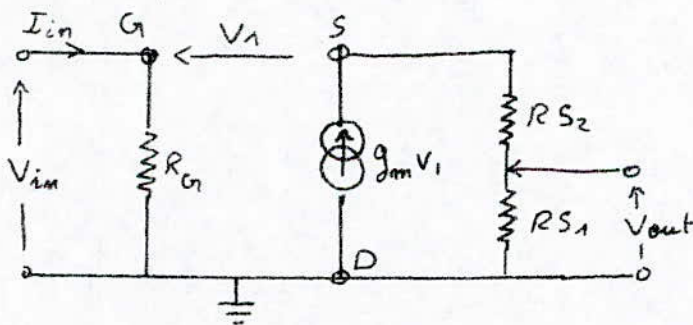


Figure : schéma électrique

La Tension de sortie qu'on prélève est une fraction de la tension qui apparaît entre source et masse (diviseur de tension). On pourra, ainsi, contrôler l'amplitude des oscillations beaucoup plus facilement qu'avec R_D . En effet la tension de sortie de l'oscillateur doit être telle quelle ne provoque pas l'écrêtage des étages suivants ; comme on le verra lors de l'étude de l'amplificateur de commutation. En régime variable, le schéma équivalent du schéma électrique ci-dessus serait :



On supposera que la résistance d'entrée de l'étage suivant est assez élevée par rapport à R_{S1} , pour que le schéma équivalent précédent reste valable.

a) Impédance d'entrée :

$$R_e = \frac{V_{in}}{I_{in}} = R_G.$$

48

b) Gain en tension : $G_V = \frac{R_{S1}}{1 + g_m R_S} g_m$; avec $R_S = R_{S1} + R_{S2}$.

c) Impédance de sortie :

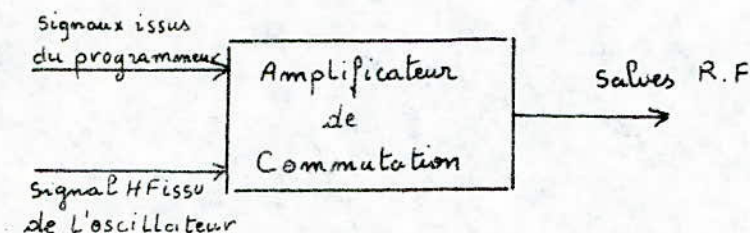
On a l'admittance de sortie suivante :

$$Y_{out} = \frac{1}{R_S} + g_m \frac{R_S}{R_{S1}}$$

La valeur de l'impédance de sortie est de quelques dizaines d'Ohm.

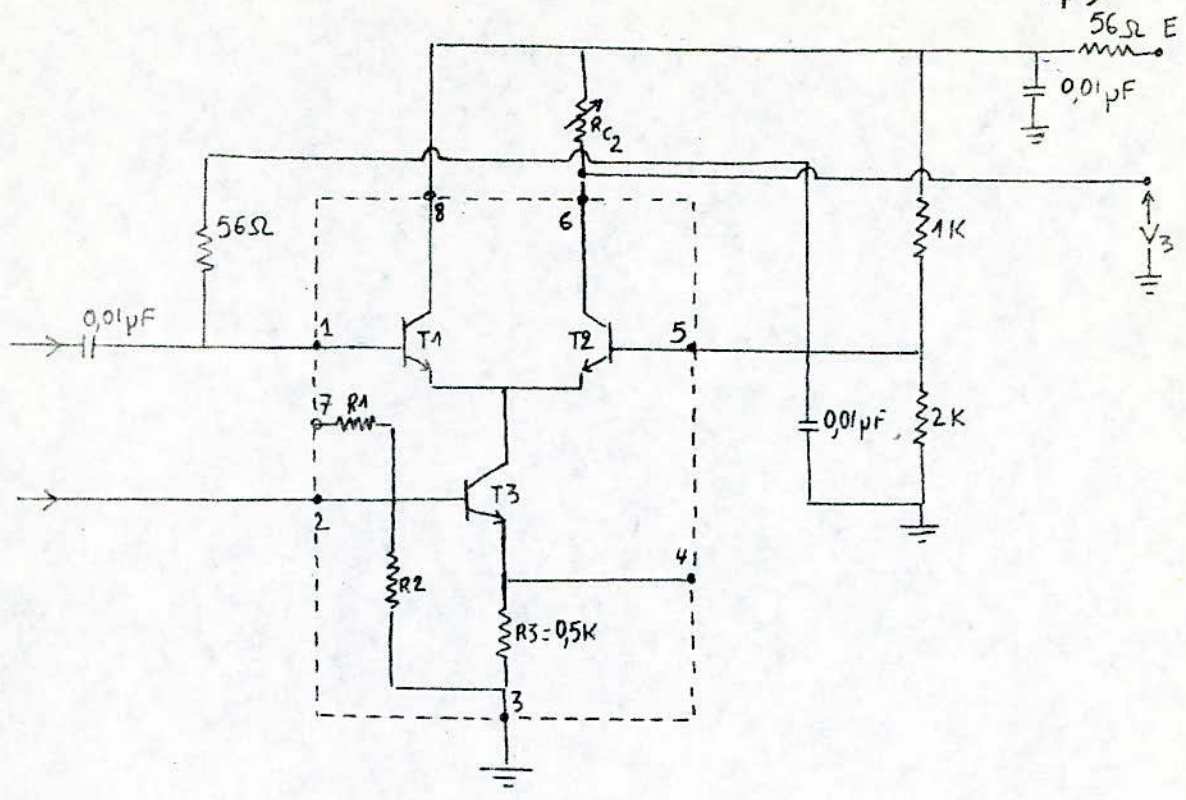
Remarque : Ce calcul n'est valable que pour des transistors H.F., pour lesquels les capacités internes à 10 MHz peuvent être négligées et en supposant l'effet des autres capacités parasites négligeables.

IV, 2.3 . L'amplificateur de commutation.



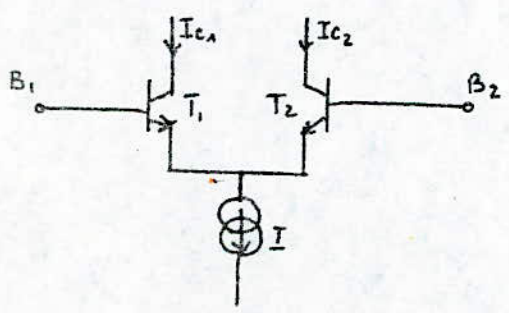
Attaqué par ces deux bornes d'entrée par les signaux issus du programmeur et du signal HF issu de l'oscillateur, l'amplificateur de commutation donne à sa sortie des salves radiofréquences. L'amplificateur de commutation est réalisé à l'aide d'un CA 3028A branché suivant le schéma ci-après (page 49).

49



Le circuit intégré CA 3028 A a été représenté en pointillé

Pour comprendre le fonctionnement de l'amplificateur de commutation, étudions l'amplificateur différentiel élémentaire suivant :



T_1 et T_2 sont identiques, on a : $I_{E1} = I_0 \exp \frac{V_{B1E1}}{V_T}$
 avec : $V_T = \frac{KT}{e}$
 $V_T = 25 \text{ mV à } 25^\circ \text{C.}$ $I_{E2} = I_0 \exp \frac{V_{B2E2}}{V_T}$

Divisons membre à membre, on obtient :

$$\frac{I_{E1}}{I_{E2}} = \exp \left(\frac{V_{B1E1} - V_{B2E2}}{V_T} \right) = \exp \left(\frac{V_{B1} - V_{B2}}{V_T} \right)$$

Si on applique une différence de potentiel e entre les bases B_1 et B_2

$$e = V_{B1} - V_{B2}, \text{ ou } a : \frac{I_{E1}}{I_{E2}} = \exp \frac{e}{V_T}$$

$$\text{En plus : } I_{E1} + I_{E2} = I$$

De ces deux expressions, on tire :

$$I_{E1} = \frac{I}{1 + \exp\left(\frac{-e}{V_T}\right)} \quad \text{et} \quad I_{E2} = \frac{I}{1 + \exp\left(\frac{e}{V_T}\right)}$$

$$\text{D'où les courants : } I_{C1} = \frac{\alpha I}{1 + \exp\left(\frac{-e}{V_T}\right)} = \frac{\alpha I}{1 + \exp(-x)}$$

$$I_{C2} = \frac{\alpha I}{1 + \exp\left(\frac{e}{V_T}\right)} = \frac{\alpha I}{1 + \exp(x)}$$

$$\text{avec : } x = \frac{e}{V_T}$$

$$\text{Comme } \exp(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!} = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{6!} + \dots$$

$$\text{On aura : } \frac{1}{1 + \exp(x)} = \frac{1}{2 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{6!} + \dots}$$

En effectuant le quotient, on obtient la série suivante :

$$\frac{1}{1 + \exp(x)} = \frac{1}{2} - \frac{1}{4}x + \frac{1}{48}x^3 - \frac{1}{480}x^5 + \dots$$

$$\text{et } \frac{1}{1 + \exp(-x)} = \frac{1}{2} + \frac{1}{4}x - \frac{1}{48}x^3 + \frac{1}{480}x^5 + \dots$$

On peut donc écrire :

$$I_{C1} = \alpha I \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4}x - \frac{1}{48}x^3 + \frac{1}{480}x^5 - \dots \right) \quad \text{avec :}$$

$$I_{C2} = \alpha I \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{4}x + \frac{1}{48}x^3 - \frac{1}{480}x^5 + \dots \right) \quad x = \frac{e}{V_T}$$

Cherchons x tel que le terme en x^3 (introduisant des distorsions du 3^e ordre), soit négligeable devant celui en x ; par exemple, calculons x tel que le terme en x^3 soit inférieur à 5% du terme en x .

$$\frac{x^3}{48} \leq \frac{x}{4} \times \frac{5}{100} \quad \text{d'où} \quad -0,6 \leq x \leq 0,6$$

$$\text{et} \quad -15 \text{ mV} \leq e \leq 15 \text{ mV}$$

Ainsi si $|e| \leq 15 \text{ mV}$, on peut approximer :

$$I_{c1} \approx \alpha I \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4} x \right) \quad \text{et} \quad I_{c2} \approx \alpha I \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{4} x \right)$$

Le fait d'avoir $|e| \leq 15 \text{ mV}$, (pour que les distorsions du 3^e ordre soient négligeables) justifie le fait de placer à la sortie de l'oscillateur un potentiomètre qui permet de régler l'amplitude des oscillations.

D'après notre schéma (de l'amplificateur de commutation page 49.) on a : $V_s = E - R_{c2} \cdot I_{c2}$.

$$\text{donc :} \quad V_s = V_6 = \left(E - \frac{R_{c2} \alpha I}{2} \right) + \frac{R_{c2} \alpha}{4 V_T} \cdot I \cdot e \quad (1)$$

où :

e : Le signal sinusoïdal R.F issu de l'oscillateur

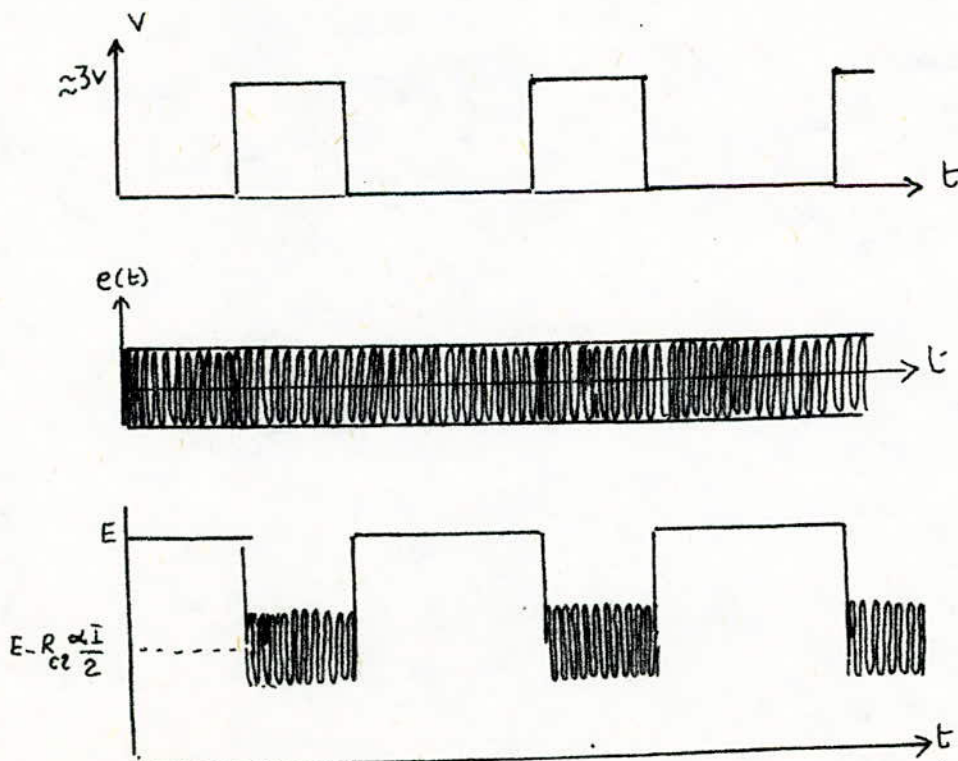
$$I = \frac{V - V_{BE}}{R_B} \quad \text{si } V > V_{BE}$$

et $I = 0$ si $V = 0$ (puisque T_3 est bloqué.)

Ainsi lorsque $V = 0$, $V_s = E$

$$\text{lorsque } V \neq 0, \quad V_s = \left(E - \frac{R_{c2} \alpha I}{2} \right) + \left(\frac{R_{c2} \alpha}{4 V_T} \cdot e \cdot I \right)$$

Tracons les chronogrammes de e , V et V_s .



L'étude spectrale montre que pour obtenir les salves RF, il suffit de placer à la sortie de l'amplificateur de commutation un circuit passe-haut (qui filtre la B.F), à la sortie de ce filtre, on aura donc le signal suivant :

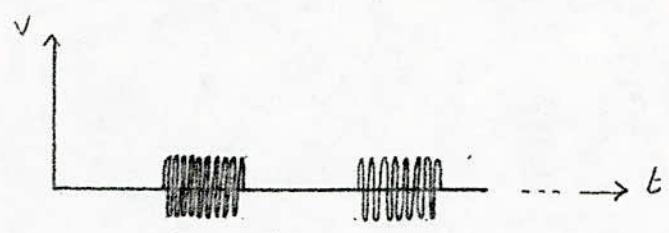
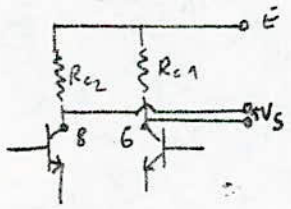


figure: salves de signaux RF qu'on obtient à la sortie d'un filtre passe-haut.

Remarques: — le terme $\frac{R_{c2} \alpha I}{4 V_T}$, de la formule (1) (page 51) représente le gain de l'amplificateur. Plus R_{c2} est élevé, plus le gain est élevé; toutefois il faudrait que $\min(V_{c2}) > V_{E2}$; or $\min(V_{c2}) = E - \frac{R_{c2} \alpha I}{2} - \frac{R_{c2} \alpha}{4 V_T} e I$ et $V_{E2} = \frac{2}{3} E - V_{BE}$.
 D'où $R_{c2} < \frac{\frac{1}{3} E + V_{BE}}{\left(\frac{1}{2} + \frac{e}{4 V_T}\right) \alpha I}$.

Il s'en suit que c'est pour cette valeur de R_{c2} qu'on a le maximum de gain sans distorsions.

— On aurait pu avoir les salves RF en faisant une sortie entre les bornes (8) et (6) du CA3028A (après avoir connecté une résistance $R_{c1} = R_{c2}$ à la borne (8), voir figure ci-dessous)



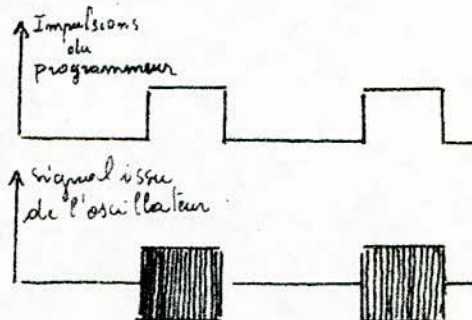
Effet: $V_s = V_6 - V_8$
 $V_6 = \left(E - \frac{R_{c2} \alpha I}{2}\right) + \frac{R_{c2} \alpha I}{4 V_T} e - \dots$
 $V_8 = \left(E - \frac{R_{c2} \alpha I}{2}\right) - \left(\frac{-R_{c2} \alpha}{4 V_T} I e\right)$

donc: $V_s = \frac{R_{c2} \alpha I}{2 V_T} e$

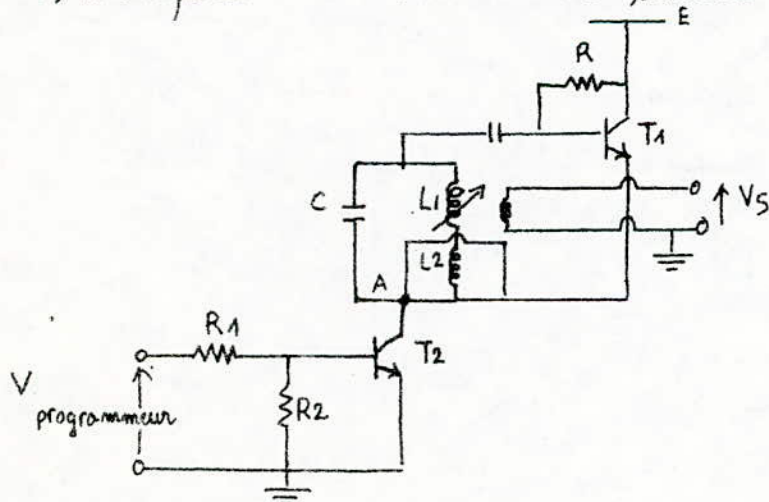
Cette dernière relation met en évidence le produit e et I (d'où

Un tel montage est utilisé comme circuit multiplicateur. Ainsi quand $I = 0$, $V_D = 0$ et quand $I \neq 0$, $V_D = Ae$. On a alors nos salves R.F. Toutefois pour retrouver une sortie asymétrique nous devons faire suivre cet étage nécessairement d'un second étage différentiel où la sortie sera asymétrique.

— Un autre moyen d'avoir les salves R.F aurait été de contrôler directement l'oscillateur par les impulsions du programmeur, de façon à ce que l'oscillateur fonctionne lorsque le programmeur est à l'état ON et qu'il cesse de fonctionner lorsque le programmeur est à l'état OFF. Une façon d'arriver à cela serait de contrôler (par les impulsions du programmeur) la polarisation des transistors de façon que pendant l'état OFF, ils soient bloqués et pendant l'état ON ils soient en régime d'amplification (voir figure ci-contre) normale.



Le système émetteur qui fût étudié pendant le semestre 1 (année 82-83) s'inspirait de ce modèle. Son schéma était le suivant:

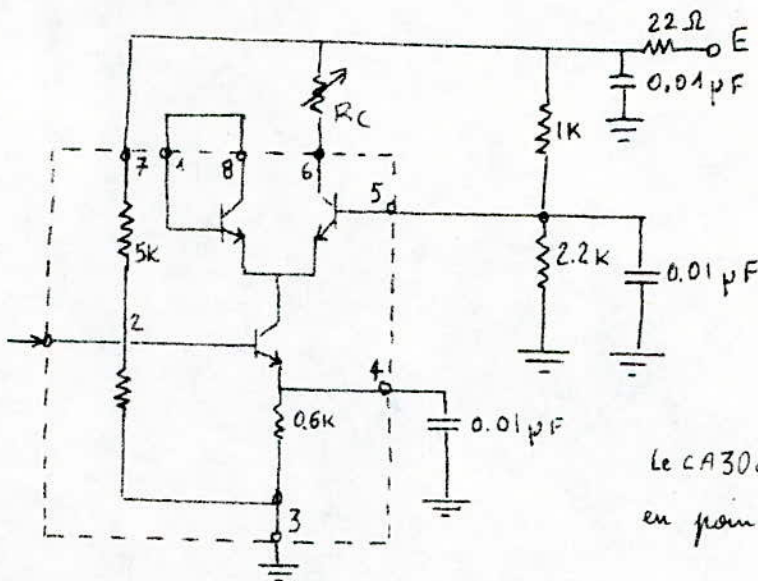


Pendant la période ON, T_2 est saturé (A est à la masse), on reconnaît la configuration de l'oscillateur Hartley. Pendant la période OFF T_2 est bloqué et l'oscillateur cesse de fonctionner.

IV.2.4. Autres étages du système émetteur.

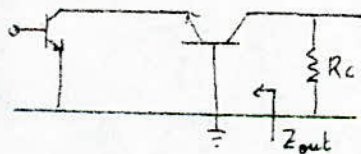
IV.2.4.1 — L'amplificateur cascade.

Avant d'attaquer l'amplificateur de puissance, nous devons amplifier en tension les petites R.F. issues de l'amplificateur de commutation. Cet étage d'amplification de tension sera réalisé à l'aide d'un CA3028A monté selon la configuration cascade. (Voir figure ci-dessous)



Le CA3028A est représenté en pointillés.

Le montage cascade est une association d'un montage émetteur commun suivi d'un étage base commune (figure ci-dessous)

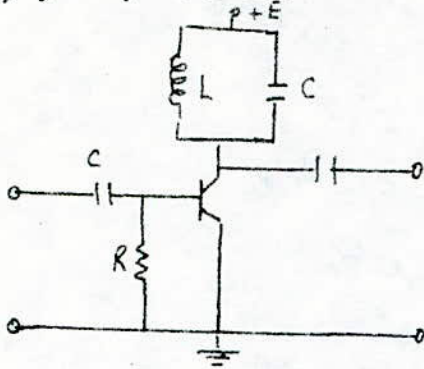


Ce montage présente certains caractéristiques intéressantes en Haute fréquence.

- L'effet Miller due à la capacité C_{bc} qui réduit les performances des montages E.C en H.F est réduit.
- L'impédance d'entrée est celle d'un émetteur commun, l'impédance de sortie Z_{out} est celle d'un étage Base commune qui est très élevée et amortit peut la charge R_c ($Z_{out} \parallel R_c = R_c$).
- Cette structure est très intéressante pour des considérations de bruit.
- Le gain en tension est celui d'un étage émetteur commun qui est élevée

IV. 2. 4. 2. L'amplificateur de puissance.

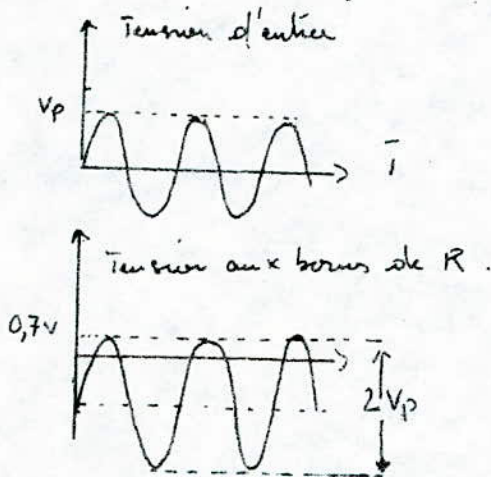
C'est un amplificateur classe C dont le schéma électrique est donné à la figure ci-dessous :



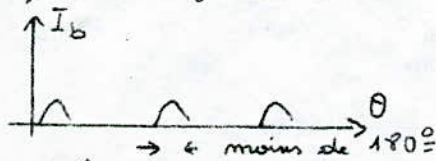
En absence du signal à l'entrée, le point de polarisation est au point de blocage ($I_c = 0$, $V_{cc} = E$). Si un signal sinusoïdal de fréquence

f_0 de tension crête V_p attaque l'entrée, la capacité C , la résistance R et la diode émetteur forment un circuit de restauration négative. La tension aux bornes de R a la forme suivante :

figure ci-dessous

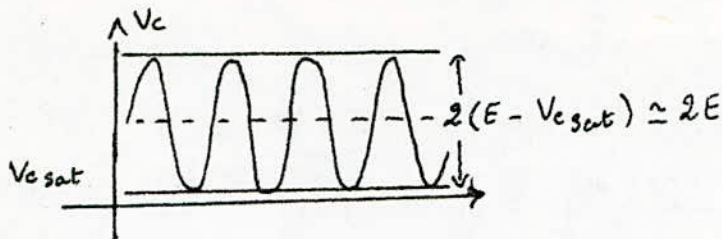


Le courant base, qui circule pendant moins de 180° , il a la forme d'un train d'impulsion de fréquence f_0 (figure ci-dessous).



Le signal d'entrée peut être reconstitué en disposant dans le circuit collecteur un circuit résonnant ayant un facteur de qualité Q élevée et accordé à la fréquence f_0 . Comme la tension collecteur au repos est égale à $+E$; en présence du signal. Cette tension va décrire une sinusoïde autour de $+E$; la tension crête à crête maximum qu'on

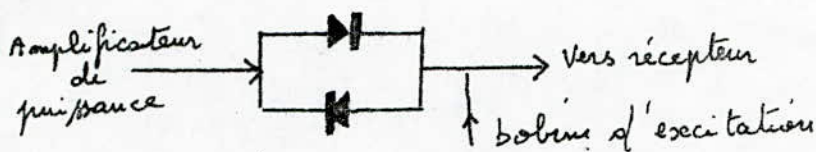
peut obtenir est alors $2E$ (ou plus précisément $2(E - V_{c\text{sat}})$). (Voir fig ci-dessus)



Alors, le rendement en puissance de l'amplificateur probera les 100%. Ce qui signifie que le transistor dissipera une très faible puissance par rapport à celle fournie à la charge, (la charge étant formée de la résistance $R = r Q^2$ en parallèle avec la résistance d'entrée de l'étage suivant; r est la résistance série que présente la self et Q le facteur de qualité du circuit résonnant.

IV. 2.4. 3. Le système d'isolement.

Son rôle est d'empêcher que le signal de précession libre qui apparaît lors de la période OFF, passe dans le système émetteur. Il est constitué de deux diodes montées en tête bêche (fig ci-dessous)

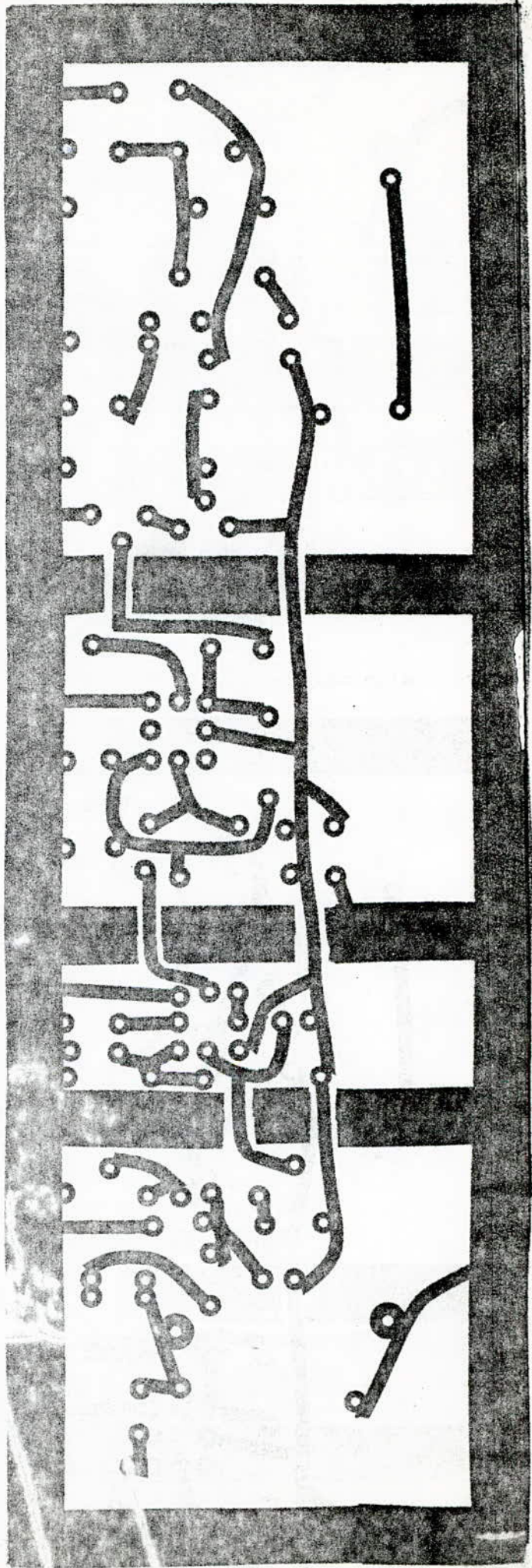


Lors de la période ON, les deux diodes sont passantes et la bobine d'excitation reçoit le signal R.F, tandis que le récepteur est saturé; lors de la période OFF, le signal de précession libre qui apparaît aux bornes de la bobine d'excitation étant très faible, les 2 diodes sont bloquées ce qui isole le système émetteur et il est fait que le récepteur (en état de fonctionnement normal) reçoit le signal de précession libre.

IV. 2.5. Réalisation pratique et résultats expérimentaux:
Pour éviter l'effet d'oscillations indésirables, les différents

étages du système émetteur sont séparés par des plaques métalliques.

- 1. Circuit imprimé



Resultats experimentaux :

- la frequence de l'oscillateur est

$$f_0 = 10,00325 \text{ MHz}$$

Après une heure de fonctionnement ; on note

$$\text{une derive } \Delta f = 0,0001 \text{ MHz}$$

La variation relative $\frac{\Delta f}{f_0} = 10^{-5}$; montre la grande stabilité de l'oscillateur

- Avec un train d'impulsion $\pi/2$ de période T

des salves R F au niveau de la bobine d'excitation

presentent un temps de montée $t_m = 0,4 \mu s$

et un temps de descente $t_d = 0,4 \mu s$

- Fuites R.F ; pendant la periode OFF ; la

Commutation n'est pas parfaite ; si on se rapport à

la figure 1 page 49 ; de transistor T3 ; pendant

la periode OFF est parcouru par un courant de fuite

I_{cso} ; ce qui est à l'origine des fuites R F

On mesure le rapport

$$\frac{\text{tension crete à crete au niveau de la bobine pendant l'état ON}}{\text{tension crete à crete au niveau de la bobine pendant l'état OFF}}$$

$$\text{egal à } \frac{40.000}{10} = 4000$$

Ce qui montre que ce montage emetteur est

superieur au precedent pour lequel on releve un

rapport de 2900.

CHAP V

APPLICATION DE

LA RMN

Le phénomène de la R.M.N est caractérisé par 03 (trois) paramètres :

- la fréquence de résonance f_0 .
- le temps de relaxation spin - réseau T_1 .
- le Temps de relaxation spin - spin T_2 .

Dans un champ magnétique B_0 donné, la fréquence de résonance est caractérisée d'un noyau bien déterminée (cf tableau donné en annexe). L'un des courbes de résonance (courbe d'absorption) est proportionnelle au nombre de noyaux résonnants. Ainsi on est en mesure en étudiant les spectres de R.M.N d'identifier le nom et le nombre de noyaux existants dans telle structure chimique. Comme les noyaux sont entourés d'un cortège électronique, les différents noyaux résonnants voient un champ magnétique différent $B_0(1-\delta)$ et les fréquences de résonance seront légèrement décalées; ce décalage appelé *shift* permet de mettre en évidence les différents groupements chimiques. La mesure des Temps de temps de relaxation montre les différentes interactions qui existent dans le système de spin et le réseau. Ces quelques considérations expliquent l'importance de la spectroscopie R.M.N dans les domaines de la chimie et de la biochimie; importance d'autant plus grande que l'effet de R.M.N ne s'accompagne pas de destruction de l'échantillon.

Comme nous l'avons déjà mentionné, la connaissance des temps de relaxation est très importante. En 1971

Damaduan remarquait que le temps de relaxation des cellules anormales se doublait. Par la mesure des temps de relaxation il pouvait circonscrire une région cancéreuse ce qui était d'un grand intérêt pour la médecine. On pouvait aussi à partir des temps de relaxations mesurer la quantité d'eau qui se trouvait dans ces échantillons, ce qui explique l'utilité de la R.M.N. en agriculture.

La R.M.N. fût aussi utilisée pour la mesure des champs magnétiques avec une très grande précision. Récemment, avec la mise au point d'ordinateurs performants, la R.M.N. pouvait être utilisée pour la reconstruction d'images du corps humain.

Ces quelques lignes montrent la grande importance qu'a prise la R.M.N. dans divers domaines techniques et scientifiques, importance qui est appelée à se développer encore d'avantage dans le futur.

Conclusion

Avec l'utilisation d'un quartz 10 MHz et d'un amplificateur de commutation réalisé à l'aide d'un CA3028 travaillant en Haute fréquence ; nous avons pu obtenir un système émetteur très intéressant comme le montre le grand rapport de la tension ON sur la tension OFF ; ainsi que la haute stabilité des oscillations.

Avec le système générateur d'impulsions, que nous avons réalisé et qui lui aussi répondait à toutes les critères imposés par le cahier de charge ; et le système récepteur réalisé le semestre précédent une grande partie du Spectromètre R.T.N à Impulsions a été mise au point.

Annexe I

Frequencies R.M.N de quelques noyaux dans
Un champ magnetique de 10 Tesla

Noyau	Frequence de resonance (MHz)	Spin nucleaire
^1H	425,7735	1/2
^2H	65,3591	1
^{13}C	107,0607	1/2
^{15}N	43,1436	1/2
^{14}N	30,7577	1
^{23}Na	112,6242	3/2
^{31}P	172,3531	1/2
^{17}O	57,7207	5/2

Annexe II

Etude spectrale

Soit le signal suivant (salves de sinusoides R.F) (Fig 1)

Etudions son spectre d'amplitude

Ce signal peut être perçu

Comme le produit des 2 signaux suivants (Fig 2 et 3)

1°) Composition spectrale de $v(t)$

Par application du theoreme de Fourier

$$v(t) = \bar{v} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t ; \omega = \frac{2\pi}{T}$$

$$\bar{v} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} v(t) dt = \frac{A t_p}{T}$$

Comme $v(-t) = v(t)$; des coefficients b_n sont nuls

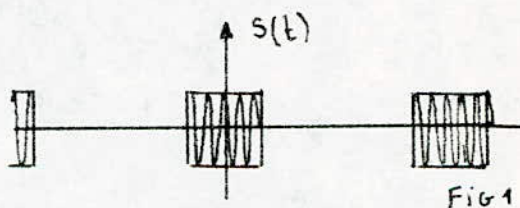


Fig 1

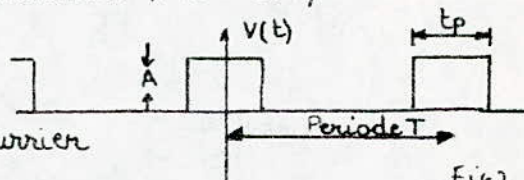


Fig 2

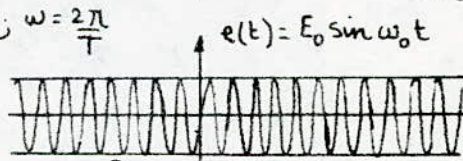
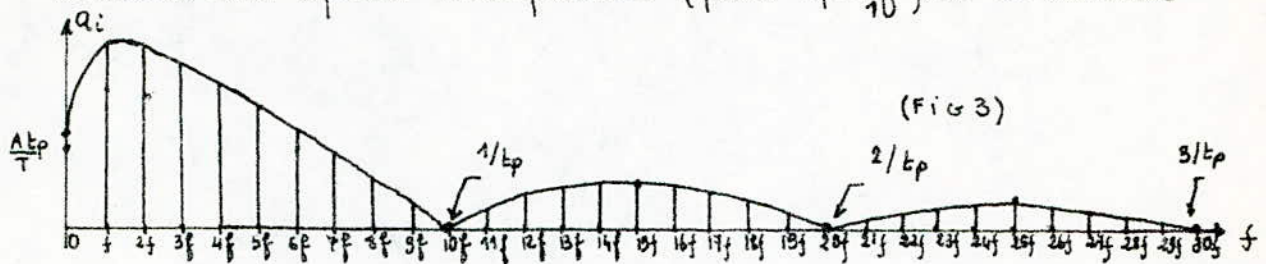


Fig 3

$$\text{et } a_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} A \cos n\omega t \, dt = 2A t_p f \frac{\sin(n\pi t_p f)}{(n\pi t_p f)} ;$$

d'allure du spectre d'amplitude (pour $t_p = \frac{T}{10}$) est le suivant



Nous voyons qu'en première approximation ; l'intervalle de fréquence $[0, 1/t_p]$ peut être considéré comme le domaine spectral de $v(t)$, si $T \gg t_p$

2) Composition spectrale de $s(t)$:

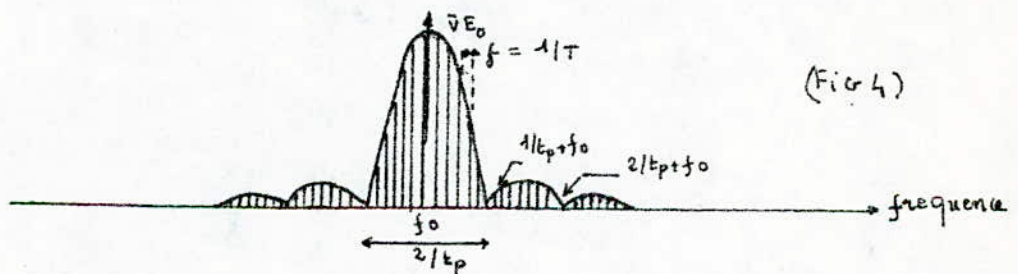
Si on approxime $v(t) = \bar{v} + \sum_{n=1}^N a_n \cos n\omega t$ ou N le nombre de composants est fini

On peut écrire

$$s(t) = v(t) \times e(t) = \left(\bar{v} + \sum_{n=1}^N a_n \cos n\omega t \right) (E_0 \sin \omega_0 t)$$

$$s(t) = (\bar{v} E_0) \sin \omega_0 t + \sum_{n=1}^N \frac{a_n}{2} \cos(n\omega_0 + \omega_0) t + \sum_{n=1}^N \frac{a_n}{2} \cos(\omega_0 - n\omega) t$$

Le spectre d'amplitude de $s(t)$ aura l'allure suivante



Nous voyons qu'alors le domaine spectral de $s(t)$ se concentre dans l'intervalle de fréquence $[f_0 - 1/T_p, f_0 + 1/T_p]$ (à condition que $t_p \ll T$)

3) Le signal de la figure (5) qui peut être

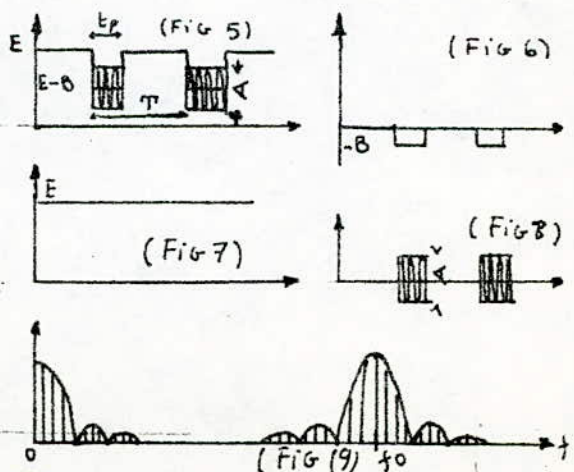
considéré comme la somme des signaux (6) & (7)

aura le spectre d'amplitude de la fig (8)

Nous voyons que si nous filtrons

par un filtre passe-haut les fréquences

inférieures à $1/t_p$ (ou mieux à $3/t_p$) ; on pourra obtenir un signal de type $s(t)$



The CA3028A and CA3028B are differential/cascode amplifiers designed for use in communications and industrial equipment operating at frequencies from DC to 120 MHz.

The CA3028B is like the CA3028A but is capable of premium performance particularly in critical dc and differential amplifier applications requiring tight controls for input offset voltage, input offset current, and input bias current.

FEATURES

- Controlled for Input Offset Voltage, Input Offset Current, and Input Bias Current
- Balanced Differential Amplifier Configuration with Controlled Constant-Current Source to Provide Unexcelled Variability
- Single- and Dual-Ended Operation
- Operation from DC to 120 MHz
- Balanced-ADC Capability
- Wide Operating-Current Range

**DIFFERENTIAL/CASCODE
AMPLIFIERS**

**For Communications and
Industrial Equipment at
Frequencies from DC to 120 MHz**

APPLICATIONS

- RF and IF Amplifiers (Differential or Cascode)
- DC, Audio, and Sense Amplifiers
- Converter in the Commercial FM Band
- Oscillator
- Mixer
- Limiter
- Companion Application Note, ICAN 5337 "Characteristics of the RCA CA3028 Integrated Circuit Amplifier in HF and VHF Ranges." This note covers characteristics of different operating modes, noise performance, mixer, limiter, and amplifier design considerations.

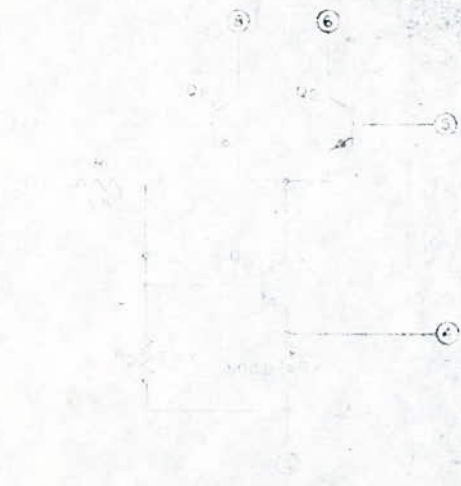


Fig. 1. Schematic diagram for CA3028A and CA3028B.

The resistance values included on the schematic diagram are shown in parentheses as a convenience to assist the Equipment Manufacturer in determining the selection of "outboard" components of his equipment designs. The values shown may vary as indicated by the parentheses.

These values, therefore, would vary with any changes in the Resistance. With a second such change, it does not necessarily affect the published performance characteristics of the device.

DIMENSIONAL OUTLINE



Dimensions in inches and millimeters. NOTE: Dimensions in parentheses are not necessarily to scale and are for reference only. The actual dimensions of the package may vary.

Bibliographie

- [1] ERBEIA "La resonance magnetique Nucleaire"
- [2] CAGNAC "Physique atomique"
- [3] SOUTIF "La spectroscopie Hertzienne"
- [4] Hervé "Electronique non lineaire"
- [5] Auvray "Electronique des signaux analogiques"
- [6] J.P. DEHMICHEN "Les transistors à effet de champ"
- [7] SCHREIBER "Guide mondial des semis conducteurs"
- [8] TEXAS Instrument "the T.T.L DATA BOOK"
- [9] RCA "Linear Integrated Circuits"
- [10] Revue "Electronique Applications ; Juin 1983"
- [11] Projets de Fin d'etude "La resonance magnetique nucleaire ; Juin 82, Janvier 83, Janvier 84."
- [12] Projets Doctorat 3^e cycle
 - TRUON-CONG-NHA "Réalisation d'un Spectrographe RMN" 1973
 - ARSAC "Réalisation d'un Spectrographe à resonance magnetique nucleaire - 1960"

