UDC 621.315.612: 8.015.51-416
621.793.12: 621.3.032.212

論 文

48-A 37

SiO 蒸着薄膜の絶縁破壊強さに及ぼす 陰極金属の影響

名古屋大学 土 田 縫 夫

名古屋大学 上 田 実

1. ま え が き

固体誘電体の絶縁破壊現象については古くから非常に多くの研究がなされ、種々の実験結果および破壊機構についての理論が報告されている。⁽¹⁾⁽²⁾ しかし、ある物質における測定結果の特徴を説明することはある程度可能であるが、その破壊現象を完全に理論的に記述することはほとんど不可能である。

筆者らは、すでに Al-SiO-Al サンドイッチ構造の SiO 蒸着薄膜コンデンサの絶縁破壊特性を調べた結果、その絶縁破壊機構はなだれ破壊によることを示した。⁽³⁾ さらに、その絶縁破壊における統計的時間遅れの現象について詳細に追求した結果、なだれ破壊における単一電子理論によって、良く説明することができた。⁽⁴⁾ しかし、その後絶縁破壊強さに及ぼす電極金属の影響について調べた結果、陰極に使用した金属の仕事関数が大きいほど絶縁破壊の強さが大きいことがわかり、SiO 蒸着薄膜の絶縁破壊現象を単一電子理論によって説明することはほとんど不可能であることがわかった。⁽⁵⁾ なだれ破壊の単一電子理論においては、何らかの原因により陰極を出発した 1 個の電子が印加電界により加速され衝突電離をくり返しながら陽極に到着し、そのときにある電子密度以上に電子が増殖されていれば誘電体は破壊されると考えられている。したがって、この理論においては陰極を出発する 1 個の電子のみを考え、連続的な電子の注入を考慮に入れてい

ないため、絶縁破壊強さに及ぼす電極金属の影響を説明することは非常に困難である。

さて、O'Dwyer 氏は電子の電離作用、正キャリアによる内部電界のひずみ、および陰極からの電子の注入を考慮に入れた新しいなだれ破壊理論を提案し、絶縁破壊強さの膜厚依存性を説明している。⁽⁶⁾ この理論においては衝突電離により生じた正キャリアのために陰極前面の電界が非常に強められ、印加電圧がある臨界値に達すると導電率が無限大になり誘電体が破壊されると考えられている。

筆者らも同様のモデルを用いて、高電界における印加電界対電流密度特性を電子計算機による数値解析により求め、それらの結果より絶縁破壊強さに及ぼす膜厚の影響、陰極金属の仕事関数の影響を求めた。そして SiO 蒸着膜コンデンサにおける実験結果と比較検討した。また温度特性についても調べたので、それらの結果について以下に述べる。

2. 試料の作成および測定方法

実験に使用した試料は顕微鏡のスライドガラス板上に 3 回の真空蒸着により作成された Al-SiO-M 系の三層サンドイッチ構造の薄膜コンデンサである。ここで M は上部電極であり Mg, Al, Zn, Cr, Pb, Cu, Au, Ni など種々の金属を用いた。なお、電極金属の膜厚は数百 Å 程度とした。さて SiO 蒸着膜は蒸着条件として特に蒸着時の真空度と蒸着速度によりその絶縁破壊特性が著しく異なることがわかっている。したがって実験に使用した各試料は真空度が 2×10^{-5} mmHg 以下、蒸着速度が 5 Å/s 程度の蒸着条件において作成されたものである。また、絶縁破壊の強さは膜厚にも依存するので、膜厚による影響を調べるとき以外の膜厚はすべて 1,000~2,000 Å である。

Influence of Cathode Metal on Dielectric Breakdown Strength of Evaporated SiO Thin Films. By N. TSUCHIDA, Associate & M. UEDA, Member (Faculty of Engineering, Nagoya University).

土田縫夫：准員，名古屋大学大学院工学研究科博士課程（現在，名古屋大学工学部助手）

上田 実：正員，名古屋大学工学部教授

第 1 図 印加電圧波形

Fig. 1. Wave form of applied voltage.

さて、絶縁破壊試験はパルス幅が $10^{-5} \sim 10$ s の間で 4 段階に変化できる単一傾斜電圧パルスを用いて行なった。なお、真空蒸着法によって作成された薄膜コンデンサは、いわゆる弱点を有するので新しい試料は低い電圧で破壊を生ずる。したがって、弱点を十分に除去するために、前もって上記の 4 種類のパルスを順に 20 回程度印加して破壊試験を行ない、絶縁破壊強さがほぼ一定に落ち着いてから測定を行なった。また、破壊電圧の値はパルス電圧の高さを除々に増加して行き、パルス波形上に破壊による電圧の落ち込みがシンクロスコープによって観測される点より求めた。第 1 図はその一例として、パルス幅がおよそ 10^{-3} s の場合について示したものであり、傾斜パルス電圧の頂上において見られる電圧の落ち込みが絶縁破壊による放電パルスである。なお、以上の実験はすべて室温で乾燥空気中において行なったが、温度特性の測定には液体窒素を用いた低温そうを用い、温度誤差はほぼ ± 1.5 °C 以下におさえた。

3. 実験結果

〈3.1〉電極金属による影響

第 2 図および第 3 図は Al 電極に対して種々の金属を対向電極として使用した試料の種々の印加パルス幅における絶縁破壊の強さについて示したものである。これらの図より、いずれの系においても Al が陰極になったときはほぼ同じ破壊強さを示すことがわかる。また Al より仕事関数の値が小さい Mg を使用した Al-SiO-Mg 系の試料のみ Mg が陰極となったとき小さな破壊強さを示し、その他の金属を用いた系においてはすべて Al が陰極となったとき小さな破壊強さを示すことがわかる。また陰極金属として、仕事関数の値が特に大きい Au および Ni を使用した場合には、印加パルス幅が 0.1 s のときより 10 s のときのほうが大きな破壊強さを示していることがわかる。すなわち、このことは電圧上昇速度が数百 V/s のときより数 V/s のときのほうがより大きな破壊強さを示すことを意味している。

第 2 図 絶縁破壊強さに及ぼす電極金属の影響

Fig. 2. Influence of electrode metals on dielectric breakdown strength.

第 3 図 絶縁破壊強さに及ぼす電極金属の影響

Fig. 3. Influence of electrode metals on dielectric breakdown strength.

この結果は一般的な絶縁破壊現象においてよく見られる電圧上昇速度の増加とともに、破壊強さが大きくなるという傾向とは全く逆の特性を示しており特異な現象である。

〈3.2〉仕事関数の影響

第 2 図および第 3 図より Al が陰極のときの破壊強さに対する各種金属を陰極とした場合の破壊強さの相対的な値を求め、陰極金属の仕事関数との関係を示すと第 4 図のようになる。なお、これらの相対的な破壊強さは、後述の酸素イオンの移動などの影響を避けるために印加パルス幅が 0.1 s のときの値を用いた。同図より、一般に相対的な絶縁破壊の強さは陰極に使用した金属の仕事関数の値の増加とともにほぼ直線的に増加することがわかる。

〈3.3〉SiO 蒸着膜の膜厚による影響

第 5 図は種々の電極金属を用いた場合の一例として、Al-SiO-Au 系の蒸着膜コンデンサの絶縁破壊強さに及ぼす膜

第4図 絶縁破壊の強さと陰極金属の仕事関数の関係

Fig. 4. Relation between dielectric breakdown strength and work function of cathode metals.

第5図 Al-SiO-Au 系試料の絶縁破壊強さと膜厚の関係

Fig. 5. Relation between dielectric breakdown strength and film thickness for Al-SiO-Au type sample.

厚の影響について調べた結果であり、○印および●印はそれぞれ Al が陰極になった場合と Au が陰極になった場合について示されている。なお、印加パルス幅の値は第4図のときと同じく 0.1 s である。一方、図中の実線(A), (B)は(11')式および(12')式を電子計算機による数値計算により解き、〈4.1〉節に述べられている方法によって得られた値であり、のちほど検討の所において説明を行なう。同図より、絶縁破壊の強さはいずれの場合も膜厚の減少とともに大きくなり、筆者らがすでに報告した Al-SiO-Al 系の場合⁽³⁾とまったく同じ特性を示すことがわかる。また Al が陰極になったときと Au が陰極になったときの絶縁破壊強さの差は、SiO の膜厚が数千 Å 以上に大きくなったときと 100 Å 程度に小さくなったときに減少することがわかる。

〈3.4〉 温度特性 第6図は同じく Al-SiO-Au 系の試料の -150°C から 90°C の範囲における絶縁破

第6図 Al-SiO-Au 系試料の絶縁破壊強さの温度依存性

Fig. 6. Temperature dependency of Al-SiO-Au type specimen on breakdown strength.

壊強さの温度依存性について示したものである。同図より Al, Au いずれの金属が陰極になった場合も低温領域において破壊強さが少し増加するが、室温付近においては温度の影響はほとんどないことがわかる。この傾向は筆者らがすでに報告した Al-SiO-Al 系の低蒸着速度試料の場合とほとんど同じである。

4. 検 討

〈4.1〉 空間電荷による電界のひずみを考慮に入れたなだれ破壊理論 Al-SiO-Au 系試料における絶縁破壊強さの膜厚依存性および温度特性は、筆者らがさきに報告した⁽³⁾ Al-SiO-Al 系試料のときとほとんど同じ傾向を示しており、この場合も絶縁破壊の機構としてなだれ破壊を考えることができる。しかし、Al-SiO-Al 系試料の絶縁破壊現象を説明するとき用いたなだれ破壊の単一電子理論においては、ある臨界的な印加電界のもとでは陰極においてただ1個の自由電子が存在すれば誘電体は破壊されると考えられている。したがって、第2図および第3図に示されているような破壊強さの電極金属による影響をこの理論によって説明することは非常に困難である。

そこで、O'Dwyer 氏と同様に⁽⁶⁾ 陰極からの電子注入および空間電荷による内部電界のひずみを考慮に入れたなだれ破壊のモデルにより解析を進めることにする。この理論はなだれ破壊の多電子理論の一種と考えられ、試料の内部において電流の連続性を満足し、全電流密度(j)は電極に平行な任意の断面において一定であると仮定されている。また、なだれにより生じた正キャリアにより陰極全面の電界が強められ陰極より多数の電子が引き込まれ、遂いにある臨界的な印加電界のとき導電率が無限大になり絶縁破壊に至ると考え

られている。また以下の理論においては、全電流密度および内部電界などは試料の膜厚が電極の寸法に比べてきわめて小さいので、電極からの距離のみの関数であると仮定する。

さて、電流の連続性より全電流密度 (j) は

$$j = j_n + j_p = \text{一定} \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 j_n および j_p は全電流密度に占める電子と正キャリアによる成分であり、次式で示される。

$$j_n = n e \mu_n F \dots \dots \dots (2)$$

$$j_p = p e \mu_p F \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 $n, \mu_n; p, \mu_p$ はそれぞれ電子、正キャリアの密度および移動度であり、 e, F は電子の電荷量の絶対値および内部電界の強さである。次に電子のみが衝突電離を行なうと仮定し、捕獲などによる電子の減少を簡単のため無視すれば、

$$dn/dx = -n\alpha \dots \dots \dots (4)$$

ただし、 x は陽極を原点として陰極のほうへとった距離であり、 α は電子の単位長さあたりの電離係数である。ところで、 SiO_2 蒸着膜のような Amorphous と考えられる薄膜においては、電子と薄膜構成原子との相互作用などを精密に取り扱った α を与える理論式はまだ得られていない。したがって、ここでは Stratton 氏がなだれ破壊の単一電子理論を解析するにあたって導入した電離係数の式⁽⁷⁾を用いることにする。いま平均エネルギー E_0 を有する電子が印加電界により加速され、電離エネルギー I に達すると同時に格子と衝突電離作用をするものとすれば、単位長さあたりの電離係数 α は次式によって与えられる。⁽²⁾

$$\alpha = \exp(-H/F) / \mu_n (E_{av}) \cdot \tau (E_{av}) \cdot F \dots (5)$$

ここに、 τ は電子の衝突緩和時間であり、 H は E_0 と I の関数であり、物質によって決まる定数と考えられる。また n および p は Poisson の式を満たさなければならぬので、試料の誘電率を ϵ とおけば

$$dF/dx = e(p-n)/\epsilon \dots \dots \dots (6)$$

次に(2)式において j_n を x で微分すれば

$$\frac{dj_n}{dx} = e \mu_n F \frac{dn}{dx} + n e \mu_n \frac{dF}{dx} \dots \dots \dots (7)$$

ここで、(7)式において、もし右辺第2項を無視すれば、結果は O'Dwyer 氏が求めた彼の論文における(13)式⁽⁶⁾と一致する。しかし、筆者らが求めた第8図より明らかなように、一般に内部電界のひずみはかなり大きいので、第2項の影響も考慮に入れる必要があると考えられる。さて、(6)式および(7)式より n を求め、(4)式に代入して n を消去すれば、

$$p = \frac{\epsilon}{e} \frac{dF}{dx} + \frac{dj_n}{dx} / e \mu_n \left(\frac{dF}{dx} - \alpha F \right) \dots (8)$$

(3)式および(8)式を(1)式に代入すれば、

$$j = j_n + \left\{ \frac{\epsilon}{e} \frac{dF}{dx} + \frac{dj_n}{dx} / e \mu_n \left(\frac{dF}{dx} - \alpha F \right) \right\} e \mu_p F \dots \dots \dots (9)$$

一方、(7)式を(2)式に代入して dF/dx を求めれば

$$\frac{dF}{dx} = \alpha F + \frac{F}{j_n} \frac{dj_n}{dx} \dots \dots \dots (10)$$

次に(5)式、(9)式および(10)式より dj_n/dx を求め $\mu_n \gg \mu_p$ と仮定すれば

$$\frac{dj_n}{dx} = (j - j_n) / \left\{ \epsilon \mu_p F^2 - j_n \exp \left(-\frac{H}{F} \right) / \mu_n \tau F \right\} \dots \dots \dots (11)$$

また、(11)式を(10)式に代入して dF/dx を求めれば

$$dF/dx = (j - j_n) / \epsilon \mu_p F \dots \dots \dots (12)$$

さて、(11)式および(12)式は変数 j_n, F, x に関する連立非線形微分方程式であり、いま考えているモデルにおける印加電界対電流密度を求めるための基本になる式である。しかし(11)、(12)式は $\epsilon, \mu_p, \mu_n, \tau, H$ など多くの定数を含んでおり、これらの定数の値を少しずつ変化させて実際に解析するには非常に膨大な計算が必要である。したがって、計算を便利にするために O'Dwyer 氏が行なった⁽⁶⁾ように $J = j \mu_n \tau / \mu_p \epsilon H, X = x / \mu_n \tau H, E = F/H$ なる量を導入して電流密度、距離および電界の強さを無次元化すれば、(11)式および(12)式はそれぞれ次のようになる。

$$\frac{dJ_N}{dX} = (J - J_N) J_N / E^2 - \frac{J_N}{E} \exp \left(-\frac{1}{E} \right) \dots \dots \dots (11')$$

$$\frac{dE}{dX} = (J - J_N) / E \dots \dots \dots (12')$$

しかし、上式は一般的に解析解を求めることができないので、適当な初期条件を与えて数値積分を行なわねばならない。さて、微分方程式を数値計算法により解く場合、一般的な方法として Gill の方法⁽⁸⁾ (または Lunge-Kutta-Gill 法ともいわれる)がある。第7図および第8図は電子計算機を用い Gill の方法によって、(11')式および(12')式を解いた一例を示したものである。なお、初期条件としては $X=0$ すなわち陽極前面において $J_N=0.1$ とし、そこにおける電界の強さ E_0 は $0.1 \sim 0.8$ の間の種々の値を使用した。さらに、もう一つの条件として、陽極は正キャリアに対して Blocking contact であり、正キャリアは陽極から注入されないと仮定した。このことは $X=0, E=E_0$ のとき全電流密度 J は電子による電流成分のみからなりたち、 $J=J_N$ であることを意味する。

第7図は、陽極における電界強さ E_0 をパラメータ

第7図 無次元化電界の強さと無次元化距離の関係

Fig. 7. Relation between dimensionless field strength and dimensionless distance.

第8図 無次元化電流密度と無次元化距離の関係

Fig. 8. Relation between dimensionless current density and dimensionless distance.

として、無次元化された距離と内部電界の関係を示したものである。同図より、内部電界の強さは X の値が大きくなり、陰極に近づくにつれ大きくなるのがわかる。また距離 (X) が一定のときは $X=0$, すなわち陽極における初期値 E_a が大きいほど内部電界のひずみが大きいことがわかる。しかし、 E_a の値が小さいときでも X の値が十分大きくなれば電界のひずみは大きくなるがわかる。

第8図は同様に無次元化された距離と電子による電流密度の関係を示したものであり、陰極から陽極にかけて、すなわち X が大きな値から零に近づくにつれ電子による電流が増殖されていることが良くわかる。また距離が一定のときは、初期値 E_a の値が大きいときのほうが急激に増殖されることがわかる。

さて、ここに述べた J_n, E, X の関係よりある膜厚 X_0 (または x_0) の試料における印加電界対電流密度特性を求める方法をまとめると次のようになる。

第9図 陰極特性と非線形微分方程式の解を適合させるための図的方法

Fig. 9. Graphical method of fitting the cathode characteristic to the solution of the nonlinear differential equation.

(1) まず μ_n, μ_p, τ, H などの定数の値を決定し、 J と j など無次元量と実際の量との関係を求める。

(2) 陰極からの電子放出特性を仮定して、第9図の曲線 A に示されているように陰極前面の電界強さ F_c と陰極から放出される電流密度 j_c の関係を求める。

(3) 第7図および第8図の同じ初期値 E_a に対応する曲線から、ある一定の無次元化距離 X_0 における無次元化電界強さおよび無次元化電流密度を求め、それらを実際の電界強さ F_{ci} と電流密度 j_{ci} に変換する。さらに種々の E_a の値に対して同様に F_{ci} および j_{ci} を求め、第9図の曲線 B のように F_{ci} と j_{ci} の関係を求める。そして曲線 A, B の交点を求めればそのときの F_c および j_c が陰極からの電子の放出特性およびある初期条件のもとで解いた(11)式、(12)式の解を同時に満足する値になる。すなわち、これらの値は陰極特性が与えられたとき、(11)式、(12)式の解が陰極において満たすべき境界条件になる。

(4) 第7図の上に X_0 (または x_0) において(3)項で求めた F_c を通る曲線を求める。

(5) 平均印加電界の強さ $\bar{F}$ は(4)項で求めた曲線から $\bar{F} = \frac{1}{x_0} \int_0^{x_0} F dx$ の計算を行なうことにより求めることが可能である。

以上で膜厚が x_0 の試料において、全電流密度が j のとき印加されていなければならない平均電界の強さ $\bar{F}$ が求められたことになる。したがって、種々の全電流密度の値に対して第7図および第8図に相当する関係性を求め、(1)~(5)項の操作を行えば $\bar{F}$ と j の関係性を求めることができる。

<4.2> 絶縁破壊強さに及ぼす仕事関数の影響

陰極から誘電体への電子放出がトンネル効果による

第 10 図 Fowler-Nordheim 陰極放出を仮定したときの電流密度-平均電界特性

Fig. 10. Current density—mean field strength characteristics for an assumed Fowler-Nordheim cathode emission.

ものとして、陰極特性として Fowler-Nordheim の式⁽⁹⁾を用いると、陰極前面の電界強さ F_c と陰極から放出される電流密度 j_c の関係は

$$j_c = 1.54 \times 10^{-14} F_c^2 \exp(-6.83 \times 10^9 \phi^{3/2} / F_c) / \phi \quad (\text{A/cm}^2)$$

ここで、 ϕ は障壁の高さであり、金属の仕事関数を ψ 、誘電体の電子親和力を ψ' とすれば $\phi = \psi - \psi'$ である。

さて、一定膜厚すなわち $X_0 = 10$ のとき種々の ϕ の値に対して〈4.1〉節において説明した方法により $\bar{F}$ と j の関係を求めると第 10 図のようになる。なお、定数の値はそれぞれ $\epsilon = 3\epsilon_0$, $H = 10^7 \text{ V/cm}$, $\tau = 10^{-13} \text{ s}$, $\mu_n = 1 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $\mu_p = 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ とした。

一方、第 11 図は陰極特性として Schottky 放出す

第 11 図 Schottky 陰極放出を仮定したときの電流密度-平均電界特性

Fig. 11. Current density—mean field strength characteristics for an assumed Schottky cathode emission.

なわち

$$j_c = 1.2 \times T^2 \exp[-\{\phi - (e^3 F_c / 4\pi\epsilon)^{1/2}\} / kT] \quad (\text{A/cm}^2)$$

を用いて同様に求めた結果である。ただし、 $T = 300^\circ\text{K}$ とし、その他の定数は前の場合と同じ値を用いた。

これらの図より $\bar{F}$ 対 j 特性はいずれの場合も負抵抗特性を示すことがわかる。また、絶縁破壊は導電率が無限大になったとき生ずると考えられるので、第 10 図および第 11 図より絶縁破壊強さ F_B を求め、 ϕ との関係を示すと第 12 図のようになる。

同図より、陰極特性として Fowler-Nordheim の式を用いた場合、絶縁破壊強さは ϕ の増加とともに直線的に増加して行くことがわかる。一方、陰極特性として Schottky 放出を仮定した場合は、絶縁破壊強さが ϕ の増加とともに指数関数的に増加して行くことがわかる。

さて、 SiO_2 蒸着膜の電子親和力を 3.0 eV と仮定すれば、 Al を電極として用いた場合 $\phi \approx 1.0 \text{ eV}$ となる。そこで第 12 図より $\phi = 1.0 \text{ eV}$ のときの F_B の値に対して種々の ϕ における F_B の相対的な値を求めると、さきに示した第 4 図の実線 (A) および (B) のようになる。ただし、仕事関数の値は $\psi = \phi + 3.0 \text{ eV}$ として求めた。同図より、陰極特性として、Fowler-Nordheim の式を用いて求めた曲線のほうが Schottky 放出を仮定して求めた曲線より実験結果と良く一致していることがわかる。

〈4.3〉 膜厚による影響 前節においては〈4.1〉節の(1)~(5)項に示されている方法により、膜厚を一定にしてある陰極特性の式を用い、 ϕ の値を種々変化させて $\bar{F}$ と j の関係を求めた。一方、まったく同様の方法

第 12 図 絶縁破壊の強さに及ぼす障壁の高さの影響

Fig. 12. Influence of barrier height on dielectric breakdown strength.

第 13 図 種々の膜厚における電流密度-平均電界特性

Fig. 13. Current density—mean field strength characteristics for various thickness.

第 14 図 種々の膜厚における電流密度-平均電界特性

Fig. 14. Current density—mean field strength characteristics for various thickness.

により ϕ の値を一定にして種々の膜厚に対して $\bar{F}$ と j の関係を求めると第 13 図および第 14 図のようになる。なお、これらの図において、 ϕ の値は Al と Au を陰極に用いた実験結果と対応させるため、それぞれ 1.0 eV および 1.5 eV とした。また陰極特性としては、Fowler-Nordheim の式を用いた。これらの図より膜厚と絶縁破壊強さの関係を求めると、さきに示した第 5 図の曲線 (A) および (B) になる。同図より、いずれの場合も計算により求められた絶縁破壊の強さは、膜厚の減少とともに増加して行くことがわかる。また膜厚が大きくなるにつれ、(A) および (B) の差は小さくなることがわかる。この結果は膜厚がきわ

めて小さい場合を除いて、実験結果とほぼ一致している。膜厚が小さい場合一致しない原因は明らかでないが、次のように考えることができる。すなわち、pn 接合の絶縁破壊においては、接合が薄くなるとなだれ破壊から電子の価電子帯から伝導帯への Tunneling を考えたいわゆる Zener 破壊に移行すると考えられている。⁽¹⁰⁾ これと同様に SiO₂ 蒸着膜の場合も膜厚が小さくなると、なだれ破壊機構による理論的な破壊強さがきわめて大きくなるため、実際には破壊強さが電極金属によって影響を受けない他の機構によって破壊が生じているものと考えられる。

〈4.4〉 酸素イオンの影響 すでに〈3.1〉節で述べたように陰極金属として仕事関数が特に大きい Au, Ni を使用した系においては、印加パルス幅がおおよそ 0.1 s 以上のときに、絶縁破壊の強さが印加パルス幅の増加すなわち印加電圧の上昇速度の減少とともに増加することがわかった。そこで、その極端な場合として電圧上昇速度がきわめて小さい 1 V/s 程度の傾斜電圧を印加した。その結果、試料コンデンサは破壊を生じないで、漏れ電流が最終的になくなることがわかった。第 15 図はその試料コンデンサの一部分の金属顕微鏡による写真を示したものであり、(a) 図は反射光による写真であり、(b) 図は透過光によるものである。同図において上方に引き出されているのが下部の Al 電極であり、横になっているのが上部の Au 電極である。なお、Au 電極は光を一部分透過させることができる。(a) 図より Au 電極はまったく損傷を受けておらず、絶縁破壊は生じてないことがわかる。また (b) 図よりコンデンサを形成している部分は光が透過

第 15 図 試料コンデンサの顕微鏡写真

Fig. 15. Microscopic photograph of sample capacitor.

しており、下部の Al 電極が透明になっていることがわかる。このことは、Al が SiO 蒸着膜中の酸素と反応して透明な Al₂O₃ に変化したものと考えられる。その原因としては、Au など仕事関数の大きな金属を陰極とした場合破壊強さが大きくなるので、破壊を生ずるまでに SiO 蒸着膜中の酸素イオンが陽極のほうへ移動するためと考えられる。したがって、このような場合には小さな電圧上昇速度のパルスが印加されたときのほうが酸素イオンは良く移動でき、そのために内部電界が弱められ、また Al₂O₃ の層が形成されるので、より大きな破壊強さを示すことになる。

5. む す び

陰極として種々の金属を用いた SiO 蒸着膜コンデンサの絶縁破壊について述べてきたが、主要な点を総括すれば次のようである。

(1) SiO 蒸着膜について、その絶縁破壊強さに及ぼす陰極金属の影響、膜厚の影響および温度特性を求めてその結果を示した。

(2) 以上の実験結果は、すでに報告した Al-SiO-Al 系の絶縁破壊の説明に用いたなだれ破壊の単一電子理論では説明できないことがあったので、陰極からの電子注入および正キャリアによる内部電界のひずみを考えたなだれ破壊のモデルを用い理論的に解析した。その結果、破壊強さに及ぼす陰極金属の影響およ

び膜厚の影響についてよく説明することができた。

(3) 陰極として仕事関数の大きな Au, Ni などを用いた場合、印加パルス幅が 0.1s 程度より長いときは破壊の強さがパルス幅の増加とともに大きくなることがわかった。この原因としては、SiO 蒸着膜中の酸素イオンが陽極のほうへ移動するためと推察された。

終わりにのぞみ、有益なご助言をいただいた名古屋大学助手 大橋朝夫氏、同大学院学生 寺西常治氏に感謝いたします。

なお、この研究に対して日立製作所半導体事業部から多大の援助を賜ったことに対して厚く感謝いたします。

(昭和 47 年 2 月 26 日受付, 同 47 年 12 月 15 日再受付)

文 献

- (1) S. Whitehead: Dielectric Breakdown in Solids (1951) Oxford, London
- (2) J.J. O'Dwyer: The Theory of Dielectric Breakdown of Solids (1964) Oxford, London
- (3) 稲垣・土田: 仁田, 電学誌 89, 1808 (昭 44-9)
- (4) 稲垣・土田: 電学誌 90, 1416 (昭 45-7)
- (5) 土田・上田: 昭 46 電気四学会東海支部連大 S-1-4
- (6) J.J. O'Dwyer: J. Appl. Phys. 40, 10, 3587 (1969)
- (7) R. Stratton: The Theory of Dielectric Breakdown in Solids No. 3, p. 246, (1951) Progress in Dielectrics
- (8) 尾崎・萩原: 電気数学Ⅲ, p. 136 (昭 40-6) (オーム社)
- (9) A. Van Der Ziel, (和田正信訳): 固体電子工学(上) p.115 (昭 39-1) (近代科学社)
- (10) 山中: 近代高電圧・放電工学 p. 205 (昭 44-9) (電気書院)