UDC 621.316.5.011: 621.318.5.014.3

論文

60-A 62

間欠アーク消滅限界曲線に対するインダクタンスおよび漂遊容量の影響

正員 内村 圭一 (熊本大)

正員 相田 貞蔵 (熊本大)

1. ま え が き

継電器や開閉装置に取付けられた接点を開離した場合、接点材料の種類によっても異なるが、抵抗負荷では回路電流 I が約 0.3 A 以下であれば間欠アークが生じ、一方、 I が約 0.8 A 以上であれば通常アークが生ずる。その間の電流範囲では間欠アークも通常アークもほとんど生じない準無放電領域となる⁽¹⁾。

ところで、近年、デジタル集積回路基板上や基板近くに小形の継電器が取付けられることが少なくない。もし継電器の開離時に間欠アークが生ずれば、その際、回路には I よりもはるかに大きいパルス電流が流れ、数 A にも達することがある⁽²⁾。この電流は集積回路に直接侵入したり、不要電磁波を放射する原因となり、集積回路を誤動作させる場合がある⁽³⁾⁽⁴⁾。

一方、間欠アークの発生領域は、間欠アークが発生し始める間欠アーク開始領域(A)、間欠アークが盛んに生ずる間欠アーク多発領域(B)および間欠アークが発生しなくなる間欠アーク消滅領域(C)に大別できる。領域(A)については沢氏ら⁽⁵⁾により、領域(B)については Wagar 氏⁽²⁾、Mills 氏⁽⁶⁾や Murano 氏ら⁽⁷⁾によって放電物理的および回路論的立場から調べられている。しかし、領域(C)についてはほとんど調べられておらず、著者らが抵抗負荷の場合について間欠アーク消滅限界曲線⁽¹⁾ならびに雑音特性⁽⁸⁾⁽⁹⁾を一部報告したにすぎない。

しかし、これらの報告では接点(継電器)につながる線路は比較的に短い場合(4m 以下)を対象にした。実際の継電器では通信、制御線路を通して負荷と接続

される場合が多い。線路には 0.01~0.5 mH 程度のインダクタンスや 0.6~10 nF 程度の漂遊容量⁽²⁾⁽¹⁰⁾が存在するので、これらの影響によって間欠アーク消滅限界曲線が移動する。その結果、雑音レベルの高い間欠アーク発生領域が雑音レベルの低い準無放電領域のほうへ移行する⁽⁸⁾ので、雑音対策上からは間欠アーク消滅限界曲線の移動を電源電圧、回路電流、インダクタンスおよび漂遊容量の関数として明らかにすることは重要である。

本論文は、電源電圧 DC 25~100 V、回路電流 0.01~3 A の範囲で、小電流用接点 Au, Ag, Pd(参考に W)を用い、インダクタンス L および容量 C の間欠アーク消滅限界曲線に与える影響について検討した。更に、本研究結果が実用面でも寄与できるように、同曲線の実験式を作成した。

2. 間欠アーク消滅限界曲線の計算

〈2・1〉 間欠アーク発生頻度の概要 間欠アーク領域は、図1の間欠アーク電圧波形モデルで示すように三つの領域に大別できる。すなわち、間欠アーク開始領域(A)、間欠アーク多発領域(B)、間欠アーク消滅領域(C)と呼ぶ領域である。なお、図1(c)右は間欠アーク消滅領域の実測電圧波形例である。

領域(A)とは、接点1開離あたり間欠アークが1~2回程度しか生じない領域で、回路電流 I で言えば 0.1~数 mA 程度の小電流領域にあたる。次に I を数 mA~0.1 A 程度に増大すると、接点1開離あたりの間欠アークの発生回数が数回から数十回と増大する領域(B)に移る。この際の間欠アークの発生は、接点電極間の電圧上昇速度(回路の L, C に依存)と接点電極間絶縁破壊電圧との競合で決まる。このような競合過程では、アークが点弧、消弧を繰返すので、そのつど接点電極間の電圧上昇速度と、その波高値が変わ

Effect of Inductance and Stray Capacitance on Extinction Critical Curves of Showering Arc. By Keiichi Uchimura, Member & Teizo Aida, Member (Department of Electronic Engineering, Faculty of Engineering, Kumamoto University).

内村圭一: 正員, 熊本大学工学部電子工学科
相田貞蔵: 正員, 熊本大学工学部電子工学科

図 1 間欠アークの略図

Fig. 1. Schematic drawing of showering arc.

る。そのため、間欠アークの発生条件は一義的には定まらない。このような領域での間欠アーク発生機構については、これまでに種々報告されている⁽⁵⁾⁻⁽⁷⁾。

これに対し、本論文で取扱うのは図1(c)に示す間欠アーク消滅領域(C)である。この領域では、まず間欠アーク、すなわち絶縁破壊とこれに続く10μs未満(τ)のアークが生じ、その後接点間電圧がほぼ零になる期間(τ_N)が約10μs続く(τ+τ_N≒20μs)。このような間欠アークが1~2回程度しか発生しないから、間欠アークの消滅条件は次節の方法で求めることができる。

(2.2) 間欠アーク消滅上限回路電流の計算原理

線路が長い場合には、本質的には分布定数による計算が望ましい。しかし、集中定数による計算が簡単のため、従来も分布定数による接点回路を集中定数で取扱った例⁽¹¹⁾⁽¹²⁾や、実験では分布定数を用いているが、検討では集中定数による例⁽¹³⁾などがある。ここでは、まず集中定数による計算方法を述べ、次にその計算結果と分布定数による計算結果を比較する。更に実験的な検討も加えて、本論文の場合は集中定数を用いて計算しても差支えないことを述べる。

(1) 集中定数による計算方法 図2は接点回路のモデルを示す。Eは直流電圧、Rは抵抗、Lはインダクタンス、Cは容量、Kは接点对、lはKのごく近傍の微小インダクタンス、C₀、rはそれぞれ溶融金属ブリッジ破壊後にKに代わる接点間微小容量およびC-l-K局部回路の総抵抗である。

さて、図2でL、lを流れる電流をi_L、i_l、またC、C₀の端子電圧をV_{C1}、V₀とし、これらを状態変数にとると、次の連立微分方程式が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} Ri_L + L(di_L/dt) + V_{C1} &= E \\ C(dV_{C1}/dt) &= i_L - i_l \\ Ri_L + L(di_L/dt) + l(di_l/dt) \\ &+ V_0 + ri_l = E \\ C_0(dV_0/dt) &= i_l \end{aligned} \right\} \dots (1)$$

ここで、E、L、C、Rは実験条件より定まるが、l、r、C₀は測定により求めることは困難であるので、(1)式を解くためにはl、r、C₀をあらかじめ計算しておく

図 2 接点回路のモデル

Fig. 2. Model of contact circuit.

必要がある。そこで、これらの値は文献(1)と同様な方法で見積り、 $l \approx 0.5 \mu\text{H}$ 、 $r \approx 10 \text{ k}\Omega$ 、 $C_0 \approx 80 \text{ pF}$ とした。

さて、E、L、…、C₀のすべての定数がわかったので、接点間電圧V_Cの時間的変化(立上り)は(1)式を数値解法(ルンゲ・クッタ・ギル法またはルンゲ・クッタ法)で解けば求める(図6参照)が、次の理由によって近似解法でも求められる。すなわち、時刻t=0でKが開いた場合、l、C₀は非常に小さく、rは非常に大であるから、L-C₀-r-C回路を流れる電流は非常に小さくなるので、この回路を無視し、近似的にE-R-L-C回路のみで接点間電圧V_{C2}は求められる。Cの電荷をq、Lを流れる電流をi(=dq/dt)とすれば回路方程式は次式となる。

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int i dt = E \dots \dots \dots (2)$$

なお、領域(B)のように間欠アークが連続して生ずる場合は、間欠アーク全体の波形を決定するには間欠アークの過程で繰返し上昇するV_{C2}に対する初期値をそのつど変えなければならない⁽⁷⁾。しかし、本論文の対象領域は間欠アークが1~2回程度しか生じない間欠アーク消滅領域(C)であるから、間欠アーク発生の有無決定には、最初に上昇するV_{C2}と接点間絶縁破壊電圧V_Bとの大小関係から判断して差支えないと考えられる。このため初期条件として、t=0でq=0、i=Iの下で、(2)式を解くと、

$$\begin{aligned} \text{(i)} \quad E/I > 2\sqrt{L/C} \text{ の場合 (ただし, } E/I = R) \\ V_{C2}(t) &= E[1 - \exp(-\alpha t) \{ \cosh \gamma t + (\alpha/\gamma) \\ &\quad \times \sinh \gamma t \}] + (I/C\gamma) \exp(-\alpha t) \sinh \gamma t \\ &\dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{(ii)} \quad E/I = 2\sqrt{L/C} \text{ の場合} \\ V_{C2}(t) &= E \{ 1 - (1 + \alpha t) \exp(-\alpha t) \} \\ &\quad + (I/C)t \exp(-\alpha t) \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{(iii)} \quad E/I < 2\sqrt{L/C} \text{ の場合} \\ V_{C2}(t) &= E[1 - \exp(-\alpha t) \{ \cos \beta t + (\alpha/\beta) \\ &\quad \times \sin \beta t \}] + (I/C\beta) \exp(-\alpha t) \sin \beta t \\ &\dots \dots \dots (5) \end{aligned}$$

図3 間欠アーク消滅過程説明図

Fig. 3. Schema for explaining the process of extinction of showering arc.

$$\text{ただし, } \alpha = E/2LI, \beta = \sqrt{1/LC - \alpha^2}, \gamma = \sqrt{\alpha^2 - 1/LC}, I = E/R$$

となる。

例えば, $E=100\text{ V}$, $L=0.12\text{ mH}$, $C=1.6\text{ nF}$ の場合, $V_{c2}(t)$ は図3の $V_{c2}(t)$ 曲線となる。

一方, 接点間絶縁破壊電圧の時間変化 $V_B(t)$ は $V_B(t) = \varepsilon(vt + d) \dots \dots \dots (6)$

ただし, ε : 各接点材料特有の一定電界強度

(V/m), v : 接点開離直後の開離速度 (m/s),

d : 初期ギャップの長さ (m)

で表わされる*1。

なお, 本論文での v は時刻 t にかかわらずほぼ一定で 0.1 m/s である⁽¹⁾。また, 初期ギャップとは接点開離時に生ずる熔融金属ブリッジが爆発的に破壊した直後に形成されるギャップで, その長さ d の実験結果は次節で述べるように, 回路電流 I と共に増加する。そのため, 図3のように I が $I_1 \rightarrow I_2 \rightarrow I_3$ と増すと d が増して(6)式の接点間絶縁破壊電圧 $V_B(t)$ は高電圧側へ移行し, (5)式の接点間電圧 $V_{c2}(t)$ とはついに交わらなくなる ($I=0.75\text{ A}$ 参照)。ここで, 著者らは「近似解法で求まる $V_{c2}(t)$ の(3)~(5)式, および実験的に求まる $V_B(t)$ の(6)式がともに成り立つと仮定し, $V_{c2}(t)$ が $V_B(t)$ に交わるときは接点間は絶縁破壊を起こして間欠アークを発生するが, 両者が交わらなくなると同アークは発生しなくなる。」という一つの仮説を考えた⁽¹⁾。この仮説に基づけば, $V_{c2}(t)$ が $V_B(t)$ に接するときの回路電流 I_0 をもって間欠アーク消滅上限回路電流と定めることができる。

絶縁破壊遅れの効果については, 本実験での間欠アーク電圧観測範囲では明確でない。しかし, Pd, Ag 接点において, 「数 μm の極短ギャップの放電では,

*1: 本論文のように, 接点ギャップ ($=vt+d$) が $1\mu\text{m}$ 以下での絶縁破壊は一定電界で電界破壊が生ずる⁽¹⁴⁾ から, $1\mu\text{m}$ までは(6)式が適用できる。ただし, ギャップが $1\sim 8\mu\text{m}$ では $V_B(t)$ は最小火花電圧約 300 V 一定, ギャップが $8\mu\text{m}$ 以上では $V_B(t)$ は Paschen 則に従うとの説がある⁽¹⁵⁾。

ギャップ間がある値以上の電界強度になると初期電子が電界放出によって出てくるため破壊の遅れの効果はほとんど無視できる」との Germer 氏の報告⁽¹⁵⁾があり, 本論文での間欠アーク発生中の接点ギャップも $1\mu\text{m}$ と短いので, この効果は考慮しなかった。

(2) 集中定数による計算結果 (1)項の方法で求めた間欠アーク消滅上限回路電流 I_0 の計算値を図4に○, △, □, ▽印で示す。

(3) 分布定数による計算とその検討 図5(a)に示すように, 負荷 Z_L が長い線路を径て接点 K に接続されている場合, K が開離した直後の現象を図5(b)の等価回路で考える。 C_0, r はそれぞれ熔融金属ブリッジ破壊後に K に代わる接点間微小容量および抵抗である。また, $\bar{R}, \bar{L}, \bar{C}, \bar{G}$ は線路の分布定数である。この場合の計算方法・付録(I)によって求めた接点間電圧立上り $V_{c1}(t)$ を図6に破線で示す。同図に集中定数回路の近似解・(3)式による計算結果 $V_{c2}(t)$ を一点鎖線で, また集中定数回路の(1)式の数値解析の結果 $V_{c1}(t)$ を実線で示す。

分布定数による計算結果(破線)は, 簡単のため線路の分布定数 $\bar{L}, \bar{G}$ を無視したので厳密性に欠ける点はあるが, 同結果(破線)は集中定数回路での三定数 l, r, C_0 を無視した場合の近似解の結果(一点鎖線)にも, 集中定数回路での三定数を考慮した数値解析の結果(実線)にもほとんど一致する。

更に, 電源電圧 50 V , Ag 接点を用い, 線路長 100 m の分布定数回路で間欠アーク消滅上限回路電流 I_0 を実測すると, 図7の●印ようになる。なお, 線路の漂遊容量 ($\bar{C} \times$ 線路長 100 m) は 4 nF , インダクタンス ($\bar{L} \times 100\text{ m}$) は $55\text{ }\mu\text{H}$ である。これと全く同一条件で行なった集中定数回路の実測例がないので, これに近い条件 $0.4\sim 10\text{ nF}$, $4\text{ }\mu\text{H}$ での測定値 I_0 を示すと図7の○印ようになる。また, 全く同一条件 4 nF , $55\text{ }\mu\text{H}$ での I_0 を後述する実験式(7)を用い, 集中定数の立場から計算すると同図の破線のようになる。実測値●印は計算値(破線上の値)にかなり近いことがわかる。

図6の計算結果の比較と図7の実験結果の比較より, 本論文の場合は計算では分布定数の代わりに集中定数を用い, また実験では線路の漂遊容量, インダクタンスの代わりにこれらと等価な容量やインダクタンスを用いても差支えないものと考ええる。

〈2・3〉 初期ギャップの長さ 初期ギャップの長さ d の測定法の詳細は文献(1)に示したが, まず熔融金属ブリッジ破壊時刻 t_0 から絶縁破壊時刻 t_B までの接点の移動距離 Δd を求め, 次に Δd を絶縁破壊時

図 4 間欠アーク消滅上限回路電流-電源電圧特性 (Au, Ag, Pd, W 接点)

Fig. 4. Characteristics of extinction upper critical current of showering arc vs. source voltage (Au, Ag, Pd and W contacts).

図 5 分布定数回路モデルによる接点回路

Fig. 5. Contact circuit due to distributed circuit model.

の接点ギャップの長さ d_s から減ずれば d が求められる。実験により求めた初期ギャップの長さ d と回路電流 I の関係を、代表例として電源電圧 DC 50, 100 V (紙面の都合で 25 V は省略) の場合について図 8 に示す⁽¹⁶⁾。図中の直線はそれぞれ同一条件下 25 個のデータの平均値により最小二乗法で求めた。同図から、 d を E, I, L, C の関数として実験式で統一することもできるが、実験式は非常に複雑になるので、実験結

図 6 分布定数回路と集中定数回路における接点間電圧立ち上がりの比較

Fig. 6. Comparison of contact-voltage-rise-curve in distributed circuit with that in lumped circuit.

果を図 8 にそのまま示すことにした。従って、(3)~(5)式と(6)式を用いて間欠アーク消滅上限回路電流 I_0 を理論的に計算する場合は、与えられた条件 E, I, L, C に対応する d を図 8 より直接読み取ることになる。

図 7 分布定数回路での間欠アーク消滅上限回路電流 I_0 と集中定数回路での I_0 の比較
Fig. 7. Comparison of I_0 in distributed circuit with I_0 in lumped circuit. I_0 is extinction upper critical current of showering arc.

3. 実験

〈3.1〉 実験装置および方法 実験回路は図2とほとんど同じで、実験では E は蓄電池、 R は水抵抗器とした。実際の通信、制御用継電器などには長い線路が接続され、その線路には漂遊容量 C やインダクタンス L が存在する。文献(2)、(10)を参照し、 C は接点間に並列に挿入した $0.6 \sim 10$ nF の容量で、また L は $0.01 \sim 0.5$ mH のインダクタンスで代用した。なお、 l は接点近傍微小インダクタンスである。実験装置は文献(1)と同一である。接点分離直後の分離速度 v は静電容量方式の非接触変位計で測定し、 0.1 m/s であった⁽¹⁾。供試接点は直径 5 mm、厚さ約 3 mm の Au, Ag, Pd と W である。固定側(一極)の接触面は平面、可動側(+極)のそれは球形である。図2で容量 C の両端にデジタルメモリーを接続し、その出力側にオシロスコープを接続して接点分離時の間欠アーク電圧波形(図1(c)右参照)を観測した。

〈3.2〉 実験結果 間欠アークは接点間の絶縁破壊とこれに引続いて生ずる継続時間 τ の短いアーク(または電圧振動)からなる。 τ が $10 \mu\text{s}$ 以上のものもわずかに生ずるが、これは従来の報告⁽¹⁷⁾ に準じて通常アークとみなし、 $10 \mu\text{s}$ 未満のもののみを間欠アークとして取扱うことにした。

さて、間欠アーク消滅限界付近では、 E, I, L, C が同一でもその発生は確率的な性質をもつ。従って、同一の E, L, C の下で 50 回の接点分離を行ない、間欠アークの生ずる回数 n を測定し、これより間欠アークの消滅率 $\eta = (1 - n/50) \times 100$ (%) を求める。 I を増すと η は 0 から 100% になるが、 η がちょうど 50% となる I をもって間欠アーク消滅上限回路電流 I_0 とした⁽⁵⁾。 I_0 の測定値を図4に ●, ▲, ■, ▼ 印で示す。従

図 8 初期ギャップの長さ d と回路電流 I の関係(実験)

Fig. 8. Relation between initial gap length and circuit current (experiments).

って、それぞれこれらの印より左側は間欠アークが発生する。図4によれば、測定値は第2章で示した計算値とほぼ一致し、また E, L, C が大きいほど I_0 は増加する。

〈3.3〉 実験式 以上のように、測定値と〈2.2〉節の原理による計算値の一致により、間欠アーク消滅上限回路電流の計算原理は妥当であることが確かめられた。しかし、この計算法を実際に実行するのはかなり厄介である。そこで、実用に供するために間欠アーク消滅上限回路電流の実験式を作った。これを(7)式に示す(付録(II)参照)。

$$I_0 = K_0 (E - E_0)^{k_1} L^{k_2} (C - C_{00})^{k_3} \dots (7)$$

ただし、 $E \geq E_0, C \geq C_{00}, I_0$ (A),

E (V), L (mH), C (nF)

また、 $K_0, E_0, C_{00}, k_1, k_2, k_3$ は Au, Ag, Pd, W 接点ごとに表1に示す。実験式より求めた曲線を図4に実線で示す。 $K_0, \dots, k_3$ は材料によって多少異なるが、全般的には W 接点を除けば、その他の接点材料の曲線(実線)の形は類似する。

表 1 実験式の係数とべき数

Table 1. Coefficients and exponents of experimental equation.

接点材料	K_0	E_0 (V)	C_{00} (nF)	k_1	k_2	k_3
Au	$0.075 C^{-0.08}$	12	$0.15 e^{2.5L}$	0.55	0.15	0.4
Ag	$0.2 C^{-0.2}$	6	$0.2 e^L$	0.45	0.35	0.5
Pd	$0.3 C^{0.02}$	15	$0.2 e^{1.5L}$	0.3	0.3	0.45
W	$0.5 C^{-0.07}$	0	0.5	0.15	0.2	0.45

*: 実用的には $L = 0.01 \sim 0.5$ mH では Ag の $C_{00} = 0.2$, Pd の $C_{00} = 0.2$ でも差支えない。単位は C (nF), L (mH)。

4. 考 察

〈4・1〉初期ギャップの長さ d 図8に示す d は、 C, L, E, I と次の関係がある。

- (i) C の増加につれて d は減少 $d \propto C^{-0.1 \sim -1.3}$
- (ii) L の増加につれて d は増加 $d \propto L^{0.2 \sim 0.7}$
- (iii) E の増加につれて d は増加 $d \propto E^{0.5}$
- (iv) I の増加につれて d は増加 $d \propto I^{0.55}$

(i) の原因は、 C が大になると熔融金属ブリッジ破壊後に C への流入電流が増大して相対的に接点電流が減少するため、ブリッジ破壊時のエネルギー ϵ_0 が減少することにあると説明されている⁽¹⁸⁾。(ii) の原因は、 L が増すと回路電流の急変が抑制され、それだけ接点の通電が長引き、これに伴ってブリッジも成長するので、ブリッジ破壊後の d も増すと考えられる。また、(iii)、(iv) は E, I が増すとブリッジ形成のエネルギーが増し、それに伴ってブリッジ長が長くなり、結局、ブリッジ破壊直後の d も大になる⁽¹⁾。以上のうち、 d に最も影響を与える因子は I である。

〈4・2〉実験式(7)の物理的意味 (7)式で、まず係数 E_0 は図9に示すように最小アーク電圧 $V_{\min}$ ⁽¹⁹⁾ に近い値である^{*2}。従って、 E_0 は間欠アークが発生するか否かの限界を示す最小電源電圧とみなされる。次に、このような考えに従えば、(7)式の形から C_{00} もまた間欠アークが発生するか否かの最小容量と推察される。ここで、 C_{00} は L の関数(表1)となっているが、本論文での L の範囲 $0.01 \sim 0.5 \text{ mH}$ では、Ag では $C_{00} = 0.2 e^{L/2} \approx 0.2$ 、Pd では $C_{00} = 0.2 e^{1.5L} \approx 0.2$ 、W の C_{00} は L に無関係であり、また Au でも $L < 0.1 \text{ mH}$ では $C_{00} = 0.15 e^{2.5L} \approx 0.2$ となるから、実質的には C_{00} は L にほとんど影響されないと言える。

次に、係数 K_0 も C の関数ではあるが、 $(C - C_{00})^{1/2}$

図9 E_0 と最小アーク電圧 $V_{\min}$ の関係

Fig. 9. Relation between E_0 and minimum arc voltage $V_{\min}$.

*2: 実験時の W 接点の表面は酸化して、電子の放射しやすい状態になっているので、その E_0 は図9の直線付近の値まで減少していると思われる。

と比較して、そのべき乗比は $2/5 \sim 1/22$ と小さい。従って、実験式全体としての C の影響は $(C - C_{00})^{1/2}$ が受持つ。

以上のように考えると、本質的には I_0 は E, L, C の積となるが、この意味を簡単なモデルで検討する^{*3}。図2で接点を開離すると、回路電流 I は急変できないから、 L に蓄えられた電磁エネルギー $\epsilon_L = LI^2/2$ は次の瞬間 Δt 後に C に静電エネルギー $\epsilon_C = CV_C^2/2$ として変換される。 V_C がこの時点 Δt での接点間電圧で、 $\epsilon_L = \epsilon_C$ が成り立つと仮定すると、

$$V_C = L^{0.5} C^{-0.5} I \dots\dots\dots (8)$$

一方、間欠アーク発生有無のほかの条件である(6)式の $V_B(t)$ は、 $t=0$ では $V_B = \epsilon d$ となる。いま、回路電流が I の場合 (I : 一定)、〈4・1〉節から

$$d = \kappa C^{(-0.1 \sim -1.3)} L^{(0.2 \sim 0.7)} E^{0.5} \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 κ : 材料定数

と表わされ、従って $t=0$ での V_B は次式となる。

$$V_B = \epsilon \kappa C^{(-0.1 \sim -1.3)} L^{(0.2 \sim 0.7)} E^{0.5} \dots\dots\dots (10)$$

V_B は時間と共に増大するが、簡単のため時間 Δt 後も V_B は一定に保たれ、この V_B と(8)式の V_C がちょうど Δt 後に一致して、接点間の絶縁破壊が起きると仮定すると、(8)、(10)式より

$$I = \epsilon \kappa E^{0.5} L^{(-0.3 \sim -0.2)} C^{(-0.8 \sim -0.4)} \dots\dots\dots (11)$$

ここで、(11)式の I と実験式(7)の I_0 を比較すると、両回路電流とも E, L, C の積の形で表わされている。以上から、実験式(7)の I_0 が E, L, C の積となった物理的意味が大体わかる。

〈4・3〉実験式の L, C の適用範囲 C が約 20 nF 以下であれば、実験式(7)からわかるように C が増すと I_0 が増大する。著者らの実験によると、 C を 20 nF 以上にすると I_0 は逆に減少する。これは C が大きくなりすぎて C はもはや単なる容量ではなく、アーク防止容量として作用し始めるためと考えられる(間欠アーク防止には数 μF の C を付加)。これより、本研究結果が適用し得る C の上限は 20 nF である。一方、実験式から $C \geq C_{00}$ である必要がある。よって、Au 接点で $C \leq 20 \text{ nF}$ と表1の $C \geq C_{00} (= 0.15 e^{2.5L})$ の二条件を基に計算すると、 L の適用限界として図10の曲線が得られ、同様の方法で Ag, Pd でも同図の曲線が得られる。しかし、これら曲線での L は 2 mH 程度に大となり、もはや間欠アークは多発領域(B)に入ってしまう(〈2・1〉節参照)。従って、本研究対象の間欠アーク消滅領域(C)に限れば、実験上

*3: (3)~(5)式と(6)式の交点から I_0 を求めると、 I_0 は $E, L, C, \dots$ の複雑な関数形となって、その物理的意味の説明は困難である。

図 10 インダクタンス L と容量 C の適用範囲
Fig. 10. Applicable range of inductance L and capacitance C .

図 11 間欠アークの発生領域

Fig. 11. Occurrence region of showering arc.

での L の適用限界は 1 mH 程度となるから、 C, L の適用範囲は大体において図 10 の斜線部分となる。実験によると W 接点での同範囲も大体同じである。

〈4・4〉 L, C による間欠アーク領域の全体的移動

図 4 を参照すると、 L, C を増すと間欠アーク消滅限界曲線は大電流側へ移行する。また、Ag 接点で実験によると、 L, C が増すと図 11(a) に示すように、間欠アークの発生下限曲線也大電流側へ移行し、結局、間欠アーク領域全体が大電流側へ移行することになる。Au, Pd, W 接点でも同様である。一方、第 1 章で述べたように抵抗負荷では I が約 0.8 A 以上になると通常アークが発生する。通常アークの発生限界を表わす Grenzcurve は L を増すと小電流側へ移行し⁽²⁰⁾、 C を増すと大電流側へ移行する。いま L の場合に限れば、 L が増すと間欠アーク領域 I は大電流側へ、通常アーク領域 III は小電流側へ移行するから〔図 11(b)〕、両領域（雑音電界レベル大⁽⁸⁾）中間の準無放電領域 II（雑音電界レベル小⁽⁸⁾）は狭まることになる。

5. むすび

Au, Ag, Pd, W 接点について、 L, C を変えた場合の間欠アーク消滅限界曲線の移動について研究し、

(1) 間欠アーク消滅上限回路電流 I_0 の計算結果と測定結果はほぼ一致する。

(2) E, L, C の増加と共に I_0 は大電流側へ移動することが明らかになった。更に、間欠アーク発生下限曲線も含めると、 L, C が増せば間欠アーク領域は全体が大電流側へ移行する傾向があることがわかった。

(3) 実用に供するため、 I_0 の実験式を $E=25 \sim 100$ V, $L=0.01 \sim 0.5$ mH, $C=0.6 \sim 10$ nF の範囲で作成した。また、実験式の適用し得る L, C の上限も述べた。

なお、本研究の容量の最大値は線路の漂遊容量 (20 nF) 程度で、間欠アーク消去用に接点間に並列に挿入される数 μ F の大きな値よりはかなり小さい。後者の場合は間欠アーク防止の立場から別に検討の必要がある。また、接点の開離速度が大きく変われば間欠アーク消滅限界曲線も変わると思われるが、今後検討したい。

終わりに、実験に協力された井上英美、武藤俊英、前田久義（現、九州電力）、三原義博（現、松下電工）君らに感謝する。

（昭和 58 年 11 月 30 日受付、同 60 年 2 月 25 日再受付）

文 献

- (1) 内村・相田：電学論 A, 103, 421 (昭 58-8)
- (2) H. N. Wagar: IEEE Trans. Pts Materials Packaging, PMP-5, 16 (1969)
- (3) 浅井・飯盛：電気学会システム・制御研資, SC-80-12, p. 11 (昭 55)
- (4) 制御機器調査専門委員会：電気学会技術報告 (II 部), No. 123 p. 8 (昭 56-11)
- (5) 沢・上木・宮地：電学論 A, 94, 325 (昭 49-8)
- (6) G. W. Mills: IEEE Trans. Pts Materials Packaging, PMP-5, 47 (1969)
- (7) M. Murano, T. Fujii, H. Nishikawa, S. Nishiwaki & M. Okawa: IEEE Trans. Power Apparatus Syst., PAS-93, 1 (1974)
- (8) 内村・相田：信学論 C, J67-C, 405 (昭 59-4)
- (9) K. Uchimura, T. Aida & T. Takagi: Proc. of the Int. Symp. EMC (Tokyo) p. 91 (1984)
- (10) M. R. Swinhart: IEEE Trans. Industr. Applic., IA-8, 535 (1972)
- (11) 石田・横山：電気学会システム・制御研資, SC-80-11, 1 (昭 55)
- (12) M. M. Atalla: Bell Syst. Tech. J., 33, 535 (1954)
- (13) 三谷：電学誌, 79, 881 (昭 34-7)
- (14) M. M. Atalla: Bell Syst. Tech. J., 32, 1493 (1953)
- (15) L. H. Germer: J. Appl. Phys., 30, 46 (1959)
- (16) 内村・井上・武藤・相田：電子通信学会技報, EMCJ 83-19, p. 23 (昭 58-7)
- (17) 鳳・大山・三谷：電学誌, 76, 1176 (昭 31-10)
- (18) 鶴丸・門馬・沢：昭 45 電気四学会連大, No. 358
- (19) 電気学会：放電ハンドブック, p. 164 (昭 50)
- (20) 鳳：電気接点と開閉接触子, p. 217 (昭 47) 金原出版

- (21) 森脇：過渡現象計算法，p. 221 (昭 27) 昭晃堂
 (22) 細野：信学誌，65，1080 (昭 57-10)

付 録

〔I〕 接点間電圧立上りの分布定数による計算方法

図 5 (b) で直流起電力 E を加えたとき，距離 x における電圧 V の演算子方程式は次式となる⁽²¹⁾。

$$V = \frac{Z_2 \cosh q(l_1 - x) + Z_0 \sinh q(l_1 - x)}{(Z_1 + Z_2) \cosh ql_1 + (Z_0 + Z_1 Z_2 / Z_0) \sinh ql_1} \times E/s \dots \dots \dots (\text{付 1})$$

ここで， $q = \sqrt{(\bar{R} + s\bar{L})(\bar{G} + s\bar{C})}$ (伝搬定数)， $Z_0 = \sqrt{(\bar{R} + s\bar{L})/(\bar{G} + s\bar{C})}$ (特性インピーダンス)，また抵抗負荷では $Z_1 = R$ (負荷インピーダンス)， $Z_2 = r + 1/sC_0$ (接点間等価インピーダンス)。

(付 1) 式で $x = l_1$ とおくと，

$$V = Z_2 E / \{ (Z_1 + Z_2) \cosh ql_1 + (Z_0 + Z_1 Z_2 / Z_0) \sinh ql_1 \} s \dots \dots (\text{付 2})$$

となり，この式を逆変換すると接点間電圧 $V_{cl}(t)$ が求められる。しかし，(付 2) 式は複雑であり逆変換は困難である。そこで，簡単のため分布定数 $\bar{L}$ ， $\bar{G}$ を無視し，数値ラプラス変換⁽²²⁾ により逆変換を行なって接点間電圧 $V_{cl}(t)$ を求めた。

〔II〕 間欠アーク消滅上限回路電流の実験式

本実験における間欠アーク消滅上限回路電流 I_0 は電源電圧 E ，インダクタンス L および容量 C の関数と考えられ，次式で表わされる。

$$I_0 = f(E, L, C) \dots \dots \dots (\text{付 3})$$

厳密には I_0 は開離速度 v にも依存するが，市販継電器の開離直後の v は 0.2 m/s くらいであり，文献(1)から v が約 0.1 m/s から 0.2 m/s の範囲では v が変わっても I_0 はあまり変わらないので，実用上 v を考慮しなくてよい。

さて，Au 接点において $C = 1.6 \text{ nF}$ での I_0 を基準 ($I_{1.6}$ と記す) にすると，ほかの C での I_0 は $I_0/I_{1.6}$ と規格化され，この $I_0/I_{1.6}$ と E の関係は付図 1 となる。付図 1 より， $I_0/I_{1.6}$ は L ， C のみの関数として

$$I_0/I_{1.6} = g(L, C) \dots \dots \dots (\text{付 4})$$

で表わされる。よって，(付 3) 式の $f(E, L, C)$ は， E のみに依存する関数 $\varphi(E)$ と L および C の関数 $\phi(L, C)$ の積として次式のように表わされる。

$$I_0 = \varphi(E) \phi(L, C) \dots \dots \dots (\text{付 5})$$

付図 2 より，

$$I_0 = K_1 (E - E_0)^{0.55} \dots \dots \dots (\text{付 6})$$

ただし， K_1 ：係数， $E_0 = 12 \text{ V}$

一方，付図 3 から，

付図 1 $I_0/I_{1.6}$ と E との関係 ($L = 0.01 \text{ mH}$)
 app. Fig. 1. Relation between $I_0/I_{1.6}$ and E ($L = 0.01 \text{ mH}$).

付図 2 I_0 と $(E - E_0)$ との関係
 app. Fig. 2. I_0 vs. $(E - E_0)$.

付図 3 I_0 と $(C - C_{00})$ との関係
 app. Fig. 3. I_0 vs. $(C - C_{00})$.

$$I_0 = K_2 L^{0.2} (C - C_{00})^{0.4} \dots \dots \dots (\text{付 7})$$

ただし， K_2 ：係数， L (mH)， C (nF)， $C_{00} = 0.15 \times e^{2.6L}$ (nF)

最後に，(付 5) 式に従って (付 6) 式と (付 7) 式の積をとると所要の実験式が求まる。

$$I_0 = K_3 (E - 12)^{0.55} L^{0.2} (C - 0.15 e^{2.6L})^{0.4} \dots \dots \dots (\text{付 8})$$

ただし， $E = 50 \text{ V}$ ， $L = 0.12 \text{ mH}$ で C 変化における I_0 の測定値および $E = 50 \text{ V}$ ， $C = 1.6 \text{ nF}$ で L 変化における I_0 の測定値で K_3 を検討すると， K_3 は次式となる。

$$K_3 = 0.075 L^{-0.05} C^{-0.08} \dots \dots \dots (\text{付 9})$$

ただし， I_0 (A)， E (V)， L (mH)， C (nF)

以上と同様の方法で，Ag，Pd，W 接点の I_0 の実験式も求めた。実験式の係数およびべき数は表 1 に示す。