ポリエチレンテレフタレートの絶縁破壊に 及ぼすイオン空間電荷の効果

正 員 山 下 建 (東工大)

非会員 中 村 博文 (東工大)

正 員 日 野 太郎 (東工大)

1. ま え が き

高分子絶縁材料の絶縁破壊に及ぼす空間電荷の効果は、直流絶縁分野を中心に重要視されている。絶縁破壊⁽¹⁾⁽²⁾およびその前駆現象としてのトリートの発生、進展⁽³⁾⁽⁴⁾への空間電荷の影響については多くの基礎的研究が行なわれ、更に実際の直流 CV ケーブルの設計にも考慮がなされるようになっている⁽⁵⁾。これらの報告では、主として電子性キャリアの注入により形成される空間電荷が取扱われているが、高分子材料中には不純物あるいは構成原子自身による可動イオンが存在することも多く、このイオンの作る空間電荷も無視できない。一般にイオンの動きは電子性キャリアに比べて緩慢であるから、イオン空間電荷による効果は長時間の電界印加時や高温領域で重要となろう。しかし、高分子材料中のイオンの挙動は複雑で不明な点が多いのが現状である。

著者らは、これまでに熱刺激測定を用いてポリエチレンテレフタレート (PET) 中に可動イオンが存在し、これが電界により移動して空間電荷を形成することを明らかにし⁽⁶⁾、更に電極界面現象について検討してきた⁽⁷⁾⁽⁸⁾。本論文ではイオン空間電荷が絶縁破壊に及ぼす影響という観点から、PET の高温における破壊試験を行なった結果を報告する。実験は主として印加電

圧の極性を反転したときに注目して行ない、更に空間電荷の過渡的な挙動と絶縁破壊を関連づけるため、数値解析法を応用して諸現象の検討を試みる。

2. 実験方法

試料の PET は厚さ 16 μm (ルミラー S) と 19 μm (マイラー) の 2 種類のフィルムが使われた。電極金属は Al または Cu で、上部電極 (直径 6mm) と下部電極 (直径 12mm) が同心円状の平行平板電極構成となるよう真空蒸着された。なお、電極端部は拡散端となるように蒸着が行なわれた。

絶縁破壊試験は、加熱したシリコン油中で行なわれ、試料は第 1 図に示すように銅板と黄銅棒ではさんで固定した。直流破壊および直流前課電用には正負 2 台の高圧直流電源を用い、極性の切換えは電磁スイッチにより行なった。またインパルス電圧としては高圧パルス発生器により立上り 0.5 μs 以下、パルス幅 10 μs の負極性方形波パルス電圧を得た。破壊の検知はオシロスコープにより行なったが、破壊が生じた後、試料を取出して破壊孔を観察し、電極端部で生じた破

第 1 図 破壊試験用電極系

Fig. 1. The electrode system for breakdown tests.

The Effect of Ionic Space Charge on Dielectric Breakdown of Polyethylene Terephthalate. By Ken Yamashita, Member, Hirofumi Nakamura, Non-member & Taro Hino, Member (Faculty of Engineering, Tokyo Institute of Technology).

山下 建: 正員, 東京工業大学工学部電気・電子工学科

中村博文: 非会員, 東京工業大学工学部電気・電子工学科 (現在, 熊本工業大学)

日野太郎: 正員, 東京工業大学工学部電気・電子工学科

壊の場合は結果から除外した。

3. 実験結果

〈3.1〉 極性反転時の過渡電流と破壊 まず始めに、本研究の端緒となった実験結果について述べる。PET フィルムに $100\sim 180^{\circ}\text{C}$ の高温で電圧を印加し、一定時間経過後、電圧の極性を反転すると数秒の時間遅れをもって破壊が生ずる現象が見られる。そこで、この破壊の前駆現象を観測するため、破壊前の電流の時間変化を測定した。ただし、電流計の保護のためにメタリレーが用いられた。

結果の一例を第2図に示す。極性反転後、破壊が生ずるまでの間に電流に異常なピークが発生している。破壊は約 2 kV 以上の電圧のとき発生し、この破壊発生時間 t_{BD} と電流ピーク発生時間 t_m は、第3図に示

第2図 極性反転によるPETの異常電流ピークと絶縁破壊

Fig. 2. An anomalous current peak and breakdown in PET after polarity reversal.

第3図 電流ピーク発生時間 t_m と破壊時間 t_{BD} の関係

Fig. 3. Times of appearance of current peak t_m and of breakdown t_{BD} .

すような相関関係をもっている。すなわち、第2図に示した電流ピークと破壊発生の時間的關係は、印加電圧を変えても存在する。このような電流ピークの発生が何らかの空間電荷の挙動によっていることは明らかであり、この空間電荷の作る電界が破壊の起こる時点を決定していると考えられる。しかし、直流における破壊は空間電荷の効果以外に熱破壊における時間遅れを含むことも考えられ、上記の効果をより詳細に検討するために直流とインパルスを重ねさせた場合の破壊特性を調べた。

〈3.2〉 直流-インパルス重畳破壊 まず直流とインパルスの違いを明らかにするため、第4図に直流とインパルスそれぞれ単独による破壊電圧の温度依存性を示す。各点は、それぞれ10個の試料の平均値を示している。直流(DC)と示されている特性は 0.5 kV/s の一定速度で昇圧したときの破壊電圧値であり、インパルスの特性は 5 s ごとに 0.5 kV ずつ段階昇圧して得たものである。直流破壊電圧は 50°C 以上で顕著に低下しているが、インパルスの場合にはほとんど温度依存性が見られない。更に、 100°C 以上の高温では破壊電界は試料の厚さにはほとんど依存せず、また電圧上昇速度が大きくなると破壊電圧は上昇する傾向がみられた。この事実からみて、直流の場合には長尾氏ら⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾ がポリイミドやポリフッ化ビニリデンについて報告しているイオン伝導によるインパルス熱破壊の可能性が考えられるが、パルス幅 $10\mu\text{s}$ のインパルスの場合にはこの効果は少ないと考えられる。

第5図は前課電圧を $0\sim 5\text{ kV}$ まで変えて5分間印加した後、インパルスを重ねたときの破壊電圧を 40°C と 160°C とで測定した結果である。試料数は

第4図 直流およびインパルスによるPETの絶縁破壊電圧の温度依存性

Fig. 4. Temperature dependences of the breakdown voltage of PET by DC voltages and impulses.

第 5 図 PET の絶縁破壊に及ぼす
前課電の効果

Fig. 5. Effects of prestress on breakdown of PET.

各点それぞれ 10 個であるが、40°C の場合については平均値のみ示す。40°C の特性は、ポリエチレン⁽¹⁾ や PET⁽²⁾ で室温において観測されている特性と同じ傾向をもっており、機構も同様に電子性電荷の注入によるものと考えられる。本研究で注目している高温 (160°C) の特性は 40°C の場合に比べて変化が顕著でない。この特性だけから見ると高温では一見、空間電荷の影響は少ないように思える。前課電電圧を 5 分間印加すると後述するように過渡電流はほぼ一定となり、空間電荷は定常状態に達すると考えられる。そこで、次にこれより短い前課電電圧印加時間に対する破壊電圧特性を調べる。

電圧印加は、第 6 図中に示すような 4 種の方法で行なった。インパルスは発生器の都合で負極性だけしか得られないため、前課電電圧の極性を変えた。この場合、50% 破壊電圧は次のようにして決めた。すなわち、10 個の試料について一定の前課電の後、同一のインパルス印加して破壊の有無を判定し、破壊率を求める。更に、インパルス電圧を破壊の起こると予想される電圧付近で 0.5kV ずつ変えて試験を繰返し、グラフを用いて破壊率が 50% となる電圧を求める。これをその時点における平均的な破壊電圧とみなした。第 6 図 (a) は、このようにして求めた ± 4 kV の前印加電圧を t_b だけ印加した後の 50% インパルス破壊電圧である。逆極性の場合の破壊電圧がやや低い。30s 以下のわずかな変化を除くと大きな変化はない。同図 (b) は前印加電圧の極性を反転してから t_b 後のインパルス破壊特性である。極性反転前の電圧印加時間は 5 分である。反転後の電圧と逆極性インパルスの場合には顕著な変化がないが、同極性の場合 $t_b \approx 2$ s で、これまで述べた特性では見られなかった破壊電圧

第 6 図 前課電電圧印加時間によるインパルス
破壊電圧の変化

Fig. 6. Changes of impulse breakdown voltage as a function of prestressing time.

の大きな低下が観測されている。この低下は、やがて時間経過と共に回復する傾向をもっている。この特性について以下で検討を加える。

4. 検 討

〈4.1〉 PET 中のイオン空間電荷による影響 上述の結果を通じて直流前課電電圧は高温で長時間印加しても破壊電圧は変化せず、この条件での試料内部の電界変わりは小さいと考えられる。しかし第 6 図 (b) に示したように前課電電圧の極性反転直後に生ずる過渡的な破壊電圧の低下は、極性反転により一時的に空間電荷の急速な形成があることを示唆している。そこで、極性反転による試料内の電荷の挙動を調べるために、電圧印加および極性反転後に流れる過渡電流の測定を行なった。

第 7 図は第 6 図の前課電電圧と等しい $V_b=4$ kV の電圧を 5 分間印加した後、極性を反転したとき観測された電流である。極性反転前の電流は測定時間領域内で単調減少であるが、反転後は図のように異常な電流ピークを生ずる。第 6 図 (b) と同一条件の $V_b=$

第 7 図 極性反転による PET の異常電流ピーク

Fig. 7. Anomalous current peaks by the polarity reversal in PET.

−4kV の場合、ピークは反転後約 2s で生じており、この時間はインパルスによる破壊電圧が最も低下する時間とはほぼ一致している。

このような極性反転時の電流ピークは幾つかの高分子において観測されているが、一般に反転前の電圧印加で一方の電極付近に片寄っていたイオンが極性反転により反対方向へ移動し、対向電極へ到達したとき発生すると考えられている⁽¹¹⁾。しかし、このような現象の場合には極性反転前に大きな空間電荷の形成があるはずで、本実験の結果、例えば第 6 図(a)を説明できない。

PET の熱刺激電流(TSC)の測定例を第 8 図に示す。ピーク C が可動イオンの空間電荷分極によるもので⁽⁶⁾、ピーク D はこのイオンが電極界面で中性化し、昇温時に再イオン化することにより生ずることが明らかになっている⁽⁷⁾⁽⁸⁾。本破壊実験の温度、160°C はピーク D の生ずる領域に相当している。従ってイオンの移動はかなり速やかに起こり、電流はバルクよりもむしろ電極での電荷交換により律速されていると考えられる。

そこで、極性反転前後について第 9 図のようなモデルを考える。試料内で平衡状態を保っていたイオンは、電界印加により移動し電極界面に達する〔第 9 図(a)〕。しかし、ここで電荷を失って中性化するため、大きな電流が流れる割には空間電荷の形成は少なく、破壊電圧を低下させるような電界は生じない。次

第 8 図 PET の熱刺激電流

Fig. 8. A typical thermally stimulated current in PET.

(a) 極性反転前

(b) 極性反転後

第 9 図 高温における PET 中のイオンの挙動

Fig. 9. Behavior of ions in PET at a high temperature.

に電圧の極性が反転されると電極から急速にイオンが発生し、対向電極へ向かって移動する〔第 9 図(b)〕。電荷の先端が対向電極に達する時間付近で試料内の空間電荷の量は最大となると思われ、このときの空間電荷電界により破壊電圧は一時的に低下する。しかし、大部分のイオンが対向電極に達し、再度中性化されれば空間電荷量も減少し、破壊電圧は回復すると考えられる。

以上のような現象の説明をより明確に考察するための解析が必要であるが、空間電荷電界、拡散および電極での電荷交換を含めたイオン過渡伝導を解析的に取扱うことは極めて困難である。また従来の数値解析法

においても、相当な困難を伴うことが予想される。著者らは最近、新しい数値解析法を開発し、既に電極での電荷交換がない場合の過渡電流の計算を行なっている⁽¹²⁾。そこで以下にこれを拡張し、本研究に当てはめることを試みる。

〈4.2〉 数値解析による検討 ホッピング法と呼ばれる数値解析法は、絶縁体中の電荷輸送を拡散および空間電荷電界を加味して比較的容易に解析ができる特徴をもっている。イオン過渡伝導⁽¹²⁾や、電子性定常電導⁽¹³⁾などについて既に報告され、更に多方面に拡張されつつある。イオン伝導と電子性電導という荷電粒子の種類の違いは、ホッピング法においては次のような意味をもっている。すなわち、イオン伝導の場合にはイオンが有限個の電位障壁をホッピングして移動する機構を考えるのに対し、電子性電導の場合は拡散とドリフトによる電導機構を考える。ホッピング法は前者の解析にはじめ用いられたが、後者の解析にも応用できることがわかり、ホッピング電導形の機構だけでなく、拡散とドリフトに支配される電導機構一般に拡張されている。

本論文でホッピング法を応用する際、更に次のような拡張を行なう。第一に電極界面でのイオンの中性化とイオン化を考慮に入れることである。第二に対象とするキャリアはイオンであるが、拡散とドリフトによる電導機構により解析することである。これはイオンのホッピング距離が試料の厚さに比べて十分小さいとみなせるからである。計算法は既に報告したものとほとんど同じであるので、簡単に要点だけ示す。

試料の分割方法を第 10 図に示すが、試料の j 番目の位置のイオン濃度 $\tilde{N}_j$ は

第 10 図 数値計算における試料内の粒子密度と電位

Fig. 10. The density of particles and the potential in the specimen for numerical analysis.

$$\frac{d\tilde{N}_j}{d\tilde{t}} = \left(1 + \frac{q\tilde{E}_{j-1}}{2kT}\right)\tilde{N}_{j-1} - \left(1 - \frac{q\tilde{E}_j}{2kT}\right)\tilde{N}_j + \left(1 + \frac{q\tilde{E}_j}{2kT}\right)\tilde{N}_j + \left(1 - \frac{q\tilde{E}_{j+1}}{2kT}\right)\tilde{N}_{j+1} \quad (1)$$

ただし、 q : イオンの電荷、 k : ボルツマン定数、 T : 温度

なる微分方程式で表わされる⁽¹³⁾。また、電界 $\tilde{E}_j$ はガウスの法則より

$$\tilde{E}_j - \tilde{E}_{j-1} = q\tilde{N}_j/\epsilon_0 s \quad (2)$$

ただし、 ϵ_0 : 真空の誘電率

と表わされる。ここで、電位 ϕ_j と $\tilde{E}_j$ の関係は

$$\tilde{E}_j = -2(\phi_{j+1/2} - \phi_j)/s \quad (3)$$

であり、印加電圧 V は

$$V/s = -\sum_{j=1}^{n-1} \tilde{E}_j \quad (4)$$

ただし、 s : 換算に關係した定数⁽¹³⁾

で表わされる。このとき流れる電流 $\tilde{I}$ は次式で表わされる。

$$\tilde{I} = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} (j-1) \tilde{I}_j \quad (5)$$

ただし、 $\tilde{I}_j$ は局部電流で、隣接する井戸間でのイオンの遷移に対応して

$$\tilde{I}_j = \left(1 - \frac{q\tilde{E}_j}{2kT}\right)\tilde{N}_{j+1} - \left(1 + \frac{q\tilde{E}_j}{2kT}\right)\tilde{N}_j \quad (6)$$

で与えられる。上に述べた～を付した量は変換された量で、実際の量とはそれぞれ次のような関係をもっている。

$$\tilde{N}_j = N_j l / \epsilon_s \quad (7)$$

$$\tilde{E}_j = E_j l / s \quad (8)$$

$$\tilde{I}_j = I_j l^3 / q s \epsilon_s D \quad (9)$$

$$\tilde{t} = t s D / l^2 \quad (10)$$

ただし、 D : 拡散定数、 ϵ_s : 比誘電率

$$l = d / (n-1) \quad (d: \text{試料の厚さ})$$

イオンの中性化および解離については、次のようなモデルで計算する。両電極で中性化した粒子濃度は、第 10 図に示すように $j=0$ および $n+1$ 番目の位置を仮に考え、 $\tilde{N}_0, \tilde{N}_{n+1}$ とする。(1) 式は $j=2, 3, \dots, n-1$ で使われ、 $j=0, 1, n, n+1$ では両電極界面でのイオンの中性化、解離の境界条件を考慮して以下のように書く。

$$\frac{d\tilde{N}_0}{d\tilde{t}} = -A \left\{1 + \frac{q\tilde{E}_0}{2kT}\right\} \tilde{N}_0 + B \left\{1 - \frac{q\tilde{E}_0}{2kT}\right\} \tilde{N}_1 \quad (11a)$$

$$\frac{d\tilde{N}_1}{dt} = A \left\{ 1 + \frac{q\tilde{E}_0}{2kT} \right\} \tilde{N}_0 - \left\{ B \left\{ 1 - \frac{q\tilde{E}_0}{2kT} \right\} + 1 + \frac{q\tilde{E}_1}{2kT} \right\} \tilde{N}_1 + \left\{ 1 - \frac{q\tilde{E}_1}{2kT} \right\} \tilde{N}_2$$

.....(11 b)

$$\frac{d\tilde{N}_n}{dt} = \left\{ 1 + \frac{q\tilde{E}_{n-1}}{2kT} \right\} \tilde{N}_{n-1} - \left\{ 1 - \frac{q\tilde{E}_{n-1}}{2kT} + B \left\{ 1 + \frac{q\tilde{E}_n}{2kT} \right\} \right\} \tilde{N}_n + A \left\{ 1 - \frac{q\tilde{E}_n}{2kT} \right\} \tilde{N}_{n+1}$$

.....(11 c)

$$\frac{d\tilde{N}_{n+1}}{dt} = B \left\{ 1 + \frac{q\tilde{E}_n}{2kT} \right\} \tilde{N}_n - A \left\{ 1 - \frac{q\tilde{E}_n}{2kT} \right\} \tilde{N}_{n+1}$$

.....(11 d)

すなわち、解離と中性化はともに電極界面の電界 $\tilde{E}_0$ 、 $\tilde{E}_n$ に影響されると仮定する。 $\tilde{E}_0$ および $\tilde{E}_n$ は電極界面電界に対応して、

$$\tilde{E}_0 = \frac{1}{s(n-1)} \left\{ -V + \frac{q}{\epsilon_0} \sum_{j=1}^n (i-n) \tilde{N}_j \right\}$$

.....(12 a)

$$\tilde{E}_n = \tilde{E}_0 + q \sum_{j=1}^n \tilde{N}_j / \epsilon_0 s$$

.....(12 b)

で与えられる。全粒子数を $\tilde{N}_t$ とすると、ガウスの法則より

$$\tilde{E}_n = \tilde{E}_0 + q(\tilde{N}_t - \tilde{N}_0 - \tilde{N}_{n+1}) / \epsilon_0 s$$

.....(13)

とも書ける。また、 A および B はイオンの電極界面における解離率と中性化率に比例する定数である。

計算に際して極性反転時にイオンと中性粒子は電極 1 付近に多く存在しているとする(第 9 図参照)。このときの粒子分布を初期条件として知る必要があるが、次のようにして求めた。まず、全粒子が電極 2 上で中性化している状態を設定し、この状態で電極 1 が負電位となるように(イオンは正電荷とする)電圧 V_0 を印加する。初期の粒子分布が与えられれば過渡電流の計算が行なえ、時間経過と共に電流はほぼ零になる。このときの分布が定常分布であり(第 14 図参照)、これを初期状態とし V_0 を印加したときの過渡電流を計算した。計算は第 10 図のような番号付けにより行なわれ、 $n=5$, $s=10^4$ を採用した。

計算を行なうのに必要な未知の物理定数は N_t , A , B である。第 7 図の $V_0 = -4$ kV の場合の実測曲線から、70 s 以後のほぼ定常とみなせる部分を差引いたものと計算曲線との比較を第 11 図に示す。各曲線はピーク電流 I_m とピーク発生時間 t_m で規格化し、

第 11 図 規格化した電流ピーク曲線の
実験値と計算値の比較

Fig. 11. Comparison between experimental and calculated current peak curves.

第 12 図 極性反転後の各部の電界の
時間変化(計算値)

Fig. 12. Calculated time dependences of the field at various points.

$\tilde{N}_t$ をパラメータにして示してあるが、 $\tilde{N}_t = 3 \times 10^{10}$ としたとき形状の比較的良好一致が見られる。この計算では $A=0.5$, $B=1.0$ としたが、 A , B の値を 1 から 0.1 まで変化させても規格化した曲線の形状はほとんど変化しない。ピーク発生時間の実測値 ($t_m=2$) と計算値 ($t_m=125$) を (10) 式に入れて拡散定数 D を求めると $D=6.4 \times 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{s}$ が得られる。アインシュタインの関係を用いれば移動度 $\mu=1.7 \times 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ となる。また、(6), (8) 式に $I_m=5.1 \times 10^7$, $I_m=3.52 \times 10^{-6} \text{ A/cm}^2$ を代入すると $N_t=2.1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ となる。これは実測電流の時間積分から求めた $2.9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ とほぼ一致している。

この過程における試料内の電界分布 E_j の時間変化を第 12 図に、試料内のイオン濃度 $\sum_{j=1}^{50} \tilde{N}_j$ と両電極

第 13 図 中性粒子濃度 $\tilde{N}_0$, $\tilde{N}_{51}$ と
総イオン濃度 ΣN_j の時間変化

Fig. 13. Calculated time dependences of the densities of neutralized particles $\tilde{N}_0$, $\tilde{N}_{51}$ and of total ions ΣN_j .

第 14 図 極性反転後の試料内の粒子分布
の時間変化

Fig. 14. The change of the particle profile after the polarity reversal.

の中性粒子の濃度 $\tilde{N}_0$, $\tilde{N}_{51}$ の変化を第 13 図に示す。対向電極面電界 E_{50} は電流ピーク発生時間からやや遅れて最大(約 6.3×10^6 V/cm)となり、以後やや減少する。この電界が試料内の最大電界である。一方、試料内のイオン濃度は電流ピークの発生と対応して最大となっている。試料内の粒子分布の変遷は第 14 図のようになる。

以上より、電流ピーク発生時間付近で電極から発生

したイオンにより対向電極側の電界が高まり、これが同極性インパルスと共に電界を定め、破壊電圧を低下させることが理解される。

しかしながら、本モデルにも問題はある。第 12 図からわかるように、電極面電界は最大となった後、それほど減少しない。従って、第 6 図(b)に示した破壊電圧の回復現象を十分に説明できない。この原因は、第 14 図からわかるように粒子が最も電極界面付近に片寄った場合でもかなりの割合でイオンが試料内に残り、全粒子が中性化することはないことによる。イオンと中性粒子の濃度比は、パラメータ A, B によって変化する。 A を小さくすれば定常時のイオン濃度の割合は減少するが、解析の結果からみてこれだけでは現象を十分に説明できない。解析の前提とした条件ではバルク内でのイオンの中性化、イオン化は考慮されていない。またイオンと逆電荷の電子も計算に含まれていない。電圧印加により試料内でイオン-電子対が生じ、電子は速やかに電極に引き出されると考えられるが、イオンが移動した後の定常状態で再結合が起こる可能性はありうる。

一方、実験値と計算値の比較から N_{51} を求める際、比誘電率 ϵ_r が求まるが、これが $\epsilon_r \approx 22$ と異常に大きく評価される。これは計算電流が実験値に比べて小さいことを意味し、この原因も電子性電流を考慮していないことによると思われる。

このように、イオンのバルクでの中性化や電子の挙動も考慮に入れた解析が今後の課題であるが、本解析法によれば計算手続きは複雑になるが解析できることがわかっている。

5. まとめ

PET の高温での絶縁破壊現象を測定したところ、印加電圧の極性を反転した後、過渡的に破壊電圧が低下する現象が見いだされた。PET においては高温でイオンが移動し、更にこのイオンは電極界面で中性化することが熱刺激電流などの特性から明らかになっている。このような中性粒子が再イオン化する際に形成される空間電荷により、破壊電圧の低下が生ずると考えられる。このような現象をホッピング法により数値解析したところ、明らかに空間電荷電界の増大することが確かめられた。

高分子の絶縁破壊に及ぼす空間電荷の効果は電子注入によるものだけでなく、可動イオンによるものも重要であり、また空間電荷の過渡的な挙動に注目した検討が必要であることが明らかとなった。

最後に本学在学中、実験に協力していただいた島田

昭氏〔現在、(株)日立製作所勤務〕に深謝します。

(昭和55年9月18日受付)

文 献

- (1) A. Bradwell, et al.: "Conduction in Polythene with Strong Electric Fields and the Effect of Prestressing on the Electric Strength", *Proc. Instn Elect. Engrs*, **118**, 247 (1971)
- (2) 山本・倉田・宮入:「ポリエチレンテレフタレート of 絶縁破壊現象と空間電荷効果」, 電気学会絶縁材料研資 EIM-79-25 (昭 54)
- (3) 吉村, 他:「衝撃電圧および直流電圧によるポリエチレン中のトリ-の発生」, 電学論A, **96**, 433 (昭 51-9)
- (4) 縄田・河村・家田:「ポリエチレンの空間電荷形成に関連した直流トリ-イング破壊の極性効果」, 同上A, **96**, 495 (昭 51-10)
- (5) 安藤・永野:「空間電荷を考慮した直流ケーブルの絶縁設計」, 電気学会絶縁材料研資 EIM-79-40 (昭 54)
- (6) 金子・日野:「ポリエチレンテレフタレートのイオン空間電荷分極」, 電学論A, **98**, 101 (昭 53-2)
- (7) 金子・日野:「ポリエチレンテレフタレートにおける可動イオンの TSC とイオン伝導」, 高分子論文集, **38**, 659 (昭 54)
- (8) 金子・山下・日野:「ポリエチレンテレフタレート中の可動イオンの電極界面における中性化と再イオン化」, 電学論A, **100**, 197 (昭 55-4)
- (9) 長尾・沢・家田:「ポリイミドフィルムの高温領域における絶縁破壊」, 電学論A, **97**, 279 (昭 52-6)
- (10) M. Hikita, et al.: "Dielectric Breakdown and Electrical Conduction of Poly (Vinylidene-Fluoride) in High Temperature Region", *J. Phys. D (Appl. Phys.)*, **13**, 661 (1980)
- (11) 家田・篠原:「可塑化ポリ塩化ビニール樹脂の直流電圧による吸収現象」, 電学誌, **79**, 843 (昭 34)
- (12) 岩本・日野:「ホッピングモデルによるイオン過渡電流の数値解析法とその物性定数測定への応用」, 電学論A, **100**, 291 (昭 55-5)
- (13) 岩本・日野:「絶縁体中の電子伝導の解析と数値計算に対するホッピングモデルの提案」, 同上A, **100**, 299 (昭 55-5)