

櫛型電極全反射型光変調器の特性 II

西 脇 彰*

The Characteristics of a Total-reflection-type Light Modulator with Interdigital Electrodes II

Akira NISHIWAKI*

(Received September 24, 1974)

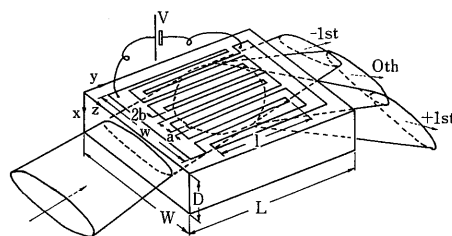
Surface field distributions induced inside an electrooptic crystal by a set of interdigital electrodes are examined more rigorously than in the previously reported paper about total-reflection-type electrooptic light modulator. Capacitance, effective modulation voltage, and required driving power for the modulator are calculated as functions of a structural parameter, that is the ratio of the spacing to the width of electrode strips. The results are compared with the experimental values. Some experimental ac characteristics of the modulator are also reported.

1. 緒 言

前報告¹⁾その他²⁾³⁾で、櫛型電極全反射型光変調器を導入し、その特性を簡単なモデルについて解析し、実験と比較した。この変調器は、電気光学効果のある単結晶の表面に微細周期の入り組んだ櫛状電極をおき、この電界によって誘起された結晶内の周期的な屈折率変化の領域にレーザビームを、電極のついた面で全反射するように通過させ、空間的位相変調による回折で、光を能率よく変調させるものである。変調器の概念図は、第1図に示した。この変調方式は、今後発展が期待されているレーザ通信システムの要素を構成するであろう光集積回路の領域と、従来の集中定数要素により、自由空間を伝搬させるレーザ技術の領域との混合領域にあるものとしてその特性を明かにすることは、意味のあることと考えられる。そこで、この報告は、以前に仮定した簡単な電界計算のモデルをさらに厳密なものとし、電極のパラメータ等を変えた更に詳しい実測を行い、その比較検討を述べるものである。実験の結果は、今回の取扱いが、より正当であることを示している⁴⁾⁵⁾。

2. 理 論

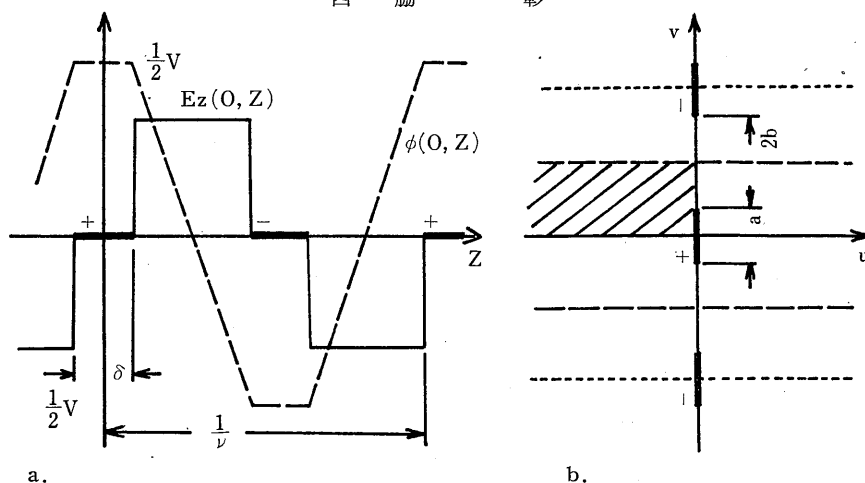
前に述べた変調器の理論は²⁾³⁾、第2図(a)の破線で示



第1図 櫛型電極変調器の概念図

したような電極間電位が直線的に変化すると仮定したモデルに基づいている。それ故、極間電界分布は、第2図(a)の実線のように階段状になると考えた。このモデルによる計算は実験結果を実用上十分と思われる程度に説明できるものであった。しかし実際の変調器の構成を考えると、極めて薄い電極板のエッジ近傍での電界は、きわめて急激な変化が見こまれる。この変化の程度がどれだけになるかをはっきりつかんでおかななくては、結晶表面に薄膜状電極を蒸着する型のデバイスの理論としては、重要な不確かさが残る。更に、櫛型電極間の電界を解析的な表現でもとめた文献もないようであるので、この問題を等角写像によって解析解を求めることにした。ここで仮定する条件は、1)電極導体板が無限にうすい、2)空

*電子工学科 (Department of Electronic Engineering)



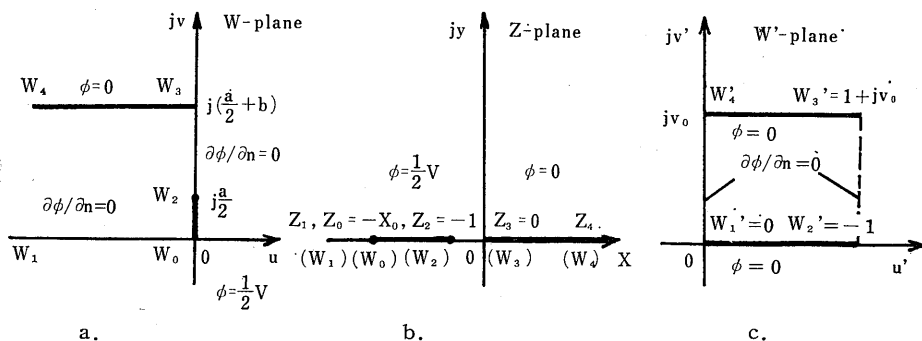
第2図 座 標 の え ら び 方

(a) 前報告¹⁾²⁾での電界、電位のモデル

(b) 計算の座標と、単位区間 (斜線部)

気にくらべ電気光学結晶の誘電率が十分大きくて電束は実効的に全て結晶内に入りこむ、3)結晶の電歪効果は無視する、4)電極間隔にくらべ結晶は無限に広く、電数極も十分多いとする、等である。実際の値、電極間隔 $50 \sim 100 \mu\text{m}$ 、電極の厚さ $5 \mu\text{m}$ 以下、タンタル酸リチウムの比誘電率43、その結晶の大きさは厚さ(D)、巾(W)、長さ(L)がそれぞれ1mm、3mm、20mmを見れば、これらの仮定は妥当と思われる。座標のとり方に、第2図(b)に示す。周期的に同じ形の電極が同一直線上にならんでいる系では、上に述べた仮定と、系の対称性から、全空間を結晶の誘電率で満した場合の1周期の電界分布の8分の一区間を単位として組合わすことができる。この単位の区間は、第2図(b)の斜線の部分である。同図で点線は電極導体の垂直2等分線、破線は導体の間隔の垂直2等分線、aは導体の巾、2bは間隔である。導体は次々に

逆位相の電圧が印加される。対称性から、この単位区間の境界面に沿っては、電位の法線方向勾配はゼロとなリかつ、破線に沿う面は、電位を ϕ で示すとき、 $\phi=0$ の等電位面となる。そこでこの面は、接地した導体板で置き換えることができる。この等価導体と、2分の一の電極板とによって、コンデンサが形成される。 v 軸にとってある結晶表面に沿っても法線方向電位勾配($\partial\phi/\partial n$)はゼロとみなして、上に述べた仮定を境界条件として、単位区間の電界分布を、シュワルツークリstoffェルの変換を用いて解析的に解く⁶⁾⁷⁾⁸⁾。第3図(a)は、単位区間を W -平面としてあらわしたものである。これを、同図(c)のような最もエレメンタリーな平行平板コンデンサの境界値問題に変換する。その途中の媒介変換に用いられる平面が同図(b)である。 W -平面内の多角形 W_1, W_2, W_3, W_4 を次の変換により Z -平面に写像する。



第3図 等角写像の変換系

(a) 単位区間 (実際の系)

(b) 媒介平面

(c) エレメンタリーな平面

$$W = -2\left(\frac{a}{2} + b\right) \cdot \pi^{-1} \cdot \ln(z^{1/2} + (z + x_0)^{1/2}) + \left(\frac{a}{2} + b\right) \cdot \pi^{-1} \cdot \ln x_0 + j\left(\frac{a}{2} + b\right).$$

$$\text{ここで } x_0 = \left[\sin^2 \frac{\pi b}{2\left(\frac{a}{2} + b\right)} \right]^{-1} \quad (1)$$

次に、 Z -平面を次の変換で W' -平面に写し、最も単純な平行平板系をつくる。

$$W' = -\frac{x_0^{1/2}}{2K'(x_0^{-1/2})} \int_0^z \frac{dz}{(z(z+1)(z+x_0))^{1/2}} + (1+jv_0)$$

ただし

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \varphi}}, \quad K'(k) = K(\sqrt{1-k^2}),$$

$K(k)$ は第一種完全楕円積分でありここでは $k = x_0^{-1/2}$ 。

$$\begin{aligned} -\frac{dW'}{dW} &= \frac{dW'}{dZ} \cdot \frac{dZ}{dW} = \left(-\frac{\partial v'}{\partial v}\right) + j \left(-\frac{\partial v'}{\partial u}\right) = \frac{2v_0}{V} (Eu + jEu) \\ &= \left\{ -\frac{\pi \cdot x_0^{1/2}}{2\left(\frac{a}{2} + b\right) \cdot K'(x_0^{-1/2})} \right\} \cdot \left\{ \left(1 - \frac{x_0}{2} - \frac{x_0}{2} \cosh \frac{\pi u}{a+2b} \cos \frac{\pi v}{a+2b}\right) + j \left(\sinh \frac{\pi u}{a+2b} \sin \frac{\pi v}{a+2b}\right) \right\}^{-1/2} \quad (4) \end{aligned}$$

(4)式がもとめるものであるが、結晶の座標系におきかえておいた方が便利であるので $u \rightarrow x$, $v \rightarrow z$ とし、かつとくに結晶表面 $u = x = 0$ での電界をしらべる必要がある。それらをかくと、

$$0 < z < \frac{a}{2} \quad (\text{電極板上})$$

$$E_x(0, z) = D \cdot \left(x_0 \cos^2 \frac{\pi z}{a+2b} - 1\right)^{-1/2}, \quad (5)$$

$$E_z(0, z) = 0,$$

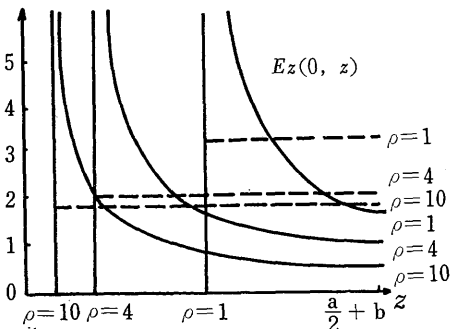
$$\frac{a}{2} < z < \frac{a}{2} + b \quad (\text{極板間})$$

$$E_x(0, z) = 0,$$

$$E_z(0, z) = D \cdot \left(1 - x_0 \cos^2 \frac{\pi z}{a+2b}\right)^{-1/2}, \quad (6)$$

$$D = \frac{V}{2v_0} \cdot \frac{\pi x_0^{1/2}}{2\left(\frac{a}{2} + b\right) K'(x_0^{-1/2})}. \quad (7)$$

この電界分布は、1つの簡単なパラメータ $\rho = 2b/a$ をもつ z の関数であらわすことができる。第4図は、 z



第4図 ρ をパラメータとした $E_z(0, z)$ の変化

$$v_0 = \frac{K(k)}{K'(k)} \quad (2)$$

v_0 は W' -平面における平行平板コンデンサの極板間隔で、その単位面積あたりの容量 C_0 は、 ϵ を誘電率として

$$C_0 = \frac{\epsilon}{v_0} \quad (3)$$

となる。 W' -平面における $v' = \text{一定}$ は、等電位面なのでこれを Z -平面を通じて W -平面へ逆変換すれば、実際の系における等電位面が求められる。 W -平面における電界 $Eu(u, v)$, $E_v(u, v)$ は、

軸に沿っての $\rho = 1, 4, 10$ についての $E_z(0, z)$, (6)式の曲線である。たて軸の単位は $\rho = 4$ の E_z の極間の中央での値をとってある。同図の破線は、第2図(a)の簡単なモデルの電界分布に相当している。 ρ が増すと、極間での電界が簡単なモデルの場合にくらべ大きく下ってくることがわかる。これは、電極が ρ を小さい構造にすべきことを暗示する。結晶内の電界 $E_z(x, z)$ は、次のように、ラプラスの方程式を満す函数の級数に展開できる。

$$\begin{aligned} E_z(x, z) &= \sum_{m=0}^{\infty} E_{z, 2m+1} \exp\{-(2m+1)\pi x / \\ &\quad (a+2b)\} \cdot \sin\{(2m+1)\pi z / (a+2b)\}, \end{aligned}$$

ただし

$$E_{z, 2m+1} = (a+2b)^{-1} \int_0^{2(a+2b)} E_z(0, z) \sin\{(2m+1)\pi z / (a+2b)\} dz, \quad (8)$$

$$E_{z, 1} = \pi V (a+2b)^{-1} \cdot K(x_0^{-1/2})^{-1},$$

$$E_{z, 3} = \pi V (a+2b)^{-1} \cdot K(x_0^{-1/2})^{-1} \cdot (-1 + 2x_0^{-1})$$

$$E_{z, 5} = \pi V (a+2b)^{-1} \cdot K(x_0^{-1/2})^{-1} \cdot (1 - 6x_0^{-1} + 6x_0^{-2}).$$

これらのフーリエ成分をつかって、周期電界 $E_z(x, z)$ のある電気光学結晶によって誘起される光の位相の周期的な空間変調の大きさ ϕ は

$$\phi = 2\pi K(x_0^{-1/2})^{-1} \cdot \theta^{-1} \cdot (V/V_\pi), \quad (9)$$

とあらわされる²⁾。ただし θ は、全反射の際の結晶面と光線とのなす角であり、 V_π は楕型電極型変調器のいわゆる半波長電圧である²⁾。またこの型の変調器の実効的

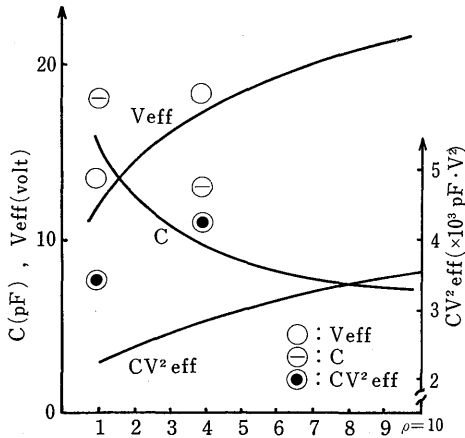
な100%変調電圧²⁾ V_{eff} は

$$V_{eff} = (1/0.678)(1/2\pi) \cdot K(x_0^{-1/2}) \cdot V'_{\pi} \cdot \theta \quad (10)$$

となる。

3. 検 討

以上の理論式を、実験に用いた変調器の形状に適用しパラメータ ρ の函数として数値を求めてみた。第5図



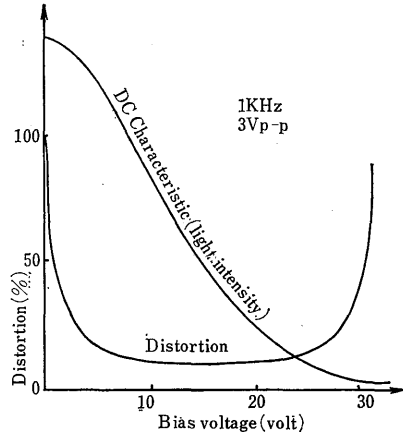
第5図 C , V_{eff} , CV_{eff}^2 の理論曲線と
 $\rho = 1, 4$ についての実測値

は、(1), (2), (3)式を用いて楕型の電極間の容量 C を、(10)式を用いて100%変調電圧 V_{eff} を、そして、光調器の性能指数となる CV_{eff}^2 をそれぞれプロットしたものである。ただし、 $\epsilon = 43\epsilon_0$, $V'_{\pi} = 2000$ volt, $\theta = 0.166$ rad 電極の有効面積 $= 8 \text{ mm}^2$ (幅 $w \times$ 長さ $l = 1 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$), 電極の1周期の長さ $(2a + 4b) = 0.21 \text{ mm}$ とした場合である。第5図の丸印は、 $\rho = 1, 4$ の変調器をつくり、実

第1表 前報告、今回の計算及び測定値との比較

($\rho = 4$)	単純モデルによる 理論値	本理論値	観測値
$C(\text{pF})$	7.84	9.03	13.0
$V_{eff}(\text{volt})$	16.4	17.5	18.0

験的に求めた値を記入したものである。これらの結果を、前報告の値と比較すると、第1表のようになる。 V_{eff} については非常に一致を示している。電極間容量 C については、測定値が有効電極面積の部分以外に、引出リード及び、その他の浮遊容量を数 pF 含んでいる可能性があるのも、やはり、よく理論値とあうように思われる。第6図は、この変調器の歪率を測定したものである。現在の形状で、200MHz まではおよそ50Ω一定の負荷として、低歪率の部分をつかえば実用的な光調器に使えることを示すものである。しかし、結晶の電歪



第6図 歪率の測定曲線

効果のため、表面波超音波が、励起される周波数があり、この影響をよりくわしく調べるのが今後の課題である。

おわりに、本報告をまとめるにあたり、本研究のアイデアを出され、終始ご指導給わった名古屋大学工学部の服部秀三教授に心から感謝致します。理論計算、実験に協力していただいた、水野尊司氏、三上孝義氏、加藤行宏君に、この研究にとくに援助下さいました本学三浦学長、金原主任教授にお礼を申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 西脇彰, 三上孝義; 中部工大紀要, Vol. 8, p51, 1972年12月.
- 2) A. Nishiwaki, T. Mizuno and S. Hattori; IEEE. J. of Q.E., QE-9, p559, 1973.
- 3) 西脇ら; 電子通信学会量子エレクトロニクス研究会資料, QE 72-67, 1972-12.
- 4) 水野ら; 昭和49年度電子通信学会全国大会(1974-7)
- 5) A. Nishiwaki et al; Optics Communications に投稿中.
- 6) R.E. Collin; Field Theory of Guided Waves (Mc Graw-Hill Book Company, New York, 1960) Chap. 4.
- 7) G.A. Coquin and H.F. Tierstein; J. Acoust. Soc. Am., Vol.41, p921, 1967.
- 8) G.W. Farnell, I.A. Cermak, P. Silvester, and. S.K. Wong; IEEE Trans. Sonics Ultrason., Vol.17, p188, 1970