



Title	ガスレーザの変調に関する研究
Author(s)	波々伯部, 圭佑
Citation	大阪大学, 1973, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2547
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

ガスレーザの変調に関する研究

1972

波々伯部 圭佑

221
18
2782

ガスレーザの変調に関する研究

1972

波々伯部 圭佑

内 容 梗 概

本研究は筆者が大阪大学大学院博士課程（電子工学専攻）在学中に大阪大学産業科学研究所松尾研究室において行なった，レーザー応用技術開発へのガスレーザーの変調に関する研究をまとめたものであり，本文6章及び謝辞からなっている。

第1章「序論」ではレーザー応用技術について概観し，工学的，社会的見地からその意義について述べ，本研究の目的である高感度光変調技術の確立がいかに重要であるかを述べると共に，高感度光変調達成のために行なった変調方式及び変調素子に対する新しい提案が意義あることを現在までの光変調技術と対比して述べている。

第2章「ガスレーザー概論」ではレーザー応用の考察にとって有用であると考えられるHe-Neレーザーについて実用的見地からの解析を行なっている。すなわち，レーザー出力に及ぼす各種のパラメータについての実験結果とそれに対する解析を与えている。またパルス放電によってレーザー発振の得られるHe-Ngレーザーに関しても実験的考察を述べている。

第3章「ガスレーザーの変調方式」ではレーザーの変調をレーザー本体と変調部との相互関係によって内部変調，結合変調，外部変調に大別して概観し，光強度変調の立場から各変調方式に対する変調の特質を述べている。このうち結合変調については実験的考察からHe-Neレーザーのように利得の小さいレーザーでは高感度変調を実現するのに有効であることを明らかにしている。

第4章「電気光学結晶によるガスレーザーの変調」では各変調方式における変調素子である電気光学結晶自体に対して考察を行ない，高感度光変調のための新しい結晶カットを提案し，この新しいカットが計算値通りに低電圧変調の行なえることをKDP結晶を用いて実験的にも明らかにしている。

はじめに電気光学結晶内の光の振舞い及び電気光学効果について一般的に概観した後，任意カットに対する半波長電圧の計算式を結晶の対称性を考慮して導出すると共にこれらの式を実際広く利用されている結晶に適用して計算を行なっている。この結果，従来経験的に扱われてきた感のある結晶カットを変調電圧の点から統一的に検討している。

第5章「低電圧光変調に対する変調形式」では変調形式による高感度変調に関して行なった提案を実験的に確かめて電気光学結晶による変調の実用性を検討している。また結晶により本質的に高感度変調の実現できるものとしてKTN結晶を取上げ、光変調に対する有用性を実験結果と対比して検討している。

第6章「結論」ではレーザーの通信，計測，情報処理などへの応用において最も重要な位置を占めるレーザーの変調に対する本研究の成果を総括し，今後の残された問題点を指摘している。

ガスレーザの変調に関する研究

目 次

第1章 序 論	3
第2章 ガスレーザ概論	6
2.1 緒 言	6
2.2 He-Ne レーザ及びHe-Hg レーザの発振機構	6
2.2.1 He-Ne レーザに対する簡単化されたエネルギー準位	6
(i) 準位 3 ($3s_2$)	9
(ii) 準位 2 ($2p_4$)	9
(iii) 準位 1	9
2.2.2 反転分布密度と利得係数	10
(i) 反転分布密度	10
(ii) 利得係数	11
2.2.3 発振出力	13
(i) パラメータの導入	15
2.2.4 He-Hg レーザの発振特性	18
2.3 ガスレーザの実験的考察	19
2.3.1 He-Ne レーザの出力に及ぼす各種パラメータの影響	19
2.3.2 実験結果に対する考察	21
2.3.3 He-Hg レーザの動作パラメータ	22
2.4 結 言	24
第3章 ガスレーザの変調方式	25
3.1 緒 言	25
3.2 内部変調	25
3.2.1 励起源の変調	25
3.2.2 レーザ共振器内に変調素子を挿入する方法	26
3.3 結合変調	27
3.3.1 理論的考察	27

(i) 変調帯域	3 1
(ii) 変調度及び変調歪	3 1
3.3.2 実験結果	3 3
(i) 実験装置	3 3
(ii) 測定	3 4
(iii) 実験結果	3 5
3.4 外部変調	3 7
3.4.1 変調器の構成	3 8
3.4.2 変調特性	4 0
(i) 変調度及び変調歪	4 0
(ii) 変調帯域及び変調電力	4 3
3.5 結 言	4 6
第4章 電気光学結晶によるガスレーザの変調	4 8
4.1 緒 言	4 8
4.2 結晶光学と電気光学効果の概論	4 9
4.2.1 異方性媒質の誘電率テンソル	4 9
4.2.2 異方性媒質内での光の伝搬	5 1
(i) Fresnel の法線速度面	5 2
(ii) 光線速度面	5 3
(iii) 屈折率楕円体	5 4
4.2.3 電気光学効果と異方性媒質との関係	5 6
4.3 電気光学結晶の光変調への応用	5 8
4.3.1 屈折率楕円体による電気光学効果の表示	5 8
(i) 1次電気光学効果 (Pockels 効果)	5 9
(ii) 2次電気光学効果 (Kerr 効果)	5 9
4.3.2 電気光学変調器	5 9
(i) 縦形変調	6 1
(ii) 横形変調	6 1
4.4 光変調に対して有効な電気光学結晶の結晶カット	6 3
4.4.1 半波長電圧の計算式	6 3
(i) 1次電気光学効果が主である場合	6 5

(ii)	2次電気光学効果が主である場合	67
4.4.2	結晶対称性に対する半波長電圧の計算式	68
(i)	42m形結晶	68
(ii)	3m形結晶	69
(iii)	4mm形結晶	70
(iv)	43m形結晶	71
(v)	2次電気光学効果の大きい場合	71
4.4.3	計算結果と最適カットの検討	72
(i)	KDP形結晶	72
(ii)	LiTaO ₃ と LiNbO ₃	77
(iii)	Sr _x Ba _{1-x} Nb ₂ O ₆ 結晶	79
4.4.4	最適カットKDP結晶による光変調	80
4.5	結 言	84
第5章 低電圧光変調に対する変調形式		86
5.1	緒 言	86
5.2	縦形変調における変調感度の向上	87
5.2.1	KDP結晶による縦続接続形変調	87
5.3	横形変調における変調感度の向上	89
5.3.1	くり返し反射形変調	90
5.3.2	プッシュプル形変調	94
5.3.3	45°z - 45°y' カット変調の変調感度の向上	96
5.4	KTN結晶による光変調	98
5.4.1	KTN結晶及び変調原理	98
5.4.2	実験及び結果	100
5.5	結 言	102
第6章 結 論		103
謝 辞		105
参考文献		106

第 1 章 序 論

(1),(2),(3),(4)
レーザの出現以来、10年以上を過ぎようとしている今日までレーザ応用はその有用性のため数多くの研究がなされてきたにもかかわらず、いまだレーザ応用技術は確立されたとはいえない。レーザの特質を生かす応用として、電子工学の分野においては通信、計測、情報処理などへの応用が挙げられるが、特に通信への応用は、情報量がますます増大する現代の社会においては膨大な情報を速やかに処理し、伝送することをせまられていることを考慮すると、その技術の1日もはやい確立が望まれる。

現在の段階においてレーザ応用を眺めると、レーザが特異な存在であるため、従来の技術と如何に調和させるかが問題である。通信などへの応用において、レーザの変調、一般的には光変調は重要な役割を演ずるが、レーザの特質を生かすだけの広帯域で高感度の光変調技術は確立されていない。一方においてはレーザ通信⁽⁵⁾における搬送波となるレーザ光そのものは多くの研究の結果、単一周波数あるいは超高速パルス⁽⁶⁾の光として扱えるまでに至ったが、変調技術の立遅れは意図に応じた光の制御の実現を妨げている。

一般に光変調素子は感度が悪く、感度向上には変調方式、変調形式を考慮しなければならない。しかしこれらの変調方式、形式はかえって変調帯域に制限を与えるようになることがある。このため本質的に感度のよい変調素子の開発も必要であるが、既存の素子についてもさらに考察を深めることは意義あることである。

本研究の主たる目的は次に示す2つの事柄、レーザの変調方式と変調素子との両者においてそれぞれ高感度変調を実現するにある。

1. レーザの変調方式

レーザ本体と変調部との相互関係によって内部変調、結合変調、外部変調に分類でき、レーザ本体の特性は各変調方式を特長づける。

2. 変 調 素 子

変調素子は電氣的、磁氣的あるいは音響的に光に対する屈折率を変えるような物質であり、多くの場合電気光学結晶である。

上記項目1に関しては、レーザ自体の特性も重要である。ガスレーザのうち⁽⁴⁾He-Neレーザはガスレーザとして最初に出現したことも関係して詳細に研究がなされてきた。He-Neレーザの出力についても数多く研究されて

きたが、初期の段階では出力に影響を及ぼす動作パラメータの実験的研究が⁽⁸⁾
^{(9), (10), (11), (12)}多くあった。

これらと時期を同じくして行なわれた筆者の研究^{(13), (14), (15)}(第2章)もその結果は
現在も実験室的なレーザー管製作に十分生かされている。

He-Ne レーザは本質的に低利得であり、レーザー共振器内のパワーは出力
パワーに比べて大きく、いかえれば小さい結合度をもっているといえる。
この小さい結合度を変化させると、出力パワーは大きく変化して、高感度変
調が行える。この結合変調の研究もいくつかあるが、本論文では、Smith⁽⁶⁾
によって提案された単一周波数レーザーに結合変調を適用した高感度変調の実
験的考察^{(20), (21)}を述べる。(第3章)

次に外部変調について見ると、これは従来からの光変調であり、古くから
研究されているが、特にレーザー出現によって一層重要なものになった⁽²²⁾。外部
変調における広帯域化、高感度化の研究は非常に多いが、筆者の研究は変調^{(23), (24), (25)}
形式あるいは変調素子の種類によって高感度変調の達成に主眼をおいた^{(26), (27), (28)}(第
5章)。

レーザーの変調において、変調感度の向上を変調方式の観点から推進するこ
とも重要であるが、一方においてはそこに使用される変調素子についても考
えなければならない。電気光学結晶による光変調の変調感度は、本質的には
変調素子における電気光学効果の大きさによって左右される。項目2に対す
る研究は既存の変調素子を高感度のために如何に利用するかを決めるために
行なわれた。

電気光学結晶を利用した変調において変調素子の有効な利用は結晶カット
に関係する。従来、カットは経験的に決められてきた感があるが、本論文で
は統一的にあらゆるカットについて考察を行ない、既存の結晶でも変調電圧
を低くできる新しいカットの存在することを明らかにした(第4章)。

結合変調によって高能率変調を実現しようとする研究、進行波形式により
広帯域変調を行なうもの、さらには光PCMに対する集中定数形の高速度変
調^{(33), (34)}など、変調形式についての考察から変調感度、変調帯域を向上させる研究
はすでに数多く報告されているが、変調素子、特に結晶カットによる変調感
度の向上に関しては筆者がもっともはやく着手したものである。⁽³⁵⁾

最近になって知ったことであるが、筆者の最初の提案に基づく筆者と同様
の研究がKDP形結晶^{(36), (42)}について行なわれており、このことからレーザー変調^{(43), (44), (45)}

の高感度化は変調素子の点から見るということが重要であることがうかがえる。

そして、本論文で述べられるレーザ変調の感度向上の研究はレーザ応用の中枢をなす変調技術の開発に対して有効な手がかりとなることを確信する。

第2章 ガスレーザー概論

2.1 緒言

序論において述べたように、ガスレーザーの変調方式はレーザー本体と変調部との関係によって議論されることを考慮すると、はじめにガスレーザーの特性を考察することは重要である。ガスレーザーはHe-Neレーザーの出現⁽⁴⁾以来、気体として存在し得る原子、分子及び金属蒸気に至る無数の媒質でレーザー発振が行なわれるようになり、その発振波長領域は紫外、可視、遠赤外の広い範囲にわたっている。いまHe-Neレーザーを例にとるならば、ガスレーザー発振出力は、種々の動作パラメータ、例えばレーザー共振器の結合係数、レーザー管の長さ^{(8),(9),(46)}あるいはレーザー管自体のパラメータ^{(10),(11),(12),(47)}、すなわち放電電流やガス圧、管径などによって影響を受ける。とくにレーザー管自体のパラメータについて理論的に検討^{(13),(14)}するには、レーザー動作を決定する rate equation の中に現われる種々の遷移確率を非常に複雑な放電パラメータによって表わす必要があり、正確な値を知ることは困難である。本章はHe-Neレーザーについて、レーザー出力が動作パラメータによって如何に影響をうけるかを理論的、実験的に解折し、最適パラメータの存在に対する定性的解釈を与えた。この結果はその後の実験室的レーザー管製作にも役立っている。

次にイオンレーザーあるいは見方を変えれば、金属蒸気のレーザーともいえるHe-Hgレーザー^{(49),(50)}の実験的検討を述べる。He-Hgレーザーはパルス放電によってレーザー出力の得られるものであるが、イオンレーザーと金属蒸気レーザーの発展の基となったレーザーとして特長がある。

以上のようにガスレーザー本体の特性を知ることはレーザーの変調を考える上には必要である。

2.2 He-Neレーザー及びHe-Hgレーザーの発振機構

2.2.1 He-Neレーザーに対する簡単化されたエネルギー単位

He-Neレーザーの6328Åの発振は一般に図2.1に示すように、Neの $3s_2 \rightarrow 2p_4$ の間の反転分布によって生ずる。 $3s_2$ 単位の生成は基底状態のNeとHe(2^1S)との衝突、あるいはNe基底状態の電子衝突による励起などで行なわれる。

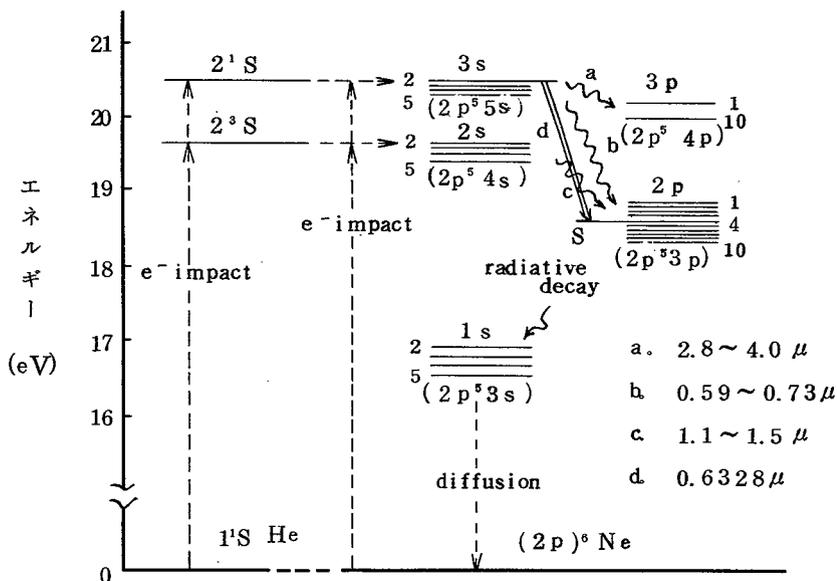
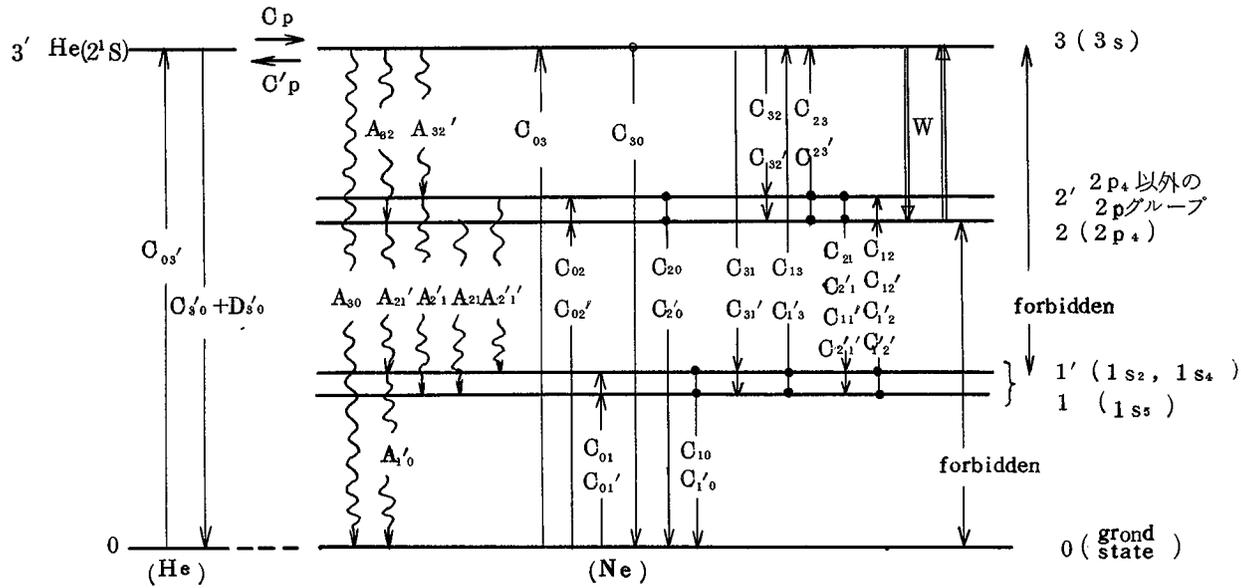


図 2.1 He - Ne 系のエネルギー準位

$3s_2$ 準位は次に $3s_2 \rightarrow$ 基底状態, $3s_2 \rightarrow 2p$ グループの放射遷移や電子との第2種衝突による decay などによって decay する。

$2p_4$ 準位は $1s$ グループのうち $1s_2, 1s_4, 1s_5$ へ放射遷移を行ない, $1s_2, 1s_4$ は真空紫外域の放射を伴って基底準位へ落ちる。なお $2p_4 \rightarrow$ 基底準位, $3s_2 \rightarrow 1p$ グループの遷移は禁じられているが, 電子衝突による励起あるいは電子との第2種衝突による decay は存在する。このような励起, decay など考えられるもの全てを示すと図 2.2 のようになる。

しかし図 2.2 は複雑すぎるため以下のように簡単化していく。



- W : 誘導放出, 吸収確率
- A_{ij} : spontaneous transition rate
- C_{ij} : 電子との衝突に関する励起, 減衰の rate
- C_p, C'_p : He (2^1S) と Ne ($3s_2$) 間の excited transfer rate
- $D, D_{s'0}$: metastable の diffusion による decay rate

図 2.2 解析的 He-Ne 系のエネルギー準位

(i) 準位 3 ($3s_2$)

準位 3 の全 decay rate は

$$R_3 = FA_{30} + A_{32} + A_{32}' + C_{30} + C_{32} + C_{32}' + C_{31} + C_{31}' + C_p + W \quad (2.1)$$

と表わされ、 A_{32}, A_{32}' は 10^7 オーダ⁽⁵²⁾の値をとる。 C_{ji} は電子衝突による励起断面積と電子温度とを⁽⁵⁴⁾知れば詳細釣り合いから計算でき、その値は 10^4 オーダとなるが、 $A_{32} + A_{32}'$ に比べて無視できる大きさである。 C_p は He の基底準位の密度、Ne と He との相対速度、衝突断面積から求められるが、 C_{ji} と同じような大きさで (2.1) 式中では無視できる。また準位 3 は基底状態へ 600\AA 程度の放射を伴う遷移が可能であるが、この真空紫外の放出は他の原子に吸収され、放出、吸収をくり返すため準位 3 の寿命が見かけ上長くなり、このような resonance trapping の効果は (2.1) 式中で F によって表わされる。 F は imprisonment factor でスペクトル線の形、圧力、温度によって $0 < F < 1$ の値をとる。⁽⁵⁴⁾ レーザ作用の状態では $F \cong 0$ であり、⁽⁵⁵⁾ FA_{30} は無視でき、以上の考慮を行なうと R_3 は次のようになる。

$$R_3 = A_3 + W = A_{32} + A_{32}' + W \quad (2.2)$$

このように準位 3 の decay は自然放出 A_3 によって殆んど決まってくる。

(ii) 準位 2 ($2p_4$)

図 2.2 の準位 2, 2' をまとめて decay rate を R_{22}' とすると

$$R_{22}' = A_{21} + A_{21}' + A_{2'1} + A_{2'1}' + C_{20} + C_{2'0} + C_{21} + C_{21}' + C_{2'1} + C_{2'1}' + C_{23} + C_{2'3} + W \quad (2.3)$$

となり、 A_{ji} は $10^6 \sim 10^7$ オーダで、 C_{ji} は各項とも省略できる。⁽¹⁵⁾ $A_{2'1}, A_{2'1}'$ は A_{32}' と cascade になっていて、また A_{21}' は $1s$ metastable 以外への遷移に対してのものであり、準位 2 についてみるとき次式が成立つ。

$$R_2 = A_{21} + W \quad (2.4)$$

ただし (2.4) 式の A_{21} は (2.3) 式の $A_{21} + A_{21}'$ を表わす。

(iii) 準位 1

準位 1 1' の全 decay rate R_{11}' は

$$R_{11}' = FA_{1'0} + D + C_{10} + C_{1'0} + C_{13} + C_{1'3} + C_{12} + C_{1'2} + C_{12}' + C_{1'2}' \quad (2.5)$$

とかける。 $1s_2, 1s_4$ は 736\AA と 743\AA の共鳴線を出し、resonance

trappingを生ずるので(i)と同様に $F \cong 0$ として FA_1' は無視する。

D はNe metastableのdecayであるが C_{ij} に比べて一概に省略できるとはいえない。単位1, 1'を1で代表させると $C_1'0, C_1'2, C_1'2'$ は除いて、

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= D + C_{10} + C_1 \\ C_1 &= C_{12} + C_{12}' \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

とかける。

なお、図2.2においてはNe($3s_2$)より上の準位の効果は考えに入れていないが、これは上の準位ほど励起が少ないことと、 6328\AA 以外の遷移でレーザー発振が起っていないものとして、 $3s_2 \rightarrow 2p_4$ を含む遷移のループがそれ以外のループより十分優勢であると仮定したためである。

以上(i), (ii), (iii)の考慮に基づき、図2.2は図2.3のように簡単化された準位として表わされる。

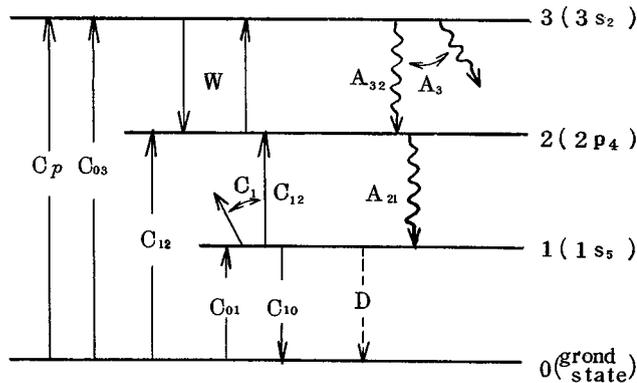


図 2.3 簡単化されたエネルギー準位図

2.2.2 反転分布密度と利得係数

(i) 反転分布密度

図2.3をもとにして定常状態のrate equationをかけば、

$$\left. \begin{aligned} (C_p + C_{03})n_0 + Wn_2 - (W + A_3)n_3 &= 0 \\ C_{02}n_0 + C_{12}n_1 - (W + A_{21})n_2 + (W + A_{32})n_3 &= 0 \\ C_{01}n_0 - (D + C_{10} + C_1)n_1 + A_{21}n_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

となる。ここで

n_i : 準位 i の分布密度

A_3 : $3s_2 \rightarrow 2p$ の spontaneous decay rate

A_{32} : $3s_2 \rightarrow 2p_4$ の spontaneous decay rate

A_{21} : $2p_4 \rightarrow 1s_5$ の spontaneous decay rate

W : $3s_2 \rightarrow 2p_4$ の誘導放出, 吸収確率

D : Ne metastable state $1s_5$ の decay rate

C_p : Ne ($3s_2$) の He (2^1S) による伝達励起確率

C_1, C_{om} : 電子衝撃による励起確率

C_{10} : 準位 1 の電子との第 2 種衝突による decay rate

ところで励起状態の Ne 分布密度が Ne の全分布密度 n_t に比べて十分小さいとすれば,

$n_0 \cong n_t = \text{const.}$ となり, (2.7) 式の n_2, n_3 は n_t で表わされる。

いま準位 3, 2 間の反転分布密度を $\Delta n = n_3 - n_2$ とすると, (2.7) 式より Δn は

$$\Delta n = n_t' \frac{(\beta-1) + \{\beta(\delta-1) - \delta\} \frac{C_{12}}{D+C_{10}} (C_p + C_{03}) + \alpha C_{01} \left\{ \epsilon + (\epsilon\delta + 1) \frac{C_{12}}{D+C_{10}} \right\}}{\beta A_3 \left\{ 1 + (\delta-1) \frac{C_{12}}{D+C_{10}} \right\} + W (\beta + \alpha - 1) + \{\beta(\delta-1) + \delta(\alpha-1)\} \frac{C_{12}}{D+C_{10}}}$$

となる。ここで

(2.8)

$$\beta = \frac{A_{21}}{A_{32}}, \quad \alpha = \frac{A_3}{A_{32}}, \quad \delta = \frac{C_1}{C_{12}}, \quad \epsilon = \frac{C_{02}}{C_{01}} \quad (2.9)$$

(ii) 利得係数

レーザ作用にある原子系は熱運動により, ドップラシフトした周波数 ν' 上にガウス分布する。このため n_t は ν' の関数として

$$n_t(\nu') = n_t S(\nu') \quad (2.10)$$

と表わされる。ここで $S(\nu')$ は規格化されたガウス分布で

$$S(\nu') = \frac{2}{\Delta\nu_b} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left\{-4(\ln 2) \left(\frac{\nu' - \nu_0}{\Delta\nu_b}\right)^2\right\} \quad (2.11)$$

である。(55) ここで $\Delta\nu_b$ は半値点全幅のドップラ幅で, ν_0 はその中心周波数である。

また, 誘導放出, 吸収確率についてみると, 入射光のエネルギー密度 I と

アインシュタインのB係数によって

$$W = IB \quad (2.12)$$

と書け、 B は ν' のまわりにローレンツ形の分布をもち、入射光が $I(\nu)$ であるときは

$$W(\nu, \nu') = I(\nu)B'(\nu, \nu') \quad (2.13)$$

で、 $B'(\nu, \nu')$ は規格化されたローレンツ分布である。

$$B'(\nu, \nu') = \frac{B}{\pi} \frac{\Delta\nu_N}{(\nu - \nu')^2 + (\Delta\nu_N)^2} \quad (2.14)$$

ここで $\Delta\nu_N$ は半値点全幅の自然幅である。

$\Delta\nu_D$ と $\Delta\nu_N$ はHe-Neにおいては $\Delta\nu_D \gg \Delta\nu_N$ であり、これは通常のカスレーザにおいて成立つ。図2.4は以上の関係を示すものである。

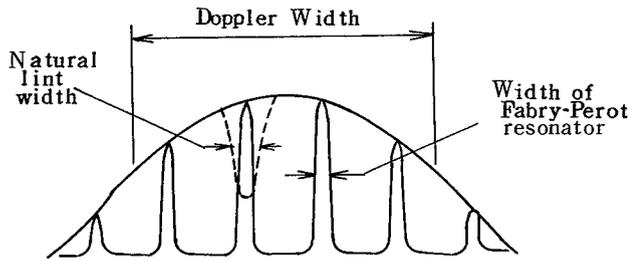


図 2.4 原子系のスペクトルの拡がり

いま、(2.8)式で与えられるような反転分布をもつ媒質中に周波数 ν_0 をもつ一定断面の平面波を入射させる場合の利得係数 $\alpha(\nu_0)$ はGordonらの方法によって導くと、 $\Delta\nu_D \gg \Delta\nu_N$ に対しては次のようになる。

$$\alpha(\nu_0) = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{1}{P(\nu_0)} \frac{\Delta P(\nu_0)}{\Delta z} = \frac{n_1 h \nu_0 B S(\nu_0)}{c} \frac{Q_0}{\sqrt{1 + \frac{P(\nu_0)}{P_0}}} \quad (2.15)$$

ここで c は光速、 h はプランクの定数、 $P(\nu_0)$ は入射光の単位周波数当りのパワーである。入射光断面積を s とすれば、

$$P(\nu_0) = csI(\nu_0) \quad (2.16)$$

(2.15)式の P_0 、 Q_0 は(2.8)式より

$$P_0 = \frac{cs}{B} \frac{\beta A_s \left\{ 1 + (\delta - 1) \frac{C_{12}}{C_{10} + D} \right\}}{(\beta + \alpha - 1) + \{ \beta(\delta - 1) + \delta(\alpha - 1) \} \frac{C_{12}}{C_{10} + D}} \quad (2.17)$$

$$Q_0 = \frac{\left[(\beta - 1) + \{ \beta(\delta - 1) - \delta \} \frac{C_{12}}{C_{10} + D} \right] (C_p + C_{03}) - \alpha C_{01} \{ \varepsilon + (\varepsilon \delta + 1) \frac{C_{12}}{C_{10} + D} \}}{\beta A_s \left\{ 1 + (\delta - 1) \frac{C_{12}}{C_{10} + D} \right\}}$$

と表わされる。 (2.18)

(2.15)式において

$$Q_0 n t \hbar \nu_0 B S(\nu_0) / c = \alpha_0(\nu_0) \quad (2.19)$$

として、 α_0 を小信号利得係数とすれば、

$$\alpha(\nu_0) = \sqrt{1 + \frac{\alpha_0(\nu_0)}{P_0}} \quad (2.20)$$

となり、 P_0 は $\alpha(\nu_0)$ が小信号利得係数の $1/\sqrt{2}$ となる入力パワー密度（周波数について）である。

2.2.3 発振出力

He-Ne レーザ出力を求め
るため図 2.5 のようなレーザ
を考える。レーザ媒質は前に
述べたように $\Delta\nu_0 \gg \Delta\nu_N$ の
inhomogeneous な広がり
をもつもので、これが共振器
内に置かれているとする。レ

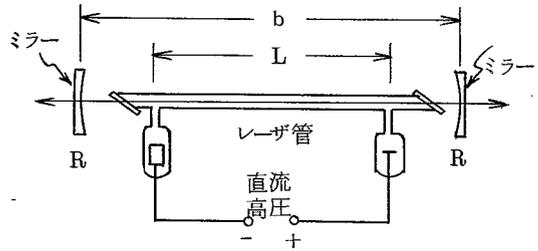


図 2.5 レーザ発振装置

ーザ媒質，すなわち放電の有効長を L とし，共振器を形成するミラー間隔を b とする。また両端ミラーの反射係数を共に R とし，ミラー間隔を共振器の 1 つの縦モードがドップラ幅の中心 ν_0 に一致するように保つと，共振器内のパワーは

$$R \exp\{\alpha(\nu_0)L\} = 1 \quad (2.21)$$

となって平衡する。

He-Ne レーザ 6328\AA においては $\alpha(\nu_0)$ は小さいので， $L = 1\text{m}$ 程度では

$$\exp\{\alpha(\nu_0)L\} \cong 1 + \alpha(\nu_0)L \quad (2.22)$$

と近似でき、ミラーは $R \cong 1$ であるから共振器の損失係数を f とすると、
 $R+f=1$ より

$$R \cong (1+f)^{-1} \quad (2.23)$$

とかける。(2.22), (2.23)式を用いると、(2.21)式より

$$1+\alpha(\nu_0)L=1+f \quad (2.24)$$

$\alpha(\nu_0)L=G(\nu_0)$ とおくと

$$G(\nu_0)=f \quad (2.25)$$

(2.25)式に(2.20)式を用いると、定常状態の共振器内のパワーは

$$P(\nu_0)=P_0 \left[\left\{ \frac{G_0(\nu_0)}{f} \right\}^2 - 1 \right] \quad (2.26)$$

ミラーの透過係数を T とすると、出力は次のようになる。

$$P_{out}(\nu_0)=T P_0 \left[\left\{ \frac{G_0(\nu_0)}{f} \right\}^2 - 1 \right] \quad (2.27)$$

これまでは ν_0 の1つのモードについてその出力を求めたが、 ν_0 以外の周波数 ν_i でも(2.25)式が成立つならばレーザー出力となる。図2.6に示すように、 N 個の縦モードが発振しているとすれば、出力の総和は次のようかけらる。

$$P_{out}=NTP_0 \left[\frac{1}{\Delta\nu_{max}} \int_0^{\Delta\nu_{max}} \left\{ \frac{G_0(\nu')}{f} \right\}^2 d\nu' - 1 \right] \quad (2.28)$$

ここで $G_0(\nu')$ は

$$G_0(\nu')=\alpha_0(\nu')L=n_t h\nu'BS(\nu')Q_0L/c, \quad (2.29)$$

また $\Delta\nu_{max}$ は $G_0(\nu_{max})=f$ となる周波数 ν_{max} を用いて、

$$\Delta\nu_{max}=|\nu_{max}-\nu_0| \quad (2.30)$$

とかける。図2.6を参照して、

$$\Delta\nu_{max}=\frac{\Delta\nu_D}{2\sqrt{\ln 2}} \sqrt{\ln \left\{ \frac{G_0(\nu_D)}{f} \right\}} \quad (2.31)$$

$$N=\frac{2\Delta\nu_{max}}{c/2b}=\frac{2b}{c} \frac{\Delta\nu_D}{\sqrt{\ln 2}} \sqrt{\ln \left\{ \frac{G_0(\nu_D)}{f} \right\}} \quad (2.32)$$

(2.28)式を計算すると、

$$P_{out}=\frac{b}{c} \frac{\Delta\nu_D T}{\sqrt{\ln 2}} \sqrt{\ln \left\{ \frac{G_0(\nu_0)}{f} \right\}} \varphi \left\{ \frac{G_0(\nu_0)}{f} \right\} \quad (2.33)$$

となる。ここで

$$\varphi \left[\frac{G_0(\nu_0)}{f} \right] = P_0 \left[\frac{\pi}{2} \left\{ \frac{G_0(\nu_0)}{f} \right\}^2 \operatorname{erf} \left(2 \ln \left\{ \frac{G_0(\nu_0)}{f} \right\} \right) - 2 \ln \left\{ \frac{G_0(\nu_0)}{f} \right\} \right], \quad (2.34)$$

$$G_0(\nu_0) = ntL \frac{k\nu_0}{c} BQ_0 \frac{2}{\Delta\nu_D} \frac{\ln 2}{\pi} \\ = \frac{ntL \lambda_0^2 A_3 Q_0}{4\pi \Delta\nu_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \quad (2.35)$$

(2.33)式は $\Delta\nu_D \gg \Delta\nu_N$ のときの単位周波数当りの出力であり、もし hole burning の効果⁽⁸⁾を考慮するときは(2.33)式を $2\Delta\nu_N$ 倍したものが出力となる。

(i) パラメータの導入

上述の如く He-Ne レーザの出力は(2.33)式を用いれば計算できるが、この式には P_0 , Q_0 を含み、(2.17), (2.18)式で与えられる P_0 , Q_0 の放電パラメータに全て正確な値を適用することは非常に困難であり、ここでは測定結果⁽¹⁵⁾や従来報告されている値あるいは適当な仮定のもとにパラメータの値を定めた。これらを次にまとめて書くと、

$$\beta \cong 1.3 \quad \alpha \cong 8 \quad \delta = 5 \quad \varepsilon = 0.2 \quad (2.36)$$

ここで、放電電流 i , レーザ管内径 r , ガス圧 p に対して次の規格化を行なう。

$$x = i/30\text{mA}, \quad r = r/2\text{mm} \quad p = p/1 \text{ Torr} \quad (2.37)$$

次に C_{ij} などは上式の x , r , p を用いて次のようにかける。

$$\left. \begin{aligned} C_{01} &= 1.0 \quad 4\sqrt{pr} \quad x/r^2, & C_{03} &= 2.0 \quad 4\sqrt{pr} \quad x/r^2 \\ C_{12} &\cong C_{01} = 1.0 \quad 4\sqrt{pr} \quad x/r^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.38)$$

一方、 C_{10} は詳細釣合の原理を用いて

$$C_{10} = 2.00 \quad 4\sqrt{pr} (x/r^2) \exp \{ 3(\sqrt{pr} - 1) \} \quad (2.39)$$

D は実験結果を適用して、

$$D = 100 \left(p_1 + \frac{2}{p_1} \right) \quad (2.40)$$

ここで p_1 は規格化した Ne の分圧である。

C_D は後述するようにレーザ出力に大きく影響^{(14),(15)}を与えるものであるが、

ここでは分光実験の結果に基づき次のように与える。

$$C_p \cong 150 p_2 \exp[-4(\sqrt{pr}-1)] \frac{x}{x+0.5} \quad (2.41)$$

以上、(2.36)~(2.41)式を用いると、 P_0 、 Q_0 は x 、 p 、 p_1 、 p_2 、 τ の放電パラメータの関数として与えられる。ここで p_2 はHeの分圧、 p はNeとHeの混合圧である。

これらのパラメータに対する出力に比例する量、すなわち $\varphi\{G_0(\nu_0)/f\}$ を図2.7~2.11に示す。この計算結果から定性的に、パラメータには出力が最大となる最適値が存在することがわかる。

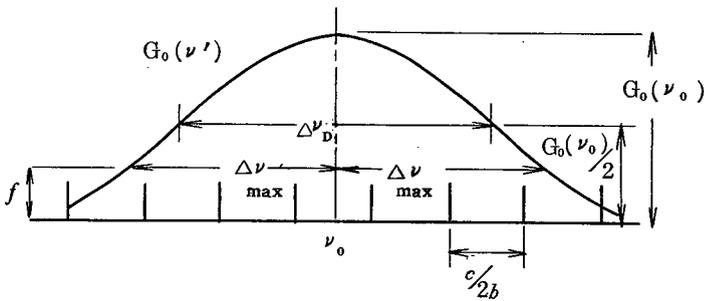


図 2.6 $G_0(\nu')$ 、 $\Delta\nu_D$ 、 $\Delta\nu_{max}$ 、 $c/2b$ などの関係

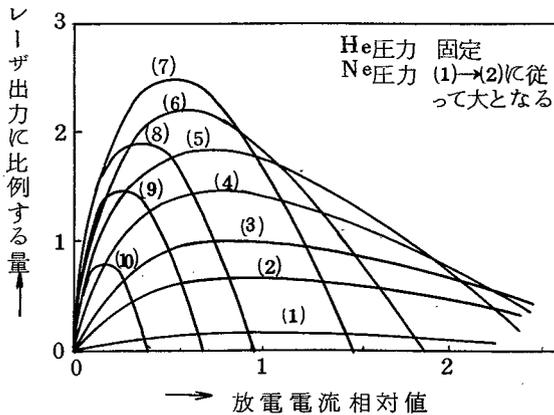


図 2.7 放電電流—出力 (計算)

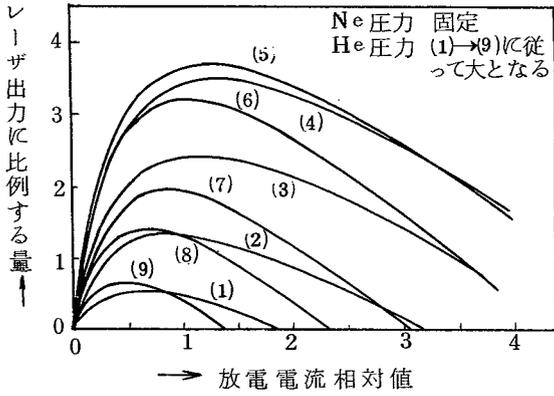


図 2.8 放電電流—出力 (計算)

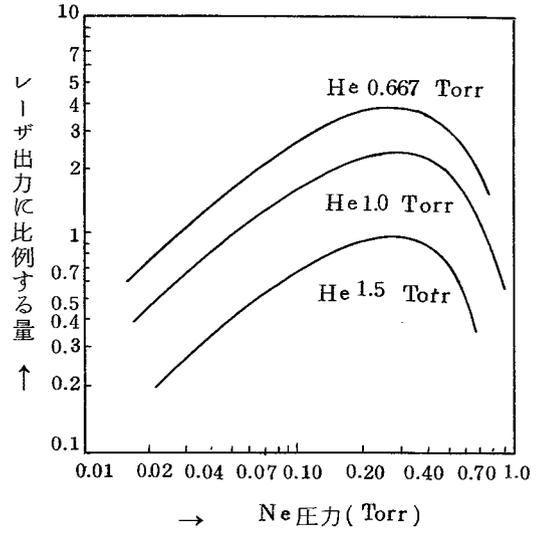


図 2.9 Ne 圧力—出力 (計算)

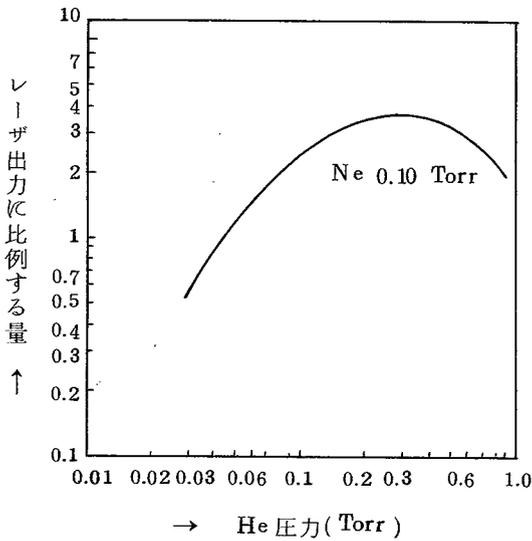


図 2.10. He 圧力—出力 (計算)

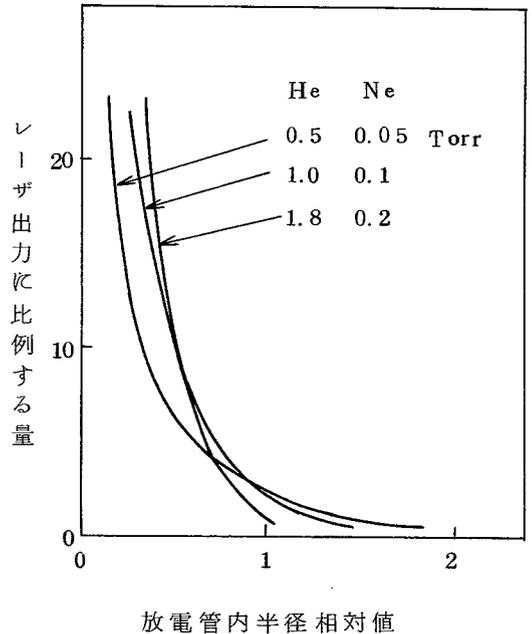


図 2.11. 内半径—出力(計算)

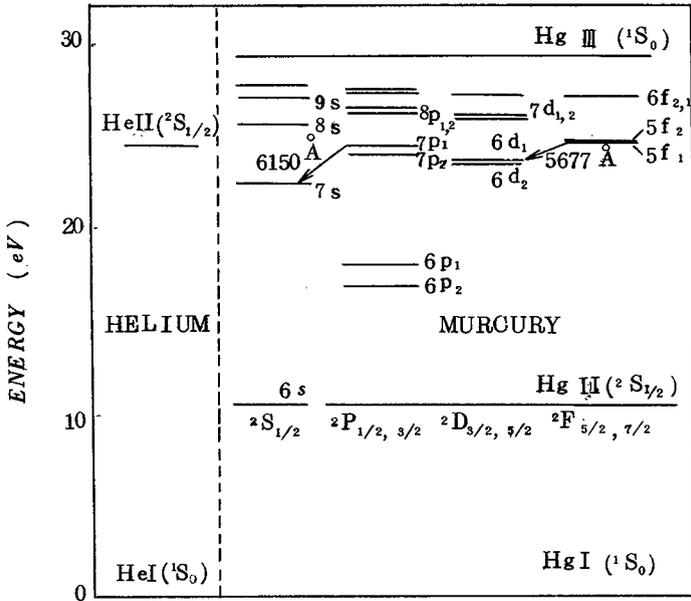


図 2.1 2. He - Hg 系のエネルギー準位

2.2.4 He-Hg レーザの発振特性

He-Hg レーザ^{(60), (61)}の特徴は Hg のイオン化準位間の反転分布がレーザ発振を起す、いわゆるイオンレーザであることである。He-Hg レーザに関係したエネルギー準位は図 2.1 2 に示されている。初期の段階では Hg イオン化準位の遷移のうち、Hg II の $7p^2 P_{3/2} \rightarrow 7s^2 S_{1/2}$ (6150 Å) と $5f^2 F_{7/2} \rightarrow 6d^2 D_{5/2}$ (5677 Å), さらに $7d^2 D_{5/2} \rightarrow 7p^2 P_{3/2}$ (7346 Å), $8s^2 S_{1/2} \rightarrow 7p^2 P_{3/2}$ (1.06 μ) の発振が認められていた。He-Hg レーザの発振特性はパルス放電の終了後、いわゆるアフターグローとして発振が生ずることである。

He-Ne に比べると利得は大きく、大きな出力を得られる可能性はあるが、発振特性がパルス発振であることからその後の A⁺レーザの研究の方が先行してしまった感がある。最近の報告⁽⁵⁹⁾によれば、He-Hg レーザにおいても連続発振が得られている。この He-Hg レーザはレーザ作用に関係する準位がイオン化準位であることと共に、レーザ動作中の Hg は金属蒸気であることも特徴として挙げられる。金属蒸気を用いたレーザは多くの物質で発振が認められているが、最近 He-Cd レーザ⁽⁶²⁾は He-Ne レーザと殆んど同様の放電動作で連続発振が得られ、しかも Cd の同位元素効果で He-Ne レーザよりも広いドップラー幅を有するため、He-Ne レーザよりも短い光パルスが得ら

れるとして注目されている。

2.3 ガスレーザの実験的考察

2.3.1 He-Ne レーザの出力に及ぼす各種パラメータの影響

実験はレーザ管を排気系につないだまま行なった。まず放電電流を変化させたときの出力の変化をXYレコーダにえがかせた。この測定はHeあるいはNeの圧力を一定に

保ち、それぞれもう一方のガス圧を変えて、各ガス圧について出力-電流特性を求めた。この結果は図2.13と図2.14に示す。この結果から、一方のガス圧を固定し、他方のガス圧に対する出力の最大値をとっていくと、図2.15、2.16が得られた。

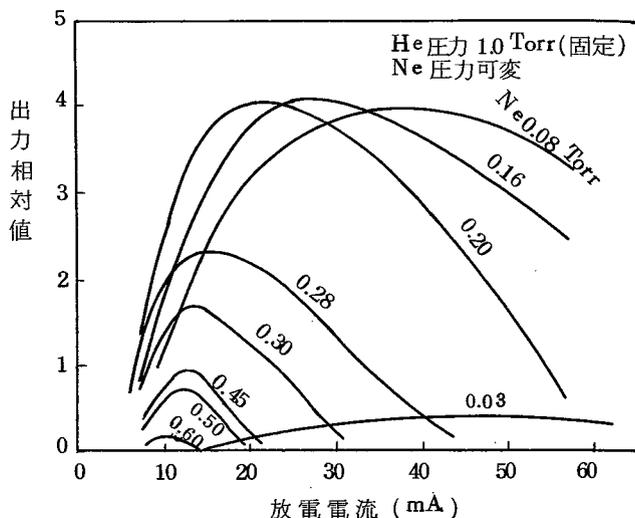


図 2.13. 放電電流-出力 (測定)

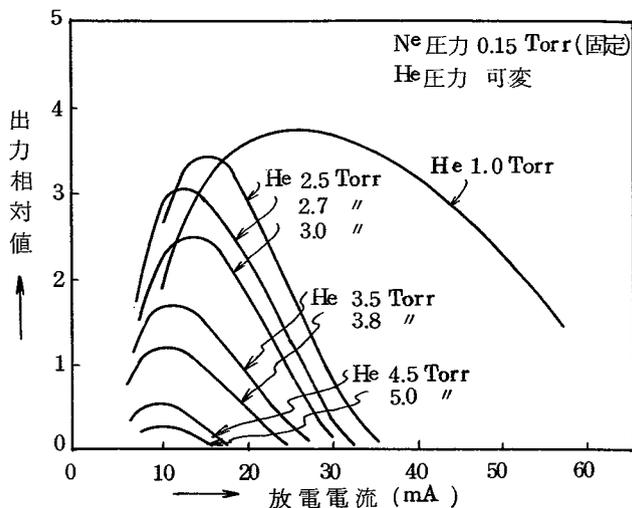


図 2.14. 放電電流-出力 (測定)

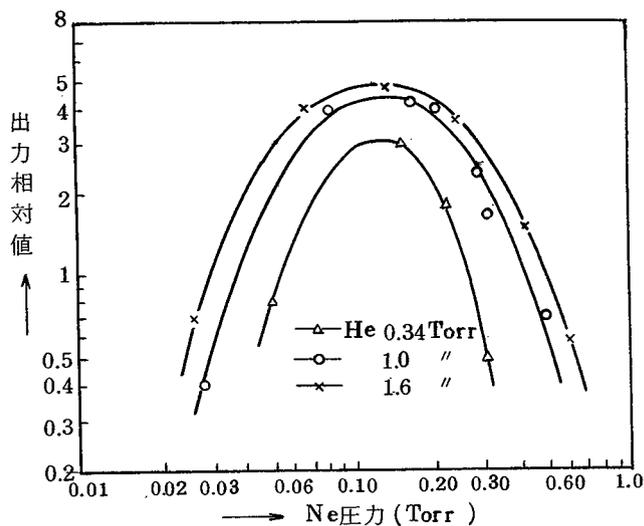


図 2.15. Ne 圧力-出力 (測定)

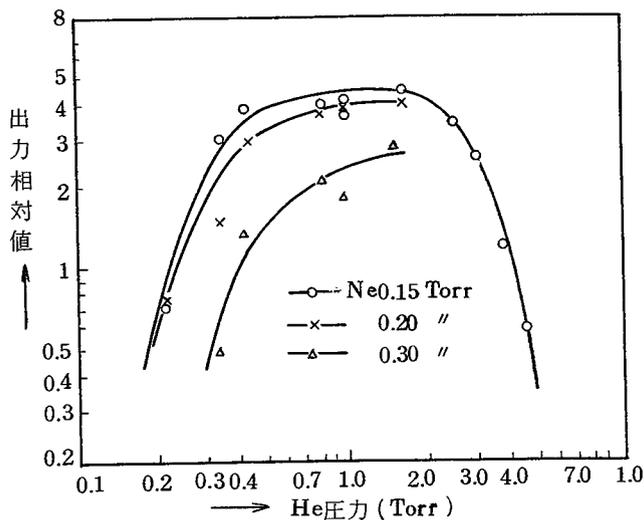


図 2.16. He 圧力-出力 (測定)

次に3種類の内径のレーザ管を増幅管として用い、これらの増幅管に別のレーザ装置からの光を通過させて増幅管のSingle-pass gainを測定した。測定方法は増幅管の放電を点滅させ、それぞれの場合の通過した光の増減を観測するものであり、いずれの増幅管もレーザ管として用いるとき、最適となるようなガス圧にしてある。この結果は図2.17に示される。

さらに分光特性の測定も行った。これはレーザ管の放電電流に対して、レーザ発振に関する遷移が如何に依存するかを知るために行なわれた。図 2.18 はその結果を示すものである。図からわかるように、 $3s \rightarrow 2p$ のいくつかの遷移は放電電流の増加によってスペクトル強度がある電流値までは増加するが、さらに電流を増すと減少する傾向にある。

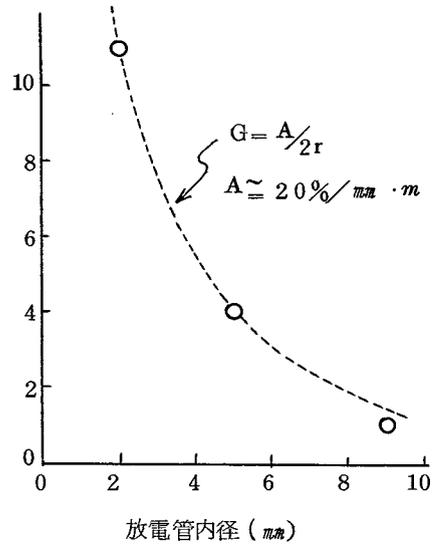


図 2.17. 放電管内径 - 利得 (測定)

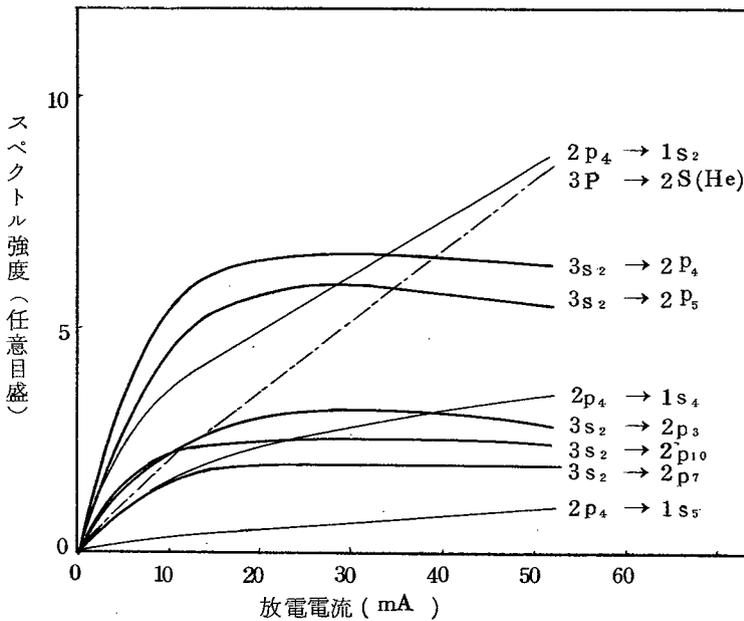


図 2.18. He - Ne の分光特性

2.3.2 実験結果に対する考察

実験結果図 2.13 ~ 1.16 にみられるように、He-Ne レーザ出力は放電電流、ガス圧などによって影響をうけ、最大の出力を得るには He, Ne の分圧

とその混合比を最適にし、動作時には放電電流を最適値に保つ必要がある。

ガス圧の方はHe, Neの混合比が10:1~5:1の範囲内で全圧力を1 Torr程度に選ぶと最適動作が得られる。しかしこれらの値は放電管内径とも関係し、E. I. Gordonらの結果では $p_{d.} \cong 2.9 \sim 3.6 \text{ Torr. mm}$, $p_{He} \cong 5p_{Ne}$ とされている。

計算結果、図 2.7 ~ 2.10 においても定性的には出力最大となる各パラメータの最適値のあることがわかるが、その絶対値を予測することは困難である。それは放電現象中の各種の励起, decayの確率などは正確な値をとりにくいことに起因している。しかしながら定性的には次のことがいえる。すなわち、(2.8)式の Δn は上の準位と下の準位との分布の差であり、これらの分布は放電電流に対して図 2.19 のように表わすことができる。上の準位の分布はHeのmetastableによる励起が大きく作用して図 2.18の $3s_2 \rightarrow 2$ グループのスペクトル強度のような電流依存性を示し、下の準位の分布は主に電子衝突による励起が主であることから電流に比例する形となる。これらの差の Δn は電流に対しては計算結果及び実験結果で示されるような出力の電流依存性と同じ形となり、出力の電流依存性を決めるものはレーザー準位の上の準位と下の準位の電流依存性であるといえる。さらにこれら準位の分布は圧力によりちがった値をとることが出力のガス圧依存性につながる。

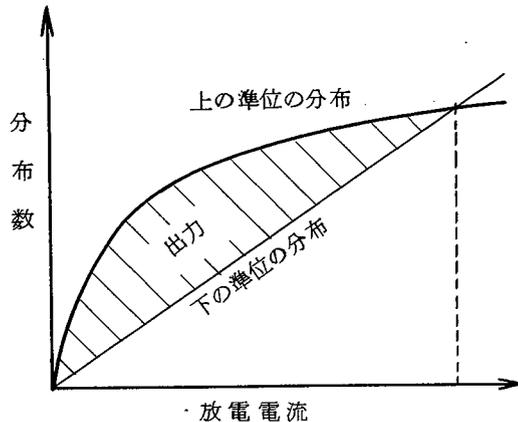


図 2.19 放電電流に対する上, 下準位の分布

2.3.3 He-Hg レーザの動作パラメータ

He-Hg レーザの概要は前述したが、ここでは動作パラメータを実験結果

に基づいて考察する。実験はレーザ管を排気装置に接いだ状態で行なった。レーザ共振器はHe-Neレーザに用いるミラーをそのまま用いて形成したため発振波長は

6150Åのみが観測された。放電はパルス放電で行ない、パルス幅0.5μs、くり返えし435ppsである。

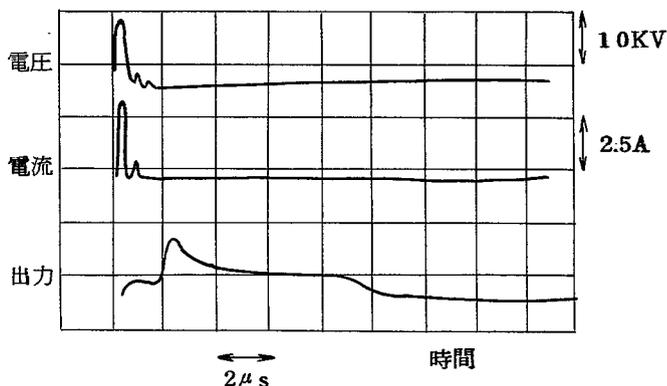


図 2.20 測観波形

図 2.20 は放電電圧、電流、

レーザ出力の観測波形を示すもので、レーザ発振は放電終了後のいわゆるアフターグローとして現われることが分かる。He三力に対する出力の変化は図 2.21 に示す。Hgは30℃の飽和蒸気圧 3×10^{-2} Torr 一定するとHe圧は約3Torrが最適であった。

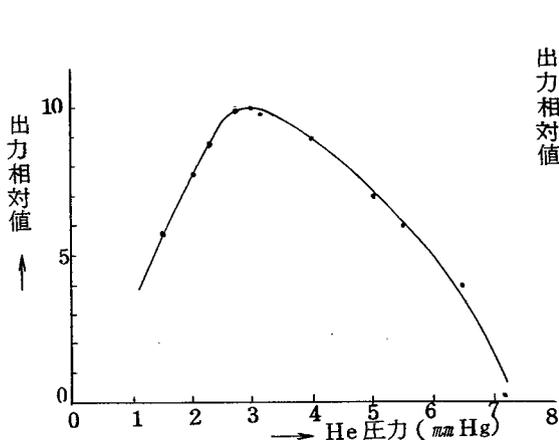


図 2.21 He 圧力-出力

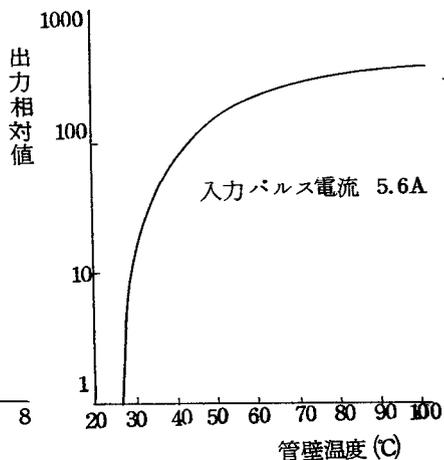


図 2.22 Hg 圧力-出力

Hg 圧力に対してはレーザ管の管壁をあたためることでHg圧が変わるとした。この結果、図 2.22 のように70℃をこえると出力は飽和してくる。

入力パルス電圧に対する出力は図 2.23 に示す。測定した範囲の30kV位までは出力がゆるやかに増大していることがわかる。

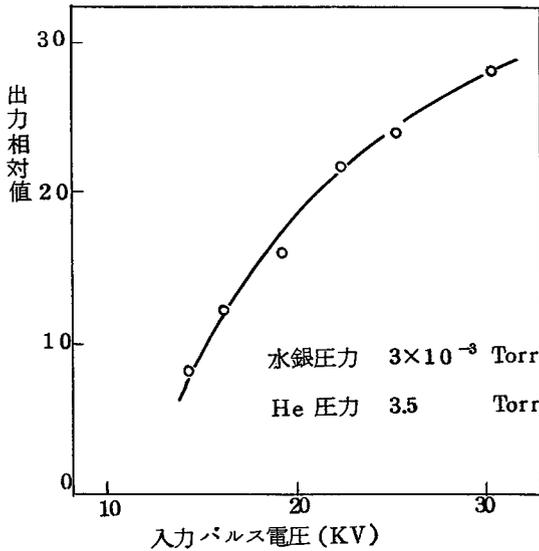


図 2.23 入力パルス電圧-出力

2.4 結 言

ガスレーザの変調がレーザ本体と関係あることに注目して、本章では He-Ne レーザ及び He-Hg レーザについて考察してきた。He-Ne レーザについては出力が如何なるパラメータに依存するかを計算により定性的に説明し、さらに実験結果と対応させると定性的説明が妥当であることがわかった。レーザ出力

の電流、ガス圧依存性はレーザ準位間の反転分布差の依存性として表わされ、特に He metastable の Ne との衝突による励起が出力を決定する大きな要因になっていることがわかった。各パラメータの最適値は実験結果からほぼ一般に報告されている値と同じであることもわかり、実験室的なレーザ管製作にも生かされてきた。

He-Hg レーザについては実験的考察であったが、いくつかのパラメータがレーザ出力に影響を与えることが明らかになった。He 圧力は最適値が存在し、Hg 圧力もある値以上になっても出力の増大は飽和する傾向にあることがわかった。

本章でとり上げを問題はレーザ動作の基本的なレーザ出力をいかに大きくするかであったが、その後の各方面の研究は通信へのレーザ応用にとって重要な単一周波数発振及びその安定化あるいは超高速光パルス発生のためのモード同期技術の確立へと進み、現在、これらは技術として確立されるまでに近づいているといえる。

第3章 ガスレーザーの変調方式

3.1 緒 言

本章ではガスレーザーの変調を変調方式の観点から分類し、概観する。この分類のうち、結合変調については実験的考察も行ない、高感度光変調に有効であることを述べる。一般にレーザーの変調を考える場合、変調方式はレーザー本体と変調部との位置関係によつて、レーザー内部に変調部が在る内部変調、レーザー出力光の取出し口である結合部の結合度を変調する結合変調、それと外部に置かれた光変調器で変調を行なう外部変調の3つに大別できる。この分類における内部変調と結合変調においてはレーザー媒質やレーザー共振器が変調特性と密接に関係するためレーザー本体を含めて変調を考える必要があるが、外部変調は変調器独自の問題として扱える。

変調度、変調帯域など光変調の特性からみると、内部変調、結合変調は一般に高感度変調の得られる方式である。帯域については内部変調は狭帯域であり、通信で望まれる広帯域変調には適していないが、結合変調は高感度であると同時に広帯域の特長を有するから、外部変調が概して感度の悪いことを考慮すると結合変調は光変調方式の有用な1つと考えられる。

本章では Smith⁽⁶⁾によつて提案された複合共振器形単一周波数レーザーに結合変調を適用して実験的考察を行なつてゐる。その結果、結合変調は本論文の目的である高感度光変調に適した変調方式であることが明らかになつた。

次に外部変調に関しては一般的考察のみにとどめた。それはこの考察が他の変調方式との比較のためになされたものであり、高感度変調の立場からの具体的提案ならびにその実験的検討については第5章で後述する。

3.2 内部変調

内部変調はレーザー発振器内部のパワーを変調するため、変調感度は高くできても帯域の点では極めて狭帯域となり、通常の変調としては有用でない。しかし、強制モード同期などの特殊な変調には既に実用されている。ここでは内部変調を、励起源の変調とレーザー共振器内に変調素子を置く形式との2つに分けて概観する。

3.2.1 励起源の変調

He-Neレーザーでは放電によつてレーザー準位の励起を行ない、レーザー発振を

実現する。このとき電流－出力特性は第2章の図2.13, 2.14の如きものとなる。これを一般的に表わすと図3.1のようになり、電流変化に対して出

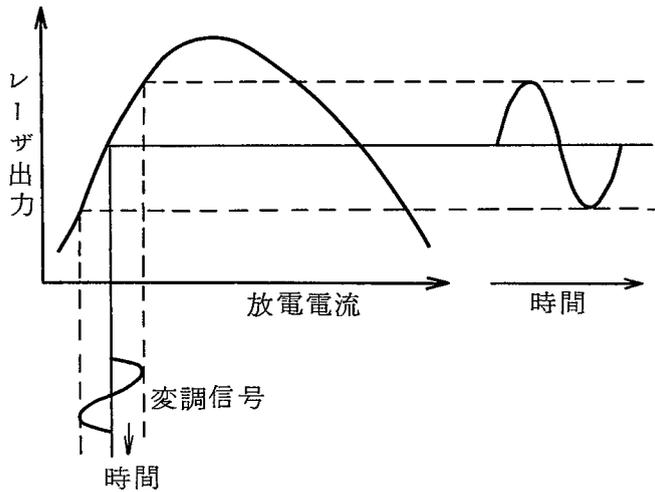


図 3.1 励起源の変調によるレーザー光の変調

力がほぼ直線的に変化する部分がある。この直線部分を利用すると、放電電流の変調を行なうことによつてレーザー出力の変調を得ることができる。^(63,64)

この変調はレーザー発振の立上り、立下りの電流変動に対するレスポンスによつて帯域の制限が生じ、He-Ne レーザでは数100 kHzオーダに止まる。一方、変調感度、変調歪などは電流－出力特性の傾斜及び直線性によつて左右される。ガスレーザにこの種の変調を適用しても狭帯域であるから有用でないが、半導体レーザでは直接変調により広帯域の能率よい変調が得られている。⁽⁶⁵⁾

3.2.2 レーザ共振器内に変調素子を挿入する方法

内部変調のいま1つの形式としては、レーザ共振器内に変調素子を置き、レーザの発振状態を変える方法が考えられる。このような構成はモード同期レーザにはよく用いられるが、通常の変調としてはさほど望ましいものではない。この場合はレーザ媒質の立上りと共に共振器のQが変調帯域を制限し、電流変調のときと同様に狭帯域となる。

一般にガスレーザに内部変調を適用しても、内部変調がレーザ発振状態を変えるという本質的な欠点により、変調感度はよくできても帯域の点を考えると通常の変調の目的には有用でない。

3.3 結合変調

結合変調方式は構成の上では内部変調と同様に共振器内に変調素子を置く方法により実現できるが、内部変調が発振状態を変えるのに対して、結合変調では内部パワーに影響を与えないで結合度の変調を行なうのが特徴である。

He-Ne レーザのような inhomogeneous な拡がりをもつレーザの出力は (2.27) 式のように与えられるが、結合変調はこの式の透過係数 T を変調することに相当する。He-Ne レーザのように出力に比べて内部パワーの大きいレーザでは T は小さい値をとり、変調は高感度となり得る。しかも結合変調は内部パワーに変動を与えないとき有効であることは広帯域変調につながる。ここで述べる結合変調は単一周波数出力光の得られる複合共振器形レーザ⁽⁶⁾の結合変調であり、実験的考察の結果、単一周波数レーザの高感度変調として有用であることを明らかにする。

3.3.1 理論的考察

レーザの単一周波数発振を実現する1つの方法として、Smith⁽⁶⁾によつて提案された複合共振器形レーザがある。その構成は図3.2に示すように、ミラー M_1 、 M_2 とミラー M_2 、 M_3 との2つの共振器をビームスプリッター M_c によつて結合し、発振周波数に選択性をもたせて単一周波数動作を得ている。この方法の特長はレーザ媒質を長くすることができるため、高出力の単一周波数レーザ光が得られることである。

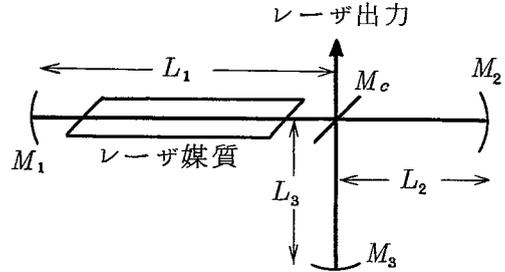


図 3.2 複合共振器形レーザ

いま、ミラー M_2 、 M_3 とビームスプリッター M_c とによつて構成される折れ曲り共振器に注目して考える。図3.3は折れ曲り共振器を示し、各ミラーの振幅反射係数 $\sqrt{R_i} e^{-j\phi_i}$ と振幅透過係数 $\sqrt{T_i} e^{-j(\phi_i - \pi/2)}$ を図に示すようにとる。

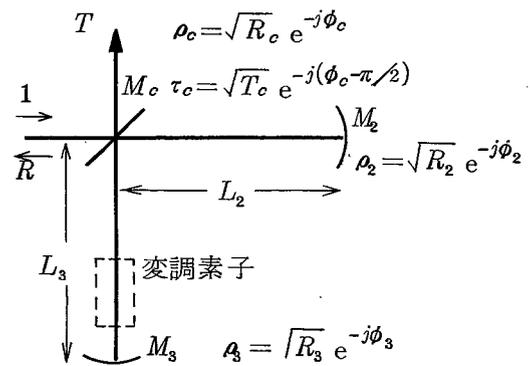


図 3.3 折れ曲り共振器

このとき共振器全体が1つのミラーとして示す合成のパワー反射，透過係数 R ， T は計算の結果，次のように与えられる。

$$R = \frac{R_{\max}}{1 + F \sin^2 \theta} \quad (3.1)$$

$$T = \frac{T_{\min} + F(1 - \Gamma) \sin \theta}{1 + F \sin^2 \theta} \quad (3.2)$$

ここで

$$R_{\max} = \frac{R_2 T c^2}{(1 - \sqrt{R_2 R_3} R c)^2} \quad (3.3)$$

$$F = \frac{4 R c \sqrt{R_2 R_3}}{(1 - \sqrt{R_2 R_3} R c)^2} \quad (3.4)$$

$$T_{\min} = \frac{R c \{1 - \sqrt{R_2 R_3} (1 - \Gamma)\}^2}{(1 - \sqrt{R_2 R_3} R c)^2} \quad (3.5)$$

$$\Gamma = 1 - R c - T c \quad (3.6)$$

$$\theta = \frac{\omega (L_2 + L_3)}{c} + \frac{\phi_2 + \phi_3}{2} + \phi c \quad (3.7)$$

であり， ω は入射光の角周波数， c は光速であり， Γ はビームスプリッターに含めた共振器の損失である。

この結果，折れ曲り共振器は等価的に1つの共振器として扱え，その反射係数 R ，透過係数 T はミラー M_2 ， M_3 の間隔 $L_2 + L_3$ によつて決まる周波数特性を有し，周波数 $c/2(L_2 + L_3)$ ごとに共振点が存在するようになる。このため，図 3.2 におけるレーザ媒質を含むミラー間隔 $L_1 + L_2$ に対してゲイン幅内に多数の発振モードがあつても， $L_1 + L_2 \gg L_2 + L_3$ となるようにすれば折れ曲り共振器の特性により発振モードを1つ選択できる。この関係は図 3.4 に示す。

ところで図 3.3 に示すように折れ曲り共振器内に変調素子を置き，次式の位相変調を行なう場合を考える。

$$\delta \theta = \Delta \theta \cos(\omega_m t + \varphi) \quad (3.8)$$

ここで ω_m は変調角周波数, $\Delta \theta$ は振幅である。次に折れ曲り共振器の共振角周波数と ω_m とのずれを $\delta \omega_m$ とすると,

$$\delta \omega_m = \omega_m - n \frac{c \pi}{L_2 + L_3}$$

$$n : \text{整数} \quad (3.9)$$

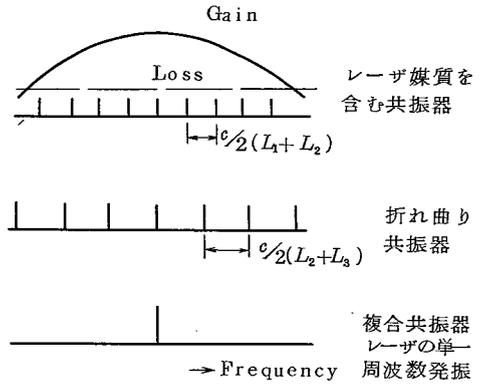


図 3.4 単一周波数発振の特性

$$\text{もし, } |\delta \omega_m| < \left\{ \frac{c}{L_2 + L_3} \right\} \left\{ \frac{1}{\sqrt{F}} \right\}$$

$$\Delta \theta \leq \left(\frac{\omega_m}{\omega} \right) \left(\frac{1}{\sqrt{F}} \right)$$

であるならば, (3.7) 式の θ が $\delta \theta$ の変動を受けても, (3.1), (3.2) 式は成立する。⁽¹⁸⁾ このことから (3.8) 式の変調に対しての (3.1), (3.2) 式の θ は

$$\theta = m\pi + \theta_0 + \delta \theta \quad m : \text{整数}$$

$$|\theta_0| \leq \frac{\pi}{2} \quad (3.10)$$

とおいたときの $\theta_0 + \delta \theta$ を用いて表わすことができる。

ここで, He-Ne レーザのような低利得レーザを考えると, 発振領域においては

$$F \sin^2 \theta \ll 1 \quad F \geq 1$$

が成り立ち,

$$F \sin^2 \theta = F \sin^2 (\theta_0 + \delta \theta) \cong F (\theta_0 + \delta \theta)^2 \ll 1$$

となり, $|\theta_0| \ll 1$, $\Delta \theta \ll 1$ が得られる。

従つて, (3.1), (3.2) 式は近似的に次式のように表わされる。

$$R \cong R_{\max} \left[\left\{ 1 - F \left(\theta_0^2 + \frac{\Delta \theta^2}{2} \right) \right\} - 2F \theta_0 \Delta \theta \cos(\omega_m t + \varphi) - \frac{1}{2} F \Delta \theta^2 \cos 2(\omega_m t + \varphi) \right] \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned}
T \cong & \left\{ T_{\min} + F(1-\Gamma) \left(\theta_0^2 + \frac{\Delta\theta^2}{2} \right) \right\} \\
& + 2F(1-\Gamma) \theta_0 \Delta\theta \cos(\omega_m t + \varphi) \\
& + \frac{1}{2} F \Delta\theta^2 (1-\Gamma) \cos 2(\omega_m t + \varphi) \quad (3.12)
\end{aligned}$$

結合変調においては共振器内部のパワーに変動を与えないとき、すなわち変調の周期 $2\pi/\omega_m$ がレーザの共振器内パワー変動より十分短いとき有効な変調が得られる。しかし内部パワーは結合部の反射係数 R の時間的平均値 R_{av} によつて影響を受ける。この R_{av} は (3.11) 式より

$$R_{av} = R_{\max} \left\{ 1 - F \left(\theta_0^2 + \frac{\Delta\theta^2}{2} \right) \right\} \quad (3.13)$$

となる。一方、inhomogeneous な拵がりをもつ単一周波数レーザに対して、内部パワーは (2.26) 式がそのまま適用できる。

$$P_{in} = K \left\{ \left(\frac{G}{f} \right)^2 - 1 \right\} \quad (3.14)$$

ここでは f は R_{av} を用いると

$$f = a + 1 - R_{av}$$

と書け、 a は折れ曲り共振器以外のレーザの1往復損失を表わす。

以上のことから、いま、結合部からの出力パワーを求めると次のようになる。

$$\begin{aligned}
P_{out} = T P_{in} = & P_{out}^{av} + P_{out}^{\omega_m} \cos(\omega_m t + \varphi) \\
& + P_{out}^{2\omega_m} \cos 2(\omega_m t + \varphi) \quad (3.15)
\end{aligned}$$

ここで (3.12) 式を用いると、

$$\begin{aligned}
P_{out}^{av} = & P_{in} \left\{ T_{\min} + F(1-\Gamma) \left(\theta_0^2 + \frac{\Delta\theta^2}{2} \right) \right\} \\
P_{out}^{\omega_m} = & P_{in} 2F(1-\Gamma) \theta_0 \Delta\theta \\
P_{out}^{2\omega_m} = & P_{in} \frac{1}{2} F(1-\Gamma) \Delta\theta^2
\end{aligned} \quad (3.16)$$

と表わされる。

(i) 変調帯域

折れ曲り共振器が呈する合成のパワー反射，透過係数 R ， T は (3.1)，(3.2) 式でそれぞれ与えられたが，(3.8) 式の変調に対しても (3.1)，(3.2) 式が成立つには

$$|\delta \omega_m| < \frac{c}{L_2 + L_3} \frac{1}{\sqrt{F}} \quad (3.17)$$

が必要であつた。この式は有効な結合変調が得られるための条件で，同時に変調帯域を与えると考えられる。

低周波変調においては (3.17) 式より

$$\Delta f_m \cong \frac{c}{2\pi(L_2 + L_3)} \frac{1}{\sqrt{F}} \quad (3.18)$$

とおける。

次に高周波変調においては $f_m = nc/2\pi(L_2 + L_3)\sqrt{F}$ (n : 整数) 附近の周波数での変調であり，このときは，光が変調素子を通過した後，次に通過するとき光が前と同じ変調信号を感じることになる。この変調の帯域は f_m を中心にして $\pm \Delta f_m$ の範囲と考えられ，(3.18) 式の 2 倍となり，

$$\Delta f_m \cong \frac{c}{\pi(L_2 + L_3)} \frac{1}{\sqrt{F}} \quad (3.19)$$

となる。

(ii) 変調度及び変調歪

変調度 M を $M = \frac{\omega_m}{P_{\text{out}}} / P_{\text{out}}^{\text{av}}$ と定義すれば，(3.16) 式から

$$M = \frac{2 \left(\frac{|\theta_o|}{\Delta\theta} \right)}{\left\{ \frac{T_{\text{min}}}{F(1-\Gamma)\Delta\theta^2} + \frac{1}{2} \right\} + \left(\frac{|\theta_o|}{\Delta\theta} \right)^2} \quad (3.20)$$

となる。しかしこの変調度 M の実際の測定はかなりめんどうであり，ここでは波形観測から測定可能な変調度として，実効変調度 M_e を次のように定義する。

$\Delta\theta \leq |\theta_0|$ のとき

$$M_e = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} = \frac{T_{\max} - T'_{\min}}{T_{\max} + T'_{\min}} \quad (3.21)$$

$\Delta\theta > |\theta_0|$ のとき

$$M_e = \frac{P_{\max} - P'_{\max}}{P_{\max} + P'_{\max}} = \frac{T_{\max} - T'_{\max}}{T_{\max} + T'_{\max}} \quad (3.22)$$

ここで T_{\max} , T'_{\min} , T'_{\max} は図 3.5 に示すような透過係数の最大値, 最小値である。

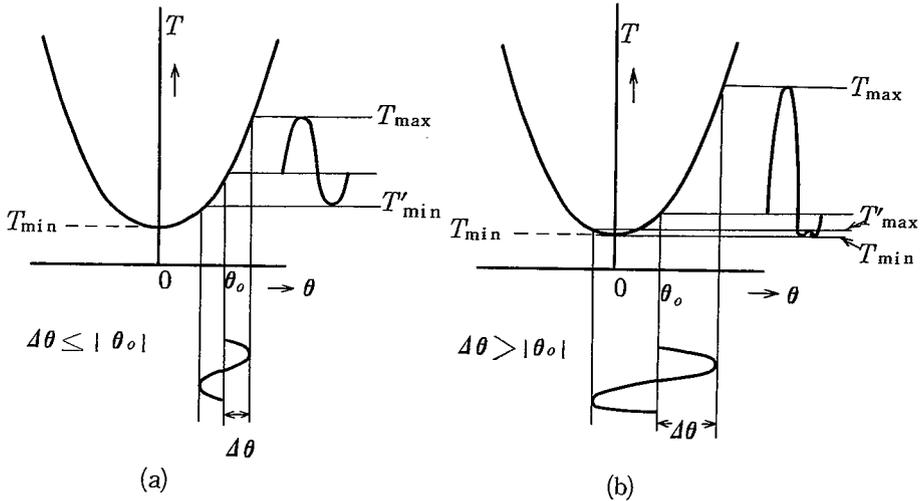


図 3.5 透過度による実効変調度の定義

いま (3.12) 式を用いると, T_{\max} , T'_{\min} , T'_{\max} は次のようにかける。

$$\begin{aligned} T_{\max} &= T_{\min} + F(1-\Gamma)(|\theta_0| + \Delta\theta)^2 \\ T'_{\min} &= \begin{cases} T_{\min} + F(1-\Gamma)(|\theta_0| - \Delta\theta)^2 & \Delta\theta < |\theta_0| \\ T_{\min} & \Delta\theta > |\theta_0| \end{cases} \quad (3.23) \\ T'_{\max} &= T_{\min} + F(1-\Gamma)(|\theta_0| - \Delta\theta)^2 \end{aligned}$$

従つて, (3.21), (3.22) 式の M_e は両式をまとめて次式のようになる。

$$M_e = \frac{2 \left(\frac{|\theta_0|}{\Delta\theta} \right)}{\frac{1}{[M_p(\Delta\theta)]^2} + \left(\frac{|\theta_0|}{\Delta\theta} \right)^2} \quad (3.24)$$

ただし

$$M_p(\Delta\theta) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{T_{\min}}{F(1-\Gamma)\Delta\theta^2}}} \quad (3.25)$$

である。

次に変調歪についてみると、(3.16)式より歪率は

$$KF = \frac{2\omega_m P_{out}}{\omega_m P_{out}} \times 100 = \frac{4\theta}{4|\theta_0|} \times 100 (\%) \quad (3.26)$$

とかける。

以上から変調度、歪率が得られた。これらを図示すると図3.6のようになる。

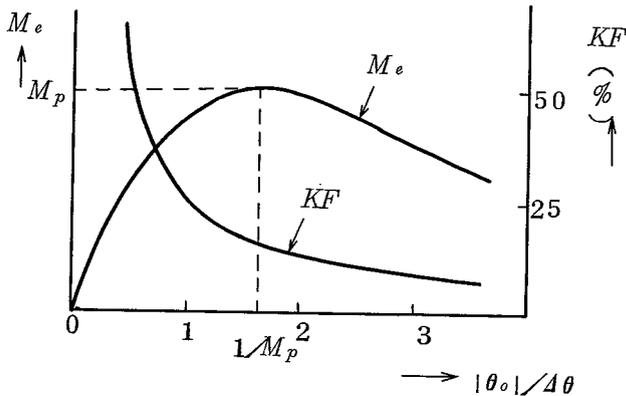


図 3.6 規格化バイアスに対する変調度と歪率

3.3.2 実験結果

(i) 実験装置

本実験は図3.7に示すような配置で行なった。レーザ媒質としてはHe-Neレーザを用い、その寸法は内径3mm、長さ80cmである。複合共振器を形成するためのビームスプリッターは裏面の反射を避けるためプリユースタ角で配置した。折れ曲り共振器に挿入する変調素子は45°zカットのKDP結晶を横形変調構成として用い、両端には反射防止及び面保護のためプリユースタ角のガラス(BK-7)プリズムをはりつけた。図3.8にこの変調素子を

$$\Delta\theta = \pi \cdot \frac{\Delta V_m}{V\lambda/2} \cdot \frac{l}{d} \quad (3.27)$$

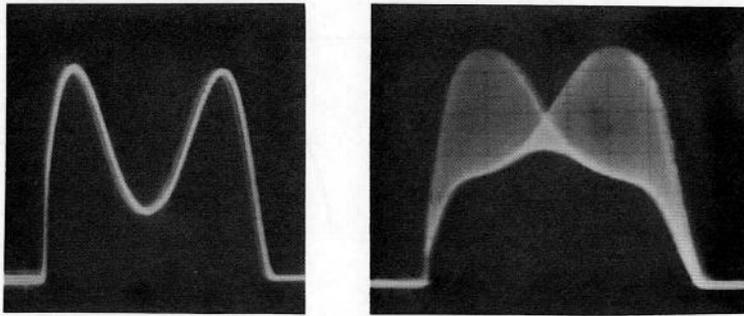
ここで $V\lambda/2$ は図 3.8 に示す KDP 結晶の半波長電圧であり、 $\lambda = 6328\text{\AA}$ に対しては約 1.8 kV である。また l 、 d は KDP 結晶の寸法で図 3.8 に示すものに対しては $l/d = 3.3$ であり、(3.27)式から

$$\Delta\theta = 5.77 \times 10^{-4} \Delta V_m \quad (\text{rad}) \quad (3.28)$$

となる。

(iii) 実験結果

ミラー M_3 をスイープしたときのオシロスコープの図形を図 3.9 に示す。



(a)
無変調時

(b)
変調時

図 3.9 観測図形

図 3.9(a) は無変調時のバイアス θ_0 対出力の関係であり、(3.16)式で $\Delta\theta = 0$ としたときの $P_{\text{out}}^{\text{av}}$ に相当する。同図(b) は変調時の結果で、(3.15)式の P_{out} を示す。

これらの図形が観測されることに関して、さらに図式的に示すと図 3.1 0 のようになる。

同図(a)は内部パワー P_{in} で、1つのモードの発振幅に相当する。(b)図は $\Delta\theta = 0$ としたときの透過係数を示し、放物線形に近似できる。

(a)・(b)図を組合せると無変調時の図形の $\theta_0 - P_{out}^{av}$ を示すことになり、図

3.1 0 (c)がそれである。

次に変調をかけた場合の $P_{out}^{\omega_m}$ に注目すると、 $\Delta\theta = \text{const}$ とすれば、

(d)図のようにかける。

簡単のため、 θ_0 による P_{out}^{av} の変化や $P_{out}^{2\omega_m}$ は無視すれば、図 3.1 0 (c)の無変調時の図形に $P_{out}^{\omega_m}$ が重さなつた形として変調時の図形が(e)図のように表わされる。実際に観測された図形では変調波形の下の端が折り重なっている

が、これは $\Delta\theta$ を増していくと表われる。このとき、折りかえしはじめる点の横軸の値は図 3.1 1 に示すように $|\theta_0|/\Delta\theta = 1$ を与える。一方、 $\Delta\theta$ は (3.28) 式から求められ

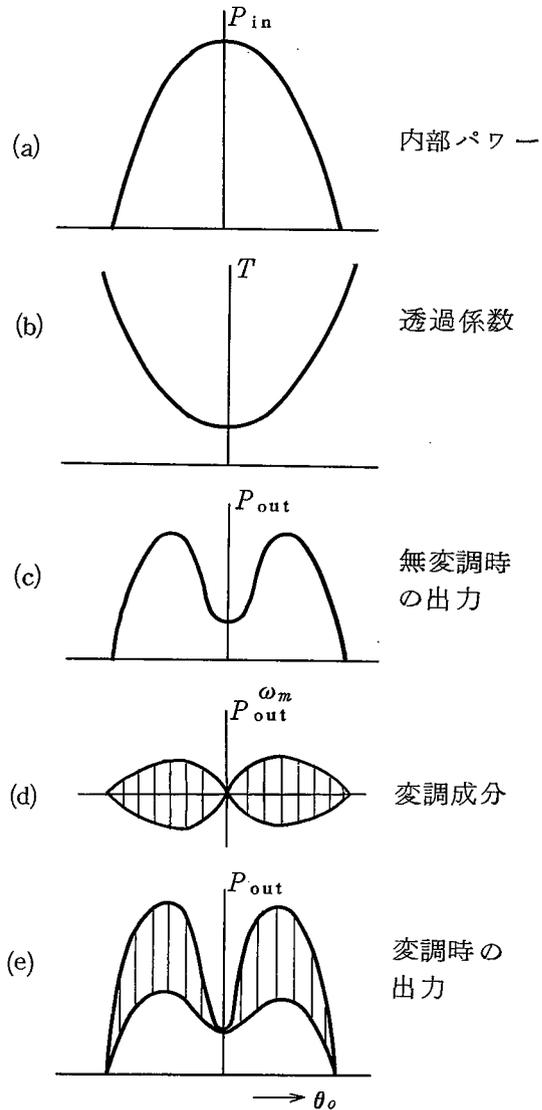


図 3.1 0 観測図形の図式解折

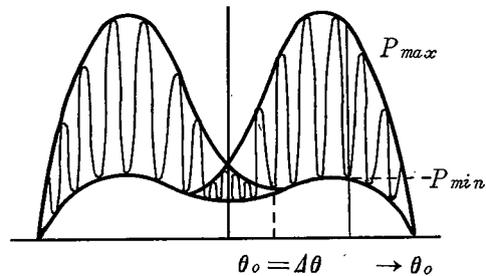


図 3.1 1 変調波形

る。この点を基準として、 $|\theta_0|/\Delta\theta$ を目盛ることができ、 P_{\max} 、 P_{\min} 、 P'_{\max} は図形から求められるので、実効変調度 M_e が算出できる。

図 3.12 は以上のようにして M_e を求めた結果を示す。図中の結果は (3.24) 式により計算したものがあり、これには T_{\min} 、 F 、 Γ を知る必要があるが、実測は困難であるため、 M_e の測定値の最大点の $|\theta_0|/\Delta\theta$ を $1/M_p$ と仮定して計算を行なった。

図 3.12 で実測値の方が理論値より小さくなっているがこの原因としては変調周波数が低いので、内部変調の効果が生じ、結合変調が低下していると考えられる。変調周波数の高いところではかなりよく一致する結果が得られている。⁽⁶⁶⁾

次に θ_0 を一定に保つて、変調を行なう場合についてみると、このときは θ_0 を一定に保つための安定化が問題となる

が、複合共振器レーザーの安定化の方法を用いると一定バイアスに対する変調波形が得られる。⁽⁶⁷⁾
^{(20), (21)}

3.4 外部変調

外部変調方式はレーザー本体と光変調器とが分離されているため、内部変調、結合変調のようにレーザー媒質の性質や発振特性によつて影響をうけることは殆んどない。また、本方式は形式的には従来のインコヒーレント光源に対す

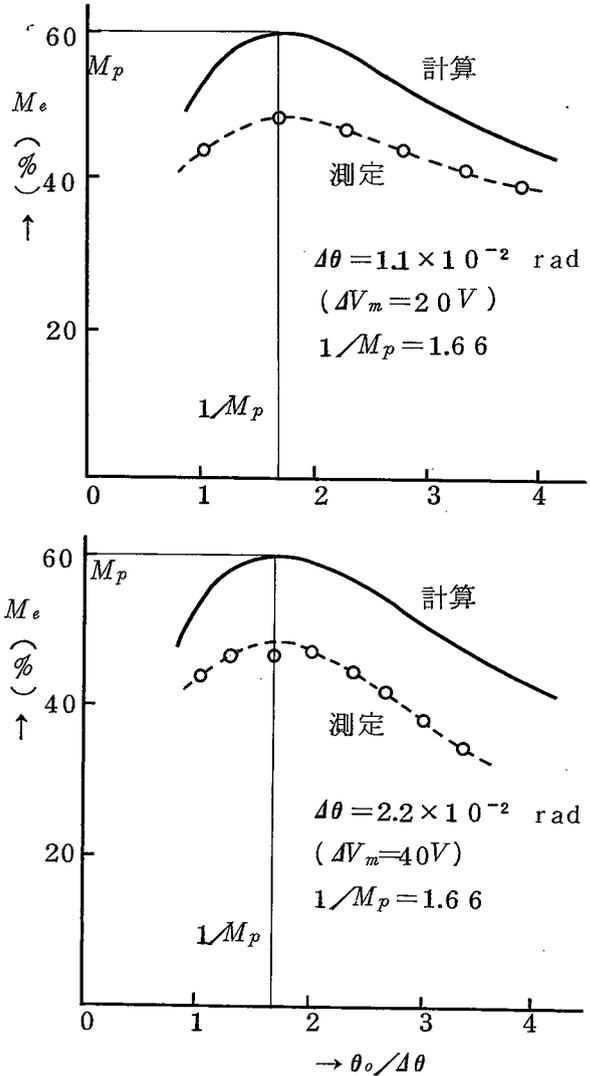


図 3.12 バイアス対変調度

る光変調器となんら変らないから，内部変調，結合変調のように方式自体に特色は持たない。しかし，変調系がレーザの共振系から独立しているため，変調系の構成に自由度があり，光変調に利用できる個々の物理現象に対してもいくつかの変形が可能である。このために現在，外部変調が最も普遍的な方法として広く研究されてきた。

光変調の変調原理は通常の変調と同様に振幅変調，位相変調，周波数変調が可能であるが，被変調波の周波数が光周波数領域にあるため電子回路的な手法は用いられない。このため，レーザ光の振幅，位相，周波数，方向などを制御して変調を行なうには，変調信号に対して応答可能な物理現象ないしは物理的效果を呈する媒体を必要とする。このような物理効果には電気光学効果，磁気光学効果，音響光学効果^{(68), (69)}などがあり，このうち現在までよく利用されてきたものは電気光学効果である。この効果は媒体に印加する外力が電界であるから，他の外力，磁界，音場に比べると高速度の外力であり，変調信号として印加しやすい点は電気光学効果が光変調によく利用される理由として挙げられる。しかしながら，電気光学結晶を用いた外部変調は概して高電圧の変調源を必要とするから広帯域変調を得ようとするとき，大きな変調電力が要求される。このため本質的にできるだけ高感度変調を得ることは外部変調にとって重要な課題である。

ここでは電気光学効果を呈する媒体を用いた外部変調について，その基本的な事柄を述べ，他の変調方式との比較という観点から外部変調を概論する。

3.4.1 変調器の構成

電気光学効果は巨視的には電界によつて光に対する屈折率が変化するものとして表わされる。図 3.1 3 に示すように電気光学結晶の長さ l として，波

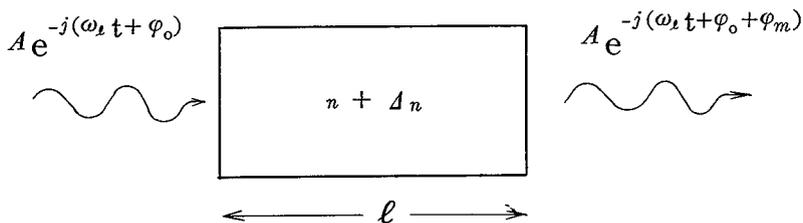


図 3.1 3 光の位相変調

長 λ の平面波の光が通過したときうける位相変化は

$$\varphi_m = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \ell \quad (3.29)$$

とかける。ここで Δn は屈折率の変化分であり、1次電気光学効果では印加電界に比例し、変調電圧 V_m に比例する形として与えられる。

このような位相変調をうけた光の電界は次のようにかける。

$$E = A e^{-j(\omega t + \varphi_0 + \varphi_m)} \quad (3.30)$$

ここで A は光の振幅、 ω は光の角周波数、 φ_0 は位相量である。

ところで電気光学結晶においては結晶の対称性に起因して、位相変調をうける光の偏光方向は光の波面法線方向、印加電界方向に関係した特定の方向をとる。そしてこの偏光方向は互いに直交している。

ここで光強度変調を行なうための図 3.1 4(a) のような構成について考える。結晶内において変調をうける偏光方向を x 、 y とし、偏光子、検光子は x 軸に対して θ_p 、 θ_a の角度をなすように配置されるものとする。これらの関係は図 3.1 4(b) に示される。

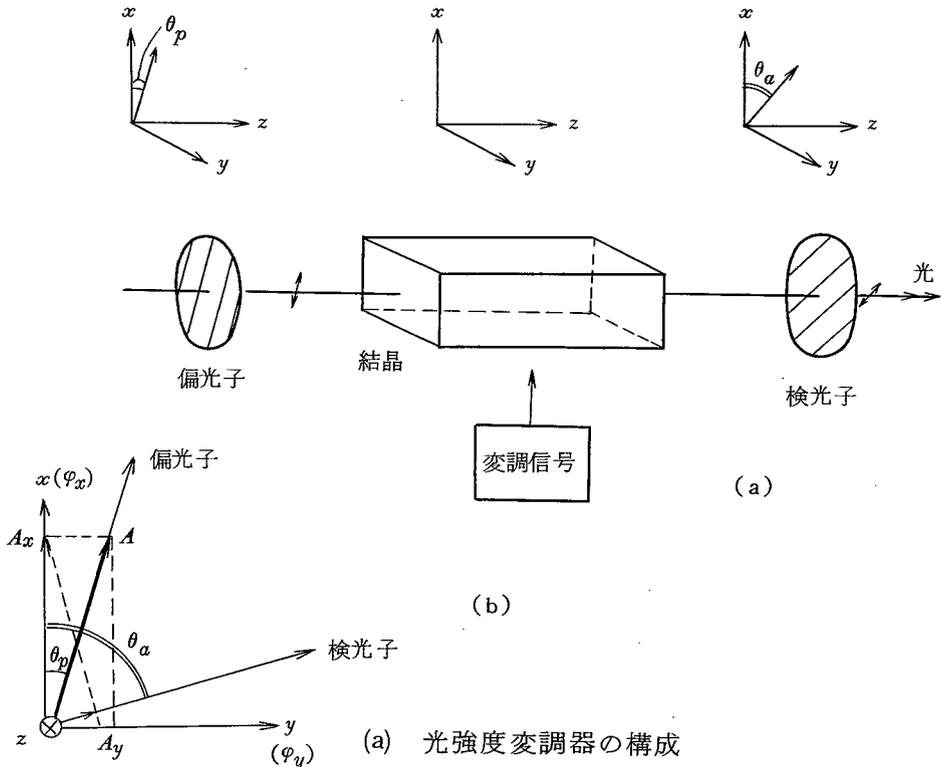


図 3.1 4

- (a) 光強度変調器の構成
 (b) 偏光子、検光子、結晶内での変調方向の関係
 (x 、 y は位相変調を受ける偏光方向)

偏光子を通過した光の電界の大きさを A とし、 A_x, A_y の直線偏光がうける位相変調量を $\varphi_{mx}, \varphi_{my}$ とすれば、検光子を通過した後の光の電界は次のように求められる。

$$\begin{aligned} E_a &= A \left\{ \cos \theta_p \cos \theta_a e^{-j(\omega t + \varphi_0 + \varphi_{mx})} + \sin \theta_p \sin \theta_a e^{-j(\omega t + \varphi_0 + \varphi_{my})} \right\} \\ &= A \left(\cos \theta_p \cos \theta_a e^{-j\varphi_{mx}} + \sin \theta_p \sin \theta_a e^{-j\varphi_{my}} \right) e^{j(\omega t + \varphi_0)} \end{aligned} \quad (3.31)$$

これから検光子を通過した光の強度は

$$\begin{aligned} I &= E_a E_a^* \\ &= A^2 \left\{ \cos^2 \theta_p \cos^2 \theta_a + \sin^2 \theta_p \sin^2 \theta_a \right. \\ &\quad \left. + 2 \cos \theta_p \sin \theta_p \cos \theta_a \sin \theta_a \cos (\varphi_{mx} - \varphi_{my}) \right\} \end{aligned} \quad (3.32)$$

となる。通常、図 3.14 の構成においては直交ニコル間に結晶を配置する方法がとられる。しかも偏光子は x 軸に対して 45° で配置されるようにすると、 $\theta_p = 45^\circ, \theta_a = 135^\circ$ であり、 $A^2 = I_0$ とおけば、(3.32) 式より

$$\begin{aligned} I &= I_0 \frac{1}{2} \left\{ 1 - \cos (\varphi_{mx} - \varphi_{my}) \right\} \\ &= I_0 \sin^2 \left(\frac{\varphi_{mx} - \varphi_{my}}{2} \right) \end{aligned} \quad (3.33)$$

が得られる。

3.4.2 変調特性

(i) 変調度及び変調歪

(3.33) 式の $\varphi_{mx} - \varphi_{my}$ が変調電圧に対していかなる形で表わされるかによつて、変調特性が決まる。

1 次電気光学効果においては (3.29) 式の Δn が変調電圧に比例する形で表わされるが、このことを用いると、

$$\varphi_{mx} - \varphi_{my} = K \left(\frac{v_m}{V_0} \right) \quad (3.34)$$

とかける。ここで K は定数、 v_m は変調電圧、 V_0 は規格化電圧である。

(3.3 4) 式を用いて (3.3 3) 式を表わした図が図 3.1 5 である。同図

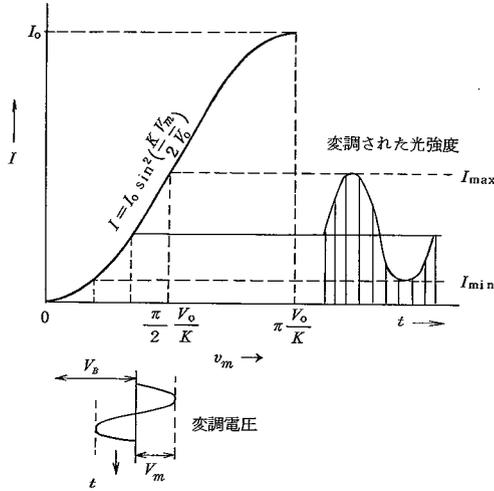


図 3.1 5 光強度変調の特性

からわかるように交流の変調信号がバイアス $(\pi/2)(V_0/K)$ 上に印加されるとき最も忠実な変調が得られる。このバイアスは電氣的に与えるよりは位相板を用いて光学的に与える方法が多く用いられる。

バイアス点を V_B , 変調電圧を

$$v_m = V_B + V_m \sin \omega_m t \quad (3.35)$$

とおく。ここで V_m は変調電圧の振幅, ω_m は変調角周波数である。このとき (3.3 3) 式は

$$\begin{aligned} I &= I_0 \sin^2 \left\{ \frac{K}{2} \left(\frac{V_B}{V_0} + \frac{V_m}{V_0} \sin \omega_m t \right) \right\} \\ &= \frac{1}{2} I_0 \left[1 - \left\{ \cos \left(K \frac{V_B}{V_0} \right) \right\} \left\{ J_0 \left(K \frac{V_m}{V_0} \right) + 2 J_2 \left(K \frac{V_m}{V_0} \right) \cos 2 \omega_m t \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \cdots \right\} + \left\{ \sin \left(K \frac{V_B}{V_0} \right) \right\} \left\{ 2 J_1 \left(K \frac{V_m}{V_0} \right) \sin \omega_m t \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2 J_3 \left(K \frac{V_m}{V_0} \right) \sin 3 \omega_m t + \cdots \right\} \right] \quad (3.36) \end{aligned}$$

となる。

いま、 $V_B = \frac{\pi}{2} \frac{V_0}{K}$ とするとき、 $K = \pi$ とおくことができるから上式は次のようにかける。

$$I = \frac{I_0}{2} \left\{ 1 + 2 J_1 \left(\pi \frac{V_m}{V_0} \right) \sin \omega_m t + 2 J_3 \left(\pi \frac{V_m}{V_0} \right) \sin 3 \omega_m t + \dots \right\} \quad (3.37)$$

ところで外部変調の場合、変調度 M は図 3.1 5 を参照して次のようにかくことができる。

$$\begin{aligned} M &= \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_0} = \sin^2 \left\{ \frac{K}{2} \left(\frac{V_B}{V_0} + \frac{V_m}{V_0} \right) \right\} - \sin^2 \left\{ \frac{K}{2} \left(\frac{V_B}{V_0} - \frac{V_m}{V_0} \right) \right\} \\ &= \sin \left(K \frac{V_B}{V_0} \right) \sin \left(K \frac{V_m}{V_0} \right) \end{aligned} \quad (3.38)$$

$V_B = V_0 / 2$ のバイアスのとき

$$M = \sin \left(\pi \frac{V_m}{V_0} \right) \quad (3.39)$$

とかける。

次に、変調歪率 KF は (3.36) 式を用いて次のようにかける。

$$\begin{aligned} KF &= \frac{1}{\left| J_1 \left(K \frac{V_m}{V_0} \right) \right|} \left| J_3 \left(K \frac{V_m}{V_0} \right) + \dots - \cot \left(K \frac{V_B}{V_0} \right) \left\{ J_2 \left(K \frac{V_m}{V_0} \right) + \dots \right\} \right| \\ &\quad \times 100 (\%) \end{aligned} \quad (3.40)$$

ここで $V_B = V_0 / 2$ とすれば、上式より J_5 以下の項は省略して次のようになる。

$$KF = \frac{\left| J_3 \left(\pi \frac{V_m}{V_0} \right) \right|}{\left| J_1 \left(\pi \frac{V_m}{V_0} \right) \right|} \times 100 (\%) \quad (3.41)$$

(3.39), (3.41)
 式を用いて, $V_b = V_0/2$ の
 場合の変調度 M と変調歪 KF
 を表わしたものが図 3.16
 である。図からわかるよう
 に, $V_m \cong 2/9 V_0$ までは
 変調歪も小さく, またこの
 点で変調度約 60% である。
 V_m をさらに増していくと
 変調度の増加よりも歪率
 の増加が大きくなるから,
 効率的な変調を行なうには
 $V_m \cong 2/9 V_0$ 程度に止め
 る方がよい。

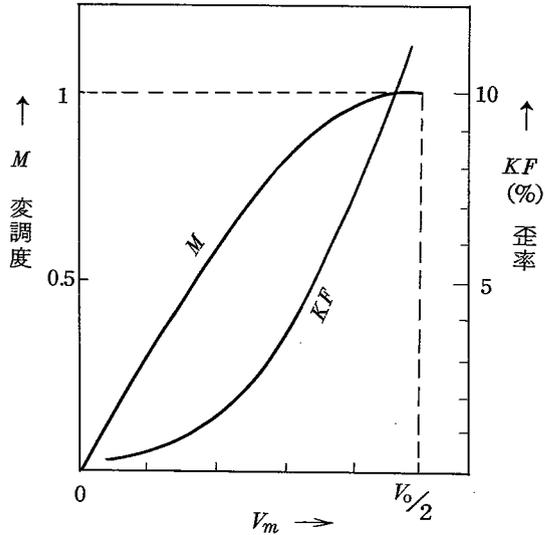


図 3.16 変調電圧に対する
 変調度及び歪率

(ii) 変調帯域及び変調電力

電気光学結晶による外部変調において, 変調帯域は変調器を構成する結晶の形状, 寸法によつて左右される。マイクロ波領域までの変調周波数を考えた場合, 多くの結晶では光に対する屈折率 n と変調電界に対する誘電率 ϵ との間には $n < \sqrt{\epsilon}$ が成立し, 変調素子の中での変調電界と被変調光との同期を行なうには変調素子の形状, 寸法を考慮することが必要となる。

1つの変調器の形式は, 変調素子中の電界が素子の長さ l にわたつて一様でかつ被変調光が素子を通過する時間 $l/(c/n)$ 中は一定である場合であり, このとき, 変調素子は集中定数回路素子とみなされる。いま1つのものは素子の長さ l が被変調光の走行時間効果によつて制約をうけるような場合の分布定数回路素子となるものである。この場合は被変調光の位相速度と変調電界のそれとの速度整合が最大の課題となる。

集中定数回路形変調器

変調素子は集中容量 C と並列コンダクタンス G をもつ回路素子と考えられ, さらに変調励振用電源を含めた等価回路は図 3.17 のよう⁽⁷⁰⁾にかける。ここで G_0, C_0 は変調器の付加コンダクタンス, 付加容量で変調素子の形状, 寸法には関係ないものである。変調電源は電圧 V_g , インピーダンス R_g をもち,

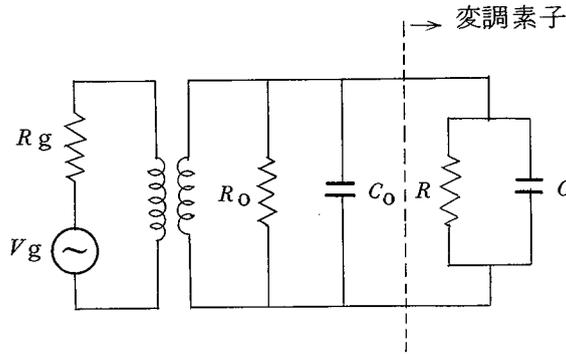


図 3.1 7 集中定数形変調器の等価回路

理想変圧器を通して変調器を励振する。

図 3.1 7 の回路にもとづき変調帯域，変調電力を求める。変調素子に印加される電圧の振幅を V_m ，変調角周波数を ω_m とするとき， $|V_m / V_g|$ は次のようにかける。

$$\left| \frac{V_m}{V_g} \right| = \frac{1}{\left[\left\{ 1 + R_g (G_0 + G) \right\}^2 + R_g^2 \omega_m^2 (C_0 + C)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (3.42)$$

ここで変調器は付加コンダクタンス G_0 によつて終端され， $G_0 + G$ は電源インピーダンス R_g に整合しているとする，

$$\frac{1}{R_g} = G_0 + G \quad (3.43)$$

である。

このとき， $\omega_m = 0$ ならば $|V_m / V_g|$ は最大となる。いま，DCにおける $|V_m|$ が $1/\sqrt{2}$ となる角周波数範囲 $\Delta\omega_m$ を求めると，(3.42)，(3.43) 式を用いて

$$\Delta\omega_m = \frac{2(G_0 + G)^{\frac{1}{2}}}{C_0 + C} \quad (70) \quad (3.44)$$

となる。この $\Delta\omega_m$ は集中定数形変調器の変調周波数帯域であると考えられる。

次に整合時の消費電力を求めると，

$$P = \frac{1}{2} (G_0 + G) V_m^2 = \frac{1}{4} (C_0 + C) V_m^2 \Delta\omega_m \quad (3.45)$$

となる。

容量性である電気光学結晶を用いて変調器を構成した場合、変調帯域を大きくするには(3.44)式からわかるように付加コンダクタンスを大きくすることが必要となるが、これによつて変調電力の増加は避けられない。

進行波形変調器

変調素子を通ずる光の走行時間が問題となる場合は光と変調電界との位相速度を整合させることが必要となる。進行波形変調器の代表的な構造はPeter⁽²³⁾によつて提案されたように、ストリップ線路に変調素子を装荷した構造のものである。図3.18はこの構造の変調器を示す。この場合、光は変調素子中を c/n の速度で進み、一方変調電界の位相速度は光の速度に近くなる。そして図3.18の場合の速度整合条件は

$$\frac{w}{d} = \frac{\epsilon - 1}{n^2 - 1} \quad (3.46)$$

で与えられる。

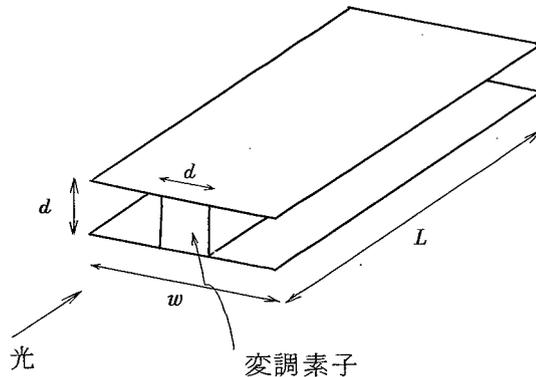


図 3.18 進行波形変調器の構造

次に図3.18の伝送線路に対する特性アドミタンスは⁽⁷¹⁾

$$G_0 = \frac{N}{Z_0} \left(\frac{\epsilon - 1}{N^2 - 1} \right) \quad (3.47)$$

とかける。ここで $Z_0 = 377\Omega$ である。また N は光と変調電界との位相速度比であり、速度整合に対しては $N = n = \sqrt{\epsilon}$ となる。このとき、

$$G_0 = \frac{\sqrt{\epsilon}}{Z_0} \left(\frac{d}{w} \right) \quad (71) \quad (3.48)$$

となる。この G_0 を (3.45) 式の $G_0 + G$ とおきかえれば進行波形変調器の変調電力が求められる。

変調帯域については、寸法 d が媒質中での変調電界の半波長と comparable になる周波数までは一定位相速度の TEM 線路と近似できるということから、

$$4\omega_m < \frac{2c}{d\sqrt{\epsilon}} \quad (70) \quad (3.49)$$

となり、大ざっぱには

$$4\omega_{\max} \approx \frac{c}{5d\sqrt{\epsilon}} \quad (70) \quad (3.50)$$

と与えられる。

3.5 結 言

レーザの変調をレーザ発振器と変調器との相互の位置関係によつて、内部変調、結合変調及び外部変調に大別して述べてきた。これら3方式のうち前2者はレーザ本体と変調器との連がりの変調特性を左右するが、外部変調は変調器独自の問題として扱えるものである。このことから外部変調は変調系の構成が自由であり、光変調に利用できる個々の物現現象に対しても適当な形を取ることができる。このため、レーザの通信において望まれるような広帯域、高感度の光変調は外部変調によつて実現するのが理想的であり、外部変調に関しては多くの研究がなされてきた。しかるに、変調素子、例えば電気光学結晶においては十分な変調を行なうためには高電圧の変調電圧を必要とするのが通例であり、変調器を励振する電源は、広帯域にわたつて高電圧を発生する電源であることが要求される。しかしこのような電源は技術的に限度があるため、現在までの変調技術の研究はほとんど変調素子の側で広帯域、高感度変調を得ようとする方向にあつた。このことは、外部変調においては高能率変調が変調素子の開発にかかっているともしえる。

一方、変調方式によつて広帯域、高感度変調を得ようとする考えに立てば、

結合変調は有効な方式といえる。本章において述べた如く変調素子内での位相変調量はわずかでも折れ曲り共振器の効果により光の強度変調は大きくなる。このように共振器を含むことはかえつて帯域に制限を与えるようになるが、それでも集中定数形変調器と同じ程度の帯域、もしくはそれ以上の帯域が得られ、しかも高感度変調であり、さらに Smith タイプのレーザ⁽⁶⁾を用いれば単一周波数発振光の変調であることは結合変調の利点である。Nashらの方法によれば、共振器の効果は小さいが、帯域は700 MHzにも及ぶ有効な変調⁽¹⁹⁾が得られている。

変調方式の1つ、狭義の内部変調は変調部がレーザ発振器内部にあり、レーザ共振器による帯域制限をそのまま受けて狭帯域変調となる。またレーザ媒質の立上り、立下りにも影響され、特別な目的に対する変調には有効であつても通常の変調に対してはほとんど用いられない。しかし、半導体レーザ⁽⁶⁵⁾においてはガスレーザの内部変調に相当する直接変調は有効な変調方式である。

第4章 電気光学結晶によるガスレーザの変調

4.1 緒言

序論において述べた如く、レーザの応用において光変調は重要な役割を演ずる。レーザの変調方式については第3章で述べたが、これら各方式に用いられる変調素子は電気光学効果、磁気光学効果、音響光学効果などを示す物質であり、電気光学効果を示す結晶は従来から最もよく利用されてきたものである。電気光学結晶には数多くの種類があり、結晶の対称性からみると^{(70),(72)} 32結晶群中点対称をもたない結晶群は21あり、このうち20結晶群に属する結晶が1次電気光学効果及び圧電効果を示すことが知られている。なお2次電気光学効果は等方性媒質においても存在し得る。

ところで電気光学効果の大きい結晶を光変調素子として用いることは高感度変調にとつて必要であるが、また、その結晶は被変調光に対して透明でなければならぬ。その上、変調素子として使用するには、実用上の点からは希望の寸法のもので得られやすいこと、切断、研磨などの加工が容易であること、物理的、化学的に安定な結晶であることなどが要求される。割合に安価で、上述の要求をほぼ満たす電気光学結晶として、KDP、ADPなどKDP形結晶^{(73),(74),(75),(76)}といわれるものがあり、これらは以前から光変調あるいは圧電素子として使用されてきたが、特にレーザの出現によつて光変調が重要となるにつれて、これらの結晶は光変調に広く利用されるに至つた。このKDP形結晶を用いて変調器を構成する場合、結晶の切出し方としてはzカット、 $45^\circ z$ カット⁽⁷⁷⁾、 $45^\circ x$ （あるいは y ）カット^{(26),(27),(28)}の結晶カットがよく知られており、zカットは縦形変調に、後2つのカットは横形変調に用いられてきた。横形変調用カットのうちでも、KDP、 KD^*P のように電気光学係数 r_{63} が r_{41} よりも大きいものでは $45^\circ z$ カットが、ADPのように r_{41} の大きいものでは $45^\circ x$ （あるいは y ）カットが有効である。このようなカットの有用性は電気光学係数の大きさである程度予想されるが、さらに詳しく考察すると、KDP形結晶でも変調電圧が低くできる点で望ましい新しいカットの存在^{(35),(36)}することが明らかになつた。筆者はこのカットを $45^\circ z-45^\circ y'$ カット名づけた^{(37),(38),(39),(40)}。さらに任意のカットに対しての変調電圧の計算は、他の種類の結晶⁽⁴¹⁾についても行ない、カットの有効性を検討した。

本章では、はじめに任意カットの半波長電圧の計算に必要な結晶光学の原理と電気光学効果について概論し、のちに任意カットに対する半波長電圧の計算式を結晶の対称性毎に導びく。これらの式を用いて計算した結果と実験結果とを示し、変調電圧の低い新しいカットが存在することを明らかにしている。

4.2 結晶光学と電気光学効果の概論

4.2.1 異方性媒質の誘電率テンソル

異方性媒質は均一な絶縁体で、磁氣的に等方性であるが、電氣的に異方性であるとする。

電束密度 D と電界の強さ E との関係は等方性媒質での $D = \epsilon_0 \epsilon_s E$ と同様に次のようになるとする。

$$\left. \begin{aligned} D_x &= \epsilon_0 (\epsilon_{xx} E_x + \epsilon_{xy} E_y + \epsilon_{xz} E_z) \\ D_y &= \epsilon_0 (\epsilon_{yx} E_x + \epsilon_{yy} E_y + \epsilon_{yz} E_z) \\ D_z &= \epsilon_0 (\epsilon_{zx} E_x + \epsilon_{zy} E_y + \epsilon_{zz} E_z) \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

$$\text{あるいは } D_k = \sum_l \epsilon_0 \epsilon_{kl} E_l \quad (k, l = x, y, z) \quad (4.2)$$

である。

また電気エネルギー密度 w_e 、磁気エネルギー密度 w_m 及び Poynting ベクトル S はそれぞれ次のように表わされるものとする。

$$w_e = \frac{1}{2} (E \cdot D) = \frac{1}{2} \sum_k \sum_l E_k \epsilon_0 \epsilon_{kl} E_l \quad (4.3)$$

$$w_m = \frac{1}{2} (B \cdot H) = \frac{1}{2} \mu_0 H^2 \quad (4.4)$$

$$S = E \times H \quad (4.5)$$

またマクスウェルの式は次のように与えられる。

$$\text{rot } E = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \quad (4.6)$$

$$\text{rot } H = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (4.7)$$

$$\text{div } D = 0, \quad \text{div } H = 0 \quad (4.8)$$

ここで、(4.7)×E-(4.6)×Hをとると、

$$\begin{aligned} E \operatorname{rot} H - H \operatorname{rot} E &= E \frac{\partial D}{\partial t} + \mu_0 H \frac{\partial H}{\partial t} \\ &= \sum_k \sum_l E_k \epsilon_0 \epsilon_{kl} \dot{E}_l + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\mu_0 H^2) \end{aligned} \quad (4.9)$$

となる。

電磁流体力学の連続の式によれば、⁽⁷⁸⁾

$$\frac{dw}{dt} + \operatorname{div} S = 0 \quad (w = w_e + w_m) \quad (4.10)$$

となり、(4.9)式の左辺はベクトル解析の公式により、 $\operatorname{div} S = \operatorname{div}(E \times H)$ となり、右辺の第2項は(4.4)式により $\frac{dw_m}{dt}$ であるから、(4.10)式が成立するには(4.9)式右辺の第1項は $\frac{dw_e}{dt}$ に等しくなければならない。このことから(4.3)式を用いて、

$$\sum_k \sum_l E_k \epsilon_0 \epsilon_{kl} \dot{E}_l = \frac{dw_e}{dt} = \frac{1}{2} \sum_k \sum_l (\dot{E}_k \epsilon_0 \epsilon_{kl} E_l + E_k \epsilon_0 \epsilon_{kl} \dot{E}_l).$$

となり、

上式より

$$\frac{1}{2} \sum_k \sum_l \epsilon_0 \epsilon_{kl} (\dot{E}_k E_l - E_k \dot{E}_l) = 0 \quad (4.11)$$

となる。ここでkとlは同じ値(x, y, z)をとるからkとlを入れかえても式は変わらない。

故に

$$\frac{1}{2} \sum_k \sum_l \epsilon_{kl} (\dot{E}_k E_l - E_k \dot{E}_l) = \frac{1}{2} \sum_k \sum_l (\epsilon_{lk} - \epsilon_{kl}) E_k \dot{E}_l = 0 \quad (4.12)$$

となる。

(4.12)式が成立することから

$$\epsilon_{kl} = \epsilon_{lk} \quad (4.13)$$

が得られ、誘電率テンソルは対称テンソルである。この性質を用いると

(4.1)式は次式のように書けることは解析幾何により知られている。

$$\left. \begin{aligned} D_x &= \epsilon_0 \epsilon_{xx} E_x = \epsilon_0 \epsilon_x E_x \\ D_y &= \epsilon_0 \epsilon_{yy} E_y = \epsilon_0 \epsilon_y E_y \end{aligned} \right\} \quad (4.14)$$

$$D_z = \epsilon_0 \epsilon_{zz} E_z = \epsilon_0 \epsilon_z E_z \quad (4.14)$$

この座標系の x , y , z 軸を電氣的軸, $\epsilon_0 \epsilon_x$ などを主誘電率とよび, 結晶の対称性に密接な関係がある。

4.2.2 異方性媒質内での光の伝搬 (78)

異方性媒質内を伝搬する光を単一周波数の平面波とすれば, ベクトル E , D , H , B は $\exp j(k \cdot r - \omega t)$ に比例する形で表わされる。

ここで k は波動ベクトル, r は位置ベクトル, $\omega = 2\pi\nu$ であり, ν は光の周波数である。(4.8)式より,

$$\operatorname{div} D = j(k \cdot D) = 0 \quad (4.15)$$

が成立ち, D は k に垂直であることがわかる。

等方性媒質では位相速度 $v_p = \omega/k = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$ であるが, ここで異方性媒質について考えて見る。

$$\varphi = k \cdot r - \omega t \quad \text{とおき,} \quad \frac{d\varphi}{dt} = 0 \quad \text{から位相速度が得られる。}$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = k \cdot \dot{r} - \omega = 0 \quad (4.16)$$

$\dot{r} = v_p$ (位相速度), $k/k = a$ (単位ベクトル) とすると, 上式より

$$v_p = \frac{\omega}{k} a \quad (4.17)$$

となり, v_p は k と同方向で大きさは $v_p = \omega/k$ であることがわかる。屈折率 n を用いると,

$$v_p = \frac{\omega}{k} a = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} a = \frac{c}{n} a. \quad (c: \text{光速度}) \quad (4.18)$$

となる。

次に, マクスウエルの式(4.6), (4.7)式については次式のようにかける。

$$\left. \begin{aligned} j\mu_0 \omega H &= \operatorname{rot} E = j(k \times E) \\ -j\omega D &= \operatorname{rot} H = j(k \times H) \end{aligned} \right\} \quad (4.19)$$

この両式より

$$-\mu_0 \omega^2 D = k \times (k \times E)$$

となる。上式にベクトルの公式を適用すれば,

$$-\mu_0 \omega^2 D = k(k \cdot E) - k^2 E \quad (4.20)$$

となり, (4.18)式を用いると

$$D = \epsilon_0 n^2 \{ E - a (a \cdot E) \} \quad (4.21)$$

が得られる。この式は結晶の屈折率を定める基本式である。もちろん等方性媒質に対しては $a \cdot E = 0$ から $D = \epsilon_0 n^2 E$ が得られる。

(4.15)式, (4.19)式より単位ベクトル a , D , E は H に垂直な同一平面上にあり, a と D は直交している。これを図示すると図 4.1 となる。ここ

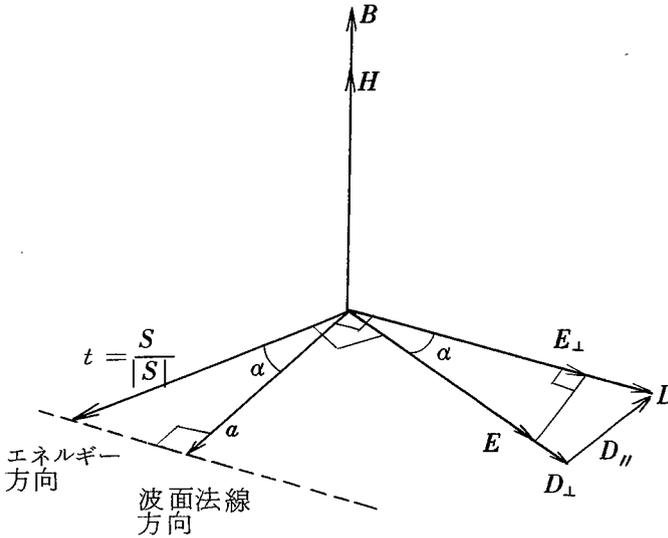


図 4.1 異方性媒質内での波面法線, 電磁界ベクトル, エネルギー流の方向

で光線速度 (光のエネルギー速度) を v_r とすると図 4.1 から

$$v_r \cos \alpha = v_p \quad (4.22)$$

と表わされ, $v_p = c/n$ の屈折率に相当する量として n_r を考えると,

$$n_r = n \cos \alpha \quad (4.23)$$

となる。

(i) Fresnel の法線速度面

(4.21), (4.14)式を用いて E_k についてとくと,

$$D_k = \epsilon_0 n^2 \{ E_k - a_k (a \cdot E) \} = \epsilon_0 \epsilon_k E_k$$

故に

$$E_k = \frac{n^2 a_k}{n^2 - \epsilon_k} (a \cdot E) \quad (k=x, y, z) \quad (4.24)$$

となる。

上式の両辺に a_k をかけ、 k について和をとると

$$\sum_k a_k E_k = a \cdot E = \sum_k \frac{n^2 a_k^2}{n^2 - \epsilon_k} (a \cdot E) \quad (4.25)$$

が得られ、図 4.1 においては $(a \cdot E) \neq 0$ であるから、(4.25)式を用いると、

$$\frac{a_x^2}{n^2 - \epsilon_x} + \frac{a_y^2}{n^2 - \epsilon_y} + \frac{a_z^2}{n^2 - \epsilon_z} = \frac{1}{n^2} \quad (4.26)$$

とかける。

両辺に n^2 をかけ、 $a_x^2 + a_y^2 + a_z^2 = 1$ を用いて変形した後、さらに $-n^2$ をかけると次式が得られる。

$$\frac{a_x^2}{1/n^2 - 1/\epsilon_x} + \frac{a_y^2}{1/n^2 - 1/\epsilon_y} + \frac{a_z^2}{1/n^2 - 1/\epsilon_z} = 0 \quad (4.27)$$

ここで $n_k = \sqrt{\epsilon_k}$, $v_p = c/n$, $v_{pk} = c/n_k$ を用いると、

$$\frac{a_x^2}{v_p^2 - v_{px}^2} + \frac{a_y^2}{v_p^2 - v_{py}^2} + \frac{a_z^2}{v_p^2 - v_{pz}^2} = 0 \quad (4.28)$$

となる。ここで n_k は主屈折率、 v_{pk} は主法線速度である。

(4.28)式は (a_x, a_y, a_z) に波面法線を有する光の法線速度、従つて屈折率を与える式で Fresnel の法線方程式といわれ、 v_p^2 についての 2 次式であるから v_p の正根のみをとれば任意の方向に対して 2 つの値をもち、法線速度ベクトルの軌跡は 2 重の曲面を表わすことになる。この曲面を Fresnel の法線速度面といい、2 重の曲面の接する方向を光学軸という。結晶の光学的分類はこの光学軸の数により行なわれ、光学軸の存在しないものを等方性結晶、光学軸が 1 つあるものを単軸結晶、2 つあるものを二軸結晶という。

(ii) 光線速度面

図 4.1 において、ベクトル t に垂直な D の成分を D_{\perp} , 平行な成分を D_{\parallel} とすると、図から次のことがいえる。

$$D_{\perp} = \left(D \cdot \frac{E}{E} \right) \frac{E}{E} \quad D_{\parallel} = t (t \cdot D)$$

$$D_{\perp} = D - D_{\parallel} = D - t (t \cdot D) = \left(D \cdot \frac{E}{E} \right) \frac{E}{E} \quad (4.29)$$

D_{\perp} と同様に a に垂直な E を E_{\perp} とすると、

$$E_{\perp} = \left(E \cdot \frac{D}{D} \right) \frac{D}{D} \quad (4.30)$$

また (4.21) 式より $D = \epsilon_0 n^2 E_1$ となり、(4.23) 式を用いると

$$n_r^2 = n^2 \cos^2 \alpha = \frac{D}{\epsilon_0 E_{\perp}} \left(\frac{E \cdot D}{E D} \right)^2 = \frac{D D^2}{\epsilon_0 (E \cdot D) D} \frac{(E \cdot D)^2}{E^2 D^2} = \frac{D_{\perp}}{\epsilon_0 E}$$

故に $D_{\perp} = \epsilon_0 n_r^2 E$

である。上式と (4.29) 式より

$$E = \frac{1}{\epsilon_0 n_r^2} \{ D - t (t \cdot D) \} = \frac{1}{\epsilon_0 n_r^2} D_{\perp} \quad (4.31)$$

が得られる。

法線速度面の式を得たと同様の手順により、(4.31) 式から次の光線速度面を与える式が得られる。

$$\frac{t_x^2}{\frac{1}{v_r^2} - \frac{1}{v_{rx}^2}} + \frac{t_y^2}{\frac{1}{v_r^2} - \frac{1}{v_{ry}^2}} + \frac{t_z^2}{\frac{1}{v_r^2} - \frac{1}{v_{rz}^2}} = 0 \quad (4.32)$$

この式は (t_x, t_y, t_z) 方向に光線が進むときのエネルギーの速度を得るもので、ベクトルの軌跡のつくる二重曲面は光線速度面といわれる。法線速度面と光線速度面の関係は法線速度面に対する法平面のつくる包絡面が光線速度面となる。また光学軸と同様に2つの光線速度の一致する方向の直線を光線軸という。なお結晶の光学的分類による法線速度面、光線速度面の形状など詳細については光学に関する書⁽⁷⁸⁾にゆずることとする。

(iii) 屈折率楕円体

(4.3) 式、(4.14) 式を用いて、電気的主軸に関して電気エネルギー密度

一定の D ベクトルの軌跡は次のようにかかる。

$$\frac{D_x^2}{\epsilon_x} + \frac{D_y^2}{\epsilon_y} + \frac{D_z^2}{\epsilon_z} = 2\epsilon_0 w_e \quad (4.33)$$

$D_x / \sqrt{2\epsilon_0 w_e} = x$ などとおき，主屈折率を用いると上式は次のようになる。

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (4.34)$$

これは楕円体を表わす式であり，屈折率楕円体といわれる。

屈折率楕円体の原点を含み，光の波面法線 a に垂直な平面をつくれば，この a に属する D （正確には $D / \sqrt{2\epsilon_0 w_e}$ ）はこの平面と楕円体の交線のつくる楕円上に必ず存在する。

この楕円は

$$\left. \begin{aligned} x a_x + y a_y + z a_z &= 0 \\ \frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z} &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (4.35)$$

によつて与えられる。そして楕円の主軸は次式の r の極値を求めることによつて得られる。

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad (4.36a)$$

このためにラグランジュの未定係数法を用いて，ここで未定係数 μ ， λ を導入し，次の関数を考える。

$$\begin{aligned} F = x^2 + y^2 + z^2 + 2\mu(x a_x + y a_y + z a_z) \\ + \lambda \left(\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z} - 1 \right) \end{aligned} \quad (4.36b)$$

(4.36a) 式の極値を求めることは (4.36b) 式の極値を求めることになる。このため $\partial F / \partial x = 0$ などを求めると

$$k + \mu a_k + \frac{\lambda k}{\epsilon_k} = 0 \quad (k = x, y, z) \quad (4.37)$$

を得る。この式に k をかけて， k について和をとり，(4.34) 式を用いると

$$r^2 = -\lambda \quad (4.38)$$

となる。また a_k をかけて、和をとると、

$$\mu + \lambda \left(\frac{x a_x}{\epsilon_x} + \frac{y a_y}{\epsilon_y} + \frac{z a_z}{\epsilon_z} \right) = 0 \quad (4.39)$$

となる。

この両式から μ , λ を求め、(4.37)式に代入すると、

$$x \left(1 - \frac{r^2}{\epsilon_x} \right) + a_x r^2 \left(\frac{x a_x}{\epsilon_x} + \frac{y a_y}{\epsilon_y} + \frac{z a_z}{\epsilon_z} \right) = 0 \quad (4.40)$$

などを得る。

(4.40)式に $D_x / \sqrt{2 \epsilon_0 w_e} = x$ などを代入すると、

$$D_x = r^2 \{ E_x - a_x (a_x E_x + a_y E_y + a_z E_z) \} \quad (4.41)$$

を得る。これは(4.21)式の $k = x$ について書いた式と同じであることから

$$r = \sqrt{\epsilon_0} n \quad (4.42)$$

となる。すなわち、楕円の主軸の長さは媒質の2つの屈折率を与え、その各々に対応する D は主軸方向に振動するベクトルである。

このことから逆にいえば、任意方向の光に対しては、屈折率楕円体の原点を含み、波面法線に垂直な平面上における楕円の主軸の長さと同様によりつてこの光が結晶内を伝搬するときの屈折率と D ベクトルの方向、すなわち偏光方向とを得ることができる。すなわち偏光方向とを得ることができる。

4.2.3 電気光学効果と異方性媒質との関係

光周波領域における非線形効果はレーザーの出現によつて強い光が得られるようになり、興味深いものとなつた。非線形効果の取扱いは低周波領域におけると同様に、まず最初に存在する周波数 ω_1 , ω_2 ……の電磁波を考え、その合成電界 E によつて物質に誘起される電気分極 P を考えると、非線形項があれば新しい周波数成分 ω_3 , ω_4 ……の分極が生ずると考えられる。そして、この非線形分極を通して他の物理量が変化する。電気光学効果も非線形効果の1つとして考えられ、最初の周波数を ω を ω とすると、 ω なる非線形分極を生じ、これが ω 周波数成分に対する屈折率⁽⁷⁹⁾の変化として表わされる。分極 P と電界 E は次の関係で表わされるものとする。

$$P = \epsilon_0 (\chi E + \chi : EE + \chi : EEE + \dots) \quad (4.42)$$

第1項は線形分極，第2項以下は非線形分極を表わし，その係数は非線形分極率である。そして第2項の χ は3階テンソル，第3項のそれは4階テンソルである。電界に関して3次までの分極を考え，電界の1つは周波数 ω とし他は周波数0とすると， ω の非線形分極は次式で表わされる。

$$P_i^\omega = \epsilon_0 \left(\sum_j \sum_k \chi_{ijk}^\omega E_j^\omega E_k^\omega + \sum_j \sum_k \sum_l \chi_{ijkl}^\omega E_j^\omega E_k^\omega E_l^\omega \right) \quad (4.43)$$

ここで E_j^ω は光の電界で， E_k^0 ， E_l^0 は光周波数に比べて直流とみなされる周波数の電界である。(4.43)式の右辺第1項は1次電気光学効果，第2項は2次電気光学効果を表わしている。1次電気光学効果はポツケル効果，2次効果はケル効果ともいわれる。

電気光学効果を示す異方性媒質について，線形な等方性媒質における $D = \epsilon_0 E + P$ と同様に次式が成立するものとする。

$$D_i^\omega = \sum_j \epsilon_0 \delta_{ij} E_j^\omega + P_i^\omega \quad (4.44)$$

$$\text{一方,} \quad D_i^\omega = \sum_j \epsilon_0 \epsilon_{ij}^\omega E_j^\omega \quad (4.45)$$

と表わされる。ここで $\delta_{ij} = 1 (i=j)$ ， $0 (i \neq j)$ である。従つて

$$\epsilon_{ij}^\omega = \delta_{ij} + \chi_{ij}^\omega + \sum_k \chi_{ijk}^\omega E_k^0 + \sum_k \sum_l \chi_{ijkl}^\omega E_k^0 E_l^0 \quad (4.46)$$

となる。ここで屈折率 $n = \sqrt{\epsilon}$ であることを用いると，

$$\begin{aligned} \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{ij} &= \frac{1}{(n_{ij}^{L+NL})^2} - \frac{1}{(n_{ij}^L)^2} \\ &= \frac{1}{\delta_{ij} + \chi_{ij}^\omega + \sum_k \chi_{ijk}^\omega E_k^0 + \sum_k \sum_l \chi_{ijkl}^\omega E_k^0 E_l^0} - \frac{1}{\delta_{ij} + \chi_{ij}^\omega} \\ &\approx \frac{\sum_k \chi_{ijk}^\omega E_k^0 + \sum_k \sum_l \chi_{ijkl}^\omega E_k^0 E_l^0}{(\delta_{ij} + \chi_{ij}^\omega)^2} \quad (4.47) \end{aligned}$$

となる。 n^{L+NL} は非線形を含めたときの屈折率で n^L は $E_k^0 = E_l^0 = 0$ のときの屈折率である。

4.2.2 (iii)で得られた屈折率楕円体を n^{L+NL} についてかくと次のように表わ

される。

$$\sum_i \sum_j \frac{1}{(n_{ij}^{L+NL})^2} x_i x_j = 1 \quad (4.48)$$

(4.47)式において $n_{ij}^L = n_{ij}$, $E_k^o = E_k$, $E_l^o = E_l$ とおき、さらに

$$\left. \begin{aligned} z_{ijk} &= - \frac{\sum_k \chi_{ijk}^o}{(\delta_{ij} + \chi_{ij}^o)^2} \\ R_{ijkl} &= - \frac{\sum_k \sum_l \chi_{ijkl}^o}{(\delta_{ij} + \chi_{ij}^o)^2} \end{aligned} \right\} \quad (4.49)$$

を導入すると、(4.48)式は次式で表わされる。

$$\sum_i \sum_j \sum_k \sum_l \left(\frac{1}{n_{ij}^2} + z_{ijk} E_k + R_{ijkl} E_k E_l \right) x_i x_j = 1 \quad (4.50)$$

ここで $ij \leftrightarrow m$, $kl \leftrightarrow n$ の変換を用いて、 $z_{ijk} \leftrightarrow r_{mk}$, $R_{ijkl} \leftrightarrow R_{mn}$ と表わしたとき、 r_{mk} は1次電気光学係数、 R_{mn} は2次電気光学係数である。なお R_{mn} は電界よりも分極を用いて、 $g_{mn} P_k P_l$ と書く場合が多い。

以上のことから、電気光学効果は印加電界による屈折率の変化として記述することができる。このような電気光学効果を含む屈折率楕円体の表示は変調素子を通ずる光の振舞いを知る上で重要なものである。

4.3 電気光学結晶の光変調への応用

4.3.1 屈折率楕円体による電気光学効果の表示

電気光学効果は印加電界による屈折率の変化であることを示すものとして電界による屈折率楕円体の形状の変化で表わされ、それは(4.50)式のようにならされる。ここで(4.50)式の楕円体を表わす式は電気的主軸系 x , y , z を用いて次式のように書きあらためる。

$$a x^2 + b y^2 + c z^2 + 2 f y z + 2 g z x + 2 h x y = 1 \quad (4.51)$$

なお、電界のかかっていないときの屈折率楕円体は(4.34)式で与えられる。電界の印加されているときは(4.51)式の a , b , c … などは次のようになる。

$$\begin{pmatrix} a-a_0 \\ b-b_0 \\ c-c_0 \\ f \\ g \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} g_{11} & g_{12} & g_{13} & g_{14} & g_{15} & g_{16} \\ g_{21} & g_{22} & g_{23} & g_{24} & g_{25} & g_{26} \\ g_{31} & g_{32} & g_{33} & g_{34} & g_{35} & g_{36} \\ g_{41} & g_{42} & g_{43} & g_{44} & g_{45} & g_{46} \\ g_{51} & g_{52} & g_{53} & g_{54} & g_{55} & g_{56} \\ g_{61} & g_{62} & g_{63} & g_{64} & g_{65} & g_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_x^2 \\ P_y^2 \\ P_z^2 \\ P_y P_z \\ P_z P_x \\ P_x P_y \end{pmatrix} \quad (4.52)$$

ここで a_0 , b_0 , c_0 は電界のかかっていないときの値で, (4.34)式と比べて $a_0 = 1/n_x^2$, $b_0 = 1/n_y^2$, $c_0 = 1/n_z^2$ とかける。

(i) 1次電気光学効果 (Pockels効果)

この効果は (4.52) 式の右辺第1項のみによって表わされ, 緒言において述べた如くこの効果の存在は結晶の対称性に密接に関係する。点対称をもつ結晶では電界の方向が反転しても光学的特性は元のままであるから

$d_i (1/n^2)_i = r_{ij} (-E_j)$ が変化しないためには $r_{ij} = 0$ でなければならない。一方, 点対称のない結晶においては1次電気光学効果が存在する。またこれらの結晶は圧電効果も有しており, 圧電係数 d_{ij} は電気光学係数 r_{ji} とおきかえられる性質を利用して, d_{ij} を与える表より r_{ji} については表

4.1のように表わされる。

(ii) 2次電気光学効果 (Kerr効果)

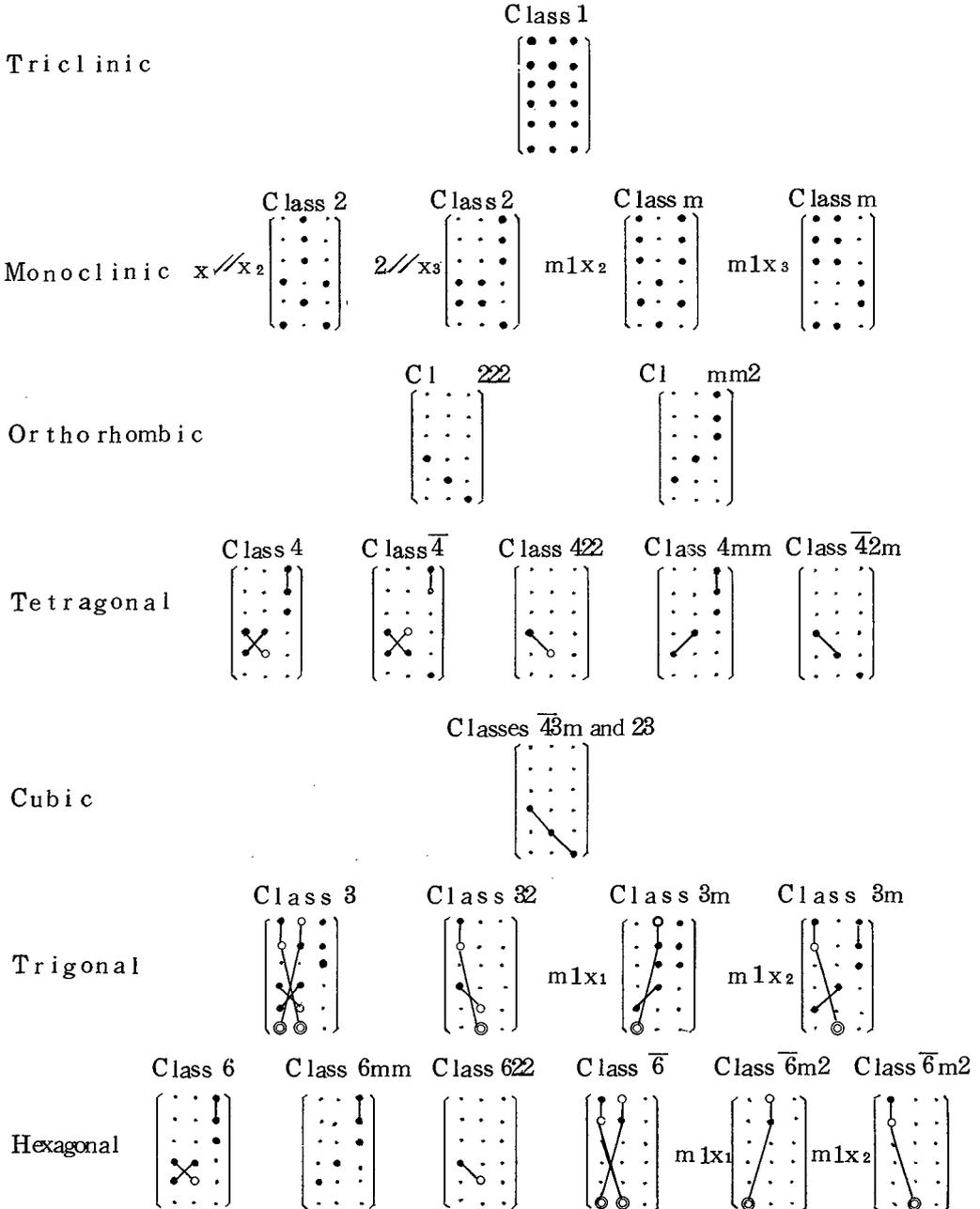
この効果は点対称をもつ結晶においても存在し得るもので, 大きな効果を示すものとしてはニトロベンゼンなどの液体やKTN結晶などがある。1次電気光学効果を示すものでも2次効果があるが, 1次効果が主であるものでは2次効果は無視するに十分小さい。(4.52)式の g_{mn} は光弾性係数と同等の形であるから, 文献(81)の表を引用できる。

4.3.2 電気光学変調器

電気光学結晶を用いて光変調器を構成する場合の変調方式は第3章において述べた各方式がある。これら各方式の変調素子の役割を果す結晶は電気光学効果, すなわち結晶に印加する電界によって光に対する屈折率が変化する効果によって光に位相変調を与えている。しかるに各変調方式においては変調素子がレーザー共振器内にあることによる多重干渉や, 結晶を通過したことによって生ずる偏光干渉の結果として光の強度変調をも得ることができる。そして結晶内での位相変調効果は屈折率楕円体を用いて記述できる。

表 4.1 結晶の1次電気光学係数

○ 零でない係数 ○—○ 等しい係数 ○—○ 絶対値が等しく
符号が反対
◎ 絶対値が2倍で符号がマイナス



4.2節で概論したように、光は異方性結晶内において互いに直交する2つの直線偏光として伝搬し、それぞれ異なる位相速度あるいは屈折率を有する。このような2つの偏光の偏光方向とそれらに対する屈折率は屈折率楕円体を利用して求められることはすでに述べた。電気光学効果を伴うときは、(4.51)式の屈折率楕円体をいま考えている光の波面法線に垂直な平面でしかも楕円体の原点を含む如く切断すれば、変調時の偏光方向と屈折率が得られる。

例えば、1次電気効果が主である場合に、光の波面法線が z 軸で変調電果 E_z が印加されるとすると、(4.51)式、(4.52)式を用いて

$$\left(\frac{1}{n_x^2} + r_{13}E_z\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_y^2} + r_{23}E_z\right)y^2 + 2r_{63}E_zxy = 1 \quad (4.53)$$

を得る。KDP結晶を例にとると、 $r_{13} = r_{23} = 0$ 、 $n_x = n_y = n_o$ であり座標変換によって(4.53)式は次のようになる。

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{63}E_z\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{63}E_z\right)y'^2 = 1 \quad (4.54)$$

上式が示すように、 x' 、 y' 偏光が E_z によって屈折率の変調、すなわち位相変調を受ける。このとき両偏光の間に生ずる位相変化量 Γ_{in} は

$$\begin{aligned} \Gamma_{in} &= \frac{2\pi}{\lambda}(\Delta n_{x'} - \Delta n_{y'})L \cong \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \left(-\frac{1}{2}r_{63}E_z n_o^3\right) - \frac{1}{2}r_{63}E_z n_o^3 \right\} L \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} r_{63}E_z n_o^3 L \end{aligned} \quad (4.55)$$

となる。ここで L は光の波面法線方向の結晶の長さである。

電気光学変調器では光の波面法線方向と変調電界の方向との関係によって2種の変調形式がある。結晶寸法は光の波面法線方向の長さを L 、断面の1辺を d とし、それぞれの方向に印加する電界を E_{ml} と E_{mt} とおく。

(i) 縦形変調

図4.2に示すように波面法線方向と変調電界の方向とが同じであるものを縦形変調という。このとき変調電圧 V_{ml} は

$$V_{ml} = E_{ml}L \quad (4.56)$$

である。

(ii) 横形変調

これは波面法線方向と電界方向とが直角の場合をいう。変調電圧 V_{mt} は

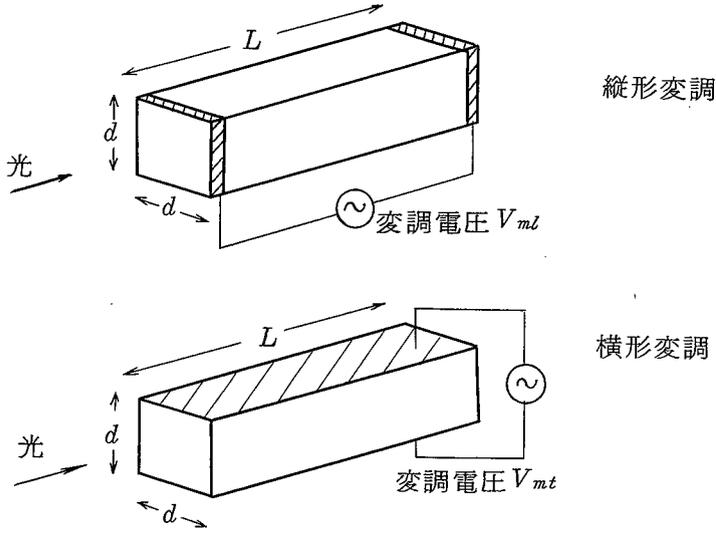


図 4.2 変調形式

$$V_{ml} = E_{ml} \cdot d \quad (4.57)$$

となる。

しかるに電界による位相変化は、1次電気光学効果において、

$$\Delta\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L = K E_{ml} L \quad \text{or} \quad K' E_{mt} L \quad (4.58)$$

とかける。

この式から一定の $\Delta\Gamma$ を得るに要する電圧は

$$\text{縦形} \quad V_{ml} = \frac{\Delta\Gamma_0}{K} \quad (4.59)$$

$$\text{横形} \quad V_{mt} = \frac{\Delta\Gamma_0}{K'} \left(\frac{d}{L} \right)$$

となる。

もし $K = K'$ である場合は結晶寸法の選び方によっては横形変調電圧 V_{mt} は V_{ml} より小さくできる。一般に変調電圧を低くする変調素子の構成は横形変調が望ましいことになる。このことから、できるだけ高感度変調を得ようとするときは変調素子の構成は横形変調形式となる。

さらに (4.59) 式の K, K' は結晶の対称性に依存するから、結晶によって大きな K, K' を得るような結晶軸の配置は決まってくる。このため、

変調素子の変調形式と共に結晶軸の配置，すなわち結晶の切出し方が高感度変調を左右することになる。

4.4 光変調に対して有効な電気光学結晶の結晶カット

4.4.1 半波長電圧の計算式

4.3.2で述べたように電気光学結晶のカットを考慮することは結晶を有効に用いる，すなわち，より低い変調電圧で光変調を実現する上で重要である。結晶カットの有用性の1つの目安となる量はそのカットにおいて結晶が必要とする半波長電圧である。半波長電圧は結晶内で存在し得る2つの偏光の間に π なる位相差を生ずるに必要な電圧と定義される。任意のカットに対して半波長電圧を得れば，カットの有用性がわかると共に実際に光調器を設計する場合の必要な変調電圧を知ることができる。

ところで任意の結晶カットは電気的主軸系 x, y, z に対して与えられた(4.51)式の屈折率楕円体に対する図4.3に示す円筒状の結晶の関係として考えられる。図4.3の X, Y, Z 軸は x, y, z 軸に対して任意に定める直交座標軸で2つの座標系の関係は表4.2の方向余弦で与える。ここで光の波面法線方向を Z 軸にとれば，変調電界の方向は既に述べた縦形変調と横形変調の2つの場合に分けて考えなければならない。

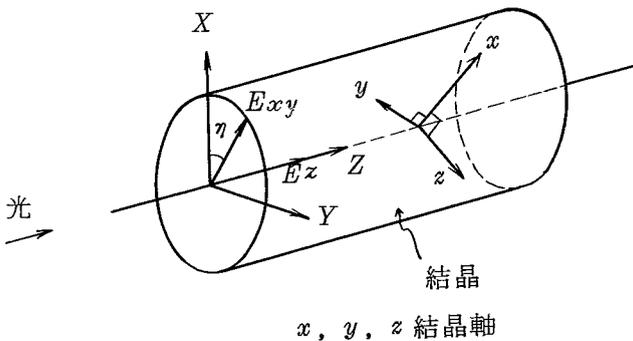


表4.2 方向余弦

	X	Y	Z
x	α_1	α_2	α_3
y	β_1	β_2	β_3
z	γ_1	γ_2	γ_3

図4.3 結晶軸に対する結晶のカット

電気的主軸系に対して新座標系を定めることは方向余弦の設定によってなされるが，以後の計算を容易にするため以下のようにして方向余弦を設定する。

まず xy 面内において X 軸を定めて、次にこの X 軸を回転軸として Y, Z 軸を回転する。

この関係を図 4.4 に示す。 X 軸は xy 面内で x, y 象限と $y, -x$ 象限とにおいて定められると常に z 軸に対して 90° をなすから $r_1 = 0$ である。このとき X, y 軸は $0 \sim 90^\circ$ であるから $\beta_1 \geq 0$ である。 α_1 を変数とすれば方向余弦の関係から $\beta_1 = \sqrt{1 - \alpha_1^2}$ となる。

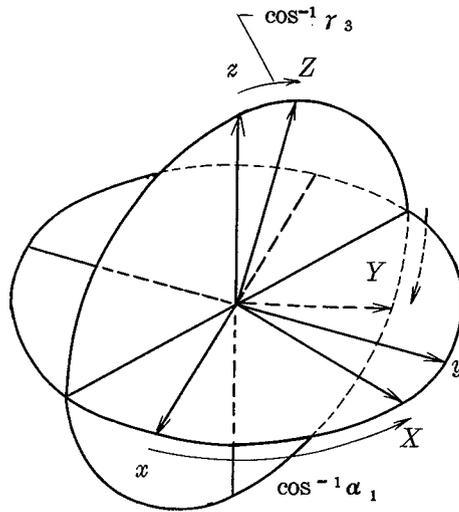


図 4.4 x, y, z 軸に対する X, Y, Z 軸の設定

次に Y, Z 軸の回転は Z 軸から出発して Y 軸の方向に向って 360° 回転するものとする。そこで r_3 をもう 1 つの変数とすれば、他の方向余弦は以下のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned}
 r_1 &= 0 \quad \text{とおき, } \alpha_1, r_3 \text{ を変数とする。} \\
 \beta_1 &= \sqrt{1 - \alpha_1^2} \\
 \alpha_2 &= -r_3 \sqrt{1 - \alpha_1^2}, \quad \beta_2 = \alpha_1 r_3, \quad r_2 = \pm \sqrt{1 - r_3^2} \\
 \alpha_3 &= \pm \sqrt{1 - \alpha_1^2} \sqrt{1 - r_3^2}, \quad \beta_3 = \pm \alpha_1 \sqrt{1 - r_3^2}
 \end{aligned} \right\} (4.60)$$

上式において、 \pm は Z 軸が $0 \sim 180^\circ$ の回転に対しては上側の符号をとり、 $180^\circ \sim 360^\circ$ の回転に対しては下側の符号をとる。

以上のように方向余弦を設定すれば、 Z 軸は x, y, z 軸に対して任意に

定めることができる。この Z 軸を光の波面法線方向と定めるとき、前に述べた縦形変調では Z 軸に沿う変調電界を考えれば任意の縦形変調を考慮することができる。変調電界を E_z とすると、(図4.3参照)

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \alpha_3 E_z = \mp \sqrt{1-\alpha_1^2} \sqrt{1-r_3^2} E_z \\ E_y &= \beta_3 E_z = \mp \alpha_1 \sqrt{1-r_3^2} E_z \quad E_z = r_3 E_z \end{aligned} \right\} (4.61)$$

となる。

一方、横形変調においては XY 面内の変調電界を考える必要があり、任意の場合を考慮するため X 軸に対して η をなす方向に E_{xy} を与えるものとする。(図4.3参照)。このときは

$$\left. \begin{aligned} E_x &= (\alpha_1 \cos \eta - r_3 \sqrt{1-\alpha_1^2} \sin \eta) E_{xy} \\ E_y &= (\sqrt{1-\alpha_1^2} \cos \eta + \alpha_1 r_3 \sin \eta) E_{xy} \\ E_z &= \mp \sqrt{1-r_3^2} \sin \eta E_{xy} \end{aligned} \right\} (4.62)$$

また一方座標軸間の関係は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} x &= \alpha_1 X + \alpha_2 Y + \alpha_3 Z = \alpha_1 X - r_3 \sqrt{1-\alpha_1^2} Y \mp \sqrt{1-\alpha_1^2} \sqrt{1-r_3^2} Z \\ y &= \beta_1 X + \beta_2 Y + \beta_3 Z = \sqrt{1-\alpha_1^2} X + \alpha_1 r_3 Y \pm \alpha_1 \sqrt{1-r_3^2} Z \\ z &= r_1 X + r_2 Y + r_3 Z = \mp \sqrt{1-r_3^2} Y + r_3 Z \end{aligned} \right\} (4.63)$$

(4.63)式を(4.51)式に代入して、 XY 面内の断面を求めると、

$$\begin{aligned} & \{ b + (a-b)\alpha_1^2 + 2h\alpha_1 \sqrt{1-\alpha_1^2} \} X^2 \\ & + [\{ a + (b-a)\alpha_1^2 \}^2 + c(1-r_3^2) \mp 2(f\alpha_1 - g\sqrt{1-\alpha_1^2})r_3 \sqrt{1-r_3^2} \\ & - 2h\alpha_1 r_3^2 \sqrt{1-\alpha_1^2}] Y^2 + 2 \{ (b-a)r_3\alpha_1 \sqrt{1-\alpha_1^2} \mp (f\sqrt{1-\alpha_1^2} + g\alpha_1) \\ & \times \sqrt{1-r_3^2} + h r_3 (2\alpha_1^2 - 1) \} XY = 1 \end{aligned} \quad (4.64)$$

となる。

上式の a, b, \dots などは(4.52)式で与えられ、電界成分 E_x, E_y, E_z は縦形、横形変調に応じて(4.61), (4.62)式を用いる。

(i) 1次電気光学効果が主である場合

この場合は(4.52)式の右辺第1項のみを考慮すればよい。光変調に用いられる結晶の多くは1次電気光学効果を呈する。

(4.52)式の電界成分に対して(4.61), (4.62)式を適用するといずれの式を用いた場合でも、 $a, b, c \propto 1/n^2 + rE$, さらに $f, g,$

$h \propto r E$ と表わすことができ、これらを用いて(4.64)式を簡単化すると次式のようにかける。

$$\left(\frac{1}{n_x^2} + r_A E\right) X^2 + \left(\frac{1}{n_y^2} + r_B E\right) Y^2 + 2 r_H E X Y = 1 \quad (4.65)$$

上式の楕円の主軸を X' , Y' とすると X' , Y' 軸が X , Y 軸とのなす角度 ξ は次のように与えられる。

$$\tan 2\xi = \frac{2 r_H E}{\frac{1}{n_x^2} - \frac{1}{n_y^2} + (r_A - r_B) E} \quad (4.66)$$

$r_H = 0$ の場合

$r_H = 0$ のとき、電界 E による楕円の形状の変化は図4.5に示す如く主軸は X, Y 軸を保ちながらその軸長のみが変化する。このことは変調電界によって結晶内での偏光方向が変化しないことを示す。

なお図4.5は簡単のため、 r_A と r_B が逆符号の場合を示す。

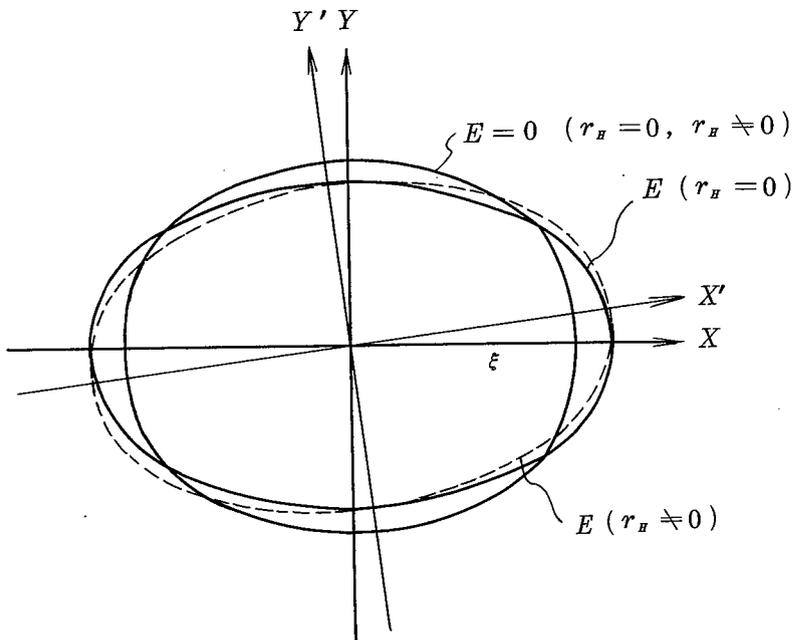


図 4.5 屈折率楕円体の断面

$r_H \neq 0$ の場合

この場合は図 4.5 に示すように電界 E の印加によって主軸は X', Y' 軸となり、このときの軸長と $E=0$ における X, Y 軸上の軸長との変化が変調による位相差を生ずる。しかしこの値は $r_H=0$ の場合より小さくなり、 $r_H=0$ の場合は極値となる。

以上のことから有効な変調のかかる状態は $r_H=0$ となるようなときに得られると考えられ、この条件を満足するときのみ半波長電圧を計算することにする。

$r_H=0$ のとき (4.65) 式より

$$\left(\frac{1}{n_x^2} + r_A E\right) X^2 + \left(\frac{1}{n_y^2} + r_B E\right) Y^2 = 1 \quad (4.67)$$

ここで r_A, r_B は任意の方向の見かけ上の電気光学係数であり、 n_x, n_y はその場合の電界に依存しない屈折率を表わす。

X, Y 偏向に対する電界による屈折率の変化は $1/n_x^2 \gg r_A E$ であることを考えに入れると、

$$\Delta n_x \cong -\frac{1}{2} r_A E n_x^3, \quad \Delta n_y \cong -\frac{1}{2} r_B E n_y^3 \quad (4.68)$$

となり、光が長さ L の結晶を通過した後生ずる位相差は次式となる。

$$\Gamma_{in} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{2} (r_B n_y^3 - r_A n_x^3) E L \quad (4.69)$$

ここで λ は光の波長である。 $\Gamma_{in} = \pi$ とおけば半波長電圧が得られるが縦形では $E L = V$ 、横形では $E L = V \left(\frac{L}{d}\right)$ であるから

$$V \lambda_{\frac{1}{2}} = \frac{\lambda}{r_B n_y^3 - r_A n_x^3} \left. \begin{array}{l} \times 1 \quad (\text{縦形}) \\ \times \frac{d}{L} \quad (\text{横形}) \end{array} \right\} \quad (4.70)$$

となる。

(ii) 2次電気光学効果が主である場合

(4.52) 式で分極 P を電界 E にかきかえたときの2次電気光学係数を R とおくと、1次電気光学効果の場合と同様にして取扱える。

有効な半波長電圧を得る条件は $R_H = 0$ として、

このとき位相差 Γ_{in} は

$$\Gamma_{in} = \frac{\pi}{\lambda} (R_B n_y^3 - R_A n_x^3) E^2 L \quad (4.71)$$

となる。これから半波長電圧は次式のようになる。

$$V_{\lambda/2}^2 = \frac{\lambda}{R_B n_Y^3 - R_A n_X^3} \left. \begin{array}{l} \times L \quad (\text{縦形}) \\ \times \frac{d^2}{L} \quad (\text{横形}) \end{array} \right\} \quad (4.72)$$

4.4.2 結晶対称性に対する半波長電圧の計算式

任意の結晶カットに対する半波長電圧を計算する式の一般形はすでに導かれたが、それらの式において r, R, n などは結晶の対称性によって特定の形をとる。そこで各対称性について個々に計算式を導びくことが必要となるが、ここでは変調用結晶として代表的なものについてこの導出を行なう。

(j) $\bar{4}2m$ 形結晶

KDP (KH_2PO_4), ADP ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$) などのKDP形結晶はこの $\bar{4}2m$ に属する。この $\bar{4}2m$ 形は1次電気光学効果を示し、その係数は $r_{41} = r_{52}$, r_{63} の2種類が存在する。光学的には単軸結晶で結晶軸を x, y, z とするとき, $n_x = n_y = n_o$, $n_z = n_e$ とかける。これらのことを考慮して(4.64)式を求めると次の2つの式が得られる。

縦形変調のとき

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{n_o^2} + 2r_{63}\alpha_1 r_3 \sqrt{1-\alpha_1^2} E_z \right) X^2 \\ & + \left\{ \frac{1}{n_o^2} + \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) r_3^2 + 2\alpha_1 r_3 \sqrt{1-\alpha_1^2} \{ 2r_{41} - (2r_{41} + r_{63})r_3^2 \} E_z \right\} Y^2 \\ & + 2(1-2\alpha_1^2) \{ r_{41} - (r_{41} + r_{63})r_3^2 \} E_z XY = 1 \end{aligned} \quad (4.73)$$

横形変調のとき

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{n_o^2} \mp 2r_{63}\alpha_1 \sqrt{1-\alpha_1^2} \sqrt{1-r_3^2} \sin \eta E_{xY} \right) X^2 \\ & + \left\{ \frac{1}{n_o^2} + \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) r_3^2 \pm 2r_{41}(1-2\alpha_1^2)r_3 \sqrt{1-r_3^2} \cos \eta E_{xY} \right. \\ & \quad \left. \pm 2(2r_{41} + r_{63})\alpha_1 r_3^2 \sqrt{1-\alpha_1^2} \sqrt{1-r_3^2} \sin \eta E_{xY} \right\} Y^2 \\ & \mp 2 \{ 2r_{41}\alpha_1 \sqrt{1-\alpha_1^2} \sqrt{1-r_3^2} \cos \eta - (r_{41} + r_{63})r_3(1-2\alpha_1^2) \sqrt{1-r_3^2} \\ & \quad \sin \eta \} E_{xY} XY = 1 \end{aligned} \quad (4.74)$$

これら両式から各変調形式に対して $r_E = 0$ の条件が求められ、(4.70)式によって半波長電圧が求められる。

縦形変調

$$(1 - 2\alpha_1^2) \{ r_{41} - (r_{41} + r_{63}) r_3^2 \} = 0 \quad (4.75)$$

のとき,

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2\alpha_1 r_3 \sqrt{1 - \alpha_1^2} [\{ 2r_{41} - (2r_{41} + 2r_{63}) r_3^2 \} n_r^3 - r_{63} n_o^3]} \quad (4.76)$$

横形変調

$$2r_{41}\alpha_1 \sqrt{1 - \alpha_1^2} \cos \eta = (r_{41} + r_{63}) r_3 (1 - 2\alpha_1^2) \sin \eta \quad (4.77)$$

のとき

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{\pm 2\sqrt{1 - r_3^2} [\{ r_{41} r_3 (1 - 2\alpha_1^2) \cos \eta + (2r_{41} + r_{63}) \alpha_1 r_3 \sqrt{1 - \alpha_1^2} \sin \eta \} \times n_r^3 + r_{63} \alpha_1 \sqrt{1 - \alpha_1^2} \sin \eta n_o^3]} \times \left(\frac{d}{L} \right) \quad (4.78)$$

ただし,

(4.76), (4.78)式における n_r は

$$n_r = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{n_e^2} + \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) r_3^2}} \quad (4.79)$$

である。

(ii) 3m形結晶

1次効果を示す LiNbO_3 , LiTaO_3 結晶などがこれに属する。電気光学係数は r_{33} , $r_{13} = r_{23}$, r_{22} , $r_{12} = r_{61} = -r_{22}$, $r_{42} = r_{51}$ である。光学的には単軸結晶であるから, $n_x = n_y = n_o$, $n_z = n_e$ である。半波長電圧の計算式は $\bar{4}2m$ 形結晶の場合と同様の手続きで以下のように求められる。

縦形変調

$$r_{22} r_3 \sqrt{1 - \alpha_1^2} \sqrt{1 - r_3^2} (1 - 4\alpha_1^2) = 0 \quad (4.80)$$

のとき

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{\mp [\{ r_{22} \alpha_1 r_3 \sqrt{1 - r_3^2} (3 - 4\alpha_1^2) \mp (r_{33} - 2r_{51}) r_3 (1 - r_3^2) \mp r_{13} r_3^2 \} n_r^3]}$$

$$\cdot \frac{\lambda}{\left\{ r_{22} \alpha_1 \sqrt{1-r_3^2} (3-4\alpha_1^2) \pm r_{13} r_3 \right\} n_0^3} \quad (4.81)$$

横形変調

$$\left\{ r_{22} \alpha_1 r_3 (3-4\alpha_1^2) \mp r_{51} \sqrt{1-r_3^2} \right\} \cos \eta = r_{22} r_3^2 \sqrt{1-\alpha_1^2} (1-4\alpha_1^2) \sin \eta \quad (4.82)$$

のとき

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{\left(\left[r_{22} r_3^2 \left\{ (4\alpha_1^2 - 1) \sqrt{1-\alpha_1^2} \cos \eta - \alpha_1 (3-4\alpha_1^2) \sin \eta \right\} \right. \right. \\ \cdot \left. \left. \mp \left[r_{13} r_3^2 + r_{33} (1-r_3^2) + 2 r_{51} r_3^2 \right] \sqrt{1-r_3^2} \sin \eta \right] n_0^3 \right. \\ \cdot \left. \frac{-\left[r_{22} \sqrt{1-\alpha_1^2} (1-4\alpha_1^2) \cos \eta + \left\{ r_{22} \alpha_1 r_3 (3-4\alpha_1^2) \mp r_{13} \sqrt{1-r_3^2} \right\} \right. \right. \\ \left. \left. \sin \eta \right] n_0^3 \right)}{\left(\frac{d}{L} \right)} \quad (4.83)$$

ここで(4.81), (4.83)式における n_r は(4.79)式と同じ形である。

(iii) 4 mm形結晶

この形の結晶には低電圧光変調用結晶の $Sr_x Ba_{1-x} Nb_2 O_6$, $BaTiO_3$ がある。1次電気光学効果に対して係数は $r_{13} = r_{23}$, r_{33} , $r_{42} = r_{51}$ である。屈折率は単軸結晶であるから前2つの場合と同様に表わされる。

縦形変調

$r_H = 0$ の条件はない。これは任意の α_1 に対して $V_{\lambda/2}$ が次のように得られる。

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{r_3 \left[\left\{ r_{33} - (r_{33} - r_{13}) r_3^2 - 2 r_{42} (1-r_3^2) \right\} n_r^3 - r_{13} n_0^3 \right]} \quad (4.84)$$

横形変調

$$r_{42} \sqrt{1-r_3^2} \cos \eta = 0 \quad (4.85)$$

のときから $V_{\lambda/2}$ が得られるが, $r_3 = \pm 1$ に対しては変調がない。変調が生じて, て, しかも(4.85)式の条件を満たすときは $\eta = 90^\circ$ である。

このとき

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{\mp \sqrt{1-r_3^2} \left[\left\{ r_{33} - (r_{33} - r_{13}) r_3^2 + 2 r_{42} r_3^2 \right\} n_r^3 - r_{13} n_0^3 \right]} \left(\frac{d}{L} \right) \quad (4.86)$$

となり, 縦形と同様 α_1 に無関係となる。

この場合も n_r に対する式は (4.79) 式で与えられる。

(iv) $\bar{4}3m$ 形結晶

CuCl, ZnS 結晶はこのタイプに属する。この形の結晶では $r_{41} = r_{52} = r_{63}$ で、屈折率は $n_x = n_y = n_z = n_o$ である。すなわち、電界の印加されていないときは等方性である。

縦形変調

$$2r_{41}(1-2\alpha_1^2)(1-2r_3^2) = 0 \quad (4.87)$$

のとき

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2r_{41}\alpha_1r_3(1-3r_3^2)\sqrt{1-\alpha_1^2}n_o^3} \quad (4.88)$$

横形変調

$$4r_{41}\sqrt{1-r_3^2}\{\alpha_1\sqrt{1-\alpha_1^2}\cos\eta+r_3(2\alpha_1^2-1)\sin\eta\} = 0 \quad (4.89)$$

のとき

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{\pm 2r_{41}\{(1-2\alpha_1^2)\cos\eta+(3r_3^2+1)\alpha_1\sqrt{1-\alpha_1^2}\sqrt{1-r_3^2}\sin\eta\}n_o^3} \times \left(\frac{d}{L}\right) \quad (4.90)$$

なお、今までに導出した $V_{\lambda/2}$ の式などにおいて、 \pm , η などには前に (4.60) 式に対して指示したと同様に上側の符号は $\cos^{-1}r_3$ が $0 \sim 180^\circ$ に対して、下側の符号は $180^\circ \sim 360^\circ$ に対してとり得るものとする。さらに本章においては以後に現われる式での \pm , η についても同様に扱われる。

(v) 2次電気光学効果の大きい場合

2次電気光学効果を示す結晶としては常温における KTN ($\text{KTa}_{0.65}\text{Nb}_{0.35}\text{O}_3$) 結晶がよく知られている。結晶の対称性は点対称をもつ $m\bar{3}m$ 形結晶で電気光学係数は R_{11} , R_{12} , R_{44} の3種類がある。このような点対称の結晶ではもちろん1次電気光学効果は存在しない。屈折率は $n_x = n_y = n_z = n_o$ であり、(4.52) 式は

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{1}{n_o^2} + R_{11}E_x^2 + R_{12}(E_y^2 + E_z^2) \\ b &= \frac{1}{n_o^2} + R_{11}E_y^2 + R_{12}(E_z^2 + E_x^2) \\ c &= \frac{1}{n_o^2} + R_{11}E_z^2 + R_{12}(E_x^2 + E_y^2) \end{aligned} \right\} \quad (4.91)$$

$$f = R_{44} E_y E_z, \quad g = R_{44} E_z E_x, \quad h = R_{44} E_x E_y \quad \Bigg\}$$

で与えられる。

(i)~(iv)において1次効果に対して求めたと同様の手法を用いれば、いまの場合にも任意方向の変調電界に対する $V_{\lambda/2}$ は次のように得られる。

縦形変調

$$(R_{11}-R_{12}-R_{44}) \alpha_1 r_3 (1-r_3^2) (1-2\alpha_1^2) \sqrt{1-\alpha_1^2} = 0 \quad (4.92)$$

のとき、(4.72)式を用いれば、

$$V_{\lambda/2}^2 = \frac{\lambda L}{2(R_{11}-R_{12}-R_{44}) \{r_3^2 - \alpha_1^2 (1-\alpha_1^2) (1+r_3^2)\} n_0^3} \quad (4.93)$$

となる。

横形変調

$$\begin{aligned} & (R_{11}-R_{12}-R_{44}) \alpha_1 r_3 \sqrt{1-\alpha_1^2} (1-2\alpha_1^2) (\cos^2 \eta - r_3^2 \sin^2 \eta) \\ & + [4(R_1-R_2) \alpha_1^2 r_3^2 (1-\alpha_1^2) + R_4 \{ \sqrt{1-r_3^2} \sqrt{1-\alpha_1^2} + r_3^2 (1-2\alpha_1^2)^2 \}] \cos \eta \sin \eta \\ & = 0 \end{aligned} \quad (4.94)$$

のとき

$$\begin{aligned} V_{\lambda/2}^2 = & \frac{\lambda}{(2(R_{11}-R_{12}-R_{44})) [\alpha_1 (r_3^2+1) \{ (1-\alpha_1^2) (\cos^2 \eta - r_3^2 \sin^2 \eta) \\ & \cdot \frac{-r_3 \sqrt{1-\alpha_1^2} (1-2\alpha_1^2) \sin \eta \cos \eta - r_3^2 (1-r_3^2) \sin \eta \} \\ & \cdot \frac{d^2}{L^2} - (R_{11}-R_{12}) \cos 2\eta \} n_0^3} \quad (4.95) \end{aligned}$$

4.4.3 計算結果と最適カットの検討⁽¹⁰³⁾

4.4.2において導出した半波長電圧の計算式を用いて代表的な変調用結晶に対しての半波長電圧を計算し、最適カットを見出して、その結晶で従来利用されてきたカットが低電圧変調の点で最適であったかどうかを検討する。

ここで示す計算結果はHe-Ne レーザ光(6328 Å)に対するもので用いた計算式の波長は $\lambda = 6328 \text{ Å}$ である。

(i) KDP形結晶

KDP形結晶は $\bar{4}2m$ 対称性に属するから計算式は(4.75)~(4.78)式が適用できる。なお、屈折率、電気光学係数などの定数は表4.3に示す。

まず、KDP形結晶の各結晶について縦形変調を行なう場合の結果は図

表 4.3 計算に用いた定数

結 晶	電気光学係数				屈折率		文 献
	r_{41}	r_{63}			n_o	n_e	
KDP	$\times 10^{-12} \text{ m/V}$				1.5074	1.4669	(82) (84)
	8.77	10.3					
ADP	24.7	8.45			1.5217	1.4769	(88)
KD*P	8.8	26.4			1.5041	1.4653	(70) (85)
KDA	12.5	10.9			1.5645	1.5150	(70) (86)
	r_{13}	r_{33}	r_{22}	r_{42}	n_o	n_e	
LiNbO ₃	8.6	$\times 10^{-12} \text{ m/V}$		28.0	2.286	2.200	(70)
		30.8	3.4				
LiTaO ₃	7.9	35.8	1.0	20.0	2.176	2.180	(70)
Sr _x Ba _{1-x} Nb ₂ O ₆ (x=0.75)	0.667	$\times 10^{-10} \text{ m/V}$		0.420	2.3117	2.2987	(72)
		13.4					
					$\lambda = 6328 \text{ \AA}$		

4.6 に示す。この図について説明すると、横軸は図 4.4 の $\cos^{-1} r_3$ であり、すなわち光学軸 (z) に対する光の波面法線方向の角度を表わす。この角度に対する半波長電圧値を縦軸にとる。さらに方向余弦 α_1 に対する条件は (4.75) 式から求められ、図中に示すように、光の波面法線方向は結晶軸 x に対して 45° , 135° をなし、しかも光学軸を含む面内に存在することがわかる。このとき図からわかるように半波長電圧の最小となるのは光が光学軸に沿っている場合で、これは通常の z カット結晶による縦形変調の場合である。ただ特異な点は ADP 結晶において $\cos^{-1} r_3 \cong 60^\circ, 120^\circ$ の近くで再び $V_{\lambda/2}$ の極小点があることである。

次に横形変調についての結果を図 4.7 ~ 4.10 に示す。縦軸、横軸のとり方は図 4.6 と同様で α_1 に対する条件は (4.77) 式から得られる。また結晶軸に対して任意に定める X, Y, Z 軸において XY 面内における変調電界の方向を与える角度 η は図に数字で示されている。図中の破線は各結晶で従来横形変調に用いられてきた $45^\circ z$ カット又は $45^\circ x$ (あるいは y) カットにおける半波長電圧を示すものであり、この破線より下側にあるカットは半波長電圧が低いカットといえる。例えば図 4.7 の KDP についてみると、 $\cos^{-1} \alpha_1 = 45^\circ, 135^\circ, \eta = 90^\circ$ の曲線と $\cos^{-1} \alpha_1 = 60^\circ, 150^\circ$ で

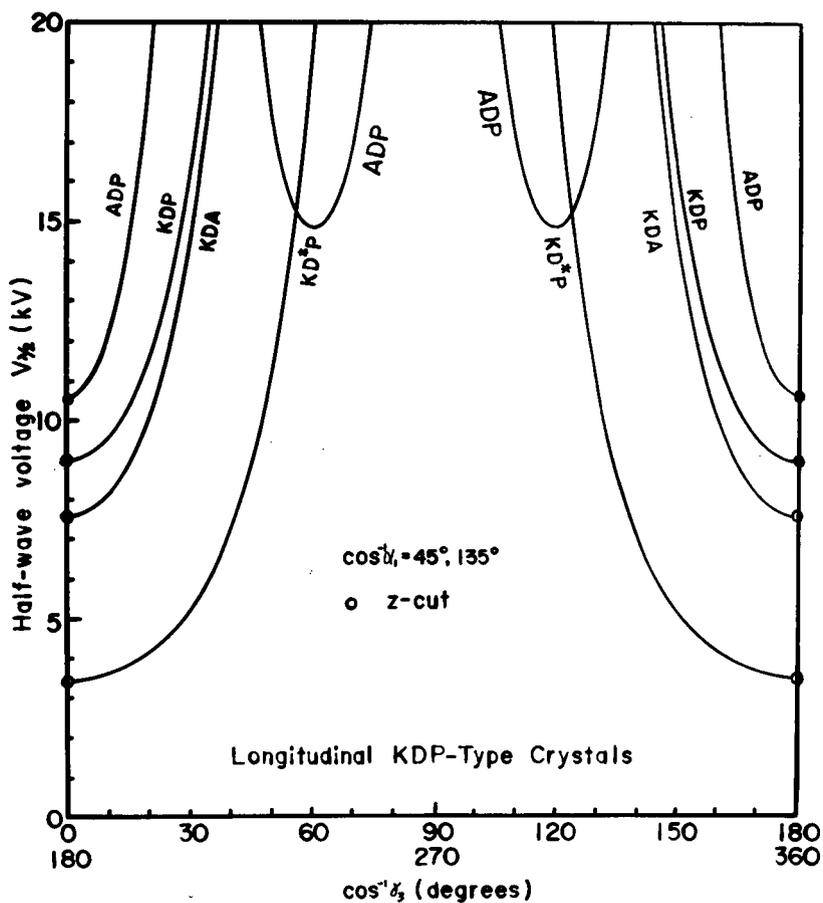


図 4.6 結晶カットに対する半波長電圧

$\eta = 45^\circ \sim 70^\circ$ の曲線に沿うカットは低電圧になる。ただし、これらの曲線は(4.77)式の条件を満足するように定めたもので、この条件式が屈折率楕円体の断面において半波長電圧の極値を求めることから出てきたことを考えれば、例えば $\cos^{-1} \alpha$ が 45° から 60° の間の値で適当な η をもつ場合にも破線の下側にくることがある。しかし $\cos^{-1} \alpha_1 = 45^\circ, 135^\circ$ より下に現われることはない。このため半波長電圧の最も低い点は◎印で示される $45^\circ z - 45^\circ y'$ カットになる。KDPにおいてはその値は従来の $45^\circ z$ カットの約 $2/3$ になる。

この $45^\circ z - 45^\circ y'$ カットの名づけ方は次のような理由により行なった。すなわち、 $45^\circ z$ カットは z 軸を回転軸として 45° 回転した状態で切出すも

Transverse KDP (KH₂PO₄)

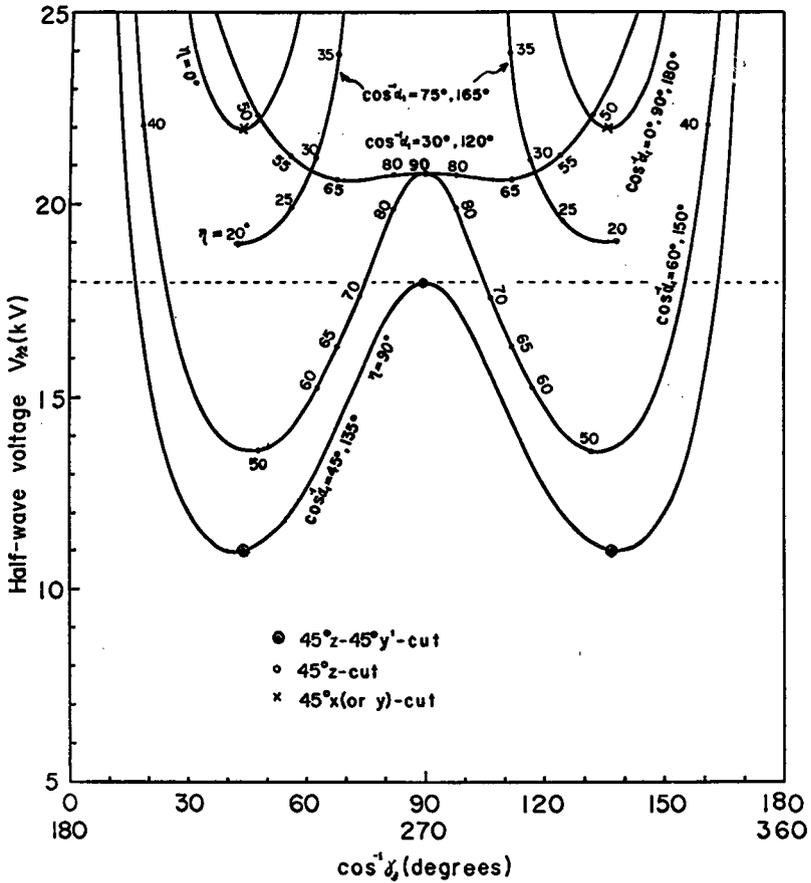


図 4.7 結晶カットに対する半波長電圧

のであり、 $45^\circ z - 45^\circ y'$ カットは $45^\circ z$ カットで生じた新しい軸 x' あるいは y' を回転軸としてさらに 45° 回転した状態で切出されるから、 $45^\circ z$ カットと $45^\circ y'$ カットが組合さっていると考えられるからである。

図 4.8 ~ 4.10 は ADP, KD*P, KDA の横形変調を示すが、これらの結晶においても KDP の場合と同様に従来用いられたカットよりも半波長電圧の低い新しいカットが存在することがわかる。しかし、電圧の低減は、KDP 程でなく、特に ADP では図 4.8 に見られるように変調電圧の低減は小さい。

以上のように KDP 形結晶の横形変調に対しては変調電圧を低くできる点

Transverse ADP(NH₄H₂PO₄)

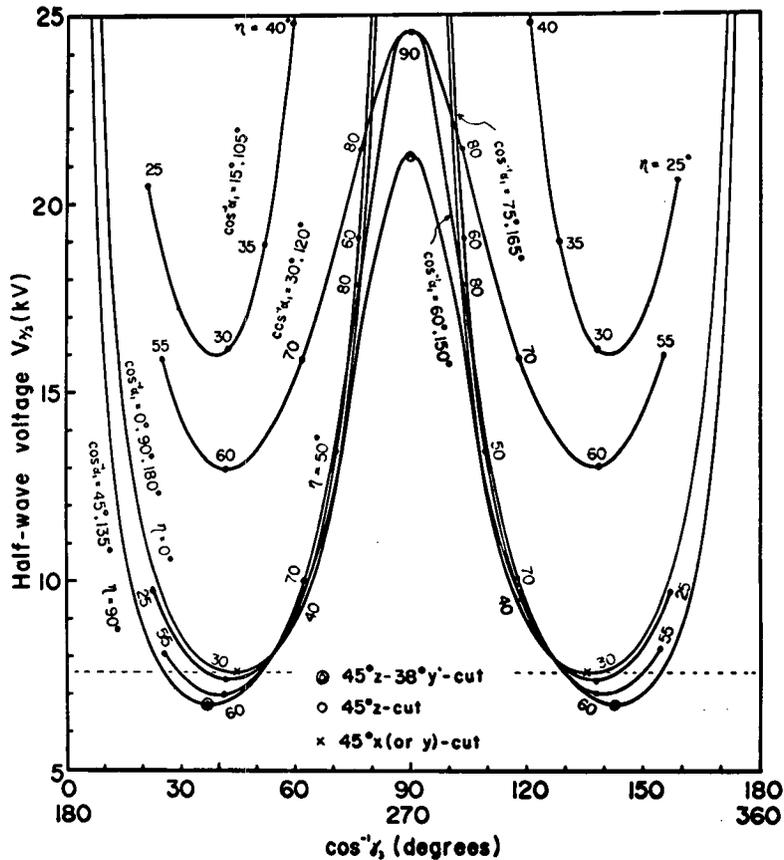


図 4.8 結晶カットに対する半波長電圧

Transverse KD*P(KD₂PO₄)

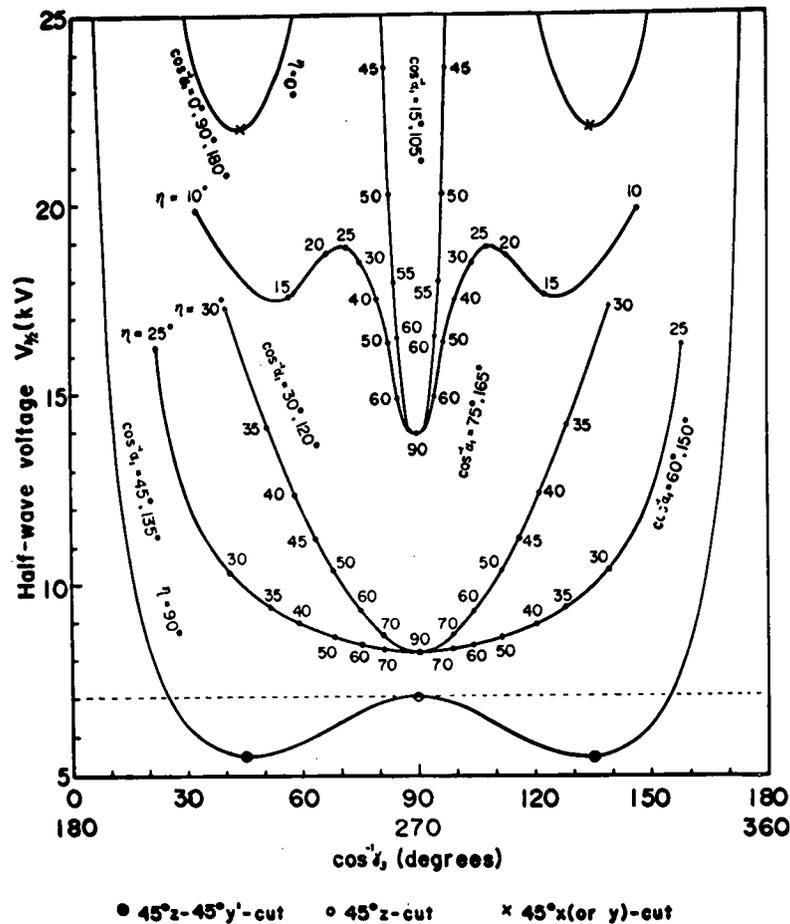


図 4.9 結晶カットに対する半波長電圧

Transverse KDA (KH_2AsO_4)

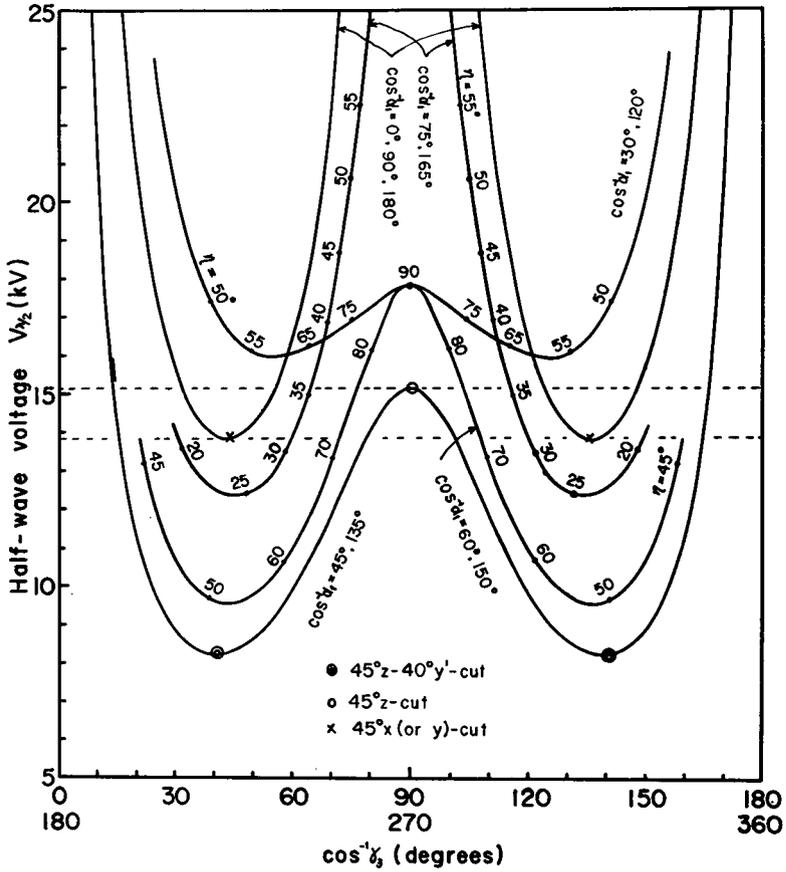


図 4.10 結晶カットに対する半波長電圧

で最適な結晶カットが新しく存在することが示された。

(ii) LiTaO_3 と LiNbO_3

この両者は光変調用として現在最もよく実用されている。それは KDP 形結晶に比べて変調電圧が低くできることと KDP 形のもつ吸湿性などの問題点がないことなどによる。しかし実用的寸法を切出すだけ十分大きい結晶の育成は KDP 形結晶がはるかに容易である。両者のうちでも変調用としては LiTaO_3 の方がよく用いられる。また、これらの結晶が KDP 形結晶よりすぐれている点としては被変調光に対する透過波長領域が赤外 5μ にまで延びていることである。

これらの結晶についての半波長電圧の計算式は (4.80) ~ (4.83) 式である。縦形変調に対する計算結果は図 4.11 に示される。この図からいず

れの結晶についても最適カットは6通りの方法がある。図 4.1 1 からわかるように縦形変調には LiNbO_3 結晶が有用であり、KDP形結晶の縦形変調で低電圧であるKDPの π カットよりも半波長電圧が低くなる。

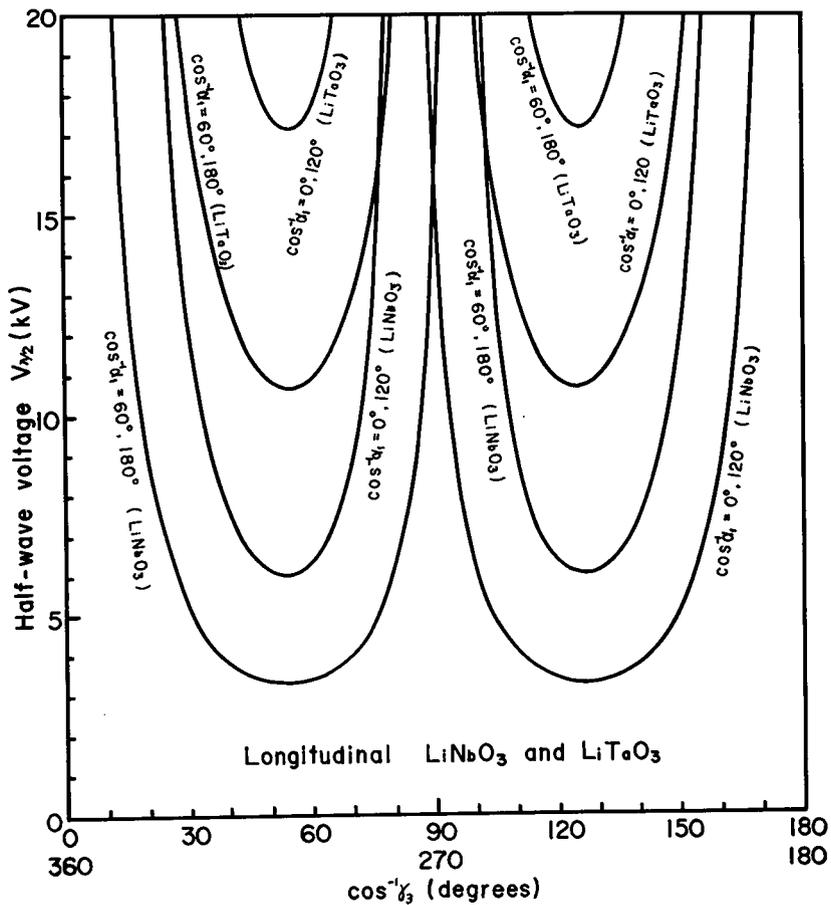


図 4.11 結晶カットに対する半波長電圧

一方、横形変調についてはその結果が図 4.1 2, 図 4.1 3 に示される。 LiTaO_3 についてみると、最適カットの範囲がかなり広いことが特徴である。この範囲は光の波面法線が光学軸に対して $90^\circ \pm 20^\circ$ の範囲内で定められ、それに応じて電界は光学軸と波面法線方向との定める平面内において光学軸に対して $\pm 20^\circ$ の範囲で印加しうるものである。このように変調電圧の点からのみ見れば、カットに対する光学軸の配置は大雑把にとれるが、実際に変調器を構成する場合には自然複屈折率のキャンセル

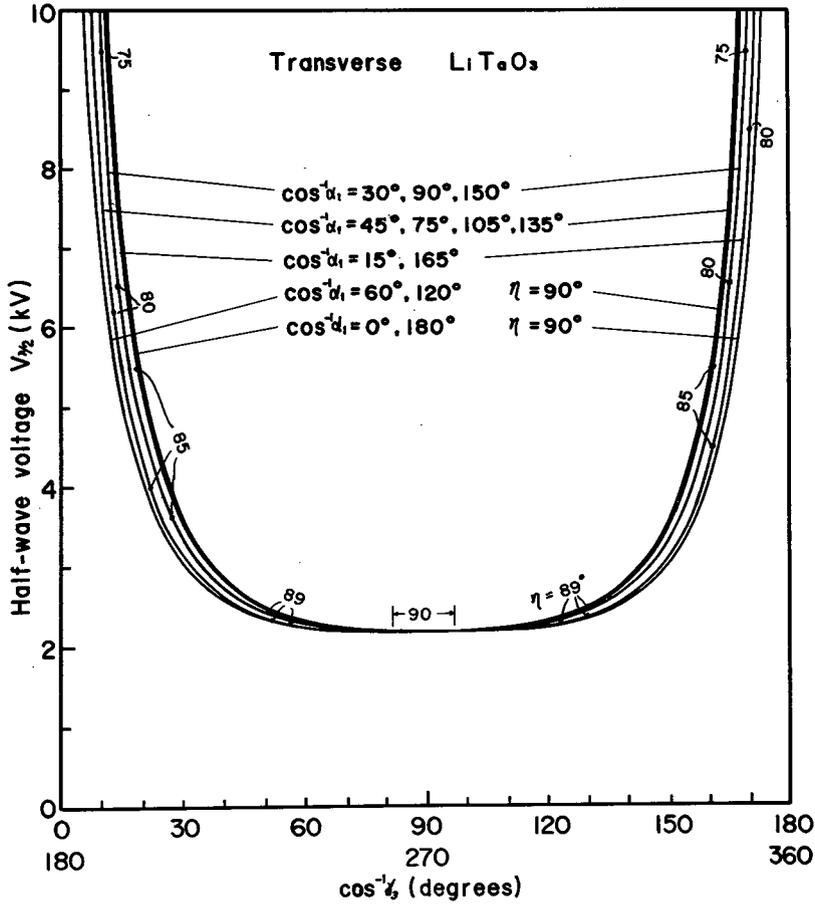


図 4.12 結晶カットに対する半波長電圧

ルの問題などがあり、切出す際の光学軸の配置は精度よくなされる必要がある。

次に LiNbO_3 についてみる。図 4.13 からわかるように、 LiTaO_3 と似た傾向を示すが、最適値は、光が光学軸に垂直で電界が光学軸に沿うようなカットとは別に存在する。最適点は $\cos^{-1} \alpha_1 = 0^\circ, 180^\circ, \eta = 90^\circ$ の曲線上では $\cos^{-1} r_3 = 140^\circ, 320^\circ$ 近くと、 $\cos^{-1} \alpha_1 = 60^\circ, 120^\circ, \eta = 90^\circ$ 上では $\cos^{-1} r_3 = 40^\circ, 220^\circ$ 近くにある。しかし、結晶育成上からみると、これらのカットはかならずしも容易ではない。

(iii) $\text{Sr}_x \text{Ba}_{1-x} \text{Nb}_2 \text{O}_6$ 結晶

4 mm 形結晶の代表例として、 $\text{Sr}_x \text{Ba}_{1-x} \text{Nb}_2 \text{O}_6$ 結晶についての計算結果を図 4.14 に示す。 $\text{Sr}_x \text{Ba}_{1-x} \text{Nb}_2 \text{O}_6$ は変調電圧の点では前の KDP

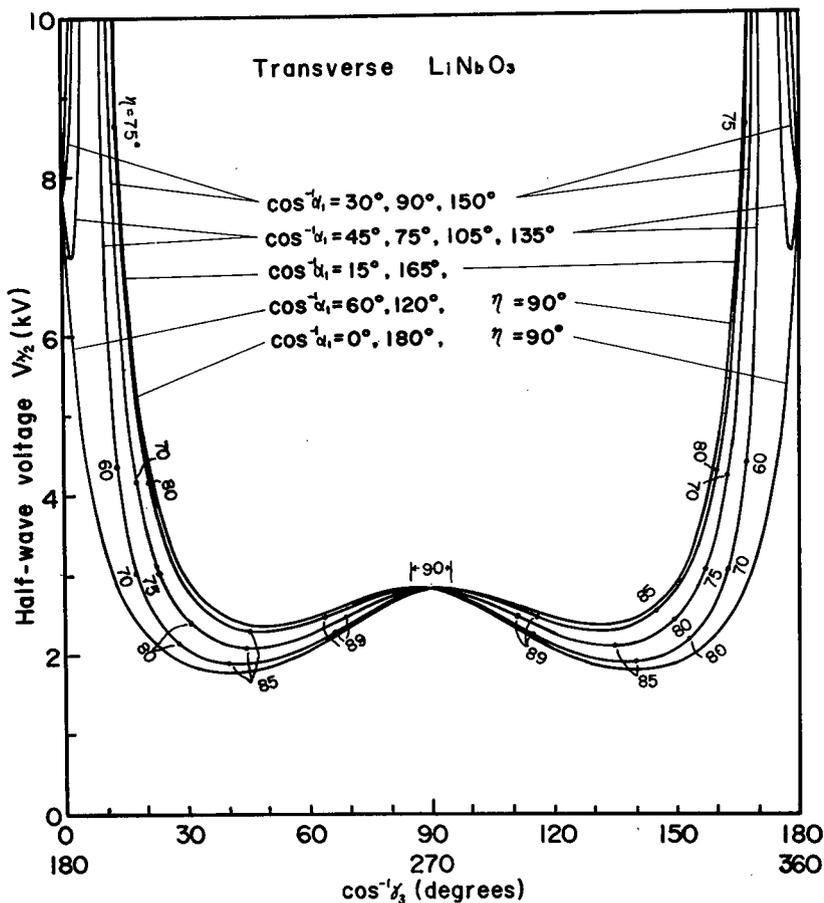


図 4.13 結晶 カット に対する 半波長 電圧

形結晶, LiTaO_3 , LiNbO_3 に比べて桁ちがいに小さい。縦形変調に対する最適値は光の方向を光学軸に対して 55° , 125° , 235° , 305° 近傍にとるとき存在する。このとき α_1 のとり方は任意である。

横形変調についても α_1 のとり方は任意であり, 光の方向は光学軸に垂直で電界は光学軸に沿って与えるとき, 横形の場合の最適値となる。

4.4.4 最適カット KDP 結晶による光変調

4.4.3 において, いくつかの結晶に対する計算結果を示したが, このうち光変調に対しては横形構成が有用であり, 特に KDP 形結晶ではこの横形変調の場合に変調電圧の低減が著しいことから, ここでは KDP に最適カットを施して実験的に変調電圧の低減を確かめる。KDP 結晶の最適カットは図 4.7 からわかるように $45^\circ \approx -45^\circ y'$ カットといえるカットであり, この

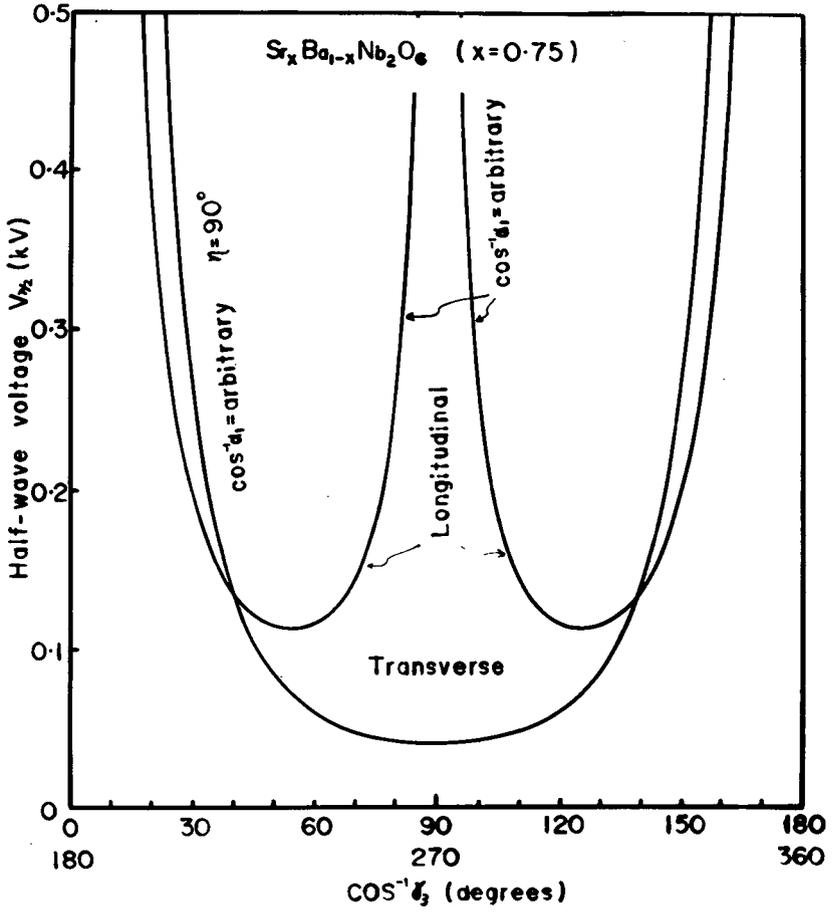


図 4.14 結晶カットに対する半波長電圧

z, z' (optic axis)

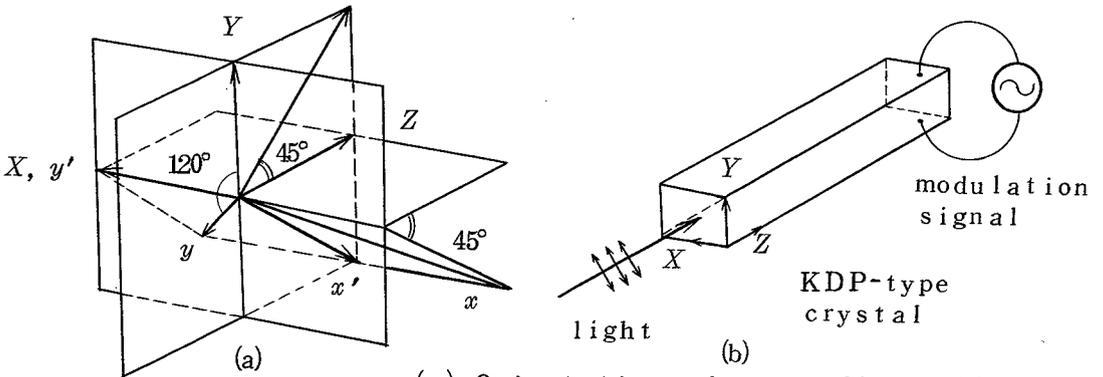


図 4.15

(a) Orientation of crystallographic axes of $45^\circ z - 45^\circ y'$ -cut

(b) $45^\circ z - 45^\circ y'$ -cut crystal

カットの場合の光の入射方向，変調電界の印加方法及びこれらに対する結晶軸の配置は図 4.1 5 に示すようになる。

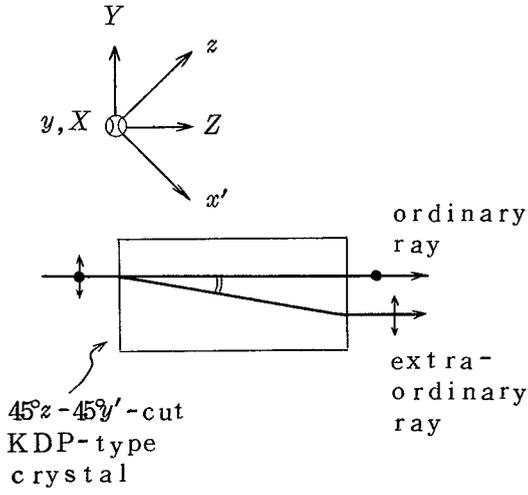


図 4.1 6 KDP 結晶における自然複屈折

ところで図 4.1 5 の場合，光が結晶に垂直入射するが，結晶内において光は 2 つに分離して進むようになる。(4.3 2) 式から得られる光線速度面を用いて作図により示すことができるが，結論的には KDP 結晶のような単軸結晶において光学軸に 45° の方向にある光は図 4.1 6 に示すごとく，結晶内で光線の方向が異なってくる。しかし波面法線方向は 2 つの光とも同じである。このような複屈折の効果は 45°x (あるいは y) カットにおいても問題となり，実際に変調器を構成するとき，図 4.1 7 中に示すような構成とするのが望ましい。これは同じ長さの結晶を光学軸が相対するようにして，間に半波長板を挿入して分離した光線を出口で再び合せて 1 つの光線にするとともに常，異常光線間の位相差も相殺でき，しかも変調は 2 つの結晶の長さ分だけの効果を示すものである。

この複合形変調器の実験系を図 4.1 7 に示す。本実験は半波長電圧の測定に主眼をおき，He-Ne レーザ光 6328 Å に対する半波長電圧を求める。変調電圧の大きさとそれに対する光の強度は C.R.T 上の振幅から読みとれる。なお KDP の両端のガラスは結晶面の保護のため貼りつけたものであり，わずかに角度をつけてある。

得られた実験結果は図 4.1 8 に示される。この図から結晶寸法 $d/l=1/20$

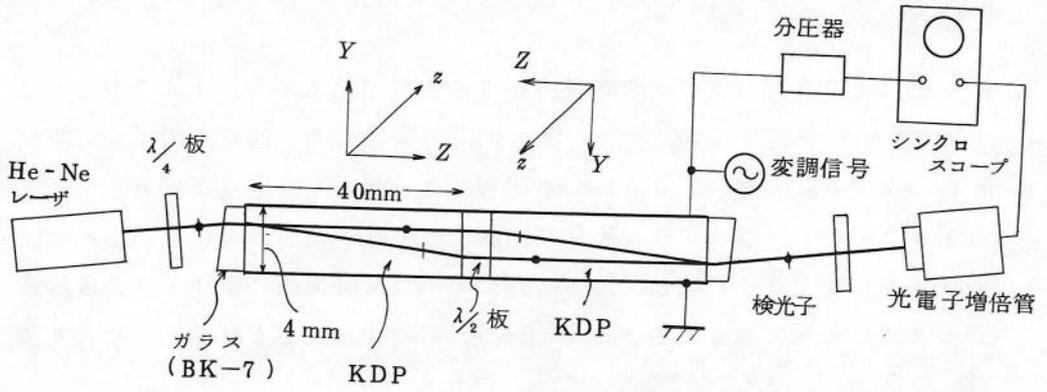


図 4.17 半波長電圧の測定系

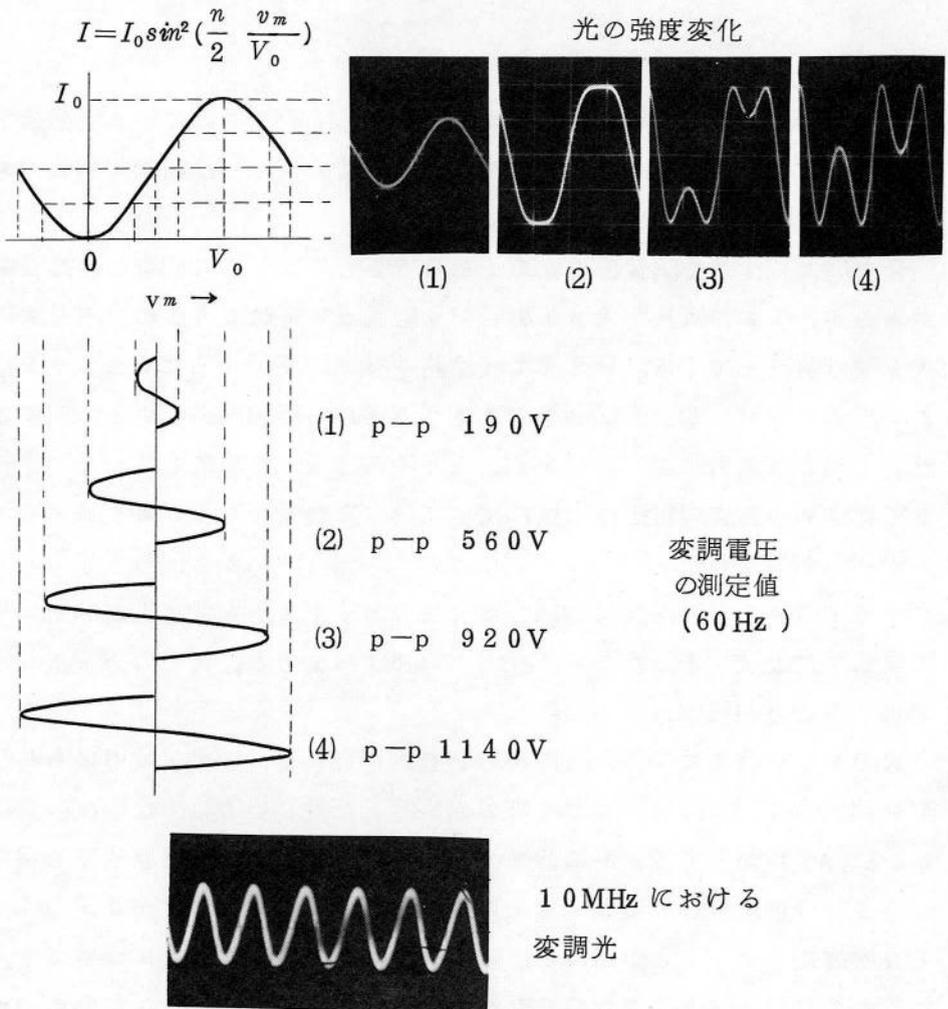


図 4.18 実験結果

に対して100%変調に要する電圧が560Vであるから、(4.70)式より $d/l = 1$ に対する電圧 $V_{\lambda/2}$ は11200Vとなり、図4.7に示す計算結果と一致する。なお、10MHzを印加したときの光強度は1例として図4.18中に示す。このようにKDP結晶では実験結果が計算から得られた結果とよく一致することから、他の結晶においても計算値に示すような変調電圧の低減は実現できるだろう。6328Åに対するKDP結晶における変調電圧の低減は約2/3である。

以上のことからKDP結晶においては低電圧変調に適する新しいカットの存在することが実験的にも確められた。

4.5 結 言

本章においては現在までに既に光変調用として開発されている電気光学結晶を用いて高感度変調を実現する場合、その結晶カットは如何に選ぶべきかに主眼を置き考察を行ってきた。

光変調に要する変調電圧を知る上の目安としては結晶に固有の半波長電圧があるが、1つの結晶を考える場合にも結晶カットによりこの半波長電圧の大きさは異なってくる。いままでは結晶を有効に使用するためのカットはその結晶の対称性、電気光学効果の大きさなどから経験的に定める傾向にあった。しかし、本章で述べたごとく、あらゆるカットを想定して、その半波長電圧を求めると変調電圧の低減に関して最も有効なカットは如何にあるべきかが明らかになった。

本章で取り上げた結晶については従来のカットよりも低電圧変調という点に関して、最適である新しいカットが存在する場合と、従来のカットが最適である場合とが明確になった。

KDP形結晶において、特にKDPを例にとれば、従来よく用いられた横形変調用の45° π カットよりも筆者が提案した新しいカットは半波長電圧が6328Åに対して2/3に低減できることは計算からも実験的にも明らかになり、低電圧変調を実現するには新しいカット(45° π -45° y' カット)が最適であることがわかる。KDP以外のKDP形結晶についても、それぞれ従来のカットより半波長電圧の低いカットが存在し、これらのカットはいずれも横形変調構成で有効であることは光変調器を実現するために望ましいものである。

次に光変調用として現在よく用いられる LiTaO_3 , LiNbO_3 についてみると, LiTaO_3 の横形構成の変調器には通常使われるカットが最適であり, LiNbO_3 では光学軸に対して斜めに光が入射するようなカットの方が従来のカットより低電圧であることが示された。また縦形変調に対して両者の結晶を比較すると, LiNbO_3 がすぐれていることがわかる。

以上のように結晶カットに対する半波長電圧の大きさを知ることは最適カットとそのカットを用いて変調器を設計したときの変調電圧を知る上に重要である。そして, 高感度変調を実現するためには本質的に電気光学効果の大きい結晶を新しく開発することも重要であるが, 既に在る結晶については結晶カットを考慮して変調電圧を低減することが必要である。さらに実際に光変調器の設計に対しては結晶カットに対する半波長電圧だけでなく, 変調電界に対する誘電率や機械的共振特性, また自然複屈折などについても考慮することが必要となる。

なお, 高感度変調に対する結晶カットに着目した研究は筆者が手がけて後, 後追って外国, 国内においても行なわれ, いくつか報告されている。^{(43)(44)(45)(57), (58)}

そこで取扱われている結晶も本章で述べてたものと同じもので結果も筆者のものと同じである。

第5章 低電圧光変調に対する変調形式

5.1 緒言

レーザー光の変調，特にレーザーの通信への応用という観点からは高感度，広帯域変調が望まれるが，そのための電気光学効果を利用するような光変調においてはその効果が微小であり，広帯域化もさることながら何らかの方法により高感度変調を実現して通信応用への道を切り開かねばならない。

第3章では，レーザー本体と変調部との関係によつて各変調方式の特質を考察し，第4章では変調素子に注目して変調感度向上のための結晶のカット法について述べてきた。

その結果，第3章で見たように変調方式の点からは結合変調が高感度であるとともにかなりの帯域のとれることがわかつた。しかしこの方式はレーザー共振部に変調部を包含して形成されることによつて，帯域の制限，レーザー媒質の影響，変調器の挿入損失による変調系構成の可否などの問題点を生じ，必ずしも決定的光変調方式とはいえない。一方これに比べて，レーザー媒質の影響は受けず変調器独自の問題として論じることのできる外部変調方式は広い意味での光変調に適応できる。しかし，レーザー光の波長，強度などによつては変調素子の選択，変調形式について考慮しなければならない。それでも外部変調は各種の用途に応じてそれぞれ構成され得る点で，レーザー通信を目的として光変調を考察する上に重要である。

光変調の実現は光と変調電界，磁界，あるいは音場との相互作用を呈する物理現象を利用して行なわれる。このような相互作用は概して強力な変調電磁界あるいは音場を必要とすることから，一般に変調感度の悪いものとなる。本論文で取扱つてきた電気光学効果においても同様であり，この効果を利用した外部変調は高い変調電圧を要する。

以上のような光変調の困難さを考慮して，本章においては変調形式の点から変調感度の向上について考察する。すでに概観してきた縦形変調及び横形変調⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾のそれぞれについて変調感度の向上を考え，また，変調形式に有効な結晶カットを加味した場合についても述べる。さらに結晶自体が低電圧変調に適するKTN⁽³¹⁾⁽³²⁾についても基礎的実験によつて高感度変調の見地から考察する。

5.2 縦形変調における変調感度の向上

電気光学結晶を利用した縦形変調形式についてはすでにのべた。図 4.2 に示す如く、この形式は光の波面法線方向と変調電界の方向とが同一方向にあり、(4.5.9)式で示されたように縦形変調はある変調量に要する変調電圧の大きさが結晶寸法に依存しない。このため縦形変調においては横形変調のように結晶寸法の選び方による感度向上は望めない。しかし、変調電圧の大きさが結晶寸法に依存しなくても変調電圧の印加方法により感度の向上は行える。すなわち、ある大きさの変調電圧を与えるにはそれを分割して与えることによつて1分割に印加する電圧は分割数に逆比例した電圧値で済むことになる。もちろん電気光学効果自体の大きい結晶を選ぶことは本質的に重要である。

5.2.1 KDP結晶による縦続接続形変調⁽⁸⁹⁾

前述の考えをKDP結晶による縦形変調に適用した場合について考察する。

KDP結晶は第4章で述べた如く、1次電気光学効果を示し、縦形変調形式には図 4.6 からわかるようにzカットが最適である。ここでは光の強度変調について述べる。図 5.1 はzカットKDP結晶に変調電界 E_z を印加する

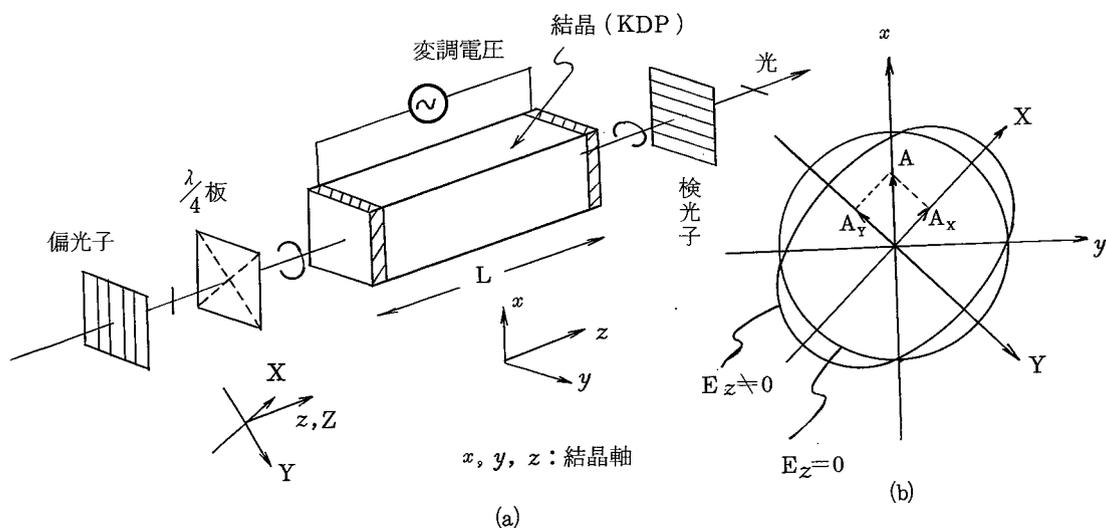


図 5.1 縦形変調構成

変調形式を示す。同図(a)は縦形変調の構成を、(b)は電界 E_z による結晶内の屈折率楕円体の断面の変化を示している。ここで結晶内で生ずるX偏光とY偏光成分間の位相差の変化量は(4.5.5)式に与えられているように次式

となる。

$$\Gamma_{in} = \frac{2\pi}{\lambda} r_{63} n_0^3 E_z L = \frac{2\pi}{\lambda} r_{63} n_0^3 V_z \quad (5.1)$$

ここで、 r_{63} は電気光学係数、 n_0 は常光線に対する屈折率、 λ は入射光の波長である。

いま結晶を N 個に分割して各結晶に Γ_{in}/N の変化量が生ずるとき、これらの結晶を光に対しては縦続接続し、全体としての位相変化量を Γ_{in} となるようにできれば、各結晶には V_z/N の電圧を印加するだけになる。筆者はこの考え方をういた縦続接続形変調をすでに提案してきた。⁽⁸⁹⁾ また同時に同一の提案がなされてきた。⁽⁹⁰⁾

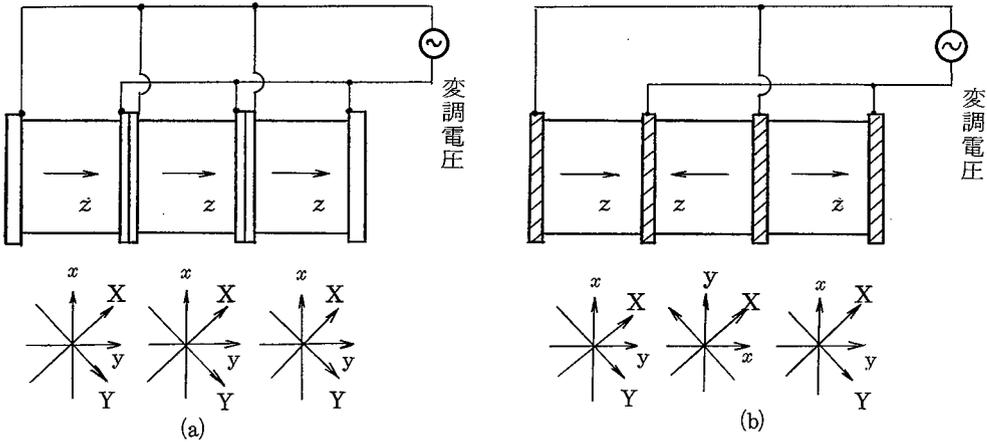


図 5.2 縦続接続形変調素子 (縦形変調)

図 5.2 は 3 個の結晶を用いて縦続接続する場合の 2 通りの構成を示す。同図(a)は電界及び結晶軸 Z が同一方向にあり、(b)は電界が逆向きに印加できるように結晶の配置を考慮した場合である。ただし前者では電極間の絶縁が必要となるが、後者のようにすれば電極が共通になり絶縁を考慮する必要がない。

図 5.2 (a) の構成についての実験結果は図 5.3 のようになった。⁽⁸⁹⁾ この場合電

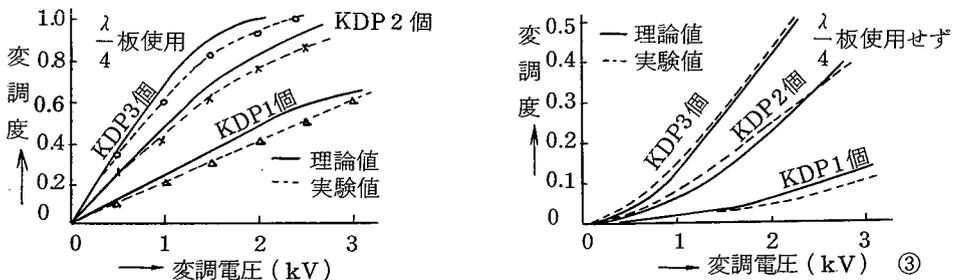


図 5.3 実験結果

極としてはネサガラスを用いたため電極間絶縁の問題は解決できる。また被変調光はHe-Neレーザー光 (6328\AA) である。実験結果において、 $\lambda/4$ 板を使用しないとき実験値が理論値より良くなることがあるが、これは理論値の半波長電圧を 12.9 kV と算出したことによるものであり、正確には図4.6に示したように 9 kV であるから実験値が理論値より良くなることはありえない。

なお結晶1個により上記と同等の効果を⁽⁹¹⁾得るには光が幾度も結晶を通過するような構成も考えられる。

以上のように縦形変調において変調感度を向上するには光に対して結晶を縦続接続する方法をとるべきである。この形式において変調帯域の制限は光と電界の速度整合で決まり、この点に注目した広帯域変調の例としてすでに⁽⁹²⁾⁽⁹³⁾いくつか報告されている。

また半波長電圧値そのものに着目してみると、KDP結晶よりは KD^*P 結晶のzカットや LiNbO_3 結晶の特異なカットが半波長電圧が低く(図4.6, 図4.11を参照), 縦続接続においてKDP結晶よりもさらに低電圧変調が期待できる。

5.3 横形変調における変調感度の向上

横形変調は構成そのものが低電圧変調の見地から望ましいものである。すなわち光の通過する方向の結晶長 L と変調電界の印加方向の結晶厚み d で決まる d/L の値を小さくすることによつて変調電圧は低くできる。例えば d を適当な一定値とするときは L を大きくすればそれだけ低電圧化となる。

この横形変調に利用できる結晶カットを考えて見ると、KDP形結晶では従来 45° zカットや 45° x (あるいは y) カットが用いられてきた。これらのカットにおいては光が結晶内で互いに偏光方向が直交する2つの偏光として存在し、両偏光のうち一方の偏光に位相変調がかかるため、この変調のかかる偏光に対してのみ結晶長 L を大きくすることは変調感度の向上に有効である。⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾ADP結晶にこの考えを適用して、くり返し反射形の変調器を構成して実験を行なつた。この1偏光のみに変調のかかることをさらに有効にするにはプッシュプル形変調器が望ましい。

ところがすでに第4章で述べたKDP形結晶で有用なカットである 45° z - 45° y カットにおいては両偏光に位相変調が生ずるため1偏光のみに対し

て結晶を通過する長さを長くすることは不利であり、このカットに適する構成はすでにのべた如く複合形変調器が適当である。本節ではこの変調器の構成をさらに低電圧化することについてもふれておく。

5.3.1 くり返し反射形変調⁽¹⁰²⁾

ADP結晶は結晶対称性からみるとKDP形結晶に属するが、KDP結晶と比較すると電気光学係数 r_{63} は両者共ほぼ同じであり、 r_{41} はADPの方がKDPのそれの3倍弱である。このためADPの r_{41} を用いて横形変調器を構成するには $45^\circ x$ （あるいは y ）カットが有用である。しかるにこのカットの場合には図5.4に示すように結晶への入射光の波面法線が垂直であるにもかかわらず結晶内で常、異常光線は分離する。これは $45^\circ z - 45^\circ y'$ カットの場合の図4.16と同様である。

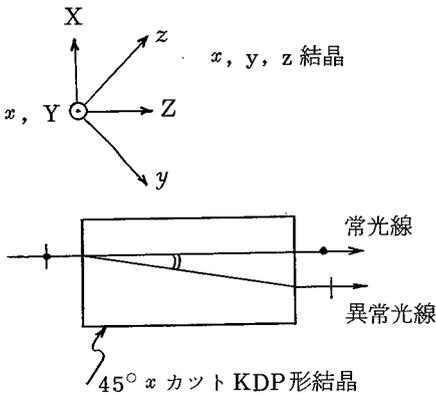


図 5.4 KDP 形結晶における複屈折

ならず結晶内で常、異常光線は分離する。これは $45^\circ z - 45^\circ y'$ カットの場合の図4.16と同様である。

このような自然複屈折により分離する偏光成分のうち異常光線のみが位相変調をうける。図5.4において結晶軸 x に沿って変調電界 E_x を印加するとき、 XY 平面内での屈折率楕円体の断面は次のようになる。

$$\left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) - r_{41} E_x \right\} X^2 + \frac{1}{n_o^2} Y^2 = 1 \quad (5.2)$$

ここで n_o 、 n_e は常、異常光線に対する屈折率、 r_{41} は電気光学係数である。また、 X 、 Y 軸は結晶内において存在し得る偏光方向を表わす。

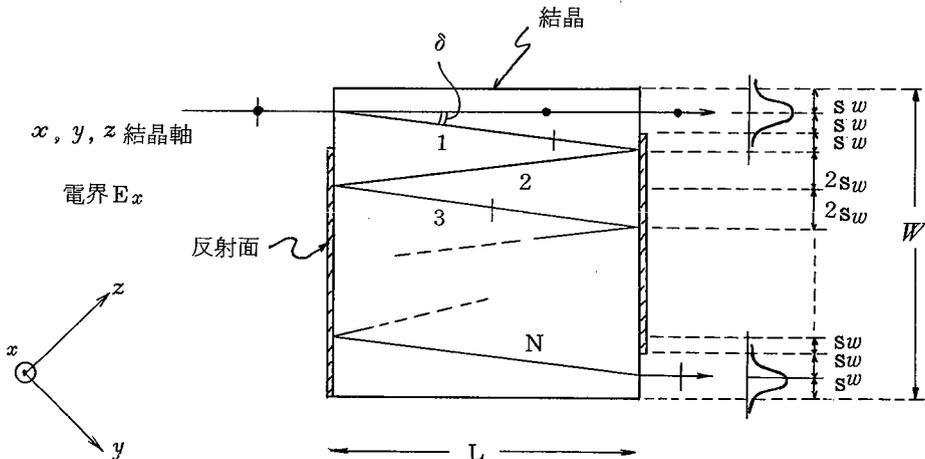


図 5.5 くり返し反射形変調素子

(5.2)式に示す如く位相変調をうける偏光はX軸方向に偏光した異常光線であり、しかも結晶内では常、異常光線が約30 mrad 分離する。そこでこの両光線の分離を利用して異常光線のみを結晶内で長い距離にわたつて通過するように図 5.5 の如く結晶端面に反射面を設けてくり返し反射させて低電圧化を行なう。

図 5.4 のように結晶を両光線が1回通過したときの両光線間の位相差は(5.2)式を用いて次のようになる。

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{oe} - n_o) L + \frac{\pi}{\lambda} r_{41} n_{oe}^3 E_x L \quad (5.3)$$

ここで

$$\frac{1}{n_{oe}^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \quad (5.4)$$

である。

(5.3)式の右辺第1項は変調電界に依存しない自然複屈折を表わし、この項を相殺するために従来複合形構成⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾が用いられる。しかもこの構成は分離した両光線が結晶通過後同一軸となるように合成され、自然複屈折もキャンセルできる。

ところで(5.3)式の右辺第2項の効果を高めて変調感度を向上するため図 5.5 のように異常光線のみをN回結晶を通過させるようにする。この場合の両光線間の位相差は次のようにかける。

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{oe} N - n_o) L + \frac{\pi}{\lambda} r_{41} n_{oe}^3 E_x N L \quad (5.5)$$

結晶の電界方向の厚みをdとすれば、変調電圧 V_x とするとき

$$E_x = \frac{V_x}{d} \quad (5.6)$$

である。(5.5)、(5.6)式から半波長電圧を求めると、

$$V_x, \lambda/2 = \frac{\lambda}{N r_{41} n_{oe}^3} \cdot \frac{d}{L} \quad (5.7)$$

となる。

ところで以上のようにくり返し反射させる形式では光のスポットサイズ、両偏光の分離角の大きさによつて結晶寸法が決められる。

図 5.5 のように考えると

$$\left. \begin{aligned} (N+1)L \tan \delta &= W & (a) \\ L \tan \delta &= 2wS & (b) \end{aligned} \right\} (5.8)$$

となる。ここで $2w$ は光のスポットサイズ， S は安全係数である。 δ は常，異常光線間の分離角であり，

$$\tan \delta = \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} \quad (5.9)$$

となり，結晶固有の値をとる。(5, 8)式から，光のスポットサイズ及び安全係数を与えると L の値が決まり，さらに反射点の数を決めると結晶の幅 W が求められる。

以上のようにして変調素子の寸法が定まる。なお電界方向の結晶の厚みは $2wS$ となるように選ぶと，光に対する結晶の開口面は 1 辺が $2wS$ の正方形となる。このとき

$$d = 2wS \quad (5.10)$$

であり，(5.5)，(5.6)，(5.8)式を用いて半波長電圧を求めると次のようにかける。

$$V_{x,\lambda/2} = \frac{\lambda}{r_{41} n_o^3} \frac{d}{NL} = \frac{\lambda}{r_{41} n_o^3} \cdot \frac{\tan \delta}{N} \quad (5.11)$$

さらに(5.4)，(5.9)式を用いると，上式は

$$V_{x,\lambda/2} = \frac{\lambda (n_o^2 - n_e^2) \sqrt{n_o^2 + n_e^2}}{2\sqrt{2} r_{41} n_o^3 n_e^3} \cdot \frac{1}{N} \quad (5.12)$$

とかきあらためることができる。

(5.12)式から，半波長電圧はくり返し反射の数 N によつて定まり，結晶寸法によらないことがわかる。しかし N を決めるためには結晶寸法が関係する。

このようにくり返し反射形変調はくり返し数によつて，その数に逆比例して変調電圧が低くなることがわかつた。

表 5.1 計算結果

結晶	KDP	ADP	KD*P
n_o	1.5074	1.5217	1.5041
n_e	1.4669	1.4769	1.4653
$r_{41}(10^{-12} \text{ m/v})$	8.77	24.7	8.8
$V_{x,\lambda/2}(\text{V})$	119	45.5	115
$\tan \delta$	0.027	0.030	0.026
λ	6328 Å		
N	5		

実際の結晶に対しての数値例を表 5.1 に示す。被変調光は He-Ne レーザ光 ($\lambda=6328\text{\AA}$) を対象とし、くり返し数 $N=5$ と仮定した。また電気光学係数 r_{41} 、屈折率 n_o 、 n_e の値は表 4.1 のものを用いた。

表 5.1 の結果において電気光学係数 r_{41} の大きい ADP 結晶は同じ条件のもとで他の KDP 形結晶に比べて最も低電圧変調の得られることがわかる。

次にくり返し反射形変調の実験結果について述べる。実験に用いた変調系は図 5.6 に示す。直線偏光したレーザ光を方解石によつて 2 つの互いに直交する偏光に分け、それらを変調素子に導びく。変調素子中で異常光線となる偏光はくり返し反射させ、他の一方は変調素子を 1 回だけ通過するようにして変調素子を通過した後、両光線が再び合成され同一軸上で干渉させる。変調素子に入射する前に置かれたガラス板は通過後、両偏光の干渉が十分行なわれるようにするために入射する両光線の間隔を調整する。

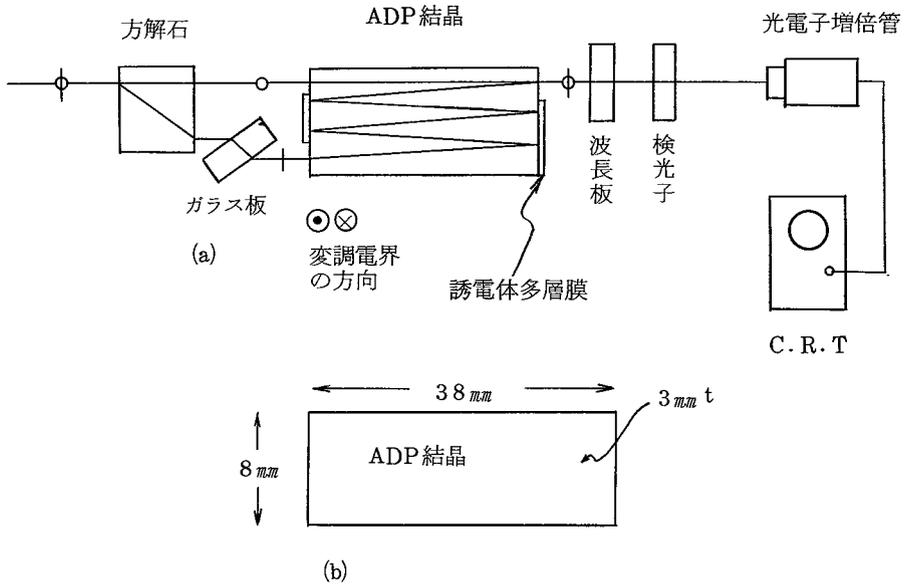


図 5.6 くり返し反射形変調系及び変調素子寸法

実験に用いた変調素子の寸法は図 5.6 (b) に示す。この素子においては光に対する開口面が (5.10) 式が成立つようには決められてなく、変調電圧の計算には (5.11) 式を用いる必要がある。

ADP 結晶について、この計算による結果は半波長電圧が 85.2 V であり、図 5.6 による測定結果は 60 Hz に対して 84 V であつた。これらの結果を表 5.1 の ADP についての値と比較すると大きい値となつているが、これは結

晶寸法を(5.10)式が用いられるように選んでないためであり、最適の d/L となっていないためである。また変調素子を集中定数形の容量素子と考えた高周波変調について見ると、最適の d/L に対して容量 C も最適となり、変調電力も最適となる。

さらにくり返し反射形に対して考慮すべき点は結晶に如何に反射面を付加するかである。本実験に用いた誘電体多層膜の蒸着は外気に長時間さらすとはがれてしまった。このため変調素子の外気からの遮断が十分に行なわれねばならない。

もう1つの問題は結晶中を通過する距離の異なる両光線の干渉である。図5.6の変調系の場合、完全な干渉を実現するには波面調整が必要となる。完全な干渉が行なわれないと、例え100%変調電圧を印加しても干渉しない光量分は変調されず、光の利用率が悪くなる。特にくり返し数が多くなり干渉するまでの両光線の光路長の差が大きくなる程波面調整が重要となる。そこで1つの結晶で波面調整を行なうよりも同一寸法の2つの結晶を用いて異常光線同志を後述のプッシュプル形⁽³²⁾で干渉させる方が得策であるともいえる。

5.3.2 プッシュプル形変調

電気光学結晶を用いた変調のような場合、結晶内での光の振舞いについてみると、結晶内で光は互いに直交する2つの偏光成分として存在し、両偏光あるいは一方の偏光に対して位相変調がかかる。特に1偏光に変調のかかるような結晶の配置の場合、同一結晶で直交する2偏光を干渉させるよりも2つの結晶を光に対して並列に置き、各結晶中には変調のかかる偏光のみを通過させ互いに逆方向の変調を与える方がより高感度変調が行える。このプッシュプル形変調⁽³²⁾⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾は光に対して並列に結晶が配置され、前述の縦続接続形変調の場合の光に対して直列に結晶を配置するのに対応するものとも考えられる。

結晶を変調素子とするプッシュプル形変調について図5.7に示す。同図において、 M_1 、 M_2 は反射ミラーでその振幅反射係数を $\rho_i = R_i e^{-j\phi_i}$

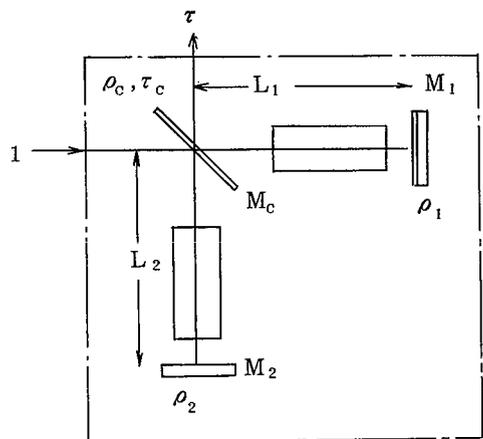


図 5.7 プッシュプル形変調の原理

($i=1, 2$) とし, M_c はビームスプリッターで振幅反射, 透過係数をそれぞれ $\rho_c = R_c e^{-j\phi_c}$, $\tau_c = T_c e^{-j(\phi_c + \frac{\pi}{2})}$ とする。さらに変調素子を含む長さ L_1 , L_2 のアームの位相量を $\varphi_{10} + \varphi_{1m}$, $\varphi_{20} + \varphi_{2m}$ とする。ここで φ_{10} , φ_{20} は定常的位相量で, φ_{1m} , φ_{2m} は変調位相量とする。

入射光を 1 とするとき, 変調器としての振幅透過係数は次のようにかける。

$$\tau = \tau_c \rho_c \left[\rho_1 e^{-j\{\varphi_{10} + \varphi_{1m}\}} + \rho_2 e^{-j\{\varphi_{20} + \varphi_{2m}\}} \right] \quad (5.13)$$

さらにパワー透過係数は

$$T = \tau \tau^* \\ = T_c R_c \{ R_1 + R_2 + 2 \sqrt{R_1 R_2} \cos\{\phi_1 - \phi_2 + (\varphi_{10} - \varphi_{20}) + (\varphi_{1m} - \varphi_{2m})\} \} \quad (5.14)$$

となる。ここで $T_c = R_c = 0.5$, $R_1 = R_2 = 1.0$ とし, $(\phi_1 - \phi_2) + (\varphi_{10} - \varphi_{20}) = \theta_0$ とおけば, 上式から

$$T = \frac{1}{2} \{ 1 + \cos(\theta_0 + \varphi_{1m} - \varphi_{2m}) \} \\ = \cos^2 \left(\frac{\theta_0}{2} + \frac{\varphi_{1m} - \varphi_{2m}}{2} \right) \quad (5.15)$$

が得られる。

上式は平行ニコル間に変調素子を挿入する縦形あるいは横形変調における透過特性と同じである。

ただし, 変調の項 $\varphi_{1m} - \varphi_{2m}$ において φ_{1m} と φ_{2m} の符号は図 5.7 の構成とすれば互いに逆符号とすることができる。例えば KDP 形結晶の $45^\circ x$ (あるいは y) カットのように変調のかかる方の偏光に対する変調量を φ_{1m} とし, 同じ結晶をもう一方のアームに配置して同一偏光に対して変調量を $-\varphi_{1m}$ となるようにすれば, $\varphi_{1m} - \varphi_{2m} = 2\varphi_{1m}$ となるから変調感度は 1 つの結晶に比べて 2 倍となる。前述のくり返し反射形の結晶を用いてプッシュプル形変調を構成すれば, 変調のかかる異常光線だけを結晶に通過させればよく, 1 例として図 5.8 のように配置すればよい。またこの構成は反射形であるのでビームスプリッターで 1 つの偏光を分離, 合成でき, 偏光子に相応するものは不要となる。同図のようにビームスプリッターとして方向性結合器⁽⁹⁾を用いれば構成上からも便利である。

さらにプッシュプル形としたときの特質は 1 つの結晶の寸法で決まる変調周波数特性を保つたまま, 変調感度を 2 倍にできることである。しかし, このためには両結晶の温度制御, 特に結晶の温度差を与えないような制御, また 2 つのアームの長さの調節などの問題を克服しなければならない。

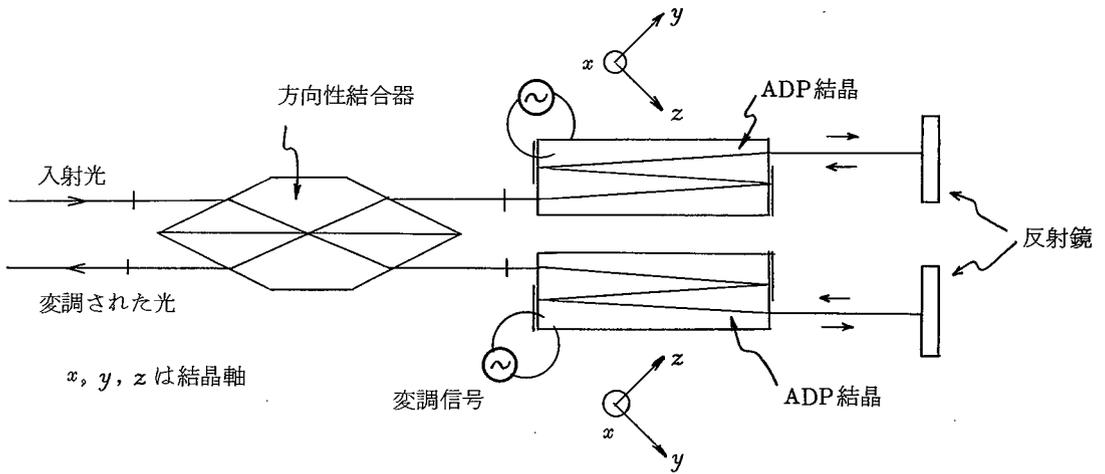


図 5.8 くり返し反射形素子を用いたプッシュプル形変調

5.3.3 $45^\circ z - 45^\circ y'$ カット変調の変調感度の向上

4.4.4 において述べた $45^\circ z - 45^\circ y'$ カット結晶による光変調では結晶内で光が自然複屈折により分離し、しかも変調電界はこの分離する厚さ方向に印加しなければならない (図 4.17 参照)。このため一般的な横形変調における変調感度の向上のように単純に d/L を小さくすることができない。すなわち図 5.9 でわかるように L を大きくすると光の分離する量は大きくなり、 d がそれにつれて大きくなるため大きい寸法の結晶を必要とする。逆に d を決めてしまうと分離した両偏光が安全に結晶を通過することのできる長さ L は定められる。

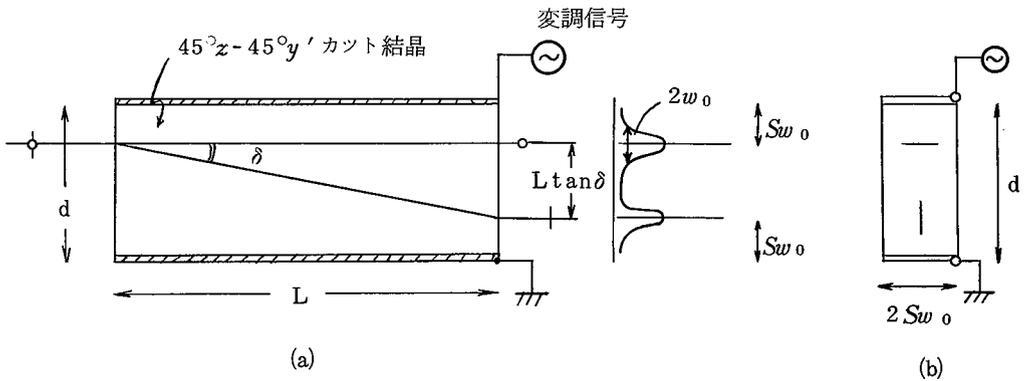


図 5.9 $45^\circ z - 45^\circ y'$ カット結晶

図 5.9 において光線の分離角を δ , 光線のスポットサイズを $2w_0$ とするとき,

$$d = S \cdot 2w_0 + Lt \tan \delta \quad (5.16)$$

と考えられる。ここで S は安全係数で $S \geq 1$ である。

図 5.9 で(a)図は結晶の側面を, (b)図は断面を示す。

(5.16) 式より

$$\frac{d}{L} = \frac{2Sw_0}{L} + \tan \delta \quad (5.17)$$

となる。上式の右辺第1項は1光線の場合の d/L であり, 2光線が分離する場合はそれに $\tan \delta$ が加わる。

いま, 結晶寸法の $d = d_0$, ビームスポットサイズ $2w_0$ が与えられているとき, 用いる結晶の種類が与えられたとすると $\tan \delta$ は決まり, 安全係数 S を適当に定めると, (5.17) 式を用いて1つの結晶の長さ L_1 が求まる。

さらに全体として $d/L = d_0/Lt$ が設定されておれば, 上で求めた L_1 から Lt/L_1 を計算して必要な個数を求めざるを得ない。このような場合はいくつかの結晶を光に対して縦続接続する形をとる必要がある。図 5.10 はその1例を示す。

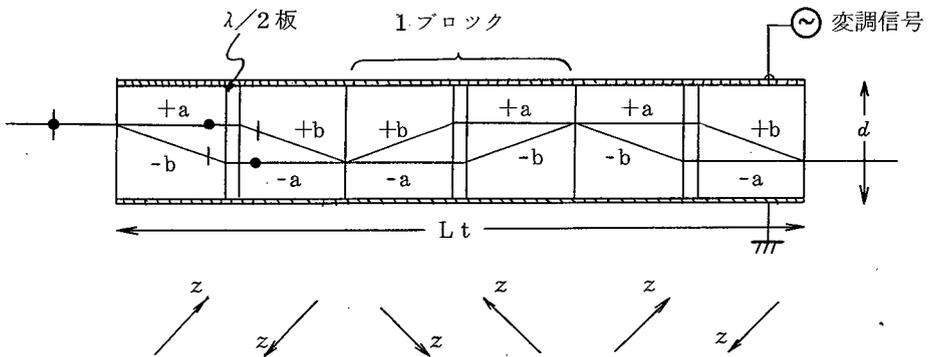


図 5.10 $45^\circ z - 45^\circ y'$ カット変調素子の縦続接続

図において, $\lambda/2$ 板をはさんだ1対1組の素子を1ブロックとすると, 次の1ブロックは前のブロックの鏡対称となるように配置すれば各光線に対する変調量は図中に示すように符号も逆となり, 光に対する縦続接続の効果が得られる。変調電界は図のように全ての結晶に対して同方向にあり, 結晶の光学軸 z の向きは1ブロックでは相対向し, ブロック毎に鏡対称となるようにする。

以上のように $45^\circ z - 45^\circ y'$ カット結晶による変調素子における変調感度の向上が可能となる。なおこの場合、横形変調と縦形変調の両者を組合せた構成が必要となる。

5.4 KTN結晶による光変調

本章では高感度変調という立場から、変調形式について述べてきた。そのとき用いる変調素子は結晶育成、切断、研磨などの加工性、被変調光に対する透過特性などの光学特性あるいは経済性などから入手しやすい結晶を対象として考察を行なってきた。

しかし高感度変調を実現しようとする場合、変調方式、形式についての検討だけではおのずから限度がある。特に電気光学効果による変調においてはその効果の大きいことは高感度変調にとつて本質的に重要である。そこで変調用結晶の開発は必須の条件である。このような点から低電圧光変調用結晶としての KTN結晶^(97,98,99) ⁽¹⁰⁰⁾の存在は意義あることである。

本節においてはこの KTN結晶に関する基礎的検討を行ない、^{(31), (32)} また同時に変調素子としての基本的把握も行なう。

5.4.1 KTN結晶及び変調原理

KTN結晶は立方晶系において結晶の単位格子の長さの殆んど等しい KT_x ⁽⁹⁷⁾ O_3 ($a_0 = 3.989 \text{ \AA}$) と $KN_{1-x}O_3$ ($a_0 = 4.021 \text{ \AA}$) との固溶体である。

これら2つの結晶のキュリー点は前者が $T_c \sim 4^\circ \text{T} \pm 2^\circ \text{K}$ 、後者のそれは $T_c \sim 698^\circ \text{K}$ と全く異なっているが、これらの固溶体である KTN結晶 ($KT_{1-x}N_xO_3$)⁽⁹⁸⁾ は x の値によつてキュリー点を常温近くにすることができる。⁽⁹⁹⁾ $x = 0.65$ のとき約 10°C である。

この KTN結晶はキュリー点以上の温度では常誘電相で大きい2次電気光学効果 (Kerr 効果) を示す。結晶学的には立方晶系 $m\bar{3}m$ に属し、光学的に等方性で約 6μ の波長領域まで透明である。

一方キュリー点以下においては1次電気光学効果⁽¹⁰¹⁾ を示し、 $4mm$ グループの対称性を示す。

キュリー点以上

キュリー点以上の温度では $m\bar{3}m$ に属することで電気光学係数は g_{11} , g_{12} , g_{44} の3種類であり、(4.52)式あるいは(4.91)式の E を P にお

きかえた式は次のようにかける。

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{1}{n_0^2} + g_{11} P_x^2 + g_{12} (P_y^2 + P_z^2), & b &= \frac{1}{n_0^2} + g_{11} P_y^2 + g_{12} (P_z^2 + P_x^2) \\
 c &= \frac{1}{n_0^2} + g_{11} P_z^2 + g_{12} (P_x^2 + P_y^2), & f &= g_{44} P_y P_z, & g &= g_{44} P_z P_x, & h &= g_{44} P_x P_y
 \end{aligned}
 \tag{5.18}$$

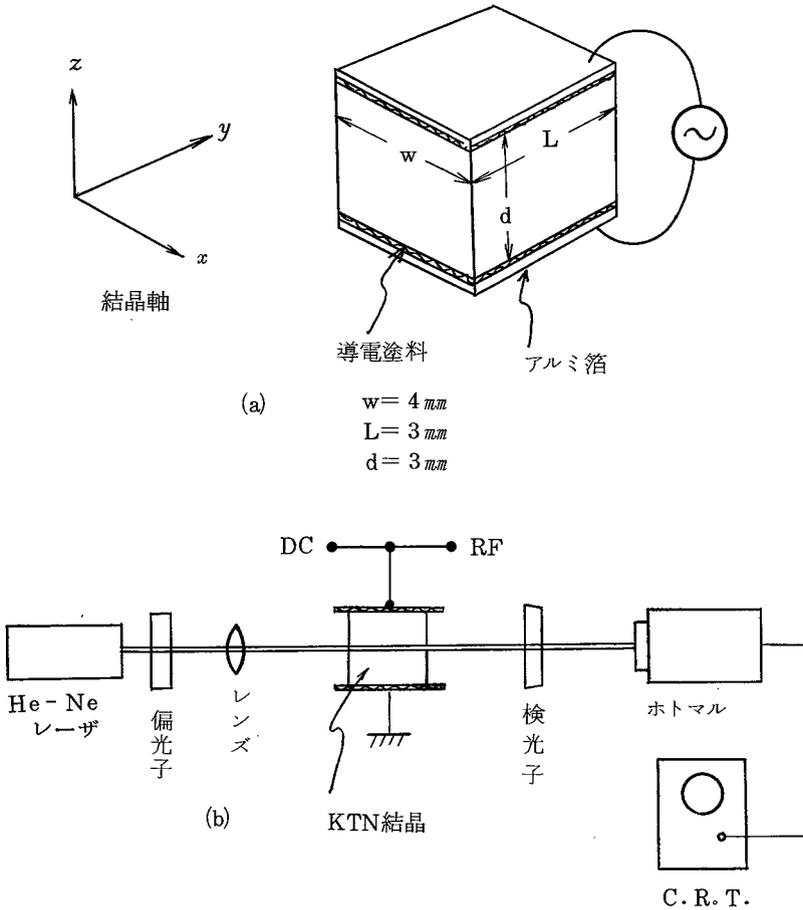


図 5.1.1 KTNによる光変調

図 5.1.1 (a) のように結晶軸 z に沿って P_z を与え、光は y 軸方向に通過させるとき、(5.18) 式からこの光に対する 2 つの屈折率は次のようにかける。

$$n_x \cong n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 g_{12} P_z^2, \quad n_z \cong n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 g_{11} P_z^2
 \tag{5.19}$$

すなわち結晶内での存在する偏光方向は x 、 z 軸方向となる。

図 5.1.1 (b) のようにこの変調素子を直交ニコル間に挿入して変調系を構成

する。

このとき変調器としての透過特性は次のようにかける。

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left\{ \frac{\pi L}{2 \lambda} n_0^3 (g_{11} - g_{12}) P_z^2 \right\} \quad (5.20)$$

ここでは I 、 I_0 は射出、入射光強度を表わす。

上式からわかるように結晶内での両偏光間に生ずる位相差は P^2 に比例するから I/I_0 の最大、最小の変化に要する ΔP は P の増大とともに小さくなり、すなわち変調電圧は低くなる。いま直流バイアスによつて P_{zb} を与えたときの半波長電圧 $\Delta V_{z\lambda/2}$ は

$$\varepsilon_{zb} = \left(\frac{\partial P}{\partial E} \right)_{P=P_{zb}} \quad (5.21)$$

を定義するとき、次式で与えられる。

$$\Delta V_{z\lambda/2} = \left(\frac{\lambda}{4a} \right) \left(\frac{d}{L} \right) \left(\frac{1}{\varepsilon_{zb} P_{zb}} \right) \quad (5.22)$$

ここで

$$a = \left(\frac{n_0^3}{2} \right) (g_{11} - g_{12}) \quad (5.23)$$

である。

キュリー一点以下

この場合は一次電気光学効果を示し、4 mm 対称性に属することから第4章で述べた4 mm 形結晶と同様の取扱いができる。

ここではキュリー一点以下で使用することに關しては省略する。

5.4.2 実験及び結果

(31) (32)

KTN 結晶による変調の基礎実験は図 5.1.1 の配置で行なつた。結晶の寸法は同図(a)に示す通りであり、電圧を印加する結晶の両端は導電塗料を塗付し、その上にアルミ箔をつけて、この結晶を電極間に挿入した。

結晶のキュリー一点は約 10°C であり、実験は常温で行なわれた。

はじめに 60 Hz を印加して直流バイアス特性を求め、その結果を図 5.1.2 に示す。

ところで同図(b)においては電圧が零のとき自然複屈折による光のモレが生じている。これは光の通過する場所によつて生ずるもので、原因としては結晶育成時、あるいは加工時に生じた内部歪によると思われる。

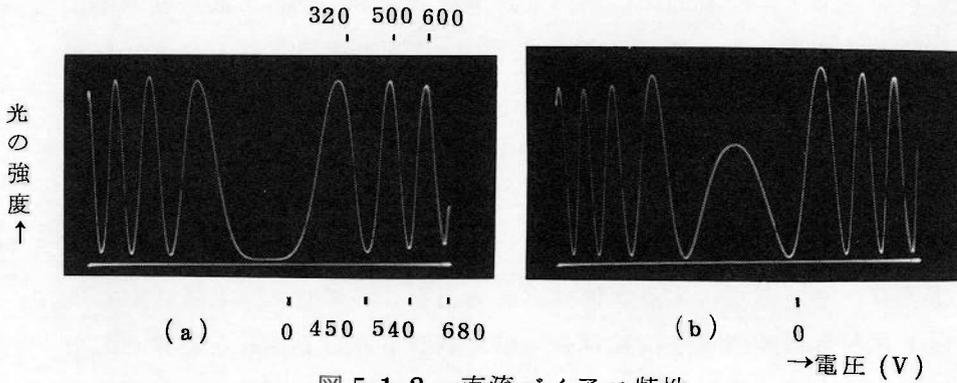


図 5.1 2 直流バイアス特性

図 5.1 2 において直流バイアスの増大とともに半波長電圧が低減していくことはわかる。しかし消光比もそれにつれて悪くなつてはいるが、これも内部歪が一因となつている。

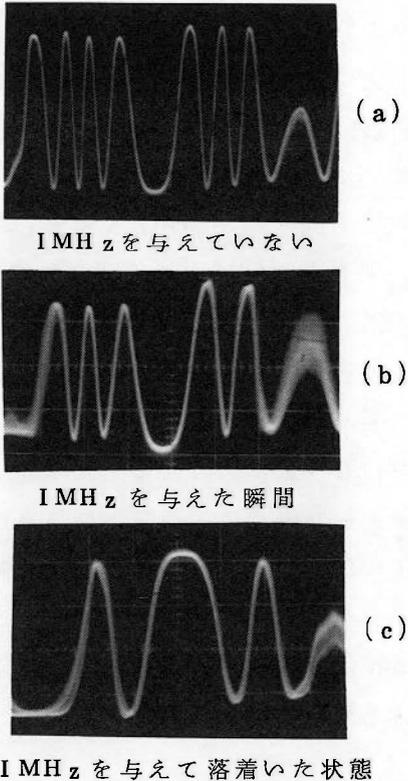


図 5.1 2 1 MHz での変調特性
(DC バイアスは 60 Hz)

次に高周波を重畳した場合の結果を図 5.1 3 に示す。同図(b)は RF を印加した瞬間で、しばらくして落ち着いたときは (c) 図のようにバイアス点が低下した状態になつた。すなわち、RF を印加して時間が経つとバイアス点の低いところで RF が印加されている状態になる。これは $\tan \delta$ による結晶の温度上昇や有限の電気抵抗による空間電荷効果によると考えられる。この現象は RF 周波数を高くする程顕著となる。なお本実験においては特別に温度制御は行なわれていない。

5.5 結 言

本章においては外部変調によつて光変調の高感度化を実現するための変調形式及びKerr効果の大きいKTN結晶による変調について述べてきた。

変調形式に関して、一般的には横形変調が縦形変調に比べて高感度変調に適した変調形式であるが、さらに変調感度の向上を行なうにはくり返し反射形変調のように常、異常光線の分離を利用して変調のかかる偏光成分に対する光路長を長くとり、光と変調電界との相互作用を十分行なわせることは有効であることがわかつた。またこのくり返し反射形の素子をプッシュプル形変調の変調素子として利用することによつて、くり返し反射形での感度向上に加えてプッシュプル形による2倍の感度向上をさらに行えると考えられる。

くり返し反射形の変調素子はKDP形結晶のうちADP結晶を対象としてきたが、光をくり返し反射させるために蒸着した誘電体多層膜の反射面は結晶の吸湿性により長時間安定でないため実用上からは一工夫が必要となる。また結晶寸法は結晶研磨などの加工性、レーザービームのスポットサイズなどを考慮して、反射回数のみで変調電圧の定まるような有効な寸法を決めるべきである。

一方、KDP形結晶において変調感度向上に望ましい新しい結晶カットの存在は第4章で明らかになつたが、この新しい $45^\circ z - 45^\circ y^r$ カットは変調素子としての構成上、変調電界方向において常、異常光線の分離があるため、光路長を長くすると、それにつれて電界方向の厚みが大きくなり、 d/L の効果は最終的には半減するまでになる。これを改常するには結晶を分割して縦続接続形の考えを取入れた構成が低電圧化にとつて必要となる。

縦形変調における感度向上に関しては縦続接続形によらざるを得ないが、このタイプの構成においては電圧の印加方法が問題となる。

ところで変調形式によらずに感度向上を行なうには結晶の電気光学効果が大きいことが必要となる。KTN結晶はキュリー一点以上の温度で大きい2次電気光学効果を示すため、高感度変調には望ましい。しかし、可視域の変調、実用的見地などの点を考慮すると、KDP形結晶の方がすぐれているといえる。さらにKTN結晶では結晶育成、加工に対する技術的困難さに加えて、結晶本来の性質により安定な変調を得るための精確な温度制御も十分考慮しなければならない。

第 6 章 結 論

これまで述べてきた本研究は筆者が行なってきたガスレーザの変調に関する研究をまとめたものである。本章においては本研究の成果及び今後に残された問題点，課題をまとめて結論とする。

本研究によつて得られた成果をあらためて述べると次のようになる。

- (1) 光変調における被変調光を得るためのレーザである He-Ne レーザについて発振特性における複雑な励起機構を単純化されたエネルギー単位によつて解折し，発振機構を測定可能なパラメータを用いて現象論的に説明し得た。
- (2) 上記の成果に基づきレーザ発振出力を各種のパラメータを含む式で表わしたが，その計算結果は実験結果の定性的説明に有用であつた。また，得られた実験結果からレーザ出力に対するパラメータの最適値はレーザ装置設計のための設計値となることが明らかになつた。
- (3) 光変調方式のうち，結合変調は単一周波数レーザ光の高感度変調方式であることを示す理論的解折が実験的に明らかにされた。すなわち，低周波における実験結果から，単一周波数レーザ光の高感度変調には結合変調が有望であることが導びかれた。
- (4) レーザ光の変調に関して変調感度の向上を変調素子の面からみたとき，電気光学結晶の結晶カットを考慮すると従来用いられていたカットより変調電圧の低減の可能なカットの存在することが理論的に明らかになり，同時に，各種の結晶に対してあらゆるカットの半波長電圧の計算式が導びかれた。

この新しい結晶カットは光変調用として広く利用されてきた KDP 形結晶においてその変調電圧の低減が著しいことがわかつた。

計算結果から，他の結晶についてもより高感度変調の得られるカットの存在が明らかになり，経験的に結晶カットを決定していた従来のカット選定方法では最適カットの決定に不十分であることが理論づけられた。

- (5) 筆者は KDP 結晶に対する新しい結晶カットを $45^\circ z - 45^\circ y$ カットと名づけたが，これに対する変調電圧の測定結果は計算結果の通り，変調感度の向上が行なえることが明らかになつた。

(6) 変調感度向上を変調形式から見たとき，縦形変調においても縦続接続形変調によつて感度向上の行なわれることが理論的，実験的に明らかになつた。

(7) 本来，低電圧変調に適した構成である横形変調において，くり返し反射形変調形式を適用するとさらに感度向上が加味され，より低電圧変調の行えることが実験結果からも明らかになつた。

新しい結晶カットは横形変調に対して有用なものであつたが，このとき生ずる自然複屈折による常，異常光線の分離による d/L の効果の減少は縦続接続形を併用した方式によつて避けられることを提案した。

(8) 電気光学効果自体が大きい結晶の光変調への応用については K T N 結晶により実験を行ない，低電圧光変調についての基礎的検討の結果を得た。

上記で述べた本研究の成果からみてレーザ光の通信，計測，情報処理などへの応用において重要な役割を演ずる光変調についての今後の課題としては次のようになる。

- (1) 本質的に高感度光変調を達成するための大きい電気光学効果を呈する結晶の開発。
- (2) 外部変調方式による超広帯域あるいは超高速変調ならびに高感度変調の確立とそれに対する復調技術の開発。

さらに本研究の成果に直接関係する課題としては次のような点が挙げられる。

- (1) 長時間の安定化を行なつた複合共振器形レーザによる結合変調を利用した通信実験（例えば，テレビの伝送など）。
- (2) 新しい結晶カット（ $45^\circ z - 45^\circ y'$ カット）の K D P 結晶による進行波形変調器の構成及び変調特性の実験的確認。
- (3) 種々の電気光学結晶について，高感度変調に関して新しい結晶カットの存在の理論的，実験的確認。

謝 辞

本研究を行なうにあたって適切なるかつ懇切なる御教示，御鞭撻をもつて御指導賜わつた大阪大学産業科学研究所，松尾幸人教授にここに心から深甚なる謝意を表します。

また有益なる御助言，御教示をいただいた大阪大学工学部電子工学科，菅田栄治現名誉教授，中井順吉教授，喜田村善一教授，尾崎弘教授，裏克己教授，故寺田正純教授，宮脇一男元教授，同電気工学科，山中千代衛教授，大阪大学産業科学研究所，中村勝吾教授，大阪大学基礎工学部，牧本利夫教授，に心から深謝の意を表します。

本研究を行なうにあたって懇切な御助言をもつて親しく御指導賜わつた大阪大学産業科学研究所，張吉夫助教授に，また有益なる御助言，御援助をいただいた大阪大学基礎工学部，末田正助教授，小林哲郎氏，大阪大学工学部，寺田浩詔助教授，鳥取大学，戒谷圭介助教授，大阪大学産業科学研究所，楠陽氏，張年錫氏，シャープ株式会社，小林俊夫氏，に心から感謝致します。

さらに有益なる御討論をいただいた大阪大学産業科学研究所松尾研究室，速水堤氏，斉藤賢治氏，田治米徹氏，花光清氏，増田正光氏，日立製作所，松村勝氏，日本電子株式会社，西山太一郎氏，日本鋼管株式会社，稲葉護氏に厚く御礼申し上げます。

参 考 文 献

- (1) A. L. Schawlow and C. H. Townes, "Infrared and optical masers"; *Phys. Rev.*, 112, 1940-1949, Dec. 1958.
- (2) N. G. Basov and O. N. Krokhin, "Production of negative-temperature states by electron excitation in a gas mixture," *Sov. Phys. JETP*, 12, 1240-1242, June 1961.
- (3) T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation ruby," *Nature*, 187, 493-494, Aug. 1960.
- (4) A. Javan, W. R. Bennett, Jr. and D. R. Herriott, "Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture," *Phys. Rev. Lett.*, 6, 106-110, Feb. 1961.
- (5) 小林春洋, "レーザ用語", 信学会量エレ研資, QE 70-43 (1971-2), 1971年2月.
- (6) P. W. Smith, "Stabilized single-frequency output from a long laser cavity," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-1, 343-348, Aug. 1965.
- (7) P. W. Smith, "Mode-locking of lasers", *Proc. IEEE*, 58, 1342-1357, Sep. 1970.
- (8) W. R. Bennett, Jr., "Gaseous optical masers", *Appl. Opt.*, Supp. 1, 24-63, 1962.
- (9) A. D. White, E. I. Gordon and J. D. Rigden, "Output power of the 6328 Å gas maser", *Appl. Phys. Lett.*, 2, 91-93 March 1963.
- (10) A. D. White and E. I. Gordon, "Excitation mechanisms and current dependence of population inversion in He-Ne lasers", *Appl. Phys. Lett.* 3, 197-199, Dec. 1963.
- (11) E. I. Gordon and A. D. White, "Similarity laws for the effects of pressure and discharge diameter on gain of He-Ne lasers", *Appl. Phys. Lett.*, 3, 199-201, Dec. 1963.

- (12) C. K. N. Patel, "Optical power output in He-Ne and pure Ne maser", *J. Appl. phys.*, 33, 3194-3195; Nov. 1962.
- (13) 松尾幸人, 波々伯部圭佑, 小林俊夫, 張吉夫, "He-Ne レーザ発振出力 (6328 \AA) に対する各種パラメータの影響" 日本物理学会物性関係分科会, 9g-G-10, 昭和40年4月.
- (14) 波々伯部圭佑, "ガスレーザに関する研究" 修士論文, 昭和40年3月
- (15) 松尾幸人, 波々伯部圭佑, 小林俊夫, 張吉夫, "He-Ne レーザ発振出力 (6328 \AA) に対する各種パラメータの影響", 信学会量エレ研資, 1965年5月.
- (16) K. Gurs and R. Muller, "Wide-band modulation by controlling the emission of an optical maser (Decoupling modulation)." *Phys. Lett.*, 5, 179-181, July 1963.
- (17) M. DiDomenico, Jr., "Small signal analysis of internal (coupling-type) modulation of lasers", *J. Appl. Phys.*, 35, 2870-2876, Oct. 1964.
- (18) 松尾幸人, 張吉夫, 小林哲郎, 小林俊夫, "複合共振器を用いたガスレーザの結合変調", 信学会量エレ研資, 1967年1月.
- (19) F. R. Nash and P. W. Smith, "Broadband optical coupling modulation", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-4, 26-34, Jan. 1968.
- (20) 松尾幸人, 小林哲郎, 波々伯部圭佑, 田治米徹, 張吉夫, "レーザの結合変調について", 昭43信学全大, S12-3, 昭和43年10月.
- (21) 松尾幸人, 小林哲郎, 波々伯部圭佑, 田治米徹, 張吉夫, "複合共振器単一モードレーザの結合変調", 輻射科学研究会資料, 昭和43年11月.
- (22) I. P. Kaminow, "Microwave modulation of the electro-optic effect in KH_2PO_4 ", *Phys. Rev. Lett.*, 6, 528-530, May 1961.
- (23) C. J. Peters, "Gigacycle bandwidth coherent light traveling-wave phase modulator", *Proc. IEEE*, 51, 147-153, Jan. 1963.
- (24) 山本杲也, "進行波形光変調器のマイクロ波変調", 信学会量エレ研資,

- QE 68-28, 1968年11月.
- (25) 末田正, 牧本利夫, “温度補償を行なった進行波形光変調器”, 昭42信学全大, 645, 昭和42年10月.
- (26) J. M. Ley, “Low-voltage light-amplitude modulation”, *Electron. Lett.*, 2, 12-13, Jan. 1966.
- (27) C. H. Clayson, “Low-voltage light-amplitude modulation”, *ibid.*, 2, 138-139, April 1966.
- (28) J. M. Ley, *ibid.*,
- (29) 波々伯部圭佑, 張吉夫, 松尾幸人, “繰返し反射による低電圧光変調”, 昭43電気四学会連大, 1400, 昭和43年3月.
- (30) 波々伯部圭佑, 張吉夫, 松尾幸人, “繰返し反射による低電圧光変調器(その2)”, 昭44電気四学会連大, 1707, 昭和44年3月.
- (31) 波々伯部圭佑, 張吉夫, 松尾幸人, “KTNを用いた光変調”, 昭44信学全大, 627, 昭和44年9月.
- (32) 波々伯部圭佑, 松尾幸人, “ADP結晶及びKTN結晶を用いた低電圧光変調”, 信学会量エレ研資, QE69-42, 1969-10.
- (33) R. T. Denton, F. S. Chen and A. A. Ballman, “Lithium tantalate light modulators”, *J. Appl. Phys.*, 38, 1611-1617, March 1967.
- (34) R. T. Denton and T. S. Kinsel, “Terminals for a high-speed optical pulse code modulation communication system: 1, 224-Mbit/s single channel”, *Proc. IEEE*, 56, 140-146, Feb. 1968.
- (35) K. Hookabe and Y. Matsuo, “Novel type of cut for KDP crystals for low-voltage light modulation”, *Electron. Lett.*, 6, 550, Aug. 1970.
- (36) 波々伯部圭佑, 松尾幸人, “低電圧光変調のためのKDPタイプ結晶の新しい形のカット(45°y'カット)”, 昭45信学全大, 641, 昭45年8月.
- (37) 波々伯部圭佑, 松尾幸人, “光変調に対するKDPタイプ結晶の最適カット”, 信学論, 54-B, 237-244, May 1971.
- (38) 波々伯部圭佑, 松尾幸人, “光変調に対するKDPタイプ結晶の最適カ

- ット”に対する補遺”，信学論，54-B，371-372，June 1971.
- (39) 波々伯部圭佑，松尾幸人，“光変調用KDP形結晶の最適カット”，昭46信学全大，725，昭和46年3月。
- (40) 波々伯部圭佑，松尾幸人，“KDP形結晶の新しいカット（ $45^\circ z-45^\circ y'$ カット）”，信学会量エレ研資，QE70-27，1970年10月。
- (41) 波々伯部圭佑，松尾幸人，“光変調用電気光学結晶のカットについて”，信学会量エレ研資，QE70-49，1971年2月。
- (42) K. Hookabe and Y. Matsuo, “Novel cut of KDP-type Crystals ($45^\circ z-45^\circ y'$ -cut)”, *Mem. Inst. Sci. & Ind. Res., Osaka Univ.*, XXV III, 1971.
- (43) D. Kalymmos, J. M. Ley & K. Rashidi “Optimisation of $45^\circ y'$ cut modulators” *Electron. Lett.* 6, 771-773 Nov. 1970.
- (44) G. E. Francous, F. M. Librecht and J. J. Engelen “Optimum cut in XDP crystals for transverse light modulation” *Electron. Lett.*, 6, 778-779, Nov. 1970.
- (45) D. Kalymnios, “Optimisation of electroOptic crystal modulators”, *Electron. Lett.*, 6, 25-26, Dec. 1970.
- (46) W. W. Rigrod, “Gain saturation and output power of optical masers”, *J. Appl. Phys.*, 34, 2602-2609, Sep. 1963.
- (47) F. T. Arecchi, “Thermal effects and power enhancement in a He-Ne optical maser”, *Quantum Electron.* I, 547-560, Col. Univ. Press, 1964.
- (48) 本文中において引用なし。
- (49) 松尾幸人，張吉夫，小林俊夫，波々伯部圭佑，“He-Hg パルスレーザ，昭39信学全大，334，昭和39年11月。
- (50) Y. Matsuo, Y. Cho, T. Kobayashi and K. Hookabe, “He-Hg pulsed laser”, *Mem. Inst. Sci. & Ind. Res., Osaka Univ.*, XXII, 1965.
- (51) W. R. Bennett, Jr., “Radiative lifetime and collision transfer cross sections of excited atomic states”,

Advances in Quantum Electron., 28-44, Col. Univ. Press, 1961.

- 52 松尾幸人, 張吉夫, 小林俊夫, “He-Neレーザー放電管の電子温度の測定”, 日本物理学会, 15a-H-8. 昭和40年.
- 53 本多侃士, “気体放電現象”, 東京電機大学出版部 1963.
- 54 島津備愛, “量子エレクトロニクス講習会テキスト”, 119. 物理学会, 1964.
- 55 G. Birnbaum, “Optical Masers”, Academic Press 1964.
- 56 鈴木範人, “ガスレーザーの放電シンポジウム予稿”, 62, 放電研グループ, 1965.
- 57 E. I. Gordon, A. D. White and J. D. Rigden, “Gain saturation at 339μ in the He-Ne maser”, *Optical Masers*, 309-319, Poly. technic Press, 1963.
- 58 J. R. Dixon, et. al., *Phys. Rev.*, 107, 118, 1957.
- 59 C. S. Willett”, “Note on near-infrared operating characteristics of the mercury ion laser”, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-6, 469-471, July 1970.
- 60 W. E. Bell, “Visible laser transitions in Hg^+ ”, *Appl. Phys. Lett.*, 4, 34-35, Jan. 1964.
- 61 H. G. Heard, G. Makhov, and J. Peterson, “Laser action in mercury rare gas mixtures”, *Proc. IEEE*, 52, 414 April 1964.
- 62 W. T. Silfvast, G. R. Fowles and B. D. Hopkins, “Laser action in singly ionized Ge, Sn, In, Cd and Zn”, *Appl. Phys. Lett.*, 8, 318-319, June 1966.
- 63 真鍋隆, 他, “外部変調によるガスレーザー光の変調実験”, 昭39信学全大, 337, 昭和39年11月.
- 64 川崎博, 岩片秀雄, 清水司, 井上広治, “He-Neレーザー ($1.15\mu m$) の高速パルス電流変調”, 信学会量エレ研資, QE70-15, 1970年7月.
- 65 T. L. Paoli and J. E. Ripper, “Direct modulation of semiconductor lasers”, *Proc. IEEE*, 58, 1457- Oct, 1970.

- (66) 林昭博, 修士論文, 昭和46年3月.
- (67) Y. Cho, T. Tajime and Y. Matsuo, "Stabilization of a composite-cavity single-frequency laser", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-4, 699-701, Oct. 1968.
- (68) B. H. Billings, "The electro-optic effect in uniaxial crystals of the type XH_2PO_4 ". *J. Opt. Soc. Am.*, 39, 797-808, Oct. 1949.
- (69) R. O' B. Carpenter, "The electro-optic effect in uniaxial crystals of the dihydrogen phosphate type". *J. Opt. Soc. Am.*, 40 225-229, April 1950.
- (70) I. P. Kaminow and E. H. Turner, "Electrooptic light modulators," *Proc. IEEE*, 54, 1374-1390, Oct. 1966.
- (71) F. S. Chen, "Modulators for optical communications," *Proc. IEEE*, 58, 1440-1457, Oct. 1970.
- (72) E. G. Spencer. P. V. Lenzo and A. A. Ballman, "Dielectric materials for electrooptic, elasto-optic and ultrasonic device applications", *Proc. IEEE*, 55 2074-2108, Dec. 1967.
- (73) J. F. Ward and P. A. Franken, "Structure of nonlinear optical phenomena in potassium dihydrogen phosphate", *Phys. Rev.*, 133, A183-A190, Jan. 1964.
- (74) W. P. Mason, "The elastic, piezoelectric and dielectric constants of potassium dihydrogen phosphate and ammonium dihydrogen phosphate", *Phys. Rev.*, 69, 173-194, March 1946
- (75) 小川智哉, "ADP結晶を用いたPiezo-Optic Resonator. (1)", 応用物理, 第26巻, 259-267, June 1957.
- (76) 難波進, 小川智哉, "電気光学的性質とその応用", 応用物理, 第26巻, 498-506, Oct. 1957.
- (77) 小嶋弘達, 野村貞夫, "45° Zcut KDP結晶を用いた光変調方式の検討", 信学会量エレ研資, 1965年12月.
- (78) 石黒浩三, "光学", 共立全書, 昭和37年9月.

吉原邦夫, “物理光学”, 共立出版, 昭和41年10月。

- (79) P. A. Franken and J. F. Ward, “Optical harmonics and nonlinear phenomena”; *Rev. Mod. Phys.*, 35 23-39, Jan. 1963.
- (80) A. Yariv, “Quantum electronics”, John Wiley and Sons, Inc. 1967.
- (81) J. F. Nye, “Physical properties of crystals”, Oxford University Press, 1967.
- (82) J. H. Ott and T. R. Sliker, “Linear electro-optic effects in KH_2PO_4 and its isomorphs”, *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 1442-1444 Dec. 1964.
- (83) B. Trevelyan, “The practical design of a laser modulator using 45 degree cut ADP crystals”, *J. Sci. Instrum.*, 2, 452-428, 1969
- (84) F. Zernik, Jr., “Refractive indices of ammonium dihydrogen phosphate and potassium dihydrogen phosphate between 2000 Å and 1.5μ ”, *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 1215-1220, Oct. 1964.
- (85) R. A. Phillips, “Temperature variation of the index of refraction of ADP, KDP and deuterated KD^*P ”, *J. Opt. Soc. Am.*, 56, 629-632, May 1966.
- (86) R. S. Adhav, “Some physical properties of single crystals of normal and deuterated potassium dihydrogen arsenate. II. Electro-optic and dielectric properties”, *J. Appl. Phys.*, 39, 4095-4098, 1968.
- (87) F. M. Libreht and G. E. Francois, “Optimum cut for a LiNbO_3 transverse light modulator”, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-7, 374-376, July 1971.
- (88) 二宮佑一, “光変調器および偏向器のための結晶の最適カット”, 信学論, 55-C, 40-47, 昭和47年1月。
- (89) 松尾幸人, 波々伯部圭佑, 張吉夫, 小林俊夫, “縦続接続したKDPによる光変調”, 昭和39信学全大, 342, 昭和39年11月。

- (90) 内田禎二, 関口紀昭, 坂井六三郎, “縦続型光変調器”,
昭39信学全大, 343, 昭和39年11月.
- (91) 石渡克洋, 伊藤猷顕, “多重反射型光調器”,
昭42信学全大, 644, 昭和42年10月.
- (92) C. E. Erderby, “Wideband optical modulator”, *Proc. IEEE (Correspondence)*, 52, 981-982, Aug. 1964.
- (93) J. L. Putz, “A wideband microwave light modulator”,
IEEE Trans. Electron Devices, ED-15, 695-698,
Oct. 1968.
- (94) D. L. Fried, W. S. Read, and D. B. Pollock, “An interferometric optical modulator”, *Appl. Opt.*, 3,
697-701, June 1964.
- (95) W. H. Steier, “A push-pull optical amplitude modulator”,
IEEE J. Quantum Electron., QE-3, 664-667, Dec. 1967.
- (96) 松尾幸人, 張吉夫, 小林俊夫, “光方向性結合器の実験”,
昭41電気四学連大, 1006, 昭和41年4月.
- (97) F. S. Cne, J. E. Geusic, S. K. Kurtz, J. G. Skinner and
S. H. Wemple, “Light modulation and beam deflection
with potassium tantalate-niobate crystals”, *J. Appl. Phys.*, 37,
388-398 Jan. 1966.
- (98) S. Triebwasser, “Study of ferroelectric transitions
of solid-solution single crystals of KNbO_3 - KTaO_3 ”,
Phys. Rev., 114, 63-70, April 1959.
- (99) S. K. Kurtz, “Design of an electro-optic polarization
switch for a high-capacity high-speed digital
light deflection system”, *B. S. T. J.* 45, 1209-1245,
Oct. 1966.
- (100) P. H. Smakula and P. C. Claspy, “The electro-optic
effect in LiNbO_3 and KTN”, *Trans. of The Metallurgical
Society of Aime*, 239, 421-424, March 1967.
- (101) J. A. van Raalte, “Linear electro-optic effect in ferro-
(97) electric KTN”, *J. Opt. Soc. Am.*, 57, 671-674, May 1967.

- (102) 波々伯部圭佑，張吉夫，松尾幸人 ”，低電圧光変調器 ”，特許申請中，
昭和 4 3 年 6 月。
- (103) 波々伯部圭佑，松尾幸人， “ 光変調用電気光学素子 ”，特許申請中，
昭和 4 5 年 7 月。

論文目録

報告番号 第1574号

波々伯部 圭佑

主論文 ガスレーザーの変調に関する研究

(主論文のうち印刷公表したものを)

1. He-Hg Pulsed Laser
(ヘリウム-水銀パルスレーザー)

Memoirs of the Institute of
Scientific and Industrial
Research Osaka University
第22巻 昭和40年

1. Novel Type of Cut for KDP Crystals for Low-Voltage
Light Modulation
(低電圧光変調のための KDP 91° 結晶の新しいカット)

Electronics Letters 第6巻 17号
昭和45年8月

1. 光変調に対する KDP 91° 結晶の最適カット
電子通信学会 論文誌
第54-B巻 5号 昭和46年5月

1. “光変調に対する KDP 91° 結晶の最適カット”に対する補遺
電子通信学会 論文誌
第54-B巻 6号 昭和46年6月

1. Novel Cut of KDP-Type Crystals (45°E-45°Y'-Cut)
(KDP 91° 結晶の新しいカット (45°E-45°Y' カット))

Memoirs of the Institute of
Scientific and Industrial
Research Osaka University
第29巻 昭和46年

(主論文のうち未公表のもの)

なし

