

論文97-34D-12-1

정전기 방전에 의한 전자계 복사의 특성 해석

(Property Analysis of Electromagnetic Fields Radiated by Electrostatic Discharge)

姜仁鎬*, 藤原修**

(In-ho Kang and Osamu Fujiwara)

요 약

전자(電磁)잡음의 발생원 가운데 간접 ESD에 의해 발생하는 일과성(一過性)의 과도적 전자펄스는 마이크로파까지 포함하는 주파수 스펙트럼을 포함하기 때문에 고집적 저소비 전력의 디지털 정보기에 치명적인 영향을 준다. 이러한 과도적 전자 펄스 현상을 이론적으로 검토하기 위해 본 논문은 ESD에 동반하는 과도 전자계의 특성을 해석하였다. spark 방전에 관해서는 Rompe-Weizel의 저항식을 이용한 새로운 ESD 모델을 제안 하였고, 그것에 의한 발생 전자계의 수치 해석 결과와 Wilson-Ma의 실험 데이터를 비교하여 그 타당성 입증하였다.

Abstract

Serious troubles may occur in electromagnetic equipments due to electrostatic discharge(ESD). The number of the damaging incidents are significantly increasing with the increased use of integrated semiconductor elements with lower operation power. In order to examine the phenomena theoretically, this paper analyzes properties of the transient electromagnetic fields radiated by ESD. A new model is presented using the Rompe-Weizel formula for the spark resistance. The numerical results of ESD fields are compared with the experimental data that were given by Wilson-Ma.

I. 서 론

최근의 정보기기는 디지털 IC를 이용해 고속화, 고 집적화, 저소비 전력화를 실현하고 있다. 그러나 한편 으로는 외부 잡음에 과민하게 반응하는 문제를 발생시키며, 특히 고성능의 정보기기일수록 여러 가지 전자(電磁) 잡음에 대하여 기기내성이 약한 면을 보이고

있다. 전자 기기의 부근에서 발생하는 ESD로 기기가 방해 에너지를 받아서 오동작을 일으키도록 하는 ESD를 간접 ESD라 하는데, 전자 잡음의 발생원 가운데 특히 간접 ESD로 생기는 일과성의 과도적 전자 펄스는 마이크로파 대역까지 주파수 스펙트럼이 포함 될 뿐 아니라 직접적인 ESD보다 더 치명적인 것으로 발표되고 있다^[1]. 이러한 간접 ESD의 발생 전압에 의한 전자 방해 레벨은 ESD의 발생 전압에 반드시 비례하지 않으며, 오히려 저전압의 ESD쪽이 더 큰 특 이 현상을 가지고 있다. 최근에 ESD에 의해 발생하는 전자계의 연구 논문이 계속해서 발표되고 있고 위에서 설명한 특이 현상도 확인되고 있다^{[2]-[5]}. 그러나 이러한 논문은 ESD에 동반한 방전 전류의 실측 파형 과 실험적으로 결정한 모델파형에 의한 전자계 해석에 기초를 두고 있기 때문에 위에 설명한 특이 현상이 완

* 正會員, 韓國海洋大學校 電波工學科

(Korea Maritime University Dept.of Radio Sciences & Engineering)

** 名古屋工業大學 電氣情報工學科

(Nagoya Institute of Technology Dept.of Electrical and Computer Engineering)

接受日字:1997年6月28日, 수정완료일:1997年11月14日

전히 규명되지 않았다. 필자는 동 현상이 점화 플러그에 의한 전파 잡음 특성과 유사한 것을 착안해 이것과 유사한 발생기구가 존재한다고 추정하였다. 이러한 관점에서 플러그 갭에 Rompe-Weizel의 spark저항 공식을 이용한 전류 해석법을 ESD와 동반한 방전 전류에 응용해서 이것으로부터 도출된 방전 전류를 기초로 과도 전자계를 해석하였다. 본 논문은 ESD에 동반하는 발생 전자계의 특이 현상을 해석하고, 동 결과를 Wilson-Ma의 실측 데이터와 비교함으로써 타당성을 증명하였다.

II. 이론

1. ESD모델과 발생 전자계

ESD전류의 부위는 그림 1에 설명한 바와 같이 자유 공간에 길이 l 의 전류 다이폴로 모델화 한다. 여기서 다이폴 전류는 단발의 총격파이다. 이때의 전류 침투치를 I_m , 공칭 계속 시간을 τ 라고 하면, 다이폴 전류 $i(t)$ 는

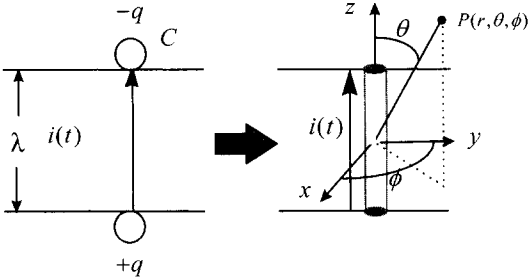


그림 1. (a) 전기 다이폴 모멘트와 (b) 다이폴 모델
Fig. 1. (a) Electric dipole moment and (b) dipole model.

$$i(t) = I_m \cdot F(t/\tau) \quad (1)$$

로 표현된다. 여기서 $F(\cdot)$ 는 $\int_0^\infty F(x) dx = 1$ 로서, 전류 파형을 표현하는 무차원 함수이다. 식(1)을 사용한 점 P의 전자계는^[6]

$$E_r(t) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{l}{cr} \right)^2 \frac{Z_0 I_m}{l} \cos \theta \left[\frac{1}{(r/c)^3} \left[1 - \int_0^{t/r} F(x' - \frac{r}{c}) dx' \right] + \frac{1}{(r/c)^2} F\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{c}\right) \right] \quad (2)$$

$$E_\theta(t) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{l}{cr} \right)^2 \frac{Z_0 I_m}{l} \sin \theta \left[\frac{1}{(r/c)^3} \left[1 - \int_0^{t/r} F(x' - \frac{r}{c}) dx' \right] + \frac{1}{(r/c)^2} F\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{c}\right) + \frac{1}{(r/c)} \frac{d}{d(t/c)} F\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{c}\right) \right] \quad (3)$$

$$H_\phi(t) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{l}{cr} \right)^2 \frac{Z_0 I_m}{l} \sin \theta \left[\frac{1}{(r/c)^2} F\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{c}\right) + \frac{1}{(r/c)} \frac{d}{d(t/c)} F\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{c}\right) \right] \quad (4)$$

가 된다. 여기서 c 는 광속이며, $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ 는 자유 공간의 고유 인피던스이다. 또한, 식(3)의 제1항은 정전계이며, 제2항은 유도계이고, 제3항은 방사계이다. 방사계는 前者의 시간 미분에 비례하는 것을 알 수 있다.

2. 다이폴 전류에 의한 특성 해석

식(1)의 다이폴 전류는 spark 전류라 볼 수 있는데, 여기서 미소 갭 ℓ 의 용량 방전 회로를 풀면, 그 값에 의해서 구해진다. spark 저항에 대하여는 Rompe-Weizel의 저항식^[7]이 spark과정을 잘 표현하기 때문에 ESD 전류를 계산하기 위해 이 저항 공식을 사용한다. spark 채널의 전도성이 주사되는 내부에너지와 직접적으로 비례한다는 전제하에 Rompe-Weizel은 다음과 같이 저항식을 제안하였다.

$$r(t) = \frac{\ell}{\sqrt{(2a/p) \int_0^t i(t')^2 dt'}} \quad (5)$$

여기서, $r(t)$ 는 시간 t 에서 spark 저항이고, ℓ 은 방전 간격, a 는 가스 압력에 의해 결정되는 spark 상수이고, p 는 압력이다. 여기서, ESD가 생기기 전의 방전 전류의 정전 용량을 C_0 , 방전 전압을 V_s , 간격 사이의 전압을 $v(t)$ 라 하면, 다음과 같은 용량 방전 회로식을 갖는다.^[8]

$$v(t) = V_s - \frac{1}{C_0} \int_0^t i(t') dt' \quad (6)$$

$$v(t) = r(t) i(t) = i(t) \times \frac{\ell}{\sqrt{(2a/p) \int_0^t i(t')^2 dt'}} \quad (7)$$

이다. 여기서

$$x = (2a/p)(V_s/\ell)^2 t,$$

$$V(x) = v(t)/V_s, \quad (8)$$

$$I(x) = \frac{i(t)}{C_0 V_s (2a/p) (V_s/\ell)^2}$$

로 놓고, (6)식에 V_s 를 나누고 (8)식을 이용하면

$$V(x) = 1 - \int_0^x I(x') dx' \quad (9)$$

이 된다. 또한, (7)식의 분모 분자에 각각 ℓ 을 곱한

뒤 (8)식을 이용해 정리하면 다음과 같은 식이 도출된다.

$$V(x) = \frac{I(x)}{\sqrt{\int_0^x I(x')^2 dx'}} \quad (10)$$

이 두 식은 경계 조건이 $V(0)=1, I(0)=0$ 인 비선형 미분 방정식이 된다. 이 방정식을 풀면 해는 다음과 같은 형태로 나온다.

$$I(x) = \frac{1}{4} \exp\left(\frac{x-x_0}{2}\right) \cdot \left\{1 + \exp\left(\frac{x-x_0}{2}\right)\right\}^{-1.5} \quad (11)$$

여기서 x_0 는 적분상수이다. 최대 전류치 I_m 은 $\frac{dI}{dx} = 0$ 일 때 x 값을 (11)식에 대입하고 그 결과를 다시 (8)식의 3번째식에 대입하면 다음과 같은 식으로도 도출된다.

$$I_m = \frac{C_0 V_s}{\tau} = \frac{C_0 V_s (\alpha/l) (V_s/l)^2}{3\sqrt{3}} \quad (12)$$

$$F(t/\tau) = \frac{3\sqrt{3}}{2} \exp\left\{3\sqrt{3}\left(\frac{t}{\tau} - x_0\right)\right\} \cdot \left[1 + \exp\left\{3\sqrt{3}\left(\frac{t}{\tau} - x_0\right)\right\}\right]^{-1.5} \quad (13)$$

$$\frac{\partial F(t/\tau)}{\partial(t/\tau)} = \frac{27}{4} \exp\left\{3\sqrt{3}\left(\frac{t}{\tau} - x_0\right)\right\} \cdot \left[1 + \exp\left\{3\sqrt{3}\left(\frac{t}{\tau} - x_0\right)\right\}\right]^{-2.5} \cdot [2 - \exp\left\{3\sqrt{3}\left(\frac{t}{\tau} - x_0\right)\right\}] \quad (14)$$

다이폴 전류의 최대 기울기는

$$\left. \frac{di}{dt} \right|_{\max} = \frac{2\sqrt{21}-3}{75\sqrt{6}-\sqrt{21}} C_0 V_s (\alpha/l)^2 (V_s/l)^4 \quad (15)$$

가 된다. 여기서 α 는 방전부위를 감싸고 있는 공기의 종류와 압력 그리고 spark방전시 온도에 의해 결정된다. 대기압의 공기 중에는 $\alpha \approx 1.1 \text{atmcm}^2/V^2$ 이다. 또한 x_0 는 적분 상수이다. 식 (12), (13)은 ESD의 발생 부위의 정전 용량 C_0 와 방전 갭의 길이 l 그리고 방전 전압 V_s 가 주어지면 다이폴 전류가 계산된다. 그리고 식 (12)로 부터 정전 용량 C_0 가 일정하다면, 전류의 첨두치와 상승 시간은 방전 전압 V_s 와 방전 개시 시(時)의 전위경도 V_s/l 로 결정되며, 후자의 경우가 큰 영향을 미친다는 것을 알 수 있다. 그림 2는 다이폴 전류의 파형함수 $F(t/\tau)$ 와 그 미분 파형들 $\frac{\partial F(t/\tau)}{\partial(t/\tau)}$, $\frac{\partial^2 F(t/\tau)}{\partial(t/\tau)^2}$ 을 나타낸다. 그림으로 부터 ESD로 생기는 방사계는 다이폴 전류에 의해 파형이 급변하고 이것으로 인해 방사계의 주파수 스펙트럼도 광역인 것을

알 수 있다.

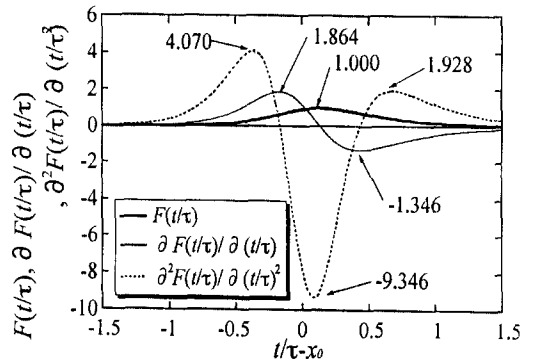


그림 2. 단발 충격파의 전류 파형과 그 미분 파형
Fig. 2. Waveforms of dimensionless $F(t/\tau)$, its derivatives $\partial F(t/\tau)/\partial(t/\tau)$, and $\partial^2 F(t/\tau)/\partial(t/\tau)^2$.

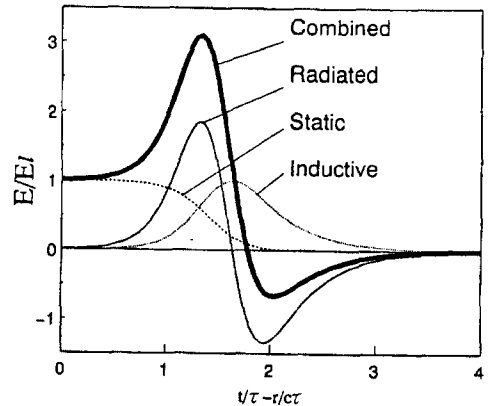


그림 3. 단발의 충격파에서 방사되는 전계 파형 성분
Fig. 3. The components of the electric fields radiated by spark current.

다음으로 Rompe-Weizel 의 spark 방전 저항에 의한 발생 전계의 해석결과는 다음과 같다. 발생 전계는 관측점 P의 함수로서 여기서는 간단히 그림 1(b)의 xy평면상 ($\theta = \pi/2$)의 전계에 대해 해석한다. 이때 r방향, ϕ 방향의 전계는 0 이 된다. 다이폴 전류에 의한 발생 전자계의 식 (2),(3),(4)에 상술한 Rompe-Weizel 의 spark의 저항식을 이용한 방전 전류를 적용하면 $\theta = \pi/2$ 의 과도 전계 파형은 정전계, 유도계, 방사계는 각각 그림 3와 같이 된다. 그림으로 부터 방사계의 피크는 유도계의 피크보다도 먼저 도달하는 것을 알 수 있다. 이것의 발생 전계 피크치의 거리 의존

성을 알기 위해 정전계 피크치를 $E_p^{(s)}$, 유도계 피크치를 $E_p^{(i)}$, 방사계 피크치를 $E_p^{(r)}$ 로 놓으면 각각 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} E_p^{(s)} &= \frac{E_f}{u^3} \sqrt{4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta} \\ E_p^{(i)} &= \frac{E_f}{u^2} F_m \sqrt{4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta} \\ E_p^{(r)} &= \frac{E_f}{u} G_m \sin \theta \end{aligned} \quad (16)$$

여기서, $E_f = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\ell}{c\tau}\right)^2 \frac{Z_0 I_m}{\ell}$, $u = \frac{r}{c\tau}$ 이고, F_m 은 전류 파형 $F(\cdot)$ 의 피크치, G_m 은 전류 미분 파형의 피크치이다. 그림 4는 xy 평면상($\theta = \frac{\pi}{2}$)에 있는 정규화된 전류 침투치의 거리 의존성을 나타내고 있다. 단지 횡축은 거리 r 을 $c\tau$ 로 정규화해서 나타내고 있다. 종축은 식(4)에서의 정규화 전계 E/E_f 이다. 그림으로부터 $r \geq c\tau$ 의 영역에는 방사전계가 유도전계와 정전계보다 우세한 것을 알 수 있다. 이것은 방전 전류의 실효적인 계속 시간 τ 가 짧으면 짧을수록 방사계 영역의 경계가 그만큼 방전부위에 가까워진다는 것을 의미한다.

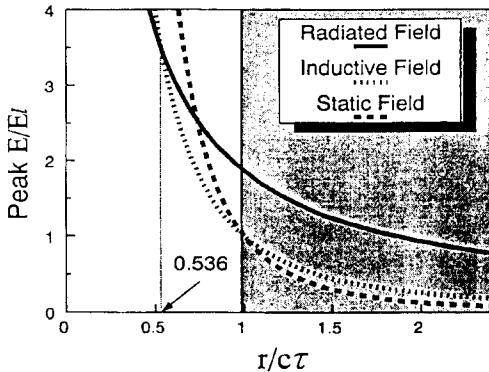


그림 4. 정전계, 유도 전계, 방사 전계의 침투치의 거리 의존성

Fig. 4. Dependence of peak electric fields $E_{\theta} |_{\theta=\pi/2}$ on observation distance $r/c\tau$.

III. 수치 계산

본절은 전절에서 도출한 이론식을 Wilson-Ma의 실험 데이터에 적용한 것으로 이론의 타당성을 증명하였다. 그림 5는 Wilson-Ma가 고찰한 ESD의 다이폴

모델을 나타낸다. 여기서 source는 사람몸이 특정 Level의 전압으로 방전하는 것과 같은 효과를 내도록 하기 위해 집중 소자 회로로 만든 상업적인 ESD simulator를 사용하였다. 전압은 100V부터 25kV까지 방전할 수 있다. 다이폴 전류를 $i(t)$ 라고 하면, 점P의 과도 전계는¹³⁾

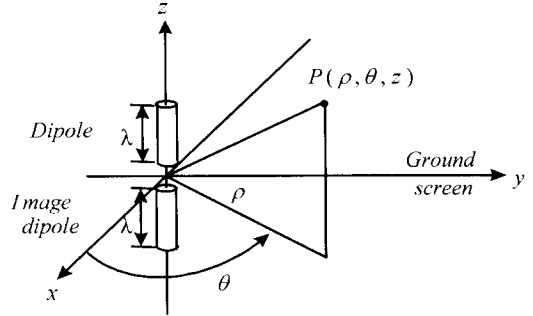


그림 5. 완전 도체에 근접한 ESD의 다이폴 모델
Fig. 5. Dipole of ESD in close proximity to perfect ground screen that Wilson and Ma studied.

$$\begin{aligned} \bar{E}(r, t) &\approx \bar{a}_v dl \frac{\rho z}{R^2} \frac{\eta_v}{2\pi} \left\{ \frac{3i(u)}{R^2} + \frac{1}{cR} \frac{\partial i(u)}{\partial u} \right\} \\ &+ \bar{a}_v dl \frac{\eta_v}{2\pi} \left\{ \left[\frac{3z^2}{R^2} - 1 \right] \frac{i(u)}{R^2} \right. \\ &\left. + \left[\frac{z^2}{R^2} - 1 \right] \frac{1}{cR} \frac{\partial i(u)}{\partial u} \right\} \end{aligned} \quad (17)$$

$$\bar{H}(r, t) \approx \bar{a}_\theta dl \frac{1}{2\pi} \frac{\rho}{R} \left\{ \frac{i(u)}{R^2} + \frac{1}{cR} \frac{\partial i(u)}{\partial u} \right\} \quad (18)$$

로 주어진다. 여기서, $\bar{E}(r, t)$ 는 각각 ρ, z 방향의 단위 벡터 성분을 가지며, $u = t - R/C$ 이다. 위 식의 타당성을 확인하기 위하여 Wilson-Ma는 아래와 같은 실험을 하였다. 그라운드 판상에 작은 구(반경: 4mm)를 근접 설치해 양자의 갭간에 ESD 시뮬레이터로 spark방전을 일으킨다. 이때의 방전 전압과 방전 전류와 전계를 동시에 측정해서 전류의 실측 파형을 식(17)에 대입하여 구해진 전계의 계산값이 실측치와 잘 일치하는 지를 나타낸다. 본 절에는 식(17)의 다이폴 전류에 전절에서 도출한 방전 전류의 이론식을 이용해 방전 전압을 계산하였다.

파형 계산 방법은 먼저 방전 전류 파형을 계산하기 위해서는 방전 간격 ℓ , 방전 전압 V_s , 정전 용량 C_0 가 필요하다. 그러나 Wilson의 논문에는 방전 전압, 전류, 전계의 파형을 실측하기 때문에 방전 간격 ℓ , 정전 용량 C_0 등이 명기되지 않았다. 따라서 방전

전류의 계산에 대해서는 실측 파형의 전류 침투치와 최대 기울기로부터 방전 부위의 정전 용량 C_0 와 방전 간격 ℓ 을 식 (14),(15)를 이용해 결정하고 파형을 그렸다. 정전 용량 C_0 와 방전 거리 ℓ 은 각각

$$C_0 = 27 \cdot \frac{2\sqrt{21}-3}{75\sqrt{6-\sqrt{21}}} \cdot \frac{1}{V_s} \cdot I_{ml}^2 \left. \frac{di}{dt} \right|_{\max} \quad (19)$$

$$\ell = \sqrt{3\sqrt{3} \cdot \frac{2\sqrt{21}-3}{75\sqrt{6-\sqrt{21}}} \cdot \alpha \cdot V_s^2 \cdot I_{ml} \left. \frac{di}{dt} \right|_{\max}}$$

로 구해질 수 있다. 이 값과 Wilson의 실측 방전 전압 V_s 를 이용해 전류파형을 계산하였다. 각 방전 전압에 따르는 방전 간격과 정전 용량의 추정치, 공칭 계속 시간을 표 1에 나타내었다. 방전 전압이 크게 될수록 방전 간격이 크게 되는 것을 알 수 있다. 다음으로 전계 파형 계산법을 살펴보면, 표1에서 방전 결과의 계속 시간의 최대치 τ 가 2.27~15.17ns이므로 방전 부위 부터 $cr=0.68\sim 4.6m$ 이상의 영역에는 방사 전계가 우세하지만 여기서는 유도계와 방사계 파형의 합친 값을 계산했다. 실험에서 Wilson은 방전 전류의 측정에는 병렬 저항을 사용해서 실제보다 무딘 파형을 관찰하고 있기 때문에 $di/dt|_{\max}$ 가 작게 되어, 방사계가 작아지게 되는 가능성을 가지고 있다. 이것은 전류 파형이 커지는 곡선이 완만한 12kV 방전에는 필자에 의한 전계의 계산 파형이 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

표 1. 실측 방전 전류 파형으로부터 추정한 간격 ℓ 과 정전 용량

Table 1. Discharge length ℓ and capacitance extracted from the current waveform measured.

Spark Voltage V_s [kV]	Gap length ℓ [mm]	Gap capacitance C_0 [pF]	Nominal duration period τ [ns]
2.0	0.438	13.03	2.27
4.0	0.827	13.13	2.02
6.0	1.892	16.44	4.70
10.0	3.892	17.18	7.16
12.0	6.890	26.04	15.17

방전 전류에 의해 발생하는 과도 전계의 계산 파형과 실측 파형과의 비교결과는 다음과 같다. 방전 전압 2kV, 4kV, 6kV, 10kV, 12kV의 비교 결과를 각각 그림 6, 그림 7, 그림 8, 그림 9, 그림 10에 나타내었다. 그림중에 o표시는 Wilson의 실험 결과이고, 실선

은 필자의 계산 파형이다.

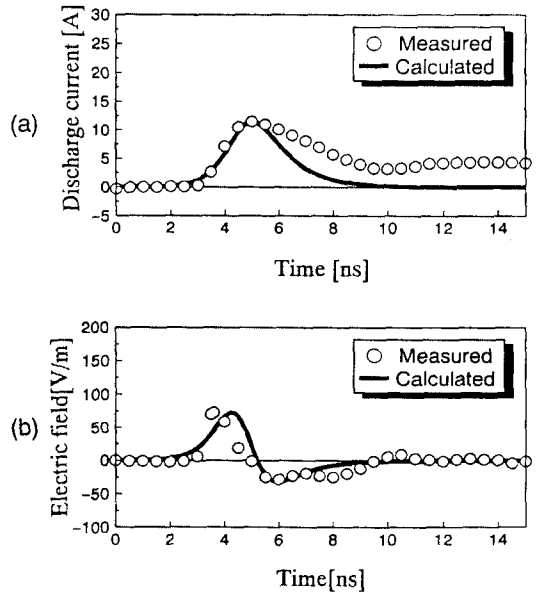


그림 6. 2kV 방전이 일어났을 때 (a) 방전 전류 파형과 (b) 방사 전계 파형
Fig. 6. Waveforms of (a) spark current and (b) electric field for 2kV.

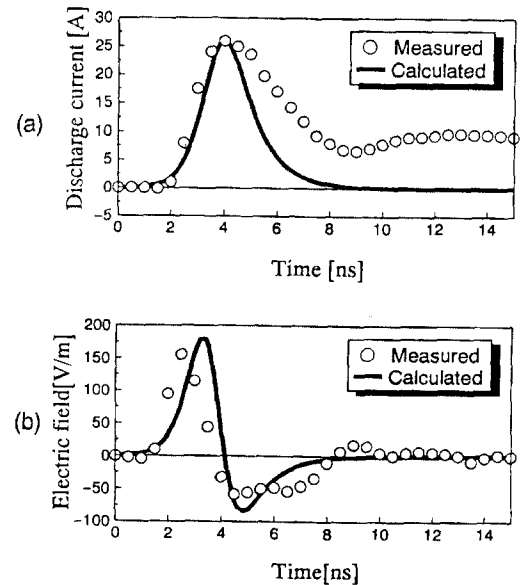


그림 7. 4kV 방전에 일어났을 때 (a) 방전 전류 파형과 (b) 방사 전계 파형
Fig. 7. Waveforms of (a) spark current and (b) electric field for 4kV.

Wilson의 실험에서 전계는 방전 부위로 부터 1.5m의 관측점에서 측정되었다. 측정 결과로는 방전 간격이 크면 이것과 동시에 방전 전류의 피크치도 크지만 방전 전계는 4kV방전 전압일때 최대가 된다. 이것은 공칭 지속 시간을 계산하면 1.5m의 거리에는 방사계가 우세해서 4kV방전시 전류 파형의 최대 기울기가 최대치를 얻기 때문이다. 또한 방전 전류의 파형 끝부분은 실측치쪽이 계산치보다 완만하게 되지만 이것은 ESD 시뮬레이터의 부유 용량에 축적된 전하의 방전 전류가 계속해서 생성되기 때문이라고 추정된다. 방전 전류와 전계의 계산 파형을 실측 파형과 비교하면 대략 일치하는 것을 알 수 있다.

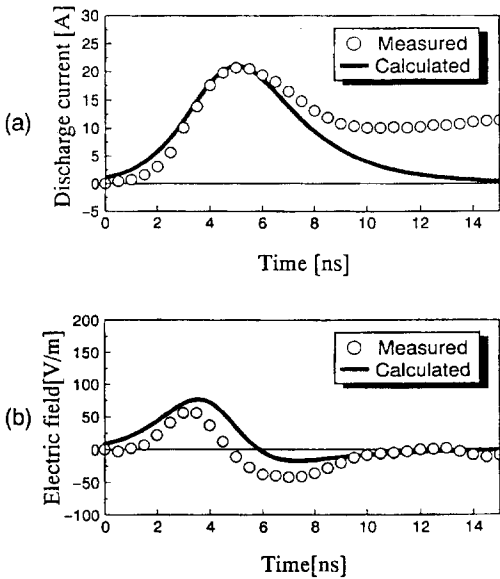


그림 8. 6kV 방전이 일어났을 때 (a) 방전 전류 파형과 (b) 방사 전계 파형
Fig. 8. Waveforms of (a) spark current and (b) electric field for 6kV.

IV. 결론

ESD에 동반하는 발생 전자계를 해석하기 위해서 본 논문은 다이폴 모델과 발생 전자계의 이론식을 전개하였고, Rompe-Weizel의 spark저항식을 적용해서 방전 전류를 유도하였다. 또한, 이 전류에 의해 발생 전자계를 해석하였고, 발생 전계의 피크치의 거리의존성을 계산하였다. 또한 수치예를 들어서 상기의 이론의 타당성을 검증하기 위해 Wilson-Ma의 실험 결

과를 사용하였다.

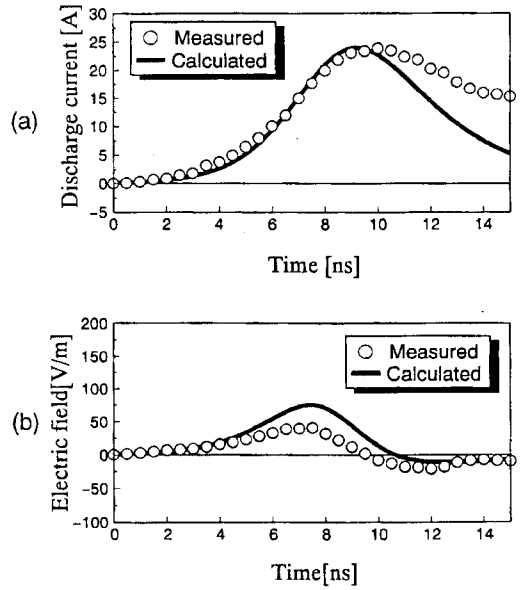


그림 9. 10kV 방전이 일어났을 때 (a) 방전 전류 파형과 (b) 방사 전계 파형
Fig. 9. Waveforms of (a) spark current and (b) electric field for 10kV.

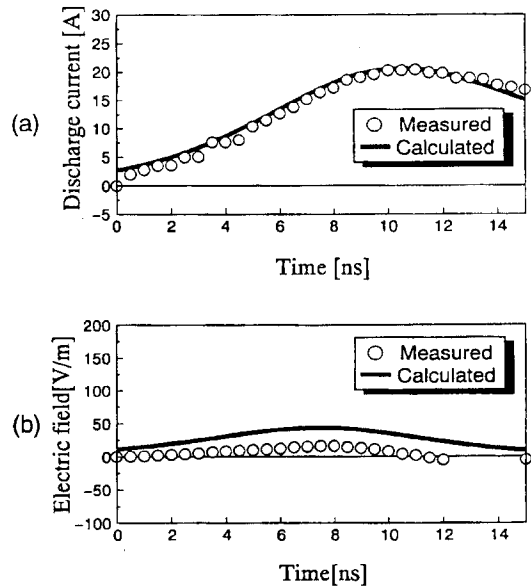


그림 10. 12kV방전이 일어났을 때 (a) 방전 전류 파형과 (b) 방사 전계 파형
Fig. 10. Waveforms of (a) spark current and (b) electric field for 12kV.

상술의 이론에 나타난 Rompe- Weizel의 spark저항식을 사용해서 해석한 방전 전류 파형과 Wilson의 ESD 모델을 이용해 계산한 실측 파형과 비교하였다. 방전 전류와 전계의 계산 파형은 실측 파형과 일치하므로 spark 저항식을 이용한 방전 전류 이론의 타당성을 확인할 수 있다.

참 고 문 헌

- [1] 本田昌實, “ESDの特徴と計算器に對する影響”(その4)信學技報, EMC86-26. pp. 17-22, 1986.
- [2] 馬杉正男, “電氣タイホ^oル-モデルによる靜電氣放電の過度應答解析”, 電子 情報通信學會論文誌, vol. J75-B-II, no. 12, pp. 981-988, 1992年 12月.
- [3] P. F. Wilson and M. T. Ma, “Fields radiated by electrostatic discharges”, IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, vol. 33, no. 1, pp. 10-18, Feb. 1991.
- [4] S. Ishigami and I. Yokochima, “Measurements of fast transient electric fields in the vicinity of short gap discharges”, 1994 Int. Symposium on Electromagnetic Compatibility, EMC'94 Sendai, pp. 77-82, Aug. 1994.
- [5] 本田昌實, “ESDの特徴と計算器に對する影響”(その3)信學技報, EMC85-38 pp. 39-42, 1985.
- [6] R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, McGRAW-HILL. p. 78-79. 1961.
- [7] R. Rompe and W. Wiezel, “Über das Toepler she Funfunkengesetz”, Z.Physik, vol. 122, pp. 636-639, Jan. 1944.
- [8] O. Fujiwara and Y. Amemiya, “Calculation of ignition noise level caused by plug gap breakdown”, IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, vol. 24, no. 1, pp. 26-32, Feb. 1982.

저 자 소 개



姜 仁 鎬(正會員)

1964년 2월 27일생. 1986년 서강대학교 전자공학과 졸업. 1989년 2월 서강대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사). 1996년 2월 서강대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학박사). 1996년 3월 ~ 현재 한국 해양 대학원 전파공학과 전임강사. 주관심분야는 EMC/EMI, 초고주파 회로 설계

藤 原 修

1948년 8월 11일생. 1971년 나고야 공업 대학 공학부 전자공학과 졸업. 1973년 나고야 대학 대학원 석사 과정 졸업. 동년日立제작소 중앙 연구소 입소. 1976년 동연 연구소 퇴직. 1980년 나고야 대학 대학원 박사 학위 취득. 1985년 나고야 공업 대학 공학부 조교수. 현재 동대학 교수. 1991년 ~ 1992년 스위스 연방공과 대학 객원 교수. 주관심분야는 방전 잡음, 생체 전자 환경 일본 전자 정보 통신 학회, IEEE 각 회원