

| Title        | 固体絶縁体のナノ秒領域での絶縁破壊現象に関する研<br>究    |
|--------------|----------------------------------|
| Author(s)    | 木谷, 勇                            |
| Citation     | 大阪大学, 1980, 博士論文                 |
| Version Type | VoR                              |
| URL          | https://hdl.handle.net/11094/869 |
| rights       |                                  |
| Note         |                                  |

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

# 固体絶縁体のナノ秒領域での 絶縁破壊現象に関する研究

木 谷 勇

# 内 容 梗 概

本論文は,著者が愛媛大学工学部に在職中および文部省内地研究員として大 阪大学工学部に留学中において行なった,「固体絶縁体のナノ秒領域での絶縁 破壊現象に関する研究」の研究成果をまとめたもので,7章より構成されてい る。以下各章ごとに内容の概要を述べる。

## 第 1 章

固体絶縁体の破壊機構を解明することの重要性を述べ,基礎的な破壊の研究 ならびに実用状態における破壊機構の研究の現状を述べることによって,本論 文の目的と意義を明らかにした。

# 第 2 章

現在に至るまでになされ一般的に認められた固体絶縁体の破壊現象に関する 多くの理論を述べるとともに、こうした理論が、実用状態においてそのまま適 用し得ない複雑な要因について述べた。

#### 第 3 章

高密度ポリエチレンを中心とした高分子フイルムに対し,立ち上り1nsの 高電圧パルスを印加し,その破壊遅れ時間を測定した。広範囲な温度領域にわ たる測定結果と電極効果の存在などから,170°K以下での高密度ポリエチレ ン,室温でのポリエチレンテレフタレートの破壊機構は,主に電極から注入さ れた電子を初期電子とする電子なだれ破壊であり,前者では215°K以上,後

--(\* , j\*\* )--

者では 373°K の温度では、主に試料内部から放出された電子を初期電子とす るいくつかの電子なだれの協力による破壊であるとの推定を行なった。形成遅 れ時間はいずれの場合も1 ns 近い値を示し、極めて短いことが明らかとなっ た。

#### 第 4 章

針対平板電極構成のもとで, KCl と Na Cl の単結晶に対しナノ秒パルスを印 加した場合の結果について述べた。顕著な極性効果が存在し,正針の場合は, 電圧印加と同時に結晶軸に沿って明瞭な発光を伴なった放電路の進展が観測さ れる事実から,気体放電における正ストリーマ破壊と類似の機構によりその破 破値が著しく低下することを述べた。また, KC1(100)の破壊前駆光を高速度 の光電子増倍管により測定した結果を示し,破壊現象との関連について示した。

#### 第 5 章

5 種類の高分子材料に対し、第4章と同様、針対平板電極構成のもとでナノ 秒パルスを印加し得られた結果について示した。いずれの材料も極性効果があ り、正針の方が負針の場合より破壊しやすいが、その効果も電極間隔の減少と ともに減少あるいは消滅する。ただ、ポリメチルメタクリレートのみ電極間隔 の大きな領域でも極性差が少ない材料であることが示された。正針、負針の両 極性において、ポリスチレンは抜きんでて破壊し難い材料であることが明らか となった。正針の場合、いずれの材料もその進展の難易はあるにしろ、正スト リーマの進展による破壊であり、負針の場合は、電子なだれ破壊もしくは負ス トリーマ破壊であるとの推定を行った。

-( || )--

# 第 6 章

シリコーン油中に生じた正ストリーマがKC1(100)に進展する場合と,KC1 (100)中に生じた正ストリーマがシリコーン油層中に進展する場合の実験結 果を示した。前者の実験においては,正ストリーマは界面の影響を受けず進展 するが,後者の実験では,界面の影響を非常に受け界面以後のシリコーン油中 での正ストリーマの進展が極めて困難になることが示された。この原因は正ス トリーマ先端の電界強度が界面において緩和されることによるとの推論を示し た。

第 7 章

本章では「固体絶縁体のナノ秒領域での絶縁破壊現象に関する研究で得られ た第3章から第6章までの結果を総括し、本論文の結論を述べる。

|     |       | 目 次               |     |
|-----|-------|-------------------|-----|
| 第1章 | 緒     | 論                 | 1   |
| 第2章 | 固体絶縁  | 体の絶縁破壊現象に関する一般的考察 | 4   |
| 2 1 | 固体維   | 縁体の基礎的破壊機構        | 4   |
|     | (I) 電 | 子の衝突電離に基づく理論      | 5   |
|     | )     | 単一電子近似理論          | 5   |
|     | ij )  | 単一電子なだれ理論         | 6   |
| ×.  | ii )  | 電界放出破壞            | 9   |
|     | 矮 (1) | 破壊理論              | 9   |
|     | (j )  | 純熱破壞理論            | 9   |
|     | ij)   | 集合電子近似理論          | 11  |
| 2.2 | 実用状   | 態における固体絶縁体の破壊     | 14  |
| 2.3 | 文     | 献                 | 15  |
| 第3章 | 高分子フ  | イルムの破壊遅れ時間とその温度特性 | 17  |
| 3.1 | 緒     | 音                 | 17  |
| 3.2 | 実験装   | 置と実験方法            | 18  |
| 3.3 | 実験結   | 東と検討              | 22  |
| [3. | 3.1]  | 破壊遅れ時間と温度特性       | 22  |
| [3. | 3.2]  | 電極効果              | 2 5 |
| [3. | 3.3]  | 形成遅れ時間と移動度        | 29  |
| 3.4 | 結     | 論                 | 32  |
| 3.5 | 文     | 献                 | 33  |

-( iv )-

•

| 第4 | 章   |   |   | 不 | 平等電 | 界中(針対平板)におけるアルカリハライド結晶の類  | 浢時  |
|----|-----|---|---|---|-----|---------------------------|-----|
|    |     |   |   | 間 | 破壊と | 破壞前駆光                     | 35  |
| 4  | . 1 |   |   |   | 緒   |                           | 35  |
| 4  | . 2 |   |   |   | 実験方 | 法と試料                      | 36  |
| 4  | . 3 |   |   |   | 実験結 | 果と検討                      | 37  |
|    | Ĺ   | • | 3 | • | 1 ] | 厚さ効果と極性効果                 | 37  |
|    | [ 4 | • | 3 | • | 2 ] | 正ストリーマの進展                 | 43  |
|    | [4  | • | 3 | • | 3 ] | 正ストリーマの進展方向と破壊            | 48  |
|    | [4  | • | 3 |   | 4 ] | 光電子増倍管による破壊前駆光の測定         | 50  |
| 4  | . 4 |   |   |   | 結   | 論                         | 59  |
| 4  | . 5 |   |   |   | 文   | 献                         | 61  |
| 第5 | 章   |   |   | 不 | 平等電 | 界中(針対平板)における高分子絶縁物の短時間破壊… | 62  |
| 5  | . 1 |   |   |   | 緒   | 言                         | 62  |
| 5  | . 2 |   |   |   | 試料の | 実験方法                      | 63  |
| 5  | . 3 | ł |   |   | 実験結 | 果と検討                      | 64  |
|    | (5  | • | 3 | • | 1]  | 5 0 %破壞電圧                 | 64  |
|    | [ 5 | - | 3 | • | 2 ] | 形成遅れ時間                    | 71  |
|    | [5  | • | 3 | • | 3 ] | 破壞機構                      | 73  |
| 5  | . 4 |   |   |   | 結   | 章A<br>m                   | 77  |
| 5  | . 5 |   |   |   | 文   | 献                         | 78  |
| 第6 | 章   |   |   | 複 | 合誘電 | 体(液体と固体)の正ストリーマ破壊         | 80  |
| 6  | . 1 |   |   |   | 緒   | 言                         | 80  |
| 6  | . 2 | ; |   |   | 実験方 | 法と試料                      | 81  |
| 6  | . 3 |   |   |   | 実験結 | 果と検討                      | 8 2 |

-( V)-

| 第 7 | 章 |   |   |   | 結 |    | 論 |    |                 | 95 |
|-----|---|---|---|---|---|----|---|----|-----------------|----|
|     | 6 | • | 5 |   |   | 文  |   | 献  | ······          | 94 |
|     | 6 | • | 4 |   |   | 結  |   | 論  |                 | 93 |
|     | Ę | 6 | • | 3 | • | 4] | ī | Eス | トリーマの進展機構と界面の効果 | 89 |
|     | Ĺ | 6 | • | 3 | • | 3〕 | 6 | 53 | %破壊電圧からの検討      | 85 |
|     | Ĺ | 6 | • | 3 | • | 2〕 | Ĩ | Eス | トリーマの平均進展速度     | 84 |
|     | ĺ | 6 | • | 3 | • | 1] | 石 | 皮壞 | 遅れ時間の特性         | 82 |

# 第1章緒 論

電気絶縁材料の持つ本来の役割は,電気の流れるべき電気回路以外に電流を 流れないようにしているにすぎず,能動的機能を持つ半導体素子に比較して, 地味な存在といえる。しかし,絶縁機能の低下は電力系統や電気器機全体を停 止させるばかりでなく,重大な事故につながる点を思えば,その信頼性の確立 は極めて重要である。なかでも固体絶縁体は,気体,液体絶縁体に比較して一 般にその破壊特性が良く,機械的支持能力を有する点等から,絶縁系統を究極 的に支配していることが多く,その破壊機構の解明は重要な問題である。

固体絶縁体の基礎的な破壊過程については、イオン結晶を中心とした結晶体 に対し、近代物性論的解釈が行なわれ、その理論的研究と実験的確証により、 大きな成果を収めた。しかし、高分子のような非晶物質については.その破壊 理論も少く、未知な点が多く残されている。

固体絶縁体が実用状態で使用される場合,電圧が長時間印加されることによ り、様々な2次的因子が加わり、実験室内での基礎的研究で得られる破壊値に 比べ、その破壊値が著しく低下することが多い。例えば、高電圧ケーブル等に おいては、用いられるポリエチレンの本質的破壊強度(約6MV/cm)に比較し て2桁近く低い電界強度で使用されている。これは材料の劣化、部分放電によ るトリー等の局部破壊の発生と進展等、多くの因子が重畳され、予想外に低い 印加電圧においても全路破壊が生じる恐れがあるため取られる処置である。高 い信頼性を得るためには現状ではやむ得ぬ処置ではあるが、現代の厳しい絶縁 設計を求める工学的要請に応じているとはいえない。樹枝状の局部破壊即ち、 トリーの発生と進展の問題は、実用上重要であるので、近年、特に活発に研究 が行なわれている。その場合、針電極を用いてあらかじめ集中電界を与えるこ

- 1 -

ことが多いが、その針先端近傍の静電的に計算される電界が材料の本質的破壊 強度をはるかに越える状態でも、その領域の材料になんらの異常も見い出し得 ぬことがよくある。これは電圧上昇過程において、 電荷担体の移動による空 間電荷のため電界緩和が行なわれ、実効の電界強度が減少しているためと考え られる。空間電荷の形成がトリーの発生と進展に大きく影響していることは、 さらに、前課電の効果や極性効果等から確められている。空間電荷の蓄積はト リーのような局部破壊ばかりでなく、平等電界における破壊においても大きく 影響することも、同様に、前課電の効果、極性反転の効果から明らかにされて いる。

今日における絶縁破壊の研究は、基礎的あるいはより実用的研究を問わず、 空間電荷が破壊に与える影響に着目したものが多い。また誘電体内における空 間電荷の挙動については、破壊過程にとどまらず、様々な角度から検討が加え られている。熱刺激電流の測定、種々の手法による電荷担体の移動度の測定な どの多くの研究が行われている。このように空間電荷の問題は非常に重要であ るが、破壊過程に与えるその蓄積効果を知るためには、逆に、できるだけその 効果が無視し得るような状況を作ることも方法である。例えば空間電荷の蓄積が少 い極めて短かい時間領域にて破壊実験を行うことである。また、針電極を用いた実験 では、そのパルスの立ち上り時間が非常に速ければ、電圧を印加した瞬間においては 針先端近傍では静電的に計算される極めて高い電界にさらされる一つの物理的状況を 作り得る。

本論文は、このような観点に立って、立ち上り時間約1 ns のパルス発生器 を作成し、通常100ns の時間領域において、主に固体絶縁体を中心に種々の 条件において破壊の実験を行い、得られた結果をまとめて報告するものである。 実験は個々の試料に対しその破壊遅れ時間の分布、その最小値等の基礎的デー

-2 -

タを得ることができる。このことにより,破壊の厚さ依存性,温度依存性等か らでは得られない時間の項を与えることができ,物理現象の時間的過程を知る 重要な手がかりとなり得る。 第2章 固体絶縁体の絶縁破壊現象に関する一般的考察

#### 2.1 固体絶縁体の基礎的破壊機構

固体絶縁物の破壊過程に対する理論は、固体内の微少電流によるジュール 熱の発生とその放散の熱平衡を考慮したWagnerの純熱破壊理論に始まる(!) この理論は温度上昇とともに破壊値が低下するいわゆる高温領域での破壊特性 を説明することはできたが、広範囲な温度領域にわたる実験で見い出された低 温領域の破壊特性を説明できなかった。また電流はイオン性のものと考えられ ていたが、その後、Rogowski が陰極線オシログラフを用い、マイカの破壊時 間は $10^{-7}$  s 以下で非常に短いことを見い出し<sup>(2)</sup>、電子過程による破壊が注目 をあびた。Hippel<sup>(3)(4)</sup> らはアルカリハライド結晶に対し、理論的実験的研究に より、電界により加速された高速電子の衝突電離作用による電流増倍が破壊を 誘発しているとの理論を示した。高速電子と格子 系との相互作用の問題は、理 論物理学の対象として注目を受け、Hippel<sup>(5)</sup> Fröhlich<sup>(6)</sup>, Franz<sup>(7)</sup>らが量子力 学的理論を示した。これらの理論により計算された破壊電界の値は、それらに 含まれる不確定な基礎量や実験に含まれる制御しがたい2次的因子のため、実 験値との定量的一致はみられなかった。しかし、定性的には低温領域の破壊特 性の結果を説明し、破壊の基礎過程の理解を深めた。Seitz<sup>(8)</sup>は固体の絶縁破 壊には電子密度がある臨界値以上に増大する必要があるとして電子なだれ理論 を提示した。この理論は気体放電理論に類似したものであるが、破壊電界の試 料厚さ依存性や電極材料の効果,あるいは破壊時間の統計的問題についても説 明し得るようになった。

結晶体に対しては、この様に多くの理論が生れ成果を収めたが、実用的に特 に重要な材料となってきた高分子材料のような非晶体の破壊理論は少い。これ

- 4 -

らに対しては Fröhlich の非常に多くの格子欠陥を持つ結晶体についての理論<sup>(9)</sup>の適用は考えられるが、不明な点が多い。

以上述べてきたような破壊の理論については、すでにいくつかの解説書<sup>(10</sup>)が あるが、ここでは、主に電子の衝突電離に基づく破壊と熱破壊に大別して、以 下に述べる。

- 電子の衝突電離に基づく理論
  - I) 一電子近似理論

理論の大要は伝導電子が電界から得るエネルギーAとこの電子が格子振動との相互作用により失うエネルギーBのバランスを考えることにある。Aは電界 F,格子温度T。,電子エネルギーEに依存し,次式で与えられる。

A (F, T<sub>0</sub>, E) =  $\mu e F^{2}$ 

(μ:電子移動度, e:電子の電荷量)
 (2・1)
 一方、Bは格子温度、電子エネルギーに依存し、次式となる。

 $B(T_0, E) = h\nu_0 \cdot 1/\tau_0$ 

 $(2 \cdot 2)$ 

(h:プランク定数, $\nu_0$ :格子振動数, $\tau$ :電子衝突時間)

(2・1)図に結晶中を格子振動に散 乱されながら移動する電子に対して,そ の運動エネルギーとA,Bの関係をモデ ル的に示す。 $F_H$ の電界においては,い かなるエネルギーの電子もA  $\ge$  B となり 走行中にエネルギーを増し,電離エネル ギーに達し,衝突電離を起すようになる。 このような電界を破壊の臨界条件として



(2・1)図 破壊とエネルギーバランス

- 5 -

Hippel はその理論を展開した<sup>(5)</sup>。この理論は"低エネルギー基準として知られている。これに対し,  $Fr^{\dagger}hlich$  は電界が $F_F$  以上であれば固体内に確率的に存在するエネルギーの高いイオン化エネルギー付近の電子が, さらにエネル ギーを獲得し衝突電離を起し得ることを指摘した<sup>(6)</sup>。彼の理論は"高エネルギ ー基準"による理論といわれる。

以上は定性的に述べているにすぎないが,その量子力学的計算に基づく破壊 電界の値は,理論的に問題点を残しながらも,実測とかなり良い一致を示した。 また,破壊の方向性の問題<sup>(1)</sup>,低温領域での破壊温度特性,不純物原子の導 入による破壊の上昇<sup>(2)</sup>などについて説明を与えることに成功した。

Ⅱ) 単一電子なだれ理論

一電子近似理論においては破壊の条件を電離が開始する電界としているが、 Seitz は破壊が誘発されるためには電離増倍すなわち電子密度がある臨界の値以 上に達する必要があると考え、その理論を展開している<sup>(8)</sup>。その後Stratton らによって多少修正が加えられたが<sup>(3)</sup>、その理論は単一電子なだれ理論とし て知られ、重要な理論である。

電子が衝突を起さないで、電界によりその平均エネルギー E<sub>av</sub> から電離エネ ルギー I まで加速するのに要する時間 t, は次式で与えられる。

$$t_{I} = \frac{\left\{ 2m \left( I - E_{av} \right) \right\}^{\frac{1}{2}}}{eF}$$
(2.3)

 $P(t_I)$ を時間  $t_I$  の間に電子が衝突しない確率とし緩和時間を $\tau$  ( $E_{av}$ ) と すると、単位時間に衝突する確率は  $1/\tau$  ( $E_{av}$ ) となる。よって単位時間に衝突 を行う確率は

$$W = P(t_I) / \tau (E_{av})$$
 (2.4)

- 6 -

となる。平均エネルギー $\mathbf{E}_{av}$ を持つ電子の移動度を $\mu$ ( $\mathbf{E}_{av}$ )すれば、電離係数  $\alpha$  は次式となる。

$$\alpha = \mathbf{P} \ (\mathbf{t}_I) / \tau (\mathbf{E}_{av}) \mathbf{F}$$
(2.5)

単一電子なだれによる破壊とするならば、電離係数の臨界値として

$$\alpha_c d = i$$
 (2.6)

が得られる。ここでdは試料の厚さ, iは破壊に要する最小の電離回数である。 したがって破壊電界は次式となる。

$$\mathbf{F}_{c} = \frac{\mathbf{P}(\mathbf{t}_{I})\mathbf{d}}{\tau (\mathbf{E}_{av})\mu(\mathbf{E}_{av})\mathbf{i}}$$
(2.6)

次 に P(t)について求める。 P(t+dt) は時間 t において衝突しない確率 P(t)と続く dt の間に衝突しない確率  $(1-dt/\tau)$ の積である。すなわち

$$P(t+dt) = P(t)(1-dt/\tau)$$
 (2 • 7)

$$\frac{dP(t)}{dt} = -\frac{P(t)}{\tau}$$
(2.8)

となり,解は

$$P(t_I) = \exp\left(-\int_0^t I \frac{dt}{\tau}\right)$$
(2.10)

で与えられる。  $\tau$  は電子のエネルギーの関数で、加速とともに変化し、また dv/dt = eF であるから、

$$P(t_{I}) = \exp\left(-\frac{m}{eF}\int_{v_{1}}^{v_{2}}\frac{dv}{\tau(E)}\right)$$
(2.11)

あるいは、 dE/dt=mvdv/dt=(2mE)<sup>1/2</sup> eF/m であるから

$$P(t_I) = \exp\left(-\left(\frac{m}{2}\right)^{1/2} - \frac{1}{eF} \int_{E_{av}}^{I} - \frac{dE}{E^{1/2} \tau(E)}\right) \qquad (2.12)$$

- 7 -

$$= \exp\{-H/F\}$$
 (2.13)

$$\mathbf{H} = \left(\frac{\mathbf{m}}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{e} \int_{\mathbf{E}_{av}}^{I} \frac{d\mathbf{E}}{\mathbf{E}_{av}^{1/2} \tau(\mathbf{E})}$$
(2.14)

となる。(2・13),(2・14) 式を(2・7) 式に代入して整理すると

$$\mathbf{F}_{c} \simeq \frac{\mathbf{H}}{\ln \left[ \frac{\mathbf{d}}{\mathbf{F}_{c^{\mu}} (\mathbf{E}_{av}) \tau (\mathbf{E}_{av}) \mathbf{i}} \right]}$$
(2.15)

が得られる。この式は厚さ効果より単一なだれ破壊機構による破壊であること を説明するのにしばしば用いられる。

一方,電子なだれによる破壊理論は,破壊遅れ時間の統計的ばらつきを説明 し得る。Wijsmann – Furry <sup>(14)(15)</sup> によれば1個の初期電子が陰極を出発し て、 $\ell$ なる距離を走って後, n個のなだれに成長する確率 $P_n$  ( $\ell$ )は

$$P_{n}(\ell) \simeq \frac{1}{\overline{n}} \exp(-n/\overline{n})$$
 (2.16)

$$\overline{\mathbf{n}} = \exp(\alpha \, \ell) \tag{2.17}$$

で与えられる。

したがって電子なだれが $N_c$  (破壊が起る限界値)以上に成長する確率 $K_{n_c}(\ell)$ は

$$\mathbf{K}_{\mathbf{n}_{c}}(\ell) = \int_{\mathbf{n}_{c}}^{\infty} \mathbf{P}_{\mathbf{n}}(\ell) d\mathbf{n} = \exp(-\mathbf{N}_{c}/\mathbf{n})$$
(2.18)

で与えられる。毎秒平均 $\nu_0$  個 の電子が出ると毎秒当り破壊の起る確率は $\nu_0 K_{n_c}(\mathcal{O})$  となる。初期電子がPoissoin 分布的に乱雑に出ると、電圧印加後 t 秒にしても破壊が起らない確率は

$$N(t) = \exp(-t/t_s)$$
(2.19)

$$t_{s} = 1/\nu_{0} K_{n_{c}} (\ell) = \frac{1}{\nu_{0}} \cdot \exp(N_{c}/\overline{n})$$
 (2.20)

-8 -

となる。ここで $t_s$ は統計遅れ時間と呼れる。破壊に要する最小の時間を $t_F$ と すれば

$$N(t) = \exp\left\{-(t-t_F)/t_s\right\}$$
(2.21)

となる。単一電子なだれとすれば形成遅れ時間 t<sub>F</sub> は

$$\mathbf{t}_F = \ell / \mu \mathbf{F} \tag{2.22}$$

で与えられる。

このように単一電子なだれ理論においては統計遅れ時間 t<sub>s</sub> の物理的意味を 説明することができ、電極材料の種類(その仕事関数)に v<sub>0</sub> は依存することか ら、いわゆる電極効果も説明し得る。

電子なだれ理論には以上で述べた単一電子なだれ理論の他に,初期電子を固体 内に均一に存在する自由電子とする多電子なだれ理論があるが<sup>(16)(17)</sup>,この理 論では電極効果,厚さ効果などは存在し得ない。

Ⅲ) 電界放出破壊

固体試料の厚さが薄くなると電子なだれ機構による破壊であれば破壊電界が 上昇するが,厚さが極端に薄くなるとその高い電界のために,充満帯の電子が トンネル効果により伝導帯ににじみ出し,伝導電子数が急増し格子系へのエネ ルギー注入が格子系を臨界温度まで上昇させ,破壊を引き起すとの理論である この理論はZenerによって提案され<sup>(18)</sup>,Zener破壊理論とも呼れる。この理論 が適用されるのは誘電体薄膜もしくは半導体におけるPN 接合の破壊の 場合で ある。

1) 熱破壞理論

1) 純熱破壞理論

固体絶縁物の室温における電気伝導度は極めて低いけれども,格子温度が十 分高ければ電気伝導度も急激に上昇する。もし電圧印加による微少電流のジュ

- 9 -

ール熱が格子温度をあげ、そのため電流が増大しさらに格子温度を上昇させる ような正帰置作用が働けば破壊が起ると考えられる。一般的には熱的平衡条件 は次式であらわせる。<sup>(10)</sup>

$$C_v \frac{dT}{dt} - div(Kgrad T) = \delta F^2$$
 (2.23)

ここで, C<sub>v</sub>:比熱, T:温度, t:時間, K:熱伝導率, 6:電気伝導率

電界の増加速度が遅く、(2・23)式の左辺第1項が無視できる場合は

 $-\operatorname{div}(\operatorname{grad} T) = 6F^2 \tag{2.24}$ 

となり、格子温度の上昇が起り破壊に至る。

次に電圧がランプ関数的に上昇し短時間で破壊に至る場合の理論について述 べる。この場合は(2・23)式の左辺第2項を省略でき次式となる。

$$C_{\rm v} \frac{\mathrm{dT}}{\mathrm{dt}} = 6 \mathrm{F}^2 \tag{2.26}$$

いま, 導電率を次式で与える。

$$6 = 6_0 \exp \left(-\frac{\psi}{\mathrm{KT}}\right) \tag{2.27}$$

ここで、 $6_0$ ;定数、K;ボルツマン定数、 $\phi$ ;活性化エネルギー

#### 電界を

$$\mathbf{F} = (\mathbf{F}_{\mathbf{c}} / \mathbf{t}_{\mathbf{c}}) \mathbf{t}$$
(2.28)

とすれば(t<sub>c</sub>: 破壊時間)

$$\frac{\mathrm{dT}}{\mathrm{dF}} = \frac{\mathrm{t}_c}{\mathrm{F}_c} \cdot \frac{\sigma_0 \mathrm{F}^2}{\mathrm{C}_v} \exp(-\phi/\mathrm{KT})$$
(2.29)

$$\int_{\mathbf{T}_0}^{\mathbf{T}_m} \exp(\phi / \mathbf{K} \mathbf{T}) d\mathbf{T} = \frac{\mathbf{t}_c}{\mathbf{F}_c} \int_0^{\mathbf{F}_c} \mathbf{F}^2 d\mathbf{F}$$
(2.30)

- 10 -

積分し、 $\phi \gg KT$ ,  $T_m \gg T_0$ とすれば( $T_m$ ;融点)破壊電界は

$$\mathbf{F}_{c} \simeq \left(\frac{3 C_{v} \mathbf{K} \mathbf{T}_{0}^{2}}{6_{0} \phi} \cdot \frac{1}{\mathbf{t}_{c}}\right)^{1/2} \quad \exp \left(\frac{\phi}{2\mathbf{K} \mathbf{T}_{0}}\right)$$
(2.31)

となる。

純熱破壊理論は固体内を流れる微少電流に基づくものであるから,電界や温度に依存する固体絶縁体の導電特性の解明が重要な問題である。Vermeer は Na<sup>+</sup>分の多いガラスと無アルカリガラスの導電特性と破壊特性の関連から,ガ ラスの高温域では純熱破壊が起っていることを示した<sup>(19)</sup>。

▮) 集合電子近似理論

伝導電子が比較的高密度で、電子間の衝突が電子と格子間の衝突よりも頻繁 になってくると高速度電子は他の電子にそのエネルギーを与え、電子のエネル ギー分布は定常状態ではMaxwellian分布となり<sup>(20)</sup>電子エネルギーは格子温 度よりやや高い所で平衡となる。集合電子近似理論においては電界および電子 間、電子と格子間の相互作用により、電子のエネルギー分布がいかに変化する かをBoltzmann の輸送方程式から論じ、破壊電界は電子温度の定常状態が得 られず無限に増大する臨界の電界により定義される。一電子近似理論における電子が 電界から得るエネルギーAと格子に与えるエネルギーBは電子のエネルギー分 布関数で平均したものとなり、エネルギー平衡の式は次式で与えられる。

 $A (F, T_0, F) = \overline{B} (T_e, T_0)$ (2・32) ここで T<sub>e</sub>;電子温度

いま、伝導電子が $T_0$ より破壊電界 $F_c$ に相当する電子温度 $T_c$ まで上昇するときの電子温度Tの変化は

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,\mathrm{t}}\left(\begin{array}{c}\frac{3}{2} \mathrm{K}\mathrm{T}_{e}\end{array}\right) = \overline{\mathrm{A}}\left(\mathrm{F},\mathrm{T}_{e},\mathrm{T}_{0}\right) - \overline{\mathrm{B}}\left(\mathrm{T}_{e},\mathrm{T}_{0}\right) \qquad (2\cdot33)$$

- 11 -

で与えられ、これから求められる温度上昇の時定数は約10<sup>-10</sup>S という非常に 短い時間となる。したがってこの理論による破壊遅れ時間は極めて短いものと なる。

Boltzmann 方程式により(2・33)式の解を求めるのに伝導電子のエネル ギー伝達の仕方の異なる二つの方法がある。一つは単結晶固体に,他の一つは 不純物準位を多く含む結晶体あるいは無定形固体に適用される。後者の場合, 非晶体に適用し得る理論として重要で,この理論を提案したFröhlichに従い<sup>(20)</sup>, 以下に述べる。

帯理論の概念を用い(2・2)図に示されるようなエネルギーダイヤグラムを 考える。

C レベルは伝導帯, S レベルは浅いト ラップ, D レベルは深いトラップと考 えることができる。C レベル, S レベ ル, D レベルの電子密度をそれぞれ



 $\mathbf{n}_{\mathrm{C}}$ ,  $\mathbf{n}_{\mathrm{S}}$ ,  $\mathbf{n}_{\mathrm{D}}$  とする。 (2・2)図 非晶体のバンドモデル

KT≪ ⊿ V≪ W

 $(2 \cdot 34)$ 

とすると(  $dV \ dS \nu \prec \nu \circ n \circ n$ ,  $W \ dS \nu \prec \nu \circ n \circ n \in E \circ D \nu \prec \nu \circ n \circ n = n \cdot n \cdot n \cdot r = E$ )  $n_c = n \cdot \frac{N_c}{s \cdot N_c} \cdot exp(-dV/KT) \qquad (2.35)$ 

が得られる。( $N_{c}$ ,  $N_{s}$ はCレベル, Sレベルの底の部分の状態密度)

電界よりの電子の得るエネルギーは τ を伝導電子の緩和時間とすれば,

A (F, Te, T<sub>0</sub>) = 
$$n_c \frac{e^2 \tau_c}{m} F^2$$
 (2.36)

で表わされる。一方、格子に与えられるエネルギーは次式で表わされる。

$$B(T, T_0) = h_{\nu} \Sigma (W_e - W_a)$$
 (2.37)

-12 -

ここで、 $W_e$ はフォノンの放出確率、 $W_a$ はフォノン吸収確率である。

P(E)を電子の遷移確率とすれば、 $W_e$ ,  $W_a$ は次式で与えられる。

$$W_e = P(E) f_0(E) n(T_0)$$
 (2.38)

$$W_{a} = P(E) f_{0}(E+h\nu) \{ n(T_{0}) + 1 \}$$
(2.39)

ここで  $f_0(E)$  は Maxwell の分布関数,  $n(T_0)$  はフオノン数である。  $1 / \tau_s (\tau_s d h = \pi_s \tau)$ 電子の緩和時間) が P(E)の平均値とすれば

$$n_{s} / \tau_{s} = \Sigma P(E) f_{0}(E)$$
(2.40)

となり、  $B(T_e,T_0)$ は、

$$B (T_e, T_0) = \frac{h\nu N_s}{\tau_s N_c} n(T_0) exp(dV/KT) \{exp(h\nu/KT_0 - h\nu/KT) - 1\}$$

$$(2.41)$$

となる。 A (F,T<sub>e</sub>,T<sub>0</sub>) = B(T<sub>e</sub>,T<sub>0</sub>)の条件が成立するならば

$$DF^{2} \exp(-dV/KT) = \exp(h\nu/KT_{0} - h\nu/KT) - 1 \qquad (2.42)$$

$$D = \frac{e^2 \tau_c \tau_s N_c}{mh_{\nu} n(T_0) N_s}$$
(2.43)

が平衡の条件となる。臨界の電界を破壊電界とすれば

$$\mathbf{F}_{c} = \left(\frac{\mathbf{h}\nu}{\varepsilon \mathbf{D} \Delta \mathbf{V}}\right)^{1/2} \quad \exp\left(\frac{\Delta \mathbf{V}}{2\mathbf{KT}_{0}}\right) \tag{2.44}$$

となる。( ε; 自然対数の底 )

この理論においては,温度上昇とともに破壊値が低下する高温領域での破壊 特性を説明することができ,破壊遅れ時間が純熱破壊などに比べ極めて短く, 厚さ効果がないなどの特徴がある。

· · · ·

#### 2.2 実用状態における固体絶縁体の破壊

固体絶縁物が実際の電力系統や電気機器に用いられる場合,前節で述べられ たような破壊理論に基づく理論値あるいは理論を実証する基礎的研究での実験 値に比べ、はるかに低い平均電界のもとで使用されている。これは長時間電圧 が印加されることにより種々の2次的因子が加算されるためである。この根本 をなすのは、電界の不平等性のため部分放電が発生するためで、これにより材 料の劣化や局部破壊が起り、ついには全路破壊が生じるものと考えられる。こ の様な破壊には表面の放電によるトラッキング破壊やアーク破壊も含れるが、 固体内を樹枝状に進展する局部破壊、いわゆるトリーイング破壊が重要で Mason<sup>(21)</sup>やKitchin<sup>(22)</sup> らの研究以来、大きな関心を呼び、現在も数多くの研究が 行なわれている<sup>(23)</sup>(26)。実験室でのその研究の多くはトリーの発生と進展を加 速するため、針電極等の鋭利な電極を用いるとか<sup>(1)(23)(24)(25)</sup>,人工的にボイドを 与えて実験を行なっている<sup>(21)(27)</sup>。 前者の方法はあらかじめ集中電界を与える 方法であるが、後者においてもボイドの端部を尖鋭にして部分放電により形成 された空間電荷による電界集中を大きくする方法がよく用いられる。これらの トリーの発生と進展はとりもなおさず電界の集中による部分放電に基づく破壊 であることを意味している。実用状態においても多くの場合、ボイド等の存在 により電界の不整が生じ部分放電が繰り返えされ材料の局部破壊を起し、さら にこの局部破壊の発生が電界の集中度を高め、トリーの進展を加速すると思わ れる。このように電界の歪みによる部分放電の発生がトリー発生の原因である が、複合誘電体における破壊の場合も同様なことがいえる。固体絶縁材料を用 いる場合、単体として用いる場合もあるが、気体および液体誘電体との複合体 として用いる場合が非常に多い。この場合、誘電率の差による電界の集中および一般に気 体,液体絶縁体は固体絶縁体に比べその破壊強度が低いため、この領域に部分放電が

生じ,その放電エネルギーが固体に損傷を与える。先に述べたボイドからのト リーの発生は,気体と固体の複合誘電体における破壊ともいえる。液体と固体 の複合体の場合は,液体中での放電エネルギーが気体中のそれより大きく,固 体に与える損傷も大きい<sup>(28)</sup>。また液体中に発生した放電路先端の電界強度が極 めて高くなることも予想され<sup>(20)</sup>,固体内への侵入と,それに与える界面の影響 が問題となる。

実用状態では様々な因子が複雑にからみ合っているので,問題の解決には困 難な面が多くあるが,単に現象論的理解にとどまらず,現代の高度に発達して きた物理化学的技術を用い,物理的基礎に根ざした理解により,一つ一つの問 題を解決して行く努力が大切であると考える。

### 2.3 文 献

- (1) K.W. Wagner; Elec Engr, Vol.4, p. 1034 (1922)
- (2) W. Rogowski; Arch. Electrotech, Vol.13, p.153 (1924)
- (3) Von. Hippel; Z. Phys, Vol. 67, p.48 (1931)
- (4) Von. Hippel; Z. Phys, Vol. 68, p. 309 (1931)
- (5) Von. Hippel; Erg.exa. Naturwiss Vol.14, p.79 (1935)
- (6) H. Fröhlich; Proc. Roy. Soc. Vol.A.160 p.230 (1937)
- (7) W. Franz; Z. Phys. Vol.113 p.607 (1939)
- (8) F. Seitz; Phys. Rev. Vol. 76 p.1376 (1949)
- (9) H. Fröhlich; Proc. Roy. Soc., Vol. A188 p. 521 (1947)
- (10) たとえば, S.Whitehead;Dielectric Breakdown of Solids (1951) Clavenclon Press,Oxford

J.J.O  $D_Wyer$ ; The Theory of Dielectric Breakdown of Solids -15-(1964) Clavendn Press,Oxford

- (11) E.Offenbacher and H.B.Callen; Phys. Rev. Vol. 90 p.401 (1953)
- (12) Von Hippei and G. M. Lee; Phys. Rev. Vol. 59 p.824 (1941)
- (13) R. Stratton; Progress in Dielectrics Vol.3 p.640 (1952)
- (14) Y. Inuishi and T. Suita; J. Phys. Soc. Japan Vol.7 p.640(1952)
- (15) A, R Wijsman; Phys. Rev. Vol. 75 p.833(1949)
- (16) W.R.Heller; Phys.Rev. Vol.84 p.1130 (1951)
- (17) W. Franz; Z. Phys. Vol. 132, p285 (1952)
- (18) C. Zener; Proc. Roy. Soc. Vol.A; 145 p.523 (1934)
- (19) J. Vermeeri; Physica Vol.20 p.313 (1954)
- (20) H.Fröhlich and B.V.Paranjape; Proc. Phys. Soc. Vol. B;69p.21 (1956)
- (21) J.H.Mason; Proc. Instn. Elect. Engrs. Vol.98, Pt I, p44(1951)
- (22) D.W.Kitchin and O.S.Pratt; AIEE, Pt Vol.77 p.180 (1958)
- (23) 縄田,河村,家田;電気学会論文誌 Vol.95.A P.423 (昭50)
- (24) 吉村,能登,電気学会論文誌 Vol.93 A p.413 (昭48)
- (25) Y.Shibuya, S, Zoledziowski and j.H Calderwood; IEEE Trans,
   Vol.PAS-96 p.198 (1977)
- (26) E.J.McMahon; IEEE Trans, Electr Insul Vol.EI-13 p.277(1978)
- (27) 田中;電中研技報Na 178006 (昭53)
- (28) 井関,倉橋;電学誌 Vol.181 p.1060(昭36)
- (29) 曽称,鳥山;電気学会放電研資料ED-73-9(昭48-2)

第3章 高分子フィルムの破壊遅れ時間とその温度特性

# 3.1 緒 言

固体絶縁体の破壊機構を明らかにする方法としては,破壊強度の温度依存 性<sup>(11)-(14)</sup>,厚さ効果<sup>(5)(6)</sup>,電極効果<sup>(7)</sup>等を検証する方法があるが,破壊遅れ時間 を測定する方法も極めて有力な方法である<sup>(8)</sup>と思われる。パルスの立ち上り時 間を速め非常に短い時間領域で実験を行えば,絶縁破壊の研究においてしばし ば問題となる空間電荷の形成等の2次的効果の影響を少くすることができる。 気体に対しての破壊遅れ時間の測定実験は多いが<sup>(9)(10)</sup>,固体についてはRogowskiがマイカについてその破壊遅れ時間が10<sup>-7</sup>S以下になり得ることを見い 出し,<sup>(11)</sup>電子的過程に基づく破壊機構の可能性を示した。その後川村らは<sup>(12)</sup>マ イカ,NaC1についてその統計遅れ時間の厚さ依存性からSeitzの理論<sup>(13)</sup>に検 討を加え,犬石らはKC1,イオウに対して実験を行なっている<sup>(7)</sup>。高分子絶縁物 に対してはCooperらの研究<sup>(14)</sup>がある。

しかし、本論文において報告するナノ秒領域での破壊遅れの研究は、固体絶 縁体に対しては皆無である。用いたパルスの立ち上り時間が約1 ns(パルス巾, 100ns)と非常に短い点は、破壊遅れ時間の最小値を求める上で都合がよく また同一条件において個々の試料の破壊遅れ時間を測定することにより、破壊 遅れ時間の統計的分布もしくは統計遅れ時間を知ることができる。このような 破壊遅れ時間の基礎的データを得ることは、破壊機構の物理的過程を明らかに する上で、有力な手がかりとなると思われる。さらに広範囲の測定温度で実験 を遂行することや、電極材料の種類を変える等の条件の変化に対して、破壊遅 れ時間の特性がいかに変化するかを知ることができれば、なおいっそう破壊機 構の解明の助けになると考える。

-17-

# 3.2 実験装置と実験方法

実験に使用したパルス発生器はFletcherの開発した<sup>(9)</sup> 3点ギャップ方式に よるもので、(3・1)図に示されるように高圧直流電源、高圧抵抗、パルス整 形同軸ケーブル、高気圧3点ギャップスイッチ、高圧トリガーパルス発生装置 パルス伝送同軸ケーブル、容量分圧器、整合抵抗、試料台から構成されている。 その基本動作について説明する。高圧直流電源により高圧抵抗を通してパルス 整形ケーブルを所定の電圧Vに充電する。

高圧トリガーパルス発生装置を動作させ、高気圧3点ギャップスイッチ〔(3 ・2)図参照〕の中央のトリガー電極に充電電圧とは逆極性の高圧トリガーパ ルスを加える。パルス整形ケーブル側電極とトリガー電極との間隙、 $g_1$  は電 圧 V では安定であったが、トリガーパルスの波高値と電圧 V との和が $g_1$  に対 して過電圧であれば $g_1$  は放電する。そのためトリガー電極の電位はほぼ V と なる。トリガー電極と伝送ケーブル側電極の間隙、 $g_2$ は $g_1$ の1/3~1/4 程度に 調整しているので、 $g_2$  はただちに放電を起し、スイッチ動作は完了する。こ のことはパルス整形ケーブルに充電された電圧 V を起電力とする階段関数の電 源が伝送ケーブルに接続されたことを意味する。いま、現想的に T=Oでスイッ チされた点から伝送ケーブル側をみたときのインピーダンス  $Z_{in}$  は分布定数回 路理論により次式で与えられる。

$$Z_{in} = Z_0 \frac{1 + \rho_1 e^{-2PT\ell}}{1 - \rho_1 e^{-2PT\ell}}$$
(3.1)

ここで、 $\mathbf{T} = \sqrt{\mathbf{LC}}$ (L、Cはそれぞれ伝送ケーブルのインダクタンスとキャンパスタンス) $\ell$ はパルス整形ケーブルの長さ、 $\rho_1$ は関放端の電圧反射係数、 $\mathbf{Z}_0$  はケーブルの特性インピーダンスである。

便宜上整合抵抗のインピーダンスを2 とすれば、現れる信号は

- 18 -





(3•3)図 容量分圧器

- 19 -

$$\mathbf{V}_{B} = \frac{\mathbf{Z}}{\mathbf{Z} + \mathbf{Z}_{in}} \mathbf{V} \tag{3.2}$$

となる。

電源からみた伝送ケーブルの遠端は開放であると考え得るから,  $\rho_1 = 1$  である, したがって  $V_B$ は次式のようになる。

$$V_{B} = \frac{\frac{Z}{Z + Z_{0}} (1 - e^{-2PT\ell})}{1 - \frac{Z - Z_{0}}{Z + Z_{0}} e^{-2PT\ell}}$$
(3.3)

 $\mathbf{Z} = \mathbf{Z}_0 \ \mathbf{C} \mathbf{\delta} \mathbf{n} \mathbf{I}$ 

$$V_B = (1 - e^{-2PT \ell}) \frac{V}{2}$$
 (3.4)

となり、ラプラス逆変換すれば、出力パルスは方形波となり、その振巾は V/2 継続時間は 2Tℓ となる。

もし, 整合抵抗を用いず,  $\mathbf{Z} = \infty$ とすれば, 振巾  $\mathbf{v}$ , 継続時間 2T  $\ell$  の方形 波が繰り返えされる。

以上のように伝送ケーブル終端に配置されている試料には、 V/2の単一パル ス,もしくは V の繰り返しパルスを印加し得るが、破壊遅れ時間の測定には波 形の観測が必要となる。そのための分圧器として(3・3)図に示されてるような容量分 圧器を製作した。外側の同軸円筒は、アルミ箔と厚さ10µmのポリエチレンシー トおよび真ちゅう円筒からなっている。この分圧器により約1/500 に分圧され た信号は同軸ケーブルを通してオシロスコープ(Tektronix - 7904, 500 MHz)にて観測する。電圧パルスの波形の例を(3・4)図に示す。 なお、加えられる電圧パルスはケーブルを終端を無限大にし、繰り返しパ ルスにして用いた方がパルス波高値を大きくし得るので、多くの場合、繰り返 しパルス(約15μs で減衰)の 初発のパルスのみを観測した。 絶縁物に過電圧を加えたとき,破 壊が起るまでに有限の時間を要す る。また厚さ一定の同一とみなし 得る試料に対し,同一電圧パルス を印加した場合,その破壊遅れ時 間は必ずしも一定でなく、大きな



(3•4)図 電圧波形

ばらつきを示すことが多い。同一条件での実験において,電圧パルスを印加し て後,時間 t までに破壊が起らなかった試料数を n<sub>t</sub> とし,全試料数を n とし た時, log n<sub>t</sub>/n と時間の関係をプロットすれば(いわゆる "ラウェプロット") 直線関係が成立することがよくある。すなわち次式が成立する。

$$n_t / n = \exp(-\frac{t - t_F}{t_s})$$
 (3.5)

ここで $t_F$  は形成遅れ時間,  $t_s$  は統計遅れ時間である。

得られた実測のラウエプロットの直線性が良ければ、その直線から $n_t/n = 100\%$ となる時間を形成遅れ時間  $t_F$ ,  $n_t/n = 37\%$  となる時間を $t_F + t_s$ とし、統計遅れ時間  $t_s$  を求めることができる。本実験において得られたラウ エプロットのすべてが、その直線性が良いとはいえないが、統計遅れ時間は単 に破壊強度の目安と考え、得られたプロットの最小自乗法による近似直線を求 め、(3・5)式を適用して求めた。しかし、形成遅れ時間については、(3・5) 式を適用し求めることは、その絶対量が小さいため誤差が大きく、再現性も乏 しいので、今回は、同一条件で20~25 個に対し行なった実験で最も遅れ時間 の短かかったものを  $t_F$  として採用した。 用いた試料はポリエチレン(高密度PE,スミカセンハード,低密度PE, スミカセン),ポリエチレンテレフタレート(PET)(ルミナー),ポリカーボネイト (PC)(マクロホールKG)である。これらの試料に金またはアルミニュウム を (3・5)図に示すように真空蒸着した。蒸着電極端部は edge 放電を防ぐた め, diffused edge 形になるようくふうした。平板電極と球側蒸着電極の間 での油を介した破壊を防ぐため,蒸着電極の大きさは上下非対称としている。 また,蒸着電極保護のため,

その中央にはシルバーペース

トを塗布している。

温度制御は,77°Kは液体 窒素中で測定し,170°Kは シリコーン油中に試料を組み 入れたセルを液体窒素中に1 時間放置して,試料近傍が

170°K に飽和することをあ



(3•5)図 電極構成

らかじめ熱電対により確かめた上で行なった。215°Kは試料をパラフインで モールドしたものを、ドライアイスとメチルコール混合体中で放置した後測定 を行なった。高温部は熱制御し得る恒温油槽中に組み入れたセルを放置して、 試料近傍が指定の温度になっていることを水銀温度計で確認したのち測定した。

#### 3.3 実験結果と検討

[ 3.3.1] 破壊遅れ時間と温度特性

得られたラウェプロットの例を示す。(3・6)図,(3・7)図,(3・8) 図には高密度 PE(18μm または28μm)のそれぞれ170°K,298°K,373K の結果を示す。(3・9)図,(3・10)図 には298°K におけるPET およびP Cの結果を示す。各プロットは多くの場合,近似的に直線になるが,印加電界 が低くプロットの傾きが小さい場合,直線は途中で長時間側にずれる傾向をみ せる。また,印加電界のわずかな変化に対し,プロットの勾配は大きく変化し 電界が高くなると勾配は大きくなる。なお t=0 におけるプロットの $n_t$ /n の 値が100%以下の場合〔例えば(3・6)図〕は,破壊遅れ時間が パルスの立 ち上り時間(1ns) 以下であり,0.5ns以下と推定される試料が存在するこ とを示している。



(3・6)図 ラウエプロット図







-23 -



これらのプロットより,前節で述べ たようにして統計連れ時間を求めた。 得られた t<sub>s</sub> と電界強度との関係を, 高密度ポリエチレンの高温部について (3・11)図 に例として示した。この 図において,同一条件では電界強度が 高くなれば t<sub>s</sub> は急激に小さくなって いることがわかる。 t<sub>s</sub> は(3・5)式

から推察し得るようにラウェプロットの勾配に逆比例するから、t<sub>s</sub>の減少は 破壊確率が高いことを間接的に示している。したがって電界強度の上昇ととも にt<sub>s</sub>が減少するのは当然の結果である。同様に同一電界強度ならば温度上昇 とともにt<sub>s</sub>が小さくなっているから、温度上昇とともに破壊強度が下ってい ることがわかる。

(3・11)図 に示されるような電 界強度と統計遅れ時間の関係から, 統計遅れ時間  $t_s=10^{-8}$ S となる電 界強度を求め,その温度特性を高密 度 P E について示せば(3・12) 図 のようになる。この電界強度は形成 遅れ時間を無視し得るとして,巾10<sup>-6</sup>S の単一パルスによる破壊実験を行え ば,この電界強度では63%の確率 で破壊が生じることを意味する。 すなわち、10<sup>-8</sup>S のパルスによ



(3・11)図統計遅れ時間と電界強度の関係

- 24 -

る63%破壊電界(F<sub>B</sub>)意味する。(3·12)図から170°K以下で $\partial$ F<sub>B</sub>/ $\partial$ T  $\geq$ 0, それ以上では $\partial$ F<sub>B</sub>/ $\partial$ T $\leq$ 0となることかわかる。この結果は宮入らがポリエ チレンに対し行なったインパルス破壊の結果と類似のものである。なおこの図 においては、室温以上では厚さ28µm,室温以下では18µm の試料で実験が 行なわれていることが示されている。室温において18µm の試料の方が 28 µm の試料よりもその破壊電界強度が低くなっている。この原因は、試料の表 面あらさが試料の厚さにかかわらず一定であるため、試料の厚さが小さい18 µm の試料の方が表面のあらさの占める割合が大きく、実質的な電界強度は28 µm の試料の場合より大きくなっているためと考えた。しかし、表面あらさの 数値を知ることができないので細かい議論はできない。

〔3·3·2〕 電極効果

これまでAu 蒸着電極試料のみの 結果について述べてきたが,蒸着電 極をAu から A1に変えれば,その 仕事関数の差により電極からの電子 注入数に差が生じ,統計遅れ時間が 変ることが期待できる。

(3・13)図 に室温における各試料



 (3・12)図 統計遅れ時間 t<sub>s</sub> = 10<sup>-8</sup> sに おける破壊強度の温度依存性

とA1 電極試料の電界強度と統計遅れ時間との関係を示した。この図より, 室温(298°K)ではPET およびPCではA1 電極試料の方がAu 電極試料より 同一電界強度なら統計遅れ時間は小さい結果が得られたことがわかる。これに 対し高密度PEでは結果に差がみられないことが明らかとなった。しかし,(3 ・14)図においては高密度PEも、室温では結果に差がないが、170°Kでは、 A1 電極試料の方がAu 電極試料よりも統計遅れ時間が小さくなることが示されている。 また(3・15)図で示されるように77°K においても同様な結果が得られ,いわゆる,電極効果が存在することが示された。しかし,215°K 以上の温度では電極効果が存在しないことが判明している。これに対し,PET では



(3·13)図 統計遅れ時間の電極効果



(3・14)図 統計遅れ時間の電極効果



# (3・15)図 統計遅れ時間の電極効果



(3・16)図 統計遅れ時間の電極効果

-26-

(3・16)図に示されているように室温で電極効果が存在していたものが,373° Kの高温ではその効果が消える。

これらの結果にみられる電極効果, すなわち, 電極材料による統計遅れ時間の差は, Auの仕事関数 ( $\phi_{Au} = 4.9 \text{ eV}$ ) とAl の仕事関数 ( $\phi_{A1} = 4.4 \text{ eV}$ ) との差によるもの と考えられる。単一電子なだれによる破壊の場合,統計遅れ時間は(2・11)式 で与えられる。再記すると

$$\mathbf{t}_{s} = \frac{1}{\nu_{0}} \cdot \exp(\mathbf{n}_{c} / \mathbf{\bar{n}})$$
 (3.6)

である。したがって単位時間当り注入される初期電子数に逆比例する。印加電 界は極めて高いので電子の注入機構は電界放出機構が支配的であると思れる。 電界放出機構による注入電子数は次式で与えられる<sup>(15)</sup>。

$$\nu_{0} = \frac{2.2 e^{2} F^{2}}{8\pi h \phi} \exp\left(-\frac{8\pi \sqrt{2m\phi^{3}}}{2.96 heF}\right)$$
(3.7)

$$\phi = \phi_m - \chi_i \tag{3.8}$$

ここで、 $\phi_m$ ; 電極金属の仕事関数、 $\chi_i$ ; 試料の電子親和度

いま、PET の電子親和度を 2.0 eV<sup>(16)</sup>とすると、Au電極の場合  $\phi_{Au} = 4.9 \text{ eV}$  であるから、 $\phi$ は 2.9 eV,A1 電極の場合は 2.4 eV となる。(3・7) 式を用い て、A1 電極の場合に注入された初期電子数  $\nu_0$ (A1)と、Au 電極の場合に注入 される初期電子数  $\nu_0$ (Au)との比 $\nu_0$ (A1)/ $\nu_0$ (Au)を求めると4.0×10<sup>4</sup> となり、A1 電極から注入される電子数の方がはるかに多い。しかし、得られた統計遅れ時 間の差はそれほど大きくない。これらは蒸着電極と試料の界面の問題が複雑に からんでいると思われるが、いずれにしろ電極の差は注入電子数の差を意味し 統計遅れ時間の結果に差があるならば、破壊機構には電極から注入される初期 電子が関与しているといえる。

PEの215°K以上での結果,あるいはPETの373°Kの結果のように、電極効 果が温度の上昇により消失する点について考察してみる。PEのような高分子 の高電界電気伝導は,Poole-Frenkel効果に<sup>(15)</sup>よって試料内部から放出さ れた電子によるものとされている。PEの場合,田中らによれば伝導帯の下 2evのところにあるドナー準位から放出された電子が,ポッピングしなから移 動している<sup>(I7)</sup>としている。ところで本実験におけるような短時間で破壊に至る ような著しい高電界の場合は、内部より放出される電子数も非常に多いと考え ることができる。試料内部より電子が放出される電子数も非常に多いと考え わたできる。試料内部より電子が放出される電子数も非常に多いと考え たいできる。試料内部よりな出される電子数も非常に多いと考え のことができる。試料内部よりな出される電子数より試 料内部から放出される電子数の方が多くなり、試料内部より放出される電子の 方が破壊に寄与する可能性が大きくなると考えられる。高密度PEの場合170° Kではその効果がみられず、また、PETの場合では、室温(298°K)では電 極効果が存在したのに対し、373°Kではその効果が消失した事実は、初期電子 の発生機構の違いによるものと考えられる。

また、このような電極効果の消失する場合と分子鎖運動形態の変化する温度 Tg(PEでは230°K, PETでは370°K)が比較的近い事実も分子鎖形態の変化が 破壊機構に影響を与える<sup>(18)</sup>可能性を示していると思われる。

(3・12)図において、電極効果の消失する215℃以上において∂F<sub>B</sub>/∂T ≤ 0となっているのは、温度の増加とともに、試料内部から放出される初期電子 数の増加によるとみなし得る。電極効果の存在する低温領域においても電極効 果の消失する高温領域においても、近似的に(3・5) 式が成立するから、い ずれも電子なだれによる破壊の可能性あると思われる。

ここで、他の破壊機構にる破壊の可能性を考えてみる。純熱破壊においては
このような短時間での破壊は考え難い。Frölich の集合電子熱破壊理論<sup>(19)</sup> に よれば, ns 領域の破壊は可能であるが, (3・5)式を満すような破壊遅れ時 間のばらつきを説明できず, また電極効果の存在は全くあり得ない。

〔3・3・3〕 形成遅れ時間と移動度

前節で述べたとおり、本実験においては形成遅れ時間は同一条件で行なった 測定(試料数20~25個)で最も遅れ時間の短かかったものを形成遅れ時間 t<sub>F</sub> として採用した。

77°K,170°Kでの高密度 PEの形成遅れ時間は極めて小さく、0.5 ns以下で ある。室温(298°K)では $6.4 \times 10^{6}$  V/cm において、373°Kでは $4.6 \sim 5.0 \times 10^{6}$  V/cm において形成遅れ時間 t<sub>F</sub>=1ns を得た。単一電子なだれ破壊におけ る理論 <sup>(8)(13)</sup>から得られる次式を用いて移動度を求め、(3・1) 表にまとめた。

 $\mu = \mathbf{d} / \mathbf{F} \mathbf{t}_F$ 

 $(3 \cdot 9)$ 

ここで, μ:電子の移動度, d;試 料の厚さ

(3・1)表によれば、298°K、 5.7×10<sup>6</sup> V/cm のとき最小値 0.12 $cm^2$  $/s \cdot V$ であり、他の場合はいずれも それ以上である。ところに一般に高 分子の電気伝導はホッピングモデル により考えられている<sup>(20)</sup>。しかし、

| 厚さ   | аc    | 電界強度<br>(×10°V/cm) | 形成型机時間<br>(ns) | 移動度<br>(cm²/s·V) |
|------|-------|--------------------|----------------|------------------|
| 18µm | 77K   | 5.5~6.0            | 0.5 以下         | 0.65 以上          |
| 28µm | -     | 5.7                | 4              | 0.12             |
|      | 298 K | 6.0                | 2.5            | 0. 18            |
|      |       | 6.4                | 1.             | 0. 44            |
|      | 373 K | 4.3                | 2              | 0. 33            |
|      |       | 4.6                | 1              | 0.61             |
|      |       | 5.0                | 1              | 0.56             |

(3·1)表 HDPEの形成遅れ時間と移動度

その理論的性質から考えて、その電子の移動度は10<sup>-2</sup> cm<sup>2</sup>/s・V 以下である とされている。また実験結果においても、10<sup>-3</sup>~10<sup>-12</sup> cm/s・V とその理論 を裏づけている。しかるに、本実験において得られた移動度ははるかに大きく むしろ結晶体に適用されるバンドモデルにより得られる値に近いものである。 しかし,比較的結晶性が良いとされている**P**Eにおいても結晶の乱れは大きく バンドモデルを単純に適用することはできない。高電界中のキャリアの移動が ホッピングモデルによるものであるとすれば,本実験において得た移動度が一 般に得られる値よりも大きい理由を検討してみる必要がある。

ホッピングモデルによる移動度が小さくなる原因は、ある状態に電子がトラ ップされる期間に大きく支配されるためである。見かけ上の移動度 μ<sub>α</sub> は真の 移動度 μ<sub>b</sub> と次のような関係を持つ。

$$\mu_a = \mu_b \exp(-E_T / KT) \qquad (3.10)$$

ここで、 $E_T$ ;トラップの深さ

真の移動度 μ<sub>b</sub> はトラップから励起されたキャリアが伝導帯中を走るときの 移動度と考えている。また,指数関数の項はキャリアがトラップから伝導帯中 へ励起される確率を表している。トラップの深さは高電界中では Poole-Frenkel 効果により,見かけ上次式のように小さくなる。<sup>(5)</sup>

$$\mathbf{E}_{T}' = \mathbf{E}_{T} - \left(\frac{\mathbf{e}^{3} \mathbf{F}}{\pi \epsilon}\right) \tag{3.11}$$

ここで、 $E_T$ ; 見かけ上のトラップの深さ、 $\epsilon$ ; 誘電率

特に本実験におけるように著しい高電界ではその効果も大きく, μ<sub>a</sub> はμ<sub>b</sub>に 近づいてくる。これらのことはあくまで統計的な問題であり, 個々の電子に着 目すれば長時間トラップされた状態にある電子もあれば, 伝導帯中を長い距離 の間トラップされることなく走る電子も存在し得ると考えられる。本実験にお いては非常に短時間で破壊が完了し得るような高電界を印加しているのである から, そのような高速電子の存在する確率も高く, このような高いエネルギー を持つ高速電子が格子原子との衝突において新たな電子を産みだし, 電子なだ れに発展し, 破壊のような非線形現象が起ると考えられる。したがって, 本実 験において得られた移動度はホッピングしたり、トラップされたりしてさまざ まな速度で走る電子の中で、伝導帯のようなエネルギー状態密度の高いエネル ギー状態中を、格子原子との衝突で新たな電子を産み出し得るような高速で走 る電子のみの移動度を検出していると考えられる。よって、バンドモデルによ り得られる移動度に近い値を持ち得ると考えられる。

上では形成遅れ時間 t<sub>r</sub>から重要な物理量である電子の移動度を求め,またそ の値が大きい理由について述べたが,ここで注意すべきことは,単一電子なだ れ理論に基づく破壊であると仮定して(3・9)式を適用して移動度を求めてい る点である。しかし,電極効果の存在しない温度領域では,固体内から放出さ れた電子を初期電子とするいくつかの電子なだれが協力して破壊に導く可能性 がある。この場合,(3・9)式における試料の厚さdは形成された電子なだれ の距離L(≦d)に置換せねばならない。しかし,(3・1)表に示した値は,す べてL=dとして求めているので,電極効果の存在しない領域でのμの値は実 際よりも大きな値となっている可能性がある。室温において,電界強度が増す につれて,得られる形成遅れ時間が小さくなっているのも,より多くの電子な だれの協力によるとするならば,過電圧の度合いがさらに増せば,形成遅れ時 間は急激に減少し,その測定はより困難になると思われる。

電極効果の存在する低温領域においては,電子なだれの初期電子は電極より 注入される電子であるため(3・9)式をそのまま適用し得るにもかかわらず, (3・1)表に示されるようにその移動度は,電極効果のない領域でのそれより もさらに大きい。これは電極より注入された電子は,低温領域では相対的に熱 散乱される確率が少く,その移動が容易で長い距離を走り,トラップされるま で衝突電離を起し,電子なだれを形成するためと考えられる。

本実験において得られた形成遅れ時間は非常に小さく、多くの場合、パルス

-31 -

の立ち上り時間1 ns に 近い 値, もしくは それ以下であった。したがって, 条件を変えて形成遅れ時間の変化を詳細に検討するのは困難が伴う。 そのた めには,より波高値の高いパルス発生器を用い,より試料厚さの大きな試料に 対し,実験を行う必要かあると考える。しかし,実験に用いた程度の厚さの高 分子フイルムの破壊遅れ時間の最小値が,1ns あるいはそれ以下になること を見い出したことは意義あることと考える。

#### 3.4 結 論

本章においては高密度 P E を中心とした高分子フイルムの破壊遅れ時間の特性を,広範囲の温度領域にわたって測定して得られた結果について論じた。その結果と検討から次の結論が要約される。

(1) 高密度 P E においては、170°K 以下で電極効果があり、Au 電極よりも 仕事関数の低い A<sup>1</sup> 電極の場合の方が統計遅れ時間 t<sub>s</sub> は小さく、破壊しやす いことを示している。この温度領域では主に電極から注入される電子を初期電 子とする電子なだれ破壊と考える。

他方, 215°K 以下では電極効果が消失し,主に試料内部から放出された電子 を初期電子とするいくつかの電子なだれの協力で破壊する。

(2) PET においては、室温では電極効果が存在したものが 373°K ではその 効果が消失する。室温では主に電極から注入される電子を初期電子とする電子 なだれ破壊、373°K では試料内部から放出された電子なだれ破壊と考える。 (3) 高密度 PE の  $10^{-8}$  s 時点での破壊電界強度 ( $F_B$ )の温度依存性は、室温 (298°K)以下では  $\partial F_{B} / \partial T \approx 0$ , それ以上では  $\partial F_B / \partial T < 0$  である。

(4) 高密度 P E の形成遅れ時間は 77°Kにおいては 0.5 n s 以下,室温では 6.4 ×10<sup>6</sup> V/cm において約 1ns,373°K では 4.6~ $5.0 \times 10^6$  V/cm において約 1ns

である。PET ではいずれの条件においても 0.5 ns 以下であった。

(5) 得られた形成遅れ時間から、単一電子なだれ破壊と仮定して高密度 P E の 移動度を求めると、77°Kにおいては 0.6 cm<sup>2</sup>/s ・V 以上、298°K では 0.1 2 cm<sup>2</sup> /s・V 以上、373°K では 0.33 cm<sup>2</sup>/s・V 以上である。

## 3.5 文 献

- (1) Von Hippel and G.M. Lee; Phys Rev Vol.59 p.824 (1941)
- (2) I.D.L.Ball; Proc. Instn. Elect. Engrs. Vol. 98. ptI p.84 (1951)
- (3) 家田,沢,山内,宮入;電学誌 Vol.91 p.1962 (昭46)
- (4) 犬石,吉田,天川,森内;電学誌 Vol.84 p.129(昭39)
- (5) W.G. Oakes; Proc. Instn. Elect. Engrs. Vol. 95 p.36 (1948)
- (6) A.E.W.Austen and S.Whitehead; Proc. Roy.Soc. Vol.A176 p.33(1940)
- (7) Von.Hippel and R.S.Alger; Phys Rev. Vol. 76 p.127 (1949)
- (8) 犬石,吹田;電学誌 Vol.74 p.150 (昭29)
- (9) R.C.Fletcher; Phys. Rev. Vol. 76 p.1501 (1949)
- (10) P.Felsenthal; J.Appl. Phys. Vol. 37 p.455 (1966)
- (11) Rogowski; Arch Electrotech, Vol.13 p.153 (1924)
- (12) H.Kawamura, M.Onuki and H.Okura; J.Phys.Soc.Japan Vol.7
   p.528 (1952)
- (13) F.Seitz; Phys.Rev. Vol.76 p.1376 (1949)
- (14) R.Cooper.C.H.Rowson and D.B.Watson; Natur Vol.197 p.663 (1963)
- (15) D.R.Lamb; Electvical Conduction Mechanism in Thin Insulating

Film (1967) Methuen and Co. Ltd.London

- (16) A.C.Lilly; J.Appl. Phys. Vol.41 p.2007 (1970)
- (17) 田中,犬石;電学誌 Vol.89 p.693(昭44)
- (18) 天川,犬石;電学誌 Vol.84 p.129 (昭39)
- (19) H.Fröhlich; Proc. Roy. Soc. Vol.A188, p.521 (1947)
- (20) 田中;電中研技研報告 No. 72084

第4章 不平等電界中(針対平板)におけるアルカリハライド 結晶の短時間破壊と破壊前駆光

#### 4.1 緒 言

固体絶縁物の絶縁破壊現象の基礎的研究においては,高電界下における固体 誘電体での電荷の輸送過程や増倍過程あるいは格子振動との相互作用を、固体 物性論的立場に立って理解することにより破壊機構を解明する方法が取られ, 成果を収めてきた<sup>(1)(2)</sup>。しかしこのような破壊強度の理論値やこれを実証する 実験室内での破壊値を、実際の電力系統や電気機器にそのまま適用し絶縁設計 を行うことは皆無である。これは実用状態で様々な因子が複雑に加わり、その 破壊値を下げるためである。電界の歪みによる部分放電の発生が局部破壊を引 き起すことが大きな原因で、一度、トリーのような局部破壊が発生すれば電界 の集中を増し、その進展を加速する。したがって実用状態での破壊の研究にお いて重要なことの一つは、如何なる過程により部分放電を起させるような電界 の歪みが生じるかを知ることで、他の一つは電界の集中が存在するとき如何な る過程により局部破壊が発生し、かつ進展するかを知ることである。破壊現象 の実用的研究において、針電極がしばしば用いられるのは後者の立場に立って 研究を行うことである。電界の歪みを引き起す主因は、空間電荷の形成である が、他方、トリーの研究において報告されているように(3)(4),空間電荷は針先端 近傍の極端な電界の集中を緩和する働きもする。

このように、固体誘電体内での空間電荷のふるまい,電界の不整,部分放電 局部破壊は密接に関連し、状況により変化する。

本章においては,実用上重要である針対平板電極構成での固体絶縁物の破壊 機構を明らかにするため,これまでの破壊の基礎的研究によく用いられてきた

アルカリハライドのK C1, NaC1 の単結晶について実験を行なった結果につ いて述べる。前章と同様立ち上り約1nsのパルスを印加し,その破壊遅れ時間 の測定を行なっている。パルスの立ち上り時間が極めて短い点は,その時間で の針電極周辺の空間電荷となる電界緩和の問題をほとんど無視でき,所定の電 圧を印加した時点においては,針先端近傍は,静電界的に計算される非常に高 い電界にさらされることになる。こうした場合,どのような物理現象が生じる か興味深い。また針対平板電極構成では,平等電界中での実験では得られない 電極の極性の違いによる結果の差も期待できる。より実用的な絶縁材料である 高分子材料についての針対平板電極構成での実験結果については次章にゆずる が,物理化学的構造が簡単で多くの物理的特性の知れた KC1 や NaC1 に対す る実験は,不平等電界中における固体絶縁物の短時間破壊の機構を知る上で基 礎的な助けとなると思われる。

なお実験遂行の過程において,電圧印加と同時に針先端より明瞭な発光領域 が対電極に向って進展することを見い出したので,この破壊前駆光を静止カメ ラで撮影するとともに,高速の時間分解能を持つ光電子増倍管によりその信号 を測定し,発光現象と破壊の関連を明らかにすることに努めた。

#### 4、2 実験方法と試料

試料はKC1 とNaCl のほとんど完全と思われる単結晶塊(堀場製作所製) をへき開し,所定の厚さに仕上げ,片面に銀蒸着を施こし,導電塗料で黄銅板 にはりつけ,他面に針電極(曲率半径 2~3 µm,鋼製) を特に荷重を加えず立 てた。測定はすべて室温(293~298°K) において,シリコーン油中で行な った。破壊遅れ時間を測定する場合は(100)軸方向に電圧を印加しているが 発光現象を観測する場合は一部(110),(111) 軸方向に電圧を印加した。 パルス発生器は前章で述べたものと同一で,通常,幅100nsの繰り返しパ ルスを用い初発のパルス波形のみ観測しているが,光観測等,特に単一パルス が必要なときは,終端をケーブルの特性インピーダンスで整合して用い,必要 に応じパルス整形ケーブルの長さを変えパルス幅を変えた。

用いた光電子増倍管は浜松テレビ社, R306(立ち上り時間2ns)である。 信号を同軸ケーブルを通してオシロスコープと歪みなく伝達するために(4・1) 図に示されるように陽極負荷抵抗は同軸ケーブル(RG-58A/U)の特性イン ピーダンス(50Ω)に合せ整合している。そのため得られる信号は小さくな るが,時間当りの光量は通常検出可能なほど大きい。光量が微小の場合は,超 広帯増巾器(日本測器, WBA-L401, 450MHz)にて増巾した。



 $C_{1} = C_{2} = C_{3} = 0.5 \mu F$ 

(4・1)図 光電子増倍管とその回路図

## 4.3 実験結果と検討

〔4.3.1〕 厚さ効果と極性効果

同一条件において20個の試料に対し破壊遅れ時間を測定した結果をラウェ プロットにまとめた。KCl(100)に対する針が正極の場合(以下,正針と呼 ぶ)の厚さ1 mmと4 mmの結果を(4 ・2)図,(4・3)図 に示し,(4・4) 図には針が負極の場合(以下,負針 と呼ぶ)の厚さ0.3 mmの結果を例と して示す。正針と負針とでは試料の 厚さが大きくなっているが、これは 両者の破壊強度に大きな差があるた めで、正針では(4・3)図に示され るように厚さ4㎜の試料が、印加電 圧 26KV 以上では 100 ns 以内で, 100%近く破壊するが、負針の場 合では 0.5 mmの厚さの試料は印加電 圧30KVにおいても100 ns 以内 でほとんど破壊しなかった。すなわ ち顕著な極性効果が存在し、正針の 方が自針の場合よりもはるかに破壊 しやすい。

得られたラウエプロットの直線性 は良いので,前章の場合と同様,そ のプロットの最小自剰法による近似 直線に(3・5)式を適用する。 (3・5)式を再記する。

$$n_{t}/n = \exp\left(-\frac{t-t_{F}}{t_{s}}\right)$$





 $(4 \cdot 1)$ 

-38 -

ここで注意すべきことは、上式は実験式であって、単一電子なだれ理論に基 づくものでない点である。何故なら、不平等電界中での実験であり、特に正針 の場合は針電極から電子は注入されない。したがって、 $t_F$  は単に破壊遅れ時 間の最小値を意味するにすぎず、 $t_s$  は破壊遅れ時間のばらつきを示すにすぎ ない。この点については後に述べる。なお、 $t_F \ge t_s$ の和は平均の遅れ時間を示すの で平均遅れ時間  $t_M \ge$ 称することにする。すなわち、 $t_M$ は次式で表わされる。

$$\mathbf{t}_M = \mathbf{t}_F + \mathbf{t}_s \tag{4.2}$$

前章においては  $t_F$  は非常に小さかったので無視し、  $t_s$  を $t_M$  と同じとみな している。各条件において求められた形成遅れ時間  $t_F$  と平均遅れ時間  $t_M$  の 印加電圧に対する関係を(4・5)図に正針、(4・6)図に 負針について示した。 統計遅れ時間  $t_s$ は各条件での差が少く判別が困難であるから示さなかったが、  $t_M$  と  $t_F$  の差であるから図から知ることができる。(4・5)図、(4・6) 図に おいて印加電圧が大きくなるとともに、また試料の厚さが小さくなるとともに  $t_F$ , $t_s$ , $t_M$  が小さくなるのは当然の結果であるが、特に正針における  $t_s$  は過



(4・5)図 印加電圧と遅れ時間の関係



(4・6)図 印加電圧と遅れ時間の関係

電圧の度合が増すにつれて、数ns と著しく小さくなり、遅れ時間のばらつき が極めて小さくなる。負針においては印加電圧が大きくなっても $t_s$ は $t_F$ より も小さくなることはなく、また相対的に正針における $t_s$ よりも大きく、遅れ 時間のばらつきは大きい。 $t_F$ , $t_M$ については、負針に比べその試料の厚さが はるかに小さいことを考慮すれば、その値は相対的には負針の方が正針よりも 大きいといえる。

平均遅れ時間  $t_M$  はその電圧で測定した試料の中で37%の試料が破壊しない時間を意味するので、ここで(4・5)図、(4・6)図から  $t_M = 50$ ns となるような電圧を各条件について求めると、得られた値は50 n s のパルスにおける63%破壊電圧を意味する。この電圧値を試料の厚さで割れば、63%破壊平均電界強度となる。この63%破壊平均電界強度と試料厚さとの関係を(4・1)表にまとめた。

この表より,正針の場合は試料の 厚さが増すとともに平均電界強度 が下り厚さ効果が存在するが,負 針の場合では平均電界強度は試料 厚さにあまり依存せず,厚さ効果 はみられない。また,正針の方が 負針よりも破壊平均電界強度はは るかに小さい。

以上述べたように, 正針と負針

| 極性      | 試料厚さ<br>(mm) | 63.1%破壞電圧<br>(kV) | 63.1%破壞平均電<br>界強度<br>(×10 <sup>5</sup> V/cm) |
|---------|--------------|-------------------|--|
| 正針      | 1            | 12                | 1.2  |
| "       | 2            | 18.5              | 0. 93  |
| "       | 3            | 23.5              | 0.78   |
| "       | 4            | 28                | 0.70   |
| <br>負 針 | 0.2          | 14, 5             | 7.3  |
| "       | 0, 3         | 19.5              | 6.5  |
| "       | 0.4          | 28, 5             | 7.2  |

(4・1)表 KCl(100)の50nsパルスにおける
 63%破壊平均電界強度と試料厚さとの関係

との結果には、大きな差があるが、この顕著な極性効果が起る原因について検 討してみる。正針の場合、電圧印加と同時に極めて高い電界となる針先端部に 向って、その近傍の試料内部から多くの電子なだれが起り、針先端近くの試料

- 40-

内部に針と相似の正イオン群が残される。その高電界領域を保った正イオン群 の針状先端部に向って更にその近傍の試料内部から多くの電子なだれが起り, 高電界を保ったイオン領域が進展する。すなわち気体放電の正ストリーマ破壊 と類似の現象が起っているため,破壊しやすいと考えられる。気体放電の場合 のような光電離効果については不明であるが,発光を伴う以上正ストリーマ先 端近傍における電子なだれの初期電子の供給に寄与していると思われる。負針 の場合は,電圧印加と同時に針先端より多数の電子が注入され高電界領域では 電離作用が盛んで電子なだれを形成するが,低電界領域では捕獲作用が起りや すくなると思われる。また捕獲された電子の空間電荷により電子なだれの先端 は広がり,平等電界に近づく傾向を持つ。このため負針は正針に比較して破壊 し難い結果が得られたと考えられる。正針の場合,正ストリーマが進展する直 接的証拠としては,後に述べるように,破壊電圧より少し低い電圧パルスを印 加した時,針先端より針状の発光領域が結晶軸に沿って進展する事実を,肉眼 あるいは静止カメラにより観測し得る点を挙げることができる。

なお、これらの極性効果を顕著にする原因として、針先端部と平板電極部の 電界強度の比を考慮する必要がある。針を回転双曲体とみなせば針先端から対 平板電極垂線上、距離×での電界強度は印加電圧V、針先端の曲率半径をRと すれば、次のように表わされる<sup>(7)</sup>。

$$\mathbf{E} = 2 \ \mathbf{VP} / \ln \mathbf{q} \tag{4.3}$$

t t t,  $P = d \frac{1/2}{(d+R)} (-x^2 + 2dx + dR)$  (4.4)

 $\mathbf{q} = \left\{ 2 \, \mathbf{d} + \mathbf{R} + 2 \, \mathbf{d}^{\frac{1}{2}} \, (\mathbf{d} + \mathbf{R})^{\frac{1}{2}} \right\}$ (4.5)

針先端の電界強度 $\mathbf{E}_1$ は上式において $\mathbf{x} = 0$ を代入,平板電極での電界強度  $\mathbf{E}_2$ は上式において $\mathbf{x} = \mathbf{d}$ を代入して得られる。したがって、その比 $\mathbf{E}_1$ , $\mathbf{E}_2$ は次のように与えられる。

$$\mathbf{E}_{1} / \mathbf{E}_{2} = (\mathbf{d} + \mathbf{R}) / \mathbf{R}$$

$$(4 \cdot 6)$$

 $\approx d/R \ (d \gg R)$  $(4 \cdot 7)$ 

このように電界の不平等性は試料厚さしによって決定されるため、試料厚さ の大きい正針の場合の方が試料厚さの薄い負針の場合より電界の不平等性が強 く、元来ある極性効果をより顕著なものとしていると考えられる。

これまで述べてきたKCl(100)の場合と同様、NaCl(100)についても極 性効果は存在する。同一条件において得られたラウエプロットからKCl(100) の場合と同様に t<sub>F</sub>,t<sub>M</sub>を求めて印加電圧との関係を示したが(4・7)図 である。 KCl(100) の場合の(4・5)図,(4・6)図と比較するとその t<sub>F</sub>,t<sub>M</sub> は,同一 条件ではともに NaCl の場合の方が大きく,特に正針においてその差が大きい。 (4・7)図から、50nsパルスによる63%破壊電圧を求めると正針 1mmの試 料において21 KVとなり、 KCl(100)の結果11.5KVの19倍と非常に大きい。 負針 0.3 mmの試料では 2 2.5 KV で KCl の結果の 1.2 倍となる。 ― 般に Na Cl は KC1 に比較してその破壊電圧は少し高いとされているが, 正針において2倍 近い差があるのは、正ストリーマの進展方向に起因する。

この点については後に述べる。



KCI(100)

-42 -

〔4・3・2〕 正ストリーマの進展

KCl(100)の正針においては、後に静止写真で示すように針先端より対電 極に向って垂直に結晶軸(100)に沿って進展する。正ストリーマは電圧印加 と同時に針先端から進展を開始し対電極に達っした時点で大電流が流れ、破壊 が起ると考えられる。したがって正ストリーマの平均進展速度は試料の厚さを 破壊遅れ時間で割ると得られる。

$$\mathbf{v}_F = \mathbf{d}/\mathbf{t}_F \tag{4.8}$$

同一条件において破壊遅れ時間にばらつきが生じるようにストリーマの平均 進展速度にもばらつきが生じる。(4・8)式における  $v_F$  は試料厚さを破壊遅 れ時間の最小値である  $t_F$ で割った値であるから,同一条件において最も速く正 ストリーマが進展する場合の速度である。(4・8)図に  $v_F$  と印加電圧の関係を 示す。この図より破壊電圧以上では  $v_F$  と印加電圧の関係は一次関数にあり, 印加電圧の増大とともに $v_F$  も増大する。また試料の厚さが大きくなるととも  $v_F$  は減少する。しかしストリーマは結晶内を同一速度で進展しているとは考 え難く,あくまで平均の進展速度であることに注意せねばならない。

正針の場合,ストリーマ先端の針状の高電界領域が進展し,対電極に達っし て導電状態となり,過電流が流れ破壊に至るという考えの一つの証明として, 次のような実験を試みた。印加電圧 v において元来100ns 以内で十分破壊す る厚さdの試料を2つにへき開して,2個のKCl(100)の間に銀蒸着と微量 の導電塗料により薄い金属層をそう入して一つの試料とし,針電極を立てて電 圧パルス V を印加する。このとき,ストリーマは針電極から上部試料内を進展 し,中間電極層で止る。これはストリーマが中間電極層に達っした時点におい てその先端が針状でなくなり,下部電極に対しては平等電界となるためである。 このとき,上部試料には正ストリーマが進展した跡に沿って,KClがガス化し

たと思れる微小な径を持つ破壊跡を見い出すことができる。また印加パルスの 波形にわずかなへこみを見い出すことができる。この波形の一例を(4・9)図 に示す。これはストリーマが中間電極に達っした時点で上部試料が導電状態と なり、下部試料の容量を満す充電電流が流れるためと考える。ここで電圧パル ス印加時点から波形のへこみまでの時間を、上述した2層重ねの試料の上部試 料内を正ストリーマが進展し、中間電極層に達するまでの時間と考えれば、波 形のへこみをオシロスコープで観測することにより、ストリーマ進展の時間的 変化を知ることができると考えた。もちろん、中間電極層を入れることにより 電界の分布が変り、上部試料の電界を強めることも考えられるが、針先端およ びストリーマ先端の径が十分に小さければ、その先端の電界強度は大きく影響 しないと考えられる。実験は2層重ねの上部試料の厚さをx = 1, 2, 3mmとし、 下部試料の厚さd-x=3,2,1mmとして、厚さの和をd=4mmとなるようにして 行なった。破壊遅れ時間の測定と同様に時間tまでに波形のへこみのなかった 試料数 n,'と全試料数nの比 n,' /n と時間との関係をラウエプロットにして まとめた。



(4・9)図へこみ波形



(4・10) 図 ラウエプロット図

- 44 -

(4・10) 図は印加電圧 26KV の場 合のラウエプロットを示している。 x=4mm は中間電極層のない厚さ4mm の試料の破壊遅れ時間の結果である。 これらのラウエプロットから形成遅れ 時間に相当する項 $t_r$  / と統計遅れ時間 に相当する項 $t_s$  / を求め,ストリーマ の進展距離との関係を求めたのが,

(4・11)図 である。この図において



 $t_s$  は、ストリーマの進展とともに徐々に大きくなっている。図面には煩雑に なるのを避けるため、印加電圧26KVの一例にとどめたが、他の場合も同様で ある。このようにストリーマの進展とともに $t_{s'}$ が大きくなる理由について考 えてみる。単一電子なだれ理論に基づく破壊の場合<sup>(8)</sup>、統計遅れ時間 $t_s$ は(2 ・20)式で示され、その物理的意味は破壊に寄与した電子なだれの初期電子の 放出の遅れである<sup>(9)</sup>。(2・20)式を再記する。

$$\mathbf{t}_{s} = \frac{1}{\nu_{0}}, \exp \{ \mathbf{N}_{c} / \exp(\alpha \mathbf{L}) \}$$

$$(4.9)$$

正ストリーマの進展による破壊の場合は、小規模な多数の電子なだれが針お よびストリーマ先端に向って進み、これが正ストリーマ自身の進展となるので あるから、実験で得た t<sub>s</sub>'(あるいは t<sub>s</sub>)は正ストリーマの前進に寄与するミク ロな電子なだれの統計遅れ時間が積み重なり生じるとみなされる。したがって t<sub>s</sub>'はその進展とともに大きくなると考えられる。

これに対し、同一条件で最も速くストリーマが進展する場合の進展時間 t<sub>F</sub>' は(4・11)図に示されるようにストリーマの進展距離 x のおよそ 2 次関数と

- 45 -

なっている。ストリーマの各時点での進展速度は(4・11) 図における t<sub>F</sub>'の 曲線の接線の勾配で表わされるので、ストリーマの進展速度はその進展ととも に減速していることが知れる。この点に関しては写真撮影の結果からも定性的 に確かめられている。すなわち、ケーブルの終端を整合し、パルス整形ケーブ ルの長さを変えて単一パルスの幅を変え、KCl(100)(厚さ1.5 mm) に対し 電圧パルス(14KV)を印加し、正ストリーマの進展についての静止写真の撮影 を行なった。その結果、10ns の電圧パルスによる正ストリーマの進展距離は 100ns の電圧パルスによる進展距離の約2/3,20ns のパルスでは、100ns のパルスのそれとほとんど差がなかった。この事実は、正ストリーマが時間と ともに急激に減速していることを示している。

このようにストリーマの進展速度がその進展とともに小さくなる原因は、ストリーマ先端の電界強度 ( $E_{st}$ )の減少によるものであると考える。そこで  $E_{st}$ の変化について考えてみる。まず、(4・3)、(4・4)、(4・5)式において、 d>10R であれば針先端の電界強度は x = 0 を代入して次のように近似できる。

 $E = 2 V / R \ell n \quad (1 + 4 d / R)$  (4.10)

同様に正ストリーマ先端の電界強度 E<sub>st</sub> は次のようになる。

 $E_{st} = 2(V - \Delta V) / r \ln \{ 1 + 4(d - x) / r \}$ (4.11) tttl (d-r) > 10r

ここで、 *Δ*V はストリーマの進展過程における電位降下で、 r はストリーマ 先端の曲率半径である。 *Δ*V, r ともにストリーマの進展距離 *x* の関数となる可 能性を持つ。

(4・11)式における 4V について考察してみると。厚さdの試料に針電極を
 立て,電圧ペルス Vを印加してストリーマが距離 x 進んだ状態を考える〔状態
 (a)〕。このときストリーマ先端の電位は V-4Vである。この状態と厚さ d-x

の試料に針電極を立て電圧 V-4Vを印加した瞬間の状態 [状態(b)] とが同じ状態であると仮定する。すると(a)の状態でストリーマが x から更に d まで進展する時間と(b)の状態で針先端からストリーマが対電極に達する時間とが等しくなる。(4・11)図において厚さd(4 mm)の試料に電圧パルスを印加して正ストリーマが距離 x 進んだ時点から更に d まで進むのに要する時間 [ $t_{F'}$ (d-x)]を知ることができる。次に(4・5)図から厚さ(d-x)の試料において,それぞれの形成遅れ時間  $t_{F'}$ が  $t_{F'}$ (d-x)と等しくなるような電圧を求めれば,この電圧値は(V-4V)となる。このようにしてストリーマ先端の電位変化を求めたのが(4・12)図である。この図より電位降下はストリーマの進展距離にほぼ比例している結果を得ることができる。

 $\Delta V = A x$ 

ここで, Aは定数で約5 KV/mmである。

Aの値が示すように正ストリーマ先 端の電位降下は、その進展距離(mm) 当り、5 KVであるとのおよその見当が 得られる。またこの電位降下がストリ ーマの進展とともに増大することが、  $E_{st}$ を滅じる大きな要因であると考え た。(4・11)式において、r も変化 すると思われるが、静止カメラでとら



 $(4 \cdot 12)$ 

その進展距離との関係

えた正ストリーマの静止写真の結果では、その先端は常に十分鋭く、大きく変化することはないと思える。したがって、 x が d に 近づくまでは E<sub>st</sub> の変化は *d* V の変化による影響が最も大きいと思われる。

〔4・3・3〕 正ストリーマの進展方向と破壊

正針の場合には破壊電圧により低いパルスを印加すれば、明瞭な青白い発光 が結晶軸に沿って進展することはすでに述べたが、ここでは実例を挙げて検討 を加える。(4・13)図 にその例を挙げている。この写真は試料厚さを大きく して見やすくするため繰り返しパルスを印加しているが、定性的に理解するに は十分であると思われる。(4・13)図(a)はKCl(100)、 厚さ4mmの試料に 24 KVを印加した場合で、針先端から対電極に向って垂直にストリーマが進展 している。 (4・13)図(b)は K C l (110), 厚さ 4 mmの試料に 2 8 KVの電圧を印 加した場合で、針先端から対電極に向って2枝に分れて45°の角度をなして、 進んでいる。 (4・13)図(c)は 4 mmの厚さのKCl (111)試料に対し 2 8 KVの電 圧を印加した場合で、ストリーマは対電極に向って3枝に分かれて進んでいる。 KCIの場合、ストリーマは電圧印加方向にかかわらず(100)の結晶軸に沿っ て進展することが理解できる。次に (4・13)図(d) は NaCl (100), 厚さ 3 mm の試料に電圧パルス30KVを加えた場合であるが、KClの場合と異なり、針先 端から(110)軸、(111)軸に沿って、多枝に分かれて対電極に向って 進んでいる。このように KCl Na Cl の正ストリーマの進展の仕方は大きく異 なっているが,何故.物理化学的性質の類似した両物質の間で,このような差 がみられるかについては,現段階では,明確に説明することはできない。しか し、何んらかの物理的原因に基づく両 物質の正ストリーマ 進展方向の差が、正 針における両者の破壊電圧に大きな差を与えていると思われる。すなわち、正 針の場合においては正ストリーマが対電極に達して試料が導電状態となった時 点で破壊が起るので、破壊に要する時間あるいは破壊電圧はストリーマの進展 距離に直接左右される。KCl(100)の場合、ストリーマは対電極に対し垂直 に走るのでその進展距離は試料の厚さに等しい。他方, NaCl(100) の場合

は(110)軸,あるいは(111)軸に沿って進むことが多いので、その進展距離 は試料の厚さの $\sqrt{2} \sim \sqrt{3}$ 倍となる。この事実により正針の場合NaClの方が KClよりもはるかに破壊電圧が高くなっていると考えられる。KClのみについ ても、(100)軸方向では厚さ4mmの試料が印加電圧26~28KV において100 %、100ns以内で破壊する事実を得ているのに対し、(110)軸あるいは (111)軸方向では(4・13)図(b)、(c)において示されているように28KVの印 加電圧でも破壊しない。これは正ストリーマの進展距離の差に基づくことは明 白である。





(4・14)図 ストリーマ進展状況(負針)

負針の場合も同様に発光の観測を行うと、単一パルスの場合は針先端近傍の 微小な領域が発光しているにすぎない。繰り返しパルスの場合は(4・14) 図 に示されるように針先端より発光領域が雲状に広がっているのが観測される。 単一パルスと繰り返しパルスによる差は、後者の場合、前者より印加電圧を2 倍にし得る点およびパルスの繰り返しによる加算の効果が考えられる。(4・14) 図はKC1(100)の場合の例であるが、NaC1の場合も同様である。負針の場 合は結晶軸に沿って発光が生じることはなく、KC1と NaC1 の差もみられな いことが,正針に比較して両者の破壊電圧の差が少ない原因の一つと考えられる。

以上のように本実験条件においては、KCI と Na Cl には負針の場合、写真 観測の結果にも大きな差もみられず,破壊電圧も後者の方がわずかに大きいに とどまるのに対し、正針の場合では、その物理的理由は明らかでないが正スト リーマの進展の仕方に大きな差がみられ、この事実が Na Cl (100)の破壊電圧 かKCl(100)のそれよりもはるかに高くなる結果を導いていることが明らか となった。ところで、平等電界中におけるインパルス破壊の実験においてCooper らは<sup>(10)</sup> Na Cl には結晶軸方向に対する破壊電圧に差がみられないのに対 し、KCl では (100) 軸方向のみ破壊電圧が低く、他の軸方向では Na Cl と差 がみられないとの結果を得ている。一般には NaCl は KCl よりもその破壊強度 は高いとされているが<sup>(2)</sup>この原因は通常の破壊の実験は両者とも(100) 軸 方向で行なわれることが多いためである可能性もある。 また、NaCl(100) の平等電界中での実験において, Inge は<sup>(11)</sup> その破壊路は陽極から, (110)軸方向に伸び、ときには枝分れして(111)軸方向に進み、陰極に達す るとの事実を見い出している。この場合、陽極に何らかの原因で集中電界が生 じ、正ストリーマが進展したと考えられる。本実験の正針の場合のように、陽 極側に集中電界を与えれば、その破壊電圧が著しく低下する事実から考え、平 等電界においても、電子なだれによる空間電荷の形成のため、あるいは陽極側 の試料の凹凸から集中電界が生じ、正ストリーマとして発展する可能性は十分 あると考えられ、その実験には細心の注意を要すると考えられる。

〔4・3・4〕 光電子増倍管による破壊前駆光の測定

正針の場合において得られた光電子増倍管による光信号波形の例を(4・15) 図に示す。信号は電圧印加と同時に急激に増大し、ただちに減衰を開始する。 減衰の度合は条件によって異なるが,KCl (100)厚さ 1.5 mmに対し印加電圧1.3 Wを加えた場合は 50~60ns で減衰を完了する。しかる後,パルス巾100n s の場合は電圧印加後100ns の時点,すなわち電圧パルスが消去される時点 において再び信号は急激な増大を示し,再び減衰する。初めの光パルス信号は 正ストリーマの進展にともなうもので,電圧が印加された瞬間,きわめて高い 電界となる針先端部に向ってその近傍から多数の電子なだれ群が生じ,激しい 衝突電離にもとずく発光が起る。そのことにより正ストリーマは高速で進展す るが,その先端の電界強度はその進展とともに弱る。したがって時間とともに 正ストリーマ先端近傍で衝突電離現象の度合いは低下し,発光量も低下する。 そして正ストリーマの進展速度も低下し,ついにはその進展を停止する。しか し正ストリーマが進展してきた領域には電子に比較して移動し難い正の空間電 荷が残されており,印加電圧が消去された時点において自己の空間電荷による 電界のため,沿面放電などでみられる,いわゆるバックディスチャージ<sup>(12)</sup>を 引き起し,発光が生じる。

負針においても、その信号量は小さいが光信号を得ることができる。(4・ 16) 図にその例を示す。電圧印加と同時に信号のピークがみられ、その後減 衰し、かつ電圧消去時点でバックディスチャージがみられる点は正針の場合と 同様である。

ここで、電圧印加から100ns時点まで、すなわち電圧印加中での光信号の総和(面積)を光量と定義して、各条件での結果の比較を行う。(4・17)図には正針および負針においてKCl(100),厚さ1.5mmの試料に対して得られた光量と印加電圧の関係を示す。各条件における実験試料数は9~10個である。図には最大値、最小値および平均値を示している。正針においても負針においても光量の平均値は図において近似的に直線関係となっている。光量は対数目

- 51 -



(4・15)図 光電子増倍管による信号波形 ( (正針))



盛で示しているから,正針,負針ともに光量は印加電圧に対し指数関数的関係にある。 ただし,正針の方が負針の場合に比べ光量の印加電圧に対する依存度がはるか に高く,光量も印加電圧の高い領域では桁違いに大きい。この事実は破壊現象 において顕著な極性効果が得られた事実と直接の関係があると思われる。

正針の場合において特にその光量が印加電圧の増大とともに指数関数的に増 大する事実を定量的に説明することは難しいが、定性的な理解を試みる。正ス トリーマの進展は針先端あるいはストリーマ自身の先端に向う電子なだれ群の生 成の難易に支配される。初期の針先端の電界強度は(4・10)式で与えられる から、印加電圧Vに比例し、その増大とともに針先端およびその近傍の電界も 増大する。そのことにより電子なだれの初期電子となる電子の放出量もPoole -Frenkel 効果<sup>(13)</sup>により指数関数的に増大し、電離係数αも増大すると考えら れるから衝突電離数も飛躍的に増加する。正針の場合は初期の針先端の高電界 を正ストリーマ先端に移行しつつも、かなり高く保持し得る機構であるから、 正ストリーマの進展が容易な印加電圧では、発光量の総和はきわめて高いもの となる。 これに対して負針の場合は, 針先 端より注入された電子を初期電子と する電子なだれ群が進展するが, そ の先端は広がりの傾向を持ち平等電 界に近づく傾向があるため, 初期の 高い電界強度を維持しえなくなる。 このような機構のため正針の場合ほど 発光は大きくならない。いずれにしろ発 光現象は電子なだれのような衝突電 離作用に基づくものであるから, 破 壊現象と密接に関連を持つといえる。

ここでバックディスチャージによ



(4・17)図 印加電圧と光量の関係

る光量の結果について簡単に述べる。正針の場合では,電圧印加時での光量に 対するバックディスチャージによる光量の割合は小さく,高々5割である。負 針の場合は,印加電圧が高ければ(13KV)その比率は高く8割に達する。しか し印加電圧の低下とともにその比率は低下する傾向にあり,時にはバックディ スチャージによる信号が認めえないものもある。いずれの極性においても,電 圧印加時での光量に比較して同一条件において得られるその光量は試料により そのばらつきが大きい。

次に,同一波高値の単一パルスをある一定の時間で繰り返し印加した場合, 光量がどのように変化するかを測定した。

(4・18)図には正針において13 kvの電圧パルスを15秒間隔で印加 した時の実験結果を示す。各プロットは初発の電圧の電圧パルスによる 光量に対してのそれぞれの印加回数の電圧パルスによる光量の比を,実験を行 なった10個の試料 [KCl (100),厚さ1.5mm]のそれぞれについて求め、そ の比の平均値で示している。光量比は明らかに電圧パルスの印加回数が増える とともに減衰している。これは先に加えられた電圧パルスによる正ストリーマ の進展により形成された正の空間電荷が、電圧パルス消去時点でのバックディ スチャージによっても完全に中和しえず、15秒後においてかなり残存し、後 に加えられた電圧パルスによる正ストリーマの進展をより困難なものとしてい る。また残存する正の空間電荷の量は電圧パルスの印加回数とともにその蓄積 量を増していることも示している。この現象を静止カメラを用いて撮影した結 果が(4・19)図 である。正ストリーマの進展距離は電圧パルスの印加回数の 増加とともに減少しており、光電子増倍管による光信号の結果と対応している。

ここで注意すべき点は単一パルスを得るためにケーブルの終端は整合され針 電極と平板電極は52Ωの抵抗により結合されているため、針電極と平板電極 間の電荷の移動は容易であると思える点である。にもかかわらず、実験結果は 電圧パルス消去後15秒においても正ストリーマの進展に影響を与えるに十分 な量の空間電荷が残されていることを示している。これは正ストリーマが試料 内奥深く進展しているため残された正の空間電荷の存在する領域へ、電極など からの電子が拡散し中和するのに時間を要するためと考える。このように考え るならば、印加する電圧パルスの時間間隔を十分大きくすれば初めの電圧パル スによって形成された正の空間電荷は電子と再結合し、試料はもとの状態に戻 り、次の電圧パルスを加えた時、光量に変化が生じなくなると思われる。この 点を実験点に確かめた結果を示したのが(4・20)図である。初発の電圧パル スによる光量に対する第2発目の高電圧パルスによる光量の比の平均値(試料 数10個)を、両電圧パルスの時間間隔を変え求めている。この実験は発光量 に対する、いわばプリストレスのレスト時間効果の実験というべきものであり、

-54 -

プリストレスの効果が時間ととも に消失して行く傾向を示している。 実験結果は20時間後には,光量 比はほぼ1となっていることを示 し,この時点では試料はほぼもと の状態に戻っているとし得る。 実験は空間電荷の中和の度合いを 直接測定したものでないが,少く とも,電圧パルスを繰り返し加え た場合の変化は,初めに加えられ





(4・19)図 電圧パルス印加回数とストリーマ進展状況



た電圧パルスにより試料が何んらかの永久的な物理的変化を与えられたためで なく,時間とともに回復する物理的効果によるものであると断定しうる。この 点は正の空間電荷の形成によるものと考えられるのが妥当であると思われる。

以上、述べてきた光量に対するプリストレス効果は、一般の絶縁破壊の研究 における実験でしばしば認められる<sup>(14)</sup>プリストレス効果と対応づけうる。KCI (100)厚さ1mmの試料に対し、11KVの単一パルスを印加してから15秒後 に13.5KVの電圧パルスを加えた時の破壊遅れ時間の結果と、何んらかのプリ ストレスを加えずに13.5 KVの電圧パルスを加えた時の破壊遅れ時間の結果を それぞれのラウエプロットで比較したのが(4・21) 図である。なお11KVの 電圧パルスを加えた場合、実験を行なったすべての試料の(20個)は破壊が 生じなかった。破壊遅れ時間の最小値(形成遅れ時間)には両者に大きな差は ないものの、破壊遅れ時間の分布には大きな差がある。プリストレスのない場 合は、破壊遅れ時間はすべて18~25nsの範囲内で破壊しているのに対し、プ リストレスのある場合は100ns時点でも75%の試料が破壊に至っていない。 したがってプリストレスを加えた場合の方がはるかに破壊が生じ難くなってい る。これは,光量に対するプリストレス効果と同様,11KVの電圧パルスが印 加され正ストリーマが進展して後、残された正の空間電荷が13.5 Wの電圧パ ルスを加えた時の正ストリーマの進展を、プリストレスを加えない場合に比較 して、より困難なものとしているからである。

何故,正の空間電荷が残されていると正ストリーマの進展が阻害されるかに ついて考えてみる。一つの見方は,正ストリーマが進展すべき領域に正の空間 電荷が存在すると,正ストリーマ先端の実効の電界強度が緩和されると考えう る点である。別の見方をすれば,正ストリーマはその先端近傍に放出された初 期電子による電子なだれ群の生成により進展するものであるから,進展すべき 領域に正の空間電荷が存在することは 初期電子として放出されるべき電子数 が少い状態にあると考え得るので,相 対的に正ストリーマの進展が困難なも のとなると考えられる。

次に負針において同一電圧パルスを 繰り返し印加した時,光量がどのよう に変化するかを示した結果が(4・22)



図である。正針の場合と同様,厚さ1.5 mmの試料に15秒間隔で13KVの電圧 パルスを加えているが、その結果は全く異なる。光量の絶対量が正針に比べ非 常に小さい点はすでに述べた通りであるが、問題は光量の変化の仕方である。 初発の電圧パルスによる光量に対する2発目の電圧パルスによる光量の比は約 6 であり、2発目の場合の方がその光量ははるかに大きい。3発目以後は徐々 に光量比は減少し、5発目では1.6 であった。この結果は正針の場合に電圧パ ルスの印加回数の増加とともに光量が単調に減少する結果と全く異なる。

この結果を理解することは,正針の場合ほど簡単ではないが,若干の検討を 加えてみる。初発の電圧パルスを加えられた時,針先端から注入された初期電 子とする多数の電子なだれ群が進展を開始する。電圧が消去される直前では針 先端から試料内へある深さまで電子なだれが進展し,電子なだれ群の先端領域 では多数の電子が存在しているのに対し,その領域と針電極の間では電子より も正の空間電荷が多く存在すると思われる。これらの電荷の大部分は電圧が消 去された時点でバックディスチャージにより中和されるが,完全でなく,やは り針先端からある深さまでは正の空間電荷が多く存在する領域があり,またそ の奥には電子が多く存在する領域があると思われる。このような状態にある試



料に対し,再び針側に負の電圧が加えられたならば,注入された電子と正の空 間電荷との再結合,あるいは実効の電界が高まるため電離現象が活発になるこ とにより光量が増大すると考えた。3発目以後の結果は,初発の電圧パルスに より形成された正の空間電荷の存在する領域もしくはその量が,2発目以後の 電圧パルスの印加に中和されることにより減少するためと考えた。この現象を 静止写真で撮影したのが(4・23) 図である。2発目の場合は写真においても 発光が認められるが,他の場合はほとんど認め難い。しかし,正針の場合に比 べれば発光の領域も小さく,かすかなものである。

上で述べたような2発目の電圧パルスによる光量が非常に高くなるという実 験結果から考えれば,破壊現象においても初発の電圧パルスよりも2発目の電 圧パルスの方が破壊を生じさせやすいとの推察も成立する。他方,正針の結果 におけるように一般的には,同極性のプリストレスは破壊電圧を上げる<sup>(14)</sup>こと が知られている。負針の場合プリストレスがいかに作用するか興味深い点であ ると思われたが,実験を行なった範囲内では,破壊しやすくなる傾向も,破壊 し難くなる傾向も、いずれも見い出すことはできなかった。これは初発の電圧 パルスが印加されることにより、正負両電荷の存在する領域が試料内に生じる が、試料全体からみれば形成される電荷量は小さいものとなるためかも知れな い。

#### 4.4 結 論

本章においては針対平板電極構成のもとでKCl(100)とNaCl(100)の破壊 遅れ時間の測定結果とKCl(100)の破壊前駆光を光電子増倍管により測定し た結果について論じられた。得られた結果とその検討を要約すると次のように なる。

(1) KC1 (100) と Na Cl (100) においてはともに,正針と負針の間で顕著 な極性効果があり,正針の方が負針の場合よりはるかに破壊しやすい。破壊遅 れ時間の特性は,相対的に負針の方が正針の場合よりも大きくなる。正針の場 合は気体放電の正ストリーマ破壊と類似の機構で放電路先端の電界強度を高く 維持して進展することによりその破壊値を低下させる。負針の場合は,針先端 からの電子なだれ群が広がりの傾向をみせ平等電界に近づくため,正針の場合 ほど破壊電圧は低くならない。

(2) KCl (100)の平均破壊電界強度は正針の場合,厚さ効果があり,負針に おいては存在しない。

(3) 正ストリーマの進展に際しては、明瞭な発光をともなう。KClの場合は 電圧印加方向に無関係に(100)軸に沿って進展し、NaClの場合は(110) 軸あるいは(111)軸方向に枝分かれして進展する。両者のこのような正スト リーマ進展の仕方の差が何故生じるかを物理的に説明することはできないが、 NaCl (100)の破壊電圧は正針の場合KCl (100) のそれに比べはるかに高く なるとの結果は、その差、すなわち正ストリーマの進展距離が Na Cl (100) の場合 K Cl (100) のそれと比べ長くなるという事実によって主に導かれる。

(4) 正ストリーマの進展速度はその進展とともに急激に低下する。同一条件 における破壊遅れ時間のはらつきは,正ストリーマの進展過程においての速度 の変化の仕方に差が生じることによる。

(5) KCl (100) において破壊電圧よりも低い電圧パルスを印加した時,正 針の場合では電圧印加と同時に進展する正ストリーマによる光パルスと,電圧 消去時におけるバックディスチャージによる光パルスが生じる。負針の場合に おいても,電圧印加時の電子なだれによる光パルスと電圧消去時のバックディ スチャージによる光パルスが生じる。

光量においても顕著な極性効果がみられ,印加電圧が高ければ正針の方が負針 におけるよりもその光量ははるかに大きく,印加電圧に対する依存性もはるか に大きい。

(6) 正針の場合,同一波高値の電圧パルスを繰り返し印加すると,得られる 光量は減少し,いわば光量に対するプリストレス効果が存在する。この効果は 電圧パルスの印加時間間隔を大きくすることによって減少し,光量に対するレ スト時間効果が存在する。光量に対するプリストレス効果は前課電の電圧パル スによる正ストリーマの進展の後,正の空間電荷が残され,それが次の電圧パ ルスによる正ストリーマの進展を阻害していると考えられる。同様な理由によ り.プリストレスは破壊現象にも影響し,破壊遅れ時間を増大させ,破壊をよ り困難なものとさせる。

(7) 負針の場合は電圧パルスを繰り返し印加した時,2発目の電圧パルスによる光量が非常に大きくなるが,破壊現象との関連はみられない。

## 4.5 文 献

- (1) S.Whitehead; Dielectric Breakdown of Solids (1951)
   Clarendon Press, Oxford
- J.J. O' Dweyer; The Theory of Dielectric Breakdown of Soli ds (1964) Clarendon Press, Oxford
- (3) 縄田, 河村, 家田; 電気学会論文誌 Vol, 96-A p.433 (昭51)
- (4) 吉村,太田,佐竹,能登;電気学会論文誌 Vol.96-A p.433 (昭51)
- (5) G.G Hudson and L.B.Loed; Phys, Rev, Vol. 123 p.29 (1961)
- (6) Von, Engel; Ionized Gases (1965) Clarendon Press Oxford
- (7) J.H.Mason; Proc.Instn Elect, Engrs, Vol. 98 p. 44 (1951)
- (8) F.Seitz; Phys, Rev. Vol.76 p.1376(1949)
- (9) 犬石, 吹田; 電気学会雑誌 Vol.74 p.150 (昭29)
- (10) R.Cooper, D.J.Grossort and A.A.Wallace; Proc.Phys.Soc.B Vol.76 p.169 (1957)
- (11) L.Inge and A.Walther; Z,Phys. Vol.71 p.9 (1931)
- (12) 横井, 鈴木; 電気学会雑誌 Vol.87 p.568 (昭42)
- (13) D.R.Lamb; Electrical Conduction Mechanisms in Thin In ting Films (1967) Mathuen and Co.Ltd.London
- (14) A.Bradwell, R.Cooper and B. Varlow; Proc.Instn, Elect, Engrs.
   Vol.118 p.247 (1971)

# 第5章 不平等電界中(針対平板)における高分子絶縁物の 短時間破壊

## 5.1 緒 言

前章においては固体絶縁体の針対平板電極構成のもとでの短時間破壊機構を 明らかにするために、物理化学的構造が簡単で多くの物理的特性の知れた KC1 と Na Cl の単結晶を用いて実験した結果について報告した。得られた知見のな かで特に興味深い点は、顕著な極性効果が存在し、正針の場合はその発光の状 況から判断して、気体放電の正ストリーマ破壊<sup>(1)(2)</sup> と類似の機構によりその 破壊値が著しく低下することである。同様なことが液体誘電体である n-へキサ ン や シリコーン油<sup>{3(4)</sup></sub>でも見い出された。類推すれば、実用的に極めて重要な絶 縁材料である固体有機高分子においても類似の現象が起る可能性が強いと思わ れる。本章はこのような観点から、代表的な5種類の高分子絶縁物に対し、針 対平板の電極構成のもとで、前章と同様に立ち上り1ns のパルスを印加し、 その破壊遅れを測定する方法を用いた。高分子絶縁物に対して針電極を用いた 破壊の研究は、一般にはトリーイング破壊のような比較的長時間を要する破壊 の研究が<sup>(6)-(9)</sup> 多く、一発のパルスで破壊を完了させるような実験は少い。ト リーの研究においては静電的には極めて高電界となる針先端近傍の領域は、空 間電荷の形成により緩和されることが報告されている。<sup>(8(9)</sup>

本実験の場合,パルスの立ち上り時間が非常に短いので電圧が印加された瞬間 においては,針先端は高分子材料の本質的破壊強度とされている値<sup>(10)</sup>の一桁近 く高い電界強度にさらされることとなり,激しい電離現象が起ると予想される。

## 5.2 試料と実験方法

実験に用いた高分子材料はポリカ-ボネイト(PC)、ポリエチレンテレフ タレート(PET),低密度ポリエチレン(PE),ポリスチレン(PS) およびポ リメチルメタクリレート (PMMA)である。 PCとPET は市販のフイルム (PC, バイエル社、マクロホールNまたはE), (PET; 東レ社、ルミナー)を用い その片面を銀蒸着し、銀ペーストにより平板電極に固定する。しかる後、顕微 鏡にて注意深く観測しつつ針電極を取り付けたシリンダーを徐々に前進させ. フイルム面の反射像を利用して針電極の先端とフイルム面との間隔を零に保ち 小ねじにて固定する。その後針電極先端周辺をアラルダイトでモールドする 〔(5・1)図(a)を参照〕。PEについては針電極を一度、平板電極との間隔を 零になるまで近づけ、その後ばねの力を利用して逆にスライドさせ、マイクロ メータヘッド(精度±1μm)により所定の電極間隔を保ち小ねじにて固定す る。この様にしてセットされた電極間周辺にPEの小片を置き、真空中にて基 板を加熱し(基板温度約160℃,時間約3時間)融解させて後除冷して試料と する。加熱時においてシリンダー(真ちゅう)、針(鋼)、ホルダー等の熱膨 張係数の差により電極間隔のずれが生じないようにホルダーとして熱膨張係数 の小さなボロナイト(BN、電気化学社)を用いている〔(5・1)図(b)参照〕。 PMMAは精製モノマーに微量の重合開始剤(アゾビソイソブチロニトリル:A 【BN)を加え、パイレックス管中にて80℃,10分間予備重合を行う。粘稠 になった液体を、 PEの場合と同様な方法でセットされた電極間に滴下し、 N<sup>2</sup> ガス中にて約15時間, 80℃にて加熱重合し試料とする。PSの場合もPMMA と類似の方法である。

針電極は市販の木綿針を電解研磨によりその先端の曲率半径を1µm 以下に 保った。平板電極は燐青銅板をハイブロポリシャー(マルトー社)にて最終的に

- 63 -

は 0.05 μmの研磨粒子を用い, 鏡面仕上げにした。

実験方法は上で述べた方法で作成された試料に対し,第3章,第4章と同様 立ち上り約1nsの電圧パルス印加し,100nsの範囲内において破壊遅れ時間 を測定する方法である。



(5•1) 図 電極構成

#### 5.3 実験結果と検討

[5·3·1] 50%破壊電圧

得られたラウエプロットの例を(5・2)図~(5・7)図に示す。(5・2)(5・ 3)(5・4)図は正針におけるそれぞれPET,PC,PS の結果の例である。 (5・5),(5・6),(5・7)図には負針の場合の例として,それぞれPMMA, PE,PSの結果を示している。(5・7)図 に示した負針におけるPS のラウエ プロットの直線性が良かった以外は,いずれもそのラウエプロットの直線性は 良くない。時間経過の少い時点までの直線性は良いものの,ある時間経過後, 急激にその直線性は失なわれ,プロットの勾配はゆるやかなものとなる。例に 示していない,正針でのPE,PMMA,負針でのPET,PC についても同様な傾 向がみられる。ラウエプロットが直線性を保つことは,破壊確率が時間に対し て一定であることを意味する。したがって,得られた結果の多くは,ある時間


経過後,時間に対する破壊確率が低下することを意味する。この事実は,電圧 を印加することにより,時間とともに試料内の状態が変化することを示してい る。この点については後に述べる。いずれにしろ,ラウェプロットが直線とな らなければ,前章に示した実験式(4・1)式が成立しない。よってその近似直 線から統計遅れ時間を求めることはできない。ただし,形成遅れ時間について は,時間経過の少い時点までラウェプロットの直線性は良いので,単なる最小 の遅れ時間という意味において求め得る。

ここでは、同一条件で得られた破壊遅れ時間の最小値を $t_F$ として採用した。 形成遅れ時間の結果については後に検討を加える。

前章においては、各条件での破壊強度の比較は、形成遅れ時間の和である平 均遅れ時間( $t_M$ ) を目安として用いたが、すでに述べたように統計遅れ時間 が本章における結果からは求められないので、別の方法を用いる必要がある。 試料として採用した5種類の高分子絶縁物の破壊特性の比較は、50%破壊電 圧にて行なった。ここで50%破壊電圧の求め方について述べる。(5・2)~ (5・7)図に示されるようなラウエプロットの100ns 時点での破壊確率(1 - $n_{r}$ )と印加電圧の関係を求める。

(5•8)図に、例として、PETの正針におけるその関係を示している。縦軸の破壊確率 は、正規確率密度分布の尺度で記されている。もし、図において、プロットが 直線となれば、破壊電圧はある電圧を中心に、正規分布しているといえる。 (5・8)図 におけるプロットの直線性は比較的良い。他の場合においても、多 くの場合、その直線性は良いので、ここでは、すべての場合に各条件での破壊 電圧は正規分布していると仮定して、正規確率紙における破壊確率と印加電圧 の関係に対し、最小自剰法による近似直線を求め、この直線が( $1-n_t/n$ )=0.5 となる電圧を50%破壊電圧( $V_B$ ) として求めた。



このようにして求めたV<sub>B</sub> と電極間 隔の関係について、(5・9)図,(5 ・10)図にそれぞれPETとPEの結 果を例に挙げて示す。図には正針お よび負針の結果を同時に示している が、明らかに顕著な極性効果が存在 し、 正針の場合の方が負針の場合に 比べはるかに破壊しやすいことがわ

PET

ative Point

100

Positive Point

200 300 400 50 ELECTRODE SEPARATION ( 1/m )

50%破壊電圧と電極間隔の関係

500

間隔の減少とともに減少し、あるいは消滅する。この理由の一つとして挙げ得 ることは、電極間隔の減少は平等電界に近づくことを意味し、極性による差が 減少する点である。PCとPS についても例に挙げた PETとPEの結果と同様な 極性効果が得られている。PMMA についても(5・11)図に示されるように 極性効果が存在するが、特徴的な点は、負針においても比較的電極間隔の大き







な試料も破壊しやすく,電極間隔の大 きな領域での極性による差が他の高分 子試料に比べ小さいことである。次に 各高分子材料の $V_B$  と電極間隔の関係 を,正針の場合と負針の場合に分けて それぞれ(5・12)図,(5・13)図に示 した。いずれの極性においても,電極 間隔により高分子試料の破壊電圧の順 位が異なるので,単純に各高分子材料 の破壊電圧の順位づけをすることはで

きない。しかし、PS は正針および負針において、ともにその破壊特性は抜きんでて高く、本実験の条件では極めて破壊し難い材料であることが明らかとなった。例えば、正針の場合、30KVのV<sub>B</sub> に対応する電極間隔は約100µm であるが、他の高分子では約400µm あるいはそれ以上で、同一印加電圧で4倍以上の電極間隔の試料が破壊する。他方、破壊しやすい材料としては、電極間隔

の大きな領域において,正針では PET,負針では PMMA を挙げることができ る。またこれらの点からも理解し得る点であるが,正針と負針の破壊電圧の順 位は必しも一致しない。他の例として,正針においては PET は PC よりもはる かに破壊しやすいが,負針においては,その差は少いが,むしろ PC の方が破 壊しやすい点を示すことができる。

これまで述べてきた本実験条件で得られた破壊特性を、過去において平等電 界中での直流電圧の実験で得られた本質的破壊強度とされる特性と比較すると 両者に相関性がみられない。本実験は不平等電界中で行なわれているのである から、破壊電圧を平均電界に変換した値が、平等電界中での破壊電界強度を下 回るのは当然である。しかし、個々の材料の比較において相関性がみられない 点は重要である。例えばOakes<sup>(10)</sup>が得たPSとPMMA の室温における破壊電界 はそれぞれ6MV/cmと10MV/cm である。これに対し、本実験で得られた結果 は、正針、負針ともにPSの方がはるかに破壊し難いことを示している。した がって針対平板電極構成における極めて短時間領域での破壊機構は、平等電界 中での直流電圧印加の場合の破壊機構と単純に結びつけることはできない。

本実験で得られた個々の高分 子材料の破壊特性をその物理化 学的構造の差から論じることも 今の所,困難がともなう。各高 分子材料の化学構造については (5・1)表に示した。電子エネ ルギーの吸収因子となるベンゼ ン環の有無も,破壊特性に差を 与える一つの要因となり得ると

| PE   | $-\left(-CH_{2}CH_{2}\right)_{n}$  |
|------|--|
| PET  | -(-CH <sub>2</sub> CH <sub>2</sub> COO-)-  |
| PC   | $-\left(-0-\begin{array}{c} -0\\ -0\\ C\\ CH_{s} \end{array}\right) - \left(-0-0\\ CH_{s} \end{array}\right)$                        |
| PS   | $-\left(\begin{array}{c}H\\-C\\-C\\\end{array}\right)-\left(\begin{array}{c}H\\-C\\-C\\-C\\-C\\-C\\-C\\-C\\-C\\-C\\-C\\-C\\-C\\-C\\$ |
| PMMA | $- \begin{pmatrix} CH_{s} \\ -C - CH_{s} - \\ COOCH_{s} \end{pmatrix}_{n}^{-}$   |

(5.1)表 各高分子材料の分子構造

-69 -

思われる。しかしながら、ベンゼン環を有するPS,PET,PC とベンゼン環を 有しないPE,PMMA の2つのグループに分けて考えた時、それぞれのグルー プのみに共通する破壊特性の因子を見い出すことはできない。高分子材料の特 性の比較として、結晶性高分子であるか無定形高分子であるかの問題も重要な 要素である。実験を行なった5つの高分子材料のなかで、結晶性高分子とされ るのはPEのみであるが、特にPEの破壊特性に特徴的な点を見い出し得ない。 逓常の重合法では完全に無定形高分子であるとされているPSとPMMAの破壊 特性も全く異なる。本実験は物理化学的構造の全く異なる5種類の高分子につ いて行なわれ多くのパラメータが含まれているから、結晶性高分子か無定形高 分子かの差が破壊特性にどのように影響するかを知ることはできない。もしそ の影響を知ろうとするならば一つの高分子材料について結晶化度を変え、その 特性の変化をみる必要がある。しかし少くとも、結果から判断して破壊特性を 決定的に支配している要素ではないといえそうである。

すでに述べたように、実験を行なった高分子材料のなかでPSは極めて高い 破壊特性を示す。この事実はPSが油中ストリーマの阻止能力において非常に すぐれているとの報告<sup>(11)</sup> と密接な関係があると思われる。油中ストリーマが 高分子フイルムとの界面に達した状態は、いわばフイルムの表面に集中電界を 与えた状態と同じであると考え得る。本実験の結果を考慮すれば、PSは単に 油中ストリーマの進展を阻止する能力にすぐれているのではなく、針電極のよ うな極めて高い電界の集中する状況において、他の高分子材料に比較して破壊 し難い性質を有していると考えられる。その物理的性質は不明であるが、放電 路(ストリーマ)先端の高電界を維持して進展することが困難な性質をPS自 身が持っていると考え得る。Dittmer<sup>(12)</sup>は立ち上りの鋭い(約10ns)パル スを印加した時のインパルストリーの進展長が、PSの場合、PMMA に比較し はるかに小さいことを見い出している。この結果も,本実験で得た結果と直接 な関係があると考える。

[5・3・2] 形成遅れ時間

前項においては100ns時点での50%破壊電圧の結果を中心に検討を加え た。しかし、実験は個々の試料の一つ一つについてその破壊遅れ時間を測定し ているので、それからの情報も示すことができる。同一条件で得られた破壊遅 れ時間の分布は(5・1)図~(5・7)図 に示したようなラウエプロットを用いれ ば示すことができる。ここでもしラウエプロットに直線性があれば、前章と同 様、個々のラウエプロットを直接に示すことなく、形成遅れ時間、統計遅れ時 間あるいは平均遅れ時間を用いて、遅れ時間の最小値、そのばらつきの度合あ るいは分布を示すことができる。しかし本章における結果は、一部の例外を除 いてラウエプロットは直線とならなかったので、その方法を用いることはでき ない。ただし、遅れ時間の最小値を意味する形成遅れ時間(t<sub>a</sub>)は示すことが できる。形成遅れ時間の結果については、正針、負針の両極性における各高分 子材料,各電極間隔,各印加電圧のすべての条件のそれぞれに対し,その結果 を得ている。その結果の多くは極めて短かく、高々10数ns である。得られ た形成遅れ時間は電極間隔の大きいほど大きくなる傾向があるので、ここでは 各高分子材料について主にその電極間隔が最大の条件で得られた結果を中心に (5・14)図,(5・15)図にそれぞれ正針と負針の場合について示す。正針にお いては $PET(480 \mu m)$ の $t_F$ の結果が大きい値を得ているが、これはPETの の正針での破壊電圧が他に比べ低く、電極間隔の大きな試料を相対的に印加電 圧で実験しているためと思える。これに対してPSの場合、その破壊電圧が高 いので電極間隔の小さな試料で実験は行われているが,得られた tr の値は大 きい。すなわち同程度の印加電圧において PS (100 μm)のt<sub>F</sub> は 6~7 ns であ

- 71 -



(5.14)図印加電圧と形成遅れ時間

(5.15)図印加電圧と形成遅れ時間

り、電極間隔の大きな(約400 $\mu$ m) PE. PMMA, PC の t<sub>F</sub> の結果(2~4ns) よりも大きい。PS以外の電極間隔100 $\mu$ mの試料に印加電圧28KV を加えれ ばその破壊遅れ時間は0.5 ns以下である。負針においてはPMMA(300 $\mu$ m) の t<sub>F</sub>の値が大きい結果を得ている。これは正針のPET(480 $\mu$ m) の場合と同 様、その電極間隔が大きいためである。電極間隔の同じ100 $\mu$ mの場合で比較 すれば、印加電圧26~30KVにおいて、PCが最も大きく、6nsであり、PMMA は2~3 ns、PETは2 ns以下である。このようなPCのt<sub>F</sub>がPETのそれより もかなり大きいという結果は、すでに述べた負針での破壊電圧は前者の方がむ しろやや低い実験結果と照し合せてみると興味深い。この点は正針において、 PETの方がPC よりもはるかに破壊しやすい実験事実と何んらかの関連(例 えば電子の移動度)がある可能性がある。なお負針におけるPEのt<sub>F</sub>の結果を (5・15)図に記していないが、これは得られた t<sub>F</sub>はすべて 0.5 ns 以下であっ たためである。

以上、各高分子材料の形成遅れ時間の結果とそれに対する若干の検討を加え

た。しかし,各高分子材料の結果の差を物理化学的構造の差から論ずることは 50%破壊電圧の結果においてと同様できない。

〔5·3·3〕 破壞機構

これまで得られた実験結果について述べ, さらにそれに対する検討を行なっ てきたものの,本実験条件における各高分子材料の破壊機構そのものついては ほとんど触れていなかった。実験を行なった5種類の高分子材料の一つ一つに ついてそれぞれの正針および負針における破壊機構を論ずることは,50%破 壊電圧や形成遅れ時間の結果の差を物理化学的構造の見地から論じえなかった のであるから,当然不可能なことであると思える。しかし,各高分子材料の結 果の差はともかく,全体的にみれば,5つの高分子材料に共通的な破壊機構が 存在すると考える。いずれの材料においても極性効果が存在し,正針の方が負 針の場合よりも破壊しやすい。この点は前章のアルカリハライド結晶の結果か ら類推すれば,正針の場合は正ストリーマ破壊の可能性が強い。正針にしろ負 針にしろ,平均電界にすればその本質的破壊電界をはるかに下回る印加電圧で

-73 -

非常に短時間で破壊が完了するため には、電極間の初期的に与えられる 静電界の分布がすみやかに変化する 機構を考えねばならない。電圧が印 加された瞬間の針先端より対平板電 極垂線上、距離 × での電界強度は、 前章での(4・3)~(4・5) 式で与 えられるが、ここで一つの例として  $R=1 \mu m, d=300 \mu m, V=26 KV$ とし た場合の静電界の分布を(5・16)



図に示す。最も電界の高い針先端部(エ=0)においては、その電界強度は極 めて高く73.3MV/cm にも達する。この値はいずれの高分子材料の本質的破壊 電界強度よりもはるかに高い。しかし、電界は針先端から遠ざかるとともに急 激に減衰し、わずか×=10μm 離れた地点での電界はE=3.5MV/cm であり、 すでにいずれの高分子材料の本質的破壊電界強度を下回っている。図からわか るように電極間の大部分の領域でその電界強度は1MV/cm以下であり、本質的 破壊電界よりもはるかに低い電界強度の領域で占められている。しかるに、電 圧印加後ナノ秒オーダの極めて短時間において破壊が完了する事実がある。こ の事実を理解するためには、電圧印加と同時に針先端より放電路がその先端の 電界を極めて高く維持しつつ急速に進展する機構を考える必要がある。このこ とにより、上で述べた初期的に支えられる静電界分布が時間とともに急速に変 化し、本質的破壊電界強度よりも高い電界領域が対電極に向って前進し、いわ ば針状の放電路による電極が前進するため、平均電界にすればかなり低い印加 電圧でも破壊が起ると考える。正針の場合は、前章において示したアルカリハ ライド結晶(KCl,NaCl)の場合と同様、正ストリーマ破壊と考える。すなわち 電圧印加と同時に極めて高い電界を保つこととなった針先端部に向って、その 近傍より多数の電子なだれが起る。残された鋭利な形状を持つ正イオン群の先 端はやはり高い電界を維持しているため,その先端に向って多数の電子なだれ が起るという現象が連続的に繰り返えされ、急速な正ストリーマの進展が起り 平板電極に達した時点で大電流が流れ破壊が起る。正針における高分子材料間 の結果の差は、その理由は不明であるが、各高分子間における正ストリーマの 進展の難易さに基づくと考える。何んらかの理由で、 PET の場合は、その進 展が最も容易であり、PSの場合はかなり困難であると考えられる。

負針の場合は、一般的にいって、電圧印加と同時に多数の電子が釣先端から

注入され,それらを初期電子とする電子なだれ群が進展するが,その先端は広 がり,平等電界に近づく傾向があると思われる。したがって,負針の場合は正針 の場合に比べ破壊が生じにくい。しかしPMMA の場合はかなり電極間隔の大 きな試料(300 µm)でも破壊しうるので,負ストリーマを形成していると考え られる。すなわち先行する電子なだれ群によって形成された正イオン領域に後 続の電子なだれが進展し,正負両電荷が濃密に混在するプラズマ状態を形成し てなだれ先端の電界を高く保持する機構が生じていると思われる。

いずれにしろ、平均電界に換算した時かなり低い印加電圧で破壊する場合は、 その先端の電界を高く維持し高速で進展する放電路の存在を考えねばならない。 PETやPCにおいても、平均電界にすればその本質的破壊電界をかなり下回る 電圧で破壊が生じ得るので、負ストリーマの形成がなされていると思われる。

このような破壊機構の考え方に基づいて、得られたラウェプロットが一部の 例外を除き直線とならない事実を説明してみる。ラウェプロットが直線である ことは時間に対する破壊確率が一定であることを意味する。したがって、時間 とともに試料内の物理的状況が変化している場合は、その直線性が失なわれる ことは十分あり得る。正針の場合、正ストリーマは電圧印加と同時に針先端か ら、破壊路などから推定して、トリー状に枝分れして進展するものと思われる。 前章におけるKCl(100)の場合のように対電極に垂直に一本のストリーマが 進展するのでないから、ストリーマ先端の電界 E<sub>st</sub>の変化は、(4・11)式の ように簡単に表しえないが、定性的にみて、ストリーマ先端の電位の低下とと もに電界 E<sub>st</sub> も減少すると思われる。E<sub>st</sub> が十分に高ければ正ストリーマは高 速で進展するが、本質的破壊電界に近づければその速度も急速に低下あるいは 停止すると思われる。同一条件においても、様々なばらつきの要因により、E<sub>st</sub> が十分高いうちに対電極に達した試料は比較的短時間で破壊が完了するのに対 し, 正ストリーマの進展過程において E<sub>st</sub> が本質的破壊電界に近いある臨界の 電界強度にまで減衰した試料においては, その速度が急激に低下あるいは停止 し, その後時間が経過しても破壊が生じ難くなる。このようなことが生じれば ラウエプロットの直線性は失われると考える。すなわち, 同一条件において, 一部の試料は比較的短時間で破壊が起り, その時点までのラウエプロットの直 線性は良いものの, 残された破壊に至らなかった試料においては正ストリーマ の進展を急激に低下させる試料の確率が増し, 時間に対する破壊確率の減少が 起り, ラウエプロットの勾配は急激にゆるやかなものとなる。もちろん, 過電 圧の度合いが増せば E<sub>st</sub> が減少しないうちに対電極に達する試料の確率が増え ついにはすべての試料が短時間には破壊が完了し, そのラウエプロットはその 勾配が急な直線となるに違いない。

負針の場合においては、電子なだれ破壊とするならば時間とともに平等電界に 近づく傾向があり、当然、破壊確率は時間とともに低下し、ラウエプロットの 勾配も時間とともにゆるやかになると思われる。負ストリーマによる破壊の場 合は、正ストリーマ破壊の場合と同様に考えて良いと思われる。

次に正針および負針における放電路の進展速度の差について論じる。ここで は便宜上,正針の場合は正ストリーマ,負針の場合は負ストリーマとする。高 分子材料の場合はその放電路は対電極に向って直進するとは思い難いが,簡単 にするため電極間隔をストリーマの進展距離とみなし,この値を形成遅れ時間 で割った値をストリーマの進展速度  $v_{st}$ とする。正針と負針とでは破壊電圧が 大きく異なることが多いので,全く同一条件で比較することは一般的にはでき ない。極性差の少い P M M A の場合について比較すると、電極間隔 300  $\mu$  m , 印加電圧 2 6 KVにおいて,その  $t_F$  は正針の場合 2 n s,負針では 1 2 n s である。 よってストリーマの進展速度は正針で $v_{st}^+$ =1.5×10<sup>7</sup> cm/sec,負針で $v_{st}$ =

-76-

2.5×10<sup>6</sup> cm/secとなり,正ストリーマの方が負ストリーマよりも1桁近く速 い。電極間隔100µmのPCの場合でも、印加電圧26~30KV において、負針 ではその t<sub>F</sub>は6ns であるのに対し、正針では16~18KV において t<sub>F</sub>は1~2ns である。印加電圧26KVを加えたところ t<sub>F</sub> は0.5ns以下となる。したがって、 負ストリーマの速度は  $v_{st}^{-}=1.7\times10^{6}$  cm/sec であり、正ストリーマは  $v_{st}^{+}=2\times10^{7}$  cm/sec 以上となり、やはり正ストリーマの方が1桁速い。他の高分 子材料でも実験条件を同一にすれば、正ストリーマが負ストリーマより速いこ とが類推できる。この事実は気体放電<sup>(13)</sup>あるいは液体誘電体<sup>(14)</sup>において正ス トリーマの方が負ストリーマよりも速いという事実と共通する。

#### 5.4 結 論

本章においては,5種類の高分子材料に対し,針対平板電極構成のもとでその破壊遅れ時間を測定し,得られた結果に検討を加えた。要約すれば次のようになる。

(1) 破壊遅れ時間をラウエプロットにて整理すると、負針におけるPS 以外 はいずれの材料も、先針、負針の両極性において、良い直線性を得ることはで きない。ある時間までの直線性は良いものの、その後プロットの勾配は小さく なり、時間に対する破壊確率が低下する。

(2) 100ns時点での50% 破壊電圧においてはすべての材料と極性効果が みられ,正針の方が負針の場合より破壊しやすい。この極性効果は電極間隔の 減少とともに減少あるいは消滅する。この理由の一つとしては,電極間隔の減 少は電界分布が平等電界に近づくことを意味し,極性による差が少なくなる点 を挙げることができる。ただし,PMMAの場合は電極間隔の大きな領域でも 比較的極性差が少い。 (3) **P**Sは正針,負針の両極性においてその破壊電圧が抜きんでて高い。他 方,正針においては PET,負針においては PMMA が電極間隔の大きな領域で 最も破壊しやすい材料である。

(4) 本実験条件のもとで得られた各材料の破壊特性は,正針,負針のいずれ においても,本質的破壊電界強度とされる直流電圧印加の平等電界中で得られ る値と全く相関性がみられない。また,得られた各材料間の結果の差を,物理 化学的構造の差から論じるには困難がともなう。

(5) いずれの材料も、相対的には放電路の進展速度は正針の場合の方が負針の場合よりはるかに速い。

(6) 正針の場合は,正ストリーマの進展の難易はあるにしろ,いずれの材料 も正ストリーマ破壊であると考える。負針では負ストリーマ破壊もしくは電子 なだれ破壊であると考える。

### 5.5 文 献

- (1) G.G Hudson and L.B.Loeb; Phys.Rev.Vol.123 p.29 (1961)
- (2) Von Engel; Ionized Gases (1965) Clarendon Press, Oxford
- (3) 有井,松本,木谷;第8回電気絶縁材料シンポジウム予稿集 -2
   p.85(昭50)
- (4) 有井,木谷,川村;電気学会放電,絶縁材料合同研究会資料
   ED-76-11, EIM-76-18 (昭51)
- (5) E.J.Mc Mahon; IEEE Trans.Eleactr.Insul Vol ET-13 p.277(1978)
- (6) S.Zoledziowskiand S.Soar; IEEE Trans Elesul Insul Vol.ET-7 (1972)

- (7) B.Bolton, R. Cooper and K.G. Gupta; Proc. IEE Vol. 112(1965)
- (8) 縄田,河村,家田;電気学会論文誌 Vol.95-A p.423 (昭50)
- (9) 吉村,太田,佐竹,能登;電気学会論文誌 Vol.96-A p.433 (昭51)
- (10) W.G.Oakes; Proc.I.E.E Vol.96 I p.37 (1949)
- (11) 月岡,柴藤;電気学会論文誌 Vol.98-A(昭53)
- (12) B.Dittmer; Archiv für Elektrotechnik Bd.48 p.287 (1963)
- (13) たとえば、放電ハンドブック 鳥山編 電気学会刊
- (14) 森川;電気学会論文誌 Vol.92-A p.27 (昭47)

第6章 複合誘電体(液体と固体)の正ストリーマ破壊

## 6.1 緒 言

第4章と第5章においてはそれぞれアルカリハライド結晶と高分子絶縁物に 対し、針対平板電極構成のもとでns パルスを印加した場合の破壊特性の結果 について論じた。その結果のなかで特に重要な点として顕著な極性効果を挙げ ることができる。すなわち、正針の場合は、負針の場合よりもはるかに破壊が 起りやすい事実である。その原因は正針の場合においては針先端より高い電界 を維持した放電路の進展がみられるという気体放電における正ストリーマ破壊<sup>(1)</sup> と類似の機構により、著しい破壊電圧の低下が生じるためである。このような ストリーマの進展ならびに極性効果は第4,第5章で述べた固体誘電体ばかり でなく、シリコーン油やn-ヘキサンのような液体誘電体においてもみられる ことは、筆者達により明らかにされている<sup>(2)(3)</sup>。正ストリーマの進展が多くの 絶縁物の破壊値を下げる事実があるならば、正ストリーマのふるまいを研究す ることは、破壊値を下げる要因を知るという絶縁問題の本来の目的にかなうも のであり、極めて重要なことであると考える。本章においては、そうした正ス トリーマのふるまいのなかで、液体と固体の複合誘電体構成のもとで正ストリ - マがいかに進展するかという問題に着目し、実験を行い得られた結果につい て論じる。

一般に行なわれる複合誘電体の破壊現象の研究は、構成される絶縁物の誘電 率の差もしくは破壊特性自身の差から一方の絶縁物中に部分放電が発生し、電 界の不整および集中が生じ放電路の進展が起り、全路破壊に導かれる形式のも のが多い<sup>(4)</sup>。しかし、本章において論じる研究は、針電極を用いることにより あらかじめ集中電界を与えて正ストリーマを発生させ、それが一方の絶縁物の 中から他方の絶縁物中へといかに進展して行くかに焦点を絞ることによりなさ れたものである。すなわち、針電極に正のns パルスを印加し、それと同時に 針先端部に生じた正ストリーマが液体および固体絶縁物との界面を経て、平板 電極に達するまでの時間をこれまでと同様、パルス波形より測定した。 試料はともに単一物質としての正針における結果が得られているシリコーン油 とKC1(100)の組み合せで行なわれた。

実験は次の場合になされた。

- (1) シリコーン油に生じた正ストリーマがKCl (100)に進展する場合
   [oil→KCl(100)]の実験
- (2) KCl(100)に生じた正ストリーマがシリコーン油に進展する場合
   [KCl(100) → oil]の実験

すでに結果を得ているように、正ストリーマはシリコーン油よりもKCI(100) におけるが、その進展は容易であるから<sup>(2)(5)</sup>[oil → KCI(100)]の実験は、 正ストリーマがその進展の困難な物質から容易な物質へ向う場合で、[KC1 (100) → oil]の実験はその逆となる。両実験の結果に差が生じることが期待 できる。また両実験の結果とシリコーン油およびKCI(100)のそれぞれの単一 物質としての正針における結果と比較するのも興味深い。

## 6.2 実験方法と試料

用いたパルサーなど主な実験方法はこれまでの章において述べた方法と同一 である。試料に用いた KCl (100) は第4章で述べたものと同一で,シリコーン 油はジメチルシリコーンオイル(東芝, TSF-451, 100 cs)を用いた。

[oil → KCl (100)]の実験の電極構成は(6・1)図(a)に示す。 オイルギャ ップ長はKCl (100)における針の反射像を利用しつつ,前章と類似の方法で 決定する。 [K Cl (100)→oil]の実験の電極構成は(6・1)図(b)に示される。 シリコーン油層の厚さはスペーサ(高分子フイルム)にて決定され, KCl(100) スペーサ, 平板電極は微量の瞬間接着剤に固定している。針電極とK Cl(100) の間隔は零に保たれ,小ねじにて固定している。なお針電極は前章と同様,電 解研磨によりその先端の曲率半径を1μm 以下に保っている。

上で述べた方法で作成された試料は、いずれの実験の場合も、小セル(底面 が真ちゅう板,側面がアクリル板)内に入れられ、シリコーン油(新油)を満 し、真空脱気して後実験に供した。

なお,比較される単一物質としてのKCl(100)およびシリコーン油の正針の 結果は報告した結果ばかりでなく,本章の研究のため新たに多くの実験を行い 得られたものであることを付記しておく。



1.Cylinder 2.Screw 3.Spring 4.PMA 5.Si Oil 6.Needle 7.KCl(100) 8.Ag Paste 9.Brass Plate 10.Spaser

(6•1)図電極構成



# (6・2) 図 ラウエプロット図

## 6.3 実験結果と検討

〔6・3・1〕 破壊遅れ時間の特性

 $[oil \rightarrow KC^{1}(100)]$ の実験にて得られたラウエプロットの例を(6・2)図 に示す。その直線性は良いので第4章と同様,最小自剰法による近似直線を求 め(4・1)、(4・2)式を適用して, $t_{F}$ , t、および $t_{M}$ を求めることができる。 (6・3)図には、オイル ギャップ長を一 定(0.5 mm)にして KCl(100)の厚さ ( $d_{KC1}$ )をパラメータとした実験で得ら れた  $t_F$ , $t_M$  と印加電圧との関係を示す。  $t_s$  については第4章の場合と同様各条 件での差が比較的少いので、その判別が 困難であるから図面に直接記さなかった。 間接的には  $t_s$ は $t_M \ge t_F$ の差であるから



(6・3)図印加電圧と遅れ時間の関係

図より知ることができる。ここでKCl (100) およびシリコーン油単独の場合 の結果と比較する。(6・3)図にはKCl (100) (2 mm) とシリコーン油(1.3 mm)の結果( $t_M$ )を記している。 [oil(05 mm) → KCl (100),(1.5 mm)]の結果を 比較すると電極間隔は等しいが,その $t_M$  は前者の方が大きい。 [oil(0.5 mm) → KCl(100) (1 mm)] とシリコーン油(1.3 mm) との結果を比較すると,前 者の方が電極間隔は大きいがその $t_M$  は小さい。一般に電極間隔が等しければ その $t_M$  は同一印加電圧に対し,KCl, [oil→KCl(100)],シリコーン油の順に 大きくなる。このことは $t_F$  についても同様である。したがって [oil → KCl (100)] の実験の破壊遅れ時間の特性は,KCl (100) とシリコーン油のそれ ぞれの単一物質としての特性の中間的なものとなる。

 $[KC1 (100) \rightarrow oil]$ の実験においても、そのラウエプロットの直線性は 良い結果が得られるので、 $t_F$ ,  $t_M$ を求めることができる。(6.・4)図に KC1 (100)の厚さ一定(1mm)として、シリコーン油層の厚さ( $d_{oil}$ )をパラメ ータとして実験の $t_F$ ,  $t_M$  と印加電圧との関係を示す。(6・3)図 と比較して 特徴的なことは、過電圧の度合いを増加させても、ある電圧以上では $t_F$ ,  $t_M$ の減少の度合いが少ないことである。この点については後に述べる。ここで、 図中に記したシリコーン油(1.3 mm)の結果と電極間隔の等しい [KCl(100) (1 mm)→oil (0.3 mm)]の結果を比較すれば後者の方がその $t_M$  は大きい。 したがって, [KCl(100)→oil]の実験での $t_M$ が, その構成要素のうちで  $t_M$  を大きくする要素であるシリコーン油の単独での結果( $t_M$ ) よりも更に大 きくなるとの結果が得られた。 $t_F$  についても同様なことがいえる。(6・3) 図から得られた結果も加えると,破壊遅れ時間の特性( $t_F$ ,  $t_M$ ) は一般的に 同一電極間隔,同一印加電圧ならば,KCl(100), [oil → KCl(100)],シリ コーン油, [KCl(100)→oil]の順に大きくなる。

〔6・3・2〕正ストリーマの平均進展速度

行なわれている実験においては,電圧 印加と同時に極めて高電界となる針先端 から正ストリーマが進展を開始し,対電 極に達した時点で大電流が流れ破壊する と考えられるので,破壊遅れ時間は正ス トリーマが針先端から対平板電極に達す る時間と一致する。したがって,正スト リーマが針先端から対電極に達する平均 の進展速度は、その進展路を電極間隔(d)



(6・4)図印加電圧と遅れ時間の関係

とみなせば、 d を破壊遅れ時間で割った値となる。ただし、第4章で明らかに したように、正ストリーマは電極間を一定速度で進展しているのでなく、その 進展とともに減速していると考えられ、あくまで平均速度であることに注意を 要する。また、同一条件においても破壊遅れ時間にばらつきが生じるが、これ は正ストリーマの進展として考れば、同一条件においてもその進展過程におい て、その速度の変化の仕方に差が生じるためと考えられる。この点は第4章で も述べたように、ミクロ的にみれば正ストリーマ先端に向う個々の電子なだれ の初期電子の放出の遅れ、すなわち統計遅れ時間の和に差が生じるためである。 したがって、 $d/t_F$  は電極間隔を最小の遅れ時間で割った値であるから、同一 条件で正ストリーマが最も速く進展する場合で、最大の平均進展速度( $v_F$ )を 意味し、 $d/t_M$  は d を平均の遅れ時間で割った値であるから、同一条件での 正ストリーマのみかけ上平均された平均進展速度( $v_M$ )である。

これらの平均進展速度( $v_F$ ,  $v_M$ ) は、前項で述べた破壊遅れ時間の特性から考え、同一電極間隔、同一印加電圧ならば、 [KCl (100) → oil ], シリ コーン油、 [oil → KCl (100) ], KCl (100) の順に大きくなる。したがっ て [oil → KCl (100) ]の実験においては平均進展速度も、KCl (100) とシ リコーン油の中間的な値を持つ。この場合、正ストリーマはシリコーン油中で はシリコーン油固有の進展速度、KCl (100)内に侵入して後はKCl (100) 固有 のふるまいで進展し、界面においてその進展は防げられないと考えて不都合は ない。他方、 [KCl (100) → oil ]の実験では、その正ストリーマの平均進展 速度がシリコーン油単独の場合よりも更に遅くなる。これはKCl (100)を経て シリコーン油層に進展する正ストリーマは界面において何んらかの影響を受け その後のシリコーン油層中での進展が困難となるためと推定される。しかし、 本実験においては、破壊遅れ時間を正ストリーマが針先端から両絶縁体の界面 に達するまでの時間と、界面から対平板電極に達するまでの時間に分離して知 ることはできないので、シリコーン油層中での正ストリーマのふるまいを直接 的に知ることはできない。

[6 • 3 • 3] 6 3 %破壊電圧からの検討

ここで視点を変え、破壊電圧値の立場から界面の効果について検討してみる (6・4)図における  $t_M$  と印加電圧の関係から、各条件における  $t_M = 50$  n s に対応する印加電圧を求めれば、この値 はその条件での50nsの電圧パルスに対 する63%破壊電圧値( $V_B$ )となる。こ のような $V_B$  はシリコーン油層の厚さを 一定(0.25mm)として、KCl(100)の 厚さ( $d_{KC1}$ )をパラメータとした一連の 実験より得られる(6・4)図 と類似の関 係図からも求めることができる。(6・5) 図は $V_B$ と $d_{oil}$ および $d_{KC1}$ の関係を示 している。縦軸に $V_B$ をとり、横軸A に



は  $d_{oil}$ , 横軸 B には  $d_{KC1}$  をとっている。  $d_{oil} = 0$  での  $V_B$ の値は  $KC^1$ (100) (1 mm)の結果,  $d_{KC1} = 0$  での  $V_B$ の値はシリコーン油(0.25mm)の結果を 示す。  $V_B \ge d_{oil}$ の関係(プロットA)  $\delta_B \ge d_{KC1}$ の関係(プロットB)  $\delta_B$ その理由は明白でないが直線関係となっている。これらの結果を検討するまえ に, KC1(100)およびシリコーン油の単一物質としての正針の結果から得られ る  $V_B \ge$ 電極間隔( $d_{oil}$ ,  $d_{KC1}$ )の関係について簡単に触れておく。 KCl(100) については電極間隔( $d_{KC1}$ )は0.25~4 mm,シリコーン油については電極間隔 ( $d_{oil}$ )は0.25~1.3 mmの範囲で実験がなされたが,この範囲内では  $V_B \ge d_{KC1}$ および  $V_B \ge d_{oil}$ の関係はともに直線関係が得られた。その勾配は  $dV_B/dd_{KC1}$ = 3.8 KV / mm  $dV_B/dd_{oil} = 11$ KV/mm であった。これらの結果を参考にしつつ, (6.5)図の結果について検討を加える。同図から得られる情報について列記 する。

(i) Aのプロットの縦軸との外挿点はKCl(100)(1mm)の結果と一致する。
 (ii) Bのプロットの縦軸との外挿点(23.5KV)はシリコーン油(0.25mm)

-86 -

の $V_B$ の値(10.5KV)と全く一致せずはるかに大きい。

(iii) Aのプロットの勾配  $\Delta V_B / \Delta d_{oil} = 53.5 \text{ KVの値は, シリコーン油単独での値(11 KV / mm) と比べ約5倍と大きい。$ 

(IV) Bのプロットの勾配  $4V_B/4d_{KC1} = 4.7 \text{ KV/mm}$ の値は, KCl (100)単独での値(3.8 KV/mm)に比較的近い。

(1)~(1)頃の結果で、最も界面の効果を端的に示しているのは(1)頃の結果である と考える。縦軸に外挿する操作は、プロットBの直線関係が維持されていると 仮定してKCI(100)の厚さを零に近づけることである。KCl (100)およびシ リコーン油の単独でのVBと電極間隔との関係は、ともに 0.25mm までは直線関 係を保つ事実から考えて、プロットBがKCl(100)の厚さを減少させ、電極 間隔を0.25mmにまで近づけることにより、その直線性を大きく失う理由は特 にない。したがって、プロットBの縦軸との外挿点は、 KCl (100)との界面の みが存在し、シリコーン油層の厚さが 0.25 mm である仮想的な状態での  $V_{R}$ の推 定値とし得る。この値がシリコーン油(0.25mm)の $V_B$ の値に比べてはるかに大 きいことは、界面の存在により、シリコーン油層が非常に破壊し難くなること を示している。正ストリーマの進展速度として考えると,平均進展速度( Ÿ<sub>M</sub> ) が同一の値( $5 \times 10^5 cm/sec$ )となるためには、シリコーン油単独の場合は印 加電圧 1 0.5 KV で良いのに対し, KCl (100) との界面が存在する場合は印加電圧 23.5 KV を要することを意味する。正針においてシリコーン油(0.25mm)単独の 試料に対し, 23.5KVを印加すれば, その破壊遅れ時間は常に0.5ns以下であ り、正ストリーマの平均進展速度は $5 \times 10^7$  cm/sec 以上となる。したがって、 KCl (100) を経た後, シリコーン油層中を進展する正ストリーマの速度は、 針先端から直接シリコーン油中に進展する場合の速度に比べ、極めて遅いもの となることが示された。この外挿点の値は仮想的な値で実験的に直接求めるこ

とはできないが,シリコーン油(0.5 mm)の $V_B$ の値(14.5KV),KCl(100) (1 mm)の $V_B$ の値(14 KV)などを考慮すれば,少くとも実験が行なわれた 中で KCl(100)の厚さが最も薄い場合の実験, [KCl(100)(0.3mm)→oil (0.25mm)]の実験 $V_B$ の値(25 KV)とシリコーン油(0.25mm)の $V_B$ の値 (10.5KV)と大きな差は,単に KCl(100)の厚さを薄くすることによる電極間 隔の減少のためでなく,KCl(100)が存在するか否か,あるいは KCl(100)と シリコーン油との界面が存在するか否かによってほとんど決定されると考える。 (1)項の結果,すなわちプロットAの縦軸との外挿点が KCl(100)(1mm)の  $V_B$ の結果と一致することは,界面の効果が存在するとするならば一見不可思議に 思えるかも知れない。しかし界面の効果は正ストリーマの進展を界面にて一度 停止させるのでなく,ただ界面以後のシリコーン油中での進展速度をよりゆっ くりとしたものにするに過ぎないと考えれば矛盾がない。すなわち界面の効果 はシリコーン油層の厚さに比例して現われるもので,その厚さが零と近づけば

(iii),(IV)項のプロットの勾配の結果からも同様なことがいえる。プロットの勾配は厚さの変化に対する V<sub>B</sub>の依存性を示し,勾配の大きいことはその物質が破壊し難いことを示す。プロットAの勾配がシリコーン油単独での勾配に比べて非常に大きいことは,(ii)の結果と同様,KCl(100)あるいはその界面の存在によりシリコーン油層が破壊し難く,正ストリーマの進展が困難となることを示している。プロットBの勾配がKCl(100)単独の場合のそれと近いことは,界面に達するまでのKCl(100)内での正ストリーマのふるまいが,KCl(100)固有のそれと近いものであると推定できる。

その効果もなくなり、外挿点はKCl(100)(1mm)の $V_B$ の結果と一致する。

 $[oil \rightarrow KC^{l}(100)]$ の実験においても、 $(6 \cdot 5)$ 図に示されたような関係を求めることができる。 $(6 \cdot 6)$ 図に示すように、縦軸に $V_{B}$ をとり、横軸

- 88 -

CにKCl(100)の厚さ( $d_{KCl}$ ), 横軸Dにシリコーン油のギャップ長( $d_{oil}$ )を とり,その関係を示す。横軸CとV<sub>B</sub>の関係は(6・3)図から得られた結果で,  $d_{KC1} = 0 \text{ ov}_{B}$ の値はシリコーン油(0.5 mm)の結果を示す。横軸DはKCl (100)の厚さ一定(2 mm)としてオイルギャップ長( $d_{oil}$ )をパラメータとし た一連の実験から得られた結果で, $d_{oil} = 0$ はKCl (100)(2 mm)の結果を示 す。

 $V_B \ge d_{KC1}$ の関係(プロットC)も $V_B \ge d_{oil}$ の関係(プロットD)も直線関係が得られる。それぞれの直線の外挿点は、シリコーン油(0.5 mm)および KCl (100)(2 mm)の単独での結果と一致する。プロットCの勾配は  $dV_B / dd_{KC1} = 4.5 \text{KV} / mm, プロットDの勾配は <math>dV_B / dd_{oil} = 9.5 \text{KV} / mm$ であり、それぞれの単独での結果と近いものと



(6・6)図d<sub>oil</sub>とd<sub>KCl</sub> に対する 63%破壊電圧の依存性

なる。以上の結果より、〔oil→KC1(100)〕の実験では界面の効果はなく、正 ストリーマはシリコーン油中ではそれ固有のふるまい、KC1(100)内に侵入し て後は、それ固有のふるまいで進展すると推定し得る。

〔6 · 3 · 4〕 正ストリーマの進展機構と界面の効果

(6・5),(6・6)図からも(6・3),(6・4)図からと同様,界面が正スト リーマの進展に与える影響は [oil→KCl(100)]の実験ではなく, [KCl(100) → oil]の実験では明らかに存在するとの結論が導れた。この [KCl(100) → oil]の実験でみられる顕著な界面の効果について,正ストリーマの進展機構 を踏えながら検討してみる。まず,正ストリーマ破壊機構について述べる。 針電極に正の nsパルスが印加されると同時に,極めて高電界となる針先端部に 向って、その近傍の媒質内から放出された電子を初期電子とする電子なだれ群 が生じる。電子群が針電極(陽極)に吸収され、残された正の空間電荷による 高電界領域が生じると、これが正ストリーマの発生である。この正ストリーマ 先端の高電界領域に向って電子なだれ群が生じ、新たに正の空間電荷による高 電界領域が生じるとの現象が連続的に繰り返えされ、正ストリーマの進展とな る。この正ストリーマが対電極に達した時点において電流が流れ、媒質が破壊 される。正針の場合において、その破壊値が著しく低下するのは、正ストリー マ先端の電界強度(E<sub>st</sub>)が平均電界よりもはるかに高い電界を保ってそれが進 展するためである。このような正ストリーマの進展はKC1結晶においては、第 4章において明らかにしたように電圧印加方向に無関係に(100)軸に沿っ て直進する。[KCl(100)→oil]の実験においても、電圧印加と同時に針先 端より1本の正ストリーマが対電極に対し垂直に(100)軸に沿って進展し シリコーン油との界面に達すると思われる。界面に達した時点での正ストリー マ先端の電界強度(E<sub>st</sub>)次のように表し得る。

$$E_{st} = 2(V - dV) / r \ell n (1 + 4d/r)$$

$$t t t d > 10 r$$
(6.1)

ここで, Vは印加電圧, ⊿V は KC1(100)内での電位降下, r は正ストリー マ先端の曲率半径, d はシリコーン油層の厚さである。

実験結果からの結論は、この後シリコーン油層を進展する正ストリーマの進展速度が非常に低下することを示している。正ストリーマの進展はその先端の 電界強度( $E_{st}$ ) に支配されるので、速度の低下は $E_{st}$ の減少を意味する。 (6・1)式において $E_{st}$ を低下させる要因としては 4Vの増大とrの増大である。 4Vについては [KCl (100) → oil]の実験に限り KCl (100)内での電位降下 が大きくなる特別の理由はない。また(6・4)図に示されているように,破壊 遅れ時間( $t_F$ ,  $t_M$ )はその過電圧の度合いを増してもその減少は少なく,印加 電圧に対する依存度は小さい。だからこの実験で遅れ時間の特性が大きくなる のは印加電圧以外の他の要素によることが大きいと思われる。一方,シリコー ン油中ではこれまで進展してきた KCl (100)内でほど電子なだれの形成が容 易でないこと,あるいはシリコーン油中で形成された電子なだれによる電子群 が KCl (100)内へ円滑に移動し得ないような場合においては,界面近傍のシリ コーン油中での正ストリーマ先端の曲率半径(r)の増大は十分に起り得ると考え る。そうなれば当然,  $E_{st}$ の緩和現象が生じ,シリコーン油層中での正ストリ ーマの進展速度は $E_{st}$ の緩和が生じない場合に比べ低下するに違いない。この r の増大あるいは $E_{st}$ の緩和現象を現段階で実験的に証明することはできない が,そのように考ねば界面以後のシリコーン油層中での正ストリーマの進展速度の低下を説明するのは難しいと考える。

ところで、一つ考慮せねばならないこととして、シリコーン油の本質的破壊 強度がKCl(100)のそれに比べかなり高いと見込まれるので、KCl(100)内を 進展して界面に達する直前の正ストリーマ先端の電界強度がはたしてシリコー ン油中に円滑に進展するに足る電界強度を有しているかという問題がある。こ の点について検討してみる。KCl(100)内での電位降下 dV は第4章における 結果では(4・12)式で示されるように、正ストリーマ単位進展距離(mm)当り 約5 KVである。 [KCl(100)(0.3 mm)  $\rightarrow$  oil(0.25 mm)]の実験を例に取れば 界面に達する直前の電位降下は1.5 KVであると見込まれる。もし $V_B$  に対応す れば電圧25 KVを印加すれば、界面直前の正ストリーマ先端の電位23.5 KV であ り、その先端の曲率半径が十分小さければ、その電界強度はシリコーン油の本 質的破壊強度をはるかに上回っていると思われ、正ストリーマの進展に十分な

-91 -

電界であると思われる。しかも、その先端の電位23.5KVの値は、プロットBの 縦軸との外挿点の値と一致しているから、正ストリーマが界面の直前に達した 状況は、縦軸との外挿点が与える仮想的な状況に近い状況であるとの推察も成 り立つと考える。さらに [KCl (100)  $\rightarrow$  oil ] の実験でみられる界面の効果は 単に正ストリーマがより本質的破壊電界の高い物質へ向う場合だからとの理由 によって生じるのでないことは、同様に正ストリーマがシリコーン油からより本 質的破壊電界の高い高分子材料(PETおよびPC)へ向う場合の実験において は界面の効果が見い出されないことからわかる。すなわちPET もしくは PC フイルムの厚さを一定にしてシリコーンギャップ長を変え実験を行い、(6・5) ,(6・6)図と同様,破壊電圧の変化をプロットした時,その縦軸との外挿点 は第5章で示したようなそれぞれの高分子材料の単一物質としての破壊電圧の 値と一致することを筆者らは見い出している<sup>(6)</sup>。[oil → KCl(100)]の実験に おいて界面の効果がないのは、より正ストリーマの進展が容易な物質と向う場 合であるから当然のことと思えるが、よりその進展が困難な物質へ向う場合に おいても顕著な界面への影響が存在する場合もあれば、特にその影響が見られ ない場合もあることを示している。

なお、一般の複合誘電体の破壊において問題となる構成物の誘電率の差が及 ぼす影響については、これまで触れていない。しかし、正ストリーマの進展は その先端の電界強度に支配され、この高電界領域に与える誘電率の差の影響は 少ないと思われる。少くとも界面に達して以後の正ストリーマの先端の電界強 度には影響がないと考える。

#### 6.4 結 論

本章においては KC1 (100) とシリコーン油の組み合せによる複合誘電体の正 ストリーマの進展に伴なう破壊について、2種の実験を行なった。それぞれの 実験で得られた結果と結論を要約すると次のようになる。

(1) [oil→KCl(100)]の実験での破壊遅れ時間および正ストリーマの平 均進展速度の特性は、単一物質としてのKCl(100) とシリコーン油の正針で の結果の中間的な値を示す。正ストリーマの進展に与える界面の影響はなく、 正ストリーマはシリコーン油中ではシリコーン油単独の場合と同様にふるまい KCl(100)内に侵入後はKCl(100) 固有のふるまいで進展すると考えられる。
(2) [KCl(100)→oil]の実験では、その破壊遅れ時間の特性は、正針で のKCl(100)およびシリコーン油単独での特性のいずれよりも大きく、正スト リーマの平均進展速度はいずれよりも小さい。界面に達するまでのKCl(100) 内での正ストリーマのふるまいは、KCl(100)単独の場合と同様であるが、界 面以後のシリコーン油中での正ストリーマの進展速度は極めて低下する。これ は界面近傍において、正ストリーマ先端の電界強度が緩和されるためと推察さ れる。

このように同一構成物質からなる二通りの実験の結果に顕著な差が生じるこ とが明らかとなった。 [KC1(100)→oil]の実験における界面の効果は特に 興味深い現象であると考える。本章における複合誘電体の正ストリーマの進展 による破壊の実験は, KCl(100)とシリコーン油の組み合せによる場合の結果 に限定しているが,他の組み合せにおいても界面の問題は非常に重要であると 考える。一部,定性的にその結果を述べたシリコーン油からPET あるいは PC フイルムに正ストリーマが進展する場合は,界面の効果は存在しないが, PE ある。このように複合誘電体の場合,界面での現象は複雑であり,一つ一つの 組み合せについて細心の注意を払い実験する必要がある。

# 6。5 文 献

(1) G.G.Hudson and L.B.Loeb; Phys Rev Vol.123 p.29 (1961)

- (2) 有井,松本,木谷;第8回電気絶縁材料シンポジウム予稿集 I-2
   p.85(昭50)
- (3) 有井,木谷,河村;電気学会放電絶縁線材料合同研究会資料
   ED.76-11,EIM-76-18 (昭51)
- (4) たとえば放電ハンドブック 鳥山編 電気学会刊
- (5) 木谷,有井;電気学会論文誌 Vol.95-A p.165 (昭50)
- (6) 木谷,有井;第9回電気絶縁材料シンポジウム予稿集 I-2
   p.113(昭51)

# 第7章 結 論

本研究は、平等電界中もしくは針対平板電極構成のもとで、主に固体絶縁体 に対し、立ち上り1 ns の高電圧パルスを印加し、その破壊遅れ時間を測定す ることにより、破壊機構の解明に努めたものである。第3章から第6章までの 結果を総括し、本論文の結論とする。

(1) 高密度 P E フイルムにおいては 170°K 以下, P E フイルムでは 室温に おいて電極効果が存在し, Au 電極よりも A1 電極の方が統計遅れ時間が小さ く破壊しやすい。これらの温度領域では,主に電極から注入される電子を初期 電子とする電子なだれ破壊であるとし得る。他方, 215°K 以上の高密度 P E 373°Kの P E T では電極効果は消失する。これらの温度では,試料内部から 放出された電子を初期電子とするいくつかの電子なだれの協力により破壊が生 じると推定される。

(2) 高密度 PEフイルムの10<sup>-8</sup> sec 時点での63%破壊電圧強度( $F_B$ )の温度特性は室温以下では $\partial F_B / \partial T \approx 0$ , それ以上では $\partial F_B / \partial T < 0$ である。

(3) 高密度 PEフイルムの形成遅れ時間は77° Kにおいては 0.5 n s 以下, 室温では  $6.4 \times 10^{6}$  V/cmにおいて約1 n s, 373° Kでは  $4.6 \sim 5.0 \times 10^{6}$  V/cm にお いて約1 n s である。PET フイルムではいずれの条件においても 0.5 n s以下で あった。得られた形成遅れ時間から単一電子なだれ破壊と仮定して高密度 P E の移動度を求めると、77° Kにおいて 0.6 cm<sup>2</sup> / sec 以上、298° Kでは 0.1 2 cm<sup>2</sup> / sec .V 以上 373° Kでは 0.33 cm<sup>2</sup> / sec .V 以上である。

(4) 針対平板電極構成のもとでの KCl (100), Na Cl (100)の破壊には顕著な 極性効果が存在し,正針の方が負針の場合よりもはるかに破壊しやすい。破壊 遅れ時間の特性は相対的に負針の場合よりも大きい。 KCl (100)の平均破壊電 界強度においては,正針の場合厚さ効果が存在し,負針では存在しない。正針の場合,破壊電圧が低くなるのは気体放電の正ストリーマ破壊と類似の機構により,放電路先端の電界を高く維持して進展するためで,負針の場合は電子なだれの先端が広がり平等電界に近づく傾向があるため破壊値は正針ほど下らない。

(5) 正ストリーマの進展に際しては明瞭な発光現象がともない, KCIの場合 は電圧印加方向に無関係に(100)軸に沿って正ストリーマが進展し,NaCl の 場合は(110)軸,あるいは(111)軸に沿って進展する。この事実が正針 に おける NaCl(100)の破壊電圧が KCl(100)のそれに比べるはるかに高くなる という結果に導く主な原因である。

(6) KCl (100) における正ストリーマの進展速度はその進展とともに急激に 低下する。同一条件における破壊遅れ時間のばらつきは、その進展過程におい て生じる。

(7) KC1 (100) に破壊電圧よりも低い電圧パルスを印加した時,正針および 負針において電圧印加時の放電による発光パルスと電圧消去時のバックディス チャージにともなう発光パルスがみられる。光量においても,極性効果がみら れ,電圧が高かければ正針における光量の方が負針の場合よりもはるかに大き く,また印加電圧に対する依存性も大きい。

(8) KC1(100)の破壊前駆光の光量にもプリストレス効果があり、正針において同一電圧パルスを繰り返し印加すればその光量は減少する。この効果は時間とともに消失し、レスト時間効果を示す。プリストレス効果の原因はプリストレスの電圧パルスによる正ストリーマの進展の後、正の空間電荷が残され、 次の電圧パルスによる正ストリーマの進展を阻害しているためである。同様な 理由により破壊現象にもプリストレス効果がみられ、プリストレスは破壊をよ り困難なものとしている。他方,負針において同一電圧パルスを繰り返し印加 すれば2発目の電圧パルスによる光量は非常に高くなるが,破壊現象にはあま り関係しない。

(9) 針対平板電極構成のもとでの高分子絶縁物の破壊にも極性効果が存在し 正針の方が負針の場合よりも破壊しやすい。この効果は電極間隔の減少とともに減少 あるいは消失する。但し、電極間隔の大きな領域においても PMMA は例外的に極性 差が少い。正針,負針の両極性において,PS がきわだって破壊し難い材料で あるとの事実が明らかとされた。他方,正針においては PET,負針においては PMMA が破壊しやすい材料である。

(10) 針対平板電極構成における各高分子材料の短時間破壊の特性は,正針, 負針のいずれにおいても,それぞれの本質的破壊電界強度とされる値と全く相 関性がみられない。また,得られた各試料間の結果の差を物理的化学的構造か らも現段階では論じ得ない。

(11) いずれの高分子材料も、相対的に放電路の進展速度は正針の場合の方が 負針の場合よりもはるかに速い。正針の場合は、その進展の難易の差はあるに しろ正ストリーマ破壊であり、負針の場合は電子なだれもしくは負ストリーマ 破壊であるとし得る。

(12) [oil→KCl(100)] の実験では,破壊遅れ時間および正ストリーマの 平均進展速度の特性は,単一物質としてのKCl(100)とシリコーン油の正針で の結果の中間的な値を示す。正ストリーマは界面において影響を受けることな く,シリコーン油中ではそれ固有のふるまいで進展し,KCl(100)内に侵入し て後はKCl(100)固有のふるまいで進展する。他方, [KCl(100)→oil]の 実験においては,その破壊遅れ時間の特性はKCl(100)およびシリコーン油単 独での正針の特性のいずれよりも大きく,正ストリーマの平均進展はいずれよ

- 97 -

りも小さい。界面において, 正ストリーマは強く影響を受け, KCl (100)内 ではそれ固有のふるまいで進展するが界面以後のシリコーン油層中での進展速 度は非常に低下する。この現象は正ストリーマ先端の電界強度が界面において 緩和されるとの推定から説明できる。

.

× .

**x** 

# 発表論文

(1) ns パルスによるマイカと高分子の絶縁破壊

電気学会論文誌 Vol.93-A p.313 (昭48)

(2) 高分子絶縁フイルムの破壊遅れ時間とその温度特性

電気学会論文誌 Vol.94-A p.251 (昭49)

(3) 不平等電界中(針対平板)におけるアルカリハライド結晶の破壊

電気学会論文誌 Vol.95-A p.165 (昭50)

(4) 複合誘電体(液体と固体)の正ストリーマ破壊

電気学会論文誌 Vol.98-A p.359 (昭53)

(5) Avalanche Breakdown in n-hexane

J.Phys.D:Appl.phys Vol.12 p.787 (1979)

(6) Time Lag of Breakdown in Polyethylene

Tech.Rep.Osaka.Univ. Vol.24 p.95 (1974)

(7) 高分子絶縁物の破壊遅れ

愛媛大学紀要 第三部 工学 Vol.8 p.107 (昭49)

(8) Impulse Breakdown of Polymer Dielectrics in ns Range in Divergent Field

**J.J.Appl.Phys**(投稿準備中)

(9) Prebreakdown Light Emission of KCl (100) by ns Pulse with

Boint-Plane Electrode System

J.J.Appl.Phys (投稿準備中)

# 国際学会発表

 Breakdown Time Lags and Time of Flight Measurment in Liquid Dielectric

> Proceeding of the 5th International Conference on Conduction and Breakdown in Liquid (1975)

(2) Streamer Breakdown of Dielectrics in Divergent Field International Workshop on Electric Charge in Dielectrics (1978)

# 学会報告

(1) ns パルスによる固体の絶縁破壊

第4回電気絶縁材料シンポジウム (昭46)
 (2) 高分子絶縁材料の破壊遅れ
 電気学会全国大会 (昭47)

- (3) ns パルスによる高分子の絶縁破壊(低温領域)
  - 第5回電気絶縁材料シンポジウム (昭47)
- (4) 高分子の破壊遅れ

## 電気学会全国大会 (昭48)

(5) 高分子絶縁物の時間遅れの温度依存性

- 100 -
(6) 固体絶縁物の不平等電界中(針対平板)での破壊遅れ

| •        |       |
|----------|-------|
| 電気学会全国大会 | (昭49) |

(7) 不平等電界中での破壊遅れ時間

(8) 複合誘電体(シリコーン油+KCl)の破壊

- (9) シリコーン油の短時間領域での破壊遅れ
  - 電気学会全国大会 (昭50)
- (10) 破壊遅れ時間より推定した絶縁破壊過程(シリコーン油の場合)
  - 第8回電気絶縁材料シンポジウム (昭50)
- (11) 正ストリーマの進展にる複合誘電体(シリコーン油+高分子フイルム)の破壊

- (12) シリコーン油の短時間領域での破壊遅れ
  - 電気学会全国大会 (昭51)
- (13) n ヘキサンの短時間領域での破壊遅れ
  - 電気学会全国大会 (昭51)
- (14) 正ストリーマの進展による複合誘電体の破壊
  - 第9回電気絶縁材料シンポジウム (昭51)
- (15) 不平等電界中における高分子絶縁物の短時間破壊(1)

## 電気学会全国大会 (昭52)

(16) 不平等電界中における高分子絶縁物の短時間破壊(1)

## 電気学会全国大会 (昭53)

(17) 炭化水素液体の正ストリーマ破壊

|      | 電気学会全国大会                     | (昭53) |
|------|------------------------------|-------|
| (18) | 高分子絶縁物の不平等電界中における短時間破壊       |       |
|      | 第11回電気絶縁材料シンポジウム             | (昭53) |
| (19) | 針対平板電極構成におけるKCℓ(100)の短時間破壊前駆 | 光の測定  |
|      | 電気学会全国大会                     | (昭54) |

(20) ナノ秒領域での n-ヘキサンの破壊機構([])

電気学会全国大会

(昭54)

## 研究会発表

(1) ナノセコンドパルスによるポリマー絶縁物の破壊電界中の移動度

電気学会絶縁材料研究会資料 IM-73-31 (昭48) (2) ナノ秒領域での液体誘電体の絶縁破壊

電気学会放電·絶縁材料合同研究会資料

ED-76-11, EIM-76-18 (昭51)

本論文を結ぶに当って,終始御指導,御鞭達を賜った犬石嘉雄大阪大学教 授に衷心より感謝の意を表わすとともに,実験の遂行にあたって数々な有益 な御教示,御助言を頂いた有井清益愛媛大学助教授に衷心から感謝の意を表 わします。また本論文の作成にあたり多くの御教示を頂いた吉野勝美大阪大 学助教授に深く感謝致します。

また筆者が大阪大学工学部に内地研究員として留学中に御指導頂いた木下 仁志教授,西村正太郎教授,山中千代衛教授,藤井克彦教授,鈴木胖教授を はじめとする電気工学教室の教室員の方々に深く感謝致します。

また,終始御激励を頂いた有吉弘教授,磯村滋宏教授をはじめとする愛媛 大学工学部電気工学教室の方々に深く感謝致します。さらに,化学的分野の 問題に対して有益な御助言を頂いた工業化学教室の谷垣禎一教授,酒井義郎 教授,定岡芳彦助手に深く感謝の意を表わします。

さらに有益な種々の御討論を頂いた白藤純嗣助教授 ,金藤敬一助手 を始 めとする犬石研究室の諸兄に感謝の意を表わします。