

Pb(Zr_{0.8}Ti_{0.2})O₃ 강유전 음극에서 비대칭 전극구조가 전자 방출 특성에 미치는 영향

박지훈 · 김용태 · 윤기현[†] · 김태희* · 박경봉*

연세대학교 세라믹공학과

*안동대학교 재료공학부

(2001년 11월 8일 접수; 2001년 11월 28일 승인)

Effect of Asymmetric Electrode Structure on Electron Emission of the Pb(Zr_{0.8}Ti_{0.2})O₃ Ferroelectric Cathode

Jihoon Park, Yong Tae Kim, Ki Hyun Yoon[†], Tae Heui Kim* and Kyung Bong Park*

Department of Ceramic Engineering, Yonsei University, Seoul 120-749, Korea

*Department of Ceramic Engineering, Andong National University, Andong 760-749, Korea

(Received November 8, 2001; Accepted November 28, 2001)

초 록

Pb(Zr_{0.8}Ti_{0.2})O₃ 강유전체 음극의 상부 전극 크기를 변화시키며(500 μm~900 μm) 비대칭 전극 구조에서의 전자 방출에 대하여 연구하였다. 펄스 전기장을 가했을 때 나타나는 분극 반전에 의한 전류 밀도는 상부 전극 크기를 감소시킴에 따라 증가하였다. 이것은 비대칭 전극 구조에 의해 강유전체 표면에서 stray-field가 발생하고, stray field가 전극의 모서리 부근의 강유전체 표면 하부에도 분극 반전을 발생시켰기 때문이다. 전기장 전산모사를 통하여 이러한 stray-field의 존재 가능성을 예측할 수 있었고, 분극 반전에 의한 전류 밀도 측정 결과 stray-field가 미치는 거리는 약 11-14 μm이었다. 전자방출의 문턱전계는 항전계의 약 3배인 61~68 kV/cm이었으며, 문턱전계가 단순히 강유전체의 항전계에 의해 결정되는 것이 아니라, 강유전 음극의 구조에 의해 결정되는 stray-field의 세기와 stray-field가 미치는 거리에 영향을 받음을 전산모사를 통해 예측할 수 있었다.

ABSTRACT

To investigate the electrode structural effect on the ferroelectric electron emission, the electric field distribution in a 2-dimensional structure was calculated as a function of upper electrode diameter, and the switching charge density and emission charge were measured simultaneously. The simulation of the electric field distribution showed that an asymmetric electrode structure could cause a stray field on the bare surface of the ferroelectric cathode near the edge of upper electrode. The distance of stray field from the electrode edge increased with increasing ferroelectric thickness, but it did not depend on the upper electrode diameter. The switching charge density increased more on the cathode with smaller upper electrode diameter. This was attributed to the stray field on the bare ferroelectric surface near the electrode edge, because the stray field for the asymmetric ferroelectric cathode enhanced polarization switching near the electrode edge. From the switching charge density, the distance of stray field from the electrode edge was calculated as about 11-14 μm. The threshold voltage of electron emission was 61~68 kV/cm, which was almost 3 times larger than the coercive voltage. The threshold voltage was not determined just by coercive voltage, but by strength and distance of the stray-field, which largely depended on the geometrical structure of ferroelectric cathode.

Key words : Ferroelectric, Electron emission, PZT, Cathode

1. 서 론

강유전체에 펄스 전기장을 인가하여 높은 전류 밀도의 전자가 방출되는 현상(ferroelectric electron emission)이 Gundel 등에 의해 처음 보고된 이후에 강유전체 음극(ferroelectric cathode)에 대한 많은 연구가 활발히 진행되고 있다.^{1,2)} 강유전체 음극은 저전공과 상온에서 전자 방출을 일으킬 수 있고, pre-activation이 필요하지 않으며, thermionic emission

이나 field emission 음극에 비하여 제조가 용이하다. 또한 전자의 전류밀도가 $\sim 10^3$ A/cm²으로 높고, 전자의 운동에너지가 수백~수천 eV 이상이고, 전기장에 의해 전자 방출을 제어하기 때문에 전자 방출 시간을 제어하기 용이하다. 이러한 강유전체 음극의 특징으로 강유전체 음극을 slow-wave tube에서의 microwave generation, 고주파 modulation, low pressure switch, 평판형 display에서의 전자방출원 등에 응용하기 위한 연구가 진행되어지고 있다. 1988년 이후, 강유전 전자 방출에 관한 다양한 결과와 많은 이론들이 나왔다. 전자 방출용 재료로서는 PLZT,¹⁾ TGS,³⁾ PZT,^{4,5)} BaTiO₃⁶⁾

[†]Corresponding author : khyoon@yonsei.ac.kr

PMN-PT⁷⁾ 등이 주로 연구되었으며, 포화 분극, 잔류 분극, 항전계 및 유전 상수 등의 유전 특성⁸⁾과 관련되어 전자 방출 특성과의 관계가 연구되고, 전기적인 변수로서 강유전체에 인가되는 펄스 전계의 크기, 부호, 주파수 및 인가 전압 파형,⁹⁻¹¹⁾ 상부 전극 재료,¹²⁾ 외부 가속 전기장,¹³⁾ 압력^{1,6)} 등에 따른 전자 방출 특성에 대한 연구가 이루어지고 있다. 그러나, 강유전 전자 방출에 대한 많은 기초적인 연구가 이루어졌음에도 불구하고, 강유전 전자 방출에서 일어나는 많은 새로운 현상이 아직까지 명확하게 설명되지 않고 있다.

현재까지의 연구 결과에 의하면 강유전 전자 방출 현상에 대하여 두 가지의 전자방출 기구가 제시되어 있다. 그 중 하나는 강유전 전자 방출 현상이 강유전체의 분극 반전 현상에 기인한다는 것이고,^{10,14)} 다른 하나는 표면에 형성된 플라즈마로부터 전자가 방출된다는 것이다.^{15,16)} Rosenman 등은 이 두 가지 방출기구에 대해 각각 nonplasma interpretation과 plasma assisted electron emission이라 하였다.¹⁷⁾ nonplasma interpretation에서는, 전자 방출 현상은 전극 모서리 부근이 강유전체 표면에서 분극 반전이 발생하여 전자가 방출되어진다고 설명되어진다. 충분한 전압이 강유전체에 인가되면, 분극 반전은 전극의 아랫부분 뿐만 아니라 전극 모서리 주변에서도 발생하게 된다. 이때, 강유전체 표면의 표면 전하는 분극반전에 의한 강력한 전계의 영향을 받게 되고 반발력에 의해 전자가 방출되게 되는 것이다. plasma assisted electron emission에서, 플라즈마는 진공/전극/유전체의 삼중점에서 전계 집중에 의해서, 또는 분극반전에 의한 표면 전하의 방출에 의해서 발생 되어진다.¹⁸⁾ 우선 전극 처리된 부분의 밑에서 분극반전이 발생하고 뒤이어 전극 처리되지 않은 전극의 주변에서 분극 반전이 일어난다. 강유전체 표면에서의 분극 반전 차이에 의한 표면전하의 불균일한 분포는 강유전체 표면에 높은 전위차를 형성하게 된다. 분극 반전이 일어난 표면과 일어나지 않은 표면간의 전위차에 의한 tangential 전계는 표면을 덮고 있는 플라즈마에 급격한 전자방출을 일으키게 되는 것이다.¹⁷⁾

비록 이 두 가지의 기구가 상당히 상이하지만, 두 가지 기구 모두에 있어 강유전체 표면에서의 분극 반전은 강유전 전자 방출에 있어 매우 중요한 인자이다. 전극이 처리되지 않은 강유전체의 표면에서의 분극 반전은 상하 비대칭의 전극 구조에 의한 전기장 분포의 변화에 기인한다.¹⁹⁾ 강유전체 음극은 강유전체와 하부의 solid electrode와 상부의 grid electrode로 구성된다. 이러한 비대칭적인 전극의 구조는 강유전 음극에서, 특히 grid electrode의 모서리에서 전기장 분포와 분극반전 역할을 극적으로 변화시키게 되어 강유전체 표면에서의 분극 반전을 발생시키게 된다. 따라서 강유전체의 두께와 grid electrode의 배열과 같은 강유전체 음극의 대칭성을 변화시키는 구조적인 변수가 전자방출에 있어서 매우 중요한 역할을 한다는 것은 공통된 의견이다. 해외의 몇몇 연구 그룹에서는 구조적인 변수의 영향에 대한 연구의

방법으로 전산모사를 통하여 전기장 분포를 계산하기도 하고,^{19,20)} grid electrode의 pattern을 변화시켜 그에 따른 전자 방출 특성을 보고하였다.⁵⁾ 그러나, 전기장 분포를 변화시킬 수 있는 강유전체의 두께와 전극의 폭과 같은 구조적 요소의 변화가 전기장의 분포 변화와 전극 처리가 되어 있지 않은 강유전체 표면의 분극반전 특성에 미치는 영향에 대한 연구는 없으며, 더욱이 이러한 분극반전 특성의 변화가 전자 방출 특성에 미치는 영향에 대한 연구는 전무한 실정이다.

본 연구에서는 강유전 음극 구조의 변화가 분극반전 특성과 전자방출 특성에 미치는 영향을 연구하였다. 이를 위해 비대칭성 음극 구조에서의 전기장 분포 전산모사를 통하여 상부의 grid electrode 폭의 변화와 강유전체 두께의 변화가 강유전 음극 내부의 전계 분포에 미치는 영향을 관찰하였다. 그리고, 50 μm 두께의 PZT 강유전 음극을 제조하여 강유전 음극에서 나타나는 강유전 특성과 전자방출 특성의 변화를 측정 한 후, 전산모사를 통해 나타난 결과와 비교하여 비대칭 전극구조가 전자방출에 미치는 영향을 연구하였다.

2. 실험방법

일반적인 고상법을 이용하여 PZT 세라믹스를 제조하였다. PbO, ZrO₂ 및 TiO₂를 yttria 안정화 zirconia ball로써 ethyl alcohol을 매체로 하여 24시간 혼합 및 분쇄하고 건조시킨 후, 밀폐된 알루미늄 도가니에서 300°C/h의 승온 속도로 850°C에서 2시간 하소하였다. 하소 분말을 일축 성형한 후에 20,000 psi의 압력으로 냉간 등압 성형하여 원판형 시편을 준비하였다. 이와 같이 성형한 시편을 PbO 분위기 하에서 300°C/h의 승온 속도로 1250°C에서 3시간 소결하였다.^{21,22)}

소결된 시편은 원판형으로 절단한 후 표면을 연마하고, 고온용 silver paste(FERRO Co.)를 사용하여 800°C에서 5분간 열처리하여 하부 전극을 부착하였다. 하부 전극이 부착된 시편을 폴리에스테르 수지를 이용하여 mounting을 행한 후 $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ 분말로 두께가 50 μm 가 되도록 최종 연마하였다. 제조된 시편의 상부에 지름이 550~1250 μm 인 원형 pattern을 가진 마스크를 덮은 뒤 RF magnetron sputtering을 이용하여 상부 전극으로 백금을 증착하였다.

Fig. 1에 전자 방출 측정 장치도를 나타내었다.²³⁾ 과형 발생기에서 발생된 과형 신호를 고전압 증폭기로 증폭하여 강유전체 시편의 하부 전극에 인가하고, 강유전체 표면에서 10 mm 거리에 직경 20 mm의 Faraday cup을 장착하여, Faraday cup에 들어온 전자를 직렬로 연결된 저항(830 Ω)에서의 전압 강하 신호로서 오실로스코프에 의하여 입력 신호와 동시에 감지하였다. Faraday cup에는 직류 전압을 인가하여 방출 전자를 감속 또는 가속하였다. 분극 반전(switching charge) 특성을 파악하기 위하여 강유전체에 직렬로 저항

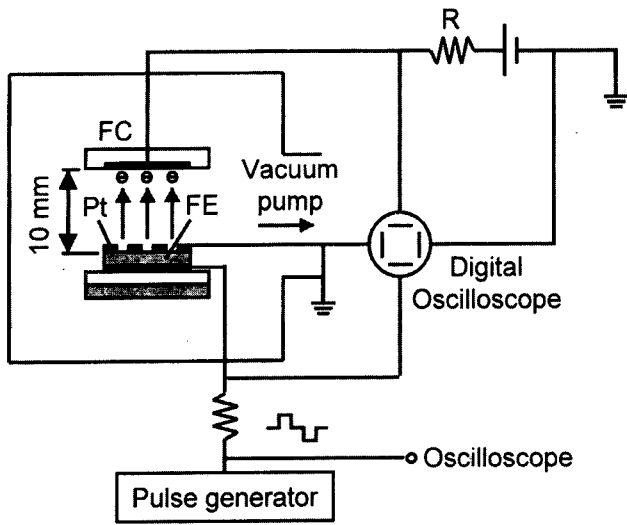


Fig. 1. Experimental setup for measuring emission charge and switching charge. (FC : Faraday Cup, FE : Ferroelectric, Pt : Platinum electrode).

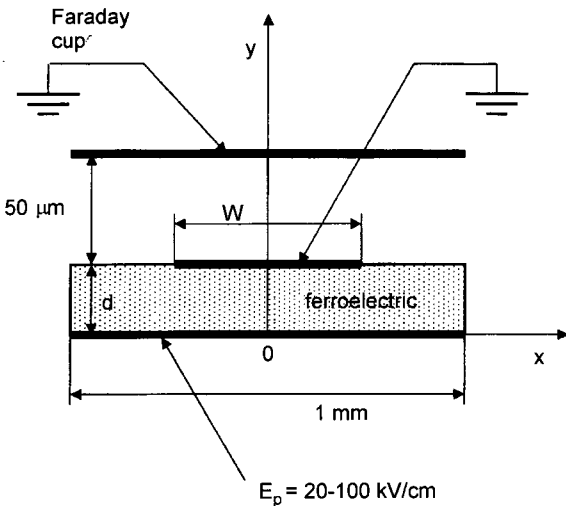


Fig. 2. Dimensional structure of the ferroelectric cathode for the electric field calculation. (d : ferroelectric thickness, w : grid electrode width).

(27 Ω)을 연결하고 전자 방출 특성 평가를 위한 펄스파와 동일한 250 μs의 유지 시간을 갖는 bipolar pulse를 인가하며, 오실로스코프를 이용하여 인가 전압 및 분극 반전 전류를 저항에서의 전압 강하로 측정하고, 시간에 따라 적분하여 분극 반전 전하를 계산하였다.

범용 유한 요소 프로그램인 ANSYS 5.3(ANSYS Inc., USA)을 이용하여 강유전체 음극의 전기장 분포에 대하여 해석하였다. Fig. 2에 전산모사에 사용될 강유전체 음극의 구조를 나타내었다. 강유전체 음극의 표준 구조는 두께 50 μm, 너비 1000 μm의 강유전체와 하부의 전면 전극, 그

리고 strip 형태의 상부 전극으로 이루어지며, 상부 전극은 이차원 해석을 위하여 500 μm 범위의 폭을 갖는 무한 strip으로 가정하였다. 인가 전압은 하부 전극에 20~100 kV/cm를 인가하고, 상부 전극은 0V 전위로 설정하였다. Faraday cup은 강유전체 표면에서 50 μm 떨어진 곳에 위치시키고, 가속 전압은 인가하지 않은 조건을 기본 조건으로 설정하였다. 이러한 표준 구조를 기본으로 상부 전극의 폭(W)과 강유전체 두께(d)를 각각 변화시키며 전산모사를 행하여 전기장 분포의 변화를 관찰하였다. Fig. 2의 표준구조에서 강유전체 하부 전극의 x=0인 지점을 중심으로 강유전체 음극의 좌, 우가 거울면 대칭을 이룬다. 따라서, 전압분포 또한 y축의 좌, 우면이 완전 대칭형 전압 분포를 나타내며, Figs. 3과 4의 모든 전산모사는 x > 0인 우측 영역만을 나타내었다.

3. 결과 및 고찰

Fig. 3은 강유전체의 두께를 50 μm로 고정하고 상부전극의 크기를 10 μm에서 1000 μm까지 변화시킨 강유전체 음극의 전기장 분포 전산모사 결과이다. 그림에서의 굵은 실선은 grid 전극을 나타내며, 실선은 등전압선을 나타낸다. 실

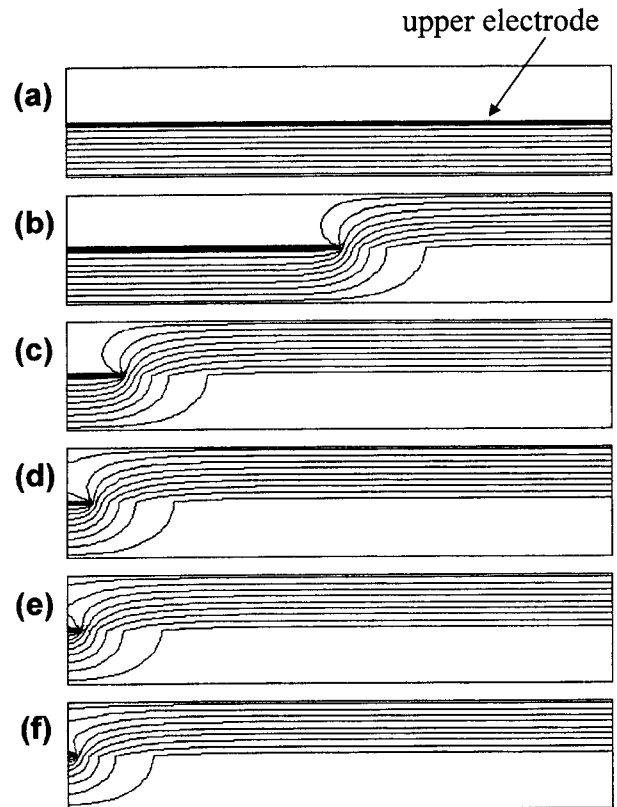


Fig. 3. Equipotential lines of the ferroelectric cathode (d = 50 μm) with various upper electrode widths (w), (a) 1000 μm, (b) 500 μm, (c) 100 μm, (d) 40 μm, (e) 20 μm and (f) 10 μm.

선 사이의 전압차는 전체 인가 전압의 약 11%이다. 상부 전극의 폭이 강유전체의 폭과 같은 1000 μm일때 (Fig. 3(a))는 하부전극에 가해지는 전압은 접지되어 있는 grid 전극과 하부 전극 사이에 집중되며 그 폭은 일정하다. 즉, 전체 전압강하는 상부 전극과 하부 전극 사이에서만 일어나게 된다. 상부 전극의 폭을 500 μm 이하로 감소시키면 (Fig. 3(b)-(f)), 하부전극에 인가되는 전압은 상부 전극의 하부에서는 상부 전극과 하부 전극의 사이에 집중되고, 상부 전극이 없는 부분에서는 진공과 강유전체의 유전상수 차이에 의해 진공에 집중된다. 이때, 상부 전극 하부의 등전압선은 하부 전극의 모서리 부근에서 휘어지기 시작하여 강유전체 표면에 이르게 된 후, 진공에서는 고른 분포를 이룬다. 상부 전극 폭을 10 μm에서 500 μm까지 변화시킨 경우 (Fig. 3(b)-(f)), 전극 모서리에서의 stray field^{23,24)}의 모양과 stray field가 미치는 거리는 거의 변화가 없었다.

Fig. 4는 상부전극의 크기는 500 μm로 고정하고 강유전체의 두께를 10 μm에서 200 μm까지 변화시킨 강유전체 음극의 전기장 분포 전산모사 결과이다. 강유전체의 두께를 변화시킴에 따라 전극 모서리 주위의 전기장 분포가 급격히 변하는 것을 알 수 있다. 강유전체의 두께를 증가시킴에 따라 전극의 모서리에서 stray field가 미치는 영역이 넓어졌

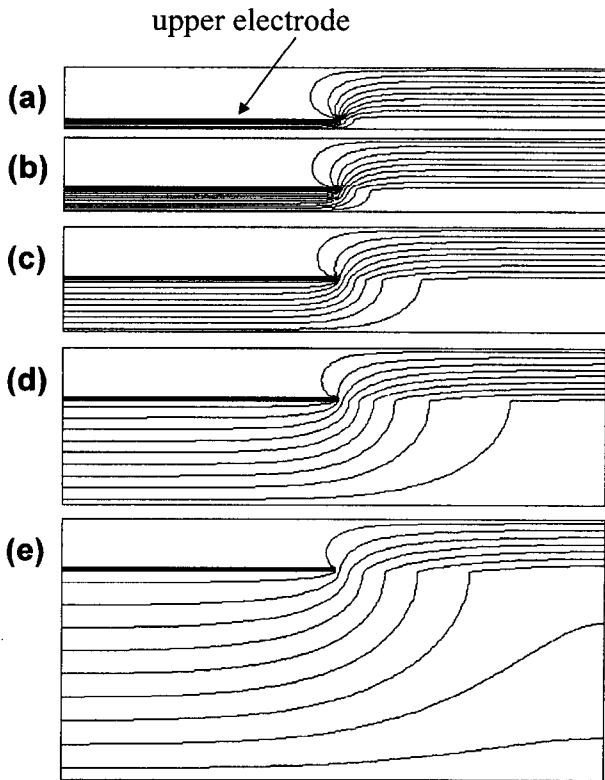


Fig. 4. Equipotential lines of the ferroelectric cathode ($w = 500 \mu\text{m}$) with various ferroelectric thicknesses (d), (a) 10 μm , (b) 20 μm , (c) 50 μm , (d) 100 μm and (e) 200 μm .

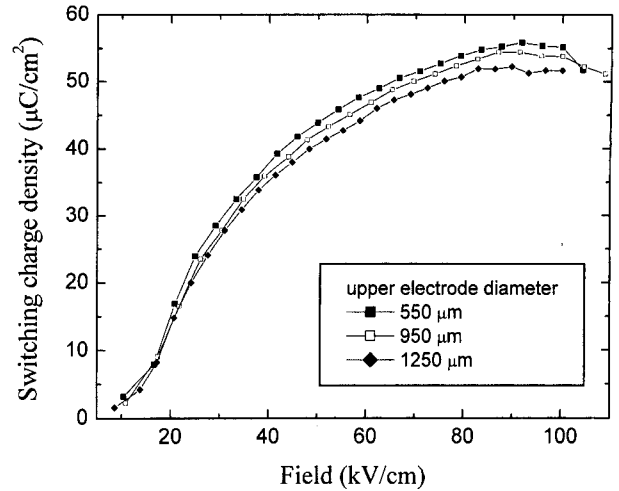


Fig. 5. Switching charge density vs. applied field of the ferroelectric cathode as a function of upper electrode diameter.

다. 강유전체의 두께가 10 μm일 때 stray field가 미치는 거리는 약 3 μm이지만 (Fig. 4(a)), 강유전체의 두께를 100 μm까지 증가시키면, stray field는 약 180 μm까지 나타나고 (Fig. 4(d)), 200 μm 이상의 강유전체에서는 250 μm 이상 나타났 (Fig. 4(e)). 이러한 결과는 상부 전극의 너비에 대한 강유전체 두께의 비가 증가하기 때문이다. Fig. 3에도 이러한 경향이 나타났다. 전극의 폭을 10 μm 이하로 감소시키면 stray field가 미치는 거리가 다소 증가하였다 (Fig. 3(f)). 그러나, Figs. 3과 4의 결과를 비교하였을 때, 강유전체의 두께를 고정하고 전극의 폭을 변화시키는 것 보다는 강유전체의 두께를 변화시키는 것이 stray field를 변화시키는데 있어서 더 효과적임을 알 수 있다.

Fig. 5는 50 μm 두께의 강유전체와 550-1250 μm 직경의 원형 상부 전극으로 이루어진 강유전 음극에 펄스 전기장을 가했을 때 나타나는 분극반전 전류밀도를 측정 한 것이다. 분극반전 전류밀도는 20 kV/cm까지는 유사한 값을 나타내다가 점차 전계를 증가시킴에 따라 상부 전극의 직경이 작을수록 분극반전 전류밀도가 크게 나타났다. 상부 전극의 직경에 따라 분극반전 전류밀도가 변하는 것은 전극 모서리 부근에서의 분극반전에 기인하는 것이다. Figs. 3과 4의 결과에서 보듯이 하부의 전면 전극과 상부의 grid 전극 또는 dot로 이루어진 비대칭 구조의 강유전체 음극에서는 전극의 모서리에서 stray field가 발생하고 그 결과, 전극 처리 되지 않은 전극 모서리 부근의 강유전체 표면 하단에도 전압이 인가되고 분극반전이 발생하게 되는 것이다. 이 때, stray field에 의해 분극반전이 발생하는 영역의 전극 모서리로부터의 거리는 일정하지만, 전극의 직경에 따라 전극면적에 대한 분극 반전이 발생하는 유효 전극 면적의 상대적인 비가 변화하기 때문에, 측정된 분극반전 전류 값을 상부 전극의

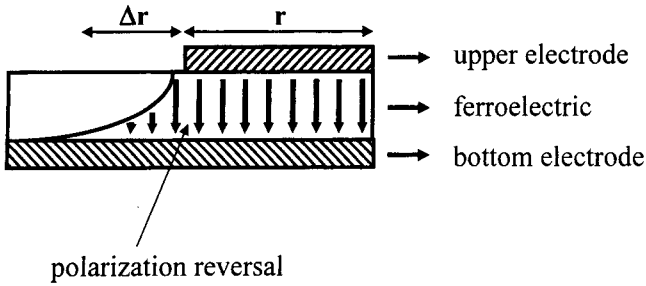


Fig. 6. Schematic mechanism of polarization reversal under bare ferroelectric surface.

면적으로 나눈 분극반전 전류밀도 값은 전극의 크기에 따라 다르게 나타나는 것이다.

Fig. 6은 전극모서리에서의 분극반전 현상의 모식도이다. Figs. 3과 4의 결과에서 분극 반전이 발생하는 거리는 전극의 길이에는 의존하지 않고 강유전체의 두께에만 의존하였다. 따라서, 강유전체의 두께가 일정한 강유전 음극에서 전극 크기에 따른 분극 반전 전류 밀도의 변화는 다음과 같은 식(1)로 나타내어질 수 있다.²⁴⁾

$$I = I_0(r + \Delta r)^2 \pi / r^2 \pi \tag{1}$$

여기서, I는 측정에 의한 분극반전 전류밀도 값, I₀는 stray field의 영향이 없는 전면전극에서의 분극반전 전류밀도 값, r은 상부 전극 반경, Δr은 분극반전이 발생한 강유전체 표면의 전극 모서리에서 부터 거리를 나타낸다. 식(1)에서 보는 바와 같이, 분극반전 전류밀도 값은 r이 작을수록, Δr이 클수록 증가하게 된다. 따라서, 일정한 두께의 강유전체로 이루어진 강유전 음극에서 Δr은 일정하므로, 전극의 직경이 감소할수록 전류밀도는 증가하게 되는 것이다. 상부 전극의 반경이 각각 r₁, r₂이고 측정된 분극반전 전류밀도 값이 각각 I₁, I₂인 경우, 식(1)은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$I_1 = I_0(r_1 + \Delta r)^2 \pi / r_1^2 \pi \tag{2}$$

$$I_2 = I_0(r_2 + \Delta r)^2 \pi / r_2^2 \pi \tag{3}$$

그리고, 식(2)와 (3)으로 부터 식(4)를 유도할 수 있다.

$$(r_1^2 I_1 - r_2^2 I_2) \Delta r^2 + 2(r_1^2 r_2 I_1 - r_2^2 r_1 I_2) \Delta r + r_1^2 r_2^2 (I_1 - I_2) = 0 \tag{4}$$

Fig. 5의 결과를 식(4)에 대입하였을 때, Δr은 40 - 80 kV/cm의 인가 전계 범위에서 대략 11 - 14 μm를 나타내었다. Avery²⁴⁾ 등은 285 nm 두께의 PZT 박막에서 잔류분극 측정값을 사용하여 Δr이 약 2.27 - 2.29 μm를 나타내었고, 본 실험의 결과와 비교하여 약 5배의 차이가 난다. 이러한 차이의 원인을 서로 다른 PZT의 조성과 Δr의 측정방법, 인가 전압의 파형 및 주파수의 차이 등에서 찾을 수 있다. Avery의 경우 실제 전자 방출 실험에서 많이 사용되는 펄스파를

사용하지 않고 50 Hz와 50 kHz의 사인파를 사용한 이력측정을 통하여 계산하였기 때문에, 펄스파를 사용한 본 실험의 결과보다 작게 나타날 수 있다. 그러나 주요한 원인은 전극의 크기와 강유전체 두께의 기하학적 변수의 차이이다. Avery의 실험에서 PZT의 두께는 285 nm이고, 전극의 직경은 0.05 - 0.25 mm이었다. 이때, 전극 직경에 대한 두께의 상대적인 비는 약 175에서 877을 나타낸다. 본 실험에서 전극 직경에 대한 두께의 상대적인 비는 약 11에서 21까지의 값이다. Fig. 4의 전산모사 결과에 의하면, 강유전체의 두께가 증가함에 따라, 즉, 전극 직경에 대한 두께의 상대적인 비가 감소함에 따라 stray field가 미치는 거리가 증가하는 것을 알 수 있다. Avery의 실험 조건과 비교하였을 때, 직경에 대한 두께의 상대적인 비가 작기 때문에, 더 넓은 범위까지 stray field가 영향을 미쳤고, 그 결과 Δr의 계산 값이 약 5배의 차이를 나타낸 것이다.

한편, Fig. 5의 분극 반전 전류 밀도는 인가 전계를 증가 시키며 따라 증가하다가 100 kV/cm 이상의 전계가 인가되면 증가하지 않고 감소하였다. 이것은 전계 인가에 의해서 전자가 방출되면서 상부전극의 침식이 발생하여 분극 반전이 발생하는 유효 면적이 감소하였기 때문이다.²⁵⁾ 강유전체 표면에서의 전자 방출에 의해 강유전체의 표면에는 플라스마가 형성되어지고,²⁶⁾ 이러한 플라스마는 강유전체 또는 전극의 표면에 있는 원자를 sputtering off 하거나 기화시켜 강유전체 또는 전극의 표면이 침식되는 것이다.^{9,27)} 인가 전계를 100 kV/cm 이상으로 증가시키면 방출되는 전자의 양이 증가하고 표면 플라스마의 밀도가 증가하기 때문에²⁸⁾ 전극 표면의 침식이 증가하여 분극반전 전류밀도의 감소가 더욱 심화되었다.

Fig. 7은 300 V의 가속 전압을 인가한 상태에서 강유전 음극의 하부 전극에 펄스 전기장을 인가했을 때 나타나는, 인가 전계에 따른 전자 방출량의 변화를 나타낸 것이다. 전

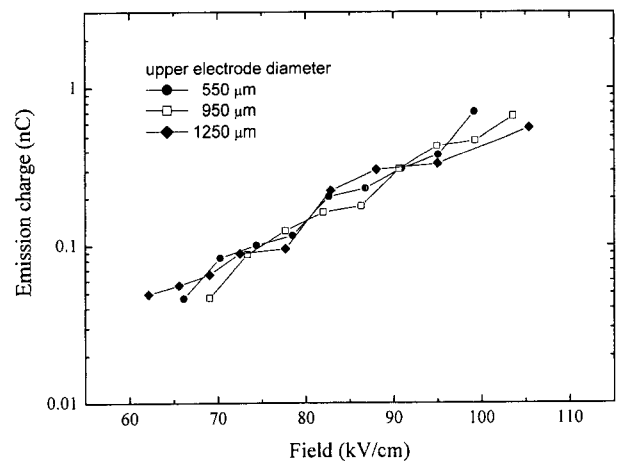


Fig. 7. Emission charge vs. applied field of the ferroelectric cathode as a function of upper electrode diameter.

계에 따른 전자 방출량의 변화는 연구자에 따라 선형^{24,25)} 또는 지수적^{5,6)}으로 보고하였고, 본 실험에서는 인가하는 전계가 증가함에 따라 전자 방출량은 지수적으로 증가하였다. 전자방출량은 전극 직경에는 무관하였다. Figs. 3과 4에서 전술한 바와 같이, 일정한 강유전체 두께에서는 전자 방출에 기여가 가능한 폭, Δr과 전계 전자 방출의 구동력인 표면 전기장은 전극 크기에 무관하다. 비록, 전극 직경이 증가함에 따라 전자가 방출될 수 있는 전극 모서리의 면적이 증가하기는 하지만, 면적이 전자 방출량에는 큰 영향을 미치지 못하는 듯하였다. 강유전체의 두께가 일정한 경우, 전계 전자 방출의 구동력이 동일하기 때문에 전극의 크기에 상관없이 유사한 전자 방출량을 나타낸 것으로 해석된다.

강유전 이력 측정과 분극 반전 전류 밀도 측정 결과 항전계는 약 19 kV/cm로 나타났다. 본 실험에서 전자방출은 약 62~68 kV/cm에서 시작되었으며 이 문턱전계 값은 항전계의 약 3배에 달하는 값이다. 전자방출을 위한 문턱전계가 항전계 보다 크게 나타난 것은 다음의 전산모사 결과로부터 그 원인을 찾을 수 있다. Fig. 8의 전산모사 결과는 하부 전극에 인가되는 전계에 따른 강유전체 표면에 나타나는 전기장의 세기를 전극 모서리로부터의 거리로 나타낸 것이다. 전산모사에 사용한 강유전체 음극의 구조는 실제 전자방출 실험에 사용한 것과 같이 강유전체의 두께가 50 μm이고 전극의 폭이 500 μm으로 하였으며, 강유전체 내부와 진공에서의 전기장 분포는 Figs. 3(b), 4(c)와 같다. 항전계인 20 kV/cm의 전계를 인가한 경우, 전극 모서리에서 2.5 μm 떨어진 표면에 약 25 kV/cm의 전계를 나타내었으며, 거리가 멀어짐

에 따라 강유전체 표면에서의 전계는 급격히 감소하여 7.5 μm에서는 5.5 kV/cm의 전계를 나타내었다. 전극 모서리에서 2~3 μm 떨어진 표면에서 분극 반전이 발생할 수 있지만, 강유전체 표면에서의 전계가 약 25 kV/cm로 완전한 분극 반전이 일어나기 어렵기 때문에 표면전하 값도 작을 것이다. 따라서, 항전계인 20 kV/cm의 전계를 인가한 경우에는 전자방출이 발생하기 어려울 것이다. 인가 전계를 60 kV/cm로 증가시키면 분극 반전이 가능한 항전계 이상의 전계가 나타나는 영역이 약 6.9 μm까지 확대되며, 2.5 μm 떨어진 표면에서의 전계는 약 74.4 kV/cm까지 증가한다. 100 kV/cm의 전계에서는 항전계 이상의 전계가 나타나는 영역이 약 10 μm까지 확대되는 것을 알 수 있다. 인가전압 증가에 의해, 강유전체 표면에서의 분극 반전 영역이 확대된다는 것은 Fig. 5의 분극 반전 특성에서 확인할 수 있다. 분극반전 전류 밀도는 일정한 전계 이상에서는 포화되어야 함에도 불구하고, Fig. 5에서 인가하는 전계 증가에 따라 조금씩 증가하는 경향을 나타낸다. 이것은 Fig. 8의 전산모사 결과에서 나타난 바와 같이, 강유전체 표면에서의 분극 반전 영역이 확대된다는 것을 나타낸다. 따라서, 인가 전계에 따라 강유전체 표면의 전계가 변하며, 전자 방출의 문턱 전압은 단순히 강유전 물질의 항전계에 의해 결정되는 것이 아니라, 강유전체 음극의 구조에 의해 결정되는 전극 모서리 부근에서의 강유전체 표면의 전계 값에 의해 결정되는 것을 알 수 있다.

4. 결 론

비대칭 전극 구조의 강유전 음극 모델을 이용한 전기장 분포 전산모사에서 stray-field가 미치는 거리와 크기는 전극의 크기에는 무관하였으며, 강유전체의 두께를 증가시키기에 따라 증가하였다. 즉, 강유전체의 두께가 일정한 경우, 전계 전자 방출의 구동력은 전극의 크기와 관계없이 동일함을 알 수 있었다. 펄스 전기장을 가했을 때 나타나는 분극 반전에 의한 전류 밀도는 상부 전극 크기를 감소시키기에 따라 증가하였으며, 펄스 전기장 세기를 증가시키기에 따라 서서히 증가하였다. 또한, 펄스 전기장 세기 증가에 의한 분극 반전 전류 밀도의 증가는 전극 모서리에서 전기장의 세기가 증가하여 항전계 이상의 전계를 나타내는 영역이 확대되고 더 넓은 영역에서 분극 반전이 발생하기 때문이다. 550-1250 μm 직경의 원형 상부 전극을 가진 50 μm 두께의 Pb(Zr_{0.8}Ti_{0.2})O₃ 강유전체 음극의 분극 반전에 의한 전류 밀도 측정 결과, 이러한 stray-field는 전극의 모서리에서 약 11-14 μm 떨어진 영역까지 분극 반전을 발생시킨다는 것을 알 수 있었다. 전자 방출은 항전계의 약 3배인 62~68 kV/cm에서 시작되었으며 인가 전계에 따라 전자 방출량은 지수적으로 증가하였다. 전극 크기의 변화는 전자방출량에 영향을 미치지 않았다.

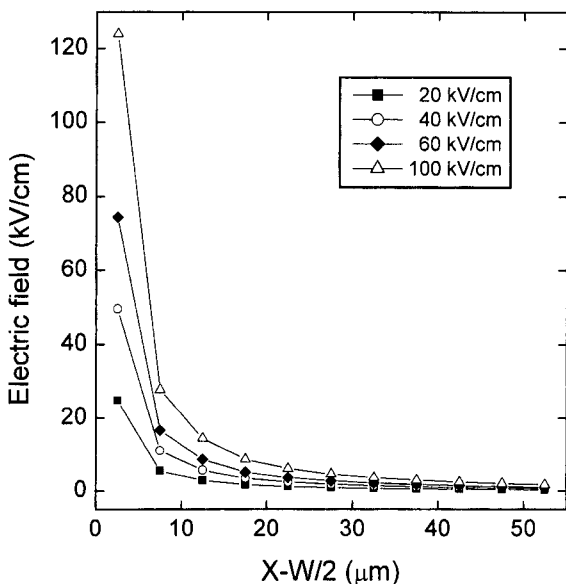


Fig. 8. Electric field distribution of the ferroelectric cathode (d = 50 μm, w = 500 μm) with various applied field (a) 20 kV/cm, (b) 40 kV/cm, (c) 100 kV/cm and (d) 200 kV/cm.

감사의 글

이 논문은 2001년도 한국학술진흥재단의 지원에 의하여 연구 되었음(KRF-2001-041-E00485).

REFERENCES

1. H. Gundel, H. Riege, J. Handerek and K. Zioutas, "Low-pressure Hollow Cathode Switch Triggered by a Pulsed Electron Beam Emitted from Ferroelectrics," *Appl. Phys. Lett.*, **54**(21), 2071-2073 (1989).
2. H. Gundel, J. Handerek, H. Riege, E. J. N. Wilson and K. Zioutas, "Pulsed Electron Emission from PLZT Ceramics," *Ferroelectrics*, **109**, 137-142 (1990).
3. V. D. Kugel, G. Rosenman, D. Shur and Y. E. Krasik, "Copious Electron Emission from Triglycine Sulfate Ferroelectric Crystals," *J. Appl. Phys.*, **78**(4), 2248-2252 (1995).
4. J. D. Ivers, L. Schachter, J. A. Nation, G. S. Kerslick and R. Advani, "Electron-beam Diodes Using Ferroelectric Cathodes," *J. Appl. Phys.*, **73**(6), 2667-2671 (1993).
5. J. Asano, T. Imai, M. Okuyama and T. Hamakawa, "Field-excited Electron Emission from Ferroelectric Ceramics in Vacuum," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31**(9B), 3098-3101 (1992).
6. J. Handerek and H. Riege, "Field-excited Electron Emission from Lanthanum-doped Barium-strontium-titanate Ceramics," *Ferroelectrics*, **128**, 43-48 (1992).
7. Y. Kuratani, M. Okuyama and Y. Hamakawa, "Field-excited Electron Emission from $(1-y)\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ - $y\text{PbTiO}_3$ Ceramics," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**(9B), 5185-5187 (1996).
8. W. Zhang, W. Huebner, S. E. Sampayan and M. L. Krogh, "Polarization Switching and Electron Emission from Lead Lanthanum Zirconate Titanate Ceramics," *J. Am. Ceram. Soc.*, **82**(3), 591-599 (1999).
9. G. Pleyber, K. Biedrzycki and R. L. Bihan, "Barkhausen Pulses and Electron Emission from 9.4/65/35 PLZT Ceramics," *Ferroelectrics*, **141**, 125-133 (1993).
10. M. Okuyama, J. Asano and Y. Hamakawa, "Electron Emission from Lead-zirconate-titanate Ferroelectric Ceramics Induced by Pulse Electric Field," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **33**(9B), 5506-5509 (1994).
11. J. Asano, S. Iwasaki, M. Okuyama and Y. Hamakawa, "Electron Emission from PZT Ceramics by External Pulsed Electric Fields - pulse Dependence of Emitted Charge," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**(9B), 4284-4287 (1993).
12. Y. Kuratani, Y. Morikawa and M. Okuyama, "Improvement of Field-induced Electron Emission Using Ir or IrO_2 Electrode and Ferroelectric Film Coating," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37**(9B), 5421-5423 (1998).
13. M. Okuyama, J. Asano and Y. Hamakawa, "Electron Emission from PZT Ceramic Thin Plate by Pulsed Electric Field," *Integrated Ferroelectrics*, **9**, 133-142 (1995).
14. H. Riege, I. Boscolo, J. Handerek and U. Herleb, "Features and Technology of Ferroelectric Electron Emission," *J. Appl. Phys.*, **84**(3), 1602-1617 (1998).
15. D. Shur, G. Rosenman and Y. Krasik, "Surface Discharge Plasma Induced by Spontaneous Polarization Switching," *Appl. Phys. Lett.*, **70**(82), 574-576 (1997).
16. D. N. J. Shannon, P. W. Smith, P. J. Dobson and M. J. Shaw, "Dual Mode Electron Emission from Ferroelectric Ceramics," *Appl. Phys. Lett.*, **70**(12), 1625-1627 (1997).
17. G. Rosenman, D. Shur, Y. E. Krasik and A. Dunaevsky, "Electron Emission from Ferroelectrics," *J. Appl. Phys.*, **88**(11), 6109-6161 (2000).
18. H. C. Miller, "Surface Flashover of Insulator," *IEEE Trans. Electr. Insul.*, **24**, 765-786 (1989).
19. H. Gundel, "Electron Emission from Ferroelectrics," in *Science and Technology of Electroceramic Thin Films*, edited by O. Auciello and R. Waser (Kluwer, Dordrecht, 1995).
20. G. Rosenman, D. Shur, K. Garb, R. Cohen and Y. Krasik, "Polarization Switching in Ferroelectric Cathode," *J. Appl. Phys.*, **82**(2), 772-778 (1997).
21. J. S. Kim, K. H. Yoon, B. H. Choi, J. O. Park and J. M. Lee, "Effects of MnO_2 on the Dielectric and Piezoelectric Properties of $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3$ Ceramics," *J. Kor. Ceram. Soc.*, **27**(2), 187-194 (1990).
22. J. S. Kim, B. H. Choi, J. M. Lee and K. H. Yoon, "Effects of MnO_2 on the Dielectric Hysteresis Loop Characteristics of $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3$ Ceramics," *J. Kor. Ceram. Soc.*, **28**(4), 297-304 (1991).
23. Y. T. Kim, K. H. Yoon, T. H. Kim, K. B. Park and S. H. Kwak, "Electron Emission from $\text{Pb}(\text{Zr}_{1-x}\text{Ti}_x)\text{O}_3$ Ferroelectrics by Pulsed Electric Field," *J. Kor. Ceram. Soc.*, **37**(1), 6-11 (2000).
24. D. Averty, J. L. Chartier, H. W. Gundel and R. L. Bihan, "Nanosecond Switching of Ferroelectric Thin Films for Application to a Short-pulse Micro Electron Emitter," *Integrated Ferroelectrics*, **18**, 91-99 (1997).
25. M. Miyake, S. Ibuka, K. Yasuoka and S. Ishii, "Effects of Polarization Reversal and Surface Conditions on the Ferroelectric Electron Emission," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**(9B), 6004-6007 (1997).
26. G. Rosenman, O. Malyshkina and Y. Chepelev, "Electron Emission at Switching of Ferroelectrics," *Ferroelectrics*, **110**, 99-112 (1990).
27. W. Zhang and W. Huebner, "Mixed Electron Emission from Doped $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ Ceramics: Microstructural Aspects," *J. Appl. Phys.*, **83**(11), 6034-6037 (1998).
28. M. Einat, D. Shur, E. Jerby and G. Rosenman, "Lifetime of Ferroelectric $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ Ceramic Cathodes with High Current Density," *J. Appl. Phys.*, **89**(1), 548-552 (2001).