

50.376
1967
13

50376
1967
13

n° d'ordre : 68

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR
PAR

Francis LAFITTE

Ingénieur ISEN



1^{re} THÈSE :

SYNCHRONISATION DES IMPULSIONS LUMINEUSES FOURNIES
PAR UN LASER A RUBIS.

2^{me} THÈSE :

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

Soutenues le 10 juin 1967, devant la Commission d'Examen.

M. R. GABILLARD : PRÉSIDENT
M. M. MORIAMEZ }
M. E. CONSTANT } EXAMINATEURS

MM. GABILLARD	RADIOELECTRICITE ET ELECTRONIQUE
GLACET	CHIMIE
GONTIER	MECANIQUE DES FLUIDES
HEIM DE BALZAC	ZOOLOGIE
HOCQUETTE	BOTANIQUE GENERALE ET APPLIQUEE
LEBEGUE	BOTANIQUE
Mme LEBEGUE	PHYSIQUE
MM. LEBRUN	RADIOELECTRICITE ET ELECTRONIQUE
Mlle LENOBLE	PHYSIQUE
MM. LIEBAERT	RADIOELECTRICITE
LINDER	BOTANIQUE
LUCQUIN	CHIMIE MINERALE
MARLIN	CHIMIE
Mlle MARQUET	MATHEMATIQUES
MM. MARTINOT-LAGARDE	MECANIQUE DES FLUIDES
MENESSIER	GEOLOGIE
MONTARIOL	CHIMIE MINERALE APPLIQUEE
MONTREUIL	CHIMIE BIOLOGIQUE
MORIAMEZ	PHYSIQUE
PARREAU	MATHEMATIQUES
PEREZ	PHYSIQUE EXPERIMENTALE
PHAM MAU QUAN	MECANIQUE RATIONNELLE ET EXP.
POUZET	CALCUL NUMERIQUE
PROUVOST	GEOLOGIE
SAVARD	CHIMIE GENERALE
SCHALLER	ZOOLOGIE
SCHILTZ	PHYSIQUE
Mme SCHWARTZ	ANALYSE SUPERIEURE
MM. TRIDOT	CHIMIE
VIVIER	BIOLOGIE ANIMALE
WATERLOT	GEOLOGIE ET MINERALOGIE
WERTHEIMER	PHYSIQUE

MAITRES DE CONFERENCES

MM. ATTEIA	MATHEMATIQUES
BEAUFILS	CHIMIE GENERALE
BELLET	PHYSIQUE
BLANCHARD	CHIMIE ORGANIQUE
BOILLET	PHYSIQUE
BUI TRONG LIEU	MATHEMATIQUES
CHASTRETTE	CHIMIE GENERALE AMIENS
CHERRUAULT	MATHEMATIQUES
COMBET	MATHEMATIQUES
CONSTANT	RADIOELECTRICITE ET ELECTRONIQUE
DERCOURT	GEOLOGIE ET MINERALOGIE
DEVRAINE	CHIMIE MINERALE
Mme DRAN	CHIMIE APPLIQUEE
MM. GOUDMAND	CHIMIE PHYSIQUE
GUILLAUME	BOTANIQUE
HENRY	PHYSIQUE AMIENS
HERTZ	CALCUL NUMERIQUE

MM. HUARD DE LA MARRE
JOLY
LACOSTE
LAMBERT
MAES
METTETAL
MOUVIER
NGUYEN PHONG CHAU
PANET
PARSY
RAUZI
SAADA
SEGARD
TUDO
VAILLANT
VAZART
VIDAL

CALCUL NUMERIQUE
ZOOLOGIE AMIENS
BOTANIQUE
PHYSIQUE SAINT QUENTIN
PHYSIQUE
ZOOLOGIE AMIENS
CHIMIE SAINT QUENTIN
MATHEMATIQUES SAINT QUENTIN
ELECTROMECHANIQUE
MATHEMATIQUES AMIENS
MATHEMATIQUES
PHYSIQUE
CHIMIE BIOLOGIQUE
CHIMIE AMIENS
MATHEMATIQUES
BOTANIQUE AMIENS
PHYSIQUE

SECRETAIRE GENERAL, ATTACHE PRINCIPAL

M. LEGROS

A MES PARENTS

A MA FEMME

Nous remercions très vivement Monsieur Norbert SEGARD, Directeur de l'Institut Supérieur d'Electronique du Nord, Doyen de la Faculté libre des Sciences, de nous avoir permis d'effectuer ce travail dans ses Laboratoires.

Nous exprimons à Monsieur GABILLARD, Directeur du département d'Electronique, Electrotechnique et Automatisme, Professeur à la Faculté des Sciences de LILLE, notre reconnaissance pour les conseils qu'il nous a donnés et pour avoir accepté de présider le jury.

Que Monsieur POULIQUEN, Responsable Scientifique des Laboratoires d'Ultrasons, Professeur à la Faculté libre des Sciences de LILLE, trouve ici l'expression de notre gratitude pour les conseils et l'aide qu'il nous a apportés.

Nous remercions Messieurs MORIAMEZ & CONSTANT, Professeurs à la Faculté des Sciences de LILLE d'avoir bien voulu être nos examinateurs.

Nous avons particulièrement apprécié les conversations fructueuses que nous avons eues avec nos collègues et l'aide amicale du personnel du laboratoire.

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'un contrat avec la DRME. Nous la prions de trouver ici l'expression de nos remerciements.

SYNCHRONISATION DES IMPULSIONS LUMINEUSES

FOURNIES PAR UN LASER A RUBIS

TABLE DES MATIERES

=====

Introduction

I - Laser à rubis

I - L'émission stimulée

II - Description de la cavité-condition de seuil

III - Laser relaxé - laser déclenché

III - 1 Laser relaxé

III - 2 Laser déclenché

III - 2 - 1 Miroir et prisme tournant

III - 2 - 2 Modulateurs électrooptiques

II - Etude des performances d'un laser déclenché par cellule de Kerr

I - Schéma de principe du laser

II - Variation du temps entre l'impulsion de commande et l'impulsion lumineuse.

II - 1 Etude de l'impulsion de référence.

II - 2 Mesure de Δt

II - 2 - 1 - Description du banc de mesure

II - 2 - 2 - Evaluation de Δt

III - Analyse critique de la cellule de Kerr et de sa commande

III - 1 Cause principale de la variation de Δt

III - 1 - 1 - Fonctionnement de la cellule de Kerr

III - 1 - 2 - Fonctionnement de l'éclateur

III - 2 La commande de la cellule de Kerr.

IV - Etude de différents types de modulateur de lumière

I - Etude des principaux phénomènes physiques permettant d'obtenir une modulation de lumière.

I - 1 Effet magnétooptique

I - 2 Effets électrooptiques

I - 2 - 1 Effet Kerr

I - 2 - 2 Effet Pockels

I - 3 Effet photoélastique

I - 3 - 1 Dans les matériaux piézoélectriques

I - 3 - 2 Variation en fonction de la fréquence du champ électrique.

- II - Choix du modulateur
 - II - 1 Choix du matériau
 - II - 2 Taille du quartz

IV - Etude théorique du quartz à la résonance comme modulateur de lumière

- I - Intensité transmise par une lame biréfringente
- II - Calcul de la biréfringence d'un quartz vibrant à la résonance
 - II - 1 Calcul de l'ellipsoïde des indices
 - II - 2 Calcul du champ électrique dans le cristal
 - II - 3 Calcul de n'_o n'_e
 - II - 4 Choix des axes du cristal

V - Etude expérimentale du quartz à la résonance comme modulateur de lumière

- I - Description du banc de mesure
 - I - 1 - La source lumineuse
 - I - 2 - Le quartz et son support
 - I - 3 - La détection
- II - Les réglages des différents éléments
- III - Détermination expérimentale de la biréfringence naturelle
 - III - 1 - Mesure des axes de la vibration elliptique
 - III - 2 - Mesure de ρ_0 par le coefficient de transmission
- IV - Mesure du Q du quartz - Calcul de A
 - IV - 1 - Mesure de Q
 - IV - 1 - 1 Dispositif expérimental
 - IV - 1 - 2 Mesure de δ
 - IV - 2 - Calcul de A
- V - Etude expérimentale de la modulation
 - V - 1 - En fonction de la fréquence
 - V - 2 - En fonction de la tension appliquée
 - V - 3 - En fonction de l'orientation du faisceau lumineux
- VI - Phase de la modulation de lumière par rapport à la vibration du quartz
 - VI - 1 $\rho_0/2 = 75^\circ$
 - VI - 2 $\rho_0/2 = \frac{\pi}{2}$

VII - Interprétation des courbes expérimentales - Comparaison avec les résultats théoriques

VII - 1 Interprétation des courbes $I = f(V)$

VII - 2 Interprétation des courbes fonctions de l'orientation.

VII - 2 - 1 Etude de l'ellipsoïde des indices.

VII - 2 - 2 Etude en fonction de ψ_0

VII - 3 Calcul théorique de l'intensité transmise par le quartz.

VII - 3 - 1 Calcul du champ électrique.

VII - 3 - 2 Calcul de l'intensité lumineuse transmise.

VII - 4 Comparaisons des résultats théoriques et expérimentaux.

VII - 4 - 1 Superposition des deux séries de valeurs

VII - 4 - 2 Analyse des erreurs expérimentales

VI - Synchronisation des impulsions lumineuses fournies par un laser à rubis.

I - Action du quartz dans la cavité.

I - 1 Calcul du coefficient de réflexion du miroir équivalent

I - 2 Calcul du gain de la cavité - Condition de seuil

II - Calcul des pertes

II - 1 Calcul de Ψ

II - 2 Calcul de χ

II - 3 Interprétation de la courbe des pertes.

III - Application à la synchronisation

III - 1 Variation du pouvoir d'amplification

III - 2 Synchronisation

III - 2 - 1 Dispositif expérimental

III - 2 - 2 Mesure

IV - Développements et limites du procédé utilisé.

Conclusion

Annexe I - Calcul de la variation de l'ellipsoïde des indices

Annexe II - Calcul du champ électrique

Bibliographie.

Depuis quelques années, l'utilisation des lasers déclenchés s'est largement développée tant dans le domaine industriel que dans le domaine scientifique. La cohérence, la puissance et la faible ouverture du faisceau lumineux en font des instruments de recherche précieux. L'étude de certains phénomènes à variation rapide (formation de microplasmas, photographie de l'évolution des figures de diffraction d'une onde ultrasonore à haute fréquence ...) nécessiterait de choisir avec une précision de quelques dizaines de nanosecondes l'instant de formation de l'impulsion lumineuse. Or, actuellement, cette précision n'est que de quelques microsecondes pour les lasers déclenchés à cellule de Kerr.

Nous avons cherché à améliorer cette précision en introduisant un modulateur de lumière dans la cavité du laser.

Une brève étude comparée des différents types de modulateur montre qu'un quartz piézoélectrique excité sur sa fréquence de résonance est un des systèmes les mieux adaptés au problème posé.

Pour le vérifier expérimentalement, il est indispensable de placer le cristal dans les conditions optimales de fonctionnement. C'est pourquoi, en partant des propriétés piézooptiques du quartz nous calculons la modulation de lumière produite par ce cristal résonant ; l'expérience confirme pleinement cette théorie.

Les mesures effectuées montrent que, grâce à ce système les impulsions lumineuses du laser sont synchronisées par rapport à la tension instantanée appliquée au quartz avec une précision supérieure à 100 ns. Nous avons gagné ainsi un facteur 40.

Une étude critique du procédé permet d'en préciser les avantages et les limites.

I - Le Laser à Rubis

Afin de préciser les notations, nous allons rappeler très brièvement le principe de l'émission stimulée et nous décrirons les principaux types de fonctionnement des lasers à cristaux qui peuvent produire :

- soit un train d'impulsions lumineuses (fonctionnement en relaxé)
- soit une impulsion unique (fonctionnement dit en déclenché)

I - L'émission stimulée

Les ions d'un milieu peuvent changer de niveaux d'énergie en absorbant ou en émettant des photons. La fréquence de ces photons est liée à la différence d'énergie $W_2 - W_1$ des niveaux considérés par la relation

$$W_2 - W_1 = h\nu$$

h = constante de Planck

ν = fréquence de la lumière

Lorsqu'un photon de fréquence ν est absorbé, un électron passe du niveau 1 au niveau 2 supérieur. Il retombe ensuite au niveau 1 en émettant un photon de même fréquence.

Dans un milieu fluorescent le phénomène s'accomplit en trois temps (fig 1)

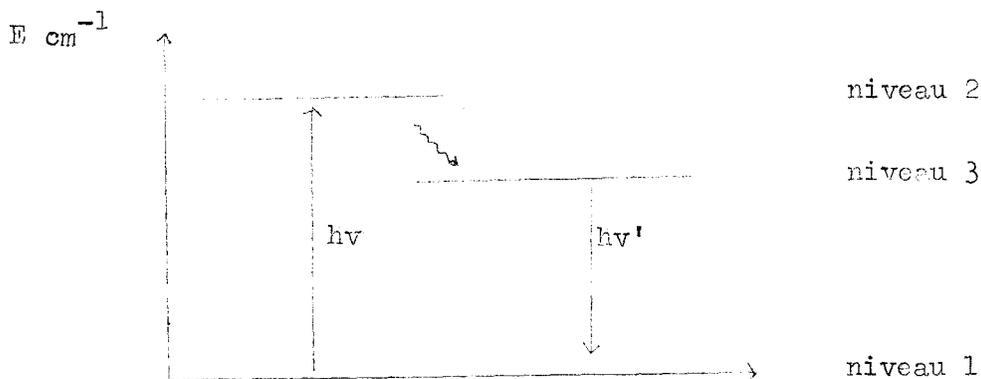


Fig.1

- Absorption d'un photon de courte longueur d'onde et passage d'un ion du niveau 1 au niveau 2.
- retombée de l'ion sur le niveau trois métastable et émission d'un photon.
- descente du niveau 3 au niveau 1 avec émission d'un photon de plus grande longueur d'onde.

Si, par une excitation particulièrement intense du milieu, il y a inversion de population du niveau 3 par rapport à celle du niveau 1. On provoque un phénomène d'avalanche ; chaque photon émis stimule l'émission d'autres photons équiphases avec les premiers.

II - Description de la cavité - Condition de seuil

La cavité résonante d'un laser comprend :

- un milieu amplifiant : un rubis dopé avec 0,05 % d'ions chrome par exemple.
- Deux miroirs de coefficients de réflexion r_1 et r_2 (r_1 et r_2 de l'ordre de 0,7 à 0,9).
- Une lampe flash pour assurer le pompage optique des ions sur un niveau d'énergie supérieur.
- Eventuellement, pour les lasers déclenchés un obturateur permettant de n'obtenir qu'une seule impulsion.

La figure 2 montre la disposition de vos différents éléments

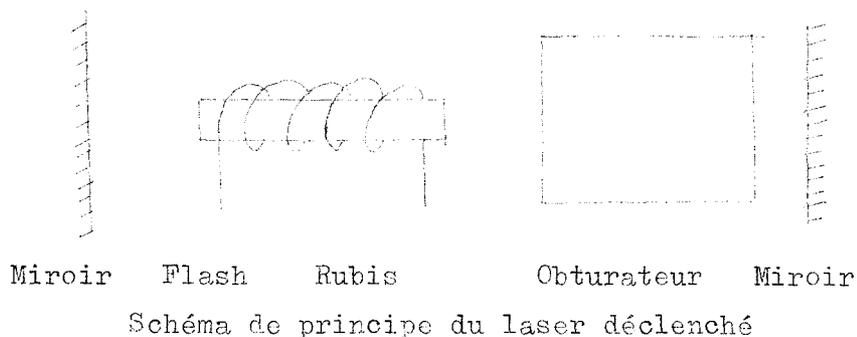


Fig. 2

Un photon émis par le rubis est réfléchi par l'un des miroirs et revient dans le milieu amplifiant où se produit le phénomène cumulatif si le gain du milieu amplifiant compense les pertes de la cavité.

α désignant le gain par unité de longueur du rubis de longueur L_r , r_1 et r_2 les coefficients de réflexion des deux miroirs le gain G de la cavité est tel que :

$$G = r_1 r_2 e^{2 \alpha L_r} \quad (1)$$

Ce qui s'écrit

$$G = e^{2 (\alpha L_r - \gamma)}$$

En posant :

$$r^2 = r_1 r_2 \quad (2)$$

et

$$\gamma = \text{Logr.}$$

L'amplification se produit si :

$$\alpha L \geq \gamma \quad (3)$$

$$\alpha_{\min} = \frac{\gamma}{L} \quad (3')$$

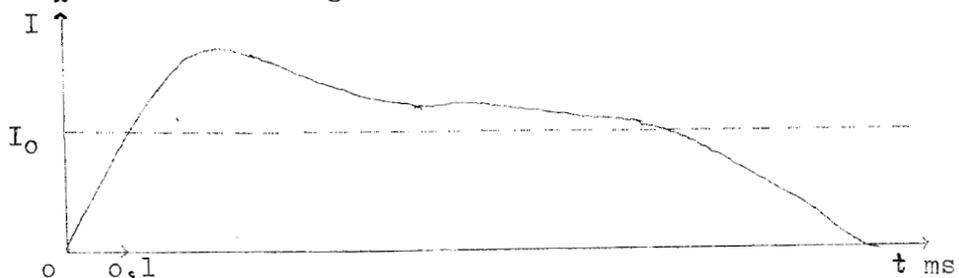
C'est la condition de seuil du laser.

III - Laser relaxé - laser déclenché . Analyse critique des différents systèmes permettant d'obtenir une impulsion unique

III - 1 Laser relaxé

La formation des impulsions du laser dépend de l'intensité lumineuse délivrée par la flash de pompage.

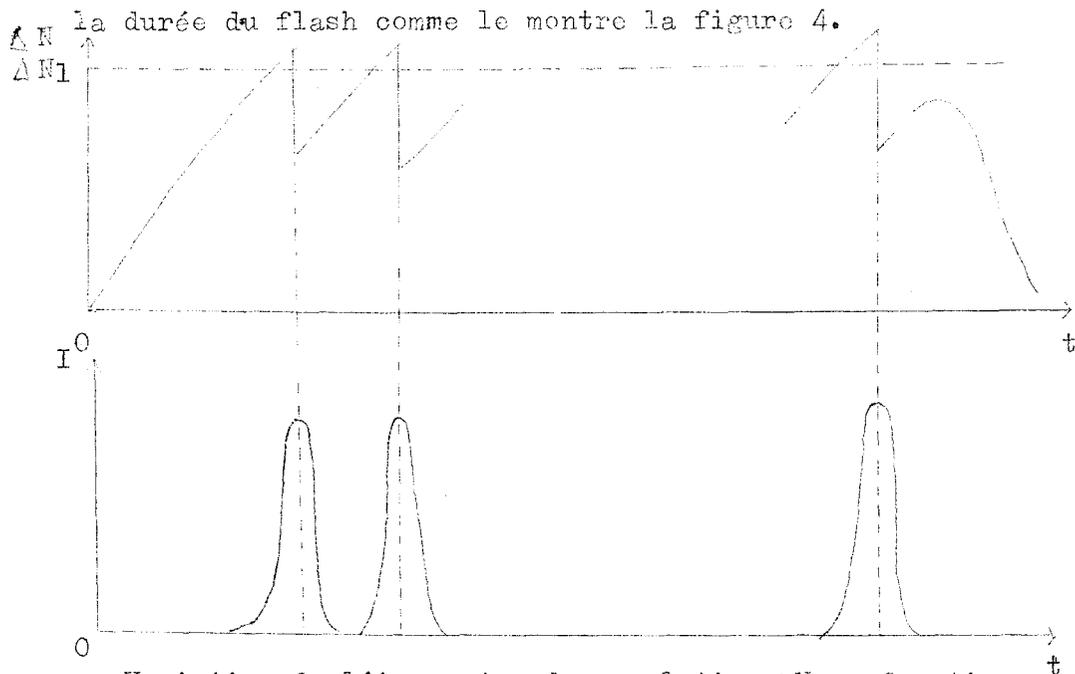
La variation de cette intensité en fonction du temps est représentée à la figure 3



Variation de l'intensité lumineuse du flash

Fig. 3

I_0 indique l'intensité qui produit l'inversion de population minimale ΔN_1 nécessaire pour réaliser le phénomène d'avalanche. Le temps de recouvrement du rubis dans la cavité étant d'une dizaine de microseconde (1) il peut donc se produire plusieurs impulsions pendant



Variation de l'inversion de population ΔN en fonction du temps et impulsions lumineuses résultantes

Fig.4

On dit que le laser fonctionne en relaxé

L'inversion de population ΔN ne devient que très peu supérieure à l'inversion de population minimale ΔN_1 , nécessaire à la formation des impulsions lumineuses qui sont, de ce fait, relativement faibles.

III - 2 Le laser déclenché

La condition de seuil du laser (eq 3) montre qu'il est possible de jouer sur l'instant de formation de l'impulsion lumineuse en faisant varier artificiellement les pertes de la cavité à l'aide d'un modulateur de lumière. C'est le procédé habituellement utilisé pour réaliser un laser déclenché.

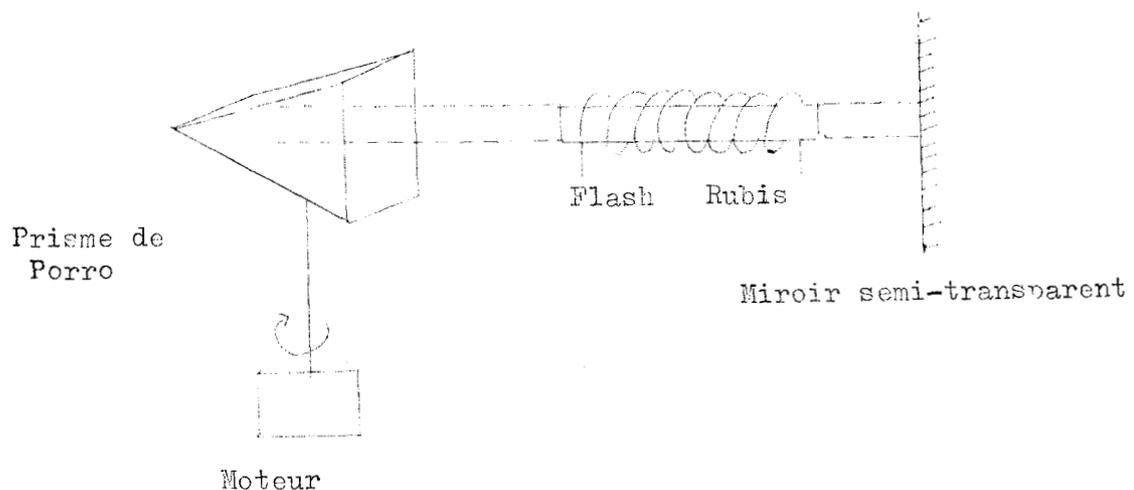
On peut classer les différents dispositifs en plusieurs catégories

- Modulateurs mécaniques de lumière : miroirs et prismes tournants par exemple.
- Modulateurs de lumière magnétooptiques : ces systèmes, peu utilisés, exploitent l'effet Faraday.
- Modulateurs de lumière électrooptique : on en distingue trois types :
 - Les verres non linéaires
 - La cellule de Kerr
 - La cellule de Pockels.

Les seuls modulateurs utilisables pour la synchronisation sont les modulateurs à prisme ou à miroir tournant et ceux à cellule de Kerr ou de Pockels.

III - 2 - 1 Miroir et Prisme tournant.

Actuellement, les constructeurs utilisent surtout des prismes de Porro montés conformément au schéma de la figure 5.



Laser déclenché par prisme de Porro.

Fig. 5

La cavité résonnante est constituée d'un rubis placé entre un miroir semi-transparent et un prisme de Porro tournant à 5000 t/mn environ. La cavité présente un pouvoir d'amplification suffisant pour la formation d'une impulsion géante lorsque la surface avant du prisme devient parallèle à celle du miroir semi transparent.

Les expériences de Benson et Mirarchi (3) montrent que dans ces conditions, le nombre d'impulsions obtenues varie avec la température, la vitesse du moteur, l'état de surface des réflecteurs. D'autres auteurs (4) donnent la variation du nombre d'impulsions lumineuses en fonction de la distance entre les deux réflecteurs dont il faut refaire assez souvent l'alignement à cause des vibrations provoquées par le moteur du prisme (5) .

La précision de synchronisation est fortement limitée par le système mécanique lui-même.

III - 2 - 2 - Les modulateurs électrooptiques

Ces modulateurs de lumière sont réalisés à l'aide soit de matériaux solides transparents (effets Pockels) soit de cellule contenant un liquide (effet Kerr) présentant des propriétés électrooptiques. Les matériaux habituellement employés sont le K D P pour l'effet Pockels et le nitrobenzène pour l'effet Kerr.

L'application d'un champ électrique crée, dans le cristal ou le liquide, un axe privilégié et le milieu, initialement isotrope ou uniaxe devient respectivement uniaxe ou biaxe.

Une des méthodes utilisées consiste à placer dans la cavité une lame quartz d'onde dont une des lignes neutres est parallèle au champ électrique appliqué entre les plaques métalliques d'une cellule de Kerr par exemple et un polariseur dont la direction de polarisation se trouve à 45° de ce même champ électrique (fig 6)

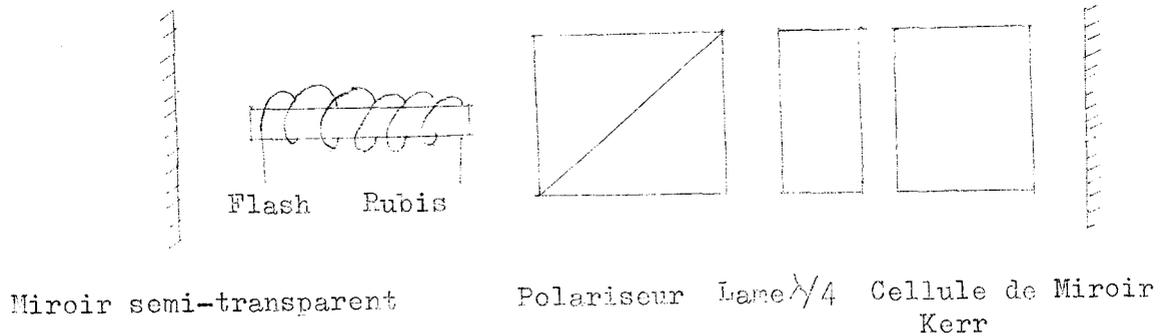


Schéma d'une cavité optique d'un laser à cellule de Kerr

Fig. 6

Le fonctionnement de l'ensemble est le suivant.

En l'absence de tension aux bornes de la cellule de Kerr la lumière polarisée rectilignement rencontre une fois la lame quart d'onde et une seconde fois après réflexion sur le miroir arrière. Par conséquent, la lumière ayant pratiquement traversé une lame demi-onde se retrouve polarisée suivant une direction perpendiculaire à la vibration incidente. Elle est arrêtée par le polariseur.

En présence d'une tension convenable sur la cellule de Kerr, cette dernière se comporte comme une lame quart d'onde. La lumière à la sortie du polariseur traverse deux lames quart d'onde avant de se réfléchir sur le miroir et après avoir traversé de nouveau les deux lames, elle se retrouve polarisée dans une direction parallèle à celle de la lumière incidente.

Dans le premier cas, l'ensemble "polariseur-lame $\lambda/4$ - cellule de Kerr" constitue un très mauvais miroir ; dans le second, au contraire, le coefficient de réflexion de l'ensemble est sensiblement égal à celui du miroir arrière.

II - Etude des Performances d'un laser déclenché par cellule de Kerr

Pour nos essais expérimentaux, nous sommes partis d'un laser à rubis utilisant une cellule de Kerr dont le fonctionnement comme obturateur vient d'être décrit.

Il nous a fallu tout d'abord, déterminer les caractéristiques de ce laser et chercher qu'elles étaient les améliorations possibles pour obtenir les performances désirées.

I - Schéma de principe du laser

L'étude du schéma de principe de ce laser (fig 7) permet de distinguer les différentes étapes du fonctionnement de la "tête laser".

L'alimentation de la lampe flash permet d'obtenir une tension de 2 500 V insuffisante pour provoquer l'ionisation du gaz.

Une tension de 8 000 V est appliquée à une des électrodes de la cellule de Kerr tandis que l'autre est reliée à la masse par l'intermédiaire d'un éclateur.

Un interrupteur manuel produit une impulsion qui, après passage dans un transformateur élévateur, provoque l'amorçage du flash et, par conséquent, le pompage optique du rubis.

La variation du courant dans le circuit d'alimentation de la lampe flash provoque le basculement magnétique d'un tore. L'impulsion ainsi obtenue est retardée de 450 μ s environ de façon à n'ouvrir l'obturateur à cellule de Kerr que lorsque l'inversion de population dans le rubis est maximale (7). Cette impulsion est appliquée à travers un transformateur élévateur, à l'électrode d'amorçage de l'éclateur. Celui-ci en s'ionisant connecte à la masse

l'une des plaques de la cellule de Kerr aux bornes de laquelle la différence de potentiel passe brusquement de 0 à 8000 V.

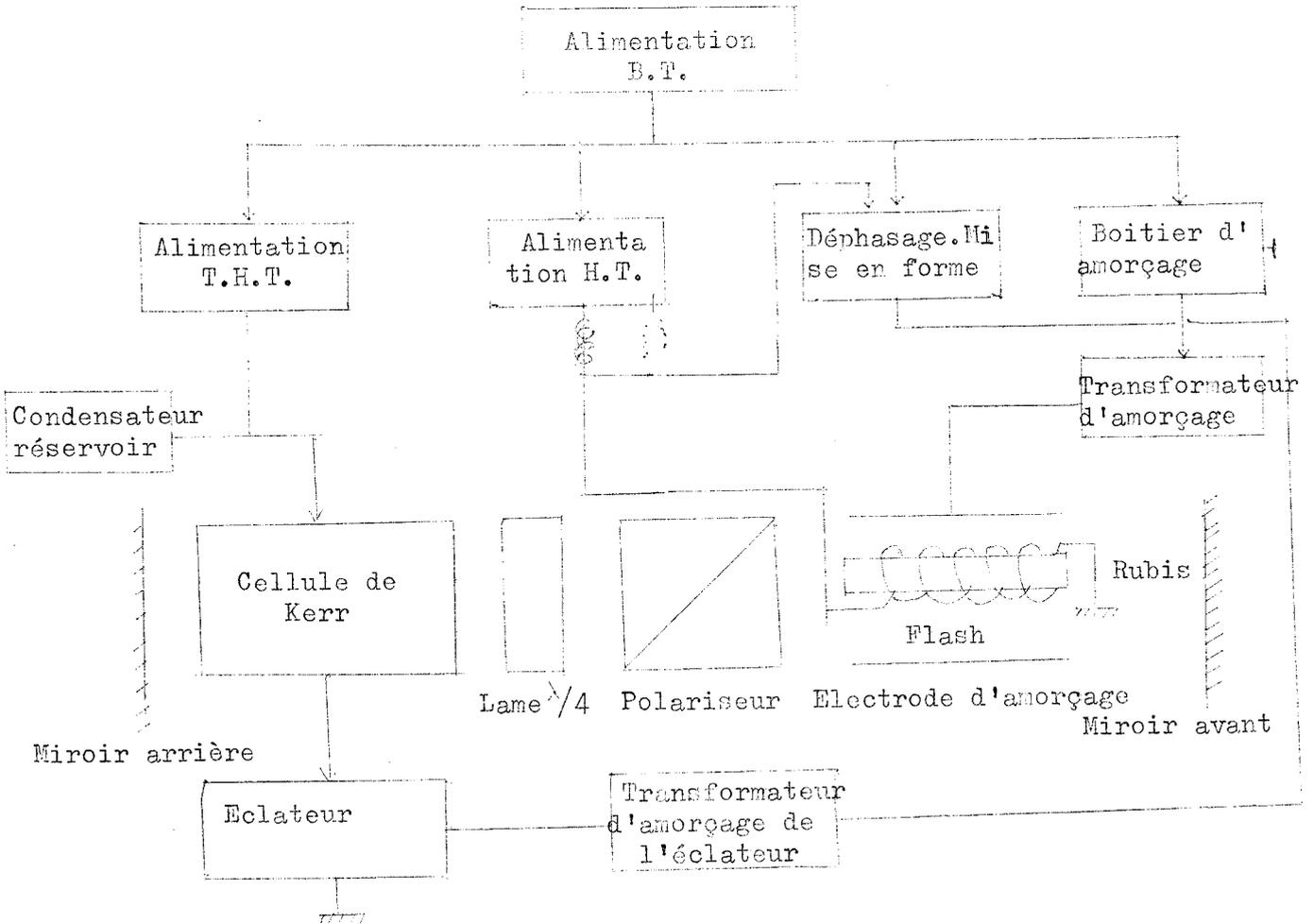


Schéma de principe de la " tête laser"

Fig. 7

La figure 8 donne le schéma pratique des dispositifs nécessaires à la commande des différents organes de la "tête laser".

Nous pourrions donc espérer synchroniser le laser en appliquant une impulsion au niveau du boîtier d'amorçage ou mieux encore, sur l'électrode de commande l'éclateur. C'est une solution qui s'offre spontanément mais nous allons voir que la précision qu'elle donne est fort limitée.

Pour cela nous allons comparer les écarts de temps entre l'impulsion appliquée à l'électrode de commande de l'éclateur et l'instant de formation de l'impulsion lumineuse.

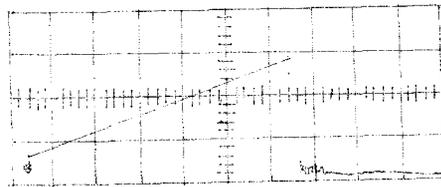
II - Variation du temps entre l'impulsion de commande et l'impulsion lumineuse.

Pour séparer l'imprécision t sur le déclenchement due à l'ensemble cavité-cellule de Kerr-éclateur de celle imputable à la commande électronique, nous allons prendre pour référence, l'impulsion appliquée sur l'électrode d'amorçage de l'éclateur. Afin d'utiliser au mieux cette impulsion nous allons en examiner la forme.

II - 1 Etude de l'impulsion de référence.

Le schéma de la figure 8 montre qu'elle est obtenue par la décharge du condensateur CC 7 dans le primaire du transformateur TC 6. Le thyatron QG 6 sert d'interrupteur.

L'oscillogramme de la figure 9 donne la variation de la tension aux bornes du secondaire du transformateur.



Variation de la tension sur l'électrode d'amorçage
de l'éclateur

Balayage: 1 μ s/div.
Sensibilité: 2x 1000 v/div.

Fig. 9

Le temps de descente de l'impulsion est inférieur à 100 ns ; il correspond à l'amorçage de l'éclateur. Afin de synchroniser l'oscilloscope dans les meilleures conditions, nous utiliserons le front arrière du signal.

La mesure a été réalisée à l'aide d'une sonde Tektronics 1 : 1000 n° P 60 13 dont les caractéristiques sont les suivantes.

- Impédance d'entrée 100 M Ω
- Capacité parasite 3 pf

Nous allons donc mesurer la variation du temps Δt entre le front arrière du signal et l'impulsion lumineuse.

II - 2 Mesure de Δt

II - 2 - 1 - Description du banc de mesure

L'impulsion lumineuse produite par le laser, dont la cavité a été portée à 55 cm est détectée par un photomultiplicateur sensible au rouge (réponse spectrale de type S₁). Pour réaliser son alimentation stabilisée nous nous sommes inspirés du travail de Astier (8) Un système de sécurité coupe automatiquement la haute tension lorsque la cathode risque d'être endommagée par une intensité lumineuse trop forte. La charge de 100 Ω du photomultiplicateur est placé directement à la sortie du tube afin de diminuer les capacités

parasites. La tension, aux bornes de la résistance est mesurée à l'aide d'une sonde 1 : 10 Tektronics.

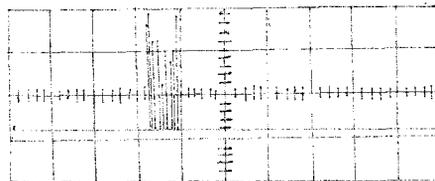
La fréquence de coupure à 3 dB du système de détection due à la capacité parasite de 13 pF (5 pF de capacité entre l'anode du photomultiplicateur et les autres dynodes, 3 pF pour la sonde, 5 pF de câblage) étant de 120 MHz permet de mesurer des impulsions dont le temps de montée est de plusieurs dizaines de nanosecondes.

Le photomultiplicateur est monté dans un support orientable. Un système de filtres permet d'atténuer l'intensité du faisceau lumineux.

Pour visualiser la forme des impulsions, nous avons utilisé un oscilloscope Tektronics à double base de temps de type 585 A ; son temps de montée est de 3,9 ns. L'imprécision au déclenchement est négligeable. Pour éviter que les impulsions parasites provoquées par la commutation des hautes tensions ne déclenchent la base de temps de l'oscilloscope celui-ci a été placé près du photomultiplicateur à deux mètres environ de la "tête laser". Les oscillogrammes sont photographiés à l'aide d'un appareil Rolleicord.

II - 2 - 2 Evaluation de Δt

Pour obtenir un ordre de grandeur de l'imprécision de déclenchement, nous avons photographié sur le même négatif dix oscillogrammes représentant la variation de la tension sur la charge du photomultiplicateur en fonction du temps (fig 10).



Mesure de Δt

Fig. 10

Les impulsions s'étalent sur les 4/5 d'une grande division.

La vitesse de balayage de la base de temps étant de 5 $\mu\text{s}/\text{div}$, la valeur minimale de Δt est de 4 μs .

Pour obtenir la précision cherchée (quelques dizaines de nanosecondes) il est indispensable de modifier ce laser ce qui nous oblige à déterminer les causes principales de l'imprécision avant même d'étudier les modifications éventuelles.

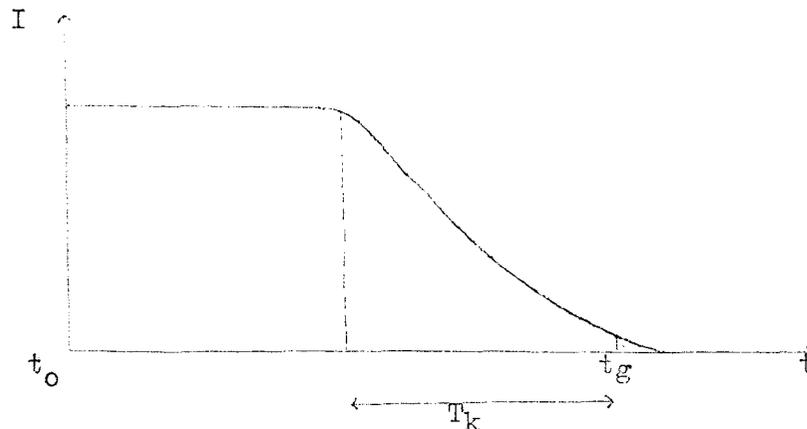
III - Analyse critique de la cellule de Kerr et de sa commande.

III - 1 Cause principale de la variation Δt .

Puisque l'impulsion de référence est prise sur l'électrode d'amorçage les seuls éléments à considérer sont la cellule de Kerr et l'éclateur lui-même.

III - 1 - 1 - Fonctionnement de la cellule de Kerr.

Une étude très complète de F.G. Dunnington (9) sur la cellule de Kerr utilisée comme obturateur de lumière donne le temps t_g entre l'instant t_0 où se produit l'étincelle de court-circuit est de 90 % (fig 11).

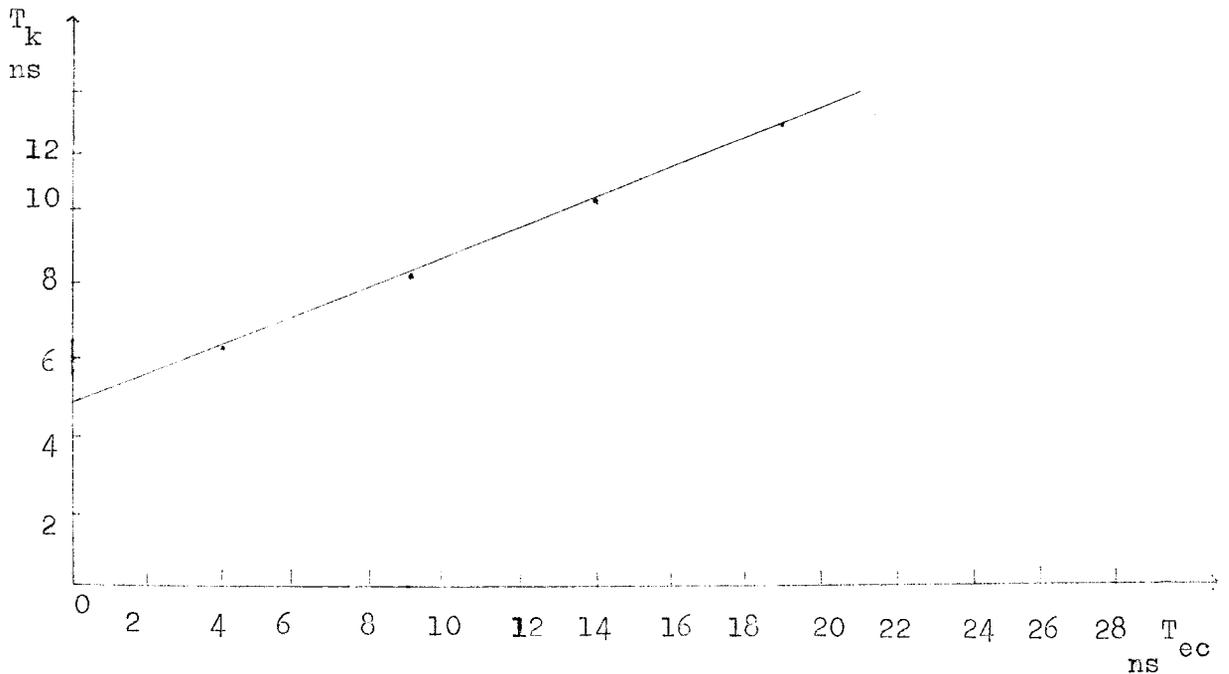


Variation de l'intensité lumineuse transmise par une cellule de Kerr (à la coupure de tension)

Fig. 11

Dunnington montre que t_g est de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. La courbe de la figure 12 donne la relation entre le temps t_k nécessaire à la fermeture de la cellule de Kerr et le temps T_{ec} pour lequel la tension aux bornes de l'éclateur tombe à 20 % de sa valeur initiale.

Ces résultats montrent que la biréfringence du nitrobenzène provoquée par un champ électrique est un phénomène très rapide (de l'ordre de la nanoseconde) et que l'incertitude de quatre microsecondes observée précédemment ne peut être imputable à la cellule de Kerr mais certainement à l'éclateur.



Variation de T_k en fonction de T_{ec}

Fig. 12

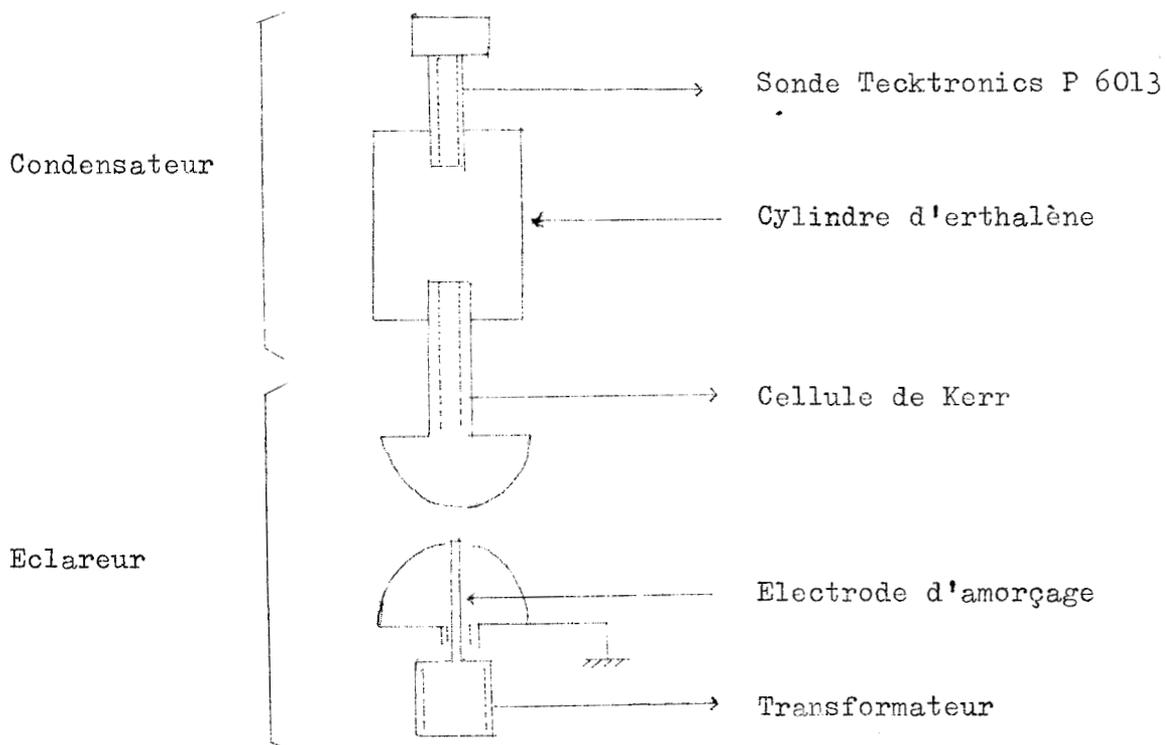
III - 1 - 2 - Fonctionnement de l'éclateur

Nous avons mesuré la variation de la tension aux bornes de l'éclateur par l'intermédiaire d'un condensateur de 0,1 pF environ ceci afin de ne pas modifier la valeur initiale de la tension par l'impédance de la sonde (100 M.Ω. en parallèle sur 3 pF).

Le condensateur est constitué d'un cylindre d'erthalène dans lequel sont placées deux électrodes cylindriques de 5 mm de diamètre dont l'une est commune avec l'éclateur.

L'extrémité des deux électrodes sont distantes de 1 cm environ ceci afin d'éviter la formation d'étincelle.

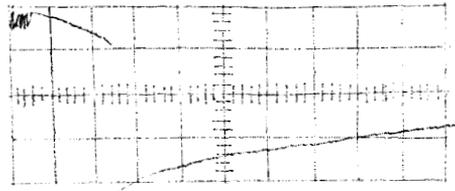
La figure 13 donne le schéma de l'éclateur ainsi monté.



Montage de l'éclateur

Fig. 13

La variation de cette tension est représentée figure 14



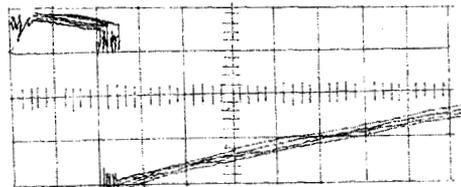
Variation de la tension aux bornes de l'éclateur

Fig. 14

où la vitesse de balayage de l'oscilloscope est de $10 \mu\text{s}/\text{div}$ et la sensibilité en déviation verticale de $0,2 \times 1000 \text{ v}/\text{div}$

Pour mesurer l'incertitude sur l'instant de court-circuit de l'éclateur nous avons utilisé la méthode de superposition photographique.

Les résultats sont représentés sur l'oscillogramme de la fig 15.



Mesure sur l'instant de court-circuit de l'éclateur

Fig. 15

Nous voyons donc que l'incertitude est de $4 \mu\text{s}$ environ ce qui recoupe bien la valeur Δt de la variation du temps entre l'impulsion de commande et l'impulsion lumineuse.

Nous pouvons donc conclure que l'incertitude observée provient de l'éclateur. Il faut donc chercher s'il est possible d'améliorer la commande de la cellule de Kerr.

III - 2 - La commande de la cellule de Kerr

La commande de la cellule de Kerr au moyen d'un éclateur est celle habituellement utilisée. Ce dispositif présente l'avantage de pouvoir commuter des tensions relativement élevées (10 Kv) en des temps très courts (de l'ordre de la nanoseconde). Cette commutation rapide est nécessaire à la formation de l'impulsion lumineuse géante produite par le laser [10]

Or, il est très difficile de réaliser un système de commutation à éclateur ayant une précision de l'ordre de la nanoseconde. L'incertitude est fonction de nombreux paramètres en particulier de l'état du gaz, de la pression, de l'état de surface des électrodes, de la forme de l'impulsion de commande... Certains auteurs [11] ont réalisé des systèmes ayant une incertitude sur l'instant de fonctionnement de quelques nanosecondes, mais la méthode n'est valable que pour des impulsions de très courte durée (plusieurs dizaines de nanosecondes au maximum) ce qui est insuffisant puisque la formation de l'impulsion lumineuse se produit 250 ns environ après l'ouverture de la cellule de Kerr [12] .

En résumé, nous avons montré qu'il existait une variation $\Delta t = 4 \text{ ps}$ du temps entre l'impulsion de commande de l'éclateur et l'impulsion lumineuse, que cette variation est due à l'éclateur et qu'il est impossible d'améliorer le système de façon satisfaisante.

Puisqu'aucune solution purement électronique de la commande de la cellule de Kerr n'est envisageable, il faut introduire dans la cavité du laser un modulateur qui puisse être commandé par de faible tension de façon à pouvoir utiliser une technologie fiable et précise. Il serait souhaitable que le dispositif ne diminue pas de façon notable la puissance de l'impulsion lumineuse.

Nous sommes donc amenés à chercher quels sont les phénomènes utilisables pour réaliser un tel modulateur.

IV - ETUDE DE DIFFERENTS TYPES DE MODULATEUR DE LUMIERE

Avant de choisir un type de modulateur nous analyserons rapidement les différents phénomènes physiques permettant d'obtenir une modulation de lumière et nous utiliserons celui qui semble le mieux adapté à notre problème.

I - Etudes des principaux phénomènes physiques permettant d'obtenir une modulation de lumière

Nous éliminons, à priori, les modulateurs mécaniques ne permettant ni de grande vitesse d'obturation ni une précision de commande satisfaisante.

Nous ne considérerons que les effets à notre avis, les plus connus et les plus sensibles. L'effet magnétooptique, l'effet électrooptique et l'effet photoélastique dans les milieux piézoélectrique.

I - 1 L'effet magnétooptique (effet Faraday)

Dans l'effet Faraday le plan de polarisation d'une onde lumineuse se propageant dans un corps transparent soumis à un champ magnétique H parallèle à la direction de l'onde, subit une rotation θ telle que :

$$\theta = p \ell H \quad (5)$$

avec

p = constante de Verdet ; caractéristique du corps.

ℓ = longueur de de l'échantillon soumis au champ magnétique H.

Considérons le dispositif de la figure 17

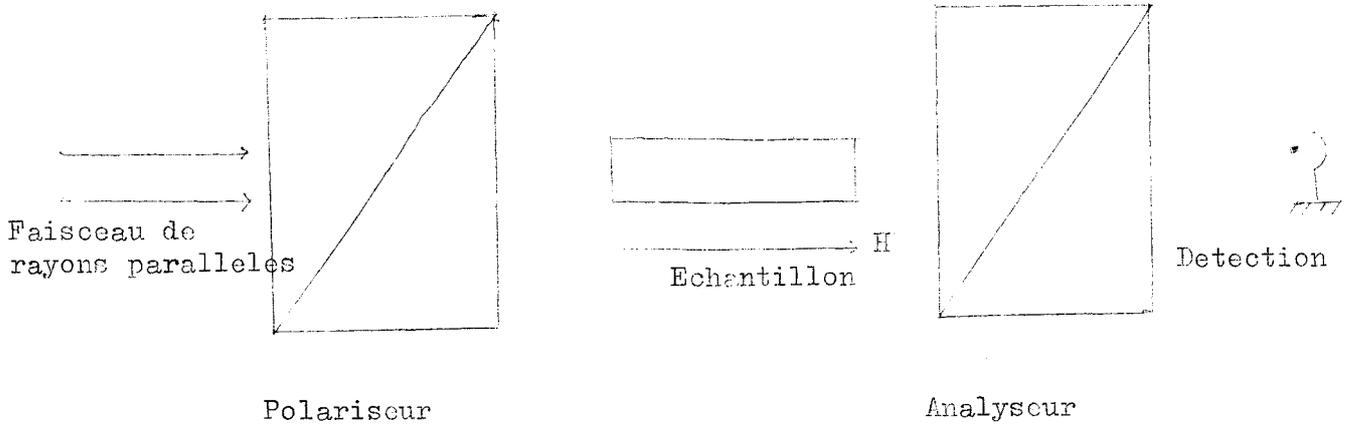


Fig. 16

Un faisceau de rayons parallèles d'intensité I_0 sortant du polariseur voit son plan de polarisation tourner d'un angle θ après avoir traversé l'échantillon soumis au champ H .

L'intensité lumineuse I obtenue après l'analyseur parallèle au polariseur sera :

$$I = I_0 \cos^2 \theta$$

soit

$$I = I_0 \cos^2 (\varphi l H)$$

Ce procédé permet de moduler la lumière mais l'effet Faraday est de faible amplitude. Pour le sulfure de zinc, un des matériaux transparents les plus sensibles à cet effet $\theta = 0,3'/\text{Gauss}/\text{cm}$.

Pour obtenir une rotation de $\frac{\pi}{2}$ il faut appliquer un champ magnétique intense difficile à obtenir. L'emploi de cet effet pour résoudre notre problème est donc à abandonner.

I - 2 Les effets électrooptiques

Les effets électrooptiques sont provoqués par l'action d'un champ électrique dans les liquides (effet Kerr) ou dans les solides (effets Pockels).

I - 2 - 1 - L'effet Kerr

La plupart des liquides et des gaz deviennent biréfringents sous l'action d'un champ électrique E, celui-ci modifiant l'orientation des molécules. L'axe optique induit est parallèle à la direction Ox du champ. Pour une lumière de longueur d'onde λ les indices n' et n'' suivant l'axe ox et la direction oy normale à ox dans le plan d'onde sont tels que

$$n' - n'' = K \lambda E^2 \quad (7)$$

K = constante de Kerr

Une onde polarisée rectilignement à 45° de la direction du champ électrique et se propageant suivant une direction oz perpendiculaire à ox peut être décomposée, suivant les directions Ox et Oy en deux vibrations qui se propagent avec des vitesses différentes.

Pour un trajet de longueur le déphasage entre ces deux vibrations aura pour valeurs

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} l (n' - n'') \quad (8)$$

Par conséquent la vibration résultante sera polarisée elliptiquement.

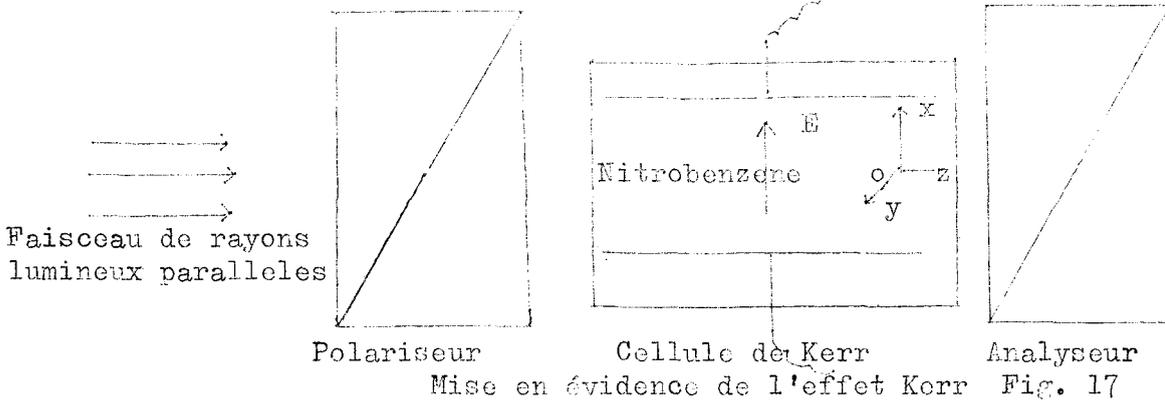
Si nous plaçons à la sortie de la cellule de Kerr un analyseur parallèle à la direction de polarisation initiale (fig 17) l'intensité lumineuse I prend la valeur.

$$I = I_0 \cos^2 \varphi / 2 \quad (9)$$

I_0 intensité de la lumière polarisée.

Comme pour l'effet Faraday, l'effet Kerr nécessite un champ de modulation élevée.

Pour le nitrobenzène, seul liquide pratiquement utilisable, le champ électrique doit atteindre 20 Kv/cm pour obtenir un déphasage de π sur une distance de quelques centimètres ce qui contre-indique grandement l'utilisation de ce phénomène.



I - 2 - 2 L'effet Pockels

C'est aussi un effet électrooptique.

Il met en oeuvre le déplacement des ions dans un réseau cristallin. Il ne peut apparaître que dans les cristaux dépourvus de centre de symétrie.

L'application, sur ces cristaux, d'un champ électrique convenable orienté provoque une biréfringence induite. Le cristal transforme une lumière polarisée rectilignement en une vibration elliptique, les deux composantes de cette vibration étant déphasées d'un angle φ proportionnel au champ électrique appliqué et à la longueur l de l'échantillon.

Pour un montage analogue à celui de la figure 17 où la cellule de Kerr serait remplacé par un cristal sensible à l'effet Pockels, l'intensité I obtenue a pour valeur :

$$I = I_0 \cos^2 \varphi / 2$$

ce qui donne en posant : $\varphi / 2 = P E l$

$$I = I_0 \cos^2 P E l \quad (10)$$

L'effet Pockels tout en étant plus intense que l'effet Kerr, nécessite quand même l'utilisation de tension élevée. Pour le KDP un des cristaux les plus actifs, une tension de plusieurs kilovolts est nécessaire pour obtenir un déphasage de π .

Par conséquent, les effets électrooptiques, comme l'effet magnétooptique, ne peuvent être employés pour réaliser le modulateur de lumière car les champs nécessaires pour obtenir une modulation importante sont trop élevés.

Nous allons donc étudier un autre type de phénomène provoquant une biréfringence accidentelle.

I - 3 - L'effet photoélastique

Une biréfringence accidentelle peut être provoquée par l'application d'une force sur un milieu isotrope solide. Le corps possède alors une symétrie de révolution autour de l'axe ox direction de la force appliquée, il devient donc uniaxe.

Dans les mêmes conditions un cristal uniaxe devient biaxe.

Pour une lumière de longueur d'onde λ se propageant dans un corps isotrope suivant une direction oz perpendiculaire à ox , la différence des indices de réfraction n' et n'' dans les directions ox et oz , normale au plan xoz est donnée par la relation.

$$n' - n'' = \frac{k\lambda\sigma}{S} \quad (11)$$

k = constante dépendant du milieu considéré

σ = contrainte exercée dans la direction ox sur l'aire S de la surface de l'élément.

Cet effet est d'ailleurs facile à produire par l'action d'un champ électrique dans tous les milieux piézoélectriques.

I - 3 - 1 Effet photoélastique dans les matériaux piézoélectriques

Si une contrainte σ est appliquée à un corps solide isotrope celui-ci subit, dans une direction donnée, une déformation telle que d'après la loi de Hooke

$$\xi = \delta \sigma \quad (12)$$

δ étant une constante appelée coefficient d'élasticité. Réciproquement, si C désigne la constante de rigidité élastique

$$\sigma = C \xi \quad (13)$$

Pour un matériau piézoélectrique nous pouvons relier le champ E à la déformation ξ par la relation

$$\xi = d E \quad (14)$$

avec d module de piézoélectricité.

Les équations 11, 13 et 14 montrent la possibilité d'obtenir une biréfringence par effet photoélastique en appliquant un champ électrique.

Il faut remarquer cependant que si on applique un champ électrique indépendant du temps à un cristal piézoélectrique libre, il devient biréfringent sous l'effet de deux causes :

- L'application du champ électrique que provoque un phénomène électrooptique dit pur (effet primaire)
- La déformation provoquée par le champ électrique par effet piézoélectrique (effet secondaire).

Si on applique un champ électrique constant et que l'on empêche le cristal de se déformer ou, ce qui revient au même, si on applique un champ de fréquence telle que le cristal ne puisse vibrer, seule la première cause peut jouer. On a ce qu'on appelle l'effet électrooptique à déformation constante ou effet électrooptique pur de première espèce.

Au contraire, pour un cristal libre et un champ électrique indépendant du temps on aura un effet photoélastique

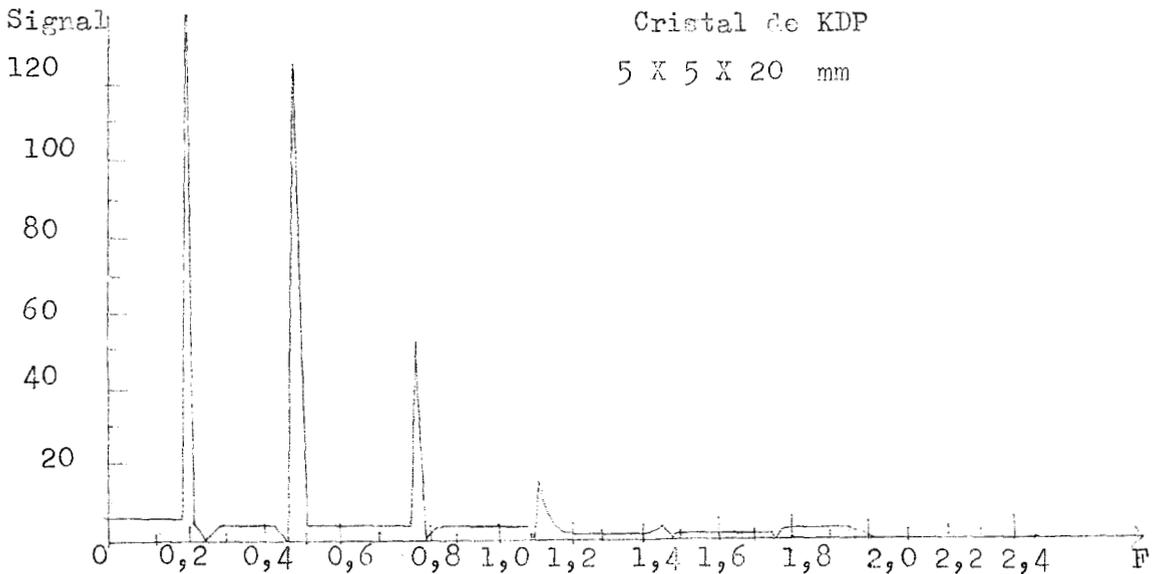
dû aux deux causes précédentes. On parlera alors d'effet électro-optique à tension élastique constante ou d'effet électrooptique de seconde espèce (13)

Une étude en fonction de la fréquence s'impose donc.

1 - 3 - 2 - Variation de l'effet électrooptique en fonction de la fréquence du champ électrique.

Lorsque la fréquence du champ électrique croît à partir de la fréquence nulle, le passage du régime à "déformation constante" au régime à "tension élastique constante" s'effectue en passant par les résonances et antirésonances mécaniques du cristal. Aux fréquences de résonances les déformations deviennent très importantes ce qui augmente l'effet électrooptique de seconde espèce.

J. Le Mezec et ses collaborateurs (13) ont réalisé l'expérience suivante:



Variation de la modulation de lumière provoquée par un cristal de KDP en fonction de la fréquence

Fig. 18

Un cristal de KDP placé entre polariseur et analyseur est excité par un champ électrique de fréquence variable. Le signal recueilli après démodulation du faisceau lumineux traversant le cristal est fonction de la fréquence du champ électrique (fig.18)

Cette courbe montre que l'effet électrooptique est maximal aux fréquences de résonance et il semble possible d'obtenir un effet important même avec des tensions peu élevées.

En résumé, de cette brève étude il apparaît que l'effet électrooptique de seconde espèce est le seul qui réponde aux conditions nécessaires pour fabriquer l'obturateur désiré.

II - Choix du modulateur de lumière

Comme l'effet électrooptique de seconde espèce n'apparaît que dans les milieux piézoélectriques il faut donc choisir le cristal susceptible de donner l'effet maximal.

II - 1 Choix du matériau

Le choix du cristal est commandé par ses propriétés optiques mécaniques et piézoélectriques.

Nous avons sélectionné le quartz.

En effet, ce cristal présente en plus de ses propriétés optiques remarquables [14] d'excellentes propriétés mécaniques [15]. La faible valeur de ses frictions internes et du coefficient de couplage avec l'air lui confère en outre, un facteur de qualité mécanique Q très élevé et il peut servir de pilote dans un montage oscillateur [16].

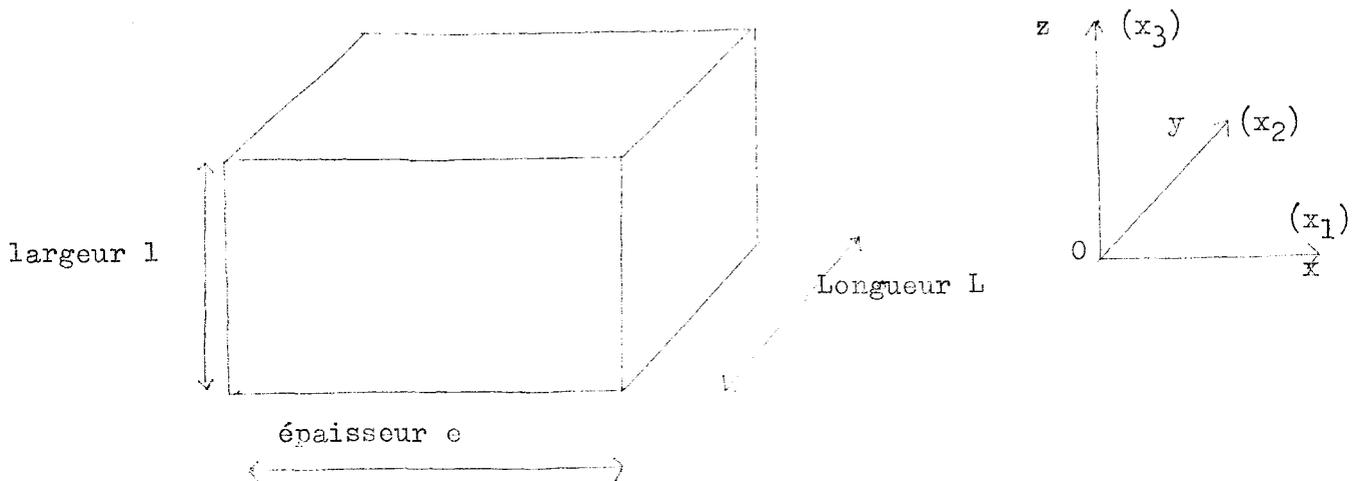
Bien que ses coefficients de piézoélectricité ne soient pas les plus grands le quartz présente l'avantage de pouvoir vibrer suivant des modes simples (vibration en épaisseur).

Il faut en déterminer la coupe et les dimensions.

II - 2 Taille du quartz

Afin de pouvoir utiliser un mode de vibration simple nous avons fait tailler le quartz suivant la coupe X pour laquelle, au voisinage de la résonance, presque toute l'énergie électrique est convertie en énergie mécanique.

Par rapport aux axes du cristal le quartz aura la forme suivante :



Coupe du quartz Fig. 19

Pour le quartz l'axe Ox (ou x_1) représente l'axe électrique ; l'axe Oy (ou x_2) représente l'axe mécanique ; l'axe Oz (ou x_3) l'axe optique.

Nous avons fixé à 4 cm son épaisseur e ce qui permet de considérer le diamètre du faisceau laser (6 mm) comme petit vis à vis de la longueur d'onde ultrasonore. La section a 1 cm^2 ($l = L = 1 \text{ cm}$)

Le modulateur étant choisi, il faut analyser son fonctionnement.

IV - ETUDE THEORIQUE DU QUARTZ
A LA RESONANCE COMME MODULATEUR DE LUMIERE

Afin de déterminer les conditions optimales d'emploi il est indispensable d'élaborer une théorie.

I - Intensité transmise par une lame biréfringente placée entre polariseur et analyseur

Soit Ox la direction d'une des lignes neutres d'une lame biréfringente OP et OA les directions respectives du polariseur et de l'analyseur (fig 2)

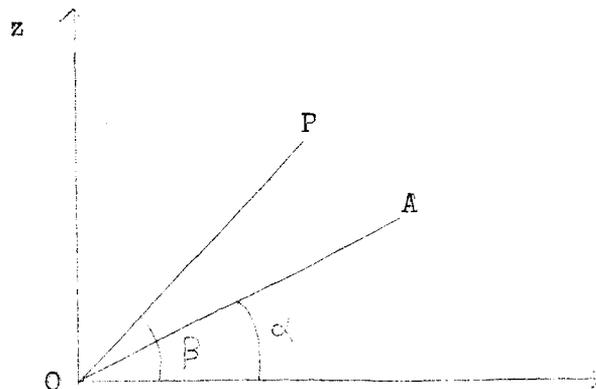


Fig. 20

Une onde lumineuse d'intensité I_0 qui se propage selon oy ressort du système avec l'intensité [17]

$$I = I_0 \left[\cos^2(\alpha + \beta) + \sin^2 \alpha \sin^2 \beta \cos^2 \gamma \right] \quad (14)$$

où

$$(\text{ox}, \text{oA}) = \alpha$$

$$(\text{ox}, \text{oP}) = \beta$$

et γ le retard de phase provoqué par la lame cristalline entre les deux vibrations qui se propagent à l'intérieur de celle-ci selon OX et OZ (OX, OY, OZ forment un trièdre trirectangle).

L'équation 14 montre que l'intensité lumineuse transmise est fonction de la biréfringence de la lame.

Il faut donc calculer le déphasage φ que produit le quartz en vibrant sur sa fréquence de résonance.

II - Calcul de la biréfringence d'un quartz vibrant à la résonance

Considérons le barreau de quartz décrit précédemment et deux ondes polarisées dans les directions OZ et OX et se propageant suivant OY.

Si n'_o et n'_e désignant les indices correspondant aux deux directions de vibration, la différence de marche entre les deux ondes est

$$\xi = (n'_e - n'_o)L \quad (15)$$

Le déphasage introduit par le cristal est

$$\varphi = 2 \frac{\pi}{\lambda} (n'_e - n'_o)L \quad (16)$$

Calculons n'_e et n'_o lorsque le quartz vibre sur sa fréquence de résonance. Pour cela, nous allons étudier le comportement de l'ellipsoïde des indices.

II - 1 Calcul de l'ellipsoïde des indices (ou indicatrice)

Dans un milieu anisotrope l'équation générale de l'ellipsoïde des indices [18] est donné par l'équation.

$$B_{ij} x_i x_j = 1 \quad (17)$$

où

$$B_{ij} = \frac{1}{K_{ij}} = \chi_0 \frac{\partial E_j}{\partial D_i}$$

χ_0 permittivité spécifique du vide

K_{ij} tenseur des constantes diélectriques

E_j champ électrique dans la direction x_j

D_i densité du flux électrique dans la direction x_i

Les indices principaux du cristal sont reliés au K_{ij} par les trois relations

$$n_1^2 = K_{11} \quad n_2^2 = K_{22} \quad n_3^2 = K_{33}$$

Sous l'action d'un champ électrique E_k les B_{ij} subissent une variation (18)

$$\Delta B_{ij} = r'_{ijk} E_k + p_{ijrs} \xi_{rs} \quad (18)$$

avec :

r'_{ijk} = tenseur de rang trois représentant les constantes électrooptiques de première espèce à déformation constante.

p_{ijrs} coefficients électrooptiques
 ξ_{rs} tenseur des déformations.

Le terme $r'_{ijk} E_k$ représente l'effet électrooptique pur, tandis que $p_{ijrs} \xi_{rs}$ traduit l'effet secondaire.

Pour un matériau piézoélectrique, en tenant compte de (18) nous pouvons écrire (cf Annexe I)

$$\Delta B_{ij} = r'_{ijk} E_k + p_{ijrs} d_{krs} E_k \quad (19)$$

où E_k représente le champ électrique dans le cristal suivant la direction k . On peut montrer (cf Annexe I) que si on applique à notre barreau de quartz un champ électrique suivant x_1 l'indicatrice peut se mettre sous la forme

$$(B_1 + \Delta B_1)x_1^2 + (B_2 + \Delta B_2)x_2^2 + B_3x_3^2 + 2\Delta B_4x_2x_3 = 1 \quad (20)$$

Cela montre que l'ellipsoïde des indices subit une déformation suivant les axes x_1 et x_2 et une rotation autour de l'axe x_1 .

L'indice suivant l'axe x_3 ne varie pas puisque $\Delta B_3 = 0$. Par contre suivant x_1 et x_2 la variation n'est pas nulle et nous obtenons (cf annexe I)

$$\Delta B_1 = \Delta B_2 = \left[r'_{111} + (p_{111} - p_{112}) d_{11} + p_{114} d_{14} \right] E_1 \quad (21)$$

Pour évaluer ΔB_1 et ΔB_2 , il suffit de connaître la valeur du champ électrique dans le cristal suivant la direction 1.

II - 2 Calcul du champ électrique E_1 dans le cristal

Le champ électrique est relié à la déformation par l'équation (cf Annexe II)

$$E_j = \chi_{jr} d_{rpq} c_{pqrs} \xi_{rs} \quad (22)$$

où χ_{jr} = coefficients de rigidité diélectrique
 c_{pqrs} = coefficients de rigidité du cristal (Module d'Young)
 d_{rpq} = coefficients du module de piézoélectricité.

A la fréquence de résonance l'élongation donc la déformation est multipliée par un coefficient A (cf Annexe II) tel que

$$A = \frac{8}{\pi^2} Q \quad (23)$$

Les coefficients étant mesurés ou calculés pour des tensions statiques, il faudra donc multiplier la valeur du champ électrique par A pour tenir compte du rapport de l'élongation statique sur l'élongation maximale dynamique.

Si E_a désigne le champ appliqué au cristal l'équation (21) s'écrit :

$$\Delta B_1 = -\Delta B_2 = \left[r'_{11} + (p_{11} - p_{12}) d_{11} + p_{14} d_{14} \right] A E_a \quad (24)$$

De cela déduisons les grandeurs qui nous intéressent.

II - 3 Calcul n'_o n'_e

La variation de n'_o est déterminée par celle de B_1

$$B_1 + \Delta B_1 = \frac{1}{n_o'^2} = \frac{1}{n_o^2} + \Delta B_1 \quad (25)$$

$$\frac{1}{n_o'^2} = \frac{1}{n_o^2} \left(1 + n_o^2 B_1 \right)$$

$$n_o'^2 = \frac{n_o^2}{1 + n_o^2 B_1}$$

Comme ΔB_1 est très petit devant 1 (cf Annexe II) nous pouvons écrire

$$\begin{aligned} n_o'^2 &= n_o^2 (1 - n_o^2 \Delta B_1) \\ n_o' &= n_o (1 - n_o^2 \Delta B_1)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

Soit

$$n_o' = n_o \left(1 - \frac{n_o^2 \Delta B_1}{2} \right) \quad (26)$$

ΔB_3 étant nul il n'y a pas de variation suivant l'axe optique et par conséquent :

$$n_e' = n_e \quad (28)$$

En remplaçant n_o' et n_e' par leur valeur dans l'équation (16)

$$\varphi = 2 \frac{\pi}{\lambda} \left(n_e - n_o + n_o^3 \frac{\Delta B_1}{2} \right) L$$

Posons:

$$\varphi_o = 2 \frac{\pi}{\lambda} (n_e - n_o) L \quad (28)$$

Le déphasage φ s'écrit :

$$\varphi = \varphi_o + 2 \frac{\pi}{\lambda} L n_o^3 \frac{\Delta B_1}{2} \quad (29)$$

avec φ_o déphasage provoqué par la biréfringence naturelle du barreau de quartz.

En tenant compte de l'équation 24,

$$\varphi = \varphi_o + 2\pi \frac{L}{\lambda} n_o^3 \left[r_{11} + (p_{11} - p_{12}) d_{11} + p_{14} d_{14} \right] A E_a \quad (30)$$

Le déphasage, et, par conséquent, l'intensité lumineuse I (cf. eq.14) sont donc fonction du champ électrique intanlanné E_a appliqué au quartz.

Les équations 14 et 20 permettent, en outre, de déterminer l'orientation à donner au cristal par rapport au faisceau lumineux

pour obtenir la modulation maximale.

II - 4 Choix des axes du cristal

L'équation (14) montre que la modulation de lumière sera maximale si

$$\sin 2\alpha \sin 2\beta = 1 \quad (31)$$

ce qui correspond à

$$\begin{cases} \alpha = \frac{\pi}{4} + k \frac{\pi}{2} \\ \beta = \frac{\pi}{4} + k' \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad k, k' = 0, 1, 2, \dots \quad (32)$$

Pour obtenir une extinction totale de la lumière transmise, il faut aussi

$$\alpha + \beta = (2k'' + 1) \frac{\pi}{2}$$

Ce qui entraîne

$$k + k' = 2k'' \quad (33)$$

Il faut donc que l'analyseur et le polariseur soient parallèles. Nous prendrons :

$$\alpha = \beta = 45^\circ$$

Les opérations 20 et 24 montrent que la variation des indices est maximale suivant les axes x_1 et x_2 et qu'il n'y a aucune variation d'indice suivant l'axe x_3 . Il est donc préférable que la lumière arrive sur le quartz sous incidence normale.

Le quartz ne vibrant pas suivant l'axe optique Oz (ou x_3) nous utiliserons les faces perpendiculaires à cet axe pour le fixer, ceci afin de ne pas perturber son fonctionnement.

Les faces normales à l'axe électrique étant métallisées, nous orientons le quartz de telle sorte que la lumière se propage parallèlement à l'axe mécanique x_2 .

La formule (14) s'écrit alors

$$I = I_0 \cos^2 \frac{\varphi}{2} \quad (34)$$

Notons qu'il peut être intéressant de se placer sous

une incidence telle que $\psi_{o/2} = \frac{\pi}{2}$. Dans ce cas, lorsque le quartz ne vibre pas, l'intensité transmise est nulle (cf eq 34)

En résumé, cette théorie montre qu'il est possible d'utiliser la biréfringence variable d'un quartz à la résonance pour réaliser un modulateur de lumière fonctionnant avec de faible tension. Nous avons pu déterminer, en outre, l'orientation à donner au quartz pour obtenir la modulation maximale.

La détermination de A par la mesure expérimentale du coefficient de qualité du quartz nous permettra de calculer l'intensité lumineuse transmise et de comparer les résultats expérimentaux et théoriques.

V - ETUDE EXPERIMENTALE DU QUARTZ

A LA RESONANCE COMME MODULATEUR DE LUMIERE.

En tenant compte des résultats théoriques obtenus précédemment, nous avons réalisé un banc de mesure pour analyser la modulation de lumière provoquée par le quartz.

I - Description du banc de mesure

Une source S_1 envoie un faisceau de rayons lumineux sur une face du quartz placé entre polariseur et analyseur parallèles. Le photomultiplicateur décrit au chapitre II détecte la lumière modulée (fig 21)

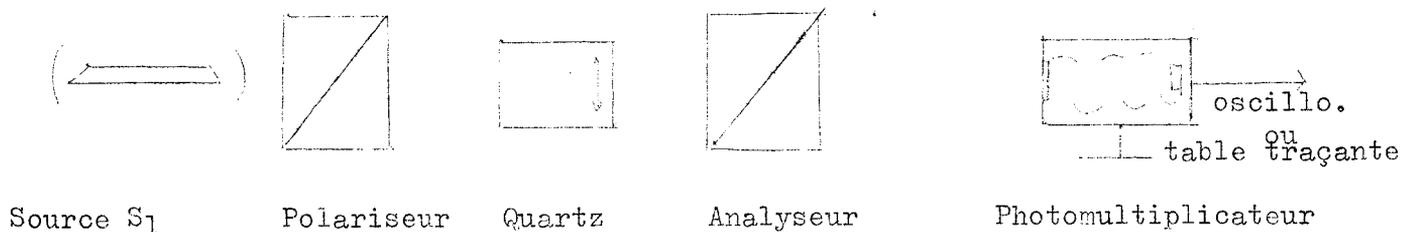


Schéma du banc de Mesure

fig 21

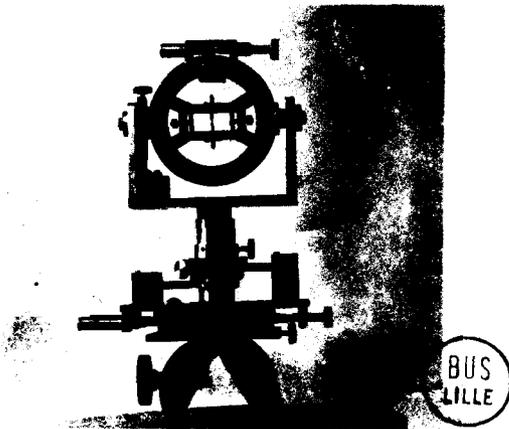
I - 1 La source lumineuse

Afin de nous rapprocher le plus possible des conditions normales d'utilisation du modulateur nous avons pris, comme source lumineuse, un laser à gaz He - Ne dont l'angle d'ouverture du faisceau et la longueur d'onde de l'émission sont comparables aux caractéristiques du laser à rubis. Un diaphragme de deux millimètres de diamètre est placé devant le barreau de quartz. Un polariseur permet d'obtenir une polarisation rectiligne orientable.

I - 2 Le quartz et son support

Le cristal poli optiquement est monté dans un support pouvant réaliser trois mouvements de rotation et trois mouvements de translation orthogonaux. Il est maintenu, dans son plan médian, par quatre pointes d'aiguilles appliquées à l'aide de ressorts

dont on peut régler la pression. Ce système de fixation et l'excitation capacitive du quartz permettent d'amortir le cristal au minimum .



Support du quartz

Fig.22

La lumière transmise par le quartz est détectée par le photomultiplicateur après avoir traversé un analyseur dont la direction de passage est parallèle à celle du polariseur.

I - 3 La détection

Une petite lunette astronomique réglée à l'infini est placée devant le photomultiplicateur pour ne le rendre sensible qu'aux rayons parallèles provenant du laser.

II - Les réglages des différents éléments

L'orthogonalité des différents éléments par rapport au faisceau lumineux est réglée par autocollimation.

Nous avons montré dans le chapitre précédent que la modulation de la lumière était maximale lorsque l'angle de l'axe électrique du quartz avec la direction de vibration de l'onde polarisée était de $\pi/4$.

Pour réaliser cette condition, nous mesurons à l'aide du photomultiplicateur, l'intensité lumineuse transmise par le quartz placé entre analyseur et polariseur croisés.

Tant que l'un des axes du cristal ne se confond pas avec la direction de polarisation de la lumière nous avons, à la sortie du quartz une vibration elliptique et, par conséquent, il n'y a plus extinction.

En faisant pivoter le cristal autour de la direction de propagation du faisceau lumineux nous amenons l'axe électrique dans la direction de la polarisation. L'onde transmise reste polarisée rectilignement et l'extinction est alors conservée.

La direction de l'axe électrique étant ainsi repérée il suffit de tourner analyseur et polariseur d'un angle égal à $\pi/4$.

III - Détermination expérimentale de la biréfringence naturelle

La lumière se propageant suivant l'axe mécanique il existe un déphasage φ_0 entre les deux ondes lumineuses, composantes de l'onde incidente, polarisées suivant l'axe optique OZ et l'axe électrique OX tel que

$$\varphi_0 = \frac{2\pi (n_e - n_o) L}{\lambda} \quad (35)$$

n_e : indice extraordinaire suivant l'axe optique
 $n_e = 1,552$

n_o : indice ordinaire suivant l'axe électrique et mécanique
 $n_o = 1,543$

L : Longueur du cristal L = 10,00 mm

λ : Longueur d'onde de la lumière $\lambda = 6328 \text{ \AA}$

ce qui donne

$$\varphi_0 = 2\pi \times 142,225$$

Soit en degré

$$\varphi_0 = 80^\circ + 2k\pi$$

Nous avons déterminé expérimentalement la valeur de φ_0 par deux méthodes

III - 1 Mesure des axes de la vibration elliptique

La lumière incidente polarisée rectilignement possède, à la sortie du quartz, une vibration elliptique. En faisant tourner la direction de passage de l'analyseur, il est possible de mesurer, à l'aide du photomultiplicateur, les intensités I_A et I_B suivant le grand axe et le petit axe de l'ellipse. L'angle φ_0 est relié

à I_A et I_B (17) par la relation

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\varphi}{2} = \frac{I_B}{I_A} \quad (36)$$

Nous avons trouvé par cette méthode

$$\varphi_0 = 74^\circ \pm 5^\circ \quad (37)$$

Afin de vérifier cette valeur, nous avons utilisé une seconde méthode ne nécessitant pas de modifier la direction de l'analyseur.

III - 2 Mesure de φ_0 par le coefficient de transmission du quartz

Le quartz est placé entre polariseur et analyseur parallèles. Leur direction de polarisation fait un angle de 45° avec l'axe électrique du quartz.

L'équation (34) s'écrit :

$$I = I_0 \cos^2 \frac{\varphi}{2}$$

I étant l'intensité de la lumière transmise par le quartz et I_0 l'intensité maximale.

Nous avons obtenu, en tenant compte des pertes dues à l'absorption du quartz, pour une longueur d'onde $\lambda = 6328 \text{ \AA}$

$$\varphi_0 = 75^\circ \pm 5^\circ$$

Les deux valeurs obtenues concordent et nous adopterons

$$\varphi_0 = 75^\circ \pm 6^\circ$$

Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle donnée par le calcul.

Connaissant φ_0 il est possible de calculer φ et par conséquent l'intensité transmise par le quartz si A , rapport des élongations dynamiques et statiques pour une même tension crête, est déterminé.

IV - Mesure du Q du quartz - Calcul de A

Nous avons vu (équation(9) Annexe II) que le coefficient A est relié au coefficient de qualité Q du quartz par la relation :

$$A = \frac{8}{\sqrt{2}} Q \quad (38)$$

Nous allons donc mesurer Q.

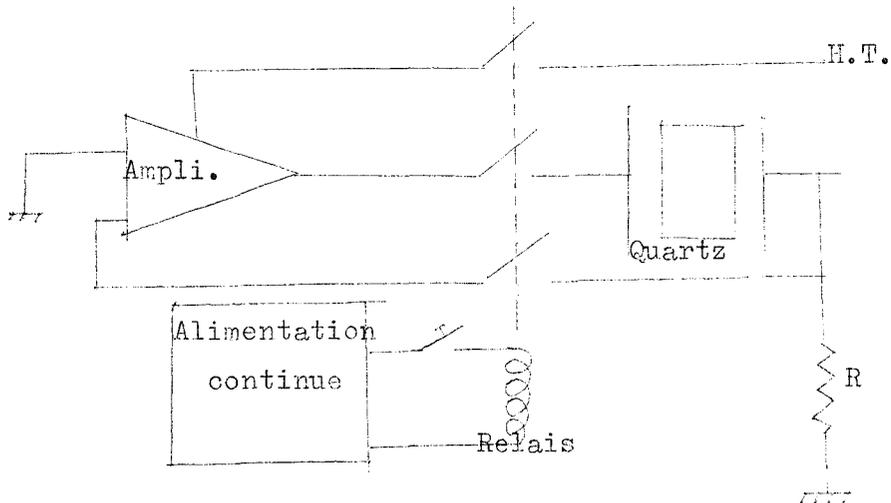
IV - 1 Mesure du Q du quartz

La mesure du Q se fait par la méthode du décréement logarithmique V. Nous savons en effet que :

$$Q = \frac{V}{f} \quad (39)$$

IV - 1 - 1 Dispositif expérimental

Le quartz est inséré dans un montage autooscillateur dont le diagramme de fonctionnement est donné ci-après :

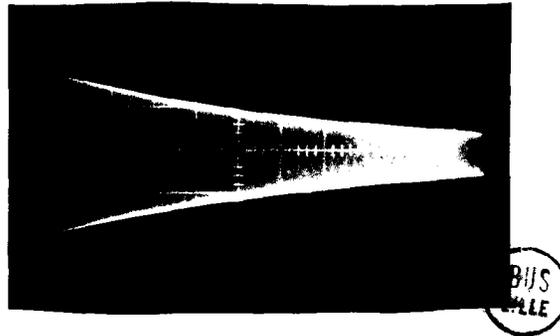


Montage autooscillateur du quartz

Fig. 22

IV - 1 - 2 Mesure de

Pour mesurer δ nous visualisons à l'oscilloscope la variation de la tension aux bornes de la résistance R. après avoir coupé la haute tension et les connexions reliant le quartz à l'amplificateur, ceci afin de ne pas transmettre d'énergie au cristal par l'intermédiaire des capacités parasites l'amplificateur ne pouvant plus jouer son rôle (fig 24)



Mesure du décrétement logarithmique
Fig. 24

Si A_n désigne l'amplitude du maximum de la période n nous pouvons écrire

$$\delta = \frac{1}{m} \text{Log} \frac{A_n}{A_{n+m}} \quad (40)$$

Pour calculer δ il faut donc mesurer les trois termes m , A_n et A_{n+m}

Nous avons fait un calcul rapide de ces valeurs à partir d'un agrandissement de la figure ci-dessus.

Si A_n et A_{m+n} sont séparés d'un intervalle de temps Δt , m est égal à

$$m = \Delta t \times F$$

F étant la fréquence d'oscillation du quartz $F = 67\,823 \text{ Hz}$

IV - 2 - Calcul de A

En combinant les équations 38 et 39 nous pouvons écrire :

$$A = \frac{8}{\pi} \frac{1}{\delta}$$

Soit :

$$A = \frac{8}{\pi} \frac{m}{\text{Log} \frac{A_n}{A_{n+m}}} \quad (41)$$

Les mesures effectuées ont donné :

$$A = 12\ 000 \pm 1000$$

L'incertitude sur A étant due principalement à l'épaisseur des traits. Ces mesures préliminaires étant achevées nous allons étudier expérimentalement la modulation de lumière provoquée par le quartz vibrant.

V - Etude expérimentale de la modulation de la lumière

Pour déterminer expérimentalement les conditions optimales d'utilisation du quartz dans la cavité laser et aussi pour vérifier notre théorie, nous avons réalisé plusieurs expériences nous permettant d'étudier la modulation de lumière produite par le quartz en fonction de la fréquence et de l'amplitude de la tension appliquée à ses bornes et de son orientation par rapport au faisceau lumineux.

V - 1 - Etude de la modulation en fonction de la fréquence de la tension appliquée au quartz

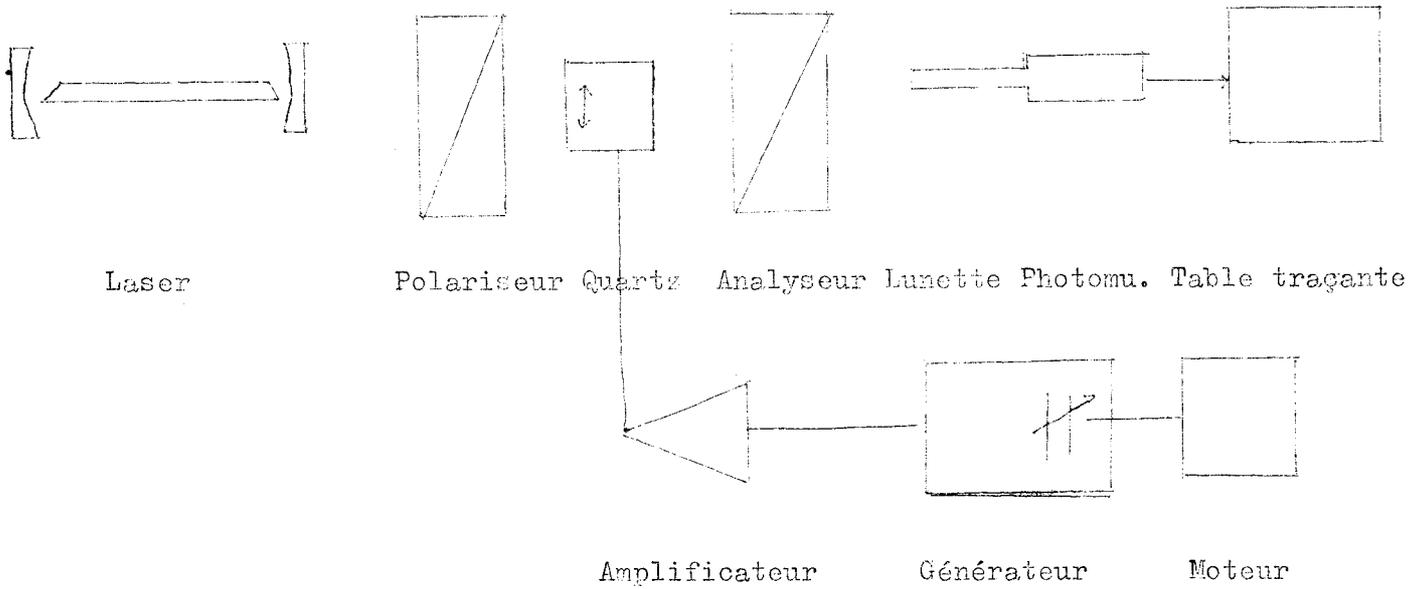
Le banc de mesure utilisé est celui décrit précédemment. L'excitation du quartz se fait à l'aide d'un générateur Hewlett Packard 606 A, dont la stabilité est de 5×10^{-5} en 10 mm, suivi d'un amplificateur à large bande de gain variable.

Une tension de 25 v eff est appliquée au quartz.

Une variation de fréquence de 2 Hz/sec est obtenue en faisant tourner à l'aide d'un moteur, le condensateur d'accord du générateur.

La tension recueillie aux bornes de la résistance de charge du photomultiplicateur est appliquée sur l'entrée γ d'une table traçante Hewlett Packard de type Moseley.

Ces différents éléments sont représentés sur le schéma de la figure 25



Dispositif permettant l'étude de la modulation
en fonction de la fréquence

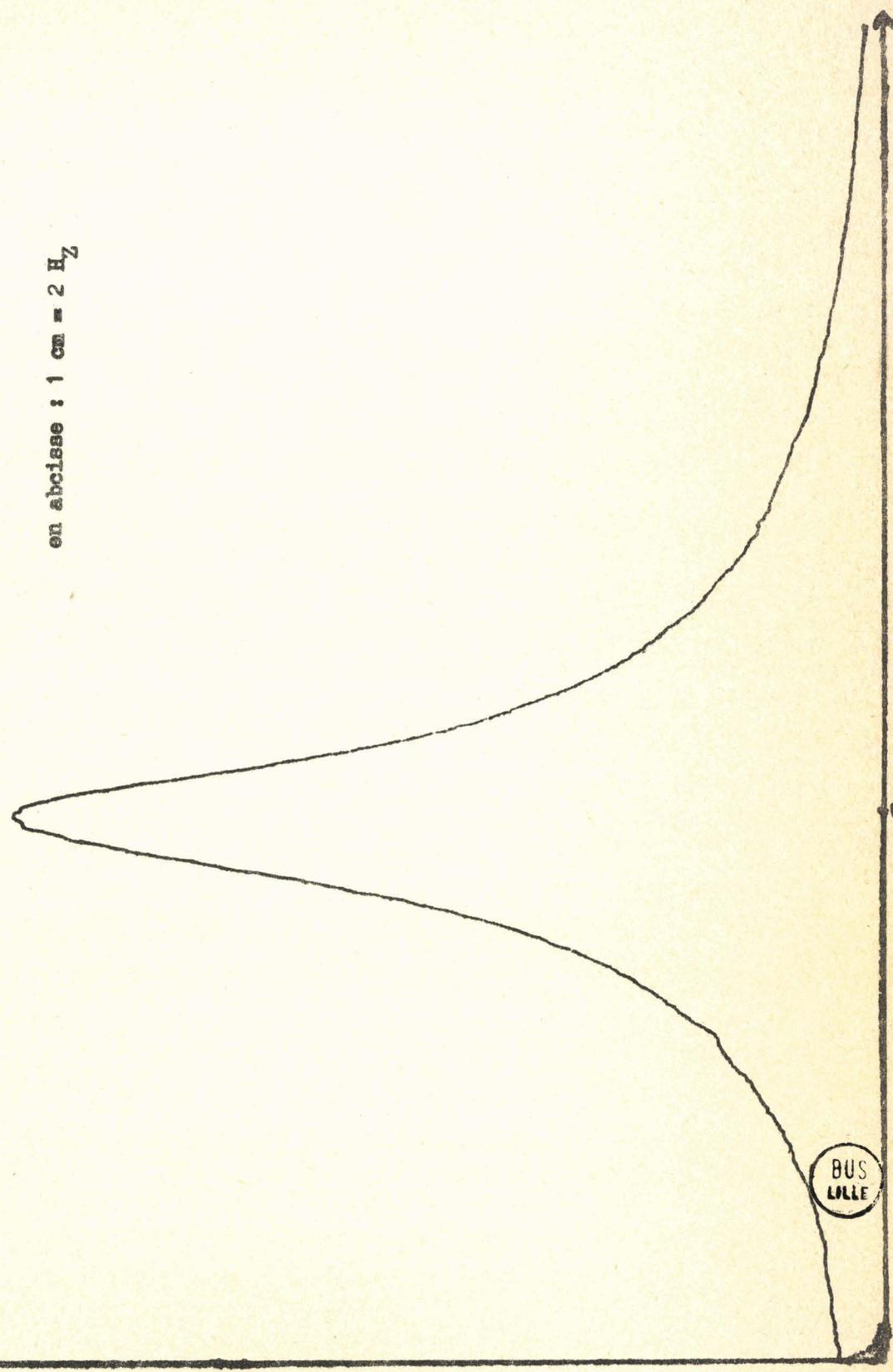
Fig. 25

Nous constatons que, conformément à la théorie, la modulation est maximale lorsque la fréquence de l'excitation correspond à la résonance du cristal.

Variation de la tension efficace
du signal détecté
en fonction de la fréquence.

F. fréquence de résonance du quartz.

en abscisse : 1 cm = 2 Hz



BUS
LILLE

La figure 26 page 42 donne la variation de la tension efficace du signal détecté autour de la fréquence F_0 de résonance du quartz. L'amplitude du signal varie très fortement en fonction de la fréquence ; c'est pourquoi nous utiliserons, pour les autres expériences, le montage autooscillateur décrit ci-dessus.

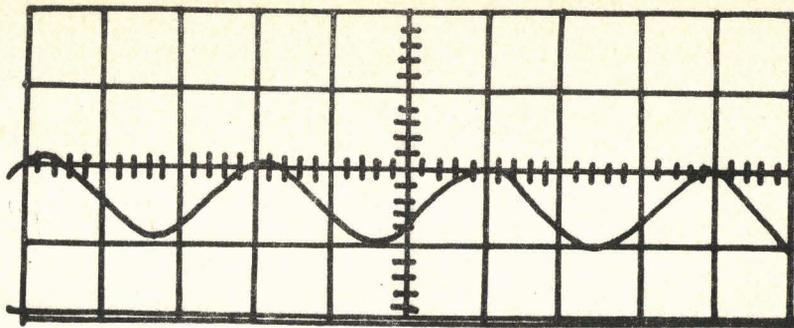
V - 2 Etude de la modulation de lumière en fonction de la tension appliquée au quartz

Pour cela nous utilisons le banc de mesure décrit au début de ce chapitre. La forme de la tension recueillie sur la charge du photomultiplicateur est visualisée à l'oscilloscope. Les oscillogrammes ainsi obtenus (fig 27) montrent l'évolution de la modulation en fonction de la tension-crête V_0 appliquée au quartz. Les valeurs de V_0 sont les suivantes

oscillogrammes	a	b	c	d
Tension V_0 v	14	65	140	185

Il faut remarquer que pour une tension faible la modulation se fait au rythme de la tension appliquée ; mais si cette dernière augmente des distorsions apparaissent et pour une valeur de V_0 suffisamment grande la fréquence semble doubler. Nous donnerons une interprétation de ces phénomènes au paragraphe 7.

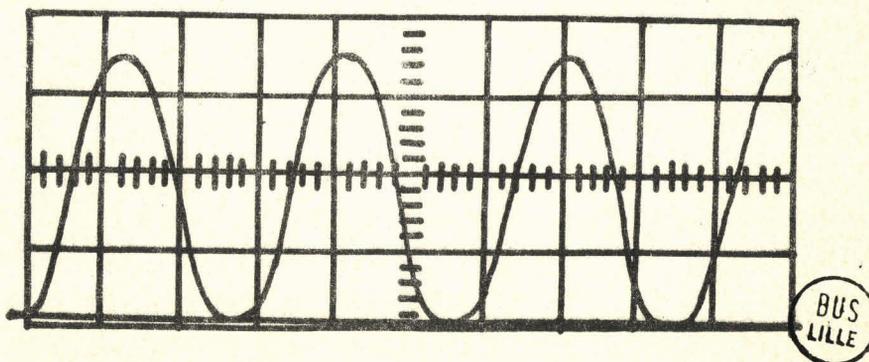
Cette étude étant faite lorsque le quartz est placé normalement à la direction du faisceau lumineux nous allons regarder maintenant comment se modifie la modulation pour une orientation différente du cristal.



Variation de l'intensité lumineuse transmise par le
quartz $V_0 = 14v$

Balayage : 5 μ s/div

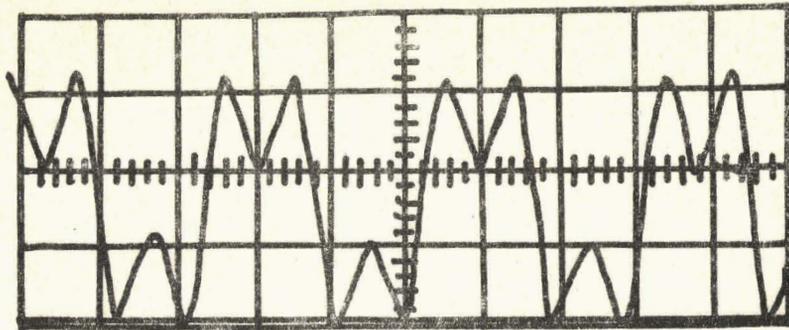
OSCILLOGRAMME a.



Variation de l'intensité lumineuse transmise par le
quartz $V_0 = 65v$.

Balayage : 5 μ s/div

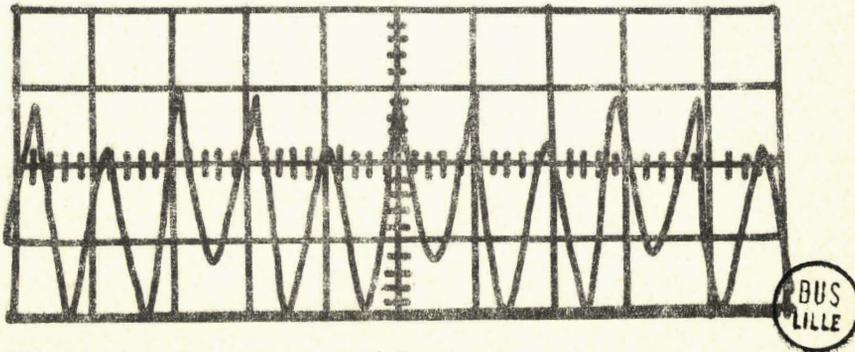
OSCILLOGRAMME b.



Variation de l'intensité lumineuse transmise par le
quartz $V_0 = 14 \text{ Ov.}$

Balayage : 5 $\mu\text{s/div}$

OSCILLOGRAMME c.



Variation de l'intensité lumineuse transmise par le
quartz $V_0 = 185 \text{ v.}$

Balayage : 5 $\mu\text{s/div}$

OSCILLOGRAMME d.

V - 3 Etude de la modulation en fonction de l'orientation du faisceau par rapport au quartz

En faisant varier légèrement la direction du faisceau lumineux par rapport à la normale à la face d'entrée du quartz nous modifions le trajet optique à l'intérieur du cristal et, par conséquent φ_0 .

Les oscillogrammes de la figure 28^o représentent la modulation obtenue pour trois valeurs de φ_0 différentes :

$$\varphi_{0a} = \frac{\pi}{2} \quad \varphi_{0b} = 0 \quad \varphi_{0c} = \pi$$

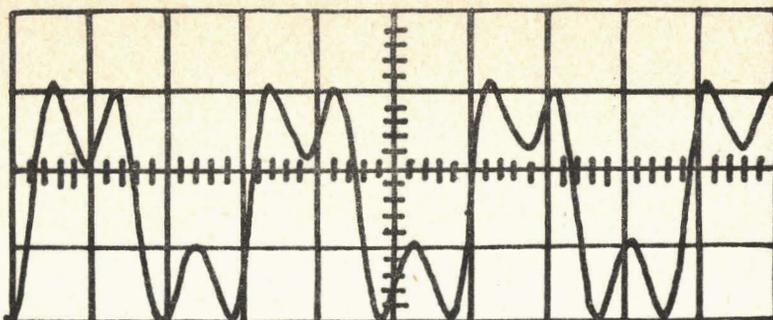
La tension crête V_0 appliquée au quartz est de 100 v.

Les deux expériences précédentes nous permettent donc de prévoir la modulation de lumière provoquée par le quartz en fonction de la tension appliquée et de l'angle d'incidence du faisceau lumineux.

Pour synchroniser les impulsions du laser nous utiliserons, comme référence, la chute de tension aux bornes de la résistance R du montage autooscillateur (cf fig 25). Il nous faut donc connaître la relation de phase existant entre les deux phénomènes afin de produire l'impulsion de commande de la cellule de Kerr au moment le plus favorable.

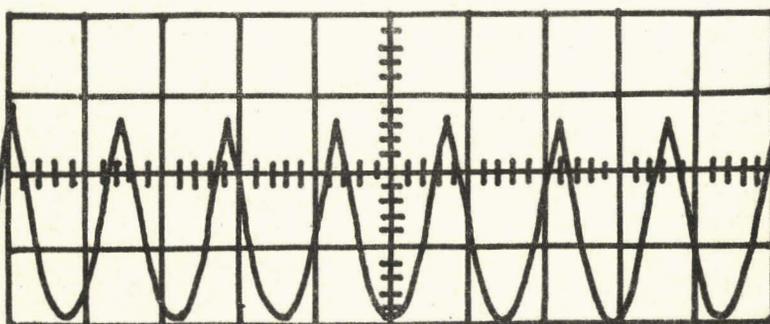
VI - Etude de la phase de la modulation de lumière par rapport à la vibration

Cette étude a été faite pour $\varphi_0 = 75^\circ$ et $\varphi_0 = \pi$



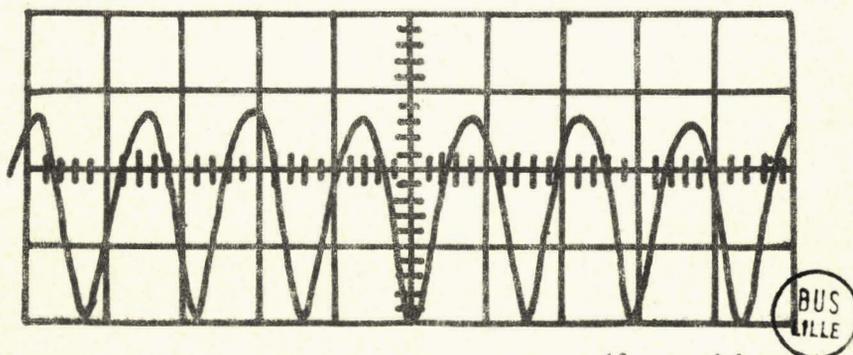
Variation de l'intensité lumineuse $\psi_{0a} = \pi/2$

OSCILLOGRAMME a.



Variation de l'intensité lumineuse $\psi_{0b} = 0$

OSCILLOGRAMME b.



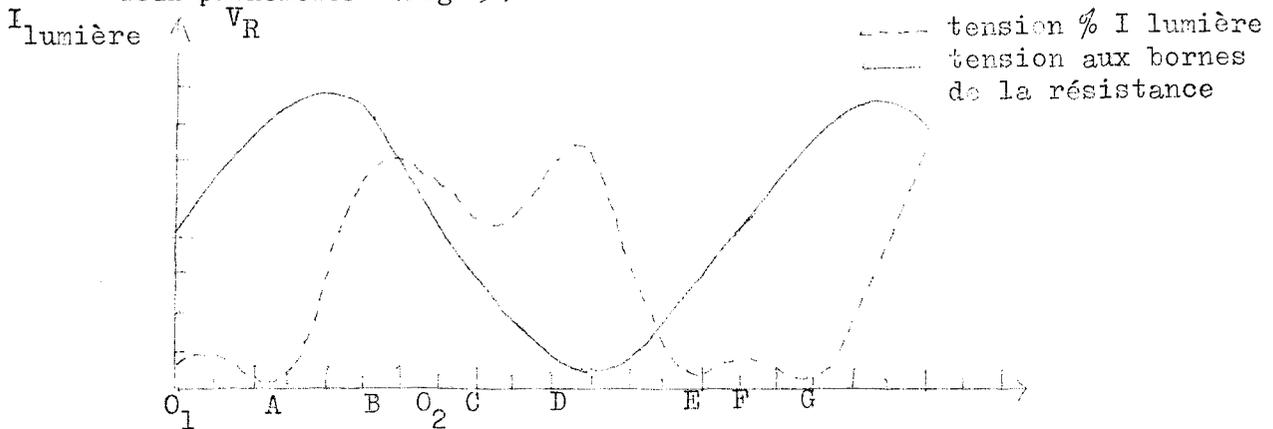
Variation de l'intensité lumineuse $\psi_{0c} = \pi$

OSCILLOGRAMME c.

Etude de la modulation en fonction de l'orientation
du faisceau lumineux

VI - 1 Etude de la phase pour $\varphi_0 = 75^\circ$

La tension aux bornes de la résistance R et celle obtenue aux bornes de la résistance de charge du photomultiplicateur sont appliquées à un oscilloscope Tektronix 585 A, déclenché extérieurement, ceci afin d'avoir une référence de phase pour les deux phénomènes (fig 29)



Relation de phase entre V_R et l'intensité lumineuse

Fig 29

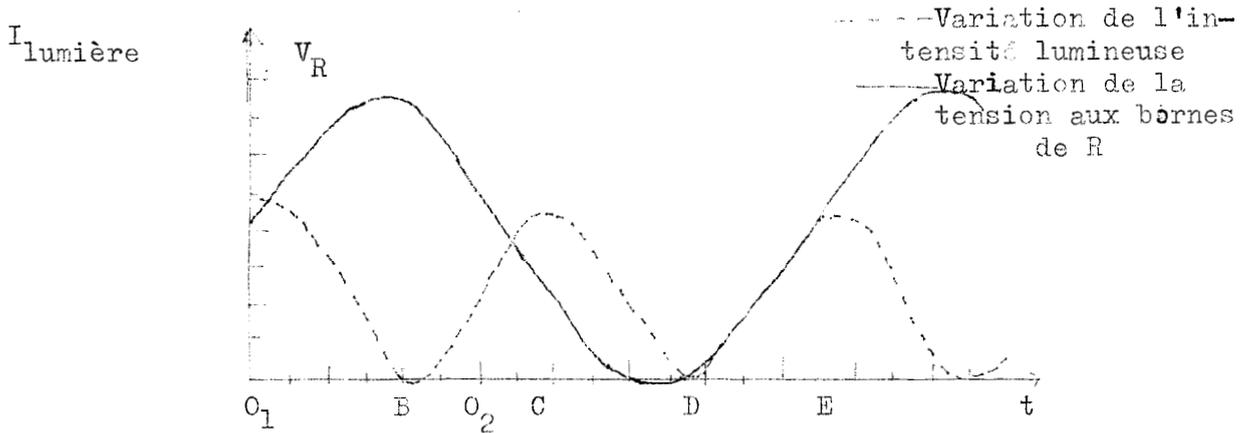
Les intervalles de temps entre les points les plus caractéristiques sont donnés dans le tableau suivant :

Points	O_1 A	C_1 B	O_1 C	O_2 C	O_2 D	O_2 E	O_2 F	O_2 G
Temps	2,4	5,5	8	0,5	2,95	5,9	7,7	9,8

VI - 2 Etude de la phase pour $\varphi_0/2 = \pi/2$

Pour obtenir $\varphi_0/2 = \pi/2$ nous faisons pivoter le quartz autour de son axe électrique x_1 jusqu'à ce que l'intensité transmise par le cristal soit nulle (la détection se fait à l'aide du photomultiplicateur). La méthode de mesure reste la même.

La figure 30 permet de calculer le temps séparant les points les plus caractéristiques.



Relation de phase entre la tension V_R et l'intensité lumineuse I

fig 30

Les valeurs obtenues sont les suivantes

Points	$C_1 A$	$O_1 B$	$O_2 C$	$C_2 D$
Temps	0,7	4,45	0,55	4,0

L'étude expérimentale étant terminée nous pouvons essayer d'interpréter les résultats et les comparer à la théorie donnée précédemment.

VII - Interprétation des courbes expérimentales. Comparaison avec les résultats théoriques

Nous allons montrer qu'à partir des équations (30) et (34) il est possible de retrouver les oscillogrammes obtenus et que, par conséquent, la théorie permet d'interpréter qualitativement les phénomènes. En utilisant les valeurs de A et φ_0 mesurées expérimentalement nous calculerons les courbes $I = f(t, V_0)$ et nous les comparerons aux courbes expérimentales.

VII - 1 - Interprétation des courbes $I = f(V)$

VII - 1 - Variation de l'intensité transmise
par le quartz

Nous avons vu au chapitre IV que l'intensité lumineuse transmise par le quartz peut se mettre sous la forme :

$$I = I_o \cos^2 \varphi / 2 \quad (42)$$

Où φ représente la birefringence provoquée par le cristal et peut s'écrire :

$$\varphi = \varphi_o + KVa \quad (43)$$

avec φ_o birefringence naturelle

et K un coefficient traduisant la birefringence accidentelle provoquée par la tension crête Va appliquée au barreau de quartz.

En comparant les équations (30) et (42) nous pouvons écrire :

$$K = \frac{2\pi L n_o^3}{2} \left[r'_{11} + (P_{11} - P_{12}) d_{11} + P_{14} d_{14} \right] \frac{A}{e} \quad (44)$$

L'équation 42 montre donc que l'intensité transmise par le quartz dépend à la fois de φ_o et de V et qu'il est possible de prévoir la forme des courbes obtenues expérimentalement.

Posons $I = a^2$ et $I_o = a_o^2$

a et a_o représentant les amplitudes des vibrations lumineuses en fonction du temps.

L'équation 44 se transforme en :

$$a^2 = a_o^2 \cos^2 \varphi / 2$$

Soit

$$|a| = |a_o| |\cos \varphi / 2|$$

Nous pouvons prévoir la variation de α en utilisant le cercle trigonométrique, nous devons distinguer plusieurs cas suivant les variations de $\psi/2$

. $0 < \psi/2 < \pi/2$

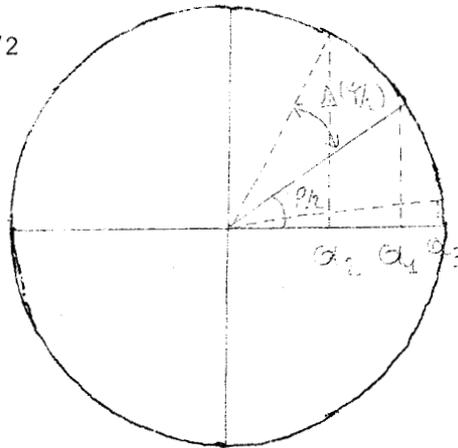


Fig. 31

Lorsque α varie ψ décrit la courbe ci-dessous (fig. 32).

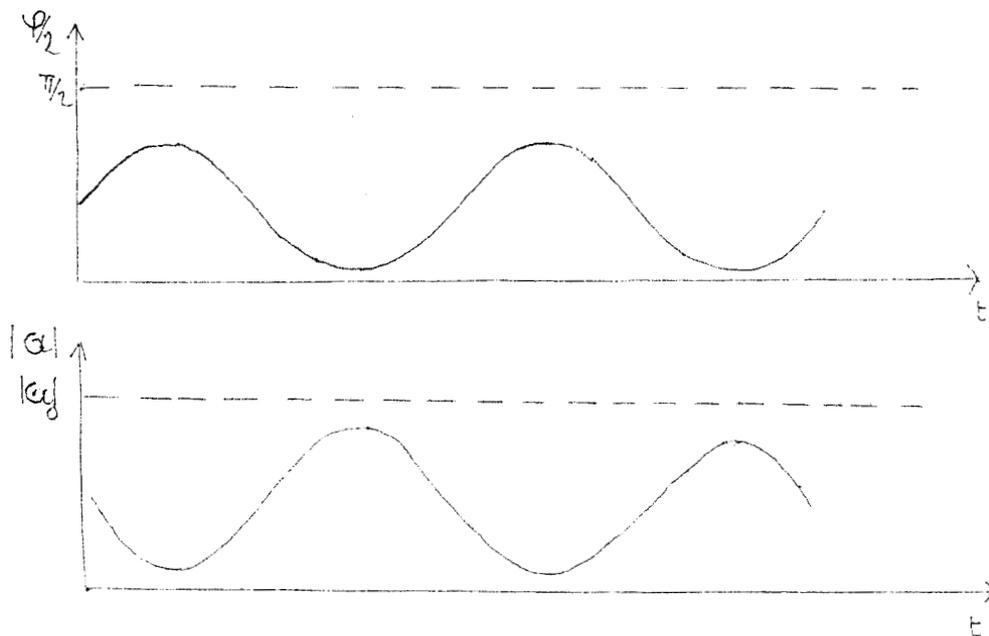


Fig. 32

Nous retrouvons la modulation de lumière de l'oscillogramme a

$-\pi/2 < \varphi/2 < \pi$

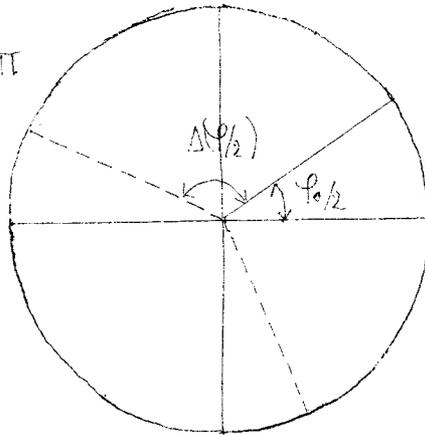


Fig. 33

Comme ci-dessus nous pouvons tracer la variation de $|a|$ en fonction de φ

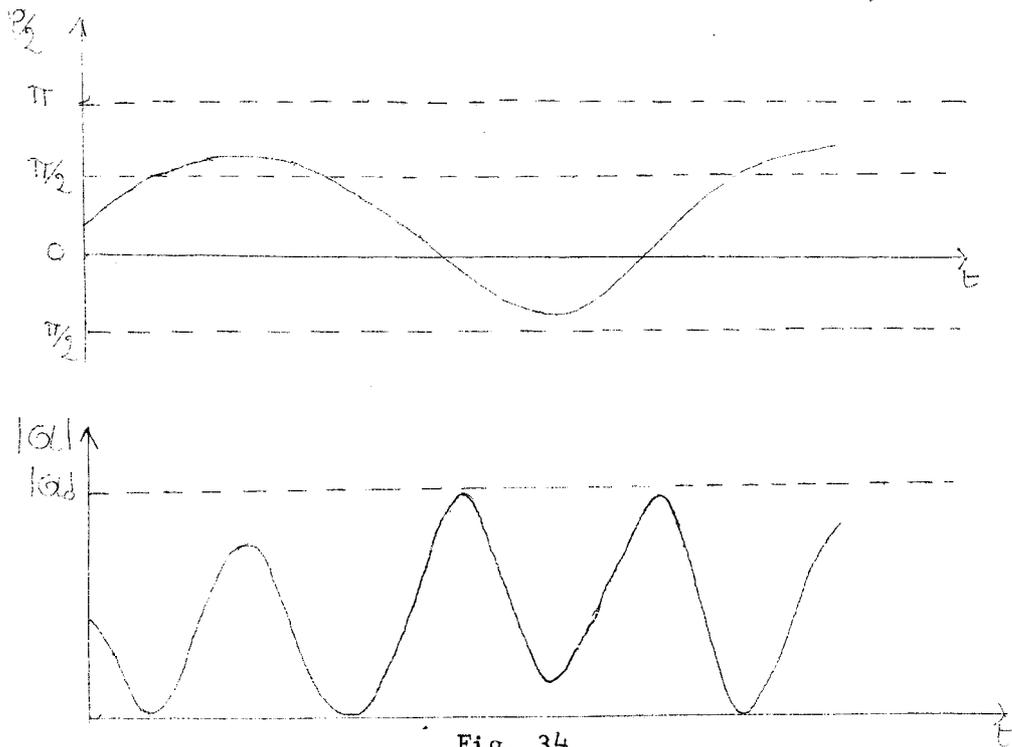


Fig. 34

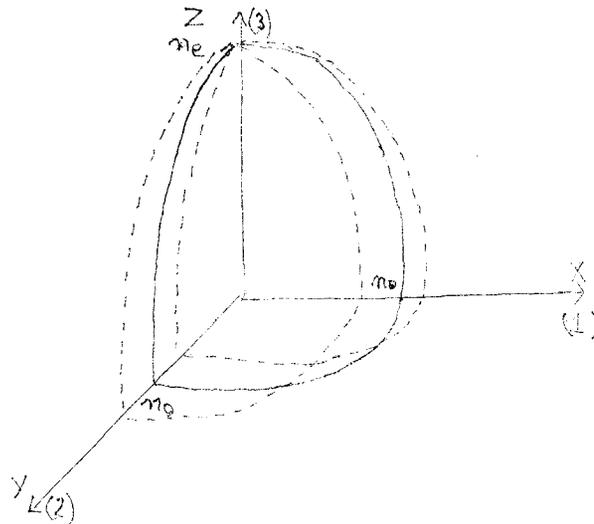
Les variations de $|a|$ sont semblables a l'oscillogramme (C)
A partir des équations donnant I et φ il est donc possible de retrouver,
au moins qualitativement, les formes d'ondes obtenues par l'expérience.

Nous pouvons essayer d'interpréter de la même façon la deuxième série d'oscillogrammes ou nous avons représenté la modulation obtenue en fonction de φ_0 .

VII - 2 - Interprétation des courbes de modulation en fonction de l'orientation du cristal.

VII - 2 - 1 - Etude de l'ellipsoïde des indices

Nous avons montré que la surface des indices du quartz peuvent être représentée par un ellipsoïde et que la présence d'ultrasons déformait celui-ci en modifiant les valeurs du grand axe et du petit axe de l'ellipsoïde initial (fig. 35).



Déformation de l'ellipsoïde des indices.

Fig. 35

Les composantes suivant Ox et Oz d'un faisceau de lumière parallèle polarisée rectilignement se propagent dans le cristal dont l'indice est pour chacune des 2 composantes n_o et n_e respectivement. Si le quartz pivote légèrement autour de Ox, le plan d'onde coupe l'ellipsoïde suivant une autre ellipse et les indices pour les deux composantes deviennent alors n_{e1} et n_o .

Le déphasage φ_o devient

$$\varphi'_o = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{e1} - n_o) L'$$

L'étant le trajet optique

φ_o étant très grand, il suffit d'incliner légèrement le quartz pour obtenir une variation $\Delta\varphi_o$ de plusieurs degrés.

Il faut noter que les phénomènes de modulation resteront de même nature compte tenu de la variation de φ_o .

VII - 2 - 2 - Etude qualitative de l'intensité lumineuse en fonction de φ_o

Essayons d'interpréter les oscillogrammes obtenus pour les trois valeurs particulières de $\varphi_o/2$.

$$\varphi_o/2_a = 0 \quad \varphi_o/2_b = \pi/4 \quad \varphi_o/2_c = \pi$$

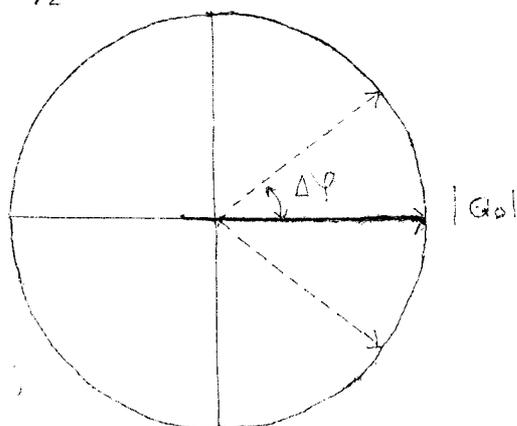
$$\varphi_o/2 = 0$$

L'équation (34) s'écrit :

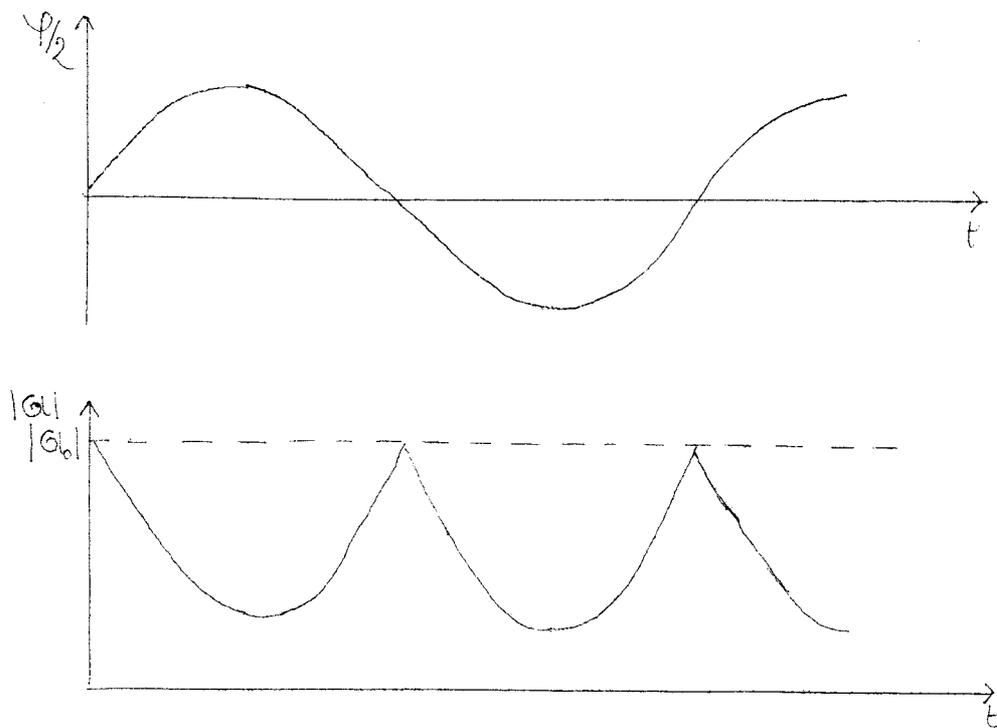
$$I = I_c \cos^2 \frac{KV_a}{2}$$

Nous pouvons, en utilisant la même méthode que précédemment, tracer la courbe de variation de I en fonction du temps.

Supposons $\left| \frac{KV_a}{2} \right| < \pi/2$



Les courbes $\varphi(t)$ et $|a|(t)$ sont données ci-après.



Variation de $\varphi/2(t)$ et $|a|(t)$ pour $\varphi_0/2 = 0$

Fig. 35

La courbe $|a|(t)$ à la même forme que l'oscillogramme correspondant.

$$\varphi_0/2 = \pi/4$$

La variation de φ se fait de façon symétrique; c'est-à-dire que les déformations de la courbe seront identiques dans le bas et dans le haut. A partir du cercle trigonométrique (fig. 36) nous traçons comme précédemment, les courbes $\varphi/2 = f(t)$ et $|a| = f(t)$

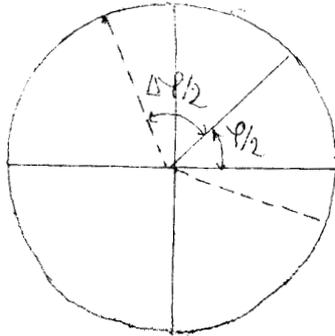
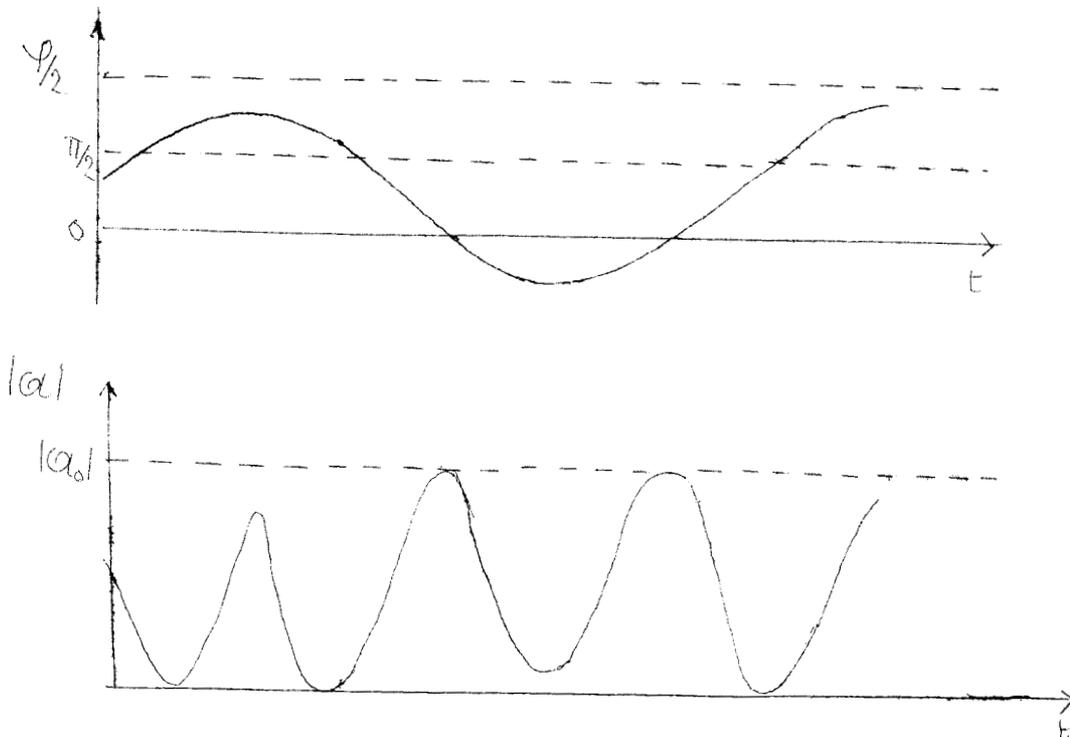


Fig. 36



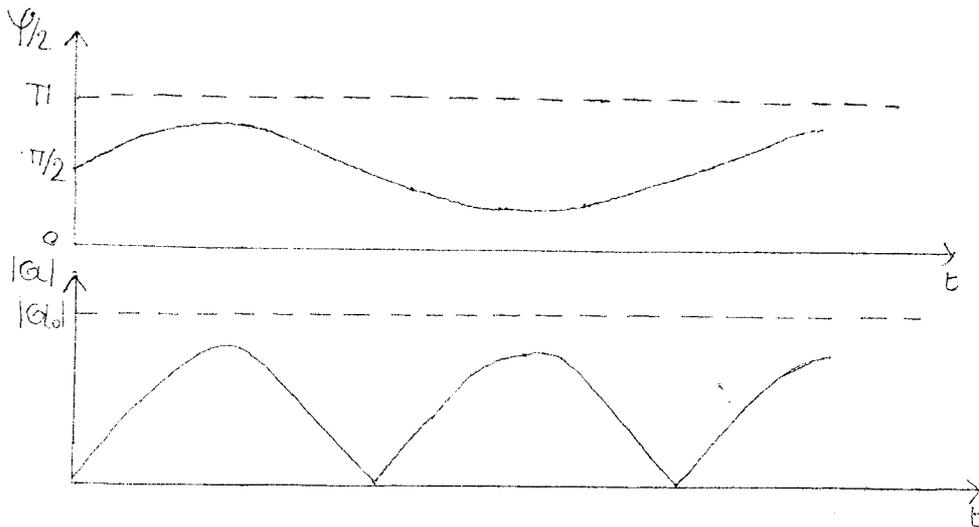
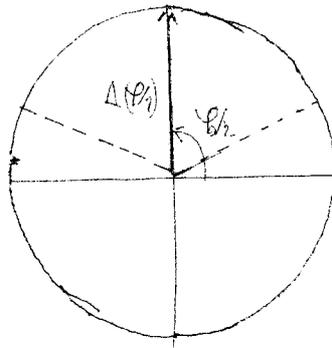
Variation de $\varphi/2$ et $|a|$ en fonction du temps $\varphi_0/2 = \pi/4$

Fig. 37

La modulation est identique à celle représentée sur l'oscillogramme C.

$$\cdot \varphi_0/2 = \pi/2$$

Pour $V_a = 0$, $I = C$, c'est-à-dire qu'au repos l'intensité transmise est nulle. Les courbes $\varphi/2(t)$ et $|G|(t)$ tracées à partir du cercle trigonométrique (fig. 38) montrent que nous retrouvons des résultats compatibles avec l'expérience.



$$\varphi/2 = f(t) \text{ et } |G| = f(t) \text{ pour } \varphi_0/2 = \pi/2$$

Fig. 38

Nous pouvons conclure que la théorie donnée précédemment permet de retrouver et d'expliquer qualitativement, les différentes courbes obtenues en faisant varier la tension aux bornes du quartz et l'angle d'incidence du faisceau lumineux.

Nous allons voir qu'elle nous permet en outre de calculer la variation de l'intensité lumineuse transmise par le cristal.

VII - 3 - Calcul théorique de l'intensité transmise par le quartz

Nous calculerons tout d'abord la valeur du champ électrique E_A appliqué au cristal en fonction de V_A tension sur les électrodes. Nous pourrons alors en tenant compte des valeurs de A et φ_0 mesurées précédemment calculer φ et par conséquent I .

VII - 3 - 1 - Calcul du champ électrique appliqué au quartz

Le barreau de quartz est placé entre deux électrodes sur lesquelles nous appliquons une tension V (fig. 39). Soit e' la distance séparant les deux électrodes. Si $e'' = e - e'$ on peut démontrer que :

$$\frac{V_a}{V} = \frac{e}{e + e''\epsilon_r \text{ quartz}}$$

ϵ_r étant la constante diélectrique du quartz.

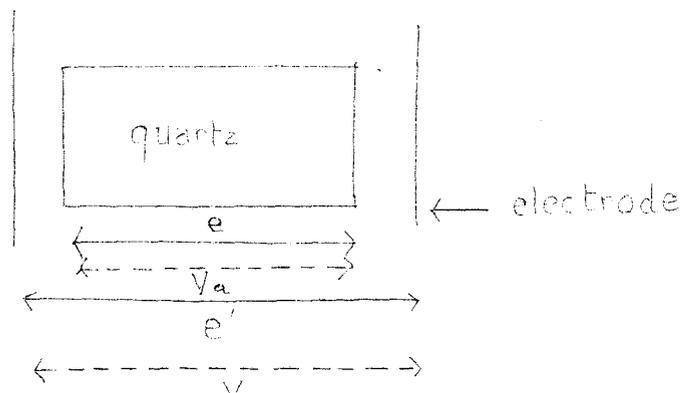


Fig. 39

Pour le montage réalisé, les valeurs des différents éléments sont :

$$e' = 42 \text{ mm} \quad e = 40 \text{ mm} \quad e'' = 2 \text{ mm} \quad \xi_r = 4,5$$

Ce qui donne :

$$\frac{V_a}{V} = k = 0,816 \quad (47)$$

Il faudra donc, dans le calcul théorique, multiplier la valeur V de la tension appliquée sur les électrodes par le coefficient k pour obtenir la valeur de $E_a = \frac{V_a}{e}$ du champ électrique appliqué au quartz.

VII - 3 - 2 Calcul de la variation de l'intensité lumineuse pour différentes valeurs de V_a

Nous nous proposons de calculer numériquement les variations de l'intensité lumineuse en fonction de la tension appliquée au quartz.

- Rappel des formules de base

Nous avons vu au chapitre IV que l'intensité lumineuse transmise au centre du cristal était :

$$I = I_0 \cos^2 \varphi / 2 \quad (\text{cf. eq. 34})$$

en posant

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{2\pi}{\lambda} L \frac{n_0^3}{2} \left[n'_{11} + (P_{11} - P_{12})d_{11} + P_{14} d_{14} \right] AEa \quad (\text{cf. eq. 30})$$

$$\text{Or } E_a = \frac{V_a}{e} = \frac{kV}{e}$$

peut donc se mettre sous la forme

$$\Psi = \Psi_0 + 2\pi \frac{L}{\lambda} \frac{n_0^3}{2} \left[(r'_{11} + (P_{11} - P_{12}) d_{11} + P_{14} d_{14}) \right] Ak \frac{V}{e} \quad (48)$$

Les mesures effectuées et les constantes données dans différents ouvrages permettent de calculer Ψ en fonction de V

2 - Valeurs numériques

Pour le quartz utilisé

$$\Psi_0 = 75^\circ \quad L = 1 \text{ cm} \quad e = 4 \text{ cm} \quad k = 0,816 \quad A = 12 \text{ 000}$$

Les autres constantes ont été extraites de plusieurs ouvrages.

$$r'_{11} = -0,24 \cdot 10^{-12} \text{ m/v} \quad (\text{réf 21})$$

$$r'_{41} = 0,05 \cdot 10^{-12} \text{ m/v} \quad (\text{réf 21})$$

$$P_{11} = 0,138 \quad P_{12} = 0,250 \quad P_{14} = 0,029 \quad (\text{réf 22})$$

$$d_{11} = 2,310 \cdot 10^{-12} \text{ m/v} \quad c/14 = 0,67 \cdot 10^{-12} \text{ m/v} \quad (\text{réf 23})$$

$\lambda = 0,6328 \text{ \AA}$ longueur d'onde de la lumière émise par le laser à gaz He - Ne

$$n_0 = 1,543$$

Compte tenu de ces valeurs nous pouvons calculer Ψ à partir de l'équation 48 et par conséquent en déduire I.

3 - Calcul de I

Pour calculer l'intensité transmise par le quartz, en son centre, il faut connaître $\Psi/2$ qui peut se mettre sous la forme

$$\Psi/2 = \Psi_0/2 + \pi \frac{L}{\lambda} \frac{n_0^3}{2} \left[(r'_{11} + (P_{11} - P_{12}) d_{11} + P_{14} d_{14}) \right] Ak \frac{V}{e}$$

Si nous posons $V = V_0 \sin \omega t$ avec $\omega = 2\pi F_0$

L'équation devient :

$$\Psi/2 = \Psi_0/2 + \pi \frac{L}{\lambda} \frac{n_0^3}{2} (r'_{11} + (P_{11} - P_{12}) d_{11} + P_{14} d_{14}) Ak \frac{V_0 \sin \omega t}{e}$$

ce qui peut se mettre sous la forme

$$\Psi/2 = \Psi_0/2 + K' V_0 \sin t \quad (49)$$

en posant :

$$K' = \pi \frac{1}{\lambda} \frac{n_0^3}{2} (r'_{11} + (P_{11} - P_{12})d_{11} + P_{14} d_{14}) \frac{1}{e} Ak \quad (50)$$

Pour le quartz utilisé nous avons exprimé K' en degré / v

$$K' = - 0,61 \text{ degré/v}$$

En reportant cette valeur et celle de Ψ_0 dans l'équation 49 nous pouvons calculer $\Psi/2$ et en déduire les valeurs de I pour les différentes valeurs de V.

Il est intéressant de comparer les courbes ainsi obtenues aux résultats expérimentaux.

VII - 4 - Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux

- VII - 4 - 1 - Superposition des deux séries de valeurs.

Nous avons reproduit à la même échelle les courbes expérimentales et théoriques pour $A = 12\ 000$ et $\Psi_0 = 75^\circ$ de la variation de $\frac{I}{I_0}$ en fonction de la tension instantanée appliquée sur les électrodes

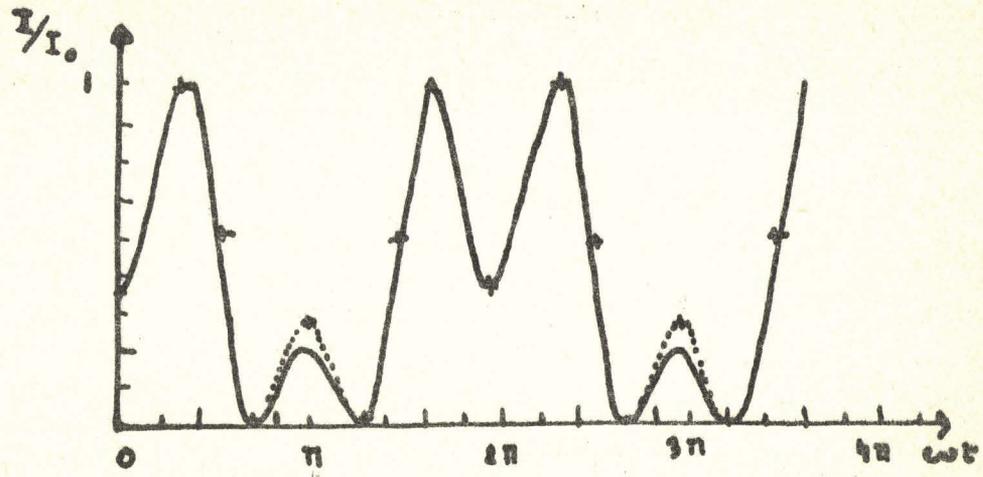
Les courbes ont été tracées pour quatre valeurs de tension crête V_0 donnant les types de modulation les plus caractéristiques. Celles en traits pleins représentent les valeurs expérimentales, les croix et les traits pointillés, les valeurs théoriques, les deux séries de valeurs pour un même V_0 coïncident. Nous constatons cependant quelques légères différences qui peuvent s'expliquer.

- VII -4-2 - Analyse des erreurs expérimentales

1 - La lumière produite par le laser

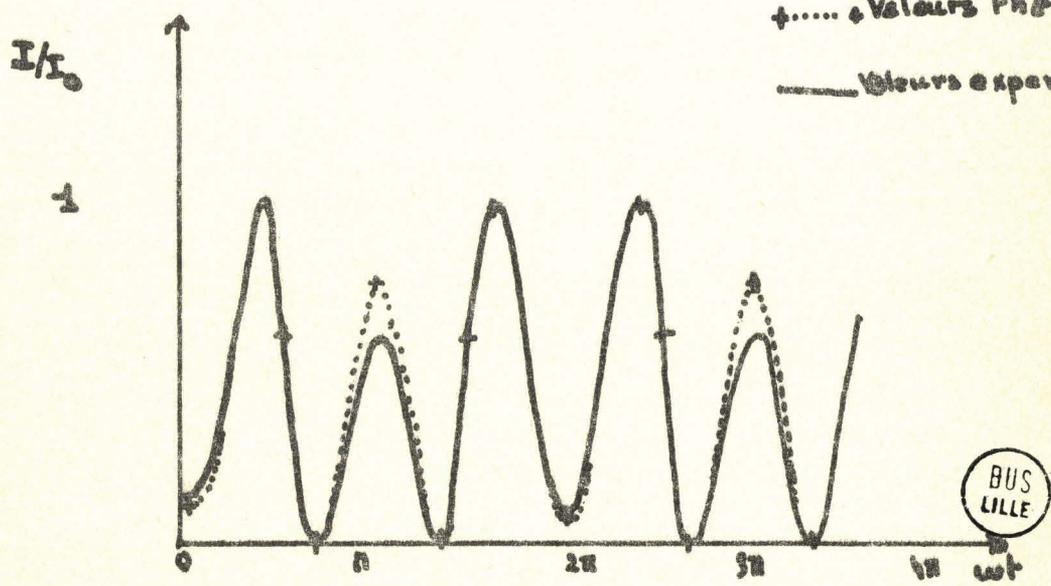
Il faut d'abord souligner le fait que la lumière du laser $HeNe$ est légèrement modulée. En effet l'excitation du gaz

+.....+ Valeurs théoriques
 ——— Valeurs expérimentales



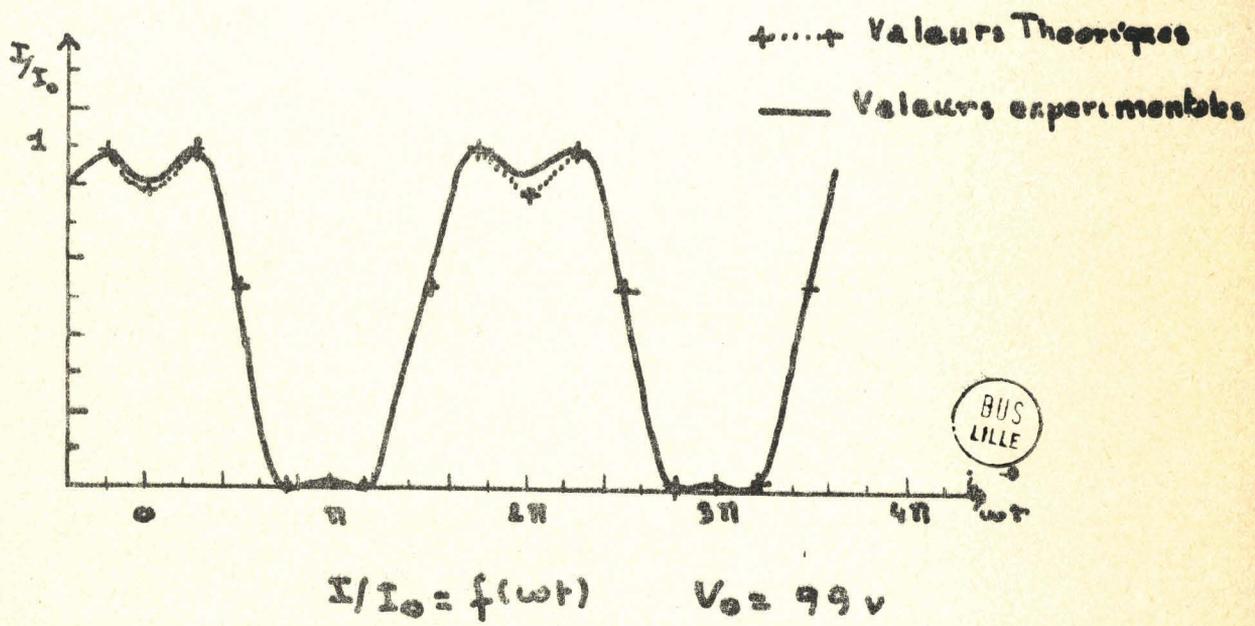
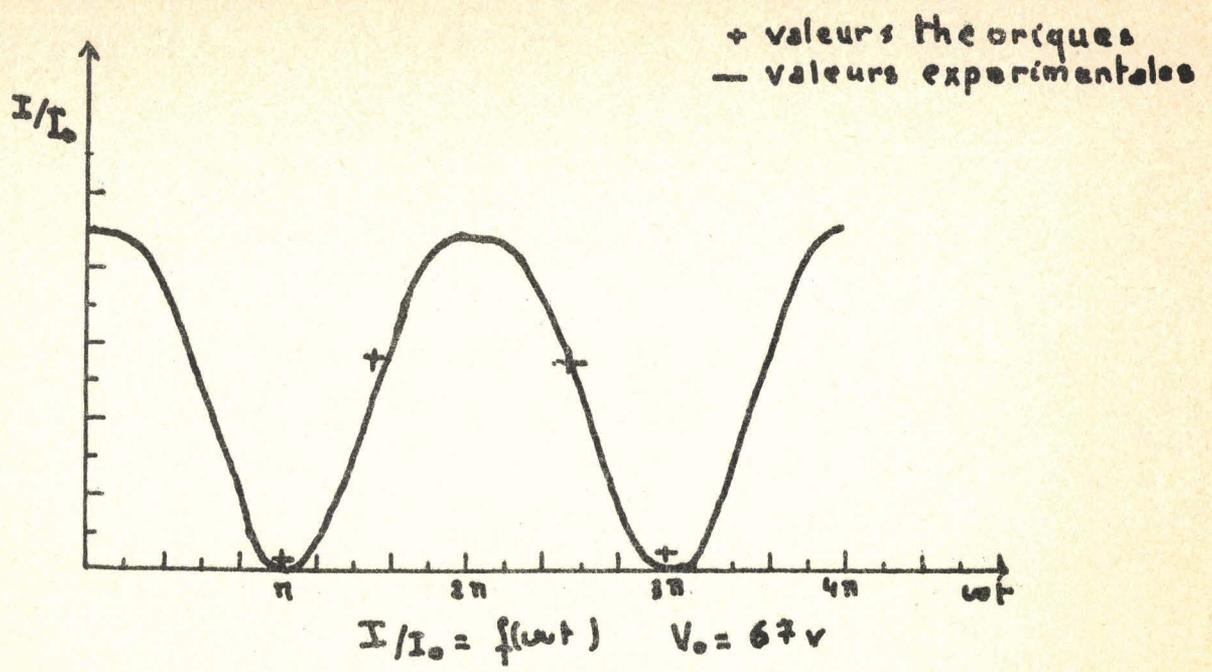
$I/I_0 = f(\omega t)$ $V_0 = 147 \text{ v}$

+.....+ Valeurs théoriques
 ——— Valeurs expérimentales



$I/I_0 = f(\omega t)$ $V_0 = 147 \text{ v}$





se fait en appliquant aux bornes du tube une tension continue de 2000 v. Or nous avons constaté que cette tension était mal filtrée ce qui produit une variation de courant et par conséquent une modulation de l'intensité lumineuse fournie par le laser. Ceci se traduit, sur les oscillogrammes, par un trait épais. Nous avons reproduit les courbes expérimentales en passant par les extremums.

Remarquons que le constructeur nous a déconseillé d'augmenter les selfs et les capacités de filtrage ceci pour éviter les suroscillations à la mise sous tension ce qui risquerait d'endommager la cathode.

2 - Variation de ψ_0

Nous avons constaté que, à tension V égale, la modulation se modifie légèrement lorsque la température varie. En effet, le déphasage ψ_0 entre les deux ondes se propageant dans le cristal est fonction, d'une part de n_e et n_o et d'autre part de la longueur L du quartz, trois paramètres qui dépendent de la température.

Or, la différence entre les valeurs pratiques et théoriques s'accroît lorsque la tension appliquée augmente, c'est-à-dire lorsque l'échauffement du cristal croît.

Ceci explique l'écart observé entre les deux séries de valeurs.

De l'étude comparée des résultats théoriques et expérimentaux nous pouvons conclure que la théorie donnée précédemment rend compte de façon satisfaisante des résultats observés. Il est donc possible d'utiliser la théorie pour déterminer la position optimale à donner au quartz.

VI - SYNCHRONISATION DES IMPULSIONS
LUMINEUSES FOURNIES PAR LE LASER A RUBIS.-

Nous allons d'abord étudier théoriquement l'action du quartz placé dans la cavité du laser et nous vérifierons expérimentalement qu'il y a synchronisation des impulsions lumineuses par rapport aux oscillations du quartz.

I - Action du quartz dans la cavité du laser à rubis

Nous avons montré que le quartz en vibrant présente un coefficient de transmission τ variable dans le temps. Or il est possible d'assimiler l'ensemble quartz-miroir à un miroir équivalent de coefficient de réflexion r' , variable dans le temps

Par conséquent, nous allons déterminer r' et en déduire une nouvelle condition de fonctionnement du laser.

I - 1 - Calcul du coefficient de réflexion du miroir équivalent

Considérons le quartz placé dans la cavité du laser comme l'indique la figure 41.

En désignant par I_1, \dots, I_6 les intensités successives après traversée du quartz ou du rubis ou réflexions sur les miroirs M_1, M_2 , de coefficient, de réflexion r_1, r_2 nous pouvons écrire :

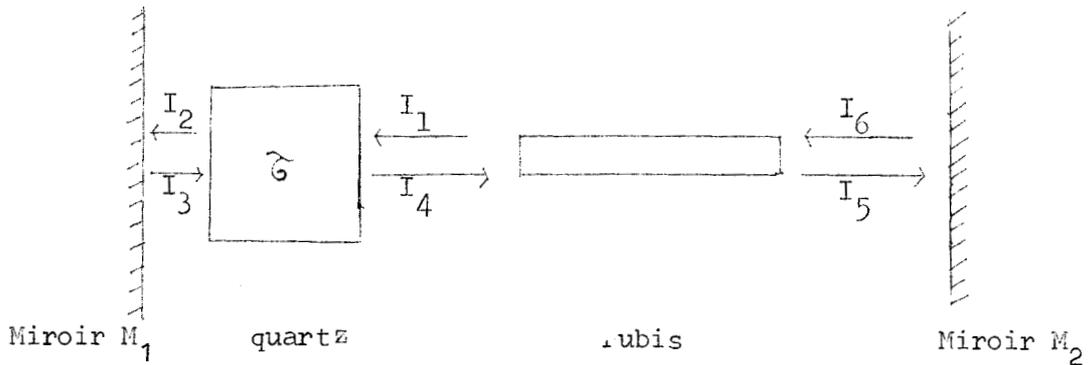
$$\begin{aligned} I_2 &= \tau I_1 \\ I_3 &= r_1 I_2 = \tau r_1 I_1 \\ I_4 &= r_1 \tau^2 I_1 \end{aligned} \quad (51)$$

Si nous considérons le quartz et le miroir M_1 comme un miroir de coefficient de réflexion r' I_4 s'écrit aussi

$$I_4 = r' I_1 \quad (52)$$

En comparant les équations 51 & 52 nous en déduisons :

$$r' = r_1 \tau^2 \quad (53)$$



Position du quartz dans la cavité

fig 41

Evaluons τ . Nous avons vu (eq 34) que

$$I = I_0 \cos^2 \varphi / 2$$

Par conséquent ici

$$\tau = \frac{I_2}{I_1} = \cos^2 \varphi / 2 \quad (54)$$

En combinant 53 & 54 nous obtenons

$$r' = r_1 \cos^4 \varphi / 2 \quad (55)$$

Cette équation montre que le coefficient de réflexion du miroir équivalent est fonction de φ et par conséquent, des caractéristiques du quartz, et de la tension appliquée à ses bornes.

I - 2 - Calcul du gain de la cavité - condition du seuil

Si α désigne le coefficient d'amplification par unité de longueur du rubis

$$I_5 = I_4 e^{\alpha L_r}$$

L_r = longueur du milieu amplifiant

L'intensité I_6 après réflexion sur M_2 sera

$$I_6 = r_2 I_5 = r_2 I_4 e^{\alpha L_r}$$

A la sortie du rubis elle devient

$$I_7 = I_4 e^{2\alpha L_r} = r_2 r_1 I_1 e^{2\alpha L_r}$$

Soit :

$$I_7 = r_1 r_2 \cos^4 \Psi / 2 e^{2\alpha L_r} I_1$$

Le gain G de la cavité est donc

$$G = r_1 r_2 \cos^4 \Psi / 2 e^{2\alpha L_r} \quad (56)$$

ou encore :

$$G = e^{2(\alpha L_r - \gamma)} \quad (57)$$

en posant

$$\gamma = -\frac{1}{2} L \log r_1 r_2 \cos^4 \Psi / 2 \quad (58)$$

Pour qu'il y ait amplification il faut $G > 1$

Donc :

$$\alpha L_r > \gamma$$

Soit :

$$\alpha L_r > -\frac{1}{2} \log r_1 r_2 \cos^4 \Psi / 2 \quad (59)$$

Calculons les pertes introduites par le quartz en fonction de la tension V.

II - Calcul des pertes de la cavité

Les valeurs $r_1 = 0,7$ et $r_2 = 0,98$ étant des constantes il faut, pour déterminer γ , calculer Ψ et par conséquent Ψ_0 pour la longueur d'onde de l'émission du laser à rubis $\lambda = 6943 \text{ \AA}$

II - 1 - Calcul de Ψ

Nous avons démontré (cf éq. 49) que

$$\Psi = \Psi_0 + 2 K' V_0 \sin \omega t \quad (60)$$

et nous avons calculé φ_0 et K' pour $\lambda = 6328 \text{ \AA}$

Déterminons les nouvelles valeurs φ_0' et K'' pour $\lambda = 6943 \text{ \AA}$

Nous avons trouvé :

$$\varphi_0' = 225,70^\circ + 2k\pi \quad (61)$$

et $K'' = -0,56 \text{ degré/volt} \quad (62)$

L'équation 60 devient

$$\varphi/2 = 112,85 - 0,56 V_0 \sin \omega t \quad (63)$$

Cette équation permet de calculer les pertes γ en fonction de la tension appliquée sur les électrodes.

II - 2 - Calcul de

Calculons les pertes pour quelques valeurs particulières de V_0 . γ peut se mettre sous la forme :

$$\gamma = - \left[\frac{1}{4} \log r_1 r_2 - \log \cos \varphi/2 \right] \times 2$$

Connaissant φ et par conséquent $\log \cos \varphi/2$ il est facile de déterminer la valeur de γ à tout instant.

Les courbes fig 42 donnent la variation des pertes en fonction du temps pour un V_0 donné.

II - 3 - Interprétation des courbes représentant les pertes de la cavité.

L'allure des courbes représentant les pertes dépend de la tension maximale V_0 , appliquée au quartz. Pour V_0 suffisamment grand les pertes deviennent infinies.

En effet, pour certaines valeurs de la tension instantanée V_1 , $\varphi/2 = \pi/2$ ce qui entraîne $\cos \varphi/2 = 0$ et par conséquent $\log \cos \varphi/2 = -\infty$

Les pertes sont alors maximales et $\gamma = \gamma_{mx} = \infty$

Par contre, pour certaines valeurs de V , $\cos \Psi/2 = 1$ et

$$\text{Log } \cos \Psi/2 = 0$$

Les seules pertes de la cavité sont dues aux deux miroirs M_1 et M_2 . Les pertes sont minimales.

$$\gamma = \gamma_{\min} = -\frac{1}{2} \log r_1 r_2$$

III - Application à la synchronisation des impulsions du Laser

A partir des courbes tracées précédemment nous pouvons déterminer, pour la tension V_0 correspondante, les moments pendant lesquels les impulsions lumineuses peuvent se produire.

Il suffit en effet de reporter sur les graphes la valeur de αL_r et de déterminer les instants pendant lesquels

$$\alpha L_r > \gamma$$

III - 1 - Variation du pouvoir d'amplification

Nous savons que le pouvoir d'amplification α est lié au coefficient d'absorption k par

$$\alpha = -k$$

Si nous appelons k_0 coefficient d'absorption du rubis non excité N_1 et N_2 le nombre d'ions aux niveaux 1 et 2 nous pouvons écrire (25) la relation

$$k = k_0 \frac{N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2}{N_0} \quad (67)$$

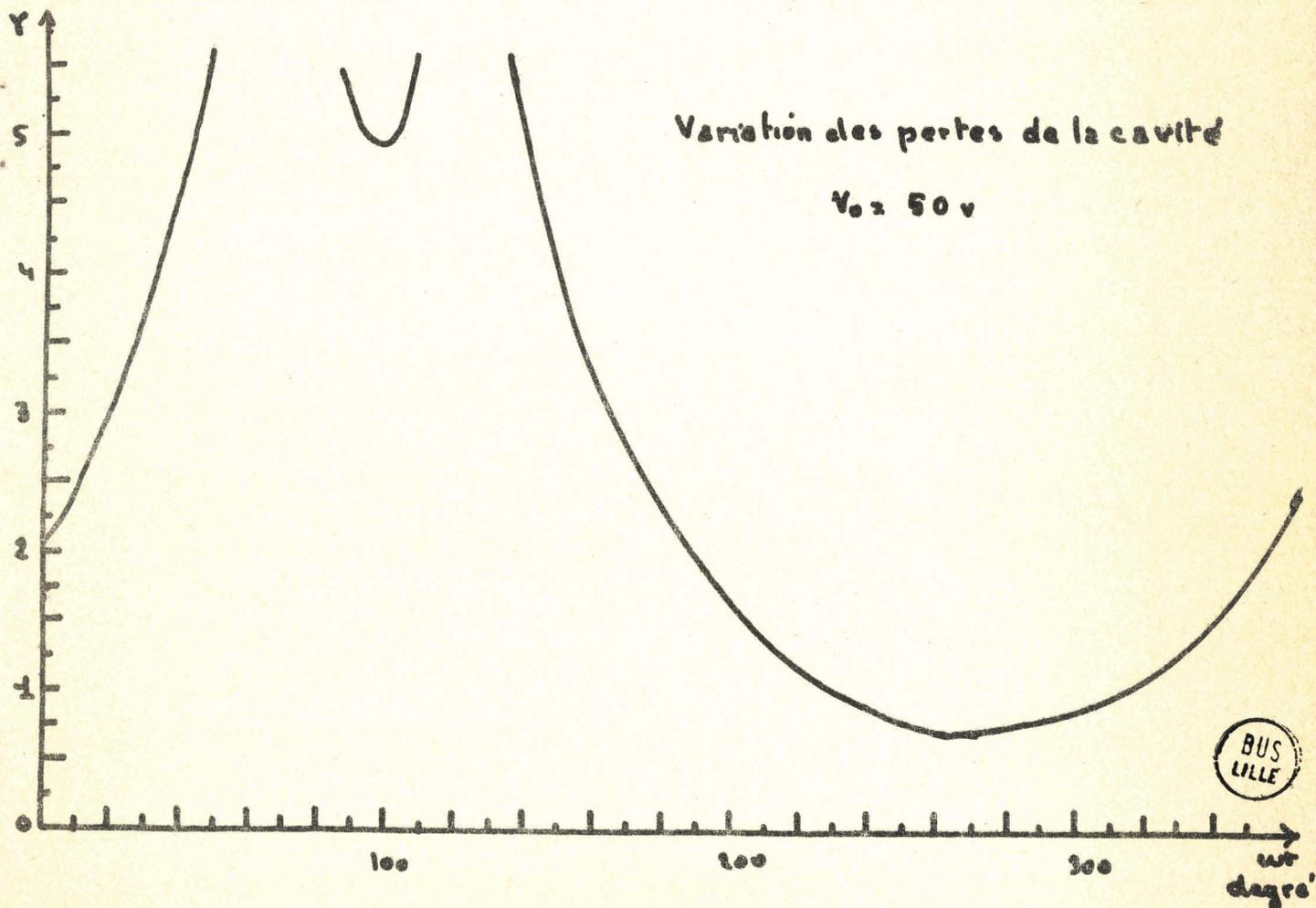
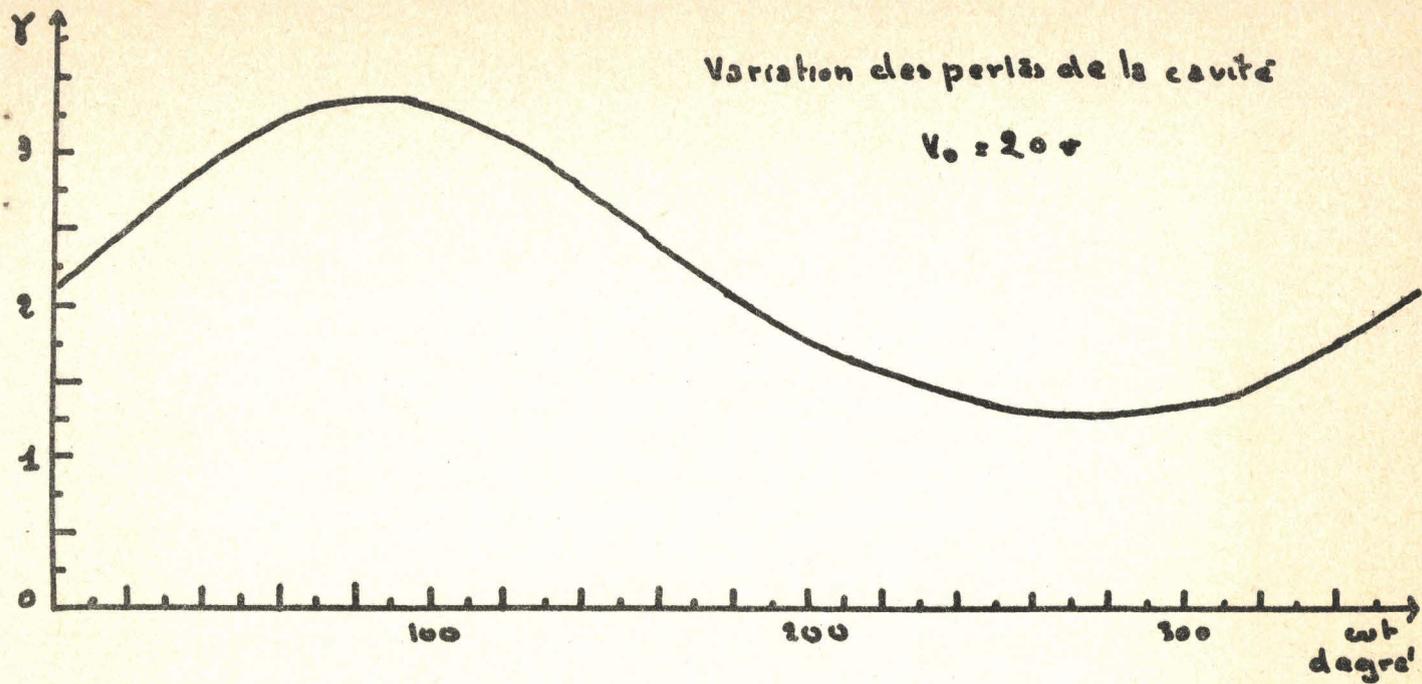
$$\text{avec } N_0 = N_1 + N_2$$

et g_1 et g_2 étant la multiplicité des niveaux 1 et 2.

Pour le rubis nous pouvons considérer, avec une bonne approximation que $g_1 = g_2$ et par conséquent

$$\alpha = \alpha_0 \frac{N_1 - N_2}{N_2} \quad (68)$$

Le coefficient d'amplification dépend donc de l'inversion de population $N_2 - N_1$ réalisée dans le rubis et par conséquent de la puissance lumineuse P_f fournie par la lampe flash d'excitation.



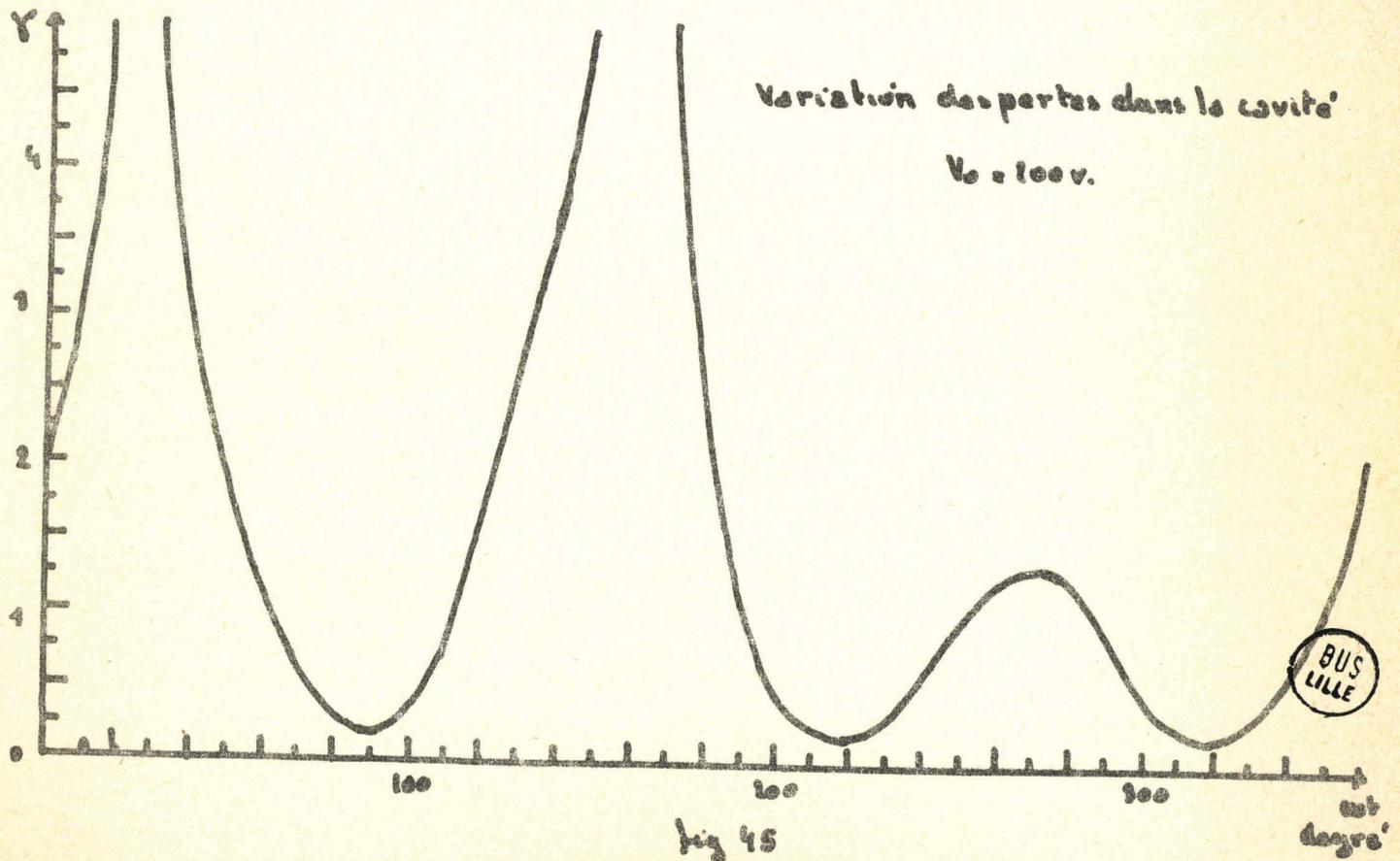
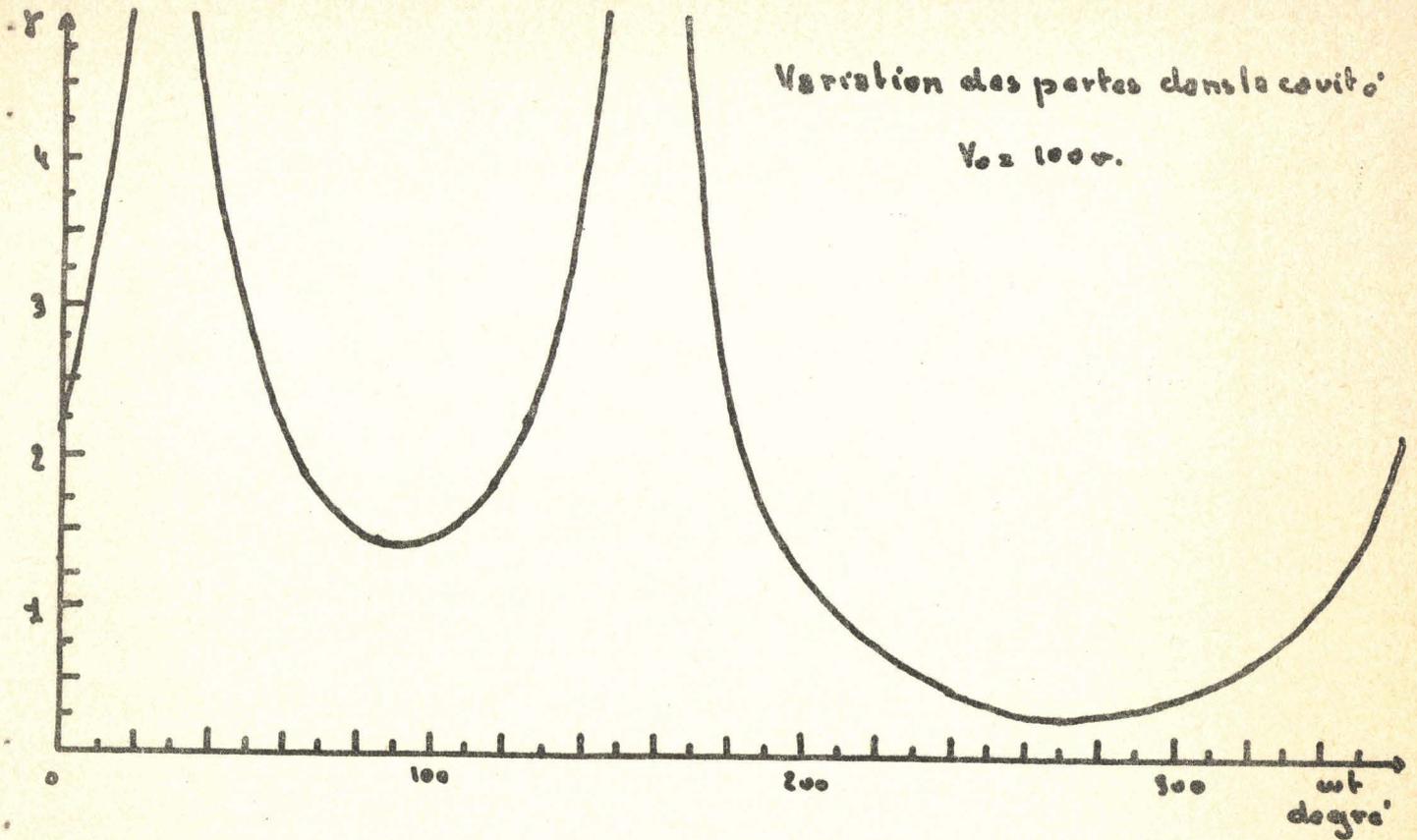


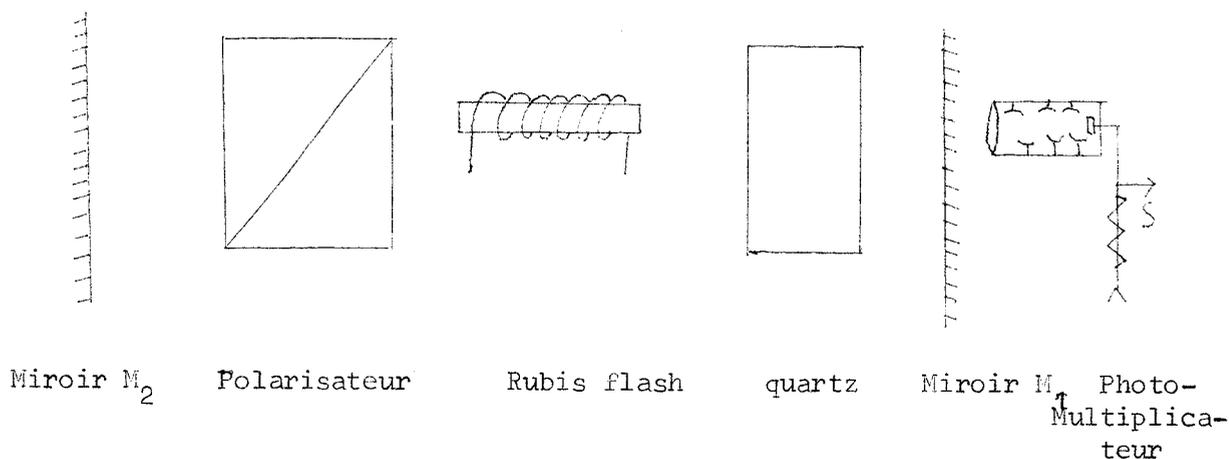
Fig 45

En faisant varier la tension d'alimentation de la lampe flash on peut donc jouer sur le coefficient α et par ce fait sur la condition de seuil du laser.

III - 2 - Synchronisation des impulsions du laser

III - 2 - 1 - Dispositif expérimental

Le quartz, alimenté par le montage auto oscillateur, est placé dans la cavité normalement à la direction du faisceau lumineux qui se propage suivant l'axe mécanique du cristal. L'angle de son axe optique avec la direction de passage du polariseur est de 45° (fig 43)



Synchronisation des impulsions du laser.

fig. 43

Les impulsions lumineuses fournies par le laser sont détectées par le photomultiplicateur et visualisées sur l'oscilloscope.

III - 2-2- Mesure de la Synchronisation

Le laser fonctionnant en relaxé (cf schéma 43) fournit par conséquent, un train d'impulsions lumineuses.

Il faut donc vérifier que l'introduction du quartz dans la cavité du laser modifie la répartition dans le temps de ces impulsions qui, lorsqu'elles existent, doivent être synchronisées par rapport aux oscillations du cristal.

Pour cela nous comparons les oscillogrammes obtenus d'une part lorsque le laser fonctionne librement et d'autre part lorsque le quartz, excité sur sa fréquence de résonance, est placé dans la cavité.

Afin d'augmenter la précision du système nous amenons la puissance du flash P_f à une valeur légèrement supérieure à celle produisant un coefficient d'amplification α_{\min} tel que

$$\alpha_{\min} L_r = \gamma_{\min}$$

Nous pouvons alors considérer $\alpha L_r \approx \gamma_{\min}$

En reportant cette valeur sur les courbes de la figure 42 nous constatons que les intervalles de temps pendant lesquels le laser peut fonctionner sont très réduits.

Nous avons vu que les impulsions lumineuses ne peuvent se produire que lorsque la valeur des pertes γ est telle que

$$\alpha L_r > \gamma$$

Par conséquent plus l'intervalle de temps vérifiant cette équation est petit meilleure sera la synchronisation lorsque le laser fonctionne en relaxé.

Pour n'avoir, au maximum, qu'une seule impulsion par période nous avons choisi comme valeur de la tension crête

$$V_0 = 100 \text{ v} \quad \text{puisque} \quad \alpha L_r \approx \gamma_{\min}$$

Les impulsions lumineuses fournies par le laser fonctionnant en relaxé sont représentées par l'oscillogramme (a) de la figure 44. Elles se produisent de façon très erratique et leur amplitude varie fortement.

Par contre sur les oscillogrammes b, c, d, où nous avons superposé au signal du photomultiplicateur une tension proportionnelle au courant traversant le quartz, les impulsions sont synchronisées par rapport aux oscillations du cristal et leur amplitude est beaucoup plus constante.

A chaque oscillation ne correspond pas forcément une impulsion lumineuse (photo c et d) qui ne peut se produire que si l'état

qui ne peut se produire que si l'état du rubis et l'état du cristal le permettent.

Or l'oscillogramme (a) montre que l'émission propre du rubis est très erratique et qu'il peut se présenter un intervalle de temps assez important entre deux impulsions successives.

Pour vérifier qu'il y a effectivement synchronisation il est nécessaire de mesurer le temps T_i séparant deux impulsions et le comparer à la période T_Q du quartz.

La synchronisation sera parfaite si:

$$T_i = k T_Q \quad k = 1, 2, 3, \dots$$

En fait nous considérerons que la synchronisation est acceptable si:

$$\frac{T_i}{k} = T_Q + \Delta T$$

avec:

$$\Delta T \leq 100 \text{ ns}$$

Pour effectuer cette mesure il nous est impossible d'utiliser un chronomètre électronique, ceux-ci ayant actuellement un pouvoir de résolution en direct de l'ordre de 100 ns.

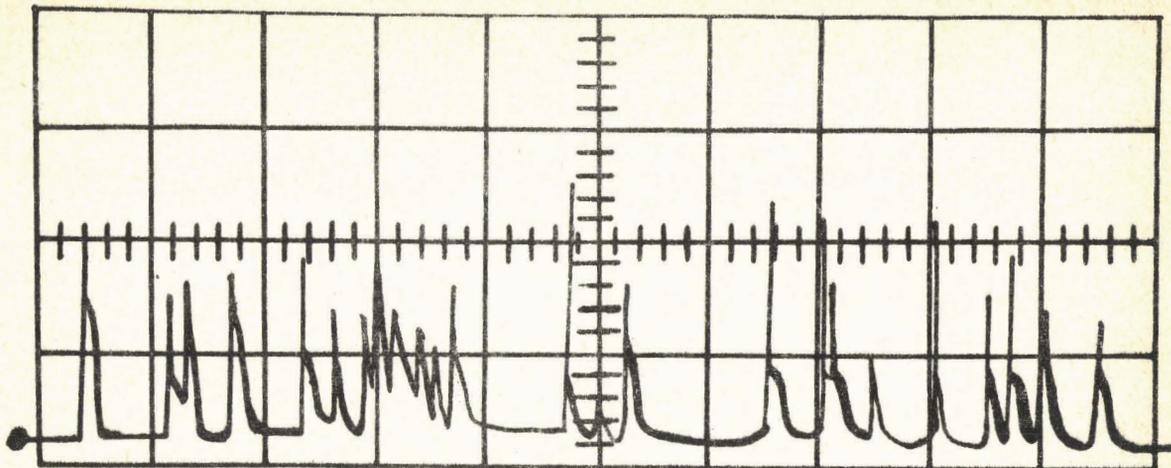
Nous avons donc employé une méthode photographique.

Sur l'oscillogramme (d) agrandi nous avons obtenu :

$$3T_Q = 214 \text{ mm}$$

soit:

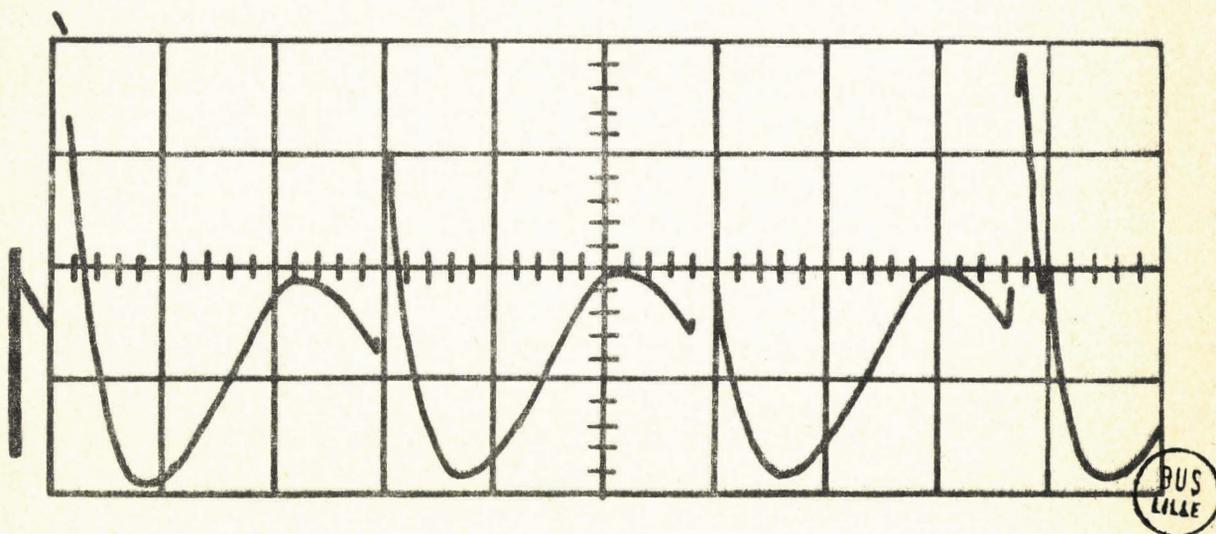
$$T_Q = 71,33 \text{ mm}$$



OSCILLOGRAMME a .

Impulsions lumineuses fournies par le laser en relaxé

Balayage : 20 μ s/div

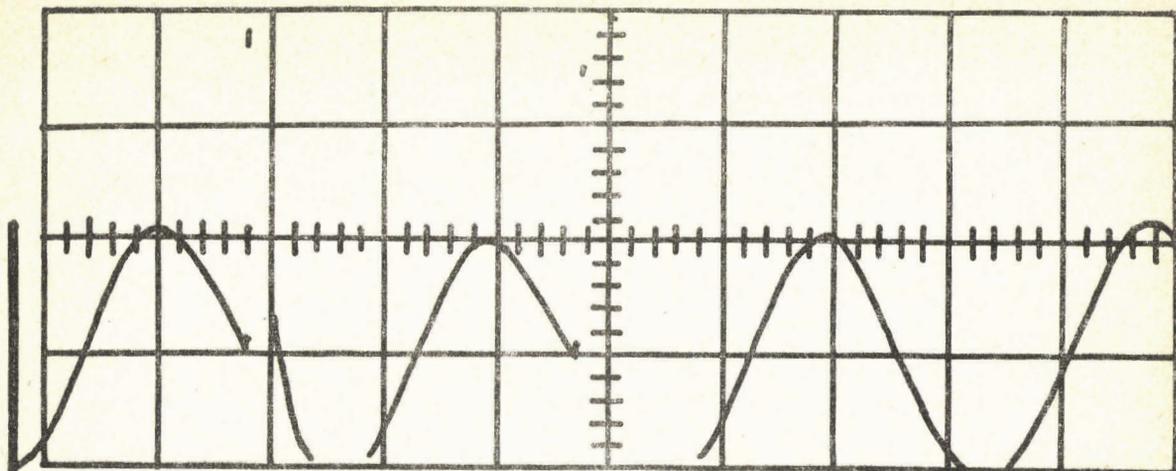


OSCILLOGRAMME b.

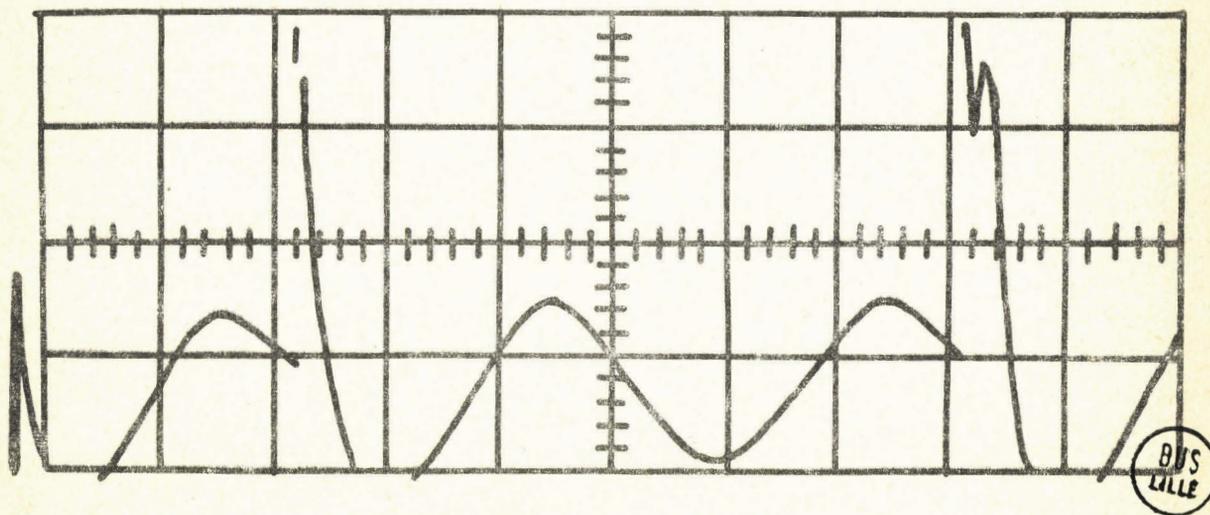
Mesure de la synchronisation

Balayage : 5 μ s/div

Ordonnée : Impulsions lumineuses superposées à V_R .



OSCILLOGRAMME c.



OSCILLOGRAMME d.

Mesure de la synchronisation

Balayage : 5 μ s/div

Ordonnée : Impulsions lumineuses superposées à V_R .

La mesure de T_i pour les différentes impulsions est indiquée dans le tableau ci-dessous :

Oscillogramme	Impulsions	T_i mm	ΔT mm	ΔT ns	Erreur de lecture	
					mm	ns
b	1 à 4	214	0	0	0,2	46
b	1 à 2	71,7	0,4	92	0,2	46
b	2 à 4	71,6	0,3	69	0,2	46
c	1 à 2	71,5	0,2	46	0,2	46
d	1 à 3	143,5	0,4	92	0,2	46

De ces résultats nous pouvons déduire que l'écart ΔT entre la période du quartz et le temps séparant deux impulsions successives est très faible.

Il faut remarquer que la mesure est peu précise puisque l'erreur de lecture est de l'ordre de ΔT . Nous pouvons cependant considérer que

$$\Delta T < 100 \text{ ns}$$

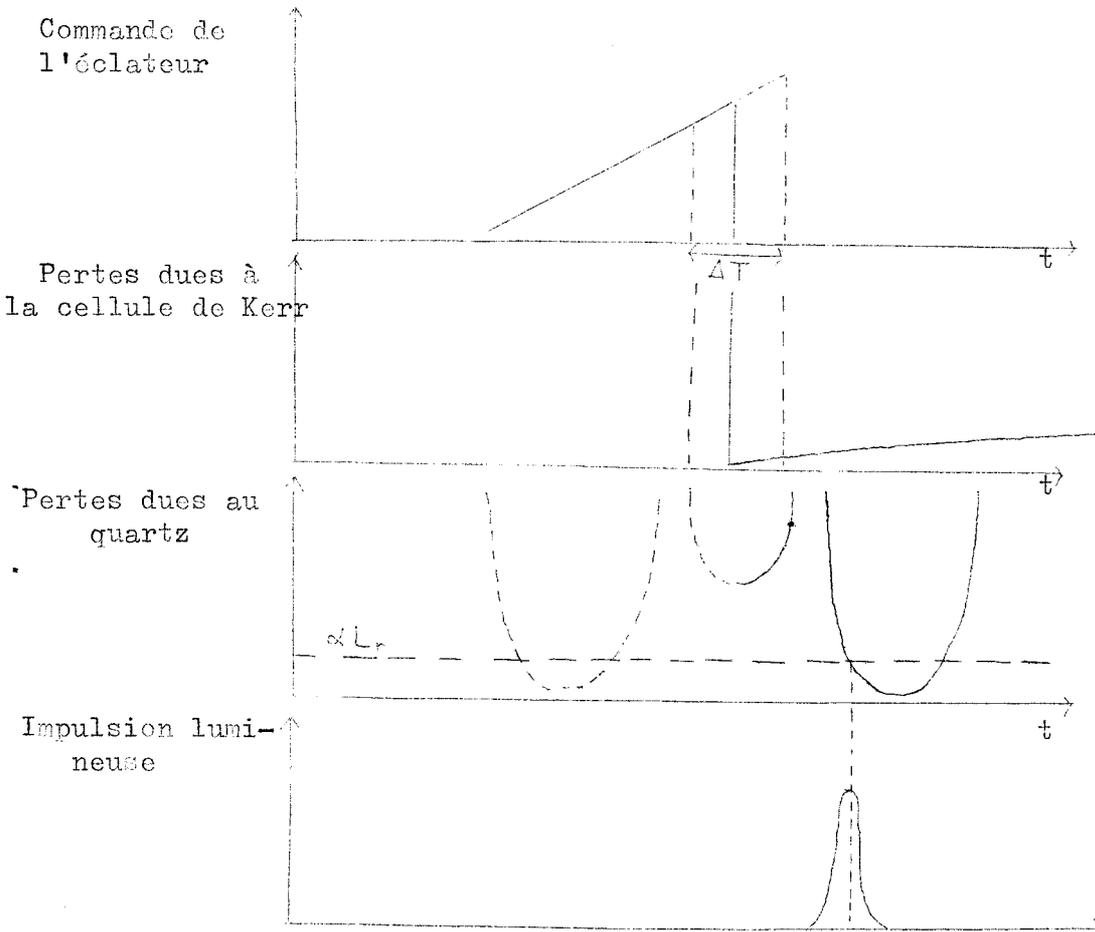
Cette limite étant surtout imposée par le procédé de mesure.

Si nous comparons cette valeur ΔT à celle obtenue en prenant comme référence la tension de commande de l'éclateur nous constatons que nous avons améliorés la précision d'un facteur.

$$G = \frac{4}{0,1} = 40$$

Ce procédé est applicable à la synchronisation d'un laser déclenché. Il faut alors positionner l'ouverture de la cellule de Kerr par rapport aux oscillations du quartz. Une impulsion de commande est appliquée sur l'électrode de l'éclateur lorsque le cristal ne permet pas au laser de fonctionner c'est-à-dire lorsque les pertes sont élevées.

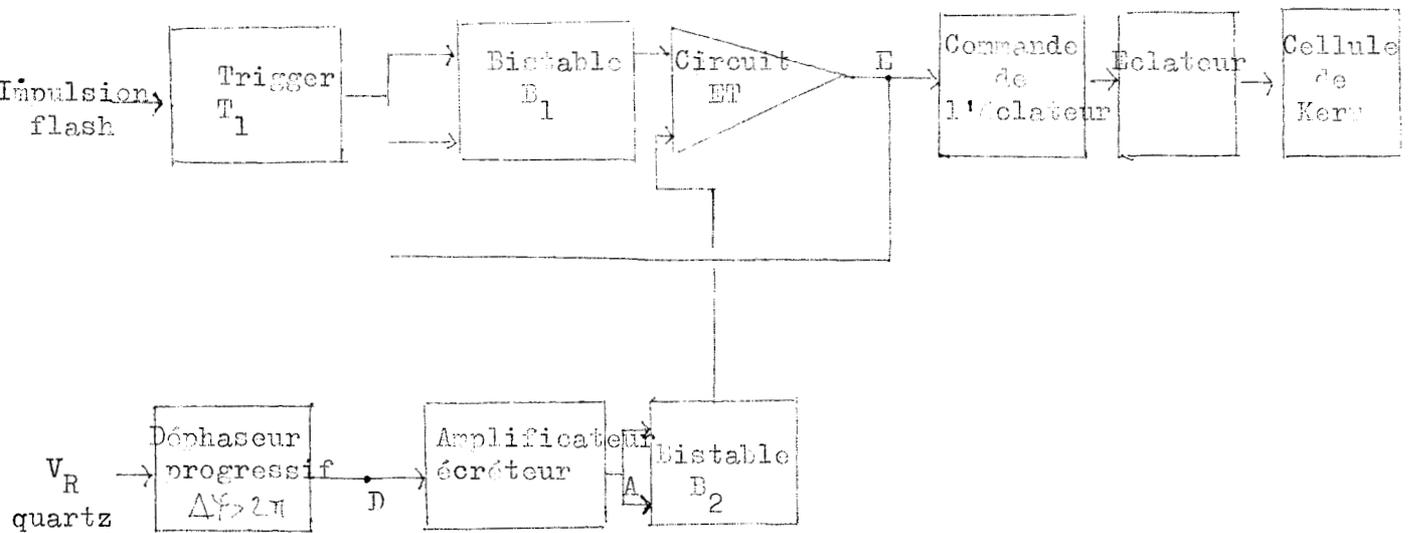
La cellule de Kerr restant ouverte suffisamment longtemps, l'impulsion lumineuse se produira lorsque les pertes présentées par le quartz seront inférieures à αL_r (fig 46)



Synchronisation du laser déclenché Fig 46

Pour positionner les différents éléments les uns par rapport aux autres il est nécessaire de modifier légèrement le schéma général d'alimentation du laser (cf fig 8) Il n'est en effet plus possible de commander directement à partir du courant traversant le flash, l'ouverture de la cellule de Kerr

Un des circuits électroniques possibles est le suivant



Système de commande d'ouverture de la cellule de Kerr

Fig.47

L'impulsion qui commandait l'éclateur est envoyée sur un "Trigger" qui, par l'intermédiaire d'un bistable, attaque une porte d'un circuit " ET " tandis que l'autre porte est reliée au quartz par un système déphaseur-amplificateur-bistable.

Le déphaseur possède une variation de façon à pouvoir positionner l'ouverture de la cellule de Kerr lorsque les pertes provoquées par le quartz sont infinies.

Précisons l'évolution des différents éléments en fonction du temps.

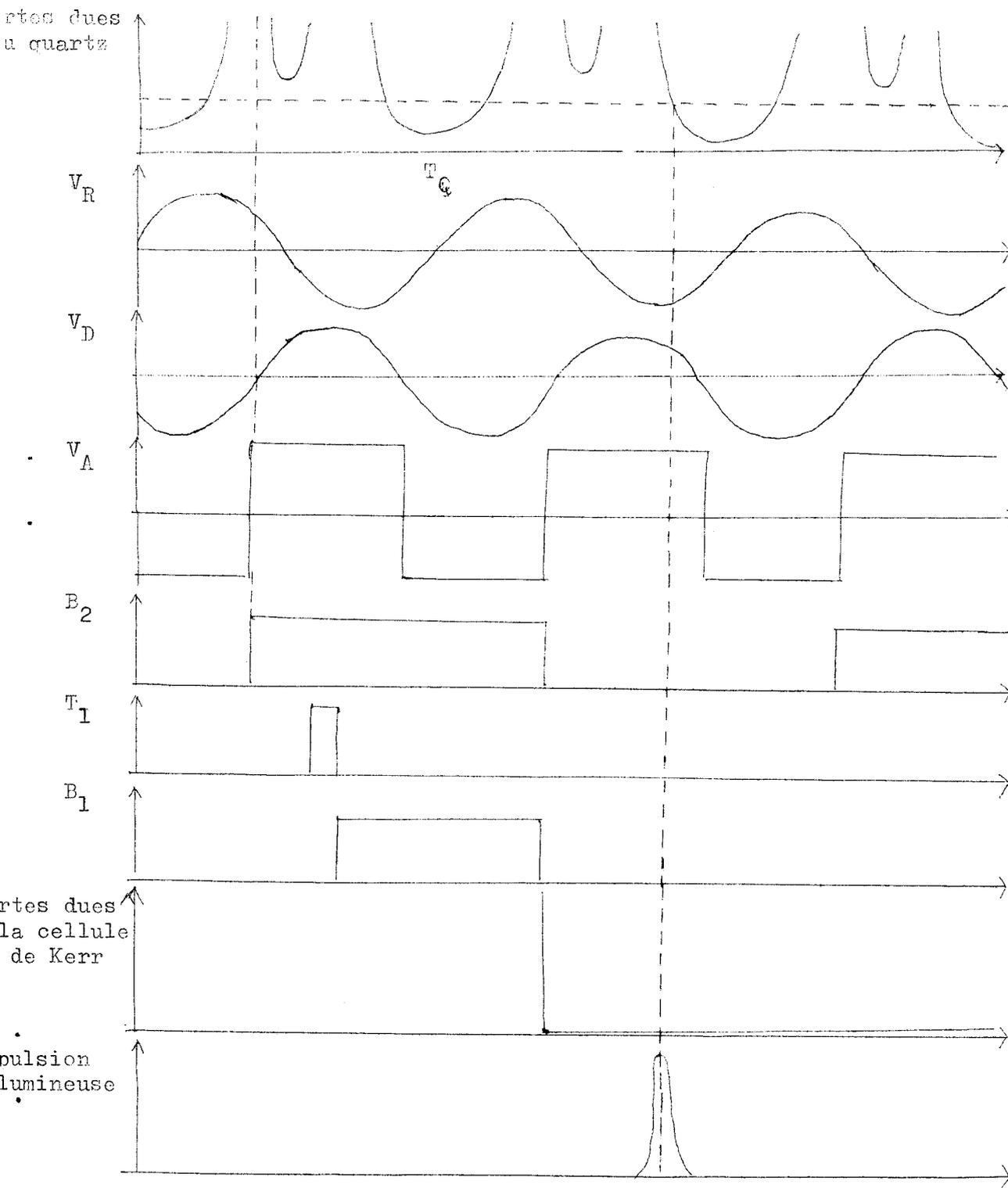


Fig. 48



IV - Développements et limites du procédé utilisé.

Les expériences précédentes montrent que les impulsions fournies par le laser sont synchronisées par le quartz

Il est possible de pousser plus loin le procédé en introduisant dans la cavité deux quartz résonnant sur des fréquences voisines F_1 et F_2 .

Les pertes résultantes γ_1 et γ_2 s'ajoutent et nous pouvons espérer que l'effet sera encore plus important, ce ne serait pas là le seul avantage de cette méthode.

Si F_1 et F_2 sont telles que les quartz ne se trouvent en phase qu'une seule fois pendant la durée du flash nous aurons formation d'une seule impulsion lumineuse ce qui permettrait de supprimer la cellule de Kerr ou le prisme tournant, organes délicats des lasers déclenchés.

Notons que contrairement à l'emploi de verres non linéaires, il serait possible de prévoir l'instant de formation de l'impulsion lumineuse. Un premier passage en phase pourrait fournir un signal qui, après un retard bien déterminé, commanderait le départ du flash. Le deuxième passage en phase des deux quartz permettrait la formation de l'impulsion lumineuse géante.

Nous pouvons également envisager d'augmenter la fréquence d'oscillation du cristal afin de réduire les intervalles de temps pendant lesquels le laser peut fonctionner et de rendre la variation des pertes plus rapides. Nous sommes cependant limités dans cette voie

En effet, l'incertitude sur l'instant de fonctionnement de l'éclateur de la cellule de Kerr étant de $4 \mu s$ il faut qu'il existe un temps supérieur à cette valeur pendant lequel les pertes sont plus importantes que αL_r ; nous pouvons alors positionner à peu près l'ouverture de la cellule de Kerr, l'impulsion lumineuse elle-même étant commandée par le quartz.

Il faut remarquer de plus que si la fréquence augmente le diamètre du faisceau lumineux ne reste plus petit vis à vis de la longueur d'onde des ultra-sons et il apparaît de la diffraction. L'impulsion lumineuse ne peut alors se produire que si l'oscillation du cristal est arrêtée. Notons que ce système a été étudié pour remplacer la cellule de Kerr d'un laser déclenché (26). La précision obtenue n'étant pas satisfaisante, elle peut être améliorée en utilisant, comme nous l'avons montré, un second quartz vibrant sur une fréquence relativement faible.

Il serait intéressant d'étudier ces différents points dans un travail ultérieur.

C O N C L U S I O N

Cette étude montre qu'il était impossible de prévoir, à mieux de quelques microsecondes près, l'instant de formation des impulsions lumineuses produites par un laser déclenché à cellule de Kerr.

Nous avons pu constater en faisant une étude bibliographique que les systèmes classiques utilisés habituellement ne permettaient pas de réduire de façon notable cette incertitude.

C'est pourquoi nous avons étudié un nouveau type de modulateur de lumière utilisant un quartz vibrant sur sa fréquence de résonance. Cette dernière caractéristique nous a obligé à élaborer une théorie des phénomènes électrooptiques, les études antérieures étant réalisées en statique au loin des résonances mécaniques du cristal.

Afin de vérifier les hypothèses émises nous avons monté un banc de mesures : les valeurs expérimentales et théoriques concordent parfaitement.

Cela nous a permis d'utiliser au mieux notre barreau de quartz pour synchroniser les impulsions lumineuses fournies par un laser à rubis.

Des résultats très intéressants ont été obtenus : la synchronisation se fait avec une erreur inférieure à 100 ns.

Nous avons également formulé quelques remarques permettant de développer ce procédé pour, d'une part le rendre encore plus sensible, et d'autre part supprimer cellule de Kerr ou prisme tournant, organes délicats des lasers à cristaux.

Nous pouvons dès maintenant prévoir l'application de ce système à la synchronisation de plusieurs lasers fonctionnant simultanément ou à l'étude de la formation de microplasma à l'aide d'une impulsion géante ou encore à la photographie de phénomènes à variation rapide.

ANNEXE I

CALCUL DE LA VARIATION DE L'ELLIPSOÏDE DES INDICES
D'UN QUARTZ VIBRANT SOUS L'EFFET D'UN CHAMP ELECTRIQUE
ALTERNATIF

On sait que dans un milieu anisotrope l'équation générale de l'ellipsoïde des indices est :

$$B_{ij} x_i x_j = 1$$

$$B_{ij} = \frac{1}{K_{ij}} = \chi_0 \frac{\partial E_j}{\partial D_i} \quad (1)$$

- χ_0 permittivité spécifique du vide
- K_{ij} tenseur des constantes diélectriques
- E_j champ électrique dans la direction x_j
- D_i densité du flux électrique dans la direction x_i

Sous l'action d'un champ électrique E_k les B_{ij} subissent une variation (8)

$$\Delta B_{ij} = r'_{ijk} E_k + P_{ijrs} \xi_{rs} \quad (2)$$

r'_{ijk} tenseur de rang 3 représentant les constantes électrooptiques de première espèce.

P_{ijrs} coefficients électrooptiques

ξ_{rs} coefficients du tenseur de déformation

Pour un matériau piézoélectrique les déformations sont reliées au champ électrique par la relation

$$\xi_{rs} = d_{krs} E_k$$

L'équation 2 peut donc s'écrire

$$\Delta B_{ij} = r'_{ijk} E_k + P_{ijrs} d_{krs} E_k \quad (4)$$

L'équation 1 se transforme en :

$$(B_{ij} + \Delta B_{ij}) x_i x_j = 1 \quad (5)$$

remarquons que par raison de symétrie

$$\begin{aligned} B_{ij} &= B_{ji} \\ \Delta B_{ij} &= \Delta B_{ji} \end{aligned} \quad (6)$$

Pour simplifier l'écriture nous allons passer en notation matricielle par la compression classique des indices

La correspondance entre les deux notations est :

$$\begin{array}{|c|c|c|} \hline 11 & 12 & 13 \\ \hline 21 & 22 & 23 \\ \hline 31 & 32 & 33 \\ \hline \end{array} \longrightarrow \begin{array}{|c|c|c|} \hline 1 & 6 & 5 \\ \hline 6 & 2 & 4 \\ \hline 5 & 4 & 3 \\ \hline \end{array}$$

Reprenons l'équation (4)

$$\Delta B_{ij} = r'_{ijk} E_k + P_{ijrs} d_{krs} E_k \quad b, i, j, r, s = 1, 2, 3$$

Elle se transforme en :

$$\Delta B_{ij} = r'_{ijk} E_k + P_{ijn} d_{kn} E_k \quad \begin{array}{l} b, i, j, = 1, 2, 3, \\ n = 1, \dots, 6 \end{array}$$

Une seconde compression des indices donne

$$\Delta B_m = r'_{mk} E_k + P_{mn} d_{kn} E_k \quad \begin{array}{l} k = 1, 2, 3, \\ m, n, = 1, \dots, 6 \end{array} \quad (7)$$

$$\text{soit } \Delta B_m = \Delta B'_m + \Delta B''_m \quad (8)$$

$\Delta B'_m$ représente la variation produite par l'effet électrooptique pur et $\Delta B''_m$ celle produite par l'effet photoélastique.

Les coefficient électrooptiques à déformation constante du quartz (13) sont donnés par la matrice:

$$\begin{array}{ccc}
 r'_{11} & 0 & 0 \\
 - r'_{11} & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 \\
 r'_{41} & 0 & 0 \\
 0 & -r'_{41} & 0 \\
 0 & -2r'_{11} & 0
 \end{array}$$

Les coefficients électrooptiques de déformation (19) par

$$\begin{array}{cccccc}
 P_{11} & P_{12} & P_{13} & P_{14} & 0 & 0 \\
 P_{12} & P_{11} & P_{13} & -P_{14} & 0 & 0 \\
 P_{31} & P_{31} & P_{33} & 0 & 0 & 0 \\
 P_{41} & P_{41} & 0 & P_{44} & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & P_{44} & P_{41} \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{P_{11}-P_{12}}{12}
 \end{array}$$

Les coefficients du module de prézoélectricité se mettent sous la forme (18)

$$\begin{array}{cccccc}
 d_{11} & -d_{11} & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{14} & -2d_{11} \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0
 \end{array}$$

A partir de ces tableaux de coefficients il est possible de calculer les $\Delta B'_m$

$$\begin{pmatrix} \Delta B'_{1,1} \\ \Delta B'_{2,2} \\ \Delta B'_{3,3} \\ \Delta B'_{4,4} \\ \Delta B'_{5,5} \\ \Delta B'_{6,6} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r'_{11} & 0 & 0 \\ -r'_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r'_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r'_{41} & 0 \\ 0 & -2r'_{11} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (9)$$

Ce qui donne :

$$\Delta B'_1 = r'_{11} E_1 \quad \Delta B'_2 = -r'_{11} E_1 \quad \Delta B'_4 = r'_{41} E_1 \quad (10)$$

$$\Delta B'_3 = \Delta B'_5 = \Delta B'_6 = 0$$

Pour calculer $\Delta B''_m$ il faut connaître les déformations $\xi_j = d_{ij} E_j$
le développement de cette dernière équation donne :

$$\begin{aligned} \xi_1 &= d_{11} E_1 + d_{21} E_2 + d_{31} E_3 - d_{11} E_1 \\ \xi_2 &= d_{12} E_1 + d_{22} E_2 + d_{32} E_3 = -d_{11} E_1 \\ \xi_3 &= d_{13} E_1 + d_{23} E_2 + d_{33} E_3 = 0 \\ \xi_4 &= d_{14} E_1 + d_{24} E_2 + d_{34} E_3 = d_{14} E_1 \\ \xi_5 &= d_{15} E_1 + d_{25} E_2 + d_{35} E_3 = 0 \\ \xi_6 &= d_{16} E_1 + d_{26} E_2 + d_{36} E_3 = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

Calculons $\Delta B''_m$

$$\begin{aligned} \Delta B''_1 &= p_{11} \xi_1 + p_{12} \xi_2 + p_{13} \xi_3 + p_{14} \xi_4 + p_{15} \xi_5 + p_{16} \xi_6 \\ \Delta B''_6 &= p_{61} \xi_1 + p_{62} \xi_2 + p_{63} \xi_3 + p_{64} \xi_4 + p_{65} \xi_5 + p_{66} \xi_6 \end{aligned} \quad (12)$$

En remplaçant les ξ_j par leur valeur et en tenant compte du tableau des coefficients électrooptiques de déformation les équations (12) deviennent :

$$\begin{aligned} \Delta B_1'' &= \left[(P_{11} - P_{12}) d_{11} + P_{14} d_{14} \right] E_1 \\ \Delta B_2'' &= -\Delta B_1'' \\ \Delta B_3'' &= \Delta B_4'' = \Delta B_5'' = \Delta B_6'' = 0 \end{aligned} \tag{13}$$

$$\Delta B_4'' = (2 P_{41} d_{11} + P_{44} d_{14}) E_1$$

Connaissant $\Delta B_m'$ et $\Delta B_m''$ nous pouvons calculer les ΔB_m

$$\begin{aligned} \Delta B_1 &= \left[r'_{11} + (P_{11} - P_{12}) d_{11} + P_{14} d_{14} \right] E_1 \\ \Delta B_2 &= -\Delta B_1 \\ \Delta B_4 &= \left[r'_{41} + (2 P_{41} d_{11} + P_{44} d_{14}) \right] E_1 \\ \Delta B_3 &= \Delta B_5 = \Delta B_6 = 0 \end{aligned}$$

Par conséquent l'équation générale (5) de l'ellipsoïde devient

$$(B_1 + \Delta B_1) x_1^2 + (B_2 + \Delta B_2) x_2^2 + B_3 x_3^2 + 2 \Delta B_4 x_2 x_3 = 1 \tag{15}$$

Cette équation montre qu'il y a une variation des indices suivant x_1 et x_2 mais que l'indice suivant x_3 reste constant. Le terme $x_2 x_3$ fait apparaître une rotation de l'ellipsoïde autour de l'axe x_1 . Pour ramener l'équation de l'ellipsoïde à ses axes principaux (x_1, x_2, x_3) il est nécessaire d'effectuer une rotation d'axe

$$\theta = (\overrightarrow{x_2}, \overrightarrow{X_2}) = (\overrightarrow{x_3}, \overrightarrow{X_3})$$

On peut calculer ce changement d'axe

$$\overrightarrow{x_2} = \overrightarrow{X_2} \cos \theta - \overrightarrow{X_3} \sin \theta$$

$$\overrightarrow{x_3} = \overrightarrow{X_2} \sin \theta + \overrightarrow{X_3} \cos \theta$$

Reportons ces valeurs dans l'équation (15)

La valeur de θ qui annule le coefficient du terme en $X_2 X_3$ est telle que.

$$\frac{1}{\text{tg } \theta} = \frac{B_3 - (B_2 - B_1) + \Delta B_4}{\Delta B_4} \quad (16)$$

Cette étude montre donc que, sous l'action d'un champ électrique, le quartz présente une birefringence accidentelle. L'ellipsoïde des indices se déforme (le quartz devient biaxe) et pivote autour de x_1

Si on considère que $\Delta B_1 + \Delta B_4$ sont petits vis à vis de $B_3 - B_2$ la rotation de l'ellipsoïde se fait au rythme de la fréquence du champ électrique appliqué.

ANNEXE II -

CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE A L'INTERIEUR DU CRISTAL
VIBRANT A LA RESONANCE

Dans un cristal piézoélectrique il est possible de relier les déformations aux composantes du champ électrique.

Soient ϵ_{rs} les déformations du cristal, les contraintes internes σ_{pq} sont telles que (18)

$$\sigma_{pq} = C_{pqrs} \epsilon_{rs} \quad (1)$$

C_{pqrs} étant les coefficients de rigidité du cristal (Module d'Young) les contraintes provoquent à leur tour une polarisation:

$$P_r = d_{rpq} \sigma_{pq} \quad (2)$$

avec d_{rpq} coefficients du module de piézoélectricité

En appelant χ_{jr} les coefficients de rigidité diélectriques il est possible de relier les composantes de P aux composantes de E (20) par l'équation

$$E_j = \chi_{jr} P_r \quad (3)$$

En combinant les équations 1, 2, et 3 on obtient :

$$E_j = \chi_{jr} d_{rpq} C_{pqrs} \epsilon_{rs} \quad (4)$$

ce qui montre que les composantes du champ électrique sont proportionnelles aux déformations.

Calculons les déformations subies par le cristal vibrant sur sa fréquence de résonance.

On peut démontrer (20) que l'élongation x d'un barreau de quartz vibrant varie en fonction du temps et de la position du point considéré par rapport à l'origine des axes.

Considérons un barreau de quartz d'épaisseur e , maintenu en son centre
L'élongation à l'extrémité du cristal est :

$$x \left(\frac{e}{2} \right) = \frac{X_0 v}{2 q \omega} \frac{\left(\frac{\alpha^2 e^2}{v^2} + \sin^2 \frac{\omega e}{v} \right)^{\frac{1}{2}}}{\cos^2 \frac{\omega e}{2v} + \frac{v^2 \alpha^2}{4 v^2} \sin \frac{\omega e}{2v}} (\omega t - \theta) \quad (5)$$

en posant : v : vitesse de l'onde dans un cristal

q : module d'Young

ω : pulsation de la force X_0 appliquée suivant l'axe x

$$\frac{- \sin \frac{\omega e}{v}}{\frac{\alpha e}{v}}$$

α : coefficient d'atténuation

En statique pour $\omega = 0$ l'équation (5) s'écrit

$$x \left(\frac{e}{2} \right)_{\omega=0} = \frac{X_0 e}{2 q} \quad (6)$$

Pour la fréquence de résonance Cady montre que l'équation (5) devient

$$x \left(\frac{e}{2} \right)_{\omega = \omega_0} = \frac{X_0}{\pi^2 \rho v \alpha} \quad (7)$$

ρ = densité du quartz

or $\alpha = \frac{\pi F}{Q}$

$F = Q$ Fréquence des ultrasons = $\frac{v}{2 e}$

Q = facteur de qualité

Par conséquent

$$x \left(\frac{e}{2} \right)_{\omega_0} = \frac{4 X_0 e Q}{\pi^2 \rho v^2}$$

en tenant compte de $v = \sqrt{\frac{q}{\rho} \left(1 - \frac{1}{8 Q^2} \right)}$

L'équation devient (7)

$$x \left(\frac{e}{2} \right)_{\omega_0} = \frac{8}{\pi^2} \frac{X_0 e}{2 q} \frac{Q}{\left(1 - \frac{1}{8 Q^2} \right)^2}$$

Pour le quartz Q est très grand devant 1

$$x \left(\frac{e}{2} \right) = \frac{8}{\pi^2} \frac{X_0 e Q}{2 q} \quad (8)$$

Par conséquent, les équations 6 et 8 montrent que le rapport de la force statique sur la force crête dynamique qu'il faut exercer sur le barreau pour avoir des elongations égale est

$$\frac{X_s}{X_{0d}} = \frac{8}{\pi^2} Q = A \quad (9)$$

Dans le cristal l'elongation pour un point d'abscisse x est

$$x(x) = x \frac{e}{2} \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \quad (10)$$

λ = longueur d'onde des ultrasons

La déformation est telle que :

$$\xi(x) = \frac{\partial x(x)}{\partial x} = \frac{2\pi}{\lambda} x \left(\frac{e}{2} \right) \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \quad (11)$$

Cette déformation est donc proportionnelle à l'elongation. Donc il existe également le rapport A entre la déformation dynamique et la déformation statique.

ξ étant fonction du point considéré le champ électrique E_p dû à la polarisation l'est également :

Suivant l'axe x_1 nous pouvons écrire

$$E_p = E_{p0} \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \quad (12)$$

Le champ E_i à l'intérieur du cristal vibrant sur sa fréquence de résonance est :

$$E_i = E_a + E_p \quad (13)$$

Avec $E_a =$ champ appliqué au quartz $E_a = \frac{V_a}{e}$

Soit
$$E_i = E_a + E_{p0} \cos \frac{2\pi x}{\lambda}$$

Le champ E_{p0} étant tel que $E_a + E_{p0} = A E_a$

$$E_{p0} = (A-1) E_a \quad (15)$$

En remplaçant E_{p0} par sa valeur dans 14 :

$$E_i = E_a \left[1 + (A-1) \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \right] \quad (16)$$

Cette équation montre que le champ électrique est maximal au centre du cristal et que sa loi de variation est en cosinusx

Pour $x=0$

$$E_i = A E_a \quad (17)$$

Tout se passe comme si le champ appliqué est multiplié par le facteur A.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - Lasers 62
Bela A. Lengyel
John Wiley et Fils Inc. New York Londres
- 2 - "Lasers" 36 (cf 1)
- 3 - "Spinning reflector technique for laser pulse control"
Robert C. Benson and Michaël R. Mirarchi
I.E.E.E. Transactions on military electronics
Janvier 1964
- 4 - " Switched $\text{CaW}_{0.4}\text{Nd}^3$ laser"
D. Karlsons et T. Falvey
J. App. Phys. USA 1963 tom 34 n° 11 3407
- 5 - "Life Performance of Prism switched laser"
W.L. Krecht
Proceedings of the I.E.E.E. Novembre 1965
- 6 - Notice Technique du laser déclenché L A 620
CSF
- 7 - "Laser" (cf 1) 55
- 8 - "Etude et réalisation d'un microphotomètre à hautes performances".
P. ASTIER
Thèse de Docteur-Ingénieur - LILLE 1967
- 9 - "The electrooptical shutter. Its theory and Technique
.F. G Dunnington.

Physical Review - 15 Octobre 1931 vol 38
- 10 - "Evolution of the giant Pulse in a Laser"
W.G. Wayner et B. A. Lengyel
Journal of Applied Physics vol. 34 n° 7 Juillet 1963
- 11 - "Millimicrosecond Triggering of high voltage Spark gaps
G.A. Theophanis
The review of scientific instruments vol. 31 n° 4 Avril 1960

- 12 - "Characteristics of giant optical pulsations from ruby"
F.J. McClung et R.W. Hellwarth
Proceedings of the I.E.E.E. Janvier 1963
- 13 - "Modulation de la lumière par birefringence électrique"
J. Le Mezec, Mme J. Henaff M. GUYEM MGoc CHAU
Onde électrique n° 470 mai 1966 p 516
- 14 - "Electrooptic light modulators"
I.P. Kaminov et E.H. Turner
Proceedings of the I.E.E.E. Vol 54 n° 10 Octobre 1966 p. 1384
- 15 - "Piezoélectric crystals and their application to ultrasonics."
W.P. Masson

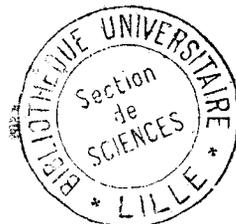
P. 78 D. Van Nostrand Company, Inc.
Princeton - New Jersey - New York
- 16 - "Physical Acoustics" Vol 1 part 1 p 394
Edité par W.D. Masson
Academic Press - New York - Londres 1964
- 17 - "Cours de physique générale. Optique"
G. Bruhat p; 425

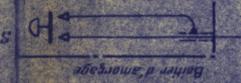
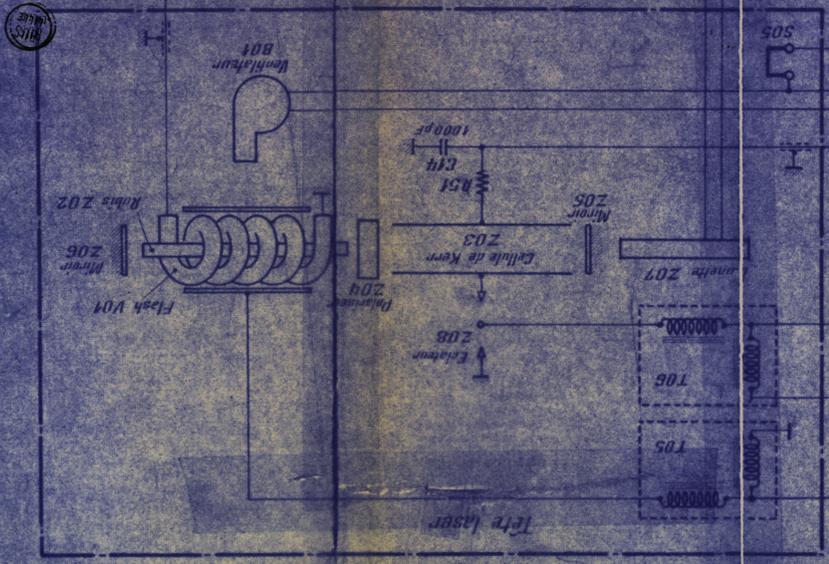
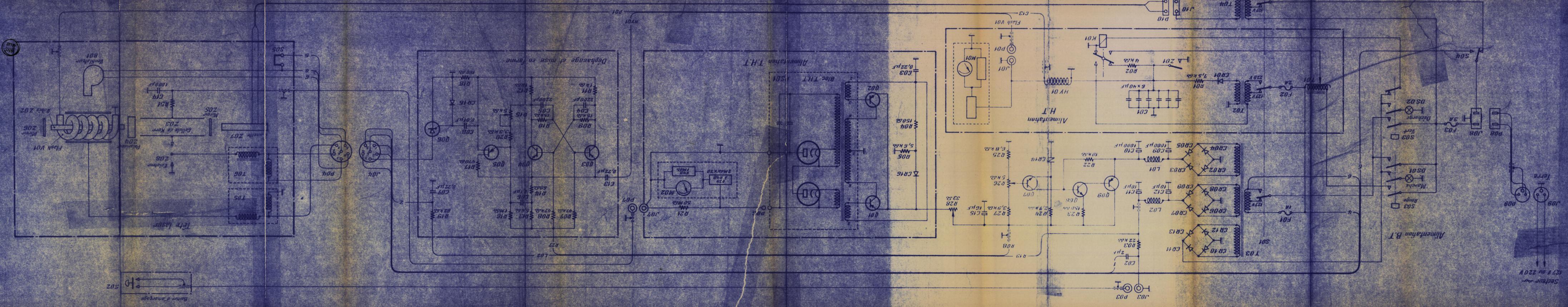
Masson et Cie éditeurs 1954
- 18 - "Propriétés physiques des cristaux."
JF N ye
Dunod Paris 1961
- 19 - "American Institute of Physics Handbook"
Dwight E. Gray
Seconde édition p. 6. 191
Mc. Graw - Hill Book Company - New York; -- Toronto - Londres-
- 20 - "Prézoélectricité"
Cady
Mc Graw Hill Book Company 1946 - New York Londres
- 21 - "Prézoélectricité" p 723
- 22 - " American Institute of Physics Handbook (cf 19)
- 23 - "Propriétés physiques des cristaux (cf 18)
p. 132
- 24 - "Lasers" (cf 1)
p 54

25 - "Lasers" (cf 1)
P. 31

26 - "Production of a Powerful Pulse of radiation from a ruby laser
using an ultrasonic traveling wave diffraction modulator."

Adrianova - Popov - Terentev, ;
Optics et Spectroscopy 1965. 19 n° 2 p. 176





LASER DECLINCHÉ
 Schema general

