ICTS 法による ZnO バリスタ界面準位の定量的評価

津田孝一・向江和郎

(株)富士電機総合研究所セラミックス技術研究所, 240-01 横須賀市長坂 2-2-1

Characterization of Interface States in ZnO Varistors using Isothermal Capacitance Transient Spectroscopy

Koichi TSUDA and Kazuo MUKAE

Fuji Electric Corporate Research and Development, Ltd., Ceramics Technology Laboratory,
2-2-1, Nagasaka, Yokosuka-shi, Kanagawa 240-01

[Received March 24, 1992; Accepted June 16, 1992]

The interface states at the grain boundaries in ZnO varistors are quantitatively investigated by Isothermal Capacitance Transient Spectroscopy (ICTS). At first we describe the formulation of ICTS signals caused by the interface states, and then analyze the observed results. They were characterized as monoenergetic interface states laid at 0.77 eV below the conduction band. The density and the capture cross section of the interface states were calculated as $1.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ and $1.1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, respectively. The level of the interface states which capture electrons at zero-biased voltage was considered to be identical with that detected by ICTS measurements.

Key-words : ICTS, Interface state, ZnO varistor

1. 緒 言

ZnO バリスタは半導体セラミックス粒界を利用した非直線抵抗素子の一つで、その非直線性が他の材料に比べ優れていることから、多くの研究者から注目されてきた¹⁾。

ZnO バリスタの研究初期には粒界析出層が存在するとの報告もなされたが、現在では粒界三重点などを除いては析出層がないというのが定説となっている。このため、最近では図 1 に示す単純な二重ショットキー障壁モデルが

Fig. 1. The Double Schottky barrier at a negatively charged grain boundary in a ZnO varistor under voltage $V (V = V_1 + V_2)$. ϕ , E_C , E_F , and E_V represent potential barrier height, conduction band, Fermi level, and valence band, respectively.

ZnO バリスタ粒界近傍の電子構造としても最も支持されている²⁾。ZnO バリスタの二重ショットキー障壁はアクセプター形の界面準位に捕らえられた電子が作る負電荷と、これを補償するためのドナーによる正電荷からなり、この正電荷が電氣的障壁を形成している。このため、ZnO バリスタの粒界一層当たりの電氣的特性は界面準位の性質とドナー密度に大きく依存する。

ZnO 中の浅いドナーは伝導帯下約 0.05 eV に位置している格子間 Zn イオン（あるいは酸素空孔）が作るもので、室温で十分イオン化している^{3),4)}。ドナー密度は Al などの ZnO に固溶する三価金属を添加することによって制御可能である。一方、界面準位はその成因がはっきりとしておらず、Bi や Pr などのイオン半径が大きい原子が析出して作るとする説⁵⁾と、粒界に化学吸着した酸素が作るとする説⁶⁾がある。最近では、化学吸着した酸素が界面準位を作るとする報告が増えている^{7)~9)}が、まだ決定的な証拠はない。

ZnO バリスタ研究初期に、ゼロバイアス状態で電子が捕獲されている界面準位密度を $C-V$ 測定によって求めた報告がある¹⁰⁾。その後、Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) 法¹¹⁾、Isothermal Capacitance Transient Spectroscopy (ICTS) 法¹²⁾などのより高度な界面準位評価法が導入されてきたが、捕獲断面積、界面準位密度などを定量的に評価した報告はほとんどない^{6),13),14)}。

本稿では、まず最初に ICTS 法によって界面準位を定量的に取り扱う方法を述べ、次いでこの方法に基づいて解析した結果について報告する。

2. ICTS 法に基づく界面準位パラメータの定式化

ICTS 法を界面準位へ適用した報告の多くは MOS-FET に関するものである¹⁵⁾。ここでは、ZnO バリスタ粒界のような二重ショットキー障壁中にある界面準位について、この準位が単一準位と連続準位である場合に分け、界面準位密度などのパラメータと ICTS シグナルとの関係を定量的に議論する。

2.1 界面準位と ICTS シグナル

図 1 に示す二重ショットキー障壁モデルから、空乏層幅は単純なポアソン方程式を解くことによって得られる。

$$W_F = \left(\frac{2\epsilon_S}{q^2 N_D} \right)^{1/2} (\phi - q V_F)^{1/2} \quad (1)$$

$$W_R = \left(\frac{2\epsilon_S}{q^2 N_D} \right)^{1/2} (\phi + q V_R)^{1/2} \quad (2)$$

ここで、 W_F , W_R は二重ショットキー障壁の順方向側、逆方向側の空乏層幅、 ϕ は障壁の高さ、 $-q V_F$, $q V_R$ は電圧印加による順方向側、逆方向側における伝導帯の変化量である。

このような二重ショットキー障壁が作るキャパシタンスは次式で表される。

$$C(V) = \frac{\epsilon_S A}{W_F + W_R} \quad (3)$$

ただし、 ϵ_S は結晶粒の誘電率、 A は接合面積、 $C(V)$ は粒界一層当たりのキャパシタンスである。

粒界一層当たりの界面準位に捕らえられている電荷 Q_{IS} は電荷中性の原理により空乏層とドナー密度 N_D で決まり (4) 式で与えられる。ただし、ドナー密度は粒界近傍で均一に分布していると仮定する。

$$\begin{aligned} Q_{IS}(V) &= qA \int_{W_F}^{W_R} N_D dW \\ &= qAN_D(W_F + W_R) \end{aligned} \quad (4)$$

(3), (4) 式より、

$$\frac{1}{C(V)} = \frac{Q_{IS}(V)}{q\epsilon_S N_D A^2} \quad (5)$$

の関係式が得られる。

次に、この関係を使って、界面準位に捕獲されている電荷量 Q_{IS} の時間変化と ICTS シグナルの関係を議論する。

パルス電圧 V_P によって界面準位へ注入された電子が界面準位から放出されるとき電荷量の時間変化 $Q_{IS}(t)$ は次式で与えられる¹⁶⁾。

$$\begin{aligned} Q_{IS}(t) - Q_{IS}(\infty) &= qA \int_{E_{F0}}^{E_C} N_{IS}(E) p(E) \\ &\quad \times \exp[-e_n(E)t] dE \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 $N_{IS}(E)$ はエネルギー E における界面準位密度、 E_{F0} はゼロバイアス状態でのフェルミ準位、 $p(E)$ は $V_P = V$ と $V_P = 0$ のときの界面準位の電子占有率の差で (7) 式で与えられる。

$$p(E) = f(E - E_{FV}) - f(E - E_{F0}) \quad (7-a)$$

$f(E - E_F)$ は擬フェルミ分布で、

$$f(E - E_F) = \left[1 + g^{-1} \cdot \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) \right]^{-1} \quad (7-b)$$

である¹⁶⁾。 E_{FV} は $V_P = V$ のときの擬フェルミ準位、 $e_n(E)$ はエネルギー E における電子の放出速度で (8) 式である¹⁷⁾。

$$e_n(E) = N_C \sigma_n(E) v_{th} g^{-1} \cdot \exp\left(\frac{E - E_C}{kT}\right) \quad (8)$$

ここで、 N_C は伝導帯の有効状態密度、 $\sigma_n(E)$ はエネルギー E における電子の捕獲断面積、 v_{th} は電子の熱速度、 k はボルツマン定数、 T は温度、 g は縮退度である。

(5) 式の関係はキャパシタンスの時間変化 $C(t)$ の場合にも成立するので、

$$X(t) = \left(\frac{1}{C(t)} - \frac{1}{C(\infty)} \right) = \frac{Q_{IS}(t) - Q_{IS}(\infty)}{q\epsilon_S N_D A^2} \quad (9)$$

が得られる¹⁸⁾。(6) 式により $X(t)$ は指数関数的な時間変化をすることが保証されているので ICTS 法の試験関数として適用できる¹²⁾。この場合、ICTS シグナル $S(t)$ は次のようになる。

$$\begin{aligned} S(t) &= t \frac{dX(t)}{dt} \\ &= \frac{-1}{\epsilon_S N_D A} \int_{E_{F0}}^{E_C} N_{IS}^*(E) e_n(E) t \\ &\quad \times \exp[-e_n(E)t] dE \end{aligned} \quad (10)$$

ただし、

$$N_{IS}^*(E) = N_{IS}(E) p(E) \quad (11)$$

とした。

2.2 界面準位が単一準位の場合

界面準位が単一準位の場合には、

$$N_{IS}(E) = N_{IS}(E_m) \delta(E - E_m) \quad (12)$$

と表される。ただし、 $\delta(E - E_m)$ はデルタ関数である。

(12) 式を用いて (10) 式を積分すると、

$$S(t) = -\frac{N_{IS}^*(E_m)}{\epsilon_S N_D A} e_n(E) t \cdot \exp[-e_n(E)t] \quad (13)$$

となる。 $S(t)$ は $e_n(E_m)t=1$ のときにピーク値 S_{max} を持つので、これから、

$$N_{IS}^*(E_m) = -\epsilon_S N_D A \exp(1) S_{max} (m^{-2}) \quad (14)$$

が得られる。

2.3 界面準位が連続している場合

界面準位が連続している場合には、界面準位密度は次のように求められる。

$S(t)$ は $e_n(E_m)t=1$ のときに S_{max} を持つので、

$$\ln N_{IS}(E) = \ln N_{IS}(E_m) + \gamma(E_m)(E - E_m) \quad (15)$$

と近似し¹⁵⁾、(10) 式を積分すると

$$S_{max} = -\frac{kTN_{IS}^*(E_m)}{\epsilon_S N_D A} \Gamma(kT\gamma(E_m) + 1) \quad (16)$$

となる。ただし、 $\Gamma(z)$ はガンマ関数、 $\gamma(E)$ は

$$\gamma(E) = \frac{1}{N_{IS}(E)} \frac{dN_{IS}(E)}{dE} \quad (17)$$

である。更に、 $kT\gamma(E_m) \ll 1$ であるので、

$$N_{IS}^*(E_m) = -\frac{\epsilon_S N_D A}{kT} S_{max} (m^{-2} eV^{-1}) \quad (18)$$

となる。

ここで示した S_{max} は粒界一層当たりの値であるので、多結晶である ZnO バリスタに適用する場合には、測定値を粒界一層当たりに換算する必要がある。

2.4 界面準位の深さ、捕獲断面積

既に述べたように、 $S(t)$ は $e_n(E_m)t=1$ のときにピーク値を持つので、いくつかの温度で測定した $e_n(E_m)$ をプロットすることによって、界面準位深さ、捕獲断面積を求めることができる。より厳密には、 N_C , v_{th} の温度依存性を除くため、

$N_C = 2(2\pi m_e^* kT/h^2)^{3/2}$, $v_{th} = (3kT/m_e^*)^{1/2}$ を (8) 式に代入して得られる (19) 式から求められる¹⁹⁾。ここで m_e^* は電

子の有効質量, h はプランク定数である.

$$\frac{e_n(E)}{T^2} = \sigma_n(E) \cdot B \cdot \exp\left(\frac{E - E_c}{kT}\right) \quad (19)$$

ただし, $B = 4\sqrt{6} \pi^{3/2} k^2 h^{-3} m_e^* g^{-1}$ である.

以下の解析には $m_e^* = 0.28m_e^{(20)}$ (m_e : 電子の静止質量), $g = 2^{(21)}$, $\epsilon_s = 8.5\epsilon_0^{(22)}$ (ϵ_0 : 真空中の誘電率) を用いた.

3. 実験方法

3.1 試料

試料は市販の ZnO バリスタ⁽²³⁾(富士電機製, ENB251D-14A) で, ZnO に Pr, Co, K, Cr, Al, B などが微量添加されている^(24,6). 焼結体の厚さ 1.67 mm, 直径 14.0 mm, 焼結密度 5.53 g/cm³, 結晶粒径 14.0 μ m であった.

電極は Ag ペーストで, 直径 11.0 mm, バリスタ電圧 V_{lmA} は 249 V, $V_{100 \mu A}$ と V_{lmA} の比から求めた電圧比直線係数 α は 71 であった.

3.2 測定方法

3.2.1 C-V 測定

ドナー密度は変形 C-V 法で 25°C から 123°C の間で, 電圧を 180 V まで印加して測定した⁽¹⁰⁾. 測定には YHP4270A キャパシタンスブリッジを用いた.

3.2.2 ICTS 測定

ICTS 測定システムを図 2 に示す. パルス発生器を内蔵した高速キャパシタンス計 (三和無線, MI-401) からのデータをデジタルメモリ (岩通, DM-2350) に取り込み, ICTS スペクトルを得た. ICTS スペクトルを得る過程で微分操作が行われるので, データ処理のノイズを低減するため 10 ビットのデジタルメモリを使った.

界面準位に電子を注入するためのパルス電圧 V_p を最大 100 V まで加え, 電圧を取り去った後のキャパシタンスの時間変化を測定した⁽⁶⁾. パルス幅 W_p は電子が十分界面準位に捕獲されるように, 測定温度により 10~500 s とした.

Fig. 2. Block diagram of ICTS measurement system.

Capacitance transients were measured with a capacitance meter, through which pulse voltages were applied. A digital recorder and a desk top computer were used for recording and analyzing the measured signals.

C-V 測定, ICTS 測定とも試料温度変化を $\pm 0.5^\circ\text{C}$ に抑えるためオイルバス (フロリナート⁽²⁵⁾ 使用) 中で行った.

4. 結果

4.1 キャパシタンス, ドナー密度

図 3 に変形 C-V プロットの代表例を示す. C-V プロットから求めたドナー密度には温度依存性がなく $1.9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ であった. これは ZnO 結晶中の浅いドナーが室温で十分イオン化しているためである. 図 4 はゼロバイアスキャパシタンスの温度依存性を示したもので, キャパシタンスは温度の上昇とともに微増している. ドナー密度に変化はないので, キャパシタンスの温度変化は界面準位に捕獲されていた電子が温度の上昇とともに微量放出され, それに対応して空乏層が狭くなったためと推定できる.

4.2 ICTS 測定

図 5 は $V_p = 90 \text{ V}$ のときの ICTS スペクトルで, 測定温度は 41°C ~ 123°C である. 図 6 は $e_n(E_m)/T^2$ を Arrhenius

Fig. 3.

Fig. 3. Modified C-V plots.

Donor density was independent of measured temperature.

Fig. 4.

Fig. 4. Zero-biased capacitance change as a function of measured temperature.

They slightly increased with increasing temperature, although the donor density showed no change.

Fig. 5.

Fig. 5. ICTS spectra for various measured temperatures.

90 V pulses with 10~500 s duration were applied to the sample.

Fig. 6

Fig. 7

Fig. 8

Fig. 6. Arrhenius plot of the peak temperatures and e_n/T^2 .

Fig. 7. Comparison of measured ICTS spectrum with theoretically obtained one.

The theoretical calculation is based on the following equation;

$$S(t) = [-N_{IS}^*/(\epsilon_s N_D A)] \times e_n(E_{IS})t \times \exp[-e_n(E_{IS})t],$$

where $e_n(E_{IS}) = T^2 \sigma_n B \times \exp[-(E_{IS} - E_C)/kT]$,

$$B = 4\sqrt{6} \pi^{3/2} k^2 h^{-3} m_e^* g^{-1}, \sigma_n = 1.1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2, E_{IS} = 0.77 \text{ eV}, N_{IS}^* = 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}, N_D = 1.9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}.$$

Fig. 8. ICTS spectra for various applied voltages at 81 °C.

($E - E_C$) is given by ($E - E_C$) = $-kT \times \ln[e_n/(T^2 \sigma_n B)]$.

プロットしたものである。この図から ICTS 測定によって得られた界面準位深さは $E_{IS} = 0.77 \text{ eV}$ 、捕獲断面積は $\sigma_n = 1.1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ であった。ただし、 σ_n の温度依存性はないものとして計算した。ここで得られた σ_n は ZnO バリスタのバルクトラップで得られている値に比べ 1 けた大きな値である⁶⁾。図 7 は 102 °C で得られた実測値と、界面準位が単一準位と仮定した (13) 式から得られた値を比較したものである。実測値と理論値が良く一致するので ICTS で得られた界面準位は単一準位であると考えられる。図 8 は印加したパルス電圧を変化させたときの ICTS スペクトルで、測定温度は 81 °C、パルス幅は 20 s である。パルス電圧 100 V で $N_{IS}^*(0.77 \text{ eV})$ は $1.1 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2}$ であり、ピーク位置はパルス電圧によらずほぼ一定であった。

5. 考 察

これまでに得られた結果に基づいて、粒界近傍の電子構造を考察する。

5.1 フェルミ準位のピン止め

図 8 で示されているスペクトルを注意深く見ると、パルス電圧が大きいほどピーク位置がわずかに長時間側にずれていることが分かる。パルス電圧によって界面準位に電子が注入され、このため粒界近傍の擬フェルミ準位が移動する場合には、スペクトルは短時間側に移動すると予測される。したがって、図 8 のスペクトルのずれはフェルミ準位の変化には無関係である。 $V_P = 20 \text{ V}$ と $V_P = 100 \text{ V}$ 間のスペクトルピーク位置の差から (19) 式を用いて両者のエネルギー差を求めると 0.01 eV である。これから、スペクトルのピーク位置ずれの原因は不明であるが、フェルミ

準位は ICTS で検出された 0.77 eV の界面準位に十分ピン止めされていると推定できる。

ドナー密度を求めるのに用いた変形 C-V 法ではフェルミ準位が界面準位にピン止めされていることを仮定しているが、以上述べたようにフェルミ準位は十分ピン止めされていることが分かった。したがって、得られたドナー密度も十分信頼できるものである。

5.2 界面準位パラメータ

表 1 に今回得られた界面準位の諸物性値をまとめた。

5.2.1 ゼロバイアス界面準位 $N_{IS}^*(0)$

ゼロバイアスにおいて電子が捕獲されている界面準位密度 $N_{IS}^*(0)$ は (5) 式から得られる (20) 式で与えられる。

$$N_{IS}^*(0) = \frac{\epsilon_s N_D}{[C(0)/A]} \quad (20)$$

これから求めた 25 ° ~ 123 °C の $N_{IS}^*(0)$ は図 9 の黒丸で示される。

Table 1. Interface states parameters in ZnO varistor.

Fermi level pinning		perfect pinning
interface states at zero bias	level(eV)	—
	density(cm ⁻²)	7.4×10^{12}
interface state detected by ICTS	level(eV)	0.77eV
	form	monoenergetic
	density(cm ⁻²)	1.1×10^{12}
	$\sigma_n(\text{cm}^2)$	1.1×10^{-16}
donor density(cm ⁻³)		1.9×10^{18}

Fig. 9. Density change of zero-biased interface states as a function of temperature. Solid circles show measured data, and dashed and dotted lines are calculated ones based on temperature dependence of Fermi level.

5.2.2 界面準位分布

今回得られた界面準位は理論値との比較により、単一準位と推定したが、これは DLTS 法によって得られた結果^{26),14)}とも一致している。

表 1 で示した値から、今回測定した ZnO バリスタの界面準位に関して次の二つのモデルが考えられる。

(1) ゼロバイアス準位と ICTS で得られた準位が同じ場合

図 10 はゼロバイアス状態で電子が捕獲されている準位と ICTS で検出された準位が一致している場合を示したもので、図 10(a) はゼロバイアス状態、図 10(b) は V_p が印加されているときである。この場合、界面準位密度は、ゼロバイアス状態で捕獲されている界面準位密度 $7.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ と ICTS で得られた界面準位密度 $1.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ を加えた値 $8.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ となる。粒界に ZnO の c 面だけが面していると仮定すると、約 44 の単位格子 (単位 c 面) 中に

界面準位が一つある計算になる。

(2) ゼロバイアス準位と ICTS で得られた準位が異なる場合

図 11 はゼロバイアス状態で電子が捕獲されている準位と ICTS で検出された準位が異なる場合を図示したもので、図 11(a) はゼロバイアス状態、図 11(b) は V_p が印加されている状態である。ゼロバイアス状態で電子が捕獲されている準位の分布状態は不明であるが、0.77 eV の単一準位はフェルミ準位よりごくわずかに高いエネルギー位置に横たわっており、電圧印加によって電子が注入される。この場合、 $N_{IS}(0.77 \text{ eV})$ は $1.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ であり、ICTS で検出された界面準位一つ当たりの単位格子数は約 330 である。

(3) モデルの検証

(1), (2) のどちらのモデルが妥当であるかを決定するには、ゼロバイアスで界面準位に捕獲されている電子を光により放出し ICTS 測定を行う (光 ICTS 法) のが最も適切な方法と思われる。ここでは、 $N_{IS}^*(0)$ の温度依存性は E_{F0} が変化したことによって電子占有率が変わったためと仮定し、(1), (2) のモデルを比較する。

E_{F0} の温度変化は

$$E_{F0} = \frac{E_D}{2} + kT \ln \left(\frac{N_D}{N_C} \right)^{1/2} \quad (21)$$

で与えられる²⁷⁾ので、これを (7-b) 式に代入するとある準位 E_{IS} の電子占有率が求められる。これから $N_{IS}^*(0)$ の温度変化が得られる。図 9 の破線及び点線はこの方法で得られた理論値である。計算には、 $E_D = -0.05 \text{ eV}$ 、 25°C における $N_{IS}^*(0)$ を $8.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ とし求めた。最も実測値に近い値が得られたのは、 $E_{IS} - E_C(\text{grain}) = -0.044 \text{ eV}$ のときである。フェルミ準位は 25°C で -0.034 eV 、 125°C で -0.044 eV であるので、室温でフェルミ準位より低い位置にあり、 125°C 付近でフェルミ準位

Fig. 10

Fig. 11

Fig. 10. Electronic energy structure at a vicinity of a grain boundary in a certain case that a zero-biased interface state is the same as the interface state detected by ICTS.

(a) under zero bias, (b) under applied voltage.

Fig. 11. Electronic energy structure at a vicinity of a grain boundary in a certain case that zero-biased interface states are different from the interface state detected by ICTS.

(a) under zero bias, (b) under applied voltage.

と一致するような準位が最も実測値と近い値を示す。このことから、ゼロバイアスで検出される界面準位はフェルミ準位の近傍にあることが分かる。したがって、ICTS で検出された $E_{IS}=0.77$ eV 準位もゼロバイアス準位もフェルミ準位の極近傍にあることから、両者は同一準位と考えた方が自然である。

また、図 5 で示した ICTS スペクトルのピーク値の温度変化は界面準位の電子占有率の変化を反映したもので、低温ほど電子占有率が大きく、このためパルス電圧によって注入される電子数が減少したためと解釈できる。

5.2.3 捕獲断面積

今回測定に使用した Pr を添加した試料で得られた σ_n は $1.1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ であり、Bi を添加した前田らの測定データ¹³⁾から求めた値は $2.0 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ であった。粒界に析出すると考えられている添加物が違うにもかかわらず、ほぼ同じ捕獲断面積が得られた。

5.2.4 バリア高さ

今回検出された単一界面準位の深さは 0.77 eV であり、また室温でのフェルミ準位は -0.034 eV である。したがって、図 1 で示したバリア高さ ϕ は 0.74 eV である。

6. 総 括

市販の ZnO バリスタの ICTS 測定を行い、これまでほとんど行われていなかった界面準位の諸因子を定量的に求めることに成功した。

(1) フェルミ準位は完全に界面準位にピン止めされていることが確認された。

(2) 今回得られた界面準位は 0.77 eV の深さを持つ単一準位で、その捕獲断面積は $1.1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ で、Bi 添加系で測定されたデータから求めた値とほぼ同じであった。

また、捕獲断面積は、これまでバルクトラップで報告されている値より 1 けた大きかった。

(3) ゼロバイアス状態で電子が捕獲されている界面準位密度の温度依存性から、ICTS によって検出された 0.77 eV 界面準位とゼロバイアス界面準位は同一準位と推定した。この界面準位密度は $8.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ であった。

(4) 粒界に ZnO の c 面だけが面していると仮定すると、得られた界面準位密度から約 44 の単位格子(単位 c 面)中に界面準位が一つある計算になる。このような極微量の界面準位を形成する因子を機器分析によって検出するのは

困難であり、ICTS 法は界面準位の評価法として優れた方法である。

文 献

- 1) "Advances in Varistor Technology", Ed. by L. M. Levinson, The Am. Ceram. Soc., Inc. (1990).
- 2) G. E. Pike, S. R. Kurtz and P. L. Gourley, *J. Appl. Phys.*, **57**, 5512-18 (1985).
- 3) A. R. Hutson, *Phys. Rev.*, **108**, 222-30 (1957).
- 4) K. I. Hagemark, *J. Solid State Chem.*, **16**, 293-99 (1976).
- 5) J. P. Gambino, W. D. Kingery, G. E. Pike, H. R. Philipp and L. M. Levinson, *J. Appl. Phys.*, **61**, 2571-74 (1987).
- 6) 津田孝一, 向江和郎, セラミックス論文誌, **97**, 1211-18 (1989).
- 7) F. Greuter, G. Blatter, M. Rossinelli and F. Stucki, "Advances in Varistor Technology", Ed. by L. M. Levinson, The Am. Ceram. Soc., Inc. (1990) pp. 31-53.
- 8) M. Hayashi, M. Kuramoto and M. Hayashi, "Advances in Varistor Technology", Ed. by L. M. Levinson, The Am. Ceram. Soc., Inc. (1990) pp. 364-70.
- 9) 藤津 悟, エレクトロニクス・セラミックス, No. 105, 17-22 (1991).
- 10) K. Mukae, K. Tsuda and I. Nagasawa, *J. Appl. Phys.*, **50**, 4475-76 (1979).
- 11) D. V. Lang, *J. Appl. Phys.*, **45**, 3023-32 (1974).
- 12) H. Ohkushi and Y. Tokumaru, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **19**, L335-38 (1980).
- 13) 前田孝雄, 高田雅介, セラミックス論文誌, **97**, 1219-24 (1989).
- 14) R. A. Winston and J. F. Cordaro, *J. Appl. Phys.*, **68**, 6495-500 (1990).
- 15) E. Yamaguchi, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **21**, 1628-32 (1982).
- 16) A. Broniatowski, *Phys. Rev. B*, **36**, 5895-905 (1987).
- 17) 生駒俊明, 奥村次徳, 電子通信学会誌, **64**, 59-66 (1981).
- 18) 向江和郎, 永沢郁郎, 春季応物学会予稿集 (1979) 28a-p-3, 405.
- 19) 生駒俊明, 奥村次徳, 電子通信学会誌, **64**, 279-85 (1981).
- 20) M. H. Sukkar and H. L. Tuller, "Advances in Ceramics, Vol. 7, Additives and Interface in Electronic Ceramics", The Am. Ceram. Soc., Inc. (1983) pp. 71-90.
- 21) S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", John Wiley & Sons (1969) pp. 32-38.
- 22) G. Heiland and E. Mollwo, "Solid State Physics Vol. 8", Ed. by F. Seitz and D. Turnbull, Academic Press (1959) pp. 193-96.
- 23) 富士電機製 ZnO バリスタ, 商品名ゼットラップ.
- 24) K. Mukae, K. Tsuda and I. Nagasawa, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **16**, 1361-68 (1977).
- 25) Fluorinert, 住友スリー M 製不活性液体, FC-43 (沸点 174°C) 使用.
- 26) K. Tsuda and K. Mukae, "High Tech. Ceramics", Ed. by P. Vincenzini, Elsevier (1987) pp. 1781-90.
- 27) C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics", 3rd ed., John Wiley & Sons (1967) pp. 312-14.