

## 論 文

# 液体誘電体およびポリエチレンのマイクロ秒

## パルス電圧印加による絶縁破壊

山 田 弘\*, 馬 場 守\*\*, 藤 原 民 也\*, 谷 口 宏\*

(1991年9月12日受理)

### Electrical Breakdown in Liquid Dielectrics and Polyethylene under Micro-second Pulse Voltage Application

Hiroshi YAMADA,\* Mamoru BABA,\*\* Tamiya FUJIWARA\*

and Hiroshi TANIGUCHI\*

(Received September 12, 1991)

The electrical breakdown phenomena in liquid dielectrics and polyethylene for point-to-plane electrode configuration have been studied using a photo optical current measuring technique and a micro-second rectangular high-voltage pulse generator. The waveform of the prebreakdown current in polyethylene was essentially the same as those in liquid dielectrics. Discharges from positive point for both dielectrics generally were more intense and faster than those from negative point. The breakdown time lag was precisely measured from the current to obtain its dependence on gap spacing. The average propagation velocity of prebreakdown channel was estimated from the linear relation to the time lag and gap spacing. The values of velocity in polyethylene were same order as those in hydrocarbon liquids for both point polarities. The basic mechanism of micro-second pulse breakdown in polyethylene is thought to be the same as those in hydrocarbon liquids. The results presented support a model of breakdown mechanism based on field ionization process for positive polarity and Auger like electron emission process for negative polarity.

### 1. まえがき

液体誘電体の破壊進展過程で見られる前駆放電チャネル（光学的じょう乱部、ストリーマ）の形状と固体誘電体中に形成されるトリーの形状は類似していることから液体と固体に共通する基本的な破壊機構の存在がうかがえる。液体誘電体の透明度は高いので破壊進展過程を高速度カメラで追うことが容易であり、破壊進展様相の詳細が知られている<sup>1-3)</sup>。これに対し固体誘電体では透明度が低いのみならず破壊電界も液体と比して高く、電極ギャップ長を大きくとれないと破壊過程の直接撮影が困難である。一方、光電変換法により得られる破壊前駆

電流の時間分解能は ns オーダであり、液体と固体の双方に対して 1 mm 以下のギャップ長での電流測定が可能である<sup>4)</sup>。このため、液体と固体共通の破壊進展に関する定量的データの 1 つとして電圧印加より全路破壊に至るまでの時間いわゆる破壊遅れを用いることができる<sup>5)</sup>。以上の観点から、筆者らは ns から  $\mu$ s のパルス幅をもつ高電圧を各種液体誘電体とポリエチレンに印加し、光電変換法によりノイズのない破壊前駆微弱電流の観測を行い、この電流波形より破壊遅れを求めてきた。ここではそれらの結果を比較することにより、ns から  $\mu$ s 領域における放電進展機構について考察している。

### 2. 実験方法

電流測定系の概略を図 1 に示す。この装置は高電圧パルス発生装置、テストセルおよび光電変換部の 3 つの基本構成部よりなる。テストセルは黄銅製であり 2 つの観測用窓と高電圧用ブッシングを備えている。用いた試料は n-オクタデカン、シクロヘキサン、四塩化炭素、シリコーン油および密度 0.942 のポリエチレン (PE) であ

キーワード：マイクロ秒破壊、破壊前駆電流、破壊遅れ、破壊の進展速度、ストリーマ速度

\* 岩手大学工学部電気工学科 (020 盛岡市上田 4-3-5)  
Department of Electrical Engineering, Iwate University, Ueda 4-3-5, Morioka, 020 Japan

\*\* 岩手大学工学部電子工学科 (020 盛岡市上田 4-3-5)  
Department of Electronic Engineering, Iwate University, Ueda 4-3-5, Morioka, 020 Japan

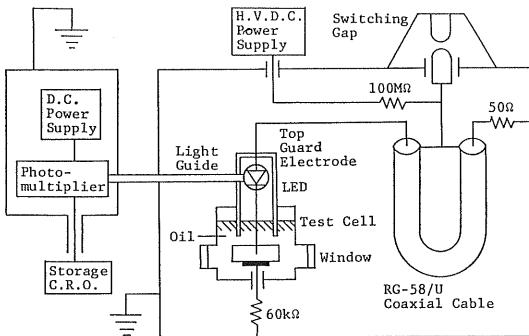


図1 電流測定系

Fig. 1 Current measurement system.

る。これらの試料は電気伝導と絶縁破壊について従来よりよく調べられておりデータの相互比較が可能な場合が多い。電極構成は針対平板であり針電極に正または負の高電圧が印加される。針電極には、試料が液体の場合には先端曲率半径が約  $5\text{ }\mu\text{m}$  のタングステン針、PE では約  $2\text{ }\mu\text{m}$  のタングステン針と約  $10\text{ }\mu\text{m}$  の縫針とを用いた。試料が液体の場合の平板電極には表面が鏡面研磨された直径  $20\text{ mm}$  のステンレス鋼製円板を用いた。試料が PE の場合の針の挿入は  $170^\circ\text{C}$  において行い、室温まで徐々に冷却して試料内部の歪が生じないように努めた。針電極と反対側の PE 面には導電性ペイントを塗布し、これを平板電極とした。PE 試料の表面に沿う放電を避けるため PE 試料はトランス油中に電圧が印加された。パルス高電圧発生装置は自己整合型であり<sup>6</sup>、充電電圧と同じ電圧値を与える。印加された方形波のパルス電圧値は  $19\text{ kV}$  から  $60\text{ kV}$  であり、その立ち上がりは  $20\text{ ns}$ 、パルス幅は  $0.55\text{ }\mu\text{s}$  から  $4\text{ }\mu\text{s}$  である。このパルス発生器による電圧波形の1例を図2に示す。電流を光信号に変換する発光ダイオード(LED)（横河ヒューレットパッカード社製 MLMP1201）は針電極側に配置されている。発光ダイオードと針電極の大部分を上部ガード電極で囲み、このガード電極にも針電極と同時に電圧が印加されるため、針電極から注入される電流と変位電流のみが測定される。発光ダイオードからの光信号はライトガイドを経て光電子増倍管（浜松ホトニクス社製 R955）に入り再び電気信号に変えられストレージオシロスコープ（テクトロニクス社製 7633）に送られる。発光ダイオードを保護するためのバイパス回路を省きなるべく信号の応答性を高めている。全路破壊後の大電流を制限し、発光ダイオードを保護するために平板電極とアースとの間には  $60\text{ k}\Omega$  の抵抗（多摩電気工業社製 PN 型高周波抵抗）が直列に接続されている。また、高電圧印加に伴う電磁誘導障害を避け雑音の極めて少ない電流波

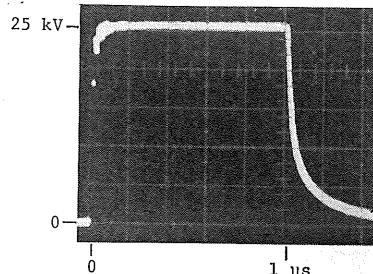


図2 印加電圧波形の1例

Fig. 2 A typical applied voltage trace.

形を得るために、高電圧パルス発生器と光電子増倍管は個別に遮蔽されている。この電流測定系の応答時間は約  $10\text{ ns}$ 、検出可能な最低電流は約  $10\text{ }\mu\text{A}$  であり、オシロスコープの入力電圧と針電極を流れる電流は  $12\text{ mA}$  まで比例関係を保つ。さらに、直径  $1\text{ mm}$  のライトガイドを液体試料に挿入し、その先端を針電極近くに配置して電流測定系と同じ光電力増倍管を用いて発光強度波形を観測した。試料が PE の場合は電圧印加後に試料は約  $1\text{ mm}$  の厚さに注意深く切断され、顕微鏡によりギャップ長の測定と放電路の写真撮影がなされた。n-オクタデカンの実験は融点  $28^\circ\text{C}$  に近い温度  $30^\circ\text{C}$ 、その他の試料では室温、大気圧下において行われた。

### 3. 実験結果および考察

#### 3.1 破壊前駆電流

破壊前駆電流波形の例として n-オクタデカンに正および負の  $25\text{ kV}$  を印加した場合の波形をそれぞれ図3と4に示す。パルス電圧の立ち上がり時、立ち下がり時、全路破壊時をそれぞれ記号 ON, OFF, B で示し、電流 0 のレベルを記号 0 で示す。電圧印加直後に大きな電流ピークが現れ、その後、多数の小さなパルスを重畳しながら前駆電流は徐々に増加し、全路破壊時に電流が急増する。印加電圧を高くするとこの前駆電流も大きくなる。図5に発光強度のオシログラムの1例として四塩化炭素の負針の場合を示す。最初の大きな電流ピークと同時に針電極先端領域においてパルス状の発光がおこることから、この大きなピークは吸収電流と針先端から注入される自由電荷による電流が合わせたものと考えられる。図3の場合、電圧印加開始より全路破壊に至る時間は  $0.82\text{ }\mu\text{s}$  である。B点以後は光電子増倍管内での空間電荷効果が加わるため波形は正しい電流値を示さない。B点以前の波形は  $60\text{ k}\Omega$  の制限抵抗の有無により影響を受けない。図3と図4のギャップの長さはそれぞれ  $2.00\text{ mm}$  と  $0.20\text{ mm}$  であるが基本的波形は互いに類似している。しかし、最初の電流ピークに続く前駆電流

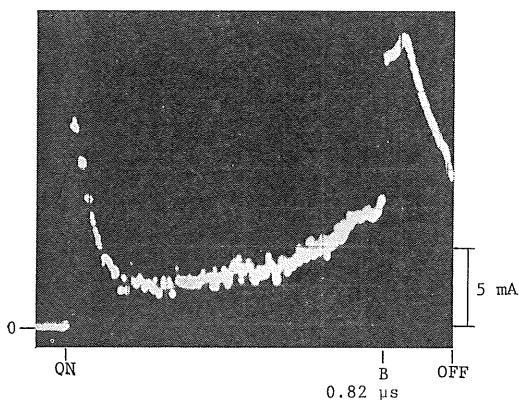


図3 n-オクタデカンの正針の電流波形  
パルス幅: 1μs, 印加電圧: +25 kV, ギャップ長:  
2.00 mm, 温度: 30°C.

Fig. 3 Current trace for a positive point in n-octadecane; 1μs pulse, +25 kV point voltage, 2.00 mm gap, 30°C.

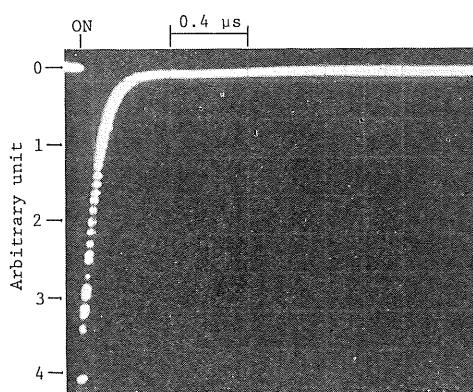


図5 四塩化炭素の負針における発光強度のオシログラム  
パルス幅: 2.5μs, 印加電圧: -17.5 kV, ギャップ長:  
5.00 mm

Fig. 5 Oscillogram of luminous intensity from negative point in carbon tetrachloride; 2.5μs pulse, -17.5 kV point voltage, 5.00 mm gap.

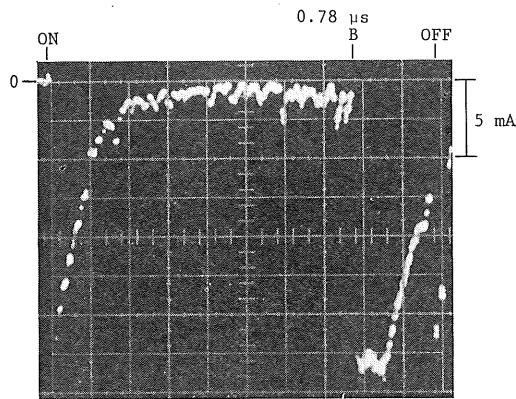


図4 n-オクタデカンの負針の電流波形  
パルス幅: 1μs, 印加電圧: -25 kV, ギャップ長:  
0.20 mm, 温度: 30°C.

Fig. 4 Current trace for a negative point in n-octadecane; 1μs pulse, -25 kV point voltage, 0.20 mm gap, 30°C.

の最低レベルが図3の正針では3mA程度であるのに対し図4の負針では1mA程度である。電圧の印加条件が同じなら、どの液体においてもこの破壊前駆電流の最低レベルは負針よりも正針の場合が高い。

図6は正の45kVを印加した四塩化炭素の場合の波形である。印加後0.26μsで電流が急増し、ギャップ長が9.00mmと比較的大きいにもかかわらず0.62μsで全路破壊に至っている。0.26μs以後で見られるこのような電流波形の特異性は比較的長いギャップを放電チャネルが大きい速度で進展する際の大きい電流によるが、他の液体でも印加電圧が比較的高い場合など放電チャネルの進展速度が大きい場合に類似する電流波形が得られ

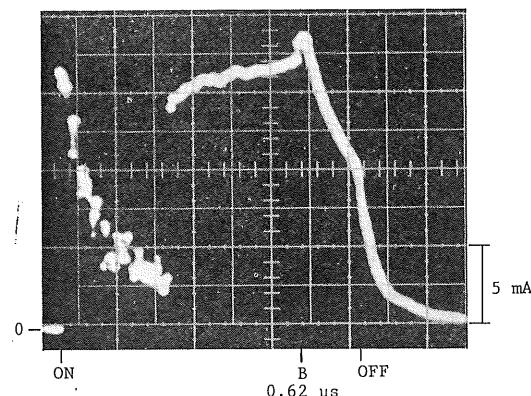
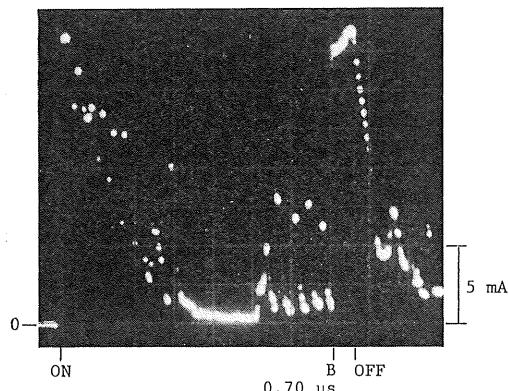


図6 四塩化炭素の正針の電流波形  
パルス幅: 0.76μs, 印加電圧: +45 kV, ギャップ長:  
9.00 mm

Fig. 6 Current trace for a positive point in carbon tetrachloride; 0.76μs pulse, +45 kV point voltage, 9.00 mm gap.

る。後で述べる破壊遅れとギャップ長の関係では、0.62μsから0.26μsを差し引いた0.36μsとギャップ長の9.00mmを組とするプロットが直線性を示すプロット群に含まれる。このことより電圧印加後0.26μsまでは針電極近傍で比較的進展速度の小さい放電が起こり、その後この放電領域より大きい速度をもつ放電チャネルが平板電極に向かって進展したと思われる。球状の正極性放電領域から10km/sを超える超音速のチャネルへの非連続的变化がモノクロロベンゼン<sup>1)</sup>で観測されている。

正の60kV印加によるPEの電流波形とそれに対応



(a)

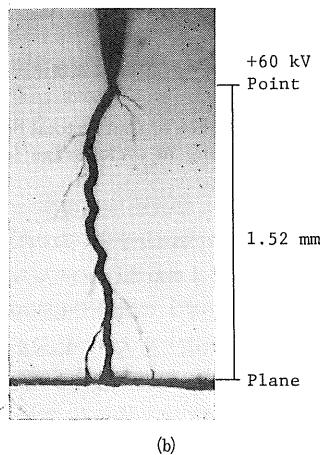


図 7 (a) ポリエチレンの正針の電流波形  
パルス幅: 0.76μs, 印加電圧: +60 kV, ギャップ長: 1.52 mm  
(b) 対応する破壊路の顕微鏡写真

Fig. 7(a) Current trace for a positive point in polyethylene; 0.76 $\mu$ s pulse, +60 kV point voltage, 1.52 mm gap.  
(b) The corresponding breakdown channels viewed by a microscope.

する放電路の光学顕微鏡写真をそれぞれ図 7(a)と(b)に示す。この場合電圧印加開始より全路破壊に至る時間は 0.70 $\mu$ s である。電圧印加後の試料を光学顕微鏡で観察すると写真撮影が困難な極めて細い放電路の枝が多数認められる。多くの実験例において、放電路の数と小さな電流パルスの数は大略比例することから、放電路が枝別れを起こす時に断続的に多量の電荷が移動すると思われる。負の 60 kV を印加した場合の PE の電流波形を図 8 に示す。同ギャップ長と同電圧値で比較すると、正の破壊前駆電流は負のそれよりも大きいが、液体の場合と同様に波形の基本形状に大きな差はない。また、両極性において液体の場合と同様に電圧の立ち下がり時に電流

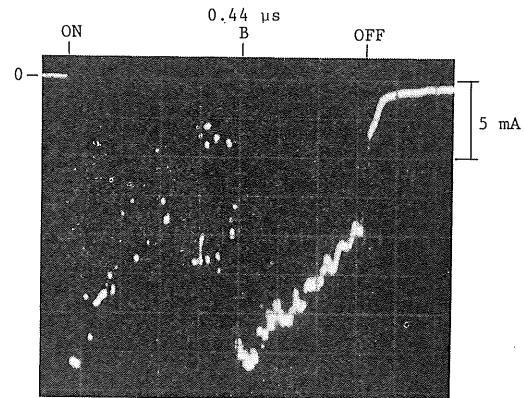


図 8 ポリエチレンの負針の電流波形  
パルス幅: 0.76 $\mu$ s, 印加電圧: -60 kV, ギャップ長: 0.11 mm

Fig. 8 Current trace for a negative point in polyethylene; 0.76 $\mu$ s pulse, -60 kV point voltage, 0.11 mm gap.

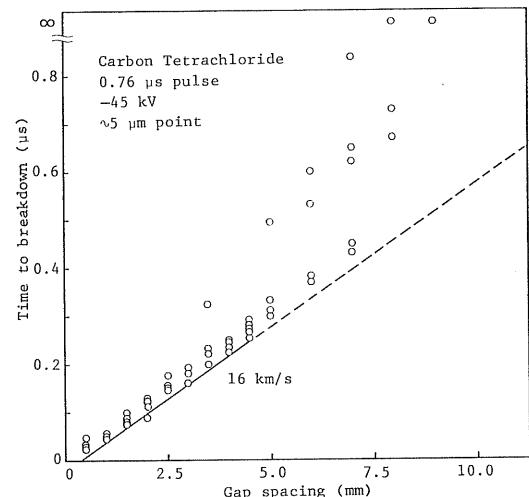


図 9 四塩化炭素の負針における破壊遅れとギャップ長との関係

Fig. 9 The dependence of time to total breakdown on gap spacing in carbon tetrachloride for a negative point.

が急増することがあり、この場合には必ず全路破壊に至る。このような電流の急増は電圧パルス幅内の時間に顕著な電流成分が現れないときも観測される。

### 3.2 破壊遅れと破壊の進展速度

破壊遅れは電圧の立ち上がり開始から全路破壊に至るまでの時間として電流波形より求めることができる。測定誤差は  $\pm 10\text{ns}$  である。負針における四塩化炭素の破壊遅れとギャップ長との関係を図 9 に示す。印加電圧は 45kV の一定であり、それぞれ 1 つのプロットは 1 つの電流波形より得られている。全路破壊しない場合は、無

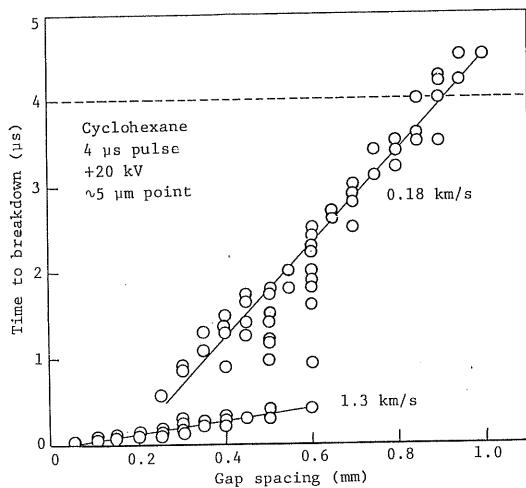


図 10 シクロヘキサンの正針における破壊遅れとギャップ長との関係

Fig. 10 The dependence of time to total breakdown on gap spacing in cyclohexane for a positive point.

限大の時間遅れとして表されている。5 mm 以上のギャップ長では、ばらつきが顕著となり大きい破壊遅れが現れる。このようなあるギャップ長以上で現れる大きい破壊遅れには形成遅れのほかに統計遅れが加わっていると考えられる。この長さ以下でも破壊遅れに小さいばらつきが認められるが、これは破壊ごとに針先端から平板電極に至る放電チャネルの経路の長さが異なるためと考えられる。以上のことから最小の破壊遅れは形成遅れの中でも放電チャネルが電極軸に最も近い、破壊経路が最短のものと考えられる。図 9 ではそれぞれギャップの長さ 5 mm 以下の領域でこのような最小の破壊遅れはギャップの長さと共に直線的に増加している。このことから図中の実線の傾きは放電チャネルの平均の進展速度を表すと考えられる。ベンゼン、トルエンなどではこのような直線の傾きから求めた平均の進展速度はイメージコンバータカメラにより測定された値と一致する<sup>7)</sup>ことが知られている。また、その他の液体誘電体でも破壊進展速度がギャップ全般に渡り比較的一定であることが多いこと<sup>8)</sup>を考慮すると、このような直線性が得られる領域ではギャップの長さが変わっても放電チャネルは針端より平板近くまでほぼ一定の速度で進展していると考えられる。図 9 の場合には直線の傾きより放電チャネルの平均進展速度として 16 km/s が得られる。正の 45 kV 印加でも同様の関係から 24 km/s が得られる。これらは同程度の電圧印加での n-ヘキサンなどの炭化水素液体よりも正で 1 オーダー負で 2 オーダー大きい<sup>9)</sup>。ただし、四塩化炭素を除いて、負針において印加電圧が 40 kV 以

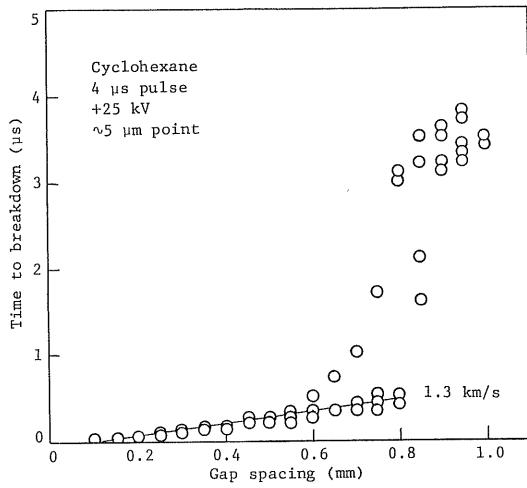


図 11 シクロヘキサンの正針における破壊遅れとギャップ長との関係

Fig. 11 The dependence of time to total breakdown on gap spacing in cyclohexane for a positive point.

下の場合には統計遅れが加わりやすいため明瞭な直線性が得られ難い。しかし、1 mm 以下のギャップ長では同じ電圧で比較すると、いずれの試料でも正の放電チャネルの進展速度が負のそれよりも大きい結果が得られる。以下では正針の場合についてのみ述べるが、直線性がよく現れる最低電圧は試料により異なる。

シクロヘキサンに正の 20 kV を印加した場合の破壊遅れとギャップの長さとの関係を図 10 に示す。プロットは 2 つの直線の近くに分布し、それらの傾きから得られた進展速度の 0.18 km/s と 1.3 km/s はそれぞれこの液体中の亜音速と音速に対応する。他方、イメージコンバータカメラによりベンゼンリミングをもつ液体でのみ音速の放電進展様相が観測されている<sup>4,9,10)</sup>。亜音速の放電チャネルは負針では一般的であるが、山下らもベンゼンの正針の比較的低電界でブッシュ状亜音速の放電チャネルを観測している<sup>10)</sup>。ギャップ長 0.6 mm 以上では亜音速の放電チャネルによる破壊のみが起こることから、この電圧印加条件では 0.18 km/s より大きく 1.3 km/s より小さい速度は存在しないと推測される。亜音速から超音速の放電チャネルへ非連続的に変わる進展様相が両極性で観測されている<sup>4,10)</sup>。4 μs 以後でも全路破壊に至るのは、電圧パルスの立ち下がり後の残留電圧に加え、放電チャネル内の空間電荷がつくる電界がその後のチャネルの進展を助長するためと思われる。図 11 は印加電圧を 25 kV に高めた結果を示す。音速の放電チャネルにより破壊する最大ギャップ長が 0.8 mm と長くなる。

図 12 は粘度 50 cSt のシリコーン油における同様の

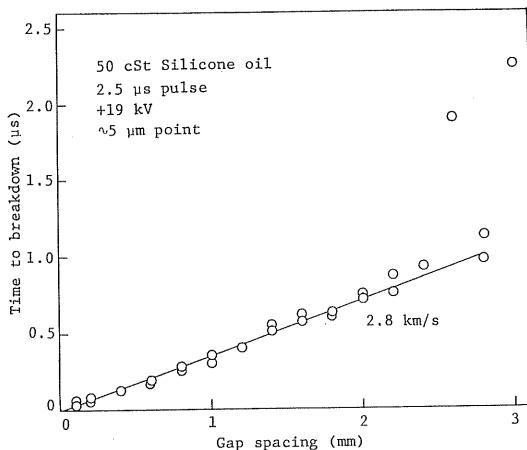


図 12 50 cSt シリコーン油の正針における破壊遅れとギャップ長との関係

Fig. 12 The dependence of time to total breakdown on gap spacing in 50 cSt silicone oil for a positive point.

関係を示す。進展速度は超音速の 2.8 km/s を与えるが、粘度を 10000 cSt に高めても得られる速度は同程度である。以上の 3 つの液体における破壊遅れとギャップ長の関係では電圧印加ごとの針先端の形状と曲率は少し異なり、さらに電圧は一定であるがギャップ長が異なるため、針先端の局部電界は一定には保たれない。すなわち、たとえ放電チャネルの進展速度が音速と異なる亜音速や超音速の進展の場合でも、その速度は針端の電界のみにより決まらないと考えられる。

正の 50 kV 印加による PE の破壊遅れとギャップ長との関係を図 13 に示す。1 つのプロットは 1 つの PE 試料から得られている。部分的にトリーが形成されたものなど全路破壊しない場合は、無限大の時間遅れとして表されている。同じギャップ長でも破壊遅れのばらつきが大きいことから、統計遅れが大きい現象であることがわかる。ギャップ長 0.4 mm 以上では各ギャップ長における最小の破壊遅れがギャップ長と共にほぼ直線的に増加する。液体の結果との比較から、PE でも一定速度で進展する放電チャネル（ストリーマ、トリー）があり、直線の傾きがその速度を表すものと考えられる。その傾きからは綫波の速度 1.9 km/s<sup>11)</sup>に近い 1.7 km/s が得られる。しかし、0.4 mm 以下のギャップの長さでは 20 ns より小さい破壊遅れが現れる。例えはギャップ長 0.4 mm を 20 ns 以下の時間内で破壊が完了する場合、これに対応する放電チャネルの進展速度は 20 km/s 以上となる。すなわち直線の傾きから得られる 1.7 km/s の放電チャネルのほかに 20 km/s 以上の速度の放電チャネルが存在することを意味する。トランス油<sup>12)</sup>、n-ヘキ

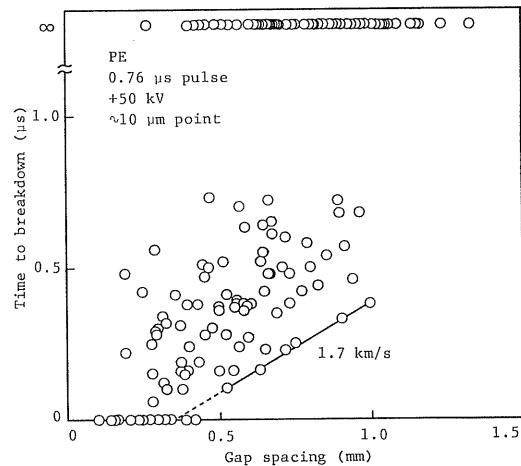


図 13 ポリエチレンの正針における破壊遅れとギャップ長との関係

Fig. 13 The dependence of time to total breakdown on gap spacing in polyethylene for a positive point.

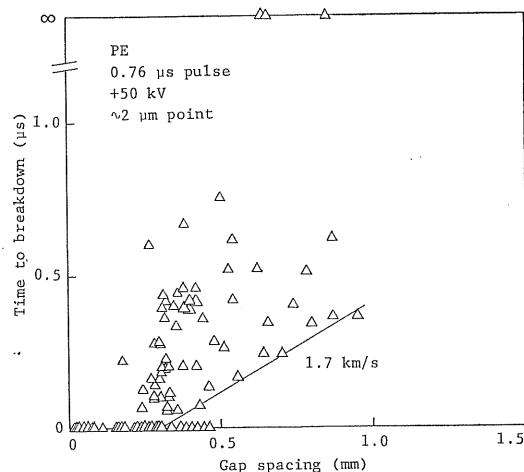


図 14 ポリエチレンの正針における破壊遅れとギャップ長との関係

Fig. 14 The dependence of time to total breakdown on gap spacing in polyethylene for a positive point.

サン<sup>13,14)</sup>、トルエン<sup>13,14)</sup>およびベンゼン<sup>10)</sup>においても放電チャネルの進展速度が音速から超音速に、または、超音速から別の超音速に進展途中で非連続的に変わることが報告されている。その反対の超音速から音速に変わることの速度が減少する変化は起こらない。このことから図 13 のギャップの長さ 0.4 mm 以上の実線上的のプロットに関する破壊では、まず針電極より 1.7 km/s の速度で進展を開始した放電チャネルがギャップの途中で速度が 20 km/s 以上のチャネルに変わり平板電極に至った

と思われる。図13が針の先端曲率約 $10\mu\text{m}$ の場合に対し図14は先端曲率のみを約 $2\mu\text{m}$ に変えた場合の結果である。直線の傾きから図12の場合と同じ $1.7\text{ km/s}$ の進展速度が得られる。同電圧同ギャップ長で比較すると $2\mu\text{m}$ の針の先端電界は $10\mu\text{m}$ のそれの大略5倍であるが、この電界の違いにより直線の傾きが示す速度は影響されない。負の $60\text{ kV}$ を印加したPEの場合には同様の直線の傾きより $0.38\text{ km/s}$ の進展速度が得られる。これらの値はそれぞれ液体炭化水素中の速度とオーダーが一致する<sup>4)</sup>。

### 3.3 破壊の進展機構

進展速度が $1\text{ km/s}$ 以下の亜音速の放電進展ではイメージコンバータカメラにより撮影された放電チャネルの形状から<sup>9,10)</sup>まず液体のガス化が起きてチャネルが形成される可能性が高い。放電チャネルの進展速度が $1\text{ km/s}$ 以上の場合は破壊では電荷注入によるジュール熱の発生、液体またはPEのガス化、ガス化領域中の放電という一連の過程は考え難い。さらに、各種炭化水素液体の電子移動度と超音速の進展速度との間には相関が見出せないことからこのような破壊に関わる移動電荷と電気伝導におけるそれとは異なる状態にあると考えられる<sup>1,15)</sup>。

正の放電では針端の電界が $2.4\text{ GV/m}$ 以上であり、まず針端での液体分子からトンネル効果による電子の引き抜きが起こり正イオンがつくられる、いわゆる電界電離が起きていると思われる<sup>16)</sup>。続いて、この正イオンが背後の分子から順次電子を引き抜くことにより放電チャネルを形成していく。この引き抜きにより形成された正イオンの移動度は電子と比較してかなり小さいので、必然的に電荷密度が高くなり、チャネルの径が小さくなる。このためチャネル先端の電界は負極性の場合と比べ高い状態に保たれるのでその進展速度は大きくなると考えられる。

他方、負針の先端電界も正針と同程度であり、針端から電子の電界放出<sup>17)</sup>により放電が開始するものと思われる。この負極性の場合、注入電子のエネルギーが低いと中性分子による自由電子の捕獲が起こり負の空間電荷が形成され、後続の自由電子を退けることから、放電チャネル内の負電荷の密度は正針の場合と比べて小さくなりやすい。比較的電界の低い場合には、このことが負針での放電進展速度を正針でのそれよりも小さくしていると考えられる。しかし印加電圧の上昇に伴い針端電界が高まり注入エネルギーが十分高くなると放電先端での電離効率も高くなるため放電チャネル内の電荷密度が増し、その結果として放電進展速度の増加をもたらすと考えられる。Beroualら<sup>18)</sup>は放電チャネルの枝の径と進展速度

の関係に着目し、極性にかかわらず枝の径が小さくなるほど進展速度が大きくなることを述べている。このようなことから十分高い印加電界の負極性放電の進展速度は正針の場合に近づくことが期待される。トランス油中の固体沿面放電では針端電界が $4\text{ GV/m}$ に達すると負針での破壊遅れは正針の場合と等しいことが報告されている<sup>19)</sup>。

負極性の破壊進展モデルの1つとしてKaoによりオージェ電子を介する電離進展モデルが提案されている<sup>20)</sup>。すなわち自由電子が中性分子に捕獲され、この電子がさらに低いエネルギー順位に遷移する過程で、分子内部でのクーロン相互作用により別の電子を伝導帯に押し出すというモデルである。この場合電離に必要なエネルギーは高電界印加による分子分極により与えられることが示唆されている<sup>7)</sup>。このモデルによれば印加電界が比較的低くても自由電子を捕獲しやすい液体分子では放電進展が促進されるので、ハロゲン化合物における大きい進展速度を定性的に説明するのに都合がよい。その場合、生じたオージェ電子が液体中のハロゲン化合物により捕獲される場合と放電チャネルを形成する高密度プラズマ中で捕獲される場合の2つが考えられる。どちらの場合も放電チャネル内に自由電子を捕獲してエネルギーの高い領域を局在化させるためチャネルの径を小さくし、チャネルの進展速度を高めることが期待できる。

さらに液体、固体中ともに針端電界の差異が放電チャネルの進展速度を変えない結果や電圧パルスの立ち上がり時の極短時間内に全路破壊が起こることから、電界値のみにより進展速度が決まる機構は考え難く、破壊に係わる電子がある種の共鳴状態にあることも考えられる。

### 4. まとめ

液体誘電体とPEの破壊前駆電流の基本的形状は同じであり、誘電体間での前駆電流の相違は電圧印加条件の違いによると考えられる。この電流波形から得られる形成遅れとギャップ長との関係はあるギャップ長の領域で直線性を示し、その傾きから進展速度が得られる。PEにおける進展速度は液体炭化水素のそれと同じオーダーである。さらにPEではこの進展速度とは別に、四塩化炭素中と同じ $10\text{ km/s}$ オーダーの速度をもつ放電チャネルが存在する。このような液体と固体に共通する結果から、ポリエチレンのマイクロ秒破壊の基本的機構は多くの液体誘電体のそれと同様のものと考えられる。

液体誘電体中の放電チャネルの進展速度の極性差や、液体間での相異は放電チャネルの密度と直径の違いにより説明される。負極性放電進展ではオージェ過程を介する電離モデルを使うとハロゲン化合物中の大きい進展速

度が説明できる。

### 参考文献

- 1) J.C. Devins, S.J. Rzad and R.J. Schwabe : J. Appl. Phys., **52** (1981) 4531
- 2) P.J. McKenny and P.B. McGrath : IEEE Trans. Electr. Insul., **19** (1984) 93
- 3) G.J. FitzPatrick, E.O. Forster, R.E. Hebner and E.F. Kelly : IEEE Trans. Electr. Insul., **22** (1987) 453
- 4) H. Yamada and T. Sato : IEEE Trans. Electr. Insul., **20** (1985) 262
- 5) I. Kitani and K. Arii : IEEE Trans. Electr. Insul., **17** (1982) 571
- 6) M. Ishii and H. Yamada : Rev. Sci. Instrum., **23** (1985) 2116
- 7) H. Yamada, T. Sato and T. Fujiwara : J. Phys. D : Appl. Phys., **23** (1990) 1715
- 8) H. Yamada, S. Sakamoto and Y. Nakao : J. Electrostat., **7** (1979) 155
- 9) S. Sakamoto and H. Yamada : IEEE Trans. Electr. Insul., **15** (1980) 171
- 10) H. Yamashita and H. Amano : IEEE Trans. Electr. Insul., **23** (1988) 739
- 11) 実吉純一, 菊池喜充, 能本乙彦 : 超音波技術便覧, p. 1352, 日刊工業新聞社 (1978)
- 12) J.C. Devins and S.J. Rzad : IEEE Trans. Electr. Insul., **17** (1982) 512
- 13) G.J. FitzPatrick, P.J. McKenny and E.O. Forster : IEEE Trans. Electr. Insul., **25** (1990) 672
- 14) R.E. Hebner, E.F. Kelly, E.O. Forster and G.J. FitzPatrick : IEEE Trans. Electr. Insul., **20** (1985) 281
- 15) W.F. Schmidt : IEEE Trans. Electr. Insul., **19** (1984) 389
- 16) B. Halpern and R. Gomer : J. Chem. Phys., **51** (1969) 1048
- 17) B. Halpern and R. Gomer : J. Chem. Phys., **51** (1969) 1031
- 18) A. Beroual and R. Tobazeon : IEEE Trans. Electr. Insul., **21** (1986) 613
- 19) 山田 弘, 佐藤 淳, 藤原民也 : 電気学会論文誌A, **110** (1990) 868
- 20) K.C. Kao : J. Appl. Phys., **55** (1984) 752