

金属球体間の火花放電による発生電磁界の FDTD 計算

藤原 修^{†a)} 奥田 弘一[†] 福永 香^{††} 山中 幸雄^{††}

FDTD Computation of Electromagnetic Fields Caused by Electrostatic Discharge between Charged Metal Spheres

Osamu FUJIWARA^{†a)}, Koichi OKUDA[†], Kaori FUKUNAGA^{††},
and Yukio YAMANAKA^{††}

あらまし 帯電金属体放電による発生電磁界の金属体自身が及ぼす影響が不明であった背景から、筆者らの 1 人（藤原）は、さきに金属球体間の火花放電を対象として、金属球面を等電位に保つように配置した無数の影像電荷対に置き換え、Rompe-Weizel の火花抵抗則から誘導される火花電流のダイポール界の重ね合せで発生電磁界を解析的に計算する手法（影像ダイポール法と呼ぶ）を提案し、これによって金属体の存在が界レベルを増大させることを明らかにした。更に、金属球体間の火花放電による発生電磁界を、前述の火花電流を金属球体の励振源とした有限差分時間領域（FDTD: Finite-Difference Time-Domain）法（電流波源法）で数値計算し、結果の妥当性を磁界波形に対して影像ダイポール法による解析解との対比で示している。しかしながら、この計算手法では放電開始前の静電界は計算できず、それゆえに帯電金属体による ESD 界の全容を把握することは困難である。本論文は、上述の火花抵抗則から誘導される火花電圧を励振源とする FDTD 法（電圧波源法）で発生電磁界を計算し、影像ダイポール法と電流波源法とによる計算結果と比較した。その結果、電界波形は電流波源法では静電界が解析できないことが確認でき、電圧波源法は影像ダイポール法と同じくそれを可能とすること、磁界波形についてはどの計算結果もおおむね一致することなどがわかった。更に、金属球体間の火花実験で広帯域オシロスコープ（帯域幅：1.5 GHz）を用いた発生磁界のしゃへい型磁界プローブによる観測波形が電圧波源法と影像ダイポール法による計算結果とにほぼ一致することが確認できた。

キーワード 金属体、静電気放電、発生電磁界、火花抵抗則、FDTD 法

1. ま え が き

計算機の高速度・低価格化が進み、ほとんどの情報機器には計算機が内蔵され、その性能は著しく向上した半面、電磁雑音に対する機器耐性が大幅に劣化している [1]。特に、身近に起こる静電気放電（ESD）で生ずる過渡的な電磁雑音はマイクロ波帯にも及ぶ広帯域の周波数スペクトルを含むとされ、それによる情報機器の電磁障害問題がクローズアップされている。

この種の電磁障害については、低電圧 ESD で生ずる過渡的な電磁界のほうが高電圧 ESD のそれよりもダメージが大きいといった奇妙な現象 [2] ~ [4] が関連

業界において経験的に知られ、これまでも ESD による発生電磁界に関する種々の解析的研究 [5] ~ [7] がなされてきた。しかしながら、いずれも ESD 電流の実測波形やモデル波形を前提としており、前述した ESD の特有現象の解明につながるものではなかった。

筆者らの 1 人（藤原）は、さきに ESD の特有現象の解明を目的として、ESD を Rompe-Weizel の火花抵抗則から誘導される火花電流を用いたダイポールモデルで解析し、界の距離依存性、周波数依存性、放電ギャップ長依存性などを明らかにした [8], [9]。しかしながら、そこでは金属体を考慮しておらず、それゆえに金属体の存在が ESD 界に及ぼす影響は不明であった。藤原らの前論文 [10] においては、金属球体間の ESD を対象として、金属球面を等電位に保つように配置した無数の影像電荷対に置き換え、前述の火花電流のダイポール界の重ね合せで発生電磁界を解析的に計算する手法（影像ダイポール法と呼ぶ）を提案し、金属体のサイズが界レベルを上昇させることを数値計算と

[†] 名古屋工業大学工学部電気情報工学科, 名古屋市
Faculty of Engineering, Nagoya Institute of Technology,
Nagoya-shi, 466-8555 Japan

^{††} 郵政省通信総合研究所, 横須賀市
Communications Research Laboratory, MPT, Yokosuka-shi,
239-0847 Japan

a) E-mail: fujiwara@odin.elcom.nitech.ac.jp

実験とから示している．更に，藤原らの前論文 [11] では，金属球体間 ESD 界の有限差分時間領域 (FDTD: Finite-Difference Time-Domain) 法による数値計算手法の確立を目的として，ギャップ間に火花電流を波源とした金属球体間の励振法 (電流波源法と呼ぶ) で発生電磁界を数値解析し，この場合の妥当性を発生磁界に対して前述の映像ダイポール法で確認している．一方，火花放電は金属体間の電界が強まり，空中絶縁が破壊されることで生ずるので，火花放電の開始直前には帯電金属体による静電界が必ず存在する．文献 [11] の電流波源法ではこの静電界が数値解析できず，それゆえに放電部近傍での発生電界の計算波形は現実のものとは大きく異なるものと予想される．

本論文では，金属球体間の火花放電で生ずる電磁界の FDTD 計算に際して火花放電を正しく模擬するために，Rompe-Weizel の火花法則から解析的に導出した火花電圧を励振源とする FDTD 法で発生電磁界を解析し，結果の妥当性を映像ダイポール法と火花実験とによって示す．

2. 計 算

2.1 ESD モデルと FDTD アルゴリズム

図 1 (a) は $\pm q_0$ に帯電した半径 a の金属球体間 (ギャップ長: ℓ) で生じた火花放電を示し，(b) には火花電流と放電電圧の波形をモデル的に示す．いま，時刻 t で蓄積電荷 $\pm q(t)$ の金属球体間が $t = 0$ において電圧 V_s で放電し，そこに流れる火花電流を $i(t)$ ，ギャップ間の放電電圧を $v(t)$ とする．そのとき，電流のせん頭値を I_m ，公称継続時間を τ ，金属球体間の静電容量を C とすれば， $q_0 = q(0) = CV_s = I_m \times \tau$ となり，火花電流 $i(t)$ と放電電圧 $v(t)$ は，

$$i(t) = I_m \cdot F(t/\tau) \tag{1}$$

$$v(t) = V_s - \frac{1}{C} \int_0^t i(t) dt = V_s \int_{t/\tau}^{\infty} F(x) dx \tag{2}$$

と表すことができる [9]．ここで， $F(\cdot)$ は火花電流の波形を表す無次元関数であり，

$$\int_0^{\infty} F(x) dx = 1 \tag{3}$$

である．

金属球体の半径 a がギャップ長 ℓ に比して十分小さく帯電金属球体を点電荷とみなしう場合には，

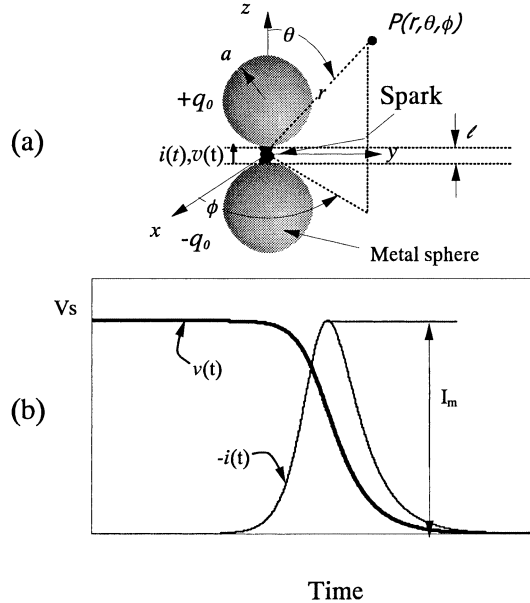


図 1 (a) 金属球体間の火花放電と (b) 火花電流・火花電圧のモデル波形

Fig. 1 (a) Spark discharge between spherical metals and (b) model waveforms of spark current and spark voltage.

図 1 (a) は長さ ℓ の電流ダイポールだけでモデル化でき，式 (1) を用いれば図 1 (a) の点 P での電磁界が $F(\cdot)$ の関数で解析的に求められる [9]．金属球体寸法がギャップ長に比して大きくなり，それが無視できない場合には，ダイポールモデルはもはや適用できず，この場合の発生電磁界は数値的に求めざるをえない．ここでは，金属球体間放電による発生電磁界を文献 [11] と同じく FDTD 法で数値的に求める．

さて，FDTD 法とは，電界 E ，磁界 H に関して

$$\nabla \times E = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \tag{4}$$

$$\nabla \times H = \sigma E + \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E}{\partial t} + J \tag{5}$$

という Maxwell の方程式を時間と空間との 2 領域において差分化し，それらを時間領域で逐次計算することによって電磁界の数値解を得る計算技法である．ここで， μ_0, ϵ_0 はそれぞれ真空中の透磁率と誘電率， σ と ϵ_r はそれぞれ媒質の導電率と比誘電率であり， J は火花放電で生じた放電路の電流密度である．FDTD 解析のための金属球体ブロックモデルと座標系を図 2 に示す．金属球体は微小セルを複数個用いて構成し，放電部は 1 個のセルで表す．空間差分間隔を $\delta x = \delta y = \delta z = \delta$ ，

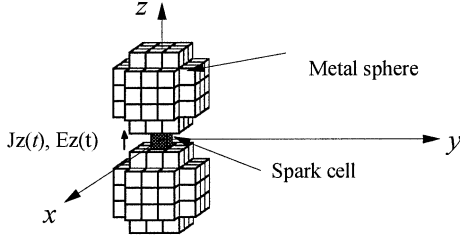


図 2 FDTD 解析のための金属球体ブロックモデルと座標系

Fig. 2 Block model to simulate metallic spheres for FDTD analysis, and coordinate systems.

時間間隔を δt とし、関数 $W = W(x, y, z, t)$ の差分式を $W^n(i, j, k) = W(i\delta x, j\delta y, k\delta z, n\delta t)$ と表すこととする。

金属球体間の火花放電が、図 2 に示すように z 軸方向に生じるものとすれば、ギャップ間の電流密度 J と電界 E は z 成分だけとなるので、これらをそれぞれ J_z, E_z とするとき、

$$J_z = \frac{i(t)}{\delta^2} = \frac{I_m}{\delta^2} \cdot F(t/\tau) \quad (6)$$

$$E_z = \frac{v(t)}{\delta} = \frac{V_s}{\delta} \int_{t/\tau}^{\infty} F(x) dx = \frac{V_s}{\delta} \cdot G(t/\tau) \quad (7)$$

と表される。ここで、 $G(\xi) = \int_{\xi}^{\infty} F(x) dx$ である。

式 (6) または式 (7) を式 (5) へ代入し、Maxwell の方程式を無名数化して中心差分近似を適用すれば、電界と磁界に関する FDTD 計算用の差分式が得られる。文献 [11] では式 (6) で表される電流密度を金属球体の励振源としており、その場合には電界の z 成分を求めるための無名数化された差分式は、

$$\begin{aligned} E_z'^{n+1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) &= E_z'^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \\ &\times \frac{2\epsilon_r \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) - \delta t' \tau \sigma \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) / \epsilon_0}{2\epsilon_r \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) + \delta t' \tau \sigma \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) / \epsilon_0} \\ &- \frac{1}{\delta'^2} \frac{2\delta t' F^{n+1/2} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)}{2\epsilon_r \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) + \delta t' \tau \sigma \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) / \epsilon_0} \\ &+ \frac{1}{\delta'} \frac{2\delta t'}{2\epsilon_r \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) + \delta t' \tau \sigma \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) / \epsilon_0} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\times \left[H_y'^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \right. \\ &- H_y'^{n+1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \\ &+ H_z'^{n+1/2} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \\ &\left. - H_z'^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (8) \end{aligned}$$

となる。ここに、 $H_0 = I_m / (c\tau)$ (c : 光速), 自由空間の固有インピーダンスを $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ として、 $E' = E / (Z_0 H_0)$, $H' = H / H_0$ である。また、 $\delta t' = \delta t / \tau$, $\delta' = \delta / c\tau$ である。なお、上式右辺の第 2 項の関数 $F^{n+1/2}$ は、電流の存在するセルにおいては $F^{n+1/2}(i, j, k) = F[(n + 1/2)\delta t / \tau]$ と置き、それ以外のセルでは 0 とする。

一方、式 (7) で表される電界を金属球体の励振源とする場合には、電界の z 成分を求めるための無名数化された差分式は、

$$\begin{aligned} E_z'^{n+1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) &= E_z'^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \\ &\times \frac{2\epsilon_r \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) - \delta t' \tau \sigma \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) / \epsilon_0}{2\epsilon_r \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) + \delta t' \tau \sigma \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) / \epsilon_0} \\ &+ \frac{1}{\delta'} \frac{\tau}{C Z_0} G^{n+1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \\ &+ \frac{1}{\delta'} \frac{2\delta t'}{2\epsilon_r \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) + \delta t' \tau \sigma \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) / \epsilon_0} \\ &\times \left[H_y'^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \right. \\ &- H_y'^{n+1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \\ &+ H_z'^{n+1/2} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \\ &\left. - H_z'^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (9) \end{aligned}$$

となる。この場合も、上式右辺第 2 式の関数 G^{n+1} は、金属球間のセルが 1 セルのとき $G^{n+1/2}(i, j, k) = G[(n + 1/2)\delta / \tau]$ と置き、それ以外のセルでは 0 とする。なお、式 (8), (9) の差分式中の σ と ϵ_r とは各セルごとの媒質に対応した値をもつ。また、FDTD 法における計算領域は計算機の使用可能なメモリ容量により制限されて有限空間となるため、その境界面においては反射電磁界を軽減するための種々の境界条件

(吸収境界条件と呼ばれる) が考案・適用されている。ここでは、9層からなる Berenger の PML (perfectly matched layer) 法 (減衰量: 120 dB) [12] を計算領域の境界面に適用した。

2.2 数値計算例

本節では、火花電流または放電電圧を金属球体の励振源とする FDTD 法で発生電磁界を計算し、両者の結果を比較する。ここでは前者を「電流波源法」、後者を「電圧波源法」と呼ぶこととする。この種の計算に際しては、火花電流 $i(t)$ と放電電圧 $v(t)$ を知る必要があるが、ここでは図 1 (a) の放電回路に火花抵抗則を適用して解析的に導出された文献 [9] の関数形を用いる。なお、Rompe-Weizel の火花抵抗則とは、放電路の導電率が内部エネルギーに直接比例するとの仮定の下で導かれた火花電流 $i(t)$ と放電電圧 $v(t)$ との間で成り立つ関係式をいう。この関係式は、

$$v(t) = \frac{\ell}{\sqrt{(2\alpha)/p \int_0^t i(t')^2 dt'}} \cdot i(t) \quad (10)$$

で与えられており、これから火花電流のピーク値 I_m と火花電流波形を表す無次元関数 $F(\cdot)$ は、

$$I_m = \frac{CV_s}{\tau} = \frac{CV_s(\alpha/p)(V_s/\ell)^2}{3\sqrt{3}} \quad (11)$$

$$F(t/\tau) = \frac{3\sqrt{3}}{2} \exp \left\{ 3\sqrt{3} \left(\frac{t}{\tau} - x_0 \right) \right\} \times \left[1 + \exp \left\{ 3\sqrt{3} \left(\frac{t}{\tau} - x_0 \right) \right\} \right]^{-1.5} \quad (12)$$

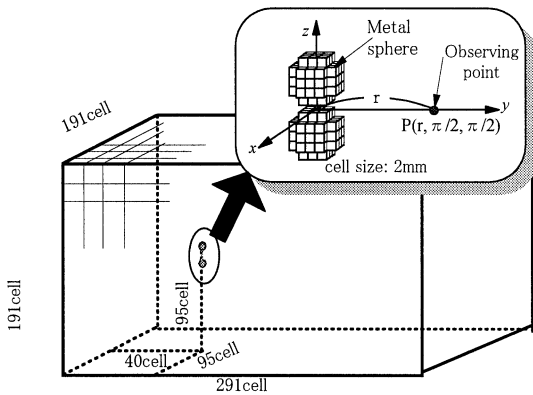


図3 FDTD 計算領域とモデル配置

Fig.3 FDTD computation region and model configuration.

と導出される。ここで、 p は放電部位を取り囲む雰囲気中の圧力である。 α は、その雰囲気の種類や圧力及び火花の温度に依存して決まる定数であり、大気中の空気中では $\alpha \approx 1.1 \text{ atm}\cdot\text{cm}^2/\text{V}^2\cdot\text{s}$ である。また、 x_0 は積分定数であり、放電開始の時刻を決める定数である。なお、放電開始時刻の $t = 0$ では火花電流はほとんど流れていないので、本計算では、 $i(0) = I_m \cdot F(0) \ll I_m$ となるように、 $x_0 = 1.5$ とした。

図 3 は FDTD 解析のための計算領域と金属球体の配置を示す。セルサイズは $\delta=2.0 \text{ mm}$ の立方体とし、計

表 1 計算諸量の数値

Table 1 Parameters and their numerical values for calculation.

Radius	a [mm]	5.0	15.0
Gap length	ℓ [mm]	2.0	2.0
Capacitance	C [pF]	0.519	1.95
Spark voltage	V_s [kV]	13.0	18.0
Peak current	I_m [A]	6.03	60.1
Nominal duration	τ [ns]	1.12	0.583

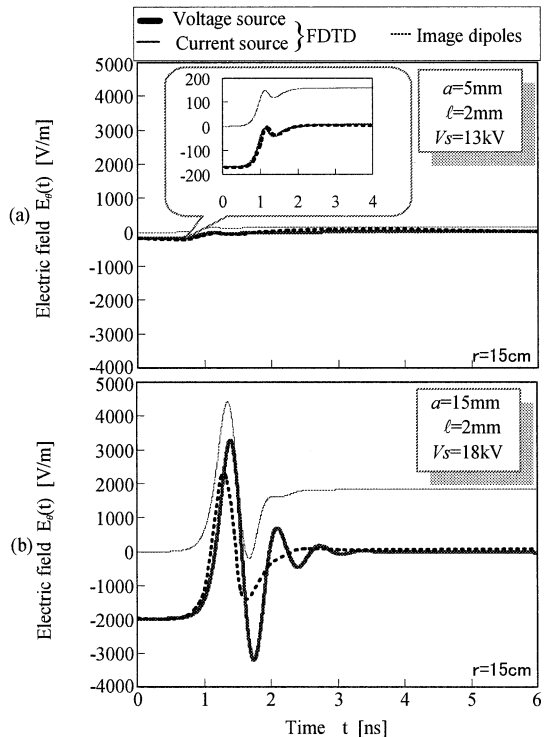


図4 金属球間の火花放電で生ずる過渡電界の計算波形 (その1)

Fig.4 Calculated waveforms of transient electric field caused by spark discharge between spherical metals (No.1).

算領域は $191 \times 291 \times 191$ セルとした。金属球体を z 軸方向に対になるように配置し、その間のギャップ長は 1 セル (2 mm) とした。金属球体の材質は、後述の実験で用いたものと同じアルミニウム (導電率: $\sigma = 3.6 \times 10^7$ S/m) とした。差分時間については差分分解の安定条件 $\delta t \leq \delta / \sqrt{3}c$ から $\delta t = \delta / \sqrt{3}c = 3.85$ ps と選んだ。なお、発生電磁界は y 軸上の座標 $P(r, \pi/2, \pi/2)$ において計算した。その際の諸量は表 1 に示す。なお、表中の静電容量 C は金属球体半径とギャップ長とから求めた計算値であり、各金属球体間の火花電圧 V_s は火花実験 (後述) による実測値である。火花電流のピーク値 I_m と公称継続時間 τ はそれぞれ式 (11), (12) による計算値である。

半径 $a = 5, 15$ mm の金属球体間の火花放電に伴う電界波形の放電路から距離 $r = 15$ cm の位置における計算結果を図 4, 距離 $r = 40$ cm のそれを図 5 にそれぞれ示す。図中の太い実線は電圧波源法の計算値, 細い実線は電流波源法の計算値, 破線は文献 [10] の影

像ダイポール法による計算値を示す。なお、影像ダイポール法とは、金属球面を等電位に保つように配置した無数の影像電荷対で置き換え、これらのダイポール界の重ね合せから帯電金属球間の放電による発生電磁界を求める計算法をいう。ただし、この計算法は、放電時の金属表面上の電流による発生電磁界が影像ダイポールによるそれに比して十分小さい球体サイズに適用され、その場合の計算波形は実測波形にほぼ一致することが確かめられている [10]。さて、図 4, 図 5 から、文献 [10], [11] と同じく金属球体サイズが大きいほど発生電界は増大していることがわかる。また、それらの図によれば、電圧波源法による発生電界の計算波形は影像ダイポール法によるそれにおおむね一致しているのに対し、電流波源法による電界波形は、特に放電部の近傍では電圧波源法や影像ダイポール法のそれとは異なっていることが知られる。その理由は、電流波源法では放電前の静電界が計算されないことによるもので、このことは、図 5 に示すように、放電部から

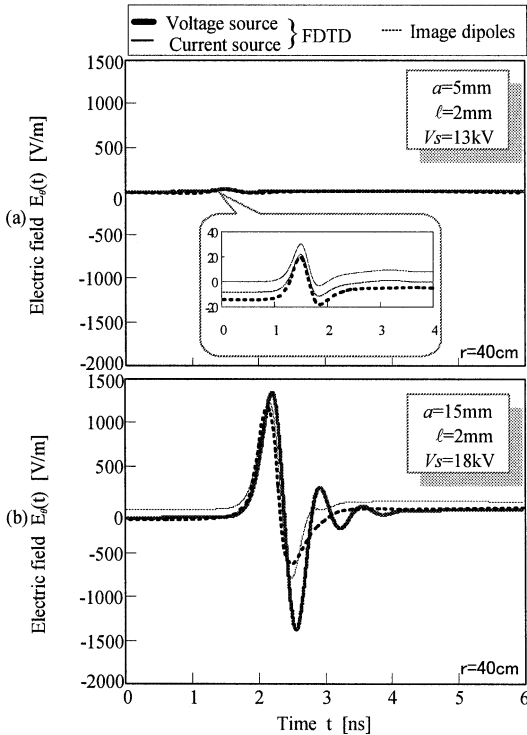


図 5 金属球間の火花放電で生ずる過渡電界の計算波形 (その 2)

Fig. 5 Calculated waveforms of transient electric field caused by spark discharge between spherical metals (No.2).

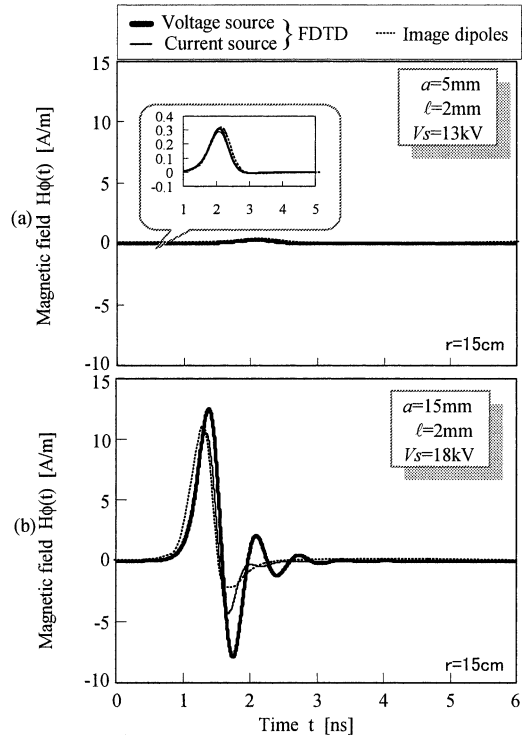


図 6 金属球間の火花放電で生ずる過渡磁界の計算波形 (その 1)

Fig. 6 Calculated waveforms of transient magnetic field caused by spark discharge between spherical metals (No.1).

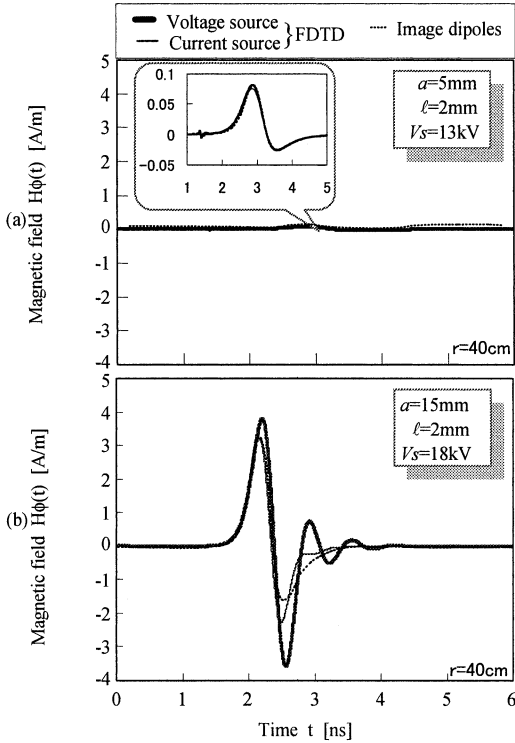


図7 金属球間の火花放電で生ずる過渡磁界の計算波形 (その2)
 Fig. 7 Calculated waveforms of transient magnetic field caused by spark discharge between spherical metals (No.2).

離れた場所では静電界成分が大きく減衰するため、電流波源法による発生電界の計算波形は電圧波源法や影像ダイポール法による結果に近づいていることから確認できる。なお、電圧波源法と影像ダイポール法による電界波形については、前者では金属球体の立方体によるモデル化で生じた FDTD 法による電界計算上のアーティファクト、後者では金属表面上の電流を無視したことによる影響などが想定されるため、現時点においては両数値計算結果のいずれが妥当であるかの判断は困難である。図 6、図 7 は発生磁界の計算波形を示す。発生磁界も、電界と同じく金属球体サイズとともに増加していることが確認できる。図から、磁界波形は、球体サイズが小さいときはどの計算法でもほとんど重なっており、球体サイズが大きい場合でもだいたいにおいて一致していることがわかる。

3. 実験

本章では、金属球体間の火花放電に伴う磁界波形を

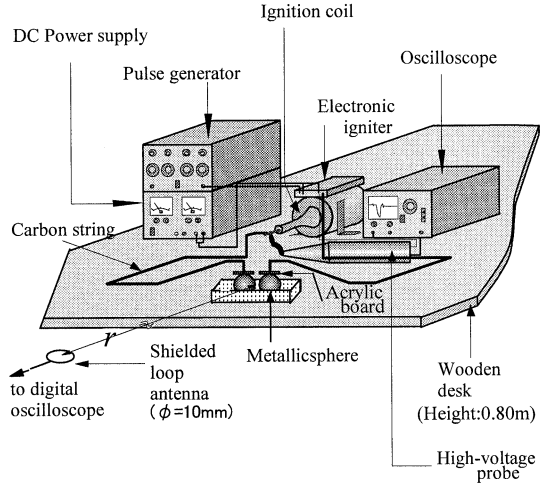


図8 実験装置と測定法
 Fig. 8 Experimental setup.

測定することで、前章で述べた計算法の妥当性を示す。図 8 は火花実験の装置と測定法を示す。電子回路駆動の点火コイルで高電圧を発生し、これを約 20 cm の抵抗も (250Ω/cm) を介して各金属球体 (半径: a) へ導き、ギャップ間に火花放電を起こす。発生磁界 $H_\phi(t)$ は、放電路から距離 r 離れた位置 ($\theta = \pi/2$) にしゃへい型の磁界プローブを、その面を放電路を含む水平面上に配置し、これに誘導される出力電圧 $v_o(t)$ を入力抵抗 $R_i = 50\Omega$ のデジタルオシロスコープ (帯域: 1.5 GHz, 標準化周波数: 8 GHz, 量子化ビット数: 8 bit) で観測した。また、高電圧プローブ (入力容量: 3 pF) で金属球体間の火花電圧 V_s を磁界波形と同時に測定した。なお、無放電時にしゃへい型磁界プローブに誘導される電圧は測定器の内部雑音レベル (1 mV 以下) であったが、放電時の誘導電圧はその数十倍以上あり、測定レベルに十分な S/N 比が確保できていることを確認した。しゃへい型磁界プローブ [10] は、50Ω セミリジッドケーブル製のしゃへい型ループ (外径: 1.2 mm, ループ径: 5 mm, ループ面積: $S = 78.5 \text{ mm}^2$, 自己インダクタンス: $L = 13.8 \text{ nH}$) のものを使用した。なお、自己インダクタンス L については、プローブのループ半径を r_L , ループ部の導体半径を r_C とすれば、文献 [13] から

$$L = \mu_0 r_L \left\{ \ln \left(\frac{8r_L}{r_C} \right) - 2 \right\} \quad (13)$$

と与えられるので、これから $r_L = 5 \text{ mm}$, $r_C =$

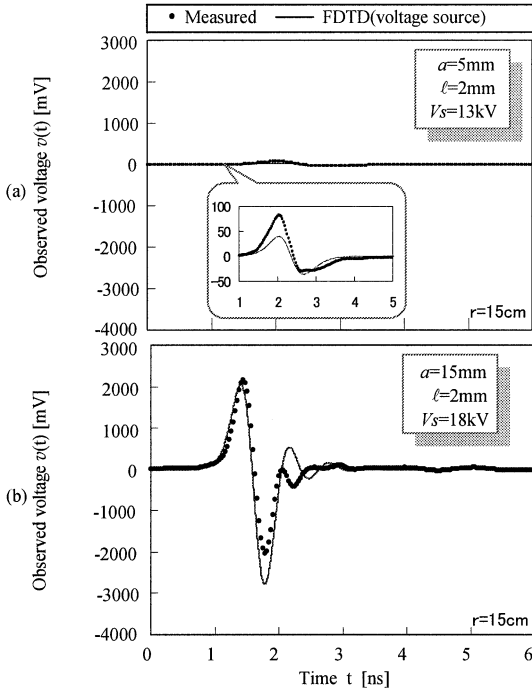


図9 シャーヘイ型磁界プローブを介した観測出力波形(その1)

Fig.9 Measured and calculated waveforms of output voltage observed through a shielded magnetic field probe (No.1).

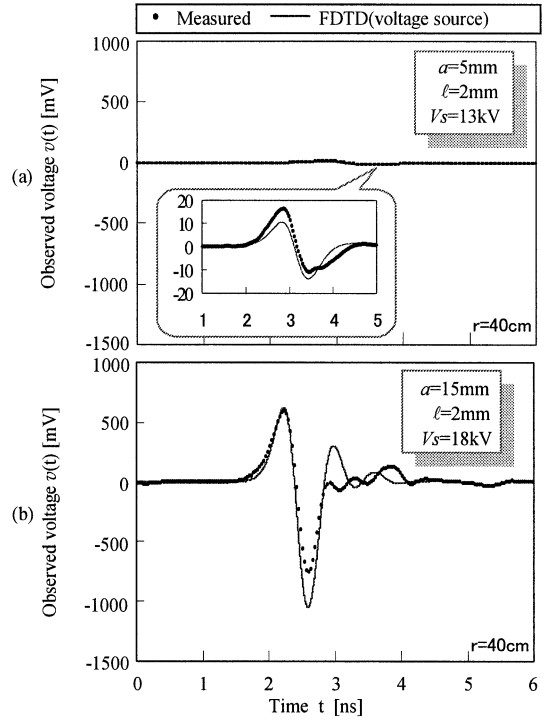


図10 シャーヘイ型磁界プローブを介した観測出力波形(その2)

Fig.10 Measured and calculated waveforms of output voltage observed through a shielded magnetic field probe (No.2).

0.6 mm として自己インダクタンスを計算した。

図9, 図10はシャーヘイ型磁界プローブを介した磁界波形のオシロスコープ観測出力波形 $v(t)$ を示す。図9は放電路からの観測距離が $r = 15\text{ cm}$ の実測結果であり, 図10は $r = 40\text{ cm}$ のそれである。図中の印は実測値であり, 62.5 ps ごとにプロットしている。実線は電圧波源法による計算値である。これらの図から, 金属球体サイズとともに磁界波形は増大していることが確認できる。また, 電圧波源法による計算波形は, 観測距離にかかわらず球体サイズが小さいときは実測波形よりもやや低めではあるが, 波形が類似していること, 球体サイズが大きくなると実測波形をおおむね表していること, などがわかる。

なお, 観測出力波形 $v(t)$ はオシロスコープの帯域幅が有限なので, 磁界プローブの出力電圧波形 $v_0(t)$ とは一般には異なる。本実験では観測出力波形 $v(t)$ は, 文献[11]と同じく, 次のように求めた。オシロスコープの観測出力波形 $v(t)$ と入力となるプローブ出力波

形 $v_0(t)$ との関係は, 垂直増幅器が1次遅れの周波数特性(帯域幅: $f_c = 1.5\text{ GHz}$)をもつものとして導出し, $v_0(t)$ と発生電磁界 H_ϕ との関係は文献[10]の等価回路から求めた。結局, この場合の $v(t)$ は

$$\begin{aligned}
 v(t) &= 2\pi f_c \int_0^t v_0(x) \exp\{-2\pi f_c(t-x)\} dx \\
 &= -2\pi f_c \frac{R_i}{L} \\
 &\quad \times \int_0^t \int_0^x \frac{\partial S \mu_0 H_\phi(s)}{\partial s} \exp\left\{\frac{R_i}{L}(x-s)\right\} \\
 &\quad \times \exp\{-2\pi f_c(t-x)\} ds dx \quad (14)
 \end{aligned}$$

で与えられる。

4. む す び

本論文では, 放電現象を正しく模擬するために火花電圧を励振源とする FDTD 法(電圧波源法)で金属球体間の火花放電による発生電磁界を計算し, 数値結

果を文献 [11] の電流波源法や文献 [10] の影像ダイポール法による計算結果と比較した。その結果、電界波形は電流波源法では静電界を解析できないが、電圧波源法は影像ダイポール法と同じく、それが可能であること、磁界波形については、両波源法による計算結果は影像ダイポール法によるそれによく一致すること、などがわかった。また、火花実験による発生磁界のしゃへい型磁界プローブによる観測波形との対照から、電圧波源法による計算結果は実測結果をおおむね表すことが確認できた。

なお、本論文では金属体として金属球体を対象としたが、形状が非対称の金属体においては火花放電に伴うギャップ間の電圧波形は解析的には求めることができず、それゆえに本論文の手法は適用できない。この場合の発生電磁界を FDTD 法で解析するには、Rompe-Weizel の火花法則から放電路の電流密度と電界との関係性を求め、それによって金属体を励振する必要がある。この問題については今後の課題としたい。

文 献

- [1] 例えば、伊藤健一，“ノイズ対策技術の動向”；電学論 C, vol.115-C, no.4, pp.512-516, April 1995.
- [2] W.D. Greason, “Indirect effect of ESD: modeling and measurement,” Proc. 11th int. Zurich Symposium Tech. and Exh. EMC, vol.116R1, pp.613-618, March 1995.
- [3] 本田昌實，“金属物体で発生する静電気放電 (ESD) の脅威”；信学誌, vol.78, no.9, pp.849-852, July 1995.
- [4] 藤原 修，“ESD 現象をとらえるソースモデルと界特性”；信学誌, vol.78, no.9, pp.851-852, July 1995.
- [5] P.F. Wilson and M.T. Ma, “Field radiated by electrostatic discharges,” IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, vol.EMC-33, no.1, pp.10-18, Feb. 1991.
- [6] S. Ishigami and I. Yokoshima, “Measurement of fast transient electric field in vicinity of short gap discharges,” 1994 Inst. Symposium on Electromagn. Compat., EMC'94 Sendai, pp.90-93, May 1994.
- [7] 馬杉正男，“電気ダイポールモデルによる静電気放電の過渡応答解析”；信学論 (B-II), vol.J75-B-II, no.12, pp.981-988, April 1992.
- [8] O. Fujiwara and N. Andoh, “Analysis of transient electromagnetic fields radiated by electrostatic discharges,” IEICE Trans. Commun., vol.E76-B, no.11, pp.1478-1480, Nov. 1993.
- [9] O. Fujiwara, “An analytical approach to model indirect effect caused by electrostatic discharge,” IEICE Trans. Commun., vol.E79-B, no.4, pp.483-489, April 1996.
- [10] 藤原 修, 堀 武雄, “帯電金属球間の火花放電による発生電磁界のレベル推定”；電学論 C, vol.118-C, no.1, Jan. 1998.
- [11] 藤原 修, 川口 慶, “帯電金属体の火花放電による発生電磁界の FDTD 解析”；信学論 (B-II), vol.J81-B-II, no.11, pp.1066-1072, Nov. 1998.
- [12] 宇野 亨, FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析, pp.80-101, コロナ社, 1998.
- [13] M. Kanda, “Standard probes for electromagnetic field measurements,” IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.AP-41, no.10, pp.1349-1364, Oct. 1993.

(平成 12 年 3 月 21 日受付, 8 月 1 日再受付)



藤原 修 (正員)

昭 46 名工大・工・電子卒。昭 48 名大大学院修士課程了。同年 (株) 日立製作所中央研究所入所。昭 51 同所退職。昭 55 名大大学院博士後期課程了。名大工学部助手、講師を経て、昭 60 名工大工学部助教、現在、同電気情報教授。平 3-4 スイス連邦工科大客員教授。放電雑音、生体電磁環境、環境電磁工学に関する研究に従事。工博。電気学会、IEEE 各会員。



奥田 弘一 (学生員)

平 10 名工大・工・電気情報卒。平 12 同大学院博士前期課程了。現在、トヨタ自動車 (株) 勤務。在学中、生体電磁環境に関する研究に従事。



福永 香

平 1 東京電機大大学院修士課程了 (株) フジクラに勤務後、平 7 通信総合研究所入所。主として、誘電体の電荷挙動に関する研究に従事。工博。平 10 静電気学会進歩賞受賞。電気学会、静電気学会、IEEE、Dielectrics Society 各会員。



山中 幸雄

昭 55 名大・工・電気卒。昭 58 同大学院修士課程了。同年郵政省電波研究所 (現、通信総合研究所) 入所。現在、横須賀無線通信研究センター電磁環境研究室長。人工雑音の統計的性質、EMC の測定法等の研究に従事。