

短波尾波に対する棒間げきのせん絡特性

Flashover Characteristics of a Rod Gap for Short-Tail Waves

沼 尻 文 哉*
Fumiya Numajiri

内 容 梗 概

最近、超高圧送電線の雷せん絡事故の究明あるいは絶縁協調の立場から、特殊波形を持つ衝撃電圧についてせん絡特性を研究する必要性が強く叫ばれている。この報告は、その一つとして、波尾の短い衝撃電圧に対する50 cm 棒間げきのせん絡特性について述べたものである。

短波尾波のせん絡特性から棒間げきのせん絡条件を理論的に求めることができるが、この条件を用いて等価標準波の考えを導入すれば、短波尾波と標準波とのせん絡特性を相互に比較することができる。また、このような特殊波形のせん絡特性を研究する場合には、臨界せん絡特性を特に注意しなければならないことが明らかになった。

この研究を中間周波サージの領域にまで広げることは残された重要な課題であろう。

1. 緒 言

電力需要の急激な増加と送電技術の飛躍的な進歩によって400kV級送電線建設の気運がわが国でも起っているが、送電線の事故は依然として自然雷によるせん絡事故が大部分を占めていて⁽¹⁾、雷せん絡の防止およびせん絡事故の早期除去が安定送電上重要な役割を果すことは自明であろう。特に、超高圧送電線ともなれば事故は系統に致命的影響を与えることが多く、自動再閉路継電器方式と並んで送電線耐雷設計の重要性が存在するといえる。

送電線設計上基本となるものは、なんといっても、がい子絶縁のせん絡特性であろう。従来、 $1 \times 40 \mu\text{s}$ あるいは $1 \times 50 \mu\text{s}$ の標準波衝撃電圧におけるがい子連あるいは各種気中間げき、絶縁物などのせん絡特性に対して多くの研究がなされ、電力系統要素の設計がこれを基準としてなされているが、標準波以外の衝撃電圧に基づく設計方式は確立されていない。一つには、設計上必要な資料が少ないことが原因となっている。

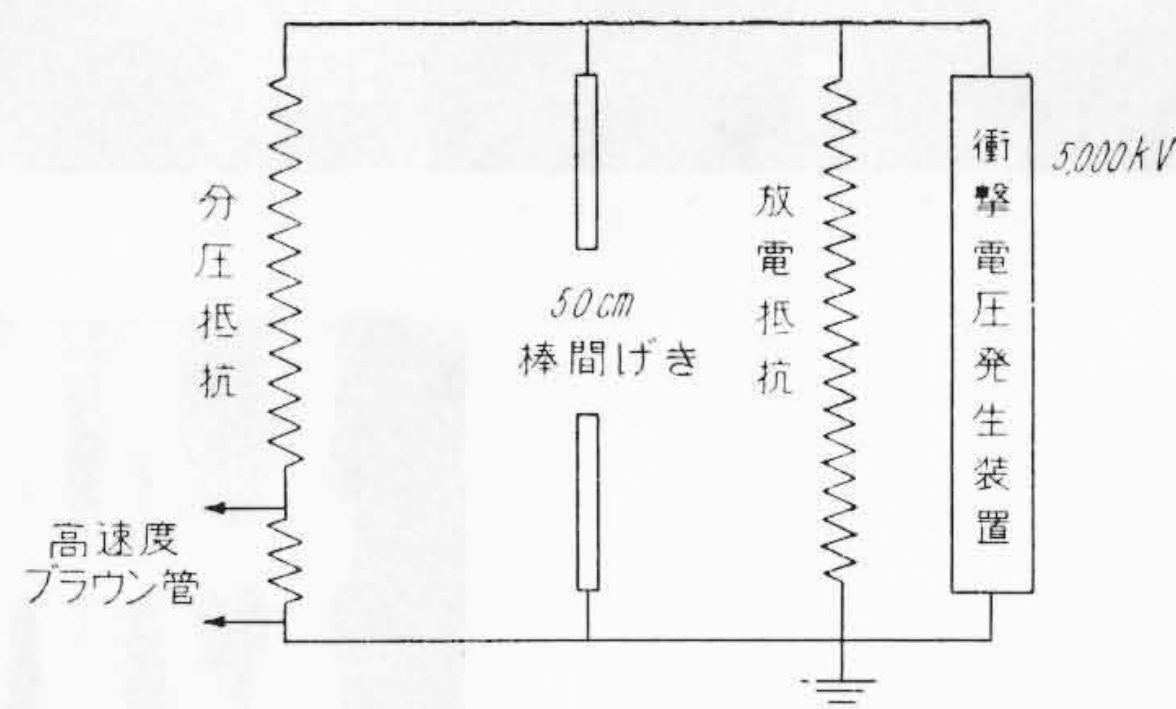
近時、超高圧送電線の雷せん絡事故が非常に多く、その原因追求が行なわれていて、雷撃波形の正確な記録も研究の一つになっている。しかも、従来考えているものと異なった波形が予想されている。

一方、種々の特殊波形衝撃波に対する絶縁のせん絡特性は、絶縁協調理念の導入、アナコンによる系統サージ応答特性の研究などから特に重要視されるようになった。最初標準波に近い雷撃であっても、反射によって送電線鉄塔頂に発生する波形は標準波とはまったく異なるし、また、変電所への侵入波、避雷器などで保護されている系統での機器への侵入波は特殊な波形になる。最近では2回線同時せん絡の問題で特殊波形衝撃波に対する検討が必要になっている⁽²⁾。このような特殊波形に対するせん絡特性の研究は、ひいては中間周波サージに対するせん絡特性の問題への解決にも関連するものであろう。特殊波形のせん絡特性およびせん絡の条件について二、三興味ある論文^{(3)~(5)}が発表されているが、50%せん絡電圧付近の特性について言及しているものはないようである。

この報告では、まず、特殊波形に対する研究の手始めとして波尾の短い波の衝撃電圧を取り上げ、棒間げきのせん絡特性を研究した。波尾長とせん絡電圧の関係からせん絡の条件を理論的に導いたが、送電線の耐雷設計が標準波で考えられている関係上、標準波との等価性を考慮することも大切であり、工学上有意義であろう。

この研究は緩波頭波、振動波などの特殊波形に対するせん絡特性への足がかりであって、当然、がい子や固体絶縁物などについても検討していかなければならない。

* 日立電線株式会社電線工場



第1図 測定回路

2. 棒間げきの短波尾波せん絡特性

2.1 実験回路

実験に使用した棒間げきは縦形の12.5mm角棒間げきであって、近接物体あるいは大地面の影響を少なくするように極力注意して配置し、第1図のような実験回路を構成した。

波尾長は衝撃電圧発生装置の内部抵抗、放電抵抗を調整して変えるようにし、波頭長をできるだけ一定にして波尾長が5, 10, 20および $40 \mu\text{s}$ になることを目標としたが、実際に発生したのは第2図のような波形である。それぞれ、波尾長は5.7, 11.6, 22.4および $49.7 \mu\text{s}$ に相当する。波頭長は波尾長11.6 μs の波が0.7 μs でそのほかはすべて0.5 μs であった。

波尾長が短くなるにつれて波高値部分の振動が大きくなり、その大きさは最も大きなもので波高値の20%にもなっている。この振動は直列に棒間げきをそう入することによって除去できるが、種々問題もあり、極端にひどい振動でなく1 μs ほどで減衰するという理由のもとに一応許容するものとした。これらの振動はやはり多少問題を残すところであるが、波高値はすべて振動部分を取り除いた波形で算出することにしたので、波尾で起るせん絡に関するかぎり振動のない波形のせん絡特性とほとんど同一のものが求められると考えている。この振動は回路のインダクタンス分と漂遊容量による局部振動と考えられる。

2.2 50%せん絡電圧

第1図の回路で間げき長を50 cmにした場合について $0.5 \times 50 \mu\text{s}$ 標準波正極性衝撃電圧(標準波の裕度内にある)に対する50%せん絡電圧を測定すると空気密度、湿度補正をして321 kVになる。JEC 107の値は323 kVであるので0.6%の差であり、非常によく一致する。

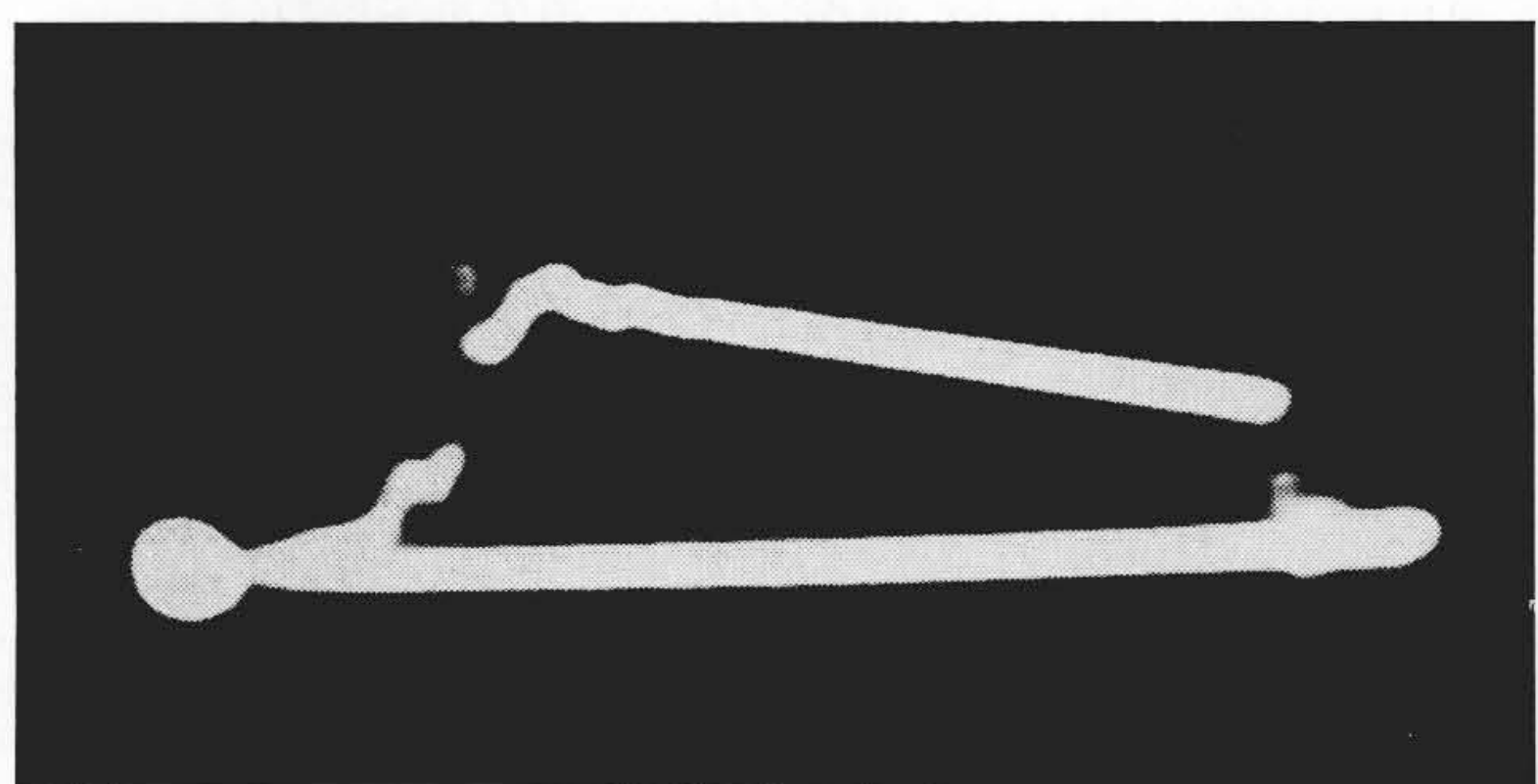
間げき長を50 cmに保ち、第2図の各波形を印加した場合につい



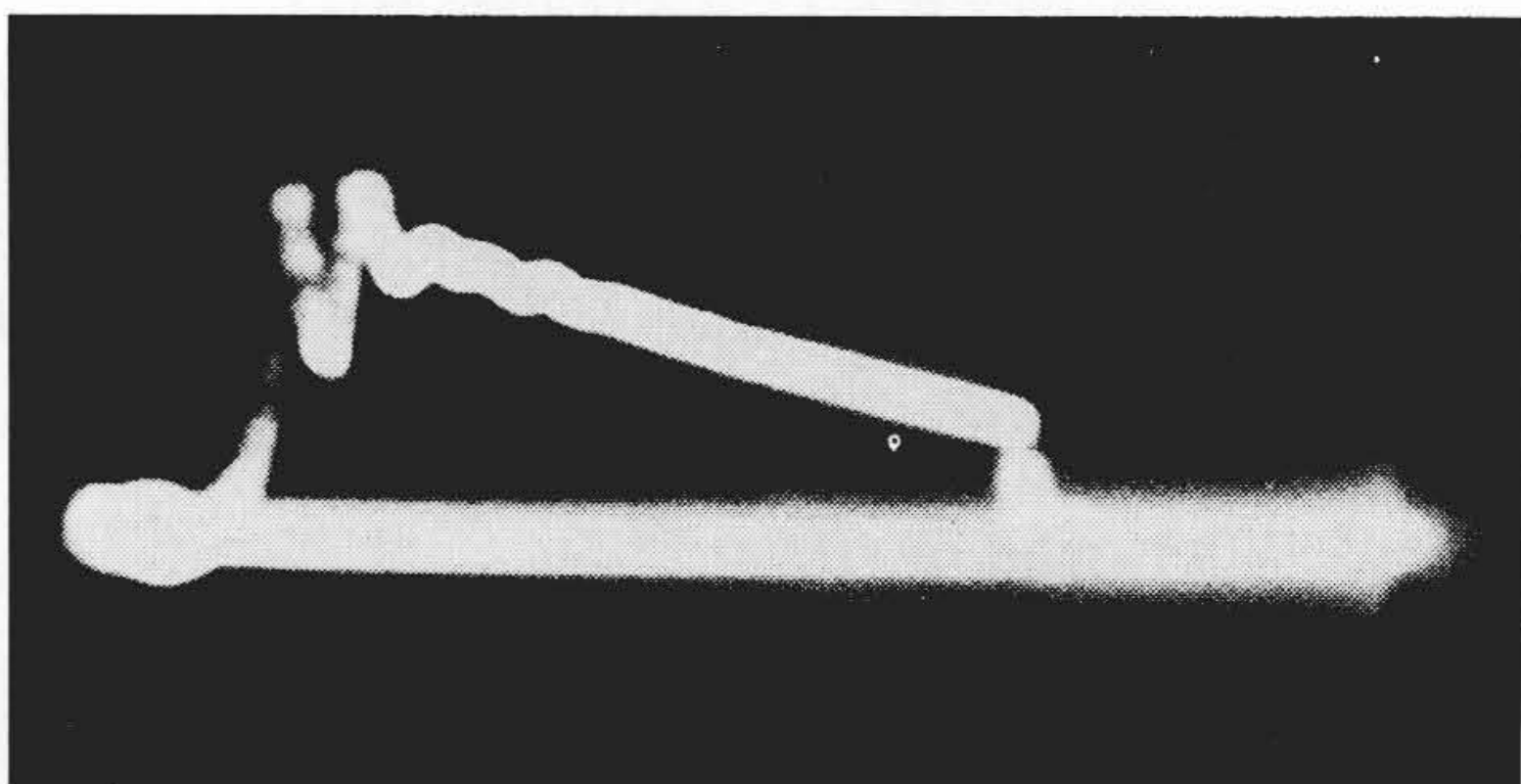
(a) 波尾長 49.7 μ s $E=322$ kV $\tau=11.1$ μ s (オシロ No. 1520)



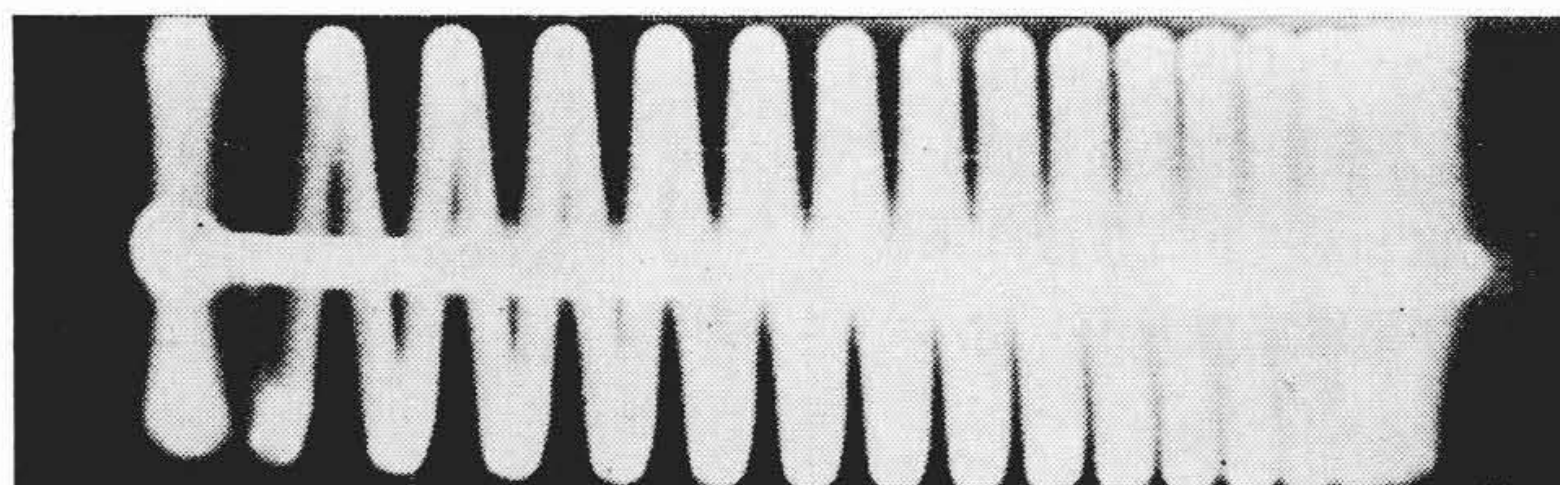
(b) 波尾長 22.4 μ s $E=325$ kV $\tau=12.1$ μ s (オシロ No. 1228)



(c) 波尾長 11.6 μ s $E=345$ kV $\tau=12.3$ μ s (オシロ No. 1319)

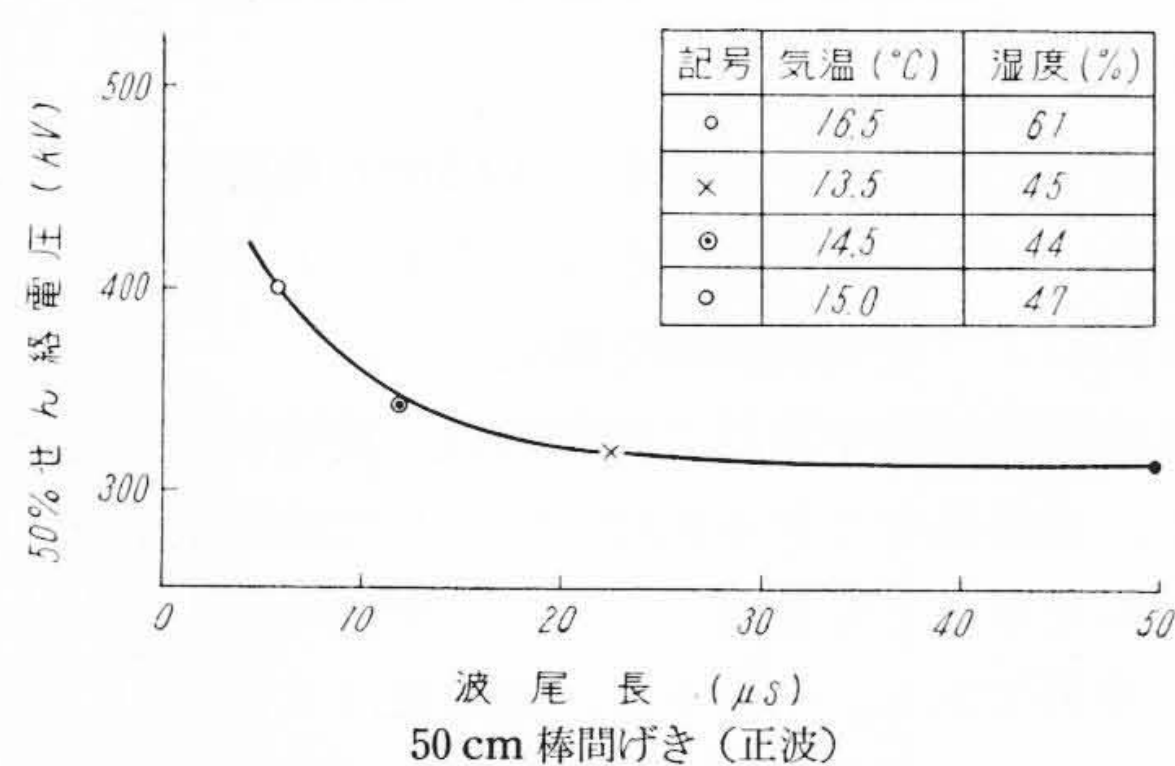


(d) 波尾長 5.7 μ s $E=415$ kV $\tau=9.4$ μ s (オシロ No. 1403)



掃引 1Mc (オシロ No. 1434)

第 2 図 波 形 の オ シ ロ グ ラ ム



第 3 図 50%せん絡電圧の関係

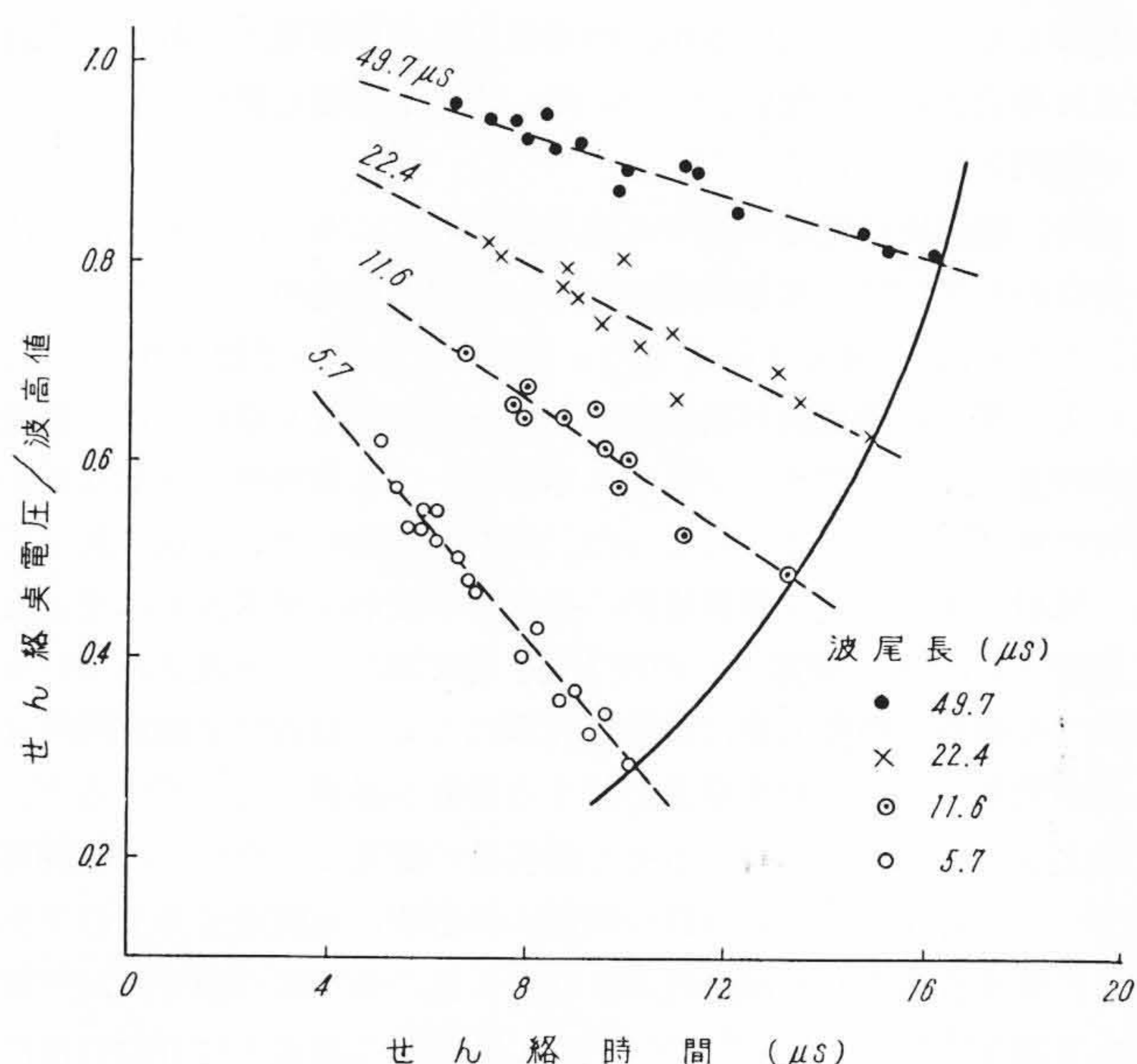
て波尾長と50%せん絡電圧の関係を求めると第3図になる。印加波はすべて正極性で、補正は空気密度補正のみに止めた。湿度は図中に記録したが、湿度補正についてはまだ明確にされていない。

波尾長 20 μ s 以上では 50%せん絡電圧はほとんど変化しないが、波尾長が短くなるとせん絡電圧は上昇し、波尾長 5 μ s では波尾長 40 μ s の約 1.32 倍の電圧である。50% せん絡電圧付近のせん絡時間(遅れ)のばらつきは非常に大きい。第1表のようにどの波尾長の場合も50%せん絡領域は 6~10 μ s の範囲変動している。

2.3 臨界せん絡電圧

与えられた印加電圧波形においてせん絡を起す最小の電圧を臨界せん絡電圧* と呼ぶが、この臨界せん絡電圧の波高値およびせん絡の時間遅れは印加波形で当然変化する。

各波形について50%せん絡領域におけるせん絡点の特性を調べると第4図のようになる。同図はせん絡点の電圧と波高値との比をせ



第 4 図 臨界せん絡近傍の特性

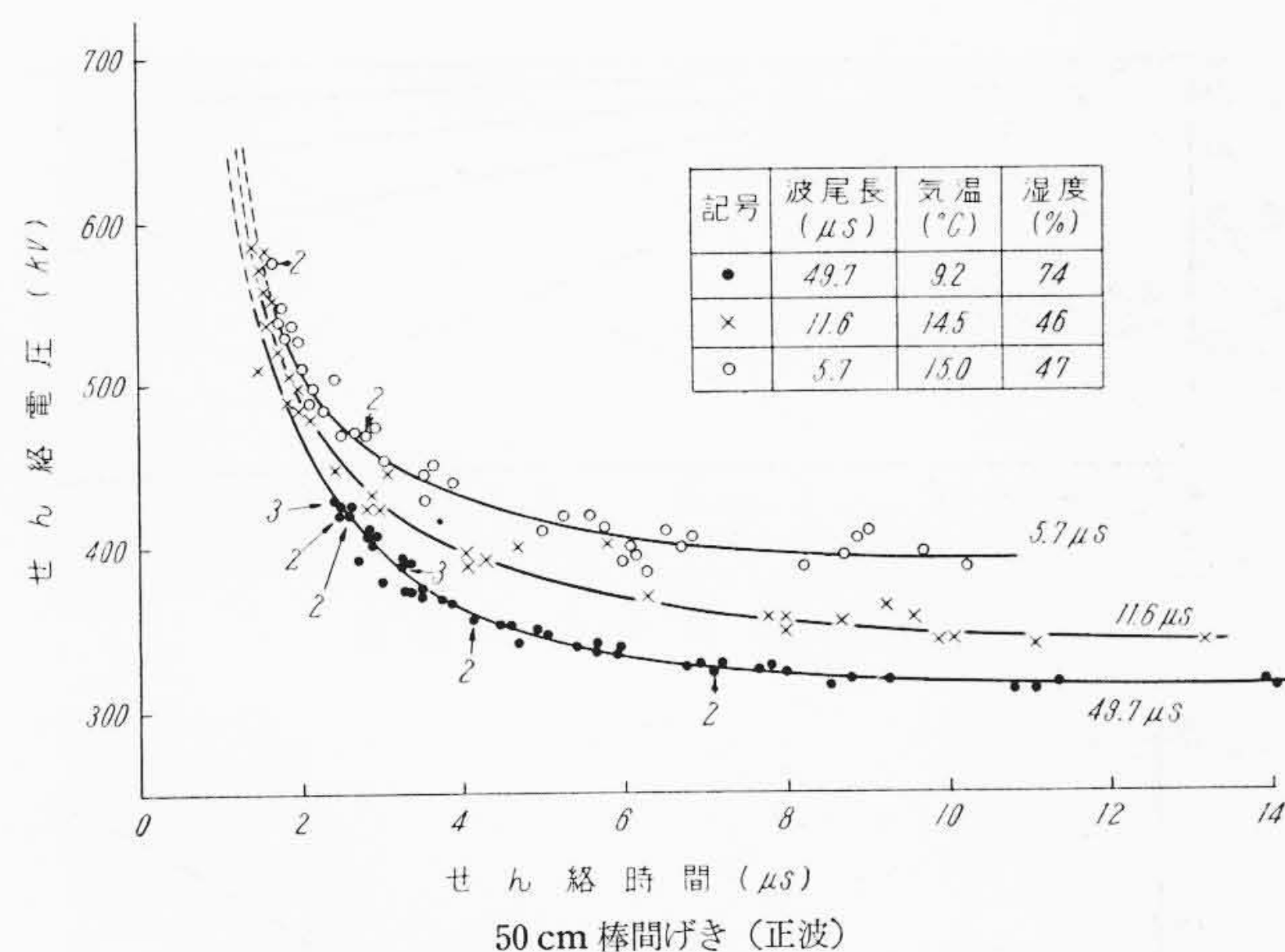
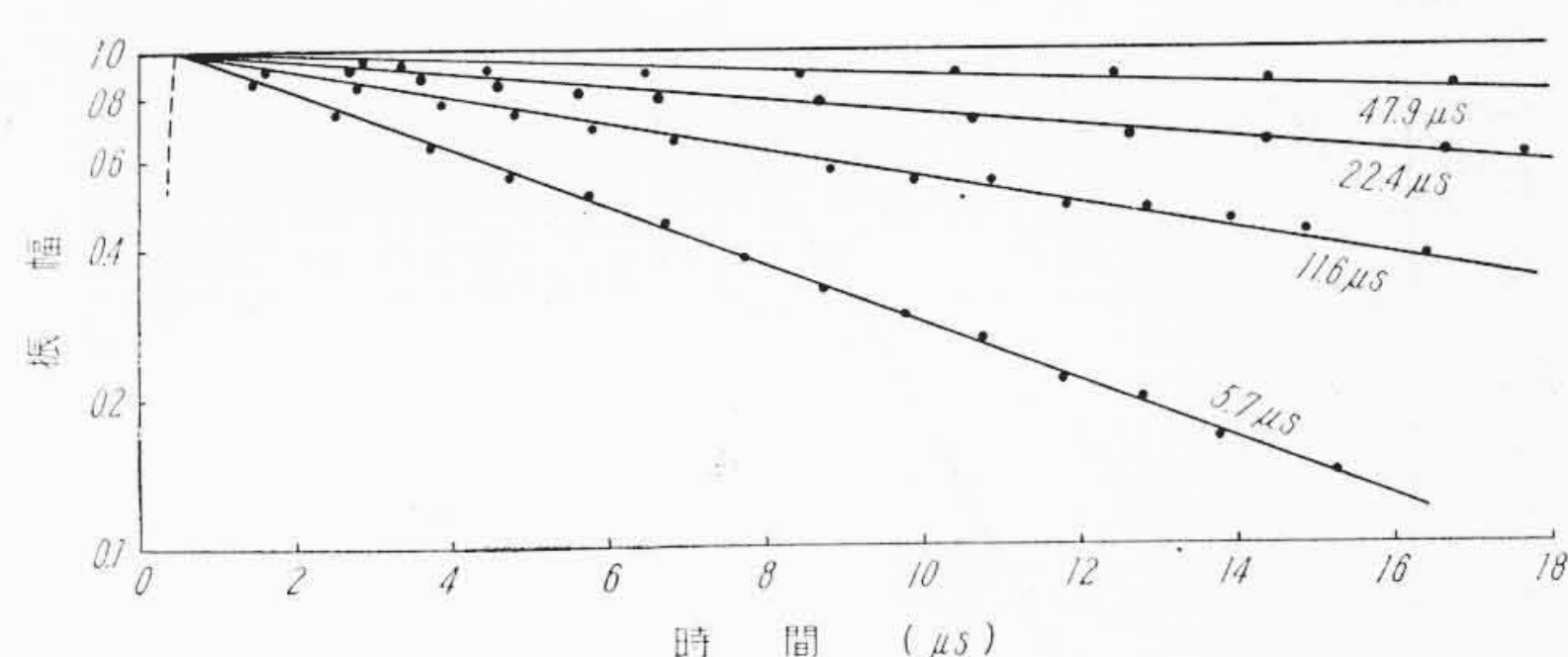
第 1 表 50%せん絡領域

波尾長 (μ s)	せん絡時間 (μ s)		
	最 大	最 小	平 均
49.7	16.4	7.2	10.6
22.4	15.0	7.2	9.8
11.6	13.4	6.8	9.1
5.7	10.2	5.1	7.2

第 2 表 臨界せん絡点

波尾長 (μ s)	せん絡点電圧 波高値 (%)	せん絡時間 (μ s)
49.7	80	16.4
22.4	62	15.0
11.6	48	13.4
5.7	38	10.2

* アメリカでは50%せん絡電圧を臨界せん絡電圧(Critical flash-over voltage)と呼んでいる。

第5図 短波尾波 $V-t$ 特性

第6図 印加波形の分析

ん絡時間遅れについて目盛ったものである。波尾長 $50 \mu\text{s}$ の波では波高値の 80% 、 $16.4 \mu\text{s}$ の波尾点までせん絡するが、波尾長 $5.7 \mu\text{s}$ では 28% 、 $10.2 \mu\text{s}$ の波尾点までせん絡する危険があることを示している。第2表に示したように、一応、これらの点が臨界せん絡点と考えられる。もちろん、せん絡の時間遅れは波頭長にも関係する。たとえば、波頭長 $4 \mu\text{s}$ の波では波高値でせん絡すると考えられている⁽⁶⁾。したがって、この関係は波頭長 $0.5 \mu\text{s}$ の場合に成立するものであるが、波頭長約 $1 \mu\text{s}$ までは大体このようになると考えてよい。波尾長が無限大の直流では臨界せん絡点は $17.6 \mu\text{s}$ と考えられる。臨界せん絡点は間げき長によっても変化する。がい子ではもっと遅れるであろう。

2.4 せん絡電圧-時間 ($V-t$) 特性

波尾長を変化した場合の $V-t$ 特性は第5図になる。ここでも、特殊波形に対する湿度補正は明らかでないので、空気密度を標準状態に補正しただけで湿度補正は行なわなかった。湿度補正をすれば曲線は全体的に数%上昇するようになる。同図から、 $1 \mu\text{s}$ 以内のせん絡では各曲線はほとんど一致するものと推察できる。

3. 波尾長とせん絡電圧の関係

3.1 印加電圧波形

まず、印加電圧波形を分析しておかなければならない。第2図の各波形について波高値より後の部分を片対数グラフにプロットすれば第6図のようになる。どの波形も時間 $0.6 \mu\text{s}$ より単調に減少する指数関数波を示し、その時定数はそれぞれ 7.3 、 15.9 、 31.2 および $70.9 \mu\text{s}$ になる。したがって、波尾部分については印加波形は次のように表わされる。

$$e(t) = E \varepsilon^{-\alpha(t-t_0)} \quad (1) \\ t \geq t_0, \quad t_0 = 0.6 \mu\text{s}$$

α は時定数の逆数で波尾長によって一義的に定まる。 E は波高値であり、 $t \geq t_0$ において(1)式は成り立つものとする。

波頭が急しゅんな場合には(1)式で十分近似できるが、電圧波の

波頭長が割合長い場合には波頭部分も考慮しなければならない。いま、波頭部分が $\delta(t)$ なる関数で表わされ、波尾部分は(1)式に従うものとする次のようになる。

$$\delta(t) = \begin{cases} 0, & (t \leq 0, t \geq t_0) \\ \delta(t), & (t_0 > t > 0) \end{cases} \quad (2)$$

t_0 は(1)式と同一である。したがって全波形は

$$e(t) = E \{ \delta(t) + \varepsilon^{-\alpha(t-t_0)} \} \quad (3)$$

と書くことができる。簡単に波頭長 t_f まで直線的に上昇し、 $t_f \sim t_0$ までは一定になって、 t_0 以後は(1)式で減少する波と考えると⁽⁴⁾

$$\delta(t) = \begin{cases} t/t_f, & (t_f > t > 0) \\ 1, & (t_0 > t \geq t_f) \end{cases} \quad (4)$$

となる。一般にはどの波形も(4)式で十分近似できるであろう。 $1 \times 40 \mu\text{s}$ 標準波では $t_f = 1 \mu\text{s}$ 、 $t_0 = 1.2 \sim 1.5 \mu\text{s}$ と考えられる。

3.2 せん絡の条件式

波頭が急しゅんであれば衝撃電圧波形は(1)式で十分近似できる。波尾長とせん絡電圧の関係についても問題を簡単にするため(1)式で考えることにする。

いま、電極あるいは間げきに電圧を印加した場合を考える。ある電圧でストリーマが発生し、電圧の上昇とともに進展する。このストリーマが他方の電極あるいは電極から進展してきたストリーマと接触した瞬間にせん絡になると考えると、せん絡までの時間遅れは電極間をストリーマが進展するに要する全時間と考えることができる。正確には、ストリーマが電極を橋絡するに要する時間はせん絡時間からストリーマ発生電圧になるまでの時間をさし引いたものである。

印加電圧が高くなればせん絡時間が短くなることは $V-t$ 曲線より示されるので、電圧が高くなればストリーマの速度は大きくなることは明らかである。ストリーマの速度は電極形状、間げき長によっても変化するし、時間的にも変化する。しかし、電極形状、間げき長が一定ならば、印加電圧の瞬時値に直接関係すると考えられる。

ストリーマ先端の速度が電圧 $e(t)$ の n 乗と、ストリーマ先端と他電極間の距離に関係するものと考え、せん絡が τ 時間後に起るとすれば、ストリーマの伸びは時間 τ で電極間げき長 s に等しくなる。したがって、付録より

$$\int_{\tau_0}^{\tau} [ke(t)]^n dt = M \quad (5)$$

となる。 τ_0 はストリーマの発生時間、すなわち電圧がストリーマ発生電圧 e_0 になる時間であり、 M は s の関数になる。電圧波が(1)式で与えられれば(5)式は

$$E^n \int_{\tau_0}^{\tau} [\varepsilon^{-\alpha(t-t_0)}]^n dt = E^n \int_{t_0}^{\tau} \varepsilon^{-n\alpha(t-t_0)} dt = \frac{M}{k^n} \quad (6)$$

となる。(1)式の波形ではストリーマは $t = t_0$ で発生する。したがって

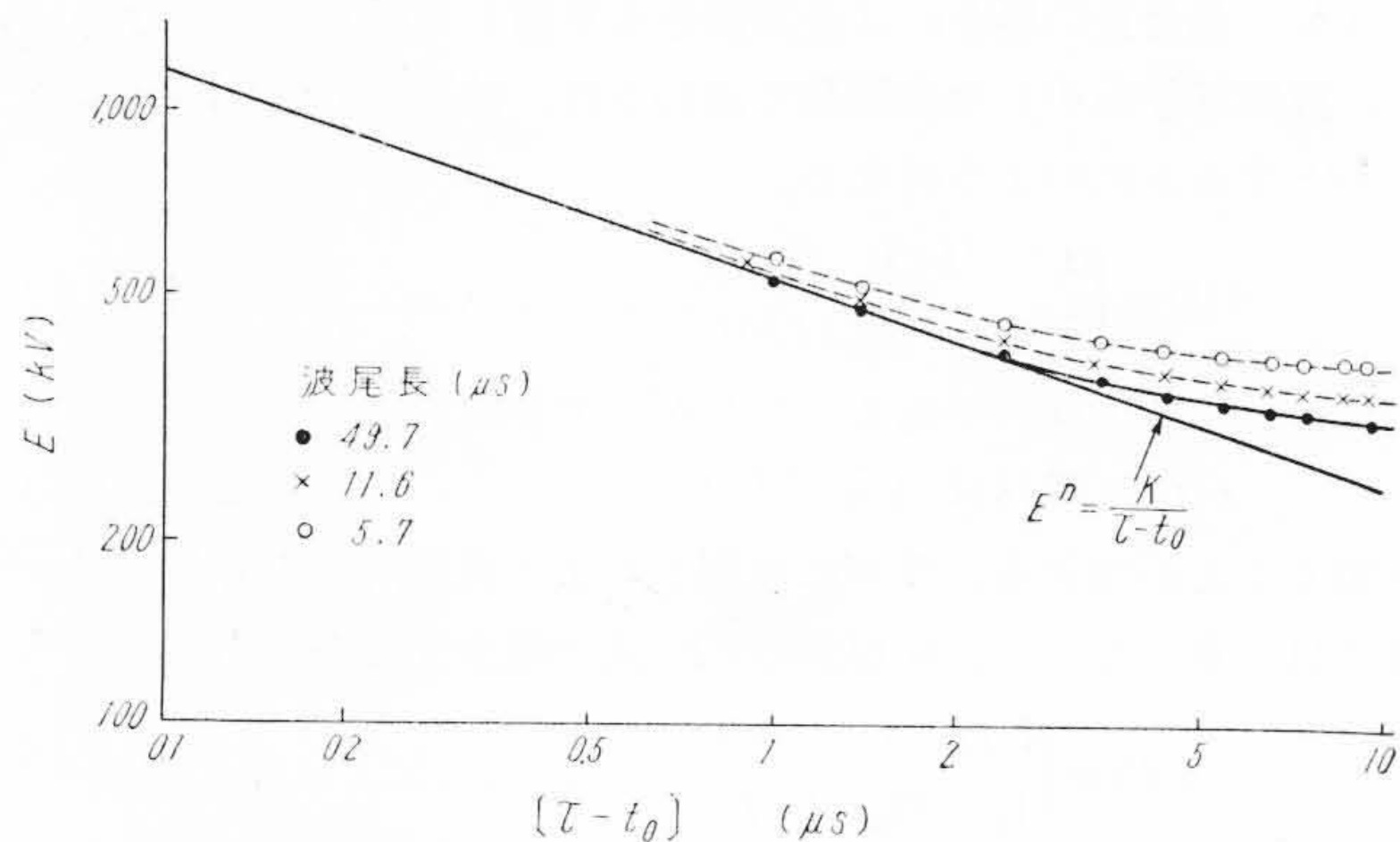
$$E^n = \frac{n\alpha \left(\frac{M}{k^n} \right)}{1 - \varepsilon^{-n\alpha(\tau-t_0)}} \quad (7)$$

これがせん絡電圧の波高値 E とせん絡時間 τ との関係を示す式で、第5図の $V-t$ 曲線(波頭長 $0.5 \mu\text{s}$) はこの式で表現されることが考えられる。

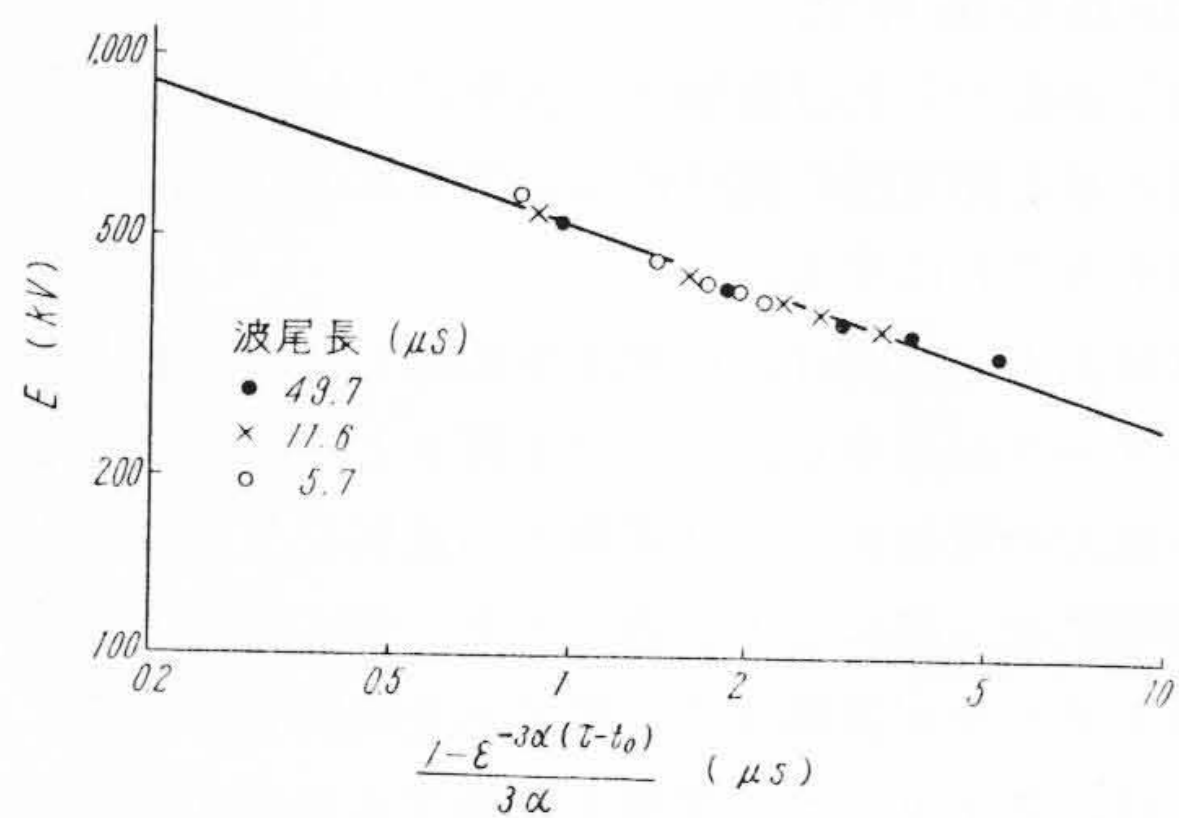
(7)式において、 $n\alpha(\tau-t_0) \ll 1$ の範囲では

$$n \log_e E \simeq \log_e K - \log_e (\tau - t_0) \quad (8)$$

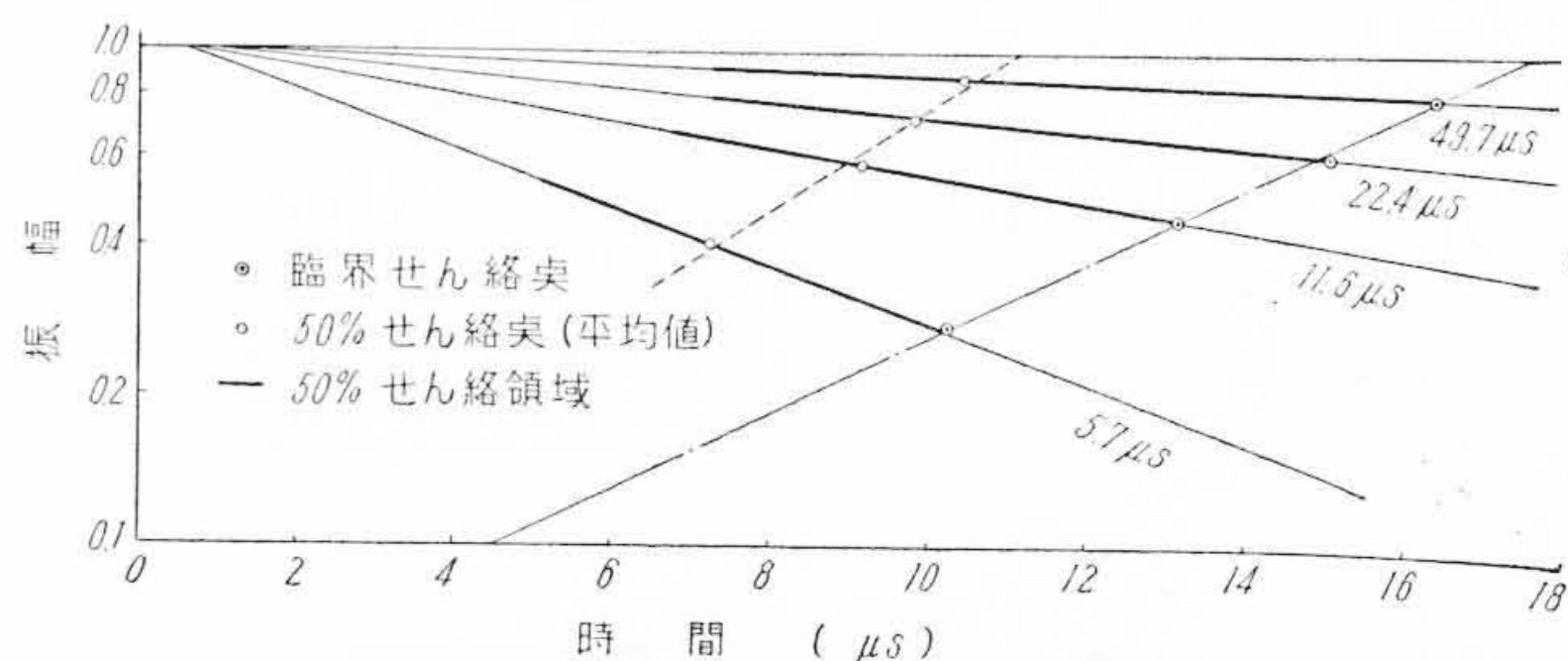
と書ける。ただし、 $K = M/k^n$ である。 $\tau - t_0 \ll 1/n\alpha$ の範囲で第5図の $V-t$ 曲線を両対数グラフにプロットすれば n が求められる。 $n = 3 \sim 5$ にとれば、波尾長 $50 \mu\text{s}$ の波でも $(\tau - t_0) < 2 \mu\text{s}$ でなければこの関係は成立しないけれども、漸近線の傾斜から n を求めることができる。



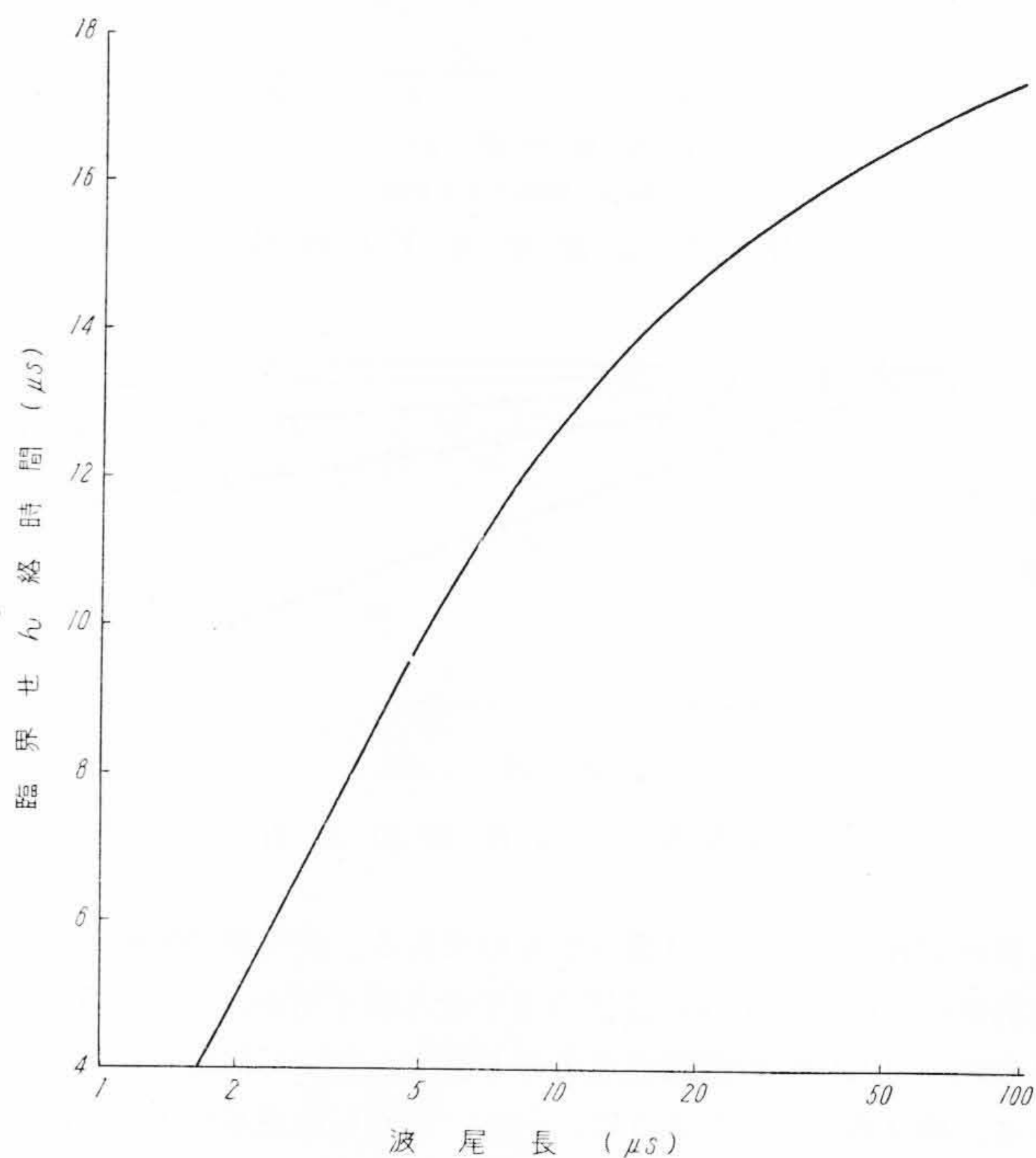
第 7 図 E と $(\tau - t_0)$ の関係



第 8 図 E と $\left[\frac{1 - \epsilon - 3\alpha(\tau - t_0)}{3\alpha} \right]$ の関係



第 9 図 臨界せん絡特性



第 10 図 臨界せん絡時間の関係

$$= E^3 \int_{\tau_0}^{t_0} \delta^3(t) dt + E^3 \int_{t_0}^{\tau} \epsilon^{-3\alpha(t-t_0)} dt \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\int_{\tau_0}^{t_0} \delta^3(t) dt = \Delta(t_0, \tau_0) \quad \dots\dots\dots (12)$$

とおけば

$$E^3 = \frac{3\alpha K}{3\alpha \Delta(t_0, \tau_0) + 1 - \epsilon^{-3\alpha(\tau - t_0)}} \quad \dots\dots\dots (13)$$

となって、分母に定数項 $3\alpha \Delta(t_0, \tau_0)$ が加わる。

4. 臨界せん絡特性

第 4 図に臨界せん絡電圧付近の特性を示しておいたが、この臨界せん絡点を第 9 図にプロットすると●印になり、一つの直線上に乗る。第 9 図は印加電圧波形で第 6 図の再記である。

したがって、臨界せん絡点は

$$E \epsilon^{-A+B(t-t_0)} \quad \dots\dots\dots (14)$$

上に分布する。ここで

$$\left. \begin{aligned} A &= 2.87 \times 10^6 \\ B &= 0.168 \times 10^6 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (15)$$

である。(1), (14) 式より波尾長と臨界せん絡時間との関係は

$$t - t_0 = \frac{A}{\alpha + B} \quad \dots\dots\dots (16)$$

で求められる。第 10 図は臨界せん絡時間の関係を第 9 図より求めたもので、波頭 $1\mu s$ 以内の波形における臨界せん絡の目安になる。

今後、送電線あるいはそのほかの機器においてせん絡特性を考える場合には、50%せん絡電圧値とともに臨界せん絡時間を知る必要

第 7 図は第 5 図の $V-t$ 曲線をプロットしたもので、この傾斜から $n = 3 \dots\dots\dots (9)$ が得られる。さらに(7)式の関係に着目して、 E と $\{1 - \epsilon - n\alpha(\tau - t_0)\} / n\alpha$ との関係に描き直すと第 8 図になる。ただし $n=3$ とする。点は(7)式の計算値(実線)と完全に一致する。50 cm 棒間げきでは $K = 149.0$ で、単位は $(kV)^3 \cdot s$ になる。

したがって、ストリーマの進展速度は印加電圧の 3 乗に関係し、せん絡の条件は

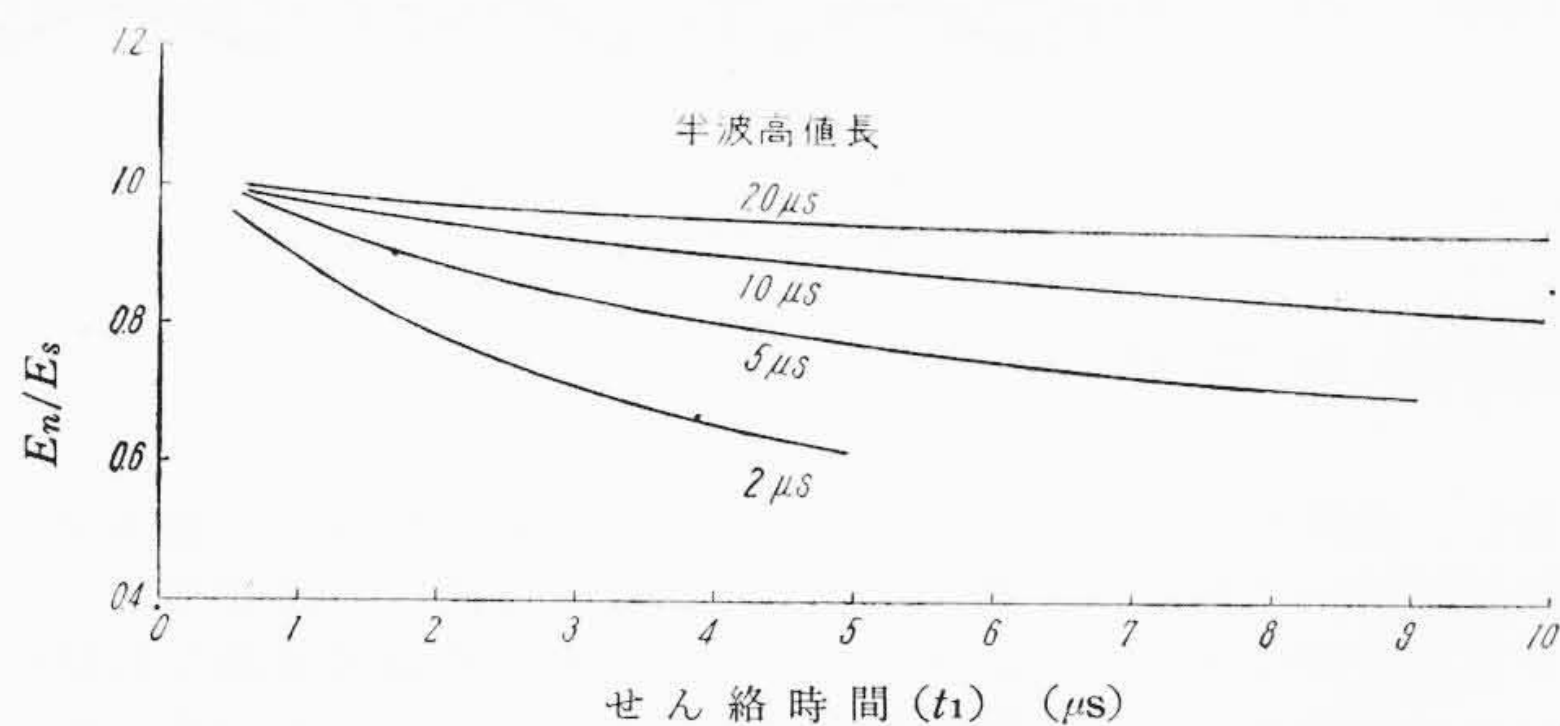
$$\int_{\tau_0}^{\tau} [e(t)]^3 dt = K \quad \dots\dots\dots (10)$$

で表わされる。ここで、 τ_0 , τ はストリーマの発生時間およびせん絡時間、 K は間げき長および大気条件で定まる定数である。この関係は S. Rusck 氏によって求められている式と同一である⁽⁵⁾。

ここで注意しなければならないのは(10)式は第 5 図の $V-t$ 曲線の $7\mu s$ 以内ではよく一致するが、 $7\mu s$ 以上では一致しないことである。たとえば、波尾長 $49.7\mu s$ の波について(7)式は τ の増加とともにまだ E が減少することを示しているのに対して、第 5 図の $V-t$ では $7\mu s$ 以上では水平になって E は減少しない。 $6 \sim 8\mu s$ 以上は 50%せん絡領域であるので⁽⁷⁾、この領域は $V-t$ 曲線上分離して考えることを提案したい。50%せん絡領域ではストリーマの初期速度が小さく、大気状態あるいは粒子状態のわずかな変化が大きく影響する。したがって、同一の電圧でもせん絡時間が大幅にばらつく。電圧が高いのに逆に非常におそくせん絡するものなどがあって、すべての条件が一様に保たれているとは考えられない。このようなことを考えれば 50%せん絡領域は現象的に $V-t$ 曲線の他の点とは切り離して考えなければならないことが明らかであろう。

(7)式の関係は波頭長を無視しているが、波頭がゆるやかな波については(3)式で考えれば(10)式は

$$E^3 \int_{\tau_0}^{\tau} [\delta(t) + \epsilon^{-\alpha(t-t_0)}]^3 dt$$



第11図 等価標準波の関係

がある。むしろ、絶縁体の特性は臨界せん絡特性で規定しておくほうがよいと思う。たとえば、50 cm 棒間げきにおいて波尾約 5 μ s の波では波高値の 25%，9.5 μ s の部分までせん絡する危険があることを考えておかなければならない。

5. 標準波と短波尾波との関係

がい子および各種間げきのせん絡特性は標準波についてはよく研究されているので、短波尾波を標準波と対比できるような換算を行うことは工学的に重要である。

いま、短波尾波と同一の時間遅れでせん絡する標準波を考え、これを等価標準波と呼ぶことにする。短波尾波を等価標準波に換算すると、(7)式よりせん絡電圧の比は次のようになる。

$$\left(\frac{E_n}{E_s}\right)^3 = \frac{\alpha_n}{\alpha_s} \cdot \frac{1 - e^{-3\alpha_s(t_1 - t_0)}}{1 - e^{-3\alpha_n(t_1 - t_0)}} \quad (17)$$

ここで、

E_n = 等価標準波の波高値 (kV)

E_s = 短波尾波の波高値 (kV)

$\alpha_n = 1/[\text{等価標準波の時定数 } (\mu\text{s})]$

$\alpha_s = 1/[\text{短波尾波の時定数 } (\mu\text{s})]$

t_1 = せん絡時間 (μ s)

t_0 = 波高値までの時間 (μ s)

第11図は波高値から半波高値までの時間（半波高値長と呼ぶことにする）が 2, 5, 10, 20 μ s である 4 種の波形について、せん絡時間 t_1 と E_n/E_s の関係を求めたものである。ただし、 $t_0 = 0.3 \mu$ s とした。たとえば、半波高値長 2 μ s の波でせん絡時間 3 μ s でせん絡する場合には 70% の波高値の標準波を印加した場合と等価になる。半波高値長 5 μ s、せん絡時間 7 μ s では等価標準波の波高値は 72% である。この関係は波頭長 1 μ s までは大体成立する。ただし、せん絡時間の限界は第10図になるから、この限界値を越えるせん絡は起らない。

このような関係を棒間げき以外のものについても求めておけば、種々の波形に対するせん絡特性を標準波で考えることが可能になる。

一方、各種波形に対する耐電圧値を評価するには臨界せん絡電圧の関係を知らなければならないが、この領域では(10)式のせん絡条件からずれてくる。したがって、50%あるいは臨界せん絡の条件を詳細に研究して合理的な説明を与えることが残された重要な問題になろう。

6. 結 言

短波尾長の衝撃電圧波による 50 cm 棒間げきのせん絡特性を調べ

た結果、次のようなことを明らかにすることができた。

- (1) 波尾長と 50% せん絡電圧の関係は第2図のようになる。
- (2) 臨界せん絡特性は一定の関係に支配され、臨界せん絡時間 ($t - t_0$) は

$$t - t_0 = \frac{2.87 \times 10^6}{\alpha + 0.168 \times 10^6}$$

$\alpha = 1/[\text{波尾の時定数 (s)}]$

で求められる。

- (3) 短波尾波は第11図によって等価標準波に換算できる。

- (4) 棒間げきのせん絡の条件は

$$\int_{\tau_0}^{\tau} [e(t)]^3 dt = K$$

である。 K は大気条件、間げき長そのほかによって決まる定数である。(4) の関係は任意の波形についても成立すると考えられるけれども⁽⁵⁾、今後、緩波頭波、振動波などについても確認する必要がある。また各種間げき、絶縁物について n 、 K の値を求めることが必要である。特に中間周波サージについてもこのような式が適用できれば利であり、それは今後の重要な課題である。

特殊波形の衝撃電圧に対する絶縁耐力の評価がこの分野の大きな問題となっているためこのような研究を取り上げたが、この問題を考える場合には臨界せん絡特性が重要な指針となることを重ねて述べたい。

終りに臨み、本研究に終始ご指導いただいた日立電線株式会社久本部長、依田、永野両主任ならびに実験にご協力いただいた第1研究課榎村毅夫君に感謝の意を表する。

参 考 文 献

- (1) Ph. Sporn, F. Cahen, M. Magnien: CIGRÉ 416 (1960)
- (2) 沼尻: 電学誌報告中
- (3) A. A. Akopian, V. P. Larionov, A. S. Torosian: CIGRÉ 411 (1954)
- (4) A. R. Jones: T. A. I. E. E., 73 (3), 984-90 (1954)
- (5) S. Rusck: CIGRÉ 403 (1958)
- (6) L. V. Bewley: Traveling Waves on Transmission Systems, 357 (1951 John Wiley & Sons, Inc.)
- (7) B. E. Kingsbury: T. A. I. E. E. 76(3), 1321-29 (1957)

付 録 せん絡の条件

対電極より x の距離にあるストリーマ先端の速度を v_x とし、一般的に

$$v_x = \frac{\{k e(t)\}^n}{m(x+a)}$$

と考える。 m 、 a 、 ξ は定数であるが、 $\xi = 1$ と考えてよい⁽³⁾。

ストリーマの速度は x の時間微分に等しいから

$$-\frac{dx}{dt} = v_x = \frac{\{k e(t)\}^n}{m(x+a)}$$

である。ストリーマは時間 τ_0 で発生し、 τ で間げき長 s と等しくなるから、 $t = \tau_0$ で $x = s$ 、 $t = \tau$ で $x = 0$ となる。

上式を変数分離して積分すれば

$$\begin{aligned} \int_{\tau_0}^{\tau} \{k e(t)\}^n dt &= - \int_s^0 m(x+a)^{\xi} dx \\ &= \frac{m\{(s+a)^{\xi+1} - a^{\xi+1}\}}{\xi+1} = M(s) \dots (5) \end{aligned}$$

となる。



特許の紹介



特許第276702号

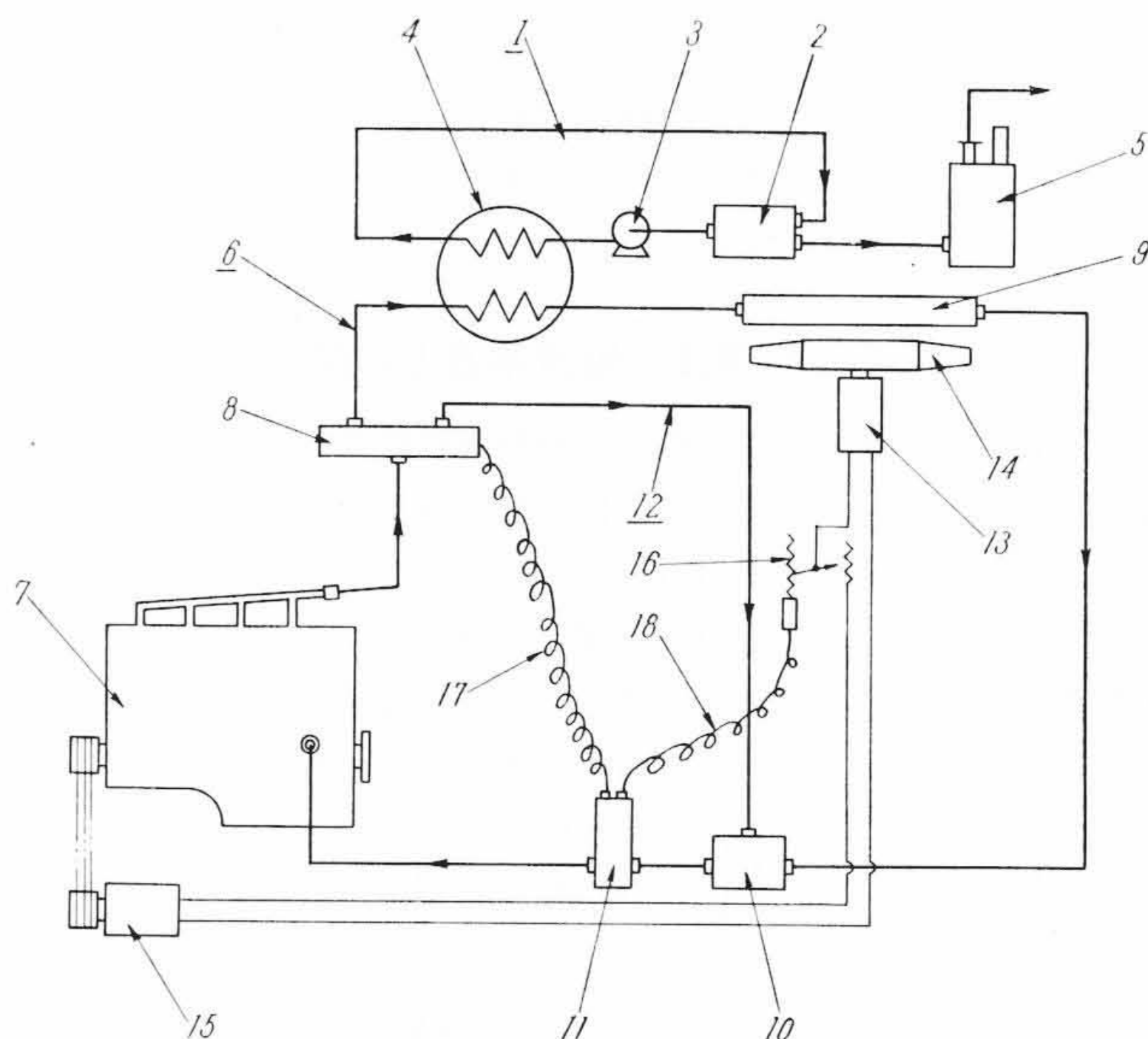
新庄文人・渡辺信一
平川洋一郎

内燃車両における機関冷却水回路方式

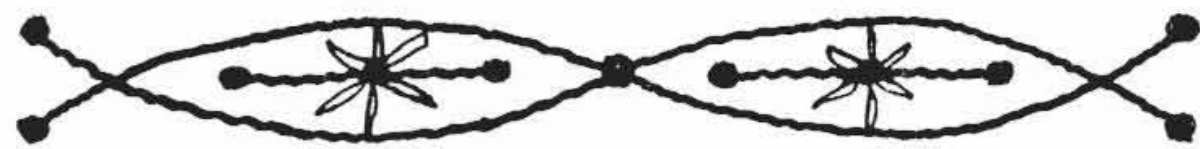
この発明は、暖房用ボイラ装置を有する内燃車両において、機関冷却水をボイラ給水予熱器へ導き給水予熱を行なうとともに温度制御器により機関冷却水の機関入口温度を検出して、ラジエータ用ファン駆動動力の節約を行ない、あわせて機関冷却水の機関入口温度を常時最適温度に制御するようにしたもので、1は水タンク2内の水を常時循環ポンプ3により予熱器4を経て循環させ、予熱して暖房用ボイラ5に給水する給水予熱装置、6は機関冷却水を機関7、内部にコントロールピストンを有するバイパスバルブ8、予熱器4、ラジエータ9、混合タンク10、機関冷却水の機関入口温度を検出する温度制御器11、機関7と循環させる循環回路、12は機関冷却水をバイパスバルブ8より混合タンク10へ分流させる脇路回路であって、循環回路6と脇路回路12とを流れる温度差のある機関冷却水は混合タンク10にはいって温度を均一化され、温度制御器11の作動を安定させる。13はラジエータ9冷却用のファン14を駆動するモータでダイナモ15により駆動される。16はモータ13とダイナモ15間に設けられファン14の回転数を制御する可変抵抗器、17および18はそれぞれ温度制御器11とバイパスバルブ8および可変抵抗器16とを連絡し、温度制御器11の検出温度に応動してバイパスバルブ8のコントロールピストンおよび可変抵抗器16を作動する指令回路である。

いま機関冷却水の機関入口最適温度を $t^{\circ}\text{C}$ とすると、機関冷却水は循環回路6を循環して給水予熱装置1の循環水と予熱器4により熱交換を行ない、温度制御器11で検出される機関冷却水温度が $t^{\circ}\text{C}$ 以上あるいは $t^{\circ}\text{C}$ 以下になると指令回路18を介して可変抵抗器16を作動し、ファン14の回転数制御を行ない機関冷却水の機関入口温度を $t^{\circ}\text{C}$ に保つ。予熱器4における交換熱量が過大でファン14を停止しても温度制御器11で検出される機関冷却水温度が $t^{\circ}\text{C}$ 以下の場合には指令回路17を介してバイパスバルブ8のコントロールピストンを

作動し、機関冷却水の一部あるいは全部を脇路回路12に分流させて温度制御器11における機関冷却水の検出温度を $t^{\circ}\text{C}$ に維持する。したがって暖房用ボイラの給水予熱による燃料消費量の節減ならびにラジエータ冷却用ファン駆動動力の節約を行なうことができ、かつ機関冷却水の機関入口温度を常時最適温度に制御することができる。



新案の紹介

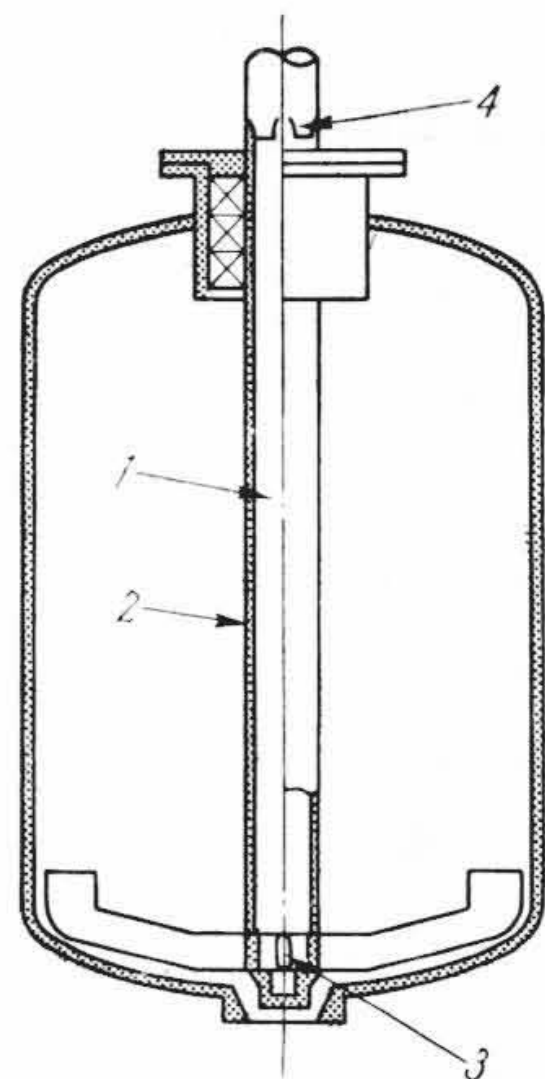


登録新案第535758号

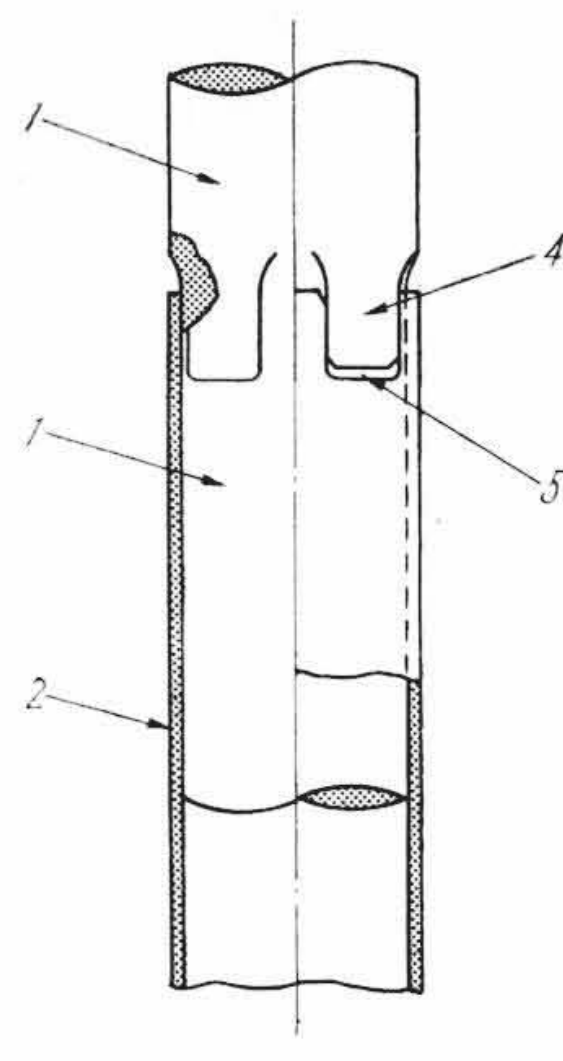
松島 宰・蜂谷昌彦
塩田 宅一

高温高压容器内攪拌軸の被覆装置

この考案は、実体軸1と被覆軸2とを完全に別体とし、下部をキー3で固定し上部にスプライン4を設けて実体軸1と被覆軸2とを結合し、実体軸1、被覆軸2間の膨脹気体を排出し、熱膨脹による実体軸1、被覆軸2間の伸縮を調整しうるようにしたもので、実体軸1の回転力はスプライン4によって被覆軸2に伝達され、実体軸1と被覆軸2とは一体となって円滑に回転し、高温高压により膨脹した実体軸1、被覆軸2間の気体はスプライン4より排出され、熱膨脹による実体軸1、被覆軸2間の伸縮はスプライン4の間げき5によって自動的に調整される。したがって実体軸と被覆軸間の気体の膨脹および熱膨脹による被覆軸の変形を防止することができる。



第1図



第2図