

マルチアーク放電とその電球形蛍光ランプへの  
応用に関する研究

昭和61年3月

渡辺良男

# 目 次

序 論	1
電球形ランプ開発の背景	1
電球形ランプ開発の課題と経過	2
マルチアーク方式電球形ランプの検討	4
本研究の目的と意義	5
本研究の内容	5
第1章 分流形放電管によるマルチアークの形成	7
1.1 緒 言	7
1.2 分流形放電管の構造	7
1.3 分流形放電管の放電状態	9
1.4 放電電圧・電流波形	12
1.5 放電路電流の振動モード	17
1.6 結 言	19
第2章 マルチアーク形成機構	22
2.1 緒 言	22
2.2 分流形放電管の放電路電圧電流特性	23
2.2.1 放電路数 2 条の場合	23
2.2.2 放電路数が 6 条の場合	25
2.3 拡散による相互作用	26
2.3.1 隣接放電路からの拡散粒子流入の効果	26
2.3.2 拡散による作用を支配する要因	29
2.3.3 円周方向粒子拡散の距離・並列放電路数依存性	32
2.4 放電路電流振動時の正特性	34
2.4.1 高周波電流重畳効果	34
2.4.2 分流形放電管での高周波電流重畳効果	37
2.5 分流形放電管の振動電流と高速切換え方式との違い	39

DOC

1987

16

電気系

2.6	結 言	40
第3章	陽極振動による電流振動現象	42
3.1	結 言	42
3.2	振動電流と陽極振動	43
3.3	等価回路による振動電流発生の解析	45
3.3.1	電流振動と陽極降下損失の解析	45
3.3.2	等価回路と陽極降下理論との対応	51
3.4	過剰電離発生機構	54
3.4.1	陽極振動電圧と過剰電離物質	55
3.4.2	陽極スポット電流変化と過剰電離発生	60
3.5	電流振動の規則性の解析	65
3.5.1	放電回路電流の変化が隣接放電回路に及ぼす影響	65
3.5.2	振動電流の基本モード形成機構	72
3.5.3	陽極数6個の場合の基本モード	74
3.5.4	過剰電離周期対拡散時間と基本モード	77
3.6	結 言	78
第4章	マルチアーク形成の安定性	81
4.1	結 言	81
4.2	放電回路分離のための内管先端形状	81
4.3	放電管寸法制限の検討	83
4.4	封入希ガス	87
4.5	陽極振動の安定性	95
4.6	結 言	97
第5章	照明用光源への応用	100
5.1	結 言	100
5.2	蛍光ランプの効率因子と効率改善手段	101
5.3	封入ガスの検討	104

5.4	陰極降下電圧	107
5.5	マルチアークと効率	111
5.6	蛍光体各面の発光割合と光の取り出し効率	115
5.7	直流放電によるカタホリシス	118
5.8	結 言	119
第6章	分流形放電管用点灯回路	122
6.1	緒 言	122
6.2	コンデンサ安定器の点灯特性	123
6.3	コンデンサ安定器変形回路	128
6.3.1	補助放電付加方式	128
6.3.2	可変容量方式	133
6.3.3	小容量インダクター直列方式	133
6.3.4	各回路方式の比較	138
6.4	コンデンサ安定器の始動回路	138
6.5	結 言	142
結 論		143
謝 辞		147
参考文献		148

## 序 論

### 〔電球形ランプ開発の背景〕

1973年の石油危機を契機として、照明用光源の分野においても省エネルギーのための研究が精力的に進められてきた。ここ10年間の各光源の効率改善の主なものは次のようである。蛍光ランプではクリプトンを封入して消費電力を約10%小さくしたランプ、希土類三波長蛍光体の開発とそれを用いた高演色ランプ、管径を従来の32mmから30mm以下にしたランプなどがある。これらにより効率が5%近く向上した。メタルハイドランプでは電極、発光管形状等に改良が加えられ、高圧ナトリウムランプでは封入希ガスの高圧化により、効率はそれぞれ20%前後向上した。

各光源の効率改善と並行して効率の低いランプを効率の高いランプに置換える努力がなされている。例えば高圧水銀ランプをメタルハイドランプに置換えることで約50%増、高圧ナトリウムランプに置換えることで約2倍に効率を向上できる。置換えをすすめるために、メタルハイドランプでは低い信頼性や高価格、高圧ナトリウムランプでは低い演色性や高価格などの問題点を克服する努力が続けられている。置換えのもう一つの試みは白熱電球を蛍光ランプで置換えることで約3倍の効率向上をはかろうとするものである。この試みは効率向上比が大きいだけでなく、白熱電球の使用数が大きい点からも\*、大きな省エネルギー効果が期待されている。

蛍光ランプは白熱電球に比べ高効率長寿命という特徴を持っているにもかかわらず、日本以外の国では依然として白熱電球が多く用いられ、また蛍光ランプが最も普及している日本でも雰囲気重視する家庭や店舗では直管形蛍光ランプより円環形蛍光ランプが、蛍光ランプより白熱電球が好んで用いられている。この主たる原因は細長いランプ形状にある\*\*。蛍光ランプ

---

\* 白熱電球の年間生産数は世界全体で約25億（北米：10億、欧州：10億、日本：1.4億、その他：4億）である。白熱電球の平均寿命を約7カ月、1個あたり平均電力を60Wとすると白熱電球による電力消費は世界全体で180GWにも達する。

\*\* 従来の蛍光ランプに使用されていたハロリン酸カルシウム系蛍光体は、演色性が低く低い色温度の光色が得にくい欠点があり、これも白熱電球を駆逐できない一因とされてきた。近年高演色の希土類蛍光体が開発され、この点については蛍光ランプは白熱電球に対し遜色がなくなった。

は低気圧放電の陽光柱の発光を利用するので、効率を高めるために陽光柱長さよって電極間距離を長くとる必要がある。同時に陽光柱のゆらぎを防止するために狭い断面のガラス管を放電容器に用いる。この結果蛍光ランプは細長い形状に設計される。ところが細長い形状の光源は配光制御が難しく、照明器具デザインの自由度が制限され、装飾的な照明にむかない。

したがって蛍光ランプを家庭や店舗の白熱電球に代えて普及させるには白熱電球状の小形球状蛍光ランプ、すなわち電球形ランプを開発することが必要である。

### 〔電球形ランプ開発の課題と経過〕

電球形ランプを開発するには次の問題点を克服しなければならない。すなわち白熱電球と同様に使用できるようにするためには、白熱電球に近い大きさ(軽)としなければならない。このため第1番目に熱の問題が生じる。例として60W白熱電球相当品を考える。電球形ランプの効率は白熱電球の約3倍であるから消費電力は20Wでよい。60W電球の管壁温度上昇は約120度<sup>1)</sup>であるから電球と同一の大きさの電球形ランプは約40度の温度上昇になる。蛍光ランプの最適管壁温度は約45°C<sup>2)</sup>であるから、発光管が外管をかねる方式では外管直径を約1.4倍にする程度で過度の温度上昇を避けれるが、保護カバーを用いる方式では難しい問題になる。<sup>1)|2)</sup>

第2番目は小形化のために放電長を通常の蛍光ランプに比べ短くしなければならない点である。これにともなう放電電圧の低下に対しては封入ガスで対策する方法と管径を小さくする方法がある。<sup>3)</sup> 前者の方法は効率、後者の方法は高管壁負荷での劣化の問題が生じる。<sup>3)</sup>

第3番目は重量である。白熱電球用器具に使用できるように、電球形ランプは放電管と安定器が一体化されている。安定器にはチョークコイルが広く用いられている。チョークコイルは鉄心と巻線からなり、例えば20W用で600g以上の重さがある。放電管の重量は100g以下であるから、軽量化は安定器の問題であるが、放電管も安定器が軽量化できる特性をもっていることが重要である。

最後に価格の問題がある。電球形ランプは白熱電球に比べ寿命が約5倍で効率が高いためランニングコストは安いものの、イニシャルコストは10倍以上になる。放電管の加工費を低減するには放電管構造が簡素なことが有効である。また主要な材料費に蛍光体がある。放電管を小形化すると管壁負荷が高くなる傾向にある。その場合高価な希土類蛍光体が必要になるが、管壁負荷を一般の蛍光ランプ並にできれば約1桁価格が低いハロリン酸カルシウム系蛍光体を使用できる。

これまでに種々の電球形ランプが提案されている。第1番目は高周波無電極放電の利用であ

る。<sup>4)5)</sup> 無電極放電では放電路を短かくしても効率がほとんど低下しないため放電管を小形化できる。また電極がないので放電管構造を著しく簡素にできるなど、放電管部は電球形ランプの要求をほぼ満たす。欠点は高価なMHz級高周波発振器を必要とする点で、発振器の効率・受信障害等にも問題がある。

第2の方法は細長い放電管を折り曲げて球状カバー内に収納する方式である。<sup>1)3)</sup> この方式は従来の放電管製造技術で製作でき、放電長も長くとれるため効率が比較的高い。欠点はカバーが保温カバーとして作用し内部の管壁温度を高めるため、放熱のために全体を大形にするかあるいは電力を小さくしなければならない点である。さらにガラス管を小さな曲率で折り曲げるために細管を用いるが、細管では放電電圧波形が歪みその結果チョークコイル安定器が大形になる問題がある。<sup>6)</sup>

第3の方法は円柱状容器内を仕切って細長いジグザクの放電路を形成する方法である。<sup>7)~9)</sup> この方法は発光管が直接外気に露出しているため熱の問題がなく、かつ放電長も長くとれる。外管内を板で仕切るから放電路断面積はさほど小さくならず放電電圧波形の歪みが小さい。また放電路表面積が大きく管壁負荷が小さいので安価な蛍光体を使用できる。欠点は放電漏れが生じないように仕切るのが難しく放電管製造コストが高くなる。また仕切りが管壁表面にあるため管壁輝度むらが大になりやすい。この方式の変形に偏心二重管構造で一条のU字形放電を形成する方法がある。<sup>10)</sup> 放電管製作が容易な利点があるが、2個の放電路断面で外管断面を形成するため外管は細長い形状になる。また管壁輝度むらの問題は残る。

第4の方法として小形メタルハライドランプを用いる方法が提案されている。<sup>11)12)</sup> メタルハライドランプは必要な放電長が短かく、高温で動作するため放電管を十分小形にでき出力が大きいほど効率が高い。欠点として高圧放電ランプ特有の問題点があげられる。すなわち始動・再始動に問題があるため点灯回路が複雑高価になり、放電管も石英製のため高価であり信頼性・寿命も依然として不十分である。

以上のようにどの方式も電球形ランプのすべての要求を満たすことはできていない。すなわち特殊な発振器や材料を用いる第1と第4の方法は小形化には有利であるが、高価格、低信頼性という欠点がある。蛍光ランプと同一原理の第2と第3の方法のうち、前者は効率に関係する管壁最冷部温度を40℃に保つことに難点がある。後者は管壁輝度むらや放電管製作が困難という問題点がある。

## 〔マルチアーク方式電球形ランプの検討〕

管壁輝度分布を均一にするには同軸二重管構造の放電管で軸対称放電を形成すればよい。同軸構造は放電管のガラス加工面でも望ましい。さらに外管が放電容器になり直接外気で冷却できるため管壁温度の抑制が容易である。同軸二重管では放電路折り曲げが1回で放電長は外管長の2倍までしかとれない点にやや難点があるが、その代り内外管の間のプラズマは電流密度が低いので効率が高い利点がある。このような特徴から同軸二重管構造は電球形ランプ用放電管の有力な方式と考えられた。

軸対称放電を形成する放電管の最も単純な発想は、同軸二重管の両端に円環電極を配置する構造であり1960年代の特許公報に表われている。一般に低気圧放電の電流電圧特性は電流が増加すると放電電圧が低下する負特性を示すため、単に放電管を軸対称構造にしても均一な放電は得られない。このため外部制御回路を用いて均一な軸対称放電を形成することが試みられた。

第1の方法は同軸二重管で形成した円筒状空間に一条の放電を形成し、これを高速で回転させることで視覚的に均一な放電を形成する方法である。回転方法はさらに2つに分けられる。対向する2個の円環状電極の間に放電を生じさせ、これに磁場を加えてプラズマを回転させる。<sup>7)13)14)</sup>この方法は交流電源で放電させる場合、放電電流の零付近で回転力(ローレンツカ)が消失するため均一な回転が得られない。一方、Campbellは同軸二重管構造の放電管の内外管の間に5ないし7個の電極を設け、各電極に高速度スイッチを接続する方法を提案した。<sup>15)</sup>スイッチを順次にON・OFFすることで一条のアークを二重管の間で高速回転させる。この方法は分割配置した電極の間に制御格子を設け、格子電位を制御することでプラズマを高速移動させる計数放電管(デカトロン)によく似ている。

第2の方法は複数の並列放電路で各放電路個々に直列に正特性のインピーダンス素子を接続し、合成した電圧電流特性を正特性にすることでマルチアークを形成する。<sup>16)17)</sup>この方法は原理は簡明であるが、比較的大形で重いインピーダンス素子が放電路数だけ必要なため、点灯回路全体が大形高価になる。

このように放電路の電圧電流特性が負特性である限りマルチアーク形成には複雑高価な制御回路が必要であり電球形ランプの応用が困難であった。

一方低気圧放電も特定な条件下では正特性を示すことが知られている。正特性放電は安定器を用いずに放電灯の点灯ができるという実用上の利益だけでなく、特殊な電離機構を実現・解明するという興味から種々研究されてきた。<sup>22)~24)</sup>しかし過去に見出された正特性現象はいずれも特殊な条件下で生じる現象であり、マルチアーク形成に適用できなかった。

## 〔本研究の目的と意義〕

正特性放電が複数並列の放電路で実現できれば外部制御回路を用いずにマルチアークが実現できる。筆者は同軸二重管構造の放電管（以降この放電管を分流形放電管と称する。）の並列放電路特性を調べる過程で、並列放電路の電圧電流特性が正特性を示すことを見出した。そして外部制御回路を用いずに安定なマルチアークが形成できることを示した。<sup>18)</sup>

本研究は分流形放電管の特異な現象、すなわち円筒状放電空間内の並列放電路に生ずるマルチアーク形成機構の解明を目的として進められた。その結果、並列放電路間に働らく拡散粒子により生ずる効果、また陽極が複数個存在する場合陽極振動による電流振動が放電路に存在すること、この電流振動により正特性放電が生ずることを実験と理論の両面よりあきらかにした。このように本研究は分流形放電管で見られる従来知られていなかった特異な現象を解明するのみならず、かならずしも明確になっていない低気圧放電の正特性放電、陽極振動についてもその解明に貢献できる。

続いて分流形放電管の照明用光源としての特徴をあきらかにし、電球形ランプとしての性能を明確にした。このなかでカタホリスによる減光現象の問題を持つ直流放電や、通常の放電管では電流波高率が高く良好な放電が得られないとされていたコンデンサ安定器について問題点解決の有力な手法を示した。

以上のごとく本研究は分流形放電管のマルチアーク現象の解明と電球形ランプへの応用をあきらかにすると同時に、低気圧放電の基礎的な現象から放電回路まで含む応用まで広く低気圧放電の研究に有用な情報を与えるものと信ずる。

## 〔本研究の内容〕

本研究の内容は概略次のようになる。

第1章では分流形放電管の構造と、マルチアーク形成時の状態を示した。そして各放電路の電圧電流波形の観測から、放電路電流が高周波でかつ大きな振幅で変調されていること、また各放電路電流の振動には4つの規則性があることなど、分流形放電管で生じている特異な現象を明らかにする。

第2章ではマルチアークの形成機構について検討している。各並列放電路の電圧・電流特性に正特性が生じていることを示し、正特性は各放電路間の拡散粒子による相互作用と、高周波振動電流が放電電流に重畳したとき得られる効果により発生することを明らかにしている。

第3章では、並列放電路間での電流振動をとりあげ、振動電流は複数陽極で生じる規則正し

い陽極振動により生ずること、また電流振動機構を等価回路で表わすことができることを示した。さらに陽極振動が生ずる機構について検討し、複数陽極で規則正しく陽極振動が生じる機構を求めた。そのうえで電流振動の順番に関する規則性につき検討し、粒子拡散による速い相互作用が起因していることを明らかにした。

第4章ではマルチアークが安定に形成できる条件・範囲を実験により示した。放電管の形状・寸法、封入希ガス、陽極形状について制限範囲をあきらかにし、分流形放電管を設計するための基礎的な資料を得ている。

第5、第6の両章でマルチアークの応用例として電球形ランプへの応用をとりあげる。

第5章では電球形ランプとしての分流形放電管の検討結果について述べる。分流形放電管が通常の蛍光ランプと大きく異なる点は、放電長が短かく、複雑な放電管構造をもった直流放電管であることである。この3つの特徴と効率の関係をあきらかにした。そして電球形ランプとしての特性を求め、分流形放電管が電球形ランプとして優れた性質を持つことを示した。

第6章では分流形放電管を電球形ランプに応用する場合の重要な要素、点灯回路について述べる。電球形ランプ用の回路として特に要求される軽量、速時始動を満たすために、分流形放電管の特徴を生かした点灯回路を検討した。その結果、通常の蛍光ランプでは用いることのできないコンデンサ安定器が分流形放電管では使用できることを示し、分流形放電管が点灯回路の面からも特徴ある放電管であることを示した。

# 第1章 分流形放電管によるマルチアークの形成<sup>18) 20)</sup>

## 1.1 緒言

低気圧放電の電圧電流特性は一般に負特性を持つため、従来マルチアークは外部制御回路を用いて形成していた。これに対し筆者が開発した分流形放電管は複雑大形になる制御回路を用いずにマルチアークが形成できる特異な特長を持つ。この特長は放電管・電極構造に帰因する。

本章では分流形放電管の構造とその放電現象の全体像をあきらかにする。放電管は同軸二重構造からなり、内管内に1個の陰極、内外管内に複数に分割した棒状陽極を持つ直流放電管である。並列放電路は内外管の間で分割された各陽極に対応した位置に形成される。並列放電路間は壁によって仕切らない。すなわち同一放電空間内に存在する。分割陽極は放電管外部で互に接続してあるので同電位である。この放電管に少量の水銀とネオンガスを封入して直流電流で放電させるとマルチアークが内外管の間に生じ、かつ並列放電路電流が数kHzの周波数で大振幅で変調され、さらに放電路電流振動が分割陽極の配置に対して規則正しい特定の順序で生ずるといふ特徴ある現象が観測される。

同軸二重管構造の放電管と円環電極を組合せた放電管で軸対称放電を形成するという着想は古くからあるが、放電の負特性のため実現されていない。また電極を複数個に分割した例は計数表示管などに例があるが、いずれも各電極の電位を制御することでアークの切換えを行なうものであり、共通電位に保った例はない。このように分流形放電管の構造・電極形状は非常に単純なものであるにもかかわらずいままで検討されていなかったものである。

ここでは分流形放電管の代表的な構造・仕様を示し、マルチアーク形成時の発光状態、並列放電路の電圧電流波形を述べ、各陽極数について電流振動の変化ならびに規則性をあきらかにする。本章に示した観測結果をもとに次章以降で分流形放電管の特徴ある放電現象の解析検討を行なう。

## 1.2 分流形放電管の構造

分流形放電管の代表的な構造および点灯回路を図1.1に示す。放電管は同軸二重円筒からなり、外管は直径70mm、長さ約140mmである。内管は直径32mm、長さ100mmで、先端は直径約15mmの穴にすぼめてある。外管と内管の先端間隔は約20mmである。内管の根元には陰極として1個の20W蛍光ランプ用電極が、内管と外管の間のステム上には2から6個の棒状陽極が軸対称

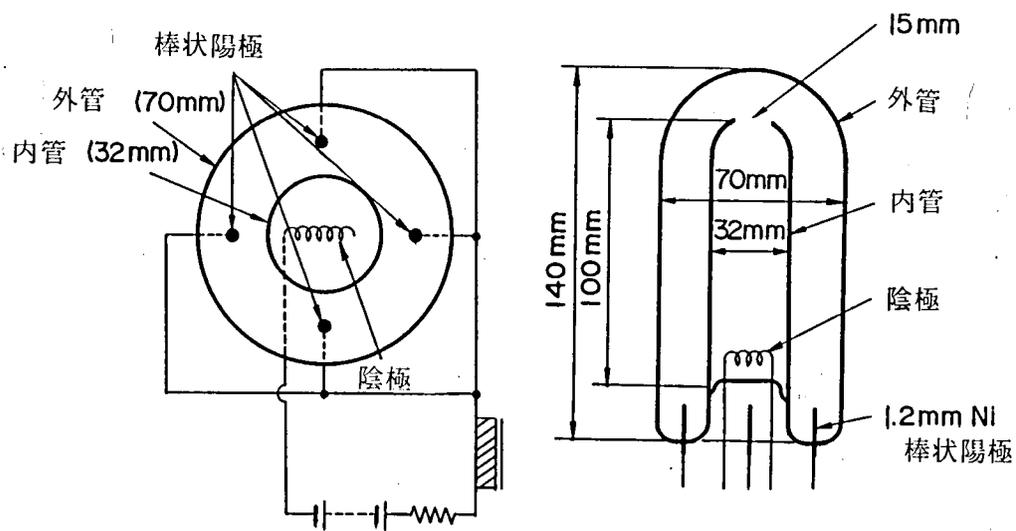


図 1.1 分流通放電管の構造および点灯回路

に設置してある。陽極はニッケル製で直径1.2mm，長さ約12mmである。封入気体はネオン 6 Torr (800Pa) と水銀である。以下特に断りがない限り上記仕様の放電管を用いる。仕様を変えた場合の特性はすべて第 4 章で扱う。

点灯回路は安定器として抵抗とチョークコイルの直列回路を用い，直流電源で点灯する。チョークコイルの役目は始動用のパルス電圧発生と，放電管での電圧振動による高周波電流の電源帰還防止である。交流電源を用いる場合は安定器としてチョークコイルを用い，全波整流器により直流変換する。

分流通放電管の電極構造を一個の陰極と複数個の陽極からなる直流電極とした理由は次の実験結果による。まず内管内の 1 個の電極を陽極とし，内外管の間の複数個の電極を熱陰極にして放電させたが，放電電流は必ずどれか 1 個の陰極に集中し，各陰極に分流しなかった。用いた陰極は蛍光ランプ用酸化物塗布電極で，放電電流による自己加熱で動作する。いま複数個の陰極に電流が等分して流れているものとする。小さな変動が生じ電流配分が変動すると電流が増加した電極では温度が上昇，他の電流が減少した電極では温度が低下する。熱電子放出は電極温度の指数関数で変化するため，温度が上昇した電極では放電電流の増加以上に熱電子流が増加，よって電流は加速度的に増加する。他の電極では加速度的に電流が減少し，結局ただ 1 個の陰極に電流が集中する。この現象は 1 個の細長い熱陰極に対しても生じる。電流は陰極全体にわたって流れることなく，通常直径 1 mm 以下の陰極点に集中する。よって陰極の電子放出

特性が少くとも陰極温度に関係しないような陰極を用いない限り、複数の陰極を用いて分流放電を形成することはできない。\*

次に陽極は内外管の間に1個の円環にして設置する方法と、複数個に分割配置する方法が考えられる。円環状陽極の場合、形成できた放電は常に一条であり放電管軸に対称なプラズマは形成できなかった。この1条のプラズマは内外管間隔が広い場合は内外管の間の空間にはほぼ一杯に拡がるものの、目視であきらかに不均一でありかつゆらぎが生じ放電を固定できなかった。よって陽極を複数個に分割することで、放電路の陽極端を固定する方式とした。

### 1.3 分流形放電管の放電状態

陽極数2から6個までの各放電管の放電状態を図1.2から図1.6に示す。放電電流はすべて0.4Aである。いずれの陽極数でも安定な分流放電を形成している。図1.2は陽極数2個の場合で、(a)図では2個の陽極が内管を狭んで左右に位置し、(b)図では内管の前後に位置している。

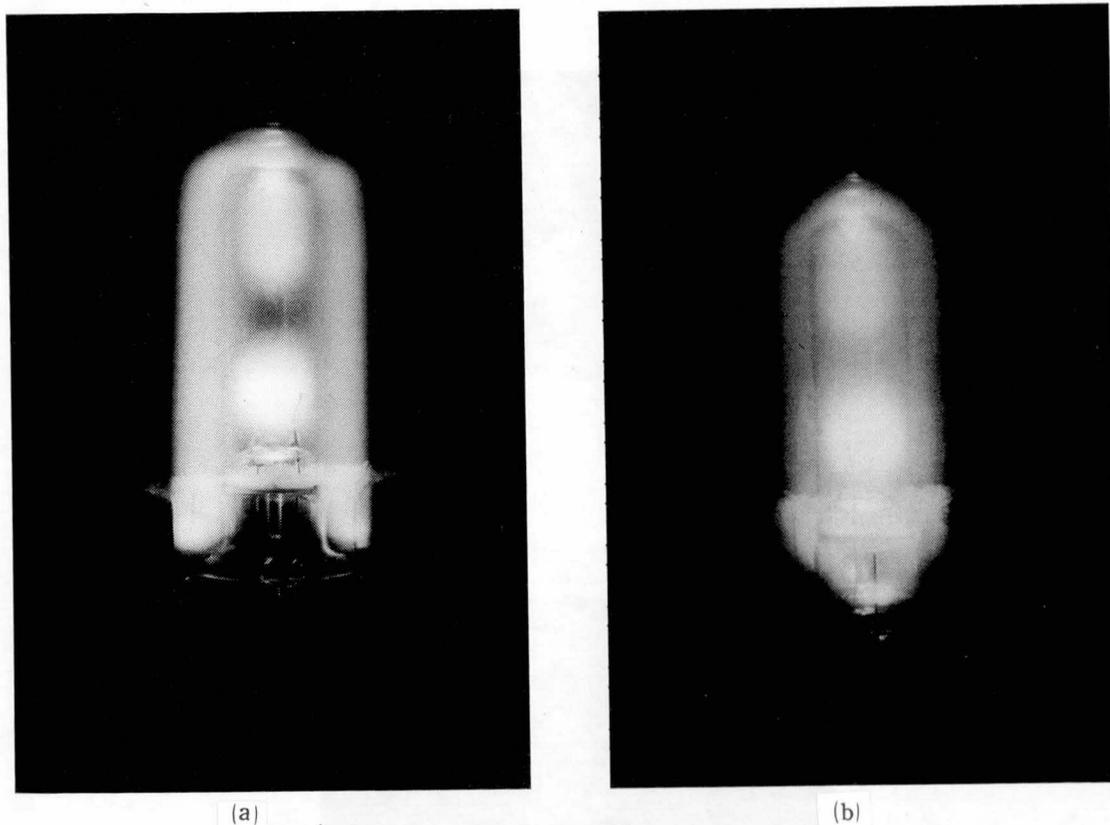


図 1.2 陽極数2個の場合の放電状態： (a) 2個の陽極が内管の左右にある場合、  
(b) 内管の前後にある場合 放電電流0.4A

\* グロー放電を利用する場合は複数陰極でも分流できる。この例に表示管がある。

電子流は陰極を発し、内管内を通り先端穴から外管内に噴出する。ここで2条に分れ外管内の各陽極に対応した位置に2条の放電を形成しながら、各陽極に流れこむ。(a)(b)図からあきらかなように、陽極数2個では2条の放電中心軸と2条の陽光柱が接する境界域とでは発光強度が異なり、外管内のプラズマ分布はまだかなり不均一である。図1.3は陽極数3個、図1.4は陽極数4個、図1.5は陽極数5個、図1.6は陽極数6個の場合である。陽極数が3個以上になると外管内の発光分布、よってプラズマ分布はほぼ一樣になる。

外管内に形成されている複数の並列放電は、その一端は内管先端穴で1条に統合されており、他端は独立した陽極に連なっているものの、この陽極は放電管の外で互に直接接続されている。したがってマルチアークが外部制御回路を用いることなく形成できている。このマルチアークは放電開始とともに形成され、極めて安定である。なお陰極前面の負グローの強い発光はネオンの赤色発光である。

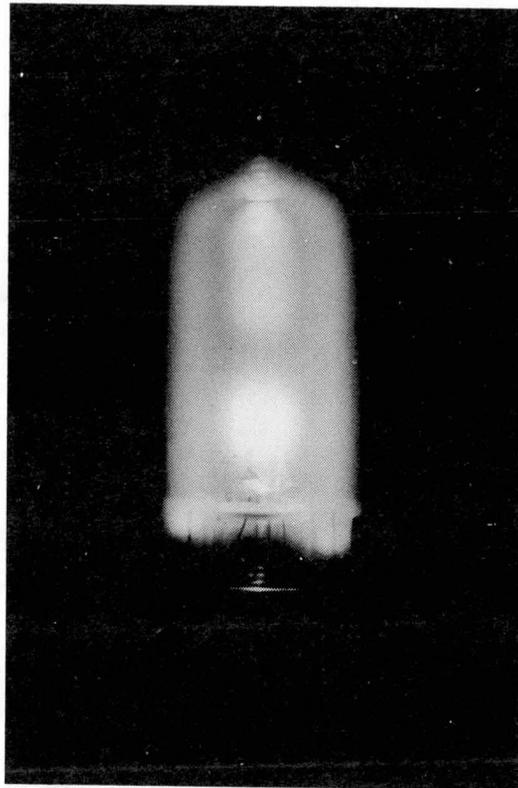


図 1.3 陽極数 3 個の場合の放電状態 放電電流 0.4A

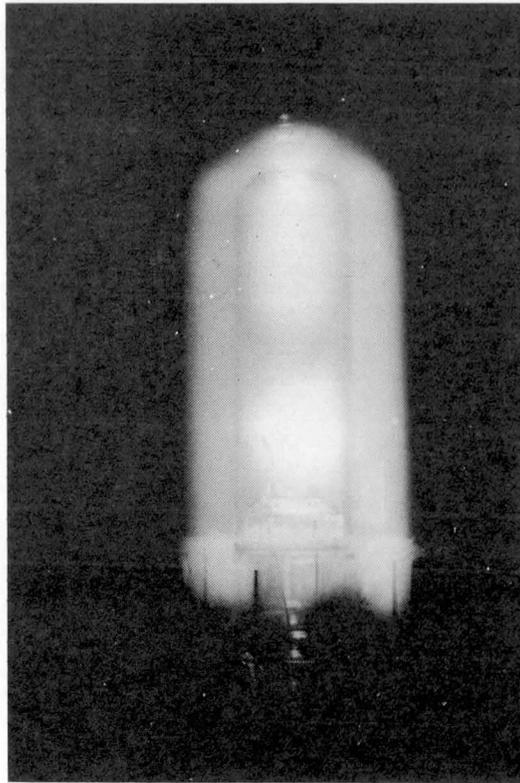


図 1.4 陽極数 4 個の場合の放電状態 放電電流0.4A

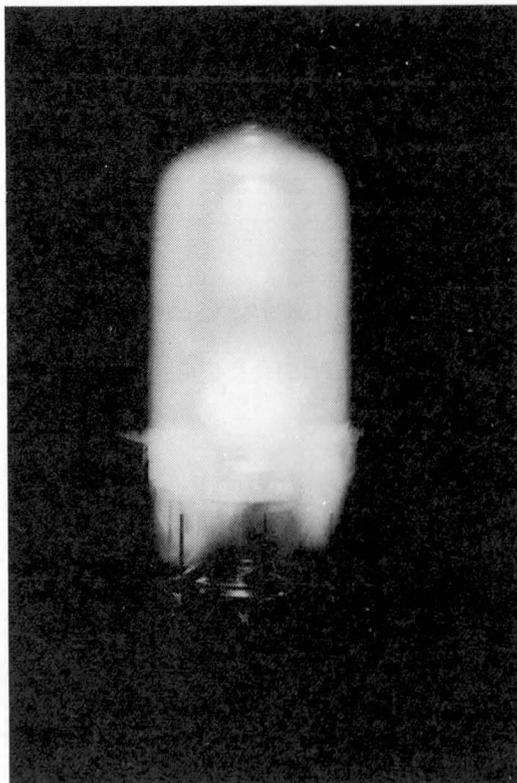


図 1.5 陽極数 5 個の場合の放電状態 放電電流0.4A

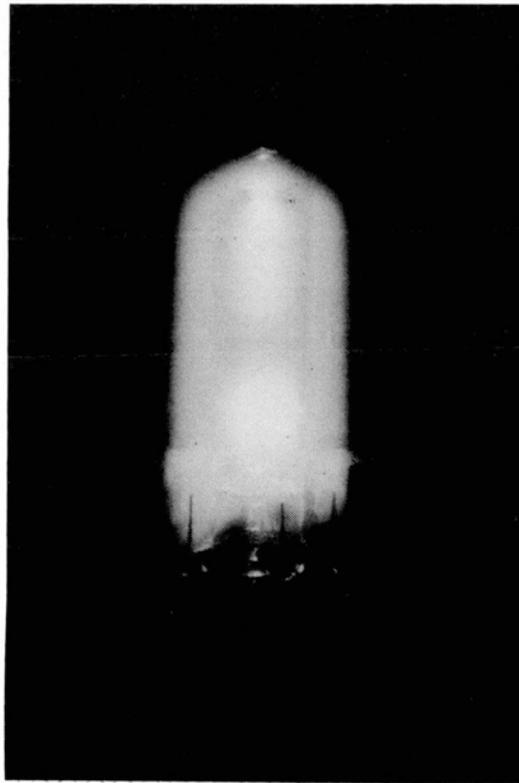


図 1.6 陽極数 6 個の場合の放電状態 放電電流 0.4A

#### 1.4 放電電圧・電流波形

図1.2～図1.6に示した各放電管の放電電圧波形と各陽極電流波形を図1.7～図1.12に示す。点灯回路には約1Hのインダクタンスが直列に挿入してあるため、各陽極電流の和すなわち電源電流は振動成分を含まない。

図1.7は陽極数2個の場合で、上段は放電電圧波形、中段は1つの陽極電流波形、下の直線は電流の零レベルを示す。もう一方の陽極電流波形は振動成分を上下反転した波形に等しい。この波形の著しい特徴は、各陽極電流が高周波で大きく変調されている点である。振動電流振幅をその電流平均値で割った値で変調度を定義すると約95%である。電流振動周波数は約3kHzである。陽極電流の振動と放電電圧の振動とは同期している。すなわち電流が急減急増する位相と電圧が急減する位相とが、また電流波形の最大最小位相と電圧上昇位相とが一致している。電圧振動周波数は電流振動周波数の2倍であるが、波形から電圧振動は電流振動周波数

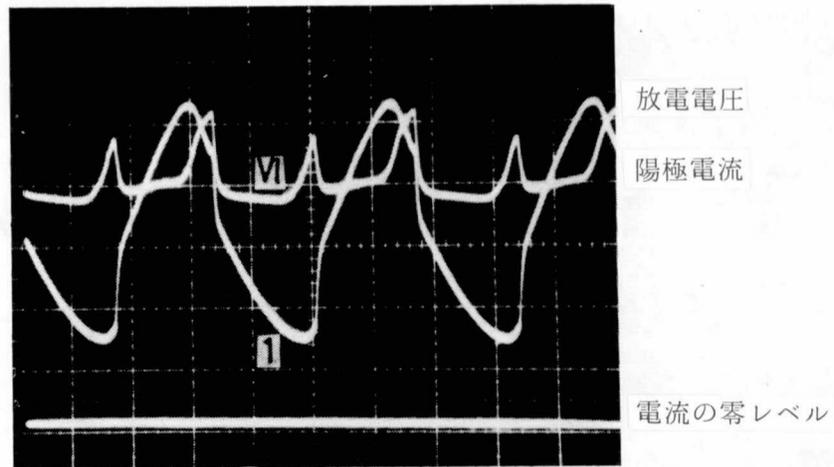


図 1.7 陽極数 2 個の場合の放電波形。放電電流 0.4 A，上段；放電電圧波形，中段；1つの陽極電流波形，下段；電流の零レベル：10 V/div.，50mA/div.，0.1ms/div.

と同一周波数で位相が180度異なる2つの振動の合成から成っていることが分る。これについては3.2節で詳述する。

図1.8は陽極数3個の場合で、3条の各陽極電流波形が示してある。図中各電流についている番号は陽極の番号で、図の下に陽極配置が示してある。3つの電流波形はほぼ相似な波形であり、かつ電流の大きさもほぼ等しい。振動電圧波形との対応から、各電流は互にほぼ120度位相が異なっている。電流ピーク値の移動順序は陽極配置図に矢印で示したごとく、反時計廻りに回転している。

図1.9は陽極数4個の場合で、4条の各陽極電流は相似性を保っている。電流の大きさが若干不均衡になっているが、これは内管と外管の軸が同軸からずれていることが主因である。このため内管を狭んで対向している位置にある陽極対の電流ピーク値が最大と最小を示している。次に各陽極電流は位相角が互に約90度異なっているが、その移動順序は陽極配置図に示したようにたすきがけである。

図1.10は同じ陽極数4個の放電管での1個の陽極電流と放電電圧波形である。放電電流はこの場合0.3Aである。この波形を用いて電流電圧変化を詳しくみてみる。今、電流が急増しだす位相をとる。このとき電圧は極大値にある。電圧の急減と電流の急増が同時に生じる。電圧の次の極大値までの間、電流は増加しピーク値を経て若干減少する。そして電圧の急減と電流の急減が同時に生じる。電圧の第3番目の極大値までの間、電流は減少して極小値をとり、次

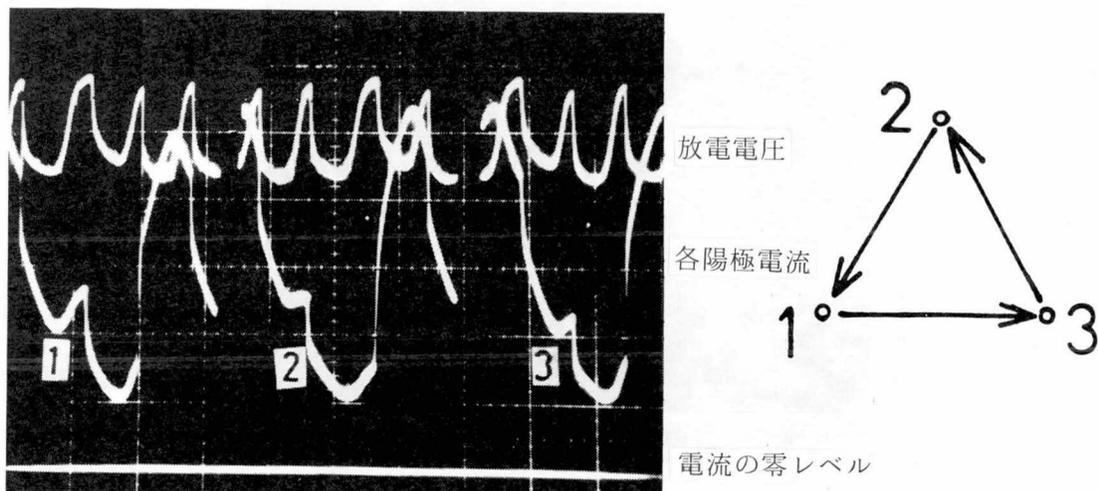


図 1.8 陽極数 3 個の場合の放電電圧波形と 3 条の各陽極電流波形。図中の番号は右図に示した陽極配置での陽極番号，放電電流  $0.4\text{A} : 10\text{V}/\text{div.}$ ， $50\text{mA}/\text{div}$   $0.2\text{ms}/\text{div}$ 。

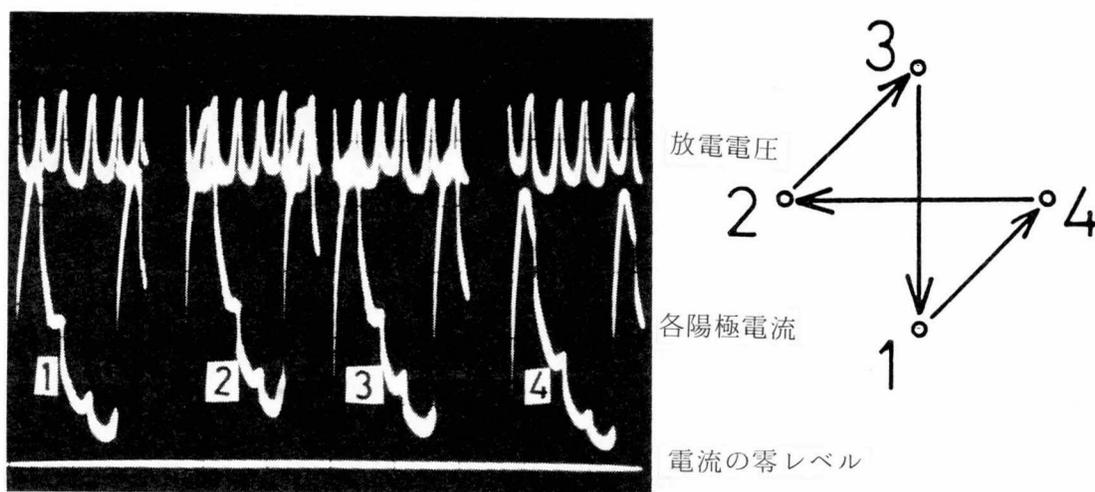


図 1.9 陽極数 4 個の場合の放電電圧波形と，4 条の各陽極電流波形。図中の番号は右図に示した陽極配置での陽極番号，放電電流  $0.4\text{A} : 10\text{V}/\text{div.}$ ， $50\text{mA}/\text{div.}$ ， $0.5\text{ms}/\text{div.}$ 。

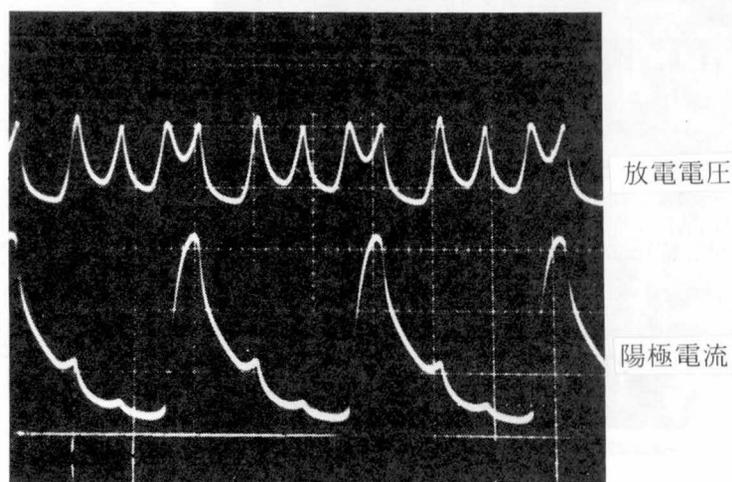


図 1.10 陽極数 4 個の場合の放電電圧波形と、1 条の陽極電流波形。放電電流 0.3A：  
10 V / div., 50mA / div., 0.1ms / div.

いで若干増加に転じる。そして電圧と電流の急減が生じる。電圧の第 4 番目の極大値までの間、電流は減少、極小値を経て若干増加と前の期間とほぼ同じ変化を示す。電圧の第 5 番目の極大値までの間の電流変化も同じで、この期間に電流は最小値に達する。そして最初と同一状態に戻り電流振動の一周期を形成する。以上の変化から、電流振動と電圧振動の間には非常に密接な関係があることが分る。

図 1.11 は陽極数 5 個の場合で、5 条の陽極電流は互に相似性を保っている。ピーク電流の移動順序は陽極配置に対し星印を描いている。陽極数 5 個までは電流振動一周期中に含まれる電圧振動の数は陽極数に一致し、かつ各陽極電流波形は互に相似である。

図 1.12 は陽極数 6 個の場合で、5 個以下の場合と様子が若干異なる。No. 1 から No. 4 までの各陽極電流波形は互に相似であるが、電流振動一周期に含まれる電圧振動数は陽極数の 6 ではなく 5 である。No. 5 の陽極電流波形は電圧振動数 5 で一周期を形成しているが、ピーク値は一サイクルごとに増減しており、小さなピーク値は大きい値の約半分である。No. 6 の陽極は電圧振動数 10 で電流振動一周期を形成しており、かつそのピーク値は他の陽極電流ピーク値の約半分である。そしてピーク値をとる位相は、No. 5 の陽極電流で小さい値のピークが生じる位相に一致している。したがって No. 5 と No. 6 の 2 つの陽極で 1 個の陽極とみなし、2 つの陽極電流波形を加算すれば、陽極数 5 個の場合と全く同様な波形になる。ピーク電流の移動順序も同じ星印を描く。

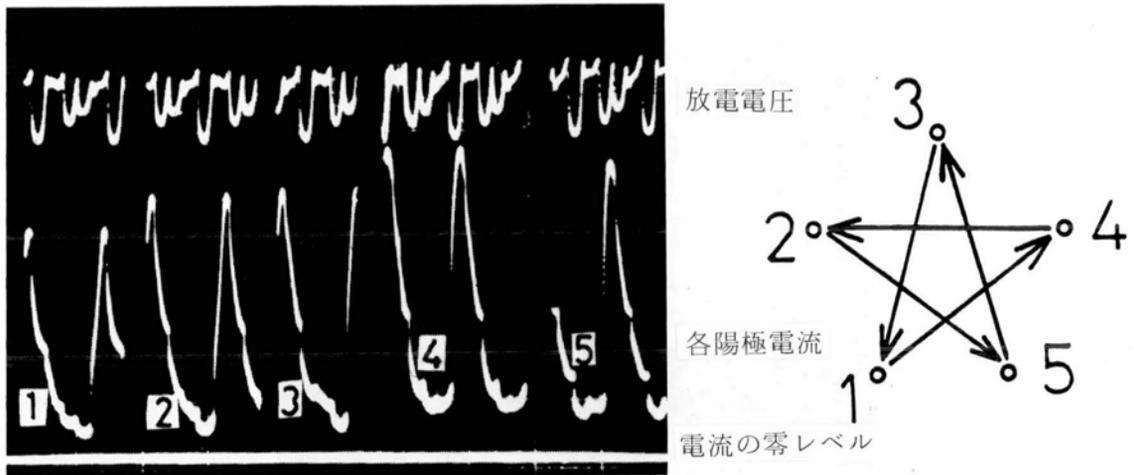


図 1.11 陽極数 5 個の放電電圧波形と 5 条の各陽極電流波形。図中の番号は右図の陽極配置の陽極番号，放電電流  $0.4 \text{ A} : 10 \text{ V/div.}, 50 \text{ mA/div.}, 1 \text{ ms/div.}$

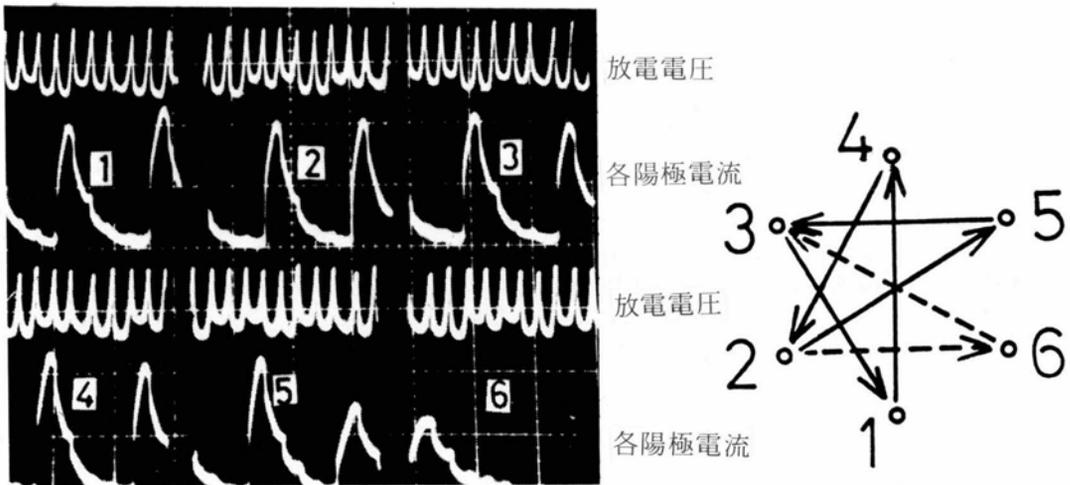


図 1.12 陽極数 6 個の場合の放電電圧波形と 6 条の各陽極電流波形。図中の番号は右図の陽極配置の陽極番号，放電電流  $0.4 \text{ A} : 10 \text{ V/div.}, 0.1 \text{ A/div.}, 5 \text{ ms/div.}$

図 1.7 ~ 図 1.12 の波形を用い，陽極数すなわち放電路数の違いによる放電電圧，振動電圧振幅，電圧振動周波数，電流振動周波数，振動電流ピーク値，振動電流最小値の変化を図 1.13 に示した。各値は各放電路の平均値を用いた。陽極数の増加とともに各値は漸減するが，振動電

振動電流最小値  $I_{min}$ ・振動電流ピーク値  $I_{max}$  ( $\times 100\text{mA}$ )，振動電圧振幅  $V_{pp}$ ・放電電圧  $V_L$  ( $\times 10\text{V}$ )，電流振動周波数  $f_I$ ・電圧振動周波数  $f_V$

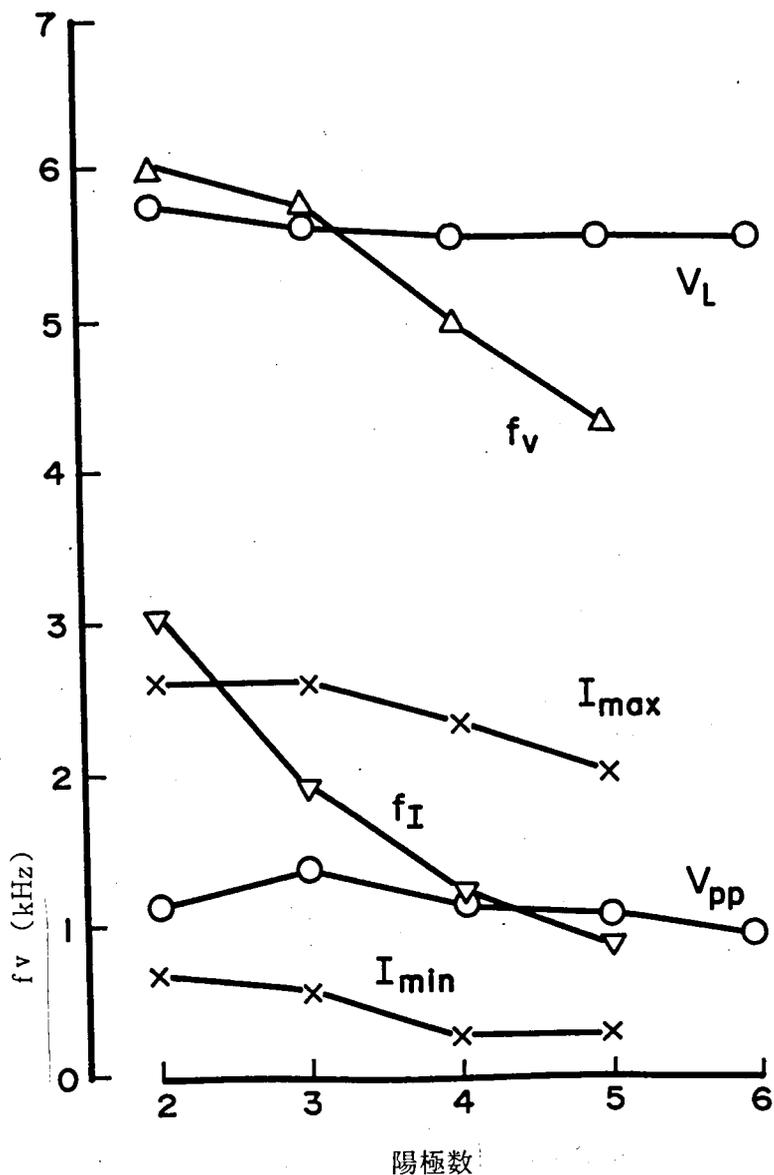


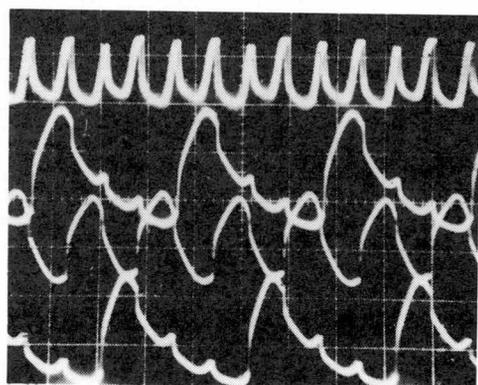
図 1.13 陽極数と振動電流最小値 ( $I_{min}$ )，振動電流ピーク値 ( $I_{max}$ )，振動電圧振幅 ( $V_{pp}$ )，放電電圧 ( $V_L$ )，電流振動周波数 ( $f_I$ )，電圧振動周波数 ( $f_V$ ) の変化。

流振幅（ピーク値と最小値の差）は放電路数に対しほぼ一定値をとる。全放電電流は同一であるから、各放電路電流平均値は陽極数に反比例する。このため並列放電路数が増すほど各放電路電流の高周波変調度は増加し、陽極数 5 個では 220% に達する。

### 1.5 放電路電流の振動モード

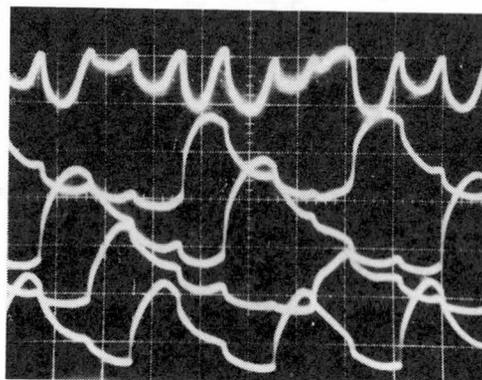
複数の陽極を直接短絡して放電させた時に得られる各陽極電流ピークの移動順序パターンは、

前節で示した比較的単純なパターンばかりでなく種々様々な複雑なパターンも観測される。その一例を図1.14に示す。最上段は陽極電圧振動波形，他は各陽極電流波形で各々その零レベルを1目盛ずつずらして示してある。(a)図は陽極数3個の放電管で放電電流は0.4Aである。陽極電流ピークが発生する順序はNo. 1 → 2 → 3 → 2 で電圧振動の4回ごとに電流振動の完全な1サイクルが形成されている。(b)図は陽極数4個の場合で電流は0.4Aである。電流ピーク発生順序はNo. 1 → 2 → 4 → 3 → 1 → 4 → 2 → 3 → 4 で電圧振動の9回ごとに電流振動1サイクルが形成されている。(c)図は陽極数5個で放電電流は0.4Aである。電流ピーク発生順序はNo. 1 → 2 → 5 → 3 → 1 → 4 → 5 → 2 → 1 → 3 → 5 → 4 で電圧振動の12回ごとに電流振動1サイクルが形成されている。(d)図は陽極数5個で放電電流0.55Aである。電流ピーク発生順序はNo. 1 → 3



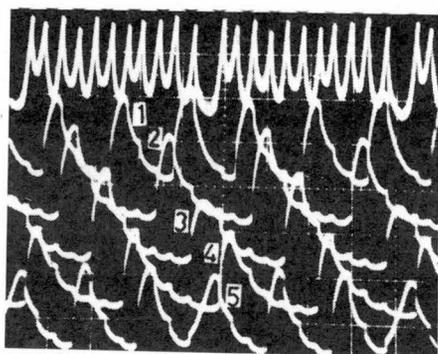
(a)

10V, 0.1A, 0.2ms/div.



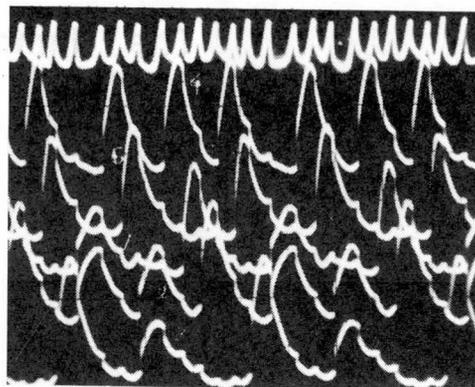
(b)

10V, 0.1A, 0.2ms/div.



(c)

5V, 0.1A, 0.5ms/div.



(d)

10V, 0.1A, 0.5ms/div.

図 1.14 複数陽極で各陽極電流ピークが複雑な移動順序パターンを示すときの各陽極電流波形。(a) 陽極数3個の場合，放電電流0.4A (b) 陽極数4個の場合，放電電流0.4A (c) 陽極数5個の場合，放電電流0.4A (d) 陽極数5個の場合，放電電流0.55A 最上段は放電電圧，他は各陽極電流波形で各々その零レベルを1目盛ずつずらしてある。

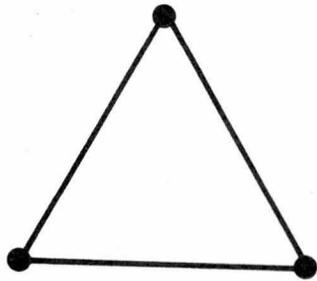
→ 4 → 6 → 3 → 1・2 → 4 → 6 → 2・3 → 4 で電圧振動の10回ごとに電流振動 1 サイクルが形成されている。この例では振動サイクルの途中で 2 個の陽極 (Na 1 と 2, Na 2 と 3) で同時に電流ピークが発生する位相が 2 回ある。複雑な移動順序でも振動が周期的である限り、放電プラズマの発光状態は目視では安定で均一に見える。

各陽極数について移動順序を多数回記録しその規則性を調べた結果、次の 4 つの規則性を見出した。

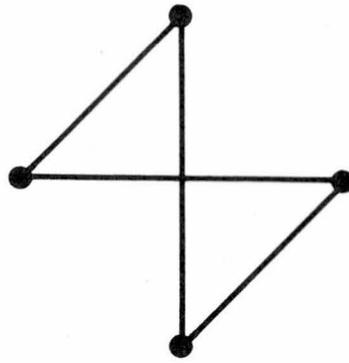
- 1) 陽極数 3 個以上について、2 個の陽極間でピーク電流発生が交互に連続発生することはない。
- 2) 陽極数 4 個以上について、円周上に並ぶ陽極の一方向へピーク電流発生が順次移動するのは、1 回限りで連続しない。
- 3) 陽極数 5 個以下では、ピーク電流が一度も発生しない陽極はない。
- 4) 2 個以上の陽極で同時にピーク電流発生が生じることはない。

上記 4 つの規則性を満足し、かつ各陽極が 1 回ずつピーク電流をとって電流振動の 1 サイクルを形成する例が最も多く出現し、かつ安定であった。この場合の順序を以下基本モードと称する。各陽極数の基本モードを図 1.15 に示した。図 1.7 ~ 図 1.12 の波形は基本モードでの各放電回路の電流波形である。陽極数 2 個の場合は交互にピーク電流を発生する。陽極数 3 個ではピーク電流の順序は順次であるが、4 個ではたすきがけになる。5 個では基本モードは 2 種類存在するが、陽極数 6 個では基本モードは観測できなかつた。しかし図 1.12 で示したように陽極数 5 個の場合の基本モードに非常に類似な安定なモードはしばしば観測できた。図 1.16 もその一例で Na 6 の陽極電流はピーク波形をとらず約 50mA 一定の電流が流れている。残りの 5 個の陽極の電流は陽極数 5 個の基本モードと同一のパターンを描いている。

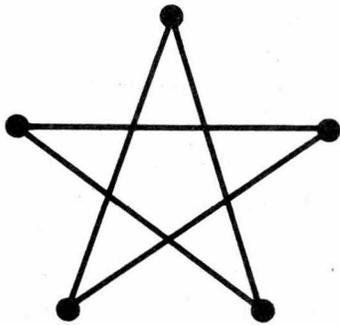
上記の 4 つの規則性にしがわかない順序を不規則モードと称する。図 1.14 は不規則モードの例である。基本モードでは各陽極電流波形は互いにほぼ同波形で安定であるが、不規則モードでは各陽極電流ごとに波形が異なり周期性もくずれやすい。また観測された不規則モードのモード数は数多くほとんど再現性がない。不規則モードは外乱に対し安定性に乏しく、容易に他のモードに変化する。不規則モードが変化して基本モードになると、今度は少々外乱では他のモードに変化しなくなる。したがって点灯直後不規則モードをとっていても、長時間点灯後にはほとんどが基本モードに落ちつく。



陽極数 3 個

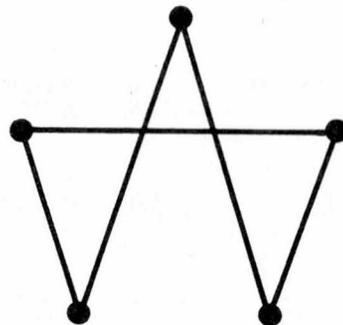


陽極数 4 個



(a)

陽極数 5 個



(b)

図 1.15 各陽極数での電流ピークの移動パターンの基本モード。陽極数 3 個と 4 個には各 1 種類、5 個には 2 種類存在する。陽極数 6 個には基本モードは存在しない。

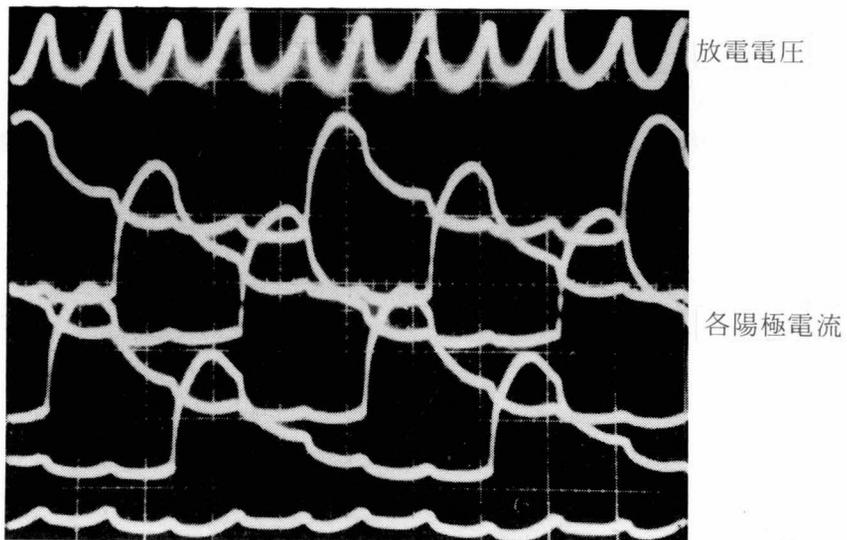


図 1.16 陽極数 6 個の場合で、陽極数 5 個の基本モードと類似なパターンをとる場合の放電電圧と各陽極電流波形。この例では Na 6 陽極の電流は約 50mA の一定電流で、残りの 5 個の陽極電流が陽極数 5 個の基本モードと同一順序をとっている。全放電電流 0.4A : 0.1A / div., 10V / div., 0.2ms / div.

## 1.6 結 言

以上本章では同軸二重管構造を持ち内外管の間の空間に複数の陽極を軸対称に設置した分流形放電管を、複数陽極を直接短絡して放電させたとき得られる放電現象について述べた。主な結果を要約すると次の通りである。

- 1) 陽極数 6 個でも安定な 6 条のマルチアークが形成できる。しかし等電流マルチアークは陽極数 5 個までである。
- 2) 各陽極電流は陽極電位の振動に対応して変調されている。変調振幅は陽極数によらずほぼ一定である。変調度は最も小さい陽極数 2 個の場合で 95%，陽極数 5 個の場合 220% に達する。
- 3) 各陽極電流のピーク値は陽極配置に対し一定の規則性に従って順次に生じる。この規則性は 4 つありそのすべてを満足した場合に生じる基本モードがもっとも安定で多数回観測される。
- 4) 基本モードは陽極数 2 から 4 個に対してはそれぞれ 1 種類存在し、陽極数 5 個に対しては 2 種類存在する。しかし陽極数 6 個の基本モードは存在しない。
- 5) 基本モード以外に観測された不規則モードは多種多様で再現性に乏しい。

以上の現象は本章で示した特定の放電管仕様でのみ生じるものでなく、かなり広い条件・範囲で観測できる。これについては第 4 章で取りあげる。

## 第2章 マルチアーク形成機構<sup>18) 21)</sup>

### 2.1 緒言

低気圧放電の電圧電流特性は、電流が増加すると放電電圧が漸減する負抵抗特性を一般に持つ。このような特性をもつ放電路を複数並列接続して放電させても、放電はただ1条しか形成しない。いま2条の並列放電路が等電流で放電していると仮定する。1条の電流が減少し他が増加する変化が生じると、電流が減少した放電路の放電維持電圧は増加、電流が増加した放電路の維持電圧は減少する。ところが並列接続により2条の放電路に加えられている電圧は常に等しいから、電流が減少した放電路では放電を維持するのに印加電圧が不足、電流が増加した放電路では過剰になる。この結果電流が減少した放電路ではますます電流が減少し、ついには放電が維持できなくなる。電流が増加した他の放電路では電流が増加し、ついには全電流が流れる。したがって並列多条放電を形成するには各放電路と直列にインピーダンスを接続し、合成インピーダンスの電圧電流特性を正特性にすることが必要とされてきた。<sup>15)</sup>

低気圧放電も特定の条件下では正特性を示すことが知られている。すなわち(1)異常グロー放電時の陰極降下特性、(2)電離電圧の高い希ガスと電離電圧の低い金属蒸気の混合ガス中の放電で、電離物質が金属から希ガスに移行する領域で生じる現象、<sup>22)</sup> (3)十数kHz以上の高周波で放電させたとき電圧電流高周波成分に生じる現象、<sup>26)</sup> (4)低周波放電に高周波放電電流を重畳したとき、電圧電流低周波成分に生じる現象。<sup>23)</sup> (5)管径の大きな放電管に希ガスと少量の窒素ガスとを混合し、数10mA以下の電流で放電したとき生じる現象<sup>24)</sup> 等である。しかしこれらの正特性現象はいずれも特殊な条件下での現象であり、照明光源に応用されることはなかった。応用可能な現象であるには、(1)アーク放電領域で生じること、(2)陽光柱の発光効率が高いこと、(3)特殊な点灯回路を必要とせず放電管自身で生じる現象であること、(4)長時間にわたって安定な現象であることなどが必要である。

分流形放電管は安定なアーク領域の正特性現象を並列放電路特性に生じさせることで、外部制御回路を用いることなくマルチアークを形成できるようにした放電管である。この正特性現象は従来知られていないものである。本章では分流形放電管の並列放電路個々の特性を求め、電圧電流特性に正特性が生じていることを示す。続いて正特性が生じる機構を実験と理論より解明し、分流形放電管構造および並列放電路電流振動現象との関係をあきらかにする。最後に分流形放電管の電流振動現象と高速切換え方式マルチアークとの違いについて述べる。

## 2.2 分流形放電管の放電路電圧電流特性

### 2.2.1 放電路数2条の場合

放電路数2条の分流形放電管を用い放電路個々の電圧電流特性を求める。測定には図2.1の回路を使用した。絶縁変圧器を用いて同相の2個の電源をつくり、各々に可変インダクタンスを接続し、全波整流器を介して供試放電管の2条の放電路を接続する。各放電路の電流は可変インダクタンス $L_1$ 、 $L_2$ によって独立に制御できる。この放電方法を以下強制分流と称する。2つの陽極 $A_1$ 、 $A_2$ 間に大容量コンデンサ ( $150\mu\text{F}$ ) をスイッチを介して接続した。コンデンサを接続すると二陽極間は交流成分に対して短絡になる。放電電圧の測定は直流電圧計を用いた。

全放電電流を $0.6\text{A}$ 一定に保ちながら各放電路電流を変えて各放電路の電圧を測定した結果を図2.2に示す。点線は二陽極間をコンデンサで短絡しない場合である。このとき陽極を含む閉ループ中には大きなインダクタンスが含まれているため、放電電流に高周波分は存在しない。実線は二陽極間をコンデンサで短絡した場合である。この場合各陽極を含む並列放電路とコンデンサで閉回路が構成され、放電路電流に第1章で示した高周波振動電流が表われる。全放電電流を一定に保っているから陰極降下を含む内管内電圧は一定である。よって得られた電圧変化は陽極降下を含む外管中の並列放電路特性である。各放電路は電流の小さい領域で正特性を

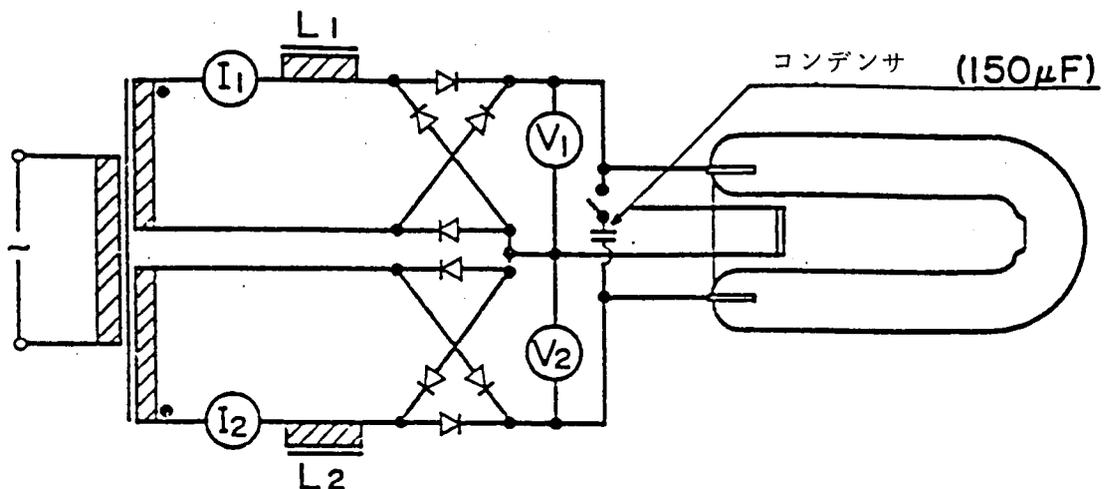


図 2.1 2条の並列放電路の各放電路電圧電流特性測定回路。インダクタンス $L_1$ 、 $L_2$ を調節することで、各放電路電流を独立に制御する。2陽極間をコンデンサ ( $150\mu\text{F}$ ) で短絡することで、高周波成分に対して短絡回路を形成する。

生じ、実線は点線の場合より正特性を示す領域が広がる。

陽極を短絡して用いる分流形放電管の動作点は、図2.2の2つの曲線 $V_1 - I_1, V_2 - I_2$ の交点になる。分流形放電管は同軸対称であるから、一方の曲線は他方と左右対称になる。したがって交点は $I_1 = I_2$ の点を軸とした左右対称の位置に存在する。高周波電流が重畳していない場合(破線)、交点は3点存在する。1点は $I_1 = I_2$ の位置にあるが、この点は両方の曲線とも負特性を示す領域にあるため不安定動作点である。他の2点は両方の曲線のうち少くとも1つが正特性を示す領域にある。したがってこの両点は動作安定点である。しかしこの両点は分流比が1から極端に外れた位置にある。よって破線の特性では分流放電はできるが等電流放電はえられない。これに対し二陽極間を高周波に対して短絡して高周波振動電流を生じさせると、正特性を示す領域が拡大し交点は $I_1 = I_2$ 付近の1点のみになる。この点は両曲線とも正特性を示す領域にあるから安定な動作点であり、かつ等電流放電を与える。

以上の実験結果は、分流形放電管では並列放電路の電圧電流特性が正特性になっていること

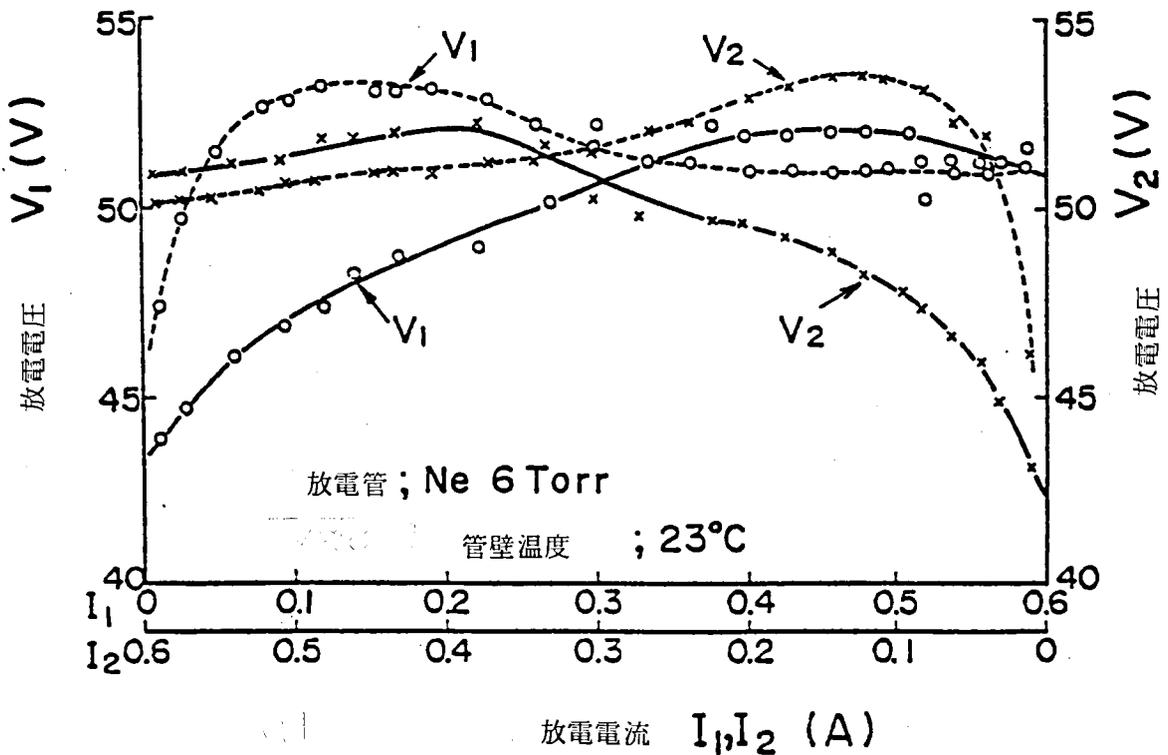


図2.2 2条の並列放電路の各放電路電圧電流特性。破線：2陽極間をコンデンサで短絡しない場合、実線：2陽極間を $150 \mu F$ のコンデンサで短絡した場合。電流が増加すると電圧が増加する正特性が生ずる。全放電電流 $0.6A$ 一定。ネオン $6 Torr$ 封入。管壁温度 $23^\circ C$ 一定。

を示している。さらに正特性が生じる機構は二段階からなっており、その1つは高周波電流が重畳することにより生じることを示している。

### 2.2.2 放電路数が6条の場合

陽極数6個の放電管を用いて放電路数6条の場合の電圧電流特性を求める。測定回路を図2.3に示す。直流電源を用い点灯回路1には1個の陽極を、点灯回路2には残りの陽極から適当数の陽極を接続する。点灯回路1, 2の各陽極間は大容量コンデンサで短絡してあり、高周波振動電流がすべての放電路に重畳できるようにしてある。点灯回路2に接続する陽極数をパラメータとして、点灯回路1の電圧電流曲線 $V_1 - I_1$ と点灯回路2の電圧電流曲線 $V_2 - I_2$ を測定した結果を図2.4に示した。全放電電流は0.5A一定に保った。どの電圧電流曲線も正特性を示しており、各陽極数に対し $V_1 - I_1$ ,  $V_2 - I_2$ はただ1つの交点を持っている。交点が存在する $I_1$ の値は、全電流値0.5Aをその時使用した全陽極数で割った値にほぼ等しい。例えば点灯回路2に3個の陽極を接続した場合、 $V_1 - I_1$ と $V_2 - I_2$ の交点は $I_1 = 0.13A$ 付近にある。使用した全陽極数は4個であるから1極当たり平均電流は0.125Aである。図2.4の結果は、陽極数6個の場合にも、全陽極を短絡したとき等電流で6条の並列放電が形成できる可能性を示している。最大何条の等電流放電が実際に形成できるかについては第3章で検討する。

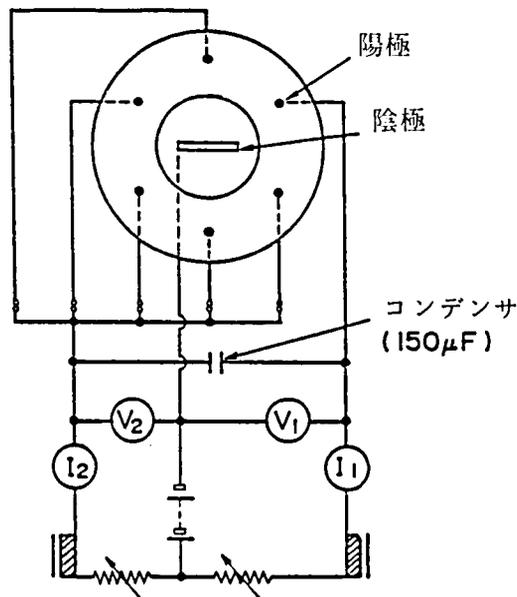


図 2.3 陽極数6個の放電管を用いた並列放電路電圧電流特性測定回路。放電電流回路は独立した2回路からなり、1回路に1個の陽極、他方の回路には残りの5陽極のうち適当数を選んで接続する。2回路の陽極端はコンデンサ(150 $\mu$ F)で短絡してあり高周波に対して短絡である。

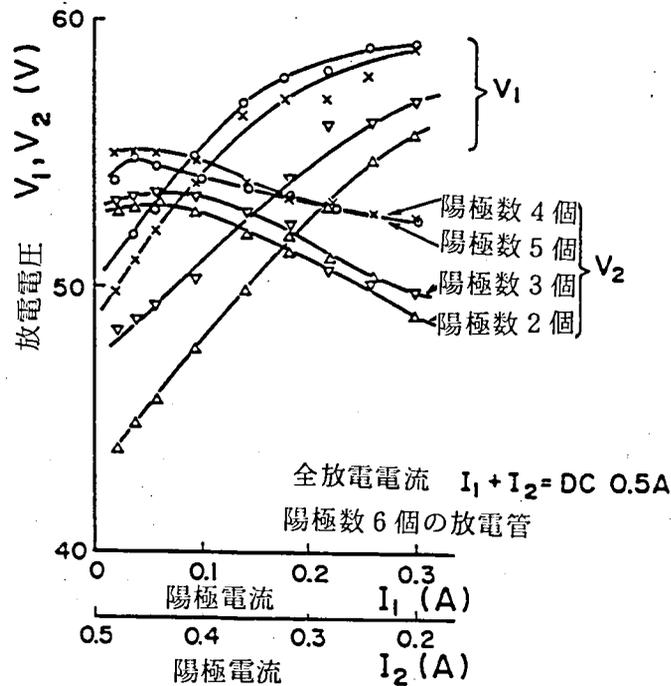


図 2.4 並列放電路数が 3 から 6 条での、1 条の放電路の電圧電流特性。  $V_1 - I_1$  は回路 1 につながれた 1 条の放電路の電圧電流特性、  $V_2 - I_2$  は他方の回路につながれた他の複数放電路の電圧電流特性。図中の陽極数は同時に接続した放電路数。  $V_1 - I_1$  と  $V_2 - I_2$  の交点は、全放電路電流  $0.5A$  を動作全放電路数で除した値にほぼ等しい  $I$  の付近にある。

## 2.3 拡散による相互作用

### 2.3.1 隣接放電路からの拡散粒子流入の効果

分流形放電管の放電路特性が正特性になる 2 つの機構のうち、高周波電流変調が生じていないとき観測される機構をあきらかにする。陽極数が 2 個のとき 1 条の放電電流が他の放電路に与える影響を図 2.5 に示した放電管により求めた。放電管構造は内管開口端近傍に Na 3 の陽極がある以外は図 1.1 と同じである。まず Na 1, Na 2 の両陽極に電流を流さずに Na 3 陽極と陰極間の放電電圧  $V_3$  を電流  $I_3$  について測定する。次に Na 3 陽極に電流を流さずに、Na 2 陽極の電流  $I_2$  をパラメータにして Na 1 陽極と陰極間の放電電圧  $V_1$  を放電電流  $I_1$  に対して測定する。並列放電を形成している外管内陽光柱の電圧降下は、  $I_1 + I_2 = I_3$  のときの  $V_1 - V_3$  を求めることで得られる。結果を図 2.6 に示す。電圧電流特性 ( $V_1 - V_3$ ) 対  $I_1$  は小電流

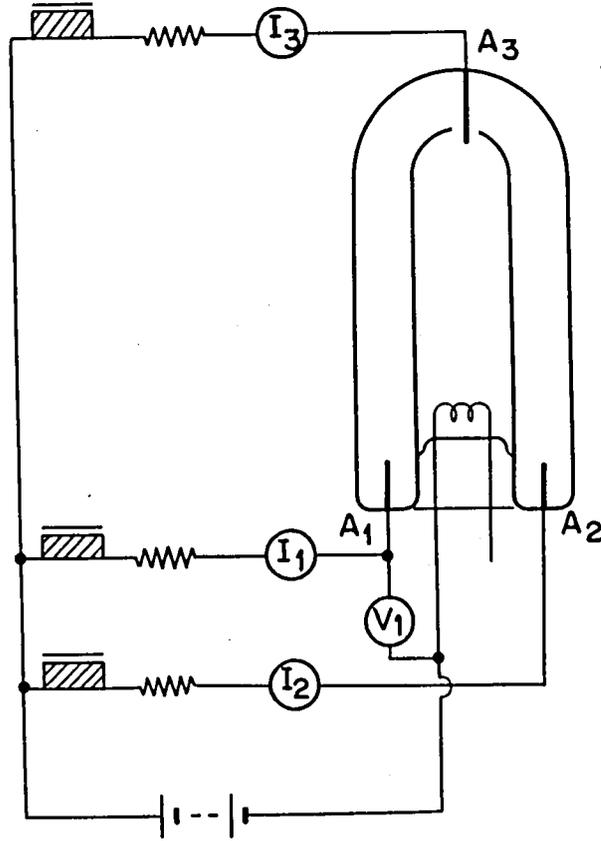


図 2.5 2 条の並列放電路間で、1 条の放電路特性に他の放電路電流が与える影響を測定する測定回路。放電管は内管開口端に第 3 の陽極があり、3 個の陽極電流は独立に制御できる。

域で正特性を示し、この正特性域は  $I_2$  が増大するほど拡大する。特に  $I_1$  が十分小さい領域では、電圧は電流  $I_1$  にほぼ比例し、 $I_1$  一定では電圧は  $I_2$  にほぼ反比例している。

この正特性は隣接する放電路間の粒子拡散により生じる。いま放電路 1, 2 の 2 条の並列放電を考え、放電路 2 は一定電流値  $I_2$  で放電しているものとする。放電路 1 の荷電粒子は壁方向と同時に円周方向にも拡散する。一方円周方向から放電路 2 からの拡散粒子が流入してくる。この差し引きの粒子損失量と放電路 1 内での衝突電離による荷電粒子発生量がつりあう。よって放電路 1 に対し次式が成立する。

$$n_{e1} \nu_i(T_{e1}) = \frac{D_{a1}}{A^2} n_{e1} - h \frac{D_{a2}}{A^2} n_{e2} \quad (2.1)$$

ここで  $\nu_i(T_{e1})$  は電離周波数、 $T_e$  は電子温度、 $n_e$  は電子密度、 $D_a$  は両極拡散係数で  $D_a \doteq \mu_i kT_e / q$  の関係を持つ。 $\mu_i$  はイオンの移動度、 $k$  はボルツマン定数、 $q$  は電荷

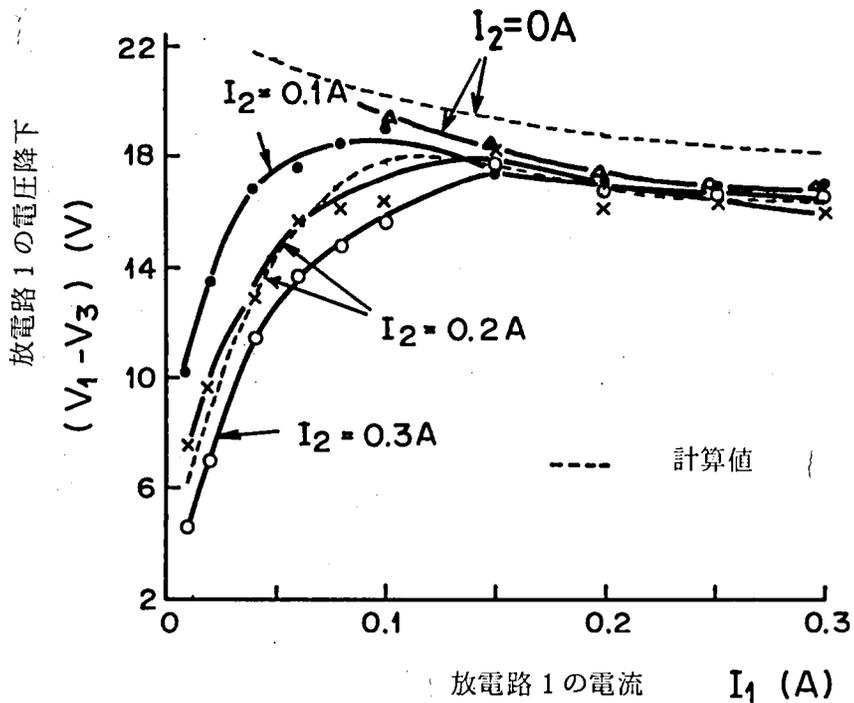


図 2.6 2 条の並列放電形成時の 1 条の放電路の電圧電流特性。パラメータは他の放電路の電流。破線は (2.1) 式による計算結果。

量,  $\lambda$  は拡散長で放電路 1 と 2 とでは等しい値とする。  $h$  は放電路 2 の拡散粒子のうち放電路 1 に影響を及ぼす粒子の割合, 添え字 1, 2 は各放電路を表わす。  $\nu_i$  ( $T_e$ ) の計算に Waymouth と Bitter が用いた方法を用いる。<sup>25)</sup> その場合 (2.1) 式は (2.2) 式に変換される。

$$\theta = \frac{1.32 \exp(-1.153 \times 10^5 / T_{e1})}{1 - h \frac{T_{e2} \tau n_{e2}}{T_{e1} \tau n_{e1}}} \left\{ 1 + 6.0 \exp \left[ - \frac{(\log r' n_{e1} - 14.4)^2}{1.44} \right] \right\} \quad (2.2)$$

ここで  $\theta$  は次式で与えられ, 放電管仕様から決まる。

$$\theta = \frac{1}{2} \frac{1}{A^2} \left( \frac{\pi m}{2qV_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\mu_i}{N_g r_{gi} \delta} \right) \quad (2.3)$$

ここで  $V_i$  は電離電圧,  $m$  は電子の静止質量,  $N_g r_{gi}$  は衝突断面積から決まる数,  $\delta$  は実験定数で 1.5 にとっている。

$\tau'$  は水銀の  $6^3 P_1$  状態の実効的な緩和時間である。計算条件としてネオン 6 Torr 封入、水銀蒸気圧 10mTorr、拡散長は直径 32mm の円断面と等価とする。よって  $\theta = 1.46 \times 10^{-4}$ 、 $\tau' = 5.3 \times 10^{-5}$  (s) が得られる。

最初に放電路 2 の電流  $I_2$  が零の場合 ( $n_{e2} = 0$ ) の放電路の陽光柱電界電流特性  $E_1 - I_1$  を求める。計算の手順は次の通りである。 $\tau' n_e$  を設定すれば (2.2) 式より  $T_e$  が求まる。これから電子 1 個当りの損失を求めエネルギー平衡の条件より  $E$  を求める。最後に次式から電流値を求める。

$$I = \pi R^2 q \mu_e n_e E = 2.43 \times 10^{-18} \tau' n_e \mu_e E \quad (2.4)$$

結果を図 2.6 に破線であわせて示した。

次に  $I_2 = 0.2A$  の場合の  $T_{e1}$  を求める。 $I_2 = 0$  で  $I_1 = 0.2A$  時の  $T_{e1}$ 、 $\tau' n_{e1}$  の値から  $T_{e2} = 1.17 \times 10^4$  K、 $\tau' n_{e2} = 8.46 \times 10^{12}$  とし、 $h$  は実験値との一致から  $1/2$  とする。これらの値を (2.2) 式に代入し、 $T_{e1}$  をパラメータとして  $\theta - \tau' n_{e1}$  を計算した結果を図 2.7 に示す。ここで  $\nu_i (T_{e1})$  が十分小さな領域では放電路 1 の粒子は、放電路 2 からの流入粒子が支配的になるため電子温度は  $T_{e2}$  に漸近するとしている。図 2.7 の結果は  $T_{e1} = 1 \times 10^4$  K 付近では、各  $T_{e1}$  に対し同一の  $\theta$  値を満足する  $\tau' n_{e1}$  が 2 個存在することを示している。 $I_2 = 0.2A$  の場合の放電路 1 の  $E_1$ 、 $I_1$  を求めた結果を図 2.6 に破線であわせて示した。実験と計算はよい一致を示す。以上の結果は放電路 2 より拡散粒子が放電路 1 に流入することで、放電路 1 の粒子損失が実質的に抑えられ電離周波数が低下することが電圧電流特性に正特性が生じる原因であることを示している。

### 2.3.2 拡散による作用を支配する要因

拡散粒子流を支配する要因、すなわち (2.1) 式中の  $h$  を構成する要素を求める。同軸二重管で陽極数 2 個の場合を例にとる。二重管の間の放電空間を図 2.8 に示す並行平板で挟まれた無限長の空間で表わす。直交座標系をとり  $x = \pm L$  の位置に並行平板壁を置く。陽極は  $y$  軸上に  $N_1$  の陽極が間隔  $d$  で無限個並び、 $N_2$  の陽極は  $N_1$  の陽極の中間点に無限個並んでいる。放電電流は  $x \cdot y$  軸と直交方向 (紙面に垂直) に流れるものとする。

1 条の放電のみに注目する。隣接する放電路からの粒子流入がない場合、(2.1) 式は (2.5) 式に変形される。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = n_e \nu_i + D_a \nabla^2 n_e \quad (2.5)$$

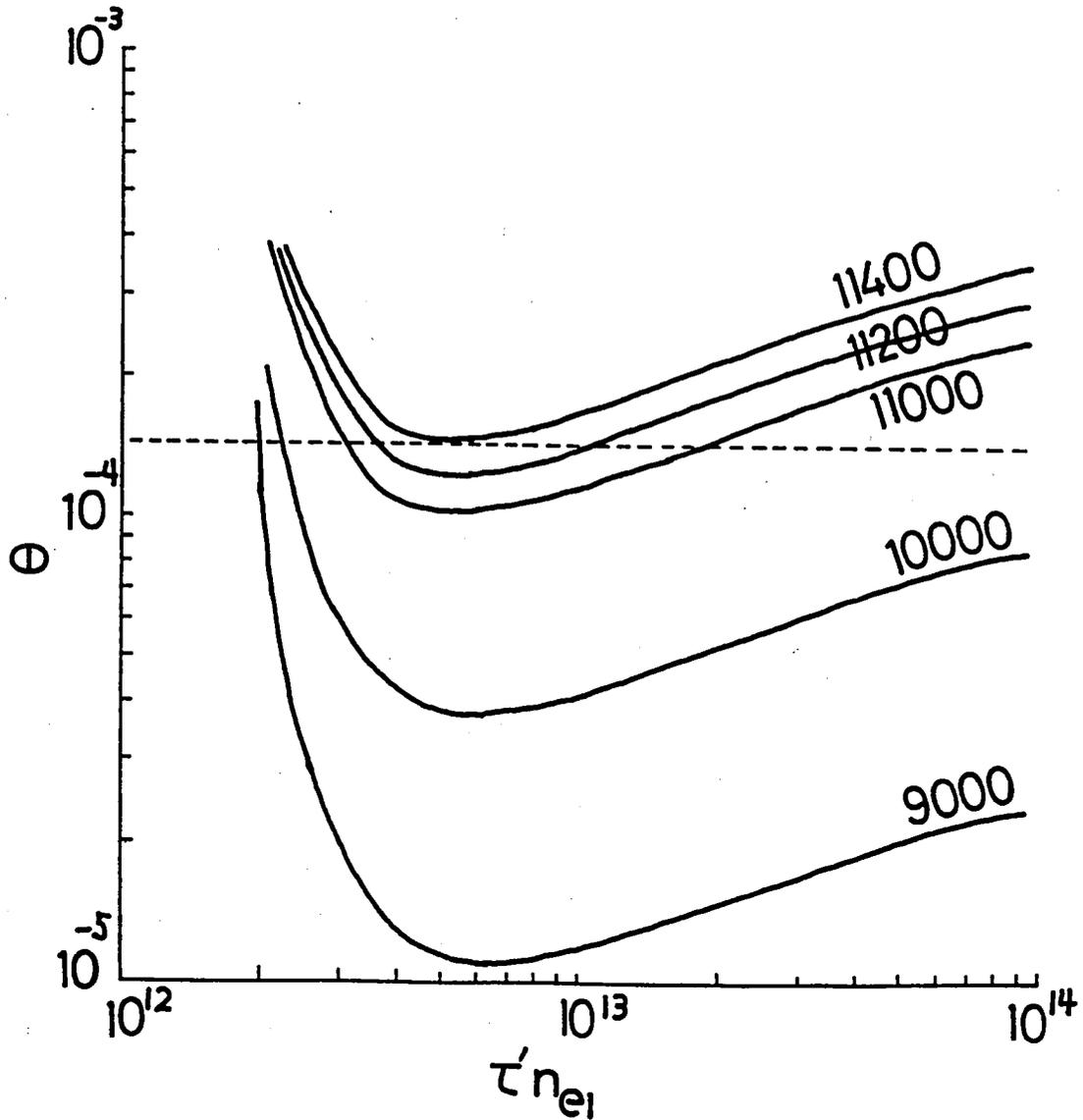


図 2.7 (2.2) 式の  $\theta$  と  $\tau' n_{e1}$  の計算結果。パラメータは電子温度。

いま直流放電を考え ( $\partial n_e / \partial t = 0$ ), (2.5) 式を変数分離法で解けば電子密度分布は次式で与えられる。

$$n_e = \sum_n A_n e^{-\lambda_n y} \cos(k_n x) \quad (y \geq 0, n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots) \quad (2.6)$$

ここで  $\lambda_n^2 = k_n^2 + \nu_i / D_a$ ,  $k_n = \pi / 2L (2n + 1)$ ,  $A_n$  は定数である。区間  $0 \leq y \leq d$  で Na 1 の陽極の放電による電子密度  $n_{e1}$  は,  $y = 0$  に中心を持つもの他に  $y = \pm m d$  ( $m = 1, 2, 3 \dots$ ) に中心を持つ無限個の Na 1 の放電にもとづく電子密度を加えたもので表わされる。

$$\begin{aligned} n_{e1} &= \sum_m \left\{ \sum_n (A_n e^{-\lambda_n y} \cos k_n x) + \sum_n (A_n e^{-\lambda_n (y+md)} \cos k_n x) + \sum_n (A_n e^{-\lambda_n (md-y)} \cos k_n x) \right\} \\ &= \sum_m \sum_n A_{mn} (\varepsilon^{-\lambda_n y} + \varepsilon^{-\lambda_n (y+md)} + \varepsilon^{-\lambda_n (md-y)}) \cos k_n x \quad 0 \leq y \leq d \quad (2.7) \end{aligned}$$

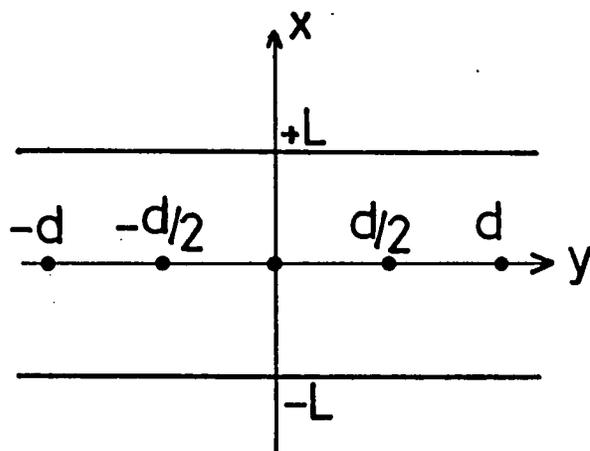


図 2.8 分流形放電管の外管内放電空間を無限長並行平板ではさまれた放電空間で近似する。No 1 陽極は間隔  $d$  で、No 2 陽極はその中間に無限個ならんでいる。

上式は  $m$  に対して等比級数であるから (2.8) 式に書き直される。

$$n_{e1} = \sum_n A_n \left( \frac{\epsilon^{-\lambda_n y}}{1 - \epsilon^{-\lambda_n d}} + \frac{\epsilon^{-\lambda_n d}}{1 - \epsilon^{-\lambda_n d}} \epsilon^{\lambda_n y} \right) \cos k_n x \quad (2.8)$$

次に No 2 の陽極の放電にもとづく電子密度  $n_{e2}$  は同様にして求められ次式で表わされる。

$$n_{e2} = \sum_n B_n \frac{\epsilon^{-\lambda_n d}}{1 - \epsilon^{-\lambda_n d}} (\epsilon^{-\lambda_n y} + \epsilon^{\lambda_n y}) \cos k_n x \quad \left(-\frac{d}{2} \leq y \leq \frac{d}{2}\right) \quad (2.9)$$

ここで  $B_n$  は定数である。二重管の電子密度分布は No 1 と No 2 の 2 個の陽極電流にもとづくから  $n_{e1}$  と  $n_{e2}$  の和で与えられる。定数  $A_n$ ,  $B_n$  は各陽極電流値により決定される。

いま No 2 の陽極電流が零のとき No 1 の陽極電流による電子密度を考える。No 1 の陽極位置 ( $y = 0$ ) の密度  $n_{e1}(0)$  と No 2 の陽極位置 ( $y = d/2$ ) の密度  $n_{e1}(d/2)$  は (2.10) (2.11) 式で与えられる。

$$n_{e1}(0) = \sum_n A_n \left( \frac{1 + \epsilon^{-\lambda_n d}}{1 - \epsilon^{-\lambda_n d}} \right) \cos k_n x \quad (2.10)$$

$$n_{e1}(d/2) = \sum_n A_n \frac{2\epsilon^{-\lambda_n d/2}}{1 - \epsilon^{-\lambda_n d}} \cos k_n x \quad (2.11)$$

両式の比較から No 1 の放電から No 2 の放電路へ電子が拡散する量は  $\lambda_n d$  が小さいほど増加することが分る。例えば壁間距離  $2L$  が長くなると  $k_n$  が小になり、同時に  $\nu_i$  も小さくなるから  $\lambda_n$  は減少し拡散による相互作用が強まる。<sup>25)</sup> このように放電管の形状 ( $L$ ,  $d$ ) は拡散による相互作用に強い影響を与える。一方封入ガスの種類、圧力を変えた場合は両極性拡散係数

$D_0$  が変化するが、同時に電離周波数  $\nu_i$  もほぼ同じ割合で変化するため  $\lambda_n$  はほとんど変化しない。<sup>25)</sup> よって封入ガス条件を変えても拡散による効果はほとんど変わらないことが予想される。実測結果については第4章で述べる。

### 2.3.3 円周方向粒子拡散の距離・並列放電路数依存性

前節では円周方向粒子拡散を支配する要因を、陽極数2個の場合について求めた。本節では粒子拡散が円周方向距離および並列放電路数により変化する様子を実験で求める。測定に用いた実験回路を図2.9に示す。陽極数6個の放電管を用い、Na 1の陽極に一定電流0.25Aを流す。残りの陽極から適当に2個の陽極を選び、これを短絡して放電させる。そして放電路電流波形から各電流平均値を求めその比を求める。放電管の軸対称性からのずれにもとづく影響を除去するために、Na 1の陽極が放電していない状態で同じ測定をし、このとき得られた電流比を用いて前の値を規格化した。結果を図2.10に示す。

もしNa 1放電路電流が他の放電路に何の影響も与えないならば、任意の2条の放電路電流の比は常に1であろう。したがって分流比1からのずれはNa 1放電路電流が他の放電路に与える影響の大きさを示す。最初に2つの放電路がNa 1放電路から等距離にある場合 (Na 2とNa 6, Na 3とNa 5), この2条の放電路電流比はほぼ1である。次に各放電路とNa 1の放電路の距離

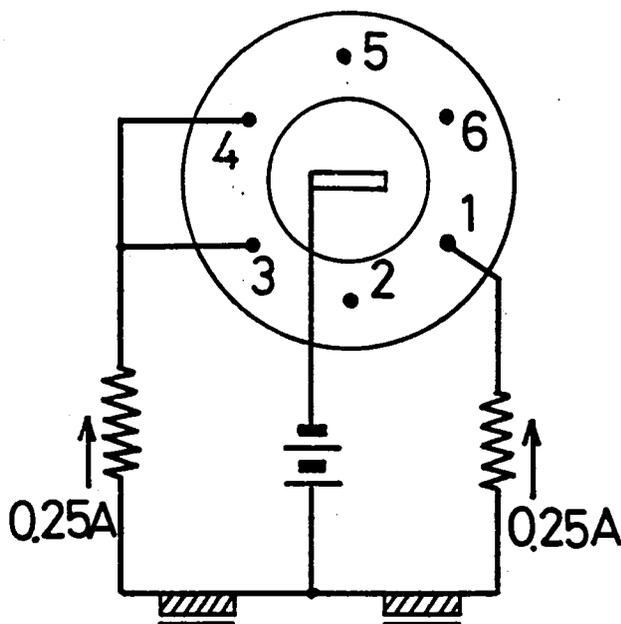


図 2.9 Na 1 の放電路の電流が他の 2 条の並列放電路電流比に与える影響を測定する回路。

比が2倍でかつNa 1の片側に2条ともある場合 (Na 6とNa 5, Na 2とNa 3), 電流比は100 : 75, 100 : 85と大きく異なる。これに対しNa 1からの距離比が同じでも2条の放電路がNa 1の両側に分れている場合 (Na 6とNa 3, Na 2とNa 5), 電流比は100 : 98, 100 : 94と1に近い。このことはNa 1の放電路からの粒子拡散は隣接する放電路Na 2, 6に影響を及ぼすが, 放電している放電路を通してその先の放電路にまでは影響をほとんど与えないことを示している。

次に2つの放電路のうち1つをNa 2 (またはNa 6) に固定し, 他の放電路との位置関係と電流比に着目すると, Na 3→4→5→6 (またはNa 5→4→3→2) の順にしたがい電流比が1に近づいていく。この結果も, 他の放電路がNa 1の放電路より受ける影響は, 放電しているNa 2 (またはNa 6) の放電路の方向からはほとんどなく, 途中で放電している放電路を介さない反対方向からが主であることを示している。よって多条放電路での粒子拡散による効果は隣接する放電路にしか生じないといえる。

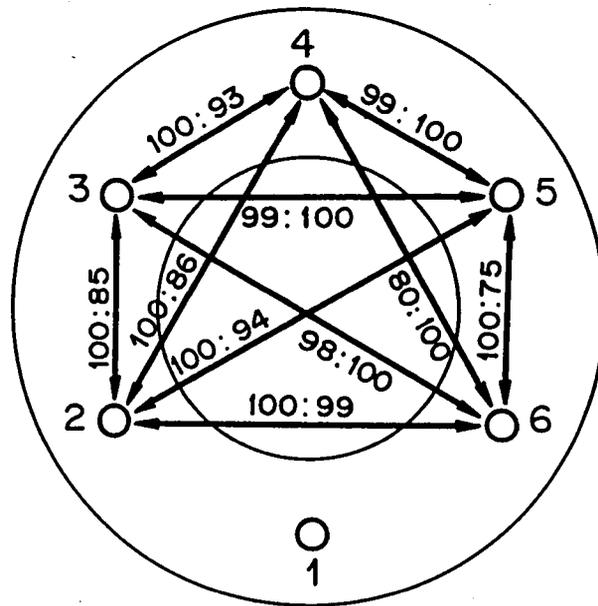


図 2.10 Na 1 の放電路電流による他の 2 条の並列放電路の電流比の変化。結果は Na 1 放電路電流が零の時の値で補正してある。Na 1 放電路から離れるほど Na 1 放電路の影響が小さくなる。

## 2.4 放電路電流振動時の正特性

### 2.4.1 高周波電流重畳効果

図2.2の測定結果は分流形放電管の放電路電流が数kHzの高周波で変調されると、電圧電流静特性の正特性を示す範囲が著しく拡大することを示している。これと類似の現象に直流放電に数kHzの高周波放電を重畳すると、電圧電流直流成分が正特性を示す例がある。長谷部の報告によれば、アルゴンと水銀の低気圧放電では変調周波数が約3kHzのとき最も顕著に正特性が観測されている。<sup>23)</sup>

直流放電に高周波放電を重畳した場合の陽光柱特性についてPolman等が解析している。<sup>26)</sup> 筆者もPolman等と同一の解析式を用いて、高周波電流重畳時の陽光柱特性を解析した。水銀の励起レベルとして基底準位(添え字gで表わす)、 $6^3P_0$ (qで表わす)、 $6^3P_1$ (rで表わす)、 $6^3P_2$ (sで表わす)と電離レベル(iで表わす)のみを考える。各励起レベルにある原子密度 $N_x$ 、電子密度 $n_e$ 、電子エネルギー $U_e$ について(2.12)~(2.16)式が成立する。また放電電流 $I_0(1 + \beta \sin \omega t)$ は電子電流のみを考えて(2.17)式で表わされる。ただし放電管断面は半径 $R$ の円筒とし、各密度分布はベッセル関数で表わされるものとする。

$$\frac{\partial}{\partial t} N_q = n_e \{ K_{gq} N_g - (K_{qg} + K_{qi} + K_{qr} + K_{qs}) N_q + K_{rq} N_r + K_{sq} N_s \} \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} N_r = n_e \{ K_{gr} N_g + K_{qr} N_q - (K_{rg} + K_{ri} + K_{rq} + K_{rs}) N_r + K_{sr} N_s \} - \frac{N_r}{\tau} \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} N_s = n_e \{ K_{gs} N_g + K_{qs} N_q + K_{rs} N_r - (K_{sg} + K_{si} + K_{sq} + K_{sr}) N_s \} \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n_e = -D_a \nabla^2 n_e + n_e (K_{gi} N_g + K_{qi} N_q + K_{ri} N_r + K_{si} N_s) \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} U_e = -\chi \nu (U_e - U_g) + q \mu_e E^2 + \sum_{xy} K_{xy} N_x \Delta U_{xy} \quad (2.16)$$

$$I_0 (1 + \beta \sin \omega t) = 0.43 \pi R^2 n_e q \mu_e E \quad (2.17)$$

ここで $K_{xy}$ は $x$ 準位から $y$ 準位への遷移係数、 $\tau$ は $r$ 準位の励起原子が紫外線を放射して基底状態に戻る時定数、 $\chi$ は弾性衝突損失係数、 $\nu$ は電子と希ガスとの衝突周波数、 $U_g$ はガスエネルギー、 $q$ は電荷量、 $\mu_e$ は電子の移動度、 $E$ は陽光柱電界、 $\Delta U_{xy}$ は $x$ 準位と $y$ 準位のエネルギー差で、 $y=i$ のときは $\Delta U_{xi} = U_x - U_i - \frac{5}{2} k T_e$ とする。 $U_x$ は $x$ 準位の励起エネルギー、 $k$ はボルツマン定数、 $T_e$ は電子温度である。放電電流は直流電流 $I_0$ が、変調度 $\beta$ 、角周波数 $\omega$ で変調されている。

解析条件はネオン6Torrで管径38mmである。最初に直流放電( $\beta = 0$ )の計算結果を図2.11に示す。電流が増加すると電界は漸減、電子密度は電流にほぼ比例して増加するが励起原子密度は飽和傾向を示す。変調周波数1kHzで変調振幅を一定に保って直流電流を変えた

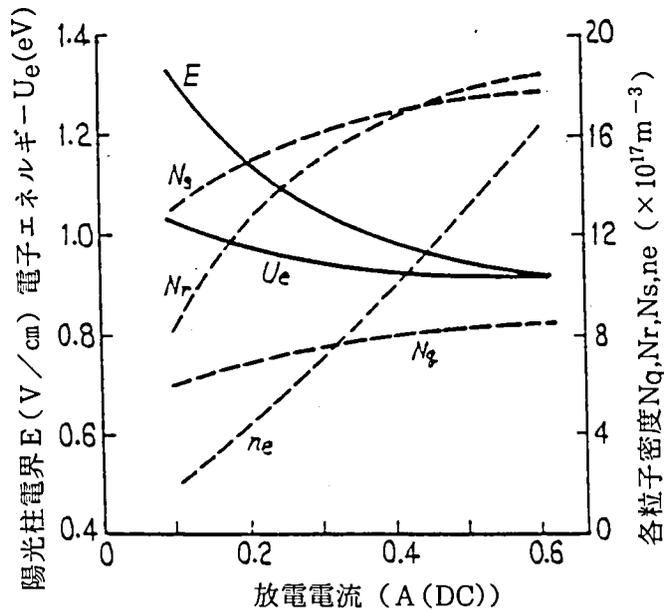


図 2.11 管径38mmにネオン 6 Torrと水銀を封入した放電管の直流放電特性計算結果。

きの、平均陽光柱電界の計算結果を図2.12に示す。今度は電流が増加すると電界が増加する正特性が生じている。正特性を示す領域は電流変調振幅が大きいほど大になっている。

直流放電を高周波で変調したときの電子密度の変化は次のように説明される。電子の損失は両極性拡散による。上記の条件では拡散時間は約 1 msである。一方電子の生成は励起状態を経由する二段階電離により大部分が生じる。この電子生成時間は約0.2msと計算される。

まず周波数依存性を説明する。図2.13に変調振幅を一定に保ち周波数を変化させたときの平均電子密度と平均電界の変化を、図2.14に 1 kHzと17kHzの 1 サイクル中の各粒子密度、陽光柱電界の変化を示す。電流の時間変化が十分遅い場合、電子密度は電流の増減に追従して変化し陽光柱平均電界は直流放電時の値にほぼ等しい。電流変化が速くなり電子の発生と拡散の2つの変化の間になると(1 kHz前後)、電流が増加するとき電子密度増加は追従できるが、電流が減少する位相では電子密度の減少は追従できない。このため平均電子密度は低周波時より増加し、増加を抑制するために陽光柱平均電界が低下する。さらに電流変化が速くなると電子の生成・損失ともに電流の変化に追従できなくなる。このため陽光柱平均電界は放電電流平均値に依存するだけとなり、直流放電時の値に漸近する。

次に放電電流直流分に対する重畳高周波電流成分の比、すなわち変調度を増加した場合の平均電子密度の変化について述べる。図2.15に変調度に対する陽光柱電界の変化を示す。Polmanは次のように説明している。周波数が高くなり電流の変化に電子密度が追従できなくなると、陽光柱電界によって電子温度が変化するようになる。このとき電流の変調度が増加すると電子温

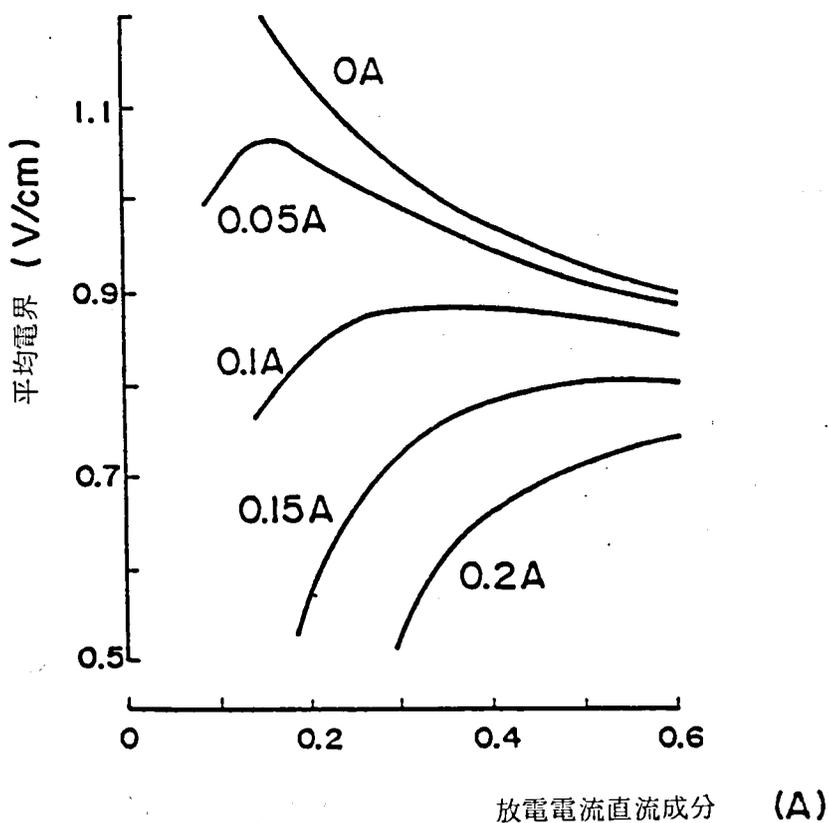


図 2.12 周波数 1 kHz, 振幅一定で電流変調したときの平均電流電圧特性計算結果。

パラメータは高周波電流振幅値

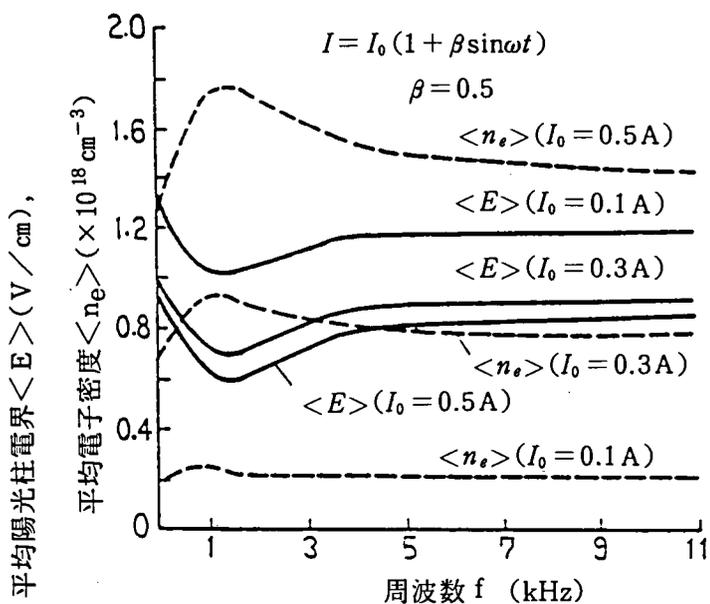


図 2.13 振幅一定で電流変調したときの、周波数対平均電子密度、電界の計算結果。

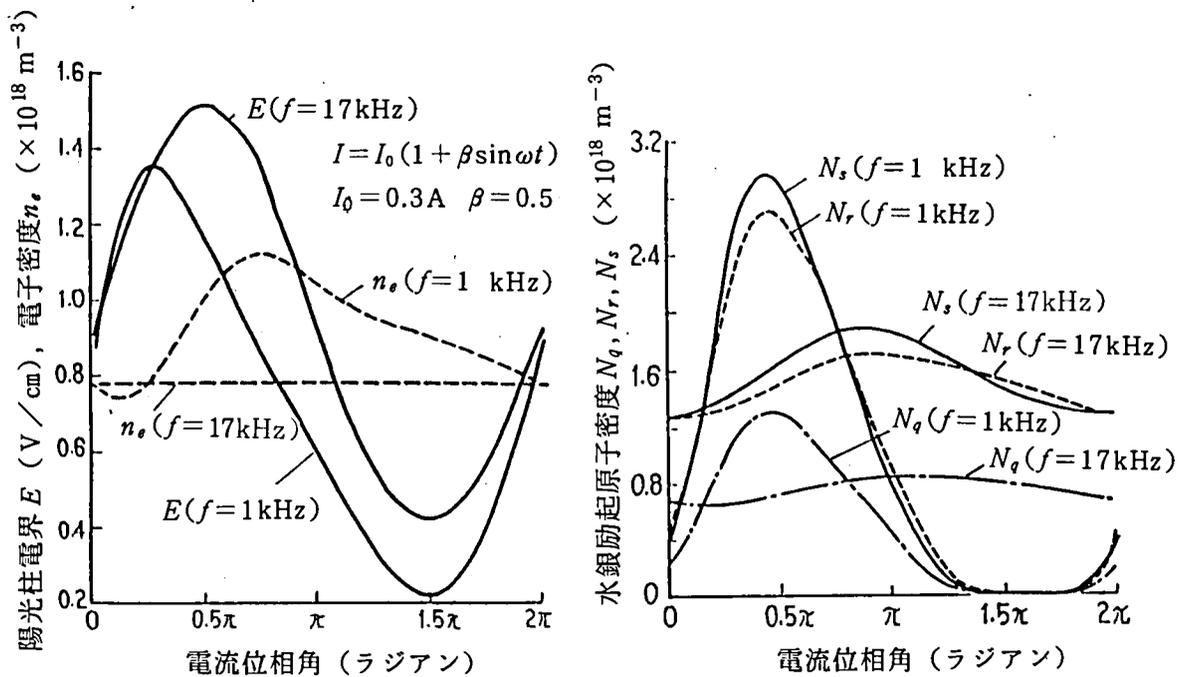


図 2.14 変調 1 サイクル中の各粒子密度，陽光柱電界の変化計算結果。

度の変化も大になる。電離確率は電子温度に対して指数関数的に変化するため，電子の生成は電子温度の最大値に大きく依存する。したがって電流変調度の増加は電子温度の最大値を増加させ，電子の平均生成量を増加させる。この結果，平均陽光柱電界が減少する。

高周波電流重畳効果は上記の 2 つの特性が重なって生じたものである。放電回路電流が時間変化しない場合，電子温度したがって陽光柱電界は電流に対しほぼ一定値を保つ。放電電流を電離と拡散損失の 2 つの時定数の中間値に対応する周波数で高周波変調すると，平均電子密度が増加し陽光柱電界が減少する。電界の減少は変調度に依存するため電流変調振幅が一定ならば，直流電流が小になるほど変調度が増加し平均陽光柱電界が減少する。この結果正特性が生じる。

#### 2.4.2 分流形放電管での高周波電流重畳効果

分流形放電管では 3.2 節で述べるように，各陽極表面で規則正しく生じる陽極振動により電流が変調され高周波電流重畳効果が生じる。陽極降下を等価高周波電源  $E_1$ ， $E_2$  で表わし図 2.16 の並列放電路等価回路を得る。 $E_1$  と  $E_2$  は一定振幅で位相差  $\pi$  で同期している。抵抗  $R_1$ ， $R_2$  は放電路の等価抵抗で，各放電路の平均電流を  $I_1$ ， $I_2$  とし陽光柱電圧を  $V_L$  とすれば (2 条の放電路に共通)， $R_1 = V_L / I_1$ ， $R_2 = V_L / I_2$  で与えられる。並列放電路に重畳する電流振幅  $I_{pp}$  は図 2.16 の回路から次式で与えられる。

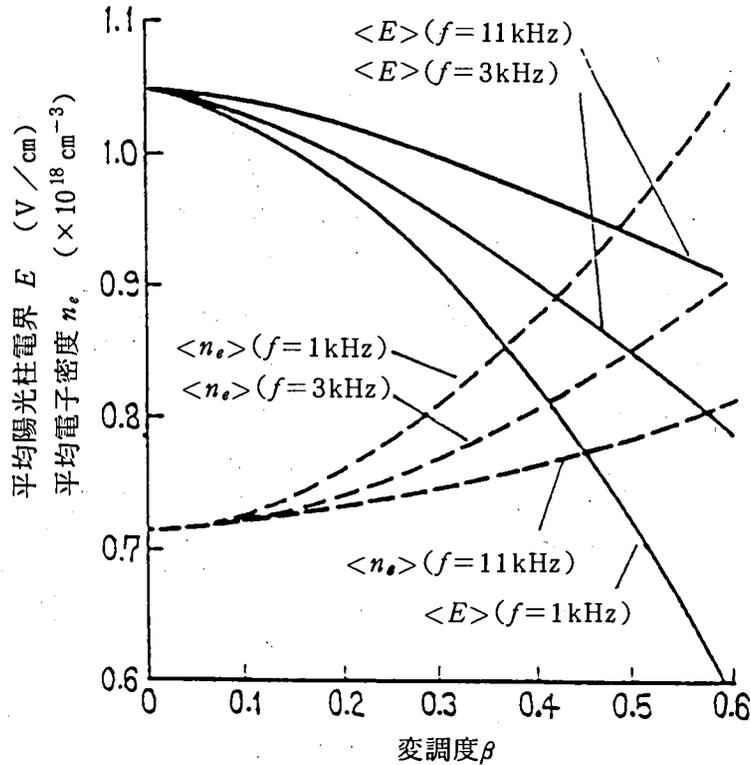


図 2.15 電流振幅変調度と陽光柱電界，電子密度の変化計算結果。

$$I_{pp} = \frac{E_1 + E_2}{R_1 + R_2} = \frac{E_1 + E_2}{V_L} \cdot \frac{I_1 I_2}{I_0} \quad (I_1 + I_2 = I_0) \quad (2.18)$$

$(E_1 + E_2) / (V_L \cdot I_0)$  は分流比  $I_1 : I_2$  に対しほぼ一定であるから， $I_{pp}$  は  $I_1 = I_2$  のとき最大になり，分流していないとき零である。したがって高周波電流重畳効果以外の拡散による効果である程度の正特性が生じ分流が生じていないと，高周波電流重畳効果は生じない。次に電流変調度は各放電路について  $I_{pp} / I_1$  および  $I_{pp} / I_2$  で与えられるが，(2.18) 式より互いに他方の放電路電流に比例する。したがって1つの放電路の電流が零に近づくと変調度は最大値  $(E_1 + E_2) / V_L$  に近づく。このため拡散相互作用により分流が生じると，そのときの分流比が1:1より大きく外れていても，電流の小さい放電路の変調度は大きくよって電界が減少，電流が大きい放電路では変調度は小さく電界が減少しない。この結果電界が減少する放電路の電流が増加し，2条の放電路は等しい電流値になるよう状態が変化し平衡状態になる。

以上に述べた正特性の出現は並列放電路間の特性に対し生じるのであって，放電管全体の電圧電流特性に対して生じるものではない。正特性を得るには電流の直流分が減少するに従って

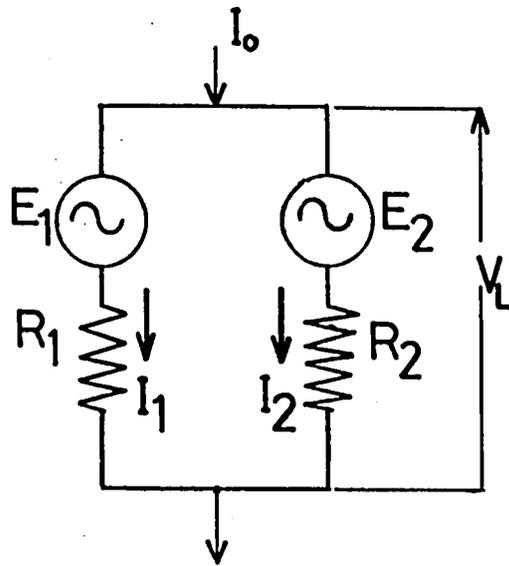


図 2.16 陽極振動を高周波電源で表した並列放電路等価回路。2 個の等価電源は振幅が一定で位相は 180 度異なる。

変調度が増加することが必要である。(2.18) 式で  $I_1 = I_2 = \frac{1}{2} I_0$  のときの変調度  $I_{PP} / I_0$  は放電電流に対し無関係に一定であり正特性出現の条件を満足しない。実験結果も放電管全体の電圧電流特性は電流が増加すると電圧が漸減する負抵抗特性を示す。

## 2.5 分流形放電管の振動電流と高速切換え方式との違い

分流形放電管のマルチアーク形成機構と並列放電路を高速切換えする方式との違いをあきらかにする。並列放電路にスイッチを直列に接続し、瞬時にはただ 1 つのスイッチを導通させる高速切換え方式では、放電路の瞬時電流値は全電流値か零かである。よって並列放電路の平均電流の比は、スイッチ間の導通時間比によってのみ定まり、放電路のインピーダンス特性に関係しない。

分流形放電管では次章で示すように陽極振動が一種のスイッチ動作をするため、放電路電流が高速切換え方式と似た波形を示す。図 2.16 の放電路モデルを参考にして高速切換え方式と比較する。陽極降下電圧は 2 つの陽極で交互に発生・消滅を繰り返す。放電路 1 の陽極降下電圧が零で放電路 2 の陽極降下電圧が  $E_2$  のとき、放電路 1 の電流  $I_1$ 、放電路 2 の電流  $I_0 - I_1$  は次式で表わされる。

$$I_1 = \frac{V_L}{R_1}$$

$$I_0 - I_1 = \frac{V_L - E_2}{R_2}$$

両式から  $I_1$  は (2.19) 式で与えられる。

$$I_1 = \frac{R_2 I_0 + E_2}{R_1 + R_2} \quad (2.19)$$

同様にして放電路 1 の陽極降下電圧が  $E_1$ ，放電路 2 では零のとき，放電路 2 の電流  $I_2$  は (2.20) 式で表わされる。

$$I_2 = \frac{R_1 I_0 + E_1}{R_1 + R_2} \quad (2.20)$$

ここで電流振動周波数は十分高いから，放電路のプラズマ抵抗は一周期の間では変化しないとす。放電路 1 の陽極降下電圧の発生・消滅時間を  $T_1$ ， $T_2$  とする。よって放電路 1 と 2 の平均電流  $\bar{I}_1$ ， $\bar{I}_2$  は次式で表わされ，(2.19)，(2.20) 式を用いて変換される。

$$\begin{aligned} \bar{I}_1 &= \frac{1}{T_1 + T_2} \{I_1 T_1 + (I_0 - I_2) T_2\} = \frac{1}{(T_1 + T_2)(R_1 + R_2)} \{R_2 I_0 (T_1 + T_2) + E_2 T_1 + E_1 T_2\} \\ &= \frac{R_2 I_0 + E_1}{R_1 + R_2} \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\bar{I}_2 = \frac{1}{T_1 + T_2} \{I_2 T_2 + (I_0 - I_1) T_1\} = \frac{R_1 I_0 + E_1}{R_1 + R_2} \quad (2.22)$$

ここで放電管が軸対称であるから  $E_1 = E_2$  が成立するとしている。

放電路の電圧電流特性が負特性ならばプラズマ抵抗  $R_1$ ， $R_2$  はその放電路平均電流  $\bar{I}_1$ ， $\bar{I}_2$  にはほぼ反比例する。(2.21) (2.22) 式より  $\bar{I}_1 = \bar{I}_2$  のときには  $R_1 = R_2$  である。この状態から  $R_1 > R_2$  に変化すると  $\bar{I}_1 < \bar{I}_2$  と変化しますます  $R_1$  が増加， $R_2$  が減少する。この結果，電流の不均衡が進行し放電路 1 の電流が零，放電路 2 に全電流が流れるまで変化する。すなわちマルチアークは形成しない。

以上説明したごとく分流形放電管では電流比が放電路のインピーダンス特性により支配されるので，放電路特性が正特性にならない限り，陽極振動が生じてもマルチアークは生じない。

## 2.6 結 言

以上本章では，分流形放電管のマルチアーク形成機構は並列放電路の電圧電流特性が正特性を示すためであることをあきらかにした。この正特性は隣接する放電路間に生じる粒子拡散による相互作用によりまず生じ，これに陽極振動に起因する高周波電流重畳効果が加わって増大する。本章で得られた結果を要約すると次の通りである。

- 1) 並列放電路の各放電路電圧電流特性は，電流が増加すると電圧が増加する正特性を示す。

これによりたんに陽極を直接接続するだけでマルチアークが形成できる。

- 2) 正特性を生じる機構は隣接する放電路間に生じる粒子拡散による相互作用によりまず生じる。この効果だけでは正特性を示す範囲は狭く、一般には等電流放電にならない。
- 3) 上記の状態で陽極振動により各放電路電流が大きな振幅で変調を受けると高周波電流重畳効果が生じ、各放電路の正特性を示す範囲が拡大する。この結果並列放電時の動作安定点が等電流の点1点になり、安定した等電流放電が形成される。
- 4) 高周波電流重畳効果は荷電粒子の電離による生成速度と拡散による消失速度の中間の速さで電流が変調されたときに生じる。すなわち電流の変化に荷電粒子の生成は追従できるが、消失が追従できないため粒子密度が増加する。そのため荷電粒子生成率を低めるために電界が減少する。電界の減少は電流変調が大なるほど低下するので、放電電流が小さいほど変調が増加し、よって電界が減少する。すなわち正特性が生じる。
- 5) 陽極数6個の放電管で、6条の並列放電路すべてに正特性が生じる。よって並列放電は少なくとも6条までは可能性がある。実際に等電流放電が形成できるのは5条までであるが、この理由は次章で検討する。

## 第3章 陽極振動による電流振動現象<sup>27) 28)</sup>

### 3.1 緒言

分流形放電管の並列放電路電流は複数陽極での陽極振動により特異な振動現象を生じる。本章では電流振動現象とその原因である陽極振動について検討する。

低気圧放電の陽極降下領域の現象は次の通りである。<sup>29)</sup> 定常状態にある陽光柱では電子密度とイオン密度は等しく、イオンは陰極方向へ電子は陽極方向へ電界により移動する。陽極はイオンを放出しないから陽極表面のイオン密度は零であり電子による空間電荷層が生じる。この結果、陽極表面の電界が増加し、空間電荷層内のイオン発生が増加し空間電荷層の発達を抑制、空間電荷層は一定状態で平衡する。このとき陽極降下領域は陽光柱から電子流を集める作用と同時に、陽光柱へのイオン供給源として作用する。

陽極降下層は一種の空間電荷制限層であるから、電流が増加すると電圧も増加する正特性を持つ。<sup>30)</sup> このため一般に陽極降下層は陽極表面全体にわたって形成され、陽極表面電流密度はほぼ均一になる。しかしながら実際の放電では、陽極表面電流が陽極スポットと呼ばれる局所に集中する現象がしばしば生じる。そして陽極スポットはときに多数個になることがある。<sup>31)~33)</sup> 陽極スポットの形成機構についてはいくつかの報告があり、例えば陽極表面吸蔵ガスや陽極近傍の絶縁壁の影響が調べられている。<sup>32)~35)</sup> また陽極スポットが生じている場合でも、陽極の他の表面に同時に電流が流れ、陽極スポット電流密度は陽極平均電流密度の2~3倍であると報告されている。<sup>32)</sup>

陽極振動は陽極スポットでのイオン発生が間欠的・爆発的に生じる現象である。<sup>34)</sup> すなわち時間とともに空間電荷層が成長し、陽極降下電圧がある一定値以上になると陽極表面の電離が急激に増加し空間電荷が消滅する。以下この電離を過剰電離と称する。空間電荷の消滅により陽極降下電圧が消滅し電離が停止する。しばらくは過剰電離で生じた多量のイオンがイオン源になり、陽光柱にイオンを供給する。残存イオンは時間とともに拡散移動により減少し、再び空間電荷が形成される。以下この現象を繰り返す。

陽極振動にともない陽極スポットは発生・消滅を繰り返す。陽極振動発生時にも陽極スポットが複数個形成されることがある。<sup>37)</sup> Rossはアルゴンレーザー管の陽極表面の発光を観測し、パルス状発光が2カ所で交互に生じている例を報告した。<sup>38)</sup> 彼はこの結果から一個の陽極の2カ所で過剰電離が交互に生じているとし、それにもなって陽極電流はスイッチされていると

予想した。

以上の陽極振動に関する研究にもかかわらず、陽極スポットの形成機構、陽極スポットでの電離がどのような条件になったとき間欠的に生じるのか、また複数の陽極スポットが出現する条件など必ずしもあきらかになっていない。

分流形放電管の陽極は複数に分割してあり、かつ同一空間内に各陽極に対応した放電路が存在する。このため各陽極の陽極振動は、それを含む放電路を介して相互に影響を与え特異な電流振動現象をもたらす。このように分流形放電管では陽極振動は一層複雑な様相を示す。本章ではまず分流形放電管の複数陽極での陽極振動について等価回路により特性が計算できることを示す。次いで過剰電離発生機構を検討し陽極振動発生の安定性を検討する。そしてこれらの結果を用いて各陽極での過剰電離が他の陽極へ影響を及ぼす機構を求め、電流振動の特異なパターン形成機構を明らかにする。

### 3.2 振動電流と陽極振動

図1.7～図1.16で示したように各放電路振動電流波形と放電電圧波形との間には、次のような同期特性がある。陽極電圧が急減すると、対応する陽極の電流が急増、他の陽極電流は急減する。次の電圧降下ではそれに対応する別の陽極電流が急増、他は減少という変化を繰り返し、すべての陽極について一巡した後、最初の状態に戻る。

電流の変化の原因を調べるため、陽極根元部に生じている陽極グローの発光波形と、その陽極電流波形を測定した。図3.1は陽極数2個の放電管の場合、図3.2は陽極数4個の場合で(a)

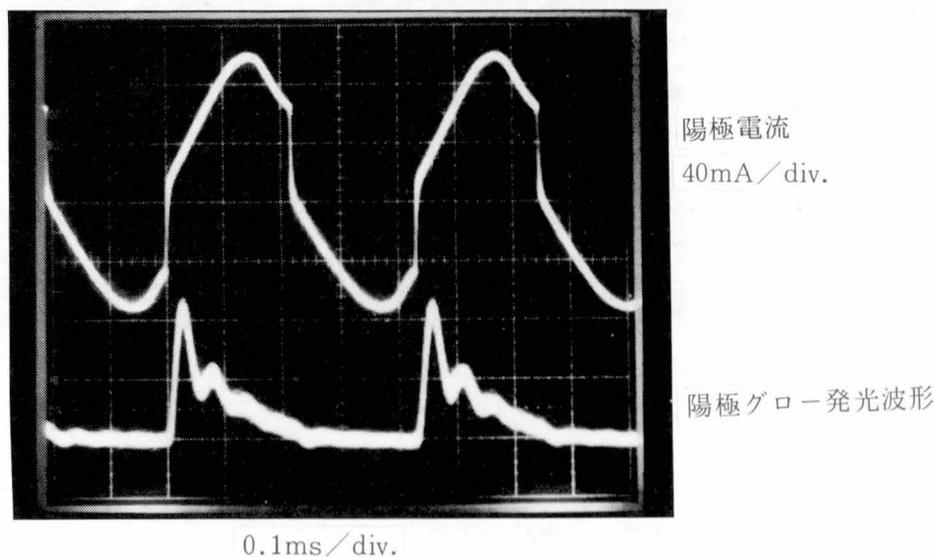


図3.1 陽極数2個の放電管の陽極グロー波形と陽極電流波形。

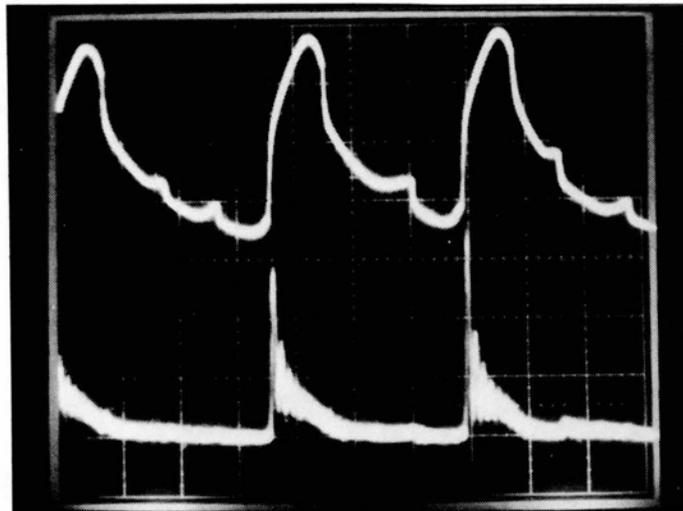


陽極電流  
0.1A/div.

陽極グロー発光波形

0.2ms/div.

(a)



陽極電流  
0.1A/div.

陽極グロー発光波形

0.2ms/div.

(b)

図 3.2 陽極数 4 個の放電管の陽極グロー波形と陽極電流波形。(a) 不規則モード形成時, (b) 基本モード形成時。

図は不規則モード、(b)図は基本モードの場合である。いずれの場合でも電流が急増する位相でパルス状の発光が生じている。このパルス状発光は陽極表面の過剰電離により生じる。よって電圧振動とそれともなう陽極電流の振動は陽極振動と同一の原因（過剰電離）により生じ、この過剰電離は分割した陽極の表面で1.5節で述べた規則性に従い順次に生じる。

外管内並列放電路の発光波形と対応する陽極の電流波形を比較する。測定結果を図3.3に示す。光出力波形と陽極電流波形は同位相でほぼ同波形であり、各陽極に対応してほぼ独立した放電路が形成されていることを示している。

### 3.3 等価回路による振動電流発生メカニズムの解析

#### 3.3.1 電流振動と陽極降下損失の解析

陽極振動による振動電流発生機構を等価回路で表わす。 $n$ 個の放電路を持つ放電管の電気的特性を図3.4の回路で表す。 $R_c$ は陽光柱等価抵抗で数kHz以上の周波数動作では線形抵抗として扱う。並列放電路間の粒子拡散は無視する。 $C, S_n$ の並列回路で陽極降下動作を表わす。 $S_n$ はスイッチで両端電圧が一定の電圧値 $V_i$ に達すると自己降伏し、一定時間後非導通に回復する動作特性をもつ。これは陽極降下電圧が一定電圧に達すると過剰電離が生じ陽極降下電圧が消滅、続いて過剰イオンが拡散・電界移動により陽極空間から消失して再び空間電荷

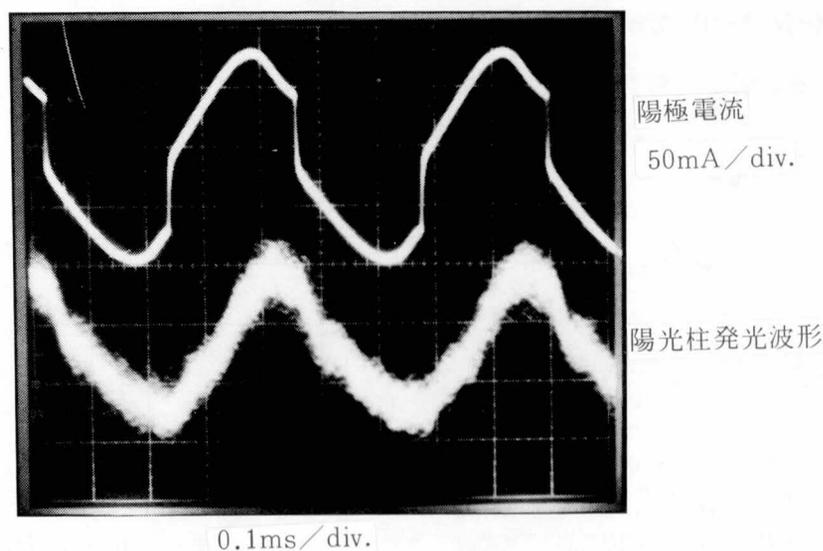


図 3.3 陽極数 2 個の放電管の陽光柱発光波形と陽極電流波形。両者の波形はほぼ一致している。

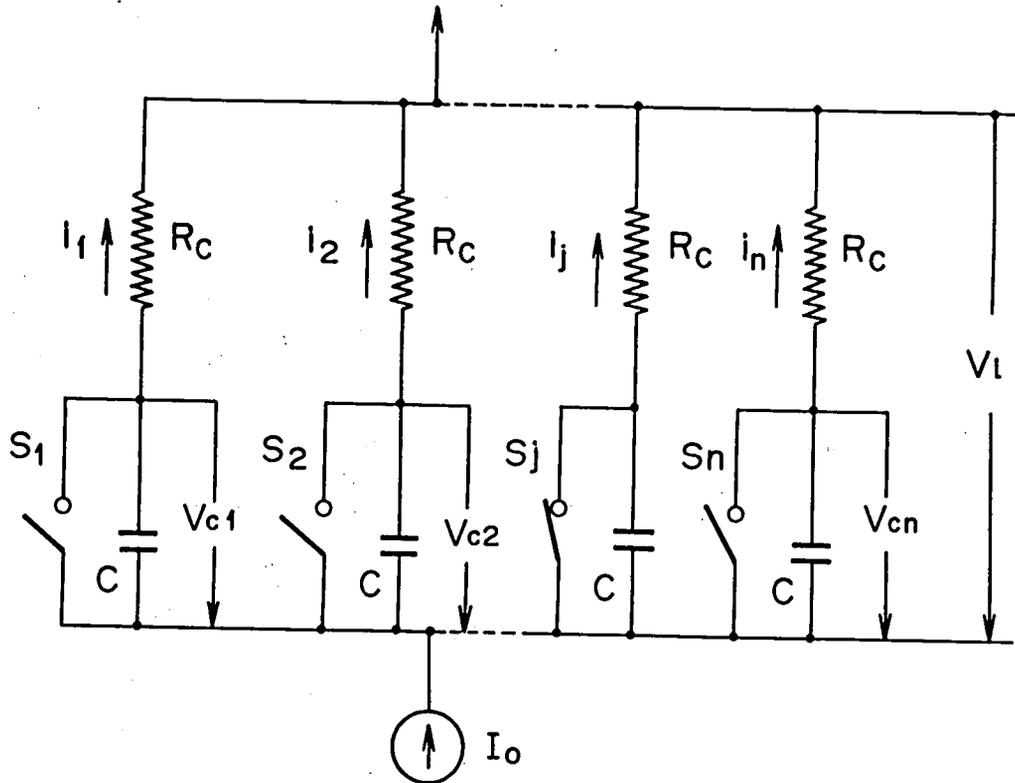


図 3.4 マルチアークの陽光柱，陽極降下領域の等価回路。

が形成されるという過程に対応する。Cは空間電荷層形成の時間遅れを表わす要素でコンデンサで表わす。等価回路と陽極降下領域の理論との対応については次節で検討する。

等価回路を用いて振動電流，放電電圧，陽極降下電圧波形を求める。並列各放電路は互に対称とする。いま時刻  $t = 0$  ですべてのスイッチ  $S_n$  はOFFとする。そして  $t = t_1$  で  $j$  番目のスイッチ  $S_j$  が導通になるとする。この間の各放電路の電圧電流特性は次式で表わされる。

$$i_j = \frac{1}{n} I_0 + \frac{1}{nR_c} \sum_{k=1}^n V_{km} \epsilon^{-\frac{1}{CR_c} t} - \frac{1}{R_c} V_{jm} \epsilon^{-\frac{1}{CR_c} t} \quad (3.1)$$

$$V_{cj} = \frac{1}{n} \frac{I_0}{C} t + \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n V_{km} (1 - \epsilon^{-\frac{1}{CR_c} t}) + V_{jm} \epsilon^{-\frac{1}{CR_c} t} \quad (3.2)$$

$$V_L = \frac{R_c}{n} I_0 + \frac{1}{n} \frac{I_0}{C} t + \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n V_{km} \quad (3.3)$$

ここで  $i_j$  は  $j$  番目の放電路の電流， $V_{cj}$  は  $j$  番目の放電路の陽極部等価コンデンサ電圧， $V_L$  は外管中の放電電圧で，各陽極に対し共通である。 $V_{km}$  ( $k = 1, 2, \dots, n$ ) は  $t = 0$  での各コンデンサ電圧の初期値である。

次に  $t = t_1$  で  $j$  番目のスイッチ  $S_j$  が導通になった後、 $t = t_2$  で再び開放になるとする。よってこの間の特性は次のように表わされる。

$$i_j = I_0 + \left(\frac{1}{n} - 1\right) I_0 \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c n}(t-t_1)} + \frac{1}{nR_c} \sum_{k=1}^n V_{kp} \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c n}(t-t_1)} - \frac{1}{nR_c} V_{jp} \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c n}(t-t_1)} \quad (3.4)$$

$$i_q = \frac{I_0}{n} \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c n}(t-t_1)} + \frac{1}{n-1} \left[ \frac{1}{R_c} \sum_{k=1}^n V_{kp} \left( \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c}(t-t_1)} - \frac{1}{n} \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c n}(t-t_1)} \right) - \frac{1}{n-1} \frac{1}{R_c} V_{jp} \left( \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c}(t-t_1)} - \frac{1}{n} \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c n}(t-t_1)} \right) \right] - \frac{1}{R_c} V_{qp} \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c}(t-t_1)} \quad (3.5)$$

$$V_{cj} = 0 \quad (3.6)$$

$$V_{cq} = R_c I_0 \left( 1 - \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c n}(t-t_1)} \right) - \frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^n V_{kp} \left( \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c}(t-t_1)} - \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c n}(t-t_1)} \right) + \frac{1}{n-1} V_{jp} \left( \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c}(t-t_1)} - \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c n}(t-t_1)} \right) + V_{qp} \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c}(t-t_1)} \quad (3.7)$$

$$V_L = R_c I_0 + \left(\frac{1}{n} - 1\right) R_c I_0 \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c n}(t-t_1)} + \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n V_{kp} \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c n}(t-t_1)} - \frac{1}{n} V_{jp} \varepsilon^{-\frac{1}{CR_c n}(t-t_1)} \quad (3.8)$$

ここで  $i_q$  は  $j$  番目以外の放電路の電流、 $V_{cq}$  は  $j$  番目以外の放電路の等価コンデンサの電圧、 $V_{kp}$  ( $k = 1, 2, \dots, n$ ) は  $t = t_1$  での各コンデンサ電圧初期値である。コンデンサ電圧初期値には次の関係が成立する。

$$V_{cj}(t_1 + 0) = 0$$

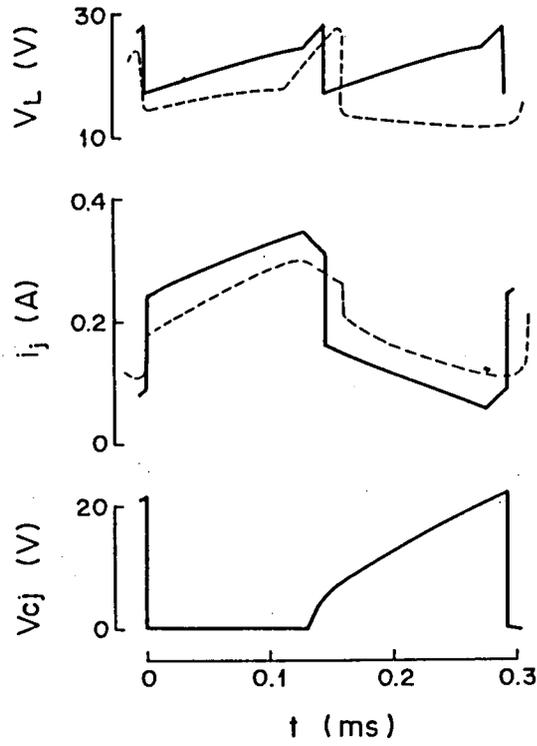
$$V_{cj}(t_1 - 0) = V_i$$

$$V_{km} = V_{c, k+1}(t_2)$$

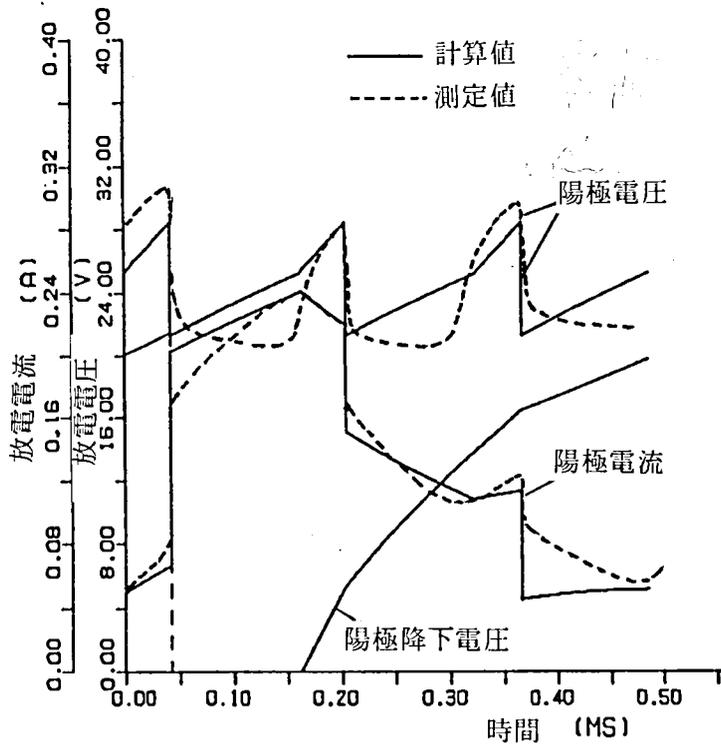
$$V_{kp} = V_{cp}(t_1)$$

(3.1) ~ (3.8) 式を用い、2条 ( $n = 2$ ) と3条 ( $n = 3$ ) の放電路について放電路電流  $i_j$ 、放電電圧  $V_L$ 、陽極降下電圧  $V_{cj}$  の波形を計算した。計算条件に図1.7、図1.8の放電状態を用いた。 $V_i$  としてネオンの電離電圧21.5V、 $R_c$  には外管内放電路の陽光柱平均電圧を平均電流で割った値を用い、 $n = 2$  のとき70 $\Omega$ 、 $n = 3$  のとき105 $\Omega$  とした。Cの値は(3.3)式を用い、振動電圧立ち上り勾配から求め  $n = 2$  では0.88 $\mu F$ 、 $n = 3$  では1.2 $\mu F$  を用いた。スイッチのON時間  $t_2 - t_1$  は波形から  $n = 2$  のとき0.13ms、 $n = 3$  のとき0.10ms とした。結果を図3.5に示す。計算波形は実測波形(図1.7、1.8)とかなりよい一致を示す。

実測波形と計算波形がもっともずれているのは放電電圧振動波形である。ずれの主たる原因



(a)



(b)

図 3.5 等価回路による、放電回路電流、放電電圧、陽極降下電圧波形計算値。破線は実測値。(a) 陽極数 2 個, (b) 陽極数 3 個。

は陽極降下部等価コンデンサCを線形と仮定したためである。(次節参照)

次に放電電圧振幅 $V_{pp}$ を計算する。 $V_{pp}$ を $t = t_1$ の前後での $V_L$ の変化量 $V_L(t_1 - 0) - V_L(t_1 + 0)$ で表わすと(3.3), (3.8)式から(3.9)式が得られる。

$$V_{pp} = \frac{1}{n} \frac{I_0}{C} t_1 + \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n V_{km} - \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n V_{kp} + \frac{1}{n} V_{jp} = \frac{1}{n} V_i \quad (3.9)$$

すなわち分流形放電管で観測される陽極振動電圧振幅は、過剰電離発生電圧 $V_i$ を放電路数 $n$  ( $\geq 2$ )で割った値で与えられる。測定結果(図1.13)では電圧振幅は放電路数 $n$ の増加に対し $1/n$ よりゆるやかに減少している。減少率が小さくなったのは、等価回路が空間電荷が形成されている間の電離(等価コンデンサの漏洩放電で表わされる)を無視しているのが主因と思われる。

次に陽極降下損失の大きさについて等価回路からの計算値と測定値を比較する。計算値は等価コンデンサ端子電圧と放電路電流の積で求まる。測定は次の方法によった。放電管を鉛直に保持し、陽極支持部を室温(21.5°C)と同じ水温の250ccの水の中につける。放電管を直流0.4Aで放電させ水温の上昇を測定し、吸収熱量から陽極降下損失を求める。測定温度上昇は5度前後であり水槽からの熱放散は無視できる。陽極降下損失の大部分はリード線およびその囲りのガラスを介して水に吸収される。陽極から放射および対流で放電管内に伝わる熱量は、陽極支持部を水冷しているため少くも陽極数2個以上では陽極温度が低く小さい。陽極数1個では電流密度が大きく温度が上昇するため、陽極から放電管内に逃げる熱量は無視できず測定値は若干低めになる。陽光柱電力は対流により放電管上部に熱が伝わるので、水にはほとんど吸収されない。陰極降下損失の大半は対流により放電管上部に伝わるが、一部はリード線を伝わってあるいは陰極支持ガラス筒を通して水に流入する。リード線をビニールチューブで熱絶縁し、陰極支持ガラス筒も水面上に20mm距離をとったので、陰極から流入する熱量は2W以下である。またこの熱量は陽極数に関係せず放電電流一定なら一定値をとる。

計算値と測定値を図3.6に示す。ここで陽極数1個の計算値は等価回路からは計算できないので、振動電圧測定波形から計算した値で示した。測定値の曲線を約1.5W下方に移動させると計算値の曲線とよい一致を示す。測定値が約1.5W大きくなったのは陰極降下損失の一部が水に吸収されたためである。陽極数2個で陽極降下損失が最小になるのは次の理由による。陽極数1個のときは陽極電流は変調されていない。よって陽極降下損失は陽極降下電圧平均値と放電路電流の積になる。今放電路電流を $I_0$ 、陽極降下電圧を $0.5 V'_{pp} \{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} a'_{2n-1} \sin(2n-1)x \}$ で近似すると陽極降下損失 $W_1$ は次式で与えられる。

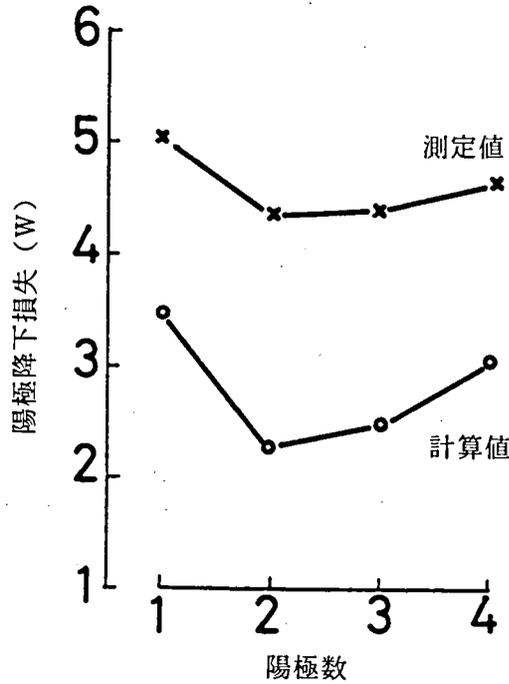


図 3.6 陽極数と陽極降下損失。計算値は図 3.4 の等価回路を用いて求めた。測定値は陰極降下損失の一部を含む。

$$W_1 = \frac{1}{2\pi} I_0 \int_0^{2\pi} 0.5 V'_{pp} \{1 + \sum_{n=1}^{\infty} a'_{2n-1} \sin(2n-1)x\} dx = \frac{I_0 V'_{pp}}{2} \quad (3.10)$$

次に複数陽極では陽極電流も変調され、過剰電離が生じ降下電圧が零になると陽極電流が大になり、降下電圧が生じると電流が小になる。陽極数 2 個を例にとり 1 条の放電路電流を  $0.5 I_0 \{1 - \beta \sum_{n=1}^{\infty} b_{2n-1} \times \sin(2n-1)x\}$  で近似し、陽極降下電圧を  $0.5 V_{pp} \{1 + \sum a_{2n-1} \sin(2n-1)x\}$  で近似すれば陽極降下損失  $W_2$  は次式で表わされる。ここで  $\beta/2$  は電流変調度である。

$$\begin{aligned} W_2 &= \frac{2}{2\pi} \int_0^{2\pi} 0.5 V_{pp} \{1 + \sum_{n=1}^{\infty} a_{2n-1} \sin(2n-1)x\} 0.5 I_0 \{1 - \beta \sum_{n=1}^{\infty} b_{2n-1} \sin(2n-1)x\} dx \\ &= \frac{I_0 V_{pp}}{2} - \frac{I_0 V_{pp}}{4} \beta \sum_{n=1}^{\infty} a_{2n-1} b_{2n-1} \end{aligned} \quad (3.11)$$

(3.11) 式右辺第 2 項は電圧振動成分と電流振動成分の位相が 180 度違うために生じる項で、陽極数 1 個の場合と比べ陽極降下損失は高調波成分だけ減少する。陽極数が増えると陽極振動による電圧電流波形ともに鋸歯状波に近づき、その高調波成分同志の位相差が 90 度に漸近するため (3.11) 式右辺第 2 項は零になるよう変化し陽極損失が漸増する。

以上のごとく図 3.4 の等価回路モデルは陽極振動による振動波形および陽極損失の関係をよく表わしている。よってこの等価回路により陽極振動の電流電圧特性を計算することができる。

### 3.3.2 等価回路と陽極降下理論との対応

陽極降下領域の理論と上記の等価回路モデルとを対応させる。陽極降下の理論は気体圧力、電流密度が十分小さい場合についてUon Engelにより、<sup>35)</sup> またファラデー暗部に陽極が没している場合についてDruyvesteynにより与えられている。<sup>35)</sup> しかしいずれも特定の条件下でかつ陽極振動が生じていない場合を扱っており、陽極振動がある場合には適用できない。

いま放電軸をZ軸にとり、Z=0に陽極表面を、Z>0の方向に陰極を置く。電子電流密度*i<sub>e</sub>*、イオン電流密度*i<sub>p</sub>*、電界*E*、電子密度*n<sub>e</sub>*、イオン密度*N<sub>i</sub>*の間に次式が成立する。

$$i_e = -q \times (-D_e \text{grad} n_e - n_e \mu_e E) \quad (3.12a)$$

$$i_p = q \times (-D_i \text{grad} N_i + N_i \mu_i E) \quad (3.12b)$$

$$\text{div} E = -\frac{q}{\epsilon} (n_e - N_i) \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n_e = n_e \nu_i + D_e \text{div} \text{grad} n_e + \mu_e \text{div} (n_e E) \quad (3.14a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} N_i = n_e \nu_i + D_i \text{div} \text{grad} N_i - \mu_i \text{div} (N_i E) \quad (3.14b)$$

ここで*q*は電荷量、*D<sub>e</sub>*、*D<sub>i</sub>*は電子とイオンの拡散係数、*μ<sub>e</sub>*、*μ<sub>i</sub>*は電子とイオンの移動度、*ε*は誘電率、*ν<sub>i</sub>*は電離周波数である。陽光柱では*n<sub>e</sub>* = *N<sub>i</sub>* ≡ *n<sub>e0</sub>*、 $\frac{\partial}{\partial z} n_e = \frac{\partial}{\partial z} N_i = 0$ 、陽極表面 (Z=0) ではイオン流が零 (*i<sub>p</sub>* = 0) の条件から陽極降下領域が生じる。

陽極振動発生時の*ν<sub>i</sub>*を次のように仮定する。陽極降下電圧が一定値に達するまでの間、降下層内では電離は生じない (*ν<sub>i</sub>* = 0)。陽極降下電圧が一定値に達すると陽極表面の十分薄い層内で瞬時に過剰電離が生じる (*ν<sub>i</sub>*<sub>z=0</sub> ≠ 0, *ν<sub>i</sub>*<sub>z>0</sub> = 0)。過剰電離発生後、空間電荷が再形成されるまでの間は*n<sub>e</sub>* ≈ *N<sub>i</sub>*、*div E* ≈ 0、*ν<sub>i</sub>* = 0より(3.14)式は(3.12)式を用いて次のように変換される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} n_e &\doteq -D_a \nabla_r^2 n_e + D_e \frac{\partial^2}{\partial z^2} n_e + \mu_e E_z \frac{\partial}{\partial z} n_e \\ &= -D_a \nabla_r^2 n_e + D_e \frac{\partial^2}{\partial z^2} n_e + \frac{E_z}{kT_e} (i_e - q n_e \mu_e E_z) \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} N_i &\doteq -D_a \nabla_r^2 N_i + D_i \frac{\partial^2}{\partial z^2} N_i - \mu_i E_z \frac{\partial}{\partial z} N_i \\ &= -D_a \nabla_r^2 N_i + D_i \frac{\partial^2}{\partial z^2} N_i + \frac{E_z}{kT_i} (i_p - q N_i \mu_i E_z) \end{aligned} \quad (3.16)$$

ここで添え字*r*は半径方向を表わし、半径方向の拡散は両極性拡散(係数*D<sub>a</sub>*)とする。また*D*/*μ* = *kT*/*q*の関係を用いた。両式を解くには陽極形状を含む境界を定めなければならない。ここでは陽極降下層とそれに接する領域との簡単な境界を考える。陽極降下層の空間電荷発生はイオンの変化により律せられるから(3.16)式を考え、イオン電流*i<sub>p</sub>*、イオン拡散係

数  $D_i$  を十分小さいとして無視すれば (3.16) 式は次のように簡略化できる。

$$\frac{\partial}{\partial t} N_i = - \frac{D_a}{A^2} N_i - AI \quad (3.17)$$

ここで  $AI \approx n_{e0} \mu_i E_{z0} = I / \{ qS(1 + \mu_e / \mu_i) \}$  ,  $A$  は等価的な拡散長,  $n_{e0}$  は陽光柱のイオン (電子) 密度,  $E_{z0}$  は陽光柱電界,  $S$  は陽極スポット断面積,  $I$  は放電路電流である。过剩電離直後のイオン密度を  $N_{i0}$  とすると (3.14) 式の解は次式で与えられる。

$$N_i = \left( \frac{AI}{D_a/A^2} + N_{i0} \right) \exp \left( - \frac{D_a}{A^2} t \right) - \left( \frac{AI}{D_a/A^2} \right) \quad (3.18)$$

時間  $t$  について解けば次式が得られる。

$$t = - \frac{A^2}{D_a} \ln \left( \frac{N_i + \left( \frac{AI}{D_a/A^2} \right)}{N_{i0} + \left( \frac{AI}{D_a/A^2} \right)} \right) \quad (3.19)$$

陽極降下電圧は  $N_i$  が  $n_{e0}$  に減少するまでの間零になるとして, (3.19) 式を図 3.7 の実験結果にあてはめ式中の各係数を求める。測定値はアルゴン 3 Torr 封入, 陽極数 2 個の場合の

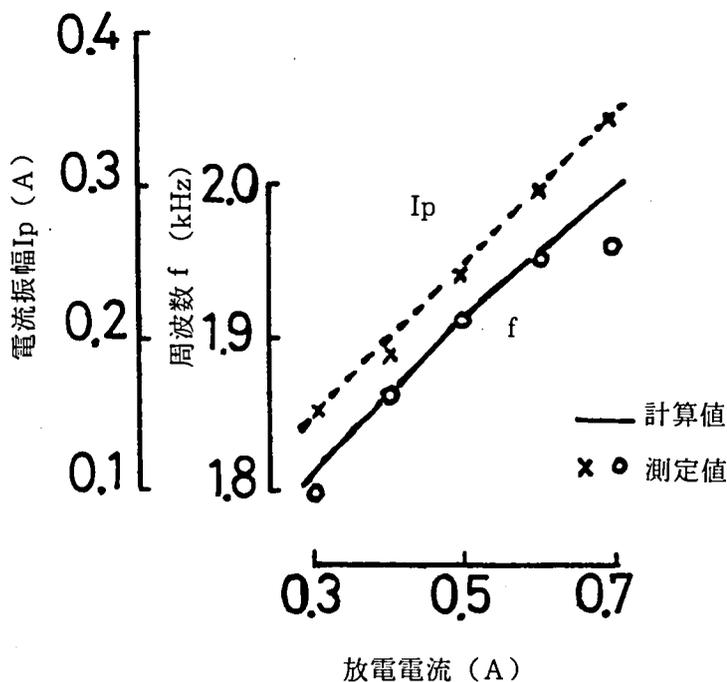


図 3.7 アルゴン封入放電管で放電電流に対する電流振動周波数および電流振幅値。

放電電流に対する電流振動周波数および電流振幅値である。陽極層の形成イオンをアルゴンとし両極性拡散係数  $D_a$  に  $0.0433 \text{ (m}^2 \text{ s}^{-1}\text{)}$ , 拡散長  $A$  はガラス壁との間隔から  $3.3 \text{ mm}$  とする。空間電荷形成開始から過剰電離までの時間は測定値  $120 \mu\text{s}$  を用いる。陽極電流は全電流の  $75\%$  が過剰電離の生じた陽極に流れる。陽極スポット面積を  $2 \text{ mm}^2$ , 全電流  $0.6 \text{ A}$  のときの  $n_{e0}$  を  $3.5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  とし (3.19) 式に代入すれば,  $N_{i0} / n_{e0} \approx 3.74$  が得られる。電流  $0.6 \text{ A}$  の値を基準にして電流が変化したときの振動周波数の変化を (3.19) 式により計算した。結果を図 3.7 にあわせて示した。測定値と計算値はよい一致を示す。

次にアルゴン封入圧力を変えた場合に (3.19) 式を適用する。圧力変化では拡散係数のみ変る。結果を図 4.9(b) の測定値にあわせて示した。圧力  $4 \text{ Torr}$  の測定値が計算値より大きくずれているのは、圧力ごとに放電管を製作したため放電管の差が存在したためである。

次にネオンにヘリウムを混合した場合の変化を (3.19) 式より求める。形成イオンはネオンになる。純ネオンの場合,  $D_a = 0.0503 \text{ (m}^2 \text{ s}^{-1}\text{)}$ , 拡散長  $A$  を  $3.0 \text{ mm}$  とする。全電流が  $0.5 \text{ A}$  のとき  $n_{e0}$  を  $10.5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  とし  $N_{i0} / n_{e0}$  をアルゴンと同じ  $3.74$  とする。空間電荷形成時間は  $50 \mu\text{s}$  である。以上の値から振動周波数を計算すると  $3.9 \text{ kHz}$  で、図 4.12 の測定値  $4.0 \text{ kHz}$  とよく一致する。ヘリウムを混入した場合,  $N_{i0} / n_{e0}$  を一定とし拡散係数  $D_a$  のみ変化するとして周波数を計算すると計算値は図 4.12 の測定値よりかなり低くなる。例えばヘリウム  $40\%$  混入では  $D_a$  は純ネオンの  $137\%$  で、周波数は  $6 \text{ kHz}$  弱と計算されるが、測定値は  $8 \text{ kHz}$  である。ヘリウムを混入すると計算値と測定値のずれが大きくなる理由は不明である。(3.19) 式で計算値に大きな影響を与える項は,  $A, D_a, N_{i0} / n_{e0}$  の 3 項である。第 4 章で述べるようにヘリウムの割合が増すと陽極振動が不安定になること、周波数測定値から  $N_{i0} / n_{e0}$  を求めるとヘリウムの割合が  $0, 10, 20, 30, 40\%$  になるにつれ,  $3.74, 3.67, 3.31, 2.86, 2.17$  と急速に減少することから、ヘリウムが増すと過剰電離が生じても十分なイオンが発生しなくなるためと推定される。

次に陽極表面のイオン・電子密度が十分減少し再び空間電荷が形成する期間をとりあげる。前述の仮定よりこの期間も過剰電離が生じるまでの間  $k = 0$  である。粒子密度が低いので拡散項を無視して (3.13), (3.14) 式より次式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial z} E = -\frac{q}{\epsilon} (n_e - N_i) \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n_e = \mu_e \frac{\partial}{\partial z} (n_e E) \quad (3.21a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} N_i = -\mu_i \frac{\partial}{\partial z} (N_i E) \quad (3.21b)$$

初期条件として $z$ の至るところで $n_e = N_i$ とする。また $z = 0$ で $i_p = 0$ ,  $z \neq 0$ で $i_p = q n_{ea} \mu_i E_{z0}$ とする。ここで $n_{ea}$ は陽極点での電子密度である。 $i_e \gg i_p$ とし $i (= i_e + i_p)$ は一定とする。以上の条件は陽光柱が陽極表面まで延びている状態から、イオンのみ等速度( $\mu_i E_{z0}$ )で陰極方向へ移動し、陽極との間に空間電荷層を形成する状態を表わす。このような空間電荷層では陽極降下電圧を $V_a$ , 陽極降下層の厚さを $d$ とすると、 $d$ はMKS単位を用いて次式で表わされる。<sup>35)</sup>

$$d^2 = 4.59 \times 10^{-6} \times V_a^{3/2} / j \quad (3.22)$$

いま図1.7の測定値を用いて計算する。ネオン封入であるから $V_a \approx 21.5V$ , 過剰電離発生直前の陽極点電流密度を $23 \times 10^{-3} A/m^2$ とすると、 $d \approx 0.14mm$ になる。一方イオンの移動速度は、ネオン6 Torr中のネオンイオンの移動度を $0.0503 (m^2 v^{-1} s^{-1})$ ,  $E_{z0}$ を $80 (v/m)$ として約 $4 m/s$ になる。よって空間電荷層が $0.14mm$ に達する時間は約 $35 \mu s$ と計算される。測定値は約 $40 \mu s$ である。次に(3.20)(3.21)から陽極降下電圧 $V_a$ を求めると次式で与えられる。

$$V_a = \frac{\epsilon \mu_e}{3i} \left( \frac{2i}{\epsilon \mu_e} \mu_i E_{z0} t + E_{z0}^2 \right)^{3/2} - \frac{\epsilon \mu_e}{3i} E_{z0}^3 \approx 3.17 \times 10^5 (\mu_i E_0)^{1.5} (i/\mu_e)^{0.5} t^{1.5} \quad (3.23)$$

陽極点電流密度を $23 \times 10^{-3} A/m^2$ とし、 $V_a = 21.5V$ になる時間 $t$ を求めれば、 $t = 38 \mu s$ になり測定値 $40 \mu s$ とほぼ一致する。

以上の解析と陽極振動等価モデルとを対比する。陽極振動の機構は次のように簡単化できる。陽極降下電圧がある一定値に達すると過剰電離が瞬時に生じ陽極降下電圧が消滅する。陽極降下層の他の期間中の電離はほぼ無視できる。過剰電離により生じたイオンは主として両極性拡散により減少し、この間陽極降下電圧は零である。同時に電界移動によりイオンが陽極表面から取り除かれることにより、放電管仕様で決る一定時間後再び空間電荷が再形成される。等価モデルは、過剰電離をスイッチによる陽極降下層の短絡により、空間電荷形成にともなう陽極電圧上昇を直線で近似して等価コンデンサへの充電により表わすことで得たものである。

### 3.4 過剰電離発生機構

安定な陽極振動を得る条件をもとめるため過剰電離発生機構をもとめる。このためには陽極降下電圧を決める電離物質と、電離が加速度的に拡大するための機構をあきらかにしなければ

ならない。

### 3.4.1 陽極振動電圧と過剰電離物質

陽極降下電圧は封入ガスの準安定電圧または電離電圧に近い値をとる。陽極振動が生じていない場合の希ガス放電の陽極降下電圧は両者の値が観測されている。<sup>35)</sup> 陽極振動が生じている場合、前節の等価回路による陽極降下損失の計算結果は陽極降下電圧が封入希ガスの準安定電圧（放電路数1条）または電離電圧（複数並列放電）に近い値をとることを示している。このことは振動電圧波形からも求められる。陽極降下電圧が準安定電圧に近い場合のイオン発生は二段階電離によるから、過剰電離が生じるには準安定励起原子が十分な数累積していなければならない。よって過剰電離が生じる前の期間、陽極降下電圧はしばらく準安定電圧付近にとどまっている。これに対し陽極降下電圧が電離電圧にはほぼ等しいときは直接電離が可能のため、電離電圧に達すればただちに過剰電離が生じるので鋸歯状波になる。実際、2種類の陽極振動電圧波形が報告されている。<sup>34) 36)</sup>

分流形放電管では強制分流時と陽極短絡時とで陽極降下電圧が準安定電圧または電離電圧に変化する。アルゴン封入分流形放電管を強制分流状態で点灯しているときと2個の陽極を短絡して点灯しているときの振動電圧波形を図3.8に示した。強制分流時、各陽極電流は振動していないから陽極降下電圧は振動電圧にはほぼ等しい。電圧波形は空間電荷形成にともなって急速に立ち上がり、約10Vに達すると以降はゆっくり増加、過剰電離が生じて急減する。ネオン封入

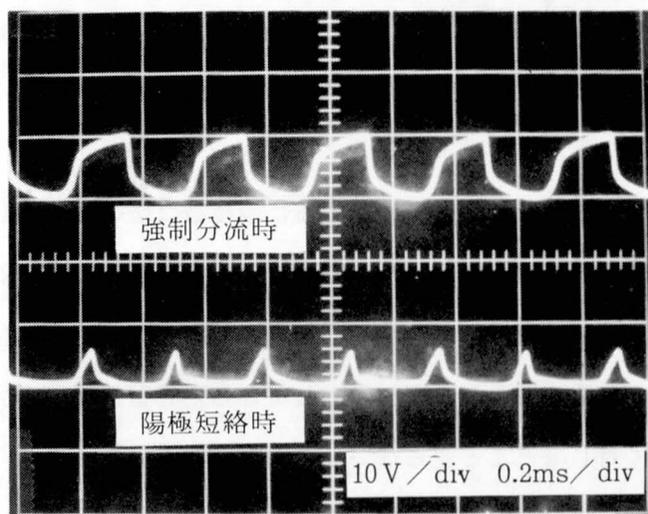


図 3.8 アルゴン封入放電管を強制分流回路で点灯し、2個の陽極を短絡した場合としない場合の振動電圧波形。1条の電流0.25A：10V/div.,0.2ms/div.

でも同様な波形が観測でき電圧振幅は約16Vである。この波形は陽極電流が変化しない場合の過剰電離は、封入希ガスが準安定を介して累積電離により生じること示す。次に陽極を短絡した場合、観測振幅はアルゴン封入のとき6V強、ネオン封入のとき約11Vである。この値は封入希ガスの電離電圧のほぼ半分である。3.3.1節で陽極短絡時に観測される電圧振幅は陽極降下電圧の半分になることを示した。よって陽極短絡時の陽極降下電圧は封入希ガスの電離電圧である。2個の陽極を短絡した場合としない場合で陽極降下電圧の大きさが異なる理由は陽極表面の電流分布の違いによる。これについては後述する。

分流形放電管は希ガスと水銀の混合気体を封入しているが、電圧振幅値は希ガスが電離していることを示している。そこで混合希ガスを用いて混合比と電圧振幅から電離気体を求めた。その結果、電離電圧の低いガスが20%以上なら混合比にかかわらず電圧振幅は電圧の低いガスを100%封入したときの値と変わらない。例えば強制分流測定で、アルゴンまたはネオンとヘリウムの混合ではそれぞれ約11V、約16Vである。アルゴンとネオンの混合では約11V、クリプトンとネオンでは約7Vであり、いずれも電離電圧の低い希ガスの準安定電圧に等しい。しかしネオンと1%アルゴンの混合では約13.5Vで両者の準安定電圧の中間値をとる。

以上の測定結果から希ガスと水銀の混合ガスでは水銀蒸気の割合が十分小さいため希ガスが主に電離しているといえる。すなわち電離電圧の低いガスが少なくとも20%以上なら陽極降下層の発生イオンは電圧の低いガスが大半を占める。混合比が1%程度になると電圧の低いガスの電離のみでは必要なイオン量を供給できず電圧の高いガスも電離するように陽極降下電圧が上昇する。水銀蒸気は希ガスの0.1%以下とさらに小さいため、陽極降下層で発生するイオンに水銀が占める割合は小さく、大部分封入希ガスになる。このため振動電圧値は封入希ガスの電離または準安定電圧になる。

このことを水銀蒸気圧を変えてさらに検証する。陽極数2個のネオン封入管の管壁温度を変えて陽極振動の各特性変化を測定した結果を図3.9に示す。温度変化に対し水銀蒸気圧が最も敏感に変化する。電圧振幅は30°C付近で極大値を持ち、電流振幅は電圧振幅と逆の変化を示す。もっとも特徴的な変化が電流振動の周期に表われている。管壁温度が十分低い領域では振動の周期は長くかつ温度に対しほとんど変わらない。管壁温度が上昇するとある温度で周期は急激に短くなる。この温度を臨界温度と称することにする。管壁温度がさらに上昇すると周期は極小値を経て長くなる。臨界温度は放電電流が増加すると上昇する。

臨界温度の前後で振動の周期と同時に陽極振動電圧波形が大きく変化する。ネオン6 Torr封入放電管に放電を1条だけ形成したときの陽極電圧波形を図3.10に示す。上段は管壁温度

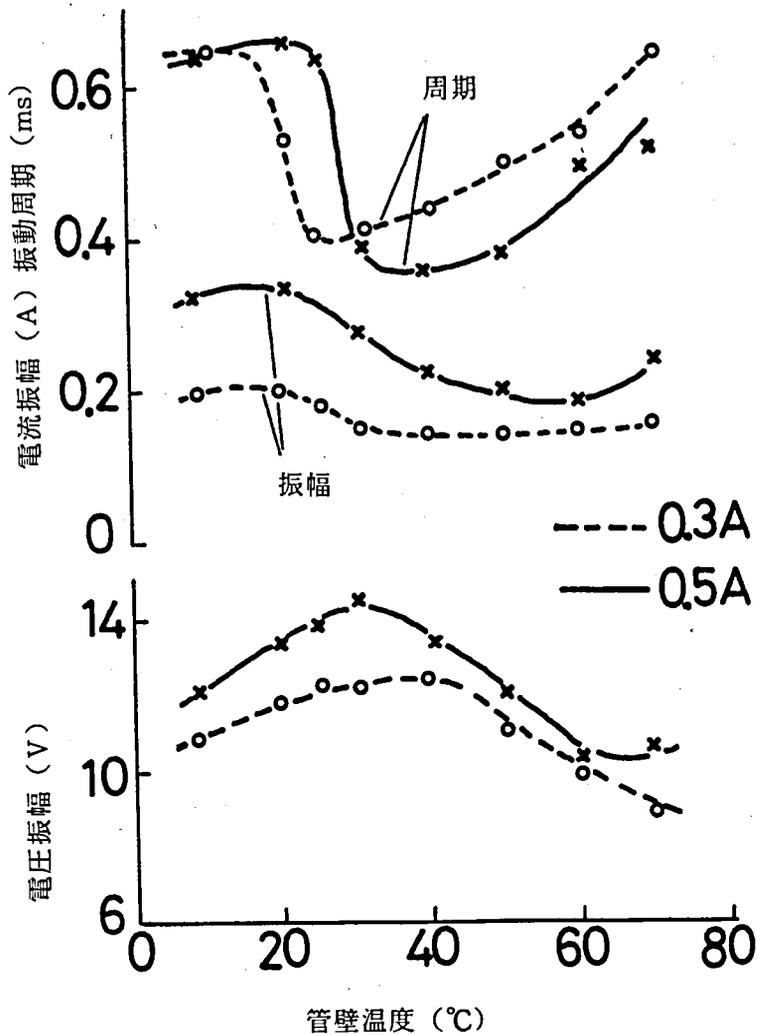


図 3.9 陽極振動特性の管壁温度依存性, 陽極数 2 個。

6°C, 下段は50°Cである。臨界温度以下のとき, 陽極電位が低い状態にある時間が著しく長く周期を長くしている。また電位が高い期間の波形は三角波で, この時間は十分短い。封入ガスにアルゴンを用いた場合は, 管壁温度に対して各特性はほとんど変化しない。アルゴン2.7 Torr封入の放電管の電圧振動波形を図3.11に示す。測定条件は図3.10と同一である。管壁温度が6°Cと50°Cでは電圧波形はほとんど変わっておらず, 周期・電圧振幅もほとんど変化していない。ネオンにアルゴンを1%混入したガスを6 Torr封入した放電管の電圧振動波形を図3.12に示す。波形変化はネオンの場合と同様な変化を示すが周期の変化は小さい。このガス組

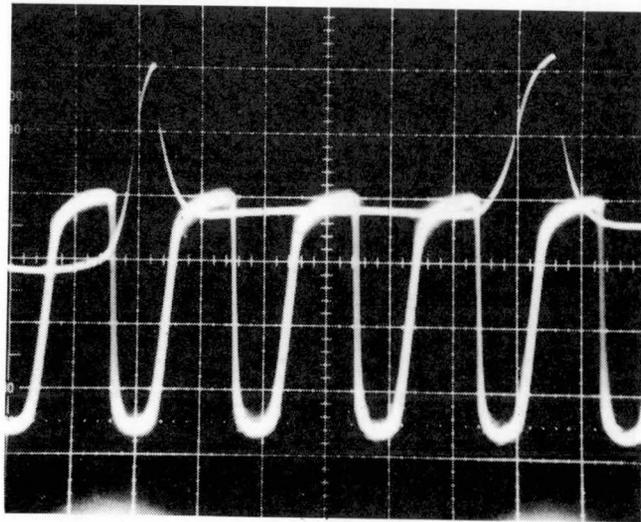


図 3.10 ネオン 6 Torr 封入管の陽極電圧波形。放電は 1 条のみ。上側：管壁温度 6 C, 下側：50°C, 5 V/div., 50us/div.

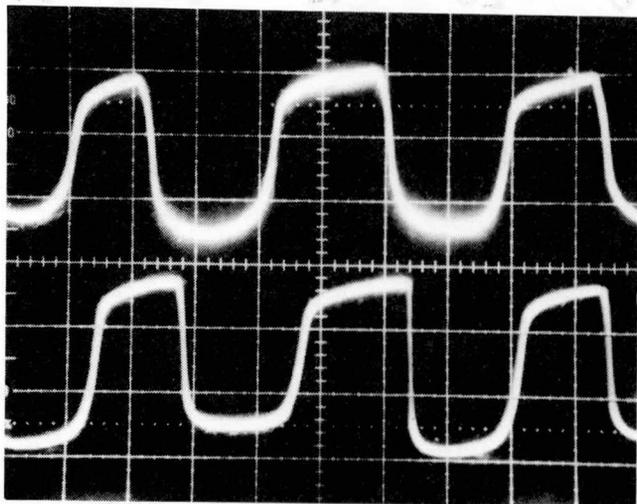


図 3.11 アルゴン 2.7 Torr 封入管の陽極電圧波形。放電は 1 条。上側：管壁温度 6 C, 下側：50°C 5 V/div., 0.1ms/div.

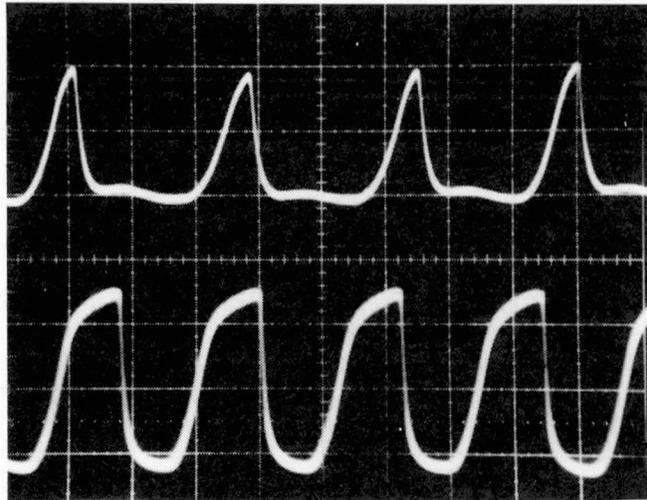


図 3.12 アルゴン 1% を含むネオン 6 Torr 封入管の陽極電圧波形。放電は 1 条。上側：  
管壁温度 6 C, 下側：50 C 5 V / div., 50us / div.

成の場合もはっきりした臨界温度をもたない。

ネオン封入放電管の管壁温度に対する陽光柱を含む陽極近傍の発光状態の変化は次のようである。臨界温度以下の場合、陽光柱全体が強いネオンの発光に包まれており目視では陽極グローは見分けられない。臨界温度以上の場合、陽極根元部の赤色グロー以外は水銀の発光で満される。温度を高くするにしたがい陽極根元部の赤色グローは弱くなっていく。すなわち臨界温度の前後で急変するのは陽光柱の発光色である。

最初に陽極降下層で発生する水銀イオンの割合が温度とともに漸増するのか、それともある温度で急増するのかをみってみる。もし后者であるとすればその温度は臨界温度であろう。いま臨界温度の前後で電離気体が希ガスから水銀に急変すると仮定する。その場合、臨界温度の前後で電圧振幅値は少なくとも希ガスの準安定電圧と水銀の電離電圧の差以上変化しなければならない。しかし測定結果は定量的にも定性的にも一致していない。またアルゴンやネオンにアルゴン 1% 混合したガスでは臨界温度が測定されなかったことから、ある温度で電離気体が希ガスから水銀に急変することはないといえる。よって陽極降下層内で発生する水銀イオンは温度とともに漸増するとみなせる。臨界温度が生じる原因は陽極降下層内での電離気体の急変ではなく、過剰電離後の陽光柱へのイオンの消滅時間が変化、同時に陽光柱の光色の変化をともなうことから陽光柱のイオンが希ガスから水銀に急変化するために生じるものと考えられる。<sup>22)</sup>

温度 70°C の水銀蒸気圧は約 0.1 Torr にもなるが、分流形放電管では陽極降下層内の発生イ

オンは依然として希ガスイオンが大半を占めている。すなわち図3.9の結果では、電圧振幅は高温になるにしたがい漸減しているが70°Cでもまだ水銀の電離電圧以上である。この原因は分流形放電管が直流放電を採用しているためカタホリス現象が生じ、管壁温度が70°Cになっても陽極近傍の水銀原子密度が低い値に保たれていることによる。すなわち陽極近傍のイオンは電界移動により常に陽極近傍より取り除かれる。一方陽極は陽極損失により百数十度の高温になるため、\*陽極近傍も高温になり外管壁からの水銀原子の還流が押えられる。このため管壁最冷部温度が高くて陽極降下領域の水銀原子密度はかなり低い状態に保たれ、その結果陽極降下層のイオン発生は希ガスが主体になる。

この直流放電の効果を交流放電管を用いて確認する。直径32mmのネオン6 Torr封入管を、管壁温度を75°Cに保って0.41Aの直流電流で放電させる。カタホリスが生じるのに十分な時間放電させた後の陽極振動電圧振幅は16Vである。この値は分流形放電管を強制分流で放電させたときの電圧振幅に等しい。この状態から放電極性を反転させて直に再点灯させると陽極振動電圧振幅は10Vになり、水銀の電離電圧にほぼ等しい。この状態では陽極側に水銀がカタホリスにより十分存在している。続いて同一電流値の交流放電に切換えると振幅値は13Vに収斂する。交流放電のまま管壁温度を35°Cに下げると振幅値は16Vに上昇する。以上の結果はカタホリスが生じる直流放電時の陽極降下層水銀原子密度は、管壁温度が75°Cでも交流放電時の管壁温度35°Cでの値とほぼ等しい値であることを示している。

#### 3.4.2 陽極スポット電流変化と過剰電離発生

本節で過剰電離発生の機構を検討する。陽極振動発生時の陽極降下電圧は、発生していないときの電圧と同じ希ガスの準安定または電離電圧である。よって過剰電離発生の条件は電圧以外にある。

陽極振動が生じているときといないときの陽極表面および近傍の発光状態はネオンの場合次の通りである。陽極振動が生じていないときは棒状陽極の表面全体が0.1mm程度の薄いネオンの発光層でおおわれ、青色の水銀プラズマが陽極全体を包んでいる。陽極振動が生じると陽極スポットにともなう球状の陽極グローが生じる。このときの陽極近傍の発光状態を図3.13に示す。陽極電流が変化しない強制分流時は、陽極根元の球状陽極グローと同時に陽極表面全体にも薄いネオンの発光層が観測される。球状陽極グローの直径と赤色発光強度は陽極短絡時のグ

---

\* ガラスステムに埋めこまれた陽極棒の、大気側根元部に熱電対をつけて測定、電流値0.20 Aで約120°Cになる。プラズマ側はこの温度よりさらに高い。

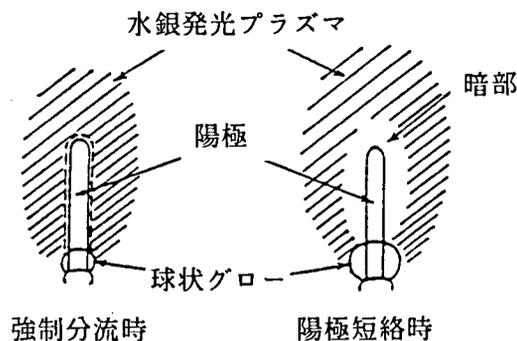


図 3.13 強制分流時と陽極短絡時の陽極近傍の発光状態。

ローに比べ小さく弱い。水銀の青色プラズマは陽極表面全体を包んでいる。陽極を短絡すると球状グローは顕著に発達し陽極の他の表面ではネオンの発光は認められない。水銀プラズマも球状グローに通じる放電路外には存在しない。球状グローの形成位置は通常ガラス壁に近い部分すなわち陽極根元部である。この発光状態から、陽極振動が生じていないときのイオン発生は陽極表面全域で生じる代わりに陽極表面の薄い層内に限られ、これに対し陽極電流変化をともなって陽極振動が生じているときのイオン発生は、陽極スポットの狭い面積に限られる代りに陽極から 1 mm 程離れた領域まで生じていることがわかる。

上記の観測から過剰電離発生について次のモデルを考える。陽極表面でイオンが発生するとその部分の電界が減少する場合、空間電荷層は一定値に留まり陽極スポットも振動も生じない。イオンが発生してもその近傍の電界が減少しない場合、電離が進行して陽極スポットが形成、<sup>32)</sup>振動が生じる。この電離の拡大進行はスポット電流の増加をともなうとき可能になる。すなわち過剰電離発生は陽極スポット電流の増減で支配される。本モデルの根拠は以下の通りである。

(i) 陽極降下層の厚さ  $d$  と陽極スポット電流密度  $j$  と陽極降下電圧  $V_a$  の関係は (3.22) 式で表わされる。<sup>35)</sup>

$$j = \frac{3.5}{4} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2q}{m}} \frac{V_a^{3/2}}{d^2} \quad (3.22)$$

ここで  $q$  は電子の電荷、 $m$  は静止質量、 $\epsilon_0$  は誘電率である。いま陽極表面で過剰電離が生じると、厚さ  $d$  が減少する。このとき陽極スポット電流が減少もしくは一定であると電圧  $V_a$  が減少し電離の進行を抑制する。もし電流  $j$  が  $d$  の減少にともない増加すると、電圧  $V_a$  は減少せず電離が持続する。

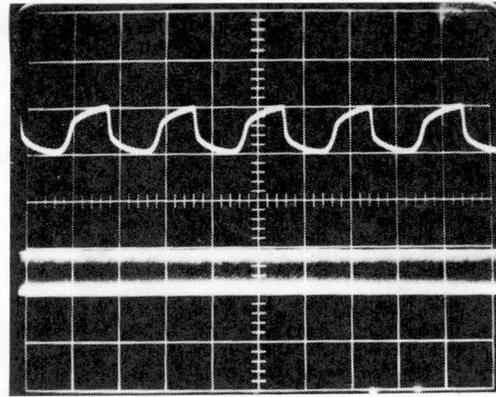
(ii)陽極短絡時は球状グロー以外に陽極表面にネオンの発光層がないから、陽極電流と陽極スポット電流は等しい。図3.1, 図3.3の陽極短絡時の測定で、過剰電離が生じる位相はその陽極電流が増加に転じたとき、すなわち $di/dt > 0$ の領域である。このように過剰電離は常に $di/dt > 0$ のとき生じ、逆に電流が減少しているときに( $di/dt < 0$ )、過剰電離が生じることはなかった。

(iii)過剰電離の発生に有効なのは陽極電流の大きさよりも電流増加である。いま陽極数2個の放電管を放電路あたり0.25Aの強制分流で点灯し、二陽極間を適当な容量のコンデンサで短絡して陽極電圧の変化を調べる。結果を図3.14に示す。(a)図は短絡コンデンサがない場合で、2個の陽極の電圧振動は同期しない。しかし(b)図に示すように $0.068 \mu F$ で短絡すると2つの波形は同期する。いま上側の波形で陽極電圧が急減すると、下側の陽極から上側へコンデンサを通して電流が流れる。このため下側の陽極電流は一瞬減少し( $di/dt < 0$ )、下側の陽極電圧波形にへこみを生じる。コンデンサの充電にともない下側陽極電流は元の値に戻り( $di/dt > 0$ )陽極電位が回復、直後に下側陽極で過剰電離が生じる。このときコンデンサの電流振幅は約55mAで、放電路電流の変調度は約20%である。(b)図の結果は空間電荷が十分形成されている状態でも $di/dt < 0$ の電流変化では過剰電離は誘発せず $di/dt > 0$ の電流変化で生じることを示している。(c)図は $0.68 \mu F$ で短絡した場合で、電圧振動波形は(a)(b)図と異なる。これはコンデンサ容量が大きいためコンデンサを介して流れる電流が大になり陽極電圧の変化が無視できなくなるためである。(d)図は $3 \mu F$ で、2個の陽極間の電位差が減少し、上下の波形は同一波形に近づく。

(iv)通常の蛍光ランプ点灯でもランプと並列に小容量コンデンサを接続すると陽極振動が発生しやすくなることが経験的に知られている。これは陽極電圧が減少すると並列コンデンサの電荷がランプを介して放電するため $di/dt > 0$ になるためと考えられる。

(v)陽極電流が変化せずに陽極振動が生じる場合は、陽極表面電流分布が変化することで陽極スポット電流の増加が生じる。すなわちまず陽極全面に電流が流れ表面全体に空間電荷層が形成される。続いて表面電界が最大の部分、通常はガラス壁上の電荷の影響を受ける陽極根元で局部的に電離が生じる。すると陽極表面電流が集中し電離が進行する。<sup>32)</sup>陽極グローが陽極全体を包む薄い発光層と根元の球状グローからなっているのはこのためである。

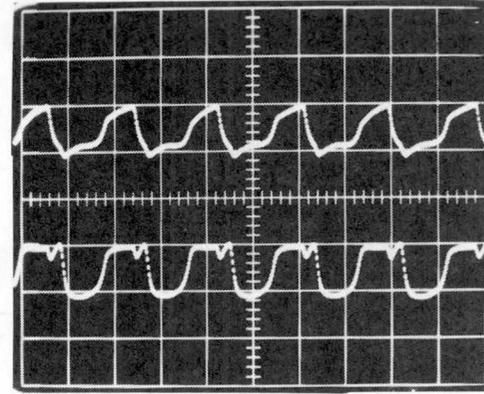
陽極短絡時は電流は陽極スポットにのみ流れるのに対し、強制分流時は陽極表面全体にも流れることを陽極面積を変える実験で検証する。陽極数2個の分流形放電管を用い、直径1.2mmの棒状陽極の長さを変えて振動電圧振幅・周期を測定した。結果を図3.15に示す、封入希ガス



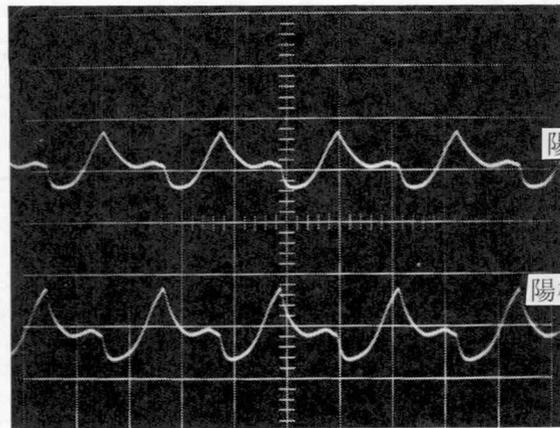
陽極 1 の陽極電圧波形

陽極 2 の陽極電圧波形

(a)



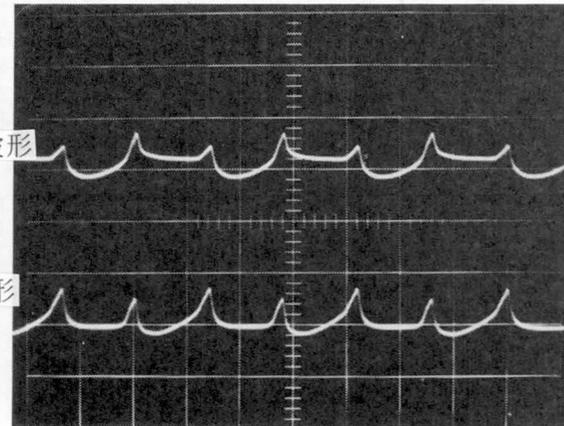
(b)



陽極 1 の陽極電圧波形

陽極 2 の陽極電圧波形

(c)



(d)

図 3.14 強制分流状態で、2 陽極間をコンデンサで短絡した場合の陽極電圧波形。アルゴン2.5Torr封入。(a)  $0 \mu\text{F}$ , 両陽極の陽極振動は同期しない。(b)  $0.068 \mu\text{F}$ , 1つの陽極の電圧変化が他方の陽極電圧の振動を生じている。(c)  $0.68 \mu\text{F}$ , (d)  $3 \mu\text{F}$   $10 \text{V} / \text{div.}$ ,  $0.2 \text{ms} / \text{div.}$

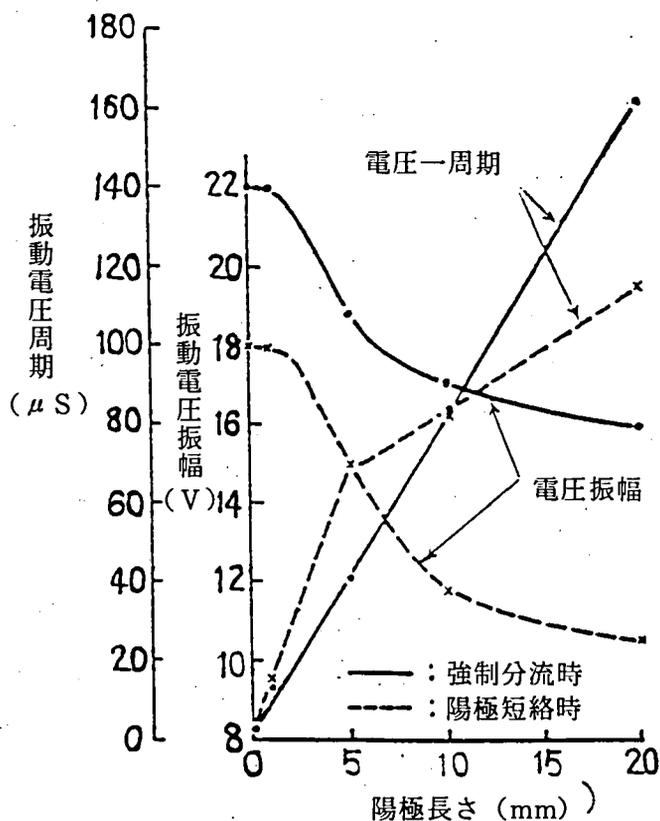


図 3.15 陽極長さ と 陽極振動電圧振幅、周期。ネオン 6 Torr 封入。放電電流 0.5A 実線：強制分流時、破線：陽極短絡時。

はネオン 6 Torr, 直流電源で点灯し全電流は 0.5A 一定である。実線は強制分流点灯で陽極電流は変化しない。破線は二陽極間を短絡した場合で陽極電流は変調されている。まず電圧振動周期をみても。陽極電流が変動しない条件（実線）では周期は陽極長さにはほぼ直線的に比例するが、陽極が短絡してある場合は（破線）周期の陽極長さに対する変化は約 5mm 付近で急変している。この結果は強制分流時には陽極表面全体に電流が流れ、かつその割合が大のため振動周期は陽極面積にほぼ比例することを示す。

一方陽極短絡時は固有の大きさを持つ陽極点を形成し電流が集中するため、この面積に対応する陽極長さ以上では周期は陽極長さあまり依存せず、それ以下では陽極長さにより陽極電流密度が支配されるので周期は陽極長さにより大きく変化する。次に陽極を短絡していないときの電圧振幅をみると、陽極長が十分短いときには振幅はネオンの電離電圧にほぼ等しいが、陽極が長くなるにつれ振幅は急激に減少しネオンの準安定電圧に漸近する。陽極面積が減少すると振幅電圧が増加するのは、(3.20) 式が示すように陽極電流密度の増加による。

以上のように陽極スポット電流増加が陽極表面の電離を拡大進行させ過剰電離を導くという

モデルは陽極振動に関する測定結果，経験的事実をよく説明している。また陽極電流が変化しない強制分流時より電流が変動している陽極短絡時の方が陽極振動は確実に生じるが，前者では陽極表面電流の分布が変化しなければならないのに対し後者では他方の陽極電流の減少により容易に陽極電流が増加できることが原因であろう。

### 3.5 電流振動の規則性の解析

互に短絡した複数陽極間で生じる一連の過剰電離は，一度その順番が定まれば空間電荷形成時間遅れにより順次電離を続ける。その際過剰電離は陽極電流が増加に転じた位相で生じ，減少域では生じないという性質があるため電離順序は安定である。ところで1.6節で示したごとく過剰電離が生じる陽極の順番に一定の規則性があり，基本モードと名付けた順番が一般に観測される。この節では規則性が生じる原因を，1つの陽極で生じた過剰電離が他の陽極の電離に影響を与える機構を求めることによりあきらかにする。

#### 3.5.1 放電回路電流の変化が隣接放電回路に及ぼす影響

最初に1つの陽極で生じた過剰電離が他の陽極に直接影響を与えるかどうかを調べる。陽極数2個のネオン封入管を用い，陽極電流が振動しないように強制分流点灯する。このときどの陽極でも過剰電離が生じない放電管を選択した。1個の陽極近傍に局所的な磁界を加えその陽極のみに過剰電離を発生させたとき，他の陽極電位には何の変化も生じなかった。また図3.14(a)で示したように陽極電流が変化しない強制分流では，両陽極で陽極振動が生じても電圧振動は同期しない。以上の結果よりある陽極で生じた過剰電離が他の陽極の電離に直接影響を与えることはないといえる。

次に陽極振動をとめないその放電回路電流が変化する場合，隣接陽極へ影響を与えるかどうかを調べる。陽極数4個のネオン封入管を用い，図3.16に示すようにNo.1の陽極には抵抗とインダクタンスの直列回路からなる独立した点灯回路を接続し，No.2とNo.3の陽極は短絡して他の点灯回路に接続し放電させる。このときNo.1陽極は過剰電離を生じていない。No.2とNo.3の陽極電流は陽極振動により電流が交互に増減している。図3.17に各陽極電流と陽極電圧を示した。今度は陽極電流が変化していないにもかかわらず，No.1の陽極電圧に数ボルトの変化が表われ，この変化はNo.2，No.3の陽極電流振動に一定位相遅れて同期している。この現象は次のように説明できる。No.2の陽極で過剰電離が発生し放電回路電流が増加すると，陽光柱プラズマ密度が増加しNo.1放電回路へ粒子が拡散する。この拡散粒子により一定時間後No.1放電回路の粒子数密度が増加し，電流一定の場合No.1放電回路の陽光柱電圧が低下する。陽極電位一定の場合には放電回路

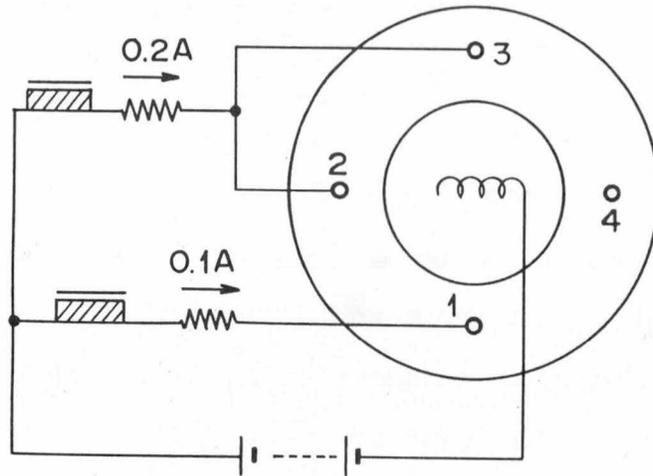


図 3.16 陽極数 4 個の放電管で、放電路電流の振動が隣接放電路に与える影響の実験回路。

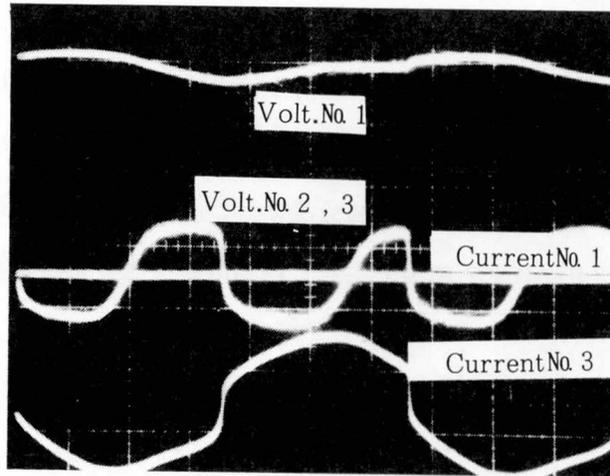


図 3.17 陽極数 4 個の放電管で、No. 2, No. 3 の両陽極に振動電流を流したとき、電流値一定の No. 1 陽極の電位変動：No. 1 陽極電位  $5\text{ V/div.}$ 、No. 2, 3 陽極電位  $10\text{ V/div.}$ 、 $50\text{ mA/div.}$ 、 $0.1\text{ ms/div.}$

電流が増加する。

次に隣接する 2 条の放電路で順次電流増加が生じたとき他の並列放電路に与える影響を調べる。図 3.18 に実験回路を示す。ネオン封入の陽極数 5 個の放電管を用い、No. 4, 5, 1 の各陽

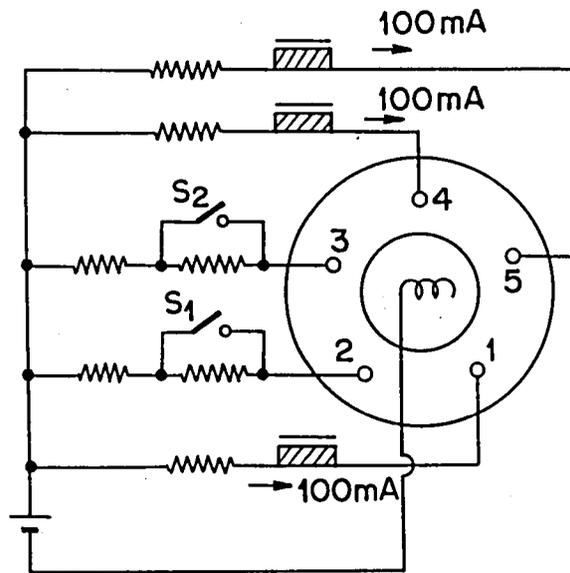
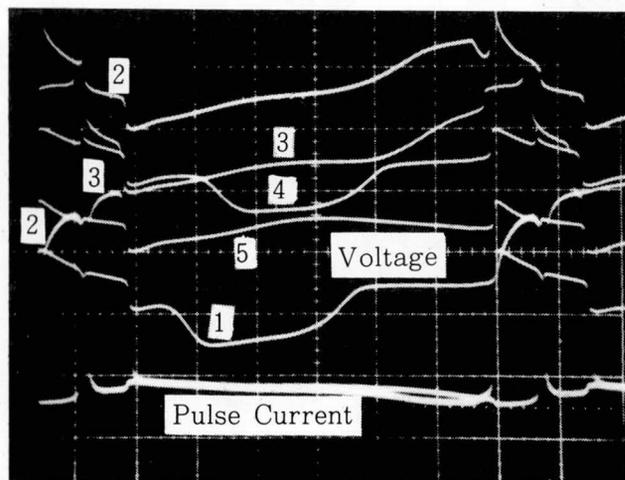


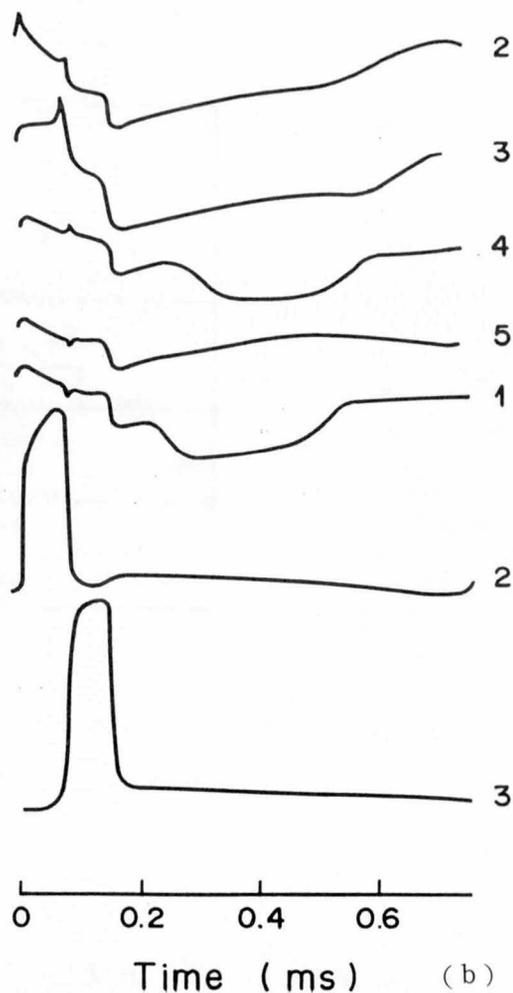
図 3.18 陽極数 5 個の放電管の過剰電離順番決定機構を求める実験回路。Na 1, 4, 5 の 3 個の陽極の電流は 100 mA 一定。Na 2, Na 3 の両陽極に時間幅  $80 \mu s$ , ピーク 190 mA のパルス電流を順次流す。放電一周期は  $760 \mu s$

極には抵抗とチョークコイルを接続し、各陽極電流を 100mA に保つ、Na 2 と 3 の各陽極には高抵抗と低抵抗の直列回路を接続し、かつ各高抵抗に並列にスイッチ  $S_1$ ,  $S_2$  を接続する。スイッチ動作は 2 つとも OFF の状態からまず  $S_1$  が約  $80 \mu s$  ON になる。続いて  $S_1$  が OFF,  $S_2$  が ON になり約  $80 \mu s$  続く。その後  $S_2$  も OFF になり再び  $S_1$  が ON になるまで約  $600 \mu s$  両者とも OFF を保つ。 $S_1$ ,  $S_2$  の動作間隔は他の陽極電圧変化量が最大になるように設定した。スイッチの ON, OFF により Na 2 と Na 3 の陽極には、約 40 mA から約 190 mA に変化するパルス状電流が流れる。

各陽極電圧の変化を図 3.19(a) に示す。各電圧の零ラインは一目盛つつずらしてある。Na 2 と 3 の陽極電流も示してある。(b) 図は (a) 図を書き直したものである。この実験では内管内電流は一定でなく、Na 2 と 3 の各陽極にパルス電流が流れる間約 530 mA, 残りの期間約 380 mA と変化する。このため内管内電圧降下は一定でないが、この電圧変化は各陽極電位に共通に表われるから外管内電圧変化のみを容易にとりだせる。各陽極電圧の変化は次のように表われる。Na 2 と 3 の陽極パルス電流が連続して流れた後、Na 2 陽極の電位は約  $400 \mu s$  ゆっくり増加、その後急速に増加し飽和する。そして次のパルス電流立ち上り位相で急減する。最初の電圧増加は



(a)



Time (ms) (b)

図 3.19 陽極数 5 個の放電管で隣接する 2 条の放電路にパルス電流を順次流したときの他の放電路の陽極電圧変化。図中の番号は陽極の番号。(a) 各陽極電圧波形と、No. 2 と No. 3 の陽極電流波形。各陽極電圧は 1 目盛ずつ零レベルをずらしてある：20V/div., 50mA/div., 0.1ms/div. (b) (a) 図を書き直した図。下段の 2 つの曲線は No. 2, No. 3 陽極のパルス電流波形。

主として内管内電圧の変化である。後の電圧の急上昇は陽極表面での空間電荷の形成にもとづき、電圧の急減は過剰電離が生じたためである。No. 3 の陽極電圧変化は No. 2 の変化に対しパルス電流位相の遅れ分  $80 \mu\text{s}$  だけ位相が遅れてほぼ同一変化を示す。

重要な変化が No. 1, 4, 5 の 3 個の陽極電圧に生じている。パルス電流が No. 2 → No. 3 と生じた後、まず No. 1 の陽極電圧に変化が生じる。すなわち隣接する放電路の No. 2 の陽極電流が急増した時刻から約  $200 \mu\text{s}$  経過した後、約 10V 急激な電圧降下が見られ、これが約  $200 \mu\text{s}$  続い

た後電圧が上昇，定常値に復帰している。Na 1 の陽極に続いて電圧変化が生じるのは Na 4 の陽極であり，Na 1 に対し約  $80 \mu\text{s}$  位相が遅れている以外はほとんど同じ変化を示している。Na 2，3 の陽極から最も遠い位置にある Na 5 の陽極電圧の変化は，Na 2 の陽極電流が急増した時から約  $460 \mu\text{s}$  後にゆっくりした電圧降下が生じ  $300 \mu\text{s}$  以上にわたって持続している。

Na 2 の放電路から隣接する放電路 Na 1 へ粒子が拡散する時間を図 2.7 の放電空間に (2.5) 式の拡散方程式を適用し，数値解法により求める。計算条件は次の通りである。中心軸 (y 軸) から壁までの距離  $L$  は  $9 \text{ mm}$ ，陽極間隔  $d/2$  は陽極数 5 個の場合で  $30 \text{ mm}$ ，ネオン  $6 \text{ Torr}$ ，電子温度は  $9 \times 10^3 \text{ K}$  とした。時刻  $t = 0$  での粒子密度は  $n_0 = \exp(-y^2) \cos(\frac{\pi}{2}x)$  で与えられるものとする。境界条件は次の通りである。壁上で粒子密度は零，y 軸上および放電路 Na 2，1 の中心を通る  $y = 0$ ， $d/2$  ( $30 \text{ mm}$ ) の境界での粒子の出入りはないとする。y 軸上の密度分布の時間変化計算結果を図 3.20 に示す。  $y = d/2$  の密度は  $200 \mu\text{s}$  前後で増加が顕著になっている。

以上の実験と計算から，図 3.19 の結果は次のように解釈できる。まず Na 2 の陽極にパルス電

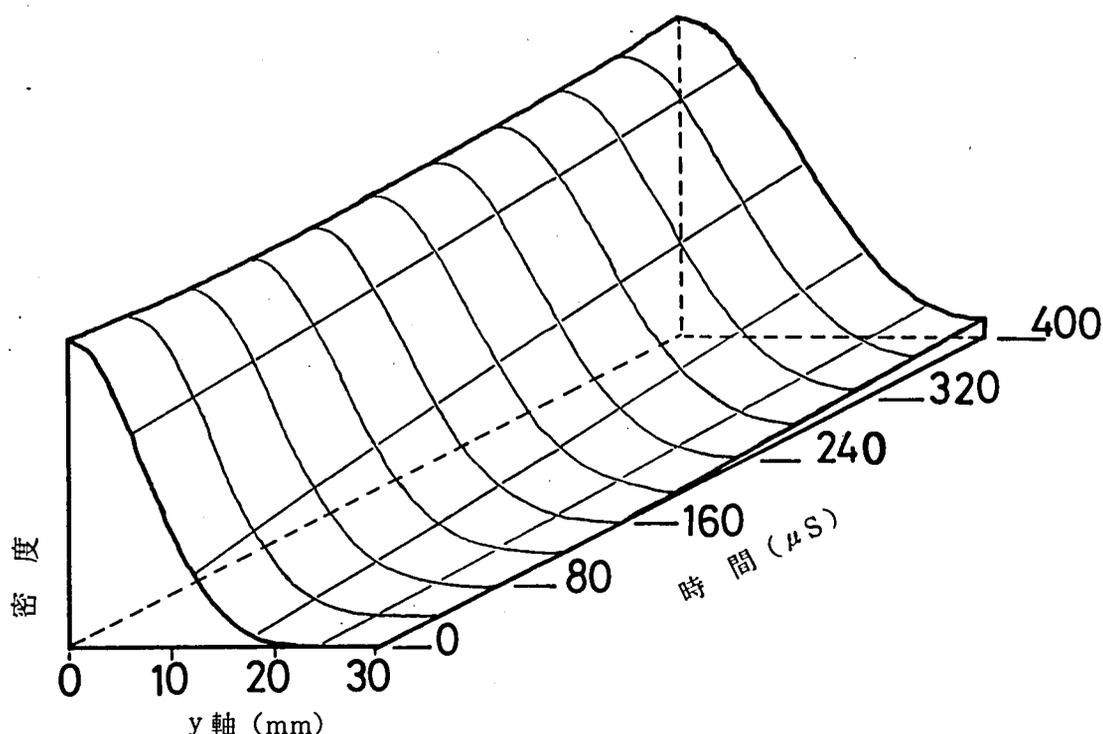


図 3.20 1 条の放電路から隣接放電路への粒子拡散の様子。図 2.7 の放電空間に (2.5) 式の拡散方程式を適用した計算結果。

流を流すとNa 2の放電路のプラズマ密度が増加する。この高密度プラズマは隣接するNa 1とNa 3の両放電路方向にゆっくり拡散する。Na 2に続いてNa 3の放電路にパルス電流を流すと同じ現象が生じる。Na 2の放電路からの拡散粒子によりまずNa 1の放電路のプラズマ密度が増加し、定電流放電のとき陽光柱電圧が低下する。続いてNa 4の放電路の電圧がNa 3の放電路からの粒子拡散により低下する。Na 5の放電路電圧はNa 2の放電路、続いてNa 3の放電路からの粒子拡散により最後に電圧降下を示すが、影響は減衰して表われる。Na 4, 5, 1の放電電流を一定に保つ代りに各陽極電位を共通に保てば、電圧降下を示した陽極では電流増加を示すことになる。この電流増加変化が陽極表面に過剰電離を誘発するトリガになる。

上記の実験結果は(2.1)式の粒子数保存方程式を用いて表わすことができることを次に示し、次節の振動電流基本モード形成機構の解析にこのモデルを用いる。(2.1)式を書き改めれば次式になる。

$$\frac{\partial n_{ej}}{\partial t} = n_{ej} \nu_i(E_j) - \frac{D_a}{A^2} n_{ej} + h \left\{ \frac{D_a}{A^2} n_{ej-1} + \frac{D_a}{A^2} n_{ej+1} \right\} \quad (3.24)$$

ここで $n_e$ は電子密度、 $\nu_i(E)$ は電離周波数、 $D_a$ は両極性拡散係数、 $A$ は拡散長、 $h$ は隣接放電路の拡散粒子が流入する割合である。図3.20の結果より隣接放電路からの粒子の流入は $200 \mu s$ 遅れて生じるものとする。添え字 $j$ は $j=1$ のとき $j-1=5$ 、 $j=5$ のとき $j+1=1$ とする。 $j$ のつかない量は各放電路に対し共通値をとるものとする。 $j$ 番目放電路電流 $I_j$ は次式で与えられる。

$$I_j = Sq n_{ej} \mu_e E_j \quad (3.25)$$

ここで $S$ は放電路断面積、 $q$ は電荷量、 $\mu_e$ は電子移動度、 $E$ は陽光柱電界である。まず両式の各係数を求める。電離周波数 $\nu_i(E)$ は2.3節で用いたWaymouthとBitterの方法により2.3節と同一条件で算出した。結果を図3.21に示す。 $\tau' n_e = 10^{12}$ と $10^{13}$ の両曲線ではほとんど差がないから、 $\nu_i(E)$ を $\tau' n_e$ に無関係に次式で近似する。

$$\nu_i(E) = 8.5 \times 10^3 E^{0.39} \quad (E : V/cm) \quad (3.26)$$

$S$ は内外管間の円環状放電路断面を5等分して $540 \text{mm}^2$ を得る。拡散長は内外管間隔をとる。 $h$ は図3.19の結果に一致するように選択する。各放電路電流は $I_1 = I_4 = I_5 = 100 \text{mA}$ 一定、 $I_2$ は最初の $80 \mu s$ 間(3.27)式で、その後の $680 \mu s$ 間(3.28)式で与えられる変化をする。 $I_3$ は $I_2$ に対し $80 \mu s$ 遅れて同一の変化をする。

$$I_2 = \frac{Sq n_2 \mu_e V_0}{1 + R_L Sq n_2 \mu_e} \quad (3.27)$$

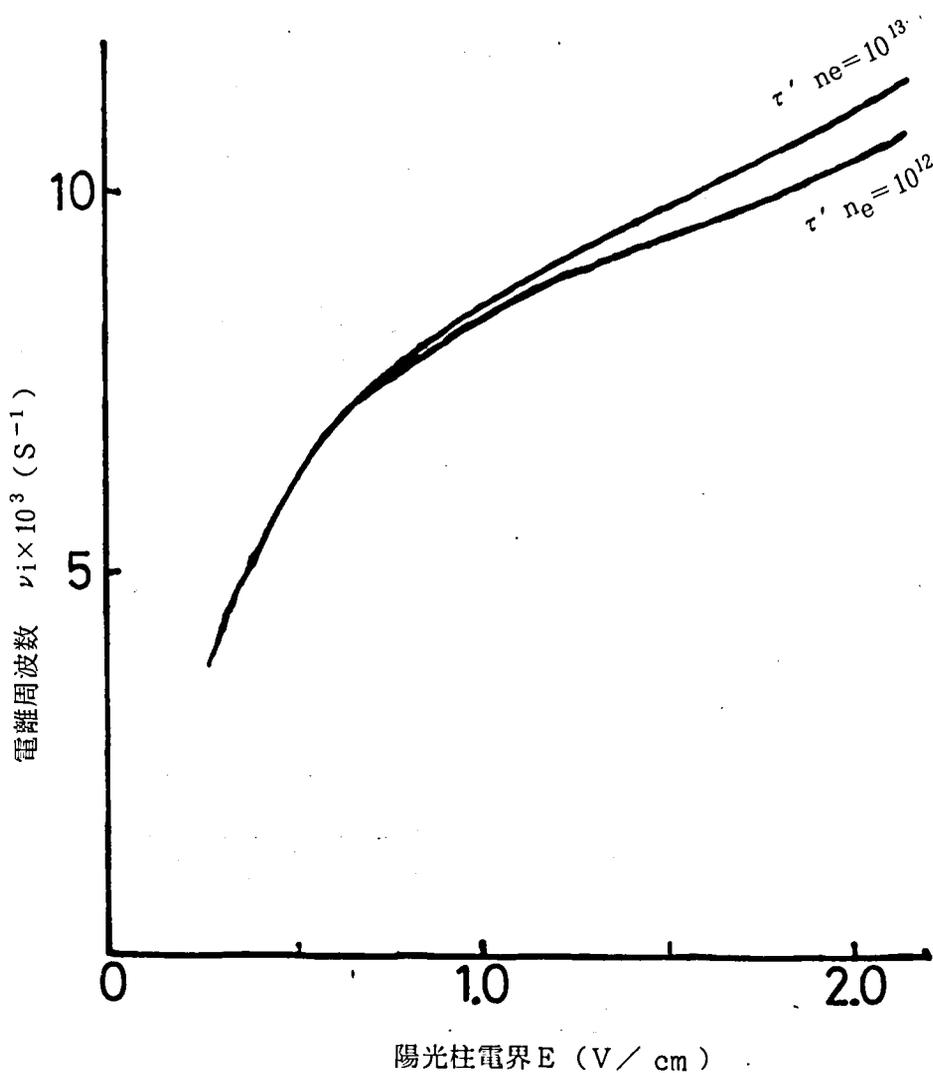


図 3.21 陽光柱での電離周波数と陽光柱電界の計算結果。τ' <sup>3</sup>P<sub>1</sub> 励起レベルにある水銀原子の実効的緩和時間, n<sub>e</sub>は陽光柱電子密度, 計算条件はネオン 6 Torr 水銀蒸気圧 10mTorr, 直径 32mm の円断面放電管。

$$I_2 = \frac{Sqn_2\mu_e V_0}{l + (R_L + R_H)Sqn_2\mu_e} \quad (3.28)$$

ここで  $V_0$  は点灯回路電源電圧で, 内管内電圧降下直流分を考慮して 100V,  $l$  は放電長で 10cm,  $R_L$ ,  $R_H$  は点灯回路直列抵抗でそれぞれ 400Ω, 1.9kΩ である。  $h = 1/8$  近傍のとき計算波形と図 3.19 の波形がもっともよく一致する。計算波形を図 3.22 に示した。計算電圧波形は内管内電圧降下を含んでいない。(3.24) ~ (3.26) 式は実験結果とよい一致を示すので拡散効果の解析に使用できる。

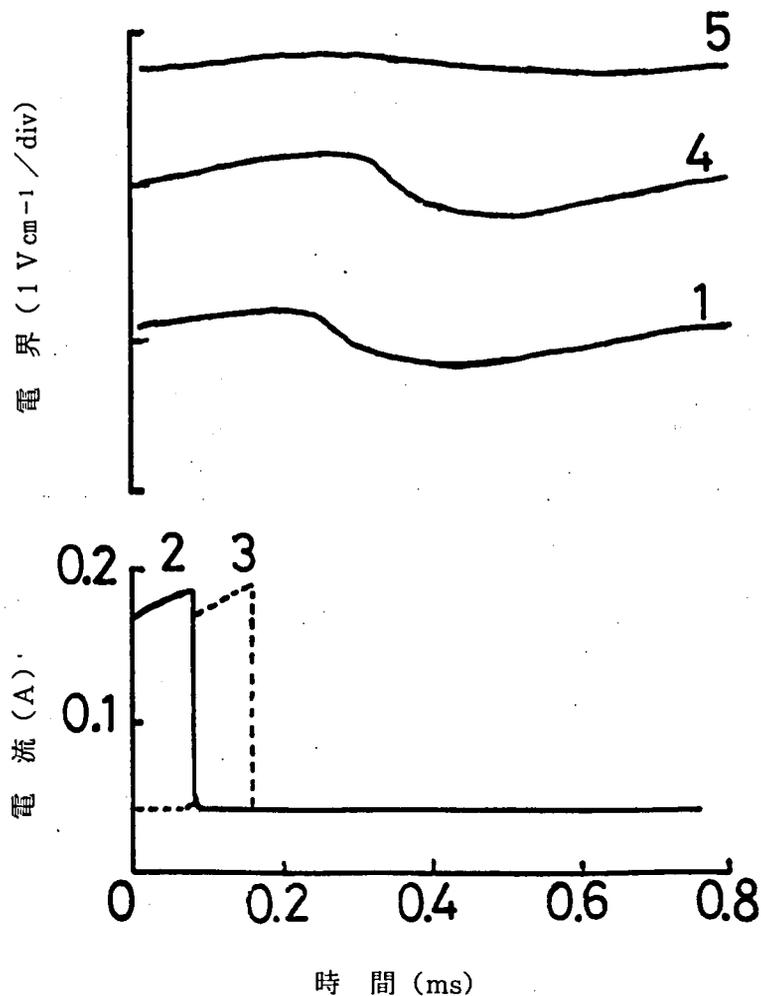


図 3.22 陽極数 5 個の放電管で、2 個の陽極に連続するパルス電流を流した時の各陽極電圧の変化に対する拡散方程式による解析結果。計算電圧波形は内管内電圧降下を含んでいない。

### 3.5.2 振動電流の基本モード形成機構

第 1.6 節で示した電流振動の規則性を (3.24) ~ (3.26) 式を用い検討する。陽極数 5 個の場合を考える。各陽極を同電位に保ち全電流 0.4A で放電させる。いまどの放電路も同一状態で各陽極表面に十分な空間電荷が形成されているとする。このときの陽極降下電圧を  $V_a$  とする。どの陽極が最初に過剰電離を生じるかの確率は同じであるから、No 1 の陽極で生じるものとする。この場合次式が成立する。

$$E_1 \cdot l = V_a + E_m \cdot l \quad (m = 2, 3, 4, 5) \quad (3.29a)$$

$$I_0 = Sq\mu_e (E_m \sum_{j=1}^5 n_{ej} + V_a / l \cdot n_{e1}) \quad (3.29b)$$

この結果、No 1 放電路電流が増加、No 1 以外の陽極電流は減少しこれらの陽極での過剰電離発

生が抑えられる。140  $\mu$ s後、Na 1 陽極で再び空間電荷が形成され陽極降下電圧が0.6V<sub>a</sub>に回復するとする。この結果Na 1 以外の陽極電流は次式で与えられる値に増加する。

$$I_m = n_{em} (I_0 - 0.4 \frac{V_a}{l} \cdot n_{e1} S q \mu_e) / \sum_{j=1}^5 n_{ej} \quad (m = 2, 3, 4, 5) \quad (3.30)$$

陽極電流の増加は次の過剰電離を誘発するが、Na 1 放電路の電流増加による粒子拡散の影響はまだ隣接放電路に生じておらず4個の陽極電流増加率は同じである。よってどの陽極で次の電離が生じるか確率は同じである。図3.23(a)の説明図を参考にしてNa 3の陽極で2番目の過剰電離が生じる場合をまず検討する。この場合次式が成立する。

$$E_3 \cdot l = 0.6V_a + E_1 \cdot l = V_a + E_m \cdot l \quad (m = 2, 4, 5) \quad (3.31a)$$

$$I_0 = S q \mu_e (E_m \sum_{j=1}^5 n_{ej} + 0.4V_a/l \cdot n_{e1} + V_a/l \cdot n_{e3}) \quad (3.31b)$$

ここで各陽極降下電圧は140  $\mu$ s毎に生じる過剰電離発生時のみ変化し、他の期間は変化しないと仮定する。280  $\mu$ s後にNa 3陽極降下電圧が0.6V<sub>a</sub>に回復し同時にNa 1陽極降下電圧が0.84V<sub>a</sub>に回復するとする。まだ過剰電離が生じていないNa 2, 4, 5の放電路電流は次式の値に変化する。

$$I_m = n_{em} \{ I_0 - (0.16V_a/l \cdot n_{e1} + 0.4V_a/l \cdot n_{e3}) S q \mu_e \} / \sum_{j=1}^5 n_{ej} \quad (m = 2, 4, 5) \quad (3.32)$$

この時刻ではNa 2と5の両放電路にNa 1放電路からの粒子拡散の影響が現われI<sub>2</sub>, I<sub>5</sub>の増加がI<sub>4</sub>を上まわる。しかしI<sub>2</sub>, I<sub>5</sub>間の差はない。よってNa 2とNa 5のどちらかの陽極で3番目の電離が生じる。第3番目の電離がNa 5で生じる場合を考える。420  $\mu$ s後Na 5陽極降下電圧は0.6V<sub>a</sub>に、Na 3は0.84V<sub>a</sub>に、Na 1は0.936V<sub>a</sub>に回復するものとする。するとNa 2と4の放電路電流は次の値になる。

$$I_m = n_{em} \{ I_0 - (0.064V_a/l \cdot n_{e1} + 0.16V_a/l \cdot n_{e3} + 0.4V_a/l \cdot n_{e5}) S q \mu_e \} / \sum_{j=1}^5 n_{ej} \quad (m = 2, 4) \quad (3.33)$$

両者間の電流増加率はNa 1とNa 3の両放電路からの拡散粒子の影響を受けているNa 2の方が大であり、よってNa 2の陽極で4番目の過剰電離が生じる。最後にNa 4の陽極で電離が生じ1サイクルを形成する。V<sub>a</sub> = 20Vとし上記の式を用いた電流波形計算結果を図3.24下段に示した。

次にNa 1, 3に続いてNa 2陽極で過剰電離が生じる場合を考える(図3.23(b)参照)。第4番目の過剰電離はNa 4とNa 5のいずれかの陽極で生じる。Na 4の放電路はNa 3放電路の影響を受け、Na 5放電路はNa 1放電路の影響を受ける。Na 1放電路の過剰電離はNa 3のそれより位相が進んでおり、かつNa 3の放電路電流がピークにある間もNa 1の放電路電流は依然として大きな値を保っているから、Na 1放電路の影響の方が強く、よって第4番目の電離はNa 5で生じる。図3.24中段にこの場合の電流波形計算結果を示した。

次にNa 1の後Na 2で過剰電離が発生すれば(図3.23(c)参照)、第3番目の電離はNa 1放電路

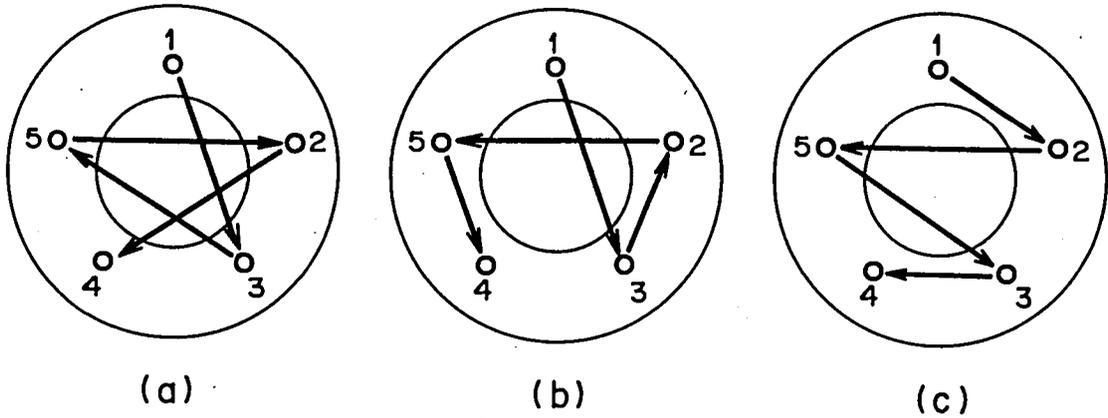


図 3.23 陽極数 5 個での 2 種類の基本モード形成説明図。(a) 過剰電離順番 No 1 → No 3 → No 5 → No 2 → No 4, (b) 過剰電離順番 No 1 → No 3 → No 2 → No 5 → No 4, (c) 過剰電離順番 No 1 → No 2 → No 5 → No 3 → No 4 の各場合を示す。(b) と (c) 図は同一パターンで, (a) 図は 2 種類の基本モードに一致する。

の影響を受ける No. 5 で生じ, 第 4 番目の電離は No. 2 放電路の影響を受ける No. 3 放電路の陽極で生じる。この場合の電流波形計算結果を図 3.24 上段に示した。最後に No. 1 の陽極の次に No. 5 あるいは No. 4 の陽極で過剰電離が生じる場合は, No. 1 に対し No. 2 あるいは No. 3 の陽極と軸対称の位置にあるからこれらの場合と同じパターンが得られる。

図 3.23 の (b) と (c) 図は同一パターンであり, これと (a) 図のパターンは図 1.15 に示した陽極数 5 個での 2 種類の基本モードに一致する。以上の実験・計算結果と考察から複数陽極上の過剰電離発生順序を決定する機構は, 隣接する放電路間に生じる粒子拡散にもとづく作用であることは明らかである。この作用は第 2 章で述べた電圧電流静特性のみならず動特性にも重要な役割を果たしている。

### 3.5.3 陽極数 6 個の場合の基本モード

強制分流測定の結果 (2.2 節参照) では, 陽極数 6 個の放電管でも各放電路の電圧電流特性は正特性を示すので, 6 条の並列等電流放電形成が期待できる。ところで 6 個では固有の基本モードは観測できず, 6 条の等電流放電は得られなかった。一つの放電路の電流増加がある時間遅れて (供試放電管では約  $200 \mu\text{s}$ ) 隣接放電路の荷電粒子密度に影響を与えるという上述の機構を用いて, 陽極数 6 個の場合に予想される過剰電離のパターンを図 3.25 を用いて検討する。<sup>39)</sup>

(a) 図は No. 1 の陽極の後, No. 6 の陽極で過剰電離が生じた場合で, 続いて No. 2, No. 5, No. 3 と

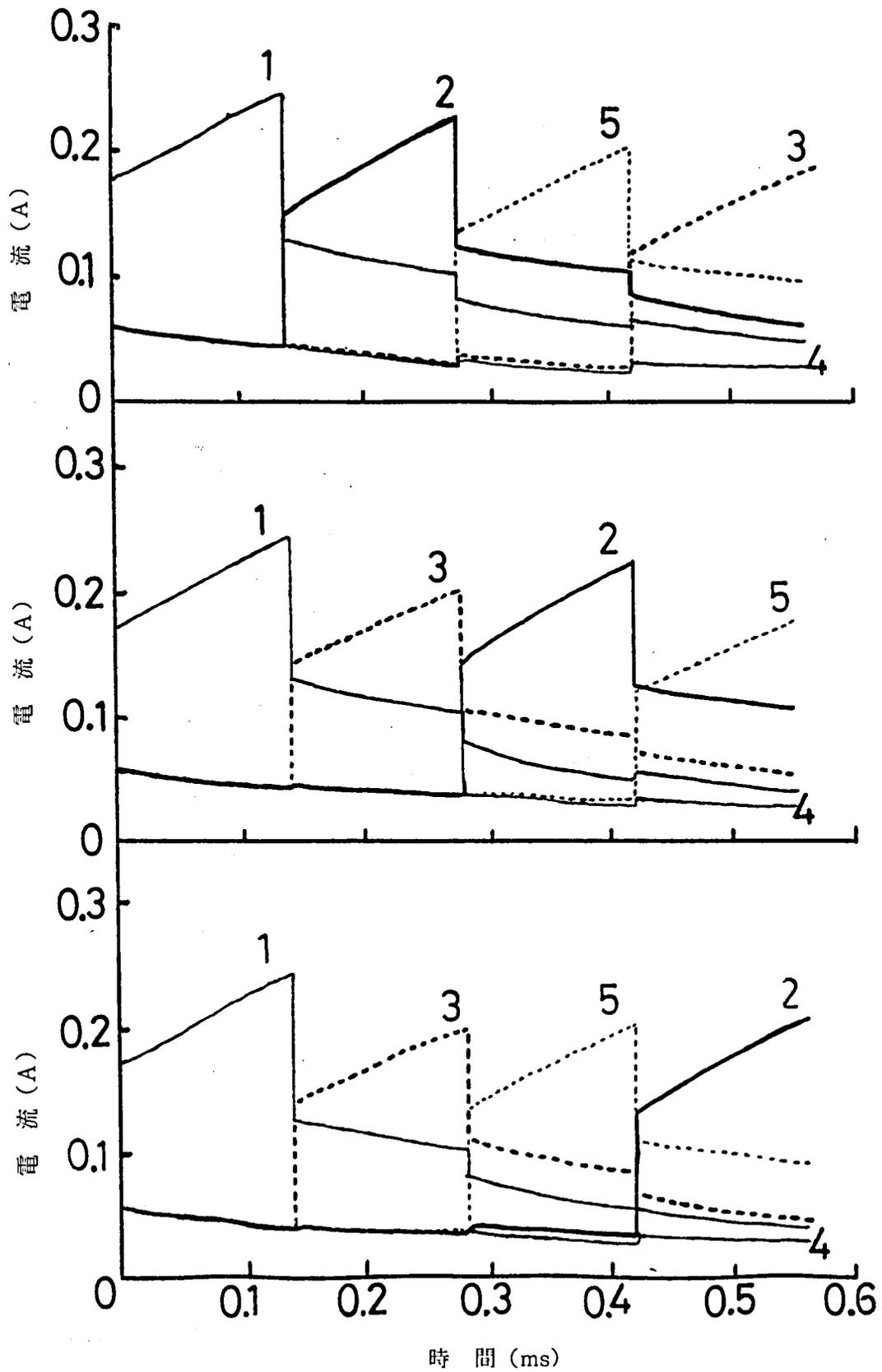


図 3.24 陽極数 5 個の放電管で、No 1 陽極から過剰電離が始まるときの各陽極電流波形計算結果。上段、中段、下段は図 3.23 の (c) (b) (a) 図の各順番の場合の波形に対応。

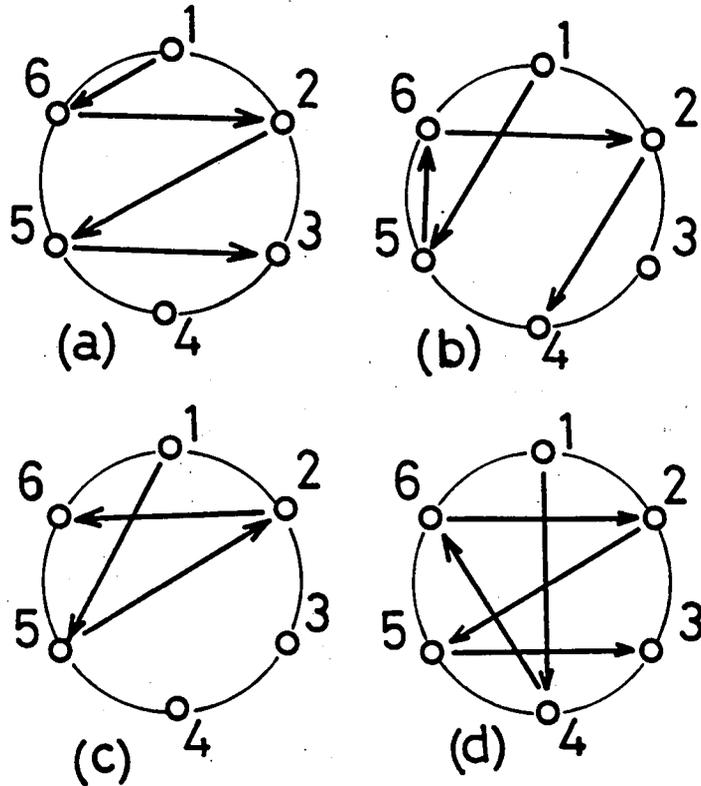


図 3.25 陽極数 6 個の場合の過剰電離パターン形成説明図。陽極数 6 個の場合、いずれの順序でも基本モードを形成しない。

進行することが期待される。続く電離はNa 4 あるいは過剰電離から約 $600 \mu s$ 経過し空間電荷が再形成されるのに十分な時間が経過しているNa 1 の陽極で生じる。Na 1 放電路はNa 6 続いてNa 2 の放電路の影響を受けている。Na 4 放電路はNa 5 の放電路の影響を受けている。図3.26に(3.24) ~ (3.28) 式を用いて計算した電流波形を示す。結果は第 6 番目の電離はNa 1 で生じる可能性が高いことを示している。Na 1 で生じる場合は、得られるパターン陽極数 5 個での基本モードに一致する。第 6 番目の過剰電離がNa 1 ではなくNa 4 で生じる場合は、第 7 番目の電離は図3.26の結果からNa 6 またはNa 2 の陽極で生じる。どちらの場合も不規則モードを与える。よってNa 1 からNa 6 と続く順番では陽極数 6 個の基本モードは存在しない。

次にNa 1 からNa 5 と続く順番を考える。第 3 番目の過剰電離はNa 6 ないしNa 2 で生じる。(b) 図はNa 6 の場合を扱う。第 4 番目の電離はNa 1 の放電路の影響を受けるNa 2 と、Na 5 の影響を受けるNa 4 で生じる。影響がより強くするのはNa 2 の陽極であるから、第 4 番目はNa 2、第 5 番目はNa 4 で電離が生じる。第 6 番目はNa 1 かNa 3 で生じる。もしNa 1 で生じるならば第 7 番目の電離はNa 5 で生じることになり不規則モードを形成する。

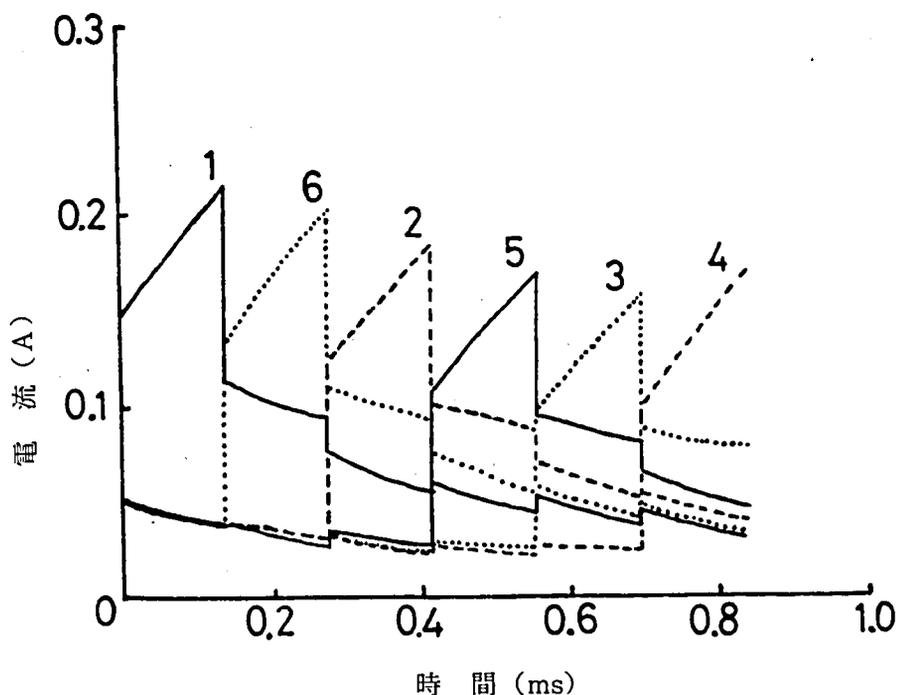


図 3.26 陽極数 6 個の場合で, Na 1 → Na 6 → Na 2 → Na 5 → Na 3 と過剰電離が順次生じた場合 (図 3.25 (a)) の電流計算波形。

(c)図はNa 1, Na 5, Na 2 と続く場合で第 4 番目はNa 1 とNa 5 の影響を受けるNa 6 で生じる。第 5 番目はNa 2 の放電路の影響を受けるNa 3 か, Na 5 の放電路の影響を受けるNa 4 である。仮に第 5 番目の電離がNa 3 で生じると第 6 番目はNa 1 で生じ, 陽極数 5 個の基本モードになる。もし第 5 番目がNa 4 で生じるならば, 第 6 番目はNa 3 あるいはNa 1 で生じる。Na 1 で生じれば陽極数 5 個の基本モードと同一になり, Na 3 ならば第 7 番目はNa 5 で生じやはり陽極数 5 個の基本モードに一致する。

次に(d)図でNa 1, Na 4 と続く場合を考える。第 3 番目の電離をNa 6 にとる。(Na 2 で生じる場合は対称の関係にある。) 陽極数 5 個の基本モードを避けるには, 続く電離の順番はNa 2, Na 5, Na 3 でなければならない。この場合第 7 番目の電離は他の放電路からの影響をまだ受けているNa 6 ないしNa 4 の陽極で生じ, どちらも陽極数 6 個の基本モードにはならない。以上検討したごとく陽極数 6 個の基本モードは本質的に存在しない。

#### 3.5.4 過剰電離周期拡散時間と基本モード

前二項の検討は, 陽極での過剰電離の周期  $t_E$  と 1 条の放電路の電流増加が隣接する放電路へ影響を与える拡散時間  $t_D$  との間に  $t_E < t_D < 2t_E$  の関係が成立する場合についてであった。ここでは  $t_D < t_E$  と  $t_D > 2t_E$  の関係が成立する場合に得られる過剰電離の順番につ

いて予測を行なう。

(i)  $t_D < t_E$  の場合

過剰電離とそれともなう電流増加の影響は次の電離発生前に隣接放電路に表われる。よって続く過剰電離は常に隣接放電路であり、順次隣へ移動する基本モードになる。

(ii)  $t_D < 2t_E$

この場合は最初の過剰電離に続く第2番目の過剰電離のみならず、第3番目の過剰電離の発生も最初の過剰電離の影響を受けない。第4番目の過剰電離に至って最初の過剰電離が生じた陽極に隣接する陽極で生じる。この予測に従い各陽極数について過剰電離の順番をすべての場合について求める。 $t_E < t_D < 2t_E$  の場合、陽極数5個以下ではどの場合も基本モードが形成される。これに対し  $t_D > 2t_E$  では多くの場合不規則モードが形成されるが、場合によって図3.27に示す基本モードが得られる。図中の番号は電離の順番を示す、陽極数4個では隣接する陽極へ順次移動するパターン、5個では星印形の基本モード、陽極数6個では図に示す2種類の基本モードが予測できる。

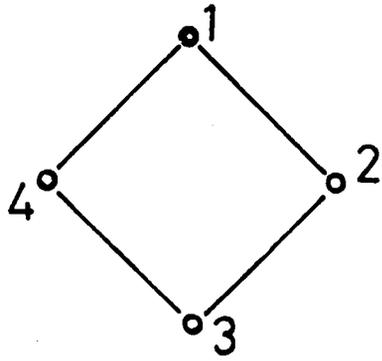
$t_D > 2t_E$  の状態をつくり上記の基本モード形成を試みた。陽極振動周期  $t_E$  を変えずに拡散時間  $t_D$  を大きく変化させることは難しいが、 $t_D$  を変えずに  $t_E$  を減少させることは陽極近傍の拡散長を短かくすることで実現できる。動作陽極数が2個のとき陽極振動周波数約12kHzの陽極数6個の放電管を試作して実験したが、基本モードの確認はできなかった。これは放電管の製作精度の問題の他、放電管が完全に軸対称であっても、すべての場合の数18に対し基本モードが得られる場合の数が8であり常に基本モードを生ずるとは限らないためと考えられる。

### 3.6 結 言

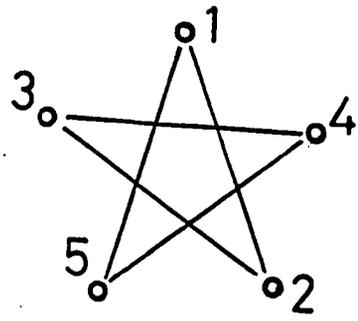
以上本章では、分流形放電管の並列放電路間で生じている特異な電流振動現象について、その発生原因、振動機構、および複数陽極で過剰電離が特異なパターンで順次に生ずる機構を解明した。また電流振動原因になっている陽極振動についてその発生機構に考察を加えた。本章で得られた結果を要約すると次の通りである。

- (1) 並列放電路の電流振動は複数陽極で規則正しく生じる陽極振動により生ずる。
- (2) 陽極降下領域の現象をコンデンサとスイッチの並列回路で近似する等価回路を提案した。

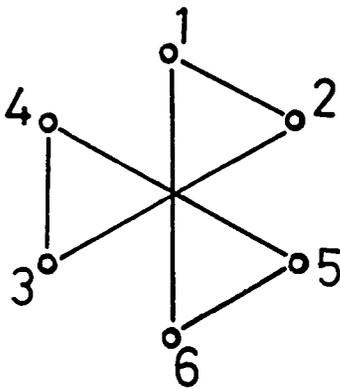
この等価回路による振動電流波形は実測波形とよい一致を示す。本回路による解析結果は、観測される陽極電位振動振幅値は、過剰電離発生電圧値を陽極数で割った値になることを示



陽極数 4



陽極数 5



陽極数 6

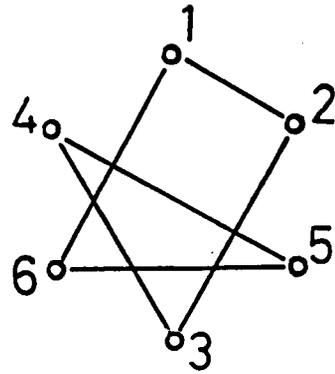


図 3.27 隣接する放電路への拡散時間 $t_D$ が、陽極振動周期 $t_E$ の 2 倍より長い場合、各陽極数で予想される基本モード。陽極数 4 個、5 個では各 1 種類、陽極数 6 個では 2 種類存在する。

している。

- (3) 陽極降下損失は陽極数 2 個のとき最小となる。放電電流 0.4A では約 2.5W である。等価回路による陽極降下損失計算値と測定値はよい一致を示す。
- (4) 分流形放電管の陽極降下電圧値は封入希ガスの電離電圧値である。水銀の電離電圧にならないのは陽極降下層内の水銀原子密度が低いためである。管壁温度の割に陽極降下層の水銀密度が低いのは分流形放電管が直流放電管のため、カタホリシスが生じることによる。管壁温度 75°C の直流放電の陽極降下層水銀密度は 35°C の交流放電の陽極降下層水銀密度にほぼ等しい。

- (5) 同電位にある複数の陽極を持つ分流形放電管では、ある陽極表面で局部的に過剰電離が始まると、他の陽極電流の減少によりその陽極の電流が容易に増加するため、表面電界が減少せず電離が進行し、全面的な過剰電離が安定に生ずる。
- (6) 複数陽極の空間配置に対し過剰電離が特異なパターンで順次に生ずる機構は次の通りである。複数の陽極が同一状態から、ある陽極で過剰電離が生じその放電路電流が増加する。これにより荷電粒子が増加し隣接する放電路に拡散が始まる。隣接放電路に影響が表われるのに一定時間を要するため、次に生じる過剰電離がどこの陽極で起きるか、その確率は同じである。よって任意の陽極で2番目が生じる。3番目の過剰電離は最初に過剰電離が生じた放電路からの拡散の影響が表われ始めた隣接放電路で生じる。すなわち拡散粒子流入により隣接放電路のインピーダンスが低下するため電流が増加し、これが引き金になって隣接放電路の陽極で過剰電離が生じる。このように直前の過剰電離の影響ではなく、1つ前の過剰電離の影響を他の放電路が受けることにより、特異なパターン（基本モード）が成立する。
- (7) 上述の機構により、陽極数5個での2つの基本モードの形成機構が説明できる。また陽極数6個では陽極数5個の基本モードか不規則モードのどちらかしか形成できず、陽極数6個の基本モードは存在しないことを示した。

## 第4章 マルチアーク形成の安定性

### 4.1 緒言

前章までの検討は図1.1の寸法・構造でネオンを6 Torrと水銀蒸気を封入した分流形放電管の特性を主体に記してきた。同時にマルチアーク安定形成は放電管形状，寸法，陽極形状，封入ガス組成，圧力等に大きく依存することを示した。本章でこれらの項目につきマルチアーク安定形成範囲を実験により求める。この結果は分流形放電管を電球形ランプに応用する場合有用な設計資料になる。

分流形放電管では放電のゆらぎ・ちらつきに通常の蛍光ランプにない特有の問題がある。通常の直管形放電管ではプラズマの拡がり管壁により制限され壁安定アークになる。また放電路は一条であり，放電路電流は安定器により安定化されている。このため放電管内に多少の不安定放電要因があっても安定な放電が容易に得られる。これに対し分流形放電管では，内外管の間の空間に形成されるプラズマは半径方向には内外管壁により安定化できるが，円周方向には壁はなく壁安定は得られない。また全放電電流は安定器によって安定化できるが，並列放電路の電流比は回路によって制御されない。このため分流形放電管内に不安定要因があると容易にゆらぎ・ちらつきを発生する。ゆらぎ・ちらつきを防止するには内管先端形状および陽極形状を検討することが必要であり，その検討結果についても本章でのべる。

### 4.2 放電路分離のための内管先端形状

並列放電路を分離・固定し放電のゆらぎを防止するのに内管先端形状は重要な要素である。外管内の並列放電路は，内管先端で分離し分割配置された陽極に各々つらなる。放電路の一端は固定した陽極であるから，内管先端で分離・固定ができれば，放電路の両端が固定し並列放電路位置が安定化する。放電路の維持はプラズマの損失を支配する拡散長により支配され，放電路が折れ曲る内管先端での拡散長は先端形状により決るので，内管先端での放電路の分離・固定は先端形状に大きく依存する。

内管先端での放電路分離の方法は幾何学的に行なう方法と電氣的に行なう方法に分けられる。ここでは各方法について各先端形状を試作し，実験で分離・固定性能を調べた。試作した内管先端形状を図4.1に示す。内管直径はすべて32mmである。(a)図は内管先端を輪切りにした形状で分離固定のためには何もしていない。この形状でも陽極数2個の場合，先端から二条の放電

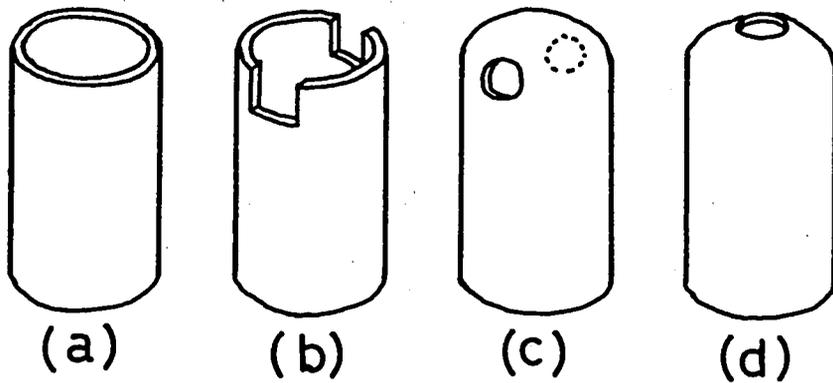


図 4.1 実験に用いた種々の内管先端形状。(a)の形状はアークがゆらぐ。(b),(c)の形状は2条の分離固定が,(d)の形状は多条の分離固定が可能である。

が形成できるが放電路位置は固定せずゆらぎが発生する。また内管と外管の軸が同軸から外れている時その影響を受けやすく、目視で分る程度に外れると二条の放電に分離できない。陽極数4個の場合、内管先端で分離できる放電路数は2条で、放電路位置は固定しない。次の(b)(c)図は放電路分離を幾何学的に行なう方法である。(b)図は内管先端の放電路に対応した位置に15×10mm角の切り込みをいれた形状である。放電は最短距離をとるべく切り込みを通るため位置が固定しゆらぎは生じない。切り込みの大きさは5×5mm角でも放電路固定に効果がある。陽極数2個で切り込み2個の場合、内外管軸が同軸から多少ずれていても安定に分流する。陽極数4個で切り込み4個では先端で分離できた放電路数は常に2条であった。(c)図は内管先端を封じて、その上で各陽極に対応した位置に穴をあけた形状である。この形状も形成できる放電路数は2条である。許容穴径は5mmまででそれ以下では分流できず、放電はどちらか一方の穴にしか形成されない。以上の3種類の先端形状ではどれも3条以上の並列放電を形成することはできなかった。これに対し(d)図は電氣的に分離固定する方法で、3条以上の多条放電形成が可能である。形状は内管先端を適当な直径にすぼめたものである。分離固定が可能な先端穴径と内外管先端間隔は実験結果より、穴径は20mm以下、先端間隔は7mm以上が必要であった。

(使用放電管は内管径32mm, 外管径70mm, ネオン6 Torr封入)

内管先端形状により分離固定できる放電路数が異なるのは次の理由によると推定される。(b)図の形状は2条に分離できるが4条にはできない。先端の切り込み底から対応する陽極までの距離は90mm, 内管直径は32mmであるから、1つの先端切り込み底から反対側の陽極までの内管壁に沿った距離は103mm, 陽極数4個の場合の90度横にある陽極までの内管壁に沿った距離は

93.6mmで、最短距離にある陽極までの90mmに対しそれぞれ15%、4%増である。放電は最短距離間で形成されるので2点間（1点は位置の離れた2つの陽極であるが等電位であるから電気的には1点である）に15%長さが違う2つの放電路が同時に存在することは困難である\*。このため等距離になるよう放電路が内管の先端から分離する。放電路4条の場合、4つの切り込みのうち2つの切り込みに二条ずつ電流が集中しても集中した2条の放電路の長さの差は4%しか変わらず、電流集中による陽光柱電界低下がそれ以上になり、4条に分離できない。

(d)図の形状は多条放電形成が可能である。内管先端をしぼることにより先端穴付近のプラズマの損失が大になる。この損失増加を補うために先端穴付近の電界が大になり電離が増大する。一方内管先端を抜けた空間は拡散距離が急激に大になるので損失が少ない。よって先端しぼり穴の先は内外管先端間隔が狭すぎない限りプラズマ密度が局所的に大きい空間になる。この空間は電子は電界移動よりも拡散で主として流れる。拡散が支配的な空間は内外管の間の空間にほぼ均一に電子を供給するため電流の集中が防げられ、多条放電形成を可能にする。また拡散が支配的な空間では円周方向は均一になるので放電のゆらぎも生じにくい。

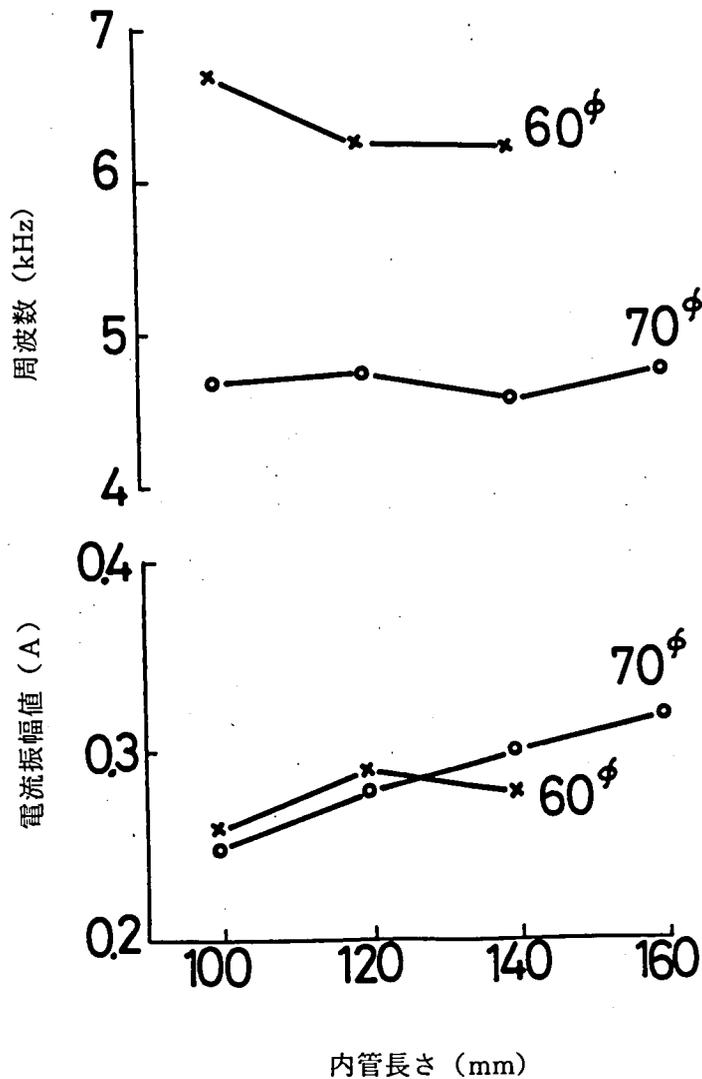
### 4.3 放電管寸法制限の検討

内外管直径および放電路長を決める内管長が分流特性に与える影響を検討する。高周波電流重畳効果は内外管寸法にほとんど依存しないが、拡散による効果は大きく依存する。まず内管長について述べる。粒子拡散は隣接する放電路間で生じるが、放電路の長手方向には生じないから、拡散による効果は内管長さに本来依存しない。高周波重畳効果は内管が長くなると放電電圧が増加するので、(2.18)式から高周波変調度が低下する。しかし図4.2に示す実験結果は振動電圧振幅も増加したため変調度は若干増加している。よって内管長さを極端に長くしない限り内管長が分流特性に与える影響は小さいとみてよい。実際試作した内管長160mmの放電管でも分流特性に特に差はなかった。

次に内外管直径が与える影響について述べる。図4.3は内管直径が同一で外管直径が異なる陽極数2個の放電管の強制分流点灯回路による各電圧電流特性である。この測定では各放電路には高周波は重畳していない。封入ガスはアルゴン2 Torrである。外管直径が70mm以上では

---

\* 内管先端部から陽極で終る放電路が内管に沿って半周している場合、放電路が曲げられているのでまっ直ぐな場合に比べ拡散損失が増え電界が増加する。放電路長が延びることにこの効果が重畳するので、半周している場合の電圧はさらに増加する。放電路が1/4周している場合はまっ直ぐな場合に比べ電界はほとんど増加しない。



ネオン 6 Torr 封入，放電電流 0.36 A

図 4.2 内管長さ と陽極振動周波数 と放電電流振幅の関係。陽極数 2 個，放電電流 0.36 A，ネオン 6 Torr 封入放電管使用。図中のパラメータは外管直径。

粒子拡散による電圧電流正特性は外管直径に対してほとんど変化しない。しかしながら外管直径 60 mm の放電管では強制分流回路で点灯しても並列二条の放電を形成することができなかった。このとき放電は内管先端から陽極近傍までは一条で、近傍で二条に分かれて各陽極に分流した。外管直径の異なる上述の放電管を陽極を短絡して放電させたときの振動電流振幅、振動周波数の測定結果を図 4.4 に示す。外管直径が小さくなると電流振幅、周波数が増加しているが、これは陽極近傍のガラス壁間隔も短くなったためである。高周波重畳効果は内外管寸法に直接は関係しない。

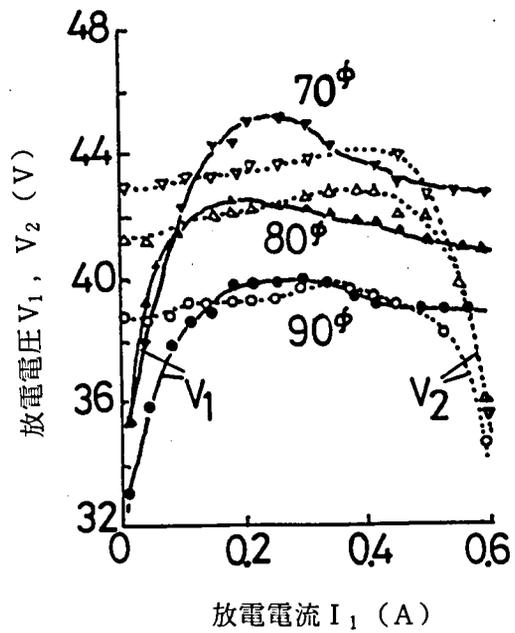


図 4.3 外管各直径での強制分流時の放電電圧電流特性。アルゴン 2 Torr 封入。

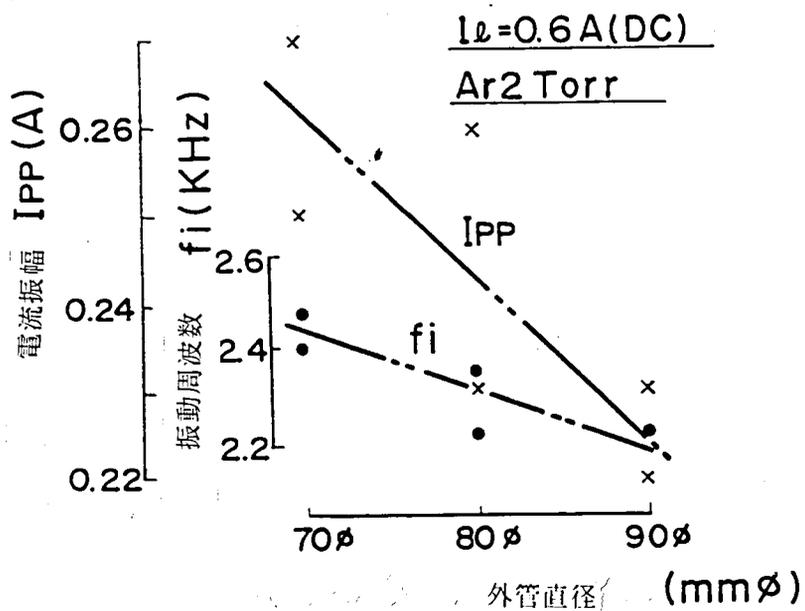


図 4.4 外管直径と陽極振動特性。内管直径 30 mm 一定。アルゴン 2 Torr 封入。

内外管間隔が狭くなると並列放電形成が困難になるのは、円周方向の粒子拡散が困難になり拡散による効果が減少するためである。拡散による効果は(2.10)式より $d/2L$ が目安になる。(d:陽極間隔, 2L:壁間間隔)並列放電形成が可能な範囲は実験結果からネオン6 Torrの場合 $d/2L < 4.7$ である。すなわち内管径30mmのとき外管径60mm, 内管径20mmのとき外管径50mm以上で分流できる。アルゴン封入の場合も $d/2L$ の範囲はほぼ同じであり, 内管径30mmのとき外管径70mm以上である。

内外管の間の空間に形成されるプラズマ柱は内管先端部と陽極付近で収縮している。このため対応する外管の先端および根元がすぼまっても分流特性にほとんど影響を与えない。したがって外管形状は図1.1の円筒形状の他, 球状およびラクビーボール状も可能である。図4.5(a)に最大直径90mmのラクビーボール状, (b)に直径130mmの球状外管を用いたときの放電状

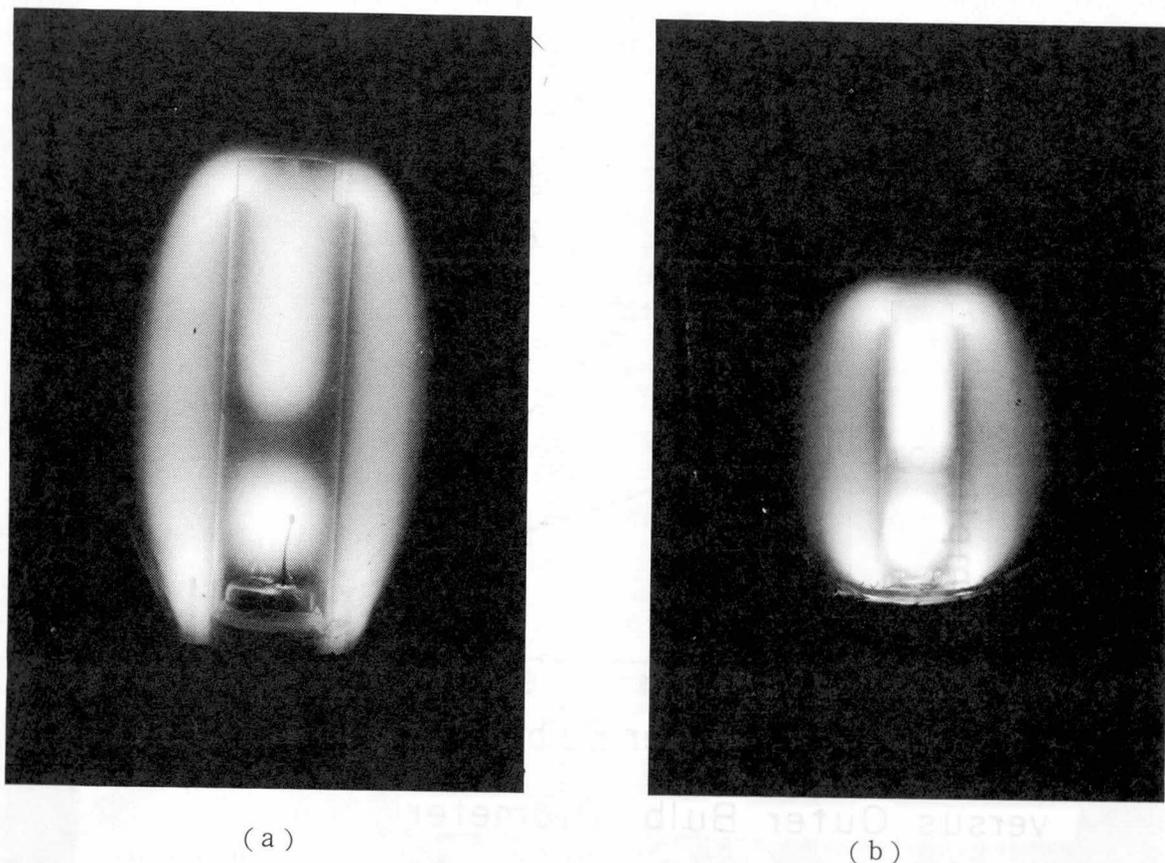


図 4.5 外管形状と放電状態。(a) 最大直径90mmのラクビーボール状外管。(b) 直径130mmの球状外管。電気的特性は最大直径に等しい直径を持つ円筒状外管の放電管にほぼ同じ。

態を示す。両放電管の内管先端形状は図4.1(b)の切り込みをいれた形状である。両放電管の特性は、最大直径に等しい直径を持つ円筒状外管の放電管特性とほぼ同一である。

#### 4.4 封入希ガス

拡散係数と陽極振動特性は封入ガス組成に強く依存する。よってガス組成によっては安定な分流が生じない場合が予想される。また次章で説明するように分流形放電管を電球形ランプに応用する場合、放電電圧を調整するために封入希ガスを調整する必要が生じる。本節で希ガス組成と分流特性の関係を調べ、安定な分流特性が得られるガス組成範囲をあきらかにする。検討した希ガスの種類と圧力範囲は次の通りである。ネオン（3～10Torr）、アルゴン（2～10Torr）、ヘリウム（6～10Torr）の単体ガスと、ネオンとアルゴン、ヘリウムとネオン、ヘリウムとアルゴン、ネオンとクリプトンの混合ガスである。放電電圧を純アルゴンの場合より高くできるガス組成という条件\*からクリプトン、クセノンを除外した。

最初に陽極数2個の分流形放電管を用い、上記の封入ガス組成で等電流分流放電が可能かどうかを調べた。実験は供試放電管を排気台に取りつけて行ない、放電電力20W一定で測定した。単体ガスの場合、ネオン、アルゴンは等電流で分流したが、ヘリウムでは等電流にならなかった。混合ガスの場合も、ヘリウムの割合の大きい混合ガスでは等電流分流が得られなかった。以上のようにヘリウムを封入すると分流性能が大きく低下することが明らかになった。

まず希ガス組成が拡散による効果に与える影響をとりあげる、ガス組成が拡散による効果に影響を与えるのは拡散係数の変化によってである。封入ガスと拡散による効果の関係を、高周波電流が重畳しないようにした強制分流回路により測定した。封入圧力4 Torr一定でネオンおよびアルゴンを用いた場合の結果を図4.6に、ネオン封入で圧力を4 Torrおよび6 Torrとした結果を図4.7に、封入圧力6 Torr一定でアルゴン・ヘリウム混合ガスの各ヘリウム割合での結果を図4.8に示すいずれの結果も封入ガス組成を変えて拡散係数を大幅に変えても、拡散による効果はほとんど変わらないといえる。

高周波重畳効果は封入ガス組成により大きく変わる。すなわち電流振幅を決める陽極降下電

---

\* 放電電圧が低いと同一電力を得るための電流が大になり、放電回路の損失が大になる。分流形放電管の放電長は通常の20W蛍光ランプの約半分であるからアルゴン封入では放電電圧が低い。

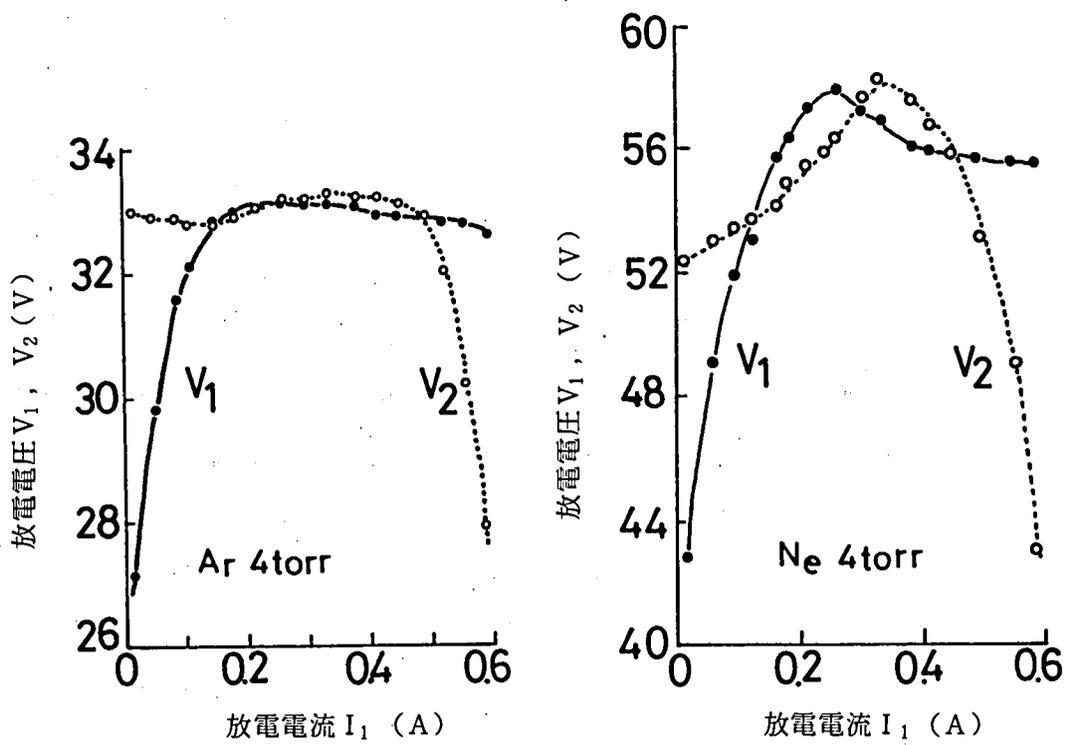


図 4.6 ネオンとアルゴンの強制分流測定比較。封入圧力 4 Torr 拡散による効果はネオンとアルゴンとはほとんど変わらない。

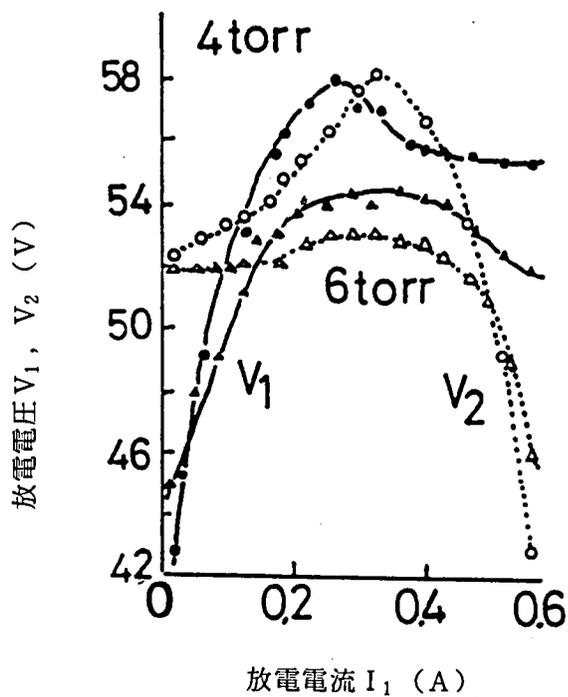


図 4.7 ネオン封入圧力 4 Torr と 6 Torr での強制分流測定結果。

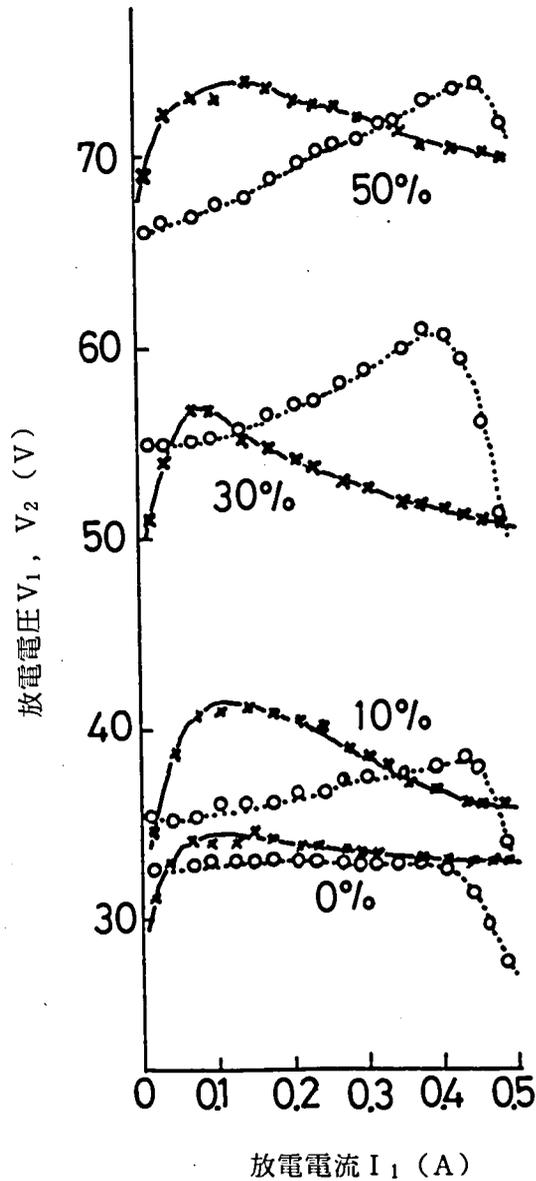


図 4.8 アルゴンとヘリウムの各混合比での強制分流測定結果。封入圧力 6 Torr 混合比を変えても拡散による効果はほとんどかわっていない。

圧と陽光柱等価抵抗，および振動周波数は封入ガスの電離電圧，拡散係数に強く依存するからである。まずガス組成を変えて拡散係数のみを変えた場合の振動特性変化を封入圧力を変えて測定した。陽極数 2 個の場合の封入圧力と振動特性の関係を図 4.9 に示す。(a)図はネオンとアルゴンで封入圧力に対する振動電圧振幅の変化である。電圧振幅はガスの種類に依存し封入圧力に依存しない。

(b)図はアルゴン封入圧力に対する振動電流振幅および周波数の変化である。周波数変化につい

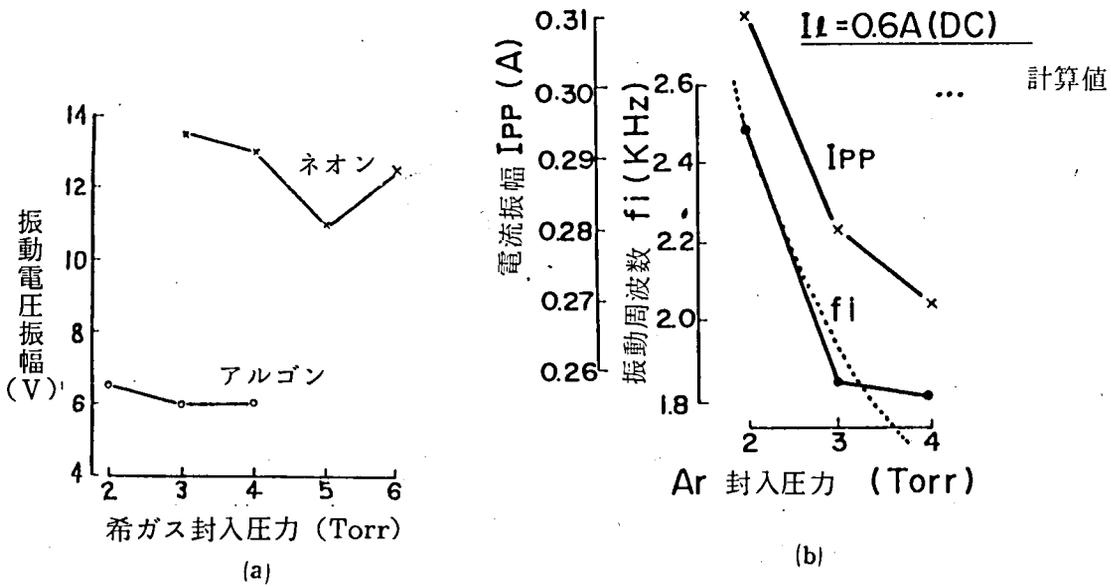


図 4.9 封入圧力と陽極振動特性。(a) ネオンとアルゴンの封入圧力と振動電圧振幅, (b) アルゴン封入圧力に対する振動電流振幅および周波数。

ては (3.16) 式から求めた計算値もあわせて示してある。圧力の増加により拡散係数が減少し周波数が低下する。また陽光柱等価抵抗が増加するため振動電流振幅が減少する。しかし、その変化は圧力が 2 倍よって拡散係数が半分になっても 87% にしか減少しない。以上の結果から分流放電に与える希ガス封入圧力の影響は小さく、封入圧力の広い範囲にわたって分流放電がえられる。

希ガスの種類を変えて陽極降下電圧を変えた場合、陽光柱等価抵抗も変わるためネオンとアルゴンの例では電流振幅はほぼ同じであった。ネオンおよびアルゴンでは分流性能に差は認められなかったが、ヘリウムを用いた場合には前述のように分流性能に障害がある。図 4.10 にヘリウム 6 Torr 封入放電管を交流電源で点灯したときの放電電圧波形と一条の電流波形を示す。ヘリウム封入とアルゴン・ネオン封入との著しい相異点は陽極振動である。ヘリウム封入時の陽極振動は周波数が著しく高くかつ安定していない。また電圧振幅も安定しない。この結果放電電流は規則正しい変調を受けず、変調振幅も著しく小さい。ヘリウム封入管の強制分流測定結果を図 4.11 に示す。二条の放電路の電圧電流曲線は左右対称からはずれているものの \* 小電流域で正特性を示している。しかし 2 個の陽極間を大容量コンデンサで短絡しても切り離して

\* この一因は陽極振動波形が 2 つの陽極でかなり異なるためである。

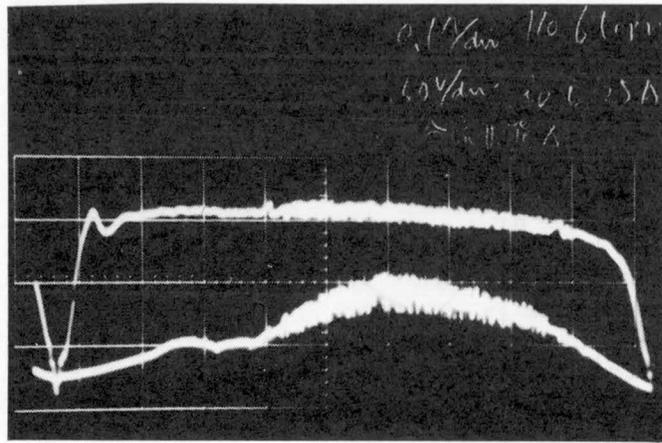


図 4.10 ヘリウム 6 Torr 封入管を 2 陽極を短絡して放電したときの放電電圧波形  
放電電流 0.25 A : 0.1 A, 50 V, 1 ms/div.

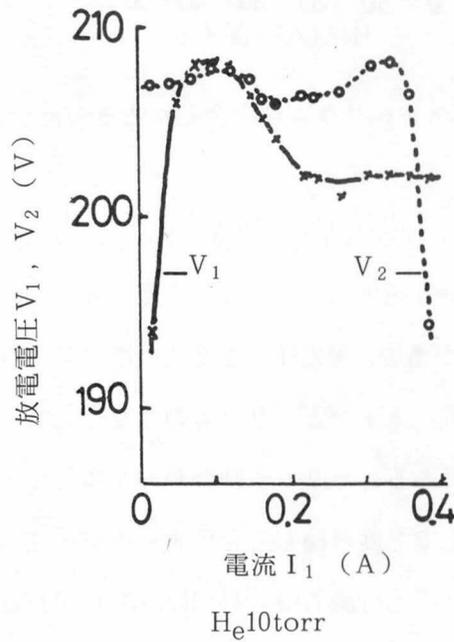


図 4.11 ヘリウム 10 Torr 封入管の強制分流測定結果。ヘリウムの場合も小電流域で正特性を示す。しかし 2 陽極間をコンデンサで短絡しても電圧電流曲線はほとんど変化しない。

も曲線はほとんど変動しなかった。コンデンサ短絡時の放電電流変動は図 4.10 と同じように振幅が小さくかつ安定しない。これらの結果からヘリウムで分流できない主因は陽極振幅にあるといえる。

ヘリウムを封入したときの陽極振動の変化を、ネオンまたはアルゴンにヘリウムを混合することで調べる。ヘリウム混合比に対する振動特性の変化を図 4.12 に示す。電圧振幅はヘリウム

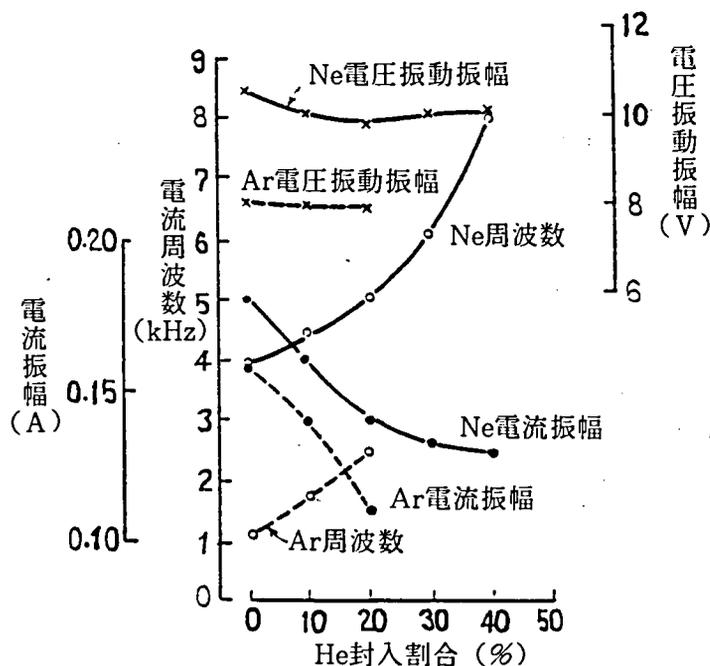
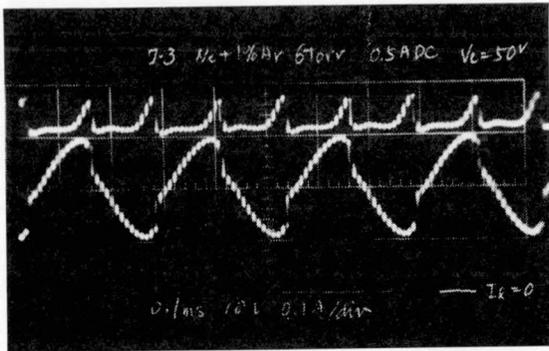


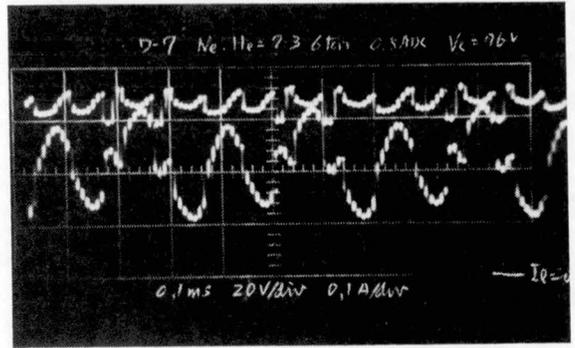
図 4.12 ネオンまたはアルゴンをヘリウムに混合したときの混合比と陽極振動特性。  
陽極数 2 個。

割合に対し変化せず、純ネオンないし純アルゴンの振幅電圧に等しい。ヘリウム割合を増すと拡散係数が大になるため振動周波数が増加，陽光柱等価抵抗の増加により電流振幅が減少する。重要な変化が電圧電流波形に生じる。ネオンとヘリウムの各混合比での陽極電流波形と電圧波形を図4.13に示す。陽極数は2個である。ヘリウム割合が30%になると2個の陽極での過剰電離発生が交互ではなく1個の陽極上で2度連続して発生する現象が現われる。ヘリウムが50%になると過剰電離は不規則になり等電流分流も得られない。アルゴンとヘリウムを混合したときの陽極電流波形と電圧波形を図4.14に示す。アルゴンの場合ネオンに比べ小さなヘリウム割合で同じ現象を示す。

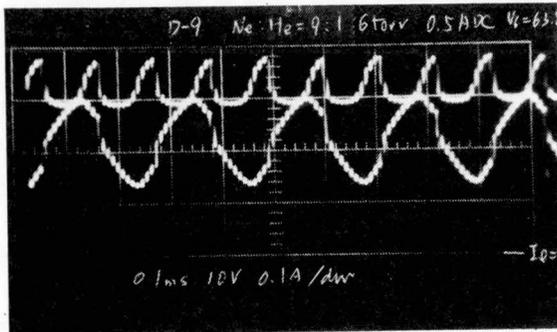
何故ヘリウムを封入すると陽極振動が不安定になるのかはあきらかではない。ネオンとの混合ではヘリウム割合が50%以上，アルゴンとの混合では30%以上で陽極振動が不規則になること，(3.16)式を用いた計算からヘリウムの割合が増すと1回の過剰電離で発生するイオン量が急速に減少すると推定されること，陽極降下電圧が零まで減少しない波形が純ヘリウムでは観測されることから，過剰電離発生時の電離の進行拡大に問題があるものと思われる。いずれにしてもヘリウムの使用は安定した高周波電流重畳効果が得られないため，マルチアーク形成には適当でない。



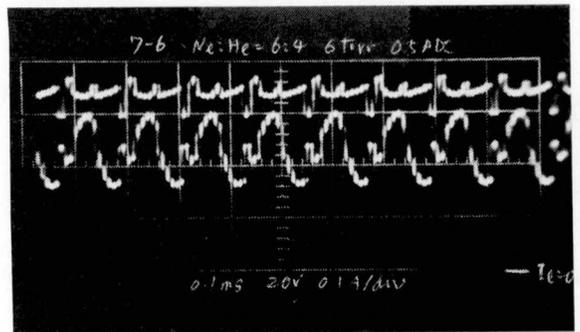
(a)  
He 0% : 10V, 0.1A, 0.1ms/div.



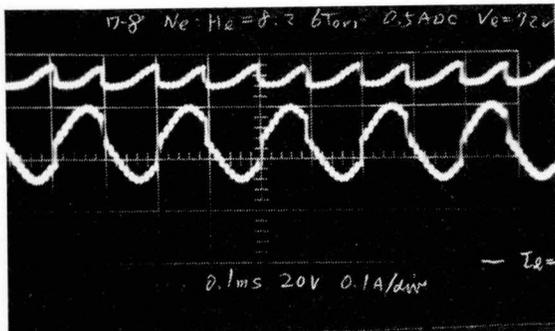
(d)  
He 30% : 20V, 0.1A, 0.1ms/div.



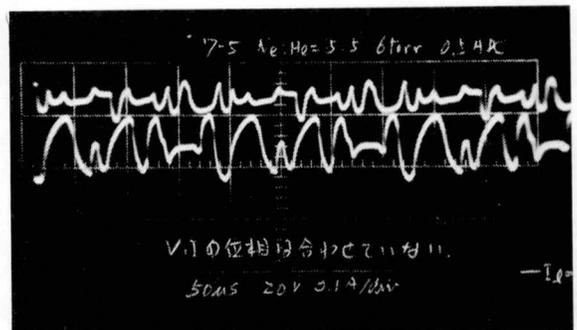
(b)  
He 10% : 10V, 0.1A, 0.1ms/div.



(e)  
He 40% : 20V, 0.1A, 0.1ms/div.

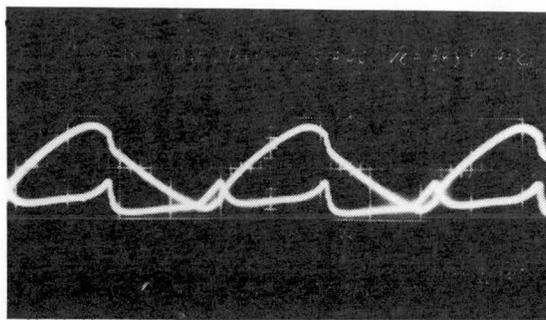


(c)  
He 20% : 20V, 0.1A, 0.1ms/div.



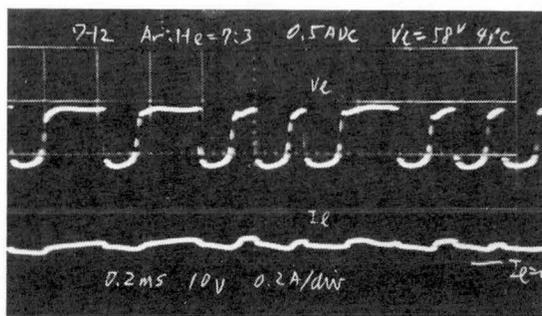
(f)  
He 50% : 20V, 0.1A, 50μs/div.

図 4.13 ネオンとヘリウムの各混合比での、1 条の陽極電流と放電電圧波形。陽極数 2 個。ヘリウム割合が 30% 以上になると過剰電離が 1 個の陽極で 2 度連続し、50% 以上では不規則になる。放電電流 0.5A (DC)



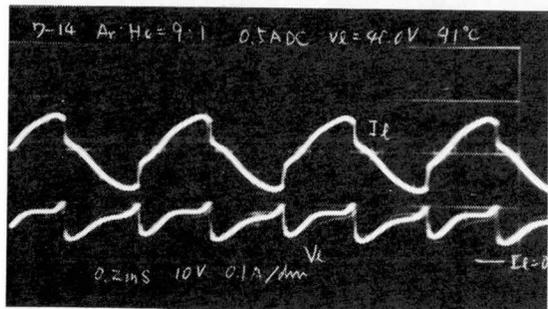
(a)

He 0% : 10V, 0.1A, 0.2ms/div.



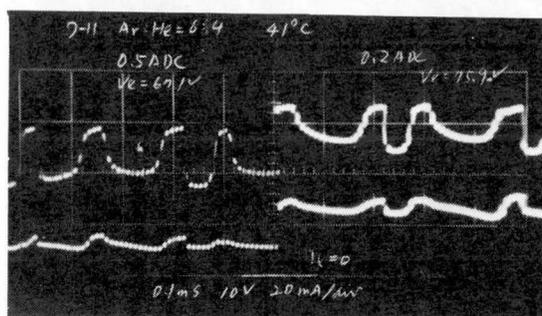
(d)

He 30% : 10V, 0.2A, 0.2ms/div.



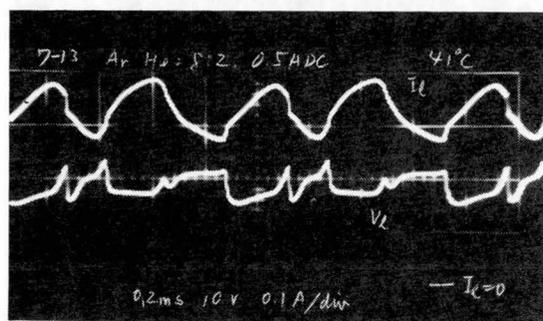
(b)

He 10% : 10V, 0.1A, 0.2ms/div.



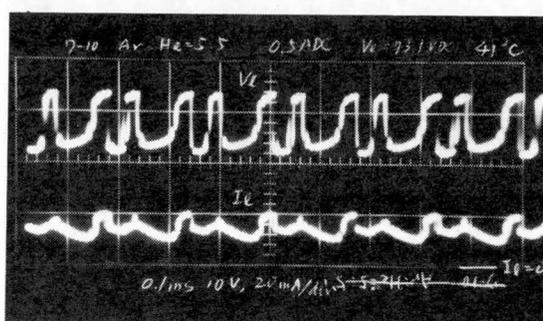
(e)

He 40% : 10V, 20mA, 0.1ms/div.



(c)

He 20% : 10V, 0.1A, 0.2ms/div.



(f)

He 50% : 10V, 20mA, 0.1ms/div.

図 4.14 アルゴンとヘリウムの各混合比での 1 条の陽極電流と放電電圧波形。陽極数 2 個。ネオンの場合と比べ少ないヘリウム混合割合で陽極振動が不規則化する。放電電流 0.5A (DC)

## 4.5 陽極振動の安定性

安定な放電をしている分流形放電管では、複数陽極上で規則正しく過剰電離が生じ、各放電路電流が安定に振動している。電流振動は高周波電流重畳効果を得るのに必須であるが、不安定な電流振動は放電にちらつきを与える。すなわち放電路電流波形で示したように、過剰電離が発生するとその放電路電流が著しく増加する。よって各陽極で過剰電離が規則正しく生じないと、各放電路の電流比はその都度変動しちらつきを生じる。また過剰電離が規則正しく生じても単位時間あたりの過剰電離の回数が陽極間で異なる不規則モードをとる場合、各放電路平均電流は等しくならない。よって安定な等電流放電形成のためには、安定な過剰電離発生と基本モード形成が必要である。

最初に基本モード形成につき検討する。第3章で過剰電離の発生順番の安定は次の2点から得られていることを示した。まず過剰電離は陽極降下電圧が希ガスの電離電圧に達した陽極のうち陽極電流が増加している陽極で生じ、電流が減少している陽極では生じないという性質のため、過剰電離発生位相が限定されかつ複数陽極での同時発生が防止される。一度電離の順番が定まると空間電荷形成は時間遅れをとまうから、電離の一周期後最も時間が経過した陽極から再び順次電離電圧に達する。以上の機構により基本モードが得られるが、陽極数が増加すると基本モードの出現率が低下する。図4.15に示す陽極数5個と3個の各場合の一条の放電路電流波形を用いてこれを説明する。陽極での空間電荷形成量はその陽極で再び空間電荷層が形成しだす時刻 $t_1$ からその陽極で過剰電離が発生する時刻 $t_n$ の間に陽極に流れこむ電荷量にほぼ比例する。時刻 $t_1$ から $t_n$ までの電荷量に対し、 $t_n$ での電離の1つ前の電離が他の陽極で生じる時刻 $t_{n-1}$ から $t_n$ の間の電荷量の割合が小さいと、時刻 $t_{n-1}$ と $t_n$ の陽極降下電圧ではほとんど差がなくなる。図4.15から分るように陽極数が多くなるほどその割合が減少する。3.2節の等価回路を用いて時刻 $t_{n-1}$ と $t_n$ の陽極降下電圧の比を求めると、陽極数2個では27%、3個では79%、4個では84%と、陽極数の増加とともに急速に1に近づく。このため複数陽極間にわずかな非対称性があると、時刻 $t_n$ で過剰電離が発生する前に時刻 $t_{n-1}$ で発生する状態が生じ、基本モードの出現率が低下する。同じ理由で陽極数が多くなるほどわずかな外乱で過剰電離の順番が乱されやすくなる。このため直流電源で分流形放電管を点灯する場合、陽極数5個でも等電流分流放電が得られるが、交流電源を整流して用いた場合に安定な等電流分流が得られるのは陽極数4個までであった。このときの一条の電流波形と放電電圧波形を図4.16に示す。交流電源では毎半サイクルごとに再点弧を生じ、これが外乱となって過剰電離の順番を乱す。

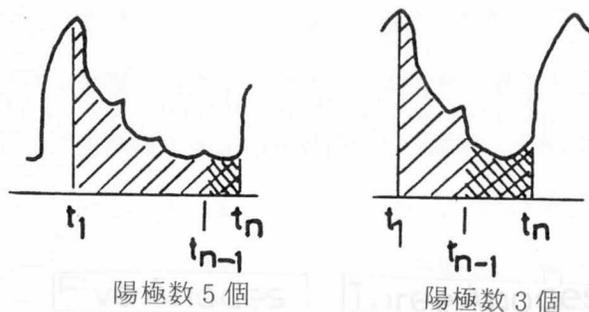


図 4.15 陽極数 5 個と 3 個の場合の 1 条の放電路の電流波形の比較。

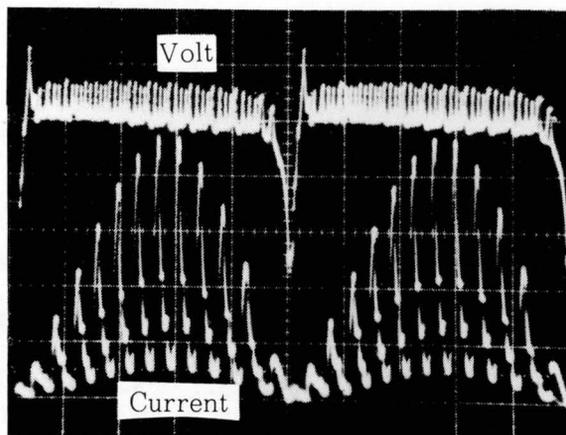


図 4.16 陽極数 4 個の放電管を交流電源で点灯したときの放電路電流波形と放電電圧波形。0.1 A/div., 20 V/div., 2 ms/div

次に過剰電離発生の安定性と陽極周囲条件をみってみる。分流形放電管で安定な放電を得るには過剰電離が各陽極で電流振動の一サイクル中に必ずただ一度つつ発生することが必要である。ところが放電管によっては陽極振動が発生しなかったり、一本の陽極に複数の陽極スポットが形成される場合が観測される。陽極振動が発生しない例はネオンまたはネオンとヘリウムの混合ガス封入放電管でしばしばみられた。これに対しアルゴンまたはクリプトンを封入した放電管では陽極振動が常に観測された。ネオンはアルゴンやクリプトンに比べて電離電圧が高い

ことが一因と考えられる。1個の陽極に複数個の陽極スポットが生じる例は、特定の封入希ガス、陽極形状のとき容易に観測される。封入ガスではヘリウムを含む場合である。図4.13のネオン・ヘリウム混合ガス放電の電圧電流波形のうち、(d)(e)図が同一陽極に複数個の陽極スポットが発生している場合の波形である。この例では陽極の根元と先端の2ヶ所に陽極グローが生じた。光出力の観測は同一陽極上の複数陽極スポットは同時に生ずるのではなく、2個の陽極スポットが順次に発生することを示している。

次に複数個の陽極スポット発生は陽極形状や陽極周囲の形状に強く影響される。過剰電離は陽極表面の最大電界部分で発生する。ガラス製ステムに埋めこまれている陽極では表面電界はガラス壁上の電荷の影響を受け、陽極根元付近で一般に最大になる。したがって陽極グローは通常陽極の根元に生じる。しかし陽極の形状・姿勢によっては根元以外でも生じる。棒状陽極とガラス壁の位置関係と陽極スポットの発生状態の関係を図4.17に示す3つの場合で調べた。(a)図は陽極とガラス壁(内管壁)が約5mmの間隔で並行である場合で、壁電荷の影響は陽極全体にほぼ均一に表われ電界歪は生じにくい。実際この陽極配置では陽極振動が発生しにくかった。この配置で陽極とガラス壁の間隔をより狭くすると複数個の陽極グローが陽極の根元と先端に生じる場合が多い。(b)図は根元では陽極はガラス壁に接し、先端にいくほどガラス壁から遠ざかる配置の場合である。この配置はもっとも安定な陽極グロー形成を与え、陽極根元にスポットを1個形成する。(c)図は陽極先端と根元がともにガラス壁の影響を強く受ける配置で、先端と根元の2ヶ所に陽極グローが発生する。この陽極配置の放電管では陽極振動は不安定である。(c)図の配置での一条の放電路の振動電流波形の例を図4.18に示す。

以上の結果から安定なマルチアークを得るには、陽極は(b)図のように先端にいくほどガラス壁から遠ざかり壁電荷の影響が陽極の根元にしか表われないよう設置することが必要である。

## 4.6 結 言

以上、本章では分流形放電管でマルチアークが安定に形成できる範囲条件を求めた。本章で得られた結果を要約すると次のようになる。

- (1) 並列放電路をゆらぎなしに分離するための内管先端形状を求めた。この形状は2種類に分れ、1つは内管先端の放電路位置に切り込みを入れるなど物理的に分離固定する方法、他は先端をすばめて高電界部をつくる方法である。前者は2条の並列放電を形成でき、後者は3条以上の多条放電も可能である。
- (2) 高周波電流重畳効果には内管長さ、内外管間隔はほとんど影響を与えない。

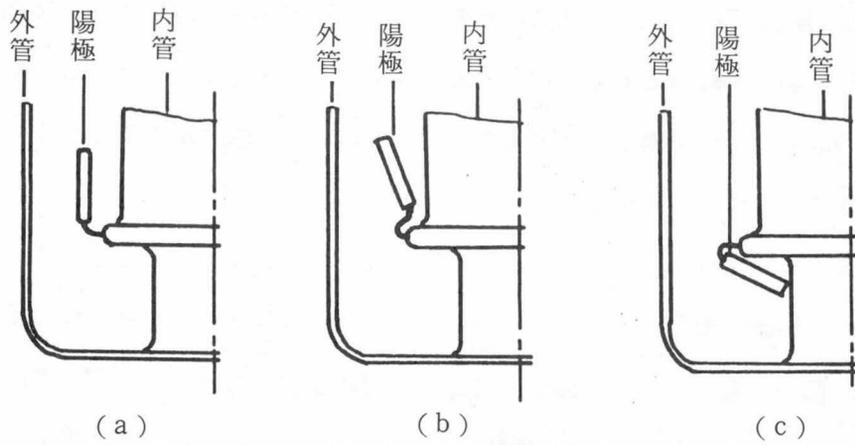


図 4.17 陽極棒とガラス壁の位置関係。(a) 陽極とガラス壁が並行の場合。(b) 陽極先端ほどガラス壁から遠ざかる場合、(c) 陽極先端と根元がともにガラス壁に近い場合。

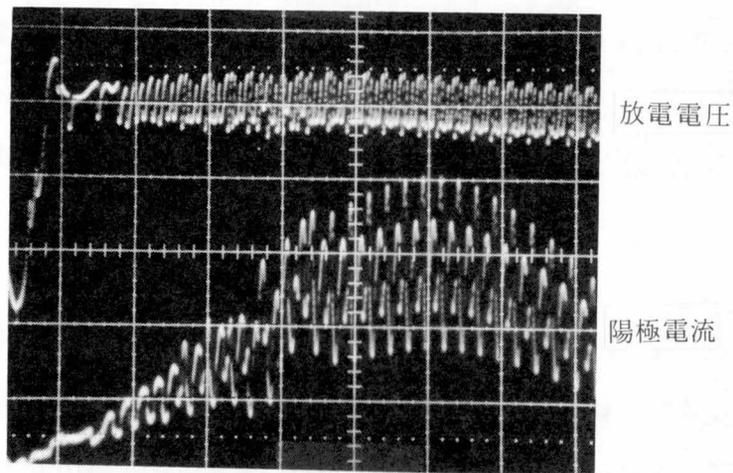


図 4.18 陽極先端と根元がともにガラス壁に近い場合の放電振動電流波形。ネオン 6 Torr 封入。陽極グローが陽極の先端と根元の 2 カ所に生じ、かつ不安定である。  $0.1\text{A}/\text{div.}$ ,  $20\text{V}/\text{div.}$ ,  $1\text{ms}/\text{div.}$

- (3) 拡散による効果は内管長さに関係しないが内外管間隔には依存する。ネオン封入では内管径30mmに対し外管径は60mm以上必要である。
- (4) 封入希ガス組成は拡散による効果にほとんど影響を与えない。一方高周波電流重畳効果に関係する陽極振動特性には影響を与える。
- (5) ネオンとアルゴンでは高周波電流重畳効果にほとんど差はない。陽極振動電圧振幅と陽光柱等価抵抗の変化が相殺して振動電流振幅がほぼ等しくなるためである。
- (6) ヘリウム封入では陽極振動周波数が著しく高くかつ不安定である。このため高周波電流重畳効果が生じない。よって等電流分流が生じない。他の希ガスとヘリウムの混合ガスでも、例えばネオンに対しヘリウムが同量以上になると陽極振動が不安定になる。
- (7) 棒状陽極と内外管ガラス壁との位置関係により、陽極スポットが生じなかったり、1個の陽極上に複数のスポットが形成したりする。安定な陽極スポット形成のためには陽極の先端にいくほど囲りのガラス壁より離れる構造にする。

## 第5章 照明用光源への応用

### 5.1 緒言

本章と次章で分流形放電管の応用例として電球形ランプへの応用を述べる。電球形ランプは白熱電球と比較して高効率、長寿命という特徴を持つ放電灯を白熱電球並の大きさにした光源である。これにより取り扱いやすい省電力光源が得られる。分流形放電管は蛍光ランプと同じ低圧水銀蒸気放電管である。したがってプラズマが接するガラス壁に蛍光体を塗布して発生紫外線を可視光に変換すれば分流形放電管を照明用光源として用いることができる。分流形放電管は水銀蒸気圧が外気に露出した外管の管壁温度で決まるので、小形な割に放電電力を大きくできる。さらに同軸構造であるから軸対称の配光がえられ、またすべての電極が放電管の一端面に集中しているなど電球形ランプに適した形状を有している。問題点は小形化にともなう効率低下をいかに防ぐかである。

分流形放電管と従来の蛍光ランプを比較すると、(1)電極間距離が例えば20W蛍光ランプ（FL-20）に比べ約半分と短い、(2)FL-20の放電路は直管で一条に対し、分流形放電管は一条の内管内放電路と内外管の間の複数の並列放電路からなる複雑な構成をとる。(3)通常の蛍光ランプは交流放電管であるのに対し分流形放電管は直流放電管である。の3点が大きく異なる。したがって上記3点の特徴がランプ特性、特に効率に及ぼす影響について検討する。

電極間距離が短いと、発光に寄与する陽光性の電圧が低下、よって効率が低下する。放電電圧増加策として封入希ガスについて検討する。Meister等は各種の希ガス、特に混合ガスを低圧水銀蒸気放電管に封入した場合の特性について報告している。<sup>41)</sup> 実際の製品には効率、始動特性、電極寿命、価格等種々の面で優れているアルゴンが広く用いられている。近年いわゆる省電力ランプに関連して、放電電圧を低下させるためにクリプトンの混合ガスが実用化された<sup>42)</sup>。逆に高出力ランプの開発初期、放電電圧を増加させるためにネオンまたはヘリウムを混合することが行なわれた<sup>43)</sup>。分流形放電管ではアルゴン封入より放電電圧を増加させることが必要であり、ネオンあるいはヘリウムを混合したときの特性を検討する。

放電管構造は効率・電気的特性に関係する。分流形放電管では内管内発生光の外部への取り出しと内外管の間に形成する並列放電路の最適数が主要な検討課題である。

第3点の直流放電にもとづく課題はカタホリシス対策である。通常の蛍光ランプを直流で点灯するとカタホリシスによる減光が生じる。この対策として適当な周期で転極することが行な

われている。レーザー発振管では陰陽極間に電離ガスを帰還させるためのバイパス管を設けて対策している。分流形放電管ではこれらの対策は利用できない。実用性の点からもより簡単な方法でカタホリス対策をこころじる必要がある。

本章では最初に蛍光ランプの効率を各要素に分解し、上記の3点の特徴と効率の関係を述べる。そして最適封入希ガス、並列放電路数、管壁各部の発光割合、カタホリス特性について検討し、その対策を示す。以上の検討により分流形放電管を電球形ランプとして用いる場合の特性をあきらかにする。

## 5.2 蛍光ランプの効率因子と効率改善手法

蛍光ランプの効率を次の因子に分解し、分流形放電管の効率向上手段を検討する。

$$\begin{aligned}(\text{入力発光効率}) &= (\text{回路効率}) \times (\text{ランプの効率}) \\ &= (\text{回路効率}) \times (\text{電圧利用率}) \times (\text{陽光柱発光効率}) \times (\text{蛍光体効率}) \times \\ &\quad (\text{光の取り出し効率})\end{aligned}\tag{5.1}$$

ここで各効率を次のように定義する。

入力発光効率：発生光束を電源からの入力電力で割った値。

回路効率：ランプ電力を電源からの入力電力で割った値。

ランプの効率：発生光束をランプ電力で割った値。

電圧利用率：陽光柱電力をランプ電力で割った値。同一電流が放電路の各部分を通るため、電力比は電圧比にほぼ等しい。したがって陽光柱電圧を放電電圧で割った値を代りに用いる。

陽光柱発光効率：発生紫外線量を陽光柱電力で割った値。

蛍光体効率：蛍光体面で発生した光束を入射紫外線量で割った値。

光の取り出し効率：ランプ外に放射される光束を蛍光体面で発生した光束で割った値。

上記の定義では電極降下領域における紫外・可視光の発生、陽光柱での可視光の発生は無視している。蛍光体効率はここでは扱わない。本報告で用いた蛍光体はすべてハロリン酸カルシウム系蛍光体で、色温度4800Kの蛍光体である。回路効率は放電管特性にも依存する。ここではチョークコイル安定器を考え関連する放電管特性を扱う。光の取り出し効率は従来の蛍光ランプのように単純な構造では100%に近い値である。しかし分流形放電管のように複雑な構造では低い値になることが予想される。

電圧利用率向上方法を考える。放電電圧は電極降下電圧と陽光柱電圧からなる。電圧利用率

の増加は電極降下電圧の減少と陽光柱電圧の増加により得られる。陽光柱電圧は放電長と電界の積であるから、放電長に制限がある電球形ランプでは陽光柱電界を増加させなければならない。陽光柱電界Eはエネルギー平衡式より求まる。陽光柱では電子は電界により加速されエネルギーを得、各粒子と衝突してこれを失う。(2.12)～(2.16)式より(5.2)式が導びかれる。

$$n_e q \mu_e E^2 = n_e \chi \nu (U_e - U_g) + \frac{N_r}{\tau'} U_r + n_e \frac{D_a}{A^2} U_i \quad (5.2)$$

ここでイオン密度と電子密度  $n_e$  は等しいとする。 $q$  は電子の電荷量、 $\mu_e$  は電子移動度、 $\chi$  は弾性衝突損失係数 ( $= 2m/M$ ,  $m$  は電子の質量、 $M$  は希ガス原子の質量)、 $\nu$  は電子と希ガスとの弾性衝突周波数、 $U_e$  は電子のエネルギー、 $N_r$  は  $6^3 P_1$  単位に励起されている水銀原子密度、 $\tau'$  は  $6^3 P_1$  単位に励起された原子が紫外線を放射して基底状態に戻る実効的な時定数、 $U_r$  は  $6^3 P_1$  単位の励起エネルギー、 $D_a$  は両極性拡散係数、 $A$  は拡散長、 $U_i$  は水銀の電離エネルギーである。(5.2)式左辺は陽光柱での単位体積あたりの消費電力、右辺第1項は弾性衝突による熱損失、第2項は253.7nm紫外線放射損失、第3項は電離損失である。これ以外の損失は無視する。各損失項はいづれも電子温度の関数である。右辺第2項を左辺の項で割った値が陽光柱発光効率になる。

陽光柱電界Eを増加させるには上式で右辺の損失を増加させればよい。手段としては次の方法があげられる。

- (1) 希ガス封入圧力を増す。 $\mu_e$  は圧力に反比例、 $\nu$  は圧力に比例して増加し、各損失とも増加するが弾性衝突損失がより大きく増加する。
- (2) 質量の軽い希ガスを封入する。 $\chi$ 、 $D_a$  の増加により第1項、第3項の損失が増加する。各損失の増加割合に関しては弾性衝突損失がより大きく増加する。
- (3) 放電管直径を小さくする。 $A$  が短くなることにより直接的には電離損失が大になるが、これに伴う電子温度の増加により、他の損失も大になり放射損失の割合が増加する。ただし放電電流一定の条件では電子密度の増加、および管表面積の減少による管壁温度の増加などにより効果に限界がある。<sup>44)</sup>
- (4) 電子密度および管壁温度上昇の増加をもたらさずに、拡散長  $A$  を減少させる方法として、プラズマ内に適当な再結合体を分布させる案が発表されている。<sup>45)</sup> この再結合体に蛍光体が塗布されているときは  $\tau'$  も減少し、放射損失の割合が増加する。
- (5) 電子密度を低下させる。 $N_r$  は  $n_e$  の増加に対し直線的には増加せず飽和していく。(5.2)

式で両辺を  $n_e$  で除すれば、 $N_r$  は  $n_e$  の変化に対しより小さく変化するから (図2.11参照) 右辺第2項は  $n_e$  の減少とともに増加することが分る。 $n_e$  の減少は一般に放電電圧を増加させ電流を減少させることにより得られる。

電圧利用率増加のもう一つの方法は電極降下電圧の低下である。電極降下電圧は陰極降下と陽極降下に分けられる。陽極降下については第3章で扱ったのでここでは陰極降下電圧を検討する。酸化熱陰極では陰極から放出する電子は熱電子である。分流形放電管に用いている蛍光灯用陰極は、陰極点加熱を放電電流による自己加熱で行なう。陰極点のエネルギー平衡について (5.3) 式が成立する。<sup>46)</sup>

$$i_p(rV_k + V_i - \varphi) - i_e\varphi = P(T) \quad (5.3)$$

ここで  $i_p$  は陰極点のイオン電流、 $i_e$  は電子電流、 $r$  は accommodation coefficient、 $V_k$  は陰極降下電圧、 $V_i$  は封入気体の電離電圧、 $\varphi$  は電極仕事関数、 $P(T)$  は陰極点からの熱損失である。次に  $i_p$  と  $i_e$  の関係を (5.4) 式で表わす。

$$i_p/i_e = \alpha \cdot \beta \frac{V_k}{V_i} \quad (5.4)$$

ここで  $\beta V_k/V_i$  は陰極降下電圧で加速された電子が負グロー中で封入気体と衝突して形成するイオン数、 $\alpha$  は負グロー中で形成したイオンのうち陰極点に戻る割合である。放電電流を  $I$  とすると  $I = i_e + i_p$  であるから、(5.3) と (5.4) 式から陰極降下電圧は (5.5) 式で与えられる。

$$V_k = \frac{-\left\{V_i - \varphi - \frac{P(T)}{I}\right\} + \sqrt{\left\{V_i - \varphi - \frac{P(T)}{I}\right\}^2 + 4r \frac{P(T) + I \cdot \varphi}{\alpha \cdot \beta \cdot I} V_i}}{2r}$$

$$\doteq -\frac{V_i}{2r} + \sqrt{\left(\frac{V_i}{2r}\right)^2 + \frac{P(T) + I \cdot \varphi}{\alpha \cdot \beta \cdot I} \cdot \frac{V_i}{r}} \quad (5.5)$$

陰極点熱損失  $P(T)$  は陰極点からの放射損失と、気体およびフィラメント線への熱伝導損失からなる。 $P(T)$  はヘリウム封入であっても 1W 以下であるので、\* 放電電流が極端に小さくない限り  $V_i \gg \varphi + \frac{P(T)}{I}$  であるから (5.5) 式の近似が成立する。陰極降下電圧を低くするには電極が一定の場合、電離電圧の低い気体を用いるか、係数の  $\alpha \beta r$  が大きい条件を用いるかである。 $r$  については後述のように陰極点に戻るイオンは封入希ガスに関係なく水銀イオンが主とみなせるから、 $r \doteq 1$ 、 $V_i = 10.4\text{eV}$  としてよい。係数  $\alpha \beta$  は主として封入ガスにより変る。

以上の蛍光灯の効率要因分析にもとづき分流形放電管の効率を検討していく。

### 5.3 封入ガスの検討

分流形放電管は放電長が20W蛍光ランプ (FL-20) のほぼ半分である。バッファガスにFL-20と同じアルゴン約2.7Torrを用いると、分流形放電管の放電電圧はFL-20の半分弱になる。その結果同一放電電力を得るのに電流を大にしなければならず陽光柱効率、回路効率が低下する。本節では放電電圧増加方法としてアルゴンより原子番号の小さい希ガスを封入する方法を検討する。

最初にアルゴンないしネオンとヘリウムの混合ガスを用いた場合の放電電圧変化を図5.1に

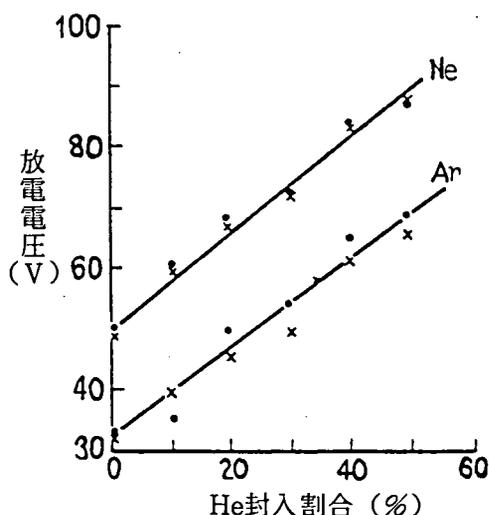


図5.1 アルゴンまたはネオンとヘリウムを混合した場合の、ヘリウム混合比と放電電圧。全封入圧力6 Torr, 放電電流0.5A, 管壁温度41°C, ヘリウム割合が50%以下ではヘリウム混合比と電圧はほぼ直線比例し, ネオンとアルゴンでその傾きは同じである。

\* 陰極点面積を  $1 \text{ mm}^2$ , フィラメント線断面積を  $6.5 \times 10^{-3} \text{ mm}^2$ , 陰極点からフィラメント支持線までの距離を 5 mm, フィラメント実効周囲を  $0.5\pi \text{ mm}$ , 周囲気体温度を 350K, バリウムの仕事関数を  $\phi = 1.7 \text{ eV}$ , 放電電流を 0.5A に設定する。電子流は電流の 90% とし, 陰極点温度と電子流は Richardson-Dushman の式に従うものとする, 温度は 1400K になる。この温度から熱損失  $P(T)$  はヘリウム封入で 0.917W, ネオン封入で 0.646W, アルゴン封入で 0.515W と見積られる。実際には陰極点前面の高電界により, より低い陰極点温度 (ネオン封入管でのパイロメータによる測定値は約 1200K) で電子流は維持されるので, 熱損失は上記値よりさらに小さくなる。<sup>47)</sup>

示す。封入圧力は 6 Torr，放電電流は 0.5A，管壁温度は水冷により 41°C にそれぞれ保った。放電電圧測定は直流電圧計を用いた。ヘリウム封入割合が 50°C 以下ではネオン，アルゴンともヘリウムの割合が増すにつれ放電電圧はほぼ直線的に増加し，傾きは両者のガスではほぼ同じである。ヘリウムの割合が 50% 以上になると放電電圧は急速に増加し，100% のとき 149V である。

次にネオンとアルゴンの混合ガスを用いたときの放電電圧と効率の変化を図 5. 2 に示す。封入圧力は 4 Torr，放電電力は 17W，20°C の気中放置の測定である。この場合ネオン約 80% 以下では混合割合と放電電圧はほぼ直線的に比例し，80% 以上で急速に増加する。管壁輝度したがって効率はネオン 50% 付近で最大になり，アルゴン 100% に対し約 5% 増加する。また純ネ

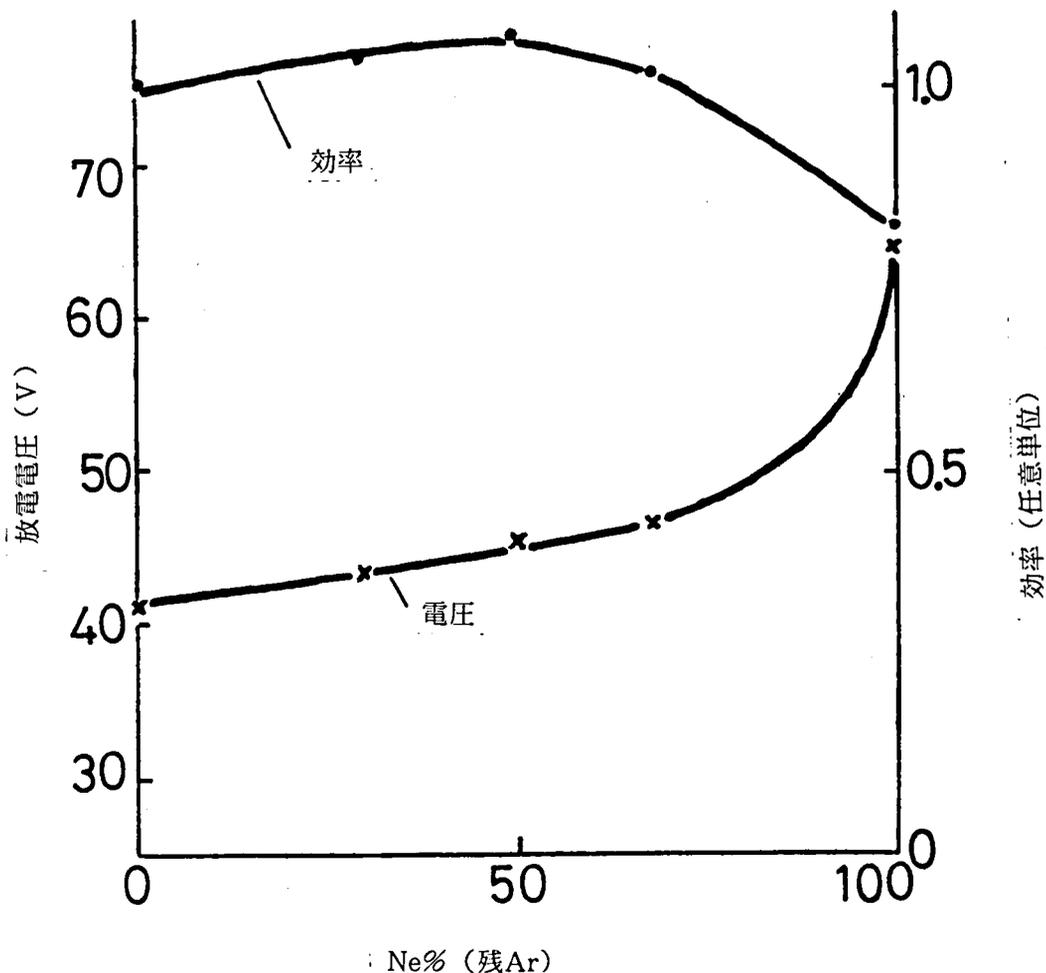


図 5. 2 ネオンとアルゴンの混合比と放電電圧，効率 全封入圧力 4 Torr，放電電力 17W 20°C の気中放置。ネオンとアルゴンの比が 1 付近で効率が最大になる。

オン封入ではアルゴン封入に対し約83%である。ネオン50%アルゴン50%の混合ガスは放電電圧の増加が小さいものの純アルゴンより効率を高くできる利点がある。

ネオン（3～14Torr），アルゴン2.7Torrおよびネオン80%，ヘリウム20%混合ガス6 Torrの各封入ガスについて，放電電圧，管壁輝度，ランプ効率を測定し，電圧利用率と陽光柱発光効率を求める。供試放電管には製作ばらつきが小さい20W蛍光ランプ用放電管の量産品を使用し，放電電力30W一定で気中放置の測定である。電圧，輝度，効率の結果を図5.3に示す。管壁輝度とランプ効率はほぼ一致する。アルゴン封入に対し4 Torrネオン封入では電圧は約1.7倍，効率は約95%である。ネオン・ヘリウム混合ガス封入は電圧は2.6倍，効率は65%である。ネオン封入圧力に対しては圧力の増加とともに放電電圧は漸増，効率は6 Torr以下では圧力に対しほぼ一定，以上では圧力の増加とともに急速に減少する。電極寿命，電圧の点から封入圧力は高いほど好ましいから，ネオン封入圧力は効率が低下しない上限6 Torrが適当である。

各封入ガスの電圧利用率と陽光柱発光効率を放電電圧，電極降下電圧，ランプ効率の測定値より20W蛍光ランプ用放電管と分流形放電管について求めた結果を表5.1に示す。アルゴンに対するネオンの陽光柱発光効率の比はMeisterの測定では約92%である。Meisterの測定は電流一定であり，図5.3の測定は電力一定である。このため図5.3の測定ではネオン封入の方が

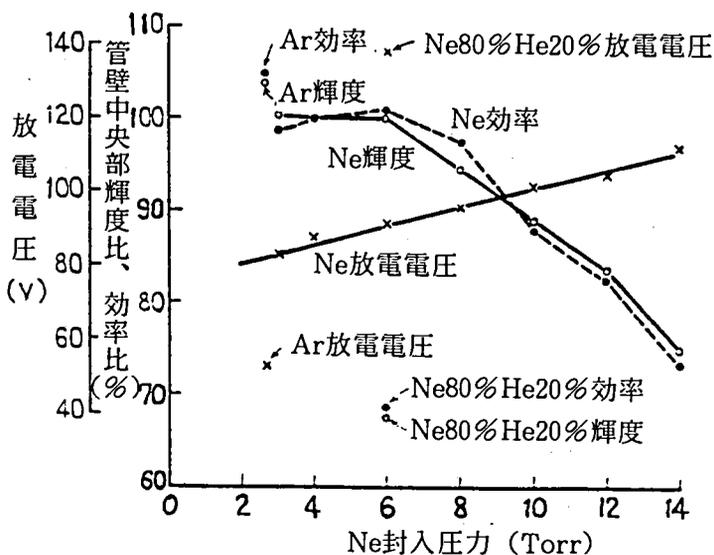


図5.3 ネオンの各封入圧力での場合と，アルゴン2.7Torr，ネオン80%ヘリウム20%混合ガス6 Torrの場合の放電電圧，管壁輝度，ランプ効率 20W蛍光ランプを使用。放電電力30W一定。気中放置での測定。

電流密度が小さくなり効率が若干増加することを考慮すると、表5.1の20W蛍光ランプ用放電管の値はMeisterの結果とほぼ一致する。分流形放電管の陽光柱発光効率の比が20W蛍光ランプ用放電管の値より若干低いのは、放電電流の変化が少ないこととランプ製作ばらつきのためである。

以上の結果から封入希ガスにはアルゴンに比べ効率が若干低下するが放電電圧が約1.6倍にできるネオン6 Torr，または電圧増加は小さいが効率を約5%増にできるネオン・アルゴン混合ガスが適する。ネオン・ヘリウム混合ガスは効率が著しく低下するので適さない。

#### 5.4 陰極降下電圧

ネオンを封入するとアルゴンに比べ放電電圧を高くできる。しかしランプの効率は陽光柱発光効率よりも低下する。この原因はネオン封入では陰極降下電圧が増大し電圧利用率が低下するためである。よってネオン封入時の陰極降下電圧をアルゴン封入並に低下できれば効率を12%ほど改善できる。本節では陰極負グローの電離物質をあきらかにすることで陰極降下電圧低下手段を検討する。

各種封入希ガスでの陰極降下電圧を求める。陰陽極間間隔が5 mm以下の放電管を製作し放電電圧を測定した。この間隔では陽極は負グロー中に没入するので陽極降下，陽光柱は存在しないから放電電圧は陰極降下電圧に等しい。結果を図5.4に示す。アルゴン3 Torrでは陰極降下電圧は11V程度であるが，ネオン4 Torrでは20数Vと約2倍である。ネオンに電離電圧の低いアルゴンを1%混合したペニングガスを用いても陰極降下電圧は純ネオンでの値にほぼ等

表5.1 アルゴン，ネオン，ネオン80%ヘリウム20%混合ガスでの電圧利用率と陽光柱発光効率の比。

放電管	封入希ガス	放電電圧 (V)	電極降下電圧 (V)	電圧利用率 (%)	陽光柱発光効率 (%)	ランプ効率 (%)
20W蛍光ランプ用放電管	アルゴン	52	17	67.2	100	100
	ネオン	90	30	66.7	96	95
	ネオン80%ヘリウム20%	135	35	74	59	65
分流形放電管	アルゴン	37	17	54	100	100
	ネオン	59	30	49.1	91.3	83
	ネオン80%ヘリウム20%	67	35	47.8	54	48

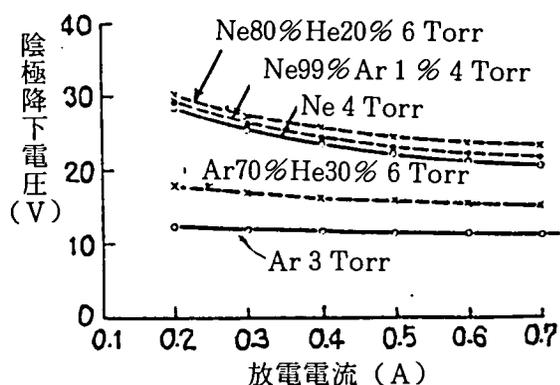


図 5.4 種々の封入ガスでの陰極降下電圧。陰極は20W蛍光ランプ用電極を使用。

しい。更に水銀の影響を調べるため、水銀を含まない希ガスのみの場合と水銀を含む場合について陰極降下電圧を測定した。結果を図5.5に示す。ネオンの場合水銀がないと陰極降下電圧は約5割増加し、アルゴンでは約2割増加する。ネオンと1%アルゴンのペニングガスでは、水銀がある場合純ネオンと変わらないが水銀がない場合純ネオンより若干低下する。以上の結果は、アルゴン、ネオン、ヘリウムないしそれらの混合希ガスでは陰極点に流入するイオンは水銀イオンが主であることを示す。希ガスが発生イオンの主である陽極降下と対称的である。またこの結果から(5.5)式の $V_i$ には水銀の電離電圧を用いればよい。

陰極流入イオンは水銀が主であるにもかかわらずネオン封入時の陰極降下電圧は水銀の電離電圧を著しく超えている。このことから陰極降下領域のイオン形成は次のように考えられる。陰極点をでた電子は陰極降下電圧で加速される。水銀原子密度が低いとき電子の大半は希ガスと衝突し励起する。励起希ガスは負グロー中を拡散する間に接触電離により水銀をイオン化する。この間少なからぬ励起原子が拡散で損失する。もし陰極近傍の水銀蒸気圧が十分高ければ水銀イオンを直接形成でき、拡散損失が減少し陰極降下電圧が低下することが予想される。そこで放電管管壁温度を制御して水銀蒸気圧を変え陰極降下電圧を測定した。結果を図5.6に示す。70°C付近(水銀蒸気圧約0.1Torr)から陰極降下電圧は急速に低下し水銀の電離電圧程度になる。同時に負グローの発光色もネオンの赤色から水銀の青色に変化する。

陽光柱発光効率率は約40°Cの水銀飽和蒸気圧のとき効率が最大になる。従って陽光柱発光効率を低下させずに陰極降下電圧のみ低くするには陰極付近のみ水銀蒸気圧を高く保たなければならない。分流形放電管が直流放電であることを利用して、図5.7の構造によりこの状態を実現できる。

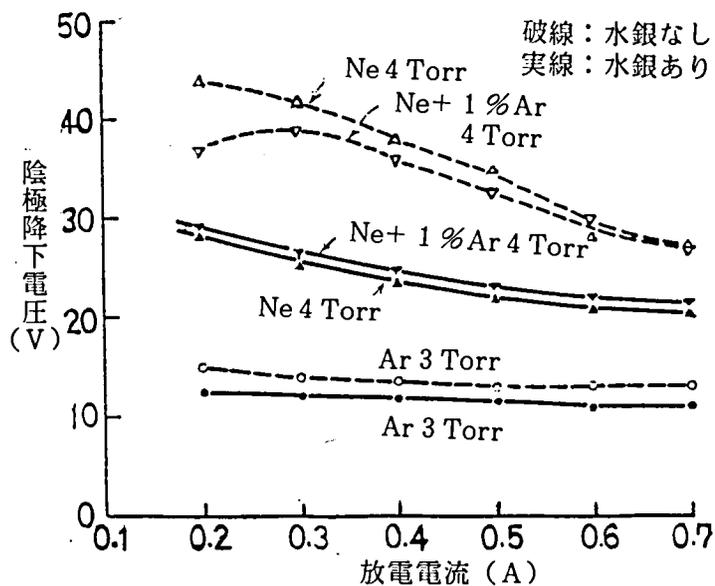


図 5.5 水銀を含む場合と含まない場合の陰極降下電圧の変化。陰極は20W蛍光ランプ用電極を使用。水銀を含むと陰極降下電圧は大幅に低下する。

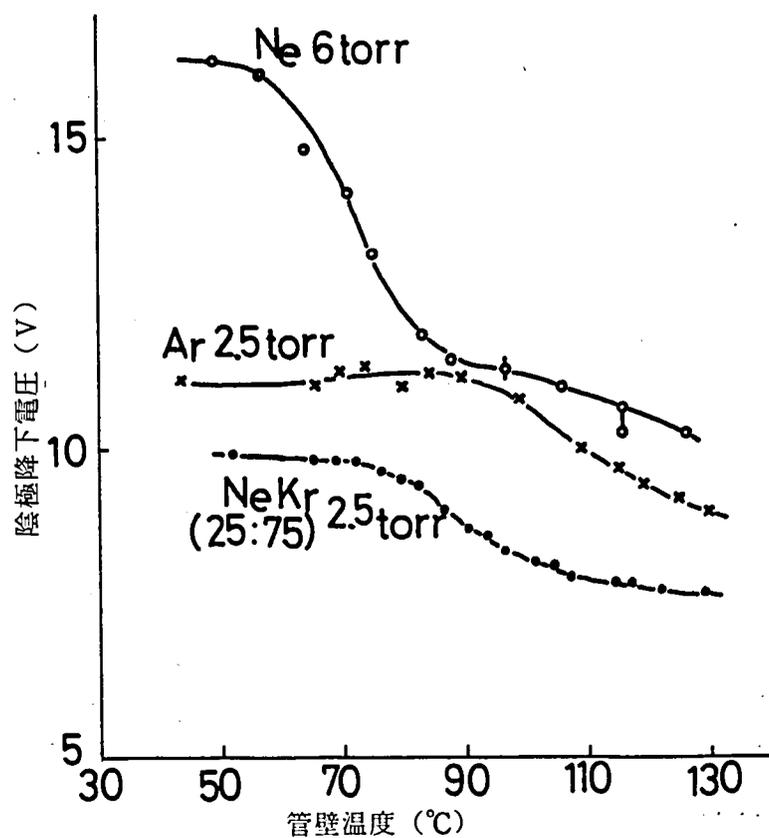


図 5.6 管壁温度と陰極降下電圧。管壁温度が70°C以上になると水銀蒸気圧が大になり陰極降下電圧が急低下する。

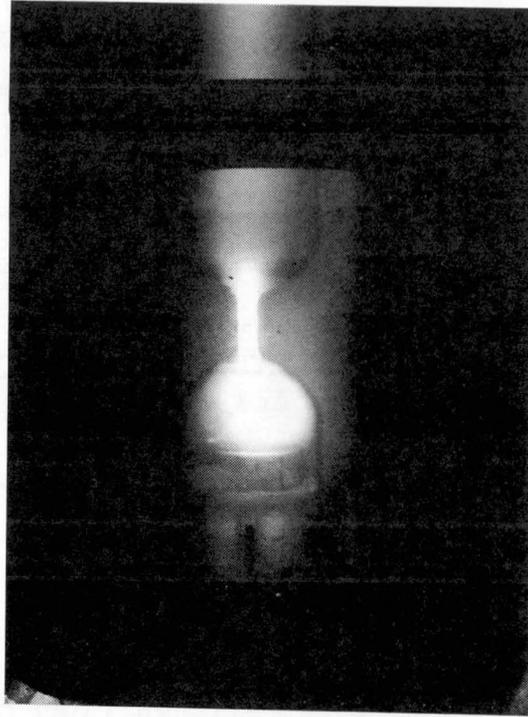


図 5.7 陰極前面に狭搾放電路を持つ放電管内管構造と放電状態。狭搾路内径 4 mm, 長さ13mm 直流放電によるカタホリシスで陰極を含む空間の水銀蒸気圧が増加する。

陰極前面の内管内放電路に狭窄路を形成し、放電路空間を2つの空間に分ける。陰極を含む空間は同軸二重管の中心にあるため、空間温度は $80^{\circ}\text{C}$ を超える。直流放電ではプラズマ中の水銀イオンは電界移動により絶えず陰極空間に流入する。この流れと、陰極空間から内管内空間へ圧力差により流出する水銀原子の拡散流とがつりあう。狭窄路の断面積を $S$ 、長さ $L$ 、狭窄路内の電界を $E$ 、イオン移動度を $\mu_i$ 、イオン密度を $N_i$ 、狭窄路両端面の水銀原子密度差を $\Delta N_g$ 、水銀原子の拡散係数を $D$ とすると前記のつり合いは(5.6)式で表わされる。

$$SN_i\mu_i E = D \frac{S}{l} \Delta N_g \quad (5.6)$$

放電電流を $I$ 、電子の移動度を $\mu_e$ とし、水銀原子の拡散係数と水銀イオンのそれとを等しいとすれば $I/q = S n_e \mu_e E + S N_i \mu_i E$ 、 $D = \mu k T / q$ 、 $n_e = N_i$ の関係を用いて(5.6)式は(5.7)式に書きかえられる。

$$\Delta N_g k T_g = \frac{l}{S} \frac{I}{\mu_i + \mu_e} \quad (5.7)$$

ここで $q$ は電荷量、 $n_e$ は電子密度、 $k$ はボルツマン定数、 $T_g$ はガス温度である。いま水銀蒸気圧を内管内は発光に適当な $6 \times 10^{-3}$  Torr, 陰極空間では陰極降下電圧が低下する $0.1$  Torr

に保つのに必要な狭窄路の寸法を(5.7)式より求める。放電電流  $I$  が0.5A, 狭窄路直径 4 mm とすると, 必要な長さ  $L$  はネオン 6 Torr で約16mm, アルゴンで約48mmである。

試作放電管の放電状態を図5.7に示した。狭窄路の寸法は内径4.0mm, 長さ13mmである。封入ガスはネオン 6 Torr である。比較のため狭窄路を持たない以外, 他の仕様は全く同じ放電管を製作した。両者を放電電流0.5Aで放電させたとき, 狭窄路有り放電管では放電電力24.2W, 放電電圧52.4V, 狭窄路無し放電管は放電電力23.6W, 放電電圧50.0Vであった。狭窄路の電界は他の実験から約  $6\text{ V/cm}$ , 狭窄路外の内管内電界は約  $1\text{ V/cm}$  であったから, 陽光柱電圧の差は狭窄路の有無で約6.5V異なる。一方放電電圧は約2.4V異なるから, 狭窄路有り放電管の陰極降下電圧は約4V低下している。次に負グローの赤色発光領域の大きさを比較すると, 狭窄路有りでは直径4mm以下に対し, 狭窄路無しでは直径約15mmであった。

以上のように分流形放電管では陰極前面に適当な狭窄路を設けることで陰極降下電圧を選択的に低下させることができる。陰極降下電圧が低下しても放電電圧がほとんど変わらないのは狭窄路の電圧降下が大きいためである。

## 5.5 マルチアークと効率

最初に放電管寸法と効率の関係について測定結果を示す。内管長さに対する放電電圧と効率の測定値を図5.8に示す。封入ガスはネオン 6 Torr, 内管直径は32mm, 外管直径は70mm, 放電電力は20W一定である。放電路は内管により折り曲げられているから, 放電長は内管長のほぼ2倍である。内管を長くするほど放電電圧と効率が増加する。効率増加は主として電圧利用率の向上により, さらに電流密度の低下, 外管表面積増加により管壁温度が低下し水銀蒸気圧が低下して最適値に近づくこと等により生じている。

内管直径・長さを一定にして外管直径を変えたときの放電電圧と効率の測定結果を図5.9に示す。内管直径は32mm, 長さ100mmで封入ガスはネオン 6 Torr である。放電電力は20W一定である。内外管間隔が狭くなるにつれ電圧・効率とも増加する。外管直径50mmで効率が著しく低下したのは分流放電が形成できなかったためである。以上のように効率の点からは分流形放電管も通常の蛍光ランプ同様, 細長い形状が有利である。

次に並列放電路数と効率の関係を求める。図5.10に測定結果を示した。電源は交流で全放電電流は0.38A一定である。放電路数を増していくと3条までは効率が増加するが4条では減少している。続いて各放電路数について放電電流が高周波変調を受けているときといないときの効率の変化を測定した。直流電源を用い各陽極には500 $\Omega$ の抵抗を個々に接続して安定器とし

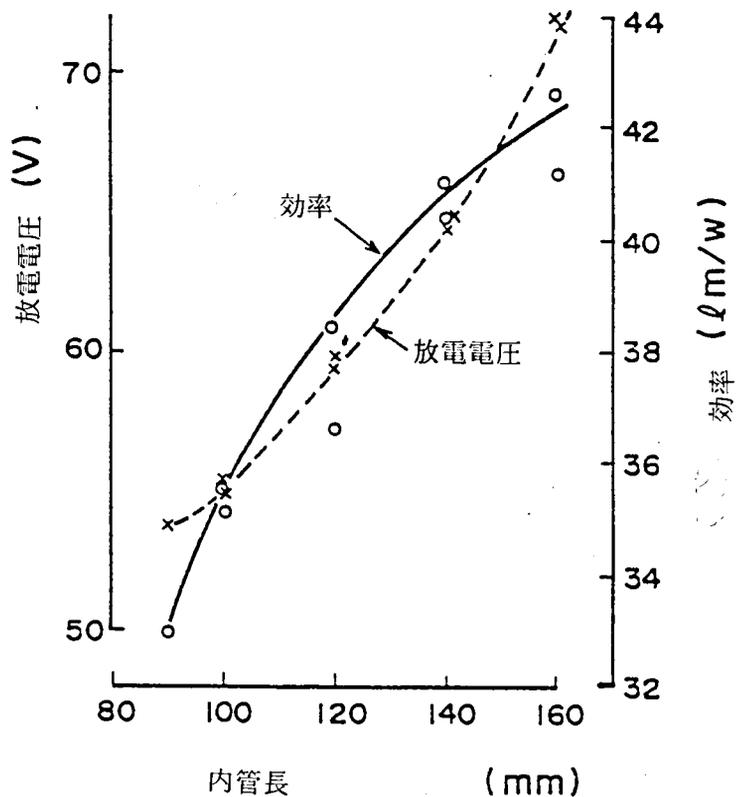


図 5.8 内管長さ と放電電圧, 効率 ネオン 6 Torr 封入, 内管直径 32mm, 外管直径 70mm, 放電電力 20W 一定。

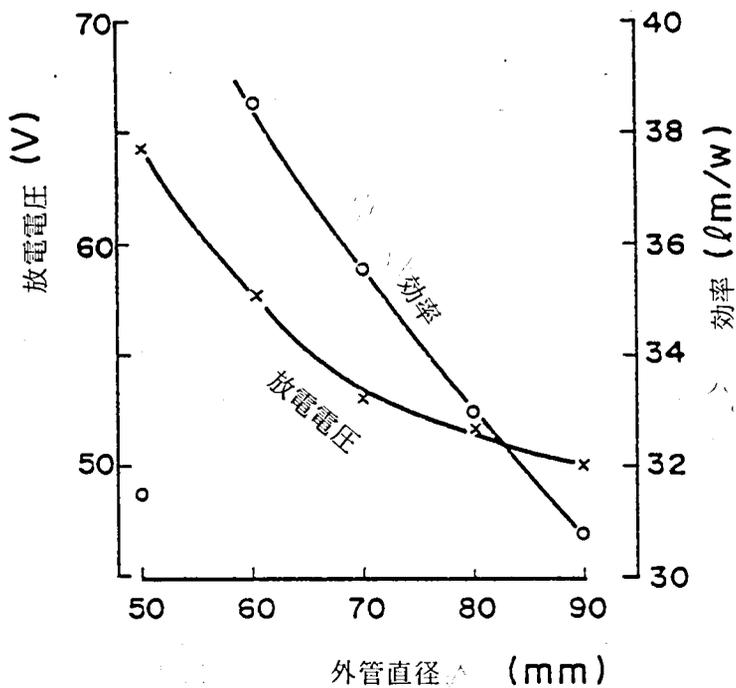


図 5.9 外管直径 と放電電圧, 効率。ネオン 6 Torr 封入, 内管直径 32mm, 内管長さ 100mm, 放電電力 20W 一定。外管直径 50mm のとき分流できなかったため効率が低下している。

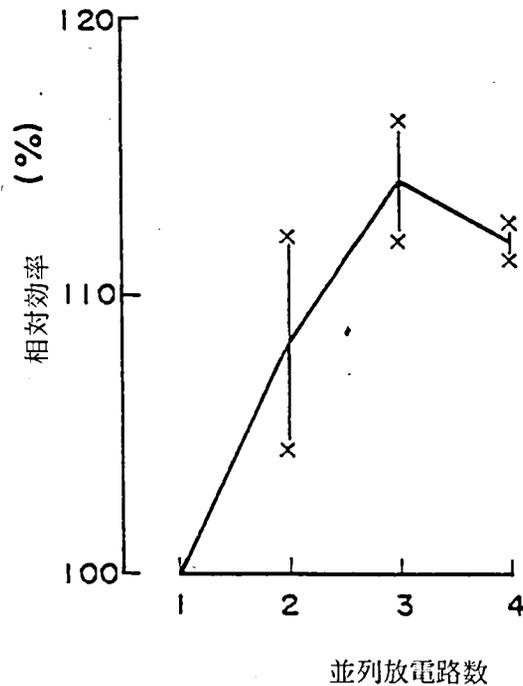


図 5.10 並列放電路数と効率。放電電流交流0.38A 放電路数3条のとき効率が最大になる。

た。放電路数変更による電力調整は電源電圧で調整し、放電電力は入力電力から安定器抵抗電力を差し引いて求めた。結果を図5.11に示す。実線は各陽極を短絡した場合で放電電流は高周波変調を受けている。破線は各陽極を短絡しない場合で、放電電流は高周波変調を受けていない。高周波変調を受けている場合は図5.10の結果とほぼ同じ変化を示している。ところが高周波変調を受けていない場合は、形成放電路数による効率増加は3%未満と極めて小さくほぼ一定とみてよい。

分流形放電管は並列放電路電流が高周波変調されることで効率が3条の場合で15%以上増加する。一般に蛍光ランプを高周波交流で点灯すると周波数の増加とともにランプの効率が增加する。この原因は第1には電極降下損失とりわけ陽極降下損失の消滅、<sup>48)49)</sup>第2には商用周波数と比べた場合には再点弧時電離損失の減少、<sup>50)</sup>等が主たるものとされている。図5.11の測定では再点弧はないので第2の理由は関係しない。また分流形放電管の陰極電流は高周波変調の有無、陽極本数に関係しないから、陰極降下特性は変わらないはずである。よって図5.10、5.11の結果は陽極降下を含む外管陽光柱特性の変化にもとづく。

並列放電路数および高周波変調の有無にもとづく効率の変化の一因は、第3章で述べた陽極

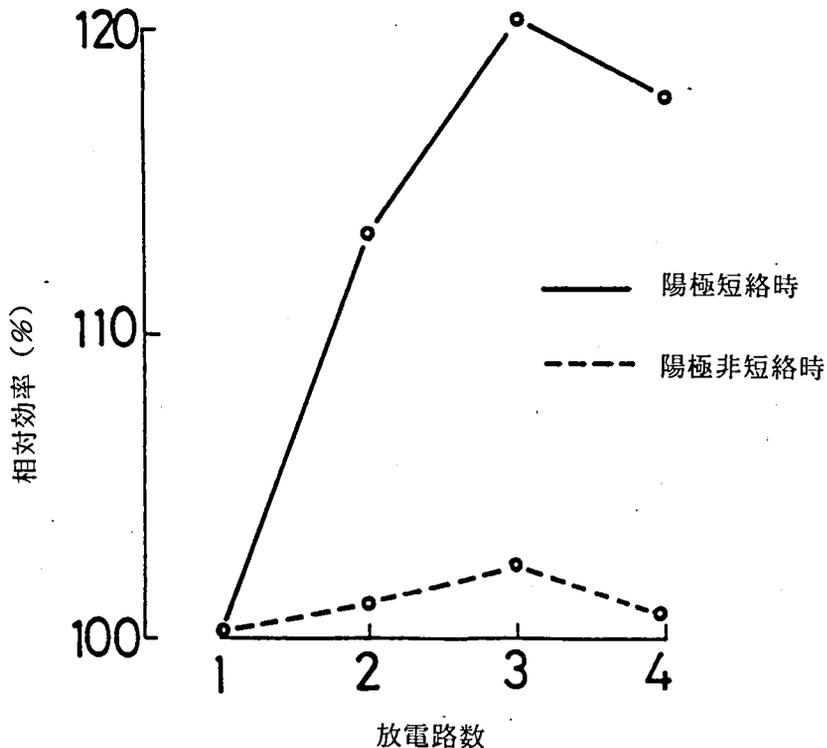


図 5.11 並列放電路数と効率。放電電流直流0.4A 実線：陽極短絡時，破線：強制分  
流時。電流が変調されていないときは陽極数に対して効率はほとんど変化し  
ないが，変調されると十数%効率が增加する。効率の最大は放電路数3条の  
とき得られる。

降下損失の変化による。いま陽極降下損失として図3.6の測定値(1.5W補正後)を用い，陰極降下電圧を図5.4から求めて電圧利用率を計算すると，陽極数1個の状態に対して陽極数2個では12.3%，3個では10.1%，4個では6.1%陽極降下損失の変化により効率が増加していると計算される。この結果と図5.11の測定結果を比較すると，陽極降下損失以外の要因による効率向上が陽極数2個で約5%，3個で約9%，4個で約7%存在する。この要因には放電路数増加にともなう平均電子密度の低下，変調度増加による電子温度増加などが考えられる。<sup>26)</sup>以上のごとく分流形放電管のマルチアークは一条の放電路よりも，そして単に複数の放電路を並列に接続するよりも電流変調により効率が，例えば3条の場合15%強増加する特徴を有している。

マルチアークの他の目的は外管壁の円周方向輝度分布の均一化である。輝度分布の測定例を図5.12に示す。管壁輝度は蛍光体膜の不均一さによって大きく影響されるため判定が難しいが，並列放電路数2条でも輝度分布は実用上差しつかえない程度になっている。これは蛍光体膜は

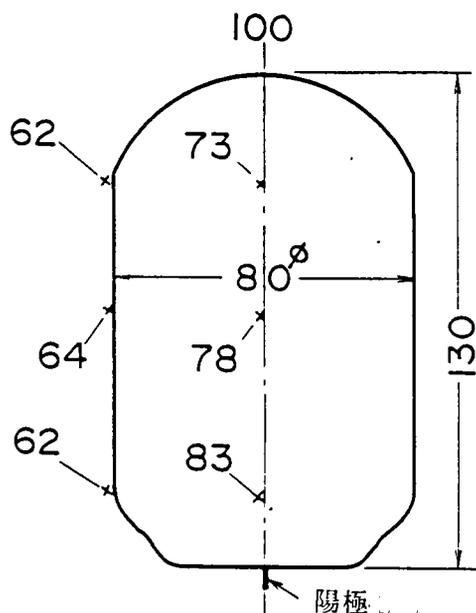


図 5.12 管壁輝度分布の一例。陽極数 2 個。放電電流 376 mA

直線透過率が低く拡散透過率が高いため、プラズマ密度に多少の不均一さがあっても放電管内部で多重反射され拡散されるためである。

## 5.6 蛍光体各面の発光割合と光の取り出し効率

分流形放電管は同軸二重管構造で、従来の直管形蛍光ランプに比べると複雑な構造である。この構造が効率に及ぼす影響を検討する。最初に蛍光体膜密度の最適値を調べる。直管形蛍光ランプでは最適膜密度は  $4 \text{ mg/cm}^2$  付近とされている。<sup>51)</sup>膜密度がこれ以下であるとプラズマからの紫外線が蛍光体膜を透過してガラスに吸収され効率が低下する。膜密度が大きすぎると膜の透過率が低下し光の取り出し効率が低下する。分流形放電管では外管と内管とで、最適膜密度が異なると予想される。図 5.13 に陽極数 2 個の分流形放電管で外管および内管面の蛍光体膜密度を変えた場合の効率変化を示した。外管では約  $3 \text{ mg/cm}^2$ 、内管では約  $10 \text{ mg/cm}^2$  の膜密度で効率が最大になっている。この値は直管形蛍光ランプの  $4 \text{ mg/cm}^2$  に比べ外管では小さく内管では著しく大である。

次に内管内発生光の取り出し効率を求める。試料として外管に封じていないステムと内管の組立品を 4 種類用いた。4 種類の内管は表 5.2 に示すように蛍光体が塗り分けてある。この内管組立品の内管先端開口部より小形電球を内管内に挿入し、積分球を用いて内管外に取りだし

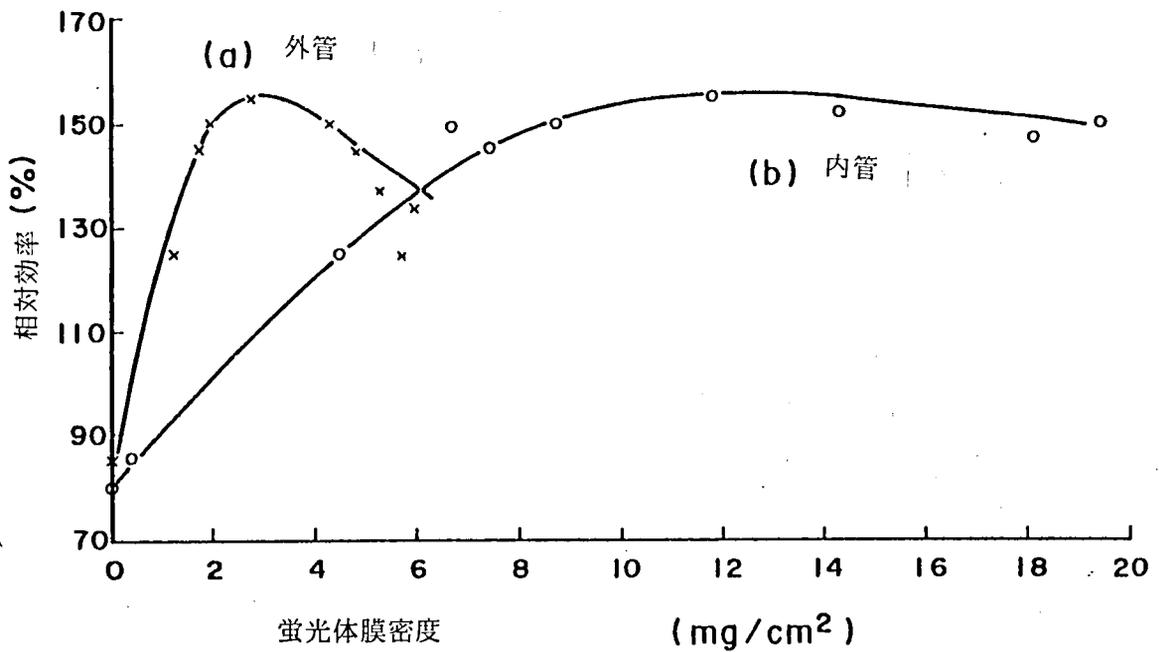


図 5.13 外管および内管面の蛍光体膜密度と効率。外管の最適膜密度は直管形蛍光ランプのそれと比べやや小さい、内管の最適膜密度はかなり大きい。

表 5.2 内管内外面蛍光体膜による内管内発生光の外部への取り出し効率

番号	内管内外面蛍光体膜密度	光束比
1	内面 0 外面 0	100%
2	内面 3.0~3.5mg/cm <sup>2</sup> 外面 0	97%
3	内面 0 外面 3.5~4.5mg/cm <sup>2</sup>	94%
4	内面 3.0~3.5mg/cm <sup>2</sup> 外面 3.5~4.5mg/cm <sup>2</sup>	92%

れる光束を測定した。結果を表5.2に示した。管壁の蛍光体が発光している実際の場合と条件が異なるが、この結果から内管内発生光の取り出し効率はほぼ92%と見積れる。分流形放電管の内管は内外面に蛍光体膜があるため、内管内発生光の光の取り出し効率はかなり低下するように思われたが実測ではさほど低下していない。内管内発生光は蛍光体を塗布したガラス管を透過する他に、内管先端開口部および他端のステムとの接続面からも外部に取りだされる。この結果蛍光体膜厚が厚くても光の取り出し効率は低下しない。この場合蛍光体膜厚は透過より

入射紫外線を吸収する厚さが重要になり、また透過より反射が重要になるので最適膜厚が大きな値になる。

次に蛍光体膜各部分の発光寄与割合を求める。内外管壁で蛍光体を塗り分けた4種類のネオン放電管を製作し、放電電力16Wで光束を測定した。結果を表5.3に示す。いまプラズマからの可視光束を $\Phi_c$ 、内管内側蛍光体膜からの可視光束を $\Phi_i$ 、内管外側蛍光体膜からの可視光束を $\Phi_{oi}$ 、外管内側蛍光体膜からの可視光束を $\Phi_{oo}$ とする。 $\Phi_c$ は内管内のネオンと水銀の発光にもとづく量が大半であるから内管外の量を無視する。 $\Phi_{oi}$ と $\Phi_{oo}$ は同じプラズマに接するので単位表面積あたりの光束は同一とする。内管に蛍光体を塗布していないときは内管内発生光の取り出し効率は100%、塗布してあるときは92%とする。以上の仮定をいれると表5.3の値を用いて(5.8)式が得られる。

$$\begin{aligned} \Phi_c &= 95 \\ 0.92(\Phi_c + \Phi_i) + \Phi_{oi} &= 300 \\ \Phi_c + \Phi_{oo} &= 340 \\ 0.92(\Phi_c + \Phi_i) + \Phi_{oi} + \Phi_{oo} &= 545 \quad (5.8) \\ \Phi_{oi} : \Phi_{oo} &= (\text{内管と外管の表面積比}) = 0.23 : 0.77 \end{aligned}$$

これから $\Phi_c = 95$ 、 $\Phi_{oo} = 245$ 、 $\Phi_{oi} = 73$ 、 $\Phi_i = 152$ (単位lm)と見積れる。すなわち全光束の約45%が外管蛍光体から、13.4%が内管外面蛍光体から、25.6%が内管内面蛍光体から、約16%がプラズマより発生している。

この結果の特徴はプラズマからの可視光の割合が高いことである。プラズマからの可視光は陽光柱からの水銀の可視光と、負グローでのネオンの発光からなり、特に後者が大きい。ネオ

表 5.3 内外管壁に蛍光体を塗り分けた放電管の光束  
ネオン封入放電管, 放電電力16W

番号	蛍光体塗布部分	光束 (lm)
1	内外管ともなし	95
2	内管壁のみ	300
3	外管壁のみ	340
4	内外管壁とも	545

ンの赤色発光は赤色成分の発光に欠けるハロリン酸カルシウム蛍光体を用いたとき平均演色性評価指数を数点あげる効果をもつ。アルゴン封入放電管とネオン封入管を比較すると約65点から約68点に評価指数が増加する。

## 5.7 直流放電によるカタホリシス

分流形放電管は直流で放電するのでカタホリシスが生じる。すなわちプラズマ中の水銀イオンは直流電界により陰極に運ばれる。この結果陽極付近の水銀原子密度が低下し、陰極から陽極へ向かう水銀拡散流が生じる。これとイオン流が平衡するように水銀原子密度分布が決まり、最大密度は陰極部になる。管壁温度が放電路にわたって一樣な場合、陰極部の密度がこの温度で決まり陽極部の水銀原子密度はそれ以下になる。よって密度勾配が大きいランプでは周囲温度がさほど低下しなくても陽極側の水銀原子が不足し発光が減少する。

分流形放電管と通常の20W蛍光ランプのカタホリシスによる減光を比較する。ネオン封入管を恒温槽内でそれぞれ18Wで点灯し、周囲温度と管壁輝度の関係を測定した。結果を図5.14に示す。20W蛍光ランプの輝度測定位置は陽極側から全体の1/4の位置である。分流形放電管は-5°C付近で、20W蛍光ランプは10°C付近で管壁輝度が急低下する。このときプラズマ発光色も水銀の青色からネオンの赤色に変化する。分流形放電管では外管内プラズマの発光色変化は数度の温度幅で全面にわたって生じるのに対し、20W蛍光ランプでは陽極付近が約20°Cから変化を始め温度の低下に従ってネオン発光領域が陰極方向へ伸びていき約0°Cで陰極近傍もネオンの発光に置換わる。

通常の直管形蛍光ランプはカタホリシスによる減光が室温でも生じるのに対し、分流形放電管は0°Cまで減光を生じない。この理由は次の原因による。

- (1) 内管長は約10cmと短いため内管内の密度の差は放電長の長い通常の蛍光ランプより長さの比だけ小さくなる。(5.7)式を用いてカタホリシスにより生ずる内管内両端間の水銀圧力差を求めれば、ネオン6 Torr、放電電流0.5Aのとき約12.5mTorrである。
- (2) 分流形放電管の陰極空間は内外二重管の内管内にあり、かつ陰極降下領域は消費電力密度が大きいため、外管表面温度に対し陰極空間の温度は著しく高くなる。放電電力17Wで16°Cの気中で点灯したとき、外管最冷部温度が約46°Cに対し陰極封じ面のガラス壁温度は約83°Cであった。この結果両温度での蒸気圧差が大きく(上記の温度差のとき約100mTorr)、カタホリシスにより陰極に輸送された水銀は陰極付近に凝縮できず拡散流になって内管外へ還流する。外管内では拡散抵抗が小さいため蒸気圧差はほとんど生じない。この結果外管最冷

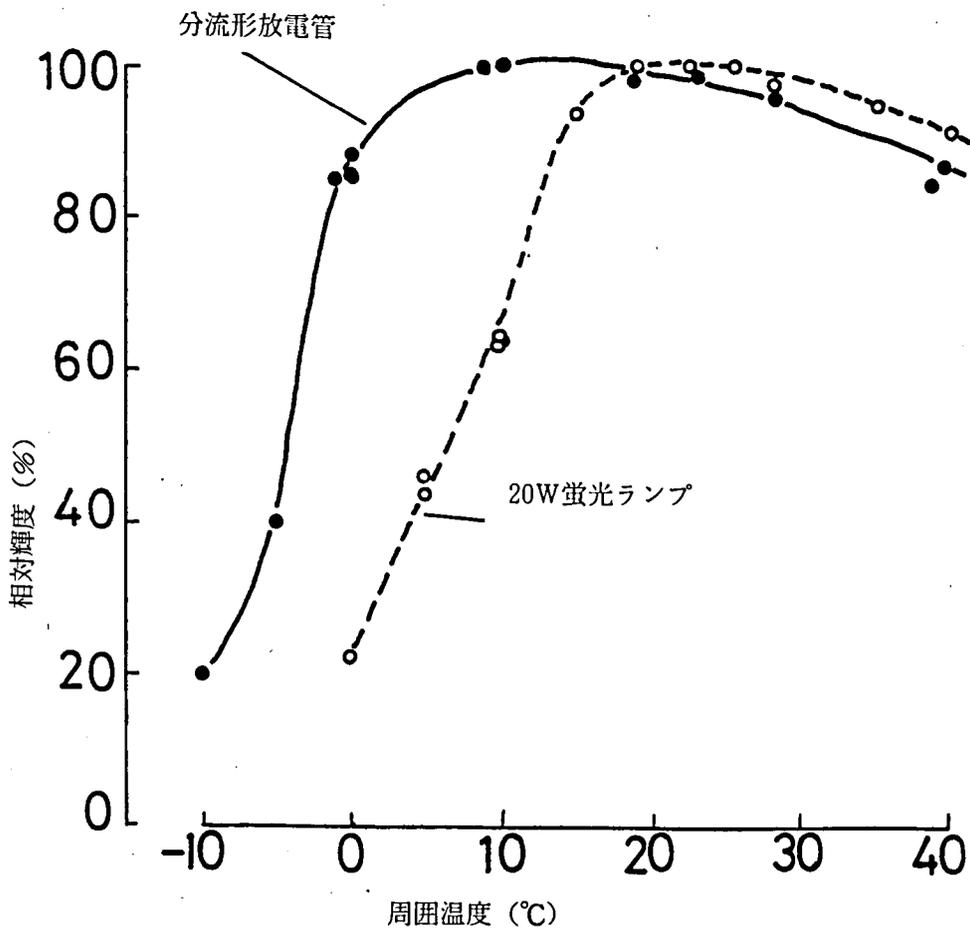


図 5.14 ネオン封入の分流形放電管と、20W 蛍光ランプの直流放電時の周囲温度と管壁輝度の関係。放電電力18W。20W 蛍光ランプの輝度測定位置は陽極側から  $1/4$  の位置。分流形放電管は狭い温度範囲で陽光柱の発光が水銀からネオンに変わる。

部温度で水銀蒸気圧の最小値が決まり、交流点灯の場合と変らない。

- (3) 放電電力の割に外管表面積がもともと小さいので、外管最冷部温度は通常の蛍光ランプより高い。よって水銀蒸気圧は高めであり周囲温度が低下しても水銀不足は生じにくい。

以上のように分流形放電管は直流放電管であるにもかかわらず、特殊な構造のためカタホリスによる減光が生じない特徴をもっている。

## 5.8 結 言

以上本章では分流形放電管を照明用光源に応用した場合の特性につき、とりわけ分流形放電

管特有の構成がもたらす特性について述べた。本章で得られた結果を要約すると次のようになる。

- (1) 分流形放電管も直管形蛍光ランプと同様、細長くするほど放電電圧、効率とともに増加する。
- (2) 封入希ガスにヘリウムを混合すると陽光柱発光効率が著しく低下する。適当な封入ガスはネオン 6 Torr もしくはネオン 50% アルゴン 50% である。前者は放電電圧を高くとれるが、効率はアルゴン封入に比べ約 83% になる。後者は効率をアルゴン封入より約 5% 高くできるが放電電圧増加はわずかである。
- (3) ネオン封入時の陽光柱発光効率はアルゴンに対し約 95% であるにもかかわらず、分流形放電管の効率が約 83% になる原因は電圧利用率にある。
- (4) ネオン封入時の陰極降下電圧低下方法として内管の一部に狭窄路を設け、直流放電でのカタホリス現象を用いて陰極空間の水銀蒸気圧を選択的に増加させる方法を開発した。この方法により、ネオン 6 Torr のとき陰極降下電圧を 16V 強から 11V 程度に低下できる。
- (5) 放電路電流が高周波変調されると 15% 強効率が增加する。また並列放電路数 3 条のとき効率が最大になる。この主因は電流変調による陽極降下損失の低下である。
- (6) 二重管構造での内管内発生光の取り出し効率は約 92% である。
- (7) 分流形放電管は直流放電管であるにもかかわらずカタホリスによる減光は生じない。これは陰極が内管内にあるためカタホリスに対抗する水銀の拡散が生じ、交流放電管と同様

表 5.4 マルチアークランプの特性（2 陽極）と、放電路折り曲げ方式ランプおよび 20W 蛍光ランプ（FL-20S）の特性（安定器を含まず）

\* 放電路折り曲げ方式は日立製ランプ（商品名こんぱく灯）のカタログ値

\*\* 口金を含まないガラス管部の長さ

項 目	マルチアークランプ	放電路折り曲げ方式*	FL-20S
ランプ電力	18.5 W	15.5 W	20.0 W
光 束	610 lm	730 lm	1050 lm
効 率	33 lm/W	47.1 lm/W	52.5
ランプ直径	70 mm	90 mm	32 mm
ランプ全長**	140 mm	105 mm	580 mm

に外管最冷部温度で水銀蒸気圧最小値が決まるためである。

照明用光源として試作した放電管の代表的な仕様を表5.4に示す。比較として放電路折り曲げ方式のうち最近発表された器種と従来の20W蛍光ランプ（FL-20S）の特性をも示した。マルチアークランプは放電長が短いことによる電圧利用率の低さのため効率が他のランプより低い点にまだ問題がある。

## 第6章 分流通放電管用点灯回路<sup>52)</sup>

### 6.1 緒言

分流通放電管のマルチアークは外部回路に依存しない特徴を持つから、マルチアーク形成には点灯回路は重要な要素ではない。しかし電球形ランプに応用する場合は点灯回路は重要な要素である。

放電灯の電圧電流特性は定電圧ないし負性抵抗特性を持つため、定電圧特性を持つ商用電源で点灯するには放電電流を制限するための安定器が必要である。また放電開始電圧は一般に電源電圧の数倍であるため始動には高電圧を発生する始動回路が必要である。安定器と始動回路をあわせて点灯回路と称する。電球形ランプは白熱電球用ソケットに直接用いるため、放電管と点灯回路を一体化してある。安定器には通常チョークコイルが、始動回路にはグロースタータが用いられている。この場合点灯回路は、電球形ランプ重量の約 $2/3$ 、体積の $1/4$ を占める。回路損失は全電力の2割以上、価格は全体の約4割を占める。始動は電球のような速時始動にならない。以上のように点灯回路は電球形ランプの性能・特性に大きな影響をもつ。なかでも最も重要な特性は速時始動特性と重量である。速時始動できない光源は用途によっては不便である。また白熱電球用器具の多くは軽い電球を前提に設計されているため、重い電球形ランプが使用できない場合が多い。

安定器の軽量・速時始動化として、従来安定器の半導体化が検討されてきた。しかしながら価格が十倍近くになるという難点の他に、受信障害等の問題点があり普及にいたっていない。ところで安定器の役目は放電電流限流作用であるから、この点だけならどのような種類のインピーダンスでもよいはずである。もし安定器としてコンデンサが使用できるならば、チョークコイルに比べて著しい軽量、低損失安定器が実現できる。また半導体安定器と比べれば安価で受信障害の問題も生じない。しかしながら放電負荷は再点弧時に放電電圧が急変するためコンデンサ安定器で放電させると放電電流は再点弧時に著しいピーク電流を発生し、電極を短時間で損傷する。<sup>53)</sup>また条件によってはピーク電流発生が1サイクルに1回となり発光に著しいちらつきを与える。このためコンデンサ安定器は放電特性がほぼ線形抵抗特性になる高周波点灯を除いて実用化されていない。

コンデンサ安定器で点灯すると波高率の高い電流波形になるのは放電電圧が再点弧時に急変するためである。再点弧時の電圧急変化は陽光柱特性にもとづく。したがって陽光柱電圧の

小さい放電管なら放電電流の波高率は小さくなる。分流形放電管は従来の蛍光ランプと比べて放電長が約半分と短い。よって分流形放電管は軽量低損失のコンデンサ安定器で安定に点灯することが可能であり、特徴ある電球形ランプを構成できる。本章ではコンデンサ安定器で点灯した場合の特性を示し、電流波形をさらに改善するための手法について述べる。また電球形ランプでは重要な速時始動化についても、実用性の高い回路を提案する。

## 6.2 コンデンサ安定器の点灯特性

20W蛍光ランプ（FL-20S）を $10\mu\text{F}$ のコンデンサを介して100V電源で点灯したとき得られた放電電圧電流波形を図6.1に示す。波形が正負の各半サイクルで異なるため発光に著しいチラツキを生ずる。放電電流は半サイクル毎の再点弧位相で著しいピーク波形を示す。特に負の半サイクルでは電流ピーク値が2.8Aにも達し（実効値0.51A），再点弧後放電電圧はほぼ電極降下電圧程度の著しく低い値になる。図のような電流波形では入力電力の大半は電離および電極損失に費やされるため，ランプの効率は著しく低く，かつ電極が著しく消耗する。このように通常の蛍光ランプをコンデンサ安定器で点灯しても，放電の電圧電流非線形特性のために良好な放電特性を得ることはできない。

図6.2に示すコンデンサ安定器の回路図と電圧波形を参照して，点灯回路の各電圧について

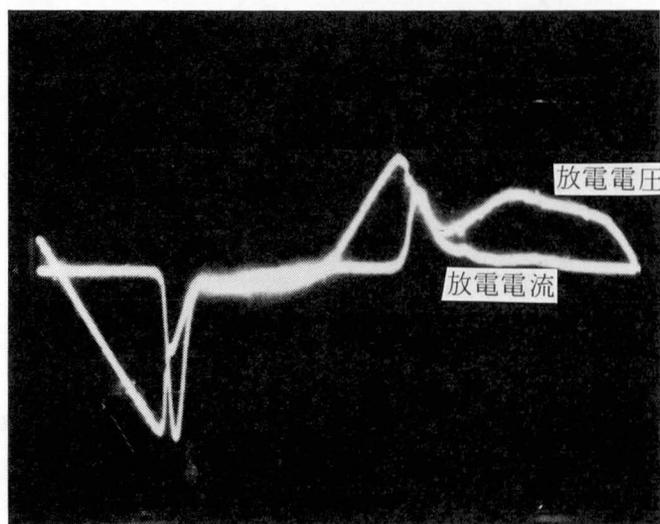


図6.1 20W蛍光ランプのコンデンサ安定器での放電電圧電流波形。コンデンサ容量  $10\mu\text{F}$  電源電圧 100 V 放電電流0.51A：50 V/div., 1 A/div., 2 ms/div.

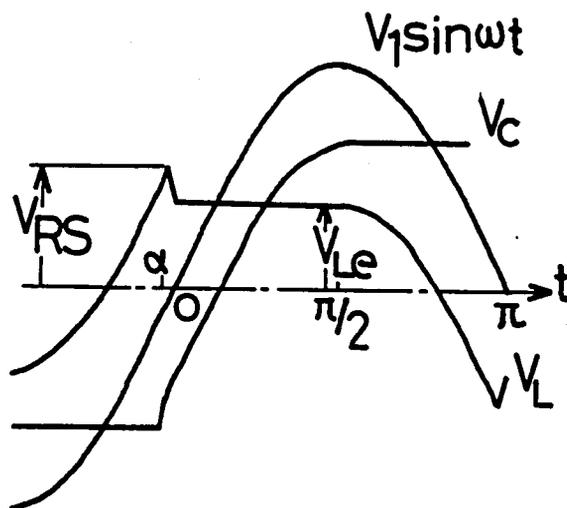
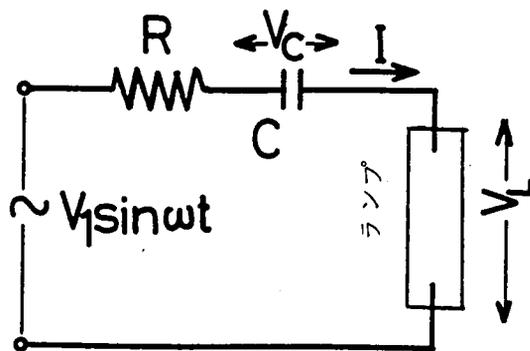


図 6.2 コンデンサ安定器の回路図と電圧波形説明図。

(6.1) 式の関係が成立する。

$$V_1 \sin \omega t = V_c + RI + V_L \quad (6.1)$$

ここで  $V_1 \sin \omega t$  は電源電圧,  $V_c$  はコンデンサ  $C$  の端子電圧,  $R$  は回路中の抵抗,  $I$  は放電電流,  $V_L$  は放電電圧である。(6.1) 式を微分し両辺を  $C$  倍すれば放電電流  $I$  は次のように表わされる。ここで  $C$  は静電容量である。

$$I = C \frac{d}{dt} V_c = \omega C V_1 \cos \omega t - C \left( \frac{d}{dt} V_L + R \frac{d}{dt} I \right) \quad (6.2)$$

コンデンサ安定器では回路中に特に抵抗を挿入しないから, 通常  $R$  は十分小さい。よって (6.

2) 式中の  $R \frac{d}{dt} I$  項はほぼ零である。 $\omega C V_L \cos \omega t$  項は正弦波分を表わす。 $C \frac{d}{dt} V_L$  項は再点弧以降は放電の定電圧特性のためほぼ零である。しかし再点弧時は放電電圧が急減するため  $-\frac{d}{dt} V_L$  は大きな値になる。この結果再点弧位相に著しいピーク電流を発生する。

コンデンサ安定器の電流波高率を抑制し放電を安定化するために、コンデンサと直列に抵抗を挿入することが行なわれている。(6.2)式で  $dV_L/dt$  と  $dI/dt$  は符号が逆であるから、 $R$  を大きくすれば右辺の第2項を十分小さくでき、よって電流波高率を抑制できる。FL-20Sを  $15 \mu\text{F}$  のコンデンサと可変抵抗の直列回路を介して100V電源で点灯した。可変抵抗の値が零のとき放電電圧波形は図6.1と同じで、電流最大ピーク値は約4.0Aであった。抵抗値が  $30 \Omega$  を越えると放電波形は正負対称になる。図6.3は抵抗値  $37 \Omega$  のときの放電電圧・電流波形である。電流値は0.53Aで電圧波形は放電電圧と抵抗降下電圧の和である。再点弧後約0.35msで放電電圧は140Vから57Vに降下し、この間に電流は約1.7Aに増加している。これの値を(6.2)式に代入すると電流ピーク位相での電流値は、右辺第1項が0.68A、第2項は  $3.56 - 2.70 = 0.86\text{A}$  となりピーク値は1.53Aと計算され測定値とほぼ一致する。

上記の方法は直列抵抗  $R$  を大きくして  $R \cdot \frac{d}{dt} I$  項で  $\frac{d}{dt} V_L$  項によるピーク電流を打ち消すものである。同じ効果は  $R$  一定のとき、 $\frac{d}{dt} V_L$  項を小さくすることで得られる。放電電圧の

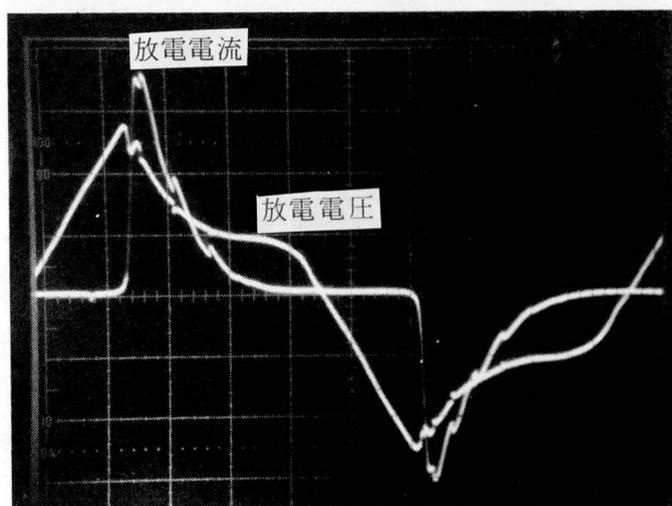


図 6.3 20W 蛍光ランプを  $15 \mu\text{F}$  のコンデンサと  $37 \Omega$  の抵抗の直列回路で点灯したときの放電電圧電流波形。放電電流  $0.53\text{A} : 50\text{V}/\text{div.}$ ,  $0.5\text{A}/\text{div.}$ ,  $2\text{ms}/\text{div.}$

うち、再点弧時に電圧が急減するのは陽光柱特性であり、電極降下特性は抵抗に近い電圧電流特性を示す。よって陽光柱長さすなわち放電長を短かくして $dV_L/dt$ 項を小さくすれば、挿入抵抗なしで電極降下電圧のみで放電を安定化できるはずである。図6.4はFL-20Sと同一仕様で放電長を200mm（分流形放電管とほぼ同じ）とした放電管をコンデンサ安定器で点灯したときの放電電圧電流波形である。このとき偶然正の半サイクルで陽極振動が停止していたにもかかわらず、正負ではほぼ対称な電流波形が得られ、電流波高率も十分抑制されている。

分流形放電管は放電長が短かいため電圧利用率が低くランプの効率が低い欠点があることは前章で述べた。その代りコンデンサ安定器で点灯できる可能性があり、その場合軽い電球形ランプが実現できる。図6.5はネオン6 Torr封入の分流形放電管を $15\mu\text{F}$ のコンデンサを介して100V電源で点灯したときの放電電圧電流波形である。各半サイクルの波形はほぼ相似で発光にチラツキは感じられなかった。ネオン封入の分流形放電管の放電電圧は図6.1のFL-20Sとほぼ同じであるが、電極降下電圧が約2倍であるため等価的な直列抵抗が大になり、ピーク電流は図6.1の半分以下(1.3A)になっている。

次に(6.2)式を用いてコンデンサ安定器の出力特性を求める。以下の計算では $R=0$ とし、電極特性は $V_L$ の変化に含ませる。(6.2)式を $V_L$ 倍して電流導通期間について積分し、放電電力 $W_L$ を求める。

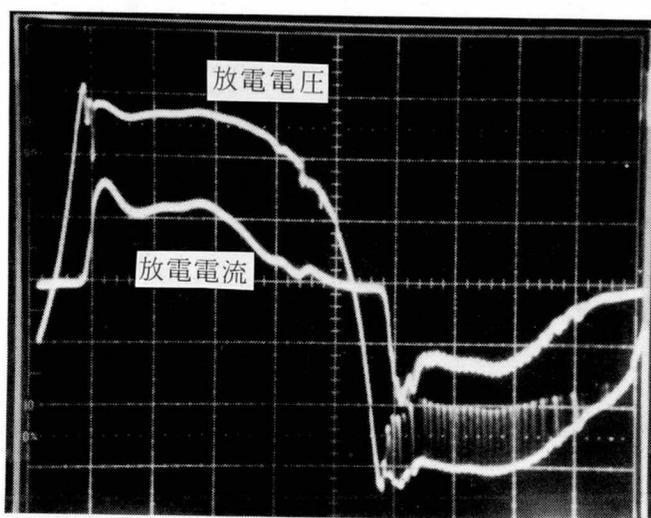


図6.4 放電長200mmの放電管のコンデンサ安定器での放電電圧電流波形。コンデンサ容量 $15\mu\text{F}$ 。電源電圧100V 放電電流 $0.466\text{A} : 20\text{V}/\text{div.}, 0.5\text{A}/\text{div.}, 2\text{ms}/\text{div.}$

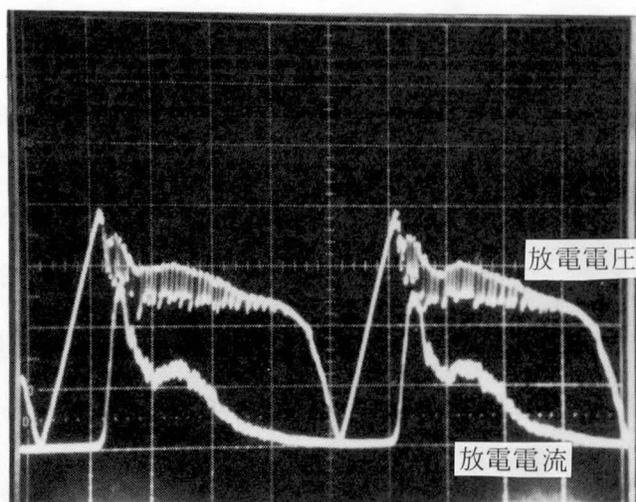


図 6.5 ネオン 6 Torr 封入分流形放電管のコンデンサ安定器での放電電圧電流波形。  
 コンデンサ容量  $15 \mu\text{F}$ , 電源電圧 100 V, 放電電流  $0.395 \text{ A} : 20 \text{ V/div.}, 0.5 \text{ A}$   
 $/\text{div.}, 2 \text{ ms/div.}$

$$W_L = 2fCV_1 \int_{\alpha}^{\pi/2} V_L \cos x dx - 2fC \int_{V_{RS}}^{V_{Le}} V_L dV_L \quad (6.3)$$

ここで  $f = \omega / 2\pi$ ,  $\chi = \omega t$ ,  $\alpha$  は再点弧角である。放電電流の終止角はほぼ  $\pi / 2$  である。すなわち電源電圧がピークになる位相角 ( $\pi / 2$ ) でコンデンサ電圧もほぼピークに達する。 $V_{Le}$  は放電終止時の放電維持電圧,  $V_{RS}$  は再点弧電圧である。各記号は図 6.2 にあわせて示してある。放電電圧は定電圧特性によりほぼ一定とみなせるので, (6.3) 式右辺第 1 項の  $V_L$  を定数として扱い, (6.4) 式が得られる。

$$W_L = 2fCV_1 V_L (1 - \sin \alpha) - fC (V_{Le}^2 - V_{RS}^2) \quad (6.4)$$

$\chi = \pi / 2$  のときコンデンサ充電電圧は電源電圧ピーク値  $V_1$  と放電電圧  $V_{Le}$  の差で与えられるから, 再点弧位相では (6.5) 式の電圧関係が成立する。

$$V_1 (1 + \sin \alpha) = V_{RS} + V_{Le} \quad (6.5)$$

よって (6.4) 式は (6.5) 式の関係を用いて次のように書き直される。

$$W_L = 2fC \left\{ 2V_L V_1 - V_L (V_{RS} + V_{Le}) + \frac{1}{2} (V_{RS}^2 - V_{Le}^2) \right\} \quad (6.6)$$

コンデンサ容量の逆数  $1/C$ , 電流ピーク値と実効値を電源電圧  $V_{10}$  (実効値) に対し測定した結果を図 6.6 に示す。放電電力一定で測定しているために,  $V_L$ ,  $V_{RS}$ ,  $V_{Le}$  はほぼ一定である。供試放電管としてネオン 6 Torr 封入管 (放電電力 22W, 放電電圧 56V) とアルゴン 2.7

Torr封入管（放電電力20W，放電電圧36V）を用いた。図中の実線は $V_L$ ， $V_{RS}$ ， $V_{Lr}$ に実測値を用い（6.6）式を使って計算した結果である。計算と実測値はよく一致している。このように（6.6）式を用いてコンデンサ安定器の出力特性が計算できる。

上記の式の誘導ではコンデンサ以外の点灯回路中のインピーダンスを無視した。図6.6の測定に用いた点灯回路中に存在した直列抵抗とインダクタンスの値を図中に示した。コンデンサ安定器と直列に，例え小さな値であってもインダクタンスが存在すると電流のピーク値および実効値が大きく変化する。しかし出力特性はほとんど影響されない。直列にインダクタンス成分があると再点弧時の立ち上り速度の速いパルス状電流が抑制され，電流ピーク値および実効値が減少する。しかしパルス状電流の導通期間は短かいため，この間の電力消費は全導通期間の電力消費に対して小さく，よってほとんど変化しないためである。

### 6.3 コンデンサ安定器変形回路

分流形放電管はコンデンサ安定器で安定に点灯できるが，チョークコイル安定器で点灯した場合に比べ依然として電流波高率が大きくランプの効率が低い。電流波高率が大きいと電極の短寿命をもたらす，電源のインピーダンスの大小により入力電流がかなり大幅に変化する原因になる。よってさらに動作特性を改良することが必要である。（6.2）式の考察から3種類の改良回路を考案した。

#### 6.3.1 補助放電付加方式

ピーク電流を減らす第1の方法は（6.2）式から $dV_L/dt$ を小さくすることである。コンデンサを安定器として用いた場合，コンデンサ端子電圧は電流が零になった位相で急変しないため放電管を直に再点弧できない。したがって電源電圧が時間とともに変化していき電源電圧とコンデンサ充電電圧の差が再点弧電圧に達するまでの間，電流休止期間が生じる。この電流休止期間中に放電管内のプラズマは拡散により失われるため，休止期間がない場合に比べ再点弧電圧が大幅に増加する。この高い再点弧電圧が再点弧後急激な電圧降下をもたらす。よって休止期間をなくすことにより $dV_L/dt$ を小さくすることができる。このためには休止期間中に小電流を重畳すればよい。

実験回路を図6.7に示す。主電流は交流電源よりコンデンサCを介して放電管に流れる。一方直流電圧源より抵抗Rを介して直流小電流を主電流に重畳する。結果を図6.8に示す。再点弧電圧によってピーク電流は重畳直流電流の増加にしたがって減少している。交流入力電力は直流電流の増加とともに漸減しているが，これは（6.6）式中の $V_{RS}$ の減少にもとづく。

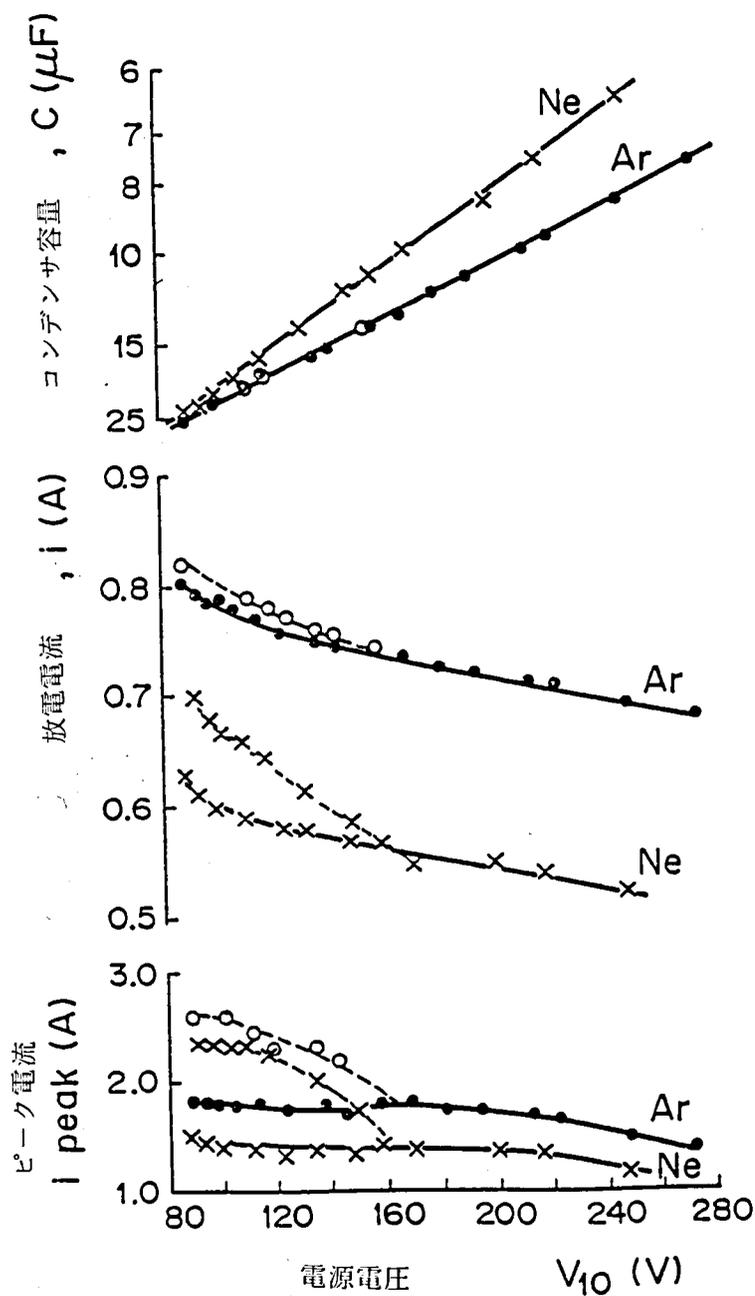


図 6.6 電源電圧とコンデンサ容量，放電電流および電流ピーク値。放電電力：ネオン 6 Torr 封入管 22W，アルゴン 2.7Torr 封入管 20W 直列電源インピーダンス：実線 12.3mH と 24.35Ω，破線 5.7mH と 6.17Ω

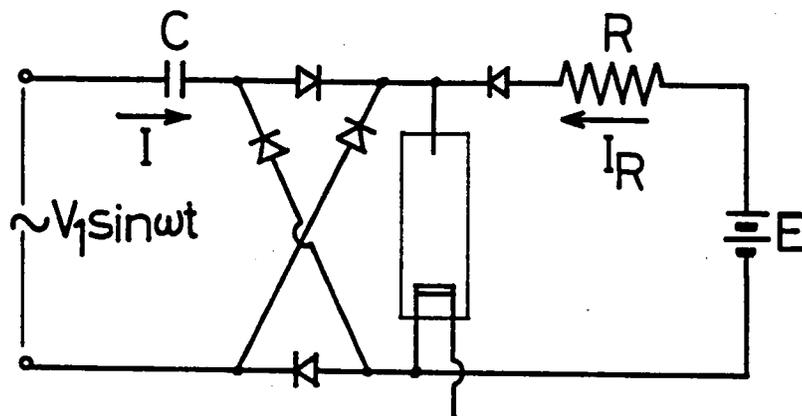


図 6.7 補助放電付加方式実験回路。

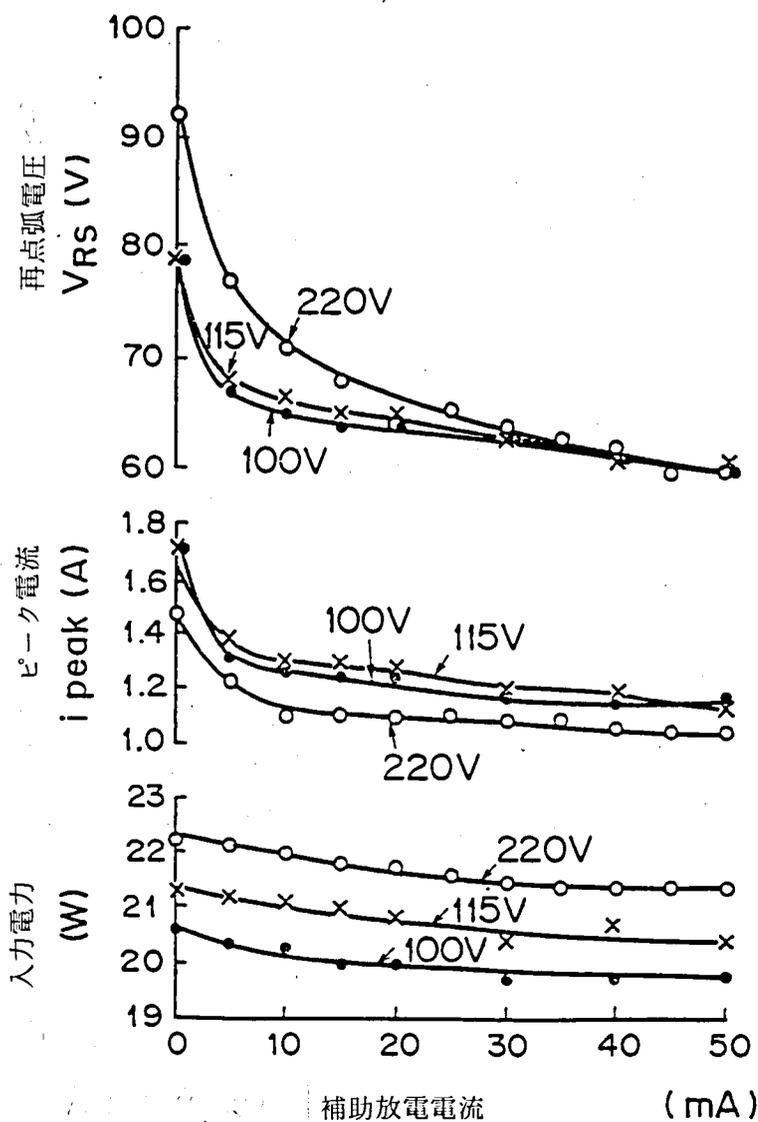


図 6.8 補助放電電流と再点弧電圧, ピーク電流および入力電力。コンデンサ容量  
220 V時 $7.0 \mu\text{F}$ , 115 V時 $16 \mu\text{F}$ , 100 V時 $18.2 \mu\text{F}$

交流電源を用いて直流放電管を動作させる興味ある点灯回路がFarrowにより提案されている。<sup>54)</sup>これは全波整流器で分離された2回路に安定器としてインダクターとコンデンサを独立に用いたものである。Farrowの回路でインダクターの代わりに抵抗を用いた回路を図6.9に示す。 $C_0$ は安定化用コンデンサであり、整流器 $D_1 - D_4$ は全波整流器を構成している。整流器 $D_5$ と $D_6$ および抵抗 $R$ は補助電流を与える回路を構成している。主電流は $V_1 \rightarrow C_0 \rightarrow D_1 \rightarrow$ 放電管 $\rightarrow D_4 \rightarrow V_1$ あるいは $V_1 \rightarrow D_2 \rightarrow$ 放電管 $\rightarrow D_3 \rightarrow C_0 \rightarrow V_1$ と流れ、電源電圧 $V_1$ がピークに達する位相で $C_0$ をピーク値に充電する。そして放電電流は零になる。続いて電源電圧が $C_0$ の充電電圧を上まわっている期間、 $R$ により制限された小電流が $V_1 \rightarrow R \rightarrow D_5 \rightarrow$ 放電管 $\rightarrow D_4 \rightarrow V_1$ もしくは $V_1 \rightarrow D_2 \rightarrow$ 放電管 $\rightarrow D_6 \rightarrow R \rightarrow V_1$ と流れる。電源電圧が $C_0$ の充電電圧以下になると $C_0 \rightarrow R \rightarrow D_5 \rightarrow$ 放電管 $\rightarrow D_3 \rightarrow C_0$ あるいは $C_0 \rightarrow D_1 \rightarrow$ 放電管 $\rightarrow D_6 \rightarrow R \rightarrow C_0$ と、充電された $C_0$ から $R$ で制限された電流が続いて流れる。この結果小電流は休止期間中も流れ続けることになり休止期間は消滅する。電圧電流各波形を図6.10に示した。再点弧電圧、交流電源からの入力電力が抵抗 $R$ を流れる電流 $I_R$ の関数として図6.11に示してある。定性的特性は図6.8と同じである。入力電力は $I_R$ に対し極小値をとる。極小値の左側は $V_{RS}$ の変化にもとづき、右側の増加は抵抗 $R$ での消費電力の増加にもとづいている。この変形回路は抵抗 $R$ で電力消費があるため電源電圧等の点灯条件によっては全体の効率が低下する場合がある。

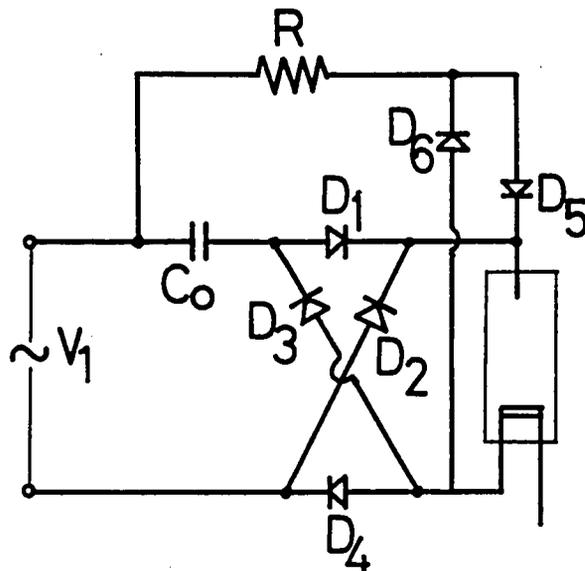


図 6.9 補助放電付加回路。

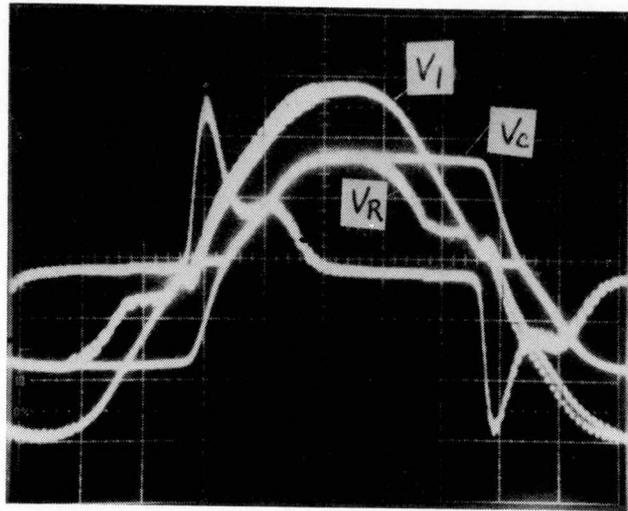


図 6.10 補助放電付加回路での電圧電流波形。電源電圧  $V_1$  , コンデンサ C 端子電圧  $V_C$  抵抗 R 端子電圧  $V_R$  , 放電電流  $I$  :  $50 \text{ V/div.}$ ,  $0.5 \text{ A/div.}$ ,  $2 \text{ ms/div.}$

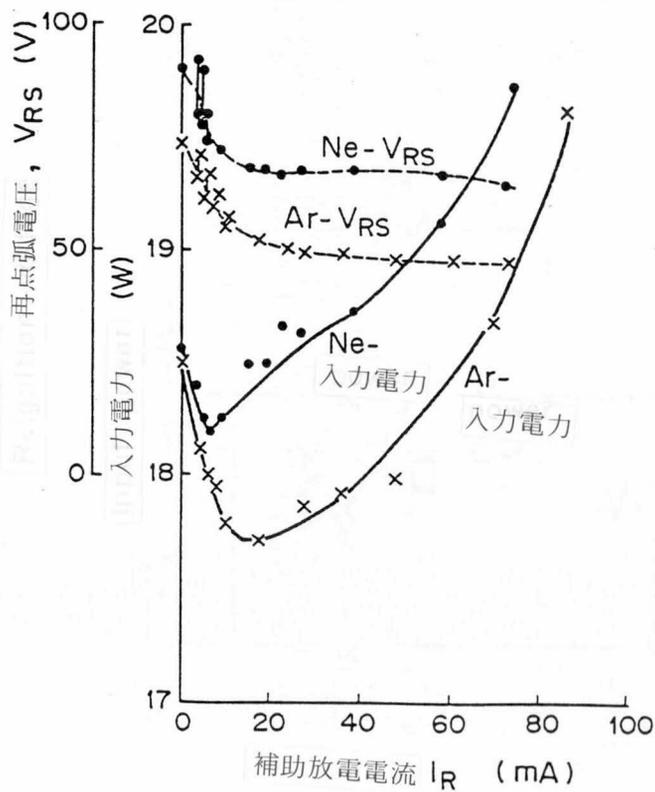


図 6.11 補助放電付加回路特性。補助放電電流と再点弧電圧。コンデンサ容量：ネオン封入管  $16 \mu\text{F}$  , アルゴン封入管  $18.2 \mu\text{F}$  電源電圧  $100 \text{ V}$

### 6.3.2 可変容量方式

(6.2) 式は放電電流  $I$  がコンデンサ容量  $C$  に比例することを示している。もし再点弧時にコンデンサの容量が十分小さく再点弧後大きくなれば再点弧時ピーク電流は十分小さくできる。この方法にもとづく回路を図6.12に示す。 $C_0$  は安定化コンデンサで、 $C_1$  と  $C_2$  は小容量付加コンデンサである。整流器  $D_1 - D_4$  は全波整流器を構成する。いま電源電圧が図示の極性でピーク値  $V_1$  に達したとき、 $C_0$  の充電電圧は  $V_1 - V_L$  であり  $C_2$  は  $V_1$  である。したがって  $C_2$  の充電電圧は  $C_0$  より  $V_L$  だけ大きい。続いて電源電圧が減少するとコンデンサ  $C_2$  の充電電圧との差が放電管に加わる。このため放電管が再点弧したとき放電電流はまず  $C_2$  により制限される。 $C_2$  の充電電圧が減少し  $C_0$  の電圧と同一になると、その後は放電電流は  $C_2$  と  $C_0$  の両方を通して流れる。ネオン封入管を用い、電源電圧100V、 $C_0 = 16 \mu F$ 、 $C_1 = C_2 = 2.2 \mu F$  で点灯したときの放電電圧・電流波形を図6.13に示す。再点弧時のコンデンサ容量を  $2.2 \mu F$  にすることで再点弧位相のピーク電流が消失している。電流休止期間中に放電管端子電圧が零にならないのは放電管と並列に接続されているコンデンサ  $C_1$ 、 $C_2$  の充電電荷のためである。放電電流中に含まれる高周波成分は陽極振動による振動成分が放電管と並列接続されている  $C_1$ 、 $C_2$  を介して流れるためである。

### 6.3.3 小容量インダクター直列方式

コンデンサ安定器と直列にインダクターを挿入すると、インダクタンスがかなり小さくても電流波高率を抑制するのに効果がある。通常の蛍光ランプをコンデンサを介して点灯する場合、安定な放電を得るためにはチョークコイル安定器と変らない大きなインダクターが必要である。<sup>55)</sup>

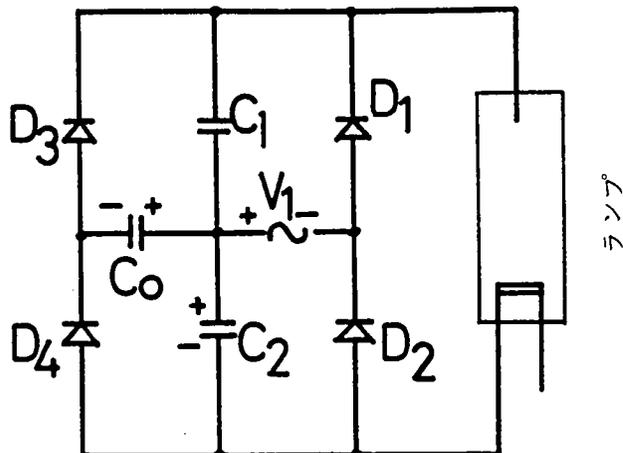


図 6.12 可変容量方式回路。

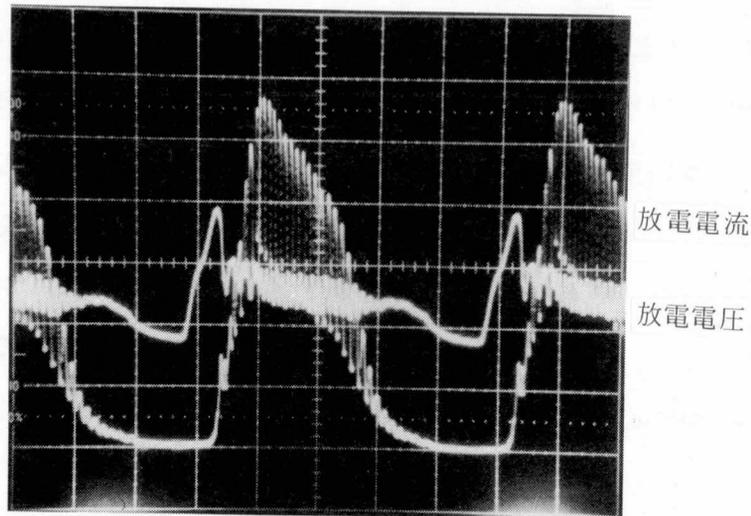


図 6.13 可変容量方式回路の放電電圧電流波形。ネオン封入放電管。放電電力20.2W  
 電源電圧 100 V  $C_0 = 16 \mu F$ ,  $C_1 = C_2 = 2.2 \mu F$  : 20 V/div., 0.2A/  
 div., 2 ms/div.

これに対し分流形放電管の場合は単に電流波高率を抑制するのに必要な大きさを考えればよい。実際問題としては分流形放電管用でもコンデンサ安定器はいくらかの直列インダクタンスを必要とする。その第一点は放電管で発生する高周波雑音が電源に戻るのを防ぐため、第二点は放電管始動時に始動用スイッチの動作にともなうラッシュ電流を防ぐため、第三点は交流電源に含まれているインピーダンスの大きさにより入力電流が変動するのを防ぐためである。

放電電力一定で直列インダクタンスの値を変えたとき、安定化用コンデンサの容量、放電電流実効値とピーク値を測定した結果を図6.14に示す。放電管はネオン封入管で放電電力22W、電源電圧は220Vと100Vである。横軸のインダクタンス値は、実験に用いた電源回路のインピーダンスを含んでいる。結果の特徴はすべての曲線が途中のインダクタンス値で極大極小をとる点である。

図6.14の220Vの曲線上で代表的なインダクタンス値  $L$  での電流電圧波形を図6.15に示す。(a)図は  $L = 260\text{mH}$  で電流に休止期間が生じない最小値である。(b)図は  $L = 73.6\text{mH}$  で曲線が極大値をとる値である。電流休止期間はほぼ最大である。(c)図は  $L = 53.1\text{mH}$  で曲線が極小値をとる値である。電流波形に2つの山が生じている。電流のピーク値および休止期間は(b)図に比べいずれも減少している。

これと類似の現象はJ.Rottierにより報告されている。<sup>56)</sup>しかしその理由について彼は説

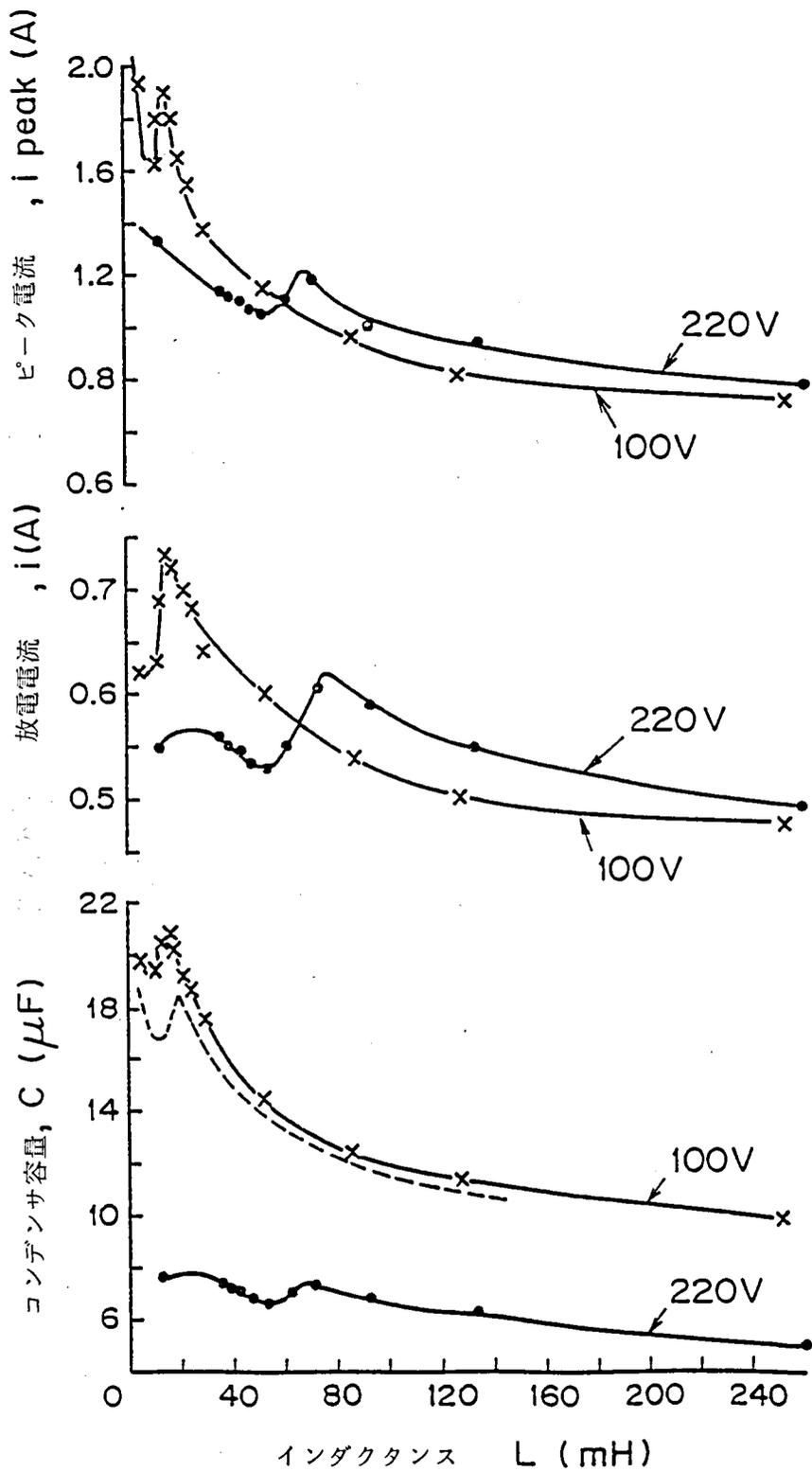
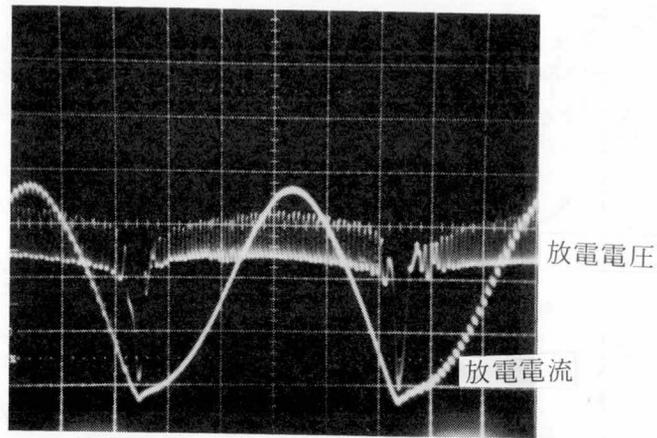
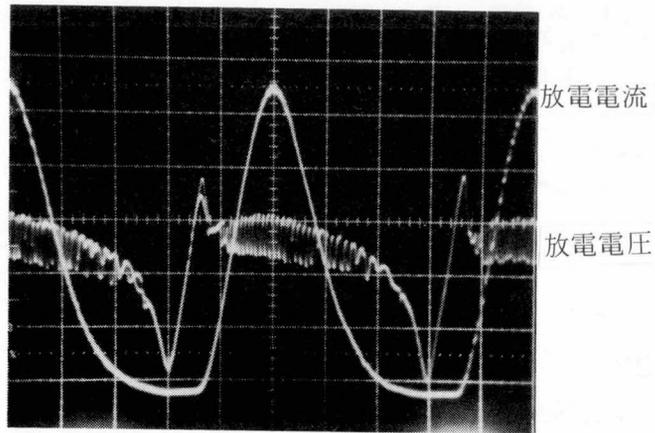


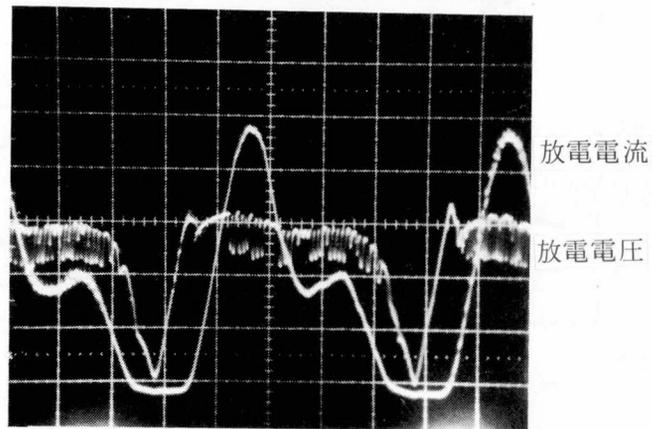
図 6.14 直列インダクタンスとピーク電流, 放電電流およびコンデンサ容量。放電電力22W 電源電圧 220 Vおよび 100 V 破線は (6.7) 式の計算結果。



(a)



(b)



(c)

図 6.15 直列インダクタンス各値での放電電圧電流波形。電源電圧 220 V (a)  
 $L = 260 \text{ mH}$ , (b)  $L = 73.6 \text{ mH}$ , (c)  $L = 53.1 \text{ mH}$ .  
 20 V, 0.2 A, 2 ms/div.

明していない。安定器がインダクタンス $L$ とキャパシタンス $C$ の直列回路で構成され、放電管は交流電源の毎半サイクルで電流休止の後再点弧する場合、放電電流 $I$ は次式で表わされる。

$$I = \frac{1}{\omega L} A \cos(\omega t + \phi) + \frac{1}{\beta L} B \exp(kt) \sin(\beta t + \xi) \quad (6.7)$$

ここで $A$ 、 $B$ 、 $k$ は定数、 $\phi$ と $\xi$ は位相角、 $\beta$ は角周波数で、これらはいずれも回路仕様および初期条件によって定まる。右辺第1項は定常項で第2項は過渡項である。

図6.14の220Vの条件で(6.7)式を用いて電流波形を計算した結果を図6.16に示す。インダクタンスが150および100mHでは電流のピークは1つであり、インダクタンスの減少とともに電流休止期間が長くなっていく。66.7および44.4mHになると電流波形に2つのピークが表われる。この計算波形から電流波形の二番目のピークは過渡項にもとづくことが分る。100Vでのインダクタンス対コンデンサ容量の計算結果を図6.14にあわせ示してある。

図6.14の220Vの曲線で代表的な点の特性を表6.1に示した。最初の段はインダクタンスが十分小さい場合で、次の段は曲線に極小値を与える点の特性である。その次は極小値の点のコンデンサ容量と同一容量を与えるもう1つの点の特性、最下段は電流休止期間が生じないのに必要な最小インダクタンスでの特性である。これらの比較から直列インダクタンスの大きさは、小さなインダクタンスで電流ピーク値をもっとも抑制できる曲線に極小値を与える値をもっとも望ましい。

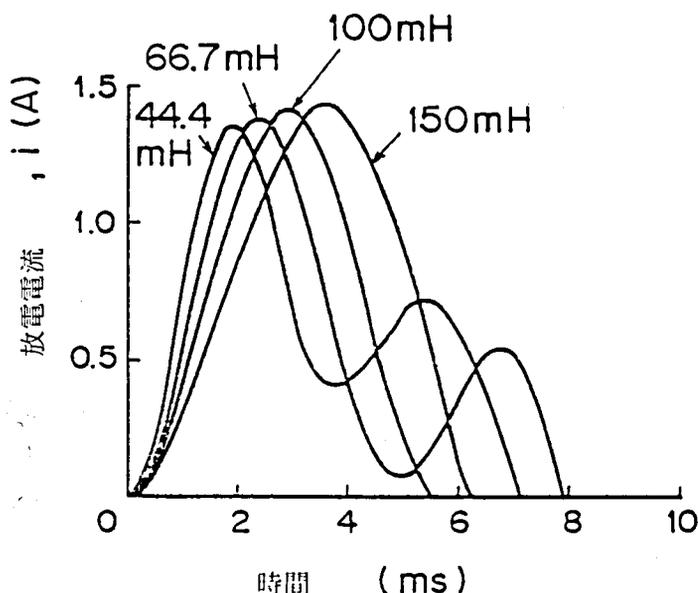


図 6.16 直列インダクタンス各値での電流波形計算値。電源電圧 220 V

表 6.1 直列インダクタンスの各値での特性

ネオン封入，電源電圧 220 V，ランプ電力 22W

\* VA：インダクタンス L の電圧・電流積。この値が大きいほどインダクタンスが大形，高価になる。

\*\* CV：キャパシタンス C の容量・電圧積。この値が大きいほどコンデンサが大形高価になる。

L (mH)	VA (%) *	C ( $\mu$ F)	CV (%) **	I (A)	電流ピーク値(A)
13	25.9	7.6	103.8	0.55	1.32
54	100	6.9	100	0.53	1.06
94	215	6.9	111.3	0.59	1.1
260	419	5.5	93.4	0.495	0.795

#### 6.3.4 各回路方式の比較

分流形放電管をコンデンサ安定器の各種の方式で点灯したときの特性比較を，チョークコイルで点灯したときの値を100にして表6.2に示した。ランプの効率についてみると，コンデンサ安定器の原型ではチョークコイルの74%である。これに対し改良回路では効率はかなり改善されており，補助放電付加回路で約90%，他の2方式では96.3~97.3%とチョークコイルで点灯した場合とほとんど変わらない。さらに安定器損失を含めた入力発光効率でみるとコンデンサの損失が小さいため，原型回路でもチョークコイル点灯時に比べ約88%，変形回路では上まわる。特に可変容量方式は114%に達する。

#### 6.4 コンデンサ安定器の始動回路

コンデンサを安定器として用いる場合の重要な問題点の1つに始動がある。チョークコイル安定器では通電電流を急速に遮断することで始動用高電圧を容易に発生できるのに対し，コンデンサ安定器ではこの方法は用いれない。筆者は分流形放電管が直流放電管であることに着目してコッククロフト回路を応用した簡単な速時始動回路をチョークコイル安定器用に開発した。<sup>57)</sup> この速時始動回路の原理をコンデンサ安定器に適用してコンデンサ安定器用速時始動回路を開発する。

表 6.2 種々のコンデンサ安定器方式で分流形放電管を点灯したときの相対効率。

ネオン 6 Torr 封入ランプ使用, ランプ電力 20W

安定器の種類	電源電圧(V)	安定器損失(W)	相対効率(%)		安定器重量(g)
			ランプ	全体	
チョークコイル	100	4.9	100	100	320
コンデンサ単体	100	1.0	74.4	88.2	50
補助放電付加方式	100	2.2	89.9	100.8	55
可変容量方式	100	1.0	96.3	114.2	59
小容量インダクター直列方式	220	2.5	97.3	107.7	190

最初に分流形放電管の始動電圧を示す。陰極を0.5Aの直流で加熱しておいて陰陽極間に直流電圧を印加し放電開始電圧を求めた。結果を図6.17に示す。ネオン 6 Torr 封入管で平均始動電圧 283V, 標準偏差 48V である。よって始動回路は 380V 以上の電圧を発生しなければならない。

開発したコンデンサ安定器用始動回路を図6.18に示す。 $C_0$  は安定器コンデンサである。整流器  $D_1 - D_5$  は全波整流器を, 整流器  $D_6$  と  $D_7$  と 2 端子サイリスタ  $Q$  は予熱回路を, 小容量コンデンサ  $C_1$  と  $C_2$  と整流器  $D_2, D_3$  は始動電圧発生回路をそれぞれ構成する。回路の動作は次の通りである。電源電圧極性を図示の様にとる。 $C_1$  と  $C_2$  は  $V_1 \rightarrow D_2 \rightarrow C_1 \rightarrow C_0 \rightarrow V_1$  あるいは  $V_1 \rightarrow D_2 \rightarrow D_3 \rightarrow C_2 \rightarrow V_1$  の経路で電源電圧により充電される。電源電圧が  $Q$  の自己降伏電圧  $V_{B0}$  に達すると  $Q$  が導通し,  $V_1 \rightarrow D_7 \rightarrow Q \rightarrow$  電極  $\rightarrow D_5 \rightarrow C_0 \rightarrow V_1$  と電流が流れ電極を加熱する。 $C_0$  が電源電圧ピーク値に充電されると電極予熱電流は停止する。このとき  $C_1$  の充電電圧は  $V_{B0}$  であったので  $C_2$  は  $C_0 \rightarrow C_1 \rightarrow D_3 \rightarrow C_2 \rightarrow C_0$  の経路で電源電圧ピーク値と  $V_{B0}$  の和で充電される。電源電圧が減少し極性が反転すると,  $C_0$  の充電電圧と電源電圧の差が 2 端子サイリスタ  $Q$  上に現れ, 自己降伏電圧  $V_{B0}$  に達すると  $Q$  は再び導通する。電極加熱電流はこのとき  $V_1 \rightarrow C_0 \rightarrow D_6 \rightarrow Q \rightarrow$  電極  $\rightarrow D_4 \rightarrow V_1$  と流れる。そして電源電圧ピーク値の 2 倍と  $V_{B0}$  の和の電圧が陽極  $\rightarrow C_2 \rightarrow V_1 \rightarrow D_4 \rightarrow$  陰極の経路で陽陰極間に現れ放電管を始動する。始動時印加電圧と電極予熱電流波形を図6.19に示す。

以上のごとく分流形放電管が直流動作であることを利用し, 比較的安価で高信頼度の部品の

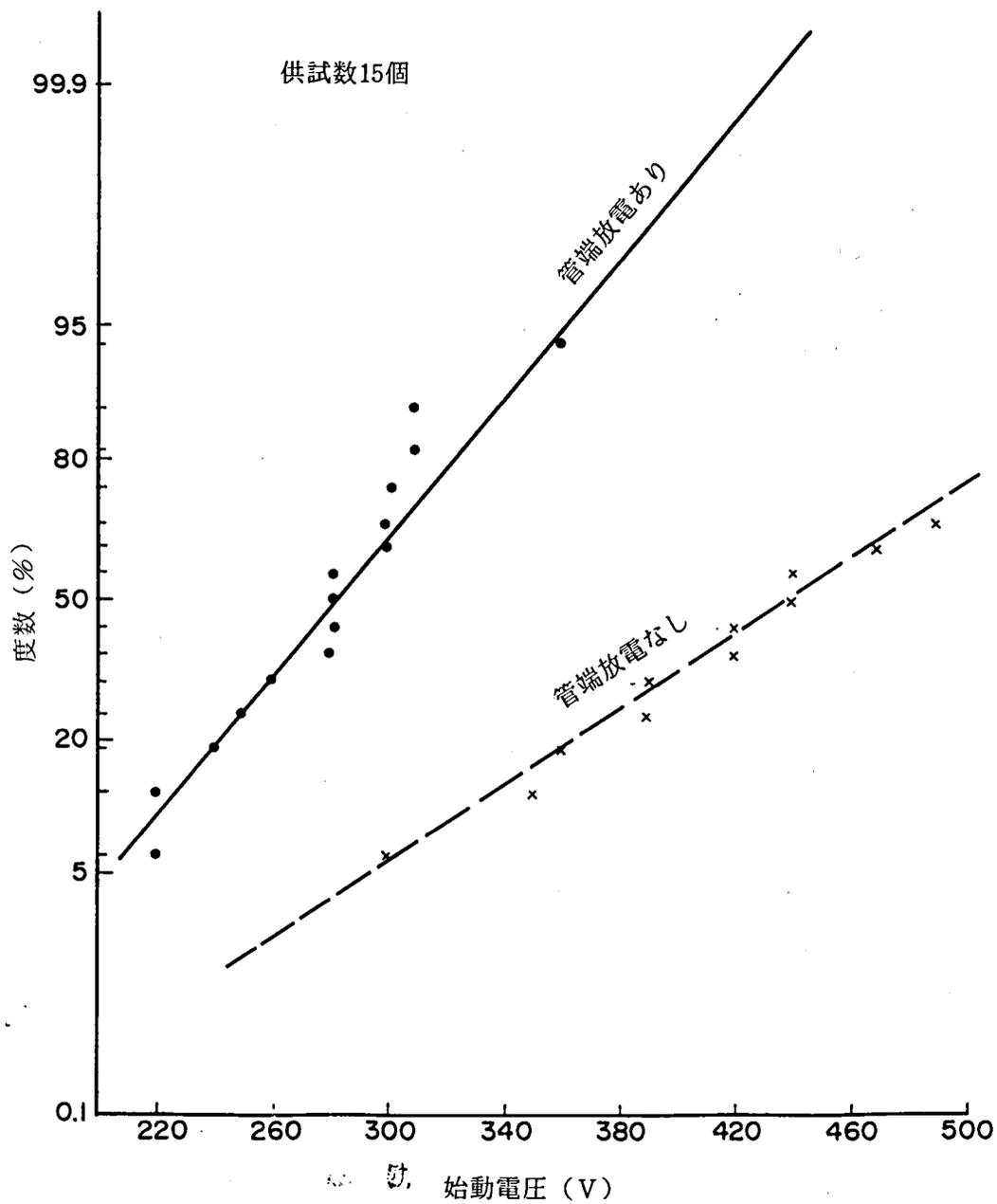


図 6.17 ネオン封入分流通放電管の始動電圧分布。陰極加熱電流0.5Aで管端放電がある場合とない場合。

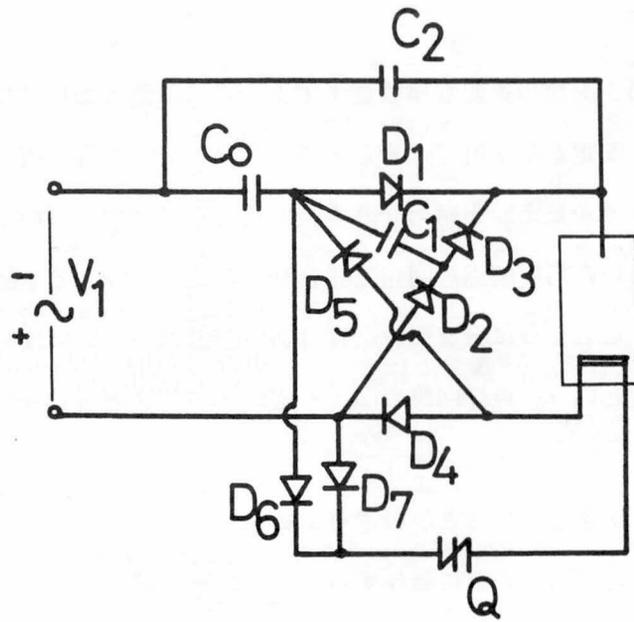


図 6.18 コンデンサ安定器用始動回路。

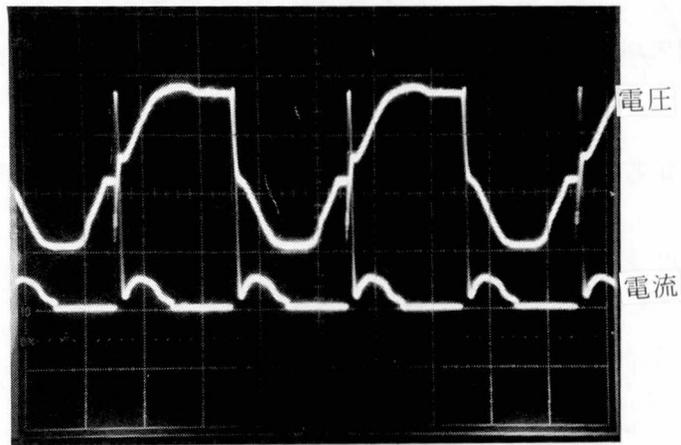


図 6.19 コンデンサ安定器用始動回路の始動時印加電圧と電極予熱電流波形。電源電圧 100 V : 100 V/div., 1 A/div., 5 ms/div.

みでコンデンサ安定器用速時始動回路を構成できる。

## 6.5 結 言

以上、本章では電球形ランプの重要な構成要素である点灯回路について検討し、分流形放電管の特徴からコンデンサ安定器が使用できることを示した。分流形放電管とコンデンサ安定器を組合せればチョークコイル安定器と組合せる場合に比較して大幅に軽い電球形ランプが実現できる。また半導体を用いた高周波点灯回路と組合せる場合に比較して半値近い価格で軽い電球形ランプが得られる。このように分流形放電管は通常の蛍光ランプには適用できないコンデンサ安定器が使用できるという、点灯回路の面でも電球形ランプとして優れた特徴を持っている。

本章で得られた主な結果を要約すると次の通りである。

- (1) 放電管がコンデンサ安定器で安定に動作するには、ピーク電流を発生する再点弧直後の急激な放電電圧降下に見合う抵抗成分による電圧降下が存在すればよい。分流形放電管は放電長が短かいため電圧急降下をもたらす陽光柱電圧が小さく、抵抗成分を持つ電極降下電圧のみで放電を安定化できる。電流波高率はFL-20が約5.5であるのに対し分流形放電管では約3.3である。
- (2) コンデンサ安定器での放電特性をさらに改善するために、3種類の改良回路を考案した。可変容量方式では、放電管自体の効率をチョークコイル安定器での効率とほぼ等しくできる。さらに安定器損失が少ないため入力発光効率が14%程高くなる。電流波高率も約2.0に低下する。
- (3) コンデンサ安定器の重量はチョークコイルの約1/6になり、軽い電球形ランプが実現できる。
- (4) コンデンサ安定器を用いる場合の始動については、コッククロフト回路を応用した速時始動回路を考案した。これにより電球形ランプの速時始動が可能である。

## 結 論

石油ショック以来、エネルギー価格が大幅に上昇し、省エネルギーが各分野で重要な課題になっている。照明用光源の分野では、効率が低くかつ使用量が大きい白熱電球に対する対策が重要視されている。この目的のために電球の3倍以上の効率を持つ蛍光ランプを応用した電球形ランプが開発されてきた。電球形ランプ開発の最大の問題点は、いかに白熱電球に近い大きさに小形化するかである。小形化については種々の方法が提案されている。本研究では同軸二重管構造の放電管にマルチアークを形成する方法が水銀蒸気圧の点で小形化に有利であり、かつ放電管構造が簡単である点から電球形ランプとして最も可能性があるとみて研究を進めてきた。

従来のマルチアークは複雑な外部制御回路を必要とする難点があった。よってマルチアーク方式を実用化するには制御回路を用いずにマルチアーク形成ができるかが鍵であった。筆者は分流形放電管により外部制御回路を必要としないマルチアーク形成を実証した。本研究は分流形放電管の特異な現象を説明することを目的として進められた。そして複数陽極で生ずる陽極振動により並列放電路内に大きな振幅の振動電流が存在すること、電流振動により並列放電路特性に正特性が生ずること、また並列放電路間の粒子拡散により生ずる効果について実験と理論により明らかにした。同時に従来かならずしも明確でなかった高周波電流重畳効果による正特性および陽極振動機構についても解析を行い、その説明に有用な結果を得た。続いて分流形放電管の電球形ランプへの応用を検討し、とりわけ短い放電長、同軸二重管構造、直流放電の3つの問題点についてその対策を行なった。また分流形放電管はコンデンサ安定器で点灯できることを明らかにし、軽い安定器を実現した。以上の結果により実用性の高いマルチアーク方式の電球形ランプの可能性を示した。

本報告で得られた成果を要約すると次のようになる。

### (1) 分流形放電管のマルチアーク現象

分流形放電管は内外同軸二重管構造で内管内に1個の陰極、内外管の間に軸対称に2～6個の陽極を持ち、各陽極を直接短絡して直流を印加するだけで最大5条の等電流放電が形成できる。陽極数6個では6条の並列放電が形成できるが等電流にはならない。各放電路の電流は陽極振動により大きな振幅で変動されている。この陽極振動には4つの規則性がありこれをすべて満足する基本モードは安定で発生頻度が高い。基本モードは陽極数5個では2種類、5個未満では1種類ずつ存在し、陽極数6個では存在しない。規則性を満足しない不規則モー

ドは多種多様で再現性に乏しい。

## (2) マルチアーク形成機構

分流形放電管の並列放電路の電圧電流特性は正特性を示す。これにより外部制御回路なしに並列放電が可能になる。正特性はまず隣接する放電路間に生じる粒子拡散により、比較的小さい電流域で生じる。続いて規則正しい陽極振動が生じ各放電路電流は約 3 KHz の大きな振幅で変調される。この結果、高周波電流重畳効果が生じ正特性を示す電流域が拡大して安定した等電流放電が形成される。粒子拡散による効果は隣接する放電路の粒子密度に放電路の粒子拡散が影響されるために生ずる。高周波電流重畳効果はプラズマ生成速度と拡散消滅速度の中間値に対応する周波数で電流を変調することにより生ずる。

## (3) 電流振動機構と陽極降下損失

複数陽極で生じる電流振動を等価回路で近似できることを示した。計算と実測は波形および陽極降下損失でよい一致を示す。陽極降下損失は電流変調により減少し陽極数 2 個のとき最小になる。

## (4) 陽極振動発生機構

分流形放電管の陽極降下層の電離気体は希ガスが主体であり、陽極降下電圧は封入希ガスの電離電圧に等しい。直流放電ではカタホリシスにより陽極降下層の水銀原子密度が低下するため、管壁温度が 70°C でも水銀イオンが主にならない。過剰電離は陽極表面で局所的に電離が生じるとき陽極点電流が増加すると電離が持続して発生する。陽極電流が変化しない放電形式では陽極点電流の増加は陽極表面電流分布の変化により得られるのに対し、分流形放電管では他の陽極電流の減少により容易に得られる。この結果、陽極電流は常に陽極点に集中し陽極降下電圧が増大するため、分流形放電管では陽極振動が安定に生ずる。

## (5) 複数陽極での過剰電離発生の規則性

複数陽極を短絡して放電させている状態で、ある陽極で過剰電離が発生しその放電路電流が増加すると、隣接放電路のプラズマは拡散時間だけ遅れてその影響を受け密度が増加する。その結果その放電路の電流が増加し陽極表面で過剰電離を誘発する。このようにして隣接する放電路に順次影響を与えていく結果、前記の規則性が生じる。

## (6) 封入希ガスの選択

封入希ガスは放電電圧を高くできるネオンあるいはランプの効率が高いネオン 50% アルゴン 50% の混合ガスが適当である。ヘリウムでは安定した陽極振動が発生せず、よって高周波電流重畳効果が得られないため等電流分流が得られない。またヘリウムではランプの効率が著

しく低下する。

#### (7) マルチアークとランプの効率

放電路電流が変調されていない場合は並列放電路数を増しても効率上昇は3%未満である。放電路電流が変調されると効率は15%強増加する。この原因の主因は陽極降下損失の変化にもとづく。

#### (8) 直流放電によるカタホリシス

分流形放電管は直流放電管にもかかわらずカタホリシスによる減光を生じない。これは陰極が内管内にあるため温度勾配による水銀還流が生じ、水銀が陰極付近に凝縮するのを防ぐためである。

#### (9) コンデンサ安定器の実用化

分流形放電管は放電長が短かいため、コンデンサ安定器で安定に放電できる。改良形コンデンサ安定器はチョークコイル安定器に比べランプの効率をほぼ同等にでき、安定器を含む全体の効率では約10%高くできる。安定器重畳は約1/6である。始動はコッククロフト回路を応用した速時始動回路により1秒以内で始動できる。

最後に分流形放電管とそのマルチアーク現象は見出されてから日が浅いこともあり、まだ検討課題も多い。今後検討を要する課題の主な点は次の通りである。

##### (1) 陽極振動発生条件の解明

安定な陽極振動形成は安定なマルチアーク形成に欠かせない。しかしながら陽極振動発生条件は依然として不明な点が多い。例えばヘリウム封入では安定な陽極振動が得られない、また水銀蒸気圧が十分高いと陽極振動が生じにくくなるといった現象の理由は明らかではない。この解明には陽極表面電界、電流分布、局部電離の進行の仕方などを研究していく必要がある。

##### (2) 電球形ランプの効率

電球形ランプは白熱電球並に小形であることが要求されている。このため放電長を長くすることが難しく放電電圧・電圧利用率が低下する。ネオンを封入することで放電電圧の増加は得られるが、電極降下電圧も増加し電圧利用率は改善されない。本研究では陰極近傍の水銀蒸気圧を選択的に高めることで陰極降下電圧を下げる方法を示した。しかしこの方法も放電管製作に難点があり、より実用的な方法を開発していく必要がある。

##### (3) マルチアーク現象の他の応用

外部制御回路を必要としないマルチアークは、他の応用を考える場合、任意に制御できない

ことが欠点になる。しかしここで得られた結論を他の放電管の現象に適用していくことはできる。例えば通常の蛍光ランで電極上に複数の陽極スポットを形成するようにすれば陽極降下損失を大幅に低減でき効率を向上できるであろう。

## 謝 辞

本論文は京都大学教授板谷良平先生の御指導によって、まとめたものである。終始御懇切な御指示と御鞭達を賜った教授に対し、深甚の謝意を表する次第である。

この研究は昭和53年より昭和57年に至るまで、日立製作所中央研究所においてなされたものである。この間、中央研究所山根幹也主管研究員には終始御指導を頂いた。ここに改めて厚く感謝の意を表する次第である。また中央研究所岡野寛第4部長、村山精一主任研究員、谷水伸吉主任研究員には御援助と御指導を頂いた。さらに実験に際しては中央研究所試作部ガラス室の方々ならびに日立製作所青梅工場検査課の方々のお世話になった。ここに深く感謝する次第である。

## 参考文献

- 1) 亀井：電球形けい光ランプ(ネオボール)，東芝レビュー，35〔8〕，679(1980)。
- 2) 三軒，荒島：ガラスグローブ内に発光管を密閉した電球口金形蛍光ランプの設計，昭全大(昭57)。
- 3) A. Bouwknecht：“Compact fluorescent lamps”，J. Illum. Engng. Soc., 11〔4〕，204(1982)。
- 4) Electronic Products Magazine, 31 June (1978)。
- 5) J. M. Anderson：“Electrodeless Fluorescent Lamps Excited by Solenoidal Electric Fields”，Illum. Engng. 64〔4〕，236(1969)。
- 6) Y. Watanabe, T. Ono, H. Matsuno & S. Murayama：“Discharge Waveform for a Narrow-tube Lamp and Its Improvement using a switching circuit”，J. Light. Vis. Environ., 8〔1〕，21(1984)。
- 7) L. Gross and S. M. Skeist：“Feasibility claimed for handy fluorescent”，Lighting Design & Application, 9〔12〕，31 December (1979)。
- 8) G. A. Wesselink：“The fluorescent light-window lamp”，Philips J. Research, 35〔6〕，337(1980)。
- 9) R. G. Young, P. E. & E. W. Morton：“A compact partition fluorescent lamp”，Lighting Design & Application, 10〔5〕，38 May (1980)。
- 10) 特許公開公報 昭52-154283
- 11) 三好，祝：HIDランプの小型コンパクト化，照学誌，67〔11〕，565(1983)。
- 12) J. M. Davenport：“Low wattage metal halide lamps”，J. Illum. Engng. Soc., 11〔2〕，66(1982)。
- 13) D. L. Murphree & R. P. Carter：“Observation on magnetically induced anodic-arc-region behavior”，J. Appl. Phys., 45〔4〕，1915(1974)。
- 14) A. E. Guile & J. G. Slot：“Magnetically Driven Arcs with Combined Column and Electrical Interactions”，Procc. IEE, 122〔6〕，669(1975)。
- 15) J. H. Campbell：“Anatomy and electrical characteristics of a new fluorescent lamp”，J. Illum. Engng. Soc., 2〔1〕，3 October (1972)。

- 16) G. B. Pat. 619, 721
- 17) J. E. Harry : " Electric discharge lamps with multiple electrodes " , Third international symposium on the science and technology of light sources, April (1983).
- 18) 山根, 渡辺 : 二条の放電路を有する放電管の分流機構, 照明学会誌, 63 [ 9 ] , 549 (昭54).
- 19) 例えば U. S. Pat 3 , 551, 736
- 20) Y. Watanabe & M. Yamane : " Multichannel discharges in low-pressure rare-gas-mercury mixtures caused by anode oscillation " , J. Appl. Phys., 51 [ 12 ] , 6124 December (1980).
- 21) Y. Watanabe, M. Yamane & S. Tanimizu : Single-ended compact fluorescent lamp with multi-arc caused by anode oscillation " , J. Illum. Engng. Soc., 11 [ 4 ] , 216 July (1982).
- 22) 松野, 山根 : Ne-Hg, He-Hgを使用した正特性低圧アーク放電ランプ, 照明学会誌, 58 [ 8 ] , 434
- 23) 長谷部 : 重畳高周波電流による低気圧Hg-Ar放電の  $V-I$  特性制御, 電学誌93A-8 , 343 (昭48).
- 24) C. Kenty : Volume Recombination Constriction and Volt-Ampere Characteristics of the Positive Column " , Phys. Rev., 126 , 1235 (1962).
- 25) J. F. Waymouth : Electric Discharge Lamps, (MIT, Cambridge, 1971) P.116
- 26) J. Polman, J. E. Van der Werf & P. C. Drop : " Non-linear effects in the positive column of a strongly modulated mercury rare gas discharge " , J. Phys. D : Appl. Phys., 5 , 266 (1972).
- 27) M. Yamane & Y. Watanabe : " Self-switching discharge lamps " , Proceedings 19th CIE Session, Kyoto, 122 (1979).
- 28) Y. Watanabe & M. Yamane : " Static and dynamic characteristics of multichannel discharge in rare-gas-mercury mixtures " , J. Appl. Phys., 53 [ 10 ] , 6724 October (1982).
- 29) J. F. Waymouth : Electric Discharge Lamps, (MIT, Cambridge, 1971) P.109.
- 30) G. Schaal : " The behavior of anode fall in the glow discharge of some rare gases " Low Pressure Discharges, Panel 3.1.7 Glow Discharges. P. 124.
- 31) 大久保, 榊原, 鬼頭, 宮地 : 極低温アーク陽極に出現する複数個の陽極輝点, 電学誌98A-12,

- 636, (昭53).
- 32) B. N. Klyarfel'd & N. A. Neretina : " Anode region in a low-pressure gas discharge, III. Production of additional plasma at the anode ", Sov. Phys.Tech. Phys., **5**, 169 (1960).
  - 33) K. G. Emeleus : " Anode glows in glow discharges : outstanding problems ", Int. J. Electronics, **52** [ 5 ], 407 (1982).
  - 34) R. Arndt : " Schwingungserscheinungen an hohlen Anodensystemen in Ar-Hg Entladungen und ein qualitatives Modell der Anregung von Anodenfallschwingungen ", Beitr. Plasmaphys., **16**, 145 (1976).
  - 35) G. Francis : Handbuch der Physik, ed. S. Flugge (Springer, Berlin, 1956) Vol. 22, P.145.
  - 36) H. S. Robertson : " Oscillations at the Anode of Alkali-Vapor Arc Plasmas ", J. Appl. Phys., **39** [ 8 ], 3849 July (1968).
  - 37) A. Bolloud & J. Charrier : " Partition of the positive glow corona at a point into two patches emitting alternately ", J. Phys. D : Appl. Phys., **14**, 207 (1981).
  - 38) J. N. Ross : " Transient phenomena in the anode region of a metal-clad argon laser " J. Phys, D : Appl. Phys., **6**, 1917 (1973).
  - 39) 渡辺, 山根 : 多数の並列放電路を有する放電管の特性, 電気学会光応用視覚研究会資料, LAV-80-23 (1980).
  - 40) 渡辺, 山根 : 電極間距離が短いけい光ランプにおける封入希ガスの検討, 照明学会誌, **64** [10], 559 (昭55).
  - 41) G. Meister & T. H. Heine : " Low Pressure Mercury Discharges ", J. Illum. Engng., 681 November (1949).
  - 42) A. Someya, K. Kohmoto & H. Ebara : " Design of energy saving fluorescent lamp ". Proceedins 19th CIE Session. Kyoto (1979).
  - 43) J. F. Waymouth : Electric Discharge Lamps, (MIT, Cambridge, 1971) P. 34
  - 44) J. F. Waymouth : Electric Discharge Lamps, (MIT, Cambridge, 1971) P. 20
  - 45) J. Hasker : " A new concept for a fluorescent lamp ", J. Illum. Engng. Soc., **6** [ 1 ], 29 October (1976).

- 46) 元木：放電応用装置，（日刊工業新聞社）P.10
- 47) J. F. Waymouth：Electric Discharge Lamps, (MIT. Cambridge, 1971) , P. 82
- 48) 寺島，湯浅：高周波点灯時の蛍光ランプの効率，照全大（昭56）, P.2
- 49) J. F. Waymouth：Electric Discharge Lamps, (MIT. Cambridge, 1971) , P.110
- 50) 高橋，加藤：蛍光放電灯装置における入力電流波形と力率の関係，照明学会研究会資料，LS-82-22（1982）
- 51) 照明のデータブック，（オーム社），P.109
- 52) Y. Watanabe：“Capacitor ballast for a compact fluorescent lamp”，J. Light & Vis. Env., 7〔1〕, 7（1983）.
- 53) J. F. Waymouth：Electric Discharge Lamps. (MIT.Cambridge.1971) P.313
- 54) V. F. Farrow：U. S. Patent 3, 787, 751, (August 10, 1972).
- 55) 青池，野村：放電灯進相点灯回路の理論解析，照学誌，58〔5〕, 206（昭49）.
- 56) J. Rottier：U. S. Patent 3,986, 076（October12, 1976）
- 57) 渡辺，山根：分流形放電管の速時始動，照全大（昭56）P.11