### LiNb0<sub>3</sub>結晶の電気光学係数の測定精度と感度の改善

滝沢 國治<sup>\*1</sup>,米倉 和也<sup>\*2</sup>,金 蓮花<sup>\*3</sup>

## High accuracy and high sensitivity measurements of the electrooptic effect in undoped and MgO-doped LiNbO<sub>3</sub> crystals

Kuniharu TAKIZAWA<sup>\*1</sup>, Kazuya YONEKURA<sup>\*2</sup>, Lianhua JIN<sup>\*3</sup>

**ABSTRACT** : Accurate measurements of the compound electrooptic (EO) coefficients  $r_c$  of non-doped and MgO-doped LiNbO<sub>3</sub> (LN) were made by detecting the fundamental and third harmonic components which were included in the sinusoidally modulated optical signal. The analysis of frequency spectrum of the multiple reflection beams in the EO crystal indicates that anti-reflection films must be coated on the input and output surfaces of the crystal for accurate measurements. Measured values of  $r_c$  of non-doped and MgO-doped LN crystals at a wavelength of 632.8 nm were 19.8 pm/V and 19.2 pm/V, respectively.

**Keywords** : Electrooptic effect, Electrooptic coefficient, LiNbO<sub>3</sub>, Converse piezoelectric effect, Piezoelectric constant

(Received September 15, 2006)

#### 1. まえがき

電気光学 (EO) 結晶の EO 効果 (ポッケルス効果) は, 光通信,光計測,光情報処理などの分野で幅広く利用さ れている。しかし,高精度で測定された EO 係数は, (NH<sub>4</sub>)H<sub>2</sub>PO<sub>4</sub> 結晶の  $r_{41}$ ,  $r_{63}$ , KH<sub>2</sub>PO<sub>4</sub> 結晶の  $r_{63}$ , LiNbO<sub>3</sub> 結晶(LN 結晶)および LiTaO<sub>3</sub> 結晶の  $r_{33}$  など,大きな EO 係数をもついくつかの大型結晶に限られている<sup>1)</sup>。光通 信,光情報処理分野で光変調器,光スイッチ,光偏向器 などに応用されている LN 結晶でも, $r_{33}$ 以外の EO 係数 の測定値の有効桁数は,1 ~ 2桁に留まっている<sup>1)</sup>。し かし,LN 結晶を用いて縦形光変調器<sup>2)-5)</sup>,偏光無依存形 光スイッチ<sup>6)</sup>,偏波無依存形変調器<sup>7),8)</sup>,TE/TM モード 変換器<sup>9)-11)</sup>,偏光制御器<sup>12)</sup>,レーザドップラ速度計<sup>13)</sup>, 変位センサ<sup>14)</sup>,などを設計する場合, $r_{33}$ よりも値の小さ な EO 係数が必要となる。そこで高感度で高精度な EO 係数測定法が望まれている。

小さな EO 係数を測定するよく知られた方法は、クロ スニコル光学系にサンプル結晶と 1/4 波長板を挿入する Senarmont 補償法である <sup>15),16)</sup>。この方法では、半波長電 圧(リタデイションがπになる最小電圧)の 5~15%程 度の印加電圧で EO 係数を測定できるという利点をもつ が、初期位相を $\pi/2$ に正確に定めることが容易でないこ とと、測定値が温度変化に依存しやすいという欠点をも つ。

Mach-Zehnder 干渉計の一方の光路に EO 係数が明らか なリファレンス結晶を置き,他方の光路にサンプル結晶 を置く測定法も低電圧測定が可能である<sup>17)</sup>。しかし,サ ンプル結晶の測定精度が,リファレンス結晶に依存する という問題を抱えている。また,Senarmont 法と同じく 測定システムを一定の温度に保つ必要がある。

これらの既存の測定法の課題を克服するため、この論 文では、EO 係数測定システムの光変調信号に含まれる 基本波成分と第3高調波成分の比 $J_1(x)/J_3(x)$ から、温度変 化に依存せずに EO 係数を高精度でかつ低電圧で求める 方法を提案する。 $J_1(x)$ 、 $J_3(x)$ は第1種のベッセル関数で あり、xは EO 結晶を伝播する光の位相やリタデイショ

<sup>\*1:</sup>物質生命理工学科教授 (Professor, Dept. of Materials and Life Science) <u>takizawa@st.seikei.ac.jp</u>

<sup>\*2:</sup>物理情報工学専攻大学院生 (Graduate student, Dept. of Applied Phisics)

<sup>\*3:</sup>物質生命理工学科助手 (Research Associate, Dept. of Materials and Life Science)

ンに依存する変数である。

変調信号をフーリエ級数に展開し、ベッセル関数を用 いてその周波数スペクトラムを分析する方法は、FM な どの通信方式ではよく知られた技術である<sup>18)</sup>。この技術 を応用した幾つかの光計測技術が既に提案されている。 たとえば、Denton らは光変調信号に含まれる  $J_1(x)$ および  $J_3(x)$ 成分から LiTaO<sub>3</sub> 結晶を用いた光変調器の温度依存 性を明らかにした<sup>19)</sup>。著者の一人は、 $J_1(x)=0$ を満足する xから EO 係数を求める方法を提案した<sup>20)</sup>。この方法は 高精度であるが、半波長電圧よりも大きな印加電圧を必 要とするという問題を抱えていた。さらに、Oakberg は 光弾性変調器の出力信号に含まれる  $J_1(x) \ge J_2(x)$ 成分か ら、光学媒質の圧電効果を高感度で測定した<sup>21)</sup>。しかし、 光変調信号のスペクトル分析から EO 係数を高精度かつ 低電圧で測定する研究はまだない。

本論文は、本章を含め5章から構成される。第2章で は、 $J_1(x)/J_3(x)$ を用いた EO 係数測定法の測定系と測定原 理を述べる。第3章では EO 結晶の入出力端面での多重 反射光と測定精度の関係を明らかにする。第4章では、 ノンドープ LN 結晶および MgO ドープ LN 結晶の複合的 電気光学係数  $r_c$ を測定した結果を示す。第5章は結論で ある。

#### 2. 測定原理

前章に述べたように、この測定方法の特徴は、光変調 信号に含まれる基本波成分と第3高調波成分の比から EO係数を求めることである。したがって、クロスある いは平行ニコル光学系、Mach-Zehnder干渉計および Michelson干渉計など従来のEO係数測定方法で採用され てきたほとんどの光学システムにこの方法を適用するこ とが出来る。

ここでは、LN 結晶の複合的電気光学係数  $r_c$ を測定す る平行ニコル光学システム (図1) にこの方法を適用し て、測定原理を述べる。平行ニコル光学系では、直線偏 光したレーザ光は LN 結晶の X 軸方向および Z 軸 (c) 軸方向と 45 度の方向に振動している。結晶の Z 軸方向 に正弦波電圧  $V_{0}$ sin  $\omega$ t を加える。このとき、結晶中を Y 軸方向に進むレーザ光の Z 軸方向の振動成分と X 軸方向 の振動成分は異なる屈折率を感じるため、Z 軸成分光の 位相  $\Gamma_1$  と X 軸成分光の位相  $\Gamma_2$  の間に位相差(リタデイ ション)  $\Box \Gamma = \Gamma_1 - \Gamma_2$ が生じる。LN 結晶の常光屈折率



Parallel Nicol polarization system for measuring composite EO coefficient r<sub>c</sub> of LN crystals.
 BPF<sub>1f</sub> and BPF<sub>3f</sub>, band pass filters; MM, Multi-meter.

を $n_o$ , 異常光屈折率を $n_e$ , 結晶長をL, 波長を $\lambda$ とする と,  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$ は以下の式で与えられる。

$$\Gamma_{1} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( n_{e} + \Delta n_{e} \right) \left( L + \Delta L \right)$$
(1)

$$\Gamma_{2} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{o} + n_{o})(L + \Delta L)$$
<sup>(2)</sup>

ここで、 *Δn<sub>e</sub>*、 *Δn<sub>o</sub>* は電気光学効果によって生じた異常 光屈折率および常光屈折率の変化であり、それぞれ次式 で表される。

$$\Delta n_{e} = -\frac{1}{2} n_{e}^{3} r_{13} \frac{V_{0}}{D} \sin \omega t$$
(3)

$$\Delta n_{o} = -\frac{1}{2} n_{o}^{3} r_{13} \frac{V_{0}}{D} \sin \omega t$$
(4)

ただし, *r*<sub>13</sub>, *r*<sub>33</sub> は LN 結晶の電気光学係数, Dは結晶の 厚さである。式(1), (2)の *ΔL* は, 逆圧電効果によって生 じる結晶長変化であり, 次式で与えられる。

$$\Delta L = d_{31} L \frac{V_0}{D} \sin \omega t \tag{5}$$

ここで, d<sub>31</sub>はLN 結晶の圧電 d 定数である。

式(2) ~ (5)を用いると、リタデイション∠Гは式(6) で表される。

$$\Delta \Gamma = \Gamma_1 - \Gamma_2 = \frac{2\pi}{\lambda} (L + \Delta L) (n_o - n_e + \Delta n_o - \Delta n_e)$$
  
$$\approx \frac{2\pi}{\lambda} L (n_o - n_e) + \frac{2\pi}{\lambda} L (\Delta n_o - \Delta n_e) + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L (n_o - n_e)$$

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

$$+ \frac{\pi n_e^3 L V_o}{\lambda D} \left[ r_{33} - \left(\frac{n_o}{n_e}\right)^3 r_{13} + 2 \frac{(n_o - n_e)d_{31}}{n_e^3} \right] \sin \omega t$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} L(n_e - n_o) + \Theta r_c \sin \omega t = \phi + \Theta r_c \sin \omega t$$
(6)

ただし,

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} L \left( n_o - n_e \right) \tag{7}$$

$$\Theta = \frac{\pi n_e^3 L V_o}{\lambda D}$$
(8)

$$r_{c} = \left[ r_{33} - \left(\frac{n_{o}}{n_{e}}\right)^{3} r_{13} + 2 \frac{(n_{o} - n_{e})d_{31}}{n_{e}^{3}} \right]$$
(9)

である。 $r_c$ は LN 結晶の複数の電気光学係数 $r_{13}$ ,  $r_{33}$ と 圧電定数 $d_{31}$ を含んでおり、この論文では複合的電気光 学係数と呼ぶことにする。

式(6)を用いると,図1の測定システムの規格化された 光検出信号 *I*<sub>0</sub>は

$$I_0 = \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos \left( \phi + \Theta r_c \sin \omega t \right) \right]$$
(10)

となる。式(10)の交流成分を取り出して、ベッセル関数 を用いて展開すると、以下の式を得る。

$$\cos(\phi + \Theta r_c \sin \omega t) = \cos\phi \left[ J_0(\Theta r_c) + 2\sum_{i=1}^{\infty} J_{2i}(\Theta r_c) \cos 2i\omega t \right] - 2\sin\phi \left[ \sum_{i=0}^{\infty} J_{2i+1}(\Theta r_c) \sin(2i+1)\omega t \right]$$
(11)

図 1 の 2 つのバンドパスフィルタ BPF<sub>1f</sub>および BPF<sub>3f</sub>の中心周波数を $\omega/2\pi$ および 3 $\omega/2\pi$ とすると、BPF<sub>1f</sub>および BPF<sub>3f</sub>の出力の比  $I_{1f}/I_{3f}$ は、次式で表される。

$$\frac{I_{1f}}{I_{3f}} = \frac{J_1(x)}{J_3(x)}$$
(12)

 $x = \Theta r_c$ 



 $\label{eq:second} \fboxspace{-1.5mu} \fboxspace{-1.5mu} \end{tabular} \vspace{-1.5mu} \vspace{-1.5mu} \end{tabular} \end{tabular} \vspace{-1.5mu} \end{tabular} \vspace{-1.5mu} \end{tabular} \vspace{-1.5mu} \end{tabular} \end{tabular} \vspace{-1.5mu} \end{tabular} \end{tab$ 

 $J_1(x)/J_3(x)$ とxの関係を図2に示す。図2は、0 < x < 6.38の範囲では、 $J_1(x)/J_3(x)$ は周期性を持たない単調な関数であることを示している。したがって、この範囲の振幅  $V_0$ をもつ交流電圧を LN 結晶に加えたときの  $I_{1f} > I_{3f}$ を測定すれば、両者の比  $I_{1f}/I_{3f}$ から定まる横軸の値 $\alpha$ から、次式のように $r_c$ を求めることが出来る。

$$r_c = \frac{\alpha}{\Theta} = \alpha \frac{\lambda D}{\pi n_e^3 LV_0}$$
(13)

式(13)は静的位相を含まないため、温度に影響されずに r。を測定することが出来る。また、印加電圧の振幅は任 意の値でよいため、低電圧測定が可能である。



🖾 3 Relationship between  $J_g(x) / J_h(x)$  on x where g = 1-2, h = 3-6.

 $J_1(x)/J_3(x)$ のみならず, $J_1(x)/J_5(x)$ , $J_1(x)/J_7(x)$ ・・・あるい は, $J_2(x)/J_4(x)$ , $J_2(x)/J_6(x)$ ・・・でも可能であるが,図3に 示すようにいずれも $J_1(x)/J_3(x)$ と比較すると感度が低い。  $J_0(x)$ を含む直流成分と, $J_2(x)$ を含む第2高調波成分との 比は, $[1+\cos \phi J_0(x)]/\cos \phi J_2(x)$ と表されるため,温度変 動に敏感で未知の静的位相 $\phi$ を排除することが出来ない。 したがって, $J_1(x)/J_3(x)$ が低電圧および高精度測定に最も 適した組み合わせである。

#### 3. 反射光の影響

これまでは、LN 結晶内での多重反射光がない理想的 な状態を解析した。実際には、LN 結晶は大きな屈折率 を有するため、X 軸方向、Z 軸方向に振動する直線偏光 は、図4に示すようにそれぞれ EO 結晶内で繰り返し反 射する。光が結晶に垂直入射したときのX、Z 軸方向の 直線偏光に対するパワー反射率を $R_1,R_2$ とすると、結晶 中をm ( $\geq 1$ ) 回多重反射した光を含む規格化された光 検出信号 I は、次式で表される。

$$I = \frac{1}{2T} \int_{0}^{T} \left[ \sum_{i=0}^{m} \sum_{p=1}^{2} R_{p}^{i} \sin \left\{ \omega_{0} t + (2i+1) (\theta_{p} \sin \omega t + \phi_{p}) \right\} \right]^{2} dt$$
(14)

ここで、Tは $2\pi/\omega_0$  (<< $2\pi/\omega$ ) で表されるタイムスロ ットである。 $\omega_0$ は光の角周波数、mは光が EO 結晶内を 往復する回数である。 $\theta_1$ および $\theta_2$ はZ軸およびX軸方 向に振動する直線偏光の EO 効果による位相変化であり、 それぞれ次の式で表される。



# 🖾 4 Multiple reflections in EO crystal at normal incidence where p = 1 or 2. The figure is drawn schematically in order to show each ray.

$$\theta_{1} = \frac{\pi n_{e}^{3} L V_{0}}{\lambda D} \left( r_{33} - \frac{2}{n_{e}^{2}} d_{31} \right)$$
(15)

$$\theta_{2} = \frac{\pi n_{o}^{3} L V_{0}}{\lambda D} \left( r_{13} - \frac{2}{n_{o}^{2}} d_{31} \right)$$
(16)

mが大きくなると,式(14)はよく知られた Fabry-Perot エタロンの式になる<sup>22)</sup>。しかし,バルク結晶内での多重 反射回数は,一般に小さな数値になる。図1に示すよう な長さ*L*,幅*D*の直方体のEO結晶のY軸方向にガウス ビームが伝搬する場合,ビームが結晶側面で反射せずに 直進できる条件は,

$$\frac{D^2}{L} = S^2 \frac{4\lambda}{n\pi}$$
(17)

で与えられる<sup>23)</sup>。ただし,nは結晶の屈折率である。Sは安全係数と呼ばれ,ビームが僅かな回折損失だけで伝 播すると仮定すると,S > 3の条件が必要になる。ビ ームがm回往復する場合には,結晶長は(2m+1)Lと見做 せるため,これを式(17)に代入すると,

$$m = \frac{1}{2} \left( \frac{n \pi D^2}{4 \lambda LS^2} - 1 \right)$$
(18)

を得る。

4章の実験とほぼ同一条件である, n = 2.2, D = 1 mm, L = 20 mm,  $\lambda = 632.8$  nm およびS = 3を上式に代入す ると,  $m \approx 7$ を得る。この程度の値では Fabry-Perot の 式を用いることは適当でないため,式(14)を級数で表す ことにする。式(14)において, m = 0の無反射光から m回 往復光から得られる多重干渉信号に含まれる h 次の高調 波信号成分( $h=1,3,5,7 \cdot \cdot \cdot$ )を  $I_{mh}$ とすると,  $I_{mh}$ は次の式 で与えられる。

$$\begin{split} I_{mh} &= \sum_{i=0}^{m} (R_{1}R_{2})^{i} \sin\{(2i+1)(\phi_{2}-\phi_{1})\} J_{h}\{(2i+1)(\theta_{2}-\theta_{1})\} \\ &+ \sum_{\ell=0}^{m-1} \sum_{i=\ell+1}^{m} \left[ \sum_{p=1}^{2} R_{p}^{i+\ell} \sin\{(2(i-\ell)\phi_{p}\} J_{h}\{2(i-\ell)\phi_{p}\} \\ &+ R_{1}^{i}R_{2}^{\ell} \sin\{(2i+1)\phi_{1}-(2\ell+1)\phi_{2}\} J_{h}\{(2i+1)\theta_{1}-(2\ell+1)\theta_{2}\} \\ &+ R_{1}^{\ell}R_{2}^{i} \sin\{(2i+1)\phi_{2}-(2\ell+1)\phi_{1}\} J_{h}\{(2i+1)\theta_{2}-(2\ell+1)\theta_{1}\} \\ &+ R_{1}^{\ell}R_{2}^{i} \sin\{(2i+1)\phi_{2}-(2\ell+1)\phi_{1}\} J_{h}\{(2i+1)\theta_{2}-(2\ell+1)\theta_{1}\} \\ &\qquad (h=1,3,5,7\cdots) \end{split}$$

$$\end{split}$$

#### ただし $J_{h}(\theta)$ はh次のベッセル関数である。

m = 0の場合は、以下の簡単な式で表される。

$$I_{0h} = \sin \left( \phi_2 - \phi_1 \right) J_h \left( \theta_2 - \theta_1 \right) = \sin \phi J_h \left( \Theta r_c \right)$$
(20)

結晶の光吸収特性が無視できない場合には,式(19)の パワー反射率 R<sub>1</sub>, R<sub>2</sub>を次式の R<sub>1</sub>', R<sub>2</sub>'に置き換えればよい。

$$R_1' = R_1 \exp(-2aL)$$
 (21)

$$R'_{2} = R_{2} \exp(-2aL)$$
 (22)

ただし, aは結晶の光吸収係数である。

LN結晶内の多重反射回数をm = 4とする $I_{41}/I_{43}$ と印 加電圧 $V_0$ の関係を計算した一例を図5に示す。ここでは、 $n_0 = 2.28653, n_e = 2.20232, r_{33} = 30.8 \text{ pm/V}, r_{13} = 9.6 \text{ pm/V}, <math>\lambda = 632.82 \text{ nm}, L/D = 20, a = 0$ とした。これ以上mを 増やしても計算曲線はほとんど変化しない。図5は、パ ワー反射率を $R_1 = R_2 < 0.001$ とすれば、 $R_1 = R_2 = 0$ の理 想的な状態(点線)とほぼ一致することを示している。 したがって、結晶の入出力端面のパワー反射率 Rを大幅 に低下させれば、次の式から EO 係数を高い精度で求め ることが出来る。

$$\frac{I_{m1}}{I_{m3}} \approx \frac{I_{01}}{I_{03}} = \frac{J_1(\Theta r_c)}{J_3(\Theta r_c)}$$
(23)



☑ 5 Relationship between  $I_{41}/I_{43}$  and the amplitude  $V_o$  of AC voltage applied to the LN crystal for several values of the power reflectances,  $R_1$  and  $R_2$ .

#### 4. 実験と結果

ノンドープ LN 結晶および MgO を 5%ドープした LN 結晶を用いて測定した。複合的 EO 係数 r<sub>e</sub>の測定に先立 ち,2 つの結晶から頂角 30.23 度のプリズムを作り,プ リズム分光計でそれらの常光屈折率 n<sub>o</sub> および異常光屈 折率 n<sub>e</sub>を測定した。波長 632.8nmの測定結果を表1に示 す。ニコン製画像計測システム NEXIV VM-150M で測定 した両結晶のサイズを表2に示す。多重反射光の影響を 避けるために,2 つの試料結晶の入出力端面に反射防止 用誘電体多層膜を蒸着した。この多層膜の反射特性を図 6に示す。  $\lambda = 632.8$  nmの反射率は0.05%以下であり, 多重反射光を無視することが出来る。

図1の測定系を用いてLN 結晶の $r_c$ を測定した。実験 に使用した測定装置は以下のとおりである。He-Ne レー ザ光源:メレスグリオ社 05-LHP-991 (波長  $\lambda$  =632.8 nm 出力 10 mW),光検出器:浜松ホトニクス社 C-5460, 信号発生器:アジレント社 33120A,バンドパスフィル タ (BPF<sub>1f</sub>, BPF<sub>3f</sub>):エヌエフ回路設計ブロック社 (NF Electronic Instruments) 3628 および 3624,マルチメー タ:アジレント社 34401A。光検出信号に含まれる基本 波成分の振幅  $J_1(x)$ を抽出する BPF<sub>1f</sub>の周波数弁別特性は 48 dB/oct.である。一方,EO 結晶に加える電圧が小さい ときは、第3高調波成分の振幅  $J_3(x)$ は $J_1(x)$ や第2高調波 成分の振幅  $J_2(x)$ に比べて遥かに小さい。そこで基本波お よび第2高調波成分が第3高調波成分に混入するのを防 ぐため、 $J_3(x)$ 成分抽出用の BPF<sub>3f</sub>は96 dB/oct.にセットし た。

#### 表 1 Measured indexes of refraction of the undoped and MgO-doped LN crystals at $\lambda$ = 632.8 nm.

	$n_o$	n <sub>e</sub>
Undoped LN crystal	2.28653	2.20232
MgO-doped crystal	2.28115	2.19136

表 2 Crystal sizes and measured composite EO coefficients  $r_o$  of the undoped and MgO-doped LN crystals at  $\lambda$ = 632.8 nm.

Material	<i>D</i> (mm)	L (mm)	$r_c (\text{pm/V})$
Undoped	0.998	19.999	$10.9 \pm 0.1$
LN crystal	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$	19.8±0.1
MgO-doped	1.021	19.987	$10.2 \pm 0.1$
LN crystal	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$	$19.2\pm0.1$



図 6 Relationship between the measured reflectance of the dielectric multilayer film mirror and the wavelength.



☑ 7 Dependence of the output signals  $I_{1f}$  and  $I_{3f}$  of BPF<sub>1f</sub> and BPF<sub>3f</sub> and the ratio  $I_{1f}/I_{3f}$  on the applied voltage for the undoped LN crystal.



🖾 8 Dependence of the output signals  $I_{1f}$  and  $I_{3f}$  of BPF<sub>1f</sub> and BPF<sub>3f</sub> and  $I_{1f}/I_{3f}$  on the applied voltage for the MgO-doped LN crystal.

ノンドープおよび MgO ドープ LN 結晶に 500 Hz の正 弦波電圧を加え, *J*<sub>1</sub>(*x*)成分用および *J*<sub>3</sub>(*x*)成分用 BPF<sub>16</sub>, BPF<sub>3f</sub>の中心周波数を 500 Hz および 1500 Hz として測定 した。BPF<sub>1f</sub>の出力信号 *I*<sub>16</sub>, BPF<sub>3f</sub>の出力信号 *I*<sub>3f</sub>と印加電 圧の振幅との関係を図 7(ノンドープ LN 結晶)および図 8

(MgO ドープ LN 結晶) に示す。 $I_{1f}$ はLN結晶の印加電  $E V_{0} \sin \omega t$  と同一周波数の基本波成分であり、 $I_{3f}$ は印加 電圧の第3高調波成分に相当する。両図の $I_{1f}$ ,  $I_{3f}$ がかな り大きく変動しているのは、静的位相差 $\phi_{1}$ - $\phi_{2}$ の温度依 存性に因るものである。これらの変動は両者の比 $I_{1f}I_{3f}$ をとることによりキャンセルされ、非常に安定した曲線 を示す。これらの曲線が式(23)に近ければ近いほど、EO 係数の測定精度が向上する。そこで、 $r_{c}$ を求める前に、 実験曲線と計算曲線の比較してみよう。

LN 結晶の入出力端面には高精度の反射防止膜が蒸着 されているため, *m*が2以上の多重反射の影響は無視し て差し支えない。したがって,  $I_{1f}I_{3f}$ とEO効果で誘起さ れたリタデイション $\Theta r_c$ の間には,式(12)が成立する。 ここで, $\Theta r_c$ を新しいパラメータ*ξ*,  $V_0$ で置き換えると, 式(12)を次のように書き改めることができる。

$$\frac{I_{1f}}{I_{3f}} = \frac{J_1(\xi V_0)}{J_3(\xi V_0)}$$
(24)

$$\xi = \frac{\pi n_e^3 r_c L}{\lambda D} \tag{25}$$



☑ 9 Relationship between ∠/ and the applied voltage for the ndoped and MgO-doped LN crystals.

式(24)に印加電圧  $V_0$  とそのときの実験値  $I_{1f}/I_{3f}$  を代入すれば、 ば、  $\varepsilon$ を求めることが出来る。この  $\varepsilon$ と先ほどの  $V_0$  と異なる印加電圧を式(24)に次々に代入すれば、推定値( $I_{1f}/I_{3f}$ ) eを 計算できる。推定値と区別するために実験値を( $I_{1f}/I_{3f}$ ) hとす



☑ 10 Relationship between the measured values of the composite EO coefficients r<sub>c</sub> of the undoped and MgO-doped LN crystals and the amplitude of the applied voltage.

ると,規格化された両者の差∠1は,以下の式で与えら れる。

$$\Delta I = \frac{(I_{1f}/I_{3f})_{e} - (I_{1f}/I_{3f})_{m}}{(I_{1f}/I_{3f})_{m}}$$
(26)

△1 と印加電圧の関係を図9に示す。アンドープLN 結 晶の△1 の平均値と標準偏差はそれぞれ 0.00633 および 0.00786 である。また, MgO ドープLN 結晶の平均値と 標準偏差は,それぞれ-0.00283 および 0.00708 である。 これらの値は,実験値と推定値がよく一致していること を示している。

図 10 は、印加電圧の振幅を様々に変化させたときの 複合的 EO 係数  $r_c$ の実測結果である。この図は、印加電 圧の振幅が9 V を超えると安定して EO 係数を測定でき ることを示している。測定結果の平均値はノンドープLN 結晶で 19.8 pm/V、MgO ドープLN 結晶で 19.2 pm/V で あった。標準偏差はノンドープ結晶で 0.084 pm/V、MgO ドープLN 結晶で 0.067 pm/V であった。MgO ドープLN 結晶の  $r_c$ は、ノンドープLN 結晶の  $r_c$ よりも 3%小さい ことが明らかになった。これらの実験結果は、この方法 が低電圧かつ高精度に EO 係数を測定できることを示し ている。2 つのLN 結晶の測定された複合的 EO 係数  $r_c$ を表 2 に示す。これらの値は、これまで報告されている ノンドープLN 結晶の $r_c$ の実測値 17.4~21.6 pm/V の範囲 にある <sup>1),24)-26</sup>。

#### 5. 結 論

EO 係数測定システムの光変調信号に含まれる基本波 成分と第3高調波成分の比から,温度変化に依存せずに EO 係数を高精度かつ低電圧で求める方法を提案した。 ノンドープ LN 結晶あるいは 5%MgO ドープ LN 結晶を 含む平行ニコル光学系を用いて, $\lambda = 632.8$  nm におけ るこれら結晶の複合的電気光学係数  $r_c$ を低電圧で測定 し,この方法の有効性を実証した。

この測定法の精度は、結晶の反射率、光検出器の直線 性、BPFの周波数選択特性などに依存している。測定感 度をさらに改善するためには、①第2高調波を最小にす る静的位相制御、②ロックインアンプを用いて微弱な J<sub>3</sub>(x)成分を検出する、などの方法を検討する必要がある。

LN 結晶の r<sub>c</sub>は,式(9)に示されるように圧電 d 定数 d<sub>31</sub> を含む。ただし,LN 結晶の d<sub>31</sub> は 0.86 pC/N と非常に小 さく,かつ屈折率差と d<sub>31</sub> の積で式(9)右辺の第 2 項が形 成されているため,LN 結晶の場合,式(9)右辺の第 2 項 を省略しても問題ない。

この方法を用いて LN 結晶の r<sub>33</sub>, r<sub>13</sub>, r<sub>22</sub>, r<sub>51</sub>を測定する のが次のテーマである。r<sub>22</sub>は今回と同じ平行ニコル光学 系で測定することができるが,それ以外の EO 係数の測 定には,Michelson や Mach-Zehnder などの干渉システム を用いて位相変化を測定しなければならない。その場合, 式(1),(2)に示すように EO 効果と逆圧電効果が同時に位 相変化に寄与するため,EO 係数と圧電 d 定数を分離測 定し,2 つの係数の間の相対的な符号を明らかにする新 たな計測方法が必要になる。

#### 参考文献

- K. -H. Hellwege, Editor in chief, LANDOLT BÖRNSTEIN, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, Group III: Crystal and Solid State Physics, Vol.11, Elastic, Piezoelectric, Pyroelectric, Piezooptic, Electrooptic Constants, and Nonlinear Dielectric Susceptibilities of Crystals (Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York 1979) pp.552-592.
- C. Warde and J. I. Thackara, "Oblique-cut LiNbO<sub>3</sub> microchannel spatial light modulator," Opt. Lett. 7, 344-346 (1982).
- T. Hara and Y. Suzuki, "Microchannel spatial light modulator," Optoelectronics-Devices and Technologies 10, 393-420 (1995).
- 4. 小林慎治, 菊池 宏, 滝沢國治;「ポッケルス効果と

逆圧電効果を利用した縦型光変調素子の設計」, 信学 論(C), Vol. J86-C, No.1, pp.83-85, (2003).

- 菊池 宏,小林慎治,滝沢國治;「ポッケルス効果と 逆圧電効果に基づく縦型光変調素子の解析と実験的検 証」,信学論(C), Vol. J87-C, No.2, pp.276-277, (2004).
- R. A. Steinberg, T. G. Giallorenzi, and R. G. Priest, "Polarization-insensitive integrated-optical switches: a new electrode design," Appl. Opt. 16, 2166-2170 (1977).
- K. Takizawa, M. Okada and T. Aida, "Polarization-independent and optical-damage-insensitive LiNbO<sub>3</sub> interferometric waveguide modulator," Jpn. J. Appl. Phys. 27, L696-L698 (1988).
- H. J. Jung, H. F. Taylor, and O. Eknoyan, "Interferometric polarization-independent modulator in LiTaO<sub>3</sub>," IEEE J. Lightwave Technol. 8, 1452-1455 (1990).
- R. C. Alferness, "Guided-wave devices for optical communication," IEEE J. Quantum Electron. QE-17, 946-959 (1981).
- T. Sunada and K. Takizawa, "Polarization-independent optical switch and TE/TM mode splitter using LiNbO<sub>3</sub> asymmetric X branch waveguides," IEICE C 173-C-I, 559-566 (1990).
- L. Thylen, "Integrated optics in LiNbO3 : recent developments in devices for telecommunications," IEEE J. Lightwave Technol. 6, 847-861 (1988).
- W. A. Stallard, A. R. Beaumont, and R. C. Booth, J. Lightwave Technol. LT-4, 852 (1986).
- H. Toda, M. Haruna, and H. Nishihara, "Optical integrated circuit for a fiber laser Doppler velocimeter," IEEE J. Lightwave Technol. LT-5, 901-905 (1987).
- H. Toda, M. Haruna, and H. Nishihara, "Integrated-optics heterodyne interferometer position sensor," IEEE J. Light wave Technol. 9, 683-687 (1991).
- 15. R. O'B. Carpenter, "The electro-optic effect in uniaxial

crystals of the dihydrogen phosphate type. III. measurement of coefficients," J. Opt. Soc. Am. **40**, 225-229 (1950).

- S. Namba, "Electro-optical effect of zincblende," J. Opt. Soc. Am. 51, 76-79 (1961).
- K. Onuki, N. Uchida and T. Saku, "Interferometric method for measuring electro-optic coefficients in crystals," J. Opt. Soc. Am. 62, 1030 (1972).
- S. Seely, "Electron-tube circuits International student edition," (Kogakusha Co., LTD Tokyo 1958) pp.600-608.
- R. T. Denton, F. S. Chen and A. A. Ballman, "Lithium tantalate light modulators," J. Appl. Phys. 38, 1611-1617 (1967).
- K. Takizawa and M. Okada, "Simple method for measuring electro-optic coefficients by detecting the interferometric signal between transmitted and reflected beams," J. Opt. Soc. Am. 72, 809-811 (1982).
- T. C. Oakberg, "Measurement of low-level strain birefringence in optical elements using a photoelastic modulator," Proc. SPIE 2873, 17-20 (1996).
- M. Born and E. Wolf: "Principle of Optics, 7<sup>th</sup> Edition," (Cambridge University Press 1999) p. 360.
- I. P. Kaminow and E. H. Turner: "Electrooptic light modulators," Appl. Opt. Vol.5, No.10, (1966) pp.1612-1628.
- P. V. Lenzo, E. G. Spencer, and K. Nassau, "Electro-optic coefficients in single-domain lithium niobate," J. Opt. Soc. Am. 56, 633-635 (1966).
- E. Bernal, G. D. Chen, and T. C. Lee, "Low frequency electrooptic and dielectric constants of lithium niobate," Phys. Lett. 21, 259-260 (1966).
- K. Takizawa, "A measurement of electrooptic coefficients using a Lissajous figure," Opt. Commun. 34, 413-416(1980).