

平等電界火花放電における静電エネルギーと発光スペクトルの関係 —非接触光測定による静電スパークの着火能力評価方法の開発—

三浦 崇*1

静電気による火花放電は火災や爆発を引き起こす原因となりうる。可燃性物質の着火性は、最小着火エネルギーで代表されるように、着火に至る火花放電の静電エネルギーの大きさを評価している。一方、現場などで実際に起こる火花放電の着火能力も同様にその静電エネルギーの大きさを評価できることになるが、電気回路や電荷の保持状態などが不明であるため、状況や条件などからエネルギーを算出することが難しい。そこで、別の角度からのアプローチとして、非接触光測定による火花放電の静電エネルギー推定手法の実現可能性について検討した。容量性回路と移動電極による静電気放電を模擬した平等電界火花放電において、静電エネルギーによる発光スペクトルの変化について詳しく調べた結果、励起窒素原子の輝線強度に対する励起窒素原子イオンの相対輝線強度が静電エネルギーに伴って増加することが明らかとなった。

キーワード: 空気絶縁破壊, 静電気放電, 容量性回路, 最小着火エネルギー, プラズマ分光分析

1. 背景と目的

静電気による気中絶縁破壊によって生じる火花放電（静電スパーク）は、可燃性物質を着火させることがあるため、爆発や火災の原因となる。近年は、年間約 100 件に及ぶ静電スパークによる火災が毎年報告されている¹⁾。

放電の種類（火花、コロナ、ブラシ、浴面、コーンなど¹⁾）は帯電体の電気抵抗率、平坦面か粉体か、などによって分類されている。その中で火花放電は最もその機構が単純で理解が進んでおり、ガス・蒸気、粉体と幅広く可燃性物質の着火エネルギーの測定に使われている²⁾。

雰囲気酸素濃度や粉じん濃度などが爆発範囲にあれば、火花放電で着火するか否かは火花放電を引き起こした静電エネルギーが強く関係し、エネルギーが高いほど着火しやすい傾向にあり、着火現象にはエネルギーの閾値があると考えられている。ただし、可燃性物質の濃度や電極間距離によってその値は変化する。

火花放電によって可燃性物質が着火するとき、その放電を発生させる最も低い静電エネルギーが可燃性物質ごとに測定され、この最小着火エネルギーの大きさにより可燃性物質の着火性が評価されている。これは可燃物が持つリスクとして、火災や爆発の防止のために考慮されている²⁾。

一方、着火原因となる火花放電は、電位差が数 kV で数 mm の電極間距離で起こり、パッシェン則によく従う。その静電エネルギーは 0.01 mJ から 100(または 1000) mJ の範囲におよぶ²⁾。

ある火花放電の静電エネルギーを測ることができれば、その放電の着火能力の高さを評価できるはずである。しかし、実際に起こる火花放電では、最小着火エネルギーを測定する時のように回路と電氣的条件から静電エネルギーを決めることは困難である。

空気中での火花放電は発光を伴い、その発光は放電エネルギーによる原子分子の電子的励起（放電電流の電子衝突による分子の解離や電子的励起原子・イオン生成）の結果である。この電子的励起の状態を決めるのに静電エネルギーは重要な役割を果たすはずである。本研究課題では、静電気放電の光学的な測定による静電エネルギー推定方法の開発を目的として、静電エネルギーと発光スペクトルとの関係を研究している。静電エネルギーが推測できれば、火花放電の着火能力の光学的判定手法の確立につながると期待できる。

例えば、歩行などに伴い衣服の帯電 (+/-) が増加していき、人体の持っていた電荷 (-/+) だけでは中和できなくなると、ドアノブに手をかける寸前に空気絶縁破壊が起きて中和に必要な電荷 (-/+) を取り込む。人は音や光の大きさ、指への刺激の強さなどでこの時起こった火花放電の大きさを感覚的にとらえている。ここでは、発光スペクトル分析のような客観的な方法で火花放電の静電エネルギーを推定し、最小着火エネルギーと比較することで可燃性物質に対する着火可能性を評価することを目指している。

本研究では、容量性回路と移動電極によって静電気による火花放電を模擬した。平等電界火花放電発生装置を作製し、静電容量と印加電圧によって静電エネルギーを変え、発光スペクトルを測定した。静電エネルギーと関係があるスペクトル成分として、励起窒素原子とイオンに起因した輝線を特定できた。それらの強度比の静電エネルギー依存性とその性質を応用した光学的手法による静電エネルギー推定法の可能性について報告する。

2. 実験方法

実験装置の概略（回路）を図 1 に示す。静電気によって接近時に起こる火花放電を研究対象とするため、静電エネルギーを蓄えるコンデンサと位置を制御できる球ギャップ電極で構成される回路を作り、大気圧下の空気中で実験を行った。気温は 24~27°C、相対湿度は 37~75% の

*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 三浦崇*1

E-mail: miurat@s.jniosh.go.jp

範囲であった。作製した装置の写真を図2に示す。

火花放電は次のようにして発生させる。まず、電極間を3 mmとし、静電容量 C のコンデンサ（村田製作所製，中高圧セラミックコンデンサ，定格電圧 DC 6.3 kV）に印加電圧 V で充電する。次に，接地電位に接続した電極をコンデンサの高電圧に接続した固定電極に向かって一定の速度で移動させる。接近にともない火花放電が発生する。電極は 50 マイクロメートルまで接近した後に引き戻される。放電発生およびスペクトル測定は暗室内で実施した。放電の発生状況を示す画像として，照明下で前述の過程を動画を記録し，放電した瞬間の動画の一コマを図3に示す。

電極はステンレス製で，放電面は曲率半径 7 mm の球面とした。本実験での印加電圧範囲では，電極間距離が 2 mm 以下での放電となった。球ギャップである場合，電極間距離が球の直径以下であれば平等電界が得られるとされている³⁾。平等電界での火花放電は，大気湿度や他物体が火花電圧に及ぼす影響は小さく，火花の遅れが小さく，火花電圧の不整は数%程度とされており，電気的に安定な火花放電を繰り返し発生させることができる。

高電圧に接続した電極は実験台に固定し，接地電位に接続した電極は駆動ステージ（Zabor 社製，ステッピングモーターによる駆動）に搭載して，電極間の接近・引き離しをパソコンで制御した。電極の移動速度は，0.9 mm/s または 2.6 mm/s とした。事前の検討で速度 0.14 mm/s から 5 mm/s までの範囲では，放電現象等に違いがないことを確認している。

コンデンサの容量は 47, 100, 470, 1000 pF から一つ選定して回路に組み込んだ。仕様によれば，絶縁抵抗はいずれも 10000 MΩ 以上である。コンデンサの充電では，高電圧電源の出力端子に 100 MΩ の電気抵抗を接続し，これを通して裸導線に直接接触させることで緩やかに充電した。高電圧の極性を正として，正極性の火花放電を測定対象とした。本報告では，設定したコンデンサの静電容量と印加電圧から静電エネルギー E は $CV^2/2$ ，また，放電前の電荷量，すなわち蓄積電荷量 Q_{acc} は CV に基づいて計算した。

火花放電の電流は静電誘導式の電流プローブ（テクトロニクス社製 TCP312+TCPA300，定格最大ピーク電流 50 A）で測定し，デジタルオシロスコープで電流の時間変化を記録した。放電した電荷量 Q_{dis} は電流波形を時間で積分して求めた。

放電ギャップから約 10 cm 離れた場所に配置したループアンテナで放電による電磁ノイズを検出し，TTL 信号に変換した。電極の動き出しから電磁ノイズ発生までの時間をデータ収集（DAQ）システム（National Instruments 社製，時間分解能 0.04 ms，ソフトウェア LabView による制御）で測定した。この時間は電圧に依存して変化するが，およそ 2~3 秒であった。動き出しと DAQ の測定開始との遅延時間が誤差の要因であるが，これは約 10 ms と推定され，また再現性もあるので，その影響は相対的にかなり小さい。原理的には，この時間と移動速度から

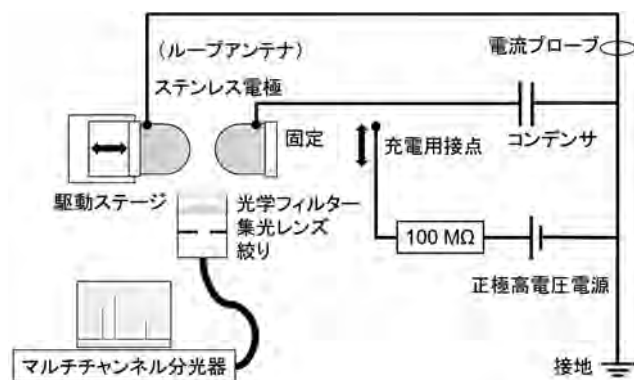


図1 実験装置の概略図

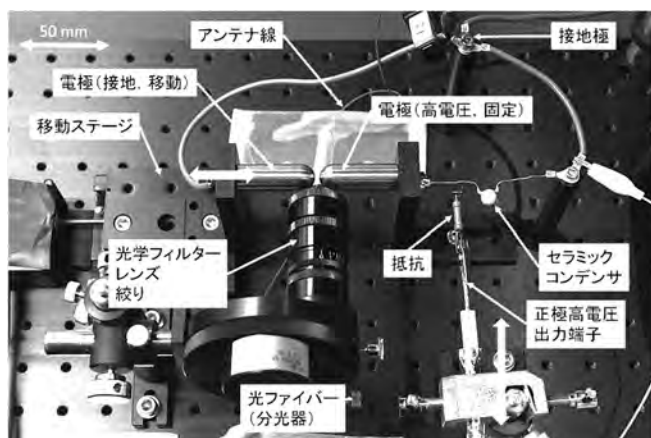


図2 作製した実験装置

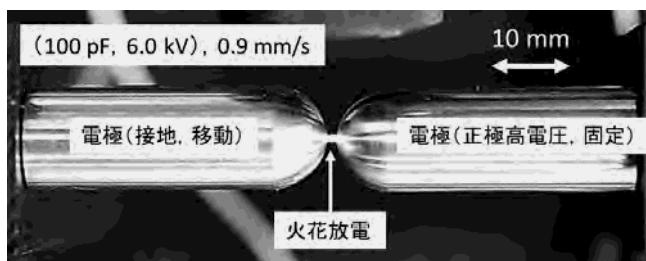


図3 (100 pF, 6.0 kV) での火花放電

放電時の電極間距離が計算できる。しかし，今回の実験設備では時間や速度の確度が不十分と考えられたため，正確な放電ギャップを得ることはできなかった。放電ギャップを概算したところ，空気の絶縁破壊に対するパッシェン則を大きく逸脱する様子は見られなかった。

火花放電の発光スペクトルは，波長 400 nm 以下の紫外線を遮断する光学フィルター，集光レンズ，絞りを通してマルチチャンネル分光器（浜松ホトニクス社製 PMA-11，背面照射型 CCD，測定波長範囲 200-960 nm，分解できる波長幅~1.6 nm）で測定した。実験した静電エネルギー領域の火花放電では，紫外線の放射強度が高く，波長 400 nm 以上の領域を分析対象とするためには，光学フィルターで紫外線を遮断する必要があった。スペク

トル測定の露光時間は放電時間よりも長い必要があるが、S/N比を高めるためにはなるべく短い方が望ましい。しかし、放電がいつ起こるか予測できないため、電極の接近過程の動き始めから停止するまでの2~3秒の間、露光時間50msの測定を連続で繰り返して全てを記録した。スペクトルは途中の1測定だけで検出された。

3. 結果

1) 火花放電の電流波形

図4, 5に(C, V)の組み合わせで、(47 pF, 1.5 kV) (47 pF, 6.0 kV)による火花放電で回路に流れた電流の時間変化の測定結果をそれぞれ示す。同じ実験を10回繰り返し、そのうち5回の測定結果を重ねてプロットした。電流の立ち上がりから最初に0になるまでの時間を放電時間と定義すると、図4, 5がそれぞれ示すように、その値はほとんど変動がなかった。(47 pF, 3.0 kV)でも

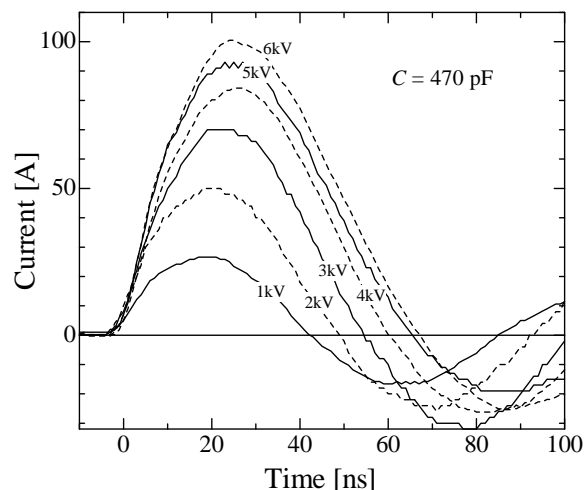


図6 電流波形の電圧依存性

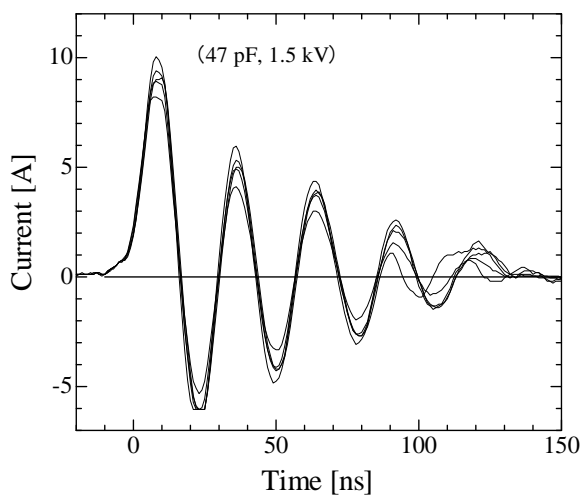


図4 (47 pF, 1.5 kV)の電流波形 (測定数 5)

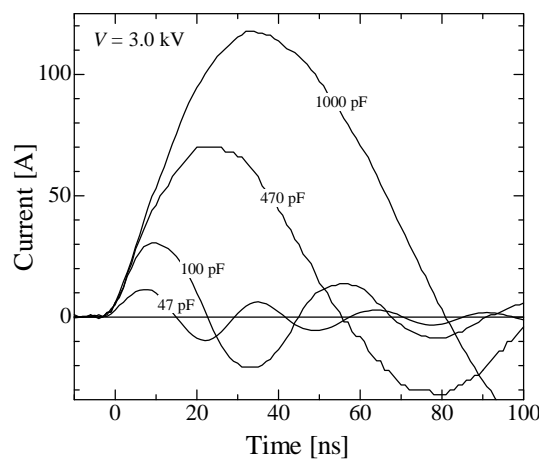


図7 電流波形の静電容量依存性

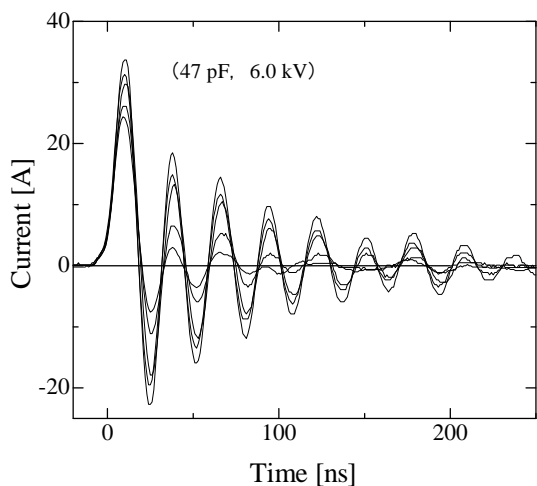


図5 (47 pF, 6.0 kV)の電流波形 (測定数 5)

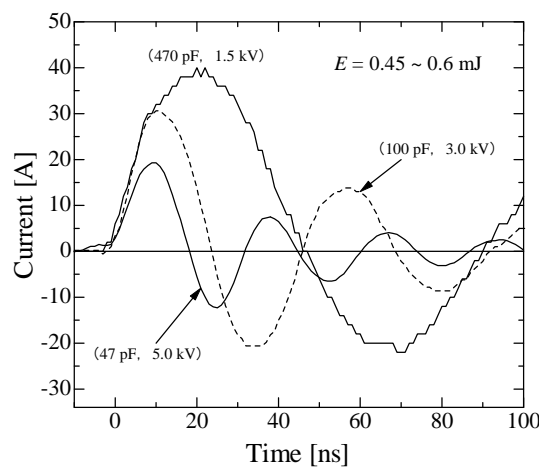


図8 静電エネルギー約0.5 mJでの電流波形

同様の実験を行い、同程度の放電時間の再現性を確認した。

しかし、最大電流値（図4では8-10 A、図5では25-35 A）については、1.5 kV の場合で変動幅は±10%、6.0 kV の実験では±17%とやや大きかった。3.0 kV では±10%以内の変動幅であった。

図6に静電容量470 pFにおける電流波形の印加電圧依存性を示す。電流値が定格を超えているので、値の精度は低い可能性があるが、印加電圧が高いほど最大電流値は高くなり、放電時間もわずかに長くなる傾向があった。他の静電容量でも同様であった。

図7に、印加電圧3.0 kVにおける放電の電流波形の静電容量依存性を示す。静電容量が大きくなると放電のピーク電流が高くなり、また放電時間も長くなった。

図8に、静電エネルギーが近い0.45~0.59 mJとなる静電容量と印加電圧の組み合わせ（47 pF, 5.0 kV）、（100 pF, 3.0 kV）、（470 pF, 1.5 kV）における火花放電の電流波形を示す。それらの値から静電エネルギーと蓄積電荷量（ E , Q_{acc} ）を計算すると、（0.59 mJ, 235 nC）、（0.45 mJ, 300 nC）、（0.53 mJ, 705 nC）となる。静電エネルギーをおよそ同じ値にした場合、電荷量が大きいほど放電時間は長くなった。

2) 火花放電の発光スペクトル

静電容量を定め、印加電圧を変えながら、静電エネルギーの異なる火花放電のスペクトルを測定した。静電容量を470 pFとして、印加電圧を1.0 kVから6.0 kVまで1 kVおきに測定した発光スペクトルを図9に示す。静電エネルギー範囲は0.24 mJから8.5 mJまでとなる。

縦軸の発光強度は、波長822 nmの輝線強度を1として規格化した。この822 nmを含む図中に○で示した4つの輝線（バンド）は励起窒素原子からの比較的強度の高い主な発光で、一般的にN Iと表示される。また、図中に×で示したいくつかの輝線は励起窒素1価イオンからの発光であり、N IIと表示される。その他、励起酸素原子からのO I（波長666 nm）、励起水素原子からのH α 線（波長656 nm）が原子スペクトル表により同定された。

これらの輝線以外にも、プラズマ中の制動放射による連続スペクトルが観測され、550 nm以下で波長が短くなるほど強度が増した。550 nmから960 nmの範囲ではほぼ一定量を示し、ベースラインを形成している。

図9の測定結果が示すように、静電エネルギーが増すにつれて、N II（×）の輝線強度が相対的に高くなった。N IIの中で波長500 nmの輝線の発光強度が最も高かったため、これを分析対象とした。

図9の印加電圧2.1, 4.1, 6.0 kVの測定で、波長500 nm付近と822 nm付近を拡大したスペクトルを図10にそれぞれ示す。波長500 nmのN IIの輝線は、波長表から、499.436, 500.148, 500.515, 500.732, 501.062 nmの5本の輝線による重ね合わせ（N IIバンド⁴⁾）と考えられ、分光器の波長分解能のため1本にまとまっている。したがって、波長497.3 nmから503.3 nmの範囲を積分し、ベースライン（一律左端の497.3 nmの強度）を差し

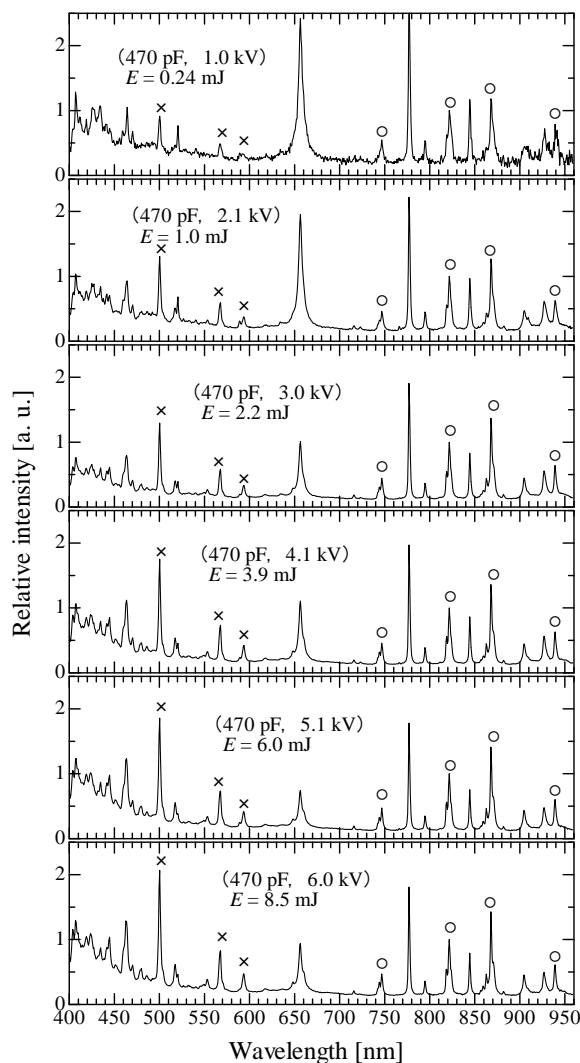


図9 放電スペクトルの電圧依存性

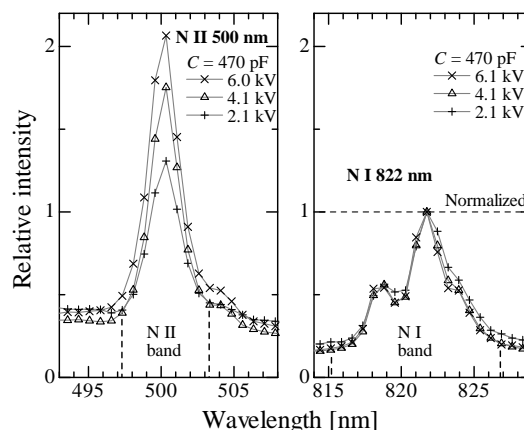


図10 N Iに対するN IIの相対強度の電圧依存性と積分範囲

引いた値を N II の輝線強度とした。N I についても同様に、822 nm 付近の N I バンド (818.487, 818.802, 821.634, 822.314, 824.239 nm) ⁴⁾ を対象として、波長 815.2 nm から 826.9 nm の範囲を積分し、ベースライン (一律左端の 815.2 nm の強度) を差し引いたものを N I の輝線強度とした。

N I 輝線に対する N II 輝線の相対強度を強度比 (N II/N I) と定義し、これを測定したスペクトルごとに計算した。

3) 静電エネルギーに対する輝線強度比 (N II/N I)

図 11 に静電エネルギーに対する強度比の測定結果を示す。横軸の静電エネルギーは対数軸で表示した。設定した静電容量と測定時の条件 (気温と相対湿度) ごとに記号を変えてプロットした。本研究での静電エネルギー範囲は (47 pF, 1.0 kV) の場合が最小で、(1000 pF, 5.5 kV) が最大であった。よって、約 0.02 mJ から 20 mJ までのおよそ 3 桁にわたる範囲での測定となった。

測定した全てのスペクトルで、N I の輝線は図 10 で示したような明確なピークが観測されたが、印加電圧が低い場合には、N II の輝線はほとんど観測できないこともあった。このような測定結果では、強度比は ± 0.05 以内となった。例えば、図 9 の (470 pF, 1.0 kV) の 0.24 mJ では強度比は 0.35 である。また、(470 pF, 6.0 kV) の 8.5 mJ では 1.1 である。逆に、強度比が 0.1 以上の場合は、N II のピークはスペクトルに明瞭に現れている。

4. 考察

1) 蓄積した電荷量に対する放電の割合

静電容量 47 pF における、印加電圧 1.5 kV (図 4), 3.0 kV, 6.0 kV (図 5) で各 10 回測定した電流波形から計算した放電電荷量と帯電電荷量の比、すなわち、放電率 ($Q_{\text{dis}}/Q_{\text{acc}}$) を図 12 に示す。図 4 と図 5 で示したように、電流プローブの定格電流値 50 A を超えない測定では、放電率は 0.8~1.2 の範囲となった。1.0 とならない原因は、電流波形の測定精度、静電容量値の確度不十分、コンデンサでの放電後の電荷の残留などが考えられる。

静電容量を 470 pF や 1000 pF として、印加電圧を 1 kV から 6 kV とした場合、最大電流値が測定器の定格を超える 100 A に達する波形となった。同様の計算をしてみると、放電率は 1.0~1.6 となった。放電量が帯電量を 60% 近くも超えた結果については、電流プローブの定格外使用による可能性も考えられるが、少なくとも蓄積した電荷は高い割合で放電していると推測でき、コンデンサに蓄積した静電エネルギーが放電現象に十分寄与していると考えて良い。

2) 強度比と静電エネルギーの関係

図 11 に示した実験結果から、静電エネルギーが高いほど、強度比が大きくなる傾向が明らかになった。強度比が大きいということは、放電プラズマ中に励起窒素イオンが相対的に多く発生していることを意味しており、静電エネルギーの増加にともなって、より高いエネルギー

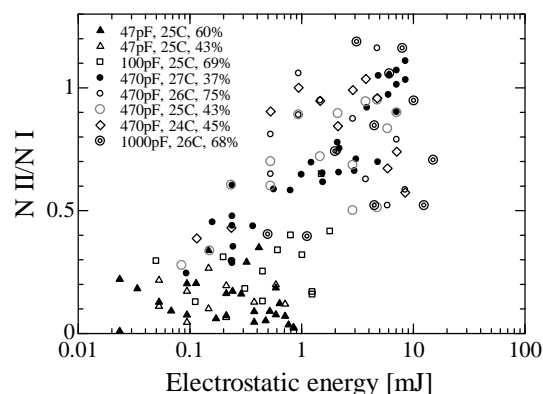


図 11 強度比の静電エネルギー依存性

準位にある電子的励起がプラズマ中に含まれる割合も高くなるためである。すなわち、静電エネルギーが高いほど、プラズマの温度が高くなったと推測できる。

図 11 の測定結果に基づいて、火花放電発光のスペクトル分析から放電のもとになった静電エネルギーを推定する場合、対象となる火花放電のスペクトルに N II (例えば波長 500 nm) の輝線が観測されたら、その放電の静電エネルギーは 1 mJ を超えている可能性がある。また、例えば、スペクトルから強度比 0.5 を得た場合、静電エネルギーは 0.1 mJ から最大 10 mJ までの範囲であったと推測できる。

ただし、対象となる放電の電圧は 6 kV 以下に限定される。また、発光スペクトルから強度比を算出し、図 11 の実験結果から静電エネルギーを求めようとすると、その推定範囲は 2 桁にもおよぶ。現象を理解し、推定の精度をさらに高めるためには、同じ静電エネルギーであっても強度比が大きく異なる、つまり、図 11 が示すような測定点が縦に幅広く分布する原因について考察する必要がある。本研究では、印加電圧の影響と発光現象の不安定性について、さらに詳しく測定データを分析した。

3) 電圧別の分析

図 11 で示した実験データを印加電圧区分別に分類し直した結果を図 13 に示す。電圧は 2 つのグループに分類した。印加電圧が 3.5 kV 未満を 0.6-3.4 kV グループとし、図中の○で示した。3.5 kV 以上を 3.5-6.0 kV グループとして×で示した。

この結果、電圧が高いグループの強度比が系統的に下方にずれており、強度比と静電エネルギーとの関係は印加電圧に依存することが明らかになった。これは、全く同じ静電エネルギーの火花放電でも、放電電圧によって強度比が異なることを示している。つまり、静電エネルギー依存性 (図 11) が広く分布する原因の一つは、エネルギーが同じでも電圧に違いがあるためである。

図 13 の結果によると、同じ静電エネルギーであっても、印加電圧が低いほど強度比が高く、つまり、N II の強度が相対的に強いという結果となった。この理由は本研究では解明できていないが、電圧が低い方が気中絶縁破壊の放電ギャップは短くなるため、定性的には、放電

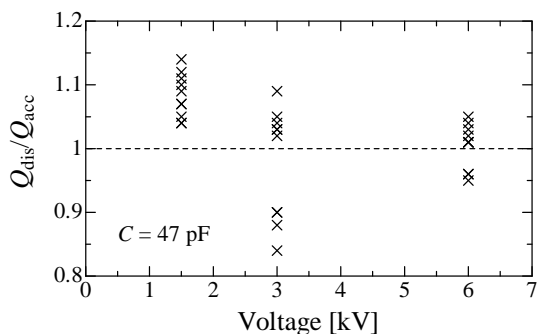


図 12 放電率

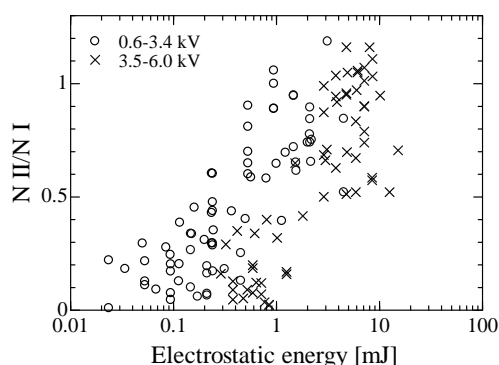


図 13 強度比と静電エネルギーの関係の電圧依存性

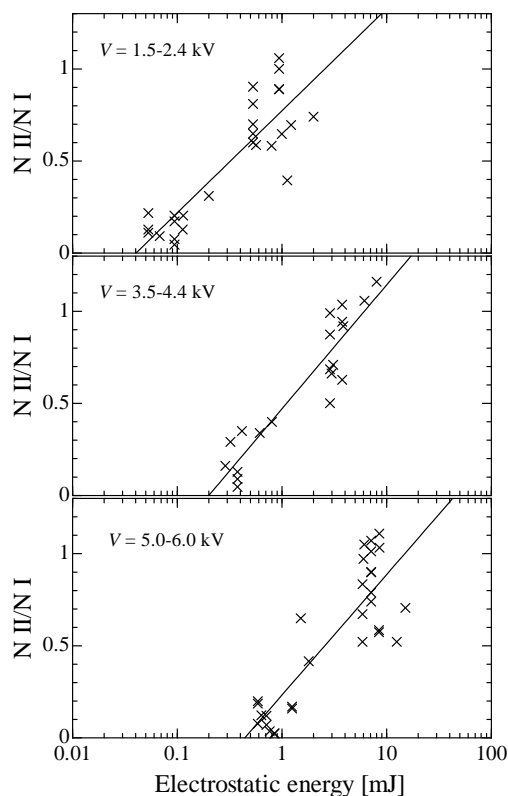


図 14 電圧区分別、強度比と静電エネルギーの関係

路における単位長さあたりに付与される静電エネルギーが大きくなる。したがって、同じ静電エネルギーでも印加電圧の低い放電ではエネルギーの空間密度が高まり、窒素イオンからの放射 (N II) が相対的に高く、すなわちプラズマの温度が高い、と解釈することができる。これは、火花放電の電極間距離が長くなると、最小着火エネルギーが高くなる現象⁵⁾との関連性も示唆している。

エネルギーの時間的密度についての考察では、振動している放電波形の測定結果から考えると、第3章1)で定義した放電時間が実際の放電持続時間とおそらく一致しないまでも、図8が示すように、ほぼ同じ静電エネルギーでも、静電容量が小さく、かつ印加電圧が高いほど、放電経路は長くなる一方で、放電持続時間は短くなる。したがって、同じ静電エネルギーの場合、印加電圧が高いほどエネルギーの時間的な密度は高まることになる。しかし、実験結果では、電圧が高いほど強度比は下がったため、放電持続時間はプラズマの加熱に対して空間的密度よりも影響はかなり小さいと考えられる。

図14に、2 kV、4 kV、5.5 kV を中心に±0.5 kV で電圧範囲を絞ったときの、強度比の静電エネルギー依存性を示す。対数関数でフィッティングした結果を図中に直線でそれぞれ示した。対数関数は測定結果の傾向をよく表しているが、理論的な裏付けはない。結果が示すように、強度比に加えて、火花放電の電圧を±0.5 kV の範囲で測定できれば、1桁以内の範囲(精度)で静電エネルギーが推定できる。

大気圧下での火花放電では、放電ギャップと絶縁破壊電圧との関係はパッシェン則としてよく知られている。スペクトルに加え、例えば、画像の取得などによって放電路の長さを測定できれば、全て光学的な測定方法により、図14で示した実験結果に基づいて火花放電の静電エネルギーを決定できる。

4) 放電の電気的特性と発光現象の再現性

図14が示すように、エネルギー範囲を限定したとしても、例えば、5.0-6.0 kV グループの10 mJ 付近の測定値は、強度比で0.5から1.2程度まで分布している。強度比の測定値の変動が、光学的手法による静電エネルギーの測定の誤差への直接的な影響となる。

第3章1)で述べたように、本研究では(47 pF, 1.5 kV)、(47 pF, 3.0 kV)、(47 pF, 6.0 kV)の3つの実験をそれぞれに10回単純に繰り返し実施した。測定ごとに、電流波形からは電気的特性(放電率、最大電流値、放電発生までの時間)、スペクトルからは発光現象(波長範囲400-960 nmでの全発光量、輝線強度比N II/N I)をそれぞれ分析し、その結果をもとに不安定性について考察する。

電気的特性をみると、放電率(図12)の変動幅は±15%であった。最大電流値の変動幅は6 kVの実験で±17%

(図5)、1.5 kV(図4)と3.0 kVでは±10%であった。また、電磁ノイズの検出によると、電極の動き出しから放電発生までの時間の変動幅は±10%以内となり、すなわち、火花放電の電場の変動幅も同程度と推測される。球ギャップの平等電界による火花放電は安定性が高いこと

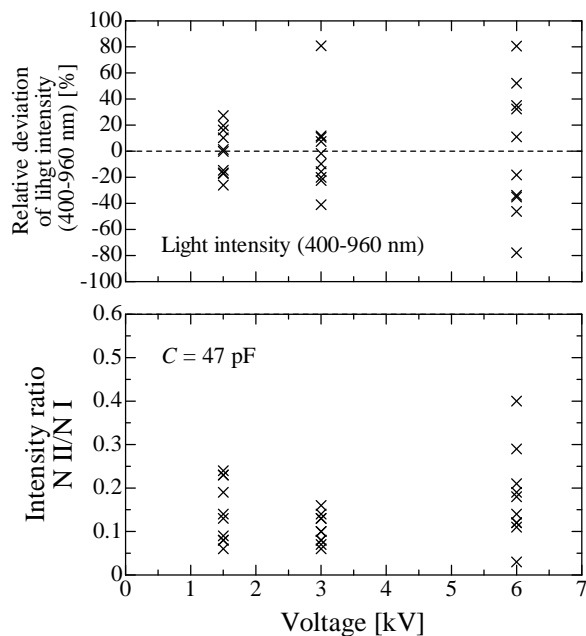


図 15 発光特性の変動

が知られているが、本研究でも火花放電の電気的特性は $\pm 20\%$ 以内の再現性が確認できた。

一方、発光現象の再現性として、印加電圧ごとに分類した全発光強度の平均に対する相対的な偏差(%), および強度比を図 15 にそれぞれ示す。発光強度と強度比については、その変動幅は電気的特性に比べるとかなり大きい。発光強度は、10 回の測定の平均値に対して、 $\pm 80\%$ の範囲に広く分布している。また、静電エネルギーの推定で重要になる強度比についても同じ実験を繰り返す中で、標準偏差の相対誤差でみても $\pm 60\%$ 以内と大きく変動している。これらの変動と明確に同期する放電の電気的特性は確認できなかった。

帯電体接近時の空気絶縁破壊による火花放電では、放電の電気的特性には再現性がある中で、発光現象の再現性が低いものとなった。この性質が、印加電圧の範囲を狭めても、ある静電エネルギーに対して強度比の分布範囲が広がっている原因である可能性が高い。これは、放電が気体を同じ温度まで加熱しているにもかかわらず、発光スペクトルが異なるのか、もしくは、スペクトルは正確に気体の加熱を表しているが、加熱の再現性の方が低いため、という電気放電による着火現象の本質に関わる問題も含まれる。発光現象を大きく変動させる要因についても詳しく研究する必要がある。

5. まとめと今後の課題

静電気放電を模擬した電極接近時の平等電界火花放電において、静電容量と印加電圧によって静電エネルギー

を制御した火花放電の発光スペクトルを測定し、エネルギーとスペクトルとの関係を調べた。

- 1) 静電エネルギーを変えると、励起窒素原子からの輝線(N I)強度と輝線励起窒素 1 価イオンの輝線(N II)強度の比率も変化するという特性があることを見出した。
- 2) 静電エネルギー0.02 mJ から 20 mJ の範囲において、静電エネルギーに伴って、N I 強度に対する N II 強度、すなわち、強度比(N II/N I)が高くなることが明らかになった。
- 3) この関係は、放電の電圧にも依存することが明らかになった。
- 4) 放電路の長さが分かれば、パッシェン則から放電の電圧が推測できるため、火花放電の画像と分光を測定すれば、その放電の静電エネルギーを推定できる可能性がある。

本研究の結果を踏まえて、今後の課題について述べる。

- 1) 現実の静電気放電では 20 kV を超えることも希ではない。実用のためには、より高い電圧範囲までの実験結果が必要である。
- 2) 放電路の長さを正確に測定し、放電での静電エネルギーの空間的密度を測定し、スペクトルとの関係を詳しく調べる必要がある。
- 3) 現実の火花放電では、不平等電界での放電による着火もあり、最小着火エネルギーの測定装置でも、針状電極が使用される。原子分子の電子的励起現象には電界強度やその分布が影響を与えると考えられ、同時に発光スペクトルも変化する可能性がある。球面電極の平等電界の対極として、針状電極を用いた不平等電界での火花放電についても、静電エネルギーと強度比の関係を調べる必要がある。
- 4) コーン放電、沿面放電など、不導体の表面帯電による放電でも発光分析だけで放電に寄与した静電エネルギーが推定できるかについての可能性を探る。
- 5) 放電の電気的特性の安定している中で、発光現象が大きく変動したが、光測定から静電エネルギーを推定するにあたっては大きな誤差につながる。その原因についてさらに詳しく研究する必要がある。

参考文献

- 1) 児玉勉：「静電気による爆発とその防止対策」電気設備学会誌, Vol. 29, No.8, pp.624-627 (2009)
- 2) 静電気安全指針 2007, JNIOOSH-TR-No.42(2007)
- 3) 「電離気体論」, 第 27 版, 電気学会 (1997)
- 4) J. E. Sansonetti and W. C. Martin: Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data, J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 34, pp.1885 (2005).
- 5) 火災便覧新版, 日本火災学会編, 共立出版株式会社(1984)