

新手法を応用した放電着火性予測技術の開発 —火花放電の速度論的モデリング—

大澤 敦^{*1}

着火とはエネルギー輸送の結果の現象である。火花放電着火においては電気のエネルギーから着火へとエネルギーが輸送される過程を詳細に調査することが本質的な着火現象の解明につながる。このエネルギー輸送過程を調査するための回路方程式による回路モデル、ボルツマン方程式による電子の速度論的モデル、密度・エネルギーバランス式による重粒子の反応速度論的モデルから構成される火花放電の速度論的 (kinetic) モデルを開発した。このモデルを大気圧空気中の容量性火花放電に適用し、電気エネルギーから放電 (電子) エネルギーを経て重粒子 (原子・分子) のエネルギーへと輸送される過程を調査するとともに、これを着火性評価に応用した。

キーワード: 火花放電, 速度論的シミュレーション, ボルツマン方程式, 着火, リスクアセスメント

1 はじめに

火花放電は、化学プロセス等において発生した爆発・火災の着火源のひとつであり、静電気による爆発・火災事故の70%以上はこの火花放電が原因である¹⁾。帯電した絶縁物からの放電のブラシ、沿面およびコーン放電は、絶縁物がもつ高い電気抵抗のため蓄積されているすべての静電エネルギーが放電エネルギーに輸送されないが、火花放電は導体同士の放電であるため、多くの場合、蓄積された静電エネルギーのほとんどが放電エネルギーに輸送される。つまり、火花放電はエネルギー効率が高く、放電は導体間の極く小さな部分に限られるので、エネルギー密度も高くなる。こういったことから、着火性が高く、静電気による爆発・火災のほとんどが火花放電が着火源となっている理由である。ほかのタイプの放電に比べてエネルギー効率とエネルギー密度も高いために、火花放電は可燃性物質の着火エネルギーの測定にも用いられているほどである。

放電の着火性を、可燃性物質なしに空気中での放電電荷の測定値から評価する方法²⁻⁴⁾がある。この評価に用いる放電電荷は、実験的調査から放電エネルギーとなんらかの関係はありそうだが⁵⁾、その詳細な関係と理論的根拠は未だに明らかにされていない。

電気機器で発生する電気火花も火花放電であり、本質安全防爆電気機器の検定では、被検定機器の該当する回路において火花点火試験⁶⁾が実施されている。この試験は比較的煩雑なため、これに代わるシミュレーション等の技術を利用することも提案されているが、進展がみられていないのが現状である。この国際規格⁶⁾に、試験される回路を等価的な抵抗性、容量性および誘導性回路に置き換えて予め試験された、それぞれの回路に対応する点火限界曲線がある。これらの曲線は非線形性を示しており、つまり、同一の可燃性混合ガスにもかかわらず着火するための放電エネルギーが回路に依存していることを示している。これをエネルギー輸送の立場から考えて、ある決められた時間 (着

火エネルギー輸送のための特性時間: 電子エネルギーの緩和時間と推測される) 内に電気エネルギーから放電エネルギーへと輸送されたエネルギーのみが着火に有効であるという仮説のモデルを用いると、この点火限界曲線の非線形性をよく説明でき、放電抵抗も含めた放電回路の時定数と先の着火エネルギー輸送の特性時間 (着火初期化時間) との関係がエネルギー輸送に重要であり、エネルギー輸送に回路定数の依存性があること、すなわち、着火せしめる放電エネルギーが放電回路に依存することを証明した⁷⁾。

本研究は、放電着火現象をエネルギー輸送の立場から、つまり、電気のエネルギーから着火を初期化するためのエネルギーへと輸送される過程をモデル化して、放電着火現象を考察するための手法を考案し、なぜ火花放電がエネルギー輸送効率が高いのか、放電電荷と放電エネルギーとの相関、電気のエネルギーが火花放電によって、どのようにして、どのくらい着火のためのエネルギーに輸送されているのか、エネルギー輸送の回路依存性などの問題を明らかにしながら、火花放電着火の評価手法に応用することを目的としている。

電気エネルギーが直接に着火エネルギーへと輸送されることはなく、電子を介してエネルギーが輸送される。始めは電界 (静電エネルギー) によって加速されて電子のエネルギーへと輸送され、電子とガス原子・分子 (重粒子) との衝突により、ガス原子・分子のエネルギーへと輸送される。このときに輸送されたエネルギーが十分に大きいときに放電によって着火が初期化されている (火炎殻の形成) ことになる。放電後にこの重粒子に輸送されたエネルギーをもとに火炎殻内の熱化学反応が促進して、この反応に要する遅延時間の後に着火に至ることになる。この火炎殻形成にあたる着火初期化現象を模擬するために、放電の回路方程式、電子のボルツマン方程式、重粒子の密度・エネルギーバランス方程式 (反応レート方程式、ガスの熱力学方程式) からなるこれまでにないモデルを開発し、大気圧空気中の容量性火花放電に適用し、エネルギー輸送過程を調査し、着火性評価に応用した。

^{*1} 労働安全衛生総合研究所 電気安全研究グループ
連絡先: 〒 204-0024 東京都清瀬市梅園 1-4-6
労働安全衛生総合研究所 電気安全研究グループ 大澤敦
E-mail: ohsawa@s.jniosh.go.jp

2 モデル

開発する火花放電の速度論的 (kinetic) モデルは、図 1 に示すように 3 つの現象を表現するモデル (回路モデル、電子の速度論的モデルと重粒子の反応速度論的モデル) を叙述する方程式で構成され、回路モデルから求められる電極間の電界によって電子が加速され (電気エネルギーから電子のエネルギーへと輸送される)、衝突断面積で決定される種々の衝突によって電子のエネルギーが損失する (その分だけ重粒子にエネルギーが輸送される) という現象を解く電子のボルツマン方程式によって、電子エネルギー分布関数 $F(\epsilon)$ が求まる。この分布関数から、電子密度 N_e (密度バランス式から求まる)、電子温度 T_e 、電子移動度 μ_e 、導電率 σ 、種々のタイプの電子衝突過程に関する反応レート k_p 、放電エネルギー ϵ_d などの物理量が求まる。ボルツマン方程式から求められたこの反応レートを含めた重粒子種に関する種々の反応レートから重粒子種の数密度とエネルギーバランスからガス温度 T_g 、並進温度 T_t 、回転温度 T_r 、振動温度 T_v 、放電チャネル径 r_c などが求まる。また、電子のボルツマン方程式から求められた導電率 ($\sigma = N_e e \mu_e$, e : 電子電荷) から放電抵抗 R_d が求まり、回路方程式から放電電流 I_d 、放電電圧 V_d などの電気特性に関する諸量が求まるという理路整然とした計算を時々刻々に繰り返す連成モデルとなる。このコンピュータ計算の実行時間は長くなるため、放電を一様と仮定した 0 次元の連成モデルで火花放電を模擬している。

1) 回路モデル

ここでは図 2a に示すような静電気放電に相当する容量性火花放電を対象とした。着火実験等に用いられる高電圧スイッチのオン抵抗 R_{on} も考慮している。このスイッチが閉じたときの等価回路は図 2b のようになる。この回路方程式は

$$-C_s \frac{dV_s}{dt} = \frac{V_s - V_d}{R_{on}} = \frac{V_d}{R_d} + C_g \frac{dV_d}{dt} \quad (1)$$

で表される。ただし、この式に用いたシンボルは図 2 にあるとおりで、 L_g, C_g, R_d はそれぞれ電極ギャップ長、球電極間の静電容量および放電抵抗

$$R_d = \frac{L_g}{N_e e \mu_e \pi r_c^2} \quad (2)$$

である。球電極間の静電容量はギャップ長と球径から計算⁹⁾によって求めている。先にも述べたように、火花放電チャネルは一様として 0 次元モデルを採用した。したがって、電極間の電界 E も一様としており、この電界は回路モデルから求められる放電電圧 V_d から $E = V_d/L_g$ とした。

2) 電子の速度論的モデル

0 次元時間依存の電子のボルツマン方程式¹⁰⁾は

$$\epsilon^{1/2} \frac{\partial F_0}{\partial t} = \frac{\gamma E^2}{3} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left(\frac{\epsilon}{N \sum_s x_s q_{m,s}^e(\epsilon)} \frac{\partial F_0}{\partial \epsilon} \right) + 2mN\gamma \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[\epsilon^2 \sum_s \frac{x_s q_{m,s}(\epsilon)}{M_s} \right]$$

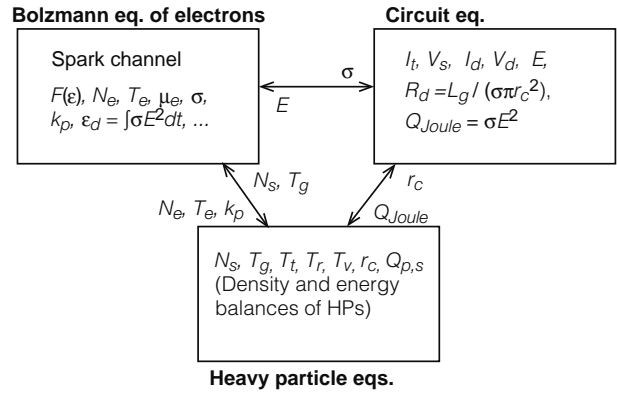


図 1 火花放電の速度論的モデル

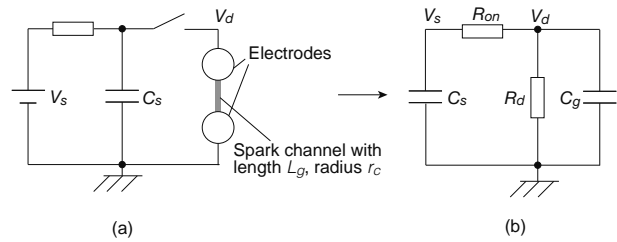


図 2 容量性火花放電の回路モデル

$$\begin{aligned} & \times \left(F_0 + \frac{k_B T_g}{e} \frac{\partial F_0}{\partial \epsilon} \right) \\ & + \sum_s (\bar{C}_{0,ex,s} + \bar{C}_{0,ion,s} + \bar{C}_{0,att,s} \\ & + \bar{C}_{0,sup,s} + \bar{C}_{0,rec,s} + \bar{C}_{0,dis,s} \\ & + \bar{C}_{0,ei,s}) + \bar{C}_{0,ee} \end{aligned} \quad (3)$$

となる。いわゆる、ルジャンドル展開の 2 項目までで近似した式 (2 項近似) である。ここで、 ϵ は電子エネルギー、 $F_0(\epsilon)$ は電子エネルギー分布関数の等方成分、 $\gamma = \sqrt{\frac{2e}{m}}$ 、 m は電子質量、 N は全重粒子密度、 x_s は s 種のモル比、 $q_{m,s}^e$ は s 種の重粒子と電子との衝突の全衝突断面積に相当する等価運動量輸送衝突断面積、 $q_{m,s}$ は s 種の運動量輸送衝突断面積 (弾性衝突断面積に相当する)、 M_s は s 種の重粒子の質量、 k_B はボルツマン定数、 T_g はガス温度である。右辺の 1 項目はドリフト項、2 項目は弾性衝突項、3 項目以下は非弾性衝突項、順に s 種の重粒子の励起 ($\bar{C}_{0,ex,s}$)、電離 ($\bar{C}_{0,ion,s}$)、附着 ($\bar{C}_{0,att,s}$)、超弾性 ($\bar{C}_{0,sup,s}$)、再結合 ($\bar{C}_{0,rec,s}$)、解離 ($\bar{C}_{0,dis,s}$) 衝突および電子-イオン ($\bar{C}_{0,ei,s}$ 、電子-電子 ($\bar{C}_{0,ee}$) のクーロン衝突である。電子エネルギー分布関数の規格化条件は $\int_0^\infty \epsilon^{1/2} F_0(\epsilon) d\epsilon = 1$ である。それぞれの衝突に必要な断面積および反応係数は文献データ¹¹⁻¹³⁾を用いた。ここで、時間とともに変化する混合ガスの構成成分も考慮して式 (3) を解いている。

3) 重粒子の反応速度論的モデル

ここで報告する大気圧空気中の火花放電モデルで考慮した重粒子種は表 1 のとおりである。重粒子 s 種の密度 N_s

表 1 考慮した重粒子種

Ground state	$N_2(X^1\Sigma_g^+), O_2(X^3\Sigma_g^-), N(^4S), O(^3P)$
Rotationally excited state	$N_2(X^1\Sigma_g^+, \text{rot}), O_2(X^3\Sigma_g^-, \text{rot})$
Vibrationally excited state	$N_2(X^1\Sigma_g^+, v = 1 - 8), O_2(X^3\Sigma_g^-, v = 1 - 4)$
Electronically excited state	$N_2(A^3\Sigma_u^+), N_2(B^3\Pi_g), N_2(a'^1\Sigma_u^-), N_2(a^1\Pi_g), N_2(C^3\Pi_u), N_2(a''^1\Sigma_g^+), O_2(a^1\Delta_g), O_2(b^1\Sigma_g^+), O_2(4.5 \text{ eV}), O_2(6.0 \text{ eV}), O_2(8.4 \text{ eV}), N(^2D), N(^2P), O(^1D), O(^1S)$
Positive ion	$N_2^+(X^2\Sigma_g^+), O_2^+(X^2\Pi_g), N^+, O^+$
Negative ion	O_2^-, O^-

は、密度バランス式

$$\frac{1}{N_s} \frac{\partial N_s}{\partial t} = \sum_p (\nu_{P,p,s} - \nu_{L,p,s}) \quad (4)$$

から求めた．すべての重粒子種についての密度バランス式を連立して解くと時々刻々の各重粒子の密度が求まる．ここで、 $\nu_{P,p,s}, \nu_{L,p,s}$ はそれぞれ電子衝突も含めた反応過程 p による s 種の重粒子の生成・損失レートである．ガス温度 T_g は、並進温度 T_t に等しいとして、熱力学第一法則を用いて並進エネルギーの保存の式

$$\frac{\partial(\rho h^t)}{\partial t} = Q_{el} + Q_{RT} + Q_{VT} + Q_{eT} + Q_{rec} + Q_{dis} \quad (5)$$

から求めた．ここで、 h^t は並進エンタルピー ($\rho h^t = \frac{5}{2} N k_B T_t$)、 $Q_{el}, Q_{RT}, Q_{VT}, Q_{eT}, Q_{rec}, Q_{dis}$ は順に電子との弾性衝突、回転-並進、振動-並進、脱励起、イオンの再結合、電子衝突解離によるエネルギー緩和過程（ガス加熱過程）のレートである．チャンネル内のエネルギー保存

$$\frac{\partial(H_c/L_g)}{\partial t} = \sigma E^2 \pi r_c^2 \quad (6)$$

より、チャンネル径のダイナミクスを考慮した．ここで、 H_c は放電チャンネル内の全エンタルピーで

$$\frac{H_c}{\pi r_c^2 L_g} = \frac{5}{2} (N_e k_B T_e + N k_B T_t) + \sum_s (U_{r,s} + U_{v,s} + U_{e,s} + U_{i,s}) \quad (7)$$

で表される．ここで、 U は内部エネルギーを表しており、順に s 種の重粒子の回転準位 ($U_{r,s}$)、振動準位 ($U_{v,s}$)、電子励起準位 ($U_{e,s}$)、イオン ($U_{i,s}$) に蓄積されている内部エネルギーに対応する．

ボルツマン方程式からは求められない重粒子同士の反応係数は主に文献値¹⁰⁾を用いた．

4) 大気圧空気中火花放電への応用

上記の開発したモデルを大気圧空気中（窒素 80 %、酸素 20 %）の容量性火花放電に適用した．放電電極は球状で直径 1.27 cm、ギャップ長を 0.7 mm（水素の消炎距離 0.64 mm⁸⁾）、この電極間静電容量 C_g は 0.865 pF（計算値⁹⁾）となり、高電圧スイッチのオン抵抗 R_{on} を半導体スイッチの代表的な値の 50 Ω とした．

初期の電子密度は $3.0 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$ 、イオン密度は $N_{N_2^+} =$

$2.4 \times 10^9 \text{ m}^{-3}, N_{O_2^+} = 6.0 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$ とし、電氣的に中性の状態である．初期状態で熱平衡にあるとして温度は電子、並進・並進 回転熱平衡・振動・イオン温度を $T_e = T_t = T_{tr} = T_v = T_i = 298.15 \text{ K}$ とした．初期の暗電流の半径も含めて放電開始時の放電チャンネル半径を、ストリーマチャンネル半径の 30 μm ¹⁴⁾ とした．

初期静電エネルギーは、水素等の着火エネルギーが低い爆発グループ IIC を代表する 0.02 mJ ($C_s + C_g = 2 \text{ pF}$)、多くの炭化水素系の着火エネルギーに相当し爆発グループ IIA を代表する 0.2 mJ ($C_s + C_g = 20 \text{ pF}$) とした．ここで、静電容量を $C_s + C_g$ のように合成容量で表している．スイッチを閉じると暗流も含めた放電前にギャップ間静電容量 C_g （初期電荷は 0 C）を充電するからである．放電開始は電界、すなわち、電極間電圧 V_d に依存するので、上記 2 つの初期静電エネルギーの放電を比較するためには初期の電極間電圧を同じにする必要がある．したがって、 $V_{s0} = \frac{C_s + C_g}{C_s} V_{d0}$ より初期充電電圧を設定した．電極間電圧 V_{d0} はそれぞれの初期静電エネルギーの条件を満たし、かつ、球径とギャップ長から計算される絶縁破壊電圧¹⁵⁾ よりも大きくなる必要があることから $V_{d0} = 4.472 \text{ kV}$ とした．

これらの条件の下に、計算は放電後に電子密度が初期電子密度以下になる（放電が完全に消滅する）まで実行された．すなわち、火花放電によって電気エネルギーが電子エネルギー（放電エネルギー）を経て、重粒子のエネルギーへと輸送される過程を模擬することになる．

3 結果および検討

1) 火花放電の電気特性

放電電圧・電流、放電抵抗の時間変化および放電エネルギー（放電によって消費されたエネルギー）を図 3 に示す．火花放電はいずれも高電圧スイッチを閉じて約 3 ns 後に開始している．電流の最高値は数十アンペア程度で通常の火花放電と同様である．電圧波形（図 3(a)）に示すように、放電開始までは放電（電極間）電圧は先に設定した電圧 V_{d0} と等しくなっているが、静電容量が大きいほど回路時定数が長くなるので、電圧の変化がその分だけ遅くなっている．したがって、放電開始後も静電容量 C_s が大きいほど高い電圧を長く維持することになり、この分だけ電子は加速され、より多くのエネルギーが電子に与えられることになる．このことは後に図 4 に示すように電子密度が高くなるだけではなく、ドリフト速度も増加させた．このようにして、 C_s が大きいほど、放電後の放電抵抗（図 3(c)）が小さくなり、放電電流（図 3(b)）も大きくなっている．静電エネルギーは高電圧スイッチのオン抵抗でも消費される．さらに、 C_s が大きいと火花放電後も電圧が残ること（ $C_s + C_g = 20 \text{ pF}$ で 162.9 V）もあることから、すべての静電エネルギーが放電によって消費されない．したがって、放電エネルギーはそれぞれ 0.017 mJ および 0.084 mJ となった．この放電エネルギーが電気（静電）エネルギーから輸送されたエネルギー

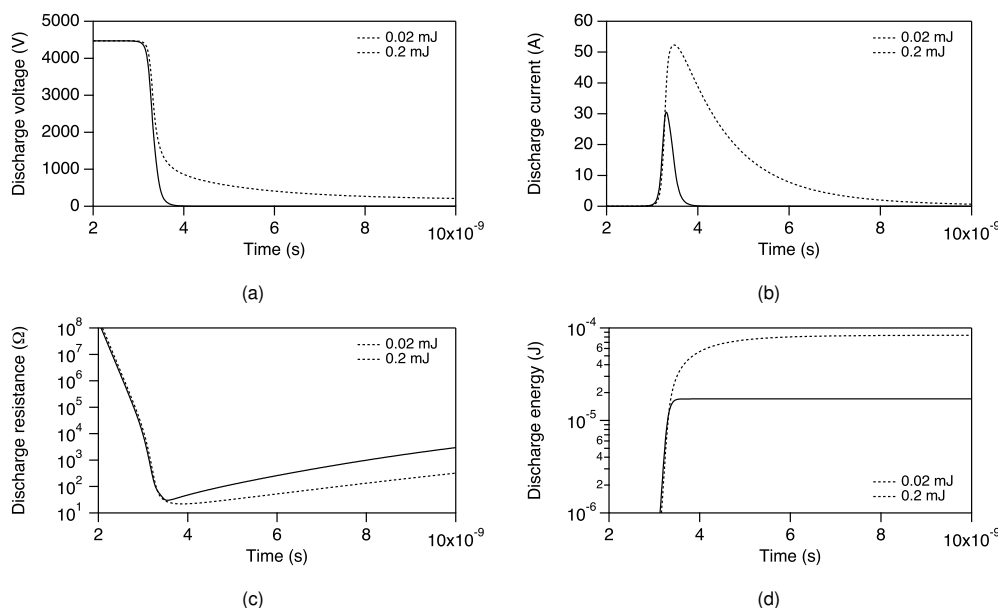


図3 火花放電の放電電圧 (a), 放電電流 (b), 放電抵抗 (c), 放電エネルギー (d)

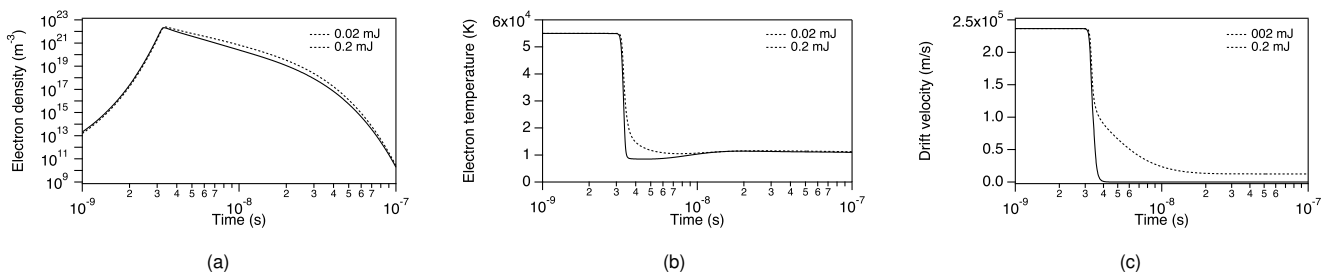


図4 電子密度 (a), 電子温度 (b), 電子ドリフト速度 (c)

に相当する。 $C_s + C_g = 20$ pF では、初期エネルギー 0.2 mJ の半分程度の静電エネルギーしか放電エネルギーに輸送されていないことになる。ここでもエネルギー輸送効率には回路時定数が重要であること⁷⁾を示している。また、初期静電エネルギーを用いて火花放電の着火性を評価する方法は過大評価となることがあるが、このモデルはこの過大評価を修正できることになる。

求められた放電エネルギーと着火エネルギーを直接に比較して着火性評価はできるが、前述したように、空気中での放電における放電電荷を測定して評価する方法³⁾がある。爆発性雰囲気に関する国際規格 IEC 60079 (Explosive atmospheres) シリーズでは、可燃性物質の着火性を、可燃性ガス・蒸気については IIC, IIB, IIA, 粉じんは III という記号を定義して分類している。なお、着火性はこの順に低くなる。水素など着火性が高い IIC のガス・蒸気に対しては放電電荷 10 nC, IIB のガス・蒸気については 25 nC, IIA については 60 nC, III の粉じんでは 100 nC の放電電荷が着火のしきい値となっている³⁾。放電電流の時間積分から求める放電電荷は 8.9 nC (0.02 mJ, $C_s + C_g = 2$ pF) および 86.2 nC (0.2 mJ, $C_s + C_g = 20$ pF) となった。電流制限となる直列抵抗 50 Ω があるため $C_s + C_g = 2$ pF では IIC の着火しきい値の放電電荷よりわずかに小さく、 $C_s + C_g = 20$ pF の電氣的条件

では IIA, IIB および IIC のガス・蒸気において着火することを示したことになる。このようにして、このモデルは着火性評価にも使用できる。

これらの計算をパラメトリックに実施することにより、放電電荷と放電エネルギーの関係、さらに、静電容量 C_s および並列抵抗 R_{on} を変えて計算すれば、この相関関係の回路時定数との依存性も明らかにされるであろう。

2) 放電特性

電子密度、電子温度、電子ドリフト速度の時間変化を図4に示す。電子密度は 10^{22} m^{-3} という熱プラズマといえるほど高い値まで達している。火花放電中の電子温度は数 eV 程度であり、通常の放電にみられる高くも低くもない値である。ただし、1 eV は 11600 K である。電子密度、電子温度、電子ドリフト速度、いずれも静電容量 C_s が大きいほど高くなっており、電子ドリフト速度に顕著に現れている。これは、静電容量が大きいと回路時定数が長くなり、先にも示されたように高い電極間電圧をその分だけ長く保持し、電子が加速される高電界の時間がわずかに長くなるためである。

火花放電中の電子のエネルギー分布関数を図5に示す。放電開始時では、前述したモデル条件から同じ値の電界が電極間に掛かるようにしているため、図5の3 ns に示される

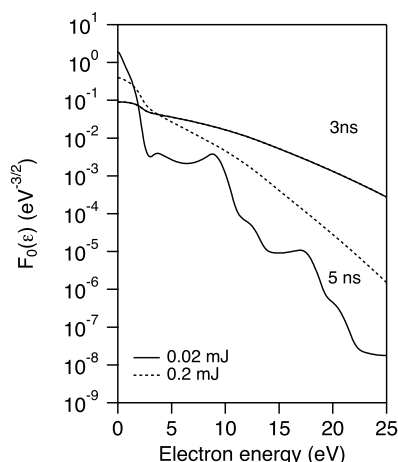


図5 火花放電中の電子エネルギー分布関数

ように電子エネルギー分布関数は同一となる。 $C_s + C_g = 20$ pF では、電圧が減衰するのが遅くなることから電子エネルギー分布関数も静電容量 C_s に依存し、静電容量が大きい場合に長く高エネルギーの電子が残ることを示している。なお、 $C_s + C_g = 2$ pF の 5 ns の電子エネルギー分布に現れる部分的な凸部は、超弾性衝突を考慮しないときには現れないので、超弾性衝突によるものである。このとき高エネルギー電子が減るために電離・励起等の衝突よりも超弾性衝突の割合が増えるためにこれが現れてきている。

放電チャンネルの半径はそれぞれ $162 \mu\text{m}$ ($C_s + C_g = 2$ pF)、 $289 \mu\text{m}$ ($C_s + C_g = 20$ pF) まで成長した。

本報告では、大気圧空気を対象としたが、本モデルは電子衝突断面積データ等を可燃性ガスのもに代えれば可燃性ガス中の火花放電にも適用できる。詳細なデータが存在する水素を対象として水素-空気または水素-酸素混合ガスに適用すれば着火も模擬でき、より正確な着火評価が可能となる。

3) 重粒子特性

式 (5) から求めたガス温度の時間変化を図 6 に示し、式 (4) から計算された重粒子密度の時間変化を図 7 に示す。ガス温度は、火花放電が消滅する 110 ns にそれぞれ 589 K および 709 K にまでに達した。このガス加熱過程は、放電の前半では電子励起した分子の脱励起が支配的で、放電の終わりになると振動励起緩和が支配的であることを明らかにした。火花放電消滅後に電子密度が初期電子密度以下になるまでしかモデリングしていないが、図 6 をみるとガス温度はまだ上昇する傾向がある。図 7 にみられるように窒素の振動励起分子密度が高いことから、この振動エネルギーの緩和によって、さらなる加熱が予測できる。放電後も重粒子の反応速度論的モデルの計算を継続する必要があるであろう。なお、この計算では、回路方程式の計算も含めて最も計算時間を要する電子のボルツマン方程式の計算が不要となるので、実行時間には大きく影響しないであろう。ちなみに、この窒素の振動励起エネルギー緩和も含めて、す

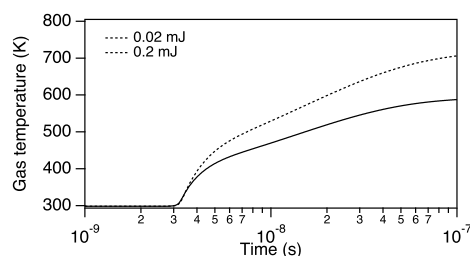


図6 ガス温度の時間変化

べての回転、振動エネルギーが緩和されて熱平衡状態にあると仮定して計算した温度は 799.6 K (0.02 mJ: $C_s + C_g = 2$ pF) および 1259.2 K (0.2 mJ: $C_s + C_g = 20$ pF) であり、放電後はこれらの温度にしたいに近づくことになるであろう。これらの温度は多くの可燃性物質の発火温度以上となる値である。ただし、計算した 110 ns までではこれらの値は飽和に達していないため、重粒子速度論的モデルの計算を先に述べたように放電後も継続すれば、上記の予測なしに正確な温度を計算することができる。ここで用いた反応モデルは発熱反応の正確性を重視するものの簡便化したモデルを用いたので、この計算にはさらに詳細な反応モデルを用いる予定である。

このように、開発したモデルは、着火評価だけでなく、放電エネルギー（電子エネルギー）からガスへのエネルギーへと輸送される過程も調査することができる。

本報告では大気圧空気を対象としたが、反応レートデータ、生成物も含めて重粒子種等を可燃性混合ガスに対応して代えれば、可燃性ガスにも適用できる。本モデルを可燃性ガスに適用して着火シミュレーションに応用すれば、さらに正確な着火性評価が可能になるであろう。逆に、着火エネルギーの計算にも用いることができると考えている。したがって、本モデルはリスクアセスメントにおいて精密な火花放電ハザードとそれによる着火ハザード分析を提供することになる。

4 おわりに

火花放電着火現象をエネルギー輸送の立場から調査する回路方程式による回路モデル、ボルツマン方程式による電子の速度論的モデル、密度・エネルギーバランス式による重粒子の反応速度論的モデルから構成される火花放電の速度論的モデルを開発し、このモデルを大気圧空気中の容量性火花放電に適用した。本モデルは火花放電の着火性評価に必要な放電エネルギー、放電電荷、ガス温度などの物理量をセルフコンシステントに解いているので、得られた計算結果は、既存の実験結果を説明できるほどに妥当なものであった。エネルギー輸送効率は回路時定数に影響され、すべての静電エネルギーが放電エネルギーへと輸送されないこともあることを示し、本モデルによる着火性評価はこれまでの過大評価を修正できることを示した。ガス加熱過程の主たる過程は、電子衝突で励起された電子励起および振

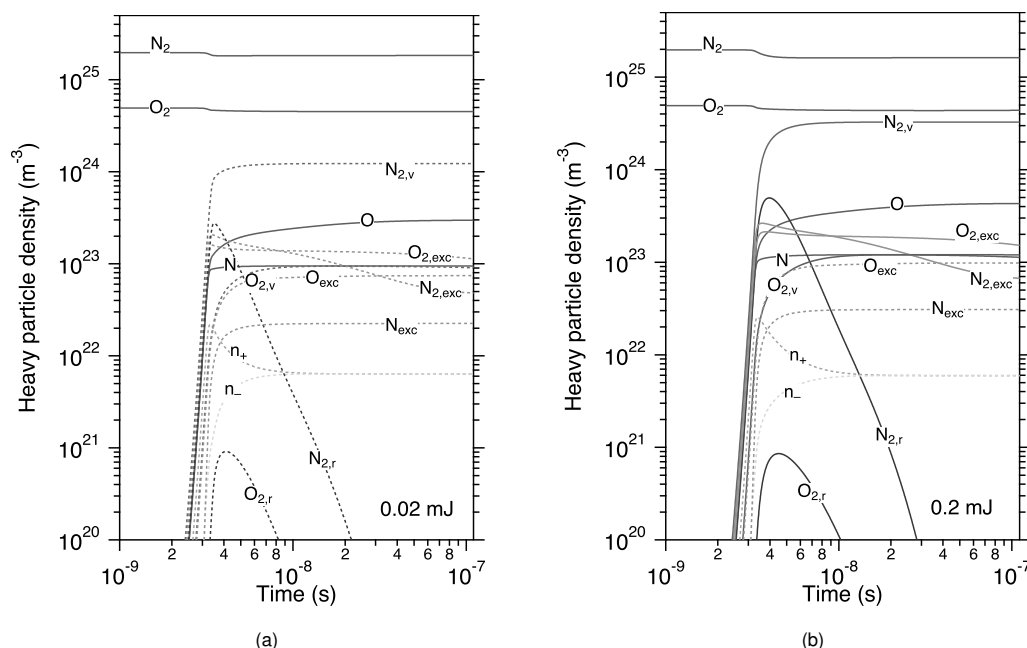


図7 重粒子密度の時間変化 (a) 0.02 mJ: $C_s + C_g = 2$ pF, (b) 0.2 mJ: $C_s + C_g = 20$ pF. 図中のシンボルの下付添字 r, v, exc は回転, 振動, 電子励起を示しており, 例えば $N_{2,v}$ は窒素分子の振動励起種の全密度を示す. n_+ , n_- はそれぞれ正・負イオンの全密度を示す.

動励起原子・分子の脱励起によるエネルギー緩和であることがわかったなど, シミュレーションの継続により静電エネルギーから放電(電子)エネルギーを経て, ガスのエネルギーへと輸送される過程が明らかにされていくであろう. 可燃性混合ガスに適用すれば着火エネルギーの計算にも用いることができる. 計算された放電エネルギーからだけでなく, 空気中での放電電荷の測定から着火性を評価する方法があるが, 計算放電電荷でも十分に評価できることがわかったことから, この開発モデルは着火性を評価できることを示した.

今後の課題は, エネルギー輸送および放電電荷と放電エネルギーとの関係の回路依存性の詳細な調査, 可燃性ガスに適用した火花放電着火シミュレーションおよび本モデルの高精度の着火性評価への応用である.

参考文献

- 1) A. Ohsawa: Statistical analysis of fires and explosions attributed to static electricity over the last 50 years in Japanese industry, J. Phys.: Conf. Ser. 301 (2011) 012033 (6pp).
- 2) 労働安全衛生総合研究所技術指針, JNIOOSH-TR-№.42, 静電気安全指針 2017, 2017.
- 3) IEC 60079-32-1, Explosive atmospheres – Part 32-1: Electrostatic hazards, guidance, 2013.

- 4) IEC 60079-32-2, Explosive atmospheres – Part 32-2: Electrostatic hazards, Tests, 2015.
- 5) U. von Pidoll, E. Brzostek, and H-R. Froechtenigt, Determining the incendivity of electrostatic discharges without explosive gas mixtures, IEEE Trans. Ind. Applicat., 40 (2004) 1467–1475.
- 6) IEC 60079-11, Explosive atmospheres – Part 11: Equipment protection by intrinsic “i”, 2006.
- 7) 大澤敦, 大内幹夫: 火花点火回路の点火限界曲線の考察, 第25回静電気学会全国大会, 静電気学会講演論文集'01 (2001) 267–270.
- 8) B. Lewis, G. von Elbe: Combustion, flames and explosions of gases, 2nd Ed., Academic Press, New York, 1961.
- 9) K.L. Kaiser: Electrostatic discharge, CRC Press, Boca Raton, 2006.
- 10) M. Capitelli, C.M. Ferreira, B.F. Gordiets, A.I. Osipov: Plasma kinetics in atmospheric gases, Springer, 2000.
- 11) LXcat, <http://nl.lxcat.net/home/>.
- 12) P.M. Mul, J. Wm McGowan: Merged electron-ion beam experiments III. Temperature dependence of dissociative recombination for atmospheric ions NO^+ , O_2^+ and N_2^+ , J. Phys. B 12 (1979) 1591–1601.
- 13) I.A. Kossyi, A.Yu. Kostinsky, A.A. Matveyev, V.P. Silakov: Plasma Sources Sci. Technol. 1 (1992) 207–220.
- 14) E. Marode: The mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane. I. Experimental: Nature of the streamer track, J. Appl. Phys. 46 (1975) 2005–2015.
- 15) A. Pedersen: On the electrical breakdown of gaseous dielectrics, IEEE Trans. Electr. Insul. 24 (1989) 721–739.