UDC 537.311 : 621.3.035.2 : 537.533.2

論 文

61-A42

液体窒素中の針対平板電極における高電界伝導特性の極性効果

正 員 花 岡 良 一 (金沢高専)

正 員 石 橋 鏐 造 (金沢大)

正 員 高 嶋 武 (金沢大)

1. ま え が き

液体絶縁物中の伝導・破壊現象に関する研究は古くから行われ、多くの因子がこれらの現象に関与することが指摘されている⁽¹⁾⁽²⁾。ところで液体中のキャリア発生ならびにその輸送に関してはいまだ不明な点が多い。Coelho 氏⁽³⁾および Schmidt 氏⁽⁴⁾らは、液体絶縁物中に置かれた負針-平板電極において、印加電圧を次第に上昇すると、暗流に続いて、ある電圧値で突然の電流急増が発生することを報告している。一方、Green 氏⁽⁵⁾および Lewis 氏⁽⁶⁾らは、陰極からの電子放出に関する研究において、陰極前面に正イオン層を仮定し、この正イオン層による電界が印加電界に重畳され、その結果、Fowler-Nordheim の理論⁽⁷⁾に基づく電子放出が生ずるとしている。

先に著者ら⁽⁸⁾は、液体窒素 (LN₂) 中の負針-平板電極において、針端曲率半径が 50 μm 程度の場合でも、Coelho 氏⁽³⁾と同様な電流急増が生ずることを実験的に示し、また陰極前面に形成される正イオン層を考慮した電子放出機構を用いて、実験結果の定量的な解析を行った。同時に以下の事項も明らかにした。①クライオスタットに LN₂ を導入する際の流動帯電により正イオンが生じ、この正イオンは長時間にわたり試料の LN₂ 中に残存する。②この正イオンは電極系の接地時間 (T_e) の経過とともに減少する。③電流急増が生ずる電圧 (V_{0n}) は T_e の増加とともに上昇する。

今回、新たに LN₂ 中の正針-平板電極で実験を行ったところ、負針-平板電極の場合とは異なる知見が得られたので報告する。すなわち、正針-平板電極にお

いて、印加電圧を次第に上昇すると前後 2 回の電流急増が発生することである。この急増現象について種々の実験と考察を行い、1 回目の電流急増は針端近傍における液体分子の電界電離によるものであり、2 回目の電流急増は平板電極からの電子放出に起因するものであるという結論を得た。また、針-平板電極の伝導特性に関して行った種々の実験結果から、上記以外の極性効果も明らかになったので、併せて報告する。

2. 実験装置および方法

実験に使用したクライオスタットおよび電極系を図 1 に示す。試料の LN₂ は一般に市販されているものであり、クライオスタットの内筒に約 500 mm の深さまで導入し、その中で実験を行った。供試用の LN₂ は気体窒素 (純度 99.999%) ポンベの圧力を利用して、ステンレススチール製の細長い導入管 (図 1 の⑤から内筒までの内径 3 mm、長さ 1 m の管) を通して内筒へ導入されるが、その際 LN₂ と大気との接触はないので導入時に酸素が混入する可能性はない。従って、導入された供試用の LN₂ は製造時の純度 (約 99.5%) とみなせる。一方、LN₂ の導入時に導入管内での流動帯電によって生じた正の空間電荷は LN₂ とともに内筒中に導入され、そのまま放置すると長時間残存する⁽⁸⁾。内筒の LN₂ は外筒の LN₂ ならびにその外側の真空そうによって、常に 77°K に保たれ、液体の状態は安定である。また内筒は 12 atm までの圧力を印加することができる。使用した針電極は半径 0.25 mm の白金線であり、その先端は 0.06 μm のアルミナ粉末で十分に研磨され、先端曲率半径は顕微鏡によって測定された。平板電極は半径 2.5 cm のタングステン板であり、表面は鏡面状に研磨されている。ギャップ長はマイクロメータによる調整に加え、クライオスタットの観測窓に取り付けられた顕微鏡によって測定された。電流は平板に直結した同軸ケーブルを高感度微小電流計 (TR-8615, Takeda Riken) に導き、

Polarity Effect of High Field Electric Conduction in Needle to Plane Electrode Configurations in Liquid Nitrogen. By Ryoichi Hanaoka, Member (Kanazawa Technical College), Ryozo Ishibashi, Member & Takeshi Takashima, Member (Faculty of Engineering, Kanazawa University).

花岡良一: 正員, 金沢工業高等専門学校電気工学科
石橋鏐造: 正員, 金沢大学工学部電気・情報工学科
高嶋 武: 正員, 金沢大学工学部電気・情報工学科

図 1 クライオスタットおよび電極
Fig. 1. Cryostat and electrode.

直接測定した。シールドには十分な注意を払い、 10^{-13} A オーダ以上の電流値が正確に検出できた。電流測定と並行して電流波形を観測し、部分放電および気ほうに伴う放電によって生ずると考えられるパルス性電流の有無を調べた。印加電圧はリプルが極力除去された直流高電圧であり、0~40 kV の範囲で可変できる。

3. 実験結果と考察

以下に述べる特性測定に際しては、電圧を 0.25 kV/min の速度で上昇した（但し、図 9 の場合については当該箇所でも説明する）。

〈3・1〉 電流急増現象

(1) 負針の場合 図 2 に電圧-電流特性を示す。 r_{t0} は針端曲率半径、 d はギャップ長、 T_e は LN_2 を内筒に導入した直後からの電極系接地時間を表す。同図の特性を説明すると以下のようである。

(i) 印加電圧 V を上昇すると、電流 I は 10^{-13} ~ 10^{-12} A オーダの暗流の状態（図示されていない）を示す。このとき、電流波形にはパルスが現われない。

(ii) ある電圧値 V_{on} で電流急増（跳躍）が生じ、約 10^{-8} A に達する。このとき、電流波形には直流に重畳して、図 3 に一例を示すような約 60 s^{-1} のパルスが現われ、ギャップ間に気ほうが見られる。

(iii) 電流急増後、更に電圧を上昇すると、電圧の上昇とともに電流も徐々に上昇する。この領域では $V \propto \sqrt{I}$ の関係、すなわち、よく知られている空間電荷制限 (SCL) 特性⁽⁹⁾を示す。電流の上昇とともに、気ほうの発生が頻繁になり、パルスの発生ひん度および振幅も増大する⁽¹⁰⁾。その後、ついには絶縁破壊に至る。

図 2 伝導電流の印加電圧および針端曲率半径依存性（負針）

Fig. 2. Dependence of conduction current on applied voltage and needle tip radius.

図 3 パルス性電流波形の例（負針）

Fig. 3. A typical pulse current waveform.

ここで、電流急増現象について検討する。 LN_2 中における液体分子の熱電離はないと考えてよいので⁽¹¹⁾、電流急増の原因としては、次の三つが考えられる。①針端付近の液体中あるいは気ほう中での部分放電により電子増倍が生ずる。②印加電圧のみによる針端表面電界が 10 MV/cm 以上であると Fowler-Nordheim の理論⁽⁷⁾に基づく針端からの電子放出が生ずる。③印加電圧のみによる針端表面電界は 10 MV/cm 以下であっても、これに針端前面に形成された正イオン層の電界が重畳される場合、Fowler-Nordheim の理論に基づく針端からの電子放出が生ずる⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁸⁾。しかし、以下で考察するように、原因①は否定される。

(イ) 従来の研究によると、針端表面電界が $10 \sim 300 \text{ MV/cm}$ の場合には、電流急増の主原因は液体中の部分放電であるとされている⁽¹¹⁾。また、液体中の平均自由行程は $10 \text{ \AA}$ オーダであるので、 1 MV/cm 以下の電界では衝突電離が生じないとされている⁽¹²⁻¹⁴⁾。しかし、 $1 \sim 10 \text{ MV/cm}$ の電界の範囲では、液体中の部分放電の有無は明確にされていない。一方、図2の V_{on} のときの印加電圧のみによる針端表面電界は、後述の(1)式を用いて求めると 10 MV/cm 以下である。従って、図2における電流の発生が部分放電によるか否かは、従来の研究結果からは明確にすることができないので、本研究で得た結果に基づき、以下において検討する。

(ロ) V および d が一定のときに図2の曲線 A の電極 ($r_{t0}=1 \mu\text{m}$) と曲線 H の電極 ($r_{t0}=240 \mu\text{m}$) の印加電圧のみによる針端表面電界を後述の(1)式より求めると、前者のそれは後者のその104倍となる。従って、電流急増の1次因子が針端付近における液体中の部分放電であるとすれば、H の V_{on} は A の V_{on} の100倍程度になるはずである。しかし、図2の特性では、H の V_{on} は A の V_{on} の約3倍であるので、液体中で部分放電が発生しているとは考えられない。

(ハ) 電流急増時に針端付近に発生する微細な気ほうの中の部分放電が電流急増の1次因子とも考えられる。気ほうの発生は液体に加える圧力によって著しく影響されるので⁽¹⁰⁾、気ほう中での放電が電流急増の原因だとすれば、電流急増時の電圧値 V_{on} は印加圧力によって影響されるはずである。しかし、 $1 \sim 10 \text{ atm}$ の圧力を印加して行った実験の結果によると、圧力 5 atm 以上では気ほうの発生は抑制されて電流波形中のパルスも消滅するが、図2の V_{on} の値は変化しなかった。このことから、気ほう中での部分放電は電流急増の1次因子とは考えられない。

(ニ) 1次因子によって急増した電流の熱的效果によってギャップ中に気ほうが発生し、気ほう中での衝突電離が電流急増の2次因子となる可能性がある。この2次因子の電流値への影響を調べるために、 LN_2 に圧力を印加すると、圧力の増加とともに気ほうの発生は抑制され、電流波形中のパルスの発生頻度と振幅は減少し、 5 atm 以上ではパルスは消滅する。一方、印加圧力を変化させても電流値はほとんど変化しない。以上から、気ほう中での衝突電離(2次因子)は急増時の電流値にほとんど影響しないといえる。

以上の考察より原因①は否定され、電流急増の原因は②および③に述べた針端からの電子放出であると考えられる。しかし、図2の V_{on} のときの印加電圧の

みによる針端表面電界は、前述したように 10 MV/cm 以下であるので、原因②も否定される。従って、電流急増の原因は③であると考えられる。すなわち、 LN_2 をクライオスタットに導入する際の流動帯電により生じた正イオンが電圧印加により徐々に針端に集まってその表面に正イオン層を形成し、これによる電界が印加電界に重畳され、その結果生ずる針端からの電子放出が電流急増の原因と考えられる。いま、図2の曲線 H の場合を例にとり、正イオン層による電界を求めてみる。印加電圧 16 kV による針端表面電界は式(1)より計算すると 3.2 MV/cm である。従って、Fowler-Nordheim の理論に基づく電子放出が針端表面電界 10 MV/cm のときに発生するものとするれば、 6.8 MV/cm の電界が正イオン層によって補強されたことになる。この例のように大きな r_{t0} の電極では、電流急増に必要な電界はほとんど針端前面の正イオン層がつくる補強電界によるものであり、印加電界の影響は少ない。このことは、平板電極 ($r_{t0}=\infty$) の前面において十分な正イオン層の形成があれば、平板電極からも電子放出が生じうることを示唆している。また、この正イオン層による電界強化を考慮に入ると、後述の図4、図9および図10の実験結果がよく説明できる。

図4は電圧-電流特性の T_e 依存性を示す。図より明らかなように V_{on} は T_e が大なるほど大である。一方、 LN_2 中に存在する正イオンは T_e が大なるほど減少する⁽⁸⁾。従って、 T_e が大きくなると正イオン

図4 伝導電流の印加電圧および T_e 依存性(負針)
Fig. 4. Dependence of conduction current on applied voltage and T_e .

図5 伝導電流の印加電圧、針端曲率半径およびギャップ長依存性(正針)

Fig. 5. Dependence of conduction current on applied voltage, needle tip radius and gap length.

層による補強電界は小さくなり、電流急増を発生させるには大きな印加電圧が必要となる。このように考察すれば、 V_{on} の T_e 依存性は容易に理解できる。

(2) 正針の場合 図5に電圧-電流特性を示す。電圧値 V_{on1} と V_{on2} の2回にわたり電流急増が発生した。図5に関連して補足すると、 d および r_{t0} がある範囲のときには、1回目の電流急増と同時に絶縁破壊に至る。一例を記すと、 $d=4$ mm 一定のとき、 $r_{t0}=1 \mu\text{m}$ では図示したように2回の電流急増が発生するが、 $r_{t0}=3, 5, 7 \mu\text{m}$ のときには、 V_{on} はそれぞれ 16, 25, 38 kV となり、電流急増と同時に破壊に至った。他の例として、 $r_{t0}=5 \mu\text{m}$ 一定のとき、 $d=15$ mm では図示したように2回の電流急増が発生するが、 $d=7, 10, 13$ mm のときには、 V_{on1} はそれぞれ 26, 27, 28 kV となり、電流急増と同時に破壊に至った。ところで、図5(正針)の場合と図2(負針)の場合とでは d および r_{t0} が大きく異なっているが、この点について説明する。まず、 d について述べる。負針の場合には、後述の図10に例示するように、 V_{on} の値は d の影響をほとんど受けないので、図2には $d=4$ mm の場合のみを示した。これに対し、正針の場合の V_{on1} および V_{on2} は d の影響を強く受けるので、図5には広範囲の d に関する結果を示した。次に r_{t0} について述べる。負針の場合には、図2に示したように、実験を行った範囲 ($r_{t0}=1\sim 240 \mu\text{m}$) では必ず1回の電流急増が生じた。正針の場合には、——①電流急増時の電圧 (V_{on1}) が負針の場合のそれ (V_{on}) よりも高く、②実験に使用した電源電圧に限界がある——ために、

大きな r_{t0} では電流急増が発生しなかったが、図が複雑になるのを避けるために、この結果を図5には示さなかった。以上の理由により、図5と図2に示した d および r_{t0} の範囲は大きく異なることになった。

図5の特性を説明すると以下のようなものである。

(i) 印加電圧を上昇すると、まず $10^{-13}\sim 10^{-12}$ A オーダの暗流の状態(図示されていない)を示す。

(ii) 電圧値 V_{on1} で1回目の電流急増が生じ、この電圧値から V_{on2} の間では $V \propto \sqrt{I}$ の関係が満足される。なお、 $V < V_{on2}$ の電流波形にはパルスは現れない。

(iii) 電圧値 V_{on2} で2回目の電流急増が生じ、その後、 $V \propto \sqrt{I}$ の関係が満足され、やがて絶縁破壊に至る。 $V \geq V_{on2}$ の電流波形にはパルス (V_{on2} においては約 40 s^{-1}) が現われ、同時にギャップ間に気泡が発生し、この気泡は図6に示すように平板から針の方向に急速に移動するのが観測される。電流の増加とともに、気泡の発生は頻繁になり、パルスの発生ひん度および振幅も増大する⁽¹⁰⁾。なお、 V_{on1} および V_{on2} の圧力依存性は認められなかった。

ここで、電流急増現象について検討する。図7は電圧-電流特性の T_e 依存性を示す。 V_{on1} および V_{on2} に T_e 依存性は認められない。このことは、負針の場合(図4)と異なり、正針では LN_2 中にあらかじめ存在する正イオンが電流急増現象に関与していないことを示している。

(イ) 1回目の電流急増の原因について考察する。印加電圧が V であるときの印加電圧のみによる針端表面電界 $E(r_t)$ は、電極系を等価同心球で置換することにより次式で示される⁽⁸⁾。

$$E(r_t) = \frac{d + r_t}{r_t d} V \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\text{但し, } r_t = \frac{dr_{t0} \ln(4d/r_{t0})}{2d - r_{t0} \ln(4d/r_{t0})}$$

図6 気泡の軌跡(正針)

Fig. 6. Bubble trajectory.

図 7 伝導電流の印加電圧および T_e 依存性

Fig. 7. Dependence of conduction current on applied voltage and T_e .

ここで、 r_t は等価曲率半径を表わす。図 5 の V_{on1} における $E(r_t)$ を式 (1) より計算すると、図 8 のように一定値 (約 15 MV/cm) となる。すなわち、 V_{on1} の電流急増は印加電界のみによって決まる。この急増の原因は針端前面における LN_2 分子の電界電離によるものと考えられる。液体分子の電界電離は、既に Halpern 氏ら⁽¹⁵⁾ によって考察され、液体から金属へのトンネル効果に基づくものとされている。同氏らによれば、液体分子の電離電界強度は、電界イオン顕微鏡などにおける気体分子のそれ (約 100 MV/cm) に比較して非常に小さいとされている。

(ロ) 2 回目の電流急増について考察する。上記、(イ) の考察に基づけば、 V_{on1} から V_{on2} までの電圧値における電流は電界電離によって生じた正イオンによるものであるといえる。この正イオンの大部分は平板電極に到達し電荷を失うが、一部分は平板前面に正イオン層を形成すると考えられる。かくしてこの正イオン層による電界が、印加電圧のみによる平板前面の電界に重畳され、その結果、Fowler-Nordheim 形の電子放出が発生して電流急増となると考えられる。この機構の定量的な解析は〈3・4〉節で詳述される。なお、図 5 および図 7 において、 V_{on2} 直後の電流値は V_{on2} 直前のその約 100 倍である。 V_{on2} 直後の電流は、

図 8 ギャップ長と針端表面電界強度の関係

Fig. 8. Relation between gap length and field strength at the surface of needle.

V_{on1} 後の正イオンによる電流成分と、その約 100 倍の電流すなわち、平板から放出された電子に起因する電流成分 (電子付着による負イオン) とから成るものといえる。また、2 回目の電流急増瞬時 ($V = V_{on2}$) には、電極間に気ほうが発生し、電流波形にパルスがみられることを前述した。この気ほうとパルスは圧力の増加とともに減少し、5 atm 以上でパルスは消滅するが、電流値は圧力によってほとんど変化しない。すなわち気ほう中で起こると考えられる衝突電離は V_{on2} 直後の電流値にほとんど影響しない。

〈3・2〉 電流急増に関するその他の特性

(1) 電圧印加時間 - 電流特性 一定電圧を印加しそのまま継続したときの電流の時間変化 (電圧印加時間 - 電流特性) を図 9 に示す。

(イ) 負針の場合 図 9 (a) によると、一定電圧を継続して印加した場合には、電圧印加時間が長ければ印加電圧が低くても電流急増現象が生ずる。このことは、時間の経過につれて針端表面に徐々に正イオンが蓄積され、針端表面電界が強化されたことを意味している。いま、曲線 I と IV を比較すると、約 30 分の間に 5 kV の印加電圧に相当する電界が正イオンによって補強されたことがわかる。すなわち、電圧印加時間が長ければ印加電界よりも大きな電界が正イオンによって補強される。このことは、負極が平板である場合でも、電圧印加時間が長ければ平板上に正イオンが蓄積され、平板からの電子放出が発生する可能性を示唆するものである。また、同図において電流急増が始まるとその瞬時にほとんど飽和電流に達する。〈3・1〉節 (1) で述べたように、電流急増は針端からの電子放出に基づくものであり、放出開始と同時にその電流が飽和値に達するのは、電子放出面積が時間とともに変

図 9 電圧印加時間と伝導電流の関係

Fig. 9. Relation between voltage application time and conduction current.

化しないためと考えられる。

(ロ) 正針の場合 図 9 (b) の曲線 I では電流の増加がみられない。これは、このときの印加電圧による針端表面電界は 10.3 MV/cm であり、液体分子の電離電界強度 (図 8 で求めた 15 MV/cm) に達していないためである。曲線 II および III における AB 間の領域は、電圧印加と同時に発生する針端前面での電界電離に基づく正イオン電流が継続される領域であると考えられる。また、BC 間の領域においては電流が徐々に増し、かなり多くの時間を経過した後飽和電流に達する。この現象は次のように説明できる。針端で生じた正イオンが平板に向かって移動し、その一部分は平板前面に正イオン層を作り、平板からの電子放出が発生することを示している。正イオン層の形成は電圧印加時間の経過とともに進展し、電子放出が可能となる面積が徐々に増加して、電流が飽和値に達するまでに多くの時間を要するものと考えられる。

(2) 電圧-電流特性のギャップ長依存性 図 10 は負針の場合にギャップ長 d を変化したときの電圧-電流特性を示す。この特性を正針の場合 (図 5) と比較する。負針の場合のギャップ長依存性は正針の場合より小さい。すなわち、負針の場合 (図 10) の電流急増は、針端前面の正イオン層が大きく影響して発生する電子放出であり、印加電界の影響は小さいので、

ギャップ長依存性は小さい。これに対し、正針の場合 (図 5) の V_{on1} における電流急増は印加電界のみによ

図 10 伝導電流の印加電圧およびギャップ長依存性 (負針)

Fig. 10. Dependence of conduction current on applied voltage and gap length.

MF; 電子放出のために電子が飛躍しなければならない障壁の幅
図 12 正イオン層を考慮した平板表面近傍の電位分布の計算例

Fig. 12. Typical potential distribution near the cathode plane surface with positive ion layer.

$$+8 \int_0^{y_1} \int_0^l G(x, y, z) dx dy \Big\} + z E_0 \quad \dots \dots \dots (3)$$

但し, $G(x, y, z) = (x^2 + y^2 + z^2)^{-(1/2)}$

$$- \{x^2 + y^2 + (z + 2B)^2\}^{-(1/2)}$$

ここで、(3)式の右辺第1項は領域(I)の正イオンが z' 軸上の任意の点Pに作る電位を表わす。領域(I)の離散的イオンとしては $\pm x$ および $\pm y$ 方向にそれぞれ100個、すなわち合計 $200 \times 200 = 40,000$ 個の正イオン(個々の電荷を e として扱う)が存在するものとする。 $e = 1.6 \times 10^{-19}$ Cであり、 ϵ_L は LN_2 の誘電率($\epsilon_L = 12.67 \times 10^{-12}$ F/m)を表わす。(3)式の第2項は領域(II)の連続的イオン(電荷密度 Q として扱う)がP点に作る電位を表わし⁽¹⁷⁾、 $l = 100 \text{ A}$ である。また、 $x_1 = y_1 = 100 \text{ l}$ と仮定し、 $Q = e(1/A_i)^2$ である。(3)式の第3項は印加電界によるP点の電位を表わす。放出電流密度の平均値が $J_0 = 3 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ となるための z' 軸上の電位分布は、(2)式および(3)式によって決定される⁽⁸⁾。

図12は $V = 12 \text{ kV}$ 、 $r_{c0} = 1 \mu\text{m}$ 、 $d = 4 \text{ mm}$ における z' 軸上の電位分布の一例を示す。中性分子層を最密六方構造と考えれば、 m 層よりなる分子層の厚さ B は、 $B = (m-1)\sigma\sqrt{2/3} + \sigma/2$ (σ は分子直径)となる。

上記の場合について電子放出に必要な条件、すなわち、平板から放出される電子が正イオン層を抜けて、

正針に向って進行可能となる電位分布を得るための条件を求めると、それは正イオンが6層以上($m \geq 6$)の中性分子層の上に横一段に配列されることである。 $m \leq 5$ の場合には、平板から放出された電子は正イオンのポテンシャル井戸の中にトラップされ、正イオンを中性化するだけに終り、正針に向うことはできない。

4. む す び

LN_2 中の針-平板電極系に直流高電圧を印加した場合、針に印加する電圧の極性によって伝導特性が著しく異なる、いわゆる極性効果が認められた。この極性効果について、実験的ならびに理論的検討を行った。

終りに、在学中に本実験に御協力頂いた、斎藤毅氏〔松下電器産業(株)〕、小林伸一郎氏〔日立家電販売(株)〕および吉川信明氏〔関西電力(株)〕に深く感謝の意を表します。(昭和60年12月25日受付)

文 献

- (1) A. H. Sharbaugh, et al.: "Review of Past Work on Liquid Breakdown" *IEEE Trans. Elect. Insulation* EI-15, 3, 167 (1980)
- (2) J. C. Devins, et al.: "Prebreakdown phenomena in sphere-sphere electrode configuration in dielectric liquid", *Appl. Phys. Letters* 31, 5, 313 (1977)
- (3) R. Coelho, et al.: "Direct Current Pre-breakdown phenomena in Liquid Nitrogen", *Nature* 221, 757 (1969)
- (4) W. F. Schmidt: "Elementary Processes in the Development of the Electrical breakdown of Liquids", *IEEE Trans. Elect. Insulation* EI-17, 6, 478 (1982)
- (5) W. B. Green: "Controlled Field Emission in Hexane", *J. Appl. Phys.* 27, 8, 921 (1956)
- (6) T. J. Lewis: *Progress in Dielectrics*, London: Heywood, 1, 109 (1959)
- (7) R. H. Fowler & L. Nordheim: "Electron Emission in intense electric fields", *Proc. Roy. Soc., A* 119, 173 (1928)
- (8) R. Ishibashi, et al.: "High-Field Electronic Conduction in Liquid Nitrogen", *IEEE Trans. Elect. Insulation* EI-17, 6, 522 (1982)
- (9) B. Halpern, et al.: "Field Emission in Liquids", *J. Chem. Phys.* 51, 3, 1031 (1969)
- (10) 花岡・石橋・高峰・吉川: 「液体窒素中の SCLC 領域における諸現象と絶縁破壊電圧」第18回電気絶縁材料シンポジウム資料II-1, 61 (昭60)
- (11) P. Sibillot, et al.: "Prebreakdown Events in Liquid Nitrogen", *Journal de Physique* 35, 141 (1974)
- (12) K. C. Kao: "Theory of High-Field Electric Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids", *IEEE Trans. Elect. Insulation* EI-11, 4, 121 (1976)
- (13) P. K. Watson, et al.: "High-Field Conduction Currents in Liquid n-Hexane under Microsecond Pulse Conditions", *J. Electrochem. Soc.* 107, 6, 516 (1960)
- (14) W. B. Green: "Conduction and Breakdown in Hexane", *J. Appl. Phys.* 26, 10, 1257 (1955)
- (15) B. Halpern, et al.: "Field Ionization in Liquids", *J. Chem. Phys.* 51, 3, 1048 (1969)
- (16) T. H. Stern, et al.: "Further Studies in the Emission of Electrons from Cold Metals", *Proc. Roy. Soc., A* 124, 699 (1929)
- (17) 例えば、竹山: 「電磁気学現象理論(第2章)」33 (昭47) 丸善(株)