



固体誘電体の熱破壊に対する解釋

メタデータ	言語: jpn 出版者: 室蘭工業大學 公開日: 2014-05-19 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 北村, 正一 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/2988

固體誘電体の熱破壊に対する解釋

北村正一

On the Thermal Breakdown Theory of Solid Dielectrics

Shoichi Kitamura

Abstract

In this paper the thermal breakdown theories of solid dielectrics by Wagner, Becker, Rogowsri, Vock and Ozawa are discussed from the points of view of the high frequency breakdown phenomena and of the radio-heating theory.

The following are the results: (1) When the phenomenon is uniform heating as Fock's theory, we call this 1st. sort of heating, and when this is weak point heating as Wagner's theory, we call this 2nd. sort of heating. (2) The breakdown of solid dielectrics, in the high frequency field, starts with the 1st. sort of heating and comes to an end in the 2nd. sort of heating. (3) From a practical point of view, however, Ozawa's theory has a good application to the calculation of the breakdown voltage in the absence of corona in the high frequency field.

1. 緒言

固體誘電体を電極間に挿入して、高電圧を印加した場合に外見上コロナの発生をともなわずに発生する破壊現象に對して、これを熱的に解釋した熱破壊理論が數多く提出されたが、その熱破壊の意味とその現象との關係はまだ統一的に解釋されていない。筆者は二、三の合成樹脂の高周波熱破壊について研究を行つた結果から、過去の理論について考察を試み、高周波熱破壊についての一つの解釋を得たのでここに發表する。

2. 代表的理論の概要

固體誘電体の破壊理論については、純電氣的、純熱的および熱電氣的の三つの立場から論ぜられてきた。ここでは、熱的解釋(熱電氣的をも含む)をしている重要な理論について、その解釋の仕方とその破壊電壓の式とを問題にする。なおここで使用する記號は次の通りである。

V_T : 熱破壊電壓で、電界強度が發熱のみに影響すると解釋した場合のもの。

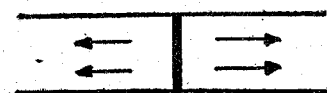
D : 試料の厚さ

- K : 熱傳導率
 σ_0 : 溫度 0°C の等價導電率
 a : 等價導電率の溫度係數
 θ_0 : 室溫または標準溫度
 η : 熱放散率

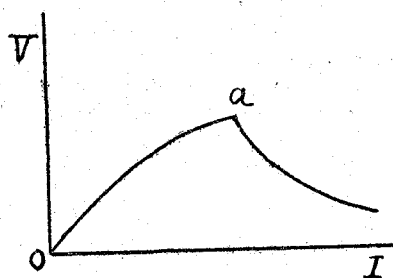
また熱流は一次元流の場合のみを取扱っている。

(1) WAGNER の理論¹⁾

最初の熱的解釋は、1922年に、GÜNTHER-SCHULTZE, K. W. WAGNER, STEINMETZ, HAYDEN 等によつて發表されたが、その内で WAGNER のものが最も著名である。



第 1 圖



第 2 圖

WAGNER の出發點は、(1) 絶縁物は電流を通し難いが、等價導電率の溫度係數は正で指數函数的に増加すること、(2) 多くの絶縁物は、不均質であるので、常に導電率の高い細溝が電極に対して並列に存在すること、の二つである。この二番目の假定は、破壊時には必ず細孔があくという現象に忠實になろうとしたために與えられたものである。この假定より、熱は第 1 圖の黑色の細溝にのみ發生し、熱は横に放射狀に流れると考えた。この時の電壓と電流の關係は第 2 圖に示すようになり、a 點の電壓を越すと熱的平衡を失つて破壊に至る。そのときの破壊電壓は (1) 式で示される。

$$V_T = D \cdot \sqrt{K} \cdot x \cdot \frac{1}{\sqrt{a \sigma_0 e a \theta a}} \dots\dots\dots (1)$$

- ただし θ_a : 破壊時の溫度
 x : 細溝のデイメンシヨに關する函數

この式には x という測定不能の量が入っているために、實驗的に證明することができなかった。

(2) ROGOWSKI の理論²⁾

ROGOWSKI は WAGNER 理論が不明な量を含み實驗的證明のできないことを指摘し、弱點的細溝にとらわれずに、均一な發熱による熱的解釋から理論化される熱破壊電壓 V_T と、それのみでは十分な解釋ができないので、電界強度によつてのみ破壊するという電氣的解釋を

1) Journal of A.I.E.E.; 1922, S. 1034.
 2) Arch. für Elektrotechnik, XIII Bd., 1924, S. 153.

取り入れた、電氣破壊電壓 V_E との二つの解釋を結合した熱電氣的破壊理論を發表した。この考えが出されてきたのは、POOLE が絶縁物の抵抗について提唱した (2) 式からである。

$$R = R_0 e^{-\alpha \theta} \cdot e^{-\frac{E}{E_0}} \dots\dots\dots (2)$$

ただし R_0 : $\theta = \theta_0$ 及び $E = 0$ のときの比抵抗
 E_0 : 破壊のときの電界強度

(2) 式を導電率で示すと (3) 式になる。

$$\sigma = \sigma_0 \cdot e^{\alpha \theta} \cdot e^{\frac{E}{E_0}} \dots\dots\dots (3)$$

この理論の結果をまとめると次のようになる。

i) 試料に温度變化のない場合

$$\text{熱電氣破壊電壓 } V_{TE} = E_0 D = V_E \dots\dots\dots (4)$$

この場合は全く電氣破壊であつて、 V_{TE} は厚さに比例する。

ii) 電壓印加によつて温度上昇しかつ試料が非常に厚い場合

$$V_{TE} \doteq \frac{8}{3} \sqrt{\frac{K}{3 \sigma_0 a}} \left(1 - \frac{2K}{D\eta}\right) \doteq V_T \dots\dots\dots (5)$$

ただし $D\eta \gg 4K$

(5) 式はほとんど熱破壊と解釋され、 V_T は厚さに關係なく一定値をとる。

iii) 電壓印加によつて温度上昇しかつ試料が非常に薄い場合

$$V_{TE} \doteq E_0 D \left[1 - \frac{D^2 E_0^2}{V_T}\right] \dots\dots\dots (6)$$

ただし $D\eta \ll 2K$

(6) 式は電氣破壊の影響が大きく、 V_{TE} は厚さに比例する。

ROGOWSKI の理論も實驗的に十分に確かめられていない。また破壊溝の生ずることには理論的に言及していない。しかし破壊を熱的・電氣的および熱電氣的の解釋に立つて理論を立てたことは大きい功績である。

(3) FOCK—MOON の理論^{3) 4)}

破壊孔にとらわれない純熱的理論の一般化は、FOCK のすぐれた數學的才能によつて定常的一般解が出され、つづいて MOON によつて工學的にやや便利な形に改められた。この

3) Arch. für Elektrotechnik, XIX Bd., 1927, S. 71.
 4) Trans., A.I.E.E., Sept., 1931, P. 1008.

理論も ROGOWSKI と同様に周波数について考慮をせず、誘電体損を加えていないので、オーム損による發熱として解いている。その結果破壊電壓として (7) 式がある。

$$V_T = \sqrt{\frac{33.6 K}{\alpha \cdot \sigma_0}} \cdot e^{-\frac{\alpha}{2} \theta_0} \chi(D) \quad \dots \dots \dots (7)$$

ただし $\chi(D)$: D の函数

(7) 式では、 D が小のときは \sqrt{D} に比例し、 D が大のときは D に無関係となる。MOON によれば熱破壊は初期温度が非常に高い場合と、非常に厚い場合にのみ生ずる。したがつてこの理論で當時の一般的破壊を説明することは困難であつたが、數學的取扱いがすぐれていたもので、かなり高く評價されてきた理論である。

(4) BECKER の理論⁵⁾

FOCK によつて、一應熱的解釋による破壊理論はある程度完全なものとされていたが、破壊現象に重點を置く人々には不満があつた。1936 年に至つて、WAGNER の流れを引く R. BECKER は、再び破壊孔を説明しようとして WAGNER 理論を補正した。彼はア・プリオリに弱點の細溝を假定しないで、均一物質中の熱の傳導のみから中央に細溝型の高温度部が發生して、ここが破壊するものとして理論を立て、破壊電壓として (8) 式を提出した。

$$V_T = 2.74 \times 10^6 \cdot \frac{D}{r_0} \sqrt{\frac{K}{\sigma_0 \alpha}} \cdot e^{-\frac{\alpha}{2} \theta_0} \quad \dots \dots \dots (8)$$

ただし r_0 : $\theta = \theta_0$ になるような破壊孔の中心よりの距離

この式が成立するための假定として電極方向への熱流を無視するという条件に無理がある。この場合も WAGNER と同様に V_T は厚さに比例し、 r_0 という測定できない量を含んでいる。ただ r_0 を適當に選ぶと實驗結果とよく一致するので、一應すぐれた理論としてドイツでは推賞されていた⁶⁾。

(5) 小澤の理論⁷⁾

大電力の高周波加熱技術が進んだ今日、上述のように解釋された熱破壊理論を再検討することは重要な意味をもつものであるが、高周波加熱から出發して熱破壊理論を提出したのは、小澤以外には見ない。

この理論は函数形式については FOCK-MOON のものとよく似ているが、出發點および取扱い方がちがっている。まず高周波加熱理論より出發して、等價導電率の周波数および温

5) Arch. für Elektrotechnik, XXX Bd., 1936, P. 411.

6) Fortschritte Der Hochfrequenztechnik (1941 年版)

7) 小澤・北村：北大應用電氣第 5 回研究發表會，昭和 25 年 10 月

度による特性を考慮に入れ、それと熱傳導および熱放散の理論とを組合せて、過渡解を含めた一般解を出したものである。破壊電壓の式は(9)式の形になり、ノモグラムによつて容易に算定できるもので、この点においても MOON の方法より優れている。

$$V_T = \frac{2y_1 e^{-\frac{\alpha}{2}\theta_i}}{\sqrt{\frac{0.24\alpha}{K} \sigma_{i0}(f)}} \dots\dots\dots (9)$$

- ただし θ_i : この温度以上で α が正になる温度
 y_1 : $y \tan y = D\eta/K$ の第一番目の根
 $\sigma_{i0}(f)$: $\theta = \theta_i$, $E = 0$ のときの等價導電率の周波数函数

(9) 式において、非常に厚いときは厚さに無關係に一定値となり、非常に薄いときは \sqrt{D} に比例する。この理論のすぐれている點は、等價導電率の温度係数の正變點より出發していることと、はじめて過渡解を求めて破壊経過について議論が進められるようにしたことにある。また實用的には、破壊電壓を簡単に知ることができる便利さがある。ただし破壊孔については觸れていない。

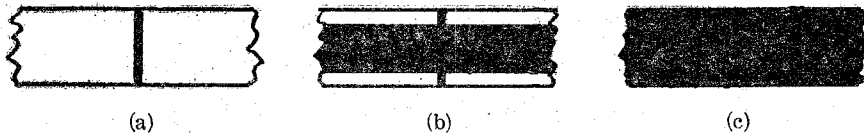
3. 理論に対する筆者の解釋

以上述べた主なる理論についてその理論化の態度を見ると、三つの異なる立場を見ることが出来る。第一のものは、現象をできるだけ忠實に表現しようとしたために數學的解は非常に無理な形となつてゐる WAGNER—BECKER の立場である。これを弱點溝發熱説と稱することにする。第二のものは FOCK—MOON の立場で、ただ破壊電壓のみを求めようとし、そのために數學的取扱ひの容易な既知の熱傳導の方程式とオーム損の發熱を用いて、定常状態に加熱されたものとして數學的には嚴密に解いたものである。したがつて第二の立場では現象の説明をねらいとはしていない。この二つの立場の中間的立場と考えられるものが ROGOWSKI および小澤の理論である。しかしこの第三の立場においても、數學的には破壊孔の成立を説明することはできず、ただ破壊電壓の實驗結果との一致のみを目標として立てられたものである。この第二、第三のものを均一發熱説と稱することにする。破壊理論の完全なものとしては、まず現象の進行過程と破壊電壓とを同時に説明するものでなければならない。各々の理論はその歴史的發展の段階において、それぞれの役割をはたして來たのであるが、高周波加熱の發展によつて、この理論は、やがて明らかになりつつある現象の研究から、新しい發展が期待される。小澤の理論はその意味で先驅的役割をなしたものと考えられる。筆者はこれら先輩の跡を整理して、高周波電界中の合成樹脂およびそれに類似の誘電體に適

應して、次のような解釋をなした。

まず破壊電壓の式についてみる。弱點溝發熱説では V_T は D に比例し、均一發熱説では V_T は D の大のときは D に無關係に一定の値をとり、 D の小のときは \sqrt{D} に比例するという明らかな相違を示している。

次に筆者は、WAGNER の示した現象と筆者の研究した現象⁸⁾ とより、破壊現象を試料の断面より見て3箇の形式に分類した。その模型的圖は第3圖に示してある。黒色部が炭化して導電體に變化した部分である。第3圖 (a) の第1形式のものは、細孔を開けて貫通するもので、WAGNER—BECKER が理論化しようとした現象である。この現象の發生するときは、大體破壊電壓が厚さに比例すると考えられる。同 (b) 圖の第2形式のものは、電極間試料の中心部がまず一様に炭化し、それが電極面まで進行しない前に孔を開けて貫通するものである。同 (c) 圖の第3形式は炭化が一様に進行して、電極面に近いところでも明瞭に貫通孔を開けない場合で、純熱的解釋のはじめてできるものである。これら3箇の破壊形式に分れるのは、多くの要素によつて定まるものであるが、それらの關係は未だ不明である。しかし合成樹脂(パークライト、尿素樹脂)およびそれに類似の材料においては、上記の3箇の形式をとることを確かめた⁸⁾。高周波電界においては、第2、第3の形式をとることから、破壊はまず均一發熱が先行し、弱點溝發熱がおくられて生ずるものと解釋される。すなわち熱破壊は、上述の二つの説のいずれの説のみでは解釋できなく、二説の綜合されたもので解釋されるものと考えられる。



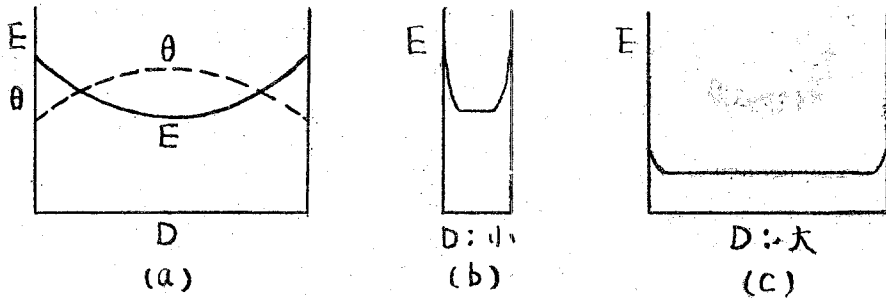
第 3 圖

上述の如く破壊に二種類の發熱形式が共存する理由については、「變化電界による不均質媒質における選擇作用論」⁹⁾ より、次の如く考えた。高周波において、試料の等價導電率の正の範圍では、その厚さの方向に對して温度分布は第4圖 (a) の破線の如くなるので、電界の分布は同圖の實線で示すようになる。この場合は電極接觸面附近の電界が最も強くなるので、この部分より弱點溝的破壊の起る確率が大きとなる。このとき、均一發熱の電界より弱點溝發熱の電界へ移るその臨界電界を E_0 とすれば、 $E < E_0$ までは均一發熱で、 $E \geq E_0$ になると弱點溝發熱となる。すなわち、發熱形式の移り變りは電界條件によるものと解釋するもので ROGOWSKI の熱電氣破壊の解釋とは異なる。第4圖 (b), (c) に示した如く、厚い試料では、

8) 北村：北大應用電氣研究所第5回研究發表會，昭和25年10月

9) 小澤：北大應用電氣研究所彙報 1 (1949), III.

電極面に近い部分の電界は薄いものより小になつて、 $E \geq E_0$ となる厚さの部分が少なくなるが、導電體化が進行すると必ず $E \geq E_0$ の状態に達する。ただ外見上は破壊孔がはつきりと見えないことが多いので一應上述の3箇の形式に分けたので、厳密には均一發熱のみによつて破壊が完結することはなく必ず最後の段階には弱點溝發熱で現象が完結するものと解釋する。したがつて破壊電壓を求める理論式は非常に複雑となり、一般には解き難いものと思われる。ただ、第2、第3形式の破壊では、理論化の容易な均一發熱説によつて求めた破壊電壓で實用上十分である。



第 4 圖

4. 結 言

以上を要約すると、現象上の觀察と高周波加熱の理論から合成樹脂およびそれに類似の固体誘電体の高周波熱破壊を均一發熱破壊と解釋するのは正確ではないが、一應の理論化として均一發熱説が重要視される。これによつて、ある範囲内の破壊電壓がかなりの近似で計算できる。しかし破壊を正しく解釋するには均一發熱—弱點溝發熱の過程を経るものと解釋すべきであつて、現象としては、内部から均一發熱破壊が進行し電極面附近にいたつて弱點溝發熱破壊となつて完結する。この二種の發熱形式の内いずれの破壊が現象において優越するかは、初期条件および境界条件によつて定まるもので未だ解かれていない。

なおこの報文は、北大應用電氣研究所において淺見教授および小澤助教授の御指導の下に行つた研究の一部であるので、ここに深く感謝する次第である。

(昭和 25 年 10 月 31 日受付)