

静電気放電の発生電磁界と FDTD シミュレーション

藤原 修^{†a)}

Electromagnetic Fields Due to Electrostatic Discharges and Their FDTD Simulation

Osamu FUJIWARA^{†a)}

あらまし 静電気放電 (ESD: Electrostatic discharge) は, EMC (Electromagnetic compatibility) の概念が 50 数年前に米国で確立される以前から電磁雑音源として既に認識されながら, 今日なお EMC の解決すべき重要課題の一つに挙げられる. その根源は, ESD の発生電磁界とその特性がいまだもって十分に理解されていないことに起因する. 本論文では, 本会通信ソサイエティの環境電磁工学研究専門委員会 (EMCJ) が開催する環境電磁工学研究会で発表された技術報告を調査し, 1977 年発足から 2011 年 5 月までの累積総数は 3780 件に上るものの, ESD を対象とした発表件数はわずか 139 件 (3.7%) であること, 30 余年の歳月を経ても同報告が終焉することはないこと, などから, ESD 課題の取り組みに対するブレイクスルーの必要性を指摘した. この観点から, 課題解決のためのブレイクスルーを開くきっかけとして, 筆者らのこれまでの研究成果のうち, 双極子の放電モデルから導出した ESD 界の表式と火花法則を適用して明らかとなった界の性質と特異特性を示した. 次に ESD 界の時間領域有限差分法 (FDTD 法) を用いた火花法則に基づく数値解析法を解説し, 金属体 ESD を対象とした FDTD シミュレーションから, 形状サイズが界レベルに及ぼす影響を示した.

キーワード ESD, 火花法則, ESD 界, 特異特性, FDTD シミュレーション

1. まえがき

ユビキタスネットワーク社会の到来で小型軽量かつ高速大容量の携帯情報端末が必需品となり, その需要が急増している. しかしながら, これらのハイテク情報機器は電磁雑音に対して意外にもろく, その誤動作の多くは静電気放電 (ESD: Electrostatic discharge) で発生する一過性の電磁界によって引き起こされるといふ [1]. それゆえに ESD に対する機器イミュニティの重要性が叫ばれ, 国際電気標準会議 (IEC: International electro-technical commission) では, ESD に対する機器イミュニティの試験法を IEC61000-4-2 [2] で規定してはいるものの, 現場の ESD 障害については, イミュニティ試験をクリアしても機器の誤動作事例が相変わらず報告されているという. 現用試験法が ESD を模擬していないことによるものと推察される

が, 根源は, ESD の発生電磁界とその特性がいまだもって十分に理解されていないことに起因する. 例えば, 帯電金属体の ESD は, 離れた場所での機器システムに強い電磁障害作用を及ぼすことが従来から知られており, 今日ではハイテク情報機器の深刻な電磁干渉源として知られてはいるが, その機構はいまだに解明されていない [3]~[5]. この種の ESD に関しては, 帯電人体からの直接的な ESD よりも機器システムに対して強い電磁障害作用を及ぼし, その程度は ESD の生起電圧には必ずしも並行しないこと, 低電圧 ESD の方が逆に大きい場合が存在すること, 運動に伴う帯電金属体の衝突で生ずる ESD 電磁界はそうでない場合よりも広い周波数スペクトルをもつこと, などの事例が特異現象として報告され, 数多くの研究 [6]~[18] がなされてはいるものの, 測定の困難さから本質の解明までは至っていない.

一方, 電子情報通信学会通信ソサイエティの環境電磁工学研究専門委員会 (EMCJ) は, 1977 年に設立, 既に発足 34 年になり, 我が国の EMC 活動そのものであるといっても過言でない. 同委員会が開催する環

[†] 名古屋工業大学大学院, 名古屋市

Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology, Gokiso-cho, Showa-ku, Nagoya-shi, 466-8555 Japan

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

境電磁工学研究会への技術報告の数は、発足当時の1977年度は年間60数件であったが、ここ数年は年間100件を優に超え、2011年5月までの累積総数は3780件にも上り、平均トレンドは常に右肩上がりである[19]。そのうち雷・接点を除く静電気放電(ESD)に関するものはわずか139件(3.7%)であり、毎年の報告数は平均3~4件ではあるが、30余年の歳月を経ても同報告が途絶えることはない。このことは、ESD課題の取り組みに対するブレークスルーの必要性を示唆する。

本論文では、我が国の30余年にわたるEMC技術報告からESDを対象としたものをレビューし、課題解決のブレークスルーを開くきっかけとして、筆者らのESDに関する研究成果のうち、ESDの発生電磁界を双極子の放電モデルから導出したESD界の表式と火花法則を適用することで明らかとなった特異特性を示す。次にESD界の時間領域有限差分法(Finite Difference Time-Domain Method: FDTD法)を用いた火花法則に基づく数値解析法を解説し、金属体ESDを対象としたFDTDシミュレーションを示す。

2. EMC/ESD 研究技術報告の年次推移

図1は、電子情報通信学会通信ソサイエティのEMCJが主催するEMC研究会にて発表された研究技術報告の年次推移を示す。図の○は年度ごとの全技術報告の数であり、●はESDに関する技術報告(雷, 接点関係を除く)の数である。図から、EMC技術報告は、発足当時(1977)は年間60数件であったが、ここ数年は年間100件を超え、年々増加していること、ESD関係の技術報告は、年間を通して10件以下で増減はあるものの、全EMC技術報告と同じトレンドで年々微増していること、などが分かる。ESD関係の技術報告は、1977年から2011年5月まで総計139件であったが、その内訳は、帯電関係10件、放電関係90件、対策関係17件、規格関係22件であった。これらの年次推移を図2に示す。放電・対策関係の研究技術報告は年間を通して報告され続けているが、帯電関係のそれは極めて少ないこと、2000年頃から規格関係の研究技術報告が目立つこと、などが知られる。なお、ESD関係の研究技術報告139件のうち、筆者のグループから発表したものは56件(40%)に上り、その内訳は帯電関係8件、放電関係29件、対策関係0件、規格関係19件であった。結局、EMC研究会でのESD関係の技術報告のうち、筆者のグループからの寄与は放電関係

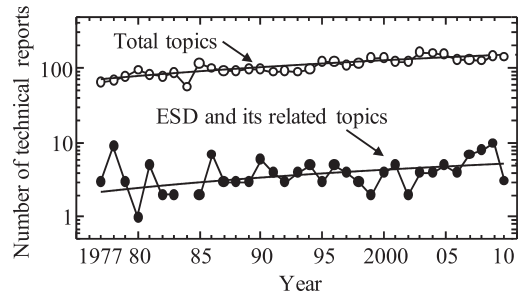


図1 EMC研究会で公表された技術報告の年次推移
Fig.1 Yearly change in number of technical reports published in technical meetings on EMC.

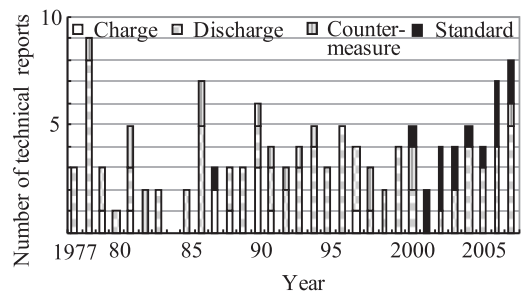


図2 ESD関係の技術報告の内訳と年次推移
Fig.2 Items of technical reports on related ESD and their yearly change.

では32%であるが、帯電と規格関係に至ってはともに84%に達しており、EMC研究会では筆者のグループからの技術報告が際立っているように思われる。しかしながら、ESD関連の技術報告は論文スタイルではまともにくく、企業においては技術的知見がknow-howの部類に属し、公表されにくい面もあることから、水面下には有用で重要な非公表データが膨大に埋もれているものと筆者は推察する。それゆえにESDの課題解決に対する突破口を開くきっかけとして、筆者のグループでこれまでに得られたESDに関する研究成果のうち、火花法則に基づくESD界の性質と特異特性並びにシミュレーション技法を以下に述べる。

3. ESDの機構モデルと界表現

3.1 双極子の放電モデル

ESDとは、帯電や静電誘導で電位の異なった二つの物体が接触することによって起こる電荷の急峻な移動をいうが、一般には電界集中が引き起こした局所的な火花放電を指す場合が多い。この観点からESD現象を捉えると、帯電物体がESDを引き起こすので、そ

の現象が起こる直前の部位は必ず電気双極子の状態にあるといつてよい。簡単のために、帯電物体を点電荷に置き換え、帯電量 $\pm q$ の双極子が距離 l 隔てた状況下で放電したと仮定する。この様子を図 3 (a) に示す。火花放電が生じ電流が流れ始めた状態を、図 3 (b) に示すように長さ l の電流ダイポールでモデル化すれば、この場合の発生電磁界は電流の関数で理論的に誘導できる。そのとき、ダイポール長 l は火花通路の長さ（火花長）に相当する。今、ダイポール電流 $i(t)$ を単発の衝撃波とし、電流ピーク値を I_m 、公称継続時間（電流が流れ続ける実効的な時間）を τ とすれば、 $q = I_m \times \tau$ となり、ダイポール電流 $i(t)$ は、

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

と表すことができる。ここで、 $F(\cdot)$ は波形面積が 1 の無次元関数である。そのとき、図 3 (b) の点 P での発生電界の r 方向と θ 方向の成分をそれぞれ $E_r(t)$ 、 $E_\theta(t)$ 、発生磁界の ϕ 方向成分を $H_\phi(t)$ とすれば、これらは、

$$\left. \begin{aligned} E_r(t) &= \frac{ql}{2\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{r^3} \cdot \int_{\frac{t}{\tau} - \frac{r}{c\tau}}^{\infty} F(\zeta) d\zeta \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{1}{c\tau} \cdot F\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{c\tau}\right) \right\} \cdot \cos\theta \\ E_\theta(t) &= \frac{ql}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{r^3} \cdot \int_{\frac{t}{\tau} - \frac{r}{c\tau}}^{\infty} F(\zeta) d\zeta \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{1}{c\tau} \cdot F\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{c\tau}\right) \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{1}{c\tau}\right)^2 \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{c\tau}\right)}{\partial\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{c\tau}\right)} \right\} \cdot \sin\theta \\ H_\phi(t) &= \frac{ql}{4\pi\tau} \left\{ \frac{1}{r^2} \cdot F\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{c\tau}\right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{c\tau} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{c\tau}\right)}{\partial\left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{c\tau}\right)} \right\} \cdot \sin\theta \end{aligned} \right\} \tag{2}$$

で与えられる [12]。式 (2) の各電界成分において、右辺第 1 項は静電界、第 2 項は誘導電界、 $E_\theta(t)$ の第 3 項は放射電界と呼ばれる。なお、静電界は電流の積分波形、誘導電界は電流波形、放射電界は電流の微分波形にそれぞれ比例するが、静電界は放電点から距離の 3 乗、誘導電界は距離の 2 乗、放射電界は距離に反比例して減衰することが知られる。このことは、ESD

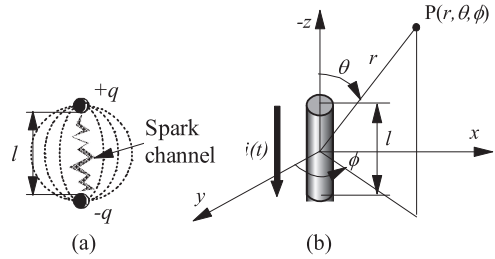


図 3 (a) 電気双極子と (b) ダイポールモデル
Fig. 3 (a) Electric dipole and (b) dipole model.

の発生電界は放電点から離れるほど放射電界が優勢となって波形が鋭くなり、距離減衰の程度は緩やかになることを意味する。更に放射電界は放電電流の微分波形に比例するので、波形は放電電流のそれよりも鋭く、それだけ周波数スペクトルは広帯域に広がる。

3.2 火花抵抗と界特性

式 (1) の電流波形を表す関数 $F(\cdot)$ は、火花通路の火花抵抗を導入することで具体的に求められる。火花抵抗については、Toepler と Rompe-Weizel の火花法則 [20] が知られているが、ここでは火花放電の初期過程を定量的に説明できるとされる後者を用いる [12], [20]~[22]。Rompe-Weizel によれば、火花長 l の火花抵抗 $r(t)$ は、火花電流を $i(t)$ として、

$$r(t) = \frac{l}{\sqrt{\frac{2\alpha}{p} \cdot \int_{-\infty}^t i(\zeta)^2 d\zeta}} \tag{3}$$

で与えられる。ここで、 p は圧力、 α は放電部位を取り囲む雰囲気の種類や圧力及び火花の温度に依存して定まる定数であり、大気圧の空気中では $\alpha \cong 1.1 \text{ atm}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ である。今、図 3 (a) で ESD 電圧を V_s とすれば、式 (3) から電流ピーク値 I_m と電流波形を表す関数 $F(\cdot)$ は、それぞれ

$$\left. \begin{aligned} I_m &= \frac{q}{\tau} = \frac{1}{3\sqrt{3}} \cdot q \left(\frac{\alpha}{p}\right) \left(\frac{V_s}{l}\right)^2 \\ F(x) &= \frac{3\sqrt{3}}{2} \cdot \exp\{3\sqrt{3}(x-x_0)\} \\ &\quad \times [1 + \exp\{3\sqrt{3}(x-x_0)\}]^{-1.5} \\ \int_{-\infty}^x F(\zeta) d\zeta &= [1 + \exp\{3\sqrt{3}(x-x_0)\}]^{-0.5} \\ \frac{\partial F(x)}{\partial x} &= \frac{27}{4} \cdot \exp\{3\sqrt{3}(x-x_0)\} \\ &\quad \cdot [1 + \exp\{3\sqrt{3}(x-x_0)\}]^{-2.5} \\ &\quad \cdot [2 - \exp\{3\sqrt{3}(x-x_0)\}] \end{aligned} \right\} \tag{4}$$

と解析的に誘導される [8], [12]. ここで, x_0 は積分定数である. また, 火花電流の最大こう配は,

$$\left. \frac{di}{dt} \right|_{\max} = \frac{2\sqrt{21}-3}{75\sqrt{6-\sqrt{21}}} \cdot q \left(\frac{\alpha}{p} \right)^2 \left(\frac{V_s}{l} \right)^4 \quad (5)$$

と与えられる [20].

これらの式から ESD による発生電磁界の特異的な性質が導かれる. ここでは, 帯電電圧 V_s , ギャップ長 l で生じた ESD による火花電流と発生界の特異特性について述べる. 火花電流波形については, 式 (4), 式 (5) から電流ピーク I_m と立上り時間 t_r は,

$$\left. \begin{aligned} I_m &\propto q \left(\frac{V_s}{l} \right)^2, \\ t_r &\approx \frac{0.8I_m}{\left. \frac{di}{dt} \right|_{\max}} \propto \frac{1}{\left(\frac{V_s}{l} \right)^2} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

となるので, 電流ピーク値は帯電量 q と放電開始時の電位傾度 (V_s/l) の 2 乗値との積に比例し, 波形の立上り時間は電位傾度の 2 乗値に反比例して短くなるのが分かる. このことは, 帯電電圧が低くてもマイクロギャップ ESD で電位傾度が上昇する場合には, 高振幅の立上りの鋭い火花電流が発生することを意味する [23], [24]. 発生電界については, 図 3 (b) に示した点 P の $\theta = \pi/2$ での静電界, 誘導電界, 放射電界のピーク値をそれぞれ E_S , E_I , E_R とすれば, 式 (2) と式 (4) から

$$\left. \begin{aligned} E_S &\propto ql \left(\frac{V_s}{l} \right)^0, \\ E_I &\propto ql \left(\frac{V_s}{l} \right)^2, \\ E_R &\propto ql \left(\frac{V_s}{l} \right)^4 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

という関係を誘導できる (静電界を除けば, 磁界についても同じ関係が得られる). すなわち, 発生電界 (または発生磁界) は, 電位傾度のべき乗と双極子モーメントの積に比例することが分かる. 式 (7) の関係から, 次の知見が得られる. パッシュェン則 [25] によれば, 平行な電極間での火花電圧は, ガス圧力と電極間の距離との積の関数で与えられ, 大気圧では電極間距離とともに大きくなる. それゆえに, 静止物体では, q が大きいほど電位は上昇するので, 長い l で放電するが, V_s は増加するのに対し, (V_s/l) は逆に減少することが知られている [25]. したがって, 例えば 1000 V 以上の高電圧 ESD では, 静電界は q に比例し, V_s が高

いほどレベルも高くなるが, 誘導界や放射界は (V_s/l) の寄与が大きいために q または V_s には必ずしも比例しない. 一方, q が小さいほど短い l で放電し, V_s は減少するのに対し, (V_s/l) は逆に増加するので, 例えば 1000 V 以下の低電圧 ESD では, 静電界は V_s が低いほどレベルも低くなるが, 誘導界や放射界は, q または V_s が小さくなくても (V_s/l) の寄与が大きいために必ずしも低減せず, 増大する場合も起こり得る. 筆者らの人体の帯電実験においても, 1000 V 以下では火花の l は $80 \mu\text{m}$ 以下で電位傾度は $(2-3) \times 10^7 \text{ V/m}$ であるが, 帯電電圧が低いほど火花長は減少し, 電位傾度は増大することが示されている [23], [26], [27]. 運動物体 [28] では, 放電体への接近速度が大きいほど放電時の電流波形の立上りが急峻になることが知られ, 筆者らの帯電人体からの放電電流波形の 6 GHz デジタルオシロスコープを用いた広帯域測定 (標準化周波数: 20 GHz) からも確認されている [23]. このことは放射界 (電流の微分波形に比例) が帯電物体の速度に並行して増大することを意味し, 結局, 運動物体では (V_s/l) が静止時の場合よりも増大することで誘導界や放射界のレベルが増加するものと推察できる [29]. しかしながら, 放電体の接近速度は, 放電の進展速度に比してけた違いに遅く, それが何故に電流波形の立上に影響を及ぼすかは知られていない [30].

4. FDTD シミュレーション

現実の ESD はスチールパイプ椅子などの非接地金属体間で生ずる場合が極めて多く, それによる発生電磁界は情報機器等に重大な影響を及ぼすことが知られている [3]. この場合の電磁界解析ではダイポールモデルはもはや適用できず, 発生電磁界のレベル推定は数値的に求めざるを得ない. Rizvi と LoVetri は ESD 電磁界を FDTD (finite-difference time-domain) 法で数値解析 [31] しているが, 金属体の存在は考慮していない.

筆者らの文献 [32], [33] では, ESD の規範モデルとしての金属球体間の火花放電で生ずる発生磁界を, 火花抵抗則に基づき解析的に導出した火花電流または火花電圧を励振源とする FDTD 法で数値解析し, 金属球体のサイズに応じて電磁界レベルが増大することを数値的に明らかにしている. 更に, 文献 [34], [35] では, 金属球面電位を等電位に保つ無数の影像ダイポールを配置し, これらの電磁界を重ね合わせることで計

算する手法（影像ダイポール法）を提案し、その妥当性とフィービリティとを金属球体間の火花実験で示している。ESD 界に関する筆者らの提案になる上述解析法 [32], [33] は、火花放電に伴う火花電流や火花電圧の時間波形を前提とするが、これらはギャップと静電容量だけからなる容量放電回路とみなすことのできない金属体間放電では一般には解析的に導出できず、それゆえに任意形状の金属体間 ESD による電磁界解析には文献 [32], [33] の手法は適用できない。

本章では、任意形状の帯電金属体の静電気放電で生ずる電磁界の数値解析を目的として、火花通路の導電率と電界との関係を Rompe-Weizel の火花抵抗則から求め、これによって金属体を励振する FDTD アルゴリズム [36] を解説する。

4.1 FDTD アルゴリズム

FDTD 法とは、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。図 4(a) は帯電金属体間の火花放電を示し、同図 (b) は火花通路における電磁界の配置を示す。ギャップ長を l 、時刻 t における火花電流を $i(t)$ 、火花電圧を $v(t)$ としている。また、 E_x, E_y, E_z はそれぞれ x, y, z 軸方向の電界、 H_x, H_y, H_z はそれぞれ x, y, z 軸方向の磁界で、 $\delta x, \delta y, \delta z$ はそれぞれ x, y, z 軸方向の FDTD セルサイズである。ただし、ギャップ長は放電体のサイズに比して十分に小さいものとし、これを 1 セルで表している。図 4(b) に示すように金属体間の火花放電が z 軸方向に生ずるものとする。式 (3) は、火花通路の導電率がそれに注入される内部エネルギーに直接比例するといった仮説に基づいて導出されているので、この仮説に立ち戻れば火花通路の導電率 $\sigma(t)$ と z 方向の電界 $E_z(t)$ との間は

$$\frac{\partial \sigma(t)}{\partial t} = \frac{\alpha}{p} \cdot \sigma(t) \cdot E_z(t)^2 \quad (8)$$

という関係式で表すことができる。ここでは、式 (8) に従って火花放電を模擬し、これによって誘導される発生電磁界の FDTD アルゴリズムを以下に示す。

今、FDTD セルサイズを $\delta x = \delta y = \delta z = \delta$ 、FDTD 計算の時間ステップを δt とし、関数 $W = W(x, y, z, t)$ の差分式を $W^n(i, j, k) = W(i\delta x, j\delta y, k\delta z, n\delta t)$ と表すことにすれば、式 (8) の差分式は、

$$\sigma^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)$$

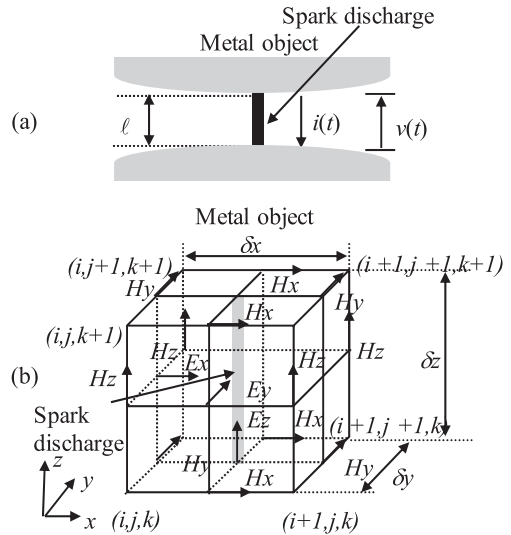


図 4 (a) 帯電金属体間の火花放電と (b) 火花通路における電磁界の配置

Fig. 4 (a) Spark discharge between charged metal objects and (b) arrangement of the electromagnetic fields in a spark channel.

$$= \frac{2 + \frac{\alpha}{p} \cdot \delta t \cdot \left\{ E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \right\}^2}{2 - \frac{\alpha}{p} \cdot \delta t \cdot \left\{ E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \right\}^2} \cdot \sigma^{n-\frac{1}{2}} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \quad (9)$$

となる。火花通路における z 方向の電界 E_z については、それを求めるための差分式は、

$$E_z^n \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) = E_z^{n-1} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \cdot \frac{2\varepsilon_0 \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - \delta t \cdot \sigma^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right)}{2\varepsilon_0 \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) + \delta t \cdot \sigma^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right)} + \frac{1}{\delta} \cdot \frac{2\delta t}{2\varepsilon_0 \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) + \delta t \cdot \sigma^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right)} \cdot \left[H_y^{n-\frac{1}{2}} \left(i + 1, j + \frac{1}{2}, k \right) - H_y^{n-\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) + H_x^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) - H_x^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + 1, k \right) \right] \quad (10)$$

となる。火花通路以外の空間の電磁界を求めるための差分式は、文献 [32], [33] と同じである。なお、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

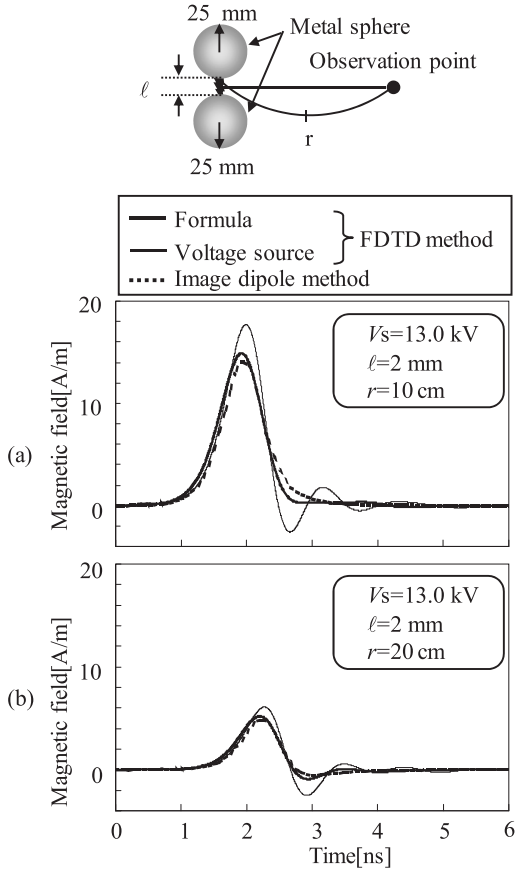


図5 同じサイズの金属球体間の火花放電で生ずる過渡磁界の計算波形 (半径: 25 mm) (a) 観測距離 $r = 10$ cm (b) 観測距離 $r = 20$ cm

Fig. 5 Calculated waveforms of transient magnetic field when a spark discharge between the metal spheres with the same size radii occurs. (a) observation point $r = 10$ cm and (b) observation point $r = 20$ cm.

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) が考案・適用されているが、ここでは、最も簡単でかつ有効とされる Mur の第一次近似吸収境界条件を計算領域の境界面に適用した。

4.2 数値計算例

本節では、同じサイズの金属球体間 (半径: 25 mm) の火花放電による発生磁界を前節で述べた FDTD アルゴリズムで計算し、文献 [33] の火花電圧を励振源とした FDTD 法と文献 [34] の映像ダイポール法とによる計算結果との対照からアルゴリズムの妥当性を示す。火花電圧を $V_s = 13.0$ kV とし、観測距離 r は火花通路から x 軸方向に水平な位置とした。

図5は金属球体間の火花放電による発生磁界の計算波

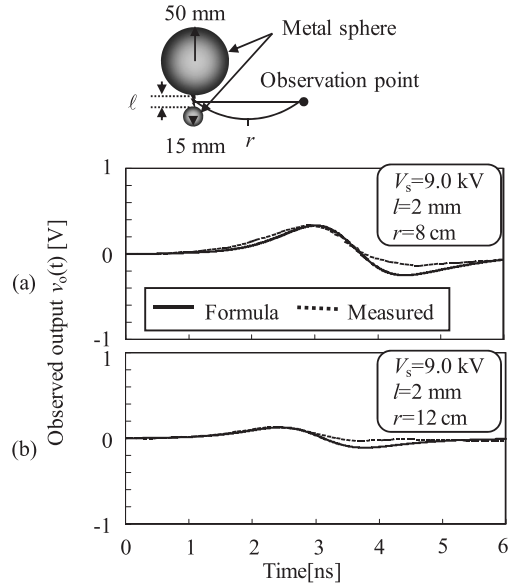


図6 サイズの異なる金属球体間の火花放電で生ずる過渡磁界のプロープ出力観測及び解析波形. (a) 観測距離 $r = 8$ cm (b) 観測距離 $r = 12$ cm

Fig. 6 Observed and calculated waveforms of transient magnetic fields with a shielded loop antenna when a spark discharge between the metal spheres with different size radii occurs. (a) observation point $r = 8$ cm and (b) observation point $r = 12$ cm.

形を示す。図中の太い実線は火花法則に基づく FDTD 法、細い実線は火花電圧を励振源とした FDTD 法、点線は映像ダイポール法による計算結果である。図から、火花法則に基づくアルゴリズムの計算結果は映像ダイポール法によるそれによく一致していることが分かる。火花電圧を励振源とした FDTD 法の計算波形は、他のそれよりもピーク値がやや高くなっており、減衰振動も見られるが、この原因は、球体サイズが大きく、容量放電回路として動作していないことによるものとする。

次に、サイズの異なる金属球体間 (半径: 15 mm, 50 mm) と金属円柱体間 (半径: 2 mm; 長さ: 70 mm) の火花放電による発生磁界を FDTD 法で計算し、火花実験による実測値と比較することで FDTD アルゴリズムの妥当性を確認した。測定法としては、電子回路駆動の点火コイルで高電圧を発生させ、これを約 60 cm の高抵抗紐 ($250 \Omega/\text{cm}$) を介して金属体へ導く。ギャップ間 ($l = 2$ mm) の火花放電は毎秒 1 秒ごとに起こす。金属体間の火花放電に伴う発生磁界 $H(t)$ は、放電部位から距離 r 離れた位置に遮へい型の磁界ブ

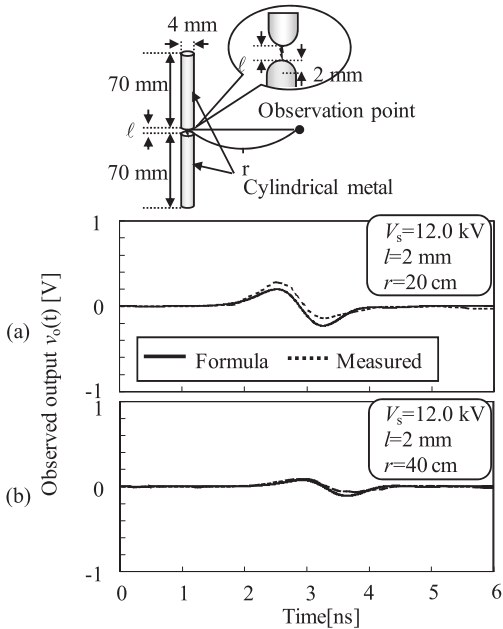


図7 金属円柱体間の火花放電で生ずる過渡磁界のプロープ出力観測及び解析波形。(a) 観測距離 $r = 20$ cm, (b) 観測距離 $r = 40$ cm

Fig. 7 Observed and calculated waveforms of transient magnetic fields with a shielded loop antenna when a spark discharge between cylindrical metals occurs. (a) observation point $r = 20$ cm and (b) observation point $r = 40$ cm.

ローブ (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: $L = 13.8 \text{ nH}$) を、その面を大地に水平に配置し、これに誘導される出力電圧 $v_o(t)$ をデジタルオシロスコープ (帯域幅: 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。

図6, 図7は遮へい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及び解析波形 $v_o(t)$ を示す。図6はサイズの異なる金属球体間の火花放電による発生磁界の観測及び解析波形であり、図7は金属円柱体間の火花放電によるそれである。図中において、実線は火花法則に基づくFDTD法での計算波形、点線は火花実験による実測波形である。図6の第2ピーク値は実測波形よりもFDTD法の計算波形の方が大きくなってはいるが、両者はおおむね一致していることが分かる。図7の第1ピーク値、第2ピーク値ともに計算波形と実測波形にはわずかな相違が見られるものの、この場合もほぼ一致していることが分かる。

5. むすび

34年にわたってEMCJで公表されたESDに関する研究技術報告数を調査し、それが微増の傾向にあるとはいえ年間10件未満で推移していることにかんがみ、ESD課題の取組みに対するブレークスルーの必要性を指摘した。その突破口を開くきっかけとして、筆者らのこれまでの研究成果のうち、双極子モデルにRompe-Weizelの火花抵抗式を応用することでESD電流を導出し、これにより発生電磁界を解析することで、ESD特有の電磁界特性を明らかにした。次に、ESDによる発生電磁界はESD電流の実測波形やモデル波形を前提に解析されてきた場合がほとんどであったが、FDTD法を用いた火花法則に基づくESD電磁界の数値解析法を解説し、金属体ESDを対象としたFDTDシミュレーションから、従来不明であった界レベルに対する金属体の影響を数値的に明らかにした。

今後の課題としては、放電体の接近速度と「放電開始時の電位傾度」との関係、放電時の電流分布と発生電磁界との関係、金属体構造物と発生電磁界との関係、発生電磁界と電子機器との電磁氣的結合、など多岐にわたるが、これらは16年前に公表した筆者の文献[4]で既に指摘してきたところでもある。これらの課題を放電現象の測定法と計算機シミュレーション技法とともに確立しながら着実に解決しない限り、ESDの電子機器に対する電磁脅威は果てしなく続くであろう。

文 献

- [1] 高木 相, “EMC/EMI 関連測定とその測定技術に関する我が国の研究開発,” 信学論 (B-II), vol. J79-B-II, no. 11, pp. 718–726 Nov. 1996.
- [2] IEC (International Electrotechnical Commission), “IEC 61000: Electromagnetic Compatibility (EMC) – Part 4: Testing and measurement techniques – Section 2: Electrostatic discharge immunity test,” Edition 2.0, 2008.
- [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. 849–850, Sept. 1995.
- [4] 藤原 修, “ESD 現象を捉えるソースモデルと界特性,” 信学誌, vol. 78, no. 9, pp. 851–852, Sept. 1995.
- [5] T. Honda, “Fundamental aspects of ESD phenomena and its measurement techniques,” IEICE Trans. Commun., vol. E79-B, no. 4, pp. 457–461, April 1996.
- [6] P.F. Wilson and M.T. Ma, “Field radiated by electrostatic discharges,” IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 33, no. 1, pp. 10–18, Feb. 1991.
- [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, Dec. 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] D. Pommeremke, "Transient fields of ESD," *Proc. EOS/ESD Symposium EOS-16*, pp.150-160, Sept. 1994.
- [10] S. Ishigami, R. Gokita, Y. Nishiyama, I. Yokoshima, and T. Iwasaki, "Measurements of fast transient fields in the vicinity of short gap discharges," *IEICE Trans. Commun.*, vol.E78-B, no.2, pp.199-206, Feb. 1995.
- [11] 石上 忍, 岩崎 俊, "微小ギャップ電極間放電からの遠方電磁界と結合した伝送線路の出力電圧," *信学論 (B-II)*, vol.J79-B-II, no.11, pp.771-779, Nov. 1996.
- [12] O. Fujiwara, "An analytical approach to model indirect effect caused by electromagnetic discharge," *IEICE Trans. Commun.*, vol.E79-B, no.4, pp.483-489, April 1996.
- [13] K. Kawamata, S. Minegishi, A. Haga, and R. Sato, "Measurement of very-fast-voltage rise curve due to gap discharge using coupled transmission lines in distributed constant system," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol.46, no.4, pp.918-921 Aug. 1997.
- [14] K. Kawamata, S. Minegishi, A. Haga, and R. Sato, "A measurement of very fast transition durations due to gap discharge in air using distributed constant line system," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.41, no.2, pp.137-142, May 1999.
- [15] 川又 憲, 嶺岸 茂, 芳賀 昭, "1,500 V 以下の ESD に伴う過渡電圧の立上り時間及び周波数スペクトルに関する実験的検討," *信学論 (B)*, vol.J86-B, no.7, pp.1191-1198, July 2003.
- [16] R. Jobava, D. Pommerenke, D. Karkashadze, P. Shubitidze, R. Zaridze, S. Frei, and M. Aidam, "Computer simulation of ESD from voluminous objects compared to transient fields of humans," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.42, no.1, pp.54-65, 2001.
- [17] G. Cerri, R. De Leo, and V. Mariani Primiani, "Theoretical and experimental evaluation of electromagnetic fields radiated by ESD," *Proc. 2001 IEEE EMC International Symposium, Montreal, Canada*, pp.1269-1272, 2001.
- [18] G.P. Fotis, I.F. Gonos, and I.A. Stathopoulos, "Measurement of the electric field radiated by electrostatic discharges," *Measurement Science and Technology*, vol.17, pp.1292-1298, 2006.
- [19] EMCJ 研究会 30 周年記念行事実行委員会, 電子情報通信学会通信ソサイエティ環境電磁工学研究会 30 周年記念誌, Oct. 2007.
- [20] 藤原 修, 兩宮好文, "広間げきプラグにおける点火雑音発生機構," *電学論 (C)*, vol.99, no.5, pp.17-24, May 1979.
- [21] O. Fujiwara and Y. Amemiya, "Calculation of ignition noise level caused by plug gap breakdown," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.EMC-24, no.1, pp.26-32, Feb. 1982.
- [22] Y. Taka and O. Fujiwara, "Verification of spark-resistance formulae for micro-gap ESD," *IEICE Trans. Commun.*, vol.E93-B, no.7, pp.1801-1806, July 2010.
- [23] 森 育子, 高 義礼, 藤原 修, "帯電人体からの金属棒を介した気中放電による放電電流の広帯域測定," *電学論 (A)*, vol.126, no.9, pp.902-908, Sept. 2006.
- [24] 川又 憲, 嶺岸 茂, 芳賀 昭, 藤原 修, "マイクロギャップ放電に伴う過渡電圧・電流立上り波形の 12 GHz 帯域測定と電極間電界強度特性," *信学論 (B)*, vol.J90-B, no.11, pp.1143-1148, Nov. 2007.
- [25] 電気学会放電ハンドブック出版委員会編:改訂新版 放電ハンドブック, 電気学会, 1995.
- [26] Y. Taka and O. Fujiwara, "Estimation of potential gradient from discharge current through hand-held metal piece from charged human body," *IEICE Trans. Commun.*, vol.E93-B, no.7, pp.1797-1800, July 2010.
- [27] 高 義礼, 藤原 修, "帯電人体のもつ金属棒の接近で生ずる絶縁破壊電界の推定と検証," *電学論 (A)*, vol.130, no.5, pp.428-432, May 2010.
- [28] B. Daut, H. Ryser, A. Ggerman, and P. Zwiacker, "The correlation of rising slope and speed of approach in ESD testing," *Proc. 7th International Zurich Symposium on EMC*, pp.461-466, March 1987.
- [29] 川又 憲, 嶺岸 茂, 芳賀 昭, 藤原 修, "1kV 以下のマイクロギャップ放電に伴う放射電磁波強度の一測定," *信学論 (B)*, vol.J92-B, no.2, pp.506-508, Feb. 2009.
- [30] F. Ruan and O. Fujiwara, "Correlation between approaching speed of hand-held metal piece and discharge current peak from charged human body," *IEICE Technical Report, EMCJ2005-1*, April 2005.
- [31] M. Rizvi and J.L. Vetri, "ESD source modeling in FDTD," 1994 *IEEE Int. Symposium on Electromagnetic Compatibility*, pp.77-82, Aug. 1994.
- [32] 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.
- [33] 藤原 修, 奥田弘一, 福永 香, 山中幸雄, "属球体間の火花放電による発生電磁界の FDTD 計算," *信学論 (B)*, vol.J84-B, no.1, pp.101-108, Jan. 2001.
- [34] 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, pp.9-14, Jan. 1998.
- [35] 藤原 修, 船渡基伸, 世古秀明, "帯電金属球間の火花放電による発生遠方磁界のレベル推定," *電学論 (C)*, vol.121-C, no.12, pp.1813-1818, Dec. 2001.
- [36] 藤原 修, 世古秀明, 山中幸雄, "静電気放電の火花抵抗則に基づく発生電磁界の FDTD 計算," *信学論 (B)*, vol.J85-B, no.9, pp.1644-1651, Sept. 2002.

(平成 23 年 6 月 6 日受付, 7 月 12 日再受付)



藤原 修 (正員：フェロー)

1971 名工大・工・電子卒. 1973 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. 1976 同所退職. 1980 名大大学院・博士後期課程了. 名大・工・助手, 講師を経て, 1985 名工大・工・助教授. 現在, 同大学院情報工学専攻・教授. 1991~1992 スイス連邦工科大学客員教授. 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. 1980 電気学会論文賞受賞. 2000 本会論文賞受賞. 2004 International Symposium on Electromagnetic compatibility, Sendai, The Best Paper Award (The Risaburo Sato Award). 2009 International Symposium on Electromagnetic compatibility, Kyoto, Excellent Paper Awards (two papers). 2010 電気学会 A 部門学術貢献賞受賞. 電気学会(上級会員), IEEE, 各会員.