

RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE

ETUDE ET REALISATION D'UN SYSTEME EMETTEUR PAR

IMPULSIONS POUR LA MESURE DES TEMPS DE RELAXATION

Janvier 1983

// i vous voulez que la vie vous sourit,

// -)pportez lui d'abord votre bonne humeur.

[-] La Mémoire de Mon Grand-Père

[-] Mes Parents

[-] Mes Soeurs et Frères

[-] Tous Mes Amis

/)/) O H A M E D

[-] [-] ' [-] S P O I R

[-] Mes Parents

[-] Mes Soeurs et Frères

[-] Toutes ma Famille

[-] Tous Mes Amis

K A M E L

[-] Tous ceux que j'aime

[-] Tous ceux qui s'aiment

-o- R E M E R C I E M E N T S -o-
-oo-oo-oo-oo-oo-oo-

Nous remercions Monsieur PUVVADA de nous avoir suivi le long de notre travail.

Nos remerciements vont également à Madame IBTIOUENE, Mesdemoiselles KAOUA, ZIZI, KEMMAT ainsi qu'à Messieurs KISSELI, SLIMANI et GAOUA pour leur aide.

Que toutes les personnes qui nous ont aidé de près ou de loin dans notre travail et que tous les professeurs qui ont contribué à notre formation trouvent ici notre profonde reconnaissance.

CHAPITRE I : INTRODUCTION A LA RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE

I - Généralités

- 1) - Moment cinétique - Moment magnétique
- 2) - Paramagnétisme
- 3) - Rapport gyromagnétique

II - Action d'un champ magnétique sur le noyau

- 1) Precession de spin d'un proton
- 2) - Notion de relaxation
- 3) - Temps de relaxation
- 4) - Interpretation physique du temps de relaxation

III - La résonance magnétique

- 1) - Principe de l'expérience
- 2) - Effet de la relaxation
- 3) - Etude de l'état d'équilibre

CHAPITRE II : INTERPRETATION QUANTIQUE DE LA RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE

I - Quantification spatiale

- 1) - Règles de quantification
- 2) - Applications au moment magnétique
- 3) - Sous-niveaux Zeeman

II - Application à la résonance magnétique nucléaire

- 1) Relation d'Einstein entre sous-niveaux Zeeman
- 2) - Moment cinétique des photons
- 3) - Polarisation de l'onde
- 4) - Diagramme d'énergie
- 5) - Règle de sélection sur le nombre quantique magnétique

III - Mécanisme de relaxation nucléaire

- 1) - Relaxation longitudinale
- 2) - Relaxation transversale

IV - Régime stationnaire

CHAPITRE III - LE SPECTROMÈTRE R M N A IMPULSIONS

I - Généralités

- 1) - Synoptique général
- 2) - ~~Principe~~ de fonctionnement
- 3) - L'électroaimant
- 4) - Programmeur d'impulsions
- 5) - Le système émetteur
- 6) - La bobine d'excitation
- 7) - Le récepteur
- 8) - Le détecteur
- 9) - Système de visualisation

II - Mesures des temps de relaxation

- 1) - Précession libre après une impulsion radiofréquence
- 2) - Echos de spins
- 3) - Mesure du temps de relaxation T_1
- 4) - Mesure du temps de relaxation T_2

CHAPITRE IV : LE PROGRAMMEUR D'IMPULSION

I - Introduction

II - Schéma synoptique

III - Source de déclenchement

- IV - Etude du générateur d'impulsions SN 74121 N
- V - Etude de l'unité de mixage des différentes impulsions
- VI - Unité de mesure
- VII - Remarques

CHAPITRE V : LE SYSTEME EMETTEUR PAR IMPULSIONS

I - Etude du système émetteur

- 1) - Introduction
- 2) - Générateur radiofréquence contrôlé
- 3) - Amplificateur de puissance
- 4) - Etage de liaison

II - Montage final

- 1) - Schéma final
- 2) - Réalisation du circuit imprimé
- 3) - Stabilité du montage

III - Résultats obtenus

C O N C L U S I O N

INTRODUCTION

De nos jours, diverses branches de l'industrie ainsi que celles de la science font appel très souvent aux méthodes d'analyse structurelle de la matière.

Ainsi, à cause du degré de développement rapide de la technologie et du niveau actuel de la recherche scientifique, les besoins en information sur un corps donné ne font que s'accroître ; ainsi on est amené à utiliser des méthodes d'analyse de plus en plus précises et surtout rapides.

La méthode de detection radioelectrique de la resonance magnetique nucléaire (R M N) a permis de répondre à ces exigences de rapidité et de précision. Son principe est basé sur les propriétés magnétiques des noyaux ; dans le cadre de notre étude, nous allons l'utiliser pour la mesure des temps de relaxation, paramètres qui caractérisent un corps donné et nous fournit, aussi de précieuses informations sur sa structure et son état.

En effet, dans le domaine médicale, la résonance magnétique nucléaire permet une detection systématique des tumeurs dans le corps humain et aussi de la leucemie chez un patient et ceci sans prelevements de cellules, mais en soumettant le tissu ou le sang suspect à l'action d'un champ magnétique variable.

Les interactions entre ce champ magnétique et le noyau du corps considéré sont captées et transformées en signal électrique. Celui-ci permet alors de mesurer les temps de relaxation de l'échantillon en question.

Ainsi, ces temps verront leur valeur doubler lors de l'apparition d'un cancer.

Il en est de même dans le cas d'un sang leucémique.

Cette méthode est aussi appliquée en physique, agriculture, chimie et industrie.

Ainsi, elle a permis de donner beaucoup de résultats dans le domaine de l'analyse de la structure des noyaux, de même qu'on peut déterminer grâce à elle rapidement la composition chimique des composés organiques ou la teneur en eau et en huile des produits agricoles. La R M N est donc devenu un puissant outil d'investigation dans de nombreux domaines de la science et de l'industrie, et son importance ne fera que croître avec le progrès scientifique et technique.

Le travail que nous présentons consiste en l'étude et la réalisation du système émetteur d'un dispositif expérimental :

- le spectromètre à impulsions—permettant la mesure des temps de relaxation.

Il se compose de **cinq** chapitres :

Nous allons exposer dans les deux premiers chapitres les théories générales de la résonance magnétique nucléaire du point de vue de la mécanique classique et celle de la physique quantique.

La présentation du spectromètre sera faite dans le troisième chapitre. On y trouvera une présentation sommaire du dispositif, ainsi que les méthodes de mesure utilisées dans le cadre de ce spectromètre.

Le programmeur est un étage important. La réalisation et son étude ont été l'objet d'un projet du semestre précédent. Nous allons resumer cette étude et la description détaillée dans le quatrième chapitre.

Nous nous sommes vu proposer la réalisation du système émetteur.

Le chapitre **cinq** est consacré à son étude.

Les résultats ainsi que les interprétations seront présentes dans **ce même** chapitre.

Enfin, nous donnons les conclusions tirées dans le cadre de cette étude dans le **dernier** chapitre.

INTRODUCTION A LA RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE

I - GENERALITES

1) - Moment cinétique - Moment magnétique.

* Pour un système de points matériels en mouvement, on définit le vecteur moment cinétique par :

$$\vec{G} = \sum_n \vec{r}_n \wedge m_n \vec{v}_n$$

où m_n est la masse de chaque point matériel

\vec{r}_n est le rayon-vecteur de chaque point matériel

\vec{v}_n est le vecteur - vitesse " " "

* Pour un système de charge électrique en mouvement, on définit le vecteur moment magnétique \vec{M}

Ainsi pour un circuit électrique où circule un courant I

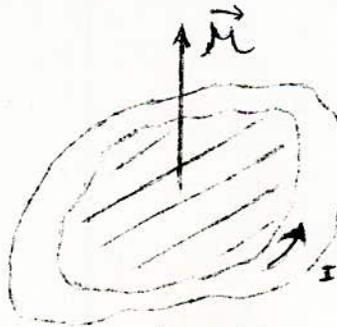


fig. 11

le vecteur \vec{M} est tel que :

- sa direction est perpendiculaire au plan du circuit
- son sens est tel que le courant s'enroule autour de lui dans le sens trigonométrique

son module est $M = \frac{1}{k} \cdot I S$

où K est une constante dépendant de la forme géométrique et des paramètres du circuit.

S est la section du circuit et I l'intensité du courant qui circule dans le circuit.

Le vecteur moment magnétique va caractériser, du point de vue magnétique, un système de charges électriques.

En effet, d'après la théorie de l'électromagnétisme classique, un ensemble de charges électriques en mouvement va émettre dans l'espace un champ électrique \vec{E} et un champ magnétique \vec{H} tel que :

$$\vec{H} = \frac{\vec{M}}{\chi_m} \text{ où } \chi_m \text{ est la susceptibilité magnétique du milieu}$$

χ_m dépend du milieu où régne le champ magnétique.

Le vecteur \vec{M} suffit complètement à déterminer les interactions d'un système de charges électriques avec un champ magnétique extérieur.

22) - Paramagnétisme

Comme on le sait, un atome est constitué d'un noyau, assemblage de protons chargés positivement et de neutrons de charges nulles, et d'un nuage d'électrons chargés négativement.

Si l'on considère un repère ayant pour origine le centre de gravité du noyau d'un atome, les électrons vont être soumis à l'action d'une force centrifuge de la part du noyau et vont être animés d'un mouvement circulaire autour de ce noyau. Les électrons vont également tourner autour d'eux-mêmes.

La physique nucléaire montre que le noyau subit uniquement un mouvement de rotation autour de lui-même ; cette rotation est appelée mouvement de spin nucléaire.

Sur la base des définitions précédentes, on pourra dire que l'électron possède un moment cinétique orbital et un moment cinétique de spin qui sont les deux

composantes du moment cinétique total de l'électron dans l'atome.

Par analogie, on parlera aussi de moment magnétique orbital et de moment magnétique de spin d'un électron.

De même, on fait correspondre à un noyau un moment cinétique de spin et un moment magnétique de spin nucléaire.

Le moment magnétique nucléaire se mesure en unité $\mu_n = \frac{e\hbar}{2M_p}$ appelé magneton nucléaire où M_p est la masse de noyau h la constante de planck modifiée, et e la charge d'un proton.

Le magneton nucléaire vaut 1/1832ème de son homologue électronique le magneton de Bohr $\mu_B = \frac{e\hbar}{2M_e}$ où M_e est masse d'un électron.

A titre d'exemple, rappelons que le proton a un moment nucléaire magnétique de spin de $2,79 \mu_n$

Pour le deuton	^2H	: 0,825 μ_n
le carbone	^{12}C	: 0 μ_n
Le carbone	^{13}C	: 0,70 μ_n
l'aluminium	^{13}Al	: 3,63 μ_n

3) - Rapport gyromagnétique

Pour un électron dans l'atome, on définit le rapport gyromagnétique par le scalaire

$$\gamma_e \text{ tel que } \vec{\mu}_e = \gamma_e \vec{G}_e \text{ ou}$$

$\vec{\mu}_e$: moment magnétique total de l'électron
 \vec{G}_e : " cinétique " "

on admet, bien sûr, que les deux vecteurs $\vec{\mu}_e$ et \vec{G}_e sont colinéaires. Cette définition peut être généralisée à un système de plusieurs électrons.

Pour un noyau de plusieurs protons, on définit le rapport gyromagnétique γ par

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{G}$$

$\vec{\mu}$: moment magnétique de spin nucléaire
 \vec{G} : moment cinétique de spin nucléaire

Le rapport γ_e ne depend pas de l'atome.

La physique atomique montre que $\gamma_e = -\frac{1}{K} \cdot \frac{e}{2m_e}$ où

K est une constante, e la charge d'un proton, et m_e est la masse de l'electron.

γ_e est négative

Le rapport gyromagnetique nucleaire peut aussi être mis sous la forme $\gamma = g \cdot \frac{1}{K} \cdot \frac{e}{2m}$

g : facteur de Landé dependant du noyau

m : masse du noyau

La constante g est une caractéristique du noyau, on peut donc dire que γ dépend du noyau considéré.

En pratique, ce rapport est le plus souvent donné sous la forme $\frac{\gamma}{2\pi}$; en Hertz pour un champ magnetique de 10^4 gauss.

Pour le ^1H , on a $\gamma = 42,577 \text{ MHz}/10^4 \text{ gauss}$

^2H , 6,53 MHz/ 10^4 Gauss

^{13}C , 10,705 "

^{14}N , 3,076 "

^{19}P , 40,055 "

^{23}He , 11,262 "

II - ACTION D'UN CHAMP MAGNETIQUE SUR LE NOYAU

En physique nucléaire, seuls sont mesurables les effets moyens au cours du temps.

Pour calculer l'effet d'un champ magnetique \vec{H} sur un noyau, en utilisera la notion de moment magnetique $\vec{\mu}$

1) Precession de spin d'un proton :

Considerons un proton en rotation sur lui-même.
 Nous supposons que le proton a la forme d'une
 sphère. L'axe de rotation est dirigée suivant
 une direction \vec{ou} (cf. fig. 2.1. a).

La particule ayant une certaine masse, il existe
 donc un moment cinétique \vec{L} dirigé suivant \vec{ou} .

Mais du fait de son spin, le proton engendre un
 moment magnétique \vec{M} puisqu'il est doué d'une charge électrique.

Supposons maintenant qu'un champ magnétique \vec{H}_0 est appliqué au proton suivant
 une direction OZ.

Le champ magnétique exerce sur le moment \vec{M} un couple $\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{H}_0$

Le théorème du moment cinétique donne :

$$\vec{\Gamma} = \frac{d\vec{L}}{dt}$$

En multipliant les deux membres de l'équation par le rapport gyromagnétique γ

$$\text{en a : } \gamma \vec{\Gamma} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{H}_0 = \frac{d\gamma}{dt} \vec{L} = \frac{d\vec{M}}{dt} \text{ d'ou } \frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{H}_0 \wedge \vec{M}$$

En posant $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$; en aura

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{\omega}_0 \wedge \vec{M}$$

Cette équation définit le mouvement du vecteur \vec{OM} qui représente le moment magnétique.

Si on considère le système de coordonnées sphériques ayant pour origine le point o et pour axes les vecteurs $\vec{U}, \vec{V}, \vec{W}$.

La cinématique montre que les composantes dans le nouveau repère sont ;

$$\begin{cases} \vec{M} &= (M, 0, 0) \\ \frac{d\vec{M}}{dt} &= \left(\frac{dM}{dt}, M \frac{d\theta}{dt}, M \sin \theta \frac{d\phi}{dt} \right) \\ \vec{H} &= (H \cos \theta, -H \sin \theta, 0) \end{cases}$$

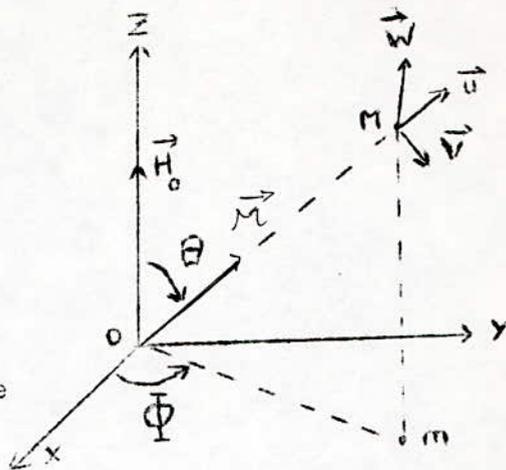


Fig. 2.1.a.

On aura alors 3 équations définissant le mouvement de OM

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\gamma} \frac{dM}{dt} = 0 \\ \frac{1}{\gamma} M \frac{d\theta}{dt} = 0 \end{array} \right. \quad \text{et} \quad \frac{1}{\gamma} M \sin \theta \frac{d\phi}{dt} = - M H \sin \theta$$

c.a.d.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dM}{dt} = \frac{d\theta}{dt} = 0 \\ \frac{d\phi}{dt} = \gamma H \end{array} \right.$$

Finalement

$$\left\{ \begin{array}{l} OM = \text{Cte} \\ \theta = \text{Cte} \\ \phi = - \gamma H t + \text{Cte} \end{array} \right.$$

Le lieu de point M est donc un cercle situé dans le plan normal à oz - Ce cercle est parcouru par le point M avec la vitesse angulaire en module :

$$\omega_0 = \frac{d\phi}{dt} \quad \text{et la fréquence est donc : } f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{\gamma H_0}{2\pi}$$

En définitive, l'action du champ magnétique statique H_0 est non pas d'orienter mais de faire tourner autour de lui le noyau, c'est à dire son moment magnétique. Le mouvement de rotation se faisant dans le sens inverse du sens trigonométrique avec la vitesse angulaire $\vec{\omega}_0 = - \gamma \vec{H}_0$

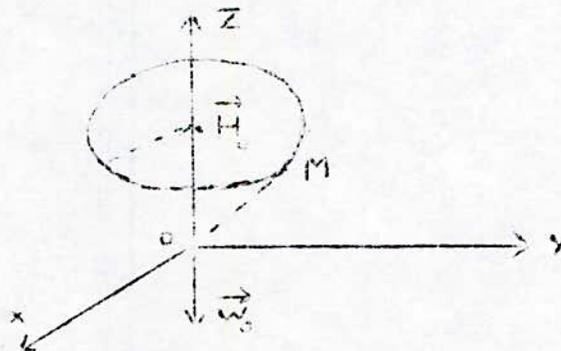


Fig. 2.1.b.

L'étude que nous avons faite apparaît comme tout à fait analogue à celle du mouvement de precession de l'axe de rotation gyroscope. C'est pourquoi on utilise couramment l'expression de "precession de Larmor" pour désigner cette rotation du vecteur \vec{M} .

REMARQUE : La matière étant constituée d'un grand nombre de noyaux, en général, avec le vecteur aimantation \vec{M} qui est la somme des moments magnétiques de tous les noyaux par unité de volume.

$$\vec{M} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \vec{M}}{\Delta V}$$

2) - Notion de relaxation

La precession de Larmor, observée précédemment, peut être appliquée à tout noyau porteur de moment magnétique.

Cependant le phénomène sera plus complexe.

En effet, à l'instant où le champ \vec{H}_0 est appliqué au matériau, les angles θ que font ces moments avec \vec{H}_0 sont différents : Les moments se mettent à tourner autour de la direction de \vec{H}_0 avec la même fréquence f_0 mais ils ne sont pas parallèles entre eux.

Or, ils sont couplés par induction mutuelle et tendent de ce fait à s'aligner les uns sur les autres.

Ces sollicitations vont entraîner une dépense d'énergie qui ~~vaut~~^{vq} se traduit par un amortissement des mouvements de precession. Dans les solides, les couplages avec les autres noyaux du réseau cristallin seront une autre cause de dissipation d'énergie donc d'amortissement.

Finalement, l'angle θ ne sera pas constant et diminuera ; \vec{OM} tendant à venir s'aligner sur \vec{H}_0 .

Ce phénomène d'évolution progressive est appelée "relaxation"

3) - Temps de relaxation

Si l'on considère le système de coordonnées cartésiennes, le vecteur aimantation \vec{M} aura 3 composantes M_x, M_y, M_z . Sous l'action du champ magnétique \vec{M}_0 et à cause du phénomène de relaxation, la composante longitudinale M_z tend vers une valeur finale M_0 et les composantes transversales M_x et M_y disparaissent.

Ce phénomène de relaxation est le résultat d'un très grand nombre de phénomènes microscopiques individuels. Ceux-ci seront donc régis par la loi du hasard et on doit s'attendre à ce qu'elle s'effectue en fonction du temps suivant la loi exponentielle caractéristique des phénomènes aléatoires tel que durée de vie

radioactive, durée de vie des états excités ... etc ...

Ainsi, pour un liquide la théorie de Bloch donne:

$$\frac{d M_z}{d t} = \frac{-(M_z - M_0)}{T_1}$$

$$\frac{d M_x}{d t} = \frac{-M_x}{T_2}$$

$$\frac{d M_y}{d t} = \frac{-M_y}{T_2}$$

T_1 est appelée temps de relaxation longitudinale

T_2 " " de relaxation transversale

4) - Interpretation physique des temps de relaxation

On sait que l'énergie d'interaction entre un moment magnétique \vec{M} est un champ magnétique \vec{H} est égale au produit scalaire.

$$W = - \vec{M} \cdot \vec{H}_0 = - M_z \cdot H_0$$

On voit que lorsque M_z varie, l'énergie d'interaction entre \vec{M} et \vec{H}_0 varie et va faire naître un échange d'énergie entre le système de noyaux appelé système de spin et le milieu ambiant appelé "réseau". Cette échange d'énergie dépend uniquement de T_1 appelé ainsi temps de relaxation spin-réseau. Contrairement, les variations de M_x et M_y laissant cette énergie constante et il ne subsiste qu'un échange d'énergie entre les noyaux du système, échange lié au temps de relaxation T_2 justement nommé "temps de relaxation spin-spin".

Ces temps de relaxation sont mesurables dans divers types d'expériences. Ils fournissent des informations intéressantes sur les interactions microscopiques existant à l'intérieur du milieu.

Les simples lois exponentielles, que nous avons écrites, suffisent à rendre compte des phénomènes observés dans la plupart des cas, mais il existe certains cas où les équations deviennent plus compliquées. Les temps de relaxation T_1 et T_2 dépendent des noyaux étudiés, ainsi que du milieu matériel dans lequel ils sont insérés. Les temps de relaxation pouvant être des ordres de grandeur différents de la μs à la dizaine d'heures.

III - LA RESONANCE MAGNETIQUE

1)- Principe de l'expérience : (calcul en absence de la relaxation)

Si nous négligeons les phénomènes de relaxation, le mouvement du moment magnétique \vec{M} soumis à un champ magnétique fixe \vec{H}_0 , se réduit au mouvement de rotation de Larmor de vecteur-vitesse angulaire $\vec{\omega}_0 = \gamma \vec{H}_0$.

Appliquons en outre au milieu étudié, un petit champ magnétique \vec{H}_1 perpendiculaire à \vec{H}_0 et tournant autour de lui avec une vitesse angulaire $\vec{\omega}$ qui, suivant les cas, pourra être différente de $\vec{\omega}_0$ ou égale à $\vec{\omega}_0$.

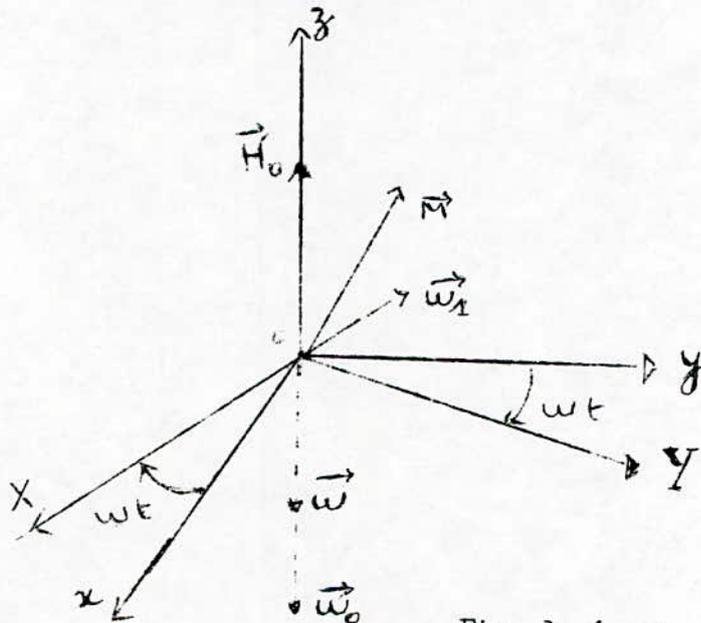


Fig. 3. 1. a)

a) - Lorsque les 2 vitesses de rotation $\vec{\omega}$ et $\vec{\omega}_0$ sont assez différentes l'une de l'autre, la disposition relative du moment magnétique \vec{M} et du champ tournant \vec{H}_1 se modifie constamment et de manière extrêmement rapide. Aussi l'action exercée sur \vec{M} par le champ magnétique \vec{H}_1 change de sens très fréquemment et l'on s'attend à ce que son effet soit nul.

b) - Si au contraire, les 2 vitesses de rotation $\vec{\omega}$ et $\vec{\omega}_0$ sont égales, la disposition relative du moment magnétique \vec{M} et du champ tournant \vec{H}_1 reste constante au cours du temps ; il devient possible que l'action exercée par le petit champ H_1 finisse par avoir un effet important. Si un tel effet est expérimentalement

observable, il doit permettre la mise en évidence de la rotation de Larmor à la vitesse angulaire w_0 .

Le calcul ici, est analogue à celui qui nous a servi à trouver la rotation de Larmor. Nous écrivons le théorème du moment cinétique, mais en tenant compte des deux champs \vec{H}_0 et \vec{H}_1 .

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge (\vec{H}_0 + \vec{H}_1)$$

En tenant compte de $\vec{M} = \gamma \vec{S}$, on obtient :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \wedge (\gamma \vec{H}_0 + \gamma \vec{H}_1) = (w_0 + w) \wedge \vec{M}$$

En utilisant le vecteur rotation de Larmor $\vec{w}_0 = \gamma \vec{H}_0$ et en introduisant par analogie le vecteur $\vec{w}_1 = -\gamma \vec{H}_1$, en simplifiant la solution du problème en quittant le repère du laboratoire $oxyz$ et en utilisant le nouveau repère dans lequel le champ \vec{H}_1 paraît fixe. C'est le trièdre ayant même axe OZ (parallèle au champ fixe \vec{H}_0) que le repère du laboratoire mais dont l'axe OX coïncide avec la direction et le sens du champ tournant \vec{H}_1 ; par rapport au repère du laboratoire ce trièdre tourne avec la vitesse angulaire \vec{w} du champ \vec{H}_1 . Le repère du laboratoire jouant le rôle du repère absolu. Appliquons le théorème du moment cinétique à ce repère.

Nous allons utiliser la formule de composition des vitesses à la dérivée du vecteur \vec{M} en distinguant sa variation absolue dans le repère du laboratoire et sa variation relative dans le trièdre tournant.

$$\left\{ \frac{d\vec{M}}{dt} \right\}_{\text{abs}} = \left\{ \frac{d\vec{M}}{dt} \right\}_{\text{rel}} + \left\{ \frac{d\vec{M}}{dt} \right\}_{\text{ent}}$$

ce qui donne encore :

$$(\vec{w}_0 + \vec{w}_1) \wedge \vec{M} = \left\{ \frac{d\vec{M}}{dt} \right\}_{\text{abs}} = \left\{ \frac{d\vec{M}}{dt} \right\}_{\text{rel}} + \vec{w} \wedge \vec{M}$$

on en déduit dans le trièdre tournant l'équation :

$$\left\{ \frac{d\vec{M}}{dt} \right\}_{\text{rel}} = (\vec{w}_1 - S\vec{w}) \wedge \vec{M}$$

en posant $S\vec{w} = \vec{w} - \vec{w}_0$

L'interprétation est que le vecteur \vec{M} va précessionner avec la vitesse de rotation $\vec{w}_1 + \vec{w}_0 - \vec{w}$ et ceci dans le trièdre tournant OXYZ.

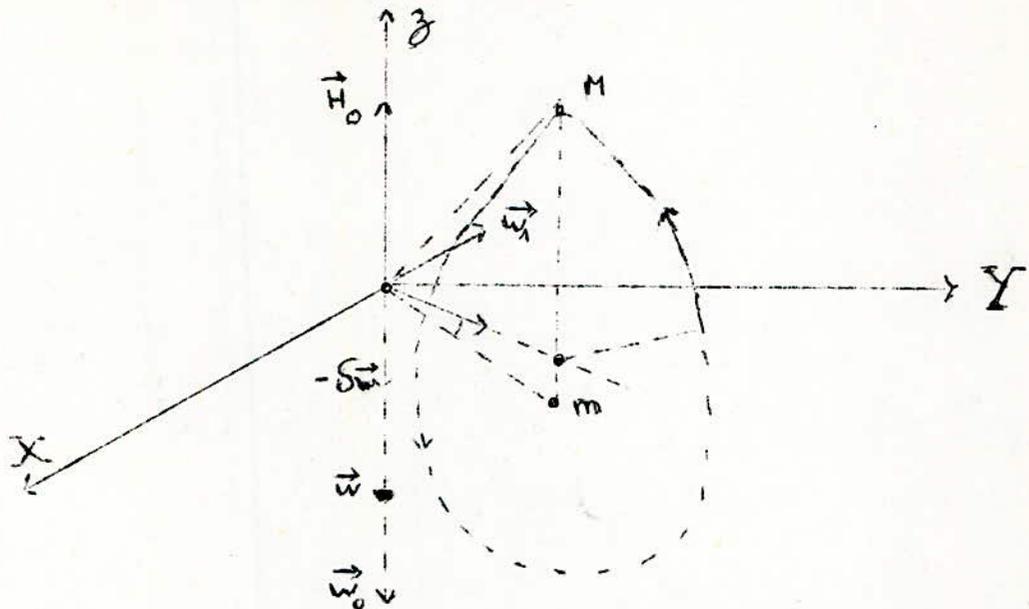


Fig. 3.1.b. Mouvement de précession dans le cas général

Nous nous intéressons maintenant uniquement à la composante M_z .

a) Si $|\delta_w| \gg w_1$, l'action de H_1 sur M changeant continuellement de sens, l'effet moyen sera nul.

Le champ tournant H_1 n'a pratiquement aucun effet sur le moment magnétique.

b) Si $|\delta_w| \ll w_1$, la composante M_z subit une importante variation suivant une loi du type : $M_z = C_1 \cos(\sqrt{w_1^2 + \delta_w^2} t) + C_2$

où C_1 et C_2 sont des constantes.

C'est à dire que l'orientation du moment M par rapport au champ fixé H_0 subit une variation alternative de pulsation $\sqrt{w_1^2 + \delta_w^2}$

c) Si $\delta_w = 0$, $w = w_0$

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = w_1 \wedge \vec{M}$$

Le vecteur rotation se retrouve sur l'axe OX et devient égal à la pulsation w_1 .

On dit que l'on est en présence de la résonance magnétique nucléaire et la

condition de résonance est : $w = w_0 = -\gamma H_0$

l'axe de rotation de M est l'axe OX et la composante M_z subit une variation égale à :

à

$$M_z = C \cos \omega_1 t$$

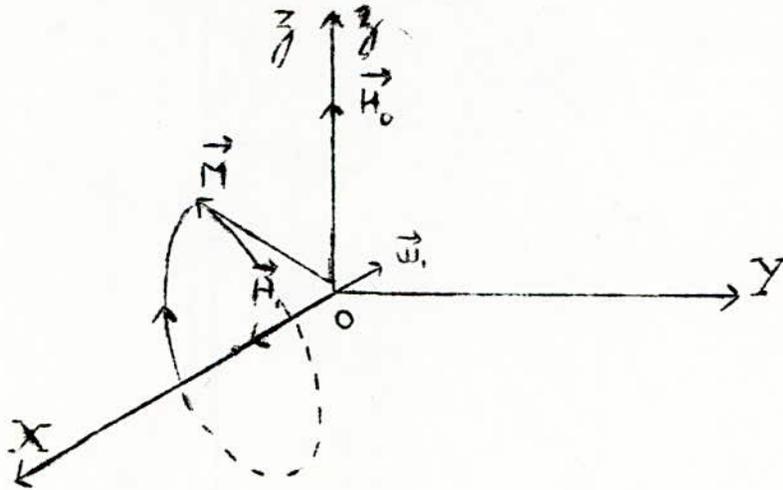


Fig. 31 - C - Résonance magnétique vue dans le repère tournant

CONCLUSION : En définitif, on peut dire que le champ magnétique \vec{H}_1 n'a d'action efficace sur le noyau que lorsque sa fréquence de rotation $\omega/2\pi$ est très voisine de la fréquence de Larmor $\omega_0/2\pi = \frac{\gamma H_0}{2\pi}$ d'où le nom de résonance magnétique donné à ce phénomène. Lorsque l'accord des fréquences est réalisé, le champ tournant est capable de modifier profondément l'orientation du moment magnétique nucléaire par rapport au champ magnétique fixe \vec{H}_0 .

REMARQUE : En a vu que l'énergie d'interaction du noyau avec le champ fixe H_0 est

$$W_0 = - M_z \cdot H_0$$

Cette énergie subit la même variation que la composante M_z .

Si l'énergie du noyau s'accroît, on dit qu'il absorbe de l'énergie de l'onde électromagnétique à laquelle appartient le champ tournant.

Dans le cas où cette énergie diminue, l'onde électromagnétique, donc le milieu, reçoit cette énergie. On dit qu'il s'agit d'un phénomène d'émission induite.

Plus généralement, chaque fois que les échanges d'énergie entre le système nucléaire et l'onde électromagnétique du milieu sont provoqués par l'action du champ magnétique de l'onde sur le moment magnétique de l'atome, on dira qu'il

s'agit d'un phénomène de transition dipolaire magnétique. La R M N est un cas particulier de transition dipolaire magnétique.

2) - Effet de la relaxation - Equations de Bloch

Si l'atome est aussi au processus de relaxation, le mouvement que nous venons de décrire se trouve fortement perturbé au bout d'un temps aléatoires. En effet, si le milieu impose une dissipation d'énergie, le moment magnétique \vec{M} va subir un mouvement de relaxation et va tendre vers une position d'équilibre.

Dans ce paragraphe, nous allons tenter par le calcul de déterminer cette position d'équilibre.

Nous avons écrit dans le paragraphe précédent l'équation vectorielle d'un moment magnétique \vec{M} sous l'action des champs \vec{H}_0 et \vec{H}_1 , et ceci dans le repère tournant.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = (\vec{\omega}_1 + \vec{\omega}_0 - \vec{\omega}) \wedge \vec{M}$$

A cette action directe, nous devons ajouter celle des processus de relaxation.

Chaque composante du vecteur aimantation M tend vers sa valeur d'équilibre suivant la loi exponentielle des phénomènes aléatoires.

$$\frac{dM_z}{dt} = - \frac{M_z - M_0}{T_1}$$

$$\frac{dM_x}{dt} = - \frac{M_x}{T_2}$$

$$\frac{dM_y}{dt} = - \frac{M_y}{T_2}$$

On aura finalement 3 équations définissant le mouvement de chaque composant dans le trièdre tournant :

$$\frac{dM_x}{dt} = \omega \cdot M_y - \frac{M_x}{T_2}$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\omega \cdot M_x - M_z \cdot \omega_1 - \frac{M_y}{T_2}$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \omega_1 \cdot M_y - \frac{M_z - M_0}{T_1}$$

En appelant u et v les composantes du vecteur M respectivement sur les axes OX et OY du trièdre tournant, on aura les système d'équations différentielles.

$$\frac{du}{dt} = -\frac{u}{T_2} + Sw v$$

$$\frac{dv}{dt} = -Swu - \frac{v}{T_2} - w_1 \frac{M_z}{T_2}$$

$$\frac{dM_z}{dt} = w_1 v - \frac{M_z}{T_1} + \frac{M_0}{T_1}$$

Ce sont les équations de Block. Celui-ci a pu montrer que la solution de ce système différentielle est la somme de 2 fonctions :

- Une solution transitoire amortie au bout d'un temps égal à plusieurs fois le temps de relaxation T_1 .

Il s'agit d'une solution sinusoïdale à la pulsation $\sqrt{w_1^2 + Sw^2}$, mais son amplitude est amortie suivant une loi exponentielle dont la constante de temps est T_1 .

$$M_z = C_1 e^{-t/T_1} \cos \sqrt{w_1^2 + Sw^2} t + C_2$$

- Une solution stationnaire qui subsiste seule après un temps égal quelquefois à T_1 .

3) - Etude de l'état d'équilibre : Solution des équations de Block

~~Solution des équations de Block.~~ Du fait de la relaxation, on obtient l'état d'équilibre du vecteur M après un certain temps. On déterminera cet état d'équilibre en recherchant les solutions stationnaires des équations de Block.

Les solutions se réduisent à une solution constante.

Elles sont obtenues en écrivant que les dérivées de u, v et M_z sont nulles.

$$0 = u - Sw \cdot v \cdot T_2$$

$$0 = Sw \cdot u \cdot T_2 + v + w_1 \cdot T_2 \cdot M_z$$

$$M_0 = -T_1 \cdot v \cdot w_1 + M_z$$

On obtient un système de 3 équations linéaires à 3 inconnues qui se résout

facilement par substitution :

$$u = Sw T_2 v$$

$$v = -w_1 M_z T_2 - Sw T_2 u \text{ d'où } v = \frac{-w_1 T_2 M_z}{1 + Sw^2 T_2^2}$$

$$\frac{M_0}{T_1} = M_z - T_1 v w_1 = M_z \left(1 + \frac{T_1 T_2 w_1^2}{1 + Sw^2 T_2^2} \right)$$

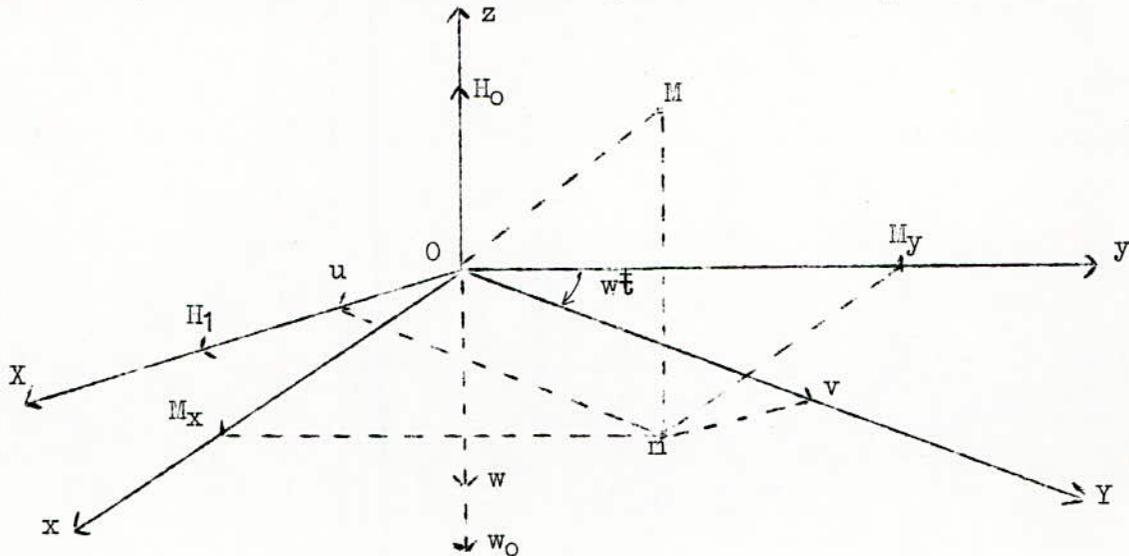
finalement,

$$u = - \frac{M_0 w_1 S_w T_2^2}{1 + S_w^2 T_2^2 + T_1 T_2 w_1^2}$$

$$u = \frac{M_0 w_1 T_2}{1 + S_w^2 T_2^2 + T_1 T_2 w_1^2}$$

$$M_z = M_0 \left(1 - \frac{w_1^2 T_1 T_2}{1 + S_w^2 T_2^2 + T_1 T_2 w_1^2} \right)$$

Le vecteur aimantation est fixe dans le trièdre tournant donc par rapport au repère du laboratoire, il tourne avec la vitesse angulaire \bullet du champ tournant w .



Les composantes valent donc le repère fixe du laboratoire :

$$M_x = u \cos wt - v \sin wt = \sqrt{u^2 + v^2} \cos (wt - \varphi)$$

$$M_y = u \sin wt + v \cos wt = \sqrt{u^2 + v^2} \sin (wt - \varphi)$$

$$M_z$$

En conclusion, on peut dire que si on tient compte de la relaxation du milieu, l'action du champ tournant a pour effet de diminuer la composante M_z du vecteur aimantation, ainsi que de faire apparaître une composante transversale M_T non nulle qui tourne à la même vitesse que le champ tournant H_1 avec un certain déphasage par rapport à celui-ci.

Comme les composantes dépendent aussi des vitesses angulaires w_0 et s_w , nous allons pouvoir discuter :

- Si l'écart $\delta\omega$ entre la vitesse de rotation de Larmor w_0 et celle du champ tournant w est très grand, on a

$$\begin{aligned} |S_w T_2| &\gg 1 \\ |S_w| &\gg w_1 \end{aligned} \quad \text{alors} \quad \begin{aligned} u = v &= 0 \\ m_z &= M_0 \end{aligned}$$

Le champ tournant ne produit aucune modification du milieu.

- Si l'amplitude du champ tournant est très grand

$$\begin{aligned} w_1^2 T_1 T_2 &\gg 1 \\ \frac{1}{w_1} &\gg |S_w| \end{aligned} \quad \text{alors} \quad u = v = M_z = 0$$

Il n'existe plus aucune aimantation globale du milieu. On dit qu'il y a saturation du phénomène de résonance magnétique.

- Si $\delta\omega = 0$ alors $w = w_0$

on est à la résonance magnétique

$$u \neq 0$$

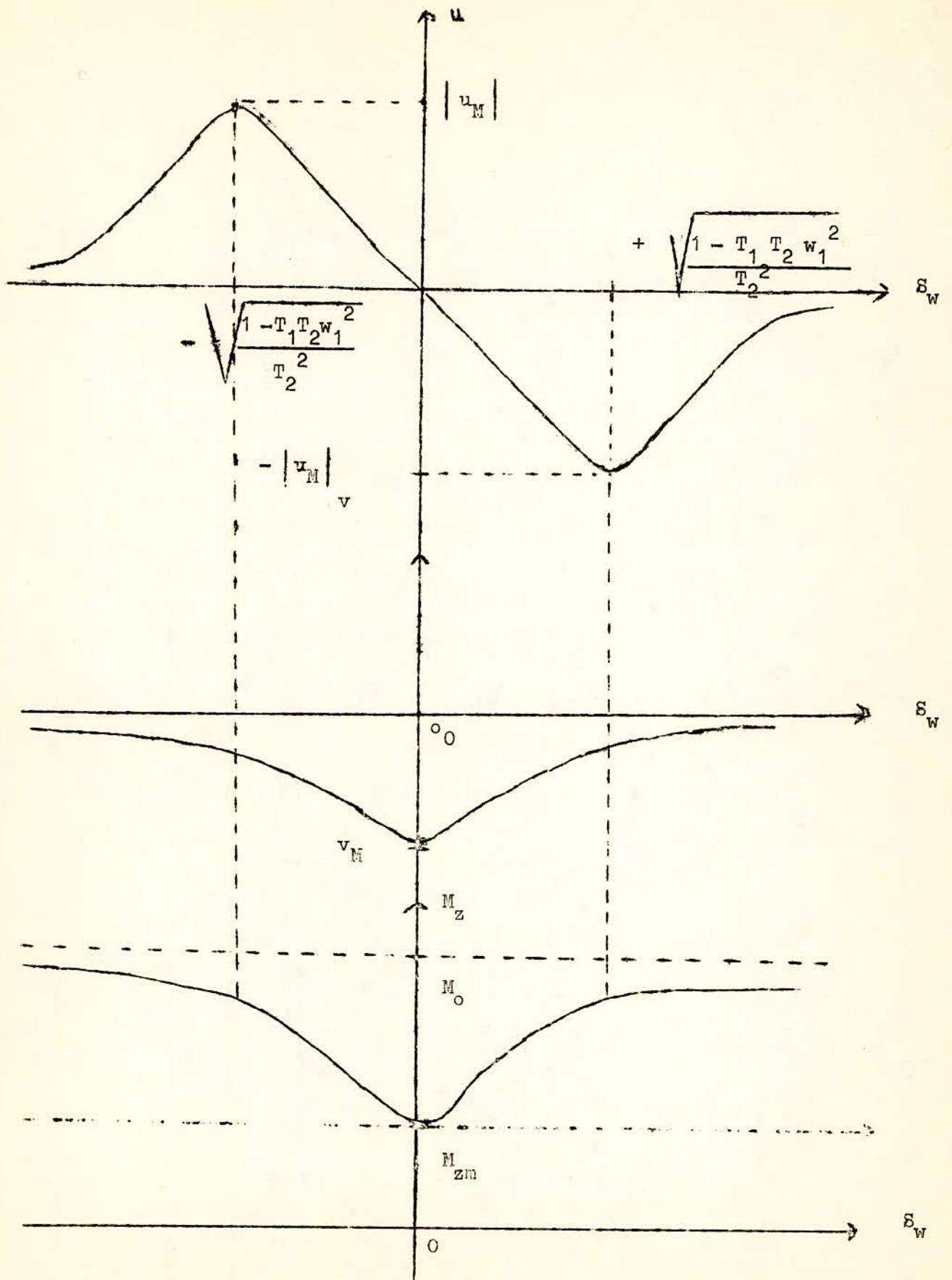
$$v \text{ passe par un max } V_m$$

$$M_z \text{ passe par un min}$$

On peut alors tracer les courbes représentant les variations des composantes de

M dans le triéde tournant en fonction de la différence $\delta\omega = w_0 - w = \gamma H_0 - w$

Ce sont les raies de résonances magnétiques.



$$|u_M| = \frac{M_0 T_2}{2} w_1 \sqrt{1 - \frac{T_1 T_2 w_1^2}{T_2^2}}$$

$$v_m = - \frac{M_0 w_1 T_2}{1 + T_1 T_2 w_1^2}$$

$$H_{zm} = \frac{H_0}{1 + T_1 T_2 w_1^2}$$

on voit que les amplitudes des extremas des composantes de l'aimantation dépendent de la pulsation w_1 et donc de H_1 \blacksquare

Pour un réseau donne ($M_0, T_1, T_2 = \text{ctes}$)

En particulier, lorsque H_1 , est très grand, les valeurs des composantes risquent de s'annuler, il sera alors impossibles de detecter la resonance magnétique.

Cela montre que l'intensité du champ tournant ne doit pas être élevée afin d'éviter la saturation du noyau.

C H A P I T R E II

INTERPRETATION QUANTIQUE DE LA RMN

La considération du mouvement de rotation d'un noyau nous a conduit à la notion de rapport gyromagnétique γ qui est la constante de proportionnalité entre le moment magnétique \vec{M} et le moment cinétique \vec{S} du noyau..

La mécanique classique nous a permis de comprendre le phénomène de résonance magnétique nucléaire en utilisant ce coefficient de proportionnalité et la notion de moment magnétique.

Toutefois, on montre que l'existence de ce moment magnétique est en fait une propriété quantique. Aussi, pour mieux comprendre la résonance magnétique nucléaire, on utilisera les résultats de la mécanique théorique quantique.

I - QUANTIFICATION SPATIALE

1) - Règles de quantification

Nous avons vu, au long du chapitre précédent, que le vecteur moment magnétique \vec{M} est proportionnel au vecteur moment cinétique \vec{S} .

La quantification spatiale des moments cinétiques entraîne donc celles des moments magnétiques et réciproquement.

a) Nombre quantique magnétique :

On démontre, en mécanique quantique, que les diverses valeurs observables pour la composante S_z du moment cinétique sur un axe différent entre elles de la quantité \hbar ou d'un multiple de \hbar .

\hbar étant la constante de Planck modifiée.

De plus si une valeur est observable, la valeur opposée l'est aussi. On en déduit que les valeurs observables sont données par la formule.

$$S_z = m_I \hbar$$

où m_I est un nombre sans dimension appelé nombre quantique magnétique et \hbar étant l'unité naturelle des spins.

m_I peut être un nombre entier, positif, négatif ou nul

$$m_I = -2, -1, -0, +1, 2$$

ou demi-entier c'est à dire multiple de $1/2$

$$m_I = -3/2, -1/2, 1/2, 3/2$$

b) Le nombre quantique de moment cinétique

A chaque noyau particulier correspond une valeur maximum de la composante G_z et donc une valeur maximum du nombre quantique magnétique m_I .

On désigne par I la valeur maximale du m_I et on l'appelle nombre quantique de moment cinétique (ou nombre quantique de spin). Le nombre quantique de spin I caractérise la grandeur du vecteur moment cinétique.

La connaissance du nombre I caractéristique d'un noyau suffit à déterminer complètement toutes les valeurs observables de la composante G_z de son moment cinétique.

En effet, $-I \leq m_I \leq I$ et donc le nombre de valeurs observables de G_z est égal à $2I + 1$. Inversement, la connaissance du nombre de valeurs de G_z permet de connaître le nombre quantique de moment cinétique I .

Il est souvent commode d'introduire dans les raisonnements un vecteur sans dimension proportionnel à \vec{G} tel que :

$$\vec{I} = \frac{\vec{G}}{h}$$

Si on choisit h comme unité de mesure des moments cinétiques, on obtient directement \vec{I} à la place de \vec{G} .

Les composantes de \vec{I} sont égales aux valeurs du nombre quantique magnétique m_I ; la composante maximum de \vec{I} est égale au nombre quantique I .

2) - Applications au moment magnétique

La quantification du moment cinétique entraîne celle du moment magnétique car : $\vec{M} = \gamma \vec{G}$

Le rapport gyromagnétique peut être exprimé sous la forme

$$\gamma = \frac{g}{k} \cdot \frac{q}{2m}$$
 où

g est le facteur de Landé - Il est caractéristique du noyau, q est la charge du noyau, m la masse du noyau, et k un facteur dépendant des unités.

On obtiendra donc :

$$\vec{M} = \gamma \cdot \vec{S} = \gamma \hbar \vec{I} = g \beta \vec{I}$$

avec $\beta = \frac{q}{k} \cdot \frac{\hbar}{2m}$ /; c'est le magneton nucléaire

Il constitue l'unité naturelle du moment magnétique

Les valeurs observables de la composante M_z du moment magnétique sont données par :

$$M_z = \gamma \hbar m_I = g \beta m_I$$

REMARQUE : Dans le cas d'un noyau, γ est positif.

3) - Sous - Niveaux - Zeeman

On a vu que l'énergie d'interaction entre un champ magnétique uniforme \vec{H}_0 , dirigé suivant l'axe o_z , et le moment magnétique d'un noyau est donnée par :

$$W = - \vec{M} \cdot \vec{H}_0 = - M_z \cdot H_0$$

Puisque les valeurs de M_z sont quantifiées, on a :

$$W = - \gamma \hbar m_I H_0 = - m_I g \beta H_0$$

Les valeurs de l'énergie magnétique sont aussi quantifiées.

Pour un champ magnétique donnée H_0 , on n'observe que certaines valeurs discrètes de l'énergie magnétique déterminées par le nombre quantique magnétique m_I .

Si E_0 est l'énergie correspondant à l'état propre de l'atome (sans interaction extérieure)

Lorsqu'on applique un champ statique H_0 , l'énergie du noyau devient.

$$E(m_I) = E_0 + W(m_I)$$

La valeur initial de l'énergie E_0 se trouve ainsi remplacée par plusieurs valeurs

$W(m_I)$ voisines mais distinctes : Le niveau d'énergie E_0 se trouve subdivisé en plusieurs sous-niveaux correspondant chacun à une valeur déterminée de m_I .

Chaque sous-niveau est appelé sous-niveau Zeeman.

On dit que H_0 lève la dégénérescence du niveau d'énergie E_0 .

Un sous-niveau Zeeman correspond donc à une orientation bien définie du noyau considéré.

Le nombre de noyaux ayant même orientation (donc le même nombre quantique m_I) s'appelle population du niveau correspondant. L'écart entre deux sous-niveau Zeeman voisins est

$$E(m_I + 1) - E(m_I) = - g \beta H_0 = - \gamma \hbar H_0$$

On voit que cet écart est proportionnel à l'induction statique H_0 . Le nombre de sous-niveau Zeeman correspondant au même niveau initial E_0 est égal au nombre de valeurs possibles de m_I c'est à dire $2I + 1$ où I est le nombre quantique de moment cinétique correspondant au niveau initial d'énergie E_0 .

II - APPLICATION A LA RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE :

1) Relation d'Einstein entre sous-niveaux Zeeman :

L'interprétation quantique de la résonance magnétique est donc une conséquence immédiate de l'écart calculé plus haut entre les sous-niveaux Zeeman.

Le relation d'Einstein indique que les transitions entre deux sous-niveaux Zeeman doivent être provoquées par une onde électromagnétique de fréquence ν_0 ou de pulsation ω_0 telle que : $| E(m_I + 1) - E(m_I) | = h\nu_0 = \gamma \hbar H_0 = \hbar \omega_0$

L'onde est donc de pulsation $|\omega_0| = |\gamma H_0|$

On retrouve ainsi la condition de résonance comme indiqué précédemment.

Cette onde de pulsation $\omega_0 = \gamma H_0$ peut modifier le nombre quantique m_I du noyau et donc son orientation car l'énergie de ses photons correspondants $\hbar \omega_0$ est égale exactement à l'écart d'énergie entre deux orientation possibles du moment magnétique nucléaire. L'explication quantique de la RMN par la relation d'Einstein décrite précédemment est encore incomplète : Elle ne nous dit pas pourquoi l'onde électromagnétique doit être polarisée circulairement ni dans quel sens.

C'est pourquoi on sera amené à considérer la notion de moment cinétique des photons.

2) Moment cinétique des photons

La théorie du champ électromagnétique montre qu'une onde électromagnétique de polarisation circulaire transporte un moment cinétique parallèle à la direction de propagation et donc le module est égale à $\frac{W}{\omega}$; tandis que si elle est de polarisation rectiligne, son moment cinétique est nul.

Un photon de cette onde circulaire transporte l'énergie $W = h\nu = \hbar \omega$, mais aussi un moment cinétique égal à $\frac{W}{\omega} = \hbar$

A la différence de l'énergie et de la quantité de mouvement, le moment cinétique transporté par un photon est donc indépendant de la fréquence de l'onde. Nous retrouvons par une voie différente un des résultats du paragraphe précédent à savoir que \hbar constitue l'unité naturelle du moment cinétique.

Le sens du vecteur moment cinétique d'une onde électromagnétique de polarisation circulaire est déterminé par la règle suivante : Le champ électrique de l'onde correspondante tourne dans le sens trigonométrique autour du vecteur moment cinétique du photon.



Fig. 32-a : polarisation σ^+



Fig 32-b : polarisation σ^-

3) - Polarisation de l'onde

La considération sur le moment cinétique nous permet de compléter l'explication quantique du phénomène de résonance magnétique nucléaire.

Nous avons appliqué la relation d'Einstein aux transitions entre sous-niveaux Zeeman, où nous avons écrit la conservation globale de l'énergie. Mais celle du moment cinétique doit être assurée aussi au cours des transitions, en considérant que le système onde-noyau constitue un système mécaniquement isolé.

Lorsque le noyau effectue la transition entre deux sous-niveaux Zeeman voisins, de nombre quantique m_I et m_{I+1} , la composante longitudinale de son moment cinétique subit une variation discontinue entre deux valeurs $G_z = m_I \hbar$ et $G_z' = (m_I + 1) \hbar$

Le moment cinétique du noyau changeant de la quantité \hbar , celui de l'onde électromagnétique doit changer de la même quantité \hbar mais en sens opposé.

C'est bien ce qui se produit si l'atome absorbe ou émet un photon de polarisation circulaire (ayant pour axe de rotation le champ magnétique appliqué). On explique ainsi que les transitions de résonance magnétique ne puissent être provoquées que par des ondes de polarisation circulaire. Il nous reste à préciser le sens de polarisation. Lors de la résonance, la transition se fait du niveau m_I au niveau $m_I + 1$, le moment cinétique du noyau augmente de la quantité \hbar et celui du photon de $-\hbar$ on aura donc un type de polarisation σ^-

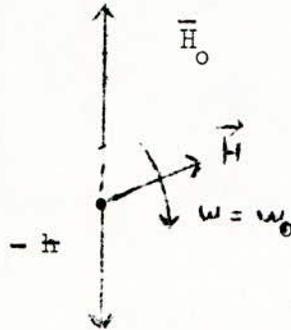


Fig. 32 - c

polarisation de l'onde d'excitation

Le résultat obtenu est bien en accord avec le calcul classique de la résonance magnétique. La condition obtenue classiquement $\vec{\omega} = \vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$ conduit bien à une vitesse angulaire négative du champ d'excitation \vec{H} tournant.

4) - Diagramme d'énergie

On a les relations générales

$$g_z (m_I + 1) - g_z (m_I) = -\hbar$$

$$E (m_I + 1) - E (m_I) = -\hbar \gamma H_0 = -g \mu_N H_0$$

Pour un noyau, γ est positif donc les variations de son moment cinétique et celles de l'énergie sont de signes contraires.

Le diagramme d'énergie sera alors :

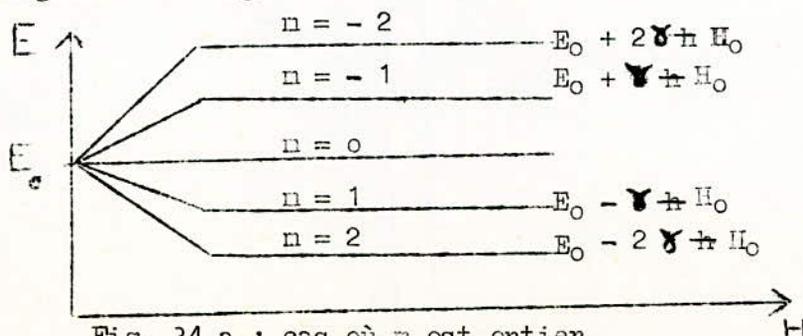


Fig. 34 a : cas où m est entier

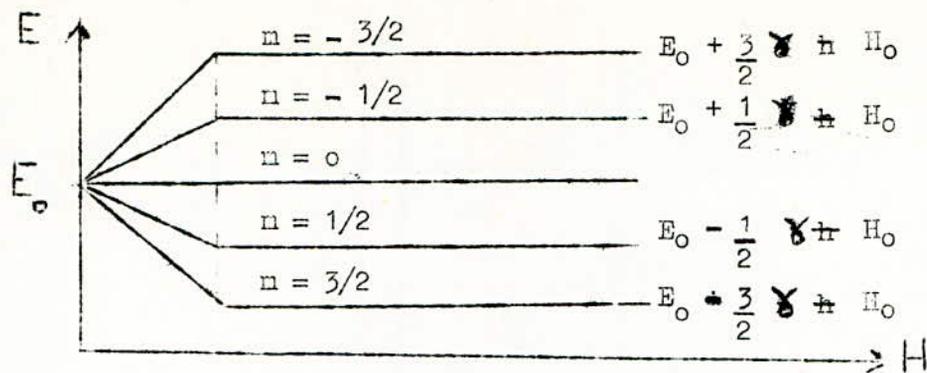


Fig. 34 b : cas où m est demi-entier

5) - Règle de sélection sur le nombre quantique magnétique :

Nous avons étudié la conservation du moment cinétique dans les transitions de résonance magnétique? Nous avons cependant émis de porter l'attention sur un point important :

Nous n'avons parlé que des transitions entre sous-niveaux Zeeman voisins de nombre quantique m_I et $m_I + 1$.

C'est qu'on n'observe jamais les transitions directes entre sous-niveaux Zeeman plus écartés : m_I et $m_I + 2$; m_I et $m_I + 3$ etc...

Pour la même fréquence ν de l'onde, elles se produiraient dans un champ magnétique , deux fois ou trois fois plus petit que la transition nombre de sorte que $h\nu = 2g\beta H_0 \dots$

En effet, au cours de pareilles transitions, le moment cinétique de l'atome subirait une variation de $2\hbar$ ou $3\hbar$ et/conservation du moment cinétique ne pourrait être assurée puisqu'un photon transporte au maximum un moment cinétique égal à \hbar . On comprend donc que soient interdites les transitions où le nombre quantique subirait une variation supérieure à l'unité.

$$\Delta m = m_2 - m_1 = -1, 0 \text{ ou } +1$$

Si $\Delta m = -1$: le moment cinétique de l'atome varie en sens inverse de son énergie et la transition correspond à des photons de moment cinétique $-\hbar$. On a le cas de résonance magnétique avec absorption d'énergie électromagnétique par le noyau.

Si $\Delta m = +1$: d'après le diagramme d'énergie vu précédemment, le noyau passe d'un sous-niveau Zeeman à un autre sous-niveau d'énergie inférieure.

On aura le cas d'émission induite de la part du noyau.

Si $g_m = 0$: Le noyau reste à son état d'énergie initial cela veut dire que l'onde électromagnétique a une polarisation rectiligne de type Π .

REMARQUES : 1) Le phénomène de R M N correspond à une transition entre deux sous-niveaux Zeeman voisins donc entre deux valeurs discrètes voisines de la composante longitudinale 6_z du moment cinétique du noyau.

On sait que le moment magnétique M est proportionnel à son moment cinétique donc on peut conclure que le phénomène de R M N correspond à une variation discontinue de la composante M_z du moment magnétique. Les variations sont identiques à un coefficient de proportionnalité près qui est le rapport gyromagnétique γ .

REMARQUES : 2) L'explication quantique paraît bien différente dans son principe de l'explication donnée au chapitre précédent.

Effectivement, les calculs classiques effectués au chapitre précédent n'auraient aucun sens si on voudrait les appliquer à la lettre à un atome isolé.

Mais lorsqu'on raisonne sur l'aimantation globale \vec{M} correspondante à un très grand nombre d'atomes, les calculs classiques, sans être d'une validité absolument générale, ont une réelle signification. Dans le cas, très fréquent, où le nombre quantique de moment cinétique I vaut $1/2$, c'est à dire le cas où il n'y a que deux sous-niveaux Zeeman, les calculs de mécanique quantique conduisent exactement aux mêmes équations différentielles pour les composantes du vecteur aimantation \vec{M} .

C'est la raison pour laquelle on se limitera à ce cas.

Quand I prend des valeurs plus élevées, les équations deviennent plus compliquées sans que les lignes essentielles du phénomène soient pour autant modifiées.

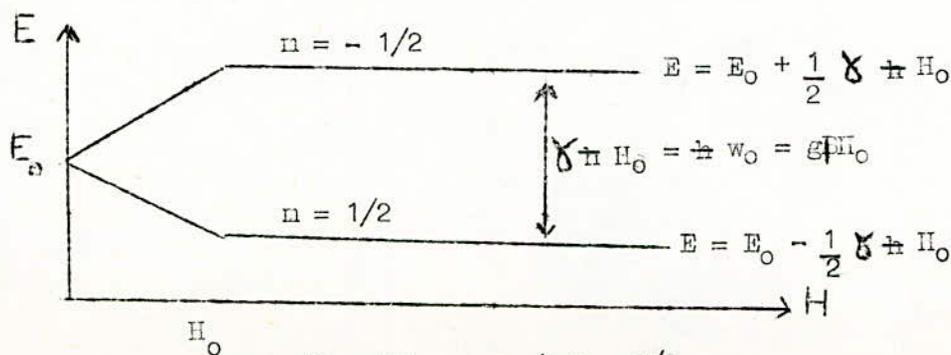
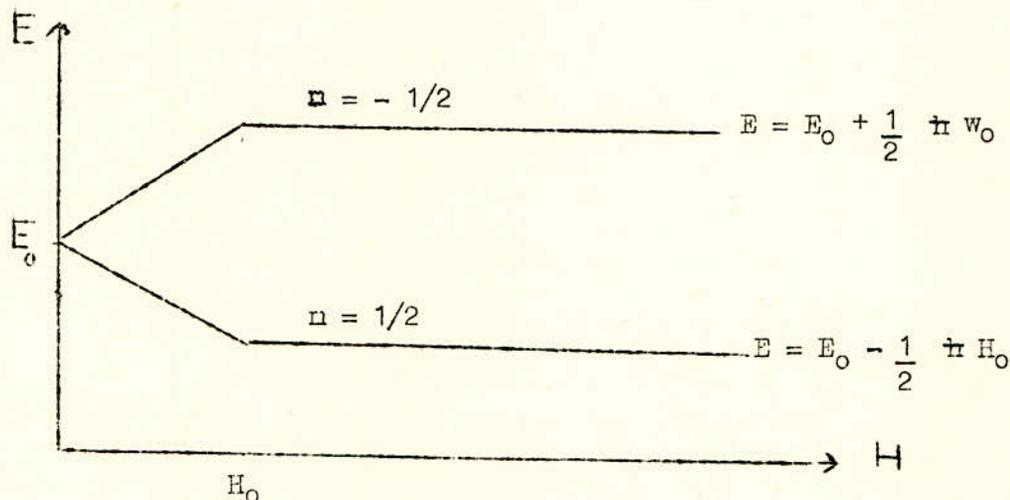


fig. 35 : cas où $I = 1/2$

1) - Relaxation longitudinale

Les résultats élaborés précédemment, pour un noyau peuvent être généralisés à un ensemble de noyau constituant un système matériel. Dans ce cas, on considerera le vecteur aimantation magnétique \vec{M} du système matériel pour $I = \frac{1}{2}$.



La transition du sous-niveau $m_I = 1/2$ au sous-niveau $m_I = -1/2$ ne peut se faire que si l'onde électromagnétique fournit l'énergie nécessaire au réseau. On a absorption d'énergie par les noyaux.

La transition inverse fournit de l'énergie à l'onde.

On parlera d'émission induite du réseau.

La répartition entre divers sous-niveaux correspond à la configuration d'équilibre. En fait, lorsqu'on applique à l'échantillon macroscopique le champ H_1 , l'équilibre n'est pas atteint instantanément :

Notons par N_+ et N_- les populations respectives des sous-niveaux $m_I = +\frac{1}{2}$ et $m_I = -\frac{1}{2}$.

Dans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique, le rapport des populations N_+ et N_- est régi par le facteur de Boltzmann :

$$\frac{N_+}{N_-} = e^{-\frac{\gamma \hbar H_0}{k T}}$$

k est la constante de Boltzmann et T la température du réseau.

On remarque que N_+ est supérieur à N_- à la température ambiante, ce qui implique que le sous-niveau le plus stable (d'énergie inférieure) est plus peuplé que le sous-niveau correspondant à $m_I = -\frac{1}{2}$.

Soient P_+ et P_- les probabilités de transitions respectives des états $+\frac{1}{2}$ vers $-\frac{1}{2}$ et inversement.

L'équilibre thermodynamique entraîne :

$$N_+ \cdot P_+ = N_- \cdot P_-$$

En tenant compte du facteur de Boltzmann, on a :

$$\frac{P_-}{P_+} = \frac{N_+}{N_-} = e^{-\frac{\gamma \hbar H_0}{KT}}$$

La probabilité P_- est donc plus grande que P_+ et on peut dire que les transitions du sous-niveau excité au sous-niveau stable sont en plus grand nombre que celles en sens inverse.

Le retour à l'équilibre thermique induit donc ces transitions grâce à des interactions aléatoires spin-reseau. Ce retour se fera suivant une loi exponentielle caractérisée par une constante égale à T_1 .

Ce mécanisme de fluctuations thermodynamiques est la relaxation.

T_1 est le temps de relaxation spin-reseau.

2) - La relaxation transversale

Pour induire les transitions et détecter la résonance, il faut soumettre l'échantillon à un rayonnement électromagnétique : les calculs de mécanique classique nous ont montré que \vec{H}_1 est perpendiculaire à \vec{H}_0 et d'intensité plus faible.

Cette fois, encore à l'établissement ou à la coupure de \vec{H}_1 , il existe encore un processus de relaxation caractérisé par le temps T_2 ; il est dit de relaxation transversale ou spin-spin car le retour à l'équilibre se fait grâce à l'intervention des composantes transversales de spin.

Il n'y a plus d'échange thermique mais de magnétisation. À l'état liquide ou gazeux, T_2 est voisin de T_1 pour des viscosités assez faibles.

IV - REGIME STATIONNAIRE

L'application à l'échantillon du champ magnétique radiofréquence de fréquence ω voisine de $\omega_0 = -\gamma H_0$ s'accompagne de l'apparition d'une probabilité de transitions induites entre les niveaux $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$.

Dans ce cas, la probabilité d'une transition $+\frac{1}{2}$ vers $-\frac{1}{2}$ est égale à celle en sens contraire.

Le champ tournant va rompre l'équilibre thermique car la différence de population se trouve perturbée. On a vu que l'équilibre thermodynamique impose :

$$\frac{P_-}{P_+} = \frac{N_+}{N_-} = e^{\frac{\gamma \hbar H_0}{k T}}$$

Au cours de la résonance, la température T s'accroît en général, on peut dire alors que :

$$\frac{P_-}{P_+} = 1 + \frac{\gamma \hbar H_0}{k T}$$

$$\text{d'où } \frac{d n}{d t} = 2 (N_+ P_+ - N_- P_-) = -2 P (n - n_{eq})$$

$$\text{en posant } n = N_+ - N_- \text{ et } P = \frac{1}{2} (P_+ - P_-)$$

$$n_{eq} = \frac{\gamma H_0}{2 k T} (N_+ + N_-)$$

n sera de la forme :

$$n - n_{eq} = (n - n_{eq})_0 e^{-t/T_1}$$

$$\text{avec } T_1 = \frac{1}{2 P}$$

Le champ radiofréquence d'excitation tend donc à réduire la différence de populations suivant une loi exponentielle.

Si l'on ne tient pas compte de la relaxation, les populations tendent à s'égaliser statistiquement. On aura alors un phénomène de saturation.

C'est un cas théorique idéal mais il peut se rencontrer dans les solides où les temps

de relaxation sont très grands (qq heures) et ainsi le retour thermique est lent à s'établir.

En réalité, l'ensemble des interactions aléatoires entre noyaux voisins tend à établir ou à maintenir l'équilibre thermique du milieu, c'est à dire une répartition des noyaux entre les divers sous-niveaux Zeeman conforme à la loi de Boltzmann :

$$\frac{N_{+}}{N_{-}} = e^{-\frac{\gamma \hbar H_0}{K T}}$$

Il s'établit donc une compétition des phénomènes de résonance et de relaxation.

En effet, les populations du sous-niveau d'énergie supérieure sont plus grandes qu'à l'équilibre thermique, et celles du sous-niveau stable sont moins grandes.

Les processus de relaxation provoquent en permanence des transitions du niveau $-\frac{1}{2}$ vers l'état $+\frac{1}{2}$ en plus grand nombre que celles en sens opposé.

Inversement, pour maintenir l'équilibre dynamique, le phénomène de résonance magnétique produit en permanence des transitions, du sous-niveau stable vers le sous-niveau correspondant à l'état excité, plus nombreuses que les transitions en sens opposé.

En d'autres termes, les transitions avec absorption d'énergie sont plus nombreuses que celles avec émission induite.

$$N_{+} P_{+} > N_{-} P_{-}$$

Les transitions nécessitant un apport d'énergie de l'onde hertzienne sont donc plus nombreuses que les autres : L'énergie électromagnétique se trouve absorbée en permanence par les atomes subissant la résonance. Ceux-ci restituent en permanence une fraction de cette énergie sous forme de chaleur par l'intermédiaire des processus de relaxation. Cette absorption de puissance est facilement mesurable et permet la détection du phénomène de résonance magnétique.

LE SPECTROMETRE R M N A IMPULSIONS

I) - G E N E R A L I T E S

Les procedes experimentaux de mise en évidence de la resonance magnétique nucléaire sont varies. La première méthode de détection de la résonance magnétique était basée sur l'action d'un champ magnétique statique sur un jet d'atomes :

C'est la méthode du jet atomique de Rabi - (1938), c'est bien plus tard, en 1946, que la méthode de détection radioelectrique, basée sur le principe de l'action d'un champ électromagnétique sur le moment magnétique d'un noyau, a été mise au point par Block et Purcell.

Le dispositif expérimental permettant cette méthode est appelé spectrometre de resonance magnétique nucléaire.

Cet appareil permet de mettre en oeuvre les interactions d'un champ electromagnetique et d'un noyau afin de recueillir et traiter le signal résultant de ces interactions..

Ce signal va constituer ainsi une information sur l'échantillon étudié.

Avec le développement de l'electronique, plusieurs dispositifs de spectrometrie R M N ont été conçus. Ils se differeraient par les conditions imposées par les caractéristiques des noyaux étudiés.

Il faut considérer, alors, tous les facteurs qui peuvent intervenir. Nous ne nous y attarderons pas et nous rappelons simplement qu'on peut distinguer des spectrometres :

- à champs faibles (vis à vis des interactions dipolaires, donc un champ de l'ordre du gauss à quelques gauss)
- à champ forts (quelques milliers de gauss).

Dans les expériences à champs forts, on a un champ directeur H_0 très supérieur au champ local en intensité ; mais on s'efforce surtout d'augmenter l'aimantation nucléaire pour accroître l'intensité des signaux observés à tel point que , depuis quelques années, on utilise des champs produits par des bobines supraconductrices.

Considérons le champ radiofréquence qui excite les spins, on doit distinguer :

- La spectrométrie en onde continue permettant l'observation en régime stationnaire.
- Les spectrographes à impulsions pour les expériences se basant sur les méthodes transitoires.

Dans cette partie, nous allons étudier un de ces spectromètres à impulsion utilisé pour la mesure des temps de relaxation. On a une méthode très précise et rapide .

II - D E S C R I P T I O N

1) - Synoptique général :

Le spectromètre R M N à impulsions est représenté par son synoptique. Il est constitué :

- d'un électroaimant
- d'un programmeur d'impulsions
- d'un système émetteur par impulsions
- d'un étage récepteur
- d'un détecteur
- d'un système de visualisation (le plus souvent un oscilloscope)

2) - Principe de fonctionnement

Le programmeur d'impulsions est un étage servant à générer des séquences périodiques d'impulsions.

Ces séquences peuvent être constituées d'une ou de deux impulsions.

Le système émetteur a pour rôle de produire des salves Π et Π d'un signal sinusoïdal radiofréquence sous l'action d'impulsions venant du programmeur. Ces salves vont exciter une bobine pour induire un champ magnétique H_1 tournant à la fréquence du signal radiofréquence.

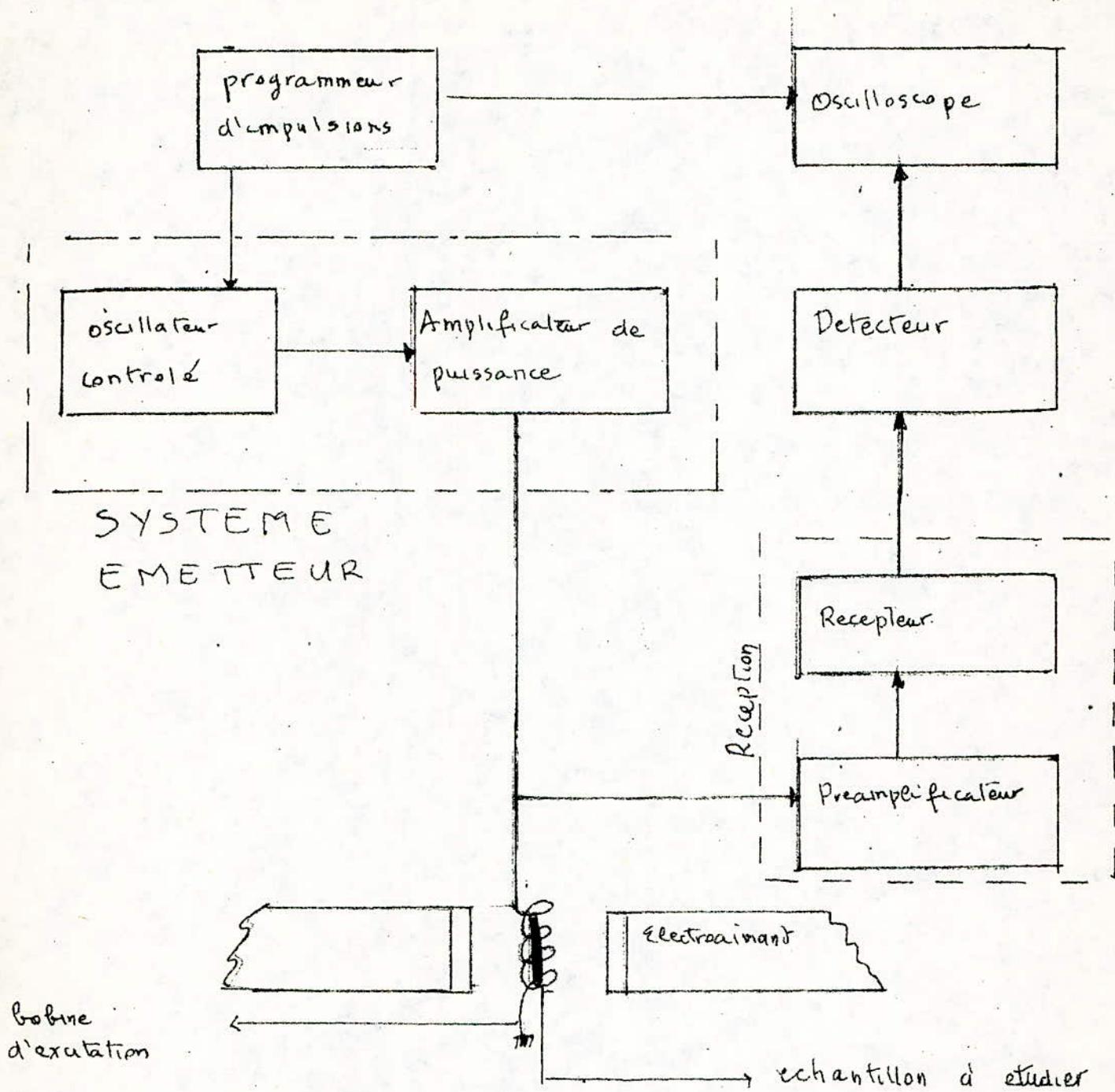


fig 2a. Synoptique general du spectrometre RMN à impulsions

L'échantillon étudié est inséré à l'intérieur de cette bobine .

L'électroaimant, servant à produire le champ statique H_0 , est placé de telle façon que la bobine d'excitation soit entre ses deux pôles.

Pendant la durée des salves, l'échantillon va être excité et son vecteur aimantation subit des fractions de rotations.

A l'instant où H_1 est coupé (fin de l'impulsion), l'aimantation du réseau va revenir à sa position d'origine; d'après le phénomène de précession libre et en vertu de la loi de Lenz, ce mouvement va créer une force électromotrice induite dans la bobine d'excitation.

Ce signal, recueilli et appliqué dans le récepteur, va être traité et filtré dans un étage détecteur.

Il pourra être visualisé sur l'écran d'un oscilloscope et constituer une information sur le régime transitoire d'excitation.

L'étude des courbes obtenues permet de mesurer rapidement les temps de relaxation des noyaux considérés.

Après cette description générale du spectromètre, nous pouvons passer maintenant à l'étude des divers étages.

3) - L' Electroaimant

L'électroaimant, servant à produire le champ magnétique directeur H_0 , est constitué d'un aimant sur lequel est enroulé un nombre N de spires. Il est alimenté par un générateur de courant.

Le champ directeur H_0 doit être assez élevé, ceci afin d'avoir une meilleure sensibilité.

En effet, on démontre que l'amplitude de la force motrice induite V est égale au produit $w \Phi_0$ où w est la fréquence du champ tournant et $\Phi_0 = K M_0$ où M_0 est l'aimantation d'équilibre et K un facteur de proportionnalité.

Or, la condition de résonance impose $w = w_0 = \gamma H_0$ et de plus l'aimantation d'équilibre est proportionnel au champ statique :

$$M_0 = X_0 H_0 \text{ où } X_0 \text{ est la susceptibilité nucléaire statique ; elle dépend du noyau.}$$

et par suite, la tension induite est proportionnelle à H_0^2 . La sensibilité de la méthode est d'autant plus grande que le champ magnétique est intense.

Cependant, la méthode de mesures des temps de relaxation est très précise et exige un champ H_0 le plus homogène possible dans l'intervalle de variation.

L'homogénéité doit être assurée dans l'espace et dans le temps. Ainsi, dans la pratique on utilise des aimants dont le diamètre des pièces polaires ne soit pas inférieures à 150 mm avec un entrefer de 20 à 25 mm.

En plus, ces pièces polaires sont garnies de calottes ajustables pour assurer un bon parallélisme qui est très important pour assurer une bonne homogénéité spatiale du champ magnétique.

La stabilité dans le temps dépend de la régulation du courant alimentant les bobines de l'électroaimant.

On utilise, pour cela, une alimentation stabilisée en courant pour empêcher une dérive dans le temps de l'intensité du champ directeur. Comme nous procédons par un balayage en champ où la fréquence du champ tournant est gardée constante et l'intensité du champ statique est variable, l'alimentation stabilisée doit pouvoir délivrer des valeurs de courants de magnétisation allant jusqu'à 20 A permettant ainsi l'obtention d'un champ directeur H_0 variant jusqu'à une dizaine de kilogauss ; la dérive permise étant de un gauss pour un 1000 kilogauss. Notons qu'il existe une autre méthode où le champ statique est maintenu constant ; dans ce cas, on obtient la condition de résonance par un balayage en fréquence.

4) - Le programmeur d'impulsions

C'est un étage capable de générer des séquences périodiques de une ou deux impulsions. La durée de ces impulsions est réglable. Elles vont commander un oscillateur contrôlé et servent aussi à déclencher le balayage de l'oscilloscope pour la synchronisation. Nous nous limiterons à cette description ici ; son étude est traitée en détail dans le chapitre suivant.

5) - Le système émetteur

La fonction du système émetteur est de fournir des salves de signal sinusoïdal radio-fréquence.

Il est constitué d'un oscillateur commandé par les impulsions venant du programmeur et d'un amplificateur de puissance.

L'oscillateur va générer un signal sinusoïdal lors de l'apparition d'une impulsion, sinon celui-ci sera bloqué et on obtient alors des salves d'excitation



Fig. 2 5a Signal obtenu à la sortie du programmeur d'impulsions



Fig. 2 5b Salves obtenues en sortie de l'oscillateur.

Ces salves seront ensuite amplifiées en puissance et vont pouvoir ainsi attaquer la bobine d'excitation.

Comme pour le programmeur d'impulsions, on n'en dit pas plus pour le moment. La description détaillée est faite dans un autre chapitre.

6) - La bobine d'excitation

Elle est couplée à la sortie de l'émetteur et à l'entrée du récepteur, son rôle est de générer le champ magnétique tournant et de recueillir le signal correspondant à la relaxation.

Pendant la durée de la salve (durée $0 N$), elle excite l'échantillon et elle est donc relevée à l'émetteur.

Dans l'intervalle de temps où le signal d'excitation s'annule (durée $0 F F$), elle recueille la tension induite lors du phénomène de relaxation. A ce moment, elle sera relevée au récepteur.

a - Obtention du champ tournant :

Le courant circulant dans les enroulements pendant la durée $0 N$ est de la forme :

$$i = i_0 \cos \omega t$$

La bobine est placée de telle façon qu'elle crée un champ magnétique alternatif linéaire de module $2 H_1 \cos \omega t$ et de direction fixe perpendiculaire au champ constant M_0 dans le plan xy du repère absolu.

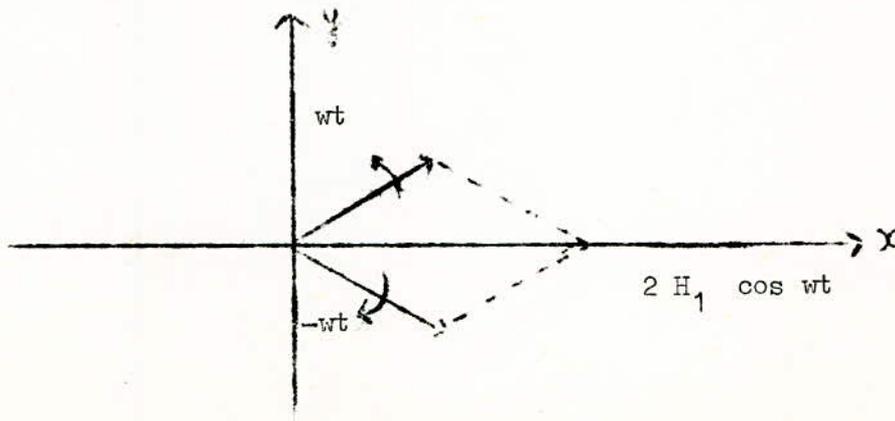


Fig. 2 6. Obtention du champ tournant

On sait qu'un tel champ lineaire peut être considéré comme la somme glométrique de deux vecteurs de module constant H_1 et tournant dans le plan xoy perpendiculaire à H_0 avec deux vitesses angulaires égales et opposées.

Celui des deux champs qui tourne dans le sens opposé à la rotation de Larmor n'a pratiquement aucun effet sur le noyau, et seul a une action efficace, celui des deux champs qui tourne dans le sens de la rotation de Larmor.

On obtient ainsi un champ tournant à la fréquence égale à la fréquence du signal analogique et de module constant H_1 qui va dépendre des caractéristiques de la bobine.

b - Sensibilité de la detection

Suivant que son axe à la direction ox ou oy, le corps étudiée induit à travers la bobine detectrice de section S, un flux $\bar{\Phi}$ proportionnel respectivement à M_x ou M_y .

En effet, le flux induit est par définition :

$$d\bar{\Phi} = \vec{B} \cdot d\vec{s}$$

Si la bobine est enroulée sur l'axe ox

$$\bar{\Phi} = B_x \cdot S$$

On sait que le vecteur aimantation magnétique \vec{M} induit le vecteur induction \vec{B} tel que $\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{M}$ ou μ_0 est la permeabilité magnétique absolue.

alors
$$\bar{\Phi} = \mu_0 \cdot M_x \cdot S$$

La tension induite dans la bobine sera :

$$e = - \frac{d\bar{\Phi}}{dt} = - \mu_0 \cdot S \cdot \frac{dM_x}{dt}$$

De même, si l'échantillon est sur oy, par un calcul analogue, on a :

$$e = - \mu_0 S \frac{dM_y}{dt}$$

On voit que dans les deux cas, la sensibilité de la detection est améliorée en augmentant la section de la bobine detectrice ou en enroulant cette bobine sur l'échantillon étudié.

7) - Récepteur

Situé à la sortie de la bobine de reception, l'étage recepteur recueille le signal induit dans la bobine afin de l'amplifier et de le mettre en forme.

Le principal problème pour le recepteur est le passage de l'état de saturation correspondant à la durée O N à l'état de fonctionnement normal pendant la durée O F F. Ce passage, qui doit s'effectuer en quelques microsecondes, lui permet de recevoir le signal induit à la fin de l'impulsion qui l'a saturé.

8) - Détecteur

La théorie de la mesure des temps de relaxation, qu'on verra dans le paragraphe suivant, montre qu'après chaque salve d'excitation correspond un signal induit pendant la relaxation et dont l'amplitude varie dans le temps.

Le détecteur a pour rôle d'extraire la courbe enveloppe de ces signaux de réponse.

9) - Système de visualisation

On utilise le plus souvent un oscilloscope à balayage declenchable par les impulsions du programmeur.

On peut, par une mesure de la pente de la courbe visualisée, obtenir les valeurs des temps de relaxation.

Ce système de visualisation peut être remplacé par un système de conversion analogique numérique, afin de traiter l'information recueillie par un ordinateur et de la stocker. On aura une méthode de mesure systématique.

III - MESURES DES TEMPS DE RELAXATION

Après avoir décrit le dispositif expérimental servant à la mesure des temps de relaxation, nous allons exposer les méthodes suivant à ces mesures, ceci en nous basant sur l'interprétation classique des phénomènes de relaxation.

Les méthodes de mesures concernent donc le mouvement transitoire du système de spins sous l'action des salves d'excitation radiofréquence. C'est pourquoi on les désigne par méthodes "transitoires".

1) - Precession libre après une impulsion radiofréquence

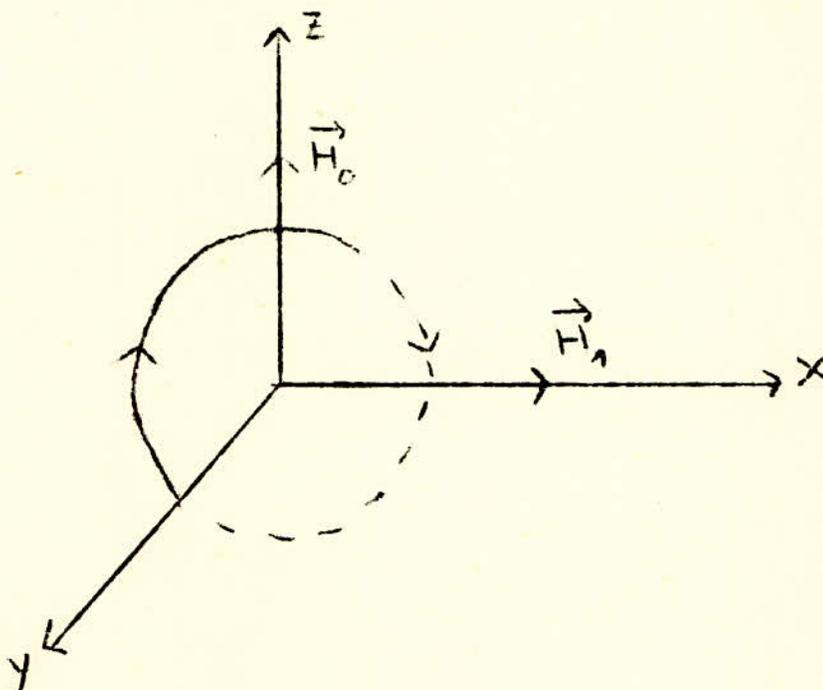
On a vu que sous l'action d'un champ magnétique H_0 homogène, l'aimantation du système de spins tend vers une valeur d'équilibre M_0 après un mouvement de precession autour de ce vecteur - champ.

M_0 sera parallèle à H_0 à la fin de la precession.

On part maintenant de cette situation d'équilibre et on applique un champ magnétique dirigé suivant l'axe O X tournant à la vitesse $\vec{\omega} = \vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$ autour de \vec{H}_0 .

La condition de résonance étant satisfaite, le vecteur aimantation va precessionner autour de H_1 dans le plan Y o Z du repère tournant avec la vitesse angulaire

$$\vec{\omega}_1 = -\gamma \vec{H}_1$$



A cause de la relaxation, le vecteur aimantation dans son mouvement de rotation devrait tendre à s'aligner sur H_1 . Si l'on désire que M_0 fasse une fraction de rotation seulement autour de H_1 , dans le plan Y O Z, notamment un angle égal à $\pi/2$ on applique le champ H_1 pendant une durée t tel que :

$$\omega_1 t = \gamma H_1 t = \pi/2 \text{ donc } t = \pi/2 \gamma H_1$$

Cette impulsion va amener M_0 de sa position d'équilibre OZ à une nouvelle position OY .

On l'appelle impulsion $\pi/2$

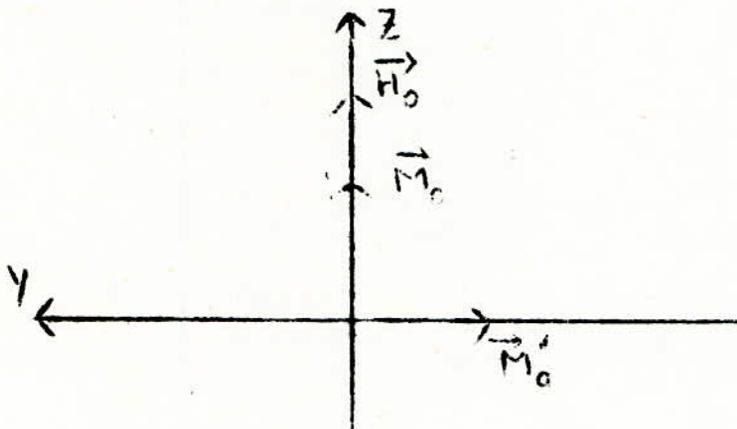


Fig. 31 : vecteur aimantation après une impulsion $\pi/2$

A la fin de l'impulsion, le champ H_1 est coupé et M_0 tend vers sa position d'équilibre sur OZ suivant un mouvement de precession à la fréquence $\nu = \frac{\omega_0}{2\pi} = \gamma \frac{H_0}{2\pi}$

C'est la precession libre de l'aimantation autour de H_0 le mouvement de relaxation est décrit par les équations de Bloch (chapitre I, paragraphe T-3)/

Avec les conditions initiales : $M_z = M_x = 0$

$$M_y = -M_0$$

Les solutions seront : $M_z = M_0 (1 - e^{-t/T_1})$

$$M_T = M_0 e^{-t/T_2} \cos \omega t$$

On peut aussi renverser l'aimantation en appliquant une impulsion de durée t^1 tel que $\omega_1 t^1 = \gamma H_1 t^1 = \pi$

La durée de l'impulsion sera $t^1 = \frac{\pi}{\gamma H_1} = 2 t$; c'est l'impulsion π .

2) - Echos de spin

L'écho de spin est un phénomène conséquent à l'inhomogénéité du champ H_0 directeur lors de la precession libre de l'aimantation du noyau.

En effet, dans les systèmes physiques réels, le champ H_0 n'est pas totalement homogène.

L'inhomogénéité de H_0 et les champs locaux produits par les spins font que après une impulsion $\pi/2$, les moments magnétiques des spins situés dans différents endroits de l'échantillon vont precessionner autour de H_0 avec des vitesses légèrement différentes.

Si on détecte la tension induite par cette precession dans une bobine dont l'axe se trouve dans le plan perpendiculaire à H_0 , on aura un signal qui va décroître progressivement du fait que les spins dans la precession vont perdre graduellement leur cohérence de phase. Il se produit une dispersion de spins qui sera total au bout d'un temps dépendant du degré d'homogénéité de \vec{H}_0 .

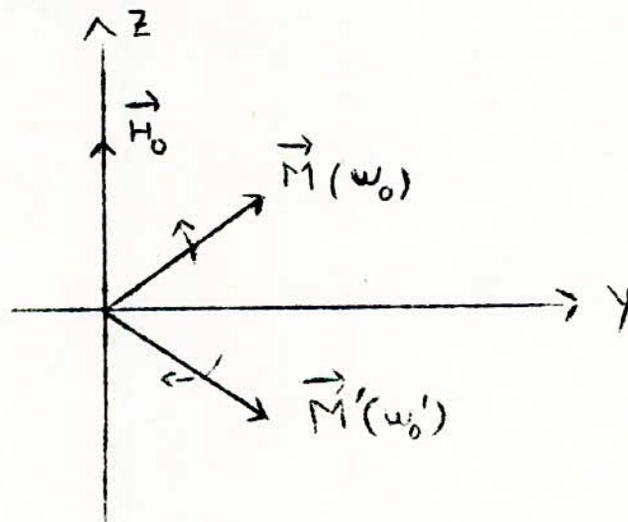


Fig. 32 a dispersion des spins après une impulsion $\pi/2$

Si on applique après un temps τ très supérieur à t_1 , une impulsion π , on voit comme l'illustre la figure 32 b que les vitesses angulaires des spins changeant de sens.

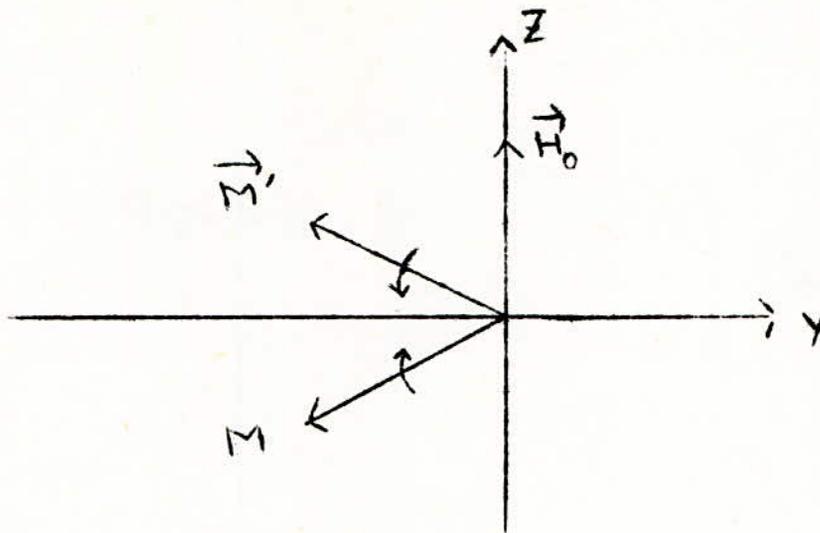


Fig. 32 b sens des vitesses de spins après une impulsion π .

Si on suppose que ces vitesses restent constantes dans le temps, les moments élémentaires se retrouvent en phase à l'instant $t = 2\tau$. C'est le phénomène d'écho de spins nucléaires.

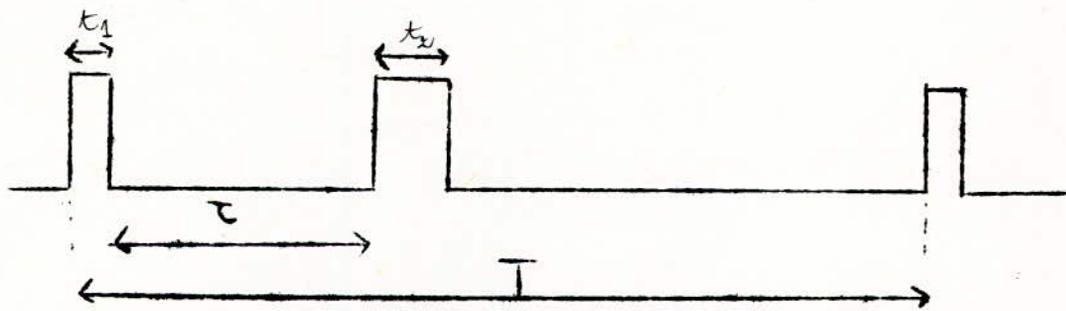


Fig. 32 c séquence d'impulsions $\pi/2 - \tau - \pi$

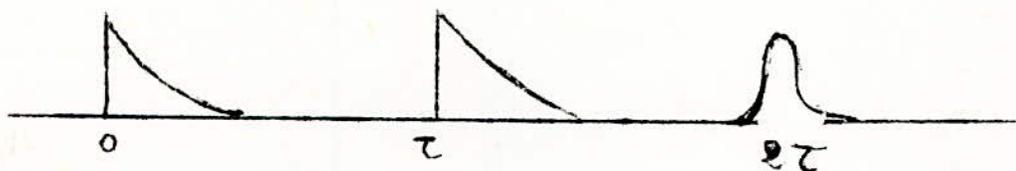


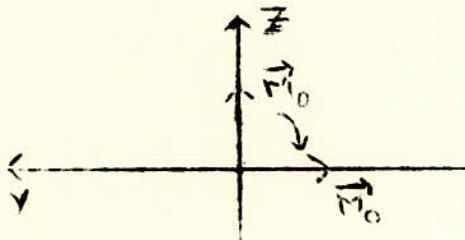
Fig. 32 d signal induit détecté par la bobine - écho de spin nucléaire.

REMARQUE : T doit être supérieur à 2τ de façon à ne pas gêner l'établissement de l'écho de spin.

3) - Mesure du temps de relaxation

Cette mesure est basée sur le phénomène de precession libre de l'aimantation, après une impulsion d'excitation. On utilise la séquence périodique d'impulsion $\pi/2$ de période T.

A l'origine, le vecteur M est à l'équilibre tel que $M_x = M_y = 0$ et $M_z = M_0$. Une première impulsion $\pi/2$ amène l'aimantation en question sur l'axe O Y tel que $M_x = M_z = 0$ et $M_y = M_0$.



A la fin de cette impulsion, le mouvement de precession libre amorcée autour de O Z aura la loi de variation

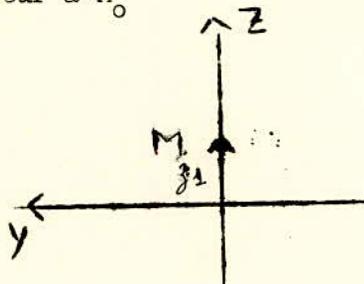
$$M_z(t) = M_0 (1 - e^{-t/T_1})$$

Après un certain temps T, on aura une aimantation M dirigée suivant O Z tel que

$$M_z = M_{z1} = M_0 (1 - e^{-T/T_1})$$

$$M_x = M_y = 0$$

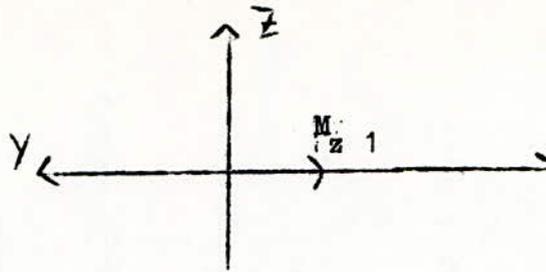
M_{z1} sera inférieur à M_0



A cet instant, la deuxième impulsion amène le vecteur M_{z1} sur l'axe O Y. On aura

$$M_y = -M_{z1} = -M_0 (1 - e^{-T/T_1})$$

$$M_x = M_z = 0$$



Le retour à l'équilibre de l'aimantation est régi par la loi

$$M_z(t) = M_{z1} (1 - e^{-t/T_1})$$

Une fois l'équilibre établi, la valeur de la composante longitudinale de l'aimantation sera

$$M_z = M_{z1} (1 - e^{-T/T_1}) < M_{z1}$$

$$M_{z2} = M_0 (1 - e^{-T/T_1})^2$$

Ainsi pour l'impulsion d'ordre n, la valeur de la composante longitudinale de l'aimantation après le mouvement de precession libre est :

$$M_{zn} = M_0 (1 - e^{-T/T_1})^n$$

On voit que cette quantité diminue à chaque nouvelle impulsion.

Dans notre cas, la bobine receptrice est placée de façon à recevoir le flux produit par la composante transversale M_T de l'aimantation globale.

Comme la variation de cette composante est de la forme :

$$M_T = M_{T0} e^{-t/T_1} \cos \omega t$$

où M_{T0} est la valeur initial de cette composante ;

A chaque impulsion d'ordre n + 1, cet amplitude initial de M_T est exactement la valeur à l'équilibre de la composante M_z après la n^{ème} impulsion.

$$M_{T0}(n+1) = M_{zn} = M_0 (1 - e^{-T/T_1})^n$$

Le detecteur va visualiser sur l'oscilloscope l'enveloppe de la courbe précédente correspondant à la variation de M_T (Fig. 33b)

L'amplitude initial de chaque mouvement de precession diminue à chaque nouvelle impulsion (Fig. 33c)

On voit aussi que pour une impulsion donnée, si on diminue la période T de la séquence, la valeur initial de M_T correspondant à l'origine de la precession varie dans le même sens (fig. 33d)

En partant de ces considérations, la méthode de mesure de T_1 est comme suit :

On fixe sur l'oscilloscope deux impulsions consécutives d'ordre n et $n + 1$.

Soient $M_{To(n)}$ et $M_{To(n+1)}$ les amplitudes initiales de la precession après ces impulsions

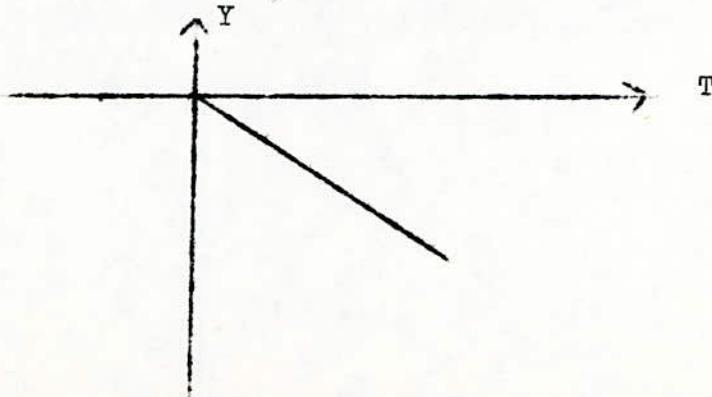
$$\text{on a } M_{To(n+1)} = M_{To(n)} \left(1 - e^{-T/T_1} \right)$$

$$\text{cad } M_{To(n+1)} - M_{To(n)} = M_{To(n)} \cdot e^{-T/T_1}$$

En prenant le logarithme népérien de cette expression, on a

$$Y = \ln \frac{M_{To(n)} - M_{To(n+1)}}{M_{To(n)}} = \frac{T}{T_1}$$

La variation de cette quantité Y en fonction de T sera une droite.



On voit qu'il suffit de mesurer les valeurs initiales $M_{To(n)}$ et $M_{To(n+1)}$ de deux impulsions données, pour plusieurs valeurs de la période T .

On tracera ensuite un graphe représentant en ordonnées la quantité
$$Y = \ln \frac{M_{To(n)} - M_{To(n+1)}}{M_{To(n)}}$$

En abscisse la période T de la séquence d'impulsion $\frac{\pi}{2}$. Le temps de relaxation T_1 sera égale à $-\frac{1}{\alpha}$ où α est la pente de la droite tracée.

4) - Mesure des temps de relaxation T_2

Si on applique une impulsion $\frac{\pi}{2}$ à l'aimantation d'équilibre, le mouvement de précession libre induit une variation de la composante transversale de l'aimantation tel que :

$$M_T = M_0 e^{-t/T_2} \cos \omega t$$

Ainsi la décroissance de ce signal nous donnerait directement T_2 . En réalité, celui-ci sera très perturbé du fait des interactions entre les spins et la bobine de réception.

Pour remédier à ce genre de problèmes, on utilise la technique d'écho de spins.

Une séquence d'impulsion $\frac{\pi}{2} - \tau - \pi$ produirait un écho aux temps 2τ conformément à ce qui a été dit précédemment.

A l'instant $t = T$, une nouvelle séquence provoque un deuxième écho à $t = T + 2\tau$ et ainsi de suite (fig. 33g)

On voit que l'amplitude de ces échos vont décroître en exponentielle. Cette variation dépend du temps T_2 car elle est due aux interactions spins - spins.

Finalement, la mesure de la constante de temps de la courbe de réponse recueilli sur l'oscilloscope fournit le temps de relaxation spin-spin T_2 .

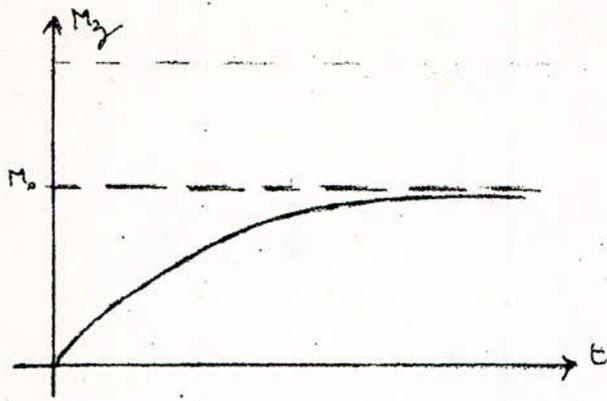


fig 33a

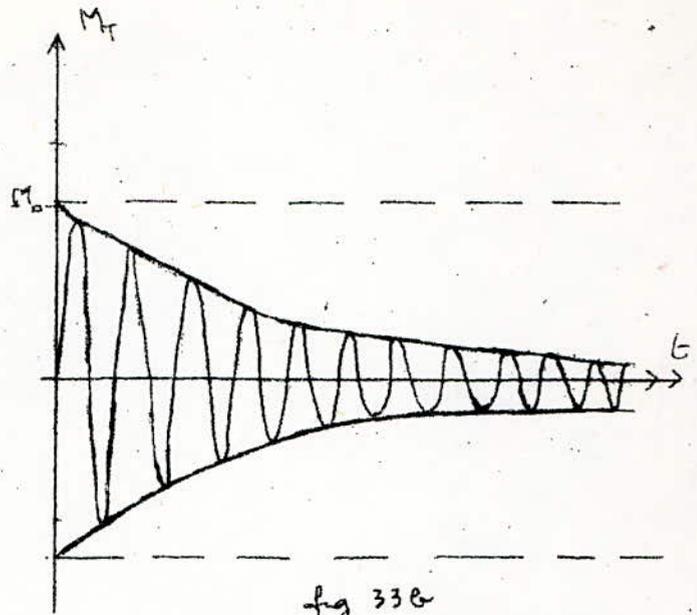


fig 33b

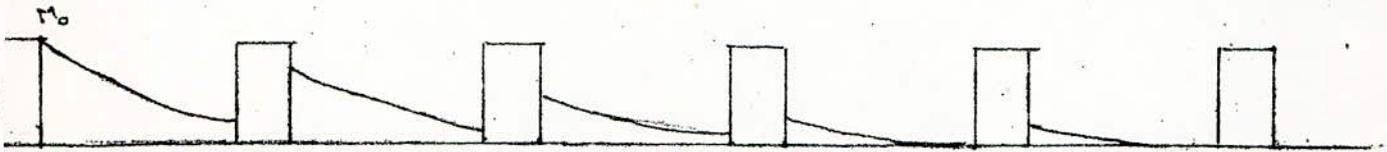


fig 33c. variation de la valeur initial de la precision

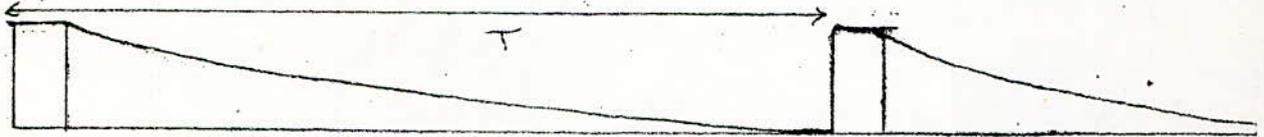


fig 33d. cas où $T \gg T_1$

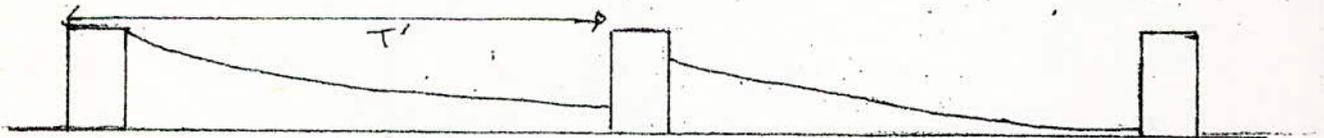


fig 33e. cas où $T = T' \ll T$

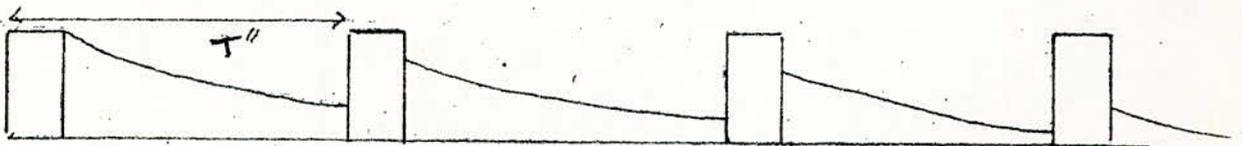


fig 33f. $T'' \ll T''$

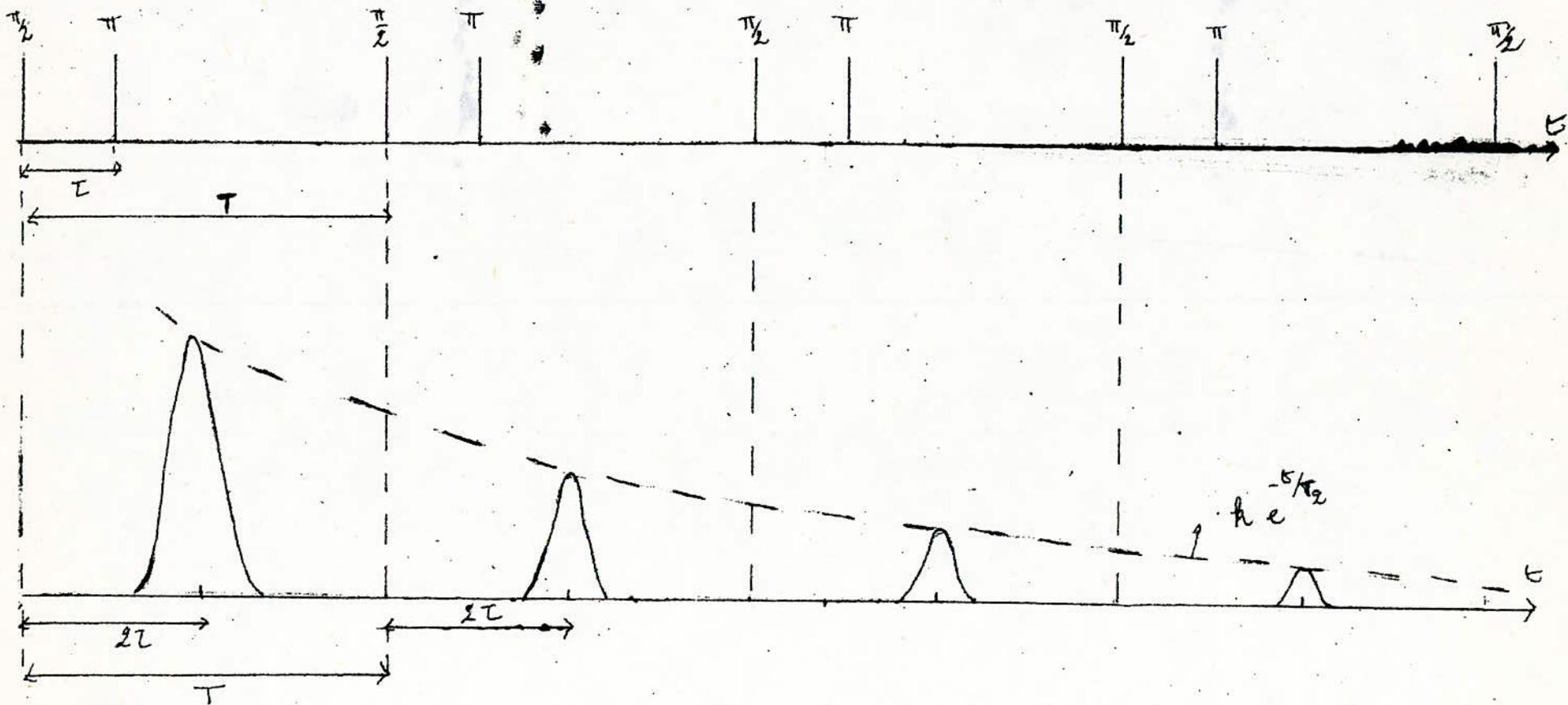


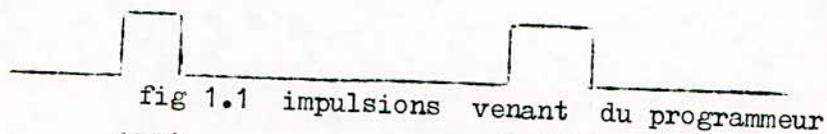
fig 33g : Sequence $\frac{\pi}{2}-\tau-\pi$ et echo de spin nucléaire

CHAPITRE IV

LE PROGRAMMEUR D'IMPULSIONS

I) INTRODUCTION

Le programmeur d'impulsions est le système de base du spectromètre R M N la fonction consiste à generer des sequences de une ou deux impulsions qui vont être utilisées pour le contrôle d'un signal radiofréquence afin de le transformer en salves d'excitation.



Comme la durée de ces salves, donc de impulsions, different selon la methode de mesure utilisée et l'échantillon étudié, le programmeur doit offrir la possibilité de réglage de la durée des impulsions, de la durée les separant ainsi que celle de la sequence. Ces réglages doivent être separés.

II) SCHEMA SYNOPTIQUE

Le montage devant presenter 4 temps de durée avec réglages separés, nous nous attendons donc à trouver 4 étages distincts, associés à un étage de mixage des différentes impulsions. nous aurons le schéma syneptique suivant :

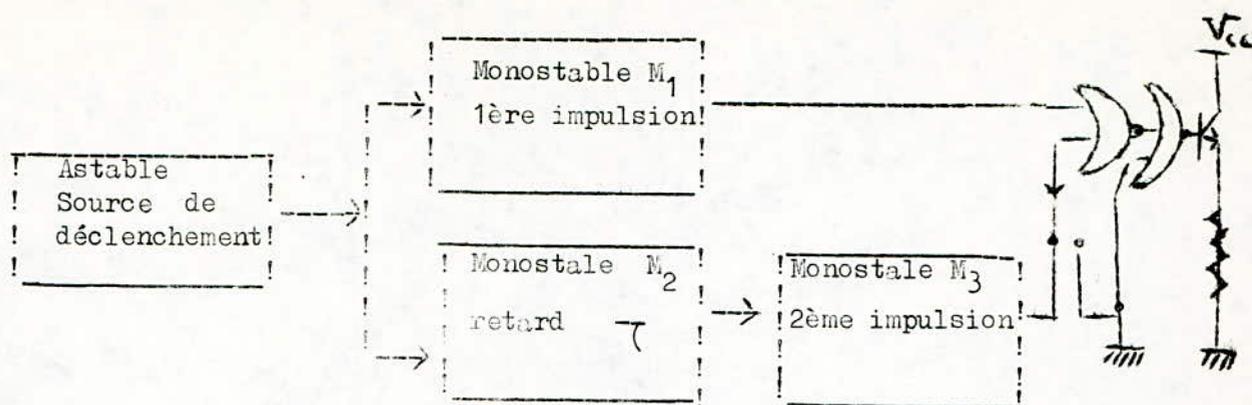


fig 2à èsynoptique du programmeur d'impulsions

l'astable constitue la source de déclenchement du programmeur. C'est donc lui qui détermine la durée T de la séquence d'impulsions. Les monostables M1 et M3 génèrent respectivement les premiers et deuxièmes impulsions. Le retard τ de la deuxième impulsion sur la première est obtenu grâce au monostable M2. Les deux impulsions sont ensuite additionnées logiquement grâce à la combinaison de deux portes NOR (N1 et N2). Enfin un transistor monte en collecteur commun termine ce montage et cela pour une adaptation d'impédance.

III Source de déclenchement

On utilise pour source de déclenchement un CI 555 monté en astable. Ce circuit de huit broches peut se présenter sous deux formes : circulaire ou rectangulaire. d'après le schéma du montage (Fig 3 a)

- la broche 4 est la broche de remise à zéro. on la relie à l'alimentation pour éviter tout déclenchement non voulu.
- la broche 5: broche de commande. quant elle n'est pas utilisée, on la relie à la masse à travers une capacité de 10 nF pour éviter les parasites externes.

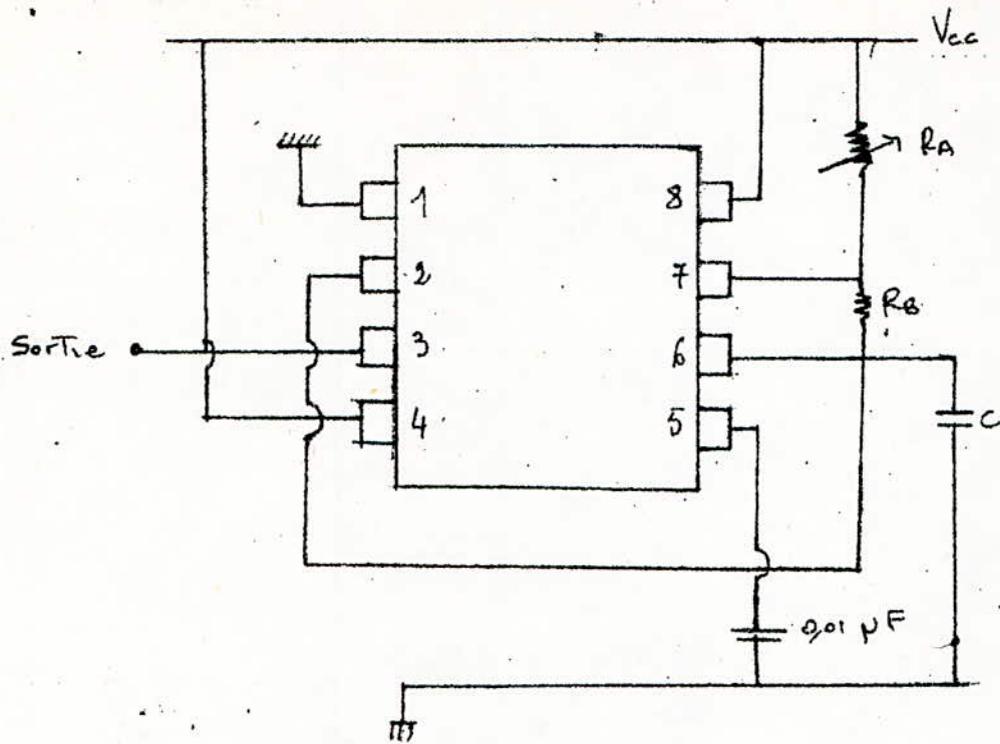


fig 3a. schema interne du CI 555 fonctionnel

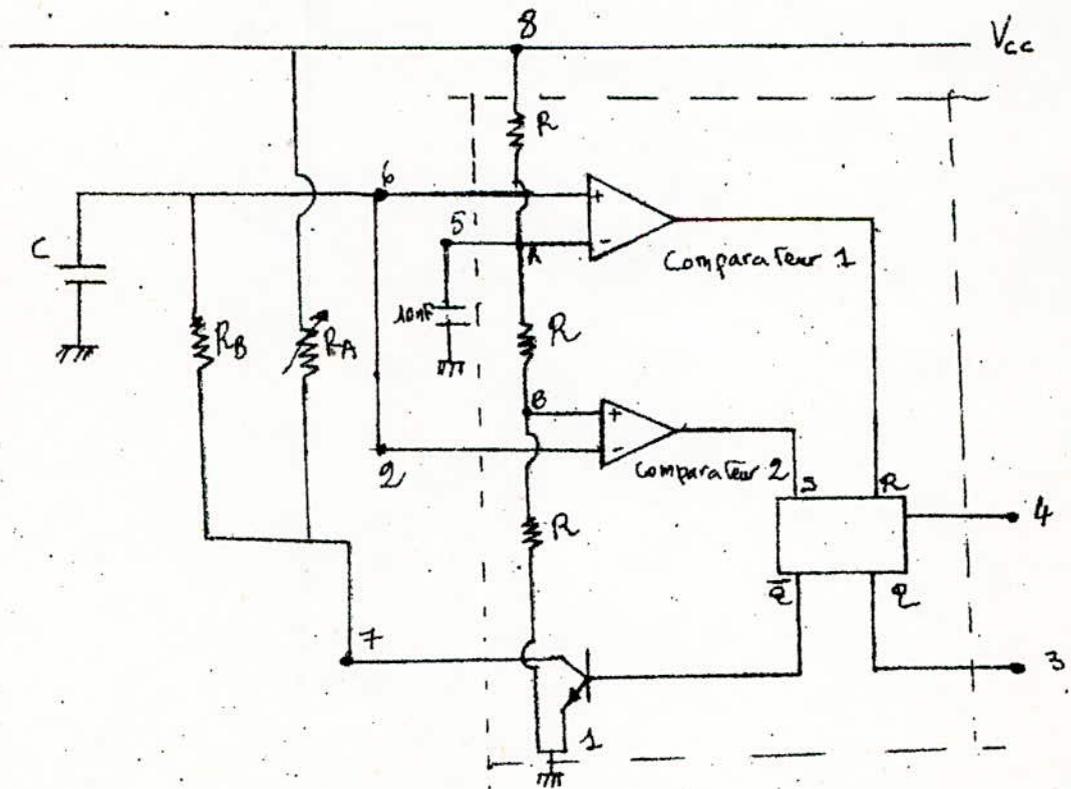


fig 3b. schema interne du CI 555

PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

rappelons tout d'abord la table de verité d'une bascule

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

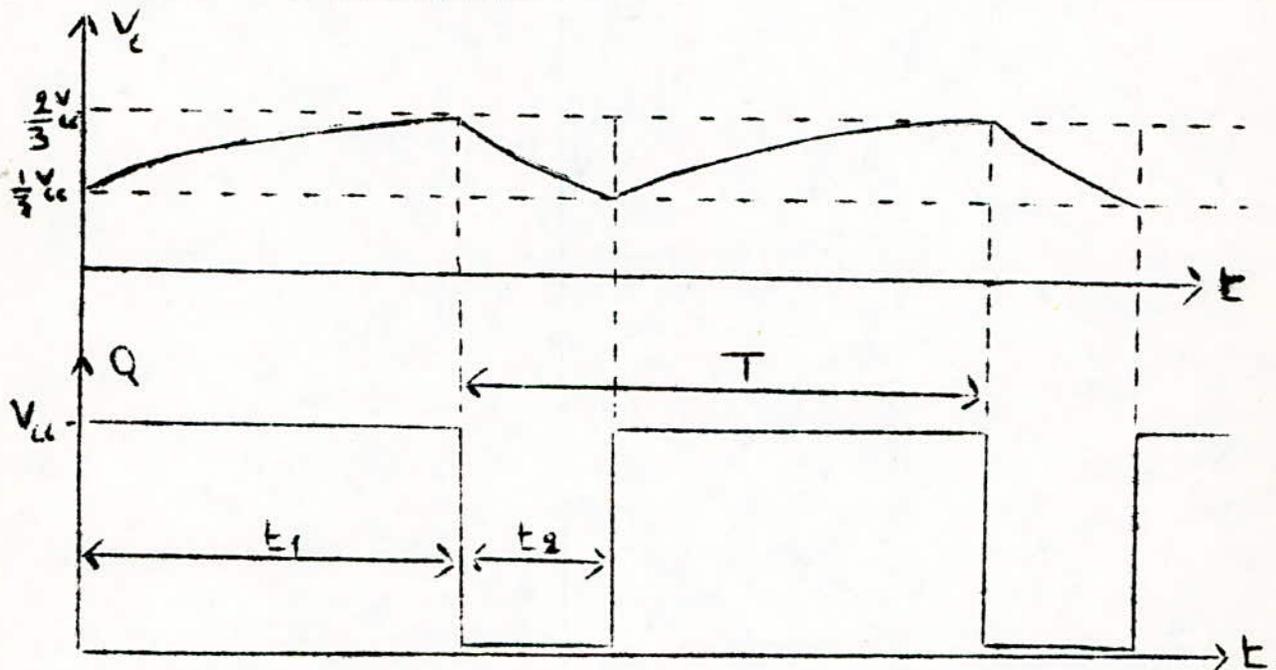
ainsi que le fonctionnement d'un amplificateur opérationnel monte en comparateur: Lorsque le niveau de l'entrée positive est supérieur à celui de l'entrée négative, la sortie est au niveau haut logique; dans le cas contraire la sortie est au niveau bas.

Après la mise en alimentation, grâce aux trois résistances identiques R, nous avons les tensions aux points A et B : $V_A = \frac{2}{3} V_{CC}$ et $V_B = \frac{1}{3} V_{CC}$.

La sortie du premier comparateur appliquée à R est donc nulle, tandis que la sortie du deuxième comparateur appliquée à S est au niveau haut; nous avons alors pour la bascule Q, donc la sortie, un niveau haut.

\bar{Q} , au niveau zéro, est appliquée à la base du transistor ce qui le bloque. La capacité C se charge alors à travers R_A et R_B avec une constante de temps égale à $(R_A + R_B) C$. Quant V_C croit et dépasse de quelques microvolts V_B , le comparateur (2) passe au niveau zéro on a $R=S=0$; la bascule garde le même état et la capacité C continue à se charger jusqu'à une tension légèrement supérieur à V_A . Le comparateur (1) passe alors à "1"; d'où $R = 1$ et $S = 0$.

La bascule change d'état et Q , donc la sortie, est au niveau zéro. Le transistor est saturé du fait que \bar{Q} , appliquée à sa base, est au niveau haut; la capacité C se décharge alors à travers R_B , avec donc une constante de temps $C R_B$. Comme V_C était à $\frac{2}{3} V_{CC}$ environ, des qu'elle décroît de quelques volts, le comparateur (1) passe à "0"; on a $R = S = 0$, la bascule ne change donc pas d'état. La tension V_C continue à décroître jusqu'à une valeur inférieure à V_B ; alors à cet instant, le comparateur (2) passe à "1" et on a $R = 0, S = 1$. La bascule change d'état et la sortie est au niveau haut, tandis que le transistor est bloqué par le biais de \bar{Q} et ainsi de suite le cycle se répète. Nous pouvons remarquer que la tension V_C varie entre $\frac{1}{3} V_{CC}$ et $\frac{2}{3} V_{CC}$ et que les durées des niveaux haut et bas de la sortie des C I 555 dépendent respectivement de la charge et de la décharge du condensateur donc des constantes de temps respectives.



$$T = t_1 + t_2 = 0,7 (R_A + R_B) C + 0,7 R_B C$$

$$\text{d'où } T = 0,7 (R_A + 2 R_B) C$$

On voit donc que pour faire varier T , il suffit de faire varier un des paramètres le caractérisant. Dans notre cas, on a pris R_A et C variables.

IV - ETUDE DU GENERATEUR D'IMPULSIONS SN 74121 N

Ce circuit intégré de la série 54/74 TTL se présente sous forme rectangulaire avec 14 broches. C'est un multivibrateur monostable. Les monostables sont des circuits qui possèdent deux états logiques : l'un, stable et correspond à l'état où il n'a pas d'impulsion d'entrée; l'autre instable et apparait pour une impulsion d'entrée, et ne dure que le temps fixé par la structure du circuit RC externe associé ou propre au monostable; après quoi il retourne à son état initial. Notons qu'après son enclenchement, le monostable ne réagira, à d'autre impulsion d'entrée qu'une fois le temps imposé par le circuit RC, se soit écoulé.

On voit donc d'après le schéma interne (Fig 4. a) que le SN 74121 N est composé d'une porte OR, d'un trigger de Schmitt et d'une bascule. Et d'après la table de vérité (fig 4.b), on constate que le monostable peut être déclenché sur les fronts de montée ou de descente du signal d'entrée. Si on veut que le monostable se déclenche sur les fronts de montée, on peut prendre la combinaison $A1 = A2 = 0$, le signal d'entrée étant appliqué en B.

Pour que le déclenchement se fasse sur les fronts de descente, on prend la combinaison $A2 = B = 1$ donc, les bornes 4 et 5 sont reliées à l'alimentation et le signal d'entrée étant appliquée en A1. La durée de l'impulsion de sortie est donnée par $t = 0,7 R_{ext} C_{ext}$ si on veut des durées supérieures à 50 ns, sinon on peut utiliser le circuit interne $R_{int} C_{int}$ en reliant la broche 9 à l'alimentation.

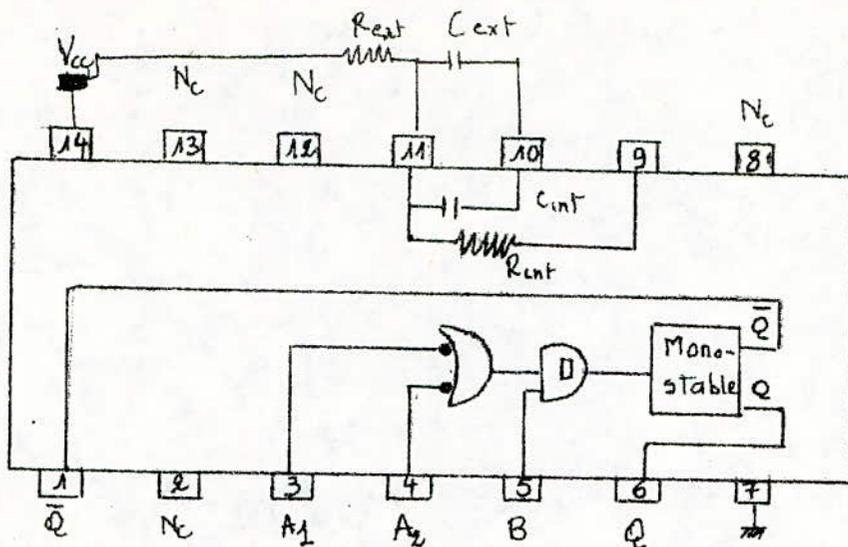


fig 4a. schéma fonctionnel du SN74121N

A_1	A_2	B	Q	\bar{Q}
0	ϕ	1	0	1
ϕ	0	1	0	1
ϕ	ϕ	0	0	1
1	1	ϕ	0	1
1	\downarrow	1		
\downarrow	1	1		
\downarrow	\downarrow	1		
0	ϕ	\uparrow		
ϕ	0	\uparrow		

fig 4b. table de vérité du SN74121N

Nc. non connecté

ϕ - état quelconque ; - impulsion ; \uparrow - front de montée ; \downarrow - front de descente

Les monostables M1 et M2 seront conçus de la même manière $A1 = A2 = 0$; $B = 1$ car nous voulons qu'ils se déclenchent sur le front de montée des impulsions de signal délivré par l'astable. Ces montages ne diffèreront que par leur circuit RC externe, la durée d'impulsion du deuxième étant plus grande que celle du premier pour des raisons que nous donnerons après!

Le monostable M3 doit se déclencher sur les fronts de descente de son signal d'entrée, son brochage sera alors différents des deux monostables précédents $A2 = B = 1$, $A1 = 1$. Son signal d'entrée sera celui délivré par le monostable M2.

V ETUDE DE L'UNITE DE MIXAGE DES DIFFERENTES IMPULSIONS

Le mixage entre les deux impulsions délivrées par M1 et M3 est obtenu grâce à la combinaison de deux portes NOR. On utilise pour cela le C I 7402 qui est constitué de 4 portes NOR et se présente sous forme rectangulaire avec 14 broches.

Chaque porte a deux entrées A et B et réalise la fonction $S = A + B$ pour avoir notre signal de sortie.

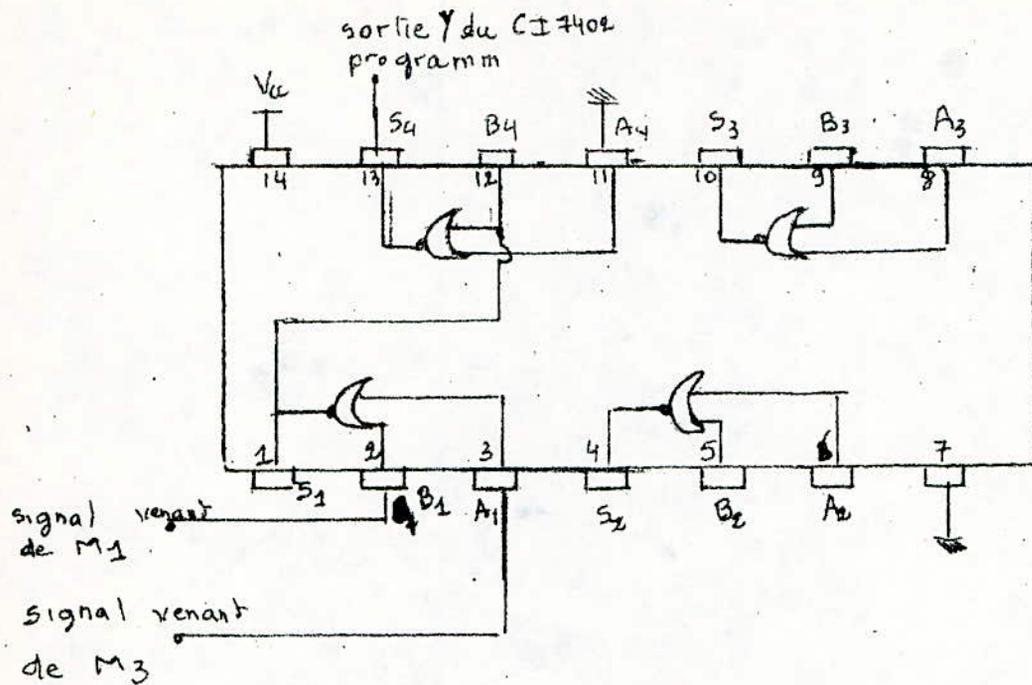
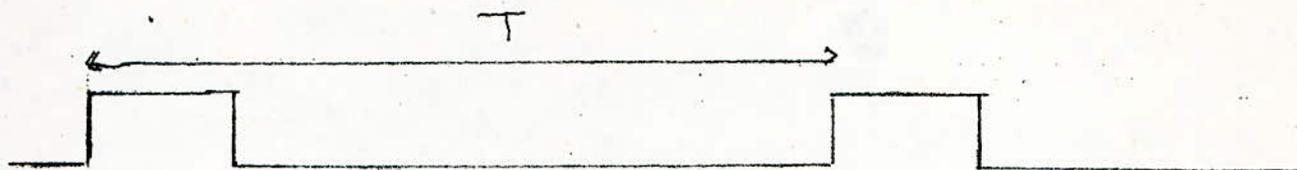


fig 5a schema fonctionnel du CI 7402

A_1	B_1	S_1	B_4	Y
0	0	1	1	0
0	1	0	0	1
1	0	0	0	1
1	1	0	0	1

fig 5b: table de vérité du CI 7402



signal de declenchement venant de l'astable



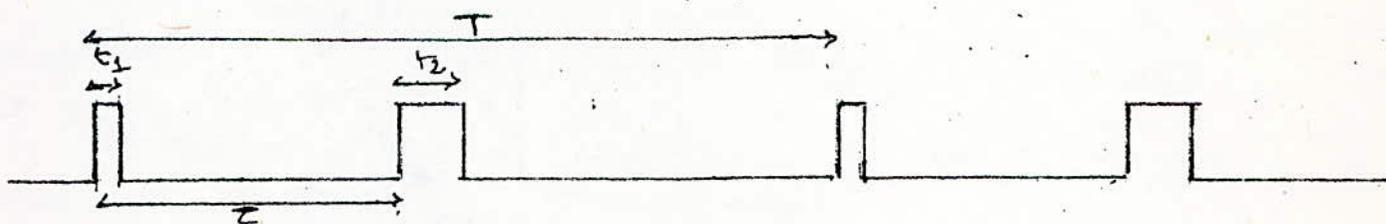
signal d'impulsions $\frac{\pi}{2}$ venant de M1



signal venant de M2



signal d'impulsions π venant de M3



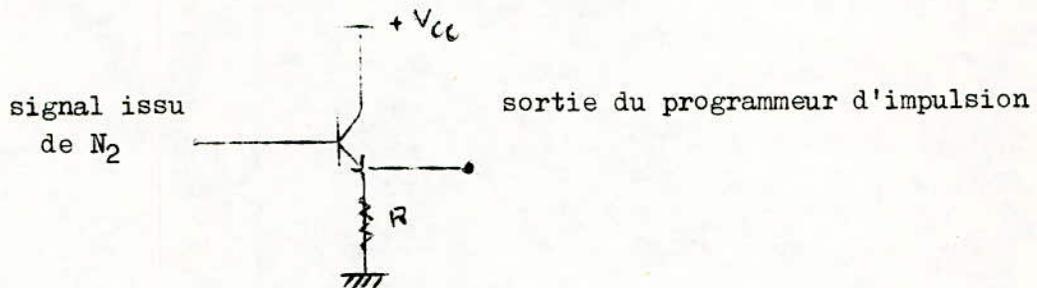
signal obtenu à la sortie du programmeur

$$T > Z > t_1, t_2$$

fig 5c: ~~le~~ chronogramme des impulsions

IV Unité de sortie

Le signal à la sortie de N2 va être injecté à un étage réalisant une adaptation d'impédance . Cet étage est un amplificateur suiveur. Sa conception est très simple et consiste en un transistor monté en collecteur commun.



VII Remarques

(1) Comme nous l'avons souligné auparavant, il faut que la durée du monostable M2 soit plus grande que celle de M1, sinon du fait que M2 étant la source de déclenchement de M3, lors du mixage des signaux délivrés par les monostables M1 et M3, on aura chevauchement des impulsions. On ne saura, alors, pas distinguer la 1^{ère} impulsion de la deuxième d'une part, et d'autre part on n'aura plus de séquences d'impulsions de durées différentes mais un train d'impulsion.

(2) l'interrupteur K a été mis dans le cas où on voudrait un train d'impulsion périodique $\frac{H}{2}$ venant de M1. On débranche ainsi les monostables M2 et M3 et on relie la borne 3 du C I 7402 à la masse.

3) Comme indiqué précédemment la maquette en circuit imprimé du programmeur d'impulsions a été réalisé ~~le~~ semestre précédent. Nous ~~utilisons~~ ~~ions~~ les signaux obtenus en sortie de ce programmeur pour commander le système émetteur.

Les contrôles effectués sur cette maquette, nous ont donné les mêmes valeurs que celles trouvées le semestre précédent, à savoir : les durées de t_1 , t_2 des impulsions sont comprises entre 140 μ s et 300 μ s ; le retard τ entre 1 ms et 8,5 s.

Quant à la période T de la séquence d'impulsions, elle varie entre 1 ms et 10 s.

Cependant il faut remarquer que les commutateurs utilisés ne présentent pas de bon contact et gênent les mesures. C'est pourquoi, on a été amené à les enlever provisoirement de la maquette et effectuer les essais voulus avec une seule valeur de capacité pour chaque gamme utilisée

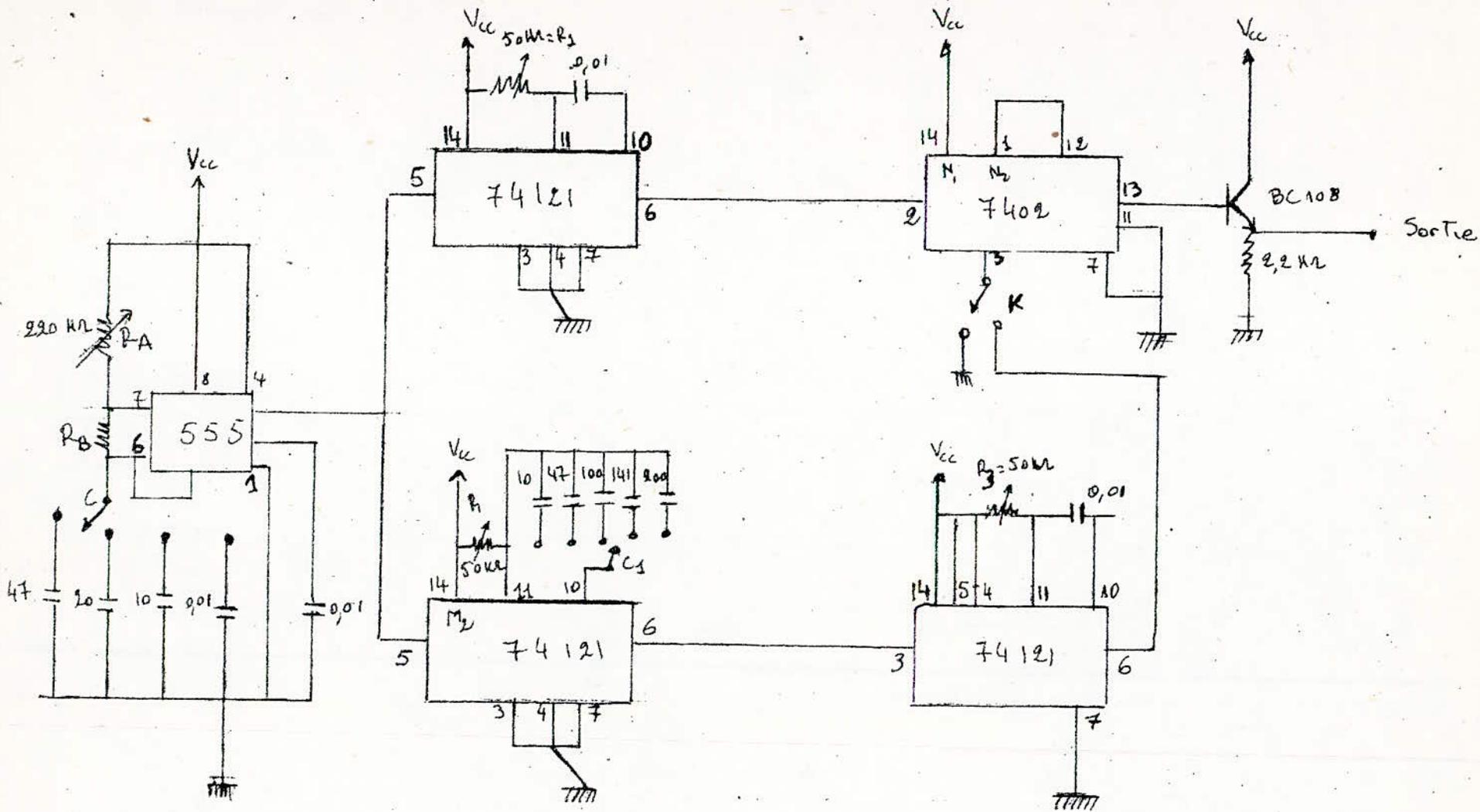


fig 7a Schema complet du programmeur d'impulsions

Les Capacites sont en μF et $V_{cc} = 5V$

CHAPITRE V

ETUDE ET REALISATION DU SYSTEME EMETTEUR PAR IMPULSIONS

I) Etude du système émetteur

(1) INTRODUCTION

Comme nous l'avons souligné auparavant, le système émetteur est composé d'un générateur radiofréquence, contrôlé par le programmeur délivrant des salves d'excitation et d'un étage amplificateur de puissance fournissant la puissance nécessaire à ces salves pour obtenir le champ tournant par l'intermédiaire de la bobine d'excitation.

Le système, lorsqu'il émet une salve de signal radiofréquence, excite la bobine et par suite l'échantillon.

Lors de son blocage, en recueille l'information par le biais de cette même bobine. Pendant ce temps, aucun signal autre que celui provoqué par l'échantillon ne doit être observé dans la bobine; sinon la mesure sera entachée d'erreur. Le signal parasite, qu'on pourrait rencontrer pendant ce temps, et ne pouvant provenir que du système émetteur doit être dans ce cas le plus réduit possible.

Nous introduisons alors le rapport de la tension correspondante au niveau ON à celle de la tension résiduelle lors de la durée OFF. Ce rapport doit être le plus grand possible et constitue ainsi une contrainte sur le système émetteur, en outre de la stabilité en fréquence et en amplitude que doit présenter ce système.

(2) GENERATEUR RADIOFREQUENCE CONTROLEE

a) Generalites

c'est le système de base de l'émetteur.

Le generateur radiofrequence doit être capable de nous delivrer un signal sinusoïdal de haute stabilité tant en frequence qu'en amplitude.

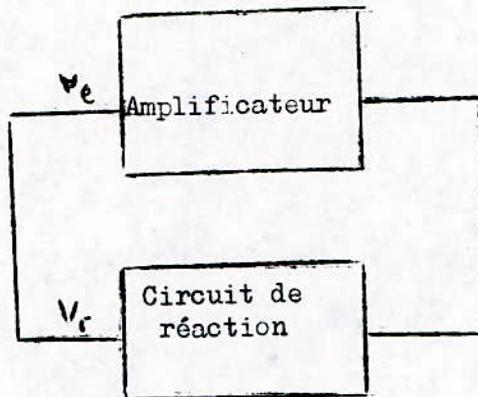
En effet, pour la methode de balayage en champs, si la frequence vient à varier, on aura du mal à avoir la condition de resonance. De plus, si l'amplitude varie, il en sera de même pour l'intensite du champ tournant. Par suite, la durée des salves qui depend de cette intensite subit une derive; ce qui perturbera la mesure des temps de relaxation.

Le generateur est controlé par le signal provenant du programmeur d'impulsions. Pendant la durée correspondant au niveau haut de ces impulsions, le generateur fournit le signal radiofrequence; pendant la durée OFF, il doit être bloqué. Le passage de son état de fonctionnement normal à son état bloqué doit se faire en quelques microsecondes; de plus comme nous l'avons vu, le rapport des niveaux $\frac{\text{ON}}{\text{OFF}}$ doit être le plus grand possible.

Dans notre étude, nous allons utiliser un oscilateur commandé en tension comme generateur radiofrequence contrôlé.

b) OSCILLATEUR

On sait qu'un oscillateur peut être considéré comme un amplificateur à contre-réaction



Si V_r est la tension ramenée à l'entrée de l'amplificateur et V_e est la tension d'entrée, on a:

$$V_r = V_e$$

Comme G et β sont les gains en tension respectifs de l'amplificateur et du réseau de réaction, la condition précédente

$$G \beta = 1$$

Cette condition s'interprète simplement comme suit :

Il existe une fréquence f_0 pour laquelle le gain fourni par l'amplificateur compense exactement l'atténuation apporté par le réseau de réaction de même que le changement total de phase apporté par l'ensemble amplificateur - réaction est nul.

Dans notre cas, on utilisera un oscillateur Hartley à collecteur commun. Le schéma de montage est le suivant :

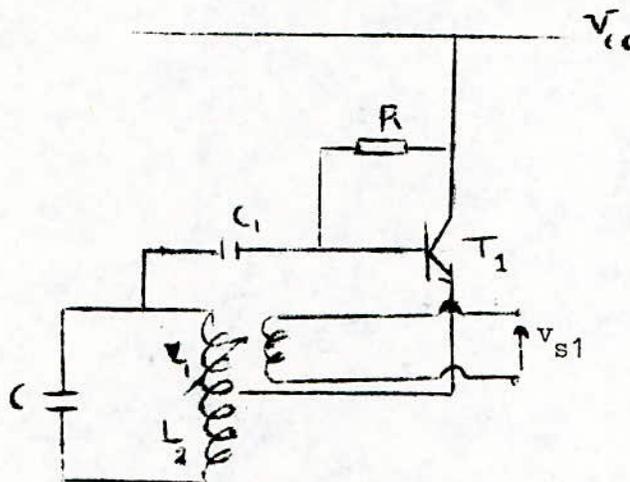


fig 12 a oscillateur Hartley en collecteur commun

Dans notre cas, l'amplification est assurée par le transistor T_1 monté en collecteur commun. La polarisation est de type base-collecteur et est assurée par la résistance R .

La réaction entre l'émetteur de T_1 et sa base est réalisée grâce à un circuit résonnant parallèle constitué d'une capacité C et du primaire d'un transformateur. Ce réseau de réaction va déterminer la fréquence d'oscillation.

L'émetteur du transistor est relié au primaire du transformateur, ainsi on ramène la sortie de l'amplificateur au circuit résonnant. Les deux selfs L_1 et L_2 seront couplées par une mutuelle induction M .

Enfin, la tension de sortie complète du primaire attaque la base du transistor par l'intermédiaire d'une capacité de liaison C_1 .

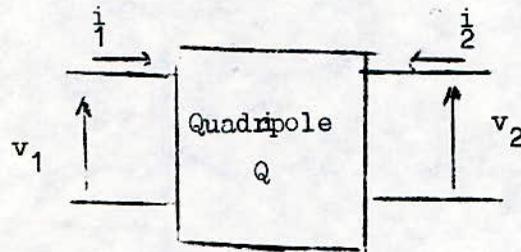
On utilise un transformateur à prise sur le primaire comme réseau de couplage entre l'oscillateur et l'étage suivant.

Ce type de couplage assure une bonne isolation interétage; en effet, la charge sera indépendante de l'oscillateur et ainsi on évitera un glissement en fréquence dus aux variations de cette charge. on réalise ainsi une bonne adaptation d'impédance.

En régime dynamique, on peut considérer un oscillateur comme une association de deux quadripôles, amplificateur et réseau de réaction, sous la forme parallèle - série ou série - série.

La première représentation permet d'utiliser la matrice hybride H

$$\begin{pmatrix} v_1 \\ i_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_1 \\ v_2 \end{pmatrix}$$



Soit $H_{ij I}$ la matrice du quadripole amplificateur et $H_{ij II}$

Celle du quadripole de réaction

matrice total de l'oscillateur H_{ij} est

$$H_{ij} = H_{ij I} + H_{ij II}$$

d'après la figure 12 b, on voit qu'en aura oscillation lorsque la tension v_1 d'entrée est nulle

l'impédance d'entrée $z_e = \frac{v_1}{i_1} = 0$

$$\text{on sait que } z_e = H_{11} - \frac{H_{12} H_{21}}{H_{22}} = 0$$

$$\text{ce que implique } \Delta H = H_{11} H_{22} - H_{12} H_{21} = 0$$

comme les paramètres H_{ij} sont complexes :

$$R_e (\Delta H) = 0$$

$$I_m (\Delta H) = 0$$

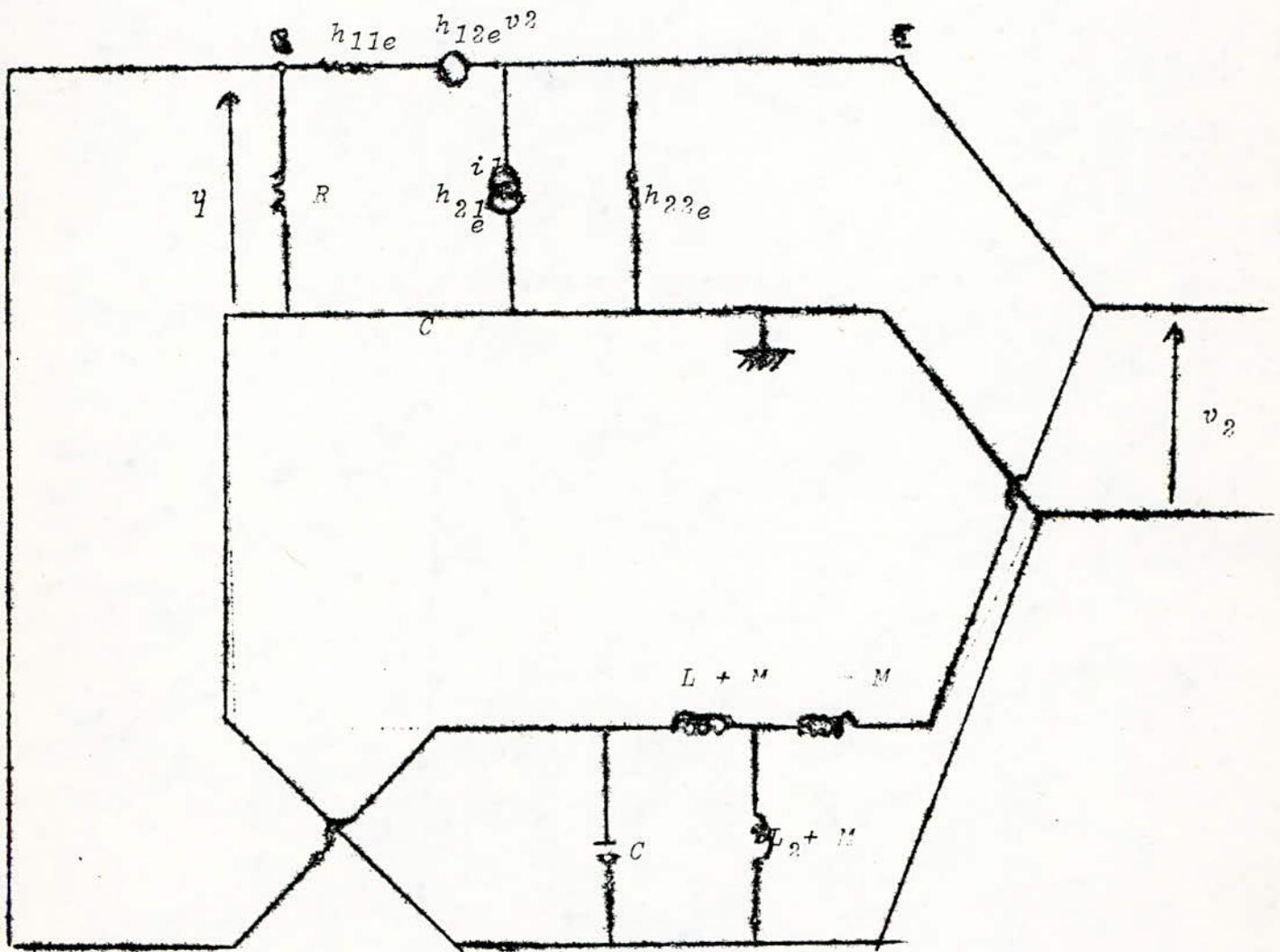


Fig 12 b : Représentation quadripolaire de l'oscillateur
Hartley à collecteur commun .

La premier equation nous donne la frequence d'oscillation et la suivante la condition d'entretien.

On aura finalement :

$$\frac{L_1 + M}{L_2 + M} = \frac{h_{21I}}{\Delta h_{ij}}$$

La fréquence d'oscillation sera

$$\omega^2 = \frac{1}{C(L_1 + L_2 + 2M)} = \frac{1}{LC}$$

Cette frequence, imposée par le cahier de charges, est de 10 MHz
on fixe $C = 47 \text{ pF}$

On realise ce transformateur à prise sur le primaire:

Les inductances L_1 et L_2 sont composées respectivement de 12 et 7 spires . Le secondaire sera réalisée avec 3 spires, le fil d'enroulement est de type Q24, et le diametre du support est de 3 mm.

Un noyau en " ferite " , placé à l'intérieur de la bobine, fait varier la valeur de l'inductance primaire pour pouvoir l'ajuster à la valeur désirée.

En pourra obtenir ainsi la resonance.

(c) circuit de commande de l'oscillateur

Il s'agit de pouvoir découper le signal sinusoïdal, générée par l'oscillateur, sous l'action des sequences d'impulsions issues du programmeur.

On réalise cette commande grâce à un transistor T_2 monté en émetteur commun et dont le collecteur est connecté au point A du circuit résonant de l'oscillateur.

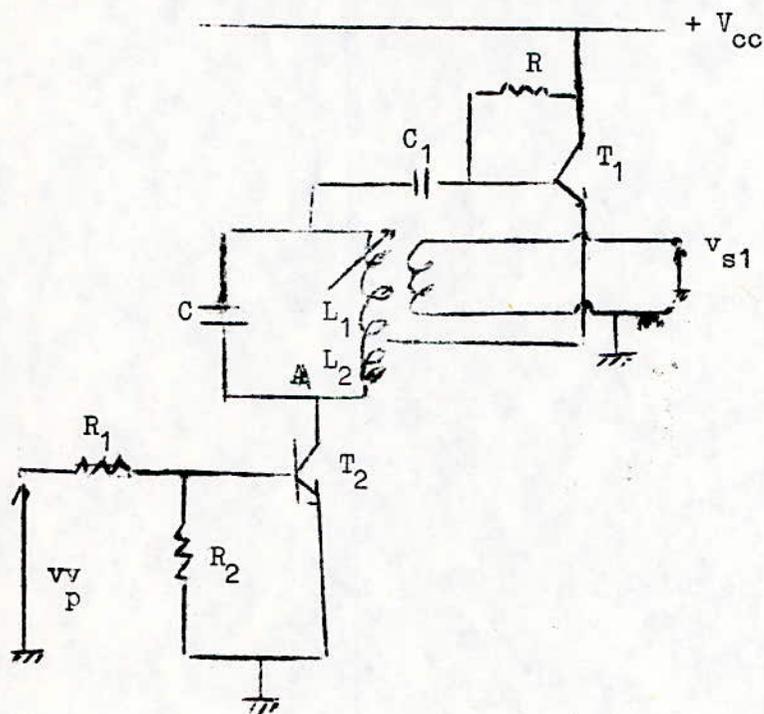


fig 12 c . schema de l'oscillateur contrôlé avec commande

Les impulsions viennent attaquer le transistor T_2 à sa base
 T_2 va fonctionner en commutation.

Lors des niveaux hauts du signal v_p , on aura saturation du transistor la tension V_{CC} est très faible donc le point A sera "relié" à la masse:

L'oscillateur débite alors un signal sinusoïdal.

Par contre, lorsque la tension v_p est nulle, T_2 est bloqué et la résistance collecteur - émetteur est très élevée, ce qui déconnecte l'oscillateur et la tension de sortie v_{s1} est nulle, on aura ainsi des salves de signal radiofréquence qui correspondent aux impulsions du programmeur.

Les résistances R_1 et R_2 servent à limiter le courant de base

On prend $R_1 = 470 \Omega$

$R_2 = 1K \Omega$

(3) Amplificateur de puissance

Il sera constitué de deux étages :
un préamplificateur de puissance ~~buffer~~ et un amplificateur de puissance.
buffer

La fréquence du signal à amplifier est constante et se trouve dans le domaine de la radiofréquence; de même qu'on a besoin d'une puissance assez élevée en sortie. Ces conditions vont nous imposer le choix d'une amplification en classe C

a) Etude de l'amplificateur buffer

C'est un étage intermédiaire entre l'oscillateur et l'amplificateur de puissance. Il consomme moins de puissance que ce dernier et on évite ainsi le risque d'une dérive en fréquence que provoquerait une trop grande consommation de la puissance de l'oscillateur commandé.

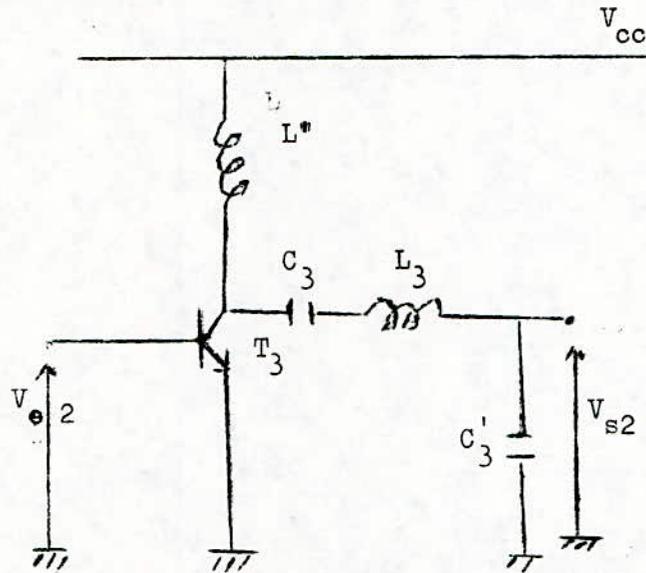
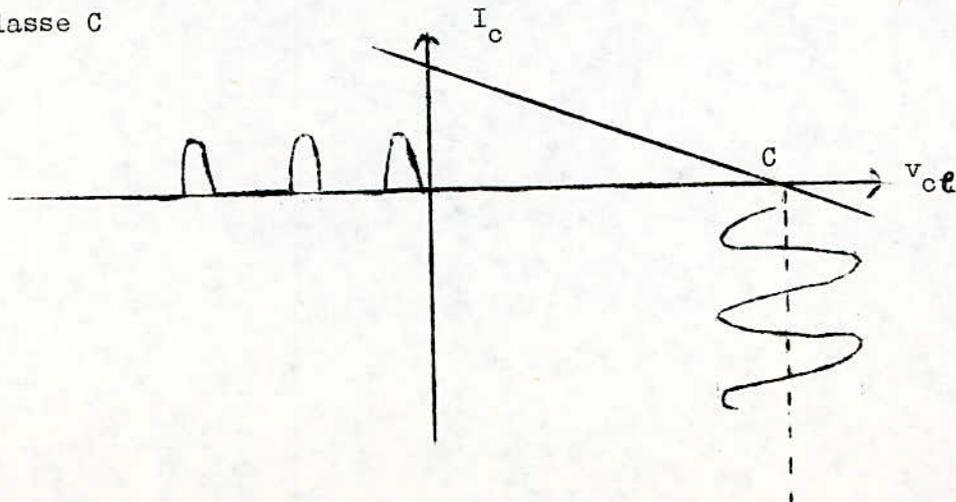


fig 13 a schema de l'ampli buffer

Constitué d'un transistor T_3 de puissance.

En régime statique, on voit donc que la tension V_{ce} est égale à V_{cc} . Le point de fonctionnement est sur le point de blocage et on est en classe C



Lors du passage des salves du signal radiofréquence, la tension de sortie est constituée des alternances positives du signal d'entrée amplifiées en puissance. Cette tension va attaquer, une cellule résonante série constituée par les capacités C_3 , C'_3 et la self L_3

On obtiendra un signal sinusoïdal dont la fréquence w est déterminé par

$$L_3 \frac{C_3 C'_3}{C_3 + C'_3} w^2 = 1$$

La tension de sortie V_{s2} est prise à la sortie de la capacité C'_3 . Ainsi la résistance de sortie, égale à $X_{C'_3} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot C'_3}$, sera assez faible pour la fréquence de travail et permettra d'adapter l'amplificateur buffer à l'étage suivant.

On fixe $C_3 = 82 \text{ pF}$; $C'_3 = 36 \text{ pF}$. On réalise une inductance variable entre 5 et 15 μH de façon à pouvoir fixer la fréquence de résonance de ce circuit égale à la fréquence des oscillations.

L'' est une self de choc. Elle doit présenter une haute impédance pour notre fréquence de travail et empêcher ainsi le courant HF de passer à l'alimentation continue. On réalise pour cela une inductance de 20 μH

(b) Amplificateur de puissance

C'est le dernier étage du système émetteur.

Le signal de salves venant de l'amplificateur buffer va être amplifié en puissance une deuxième fois.

Le schéma de cet amplificateur est le suivant

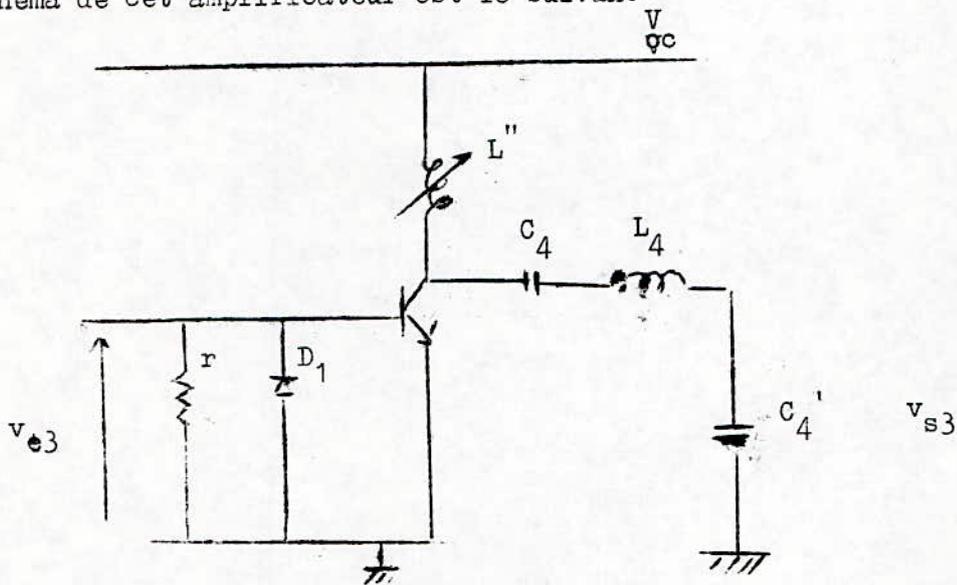


fig 13 b schéma de l'amplificateur de puissance

Principe de fonctionnement:

Comme dans l'étage précédent T_4 est un transistor de puissance fonctionnant en classe C.

La tension V_{e3} , constituée de salves de signal sinusoïdal radiofréquence, va être redressées par la diode D.

Les alternances, **positives**, lors du passage des salves, vont être amplifiées en puissance et vont **attaquer** le circuit resonant serie formé des capacités C_4 et C_4' et la self L_4 .

Comme à l'étage précédent la tension de sortie est prise aux bornes de la capacité C_4 afin d'avoir une faible résistance de sortie faible et permettre ainsi l'adaptation.

$$C_4 = 50 \text{ pF}$$

$$C'_4 = 470 \text{ pF}$$

L_4 présente une inductance variable entre 3 et 9 μH .

La résistance d'entrée R_e de l'amplificateur est $r // h_{11}$.

Comme h_{11} est assez grand R_e est pratiquement égale à r . cette valeur de résistance doit être égale exactement à l'impédance de sortie de l'étage précédent afin de permettre l'adaptation.

$$r = X'_{C_3} = \frac{1}{2 \pi f \omega'_3}$$

$$r = \frac{1}{2 \pi \times 10^7 \times 36 \times 10^{-12}} = 500 \Omega$$

Lors des alternances négatives, la diode correspondant à la jonction base émetteur de T_4 risque de se rompre car l'amplitude de la tension appliquée est assez élevée.

D_1 est donc une diode de protection. On utilise pour cela une diode de commutation HF de type 1 N 4148.

La self de choc L'' a été réalisée pour présenter une inductance variable entre 5 et 12 μH .

Finalement l'impédance de sortie du système émetteur est :

$$X_{C_4}' = \frac{1}{2 \pi f C_4'}$$

$$X_{C_4}' = \frac{1}{2 \pi \times 10^7 \times 470 \times 10^{-12}} = 30 \Omega$$

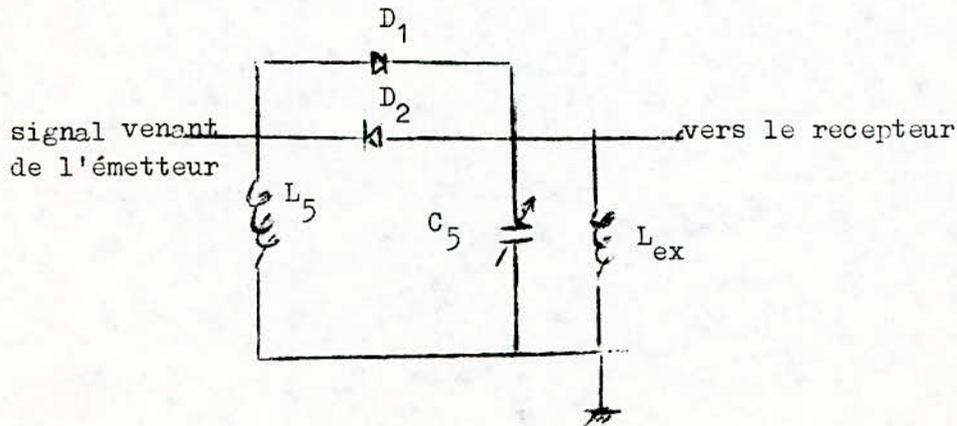
(4) ETAGE DE LIAISON

L'association (en cascade) des 3 montages vus précédemment nous permet d'avoir un système émetteur par impulsion de salves RF.

Mais pour que notre système soit opérant dans le spectromètre nous devons prévoir en son sein un dernier étage. Cet étage en outre de l'adaptation d'impédance qu'il doit réaliser entre le système émetteur et la bobine, doit empêcher le signal produit par l'échantillon lors de la durée OFF de passer dans le système émetteur. En effet, la bobine étant couplée aux systèmes émetteur et receveur, une partie du signal induit passerait dans le système émetteur s'il n'y avait ce dernier étage.

Le récepteur ne recevrait donc pas tout le signal induit par la bobine et l'émetteur serait perturbé.

le montage est le suivant :



Les diodes D_2 et D_3 sont montées en têtes bèches.

La diode D_2 laisse passer les alternances positives et D_3 les alternances négatives du signal radiofréquence.

Lors de la durée OFF, le signal provoqué par l'échantillon de l'ordre du millivolt, sera trop faible pour pouvoir polariser les diodes. D_2 et D_3 seront donc bloquées et le seul chemin possible que peut prendre ce signal le mènera vers le récepteur.

L_5 et C_5 réalisent l'adaptation d'impédance. C_5 et la bobine d'excitation forment un circuit oscillant à la fréquence de travail.

(II) MONTAGE FINAL

- (1) SCHEMA FINAL (Voir Fig . 21 a)
- (2) REALISATION DU CIRCUIT IMPRIME

Le montage final a été réalisé sur circuit imprimé à double face. Nous donnerons à la page suivante les vues des deux faces.

(3) STABILITE DU SYSTEME

La stabilité du système émetteur dépend essentiellement de la stabilité du générateur radiofréquence car il en est l'organe de base.

Le souci de stabilité a été donc essentiellement axé sur l'oscillateur.

Un oscillateur idéal devrait pouvoir délivrer un signal de sortie d'amplitude V_0 constante et de fréquence fixe f_0 quelles que soient la charge et les conditions de fonctionnement.

En réalité un oscillateur dérive toujours en fréquence et en amplitude. Cette dérive peut être due soit aux éléments actifs ou passifs, soit à l'influence de la charge. En effet, toute modification de la charge de l'oscillateur provoque une variation de la résistance // équivalente du circuit oscillant et donc un glissement de la fréquence.

L'isolation entre la charge et l'oscillateur peut être réalisée aisément au moyen d'un étage séparateur jouant le rôle, d'adaptateur d'impédance. Dans notre cas, on a opté pour un transformateur à très faible couplage. Nous avons en outre, dans le cadre de notre réalisation, enfermé notre générateur radiofréquence ainsi que les autres étages amplificateurs, dans des boîtiers métalliques et cela pour une protection contre les parasites externes. En effet dans les applications HF, on fait pour chaque étage un blindage afin de bloquer les champs électromagnétiques qui peuvent induire des tensions de réaction d'un étage vers un autre ce qui crée des oscillations indésirables.

C'est l'utilisation des inductances et du transformateur sensibles à ces champs qui nous a surtout imposé ce blindage.

La stabilité en fréquence peut être résolue en synchronisant l'oscillateur par un résonateur étalon (quartz **piézoélectrique**)

En effet si nous étions en possession d'1" quartz, il aurait été préférable de réaliser un oscillateur à quartz car ce dernier permet d'avoir une stabilité en fréquence allant jusqu'à 10^7 .

Notons par ailleurs que les variations de températures influent sur les paramètres des éléments actifs et même passifs.

(dilatation des éléments tels que inductances...) ; bien que ces variations soient très minimes; elles peuvent néanmoins entraîner une dérive importante de la fréquence pour éviter cette dérive due aux variations de la température, on peut placer le montage dans une enceinte thermostatique.

III) Résultats obtenus

Pour les essais effectués sur la maquette, on utilise un train d'impulsions $\Pi/2$ de période $T = 1,28$ ms.

La durée de ces impulsions est $t = 76 \mu s$

On a mesuré alors un temps de montée $t_m = 0,5 \mu s$ et un temps de descente $t_d = 0,8 \mu s$

La fréquence du signal sinusoidale est $f_0 = 9032$ kh_z. Après une heure de fonctionnement, on a obtenu une dérive en fréquence de 1 kh_z.

La variation relative de cette fréquence est :

$$\frac{\Delta f}{f_0} = 1,1 \cdot 10^{-4}$$

Ceci montre que la stabilité en fréquence du système émetteur est assez bonne.

- L'amplitude, crête à crête, des salves obtenues est de 35,0 Volts tandis que le niveau de la tension résiduelle lors de la durée OFF est de 12 mV.

On a alors un rapport :

$$\frac{V_{on}}{V_{off}} = 2916$$

On constate que notre système répond bien aux critères exigés.

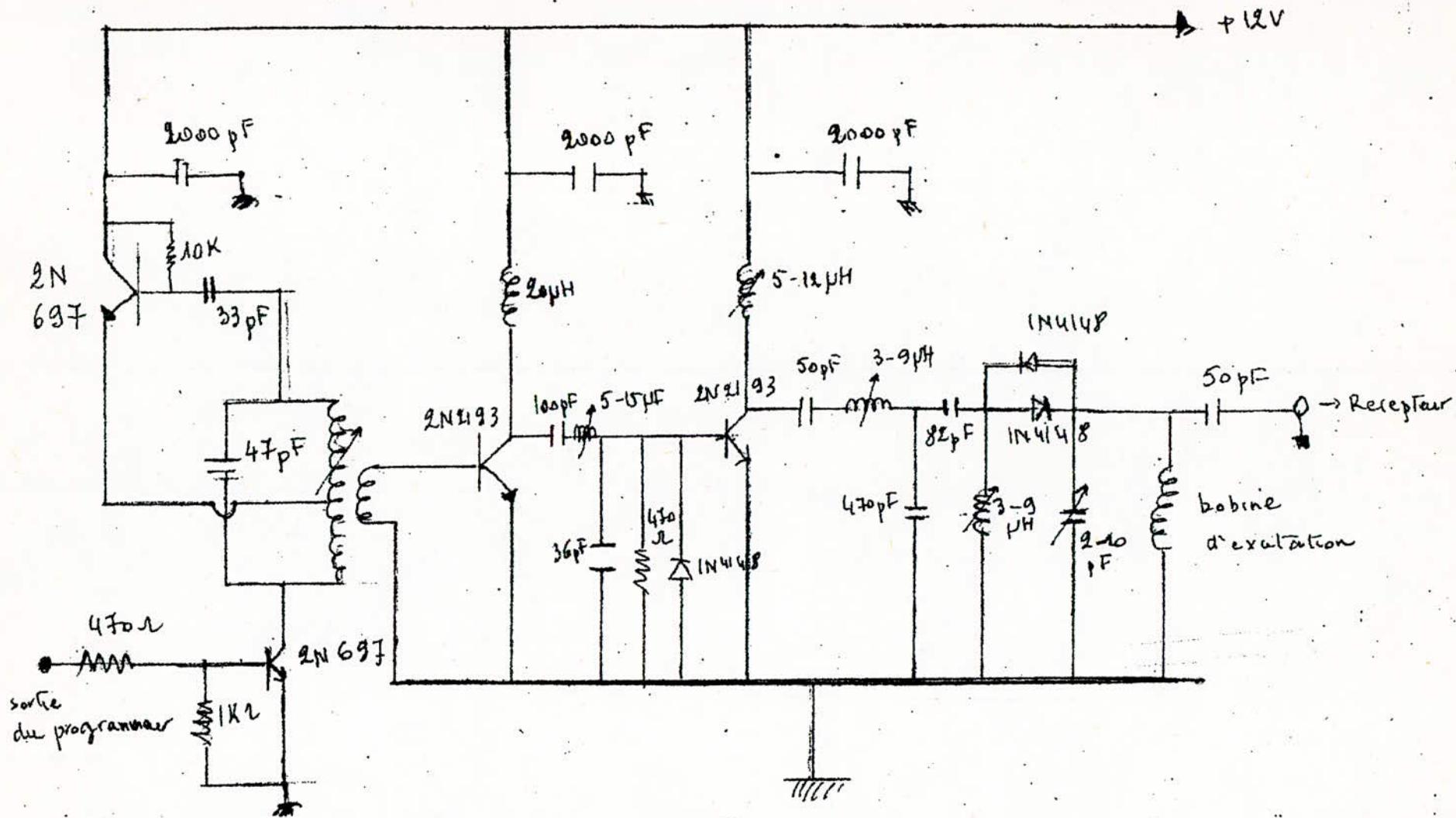


fig 21a. Schema complet du systeme emetteur par impulsions

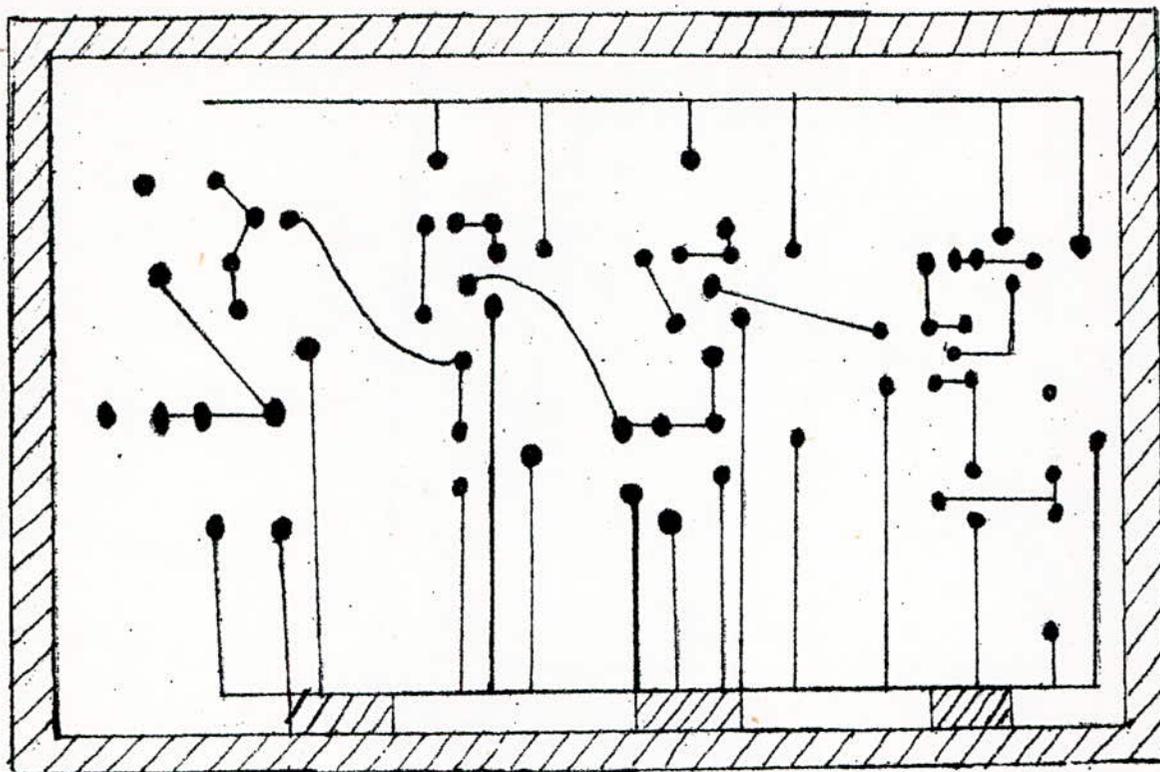


fig 22a. schema du circuit imprimé
côté soudure

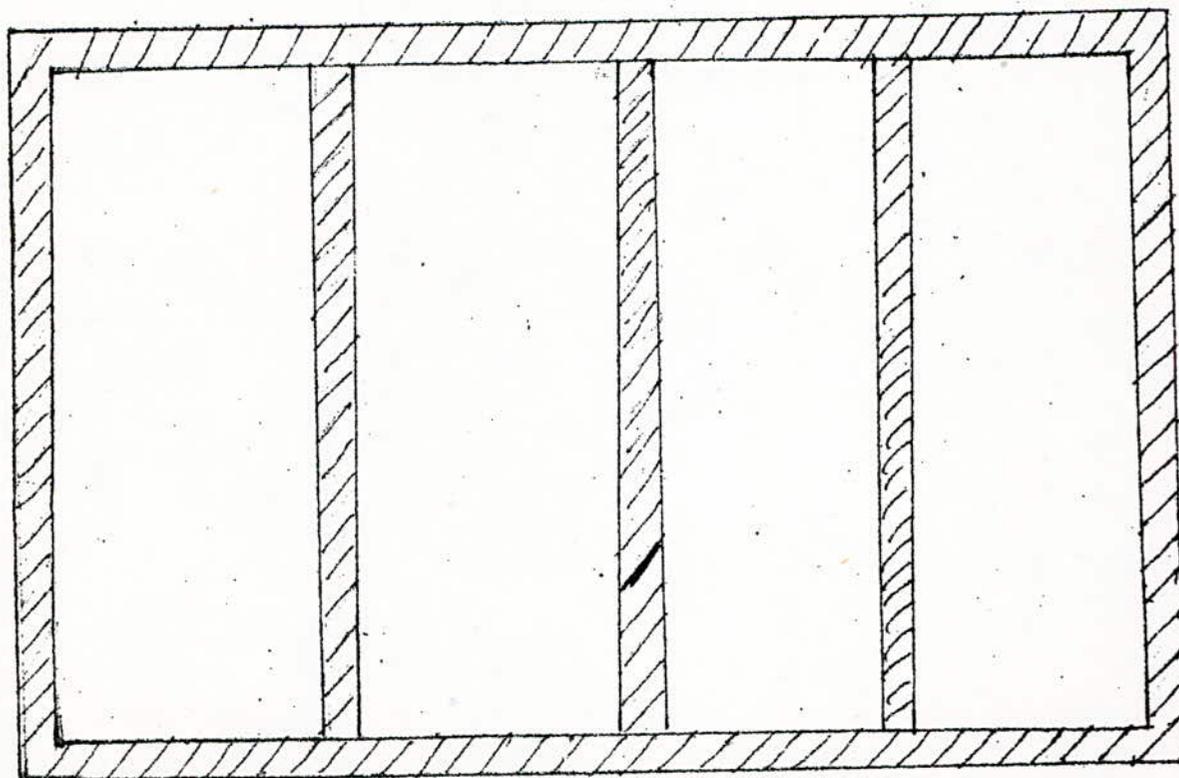


fig 22b. schema du circuit imprimé
côté composants

O N E L U S I O N

En vue des applications de la résonance magnétique nucléaire tant dans le domaine médical, industriel, agricole que chimique, nous pouvons dire que ce domaine présente des avantages de rapidité et de précision tels que son utilisation ne peut que croître.

Cette étude nous a permis de découvrir ce domaine inconnu pour nous jusqu'à ce jour.

Nous espérons par ce présent travail, avoir donné une idée bien précise sur la R M N, ainsi que son importance car dans notre école, le manque évident de la documentation sur ce sujet nous a contraint à détailler un peu plus la théorie sur la R M N afin que les étudiants désireux de connaître ce domaine puissent y trouver les informations nécessaires.

La réalisation du système émetteur nous a surtout permis de voir tous les problèmes que pose une réalisation pratique qui dans bien des cas ne suit pas l'étude théorique. Le système que nous avons conçu, en vue de sa simplicité présente des performances acceptables. On doit, néanmoins, considérer la stabilité qui peut être améliorée en utilisant des quartzs, des amplificateurs opérationnels, des portes analogiques...

L'intérêt de ce spectromètre n'est évident que si sa réalisation complète a été faite. Nous espérons que dans les semestres à venir d'autres étudiants termineront cette réalisation car son utilité est réelle ; de même que l'utilisation d'une chaîne d'acquisition des données, pour une mesure systématique et un stockage des paramètres voulus, est souhaitable.

BIBLIOGRAPHIE

- ABRAGAM : " Le principe du magnetisme nucleaire "
- DEMARQUAX " Contribution de la RMN à l'étude des solides"
- CHAPELET : " Etude Theorique des constantes de couplages
en RMN"
- R.F. SHEA " Technique des circuits à transistors"
- QUINET : " Theorie et pratique des circuits
d'electronique et des amplificateurs"
- HOEBEEK (A.M)"Integrated circuits equivalents digital
1^{re} 1^o édition 1976
- HURE "Circuit intégré logique"
- Projet de Doctorat 3^o Cycle:
- A. LADJOUZE : Etude d'un se oscillateur
MASER 1972
- TRUONG - CONG - RHA" Réalisation d'un
spectrographe RMN 1973
- REVUE : Haut Parleur N^o 1667
- Projet de fin d'études
- Réalisation d'un programmeur
d'impulsion pour la mesure des
temps de relaxation

Jun 1982.-