であるが、a) については松井浩氏、b) については河口
広司氏 c) については吉野耕一氏 d) および文献目録
については高橋務氏にそれぞれまとめをお願いした。図

版その他については高橋正雄氏に御助力を載いた。

この紹介が多少とも会員諸氏に益するところがあるこ
とを期待する。

I. 放電の電気的特性—放電路の電気伝導度

松 井 浩*

Part I. Electric Conductivity of Discharge Channel

Hiroshi MATSUI

Kawasaki Branch of Industrial Research Institute of Kanagawa Prefecture
(157, Minamisaiwai-cho-3, Kawasaki City, Kanagawa Prefecture, Japan)

1. 定性的な像

現在パルス放電の電気的特性を決定するのに二つのア
プローチがある。第一は主としてギャップを含む回路の
電気的な量、すなわちインピーダンスの時間的変化を数
学的に解析することである。第一はギャップのコンダク
タンスを決定する過程を直接物理的に調べることであ
る。このレビューでは物理に重点を置いて第二のアプ
ローチを詳細に考えて見よう。

絶縁破壊が進行している間、電流密度が増大するのは
次から次へと連続してますます速度を増して起こる一連
のなだれ的な過程によるものである；これらの過程は電
子による衝突電離 (α 電離)、 α 電離と Γ 電離 (陰極面
上の二次過程) との間の相互作用、平面状空間電荷の α
電離と Γ 電離におよぼす放果、 α 電離とガスそれ自体
の光電離とストリーマヘッドに集中した空間電荷との間
の相互作用等々である。ヘッドのあとにできた放電路の
長さ方向の電場はギャップ間の電位差 (ヘッドとそれと
向きあっている電極との間の電圧降下を差し引いたもの
で、これらの電圧降下は放電路がギャップの全長に成長
した後は電極降下になる) と放電路の長さとの比に等し
い。もし放電源の容量が充分大きく (放電回路の抵抗
とインダクタンスが小さくコンデンサの容量が大きい)
ギャップ電圧が電極降下の和の何倍も高い場合に最も強
いなだれが起こるだろう。放電路中の気体が相当程度励
起し電離しているためと多数の粒子が相互に大きい影響
をおよぼし合っているため、原子、イオン、電子、光子間

のいろいろな基本的な相互作用はこの段階ではもはや別
々に考えることができない。ここでは結果的な熱電離か
あるいは不完全な熱平衡の場合には熱電離のある種の類
似について一般的に述べることで意味のあることにな
るだろう。長さ方向の電場によってできたこのなだれ
は放電路で消費されるエネルギーと放電によって発生す
る電力の影響を受けて増大する気体の熱電離からなる。
ついでこの電力は電離が増すため電流密度が増加しその
結果さらに増大する。

このなだれ過程は電流密度 j (これに電場をかけると
単位体積当りに費される電力になる)、熱電離 X 、電場
の強さ E に対する数式を考えれば明確になる。

$$j = \frac{0.75 ne_0^2}{\sqrt{\frac{8}{\pi}} k T m} \times \lambda E \quad (1)$$

$$\frac{X}{\sqrt{1-X}} = \frac{0.9}{\sqrt{p_0}} T^{\frac{3}{2}} e^{-5850 \frac{V_i}{T}} \quad (2)$$

$$El = U_0 - U_e - L \frac{dI}{dt} - R_0 I - \frac{1}{c} \int_0^t I dt \quad (3)$$

ここに n — cm^3 当りの原子数 (中性あるいはイオン)、
 e_0 と m —電子の電荷と質量、 k —ボルツマンの常数、 T —
平均気体温度、これは電子温度に等しいと仮定する)、
 λ —電子の平均自由行程、 p_0 —初期ガス圧、 V_i —電離電
圧、 l —電極間距離、 U_e —電極附近の電圧降下の和、 I —
放電々流、 L と R_0 —放電回路の外部インダクタンスと
抵抗、 t —時間である。

(2) 式は電離度が温度とともにいかに急激に増大す
るかということを現わしている (余り高くない温度で、こ

* 神奈川県工業試験所川崎支所(川崎市南幸町3の157)

の時には $5850 \text{ V} \ll 1$, そして $X \ll 1$. (1) 式からもし E が一定で λ が X に無関係ならば ((3) 式の右辺の U_0 以外の項が小さくそして総イオン断面が総原子断面よりずっと小さくなる位 X が小さい時に) 温度を決定する電力は電離度に比例して増加することがわかる. このような自己励起的またはなだれの過程では, 電流密度は幾何も増大するが, 次の原因 (あるいはこれらの原因の組み合わせ) によってのみこの増加は停止あるいは減速される.

1) より一層 X が増加すると E が低下して j の増加が不可能になるから放電で消費される電力の増加が止まる. この E の低下は (1 a) 外部放電回路の特性 (R, L , 小さい C) によるものかあるいは (1 b) j の大きい場合には電極降下 U_e の増加によるものである.

2) 電子は本来原子によってではなくイオンによって散乱されるものである. λ は X に反比例するから, 電離度と総イオン断面の増加によって電流密度の増大が阻止される.

3) 放電で消費される電力が放射パワー (温度とともに急激に増加する) と等しくなって未のため温度の上昇が止まる.

熱平衡が成立する前の熱電離や放電路から周囲へ逃げるエネルギーの損失を計算できないから, この過程を純理論的な方法では完全に説明できないが, 電気的特性の時間変化に関する実験データ (ギャップ電圧や放電電流, 電力や電流の時間微分のようなこれらの量のいろいろな関数等) でもってこの過程の前述の説明を補足できる. それ以上の情報を得るためには

a) なだれ過程の非定常相の間の I と dI/dt の増加特性と U の低下特性およびそれらの持続時間を測定しなければならない.

b) このなだれ過程が終了する実際の原因と終了後の放電特性を確かめねばならない.

一般的に言えば電気的特性のオシログラムを得るのは非常に困難であるし, たとえ前述のファクターのどれかが電流密度の増加を止め放電を準定常状態にさせたとしても, 放電路が膨脹するため電流は急激な増加を続けるので後者の問題に答えることはむずかしい. たとえば大気圧の空気の絶縁破壊では, 初期の放電路の直径はストリーマの直径 ($\sim 0.1 \text{ mm}$) に等しい. もし準定常放電になる前の約 50×10^{-9} 秒間 j が増加し続け, それから放電路が衝撃波速度 ($\sim 10^5 \text{ cm/sec}$) で膨脹するつまり放電路の直径 d が $\sim 2 \times 10^5 \text{ cm/sec}$ の速さで増加するならば, j の増加が止まった後の 50×10^{-9} 秒間に d は 0.1 mm だけ増加する, すなわち電流は j が一定であっても j がなだれ的に増加している間と同じオーダーで増

加する. 最初の d の絶体値が小さければ, この増加率はもっと速くなり得る.

したがって電気的特性のオシログラムをとることによってこの問題を解くためには, 放電路を人為的に閉ぢ込めた実験を行なえば多くの情報が得られるということになる.

もし放電回路の抵抗がかなり大きければ, 電流がなだれ的に増加すると (3) 式に従ってギャップ電圧 $U (= EI + U_e)$ は U_0 の値と安定抵抗 R_b とで決まるアークのギャップ電圧に急激に低下する. この種の電圧変化は Fig. 1 の curve 1 で示されている. 有効抵抗 R_b が無視できるほど小さく電源コンデンサ C の容量が充分大きい場合には, 電流の急激な増加による U の低下は $L di/dt$ にほかならない. もし L が充分小さく dI/dt の最大値においても $L di/dt$ が U_0 よりずっと低ければ, U の変化は強電流段階の初期で Fig. 1 の curve 2 および 3 の ABC 部の形になるはずである. 放電路が束縛されていない時には, その後の U の変化は放電路が膨脹した結果, 電流強度の増加が遅らされた定容量のコンデンサ放電のような CE 部になるだろうということが予想される. 他方もし放電路の直径が人為的にある値に制限されている場合, 放電路が膨脹してその直径に到達する時刻 C までには j が最大値に達しているならば, その時の電流もまた最大になるはずである. この場合 dI/dt は消え U は D 点へ上昇する (放電路の膨脹の遅れは漸進的で U が高くなると j をまた増加させることになるから, この過程は瞬間的なものではない). コンデンサ放電がさらに進むにつれて U は DE_1 に従う.

このようにもし放電路が束縛されていない時の電圧オシログラムが ABCE の形になれば, j の増加が止まるのは電源の内部インピーダンスのため (原因 1 a) ばかりでなくすでに述べた他の三つの原因による可能性がある. 一方放電路のある部分の直径を制限した場合のオシログラムが ABCDE₁ の形になれば, これはまさにその部分の j が限られた値をもつという証拠になる. もし電極附近の放電領域でこの直径を制限した時 (電極の表面を小さい部分を残して絶縁物で覆ってしまう), このような電圧変化が観測されれば, その j には限度があることとして j の値をもっと大きくするには, それに相応する電極附近の電圧降下 U_e を増加する必要がある (原因 1 b) ことがわかる. もし電極の動作面積が何ら影響をおよぼさないことがわかりそして放電コラムが管壁によって閉じ込められた時のオシログラムが ABCDE₁ の形になれば, 原因 2 と 3 が主要な役割を演じていることになる. その時の電流オシログラムから最大電流密度の絶

Fig. 1-1. Expected variation of voltage in a pulse discharge, fed from a discharge circuit with large active resistance (1), with sufficiently small resistance and inductance and large capacitance (2—case of unbounded channel, 3—channel of limited diameter), and also in a discharge with artificially increased distance between electrodes (4).

体測定が可能になりそしてそれによってこの二つの原因のおおの役割がもっと明確になる。

チューブラフラッシュランプのように補助電圧電源でギャップをあらかじめ電離させておくことによって放電回路の長さを人為的に長くするか、あるいはあらかじめ電流によって長い金属線を爆発させ、その蒸気中にパルス放電をとばすと初期の放電回路の長さ方向の電場をかなり弱めることができる。原因2または3が効果的な場合には、最大電流密度および最大電流強度は短いスパークギャップの時よりずっと小さくなるにちがいない。したがって curve 3 の ABCD 部は L が小さい場合には、もっとずっと小さいスパイクになる (curve 4)。この辛うじて認め得るスパイクの後の U はゆっくりと抵抗値が変って行く抵抗を通してキャパシタが放電する時のように変化する。

2. 実験資料 Experimental Material

2.1 電流密度のなだれ的な増加

(Avalanche-like buildup of current density)

放電回路の抵抗 R_b が大きい (数千オーム) 場合ギャップ電圧 U は絶縁破壊の開始直後の数十ナノ秒 (ナノ秒は 10^{-9} 秒) 以内に数千ボルトの U_0 からほぼアークのギャップ電圧に等しい数ボルトに collapse (低下) することはずっと以前に立証されている。この collapse は多くの研究者達によって調べられて来たが、 U_0 の 60~80% のレベルで起こり数百ナノ秒で終る急激な電圧の低下に一時的な中断——これは電圧棚 (voltage

ledge) と呼ばれる——があることが報告されている。

この棚は短時間の拡散グロー放電相 (short-duration diffuse glow discharge phase)——高度にイオン化したプラズマが収縮してチャネル (放電路) を形成する前の段階——と結びつけられている。この棚は R_b が大きい場合に観察されたものでその相の放電々流は 1 アンペア程度の小さいものである。 L と R_b が小さい時は、たいていの場合この棚は見られない。しかし R_b が無視できるほど小さく L が $3.6 \mu\text{H}$ の場合でさえこの棚が見られ、その際の放電々流は棚の終りには 10~100 アンペアにも達したという報告もある。過電圧を数パーセント高くすると棚の持続時間は短くなり、しまいには完全になくなる、すなわち拡散放電の電流が約 10^{-2} アンペアを越える前の相で熱電離が急速に進展すると共に収縮した放電路ができる。この棚と電源回路の電力との依存関係およびずっと小さい L の場合に生ずるかどうかという問題は今なお未解決のままである。

Collapse の最も急激な部分の時間 t_{col} は通常の放電回路では 10^{-8} 秒のオーダーである。1 例をあげれば大気圧の空気では 30 ナノ秒、250 mmHg の時には 100 ナノ秒で水素の場合は空気の 1/3 である。collapse 前の電圧がわずかに低いのは水素の著しい特徴であるが、これは水素中の絶縁破壊の初期の電場が空気の時より弱いこと、したがって熱電離の開始に必要なエネルギーの放出がより緩慢なことに結びつけられる。Fig. 2 は電流と電圧のオシログラムを同時にとることによって得られた放電で消費される電力の曲線を表わす。これらの曲線から水素では空気の二倍の圧力で同量の電力が得られることが確かめられる。

放電回路の L を小さくすると t_{col} は短くなる。たとえば $L \sim 10 \text{ nH}$ の時には 6~8 ナノ秒である。高い過電圧を用いるとさらに短くなる。短いギャップ $l = 0.03 \sim 0.11 \text{ mm}$ 、非常に小さい $C = 130 \text{ pF}$ と $L \sim 0.6 \text{ nH}$ の回路で立ち上りの勾配が $0.75 \sim 2.5 \text{ kV/n sec}$ 、波高値が 300% の過電圧の衝撃電圧を用いた実験では、熱電離したプラズマの形成時間は 0.2 ナノ秒になり、これでもまだ限界ではないらしい。

このように電流密度が増大する時間とそれに伴うギャップ電圧の collapse をギャップと放電回路のパラメータの関数として表わした完全な像はまだない。けれども今までの実験資料は静的な (衝撃電圧を用いない) 絶縁破壊の場合、電離度が数パーセントに達するのに要する時間を求める試みの計算の結果 ($\sim 10^{-9}$ 秒) と良く一致している。(後に述べられるが X が数パーセントに達すると電流密度のなだれ的な増大が止る。) 高い過電圧を

Fig. 1-2. Power dissipated in the discharge for breakdown in air (dashed curve, pressure $p=750$ mmHg, $U=35.3$ kV) and hydrogen (solid lines). 1— $p=1500$ mmHg, $U_0=32.5$ kV; 2— $p=1000$ mmHg, $U_0=25$ kV; 3— $p=500$ mmHg, $U_0=13.5$ kV, $C=0.06$ μ F, $L=3.6$ μ F. Distance between electrodes $l=11.7$ mm.

用いギャップ—放電回路の L が小さい場合にはこの時間は当然もつと短くなるはずである。

2.2 電流密度のなだれ的な増加の停止

(Cessation of avalanche-like growth of current density)

放電回路の抵抗 R_b が大きい時, collapse が終了した瞬間に電流密度のなだれ的な増加が止るのは主として原因 1a——外部放電回路のインピーダンスのため長さ方向の電場が弱くなる——によるものである。この瞬間には電流密度 ($\sim 10^4$ A/cm 2) とガス密度が大きいという特徴があるが、この放電は原理的には通常のアークと異なっていない。そのうち放電路は太くなつて電流密度は通常のアークのそれと一致する。放電路が膨脹するのに従つてその抵抗値は小さくなるが、collapse 直後すでに R_b よりずっと小さくなつていいるから電流強度にはほとんど影響しない。この全過程は Fig. 1 の curve 1 で説明されている機構に相当する。 R_b が小さくて L が大きい場合にも同様の形になる。電流密度がなだれ的に増加している間にギャップ電圧は 200~300 V に collapse し、その後の変化は電流変化と同様 LC 回路から給電さ

れた強電流アークの変化と急速に一致する。collapse が終わる瞬間と通常のアークになる瞬間との間に短い遷移期間（この間に放電路が太くなる）があるけれども、電流密度の増加を停止させるのは疑いもなく原因 1a である。

R_b と L が小さくて C が大きい場合には全く異なつた過程が起こる。Fig. 3 は空気の絶縁破壊の際の電圧、電流、電流の時間微分の典型的なオシログラムであるが、電圧変化は Fig. 1 の curve 2 と良く一致している。collapse の間に電流密度は限られた値に達するが、引き続き放電路が膨脹するため電流強度はほとんど一定の dI/dt で増加し続ける。 dI/dt の最大値を過ぎた後の U の低下は明らかにコンデンサの放電によるものである（この時刻にはすでに $\frac{1}{C} \int_0^t I dt$ と $L dI/dt$ が同程度になる）。collapse し終つた瞬間のギャップにはかなりの電圧 U_i が残っているが、この U_i は L を減らすか、 U_0 と l を大きくすれば高くなる。放電領域の各部を制限することによつて電流密度には限度のあることの理由を見出すための実験がなされた。陰極または陽極の表面を絶縁物で覆い約 0.05 mm 2 だけ露出しておいた

Fig. 1-3. Typical oscillograms of U , I , and dI/dt for a discharge with unbounded channel. Air, $p=760$ mmHg; $l=1.5$ mm, $C=6$ μ F, $U_0=4.5$ kV, $L=0.16$ μ H.

場合でも、オシログラムの波形に変化が認められなかった。このことから電極附近の電流密度には限度がないこと（陰極点および陽極点の電流密度を測定した実験によると、 $4 \times 10^7 \text{ A/cm}^2$ のオーダーの値が得られている）と collapse 後の高い電位差は電極附近の電位降下に集中（原因 1 b）していないことがわかる。これと反対にキャピラリの管壁で放電路を閉ぢ込めると Fig. 4 のような全く異なった形のオシログラムが得られる。これは Fig. 1 の curve 3 と良く一致しているように、collapse の後に電流密度は最大値に達しそして放電路が膨脹してキャピラリの内側断面を満たした後電流強度も最大値に達するという放電に属する。同様な形が I と dI/dt のオシログラムにもみられる。キャピラリの直径を小さくすると Fig. 1 の鞍部 BC はより狭くなり瘤（こぶ）D はもつと高くなる。

このように放電路中の現象によつて決まる（多分原因 2 または 3 によるものと思われる）ある限られた飽和電

Fig. 1-4. Typical oscillograms of U , I , and dI/dt for a discharge in a capillary (air, 760 mmHg). a) $C = \mu\text{F}$, $U_0 = 6.8 \text{ kV}$, $L = 0.16 \mu\text{H}$, capillary diameter $d = 0.6 \text{ mm}$, $l = 3 \text{ mm}$; b-c) $C = 0.25 \mu\text{F}$, $U_0 = 6 \text{ kV}$, $L = 0.08 \mu\text{H}$, $d = 0.2 \text{ mm}$, $l = 5 \text{ mm}$.

流密度 j_{sat} が存在することが実験によつて確かめられた。電流および電圧オシログラムと放電路の直径に関する実験データ（キャピラリの内径あるいは高速度撮影によつて測定された放電路の直径）から得た j_{sat} とそれに対する E の値（電極附近の電圧降下は考慮しないで）、プラズマの比抵抗 $\rho = E/j$ の値を Table 1 にまとめておいてある。

Table 1 から次の事がわかる； 1) 束縛されない放電路に対して各研究者達の出した j_{sat} と ρ の値は皆オーダーが同じである。数倍異なっているのは放電路の直径を測定する方法が異なるためである。 ρ の値は平均してキャピラリ中の放電（束縛された放電路）にくらべて幾分低目であるが、オーダーは一致している； 2) E が大きいと ρ が小さくなり j_{sat} は大きくなる； 3) ガスの種類は ρ と j_{sat} の値にほとんど影響しない。

チューブラフラッシュランプの場合には補助高圧パルスによつてできた最初の細い放電路が膨脹して数マイクロ秒後には放電管内に大体均一に充滿する。もし電源コンデンサの容量が十分大きければ、放電路が膨脹する時間は主放電の持続時間に比べて無視できるほど短い。そしてこの主放電が持続する間は放電路の特性の変化は全くゆつくりとしたもので、この放電を準定常放電と見なすことができる。

上に考察したように空気中の短いスパーク放電とキャピラリ中の放電は類似しているが、チューブラフラッシュランプの放電には次の本質的な際立つた特徴がある：

1) 不活性ガス中の放電であるから Ramsauer 効果が顕著である、すなわち約 10000°K の温度に相当する速さをもつ電子を散乱する原子の衝突断面が小さい。したがつてこのような放電では比較的低い電離度 ($X = 10^{-4}$) でさえイオンの総衝突断面は原子のそれより大きくなり始める。さらに X が大きくなると、原子ではなくイオンによる電子の散乱の方が主役を演ずるようになり、電流密度は $X \sim 10^{-4}$ で電離度に直接依存しなくなる（原因 2）。

2) 補助高圧パルスを点火に用いているため、放電路の長さは U_0 が同一の分子気体中のスパーク放電に比較して一桁ないし二桁上である。放電初期の E は弱くなるので最大電流密度および強度は低くなることが予想される。

3) 放電路の単位長当りで費される電力は小さいので、相当長時間パワーを加えても管壁を損傷しない。このことは C を大きくすることを可能し、したがつて準定常放電の持続時間をキャピラリ中の短いスパーク放電より数桁大きくすることができ、この放電の詳細な研究

Table 1-1. Summary of experimental electric characteristics of powerful discharge after "collapse" of the voltage

Author	Reference	Gas	Pressure, atm	Discharge length, mm	Capillary diameter, mm	L , μH	j sat, 10^5 A/cm^2	E , V/cm	ρ , $10^{-3} \Omega\text{-cm}$
1. Abramson, Marshak	3	Air	1	5	0.2-0.6	0.1	60	6000	1
2. Fitzpatrick, Hubbard, Thaler	51	"	1	4	0.3	0.01	17	2500	1.5
3. Ogurtsova, Podmashenski?	142, 143	"	1	10	2	1.5*	4	1000	2.5
4. Marshak	117, 118	"	1	3		0.1	30	6000	2
5. Abramson, Gegechkort	1, 63	"	1	3		2-64	1.2-4	430-1270**	4-2.7
6. Glaser, Sautt	67	Argon	0.5	47		0.9	0.1	200	20
7. Komel'kov, Parfenov	80	Air	1	30		0.07	90	6000	0.7
8. Kuhn	84	"	1	11.7		3.6	0.5-13	1000-4000	20.3
9. Andreev, Vanyukov	7, 8	"	1	8.4		0.015	20-50	6000-15000	3
10. Marshak	131	Xenon and argon with hydrogen	3	5		0.01-0.08	40	5000	1.3

* Artificial line made of four 100 μF capacitors spaced by 1.5 μH inductances.

** Data on the dependence of the gap voltage on the length were used to estimate the near-electrode drops, which were taken into account in the calculation of E .

Table 1-2. First (essentially time-averaged) data by certain authors on the resistance of tubular flash lamps, recalculated for ρ by means of formula (4)

Author	Reference	Gas	Pressure, mmHg	r , mm	l , mm	E , V/cm	Q $10^3, \Omega\text{-cm}$
1. Laporte	87	Neon	5	3	100	200	0.9
2. Laporte	87	Argon	5	3	100	200	1.3
3. Murphy and Edgerton	34, 35, 140	Argon, xenon	50-300	3.5-7	100-300	175	1.1-3
4. Vul'fson	215	Neon, argon, krypton	5-10	0.8-5	50-500	30, 130	3
5. Carlson and Pritchard	19	Xenon	100	2.2	400	50	3
6. Warmoltz and Helmea	205 ^b	"	200	2	200	200	1.6
7. Aldington and Meadowcroft	4, 5	"	60	5.5	460	44	1.5
8. Meyer	133	Argon	200	5	800	100	1.7-4.2
9. Glaser and Sautter	67	Xenon	190	2	300	100	4.5
10. Chesterman and Glegg	20	"	200	1.5	128	80	1
11. Ando and Matsuoka	6	"	50-300	2.5	150	17	2.6
12. leCompte and Edgerton	91	"	300	2	76	118	1.14

* This column limits, for most investigations, the initial values of the gradient without account of the drops near the electrodes. Only for the investigations of Chesterman and Glegg and of leCompte and Edgerton, in which low capacitances only slightly discharged by the instant when the discharge tube was filled with plasma were used, is the instantaneous value of E given for the maximum current strength.

がずつと容易になる。

チューブラフラッシュランプの電気的特性に関する実験データを Table 2 に示す。その放電回路の R_b (0.01Ω) と L ($1\mu\text{H}$) は通常小さい。その電圧変化は Fig. 1 の curve 4 のようになり、次第に $\exp(-t/RC)$ に近づく。 R は次式から計算した放電回路の抵抗である。

$$R = \frac{\rho l}{\pi r^2} \quad (4)$$

(r —管の内半径) ρ は異なった放電管や電源条件でも大体同じ値になるが、Table 1 の値より 1 桁大きい。オシログラムに顕著な collapse が現われないのは、 dI/dt , R_b , L の各値を見積つて見れば理解できる、すなわち初期の放電回路の径を 0.1 mm として、 j が最初の $\sim 10^7$ 秒間に 0 からなだらかに増加して $\sim 3 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$ になったのだから $dI/dt \sim 10^7 \text{ A/sec}$; j の増加が止り、放電回路の半径が 500 m/sec の速さで膨張し、直径が 1 mm になったときの $dI/dt \sim 5 \times 10^7 \text{ A/sec}$; したがって $L dI/dt$ や $R_b I$ は 10 V のオーダーになるが、これは普通用いられる U_0 にくらべて無視できるほど小さい。しかし L を大きくすれば Fig. 1 の curve 3 に、 R を大きくすれば curve 1 にそれぞれ似てくる。(その時には $L dI/dt$ と $R_b I$ は U_0 と同程度になるからである。)

電流によつて爆発させた金属線の蒸気中の放電についても、同様な実験データが得られている。たとえば銅線が爆発してから約 2 マイクロ秒の後、放電は成長しつつある細い線の形で始まる。その時にはすでに稀薄になった銅の蒸気はあたかも管壁のような衝撃波の波面で囲まれた直径約 6 mm の円筒内に充満する。約 3 マイクロ秒後には放電回路は、直径 8 mm になったこの円筒内に広がる。実験データによると、このプラズマの ρ は金属の種類や線の直径とは無関係に $E \sim 250 \text{ V/cm}$ において約 $0.008 \Omega\text{-cm}$ で、これは不活性ガスを充填した放電管と同じオーダーである。

2.3 ρ の E への依存性

(General character of the dependence of ρ on E)

(4) 式によつて定義される放電プラズマの比抵抗 ρ の瞬間値が放電管の構造や電源回路のパラメーターにどのように依存するかという詳細な研究がなされた。Fig. 5 はこれらの研究で得られた放電の電圧-電流特性の例を示す。

C と U_0 の値がそれぞれ異なるおのおのの曲線は正の勾配の部分(準定常放電に属する)で皆一本の共通線に合併している。このことはプラズマの前の状態に無関係な単一の関数 $\rho = f(E)$ が存在することを立証している。

Fig. 1-5. Samples of volt-ampere characteristic. Xenon, $p=100\text{ mmHg}$, $l=7\text{ cm}$, $t=0.17\text{ mm}$; — $C=0.1\text{ }\mu\text{F}$, $0.25\text{ }\mu\text{F}$, - - - $0.5\text{ }\mu\text{F}$; $U_0=0.8, 1.2$, and 1.5 kV .

Fig. 1-6. Curve showing the dependence of ρ on E for tubes with different internal discharge-tube diameters and different filling gases.

Number of curve	I	II	III	IV	V	VI
l , cm	50	50	29	36	36	7
r , mm	1	2.3	3.3	2	3.8	0.25
Gas	Kr	Kr	Kr	Kr	Kr	Xe
p , mmHg	100	100	100	100	100	600
R_b , Ω	0	0	0	0	0	0
Number of curve	VII	VIII	IX	X		
l , cm	7	100	100	Empirical function $Q = \frac{0.1}{\sqrt{E}}$		
r , mm	0.25	7	7			
Gas	Xe	Xe	Xe			
p , mmHg	100	120	120			
R_b , Ω	0	0	0.67-48			

この比 U/I がほぼ一定(定抵抗)の部分は放電の主要部で、この間にコンデンサからのエネルギーの 80~90 パーセントが管内に放出される。回路に R_b が直列に入っていると、準定常放電の初期のみ ρ の値はこの関数か

らはずれる。これはある時間内 (R_0 を増加するとこの時間は長くなる) 放電が管の断面を完全に満たさないからで、この場合には (4) 式は適用できない。

Fig. 6 は電圧-電流特性の共通線の部分から計算によって求めた ρ と E の関係を示す。curve I~V と VIII は普通の比較的太いチューブラフラッシュランプ、curve VI と VII はキャピラリ放電管である。curve IX は回路に R_0 を入れた場合で ρ は高目に出るが、 R_0 を減らすか U_0 を高くすれば curve VIII に近づく。

Curve I~V から同じガスを充填した放電管では、長さや内径が異なつていても ρ と E の瞬間値の間に実用上単一の関数関係があることがわかる。(ただし径が 2~8 mm の範囲にあるものでしかも余り短くないもの) 同一寸法の放電管では、管内のガスの種類や圧力を変えても ρ は余り変わらないことが実験によつて確かめられている。たとえばクリプトンをクセノンで置換しても ρ はたつた 15 パーセントしか増加しないし、アルゴンだと約 10 パーセントだけ減少する。100 mmHg から 25 mmHg へ減圧しても 10~20 パーセント減少するだけである。管径が小さい場合には、 E の小さい領域では ρ 高くなるが、 E が 100 V/cm 以上のところではもつと太いものとの差はなくなる。

放電管の端方向から撮影した放電路の高速写真で、放電路の膨脹とその後の壁からの圧縮波の反射による直径の減衰的な脈動を調べた結果、放電路の抵抗は電源キャパシタの電圧が余り低下しない限りその断面積に反比例することがわかつた。すなわち放電が管の断面を完全に満たした時だけでなく満たない場合にもこの関係に成り立つ。(ただしこの場合、管の内径でなく、放電路の直径を用いる。)

このように任意の寸法と任意の管内ガスのどんなチューブラフラッシュランプでも安定状態にある準定常放電の瞬間抵抗を計算するのに、大抵の場合許容誤差の範囲でいることができるある汎用関数 $\rho=f(E)$ を導入することが有利であるという結論に達した。非常に細いキャピラリランプで比較的 E が低い場合 (100 V/cm 以下) と回路 R_0 に入つていて急激な電圧低下の停止および準定常放電の成立直後だけは、抵抗値はこのような計算値と多少異なるはずである。電源キャパシタの容量が小さいため、放電路管の全断面を満す余裕がない場合にはもちろんずつと大きい R が得られるはずである。

Fig. 6 と実験データから余り細くない放電管の実効抵抗して、放電初期の $E \sim 50$ V/cm に対してクレノンフラッシュランプでは $\rho = 0.02 \Omega\text{-cm}$ を、クリプトンランプでは $\rho = 0.017 \Omega\text{-cm}$ を用いることができる。 E の広

範囲な変化に対する放電管の瞬間抵抗値をもつと正確に計算するには、 ρ の常数値の代りに E の増加と共に幾分減少する値を採る必要がある。Fig. 6 の curve X に見られるように適当な関数として、次の実験式を選ぶことができる。

$$\rho = \frac{0.1}{\sqrt{E}} \quad (5)$$

チューブラフラッシュランプから決定したこの実験式をもつと E の大きいところまで延長すると、短いスパーク放電や電流によつて爆発した金属蒸気中の放電の飽和電流密度に達した後のプラズマの ρ に関する sec. 2.2 のデータと一致していると見なすことができる。Fig. 7 は E の大きい範囲までこれらのデータを (5) 式と共にプロットしたものである。

Fig. 1-7. Comparison of the empirical relation (5) with the experimental data for a short spark discharge and for a discharge in the vapor of a wire exploded by current. Circles—short spark discharge (black circles—in capillary, light circles—with unbounded channel), cross—discharge in wire vapor.

チューブラフラッシュランプはその立ち上っている電圧-電流特性から、キャパシタばかりでなく他の電圧源、たとえば交流電力線からも給電できる。この場合ランプは交流電圧の最大値の近くで点灯し、電圧が零を通過する時に消える。この放電はキャパシタ放電にくらべて持続時間がずつと長い (50 C.P.S. の電力線では約 1/200 秒) のと電圧変化が正弦的なのが特徴であるが、電圧および電流オシログラムからランプの点灯後間もなくその抵抗値は (4) 式と (5) 式から充分な確度で計算できることがわかる。

最近開発された超大電力クセノン連続グローランプ

(定格数十 kW) では、電源電圧が零値を通過する間に管内ガスはイオンから中性になる機会がないので、電圧の極性が反転した時直ちに逆方向の電流が流れる。このようなランプでは放電路は管の断面の一部しか満たないため、抵抗を計算する場合 (4) 式 ρ の代りに ρ/θ^2 を代入する必要がある。 θ は放電路の直径と管の内径との比である。 $(\theta \cong 0.5)$ Fig. 6 に見られるように $E < 10$ V/cm のところで過大な ρ の値を与える (5) 式の代りに次式を用いる。

$$\frac{\rho}{\theta^2} = 0.065 p_0^{\frac{1}{2}} r^{-\frac{1}{2}} E^{-\frac{3}{2}} \quad (6)$$

この式は ρ , θ , E の実効値と電流および電圧オシログラムや放電路の太さの流し写真から計算された瞬間値の両方に適合するし、また R_b の入ったフラッシュランプのコンデンサ放電 (Fig. 6 の plate IX) 初期に高く出た ρ の値とも一致する。

チャンネル中の気体が高度に電離している放電の電気的特性を理論的に近似計算する試みは多数発表されているが、これらの多くは、あるパラメータは実験資料に基づいて決定されると仮定している。たとえばコラムの ρ を計算するのに管壁でのエネルギー損失を壁上のイオン電流の実験値から計算し、放射エネルギーも実験による見積から無視できるほど小さいと仮定している。束縛されないチャンネルの場合はその直径を実験データから求め、放射パワーは同寸法の絶体黒体に等しいと置いている。また放電電力に実験値を用い、温度は放射特性から算出しているものもある。一方放電のすべての物理的なパラメータの組み合わせた理論計算も試みられているが、複雑な計算の結果を個々の実験結果と比較することができるだけで、パラメータ間相互に関連させた完全な像は与えない。熱力学的平衡、イオンによる電子の散乱、放電管の全断面にわたるコラムの均一性、壁面での再結合と水素の再結合放射によるエネルギー損失を仮定したものと近似的な計算では、実験で観測されたような放電特性のパラメータへの基本的な依存性を導き出すことができた。

Fig. 8 と Fig. 9 に E と r による ρ , T , η (光源としての放電の効率) の変化が図示されているが、Fig. 8 の細線は上に述べた仮定に基づいて計算した ρ , 点線は同じ式を用いているが、係数を実験値で修正したものである。

Fig. 1-8. Plots of $\rho = f(E)$, calculated for krypton lamps with internal tube radii 0.25, 1, 2.5, 5, and 10 mm. The solid lines correspond to approximate calculations, dashed lines—to formulas calculated with numerical coefficients corrected by means of a separate set of experimental quantities, thick line—plot of the empirical relation (5).

Fig. 1-9. Calculated plots of the dependence of the plasma temperature T on E (dashed) and on the discharge efficiency η (solid lines), obtained for corrected coefficients. Krypton, $p = 100$ mmHg, $l = 50$ cm, $r = 0.25, 1, 2.5, \text{ and } 5$ mm. Dash-dot line—averaged experimental plots of η , plotted on the basis of the following points: $\circ$ — $r = 0.25$ mm, $\triangle$ —1 mm, $\square$ —2.5 mm, ∇ —5 mm (filled experimental points were obtained for $C > 600$ μ F, half-filled points—125 μ F, unfilled—80 μ F, with vertical bar—48 μ F, horizontal bar—14 μ F, cross—0.25 μ F).