UDC 621.315.612.8 : 535.215 : 537.226.4
621.395.625

論文

54-A 74

光学的手法による強誘電体記録再生機構の解析

正員 新妻 弘明 (東北大)

非会員 大和田 淳一 (東北大)

正員 佐藤 利三郎 (東北大)

1. ま え が き

強誘電体記録^{(1)~(6)}の解析は、これまで波長が電極幅に比べて十分長く、媒体内部の分極状態が媒体厚み方向に均一で、分極の方向は媒体表面に対して垂直であるとした、媒体内部の分極状態まで立ち入らない回路学的手法でなされてきた⁽²⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾。このような解析法により、強誘電体記録の長波長領域における記録再生挙動はある程度説明することができた。

しかし、実際の記録再生系においては、媒体内部の分極状態と記録再生特性は深くかかわり合っていることは明白であり、その記録再生機構を明らかにするためには記録媒体内部の分極状態まで考慮に入れた解析が必要である。現に、現在の強誘電体記録では記録波長が媒体厚の2倍以下になると、これまでの解析によっては説明のつかない記録再生特性の低下が見られ、これが事実上記録周波数の上限を決定している。

本論文では、強誘電体記録の記録媒体の分極状態を電気光学効果を用いて測定し、その結果をもとに記録時における記録媒体の分極過程について検討を加え、媒体表面電荷、記録電極による電界の不均一性、媒体の分極速度などを考慮に入れた記録過程のモデルを示す。更に、そのモデルが実験事実をよく説明できることを示すと共に、現在の強誘電体記録の記録密度の上限を決めている要因を明らかにする。

2. 記録状態の光学測定

〈2・1〉 実験方法 記録媒体として透明強誘電体セラミクス ($\text{Pb}_{0.94}\text{La}_{0.06}(\text{Zr}_{0.65}\text{Ti}_{0.35})\text{O}_3$ 、通称 PLZT 6/65/35) を用い、それに強誘電体記録装置⁽³⁾により正弦波を記録し、記録状態を光学的に測定⁽⁷⁾した。

第1図に記録媒体の形状を示す。媒体の二面は光学研磨されており、記録後この方向から残留分極分布が観測できるようになっている。第1表に媒体の材料定数を示す。第2図に微小媒体への記録方法を示す。図に見られるように、第1図に示した微小媒体は同一組成のダミー媒体によりはさまれた状態で記録電極下を通過し、記録信号に対応した電荷が表面に注入される。第2表に記録の諸条件を示す。

このようにして記録した媒体を、POS形偏光顕微鏡を用いた直交ニコル系により偏光測定し、媒体の残

第1図 試料の形状

Fig. 1. Shape of recording medium.

第1表 記録媒体の材料定数

Table 1. Constants of recording medium.

組成	$(\text{Pb}_{0.94}\text{La}_{0.06})(\text{Zr}_{0.65}\text{Ti}_{0.35})\text{O}_3$
ホットプレス条件	最高保持温度 1,200°C, 保持時間 20 時間, 圧力 210 kg/cm ²
誘電特性	Curie 点 ~200°C, 抗電界 8 kV/cm, 飽和残留分極 (10 ms ノーリス分極) 40 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$

An Analysis of Ferroelectric Recording Mechanism by Optical Measurements. By Hiroaki Niitsuma, Member, Jun-ichi Owada, Non-member & Risaburo Sato, Member (Faculty of Engineering, Tohoku University).

新妻弘明: 正員, 東北大学工学部通信工学科

大和田淳一: 非会員, 東北大学工学部通信工学科

佐藤利三郎: 正員, 東北大学工学部通信工学科

第 2 図 記録の方法

Fig. 2. Recording method.

第 3 図 記録媒体の分極特性

Fig. 3. Polarizing characteristics of recording medium.

第 4 図 残留分極と複屈折率の関係

Fig. 4. Relationship between remanent polarization and electrooptic birefringence.

第 5 図 強誘電体記録の記録再生特性

Fig. 5. Recording-reproducing characteristic of the ferroelectric recording.

第 2 表 記録の諸条件

Table 2. Recording condition.

記録方式	定電流記録方式 ⁽⁴⁾
媒体速度	73 cm/s
記録電極幅	50 μm
トラック幅	4 mm
媒体厚	200 μm

留分極によって生じた複屈折の大きさと方向の分布を求めた。このようにして測定した複屈折の大きさと方向はそれぞれ残留分極の大きさと方向に対応している⁽⁷⁾⁽⁹⁾。

第 3 図に実験に用いた試料を幅 10 ms の定電圧パルスにより分極したときの分極特性を示す。そう入図はそれぞれの電界における分極の時間変化を Sawyer-Tower の回路により測定した結果である。第 4 図には残留分極と複屈折率の関係を測定した結果を示す。

〈2・2〉 実験結果 第 5 図に正弦波を記録したときの強誘電体記録の記録再生特性を示す。点線は“媒体内部の分極分布が媒体面に垂直で、媒体厚み方向に均一である”という理想平行平板近似に基づいた理論値⁽⁴⁾⁽⁵⁾である。これに見られるように、実験値は周波数 500 Hz (波長 1,400 μm) 付近から低下しており、理論値と一致しない。

第 6 図は正弦波を記録したときの記録状態を光学的に測定した結果である。图中、しま模様は分極の等高

第 6 図 媒体内の分極分布

Fig. 6. Remanent polarization distributions in recording medium.

第 7 図 微小平行平板電極による記録媒体の分極

Fig. 7. Polarization of the recording medium by micro-parallel electrode.

線、矢印は分極の方向を表わしている。

これによると、(a)記録周波数 200 Hz (波長 3,600 μm , 18 d , d : 媒体厚み) の場合には、分極は媒体厚み方向にほぼ均一であり、記録信号に対応して媒体長さ方向に分極の大きさが変化している*。(b) 400 Hz (波長 1,800 μm , 9 d), (c) 700 Hz (1,040 μm , 5.2 d) と記録波長が短くなると、媒体の表面付近のみが水平方向に分極する領域が現われる。(d) 周波数が 1.5 kHz (波長 487 μm , 2.4 d) では、媒体厚み方向の分極の不均一性が著しくなり、(e) 3 kHz (243 μm , 1.2 d) では表面のみがほぼ一様な強さで分極し、分極方向が回転するような分極分布状態になる。

以上のように、長波長の理論と実験結果が一致しなくなる 500 Hz (1,400 μm , 7 d) 付近から、媒体内の分極の不均一性が著しくなっている。

3. 記録機構の検討

強誘電体記録の記録機構を考えるにあたり、次の事項を考慮する必要がある。

(1) 記録電極幅が媒体厚よりも小さいため、記録電極と接地電極が形成する電界は大きさ、方向とも場所的に様でなく、電極端付近の分極の広がり、媒体厚み方向の分極の浸透性なども考慮しなければならないこと。

(2) 移動電界により分極を行なっているため、媒体の一点に着目すると、時間的に大きさ、方向が変化する電界を受けること。

(3) 記録時には記録電極から媒体表面に真電荷が移動し⁽⁴⁾、記録後も媒体表面に残存するため、分極分布はこの電荷分布による電界の影響を受けること。

(4) 媒体の分極速度が電界の大きさによって非直線的に変化するため、媒体内部に分極速度の不均一性

が生ずること。

(5) その他

本章では、これらの要因を考慮しながら強誘電体記録の記録過程の検討を行なう。

〈3・1〉 微小電極による記録媒体の分極挙動

強誘電体記録の記録過程において記録電極は対向接地電極と微小平行平板電極を形成し、媒体を分極する。そこで微小平行平板電極による記録媒体の分極挙動を調べるために、第 1 図の試料の上面に微小電極をホットエッチング法により装着し、分極条件による分極分布の変化を光学的に観察した。第 7 図は試料厚 200 μm に対して、幅 62 μm の電極で定電圧パルス分極を行なったときの分極分布の印加電圧およびパルス幅依存性を示す結果である。パルス幅依存性は媒体にステップ状の電圧を印加したときの分極の時間的な変化に対応している。

図に見られるように、電極幅が試料厚よりも小さいような微小平行平板電極による分極では、幅が十分大きな電極による分極⁽⁷⁾とは異なり、分極の厚み方向への浸透性が悪く、抗電界の 3 倍に相当する電圧を印加しても電極下は一樣に分極しない⁽⁸⁾。特に印加電圧やパルス幅が小さい場合にはこの傾向が著しい。

いま、媒体速度を v 、電極幅を $2L$ とすれば媒体の一点が電極下にある時間 τ は

$$\tau = 2L/v \quad \dots\dots\dots (1)$$

であり、 $v=73 \text{ cm/s}$, $2L=50 \mu\text{m}$ では $\tau=0.068 \text{ ms}$ である。従って、このような時間範囲では媒体は表面付近のごく一部しか分極しないことになる。しかるに、第 6 図に見られるように、波長が媒体厚よりも十分長いような場合には、媒体は媒体面に垂直にかつ一樣に分極しており、このことは媒体は単に記録電極が作る電界によってのみ分極しているのではないことを示している。

〈3・2〉 表面電荷による媒体内の電界分布 前節

*: このことは長波長領域においては理想平行平板近似による解析が妥当であることを示している。

の実験により記録電極の作る電界のみでは媒体が分極していないことが明らかになった。電極による電界のほかに注目されるのは、媒体表面の分布電荷による電界である。強誘電体記録では磁気記録と異なり、記録過程において記録電極から媒体表面に真電荷が注入され、それが電極下を通過後も媒体表面に残存していることがこれまでの研究で明らかになっている⁽⁴⁾。そこで本節では、誘電体表面にその電荷密度が場所の関数であるような分布電荷を考え、それが誘電体内に作る電界分布を理論的に求めることにより、表面分布電荷の影響を考える。

いま、第8図のように誘電体表面に電荷密度 σ が

$$\sigma(x_0) = \sigma \sin \frac{2\pi}{\lambda} x_0 \dots\dots\dots (2)$$

であるような分布電荷を考える。ここで誘電体は次の条件を満足するものと仮定する。

- (i) 誘電特性は線形である。
- (ii) 比誘電率 ϵ_s が1より十分大きい。

また、系の奥行きは無限大とし二次元問題として考える。

誘電体内部の電界分布は $\sigma(x_0)$ が作る電界と $\sigma(x_0)$ の接地電極による影像電荷が作る電界を重畳したものである。このような系は影像グリーン関数法⁽¹⁰⁾によって解くことができ、誘電体内部の点 $P(x, y)$ における電界の x 成分 E_x および y 成分 E_y はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} E_x &= -\frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon_s} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} x\right) \cdot \frac{e^{-(2\pi/\lambda)y} - e^{(2\pi/\lambda)(y-2d)}}{1 + e^{-(2\pi/\lambda) \cdot 2d}} \\ E_y &= \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon_s} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} x\right) \cdot \frac{e^{-(2\pi/\lambda)y} + e^{(2\pi/\lambda)(y+2d)}}{1 + e^{-(2\pi/\lambda) \cdot 2d}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

と求められる*。

第9図は波長 λ を変えた場合の(3)式の計算結果を図示したものである。実線は等電界強度線、矢印は電界の方向を表わしており、数値は $\lambda = \infty$ とした場合の電界強度 $\sigma/\epsilon_0 \epsilon_s$ に対する相対値である。これによると、波長 λ が誘電体厚み d に比べて十分長いような場合には、電界は接地電極面に垂直で、大きさが厚み方向にほぼ一様になるが、波長が短くなるにつれて厚み方向の不均一性とベクトルの回転が著しくなり、 $\lambda = 3d$ では誘電体表面に電界が集中し、その大きさが x 方向にほぼ一様でベクトルのみが回転するような電界分布になる。これらの傾向は、第6図の媒体内の分極状態の測定結果に酷似しており、強誘電体記録の記録過程では、媒体表面の分布電荷が分極状態を決定するのに大きな役割を果たしていることを示している。

*: 付録参照

第8図 表面分布電荷が作る電界分布の計算

Fig. 8. Calculation of electric field distribution produced by surface charge distribution.

第9図 表面分布電荷が作る電界分布

Fig. 9. Electric field distribution in dielectrics produced by surface charge distribution.

(3)式において接地電極における電界強度が誘電体表面の電界強度の1/2になる波長 λ_c を計算すると

$$\lambda_c = 4d \dots\dots\dots (4)$$

となる。実際の記録系で媒体内の分極が不均一になり、分極の方向の回転が著しくなる波長は $\lambda = 3 \sim 5d$ であり、(4)式の結果とほぼ一致している。

〈3・3〉 記録過程のモデル 以上の結果をもとに考えた記録過程のモデルを第10図に示す。同図において記録過程は次のように説明される。(a)媒体の一点が電極下を通過すると、定電流記録方式⁽⁴⁾により記録電極から媒体表面に記録信号に応じた電荷が注入さ

第 10 図 記録過程のモデル

Fig. 10. Model of recording process.

れる。しかし、電極下を通過している時間範囲では表面のみが分極し、厚み方向へは分極はほとんど浸透しない。(b)~(d)記録電極下を通過後、残存している媒体表面上の分布電荷と接地電極上の誘導電荷により徐々に分極が成長し、分極分布が決定される。

以上の記録過程において重要な要因は媒体の分極速度である。一般に強誘電体セラミックスの分極速度は印加電界に強く依存し、抗電界 E_c よりも大きな電界を印加した場合は比較的速いが、抗電界以下ではかなり遅くなる。本実験に用いた PLZT 6/65/35 の場合、第 3 図のそう入図に見られるように $2E_c$ の電界では $100\mu\text{s}$ 以下で分極が完了するが、 E_c 付近では $5\sim 10\text{ms}$ かかり、 $1/2E_c$ では 100ms でも分極は一定値に達しない。このため、特に媒体の記録電極から遠い部分では電界が弱いために分極の成長が遅く、分極が短時間では浸透し得なくなる。一方、電極下を通過している時間範囲では分極が完了しないにもかかわらず、定電流記録方式により、媒体表面には信号に対応した電荷が注入されている。このため分極電荷は表面電荷を完全に中和することができず、電極下を通過後も媒体内には電界が存在することになる。この電界が電極通過後分極を徐々に成長させることになるものと

考えられる。

以上のように、現在の強誘電体記録では、媒体の分極速度の遅さに起因して、媒体内の分極状態は主に媒体表面の分布電荷により決定され、それが記録密度の上限を決めているものと考えられる。

このほかに、媒体の一点が受ける電界の方向が時間と共に変化するために生ずる効果、磁気記録の場合⁽¹¹⁾のように媒体の分極が回転分極モードなど特殊な分極モードを形成することによる効果、媒体の電気ひずみ効果による応力場の影響⁽⁸⁾などが考えられるが、現在の強誘電体記録では表面電荷による効果が大きく、これらの効果は顕著には現われていないものと考えられる。

4. む す び

強誘電体記録の記録媒体の分極状態を電気光学効果を用いて測定し、更に微小平行平板電極における強誘電体セラミックスの分極挙動、誘電体表面に正弦波状の分布電荷が存在している場合の誘電体内の電界分布などを検討することにより、強誘電体記録の記録機構の解析を行なった。その結果、現在の強誘電体記録においては、記録電極が作る電界では媒体が表面付近しか分極せず、媒体内の分極分布は主に記録電極から注入され媒体表面に残存している分布電荷による電界によって決定されることを示し、その原因が媒体の分極速度の遅さにあることを明らかにした。また、この効果が現在の強誘電体記録の上限を決めていることを示した。

本解析の結果、強誘電体記録の記録機構の一部が明らかになり、これまでの解析では説明できなかった特性の幾つかが解明された。これらの結果は、今後強誘電体を用いた記録・記憶システムの解析を行なう場合や高密度化を図るにあたり有効であると思われる。

最後に、本実験に用いた PLZT 試料を提供して下さった八戸工業大学 増田助教授、微小試料の作製をお願いした本学教養部地学科 日野さんに感謝の意を表します。

(昭和 54 年 3 月 19 日受付)

文 献

- (1) 田中・佐藤：「強誘電体記録再生系」信学論 A, 52, 436(昭 44-11)
- (2) 田中・佐藤：「強誘電体記録の近似解析」同上 A, 53, 343(昭 45-7)
- (3) 新妻・池田・佐藤：「強誘電体を用いた低周波記録の基礎解析」電学論 A, 94, 69(昭 49-2)
- (4) 新妻・佐藤：「強誘電体記録における定電流記録方式」同上 A, 95, 57(昭 50-2)

- (5) 新妻・佐藤:「強誘電体記録の再生特性」同上 A, 97, 133 (昭 52-3)
- (6) H. Niitsuma, et al.: "Some Aspects of Ferroelectric Recording", Proc. of the 1st Meeting on Ferroelectric Materials and Their Application R-1, 97 (1977)
- 原 (7) 新妻・佐藤:「電気光学効果を用いた強誘電体セラミックスの分極分布の測定」電学論 A, 98, 151 (昭 53-3)
- (8) 新妻・佐藤:「微小電極による強誘電体セラミックスの局所分極特性」同上 A, 99, 566 (昭 54-12)
- (9) 坪井:「偏光顕微鏡」p. 144 (昭 34) 岩波書店
- (10) 電子通信学会編:「電磁波問題へのアタックの仕方」p. 40 (昭 52-12)
- (11) S. Iwasaki & K. Takemura: "An Analysis for the Circular Mode of Magnetization in Short Wavelength Recording", *IEEE Trans. Magnetics*, MAG-11, 1173, (1975)

付 録

(3) 式の求め方 誘電体上に電荷が存在する系の電界分布は、誘電体境界条件を満足するように影像を構成し、それらの影像電荷群による電界を重ねることによって求められる。本論文のモデルの場合には、誘電体の比誘電率 ϵ_r が 1 より十分大きいため、表面分布電荷から出る電束はほとんど誘電体内を通る。分布電荷が(2)式のように与えられれば、接地電極による影像電荷は接地電極と対称に $y=2d$ 平面上で

$$\sigma(x_0, 2d) = -\sigma \sin \frac{2\pi}{\lambda} x_0 \quad \dots\dots\dots (\text{付 } 1)$$

である。そして、(2)式および(付1)式の電荷分布が厚さ $2d$ の誘電体板と空気との界面によって作る影像電荷は $y=\pm 2d, \pm 4d, \dots, \pm 2nd, \dots (n=1, 2, 3, \dots)$ の平面上に存在し、その値は

$$\sigma(x_0, 2nd) = (-1)^n \sigma \sin \frac{2\pi}{\lambda} x_0 \quad \dots\dots\dots (\text{付 } 2) \\ (n=\pm 1, \pm 2, \dots)$$

となる。(付2)式の微小幅 dx_0 の帯状の電荷は、

$$d\sigma(x_0, 2nd) = (-1)^n \sigma \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} x_0 \right) \cdot dx_0 \quad \dots\dots\dots (\text{付 } 3)$$

であり、これが媒体内部の点 $P(x, y)$ に作る電界 dE は次式で与えられる。

$$dE = \frac{(-1)^n \sigma \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} x_0 \right) \cdot dx_0}{2\pi \epsilon_0 \epsilon_s \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-2nd)^2}} \quad \dots\dots\dots (\text{付 } 4)$$

従って、 dE の x 方向成分 dE_x , y 方向成分 dE_y は

$$\left. \begin{aligned} dE_x &= \frac{(-1)^n \sigma (x-x_0) \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} x_0 \right) dx_0}{2\pi \epsilon_0 \epsilon_s \{(x-x_0)^2 + (y-2nd)^2\}^{3/2}} \\ dE_y &= \frac{(-1)^n (y-2nd) \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} x_0 \right) dx_0}{2\pi \epsilon_0 \epsilon_s \{(x-x_0)^2 + (y-2nd)^2\}^{3/2}} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (\text{付 } 5)$$

となる。(付5)式を x_0 について $(-\infty, \infty)$ で積分することにより、 $y=2nd$ の影像電荷が点 P に作る電界 E_{xn} , E_{yn} が次のように計算できる。

$$\left. \begin{aligned} E_{xn} &= -(-1)^n \frac{\sigma \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \right)}{2 \epsilon_0 \epsilon_s} \\ &\quad \times \exp \left\{ -\frac{2\pi}{\lambda} |y-2nd| \right\} \\ E_{yn} &= (-1)^n \frac{\sigma \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \right)}{2 \epsilon_0 \epsilon_s} \\ &\quad \times \exp \left\{ -\frac{2\pi}{\lambda} |y-2nd| \right\} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (\text{付 } 6)$$

(付6)式の n について $(-\infty, \infty)$ の和をとれば(3)式が求まる。