

N° d'ordre

THÈSE

PRÉSENTÉE À L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PAR

Michel de BEAUMONT

LABORATOIRE AIMÉ COTTON

C. N. R. S.

POUR OBTENIR

le titre de DOCTEUR de troisième cycle

SPECIALITÉ

SPECTRONOMIE

DEPLACEMENT D'UNE RAIE LASER PAR
MODULATION A BANDE LATÉRALE UNIQUE

SOUTENUE LE

DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. P. JACQUINOT

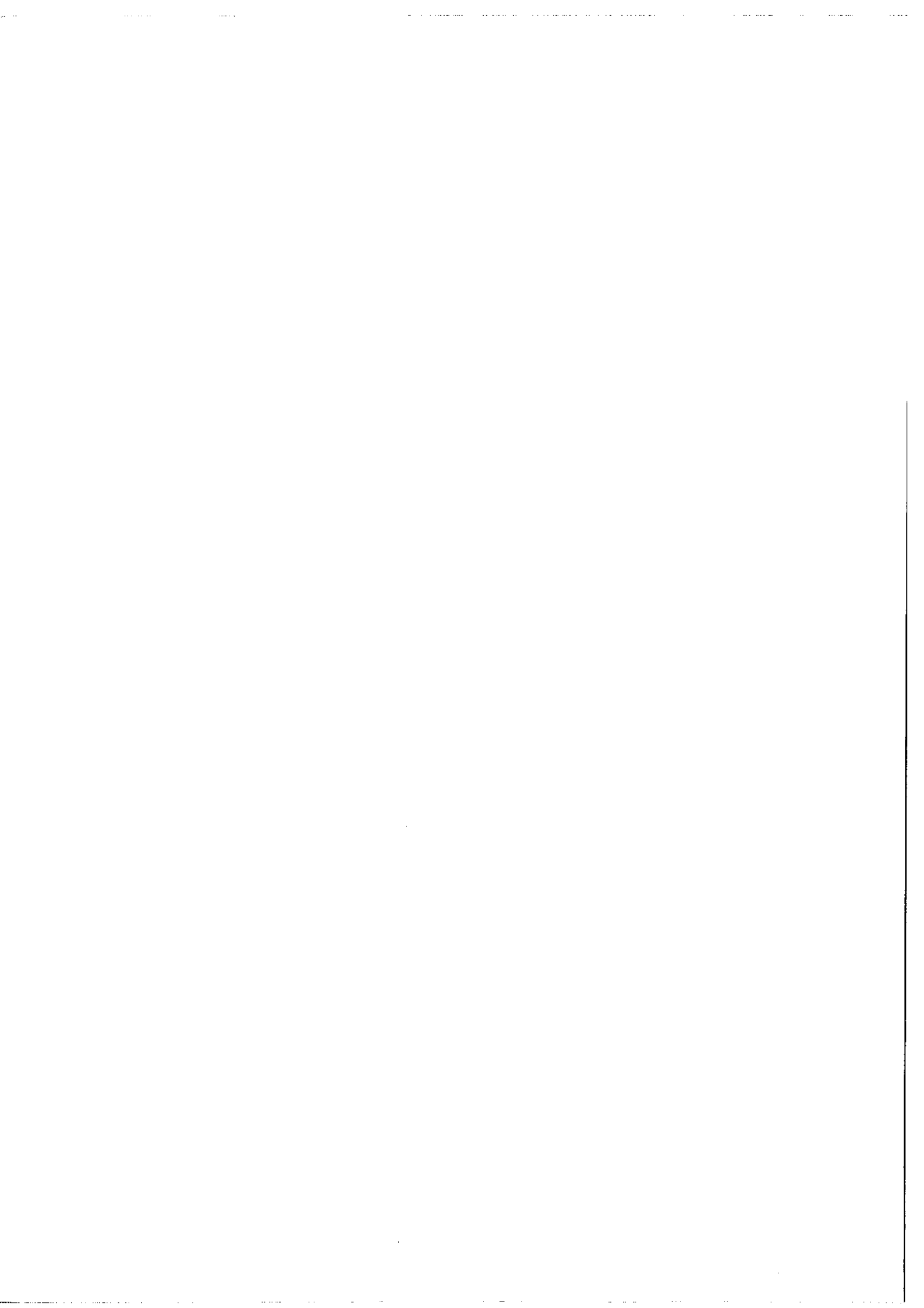
: Président

MM. J. BROCHARD

B. DECOMPS

J. PINARD

} Examineurs



REMERCIEMENTS

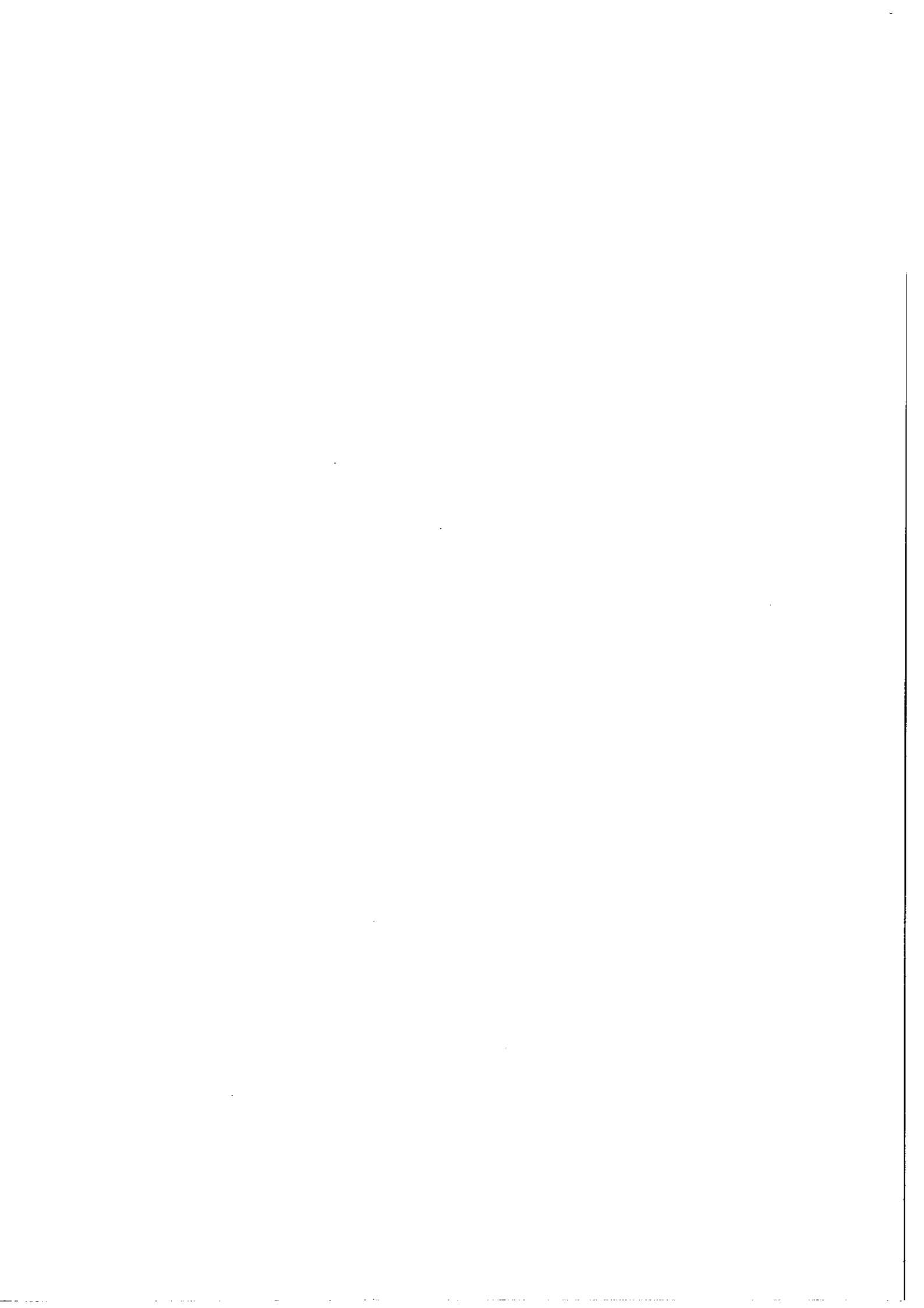
Je tiens à remercier Monsieur le Professeur P. JACQUINOT et Monsieur le Professeur R. CHABBAL de m'avoir accueilli au laboratoire Aimé Cotton.

Ce sont les idées de Monsieur le Professeur J. BROCHARD et de Monsieur J. PINARD qui ont inspiré ce travail, leurs conseils m'ont constamment guidé, je les prie de croire à ma profonde reconnaissance.

Grâce aux membres du groupe de onze heures trente et à l'amitié qu'ils m'ont très vite accordée, j'ai pu joindre à de fructueuses discussions scientifiques d'agréables moments de détente, qu'ils veuillent croire à l'expression de mes sentiments amicaux et reconnaissants.

Indépendamment des dispositifs mécaniques et électroniques, un important travail de verrerie a été nécessaire pour cette étude. Je tiens à remercier Monsieur M. OPPENHEIMER dont la haute compétence et la constante disponibilité m'ont été extrêmement précieuses.

Madame mon épouse, le Professeur F. de BEAUMONT, ne m'a jamais ménagé ses encouragements, qu'elle sache que je ne l'oublie pas dans ces remerciements.



INTRODUCTION CHAPITRE III

CHAPITRE I : Interaction d'une onde lumineuse et d'une

onde haute fréquence

I.1 Effets divers 3

I.1.1 Effet Kerr

I.1.2 Effet Faraday

I.1.3 Effet acousto optique

I.2 Effet Pockels 9

I.2.1 Généralités

I.2.2 Famille des XDP - DKDP

I.2.3 Famille des Perovskites - $Li Ta O_3$

I.3 Généralisation - Effets non linéaires dans les diélectriques 20

CHAPITRE II ; Modulation d'un faisceau optique

II.1 Rappels sur la modulation 25

II.1.1 Modulation d'amplitude

II.1.2 Modulation de phase

II.2 Modulation à bande latérale unique 28

II.2.1 Notations - Matrices de Jones

II.2.2 Double passage

II.2.3 Quadruple passage

II.2.4 Comparaison des deux méthodes.

CHAPITRE III : Réalisation	
III.1 Essais préliminaires	40
III.1.1 Matériel utilisé	
III.1.2 Détecteur Fabry Perot sphérique non confocal	
III.1.3 Source	
III.1.4 Résultats des premiers essais	
III.2 Modulateurs réalisés	50
III.2.1 Modulateur à DKDP	
III.2.2 Modulateur à tantalate de lithium	
III.2.3 Utilisation	
CONCLUSION	57
ANNEXE : Détermination des configurations fermées dans le cas de deux miroirs sphériques identiques face à face	59
BIBLIOGRAPHIE	63

INTRODUCTION

Dès 1963, le laser à gaz a été utilisé en spectroscopie atomique à haute résolution. La "spectroscopie laser" est ensuite devenue l'une des branches de la spectroscopie instrumentale. Depuis 1970, cette branche prend un nouvel essor avec les progrès des laser à longueur d'onde variable : les laser à colorants, paramétriques et à semi-conducteurs permettent maintenant de disposer de rayonnement laser dans un très large domaine spectral allant du visible à l'infrarouge lointain. Des études sont actuellement en cours au Laboratoire Aimé Cotton et dans de nombreux autres établissements de recherches pour augmenter la stabilité de fonctionnement de ces laser et les faire osciller sur un seul mode.

Pour faire varier dans un très petit domaine spectral la longueur d'onde d'un laser, on agit dans la majorité des cas sur les dimensions géométriques de la cavité. Ce procédé présente un inconvénient important : Lamb [2] a montré que la variation de fréquence de la radiation émise n'est pas identique à celle que l'on attendrait en considérant seulement les modifications de la cavité passive. Il est donc nécessaire de mesurer à tout instant la fréquence du laser

variable. Pour ce faire, on compare cette fréquence à une fréquence de référence, soit directement par battement avec un autre laser, soit en utilisant des franges de référence fournies par un interféromètre. La première méthode présente l'avantage d'une très grande précision mais est délicate à mettre en oeuvre, la deuxième, plus simple, limite la précision des mesures.

Le but de ce travail était de réaliser un déplacement de fréquence à partir d'une raie laser stable, dans un domaine spectral étroit, mais de manière très précise et en supprimant la nécessité de l'étalonnage. Le procédé choisi consiste à faire interagir dans un milieu non linéaire le rayonnement issu du laser et une onde électromagnétique fournie par un oscillateur de fréquence variable de manière à obtenir la fréquence somme.

Ce type de méthode, modulation haute fréquence d'un faisceau lumineux, a été considérablement développé depuis l'apparition des laser, en vue d'applications à la transmission d'informations. Toutefois il existe d'importantes différences entre ces applications et celle qui est présentée dans ce mémoire ; notamment, les questions de rendement et de bandes latérales parasites deviennent essentielles ici, alors que les notions de bande passante deviennent secondaires.

Nous n'avons pas voulu nous limiter à une description de l'expérience réalisée mais tenter également de faire un tour d'horizon de l'état actuel des techniques de modulation utilisables dans le but de déplacer la longueur d'onde d'un laser.

CHAPITRE I

INTERACTION D'UNE ONDE LUMINEUSE ET D'UNE ONDE HAUTE FREQUENCE.

Ce premier chapitre, essentiellement bibliographique, constitue un tour d'horizon des procédés les plus employés en modulation de la lumière aux fréquences supérieures à quelques dizaines de Mégahertz. Dans le dernier paragraphe, une présentation d'ensemble des phénomènes non linéaires dans les cristaux est esquissée.

I.1 Effets divers

Maints "effets" peuvent être utilisés pour moduler un faisceau lumineux. Nous étudierons l'effet Kerr dans les liquides, l'effet Faraday et les effets accousto-optiques qui sont actuellement les plus utilisés avec l'effet Pockels qui sera étudié plus en détail dans la section suivante. L'avenir peut difficilement être prévu, l'exemple de l'effet Faraday est très significatif. Dans les ouvrages antérieurs à 1965, il est rapidement cité comme étant le seul qui fasse appel à la polarisation rotatoire, mais comme trop faible pour per-

mettre d'atteindre des taux de modulation importants. Or les grenats d'Yttrium et de fer monocristaux (YIG), développés pour les laser de puissance, présentent un effet Faraday élevé et tendent à être très utilisés comme modulateurs haute fréquence dans l'infra-rouge.

L'effet électrooptique quadratique dans les cristaux a trouvé quelques applications. Citons pour mémoire les effets magnétooptiques quadratiques et, dans un domaine de fréquence inférieur, différents procédés mécaniques utilisant des miroirs montés sur céramiques piézo-électriques qui peuvent être très performants. D'autre part, les laser à jonction permettent une modulation directe de la source.

I.1.1 Effet Kerr dans les liquides (1875).

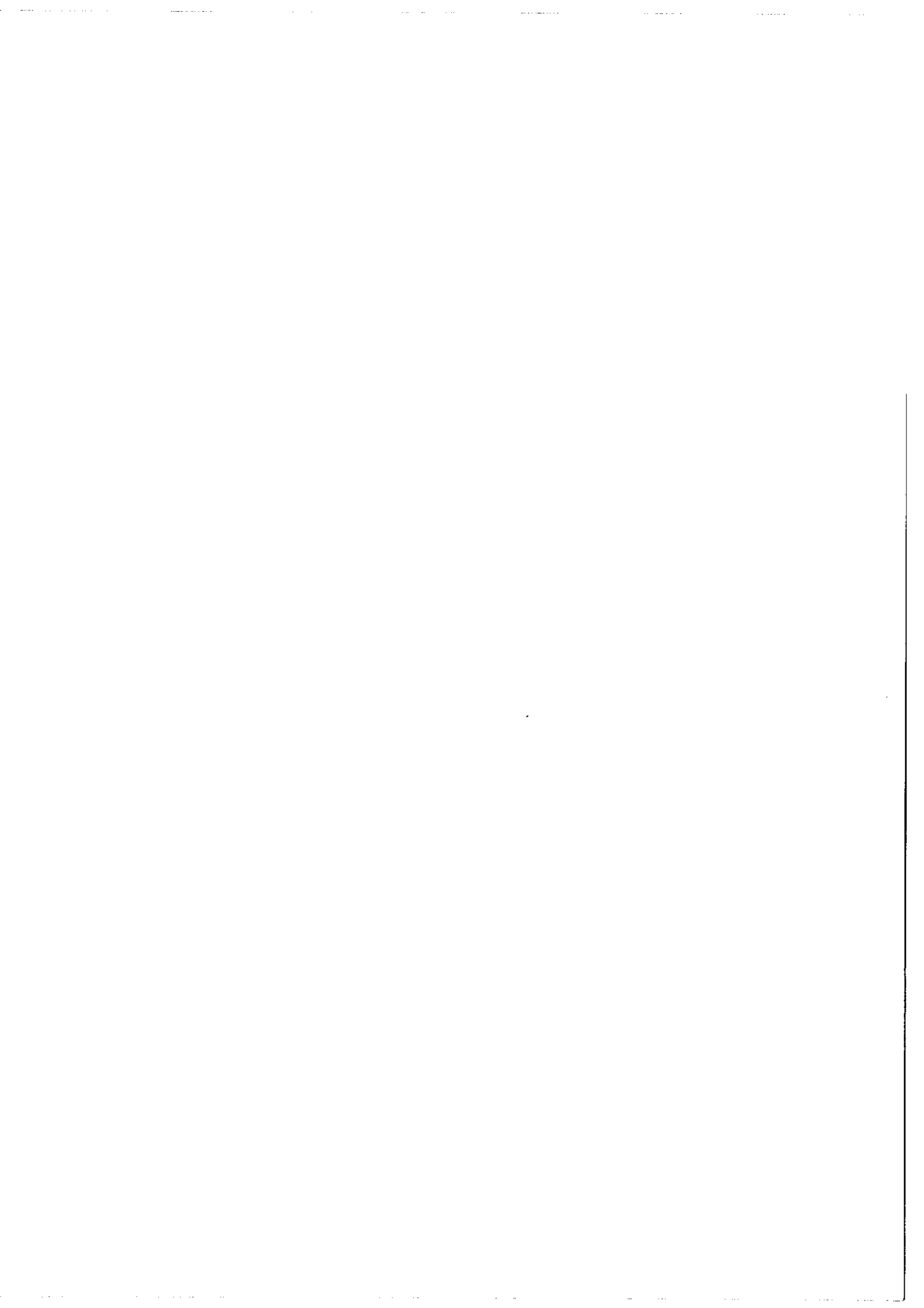
L'effet électrooptique quadratique, c'est-à-dire l'apparition d'une biréfringence proportionnelle au carré du champ électrique appliqué dans un milieu isotrope soumis à un champ électrique a été mis en évidence par Kerr en 1875 dans les liquides. Cet effet a gardé dans les liquides et les gaz le nom d'effet Kerr. Il a beaucoup été étudié car il permet d'obtenir des renseignements fondamentaux sur l'anisotropie optique des molécules dans un gaz ou un liquide.

On a :

$$\Delta n = n_e - n_0 = C \lambda E^2 = K E^2$$

n_e indice extraordinaire dans la direction du champ électrique

n_0 indice du liquide



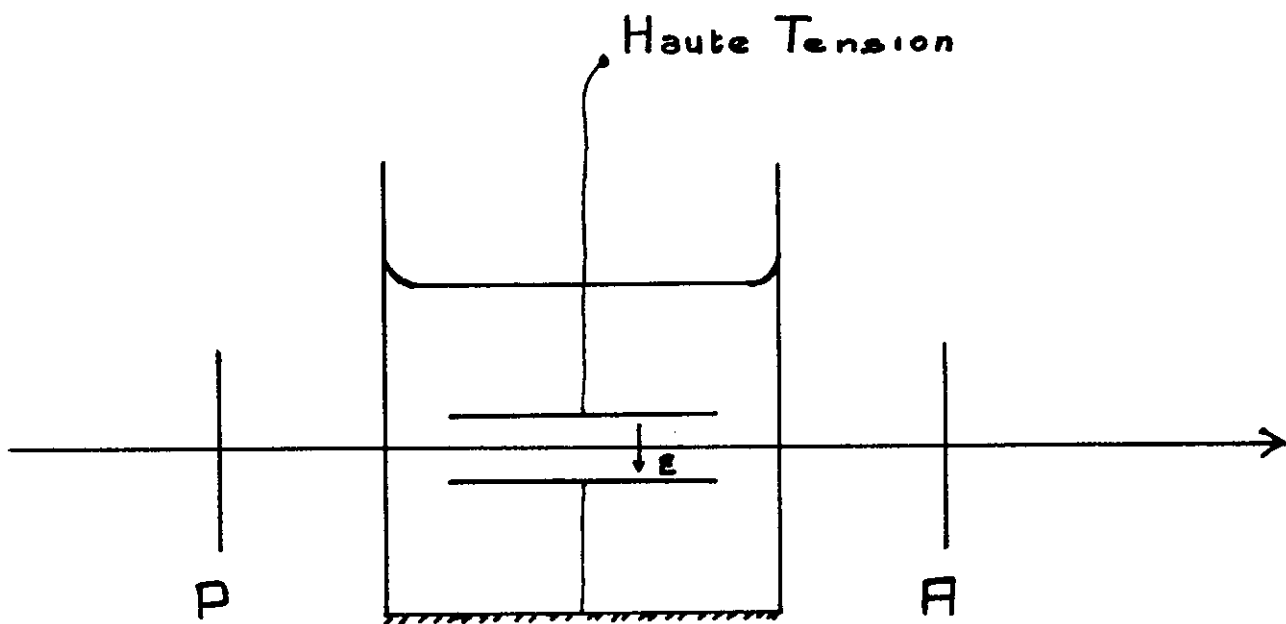


Fig. 1 Effet Kerr

C constante de Kerr

λ longueur d'onde optique

E champ électrique

Si (fig. 1) un faisceau lumineux I_0 polarisé à 45° de la direction du champ traverse une cuve entre les deux plateaux d'un condensateur, il apparaît entre les deux composantes de l'onde un déphasage

$$\varphi = 2\pi \frac{\ell}{\lambda} \Delta n = K E^2 \ell$$

et derrière un analyseur croisé avec le polariseur d'entrée on observe une intensité

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

C'est l'effet qui a été le plus utilisé jusqu'à ces dix dernières années, car c'était celui qui permettait d'obtenir les biréfringences les plus importantes. De plus les liquides qui présentent les effets les plus élevés, tels que le sulfure de carbone et le nitrobenzène, sont des corps faciles à obtenir. Mais ces liquides présentent un inconvénient majeur, ils ont des pertes diélectriques très élevées ce qui interdit leur emploi en régime continu aux très hautes fréquences.

Les cellules de Kerr ne sont actuellement utilisées que comme interrupteurs rapides, en régime d'impulsion. Elles ont là un avantage important sur les autres procédés, le liquide étant isotrope on peut les utiliser avec des faisceaux ouverts.

I.1.2 Effet Faraday - 1845.

L'effet Faraday est un effet magnétooptique linéaire ; découvert par Faraday en 1845, il se manifeste avec plus ou moins d'intensité dans la plupart des corps transparents.

Il ne s'agit pas comme dans l'effet Kerr de biréfringence mais de rotation de la polarisation. Soit un rayon lumineux polarisé rectilignement par un polariseur P et qui traverse un milieu isotrope (fig. 2). Quand ce milieu est soumis à un champ H parallèle à la direction de propagation, la polarisation à la sortie fait un angle θ avec la direction imposée par P à l'entrée.

$$\theta = K \ell H$$

ℓ : longueur du cristal

H : champ appliqué.

Si l'on place à la sortie un polariseur P' parallèle à P

$$I = I_0 \cos^2 K \ell H$$

L'effet Faraday est généralement très peu intense et il a l'inconvénient d'être lié à la dispersion du matériau , c'est-à-dire qu'il sera plus intense au voisinage des raies d'absorption, ce qui limite la longueur ℓ utilisable. Néanmoins dans certains cas il se rattache aux propriétés magnétiques du milieu, il peut alors être assez élevé. C'est le cas dans les grenats d'Yttrium et de fer (YIG) transparents de 1,15 à 4,5 μ et qui présentent de faibles pertes aux hautes fréquences.

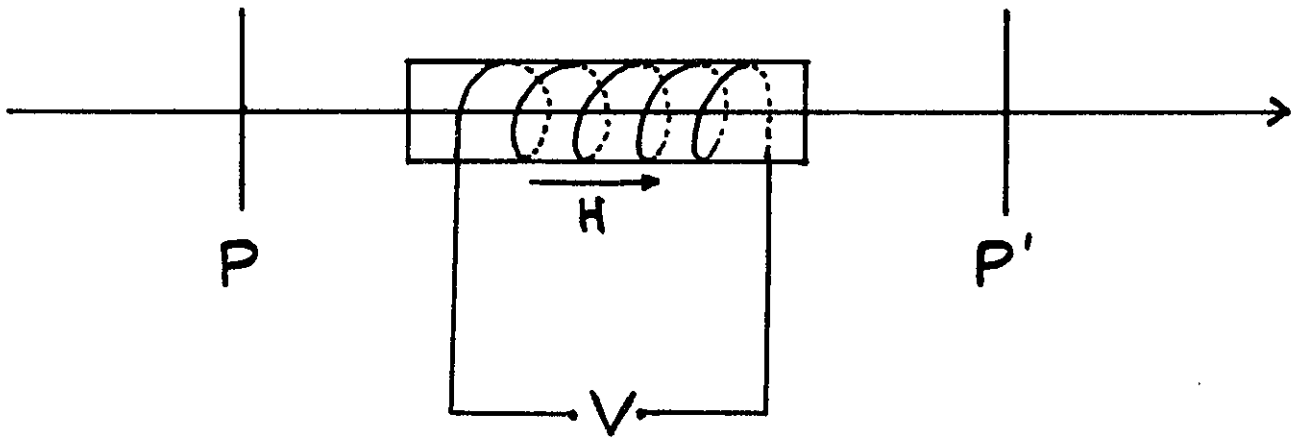
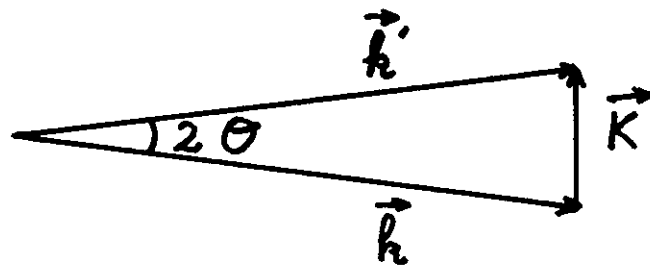
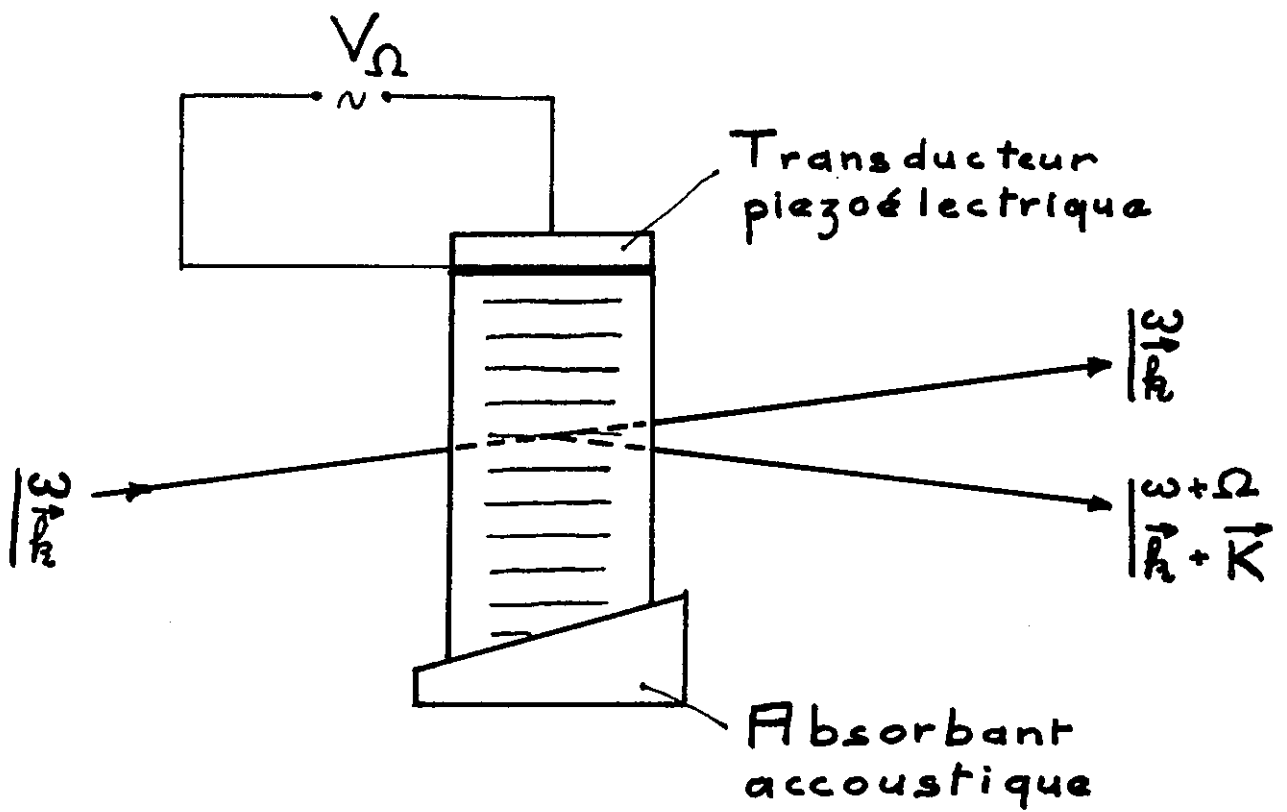


Fig. 2 Effet Faraday



- Fig 3 -

I.1.3 Effet Accousto-optique.

La dispersion de la lumière par les ultrasons a été étudiée théoriquement par Brillouin en 1922 [3] et observée par Debye et Sears en 1932. Cette dispersion est due au changement de l'indice de réfraction accompagnant une onde accoustique progressive.

Dans un modèle quantique, considérons un photon incident de vecteur d'onde $k = \frac{n\omega}{c}$ et un phonon de fréquence Ω de vecteur d'onde $K = \frac{\Omega}{V}$ (fig. 3). Après interaction, on obtient un phonon de fréquence $\omega' = \omega + \Omega$ (conservation de l'énergie) et de vecteur d'onde $\vec{k}' = \vec{k} + \vec{K}$ (conservation du moment), l'angle d'incidence, θ , doit donc être :

$$\sin \theta = \frac{K}{2k} = \frac{\Omega}{n\omega} \cdot \frac{c}{V}$$

Cet effet est généralement utilisé pour défléchir très rapidement un faisceau optique. Mais il a également l'avantage de donner directement une raie déplacée en fréquence. A des fréquences de l'ordre de la centaine de mégahertz on peut transférer plus de 80% de l'intensité incidente à la fréquence somme. Des expériences ont été faites à quelques dizaines de gigahertz.

L'accousto-optique semble actuellement être l'une des voies les plus prometteuses pour l'interaction d'une onde UHF et d'un rayonnement lumineux. Son essor est lié au développement des transducteurs accousto-optiques. En modulation, deux inconvénients se présentent : a) l'angle de sortie dépend de la fréquence modulante,

mais on a déjà réalisé des systèmes compensateurs, b) la bande passante du transducteur est limitée, étant liée à ses dimensions géométriques.

Citons l'utilisation d'un modulateur accousto-optique à l'intérieur d'une cavité laser par Maydan [4] , la fréquence de modulation est de 400 MHz et l'on peut extraire de la cavité la somme et la différence de cette fréquence avec la fréquence du laser. Ce système permet d'obtenir des impulsions brèves et intenses.

I.2 Effet Pockels (1893)

I.2.1 Généralités

Un champ électrique appliqué à un cristal dépourvu de centre de symétrie provoque une variation des indices de réfraction proportionnelle à l'amplitude du champ. Ceci constitue l'effet Pockels. Pour définir les paramètres de cet effet électrooptique linéaire, il est commode de considérer les modifications de l'ellipsoïde des indices du cristal qui s'écrit :

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1 ,$$

où les axes de coordonnées x, y, z sont ceux de l'ellipsoïde et où les n_i sont les indices principaux de réfraction.

Dans un système de coordonnées non principal, cet ellipsoïde s'écrit :

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 zx + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1 ,$$

en utilisant la convention indicielle $1 \rightarrow x^2$, $2 \rightarrow y^2$, $3 \rightarrow z^2$,
 $4 \rightarrow yz$, $5 \rightarrow zx$, $6 \rightarrow xy$.

L'application d'un champ électrique E entraîne une variation des coefficients :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_j r_{ij} E_j$$

i varie de 1 à 6, j de 1 à 3. Les r_{ij} sont les coefficients électrooptiques linéaires, et constituent le tenseur r_{ij} . La forme du tenseur r_{ij} dépend du groupe de symétrie auquel appartient le cristal et est la même que celle du tenseur de piézoélectricité d_{ij} qui traduit également un effet linéaire. Ces derniers tenseurs sont tabulés, par exemple en [5].

Les coefficients r_{ij} dépendent en fait de nombreux paramètres. L'influence de la température est très importante, nous le verrons dans le cas des XDP. Ils dépendent également de la fréquence de modulation, surtout vers les basses fréquences où l'effet piézoélectrique génère un effet électrooptique induit; au delà de quelques dizaines de mégahertz, cet effet peut être négligé. Mais ils varient peu avec la longueur d'onde optique dans le domaine de transparence des cristaux.

Tous les cristaux ne possédant pas de centre de symétrie présentent un effet électrooptique linéaire, néanmoins tous ne peuvent être utilisés pour moduler une onde lumineuse. On peut, pour orienter le choix, examiner à la suite de I. S. Rez [6] les 6 points suivants :

- a) La possibilité d'obtention de monocristaux de taille convenable libres de toute dislocation.
- b) L'importance des coefficients électrooptiques effectifs.
- c) Les propriétés diélectriques.
- d) L'anisotropie. Elle doit être faible et peu dépendante de la température.

e) La dureté. Nécessaire pour pouvoir tailler et polir convenablement le cristal, une limite inférieure est 100 Kg/mm^2 .

f) L'insolubilité dans l'eau et les solvants usuels.

Les points d), e), f) sont essentiellement des questions de commodité, par contre le point c) est particulièrement important, il faut d'une part que la constante diélectrique ϵ soit suffisamment grande pour favoriser la canalisation des lignes de champ (ce qui est presque toujours le cas), d'autre part que l'angle de perte, caractérisé par $\text{tg } \delta$, soit aussi petit que possible pour que l'échauffement du cristal soit faible. C'est ce point qui limite essentiellement les propriétés électrooptiques vers les hautes fréquences.

Les cristaux cubiques des classes $\bar{4}3m$ et 23 sont a priori particulièrement intéressants, ils sont isotropes ce qui permet l'utilisation de faisceaux lumineux de grande ouverture et leur tenseur électrooptique;

$$r_{ij} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & r_{41} \end{vmatrix} ,$$

ne présente que 3 coefficients non nuls qui sont égaux. Ceci permet de nombreuses possibilités de modulation, on trouve notamment en [7] une étude de modulation à bande latérale unique avec un cristal de ZnS portant deux paires d'électrodes suivant les axes x et y , qui créent un champ tournant, la lumière se propageant suivant z . Mais ces cristaux (CuCl, sphalérite : ZnS, CdTe, GaAs) sont très difficiles à faire pousser et présentent des propriétés semi-conductrices gênantes.

I.2.2 Famille des XDP - DKDP

Ce sont les cristaux les mieux connus de tous les cristaux électrooptiques, ceci est dû à l'utilisation de l'ADP pendant la seconde guerre mondiale comme transducteur piézoélectrique dans les sonar de détection sous-marine. Des techniques de pousse ont été alors mises au point qui permettent d'obtenir des monocristaux de taille importante.

L'ADP (phosphate diacide d'Ammonium $\text{NH}_4 \text{H}_2 \text{PO}_4$) est maintenant moins utilisé au profit du KDP (phosphate diacide de potassium $\text{K H}_2 \text{PO}_4$) et plus récemment du DKDP ou KD^*P (phosphate diacide de potassium deutéré $\text{K D}_2 \text{PO}_4$). Tous ces cristaux appartiennent à la classe de symétrie $\bar{4} 2m$ (ou $D_2 d$). Leur tenseur électrooptique est de la forme :

$$\begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & r_{63} \end{vmatrix} .$$

Examinons maintenant les 6 points définis précédemment : a) des cristaux de grande taille existent et sont peu chers, b) coefficients électrooptiques : élevés, c) propriétés diélectriques : ϵ grand, $\text{tg } \delta$ moyen, d) anisotropie non négligeable, mais peu dépendante de la température, e) dureté : suffisante, f) hygroscopique.

Le point f) est gênant mais les autres qualités de ce cristal a), b), d), le rendent secondaire. Donnons une liste de constantes physiques, pour l'ADP, le KDP et le DKDP.

	n_0	n_e	T_c	r_{41}	r_{63}	$n_0^3 r_{63}$	ϵ_z/ϵ_0	$\text{tg} \delta_z$
ADP	1,53	1,48	148	28	8,5	30	14	$6 \cdot 10^{-3}$
KDP	1,51	1,47	123	8,6	10,6	35	20	$7,5 \cdot 10^{-3}$
DKDP	1,51	1,47	225	8,8	20,4	90	50	10^{-1}

n_0 , n_e : indices ordinaire et extraordinaire.

T_c : température de Curie, en °K.

r_{ij} : coefficients électrooptiques en 10^{-12} m/V.

ϵ_z/ϵ_0 : constante diélectrique relative suivant l'axe des z .

$\text{tg} \delta_z$: tangente de perte suivant l'axe des z .

$n_0^3 r_{63}$ est une caractéristique de l'effet longitudinal

(voir ci-après).

Nous avons choisi d'utiliser dans nos expériences du DKDP, car c'est le corps de cette série qui présente le coefficient r_{63} le plus élevé. Mais c'est également celui qui a la plus grande tangente de perte. Il est transparent de 0,25 à 1,15 micron.

L'ellipsoïde des indices s'écrit dans le système des axes principaux cristallographiques du cristal

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_e^2} + 2 r_{41} E_x yz + 2 r_{41} E_y zx + 2 r_{63} E_z xy = 1$$

Pour éviter autant que possible les difficultés optiques dues à l'anisotropie du cristal, on choisit une direction de propagation parallèle à Oz . La section de l'ellipsoïde des indices par un plan perpendiculaire à cette direction est :

$$\frac{x^2 + y^2}{n_0^2} + 2 r_{63} E_z xy = 1$$

En l'absence de champ appliqué, c'est un cercle, le cristal se comporte comme s'il était isotrope, mais dès que la direction de propagation s'écarte de Oz la trace devient une ellipse, l'ouverture sera donc limitée.

Le champ doit être appliqué suivant l'axe des z. Il s'agit d'un effet longitudinal.

Si $E_z \neq 0$ les axes principaux deviennent x' et y' déduits de x et y par une rotation de $\frac{\pi}{4}$; ce sont les axes électrooptiques. Dans ce système on a :

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{63} E_z\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} - r_{63} E_z\right)y'^2 = 1$$

soit :

$$n_{x'} = n_0 \left(1 - \frac{n_0^2}{2} r_{63} E_z\right)$$

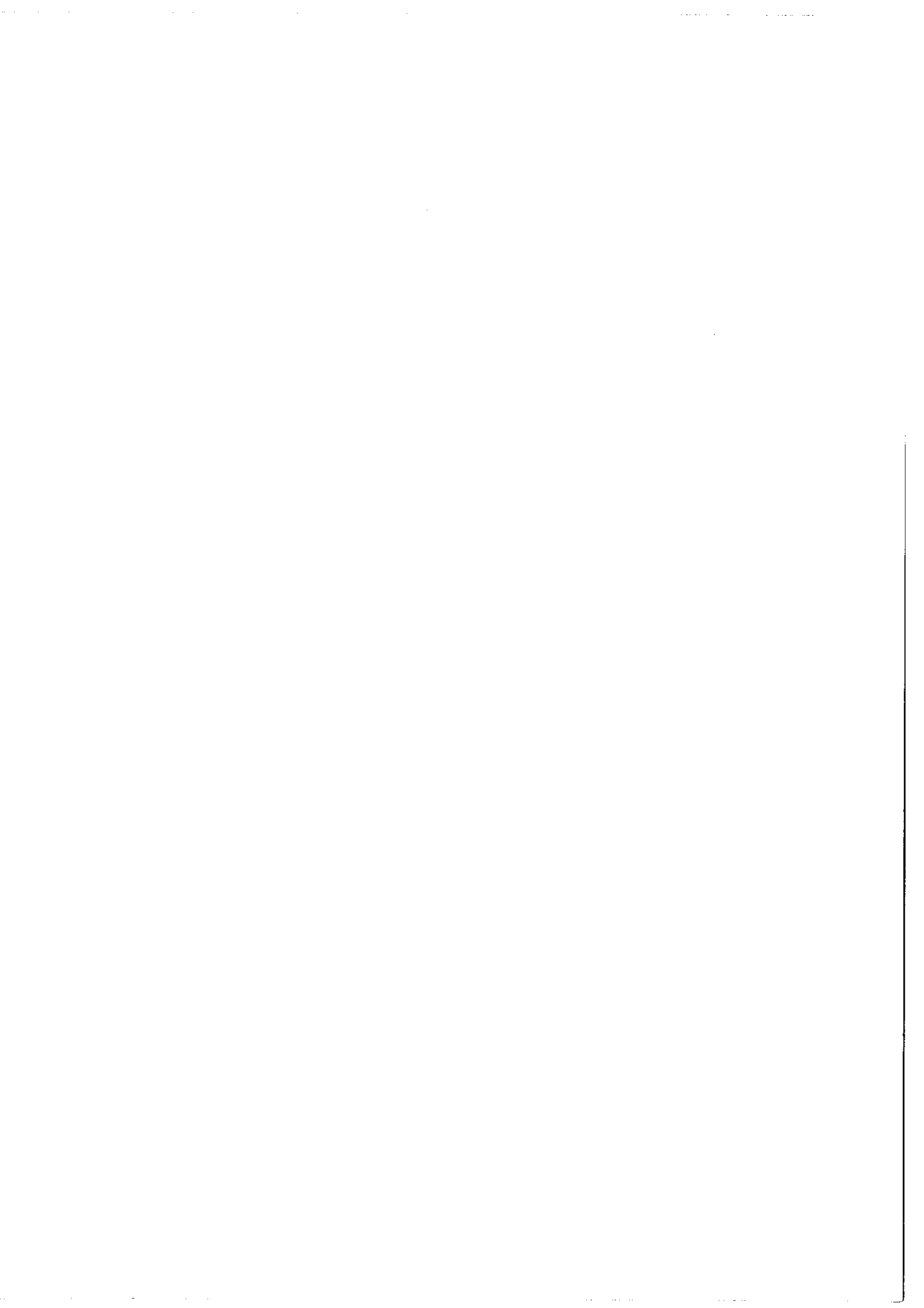
$$n_{y'} = n_0 \left(1 + \frac{n_0^2}{2} r_{63} E_z\right)$$

Le déphasage entre les composantes sur x' et y' d'une onde lumineuse polarisée, de longueur d'onde λ est, pour un cristal de longueur l :

$$\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_{y'} - n_{x'})$$

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} V \quad (V = E_z l)$$

Dans le cas d'un effet électrooptique longitudinal, le déphasage



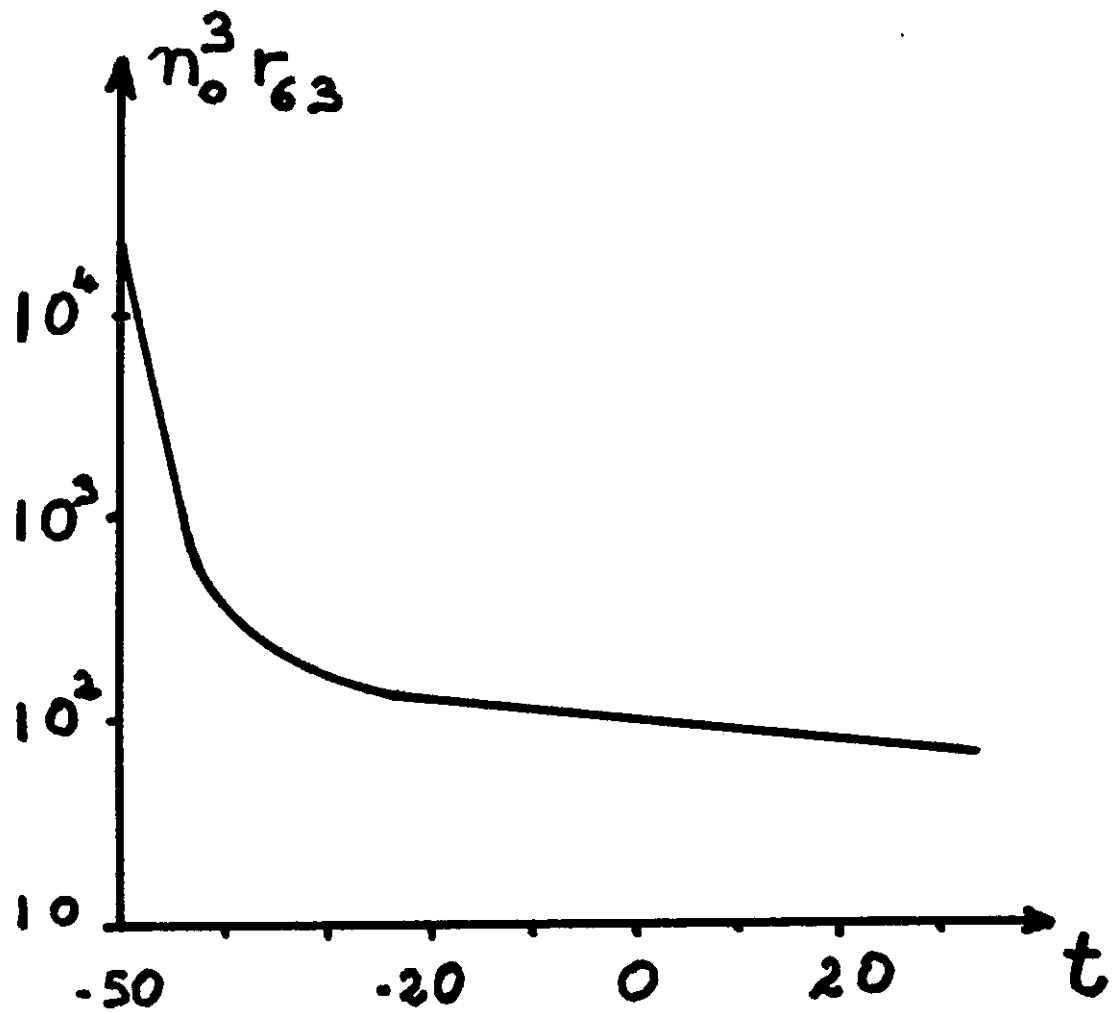


Fig. 4. $n_0^3 r_{63} = f(t)$ pour
la DKDP [6]

(avec t en $^{\circ}\text{C}$ et r_{63} en 10^{-12} m/V)

ne dépend pas des dimensions du cristal mais uniquement de la tension appliquée à ses bornes . On définit la tension $V_{1/2}$ pour laquelle $\varphi = \pi$, à laquelle le cristal se comporte comme une lame demi-onde :

$$V_{1/2} = \frac{\lambda}{2 n_0^3 r_{63}}$$

Pour $\lambda = 0,6328 \mu$ et dans le cas du DKDP $V_{1/2} = 3\ 500$ V, pour le KDP $V_{1/2} = 9\ 000$ V . Avant d'utiliser un cristal de DKDP, il est important de vérifier expérimentalement la valeur de $V_{1/2}$. En effet, le phosphate diacide de potassium n'est généralement que partiellement deutéré , sa formule moyenne est $K H_{2(1-x)} D_{2x} PO_4$ avec $0 < x < 1$ et toutes les constantes physiques dépendent du taux de deutération [8] . Pour les cristaux utilisés ici , $V_{1/2} = 3\ 700 \pm 100$ V , on peut donc considérer qu'ils sont complètement deutérés.

Si on refroidit les cristaux pour se rapprocher de la température de Curie (voisine de -50° pour le DKDP), r_{63} augmente (fig. 4), c'est-à-dire que $V_{1/2}$ diminue et peut atteindre quelques dizaines de Volts, mais cet avantage est compensé par une augmentation de ϵ et de $\text{tg } \delta$ [9]. Nous avons néanmoins fait quelques essais de fonctionnement à basse température en plongeant un cristal de DKDP dans un bain d'heptane (température de solidification -90° C) qui était refroidi par conduction avec de l'azote liquide. La température doit être très rigoureusement stabilisée, les diverses constantes variant très vite quand on se rapproche de T_c . Nous avons renoncé à poursuivre ces essais en constatant que la stabilité nécessaire était de l'ordre du centième de degré, et que de nombreuses difficultés techniques rendaient ce mode

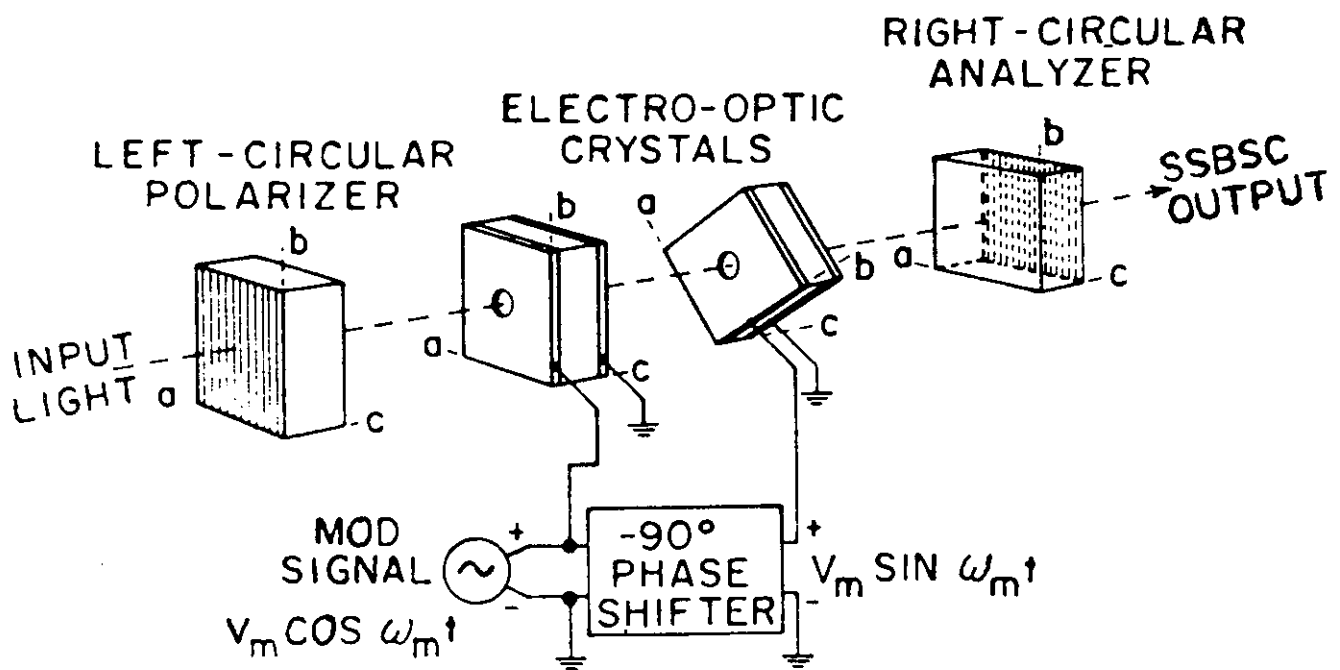
de fonctionnement peu fiable.

Pour moduler un faisceau lumineux d'intensité I_0 avec un cristal de XDP à excitation longitudinale, on place celui-ci entre polariseurs croisés d'axes parallèles aux axes cristallographiques du cristal. A la sortie $I = I_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2} = I_0 \sin^2 \frac{\pi r_{63}^3}{\lambda} V$. On peut trouver dans la littérature de nombreuses études de tels modulateurs à des fréquences allant jusqu'à quelques dizaines de GHz (et même 964 GHz [10]) ; vers ces fréquences le cristal est placé dans un circuit électrique à constantes réparties, et le rendement, qui n'est généralement pas donné, est toujours faible.

Buhrer, Fowler et Bloom, ont suggéré et réalisé un modulateur à bande latérale unique, la fig. 5 reproduit le schéma de leur expérience: deux cristaux de KDP excités par des signaux sinusoïdaux en quadrature sont traversés par un faisceau laser polarisé circulairement, l'ensemble est, en première approximation, équivalent à une lame demi-onde tournante. On trouvera au paragraphe II.2.2 le calcul donnant la répartition spectrale de l'onde sortante. Cette expérience a été faite à 1 500 Hz [11] et à 52 MHz [12] .

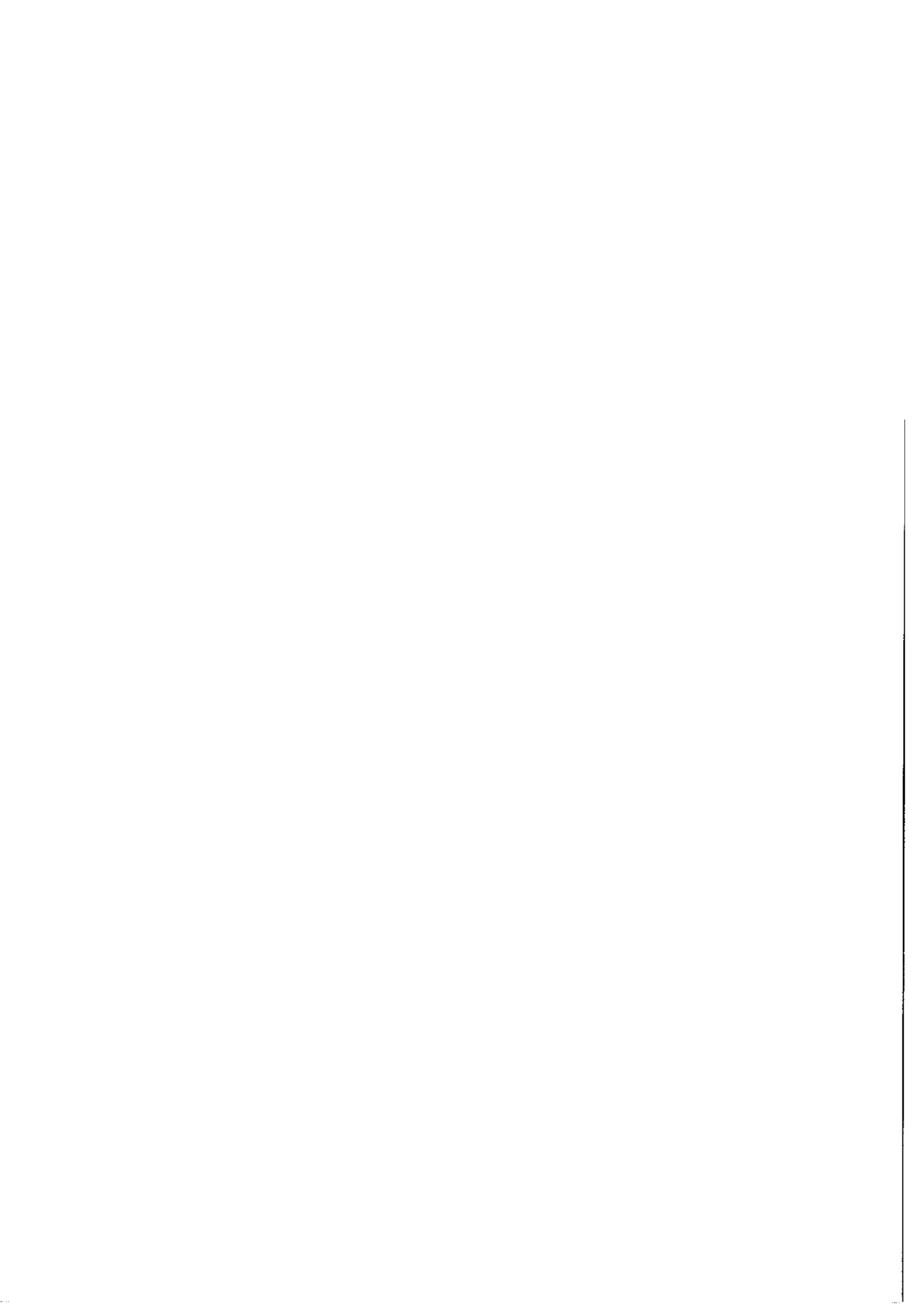
I.2.3 Famille des perovskites - Li Ta O_3

Les cristaux de cette famille et essentiellement le niobate de lithium (LN) ont d'abord été étudiés et fabriqués pour des applications en optique non linéaire et comme transducteurs piézoélectriques. Leur utilisation à la modulation de lumière a été tardive, en effet le LN



Single-sideband suppressed-carrier optical modulator (SSBSCOM).

fig. 5 - Modulation à Bande Latérale Unique [11]



a des propriétés électrooptiques a priori intéressantes, notamment $V_{1/2}$ est très inférieur à celui des KDP, mais, en plus de son prix, il présente deux inconvénients majeurs, il est très biréfringent et la variation des indices avec la température est grande. En outre, des faisceaux laser intenses (1 W/cm^2) provoquent des dislocations à température ordinaire.

Le tantalate de lithium (LT) , plus difficile à obtenir, a été étudié à partir de 1965. Ses propriétés sont essentiellement les mêmes que celles du niobate, mais sa biréfringence, beaucoup plus faible, peut être compensée plus facilement, et il supporte des intensités lumineuses plus grandes (10 W/cm^2). Depuis les expériences de Denton, Chen et Ballman [13] ce corps est très utilisé dans les modulateurs à haute performance. D'autre part son domaine de transparence, de 0,4 à 4 microns, est plus étendu vers l'infrarouge que celui du DKDP. Le tenseur électrooptique de ces cristaux qui appartiennent à la classe de symétrie $3m$ (ou $C_3 v$) est de la forme :

$$\begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & r_{42} & -2r_{22} \\ -r_{22} & r_{22} & 0 & r_{42} & 0 & 0 \\ r_{13} & r_{13} & r_{33} & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} .$$

Examinons à nouveau nos 6 critères : a) Difficile à obtenir, mais de bonne qualité, b) Coefficients électrooptiques élevés, c) Propriétés diélectriques bonnes, d) Anisotropie faible mais dépend fortement de la température, e) Grande dureté, f) Insoluble dans l'eau et les acides dilués.

Presque toutes les propriétés sont meilleures que celles du DKDP, un seul inconvénient important, la variation des indices avec la température. Donnons maintenant une liste de constantes physiques du tantalate de lithium.

n_o	n_e	$T_{c_o_c}$	r_{33}	r_{13}	r_{42}	r_{22}	$n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}$	ϵ/ϵ_0	$\text{tg } \delta_z$
2,175	2,180	660°	30,6	7,0	19	1	~ 230	43	$2 \cdot 10^{-3}$

r_{mi} en 10^{-2} m/v ou 10^{-6} μ /v

L'ellipsoïde des indices s'écrit dans le système des axes principaux cristallographiques, en choisissant un champ électrique suivant z qui permet d'utiliser le coefficient r_{33} qui est le plus important:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} E_z\right)(x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_z\right) z^2 = 1,$$

en choisissant l'axe des y comme direction de propagation, la section de l'ellipsoïde par un plan $y = 0$ est :

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} E_z\right) x^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_z\right) z^2 = 1$$

Il s'agit là d'un effet transversal ; si le cristal a une longueur l (suivant Oy) et une hauteur d (suivant Oz) entre les électrodes, le déphasage entre les composantes sur x et y de l'onde optique est :

$$\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{1}{2} (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) E_z \quad \text{avec } E_z = \frac{V}{d},$$

et

$$V_{1/2} = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}} \frac{d}{l} .$$

Nous voyons apparaître le facteur $\frac{d}{l}$: la tension $V_{1/2}$ dépendra des dimensions du cristal pour un modulateur transversal. Pour $\frac{d}{l} = 1$ à $\lambda = 0,63 \mu$ $V_{1/2} < 3.000 \text{ V}$; pour $\frac{d}{l} = \frac{1}{6}$ $V_{1/2} < 500 \text{ V}$.

Pour éliminer le déphasage introduit par la biréfringence naturelle on peut utiliser un compensateur en quartz. Nous avons préféré mettre bout à bout deux cristaux d'axes tournés de $\frac{\pi}{2}$, ce procédé a l'avantage de compenser les biréfringences provoquées par les variations de température. Le déphasage entre les polarisations sur x et sur z est pour $\lambda = 0,5 \mu$

$$\varphi = 2\pi \frac{l}{\lambda} (n_e - n_o) = \frac{2\pi}{100} l \quad (l \text{ en microns})$$

Pour avoir une bonne compensation, il suffit donc que les cristaux soient égaux à mieux que le micron, ce qui est très réalisable en polissant les cristaux simultanément.

On trouvera dans la bibliographie [1] plusieurs réalisations de modulateurs utilisant le tantalate de lithium . Il faut y noter le soin apporté à la stabilisation de la température.

I.3 Généralisation - Effets non linéaires dans les diélectriques.

Une description macroscopique des phénomènes optiques non linéaires permet de regrouper sous une même formulation les effets électro-optiques, magnétooptiques et de génération d'harmoniques [14][15] .

La polarisation diélectrique P dans un milieu isotrope est , en fonction du champ électrique appliqué :

$$P = \alpha (1 + a_1 E + a_2 E^2 + \dots) E$$

Au terme linéaire, α de la polarisabilité il faut ajouter une polarisabilité dépendante du champ (non linéaire). La polarisation peut s'écrire sous la forme $P + p$ avec $P = \alpha E$, p recouvre les variations non linéaires de la polarisation (donc de l'indice).

Soit, par exemple, un milieu non linéaire transparent excité par une onde lumineuse de champ électrique $E^\omega = E \sin \omega t$, le premier terme de p est proportionnel à $[E^\omega]^2 = \frac{1}{2} E^2 (1 - \cos 2 \omega t)$. Il apparaît un terme de fréquence 2ω , il y a donc génération du second harmonique de la fréquence lumineuse initiale (doublage de fréquence) et l'amplitude de ce second harmonique est proportionnelle à l'intensité du champ électrique de l'onde lumineuse incidente. Il apparaît également un terme de fréquence nulle, c'est-à-dire la génération dans le diélectrique d'un champ continu proportionnel au champ optique, cet effet est appelé "redressement optique" par analogie avec les phénomènes non linéaires dans les diodes.

Ces termes non linéaires interviennent également si, au lieu de considérer l'interaction d'un champ optique avec lui-même, on étudie l'interaction d'un champ optique E^ω avec un champ électrique continu E^0 ou un champ magnétique B^0

$$\text{si } E = E^\omega + E^0 ,$$

$$p = p^\omega + p^{2\omega} + p^{\omega-\omega} + p^0$$

$p^{2\omega}$ → doublage de fréquence

$p^{\omega-\omega}$ redressement optique

p^0 non linéarité diélectrique

p^ω correspond à une variation de la polarisabilité, proportionnelle à E_0 , pour la fréquence ω . C'est l'effet Pockels.

Dans un but de simplification, nous avons considéré jusqu'ici des cristaux isotropes et des champs scalaires. Dans les cas réels il faut tenir compte de la nature tensorielle de la polarisabilité dans les cristaux. Par exemple, dans le cas du doublage de fréquence on a :

$$p_i^{2\omega} = \sum_{jk} X_{ijk}^{2\omega} E_j^\omega E_k^\omega$$

que nous noterons en appliquant la convention sur la répétition des indices :

$$p_i^{2\omega} = X_{ijk}^{2\omega} E_j^\omega E_k^\omega .$$

Les indices représentent les composantes cartésiennes x, y, z . Des considérations de symétrie permettent pour chaque effet étudié ici et pour chaque classe de cristaux de restreindre le nombre des

composantes X_{ijk} du tenseur X . Par exemple les éléments non nuls de $X^{2\omega}$ sont les mêmes que ceux du tenseur piézoélectrique. Tous les éléments $X_{ijk}^{2\omega}$ sont nuls dans le cas des structures cristallines possédant un centre de symétrie.

Le tableau I indique les termes de polarisation correspondants aux effets les mieux connus.

Termes de la polarisation	Nomenclature des effets	nécessité d'une absence de symétrie	date de première observation
$p_i^\omega = X_{ijk}^\omega E_j^0 E_k^\omega$	effet électrooptique linéaire (Pockels)	oui	1893
$p_i^\omega = X_{ij\ell}^\omega E_j^0 E_k^0 E_\ell^\omega$	effet électrooptique quadratique (Kerr)	non	1875
$p_i^\omega = X'_{ijk\ell}^\omega \epsilon_{jkm} B_m^0 E_\ell^\omega$ (1)	effet magnétooptique linéaire (Faraday)	non	1845
$p_i^\omega = X''_{ijk\ell}^\omega B_j^0 B_k^0 E_\ell^\omega$	effet magnétooptique quadratique (Cotton-Mouton)	non	1907
$p_i^{2\omega} = X_{ijk}^{2\omega} E_j^\omega E_k^\omega$	doublage de fréquence	oui	1961
$p_i^{2\omega} = X_{ijk\ell}^{2\omega} E_j^0 E_k^\omega E_\ell^\omega$	doublage de fréquence induit par champ électrique	non	1962
$p_i^{3\omega} = X_{ijk\ell}^{3\omega} E_j^\omega E_k^\omega E_\ell^\omega$	triplage de fréquence	non	1962
$p_i^0 = X_{ijk}^0 E_j^\omega E_k^\omega$	redressement optique	oui	1962-1963

Tableau I

(1) ϵ_{jkm} est le tenseur qui transforme un pseudo vecteur en un tenseur de rang 2.

Jusqu'ici nous avons considéré dans les effets électrooptiques et magnétooptiques la superposition de champs continus et de champs optiques. Tout ce qui précède reste valable dans le cas de champs alternatifs. Nous aurons, alors, pour l'effet Pockels, avec un champ alternatif E^Ω de fréquence $\Omega \ll \omega$

$$p_i^{\omega \pm \Omega} = X_{ijk}^{\omega \pm \Omega} E_j^\Omega E_k^\omega \quad (1)$$

De même nous n'avons envisagé qu'une onde lumineuse, si l'on envoie simultanément deux ondes lumineuses de fréquence ω_1 et ω_2 on pourra obtenir les fréquences somme et différence (c'est-à-dire $\omega_1 \pm \omega_2$)

$$p_i^{\omega_1 \pm \omega_2} = X_{ijk}^{\omega_1 \pm \omega_2} E_j^{\omega_1} E_k^{\omega_2} \quad (2)$$

On note, en comparant les relations (1) et (2) la grande analogie entre l'effet Pockels et la génération de fréquences somme et différence (ou le doublage de fréquence et le redressement optique).

Cette étude macroscopique permet une présentation d'ensemble de tous les phénomènes non linéaires dans les diélectriques. De plus pour chaque "effet" des considérations de symétrie permettent d'obtenir des relations entre les composantes X_{ijk} d'un tenseur X . [*]

[*] Il est simple de lier les constantes X_{ijk} aux constantes usuelles des différents effets. Par exemple, pour l'effet Pockels

$$r_{j\ell k} = \frac{4\pi}{\epsilon_j \epsilon_\ell} X_{j\ell k} \quad \text{avec} \quad \epsilon_i = n_i^2 \quad r_{63} = r_{xyz} = \frac{4\pi}{n_o} X_{xyz}$$

$$r_{33} = r_{zzz} = \frac{4\pi}{n_e} X_{zzz}$$

Pour obtenir des relations entre les composantes X_{ijk} de tenseurs X distincts il faut franchir une autre étape et exprimer les constantes X_{ijk} en fonction des constantes macroscopiques du diélectrique. Cela est théoriquement possible par un calcul de perturbation [16]. Dans le cas des fréquences optiques la perturbation agit uniquement sur la fonction d'onde associée aux électrons de valence du cristal tandis que, dans le cas des fréquences hertziennes, les vibrations des ions de la maille cristalline sont également excitées, il faut alors faire intervenir une fonction d'onde globale associée à l'ensemble des ions et des électrons du système. Ces calculs ne peuvent être poursuivis explicitement mais permettent notamment de dégager des relations entre X^0 , X^ω , $X^{2\omega}$.

Des études particulières ont été faites pour le KDP par Ward [17] et pour le tantalate de lithium par Kaminov et Johnston [18], ces derniers ont montré que l'on pouvait effectivement calculer les constantes X_{ijk}^ω de l'effet Pockels en déterminant expérimentalement les $X_{ijk}^{2\omega}$ du doublage de fréquence qui donnent la contribution des électrons, et en évaluant la contribution des ions de la maille cristalline par des mesures effectuées sur la dispersion Raman.

Il est donc actuellement possible de déterminer indirectement l'ordre de grandeur de l'effet Pockels dans un cristal.

CHAPITRE II

MODULATION D'UN FAISCEAU OPTIQUE.

Tous les effets précédemment décrits permettent de modifier l'ellipsoïde des indices d'un milieu. Seul l'effet Pockels sera désormais considéré.

II.2 Rappels sur la modulation

En modifiant sinusoidalement, à la fréquence Ω [*], l'amplitude, la fréquence ou la phase d'une onde sinusoidale de fréquence ω on fait apparaître une onde comprenant les fréquences $\omega \pm n\Omega$, n étant un entier.

[*] Dans l'expression $\sin \Omega t$, Ω est une fréquence angulaire, néanmoins dans le texte nous parlerons d'une fréquence Ω , qui sera exprimée en hertz ou en mégahertz (MHz).

II.1.1 Modulation d'amplitude.

Un signal $y(t)$ est dit modulé en amplitude, s'il peut s'écrire sous la forme :

$$y(t) = (1 + m \cos \Omega t) \sin \omega t$$

$m < 1$ est le taux de modulation.

La fréquence ω est dite fréquence porteuse et nous aurons toujours dans la suite $\Omega \ll \omega$.

Pour mettre en évidence la décomposition spectrale on écrit $y(t)$ sous la forme :

$$y(t) = \sin \omega t + \frac{m}{2} [\sin (\omega + \Omega)t + \sin (\omega - \Omega)t] .$$

Le spectre de puissance aura 3 composantes (fig. 6) :

- une porteuse de fréquence ω
- 2 bandes latérales de fréquence $\omega \pm \Omega$, d'intensité $\frac{m^2}{4}$

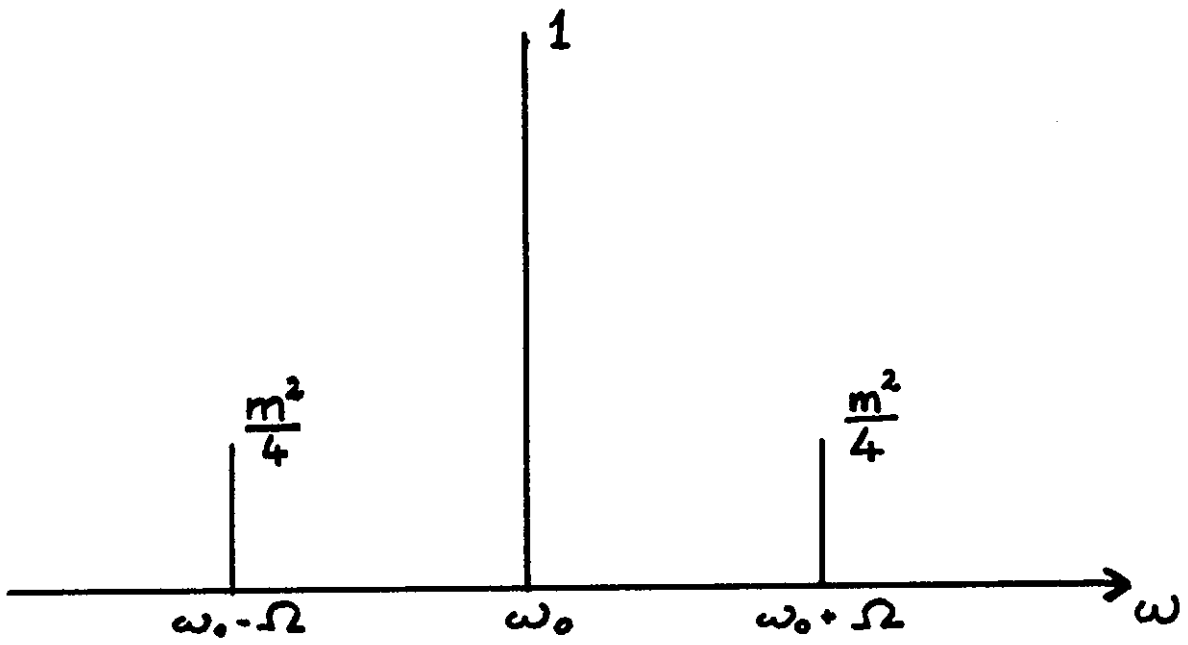
Si la porteuse est une "raie" possédant une certaine largeur et non plus un signal sinusoïdal pur, les bandes latérales sont des raies de même largeur [19].

II.1.2 Modulation de phase

Un signal $y(t)$ modulé en phase (ou en fréquence) s'écrit sous la forme

$$y(t) = \sin (\omega t + m \sin \Omega t)$$

($m \geq 1$ est l'indice de modulation)



- Fig. 6 -

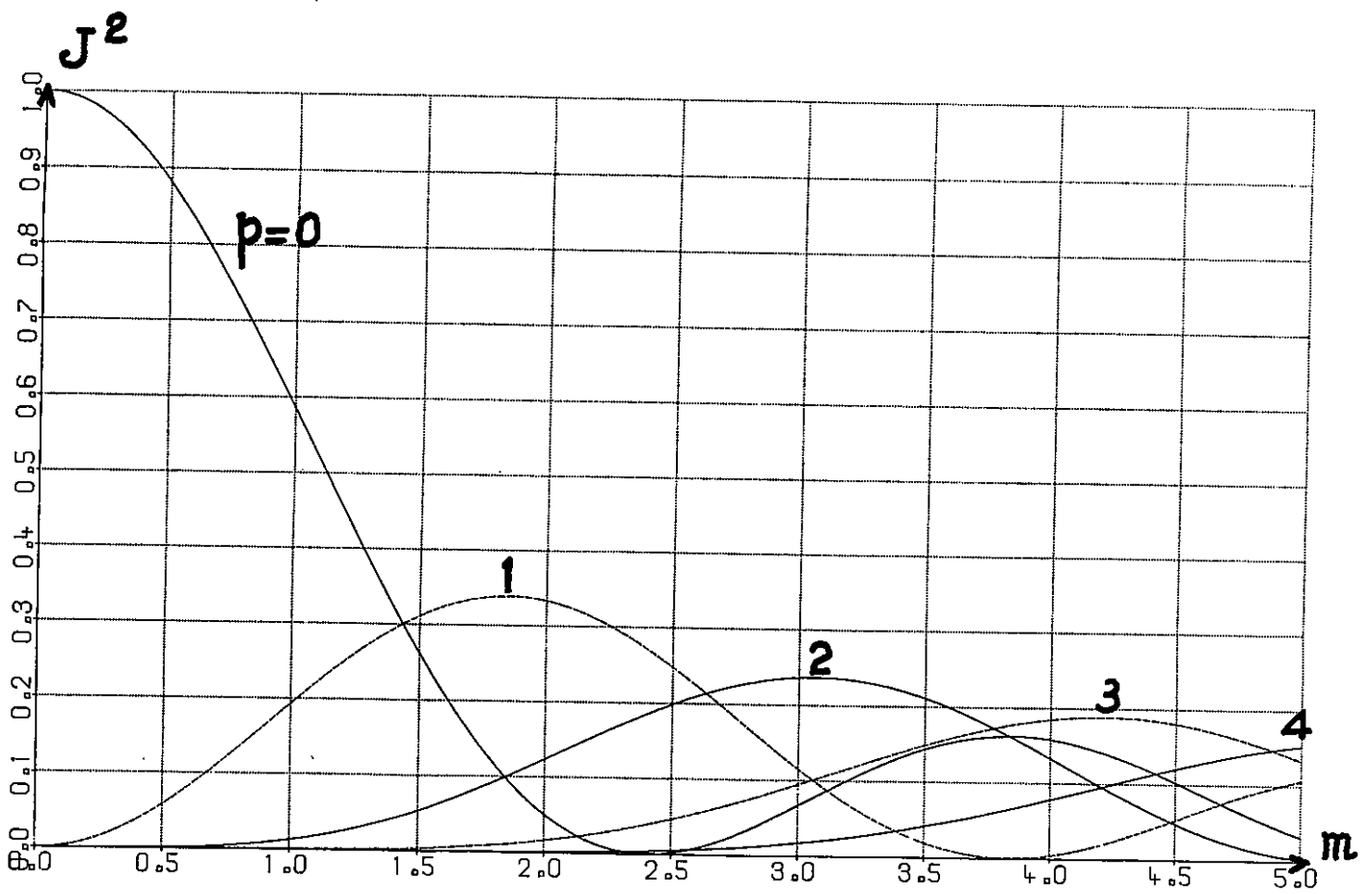


fig. 7 $J_p (m)^2$

ou $y(t) = \sin \omega t \cdot \cos (m \sin \Omega t) + \cos \omega t \cdot \sin (m \sin \Omega t)$.

Le développement en série de Fourier d'une expression du type $\sin (m \sin \Omega t)$ fait intervenir des fonctions de Bessel de première espèce à indice entier du paramètre m .

En particulier

$$\cos (m \sin \Omega t) = J_0(m) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p}(m) \cos 2p \Omega t$$

$$\sin (m \sin \Omega t) = 2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p-1}(m) \cos (2p-1) \Omega t$$

Soit

$$y(t) = \sum_{p=0}^{\infty} J_p(m) \sin (\omega t \pm p \Omega t)$$

Le spectre de puissance est donc symétrique, et théoriquement illimité, les intensités des composantes sont proportionnelles à $J_p^2(m)$. En pratique ce spectre peut être considéré comme limité, en raison de la propriété des fonctions de Bessel $J_p(m)$ d'être négligeables si l'argument m est inférieur à l'indice p . En particulier $[J_m(m)]^2 < 10\%$ pour $m > 3$, et $[J_{m+2}(m)]^2 < 0,5\%$.

Les courbes de la fig. 7 représentent $[J_p(m)]^2$ pour $p = 0, 1, 2, 3, 4$ et $0 < m < 5$.

Notons que pour $m = 1$ $[J_2(1)]^2 \approx 0,01$, on peut donc considérer pour $m < 1$ que la modulation de phase est spectralement équivalente à la modulation d'amplitude mais ceci n'est qu'une approximation qu'il faut se garder d'étendre pour des valeurs plus grandes de m .

II.2 Modulation à bande latérale unique.

Dans ce paragraphe, deux procédés de modulation d'une onde optique sont étudiés : le passage dans deux, puis dans quatre cristaux séparés par des lames demi-onde . Il s'agira dans les deux cas de modulation du type modulation de phase , c'est-à-dire qu'il existe toujours une infinité de composantes, et il n'y a modulation à bande latérale unique qu'en première approximation. Pour simplifier les calculs nous introduirons d'abord un formalisme.

II.2.1 Notations. Matrices de Jones

La méthode la plus complète pour décrire la modification des états de polarisation d'une onde à travers un système optique est celle des matrices de Mueller (Matrices 4-4 à éléments réels) qui décrivent l'évolution des paramètres de Stokes. Dans le cas d'un système ne contenant pas d'élément dépolarisant mais uniquement des lames anisotropes agissant sur des ondes totalement polarisées, l'utilisation des matrices de Jones (Matrices 2-2 à éléments complexes) est suffisante.

Rappelons le formalisme de Jones [20] pour des lames anisotropes non absorbantes. Soit E le vecteur champ électrique d'une onde lumineuse

$$E = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x \exp[j(\omega t + \varphi_x)] \\ A_y \exp[j(\omega t + \varphi_y)] \end{pmatrix} = \exp [j\omega t] \begin{pmatrix} A_x e^{j\varphi_x} \\ A_y e^{j\varphi_y} \end{pmatrix} = \exp [j\omega t] e$$

où A_x et A_y sont réels et nous prendrons $A_x^2 + A_y^2 = 1$. De même

φ_x et φ_y sont réels car nous nous plaçons en l'absence d'absorption.

Jones choisit de représenter l'action d'une lame anisotrope sur le champ électrique par une matrice M telle que :

$$e_1 = M e_0$$

avec
$$M = S\left(\frac{\theta}{2}\right) N S\left(-\frac{\theta}{2}\right)$$

où
$$S(\theta) = \begin{vmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{vmatrix}$$
 est la matrice rotation, $\frac{\theta}{2}$ étant

l'angle que font les axes principaux (x', y') de la lame avec les axes initialement choisis (x, y)

et
$$N = \begin{vmatrix} N_{x'} & 0 \\ 0 & N_{y'} \end{vmatrix}$$

$$N_{x'} = \exp \left[-j \frac{2\pi d}{\lambda} n_x \right] \quad n_x \text{ et } n_y \text{ sont réels dans le cas}$$

$$N_{y'} = \exp \left[-j \frac{2\pi d}{\lambda} n_y \right] \quad \text{où il n'y a pas d'absorption}$$

N peut toujours s'écrire $e^{j\varphi} G$ avec

$$G = \begin{vmatrix} e^{j\gamma} & 0 \\ 0 & e^{-j\gamma} \end{vmatrix} \quad \gamma = \frac{2\pi d}{\lambda} \frac{n_x - n_y}{2}$$

Et nous négligerons le facteur $e^{j\varphi}$ car seule nous intéresse la différence de phase entre les vibrations E_x et E_y

$$M = S\left(\frac{\theta}{2}\right) G S\left(-\frac{\theta}{2}\right) = \cos \gamma \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} + j \sin \gamma \begin{vmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ \sin \theta & -\cos \theta \end{vmatrix}$$

En particulier pour une lame demi-onde ($\gamma = \frac{\pi}{2}$) dont l'axe fait un angle $\frac{\theta}{2}$ avec l'axe de référence

$$M = \begin{vmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ \sin \theta & -\cos \theta \end{vmatrix} \quad (\text{en omettant le facteur de phase } j).$$

Ces matrices sont particulièrement bien adaptées à l'étude de l'évolution d'une onde initialement polarisée rectilignement, les vecteurs de base $e_1 = \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix}$ et $e_2 = \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \end{vmatrix}$ représentant des ondes polarisées respectivement selon x et y . Dans cette représentation, une onde circulaire gauche s'écrit $e^+ = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{vmatrix} 1 \\ -j \end{vmatrix}$ et une onde circulaire droite $e^- = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{vmatrix} -j \\ 1 \end{vmatrix}$.

Si l'on considère l'évolution d'ondes circulaires il est plus simple de prendre (e^+, e^-) comme vecteurs de base au lieu de (e_1, e_2) . La matrice de passage de (e_1, e_2) à (e^+, e^-) sera

$$T = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{vmatrix}$$

$$T^{-1} = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix}$$

Dans la base (e^+, e^-) , e_1 et e_2 s'écrivent :

$$e_1 = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{vmatrix} 1 \\ j \end{vmatrix} \quad e_2 = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{vmatrix} j \\ 1 \end{vmatrix}$$

L'opérateur représentant le passage dans une lame anisotrope s'écrit dans cette base :

$$M_{(e^+ \ e^-)} = T^{-1} M_{(e_1 \ e_2)} T$$

Soit pour une lame quelconque dont les axes font un angle $\frac{\theta}{2}$ avec une direction de référence

$$M = \cos \gamma \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} + \frac{1}{2} j \sin \gamma \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ \sin \theta & -\cos \theta \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{vmatrix}$$

$$M = \cos \gamma \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} + \sin \gamma \begin{vmatrix} 0 & e^{j\theta} \\ -e^{-j\theta} & 0 \end{vmatrix}$$

Si $\theta = 0$ c'est-à-dire si les axes de la lame sont parallèles à la direction de référence

$$M = A = \begin{vmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ -\sin \gamma & \cos \gamma \end{vmatrix} = \frac{e^{j\gamma}}{2} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ j & 1 \end{vmatrix} + \frac{e^{-j\gamma}}{2} \begin{vmatrix} 1 & j \\ -j & 1 \end{vmatrix} = e^{j\gamma} L + e^{-j\gamma} P$$

Si $\gamma = \frac{\pi}{2}$ c'est-à-dire si la lame est demi-onde

$$M = R = \begin{vmatrix} 0 & e^{j\theta} \\ -e^{-j\theta} & 0 \end{vmatrix}$$

$$\text{En posant } N = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & -1 \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad O = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & -1 \end{vmatrix},$$

nous avons la table de multiplication suivante :

L R L = j cos θ L	P R L = -sin θ O
L R P = -sin θ N	P R P = j cos θ P
L R N = -j cos θ L	P R N = -sin θ P
L R O = -sin θ L	P R O = j cos θ O
N R L = -sin θ L	O R L = j cos θ O
N R P = j cos θ N	O R P = -sin θ P
N R N = -sin θ N	O R N = j cos θ P
N R O = j cos θ L	O R O = -sin θ O

II.2.2 Double passage.

Soit deux cristaux d'axes parallèles séparés par une lame demi-onde dont les axes font un angle $\frac{\theta}{2}$ avec ceux des cristaux (fig. 8). Dans la représentation circulaire définie au paragraphe précédent, les cristaux sont représentés par des matrices A_1 et A_2 .

Si l'on envoie une onde lumineuse circulaire gauche de fréquence ω dans ce système, le champ électrique de l'onde sera, à la sortie :

$$e = A_2 R A_1 \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix} \\ = (e^{j\gamma_2 L} + e^{-j\gamma_2 P}) R (e^{j\gamma_1 L} + e^{-j\gamma_1 P}) \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix}$$

En utilisant la table de multiplication précédente,

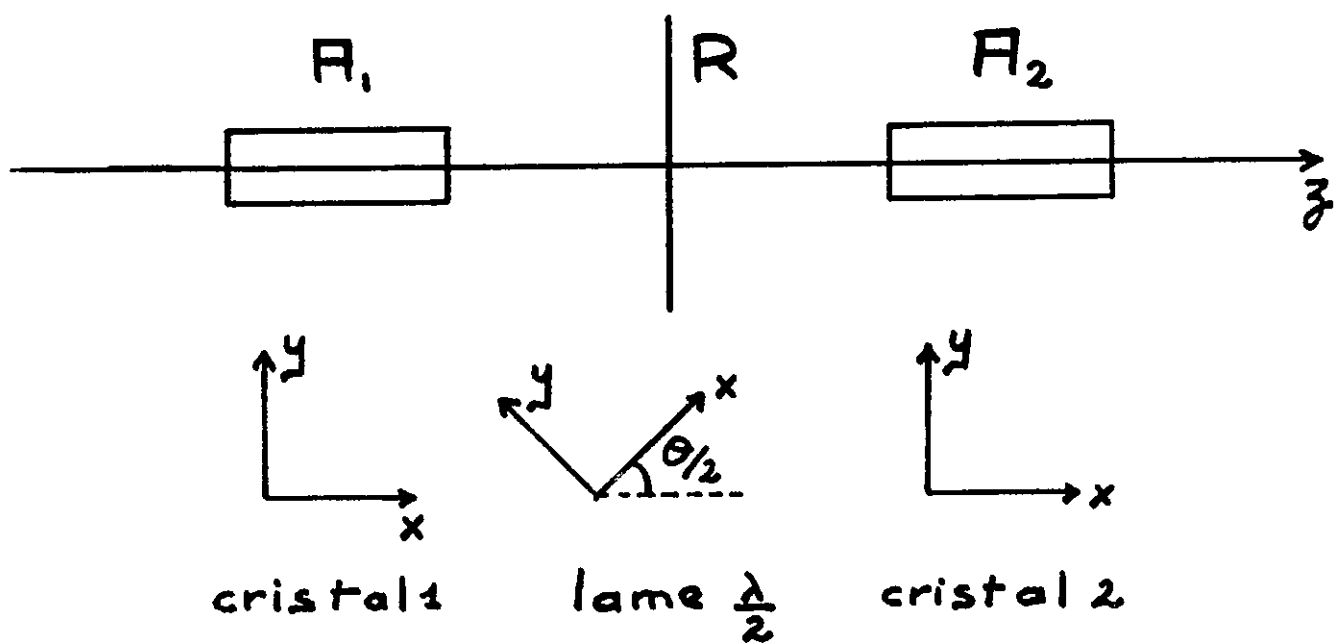
$$e = [j \cos \theta (e^{j(\gamma_1 + \gamma_2)} L + e^{-j(\gamma_1 + \gamma_2)} P) \\ - \sin \theta (e^{j(\gamma_2 - \gamma_1)} N + e^{-j(\gamma_2 - \gamma_1)} O)] \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix} \\ e = j \cos \theta \begin{vmatrix} \cos(\gamma_2 + \gamma_1) \\ -\sin(\gamma_2 + \gamma_1) \end{vmatrix} - \sin \theta \begin{vmatrix} \cos(\gamma_2 - \gamma_1) \\ -\sin(\gamma_2 - \gamma_1) \end{vmatrix}$$

Le terme supérieur de ces vecteurs représente une onde circulaire gauche, le terme inférieur une onde circulaire droite.

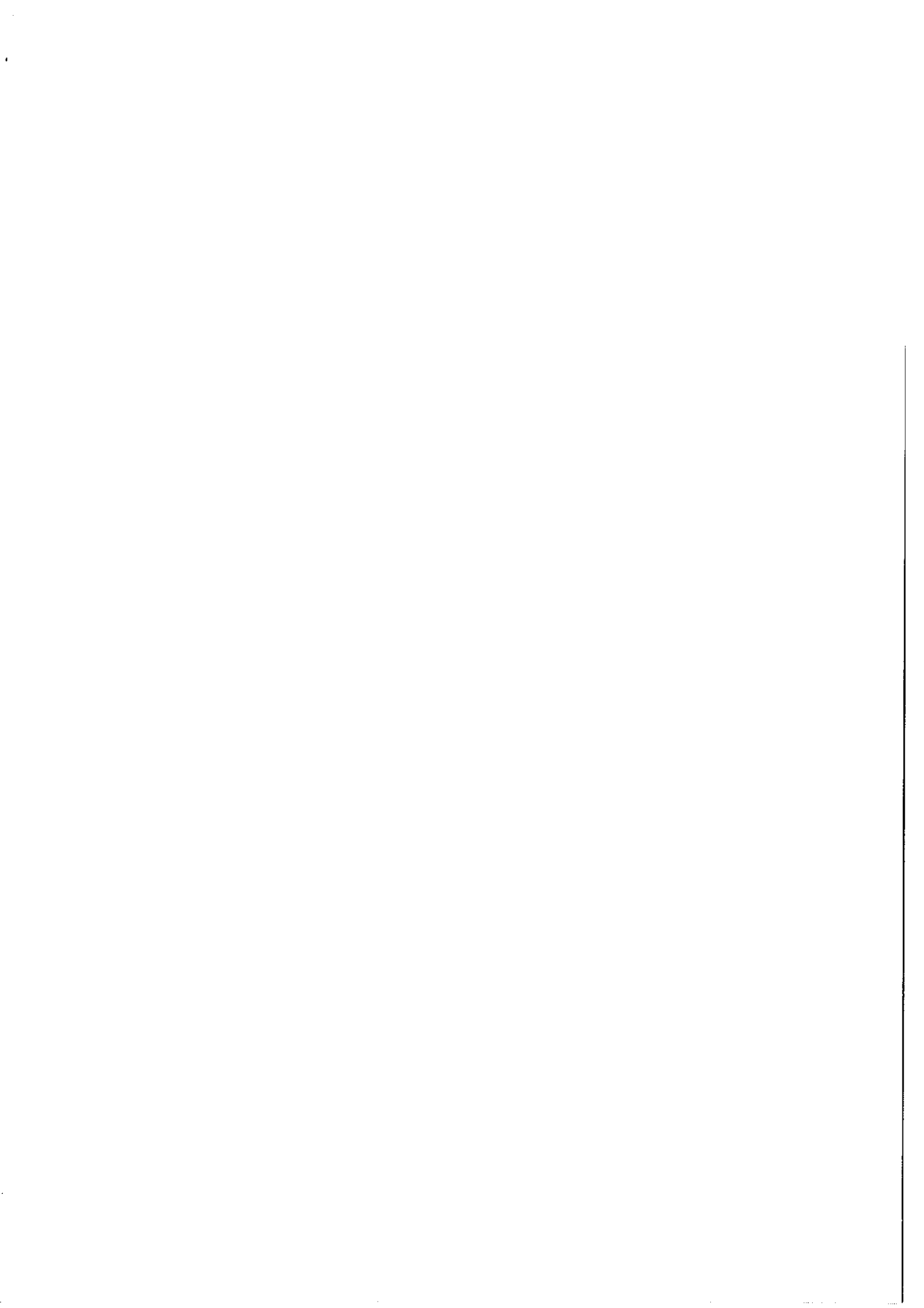
Prenons maintenant pour valeurs de γ_1 et γ_2 des fonctions sinusoidales du temps à la fréquence Ω soit :

$$\gamma_1 = \alpha \sin \Omega t$$

$$\gamma_2 = \alpha \sin (\Omega t + \varphi)$$



- Fig. 8 -



Le développement en série du cosinus d'une fonction sinusoïdale de fréquence Ω fait intervenir les harmoniques paires de Ω tandis que le développement du sinus d'une fonction sinusoïdale ne fait intervenir que les harmoniques impaires de Ω . Nous aurons donc toujours à la sortie du système une onde qui sera la superposition d'ondes circulaires gauches aux fréquences $\omega \pm 2p \Omega$ et d'ondes circulaires droites aux fréquences $\omega \pm (2p+1) \Omega$. Ce résultat s'étend quel que soit le nombre de cristaux séparés par des lames demi-ondes.

Pour que l'onde circulaire droite à la fréquence $\omega - \Omega$ soit nulle il faut que $\gamma_1 = \alpha \sin \Omega t$, $\gamma_2 = \alpha \cos \Omega t$, $\theta = \frac{\pi}{4}$.

$$\gamma_1 + \gamma_2 = \alpha \sqrt{2} \cos \left(\Omega t - \frac{\pi}{4} \right) \quad \gamma_2 - \gamma_1 = -\alpha \sqrt{2} \sin \left(\Omega t - \frac{\pi}{4} \right)$$

Donc

$$e = \frac{\sqrt{2}}{2} \left| \begin{array}{l} j \cos \left[\alpha \sqrt{2} \cos \left(\Omega t - \frac{\pi}{4} \right) \right] - \cos \left[\alpha \sqrt{2} \sin \left(\Omega t - \frac{\pi}{4} \right) \right] \\ -j \sin \left[\alpha \sqrt{2} \cos \left(\Omega t - \frac{\pi}{4} \right) \right] - \sin \left[\alpha \sqrt{2} \sin \left(\Omega t - \frac{\pi}{4} \right) \right] \end{array} \right|$$

$$e = \frac{\sqrt{2}}{2} \left| \begin{array}{l} (1-j) \left[J_0 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} \left[\frac{1+(-1)^p}{2} + j \frac{-1+(-1)^p}{2} \right] J_{2p} \left(\sqrt{2} \alpha \cos \left(2p \Omega t - p \frac{\pi}{2} \right) \right) \right] \\ (-1)^p e^{(-1)^p j(2p-1) \Omega t} e^{(-1)^p j(2p-1) \frac{\pi}{4}} \end{array} \right|$$

Les ondes circulaires droites sont de la forme

$$e^{j \omega t} (e^{2pj \Omega t} \pm e^{-2pj \Omega t})$$

et les ondes circulaires gauches de la forme $e^{j \omega t} e^{(-1)^p j(2p-1) \Omega t}$ c'est-à-dire que les bandes latérales paires sont symétriques et les bandes latérales impaires sont uniques.

Les intensités des bandes latérales sont donc :

$$\begin{aligned}
 I_{\omega \pm n\Omega}(\alpha) &= I_0 [J_n(\alpha\sqrt{2})]^2 \quad \text{pour } n \text{ pair ou nul} \\
 I_{\omega + n\Omega}(\alpha) &= 2I_0 [J_n(\alpha\sqrt{2})]^2 \quad \text{pour } n=1, -3, 5, -7, \dots \\
 I_{\omega + n\Omega}(\alpha) &= 0 \quad \text{pour } n=-1, 3, -5, 7
 \end{aligned}$$

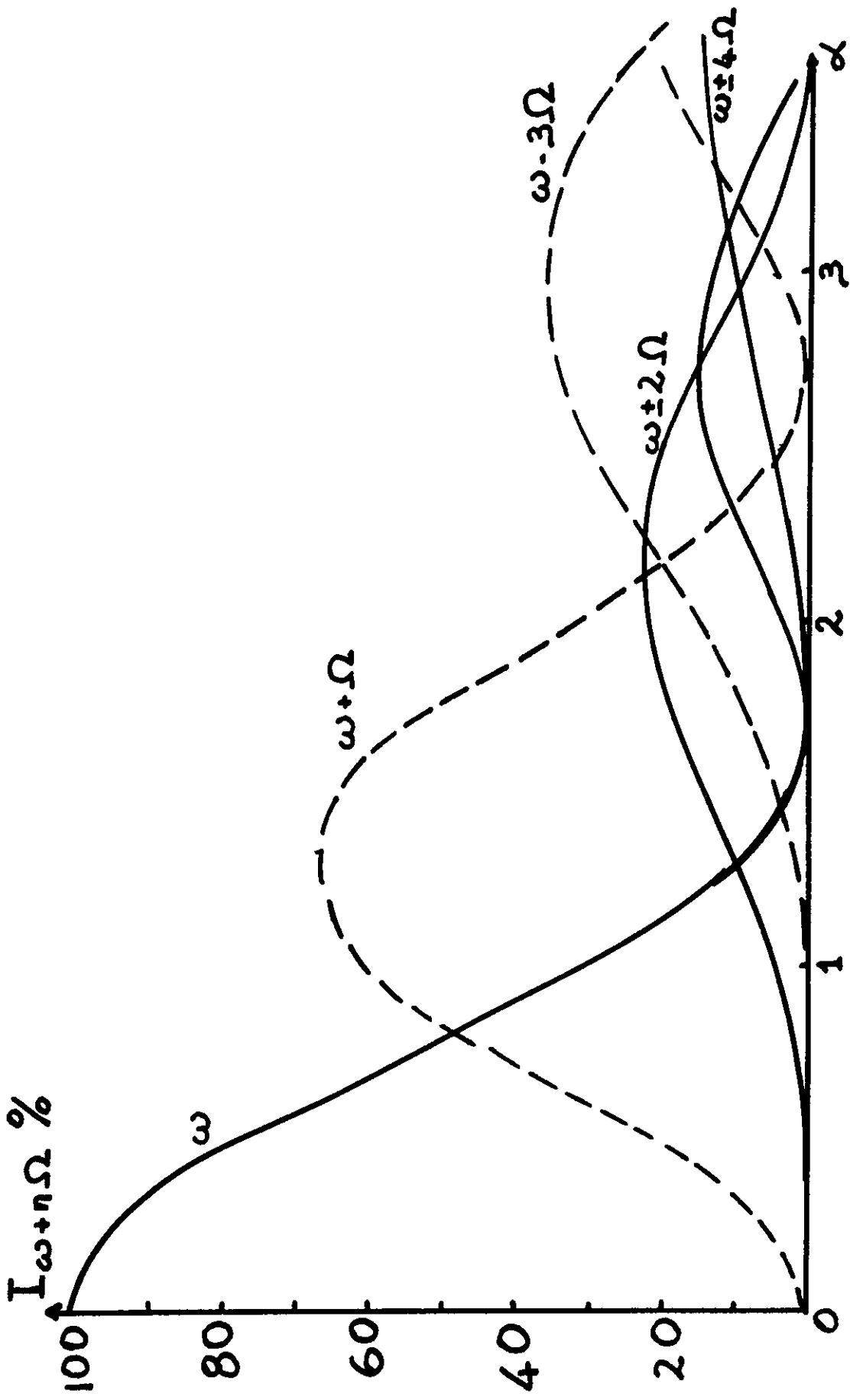
La fig. 9 montre les variations de $I_{\omega \pm n\Omega}(\alpha)$ pour $n = 0, 1, 2, 3$.

II.2.3 Quadruple passage.

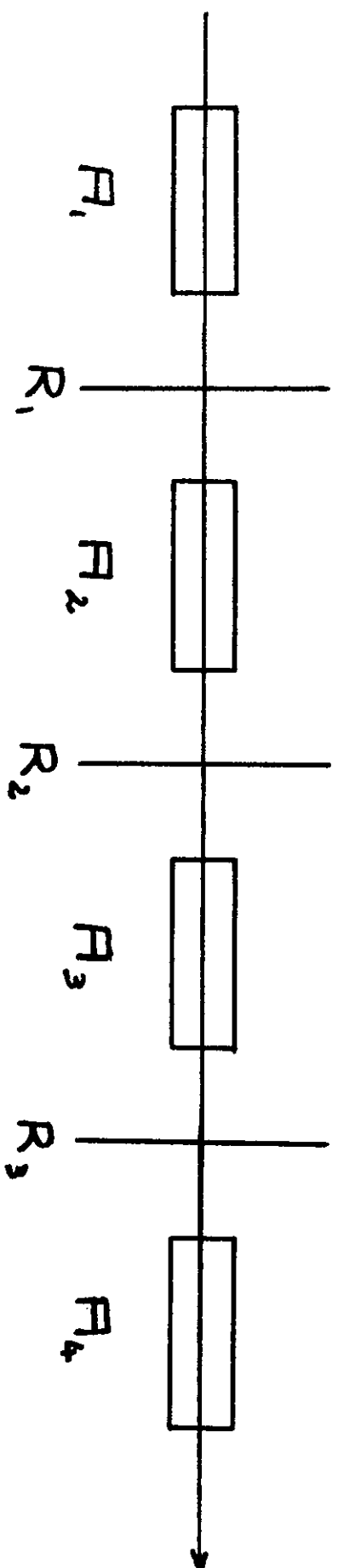
Le double passage dans un cristal permet, comme nous l'avons vu, d'obtenir une raie optique à une fréquence $\omega + \Omega$ le rendement maximal étant : $\frac{I_{\omega + \Omega}(\alpha\sqrt{2})}{I_{\omega}(0)} = 68\%$ pour $\alpha = 1,30$. Nous allons maintenant considérer le passage dans quatre cristaux et nous allons montrer qu'il permet d'augmenter le rendement maximal, et ce pour une valeur plus faible de α .

Les cristaux sont représentés par des matrices A_1, A_2, A_3, A_4 , les lames demi-ondes qui les séparent par R_1, R_2, R_3 (fig. 10); dans le cas où l'on envoie dans le système une onde circulaire gauche, on obtient à la sortie une onde de champ électrique $e e^{j\omega t}$

$$\begin{aligned}
 e &= A_4 R_3 A_3 R_2 A_2 R_1 A_1 \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix} \\
 e &= (e^{j\gamma_4 L} + e^{-j\gamma_4 P}) R_3 \dots + R_1 (e^{j\gamma_1 L} + e^{-j\gamma_1 P}) \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix}
 \end{aligned}$$



- Fig. 2. - Double Passage.



- Fig. 10 -

$$\begin{aligned}
e = & \left\{ \begin{aligned}
& -j \cos \theta_1 \cos \theta_2 \cos \theta_3 (e^{j(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4)}_L + e^{-j(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4)}_P) \\
& - \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 (e^{j(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4)}_O + e^{-j(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4)}_N) \\
& + \sin \theta_1 \cos \theta_2 \cos \theta_3 (e^{j(\gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_3 - \gamma_4)}_O + e^{-j(\gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_3 - \gamma_4)}_N) \\
& + j \cos \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 (e^{j(\gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_3 + \gamma_4)}_L + e^{-j(\gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_3 + \gamma_4)}_P) \\
& + j \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_3 (e^{j(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4)}_L + e^{-j(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4)}_P) \\
& + \cos \theta_1 \cos \theta_2 \sin \theta_3 (e^{j(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4)}_O + e^{-j(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4)}_N) \\
& + \cos \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_3 (e^{j(\gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_3 - \gamma_4)}_O + e^{-j(\gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_3 - \gamma_4)}_N) \\
& + j \sin \theta_1 \cos \theta_2 \sin \theta_3 (e^{j(\gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_3 + \gamma_4)}_L + e^{-j(\gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_3 + \gamma_4)}_P)
\end{aligned} \right\} \left| \begin{array}{l} 1 \\ 0 \end{array} \right|
\end{aligned}$$

Comme précédemment il ressort que si $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$ sont des fonctions sinusoidales du temps, nous aurons à la sortie du système des bandes latérales paires et impaires polarisées circulairement en sens inverse.

Si l'on considère à nouveau le cas particulier où $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \frac{\pi}{4}$ et où $\gamma_1 = \alpha \sin \Omega t$, $\gamma_2 = \alpha \cos \Omega t$, $\gamma_3 = -\alpha \sin \Omega t$, $\gamma_4 = -\alpha \cos \Omega t$

$$\text{soit : } \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4 = 0$$

$$\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4 = 0$$

$$\gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_3 - \gamma_4 = 2\alpha \sin \Omega t$$

$$\gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_3 + \gamma_4 = 2\alpha \sin \Omega t$$

$$\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4 = -2\alpha \cos \Omega t$$

$$\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4 = 2\alpha \cos \Omega t$$

$$\gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_3 - \gamma_4 = 2\alpha (\sin \Omega t + \cos \Omega t) = 2\sqrt{2} \alpha \cos \left(\Omega t - \frac{\pi}{4} \right)$$

$$\gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_3 + \gamma_4 = 2\alpha (\sin \Omega t - \cos \Omega t) = 2\sqrt{2} \alpha \sin \left(\Omega t - \frac{\pi}{4} \right)$$

On a alors :

$$e = \frac{\sqrt{2}}{4} \left\{ (1+j) \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix} + (1+j) \begin{vmatrix} \cos(2\alpha \sin \Omega t) \\ -j \sin(2\alpha \sin \Omega t) \end{vmatrix} + (1+j) \right. \\ \left. + \begin{vmatrix} \cos(2\alpha \sqrt{2} \cos(\Omega t - \frac{\pi}{4})) + j \cos(2\alpha \sqrt{2} \sin(\Omega t - \frac{\pi}{4})) \\ \sin(2\alpha \sqrt{2} \cos(\Omega t - \frac{\pi}{4})) + -j \sin(2\alpha \sqrt{2} \sin(\Omega t - \frac{\pi}{4})) \end{vmatrix} \right\}$$

En développant en série :

$$e = \frac{\sqrt{2}}{4} (1+j) \left\{ \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 2J_0(2\alpha) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} (1+(-1)^p) J_{2p}(2\alpha) \cos 2p \Omega t \\ -2 \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p J_{2p-1}(2\alpha) e^{(-1)^p j(2p-1)\Omega t} \end{vmatrix} \right. \\ \left. + \frac{1}{1+j} \begin{vmatrix} (1+j) J_0(2\alpha\sqrt{2}) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} ((-1)^{p+j}) J_{2p}(2\sqrt{2}\alpha) \cos 2p(\Omega t - \frac{\pi}{4}) \\ -2 \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p J_{2p-1}(2\sqrt{2}\alpha) e^{(-1)^p j(2p-1)\Omega t} e^{-(-1)^p j(2p-1)\frac{\pi}{4}} \end{vmatrix} \right\}$$

ou

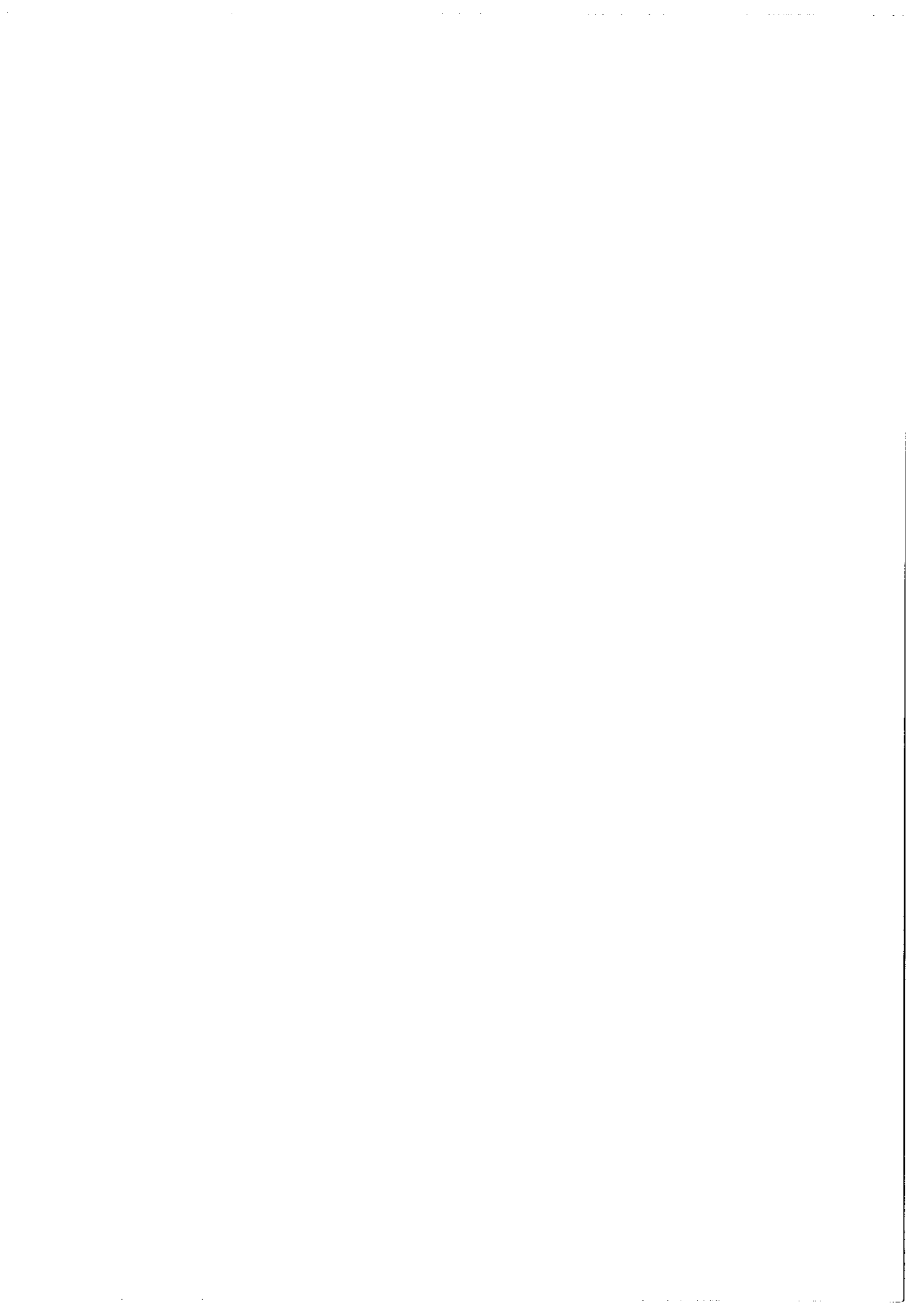
$$e = \frac{\sqrt{2}}{4} (1+j) \begin{vmatrix} -1 + 2J_0(2\alpha) + J_0(2\sqrt{2}\alpha) \\ + 2 \sum_{p=1}^{\infty} (1+(-1)^p) [J_{2p}(2\alpha) + \frac{(-1)^{p/2}}{2} J_{2p}(2\sqrt{2}\alpha)] \cos 2p \Omega t \\ + 2 \sum_{p=1}^{\infty} + j(1+(-1)^{p+1}) \frac{(-1)^{\frac{p-1}{2}}}{2} J_{2p}(2\sqrt{2}\alpha) \sin 2p \Omega t \\ -2 \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p e^{(-1)^p j(2p-1)\Omega t} [J_{2p-1}(2\alpha) + \epsilon(p) \frac{\sqrt{2}}{2} J_{2p-1}(2\sqrt{2}\alpha)] \end{vmatrix}$$

avec

$$\epsilon(p) = \begin{vmatrix} +1 & \text{si } p = 4q+1 \\ -1 & \text{si } p = 4q+2 \\ -1 & \text{si } p = 4q+3 \\ +1 & \text{si } p = 4q \end{vmatrix} \quad (q \text{ entier})$$

ou $\frac{\sqrt{2}}{2} \epsilon(p) = \cos(2p-1) \frac{\pi}{4}$

en négligeant la phase globale, $|(1+j)| = \sqrt{2}$.



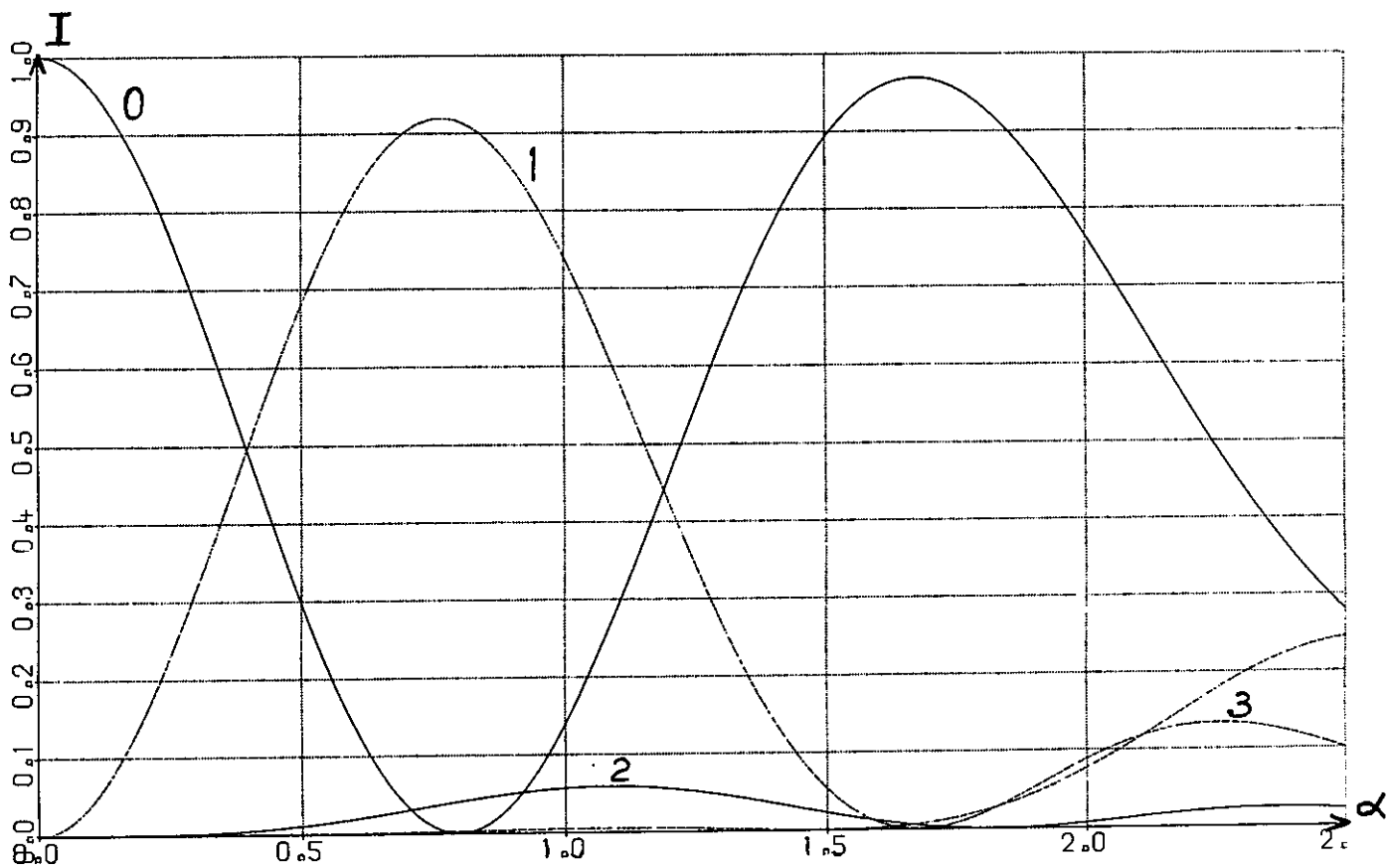


fig. 11 - Intensité des composantes de fréquence $\omega(0)$
 $\omega + \Omega$ (1) $\omega \pm 2\Omega$ (2) $\omega - 3\Omega$ (3) en quadruple passage.

Nous avons pour les premiers termes du développement :

$$\begin{aligned}
 E = & \frac{1}{2} (-1 + 2J_0(2\alpha) + J_0(2\sqrt{2}\alpha)) e^{j\omega t} \\
 & + (J_1(2\alpha) + \frac{\sqrt{2}}{2} J_1(2\sqrt{2}\alpha)) e^{j(\omega - \Omega)t} \\
 & + \frac{1}{2} J_2(2\sqrt{2}\alpha) [e^{j(\omega + 2\Omega)t} + e^{j(\omega - 2\Omega)t}] \\
 & + (J_3(2\alpha) - \frac{\sqrt{2}}{2} J_3(2\sqrt{2}\alpha)) e^{j(\omega + 3\Omega)t} \\
 & + (J_4(2\alpha) - \frac{1}{2} J_4(2\sqrt{2}\alpha)) [e^{j(\omega + 4\Omega)t} - e^{j(\omega - 4\Omega)t}]
 \end{aligned}$$

La fig. 11 montre les variations de $I_{\omega \pm n\Omega}$ pour $n=0, 1, 2, 3$.

II.2.4 Comparaison des deux méthodes.

Les courbes représentées figures 9 et 11 permettent de comparer les deux méthodes. Dans les deux cas il s'agit de modulation à bande latérale unique approchée. Il existera toujours plusieurs bandes latérales simultanément. D'autant plus que, si l'on peut théoriquement séparer parfaitement les bandes latérales paires des bandes latérales impaires au moyen d'un analyseur circulaire, dans la pratique le filtrage possède un certain rendement. On verra ultérieurement que ce rendement peut être très faible.

Le tableau suivant donne les répartitions des intensités entre les différentes bandes latérales pour les deux méthodes dans 3 cas particuliers.

mon- tage	α	I_{ω}	$I_{\omega+\Omega}$	$I_{\omega \pm 2\Omega}$	$I_{\omega - 3\Omega}$
DP	$\alpha = 0.32$	89.86	10	< 0.07	
QP	$\alpha = 0.16$	89.96	10	< 0.02	
DP	$\alpha = 0.82$	47.6	47.6	2.3	0.2
QP	$\alpha = 0.40$	49.5	49.5	0.5	< 0.01
DP	$\alpha = 1.30$	10	68	10	2
QP	$\alpha = 0.75$	0.4	91.8	3.8	0.2

DP double passage

QP quadruple passage

a) $I_{\omega+\Omega} = 10\% I_0$. On voit que les deux méthodes sont équivalentes quant au résultat, la seule différence est dans la plus faible valeur de α par la deuxième méthode (Rappelons que α est directement proportionnel à la valeur de la tension V appliquée au cristal pour une cellule Pockels). Cela n'est pas fondamental dans ce cas, les valeurs de V étant encore peu élevées.

b) $I_{\omega+\Omega} = I_{\omega}$. Les avantages théoriques de la deuxième méthode commencent à apparaître : diminution de α , diminution de l'intensité dans les bandes latérales d'ordre supérieur à 1. Dans ce cas, il faudra pour chaque application choisir la méthode à appliquer.

c) $I_{\omega+\Omega}$ maximum. C'est là que l'apport du quadruple passage devient essentiel. Le maximum est de 92% au lieu de 68%, l'importance relative des bandes latérales devient faible, et le gain sur α devient fondamental.

CHAPITRE III

REALISATION

Les deux chapitres précédents peuvent donner l'impression que tout était parfaitement connu en ce qui concerne la modulation U.H.F. de la lumière et les cristaux électrooptiques. Il n'en est évidemment rien. Comme nous l'avons déjà souligné une différence essentielle existe entre notre appareil et les modulateurs qui existaient auparavant, elle réside dans leur finalité.

Ce n'est pas l'onde modulée qui nous intéresse mais les bandes latérales ou, en langage optique, les raies déplacées en fréquence. Pour que celles-ci soient intenses nous devons utiliser des taux de modulation grands. Pour caractériser le rendement, nous rapportons les intensités à celle de la porteuse non modulée. Remarquons que dans le cas de la modulation d'amplitude un taux de modulation de 1 (ou 100%) correspond à un rendement de $25\% \left(\frac{m^2}{4}\right)$ pour chacune des raies déplacées. Dans le cas de la modulation de phase, un indice de modulation de 1 correspond à un rendement de $[J_1(1)]^2 = 19\%$ pour la première bande latérale.

Pour atteindre des rendements importants, il faudra donc travailler avec une énergie de modulation grande devant celle qui est utilisée pour la transmission d'information. Dans ce domaine il existe peu de précédents et il est très difficile de déterminer l'ordre de grandeur de l'énergie qui peut être dissipée dans un cristal autrement qu'empiriquement. Une série d'essais préliminaires a été entreprise au cours de laquelle nous avons fait des expériences type de celle de Buhner et Bloom [11]. C'est ce que nous décrirons au paragraphe 1. Dans ce même paragraphe, nous décrirons l'appareillage utilisé en insistant particulièrement sur le détecteur et sur les sources.

Dans le deuxième paragraphe, nous décrivons l'appareil définitif et ses performances.

III.1 Essais préliminaires

III.1.1 Matériel utilisé

Des essais à fréquence fixe ont été effectués avec un générateur de fréquence 60 mégahertz et de puissance supérieure à cent watts. Cette puissance, a priori excessive, permet d'éviter les difficultés d'adaptation du cristal à la source. Nous disposons de deux cristaux de DKDP de dimension $20 \times 20 \times 10$ mm, les faces polies étant perpendiculaires à l'axe extraordinaire, z. La source lumineuse est un laser commercial dont la puissance, 1 milliwatt, est spectralement répartie sur deux modes longitudinaux distants de 20 mK. Ces deux modes étant

polarisés orthogonalement il est simple d'en sélectionner un.

Le détecteur utilisé par Buhrer et Bloom et dans les autres expériences du même type, est un photomultiplicateur rapide permettant de suivre directement les oscillations à la haute fréquence. Dans le cas où l'on veut détecter une modulation de phase, on observe le battement entre les différentes composantes du spectre. Ce mode de détection présentait pour nous deux inconvénients, d'une part le spectre est difficile à interpréter quand il existe plus de deux composantes, d'autre part, on n'obtient pas une grande précision dans la mesure des intensités. Nous avons préféré utiliser un spectromètre de Fabry-Perot à balayage piézoélectrique.

III.1.2 Détecteur-Fabry-Perot sphérique non confocal.

Pour analyser l'onde modulée à 60 MHz, il nous a fallu utiliser des étalons Fabry-Perot de grande longueur, 60 MHz correspondant à 2mK. Pour pouvoir résoudre une raie latérale très peu intense il faut que la distance spectrale entre cette raie latérale et la raie initiale soit grande devant la limite de résolution : pour un Fabry-Perot de finesse 30, l'intervalle entre ordres doit être nettement inférieur à $30 \times 2\text{mK}$, prenons par exemple $5 \times 2 = 10 \text{ mK}$. Cet intervalle s'obtient avec un Fabry-Perot plan de 50 cm ($\frac{1}{2e} = 10 \text{ mK}$) ou un Fabry-Perot sphérique confocal de 25 cm.

En pratique on est amené selon les cas à utiliser différentes longueurs : avec les données numériques précédentes, il y a recouvrement

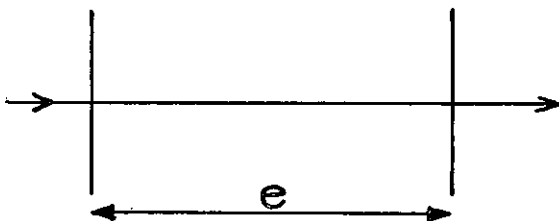
d'ordre dès que la 3ème bande latérale apparaît. Nous avons utilisé un Fabry-Perot à miroirs sphériques ($R = 30$ cm) de longueur variable, de 5 à 30 cm, ce qui donne des intervalles spectraux compris entre 100 et 16 mK dans la configuration en $\frac{1}{2e}$. Travailler en $\frac{1}{2e}$, c'est-à-dire dans l'axe du Fabry-Perot, entraîne l'apparition d'ordres parasites [21]. Pour les éviter, il faut accorder le laser et le Fabry-Perot au moyen d'une lentille de conjugaison dont on peut calculer simplement la distance focale et la position relative [22] ; en réalité cet accord est difficile à réaliser au moyen de lentilles seules et l'on est amené à diaphragmer le faisceau à l'intérieur du Fabry-Perot, c'est-à-dire à diminuer notablement l'intensité de sortie.

Dans le type d'expérience que nous faisons il était, comme nous l'avons dit, important de détecter de petites composantes, les ordres parasites étaient donc fort gênants, et nous avons été conduits à les étudier tout particulièrement. Fork, Herriot, Kogelnik [21] et Pauthier [23] ont étudié ce genre de phénomène.

Ces "ordres parasites" ont été utilisés pour réaliser des lignes à retard optiques [24]. Nous avons montré qu'ils peuvent également être mis à profit pour faire un interféromètre à ondes multiples.

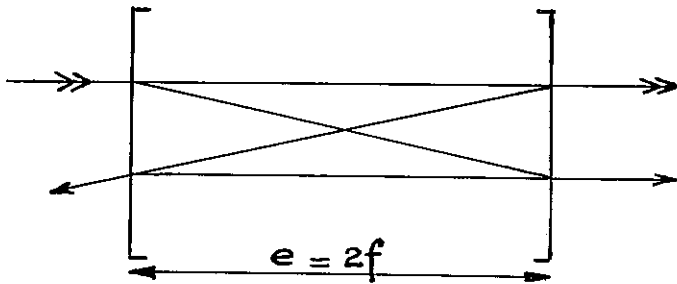
- Fabry-Perot Multi-passage

Dans un Fabry-Perot plan (FPP) l'intervalle entre ordre est $\Delta\sigma = \frac{1}{2e}$



Dans un Fabry-Perot Sphérique (FPS) confocal, l'entre-ordre est

$$\Delta\sigma = \frac{1}{4e}$$



C'est-à-dire que la différence de marche entre deux rayons confondus successifs est $2e$ dans le 1er cas et $4e$ dans l'autre, on peut maintenant pour certaines distances entre les miroirs obtenir une configuration telle que les trajets des faisceaux se referment après K réflexions sur chaque miroir [annexe 1].

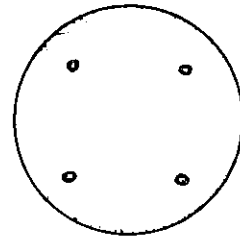
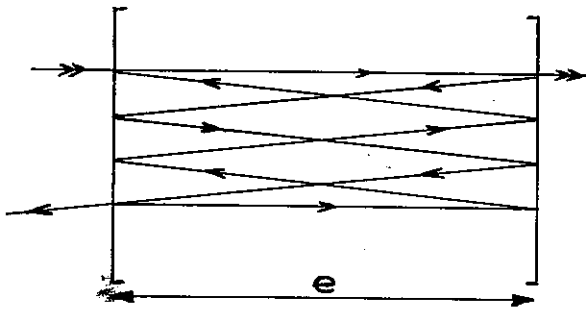


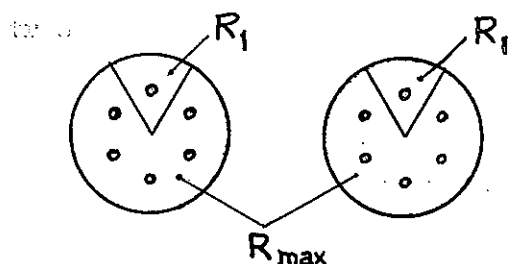
image des spots sur un miroir (ici $K=4$)

$\Delta\sigma$ est alors égal à $\frac{1}{2Ke}$.

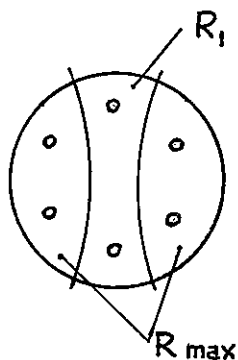
Un F.P.S. à K réflexions par miroir a, par rapport à un F.P.P. de même longueur, dont les miroirs ont le même pouvoir réflecteur, un intervalle entre-ordre et une finesse K fois plus petits, c'est-à-dire la même résolution.

Un F.P.S. à K réflexions sera n fois plus court qu'un F.P.P. de même intervalle entre-ordre, mais sa résolution sera K fois plus petite, à pouvoir réflecteur équivalent.

Considérons maintenant des miroirs traités sectoriellement comme indiqué sur la fig. ci-dessous. Un cadran de chacun des miroirs d'en-

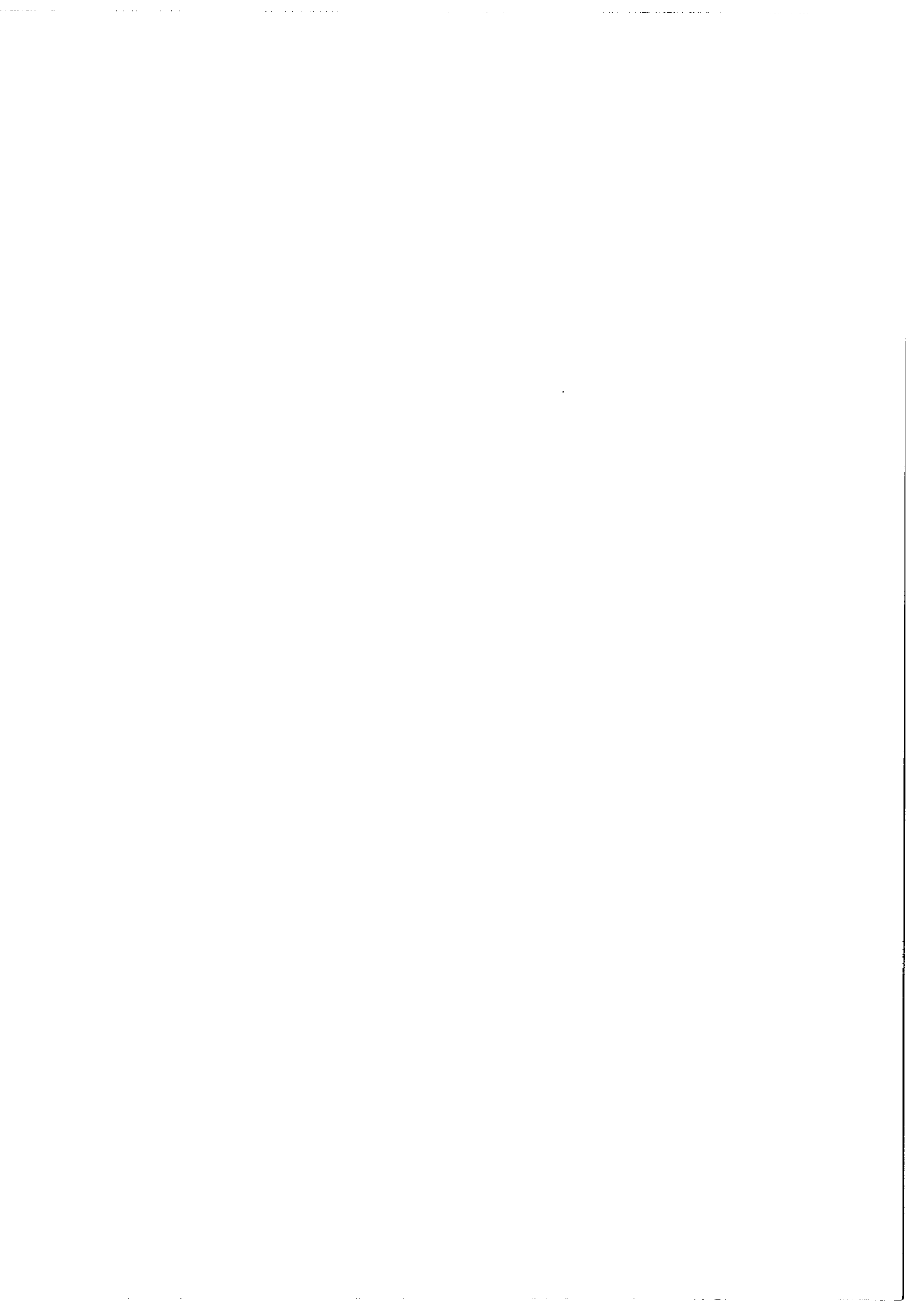


trée et de sortie possède un pouvoir réflecteur R_1 , sur ces cadrans arrivent les faisceaux d'entrée et de sortie ; les parties complémentaires de chaque miroir, sur lesquelles se font les autres réflexions ont un pouvoir réflecteur maximal. Si $R_1 = 95\%$ et $R_{\max} > 99,8\%$, un Fabry Perot à K réflexions et un Fabry Perot plan K fois plus long, dont les miroirs ont un pouvoir réflecteur R_1 , auraient sensiblement la même finesse réflectrice (60) ; la perte de finesse serait alors essentiellement due aux défauts de surface des miroirs [25], le nombre de réflexions supplémentaires étant $2(K-1)$, elle est de l'ordre de $\sqrt{2(K-1)}$. Le rapport des résolutions des deux appareils est donc $\sqrt{2(K-1)}$ et non K , mais il ne serait guère altéré par une diminution de R_1 .



Traiter un miroir inégalement sur toute sa surface étant une opération technologiquement délicate, il est préférable de prendre l'entrée et la sortie du F.P.S. sur le même miroir en le traitant comme indiqué ci-contre, l'autre miroir ayant un pouvoir réflecteur R_{\max} .

Les avantages du F.P.S. par rapport au F.P.P. sont les mêmes que ceux du F.P.S. confocal qui en est un cas particulier. Dans le cas où la source à étudier est un laser, l'augmentation de l'acceptance



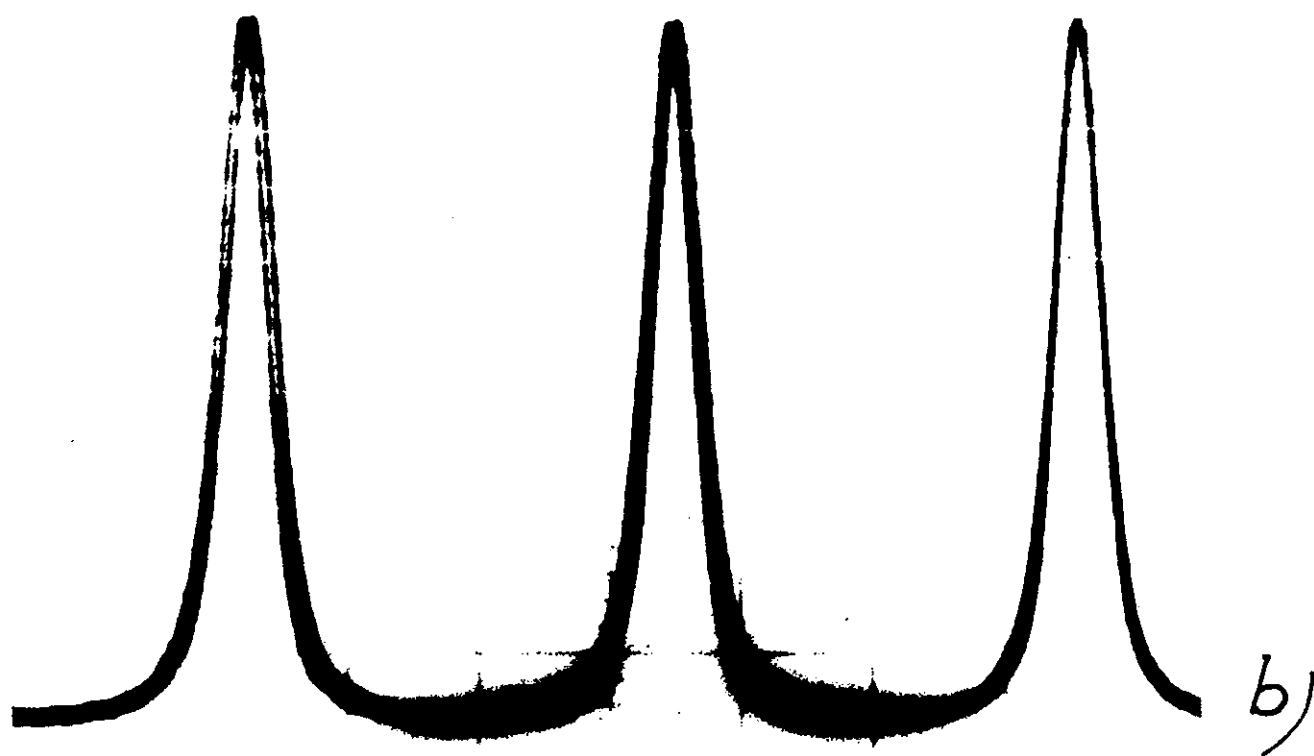
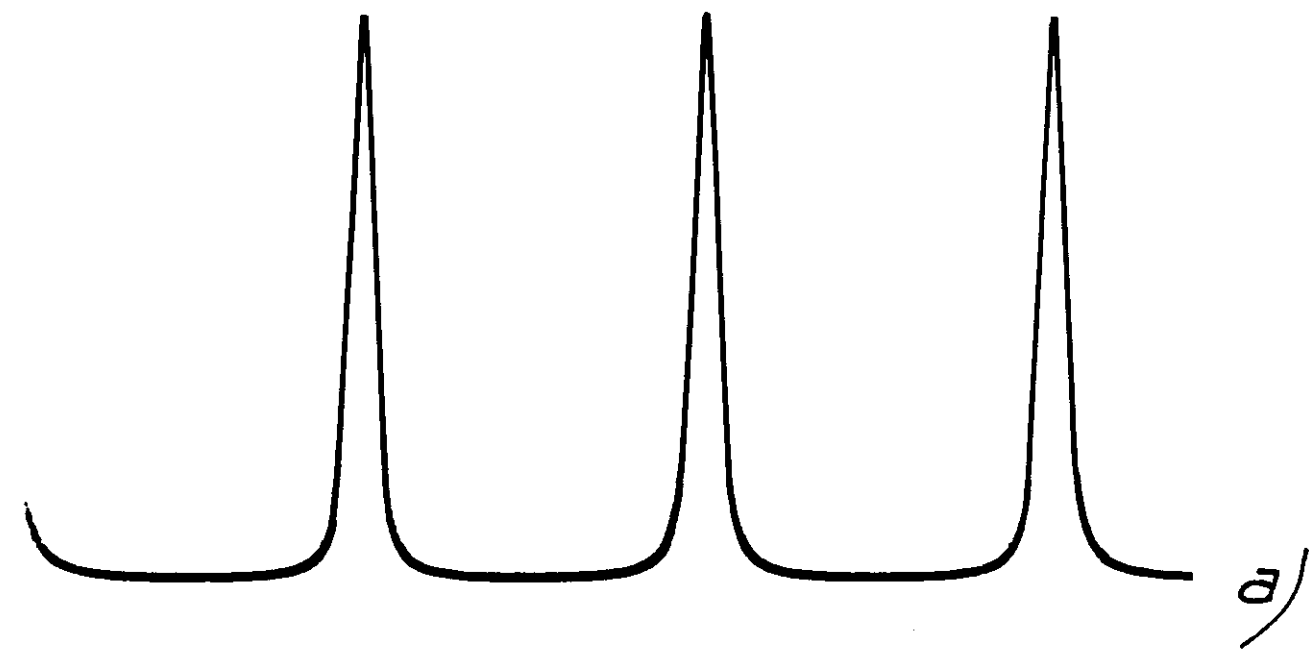


fig. 12 - a) Fabry-Perot 7 passages .
b) Fabry-Perot 18 passages .

est sans importance en elle-même. Les avantages principaux sont : la grande facilité de réglage, l'insensibilité aux dérèglages de direction du faisceau, c'est-à-dire aux vibrations, et surtout le fait qu'il n'y a pas de faisceau de retour confondu avec le faisceau incident, ce qui évite des couplages parasites du laser.

L'intérêt essentiel du F.P.S. est donc de permettre l'obtention d'intervalles entre-ordres très faibles avec un appareil de dimensions réduites, dans les cas où l'on n'est pas très exigeant sur la finesse à obtenir. Il peut en particulier être utilisé pour fournir des franges de référence lorsque l'on effectue un balayage en fréquence d'un laser (*) .

Une autre application secondaire mais utile en pratique est de pouvoir utiliser, avec une paire de miroirs sphériques donnée, différentes longueurs de cavités, sans travailler dans l'axe.

Nous montrons en fig. 12 l'enregistrement d'une raie laser à $6\ 328\ \overset{\circ}{\text{Å}}$ par des F.P.S. à 7 et 18 passages, l'un des miroirs étant traité sectoriellement, la finesse passe de 13 à 8. Le rapport des finesses : $\frac{13}{8} = 1,6$ est effectivement à peu près égal à $\frac{\sqrt{17}}{\sqrt{6}} = 1,7$.

(*) Ph. Cahuzac a réalisé et utilise actuellement un F.P.S. de longueur 90 cm à 8 passages pour étalonner le balayage en fréquence d'un laser à baryum. Ceci équivaut à un F.P.S. confocal de 3 m 60 qui aurait été difficilement réalisable, l'entre-ordre est de 0,69 mK . Le rayon de courbure des miroirs est de 12 m, l'un des miroirs est traité sectoriellement [26] .

III.1.3 Source

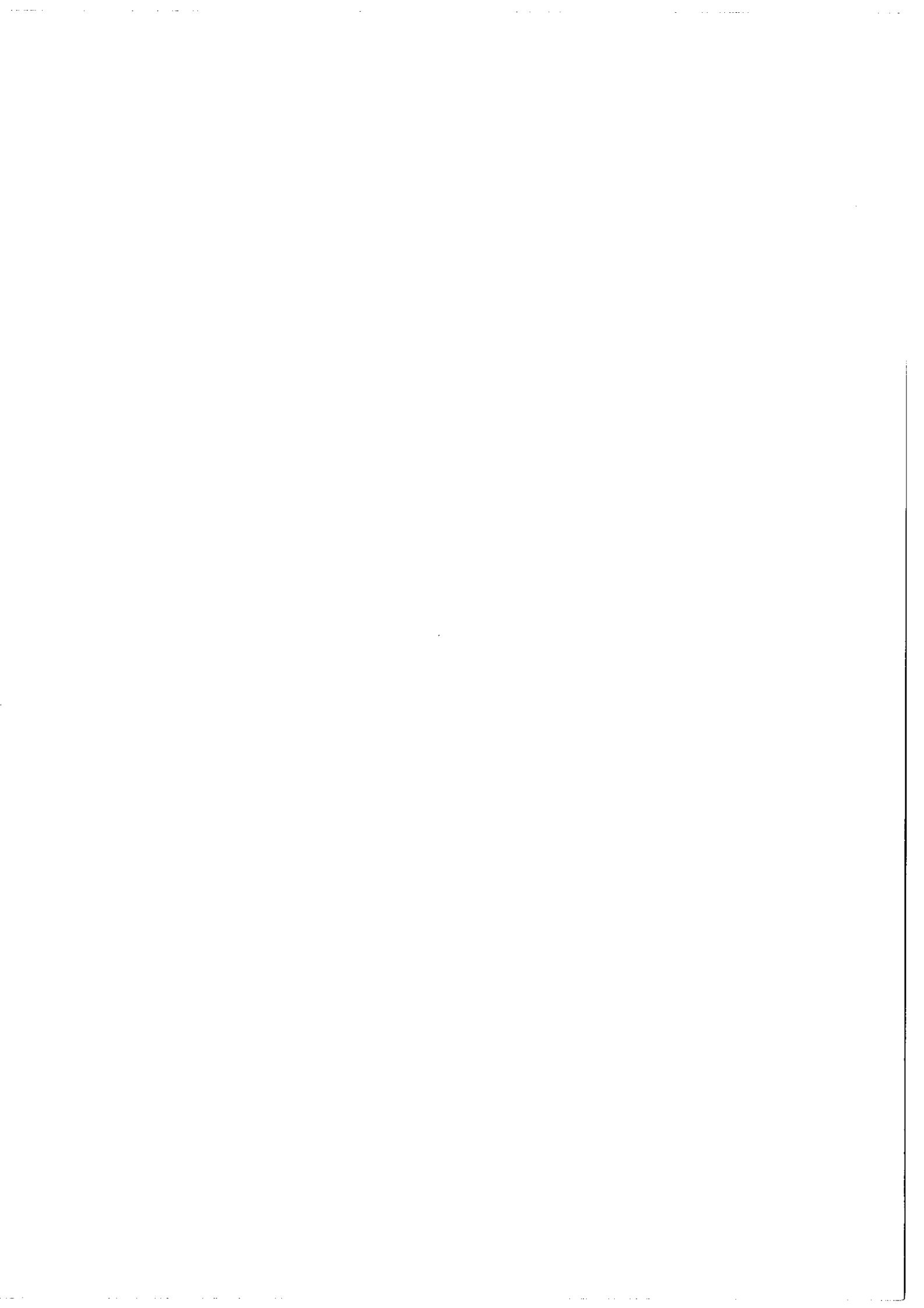
Dans un premier temps, nous avons utilisé un laser commercial non stabilisé. Nous avons ensuite réalisé un laser stabilisé sur le Lamb dip de la raie $6\ 328\ \overset{\circ}{\text{Å}}$ du néon 20.

La cavité est composée de deux miroirs de rayon de courbure 30 cm maintenus à 25 cm l'un de l'autre par une structure en invar, en effet il vaut mieux éviter une configuration parfaitement confocale qui favorise l'apparition du mode latéral TEM_{01} , pour des raisons analogues à celles développées au paragraphe précédent. Les pouvoirs réflecteurs des miroirs sont $R_1 = 98,5\%$ R_2 maximum $> 99,7\%$.

Le milieu actif est un mélange de néon 20 (0,43 Torr) et d'hélium (1,6 Torr) placé dans un tube de 1,2 mm de diamètre fermé par des fenêtres à l'angle de Brewster. Un diaphragme amovible ($\phi = 1\ \text{mm}$) permet d'éliminer tout mode latéral. L'alimentation électrique se fait par l'intermédiaire d'électrodes froides.

L'un des miroirs est monté sur une céramique piézoélectrique ce qui permet d'asservir la longueur de la cavité de sorte que la puissance laser demeure sur un minimum (ou un maximum).

La fig. 13 montre l'évolution de la puissance du laser en fonction de la variation de longueur de la cavité pour quatre valeurs de l'intensité du courant dans la décharge. Pour $i = 2,5\ \text{mA}$, le laser commence à osciller. Pour $i = 3\ \text{mA}$, le laser est monomode sur toute sa courbe de gain, l'intensité passe par une valeur nulle ; le Lamb dip apparaît. C'est dans ces conditions que l'on fait habituellement



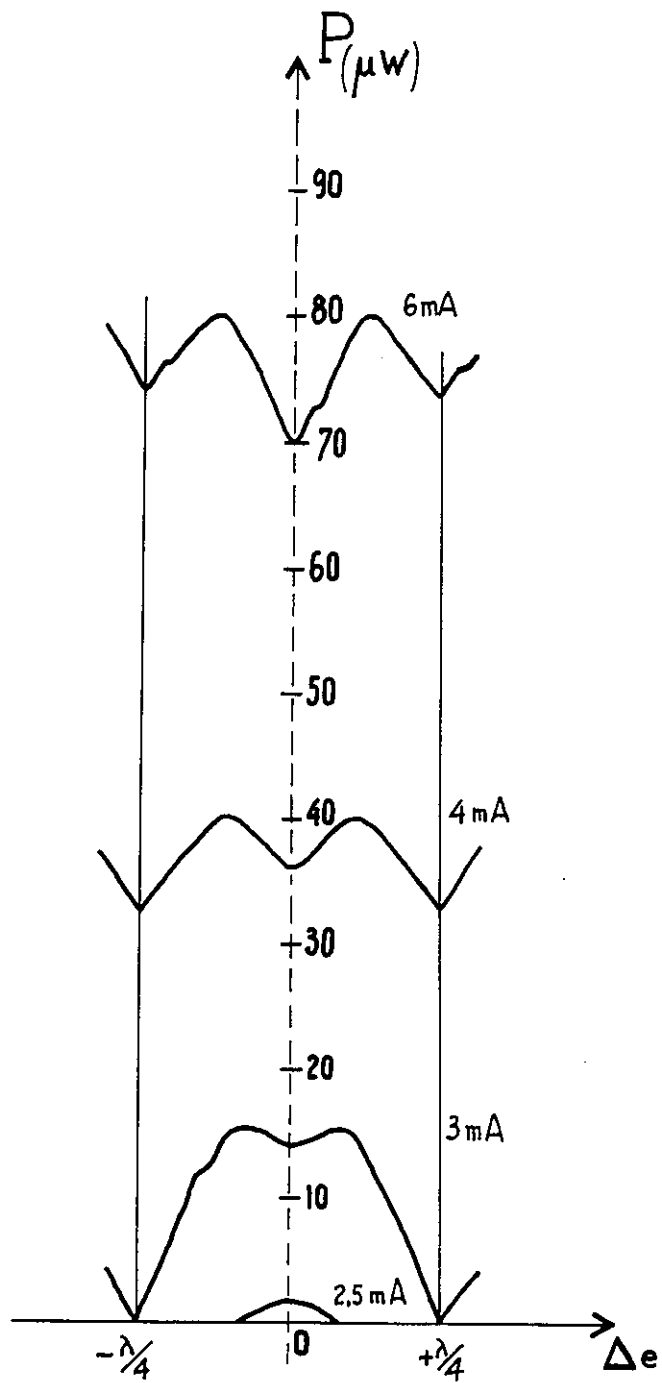


fig. 13

fonctionner un laser asservi, le passage par les valeurs nulles est un critère simple du caractère monomode de l'oscillation [27].

Nous voulons insister ici sur le fait que ce critère est certes suffisant, mais en rien nécessaire.

Pour $i = 4 \text{ mA}$, une analyse du spectre simultanée au balayage montre que le rayonnement reste monomode partout sauf pendant un très bref instant au changement d'ordre, d'autre part le Lamb dip est très marqué ce qui favorise l'asservissement.

Pour $i = 6 \text{ mA}$, on voit apparaître deux paliers sur la courbe de gain, l'analyse spectrale montre qu'ils correspondent au passage de l'oscillation sur un seul mode à l'oscillation sur deux modes. Mais dans le creux du Lamb dip on est encore en fonctionnement monomode.

Cette étude des modes du laser permet de travailler avec une puissance de sortie de l'ordre de 60 à 80 μW au lieu de 10 à 20 μW .

III.1.4 Résultats des premiers essais.

Dans le but de constituer un modulateur à effet électrooptique longitudinal, le cristal de DKDP de dimensions $20 \times 20 \times 10 \text{ mm}$ a été placé entre deux plaques de cuivre ($20 \times 20 \text{ mm}$), percées d'un trou circulaire ($\phi = 2 \text{ mm}$) servant d'électrodes. Un faisceau de lumière polarisée selon l'axe cristallographique Ox du cristal est analysé par un Fabry Perot à balayage piézoélectrique. Quand la tension alternative (60 MHz) est appliquée on voit apparaître de faibles bandes latérales. Une limitation apparaît immédiatement : l'échauffement du

cristal [28]. La puissance calorifique dissipée dans le cristal est :

$$P = \frac{1}{2} C \omega \operatorname{tg} \delta V^2 ,$$

V est la tension crête appliquée au cristal ; sa capacité $C = \epsilon \frac{S}{l}$,
 S étant sa section et l sa longueur suivant Oz ($C \simeq 18 \text{ pF}$)

$$P = \pi \epsilon \operatorname{tg} \delta \frac{S}{l} f V^2$$

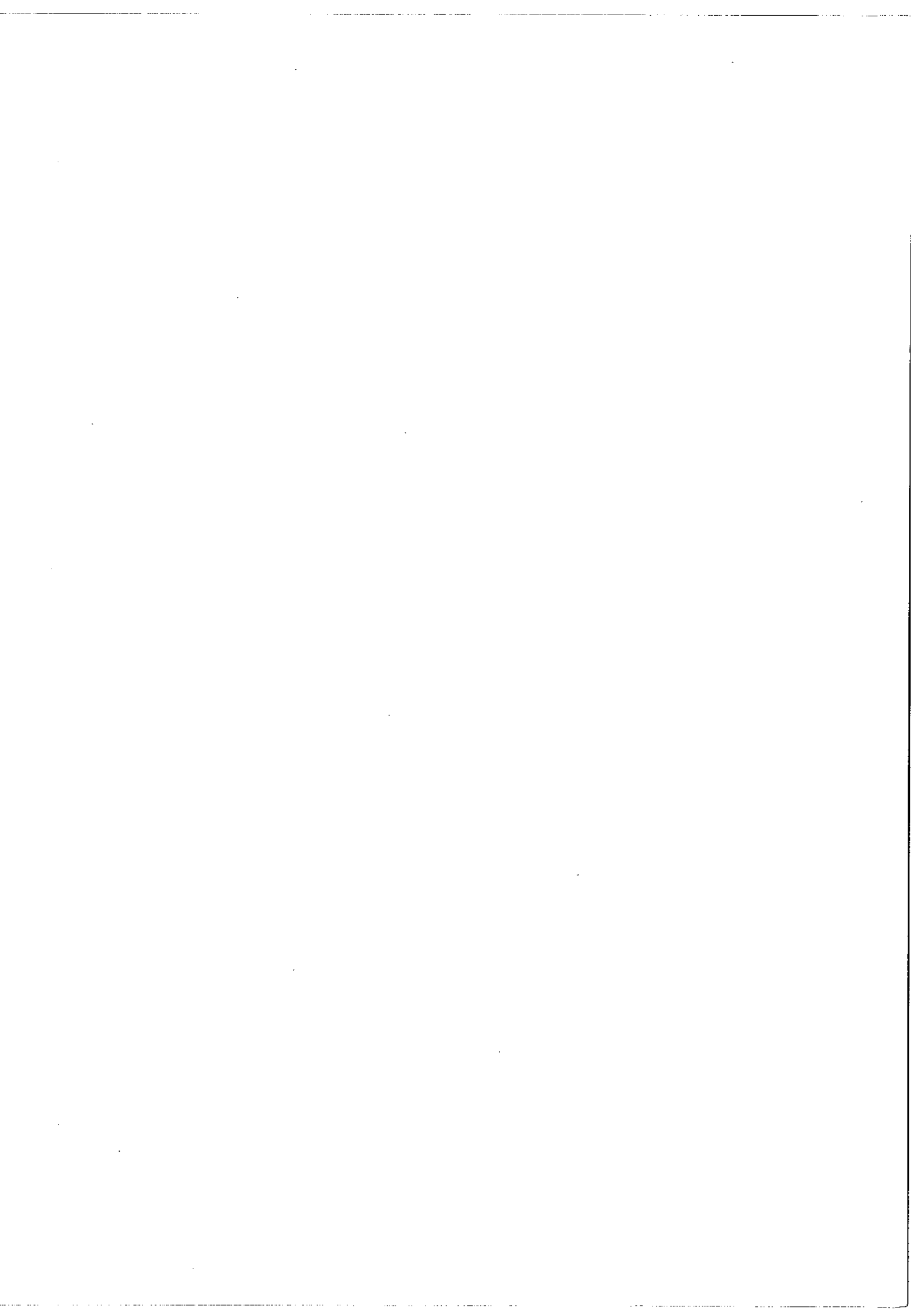
$$P = 3 \cdot 10^{-4} V^2 .$$

Pour une tension crête de 100 V, la puissance dissipée dans le cristal est de l'ordre de quelques watts. Il n'est donc pas possible d'espérer un rendement supérieur à quelques pour cent dans les premières bandes latérales (voir paragraphe II.1.2, fig. 7) c'est ce qui a été observé.

Les seuls paramètres sur lesquels on puisse agir pour diminuer la puissance dissipée sont S et l . Cela conduit à utiliser un cristal de faible section ayant la forme d'un petit batonnet. Nous avons pris un cristal de dimensions $3 \times 3 \times 10 \text{ mm}$ dans lequel les pertes ohmiques sont :

$$P = 7 \cdot 10^{-6} V^2 ,$$

une tension crête de 400 V provoque des pertes de 1 watt. Pour appliquer le champ électrique, nous avons utilisé des électrodes annulaires, faites par dépôt d'une araldite dopée à l'argent. La tension $V_{1/2}$ du DKDP étant de l'ordre de 3 500 V (I.2.2) et comme il est difficile d'obtenir et d'utiliser un cristal long et étroit, on est conduit à mettre en série plusieurs cristaux pour obtenir un effet



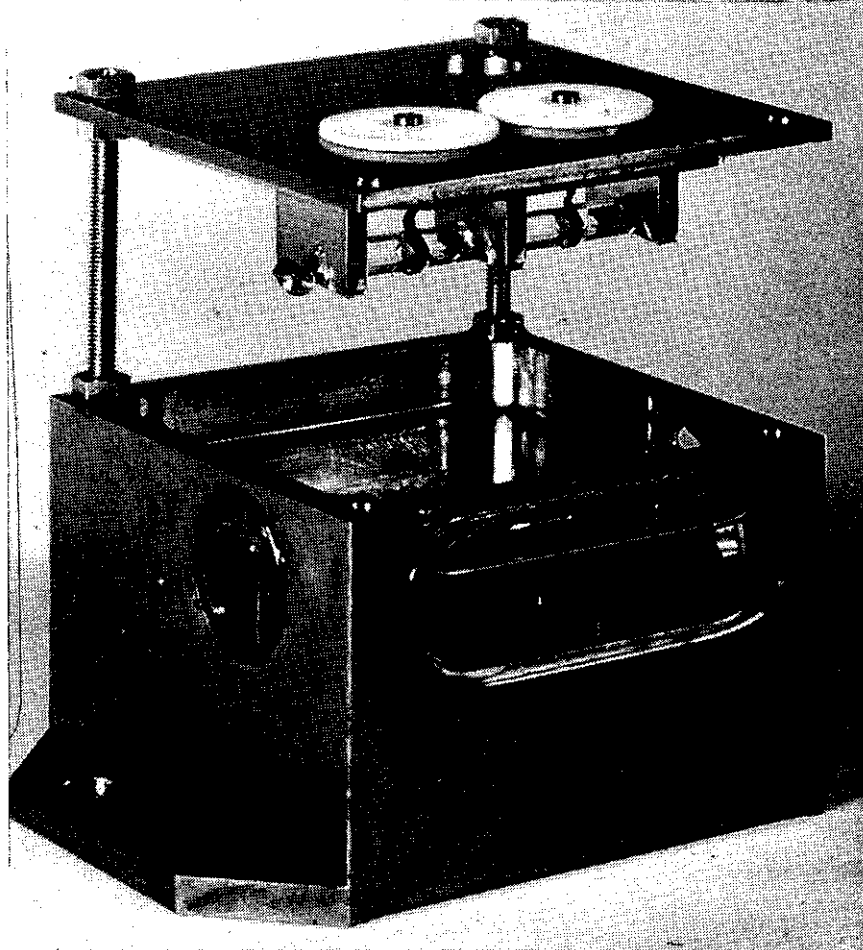
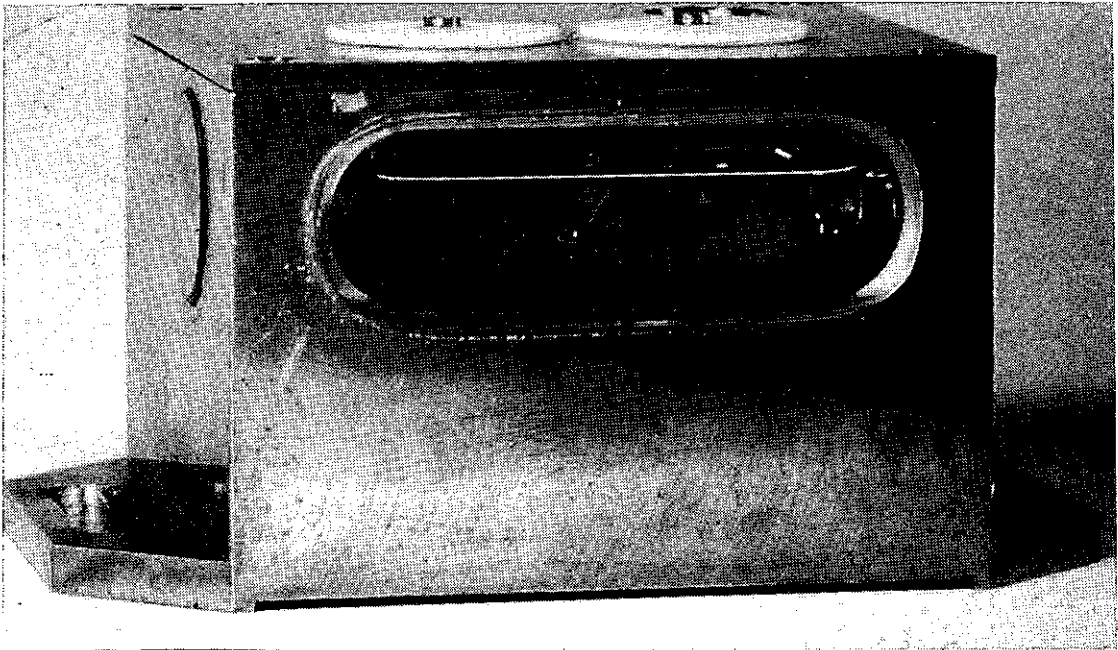


fig. 14

notable. Nous avons choisi d'en utiliser quatre. Pour éviter la multiplication des dioptries, diminuer l'encombrement et simplifier le montage mécanique, il est préférable de coller bout à bout les quatre cristaux, en ayant soin d'alterner les axes x et y de deux cristaux successifs pour que les effets soient additifs. La colle doit être transparente et garder une certaine souplesse pour laisser les cristaux se déplacer sous l'effet des forces de cisaillement dues aux variations thermiques ou aux vibrations piezoélectriques, sinon la colle se fendille et devient diffusante ou les cristaux se brisent. La fig. 14. montre le dispositif utilisé. L'ensemble des quatre cristaux est plongé dans une cuve à huile, le DKDP étant hygroscopique. En choisissant une huile au silicone, de même indice que le DKDP, et en disposant des revêtements anti-reflets sur les fenêtres de la cuve on a moins de 1% de pertes optiques ; l'huile assure de plus le refroidissement des cristaux, la température est homogénéisée à l'aide d'un agitateur. Cet ensemble sera appelé dans la suite : le cristal.

Pour obtenir une modulation à bande latérale unique par la méthode exposée en II.2.2, deux difficultés se présentent : 1) réaliser électriquement un déphasage de $\pi/2$ à 60 MHz et à des tensions élevées ; ceci peut être remplacé par l'emploi de deux cristaux excités en phase et distants de $\lambda/4$ (à 60 MHz $\frac{\lambda}{4} = 125$ cm), 2) employer deux cristaux ; chaque cristal étant un ensemble assez complexe nous avons préféré refaire passer l'onde dans le cristal après réflexion sur un miroir, celui-ci étant distant de $\frac{\lambda}{8}$ du cristal ; la lame demi-onde qui était placée entre deux cristaux est remplacée par une lame quart

d'onde qui, traversée deux fois par le faisceau, joue le même rôle.

Avec ce montage il est possible d'atteindre la tension V pour laquelle $I_{\omega \pm \Omega} = I_{\omega}$ c'est-à-dire :

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} V = \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_{1/2}} = 0,82$$

$$V = 0,52 V_{1/2} = 1\ 800\ V ,$$

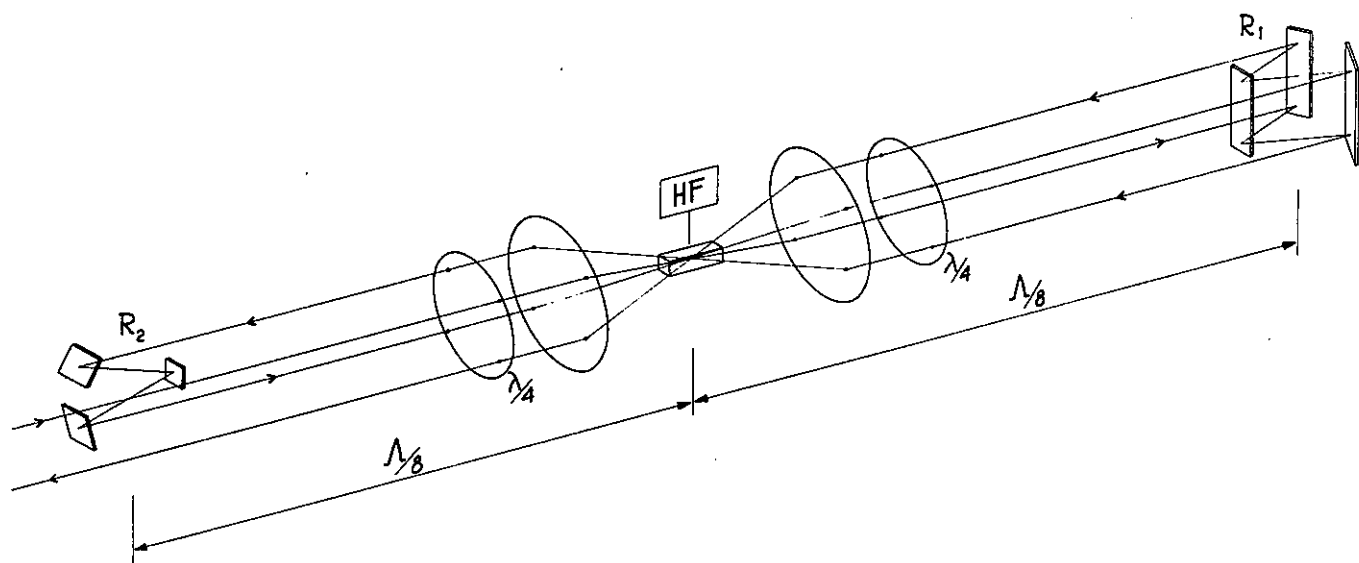
soit une tension par cristal de 450 V crête. Au delà de cette valeur l'échauffement est trop élevé. Nous avons donc été amené à choisir pour l'appareil définitif la technique du quadruple passage.

III.2 Modulateurs réalisés

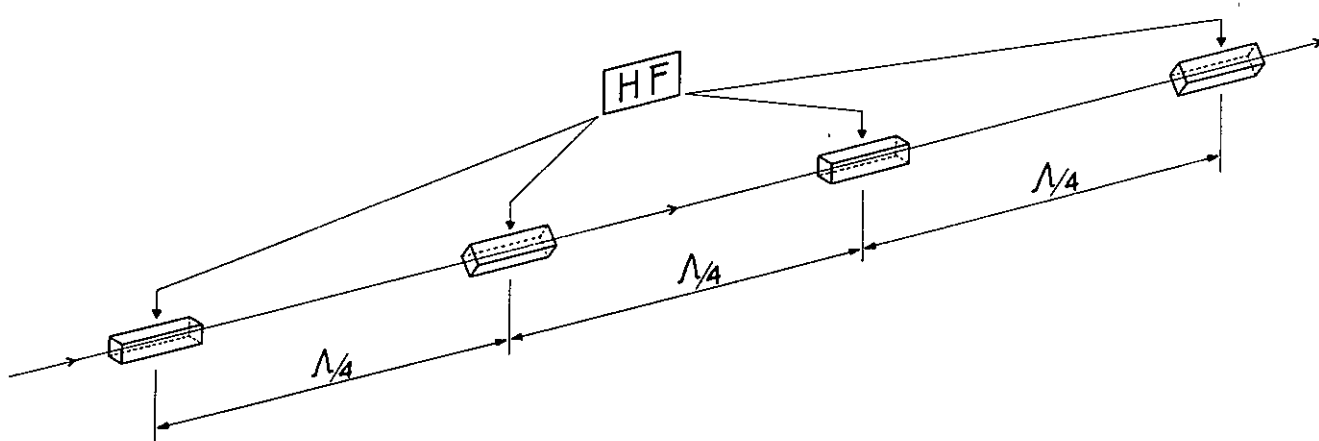
III.2.1 Modulateur à DKDP

Le montage adopté est schématisé fig. 15 a. Deux réflecteurs R_1 et R_2 assurent un quadruple passage du faisceau dans le cristal. Deux lentilles font converger les faisceaux au centre du cristal. Deux lames $\frac{\lambda}{4}$ rendent ce dispositif équivalent à celui de la fig. 15b qui correspond au calcul fait en II.2.3 . Les réflecteurs R_1 et R_2 sont mobiles, de sorte que la distance optique parcourue par le faisceau entre deux passages successifs dans le cristal soit égale à $\frac{\lambda}{4}$.

L'alimentation électrique est un oscillateur de fréquence variable de 50 à 300 MHz . La longueur d'onde est comprise entre 600 et

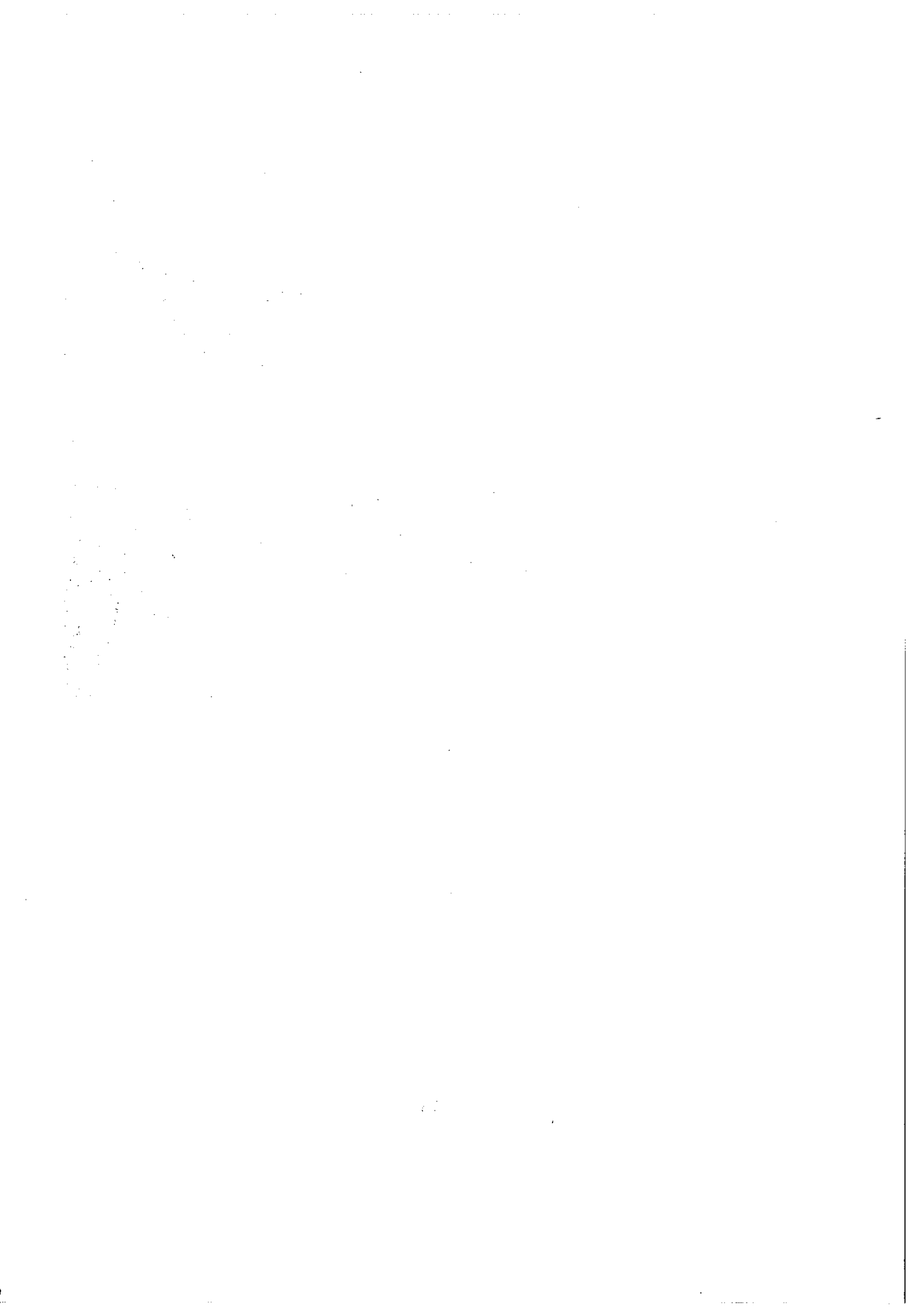


a)



b)

fig. 15



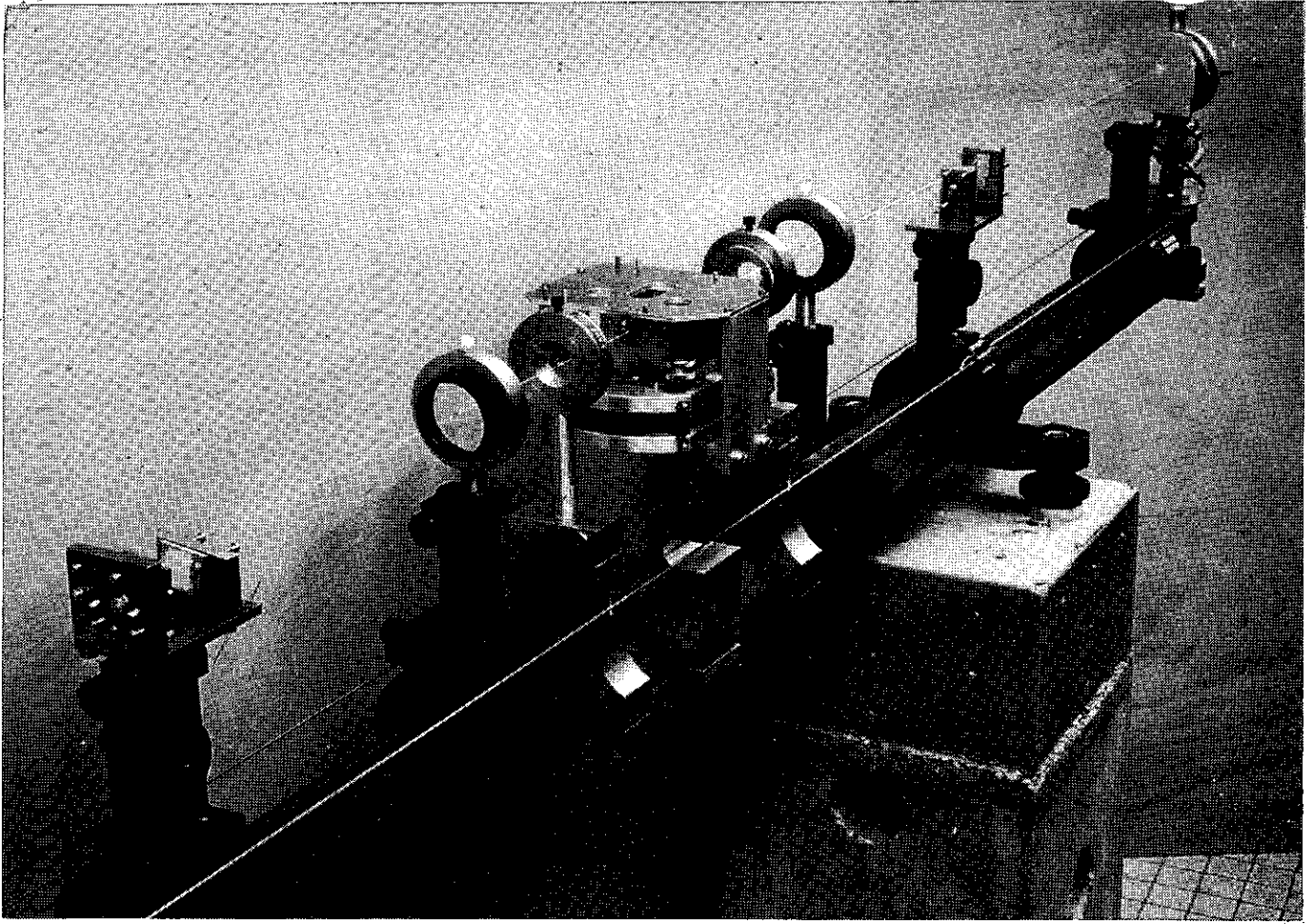
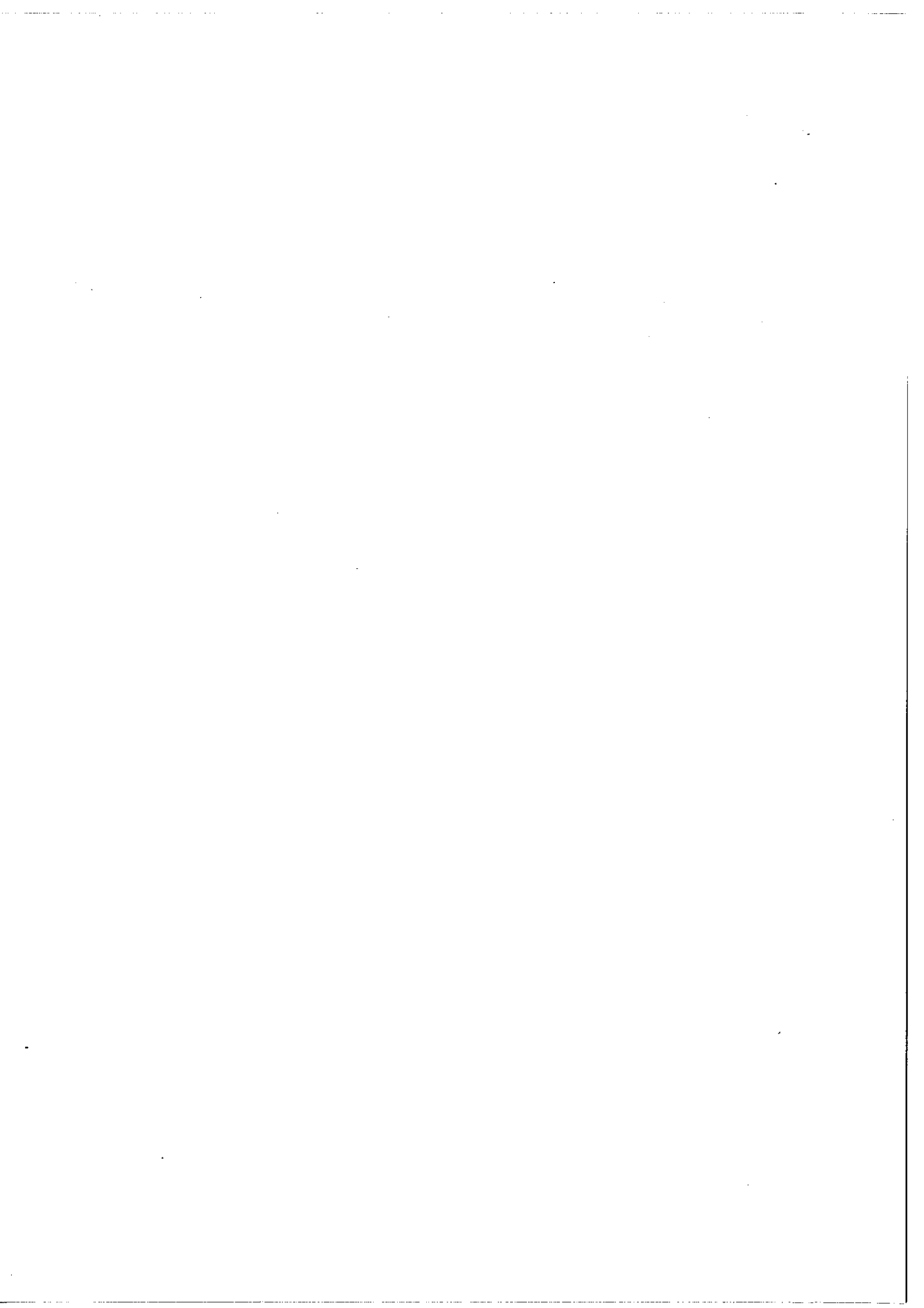


fig. 16



100 cm et $\frac{\lambda}{8}$ entre 75 et 12,5 cm. La limite inférieure a été choisie pour que le dispositif garde des dimensions géométriques raisonnables et la limite supérieure est imposée par notre choix d'obtenir des rendements élevés et par le fait qu'au delà de 300 MHz la longueur du cristal (4 cm) n'est plus négligeable devant la longueur d'onde électrique. Le générateur peut fournir une puissance de 10 W en fonctionnement continu et de 100 W crête en impulsions.

Les réflecteurs R_1 et R_2 sont composés d'un ensemble de trois miroirs. En effet il faut renvoyer le faisceau lumineux parallèlement à lui-même pour qu'une translation du réflecteur n'entraîne pas de déréglage. Le plus simple serait d'utiliser des dièdres droits mais les réflexions obliques entraînent des variations de polarisation du faisceau ; l'ensemble de trois miroirs métalliques utilisés sous faible incidence pallie à cet inconvénient.

Les lentilles ont une distance focale de 20 cm, de sorte que l'angle d'incidence de chacun des faisceaux sur le cristal soit inférieur à un degré et que le diamètre de chaque faisceau à l'intérieur du cristal soit suffisamment faible.

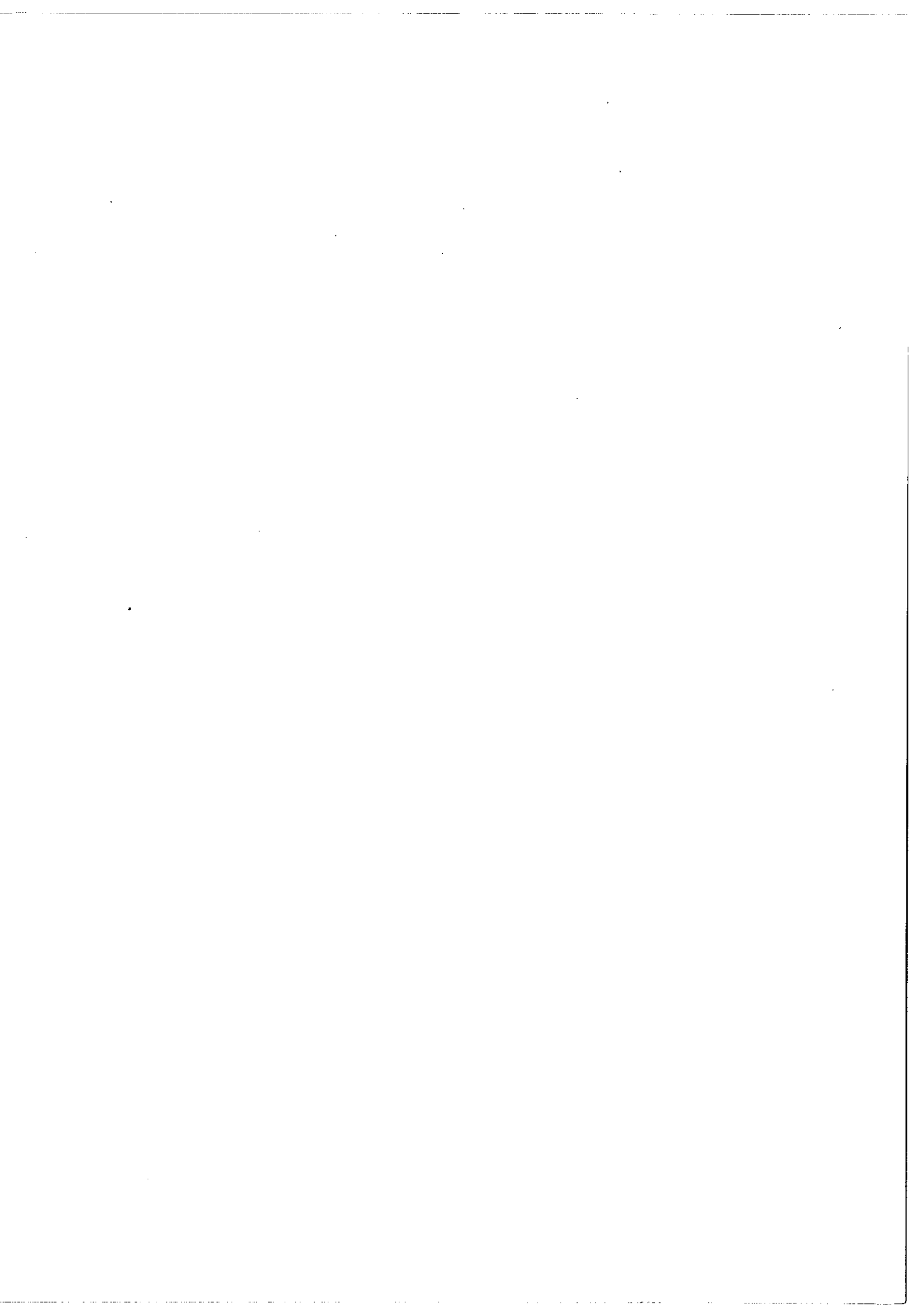
La fig. 16 montre le montage définitif réalisé. Tous les éléments sont placés sur un banc d'optique ; le mouvement des deux réflecteurs est solidarisé par un système de poulie, de façon qu'ils soient assujettis à se déplacer symétriquement par rapport au cristal.

Il est essentiel d'utiliser des miroirs de haut pouvoir réflecteur et de revêtir les autres éléments du montage de revêtements

anti-reflets. Il y a 9 réflexions sur des miroirs et 40 dioptres verre-air (les lames quart d'onde ayant sensiblement le même indice que le verre). La perte par réflexion d'une dioptre air-verre étant de 4%. La transmission du système serait pour les 40 dioptres $96^{40} = 19\%$. Avec des miroirs en argent on peut atteindre un pouvoir réflecteur de 98%, et des traitements anti-reflets ramènent les pertes par réflexion à moins de 1%. La transmission du système est donc $98^9 \times 99^{40} = 56\%$; nous avons trouvé expérimentalement 50%.

Avec ce système on peut obtenir jusqu'à 90 MHz la tension donnant le rendement maximal en régime continu, au delà de cette fréquence l'échauffement est trop important et il faut opérer en impulsions. Nous avons constaté qu'aucun phénomène parasite n'intervenait jusqu'à 300 MHz et que les résultats du calcul fait en considérant les cristaux comme courts devant la longueur d'onde électrique restaient valables (vers les hautes fréquences, les réflecteurs doivent être placés à $\frac{3\lambda}{8}$, la distance optique minimale compatible avec le montage étant 25 cm).

Comme nous l'avons vu en II.2.3, on devrait avoir pour la bonne orientation des lames quart d'onde, et pour une valeur optimale de la tension (environ $\frac{2 \times 0,75}{\pi} V_{1/2} \approx 1\ 600\ V$ soit 400 V crête par cristal) 92% de l'intensité lumineuse à la fréquence $\omega + \Omega$ polarisée verticalement et 4% aux fréquences $\omega + 2\Omega$ et $\omega - 2\Omega$ avec une polarisation orthogonale. En fait il reste toujours quelques pour cent aux fréquences ω et $\omega - \Omega$ et les polarisations sont légèrement elliptiques. Nous avons obtenu au maximum 88% de la lumière dans la pre-



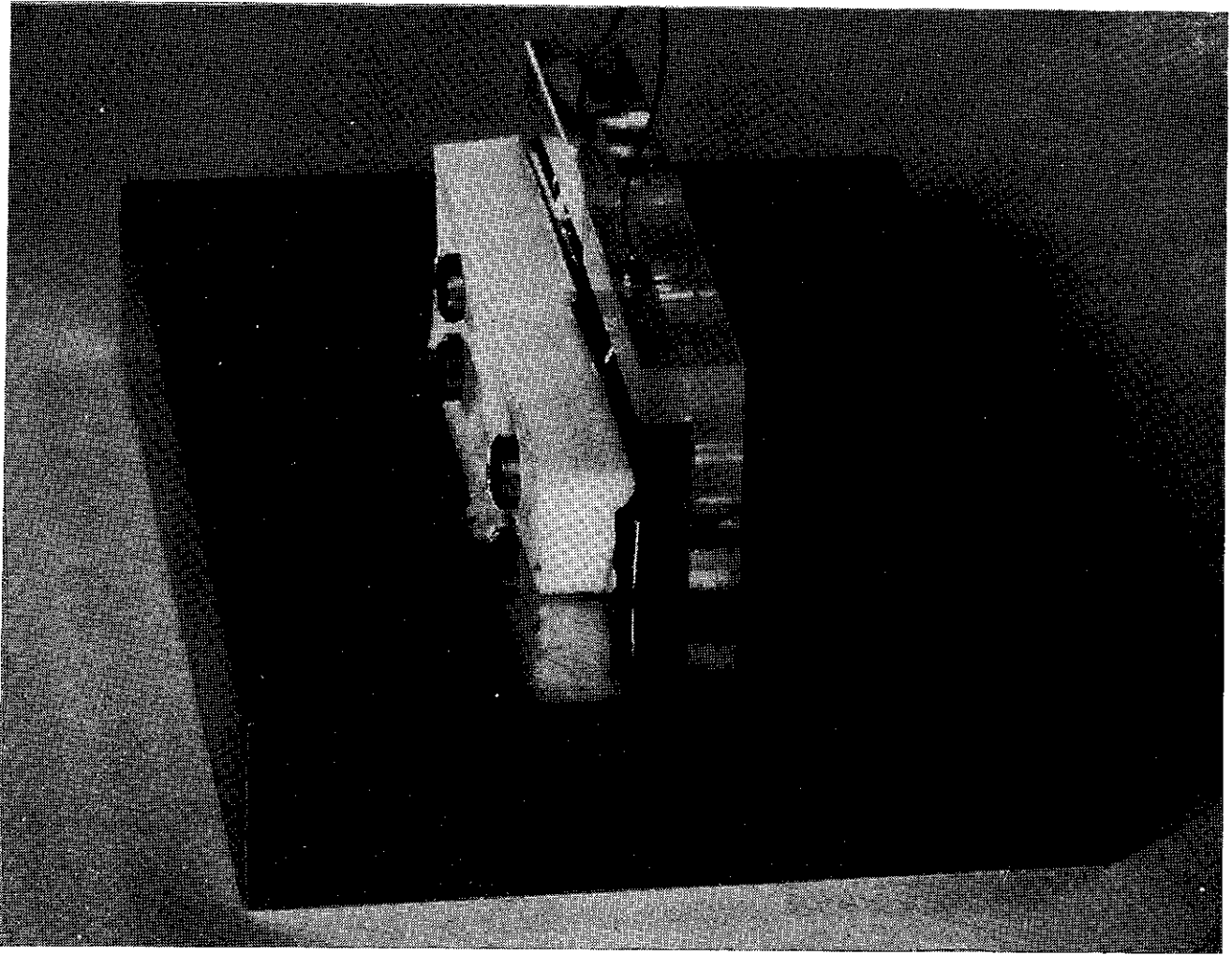


fig. 17

mière bande latérale. Ce défaut est dû en partie à l'imperfection des lames quart d'onde et surtout au fait que les lentilles que nous avons utilisées ne sont pas isotropes, la dépolarisation sur des miroirs en argent avec des incidences inférieures à cinq degrés est négligeable.

III.2.2 Modulateur à tantalate de lithium

Le même dispositif expérimental fonctionne en remplaçant les cristaux de DKDP par des cristaux de tantalate de lithium. Il s'agit maintenant d'un effet transversal. La cellule est composée de deux cristaux de dimensions $3 \times 18 \times 3$ mm. Les faces perpendiculaires à l'axe z sont métallisées et constituent les électrodes.

Les axes x et z des deux cristaux sont intervertis, ceci est réalisé par une lame demi-onde placée entre les cristaux. Ceux-ci sont placés sur une masse de cuivre, destinée à les maintenir à température identique, qui sert d'électrode de masse (fig. 17).

Calculons les pertes calorifiques pour un cristal, en fonction de la tension appliquée ($f = 60$ MHz) $P = \pi \epsilon \operatorname{tg} \delta \frac{s}{\ell} f V^2$

$$P = 2,5 \cdot 10^{-6} V^2 ,$$

Une tension de 600 V sur chaque cristal y provoquera une dissipation de puissance de 1 W. Le paramètre α défini en II.2 est,

pour l'ensemble des deux cristaux égal à $\frac{2\pi\ell}{\lambda} (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) \frac{V}{d}$

soit : $\alpha = 2\pi \frac{V}{V_{1/2}}$ ($V_{1/2} = 500$ V pour $\frac{\ell}{d} = 6 = \lambda = 0,63 \mu$).

On voit que l'on peut atteindre dans être limité par les échauf-

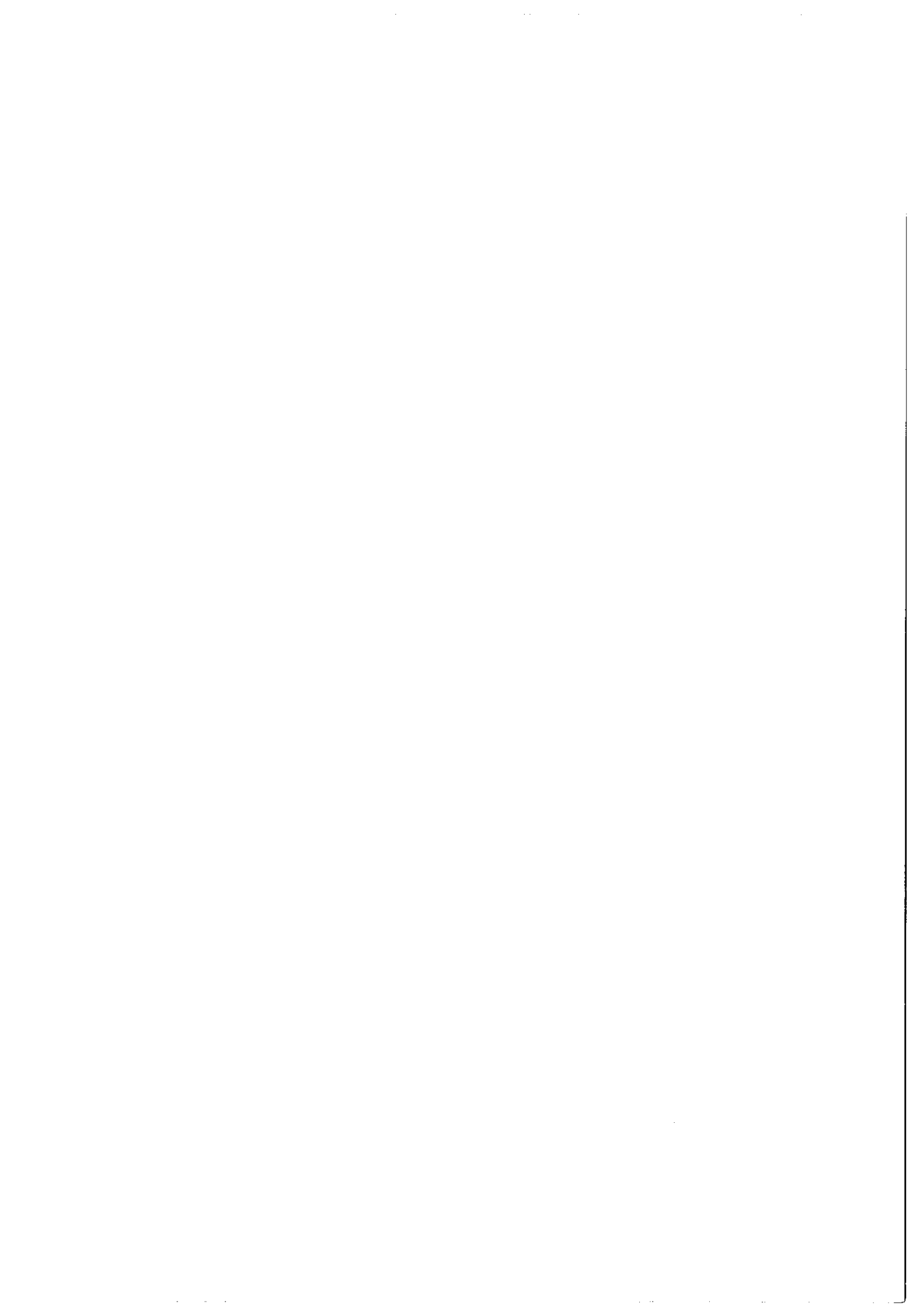
fements des valeurs de α supérieures à 6 à 60 MHz et supérieures à 1 à 300 MHz en régime continu. $V_{1/2}$ étant proportionnel à λ , pour $\lambda = 3,5 \mu$ les valeurs de α seront 6 fois plus faibles et il faudra travailler en impulsions pour atteindre des rendements élevés.

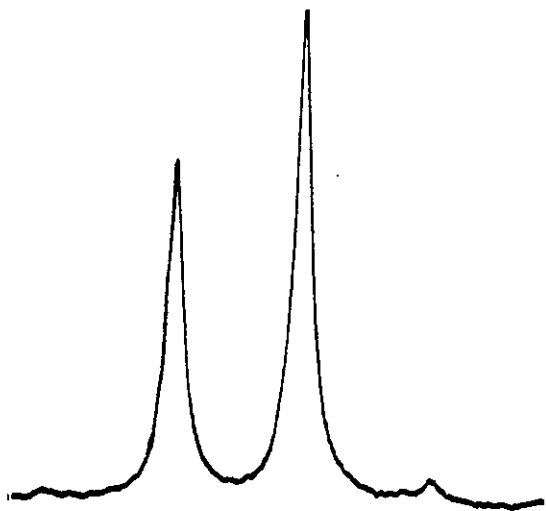
La haute valeur des indices (2,2) du tantalate de lithium entraîne des pertes par réflexion de 14% par dioptre ; la transmission pour les 4 dioptres est 55% et pour 4 passages 9%. Pour toute utilisation nécessitant une intensité de sortie importante, il sera donc nécessaire de revêtir les faces des 2 cristaux de traitements anti-reflets appropriés à la longueur d'onde utilisée. Les propriétés cristallographiques du tantalate de lithium, dureté supérieure à 300 Kg/mm^2 et insolubilité dans les acides dilués, rendent possibles des traitements et des nettoyages successifs qui restent néanmoins extrêmement délicats.

La compensation de l'anisotropie naturelle étant inévitablement imparfaite, les bandes latérales paires et impaires ne peuvent être convenablement séparées par polarisation et pour avoir une bande latérale unique, il faut se placer à la tension optimale définie précédemment.

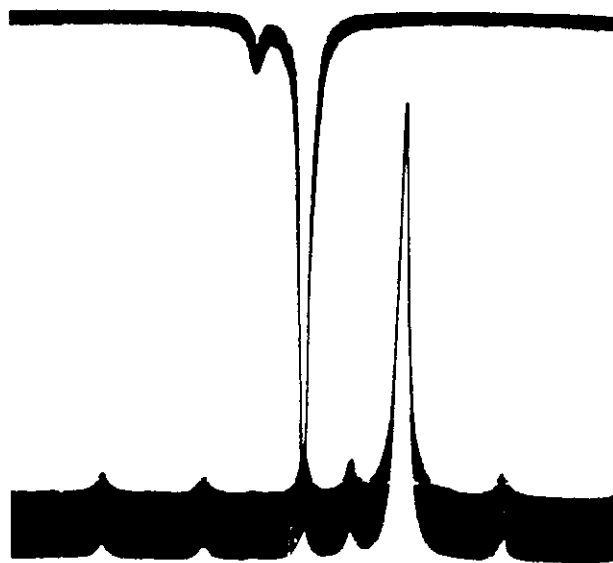
III.2.3 Utilisation

Le but initialement fixé était de déplacer en fréquence une raie laser. Nous avons montré qu'il est possible, avec des cristaux de tantalate de lithium, de déplacer une raie comprise entre 0,4 et 4 microns.

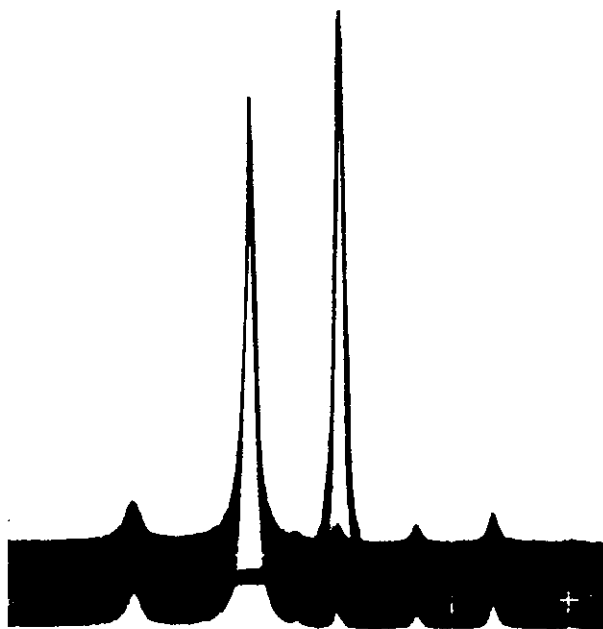




1

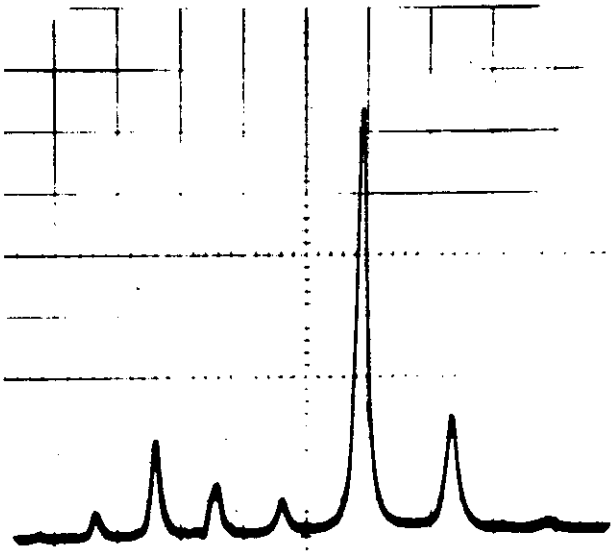


2

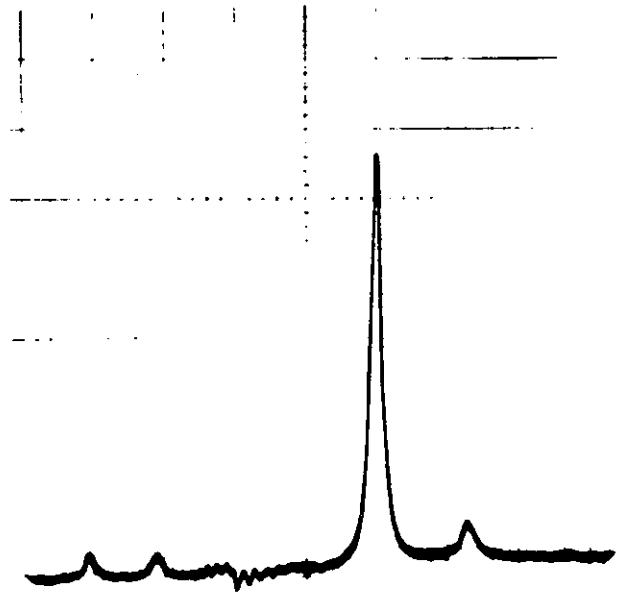


3

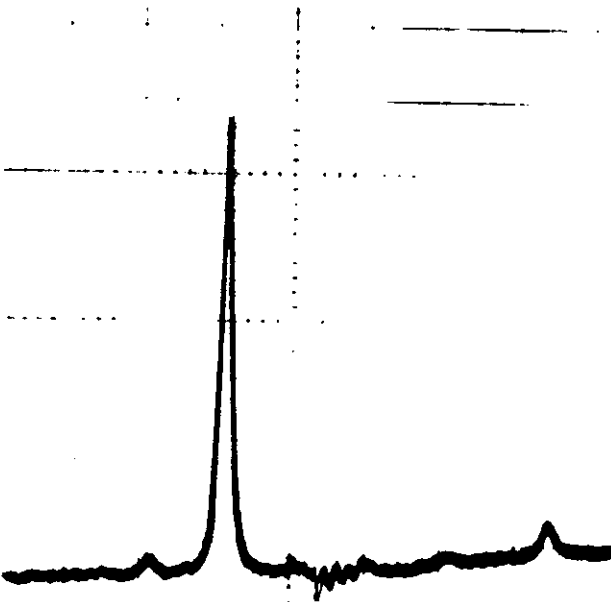
fig. 18



4

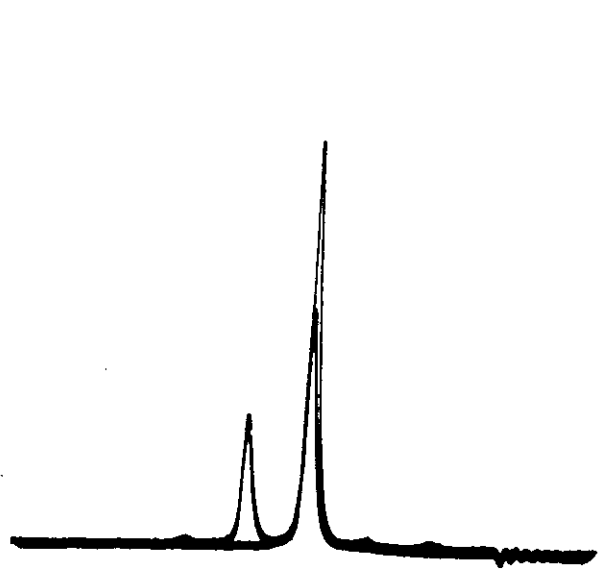


5

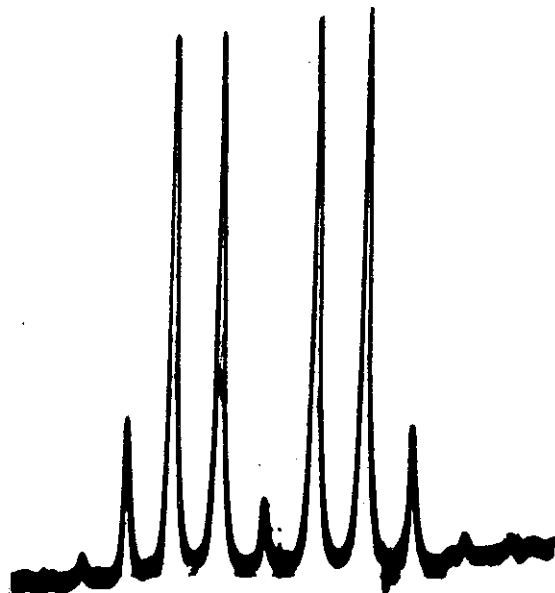


6

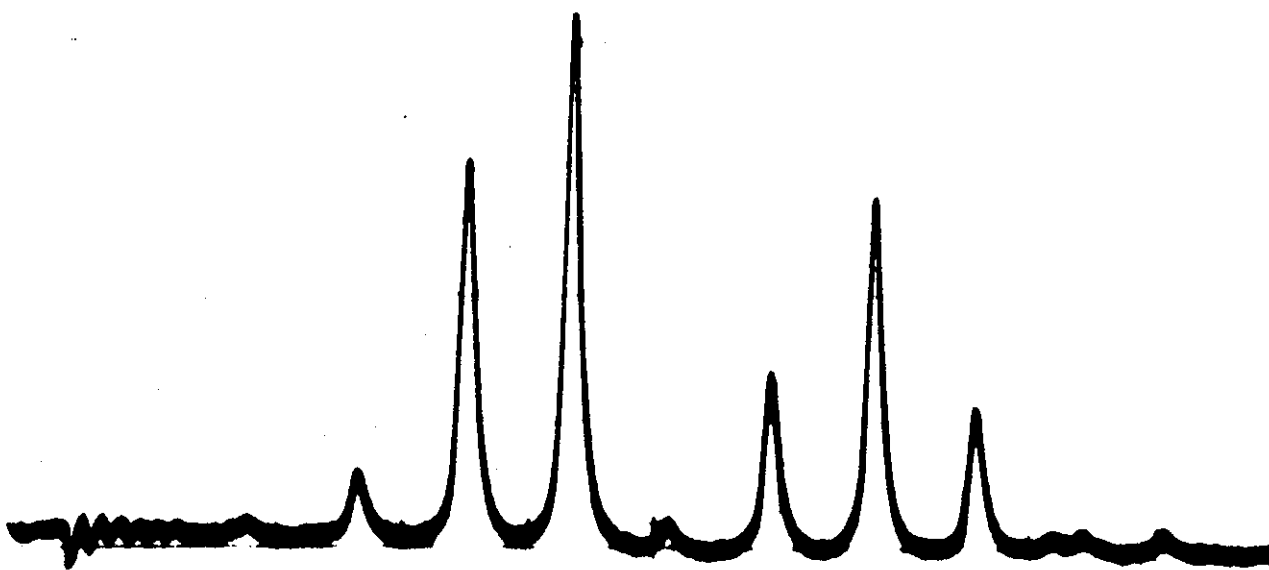
fig. 18



7



8



9

fig. 18

4 microns de plus ou moins 300 Mégahertz (ou ± 10 millikaiser) .

Indépendamment des pertes optiques qui, même en traitant par un revêtement anti-reflet toutes les surfaces optiques, ne sont pas inférieures à 50% , ce transfert se fait avec un rendement de 90% ; l'énergie restante se répartit dans quatre autres fréquences ($\omega - 2\Omega$, $\omega - \Omega$, ω , $\omega + 2\Omega$). Si ce résultat est assez délicat à obtenir, il faut bien voir que le modulateur permet simplement d'obtenir un peigne de raies d'espacement régulier, les raies impaires pouvant être asymétriques. En particulier on peut obtenir la porteuse et la première bande latérale avec des intensités comparables.

Il est préférable d'employer chaque fois que possible la cellule à DKDP , moins fragile, essentiellement dans les cas où l'on travaille à faible fréquence (inférieure à 100 MHz) ou en impulsions. Il est en effet plus facile d'effectuer un jeu de traitements anti-reflets sur des fenêtres de cuve à huile que de changer le revêtement des cristaux de lithium tantalate pour les différentes longueurs d'onde optiques.

La figure 18 montre une série de spectres caractéristiques

1) Quadruple passage DKDP - $\alpha < 0,40$ - $F = 90$ MHz.

Seules apparaissent la porteuse et la bande latérale - 1 .

On devine les bandes latérales + 1 et ± 2 .

2) et 3) Quadruple passage DKDP - $\alpha \approx 0,75$ - $F = 60$ MHz .

Sur ces photos on a superposé le spectre de la raie laser sans modulation et avec modulation. Dans le deuxième cas des parasites

haute fréquence sont superposés à l'enregistrement. On note en 2) que le laser n'est pas monomode.

4) , 5) et 6) Double passage - Li Ta O_3 - $\alpha \approx 1,3$ - $F = 100$ MHz.

4) sans polariseur de sortie, la bande latérale + 1 est à son maximum d'intensité. Conformément au calcul la bande - 3 est plus intense que la bande + 3 .

5) même réglage, un polariseur de sortie diminue l'intensité des raies parasites.

6) la lame quart d'onde est tournée, on fait apparaître la bande latérale - 1 au lieu de + 1 .

7) Li Ta O_3 - double passage - $\alpha < 0,4$ 100 MHz

Superposition des spectres avec et sans modulation.

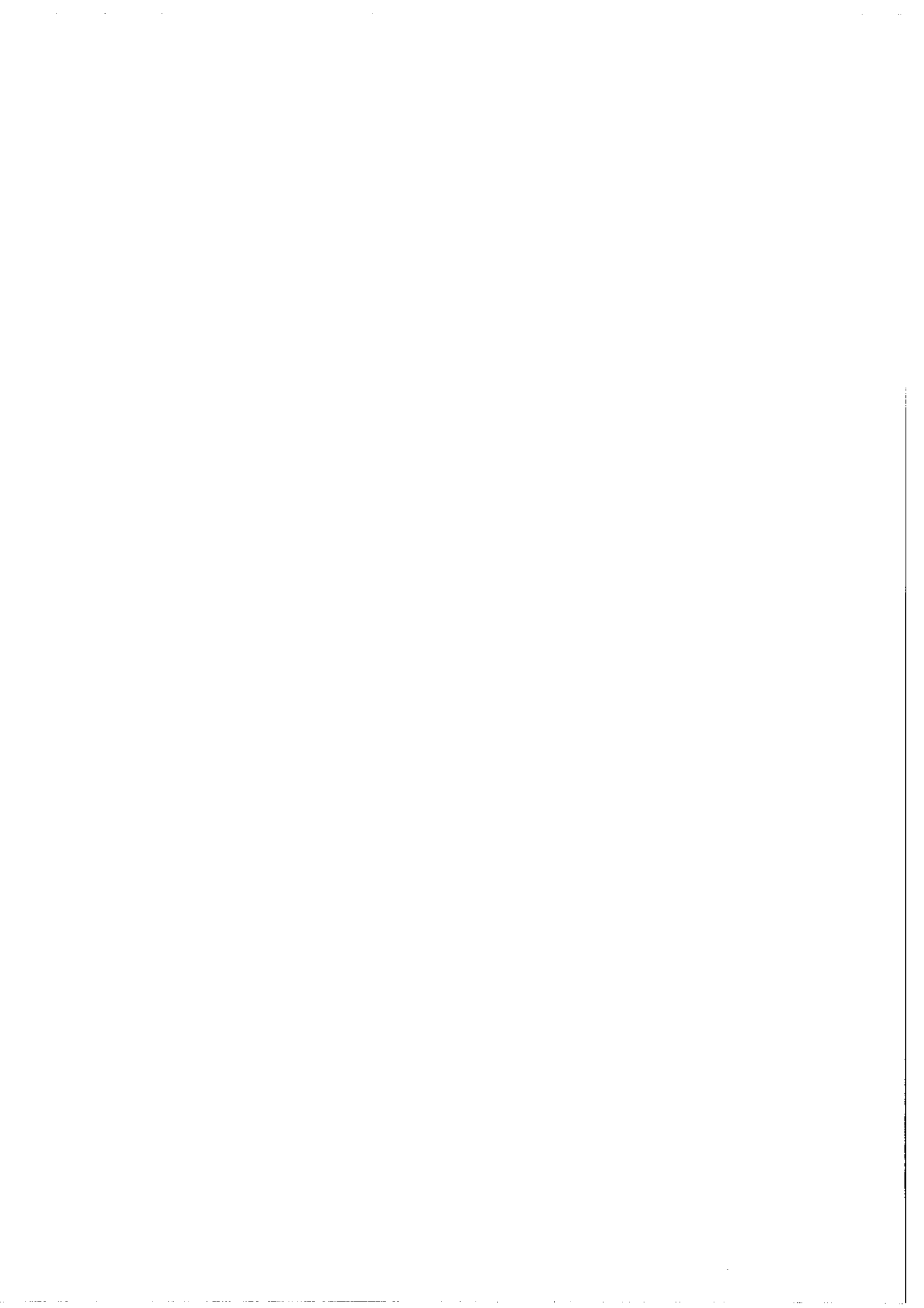
8) et 9) Li Ta O_3 - double passage - $\alpha \approx 2$ 100 MHz

On voit que l'on peut atteindre des intensités notables dans la troisième bande latérale, les fig. 8 et 9 correspondent à des réglages différents des lames quart d'onde.

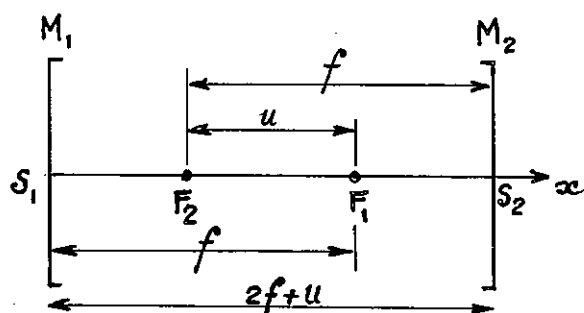
CONCLUSION

L'essentiel des conclusions à tirer de cette étude se déduit des enregistrements donnés au paragraphe précédent. Il est possible d'obtenir une raie déplacée d'intensité I avec des raies parasites inférieures à $I/100$, mais cette opération est délicate. D'autre part, si l'on peut choisir avec grande précision le déplacement en fréquence entre 50 et 300 Mégahertz, la raie n'est pas balayable continuellement, car pour chaque valeur de la fréquence, il y a trois réglages à accomplir : la fréquence de l'oscillateur, l'accord de la cavité, la position des réflecteurs.

Il faut retenir également la possibilité d'obtenir un spectre de raies équidistantes, l'écart entre les raies étant connu avec une très grande précision, limitée par la stabilité de l'oscillateur haute fréquence (de l'ordre de 10^{-5}). En utilisant, à la sortie du modulateur, un étalon Fabry Perot on peut sélectionner des bandes latérales d'ordre élevé ; la troisième bande latérale fournit une raie déplacée de ± 30 mK avec un rendement supérieur à 10% .



ANNEXE I - Détermination des configurations fermées dans le cas de deux miroirs sphériques identiques face à face.



$$S_1 F_1 = F_2 S_2 = f$$

$$F_1 F_2 = u$$

$$S_1 S_2 = 2f + u = 0$$

($u < 0$ dans le cas de figure)

Pour obtenir une configuration fermée, il faut que l'image d'un point quelconque soit confondue avec ce point, après n réflexions sur M_1 et M_2 .

Prenons l'origine des abscisses en F_1 , soit x l'abscisse d'un point quelconque, appelons y l'image de x dans M_1 et x' l'image de y dans M_2 et cherchons la relation entre x et x' .

$$x \xrightarrow{M_1} y \xrightarrow{M_2} x'$$

$$x y = f^2$$

$$(y - u)(x' - u) = f^2$$

soit :

$$u x x' + (f^2 - u^2)x - f^2 x' + u f^2 = 0$$

Cette relation définit une transformation homographique dont les points doubles sont P et Q d'abscisse :

$$p = \frac{u}{2} + \sqrt{\left(\frac{u}{2}\right)^2 - f^2}$$

$$q = \frac{u}{2} - \sqrt{\left(\frac{u}{2}\right)^2 - f^2}$$

Notons que ces points sont généralement imaginaires.

Une propriété de la transformation homographique est de conserver le rapport anharmonique. Soit X un point quelconque de l'axe et X' son transformé. Ecrivons la relation de conservation du birapport pour les quatre points P, Q, X, X' qui se transforment respectivement en P, Q, X', X''

$$\frac{P X}{Q X} : \frac{P X'}{Q X'} = \frac{P X'}{Q X'} : \frac{P X''}{Q X''} = \dots = \frac{P X^{(n-1)}}{Q X^{(n-1)}} : \frac{P X^n}{Q X^n} = \alpha$$

soit

$$\frac{P X}{Q X} : \frac{P X^{(n)}}{Q X^{(n)}} = \alpha^n$$

Si l'on veut une configuration fermée, il faut :

$$X \equiv X^{(n)}$$

$$\alpha^n = 1$$

$$\alpha = e^{\frac{2i K \pi}{n}} \quad (K \text{ entier})$$

Pour calculer α en fonction de u et f , considérons deux points conjugués particuliers : F_1 et F_2 d'abscisse $x = 0$ et $x' = u$

$$\alpha = \frac{P F_1}{Q F_1} : \frac{P F_2}{Q F_2} = \frac{p}{q} : \frac{u - p}{u - q} = \frac{p^2}{q^2}$$

$$\alpha = \left| \frac{1 + \frac{i}{u}(4f^2 - u^2)^{1/2}}{1 - \frac{i}{u}(4f^2 - u^2)^{1/2}} \right|^2 = e^{4i\varphi} \quad \text{avec} \quad \text{tg } \varphi = \frac{\sqrt{4f^2 - u^2}}{u}$$

$$\text{Donc} \quad \varphi = \frac{K \pi}{2n}$$

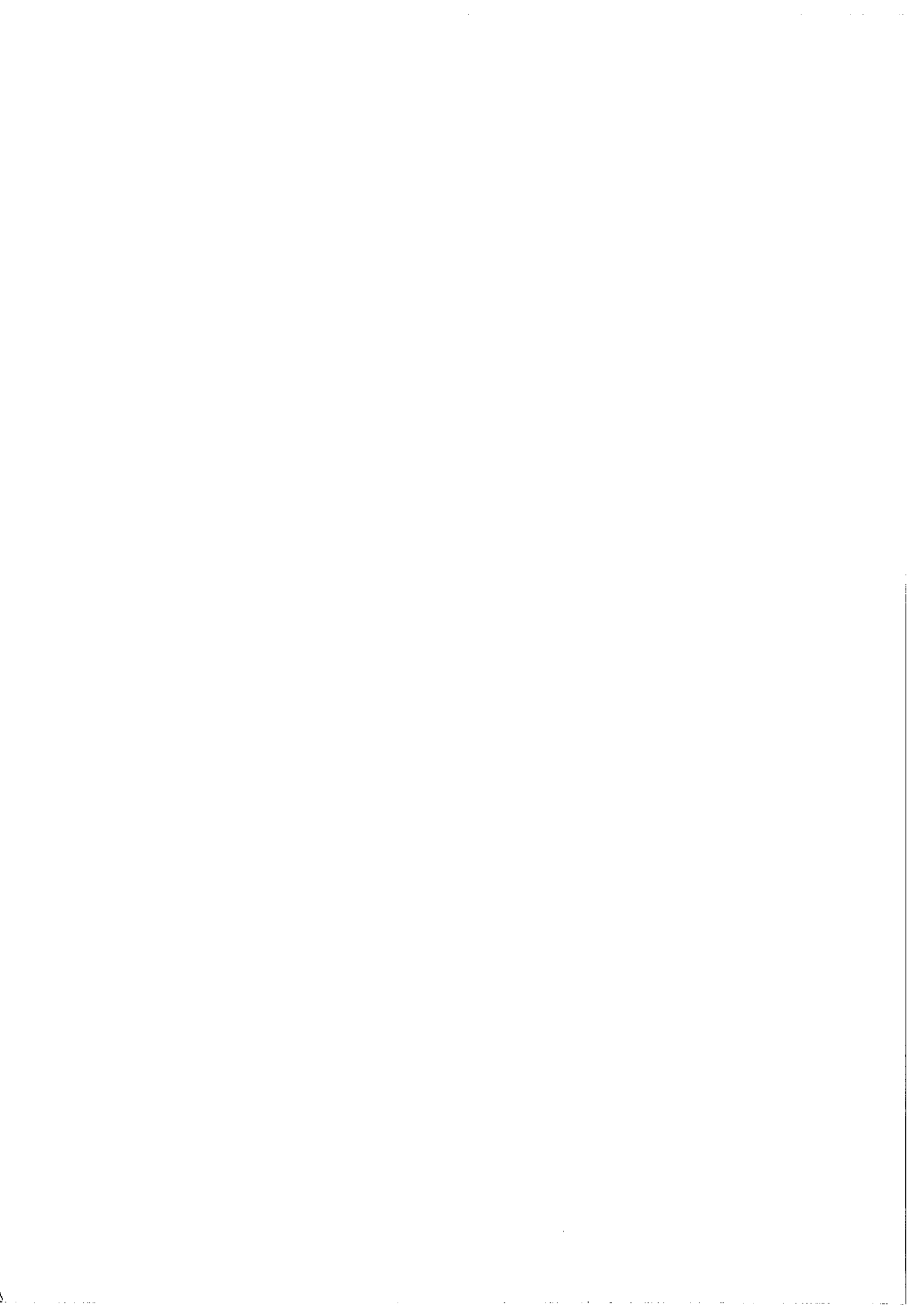
et
$$\frac{\sqrt{4f^2 - u^2}}{u} = \operatorname{tg} \frac{K \pi}{2n}$$

soit
$$u = \pm 2f \cos \frac{K \pi}{2n}$$

Avec des miroirs sphériques de focale f donnée il faut donc que la distance entre les miroirs soit :

$$e = S_1 S_2 = 2f(1 \pm \cos \frac{K \pi}{2n})$$

avec $1 < K < n$.



BIBLIOGRAPHIE

- [1] B. Ellis et A. K. Walton - A Bibliography on Optical Modulators -
Infrared Physics, Vol. II, pp. 85 - 97, 1971.
- [2] W. E. Lamb Jr - Theory of an Optical Maser -
Phys. Rev., Vol. 134, n° 6 A, Juin 64.
- [3] L. Brillouin - Diffusion de la lumière et des rayons X par un
corps transparent homogène - Influence de l'agitation
thermique.
Annales de Physique, Vol. 17, pp. 88 à 122, 1922.
- [4] D. Maydan - Fast Modulator for Extraction of Internal Laser Power.
J. Appl. Phys., Vol. 41, n° 4, Mars 70.
- [5] J. F. Nye - Physical Properties of Crystals.
Oxford University Press (1957).
- [6] I. S. Rez - Crystals with non linear Polarisability.
Sov. Phys. Uspekhi, Vol. 10, n° 6, Mai-Juin 68.
- [7] C. F. Buhner, L. R. Bloom, D. H. Baird - Electro-Optic light
modulation with cubic crystals.
Appl. Optics, Vol. 2, n° 8, Août 63.
- [8] I. P. Kaminov - Microwave Dielectric Properties of ADP, KDA
and Partially Deuterated KDP.
Phys. Rev., Vol. 138, n° 5 A, Mai 65.
- [9] I. P. Kaminov - Temperature Dependence of the Complex Dielectric
Constant in KH_2PO_4 - Type Crystals . . .
Electronique Quantique, Compte rendu de la 3ème Conférence
Internationale, p. 1659.

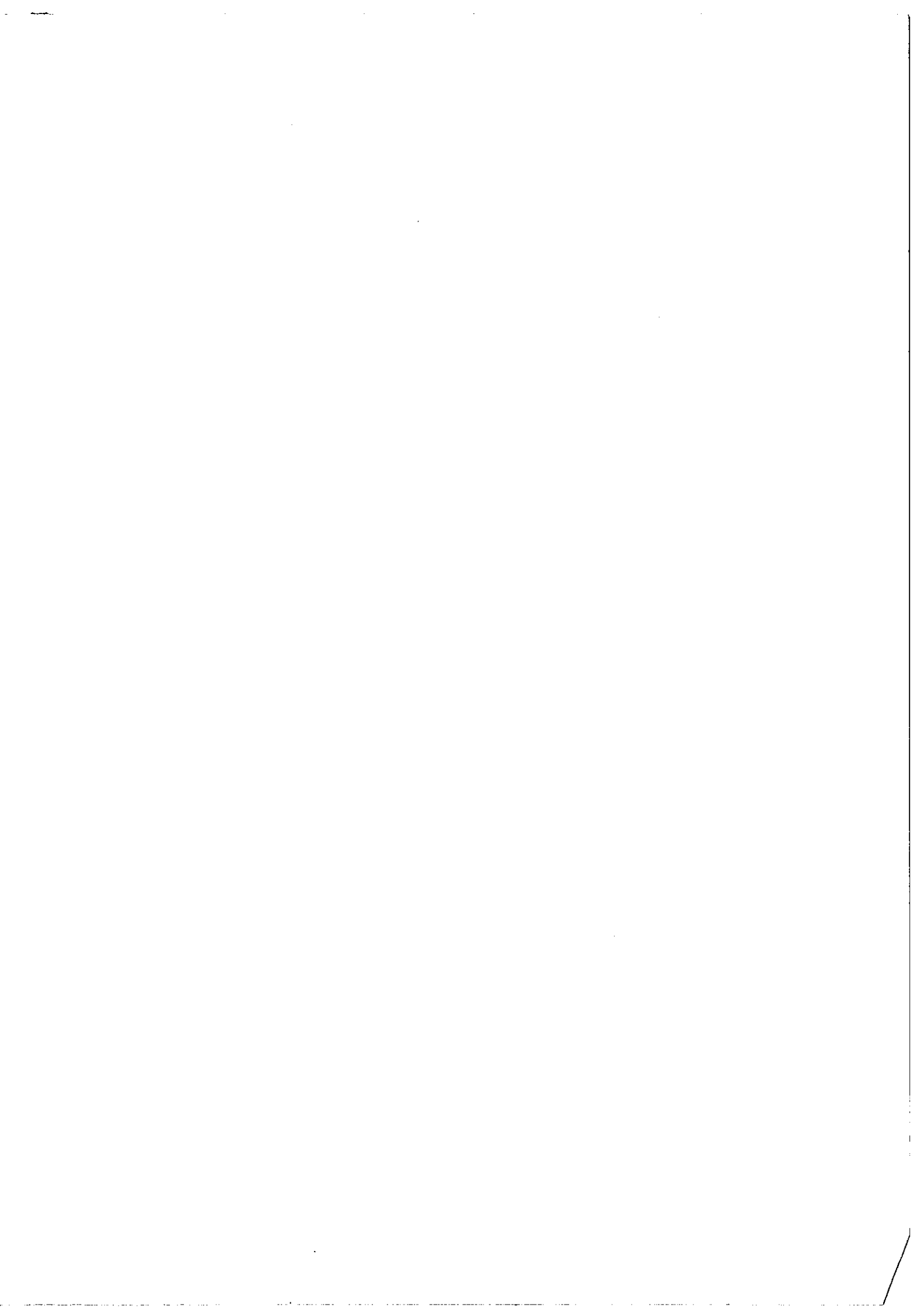
- [10] Fang-Shang-Chen - Modulators for Optical Communications.
Proc. of the I.E.E.E., Vol. 58, n° 10, Oct. 70.
- [11] C. F. Buhrer, V. J. Fowler, L. R. Bloom - Single - Sideband
Suppressed - Carrier Modulation of Coherent Light beams.
Proc. of the I R E , Vol. 50, p. 1827, Août 62.
- [12] C. F. Buhrer, L. R. Bloom - Single - Sideband Modulation and
Reception of Light at V H F .
Proc. of the I R E , Vol. 50, n° 12, Déc. 62.
- [13] R. T. Denton, F. S. Chen, A. A. Ballman - Lithium Tantalate
Light Modulators.
J. of Appl. Phys., Vol. 38, n° 4, Mars 67.
- [14] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan
Interaction Between Light Waves in a Nonlinear Dielectric .
Phys. Rev., Vol. 127, n° 6, Sept. 62.
- [15] P. A. Franken, J. F. Ward - Optical Harmonics and Nonlinear
Phenomena.
Rev. of Mod. Phys., Vol. 35, n° 1, Jan. 63.
- [16] J. F. Ward - Calculations of nonlinear optical susceptibilities
using diagramatic perturbation theory.
Rev. of Mod. Phys., Vol. 37, n° 1, Jan. 65.
- [17] J. F. Ward, P. A. Franken - Structure of Nonlinear Optical
Phenomena in K D P .
Phys. Rev., Vol. 133, n° 1 A, Jan. 64.
- [18] I. P. Kaminov, W. D. Johnston Jr - Quantitative Determination
of Sources of the Electro Optic Effect in Li Nb O_3 and
 Li Ta O_3 - Phys. Rev., Vol. 160, n° 3, Août 67.

- [19] Duong Hong Tuan - Décomposition des Raies Spectrales par Modulation en Haute Fréquence.
Thèse de doctorat de Spécialité soutenue le 21/2/68 à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris.
- [20] R. C. Jones - A New Calculus for the Treatment of Optical Systems.
J.O.S.A., Vol. 31, pp. 488 à 493, Juil. 64.
- [21] D. R. Herriot, H. Kogelnik, R. Kompfner - Off-Axis Paths in Spherical Mirror Interferometers.
Appl. Optics, Vol. 3, n° 4, Avril 64.
- [22] R. L. Fork, D. R. Herriot, H. Kogelnik - A Scanning Spherical Mirror Interferometer for Spectral Analysis of Laser Radiation.
Appl. Optics, Vol. 3, n° 12, Déc. 64.
- [23] M. Pauthier - Etude des Modes d'Oscillations des Lasers à Miroirs Terminaux Sphériques - Electronique Quantique, Compte Rendu de la 3ème Conférence Internationale, p. 1253.
- [24] D. R. Herriot et H. J. Schulte - Folded Optical Delay Lines
Appl. Optics, Vol. 4, n° 8, Août 65.
- [25] P. Connes - L'Etalon de Fabry Perot Sphérique.
Le J. de Physique et le Radium, Tome 19, n° 5, Mars 58.
- [26] P. Cahuzac - Mesure de la Structure Hyperfine d'une transition Infrarouge du Baryum I en Absorption Saturée - A paraître.
- [27] R. Vetter - Utilisation d'un Laser Monomode . . .
Thèse soutenue le 16/6/70 à la Faculté des Sciences d'Orsay
(P. 26).

- [28] I. P. Kaminov - Strain Effects in Electro Optic Light Modulators.
Applied Optics, Vol. 3, n° 4, Avr. 64.

Nous avons utilisé comme ouvrages de base :

- A. Yariv - Quantum Electronics .
Edité par Wiley (68)
- I. P. Kaminov et E. H. Turner - Electro Optic Light Modulators .
Appl. Optics, Vol. 5, n° 10, Oct. 66.
- Le N° Spécial d'Oct. 66 publié conjointement par Applied Optics et
Proceedings of the I E E E sur les lasers et la modulation.
- I. Donjon et G. Marie - Modulateurs de lumière à large bande
utilisant l'effet Pockels.
Acta Electronica, Vol. 9, n° 4, 1965.
- A. Angot - Compléments de Mathématiques. Aux Editions de la Revue
d'Optique (1961).



Service de Reprographie
C.N.R.S.
Gif