

移動縞現象に関する
実験的研究

EXPERIMENTAL RESEARCHES
ON
THE MOVING STRIATIONS PHENOMENA

昭和 47 年

中 田 順 治
(日本大学 理工学部)

移動縞現象に関する
実験的研究

EXPERIMENTAL RESEARCHES
ON
THE MOVING STRIATIONS PHENOMENA

昭和 47 年

中 田 順 治
(日本大学 理工学部)

内 容 梗 概

本論文は、低気圧気中放電において、陽光柱プラズマ中に発生する波動現象の一種である移動縞現象につき、その発生原因を究明する一段階として、移動縞の持つ諸特性を実験的に研究した結果を整理したものである。

この結果から移動縞現象をどの様に理解すべきかについて筆者の見解が述べられており、それがこの論文としての結論ともなっているが、これは定性的な説明であり、理論的解析をも含め、定量的にも完全な説明を与えることは次段階の課題として残されている。

以下に本論文の内容につき、章を追って概略を示す。

第 1 章 緒 言

近時プラズマの工学的応用面が拡大されるにつれ、プラズマの安定性が問題になっており、その内部で発生する多くの振動或いは波動現象の解明が重要な課題となっている。

その一つとして移動縞現象を取り上げ、どの様に研究を進めたかを述べた章である。

第 2 章 移動縞現象概説

この章では移動縞現象とは如何なる現象であるかを説明している。それは一種の波動現象であり、発光強度、電子密度及び温度、電界強度等がすべて時間及び空間の周期関数として変動していること、その周期、波長が放電条件に依って特性的な変化をすることが述べられている。

第 3 章 移動縞現象へのアプローチ

§ 3-1 では、既に他の研究者によって得られているデータ、及び筆者の行った実験のデータを整理して移動縞の特性、即ち発生条件、変動パラメータの位相関係、

波動特性（周期或いは波長に対する電流，気圧，放電々極間隔，放電管径，気体の種類等の影響）及び分散特性を示す。§ 3-2ではこの現象をどう説明するかについて既に提唱されている考え方を整理して三つの型に分類し，それらの妥当性及び妥当性を考えるに当って不足している資料について考察し，以後の研究方針を検討している。§ 3-3では，前節の検討に基きまず波源として最っとも可能性のある陽極振動との関係を実験的に調べた結果が示してある。この結果から，陽極振動が移動縞の波源では無いことが筆者により始めて明らかにされた。§ 3-4では，外部からの刺激により波動が発生，成長すると云う可能性を検討する為，マイクロ波パルスをプラズマの一局部に印加した時，どのような現象が起きるかを実験した結果を示してある。この方法でプラズマ内に波束が発生し，それが陰極から陽極へ進む，即ち群速度は位相速度と逆向きであることが示され，前節の結論が更に裏付けられた。又この波束が発達して連続的な移動縞になる可能性も確かめられたが，これが発生原因であると断定できる様な決定的事実は得られなかった。

第 4 章 新しい移動縞モデルの提唱

移動縞の移動方向は一定しており，一方放電パラメータとして方向性を持つものは電界及び電流であることから，直流電界の存在しないプラズマにおいてはどのような現象が見られるかと云う観点から，高周波電源による放電を行なわせた所，条件によってはプラズマが一様にならず，縞状の濃淡が出来ることが確かめられた。§ 4-1では，この縞状プラズマにつき，(a)その縞間隔に対する電極間距離，気圧，管径，気体の種類，電源周波数及び電力の影響を実験的に調べた結果，及び(b)この縞状プラズマに直流電界を与えた場合の振舞い（縞が移動する）について調べた結果を述べ，これら諸結果を整理して§ 4-2において移動縞に対する新しい考え方を提唱している。それは『プラズマが何らかの理由で一様にならず，一定間隔を置いて一連の球状プラズマとなり，もし直流電界が存在すればこれらが移動し，移動縞として観測される。』と考えようとするものである。プラズマが球状になる理由については，理論的解析も含

め新しい課題として今後究明しなければならない問題であるが、その一つの手掛りとして、縞間隔がほぼ管径と等しいと云う事実を取り上げ、その理由が、縞間隔に対し、電子温度が大きく影響しているからなのか、又は単に幾何学的な影響なのかを明らかにする目的で、放電管軸に平行な方向の磁界を加えた場合の移動縞特性に対する影響を実験的に調べた結果も示されている。その結果は、管径の影響が幾何学的なものであらうと推定されるものである。

第 5 章 縞の移動機構

前章の如き考え方をした場合のもう一つの問題は、縞の移動機構がどのようなものであるかと云う点である。従来移動縞現象を理論的に扱った研究は、結局この移動機構に関する解析であるとの考えから、§ 5-1 においてそれらを整理検討し、§ 5-2 で移動機構に関する筆者の考えを示してある。

第 6 章 総 括

前章迄の実験結果等の検討、考察を通じ、移動縞のモデルを筆者がどの様に考えているかをまとめた章である。それは要約すると次の如くである。

『プラズマは、ある条件下では適当な大きさの球状に分れた状態が平衡状態であり、これに直流電界が加わると球状プラズマに分極の様な現象が起きて空間電荷が発生する。これによって空間電荷電界が出来、直流電界と重なるが、これらが強めあう所では電子温度が上昇して電離が盛んとなり、新たにプラズマ密度の濃い部分となる。こゝに又空間電荷が発生し、上の如き連鎖現象が繰返され縞が移動する。この現象が移動縞である。』

なほ付録として、変動パラメータ及び分散特性それぞれの測定方法の詳細を示した。又縞現象の理論的解析の基礎になる方程式及びその解法についての考え方も示した。

目 次

第 1 章 緒 言	1
第 2 章 移動縞現象概説	3
第 3 章 移動縞現象へのアプローチ	5
§ 3-1 移動縞の特性	5
§ 3-2 移動縞現象のモデル	12
§ 3-3 移動縞と陽極振動の関係	14
§ 3-4 プラズマ柱の局部的擾乱に対する応答	18
第 4 章 新しい移動縞モデルの提唱	24
§ 4-1 高周波放電における縞現象	24
§ 4-2 移動縞のモデル	35
第 5 章 縞の移動機構	39
§ 5-1 従来の移動縞理論	39
§ 5-2 移動機構の考察	40
第 6 章 総 括	43
付 録 1 変動パラメータの測定	付 1
付 録 2 移動縞の分散特性の測定	付 4
付 録 3 陽光柱プラズマの理論的取扱	付 6

第 1 章 緒

言

気体中での放電現象は、その研究の発端が 17 世紀に逆のぼると云われ、多くの先人による種々の角度からの研究は枚挙にいとまが無い。しかしながら、一口に気中放電と云っても状況に応じて見掛け上の振舞いから、内部で起きる現象迄、非常に複雑多岐に亘る様相を示す為に、ごく基本的な共通点はあるとしても、大部分の現象はその場合場合に応じての説明を与える必要がある。こゝでごく基本的な共通点とは、放電には必ず電離気体が附随すると云うことである。電離気体とは中性原子（分子）の他に、正イオンと負電子を含む一種の混合気体で、通常の気体と異なる特性、即ち導電性のあること、電磁波と相互作用を持つこと、磁場の影響を受けること等の故に、“プラズマ”と云う名で物理的工学的な注目を集めている。プラズマは放電現象のみに附随したものではなく、例えば太陽はプラズマの塊りであり、地球上でも電離層と云う形で自然に存在していることは良く知られる所である。工学者がプラズマに着目したのはその応用面に予想外に多くの可能性を見出した為と思われる。

水銀整流器、定電圧放電管、或いは蛍光灯等もプラズマの応用例として上げることが出来るが、近時特に関心を集めるようになったのは核融合反応に利用しようとする試み、及び極超短波やコヒーレントな光の発振、増巾に利用出来ることが明らかにされてからである。プラズマによるコヒーレントな赤外線、可視光線の発振はガスレーザーと云う形で開発実用化されているが、未だプラズマによる核融合反応の実用化には成功していない。その最大の理由は、プラズマ自体が非常に不安定な為である。不安定と云うことは、プラズマを特徴づける荷電粒子の密度や温度が空間的に不均一であったり、時間的に絶えず変動することを指している。その様な変動は振動もしくは波動として観測される。プラズマの工学的応用にはこの振動を抑圧する必要がある場合と、積極的に利用する場合があるが、いずれにしてもその発生理由を明確にしなければ抑制や制御は困難で、プラズマ内で発生する諸振動の研究は、現在プラズマ物理に於ける中心課題の 1 つとなっている。

振動は、形態、周波数帯域の異なった種々のものが存在するが、通常の放電プラズマ内でしばしば見られる波動として、移動縞と呼ばれる現象がある。

本論文は移動縞現象に対する理論を組み立てる上に必要な基本的諸特性を実験的に究明した結果について述べたものである。従ってその目的は移動縞現象をどの様に説明すべきか、又は説明出来るかを定性的に示すことであり、定量的にも厳密な理論づけは次段階の問題として残されている。

以下第2章に移動縞とはどのような現象であるかを概説し、第3章ではこの現象に対しどのような考え方がされているかを列挙し、その妥当性に対する考察及び実験について述べる。第4章では縞に対する新しい考え方を提唱し、それに対する実験結果を示す。この考え方を採れば新たに縞の移動に対する説明が必要となるが、この点を従来得られている資料及び筆者の行った実験の結果から考察して第5章に示す。第6章は総括的な考察である。

第2章 移動縞現象概説

円筒状放電管内での低気圧直流放電において、その陽光柱の光を例えば光電池とシンクロスコープを用いて観測すると、光強度が周期的に増減している場合がある。この光変動は陽光柱全体に亘って起るのであるが、全体が同時に明るくなったり暗くなったりするのではなく、観測位置を移動させると、それに従って時間的変動の位相も連続的に推移して行く。このことは、陽光柱内で光強度が進行波の変動をしていることを意味すると考えられる。この現象を移動縞と呼ぶのであるが、これはプラズマ全体に亘る変動であるからプラズマの安定性と云う観点から特に重要である。しかもこの現象は極く普通の気中放電で容易に発生するもので、低気圧放電に対し本質的役割を演じている可能性もある。

移動縞現象が発見されたのは相当古く、1920年のAston, Kikuchi⁽¹⁾によるものが最初の報告と思われる。その後多くの人々により種々の方面から研究され、移動縞に関して多くの事実が見出された。特にこゝ数年来実験装置、測定器具が発達し、プラズマ自体の特性についての知識も豊富になったので、移動縞現象の本質を突くと思われる実験、或いは発生原因を理論的に説明しようとする論文が次々に発表されている。しかし現段階では一般に承認された統一的な説明を与えるに至っていない。

移動縞現象を一種の波動と考えれば、周波数と波長がこの現象を考える上に重要な因子となる。こゝで周波数とは観測点を固定した時の光強度の時間的変動周期の逆数であり、波長とは同一位相の光強度変動が観測される2点間距離の内最短の長さ、即ち縞の空間的間隔を差す。周波数、波長は放電条件によって変化し、その変化の仕方は極めて特性的であるので、縞現象を理解する為の手掛りとして重要なものである。その詳細は次章に示すが、この現象がある特定の条件下で発生し、変動も光強度だけでなく、電子の密度、温度、イオンの密度、内部電界も同様の変化をしていることが確かめられている。又光変動の各位置に於ける位相のずれかたから、

縞の移動方向を考えると、即ち位相速度の方向は陽極から陰極へ向う様に観測される。

第3章 移動縞現象へのアプローチ

§3-1 移動縞の特性

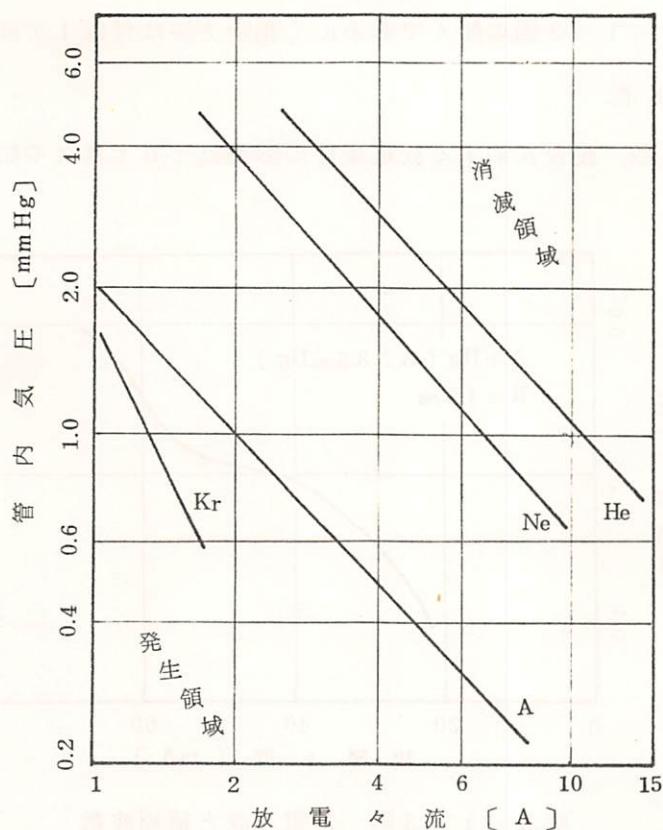
移動縞に関し今迄に発表されている諸研究結果から移動縞の特性を整理すると次の如くである。

(a) 発生条件

移動縞が直流放電で見られることは前述したが、この放電々流がある臨界値 i_c 以下でのみ発生する。⁽²⁾ この値は管内気圧に逆比例する。

$$i_c = C/P$$

Cは気体の種類で異なる定数で、従って i_c は気体の種類及び圧力で決定され、管径にはほとんど影響されない。この i_c にはヒステリシスのあること、



第3-1-1図 縞の発生領域

周囲温度に若干影響されること等も報告されているが定量的には示されていない。

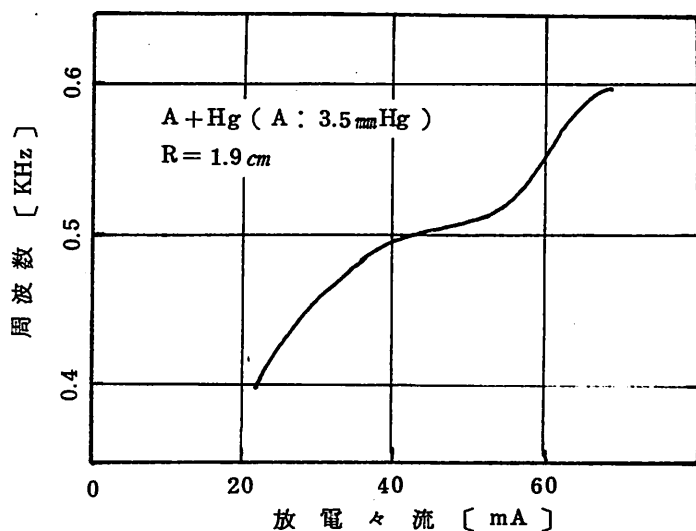
移動縞の観測が報告されている気体は主として稀ガス (He, Ar, Ne, Xe, Kr) であるが、水銀と稀ガスの混合気体、水銀蒸気、水素の報告もある。一方アルカリ金属蒸気中では発生しないと云う報告があり、⁽³⁾これは気体原子が準安定励起状態を持たないと移動縞が発生しないと云う主張の例証として示されたものである。

(b) 変動パラメーター

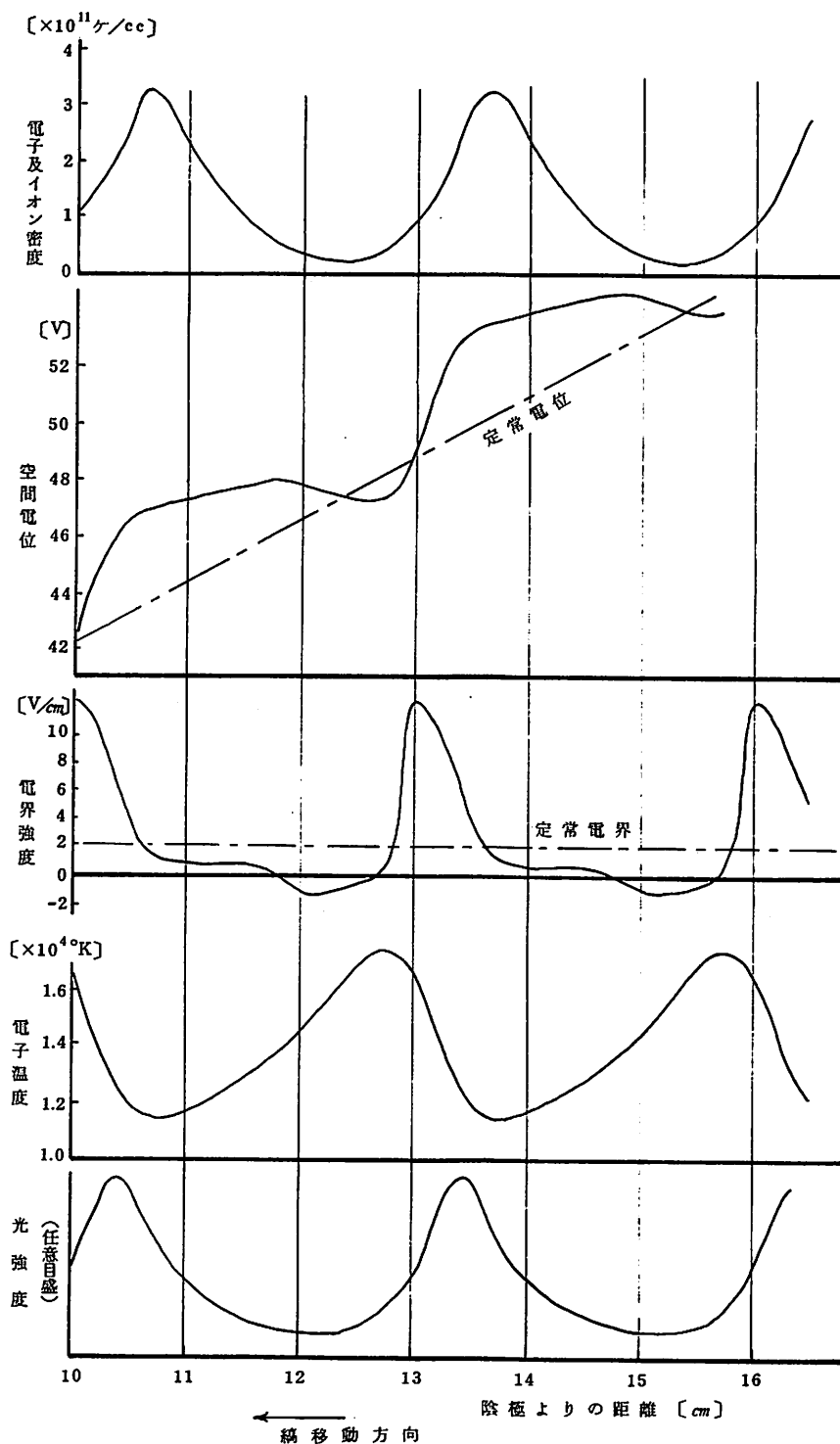
移動縞は最初光の変動として観測されたものであるが、その後の諸実験で、電子密度及び温度、イオン密度、空間電位、電界も光と同周期で変動していることが確かめられている。⁽²⁾これら諸変動の大きさ、位相関係は、筆者の測定によれば第3-1-2図の如くである。(測定方法は付録1で詳述する。)

(c) 波動特性

縞の周波数、波長に対する放電条件の影響はそれぞれ次の如くである。



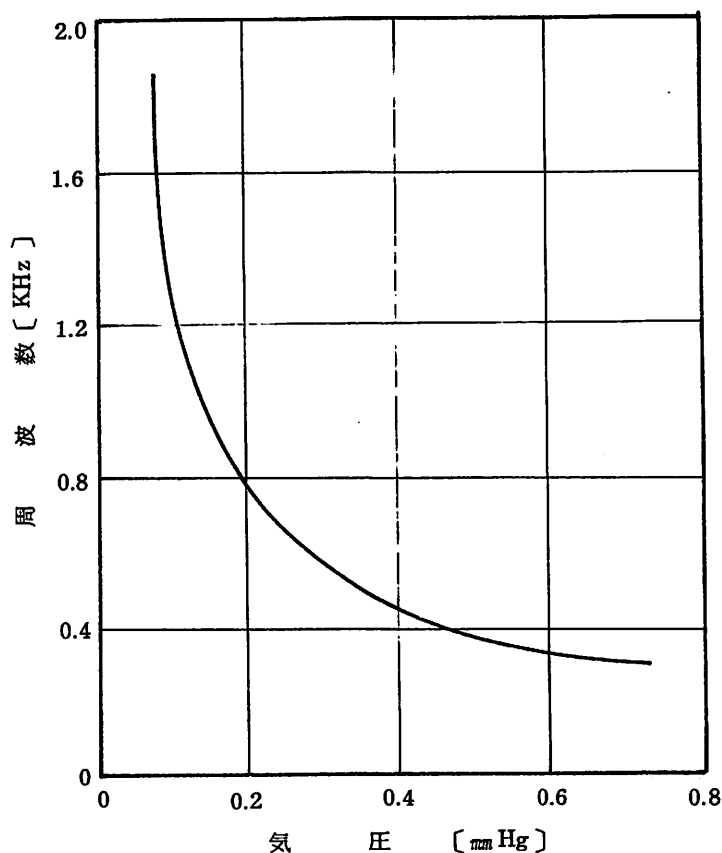
第3-1-3図 放電々流と縞周波数



第3-1-2図 各プラズマパラメータの空間分布

放電々流——一般に周波数は放電々流と共に増大する。⁽⁴⁾ 但し直線的な関係は無い様である。波長はほとんど変化が無いが、状況によっては不連続に減少する跳躍現象が見られる。

気 圧——周波数は気圧の増加と共にほぼ指数関数的に減少する。⁽⁵⁾ この場

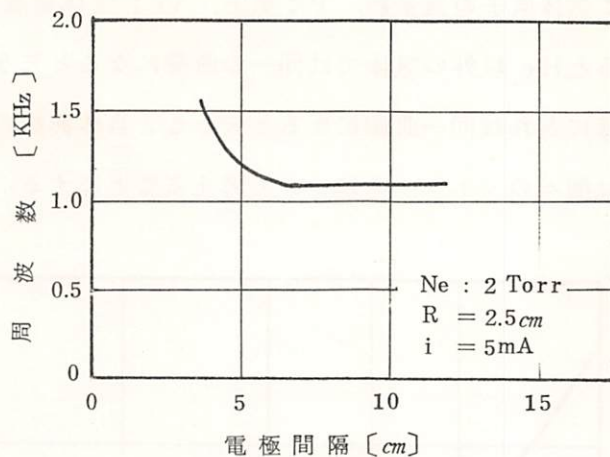


第 3 - 1 - 4 図 気圧と縞周波数

合も波長はある範囲一定で気圧がある値だけ変化(増加)する毎に不連続に増加する。

電極間隔——電極間隔を連続的に変えた場合、間隔が充分大きい間は、それに無関係に一定の周波数であるが、間隔が減少してある値以下になると周波数が増大して行くと云う報告がある。⁽⁶⁾ この測定は探針を用いて行っており、波

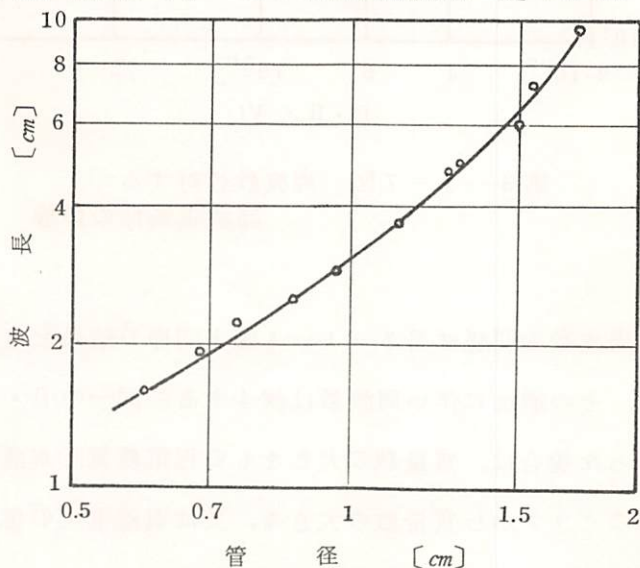
長がどのような影響を受けるかについては明らかにしていない。



第 3 - 1 - 5 図 電極間隔と周波数

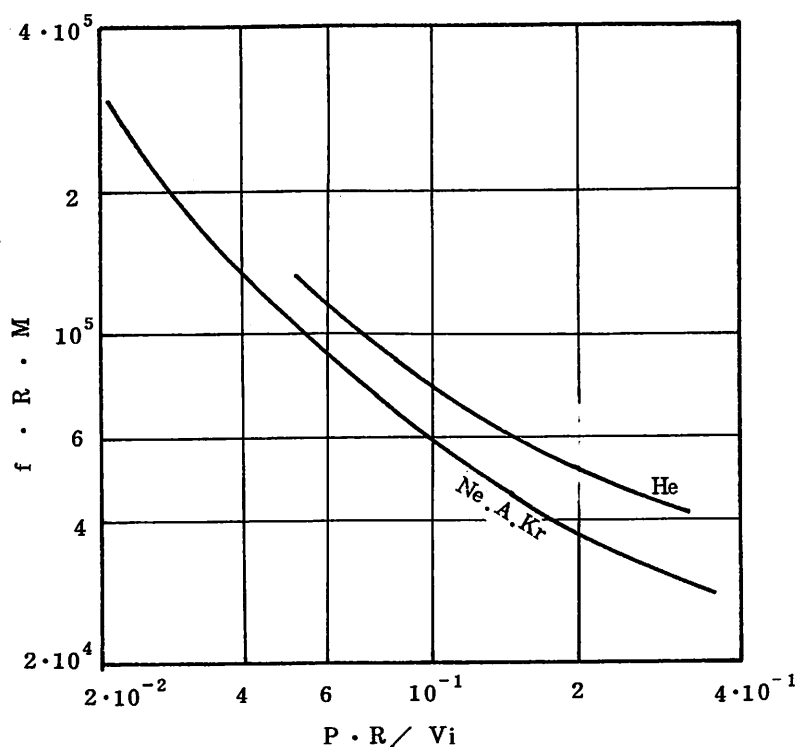
管 径——管径を連続的に変えることは出来ないで、周波数との直接的な関係を示した資料は見当たらないが、一般に管径の太い程周波数が低くなる傾向がある様である。

波長との関係はテーパー放電管を使って調べた結果が報告されており、波長は管径と共に増大する。⁽⁷⁾ この場合周波数は一定である。



第 3 - 1 - 6 図 管径と波長

気体の種類——稀ガスについて $f \cdot R \cdot M$ と $P \cdot R / V_i$ (f : 周波数, R : 管半径, M : 気体原子の質量数, P : 気圧, V_i : 気体電離電圧) の関係をグラフにすると He 以外の気体では同一の曲線になると云う報告がある。⁽²⁾ 変数をこの様にとれば同一曲線になると云うこと自体興味のあることであるが、こゝでは個々のパラメータについて考えることにする。



第 3 - 1 - 7 図 周波数に対する
諸放電条件の影響

気圧と周波数の関係は第 3 - 1 - 4 図と同様の結果を与える。管径が変わった場合は、その増加に伴い周波数は減少する。同一の $P \cdot R$ について気体の種類が変わった場合は、質量数の大きなもの程電離電圧が低い(稀ガスの場合)ので、このグラフから質量数の大きな、又は電離電圧の低い気体程周波数は低いことになる。波長への影響は不明である。

外部回路定数——外部回路中に挿入する抵抗の値により周波数が変わる（同一電流で）と云うデータがある⁽⁴⁾が、両者の間には明確な相関々係が認められない。又放電管と直列にインダクタンスを挿入した場合周波数は増加し、並列にキャパシタンスを挿入すると減少すると云う報告もある⁽⁵⁾が定量的なものでなく、これら外部回路の影響は本質的な問題では無いように思われる。

(d) 分散特性

第2章で述べた周波数、波長の定義によれば縞の移動速度 V_p を

$$V_p = f \times \lambda$$

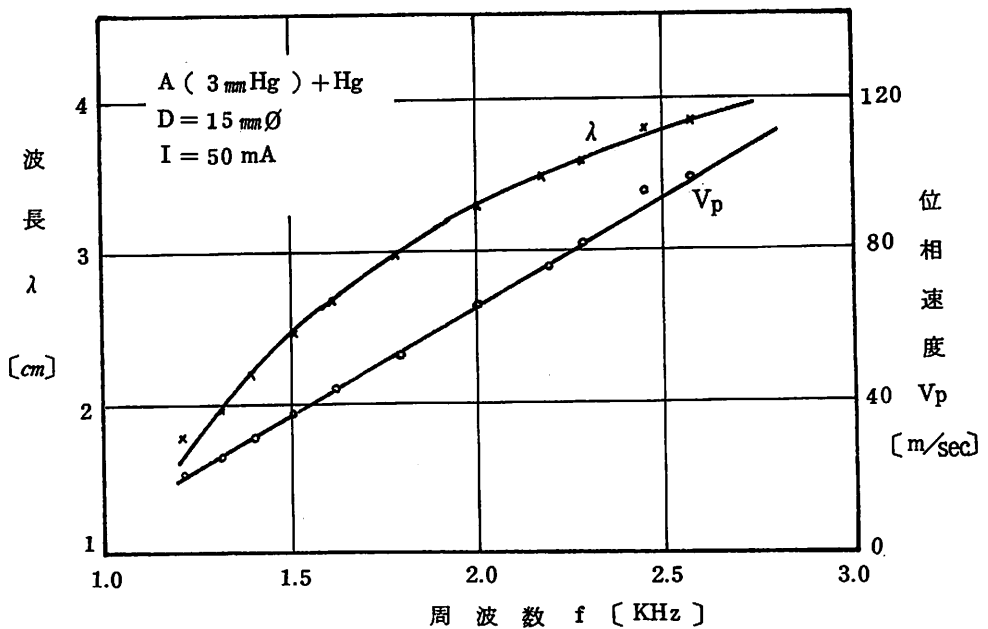
として考えることが出来、一般の波動と同様の取扱いが可能である。移動縞を波動と考える立場に立てば、その特性として周波数と波長の関係即ち分散特性を知ることが重要となる。分散関係はこれを求める場合、同一条件の下に周波数——波長特性が求められなければ意味が無い。しかるに移動縞の場合には放電条件が定まれば、それに対応する周波数及び波長が決まってしまう、周波数或いは波長を変えるには放電条件を変えなければならないと云う困難を生ずる。しかし外部回路に真空管を挿入する等の方法で周波数のある範囲に亘って変化させることが可能であることが判り、分散関係について多くの報告がなされている。これらの報告はいずれも周波数が増加するにつれ波長も長くなることを示しているが、その関係を数式化した場合次の三通りの形に分れる。

$$\lambda = a f \quad (3-1-2)^{(8)}$$

$$\lambda = a f + b \quad (3-1-3)^{(9)}$$

$$\lambda = a - b/f \quad (3-1-4)^{(10)}$$

この様な違いが出るのは実測した周波数範囲が狭いことに起因していることも考えられるので、筆者が行った広範囲の周波数帯での実験結果を第3-1-8図に示す。（測定方法の詳細は付録2で述べる。）この結果から分散関係として（3-1-4）で与えられる関係を筆者はとるものであるが、従来与えられているデータを整理する都合上、近似的に（3-1-2）の関係とすれば、



実線はそれぞれ $\lambda = 5.8 - 5/f$ 及 $V_p = 58f - 50$ で表わされる曲線。

○及び×は実測値

第 3 - 1 - 8 図 分散特性

この比例定数 a は放電条件により次の如く変る。

放電々流が増加	a 減少
気圧が増加	a 増加
管径が大きくなる	a 増加
質量数の大きい気体程	a は大きい。

§ 3 - 2 移動縞現象のモデル

前節で述べた様な諸特性を持つ移動縞現象を、電離気体内の荷電粒子その他の振舞いからどの様に説明するかについても、既に多くの論文が公表されているが、基本的な考え方について分類してみると次の三種類に分けられる様に思われる。

- (a) 陰極から陽極へ進行する電子は、電界によって徐々に加速され、気体の励起電圧に達した時、その場所に励起原子密度の高い状態を作りエネルギーを失う。

再びエネルギーを獲得しながら進行し、ある程度エネルギーが大きくなった所で先行電子群により作られた励起原子密度の濃い場所へ突入しこれを電離する。以下この繰返しにより移動縞が生ずる。⁽¹¹⁾

(b) 電極附近又は陽光柱端での局部的振動が波源となり、これがプラズマ中を伝播して行く。⁽¹²⁾

(c) 陽光柱（プラズマ）の一部分で生じた偶発的な密度のゆらぎが成長し、伝播して行く。⁽¹³⁾

これらの考え方について以下に検討する。

(a)の考え方はプラズマ中を電子群がいわばビーム状になって進行すると考えていることになるが、熱運動速度が駆動速度に比べて充分大きいプラズマ中では、この様なことが起きるとは考えられない。又気体放電が定電圧特性を持つことから、縞の周波数や波長が放電々流の影響を受けることや、外部的手段で放電条件を変えずに周波数や波長を変えられることを説明出来ない。これらの理由から(a)の考え方は採らない。

(b)の考え方が妥当であるかどうかは、移動縞が存在する時必ず附随する局所的振動があるかどうかをまず検討する必要がある。電極近傍で見られる振動として知られているものには、陽極に於ては陽極振動⁽¹⁴⁾、陰極に於ては陰極振動⁽¹⁵⁾、ラムザウア現象に基づく陰極のシースの周期的破壊による振動⁽¹⁶⁾、陰極前面のポテンシャルの谷が原因となる振動⁽¹⁷⁾がある。

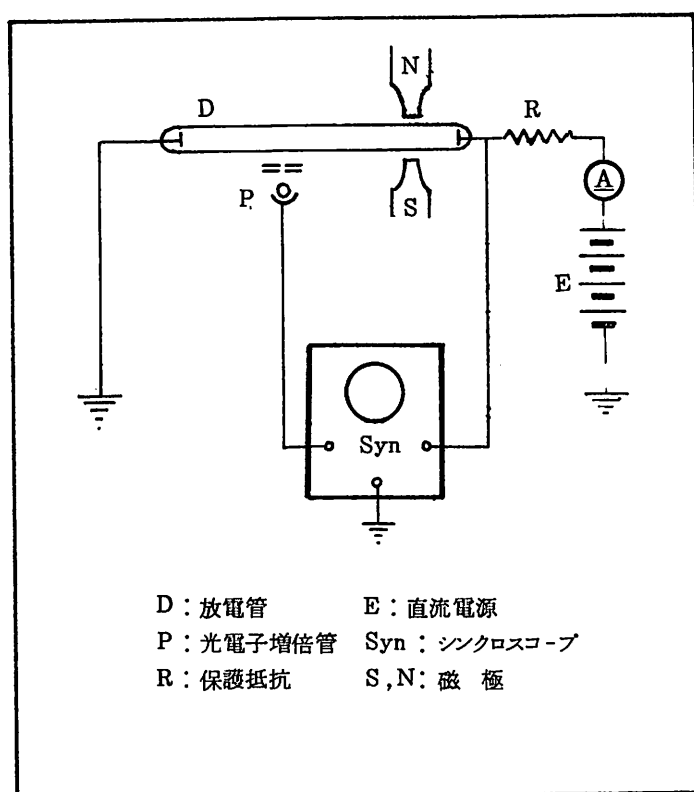
陰極に起きる振動は、一般に周波数帯域が移動縞のそれに比べて数桁高く、又特殊な条件の時にのみ現われるもので、波源として不適當である。これに対し、陽極振動は通常移動縞の存在する時観測され、周波数も一致している。更に縞が陽極から陰極へ移動する様に観測されること、外部的手段で周波数を変えられること等も考慮すれば波源として最っとも有力な振動と考えられる。しかし両者の因果関係を直接的に示した資料が無いので、次節で筆者の行った実験を示す。

(c)の考え方は波源を特定の場所に求めない立場である。波源を偶発的なゆらぎと

した場合は、移動縞周波数又は波長の規則正しさを説明する為には共振現象、帰還作用等を考える必要が生じよう。静かなプラズマに、分散関係を求めた時と同じ様な外部的手段でパルス状擾乱を与え、その影響を見る実験の報告があるが、陽光柱の任意の場所に擾乱を与えている訳ではないので、任意の場所に与えられた擾乱がどうなるかを、マイクロ波パルスで調べた筆者の実験について § 3-4 で述べる。

§ 3-3 移動縞と陽極振動の関係

陽極振動は、陽極前部に於ける急激な電離現象の繰返しであると考えられ、その振動数は外部磁界の影響を受けることが知られている。こゝで局部的磁界で移動縞に影響を与えることなく陽極振動の周波数を変えた時、移動縞周波数がどのような影響を受けるかを観測したのが以下の実験である。



第 3-3-1 図 実 験 装 置

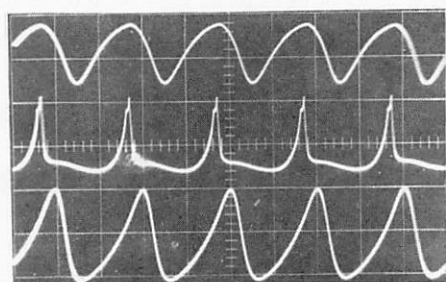
実験回路は第 3-3-1 図の如くで、保護抵抗を通じて直流放電をさせる。陽光柱での光強度の変動は光電子増倍管でとり、陽極振動は放電管の電極間電圧でとって 2 ビームシンクロスコープへ入れ、両変動の波形、周波数、位相関係等を同時観測する。磁界はごく狭い巾（極巾 2 mm）で放電管軸と直角の方向に印加する。光観測位置及び磁界印加場所は任意に移動出来る。

この装置で、まず光変動の観測位置は固定しておき磁界印加場所を変えて行った場合は第 3-3-2 図の如き波形変化が観測される。磁極が陽極から離れている時は、陽極振動に波形の変化が見られるだけで周波数の変化は無いが（同図 b, c）陽極側へ近づくにつれ陽極振動本来の波形に、移動縞の影響と思われる波形が重なって来る（同図 d, e）。更に近くなると陽極振動の振動数はかなり高いものとなり、ある点で突然陽極振動は停止してしまうが、光変動は消滅しないで存在し、正弦波状のなめらかな波形となる（同図 g）。この点を過ぎてしまうと又陽極振動が現われるが振動数は高い。陽極振動が停止する前後では、その振動数が光変動周波数より数倍高いのであるが、両者は同期していることは認められる。

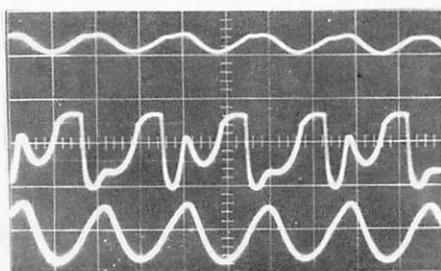
次に磁極を陽極振動が停止する直前の位置に固定し、光変動の観測位置を変えた場合は第 3-3-3 図の如き波形が見られる。この結果によれば、陰極近傍では陽極振動と同じ周期の光変動が見られるが（同図 f, g, h）、この光変動は観測点をづらせても位相は変わらず、従ってこの附近一帯が同時に明るくなったり暗くなったりしている訳で、移動縞とは云えない。陽極へ近づくにつれ移動縞と認められる周波数の低い光変動が現われ、高い周波数成分が認められなくなってくる。陽光柱の中央附近では移動縞と陽極振動が同期しているとは認め難い（同図 b, c, d）。観測位置を更に陽極に近づければ、光変動に再び高周波成分が現われるものと考えられる。

この結果で重要な点は

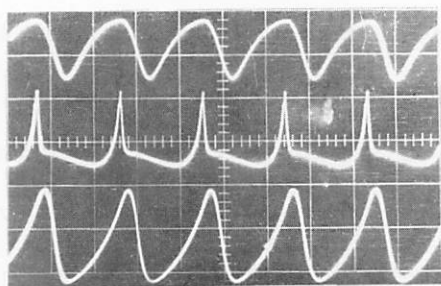
- (1) 移動縞と陽極振動が、周波数、位相共まったく無関係に共存し得る。
- (2) 陽極振動が消滅しても移動縞は存在している。



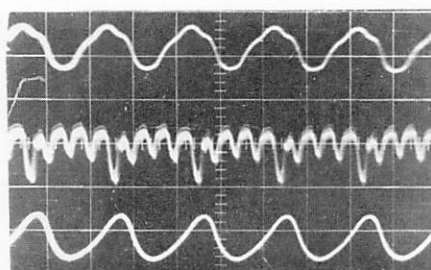
(a) 磁場印加無し



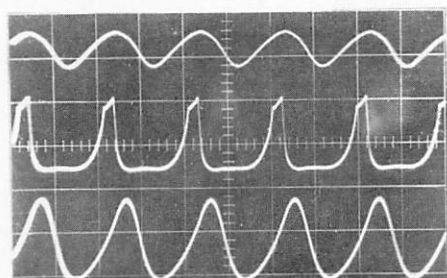
(e) $L = 80 \text{ mm}$



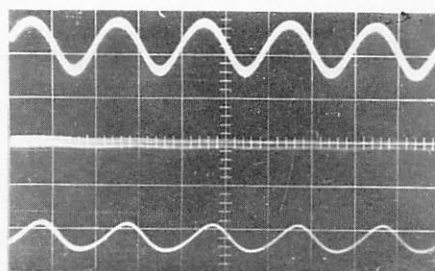
(b) $L = 180 \text{ mm}$



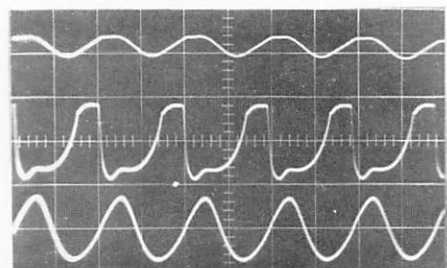
(f) $L = 40 \text{ mm}$



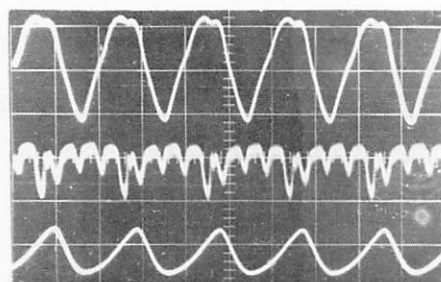
(c) $L = 120 \text{ mm}$



(g) $L = 30 \text{ mm}$



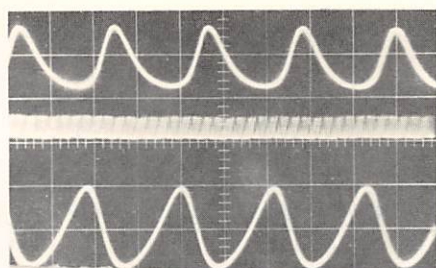
(d) $L = 90 \text{ mm}$



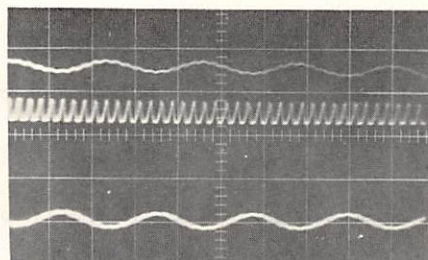
(h) $L = 10 \text{ mm}$

上：光変動 中：陽極振動 下：マイクロ波電力（付録1参照）
 光変動観測位置：陽極より 150 mm に固定（(h)のみ 80 mm ）
 磁場印加場所：陽極より各 L
 放電管電極間隔： 180 mm

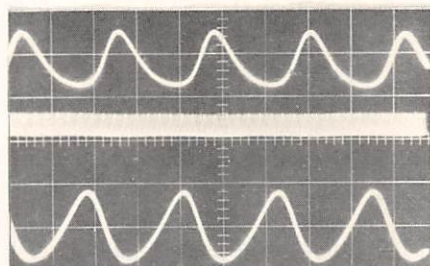
第 3 - 3 - 2 図 磁場印加場所の違いによる
各変動波形の変化



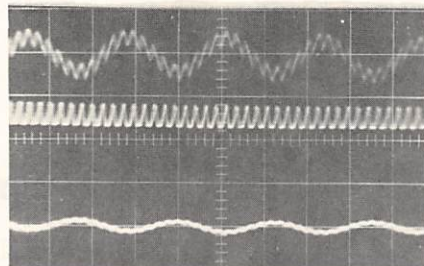
(a) $L = 65 \text{ mm}$



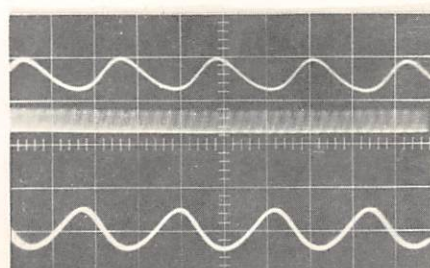
(e) $L = 105 \text{ mm}$



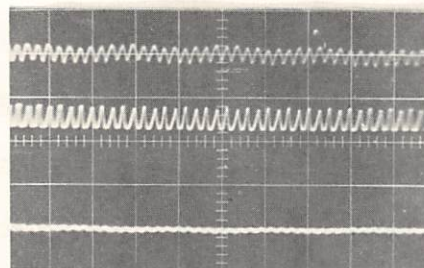
(b) $L = 75 \text{ mm}$



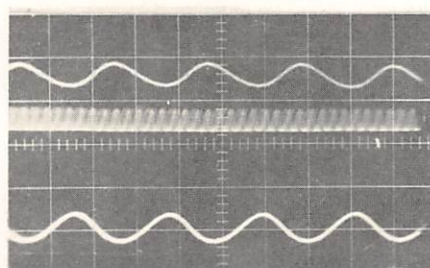
(f) $L = 115 \text{ mm}$



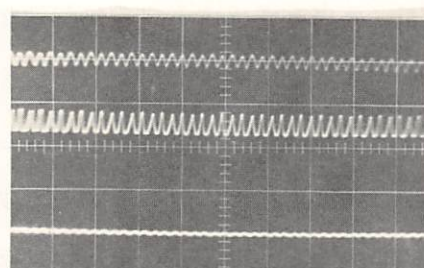
(c) $L = 85 \text{ mm}$



(g) $L = 125 \text{ mm}$



(d) $L = 95 \text{ mm}$



(h) $L = 135 \text{ mm}$

上：光変動 中：陽極振動 下：マイクロ波電力

磁場印加場所：陽極直前に固定

光変動波形観測点：陰極より L

(f)~(h)の光変動は感度5倍で観測)

放電管電極間隔：180 mm

第3-3-3図 放電管軸に沿う各点での光変動波形と
陽極振動波形の関連性

と云う点である。これより筆者は

『陽極振動は移動縞の波源ではあり得ない』

と云う結論を下すものである。

通常両者が同一周波数で存在するのは、むしろ移動縞が陽極振動に影響を与え同期現象を起しているものと推定される。

波源として最っとも有力な候補であった陽極振動が否定され、前節で示した仮説(b)も除外することにする。

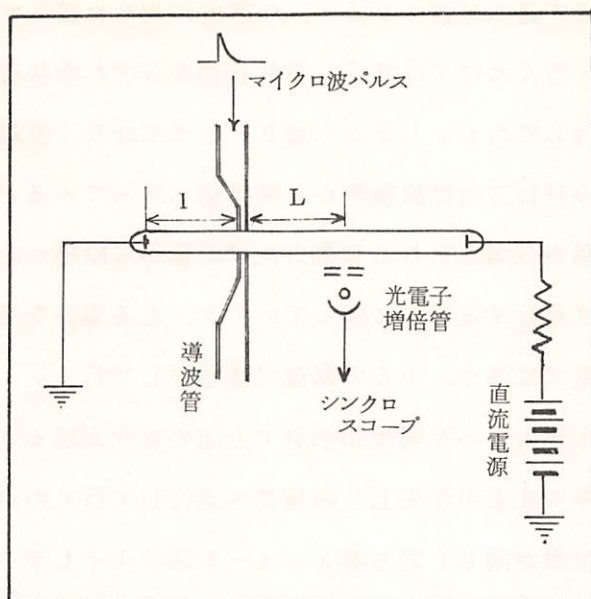
§ 3-4 プラズマ柱の局部的擾乱に対する応答

静かなプラズマ柱にパルスの擾乱を与え、如何なる応答があるかを調べることは、移動縞の発生原因とも関連して興味ある問題であり、その報告もある⁽¹⁸⁾。しかしその方法は、外部回路に真空管を入れ、このグリッドにパルスを加えると云う様なやり方で擾乱を与えており、従って放電々圧又は電流を瞬間的に変動させてプラズマ柱全体に擾乱を与えることとなる。この方法によってもいくつかの新しい情報が得られている。その内特に重要なものを上げると次の如くである。

- (i) 陽光柱の陰極端で波束が発生し、陽極へ進行するのが見られる。
- (ii) 波束を構成する波の位相速度は陽極から陰極へ向う様に観測される。
- (iii) ある放電々流を境にして、それよりも大きな電流では、波束の振巾は次第に減少し、小さな電流では増大して行く。
- (iv) 外部刺激によって発生した波束が陽極に到達すると、第2の波束が陰極端で発生する。以下この現象が繰返され、一連の波束群が作られる(但し前述の境界電流以下に於いて)。

これらの事実から、移動縞現象をプラズマに対する外部刺激、波束の発生及び増巾伝播、電流帰還と云う形で説明することが提唱された。

筆者は前記の如き方法ではなく、プラズマ中の一部分のみに直接刺激を与える手段をマイクロ波に求め、以下の如き実験を行い、後述の結果を得た。



第 3 - 4 - 1 図 実 験 装 置

第 3 - 4 - 1 図に概略図を示す如く、3 G C 帯導波管の H 面を一部分薄く (3 mm) し、その部分の E 面中央に孔をあけて放電管を通す。この導波管にパルス変調したマグネトロン出力を送れば、放電管の導波管内にある部分だけ電子密度及温度が上昇すると考えられる。この変化の様子は光強度の変動として観測することが出来るが、その際放電管内に移動縞が存在していると複雑な波形となり解析が困難となるので、§ 3 - 1 (a) で述べた移動縞発生臨界電流より若干多い放電管電流を流して移動縞の無い静かなプラズマ状態にしておく必要がある。この方法で刺激印加点を固定し、光変動観測位置を順次移動させた場合、第 3 - 4 - 2 図の如き波形の変化が見られる。又この写真を基にして各瞬間での光強度の空間分布を画くと第 3 - 4 - 3 図が得られる。

この様な観測結果を整理すると次の如くである。

- (a) 刺激の大きさ (マグネトロン出力) が小さいと、刺激印加点の光強度が若干

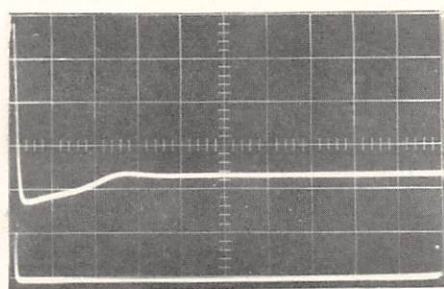
上るが時間の経過と共に小さくなって行くだけで波束は発生しない。

- (b) 刺激の大きさが適当に強くなると、局部的に起きた擾乱状態はその位置で平常状態へ戻って行くだけではなく、平常状態からずれた状態が時間の経過と共に陽極側へ移行して行く。しかも一塊りとしてではなく波動状になって進む。
- (c) 波束としての移行方向は陰極側から陽極側へ向っているが、波束を構成する波動の位相推移から考えられる移動方向は陽極から陰極へ向う方向である。
- (d) 波束の振巾は移行するにつれ変わっていくが、ある電流を境にして、それより大きい放電々流では減少、少ない電流では増加して行く。
- (e) 印加刺激が充分大きいと刺激印加点で上記の変化が起ると同時に陽光柱の陰極端からも同様の波束が発生し、陽極側へ進行して行くのが見られる。この波束波形は観測位置が同じ（即ち第3-4-1図の $l+L$ が一定）であれば、刺激印加点と観測位置の距離（同図 L ）が変わっても何ら変わらない。

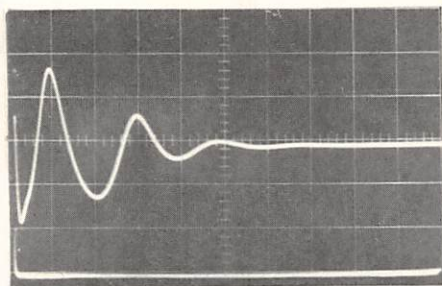
この様な諸結果を総合すれば、局部的擾乱もしくは放電管全体に亘る衝撃的刺激が波源となって移動縞が発生すると云うことは充分考えられる。この考え方が妥当である為には次の事が必要条件であると思われる。

- (1) 必ず充分な刺激が存在すること。
- (2) 波動に対し増巾作用があること。
- (3) プラズマに附随する固有振動数があること。
- (4) 何らかの形で正帰還作用が存在すること。

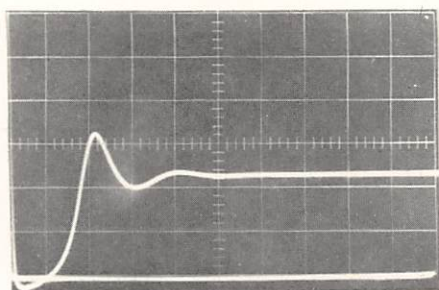
(1)については、放電々圧又は電流の変動と云った陽光柱全体に影響を及ぼす刺激でもよいし、陽光柱プラズマ内で起る局所的変化でもよい。しかし後者は筆者の実験結果(a)から考えてかなり大きな変動でないと波源とはなり得ないと思われる。又放電開始とほとんど同時に安定な移動縞が存在していることも考慮すれば、放電開始時の過渡状態に於ける放電々圧の変化を考える方が妥当であろう。(2)については適当な放電々流に於ては波束振巾が増大していくことがその根拠と見做せる。(3)は外部刺激に対する応答が波束となることを説明する為に必要な条件でもあるが、放



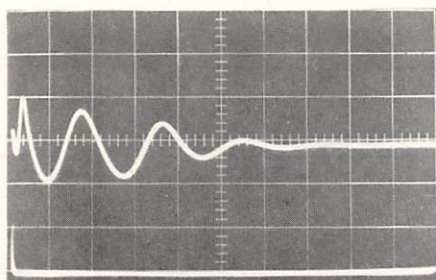
(a) $L = 0 \text{ mm}$



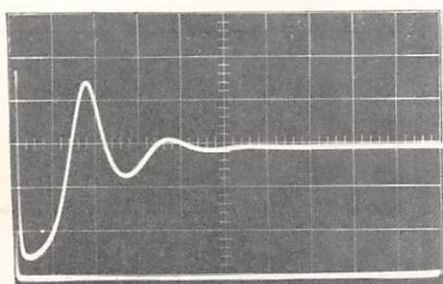
(e) $L = 20 \text{ mm}$



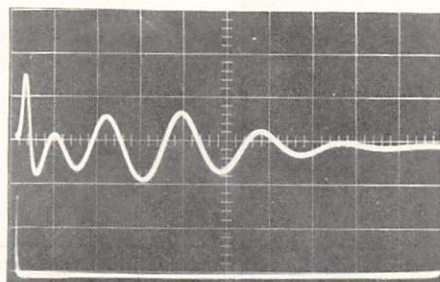
(b) $L = 5 \text{ mm}$



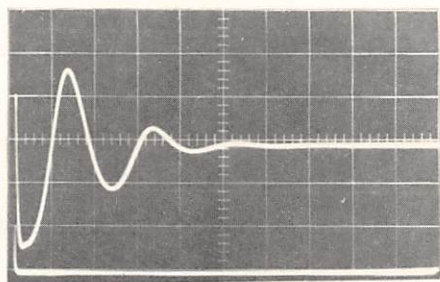
(f) $L = 35 \text{ mm}$



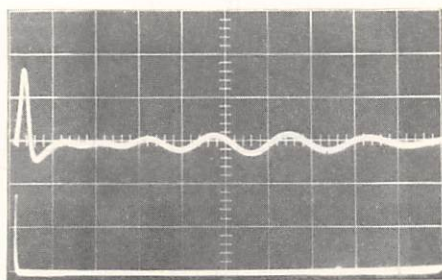
(c) $L = 10 \text{ mm}$



(g) $L = 60 \text{ mm}$



(d) $L = 15 \text{ mm}$

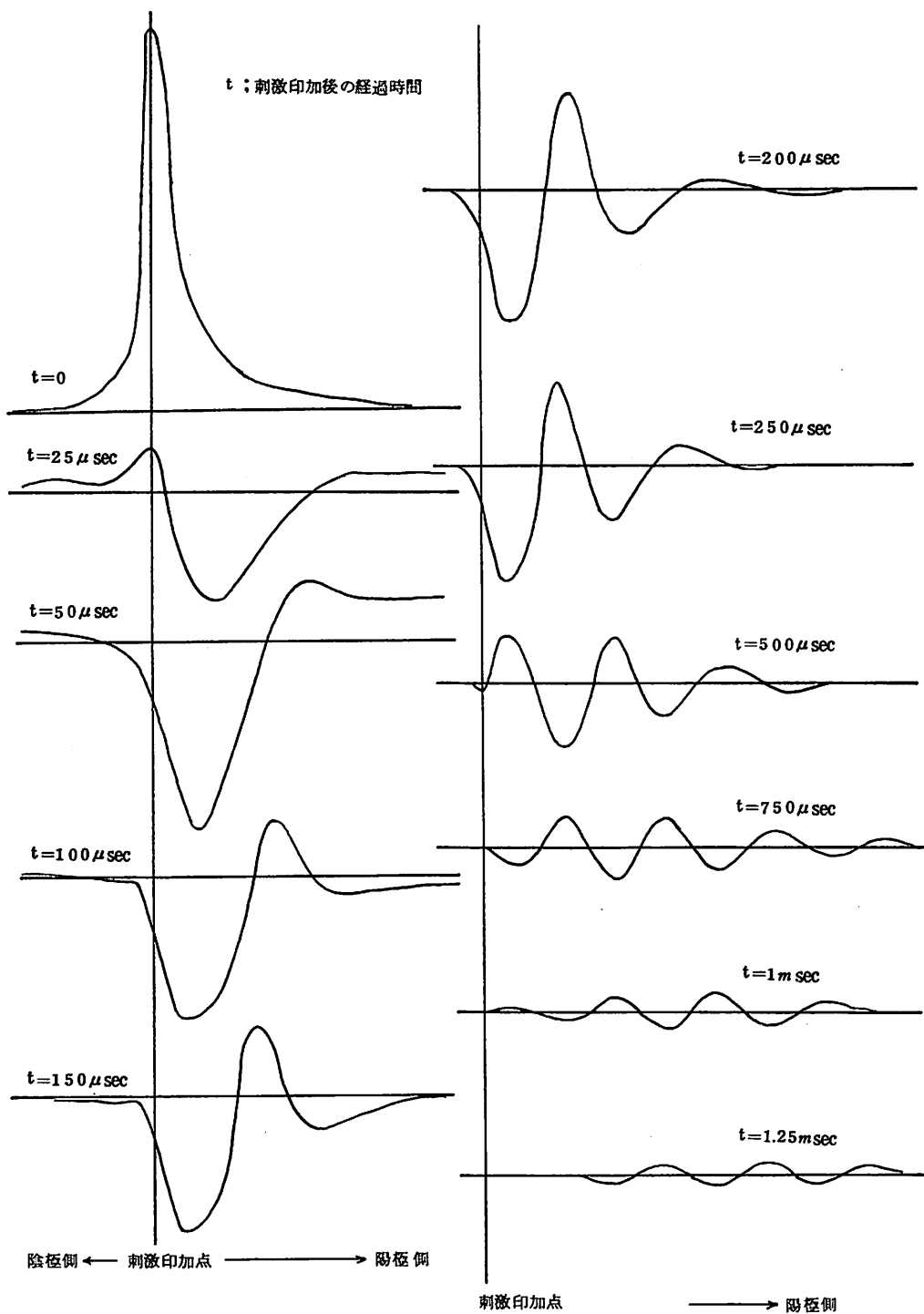


(h) $L = 100 \text{ mm}$

上：光 変 動 下：印加パルス

L：擾乱点より観測点迄の距離

第 3 - 4 - 2 図 局所的擾乱により生ずる光変動



第 3 - 4 - 3 図 局所的な刺激を与えた後光強度の空間分布が時間の経過に伴い変化する様子

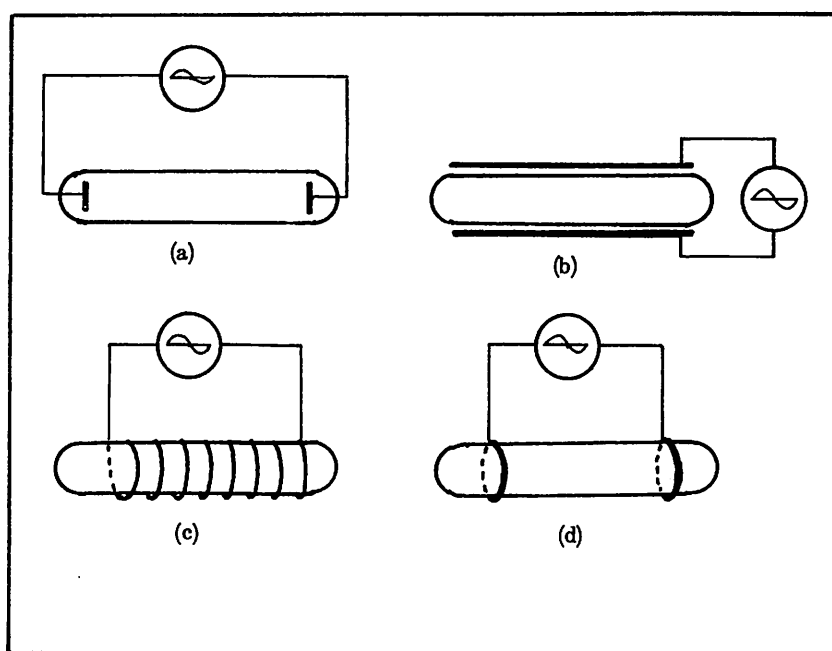
電々流が不適當であれば波束が減衰して行くことから、波束を構成する波動の振動数を決定する因子と、その増巾作用を左右する因子は別であると考えねばならず、通常の電子管発振器の如き発振機構と類似に考えることは出来ない。(4)は、移動縞が連続して安定に存在する為の条件であるが、帰還の仕方としては外部回路を通じて陰極側に帰還されるものと、放電管内で起る電圧変動と云った形で帰還されるものとが考えられる。この点は筆者の得た実験結果(e)から後者の帰還作用を考えるのが妥当であろうと思われる。しかし結果(e)は刺激印加点で発生した波束が陽極へ達した時、陰極に波束が現われるのではなく、刺激印加と同時に陰極端にも刺激が与えられていることを意味する。この事実は連続的に起る移動縞波動の帰還作用を考える時かなり複雑な考え方を強いることになるのは明らかであろう。

以上の考察から、§ 3 - 2 (c)に述べた移動縞モデルは一応取り上げる価値のあることは認められるが、反面もう一段詳しい説明を与える為には、かなり多くの障害があるものと考えられる。

第4章 新しい移動縞モデルの提唱

§4-1 高周波放電における縞現象

移動縞は一定の移動方向を持っているが、放電パラメータで方向性を持つものは電界と電流である。即ち移動縞の移動方向を決定するものは電界若しくは電流であると考えられ、更に移動すると云うこと自体に深く関係しているものと推察される。筆者は直流電界や直流電流の存在しないプラズマでは如何なる現象が起きるかを知らることが、移動縞現象を考える上に有益な手掛りになりうると考え、高周波電源を用いた以下の如き実験を行った。



第4-1-1図 高周波放電の電極配置

高周波放電については不明の点が多いが、高周波電界、磁界両方が関係すると考えられており、必ずしも放電管内に電極が無くとも、いわゆる無電極放電と云う形態が可能である。従って、第4-1-1図の如き種々の電極配置が考えられ、いず

も放電が起きた。この時の放電プラズマには

『ほぼ等間隔に明暗の縞（以下定在縞と呼ぶ）が出来る』

ことが観察された。この定在縞は、縞と云うよりもむしろ球を列べた様になっており、電極配置に無関係に生ずる。しかも間隔も皆ほぼ同じであった。以下まずこの縞の特性について測定した結果を述べる。

(a) 縞間隔（以下波長と呼ぶ）に対する放電条件の影響

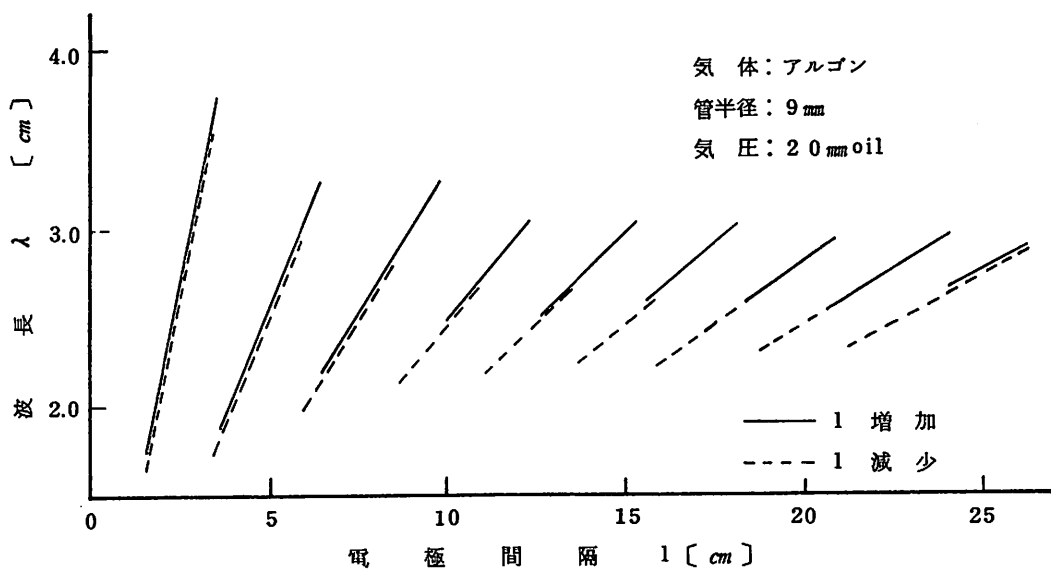
前記の如く電極配置には影響されないで以下のデータは(d)図の外部リング電極によるものである。

電極間隔——波長 λ とリング電極間隔 l の関係を第4-1-2図に示す。即ち λ は l に比例するが λ の変化し得る範囲があり、 l がほぼ一平均波長分変る毎に不連続に波長が変る。この間の事情は電極間に存在する縞数 n と l の関係を示す第4-1-3図でより明らかである。即ち電極部分がどちらも暗部となり、等間隔に整数個の縞が出来るのである。この図で θ として示してある勾配の逆数はこの時の放電条件（電極間隔以外の）に於ける平均波長と考えられ、以下電極間隔以外の条件の影響を調べる場合は、この平均波長を見ることにする。なほ l の影響には履歴があり、 l を増加させて行く時の方が波長の上限が大きく、減少させて行く時の方が下限が小さい。

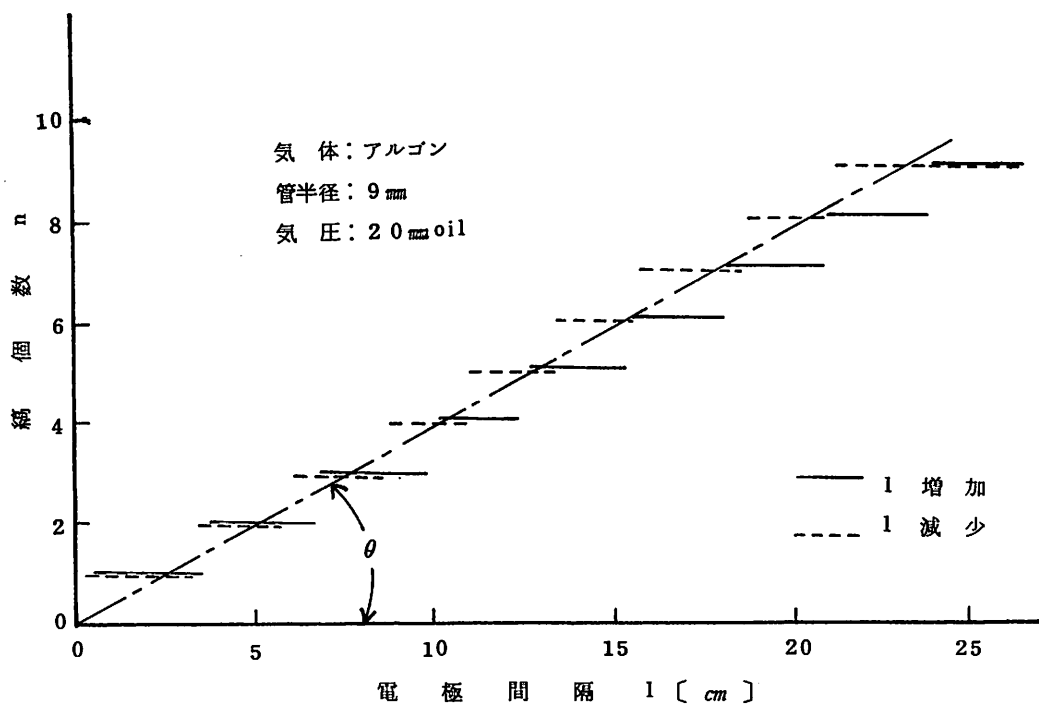
管内気圧——放電管径をパラメータとした気圧 P と λ の関係を第4-1-4図(A), (B)に示す。ネオンについては P の増加と共に単調に λ が減少しており、アルゴンについても管径が細い間は同様の傾向がある。しかしアルゴンを太い放電管で放電させた場合は、低い気圧の所で P の増加と共に λ も増加しており、ある気圧で最大値に達した後減少していく。

放電管径——前図でも管径 D の影響が判るが、改めて λ と D の関係を示すと第4-1-5図の如くなる。気圧によって勾配も異なるし、必ずしも直線関係にならないが、大ざっぱに云って、 $\lambda \propto D$ なる関係が見られる。

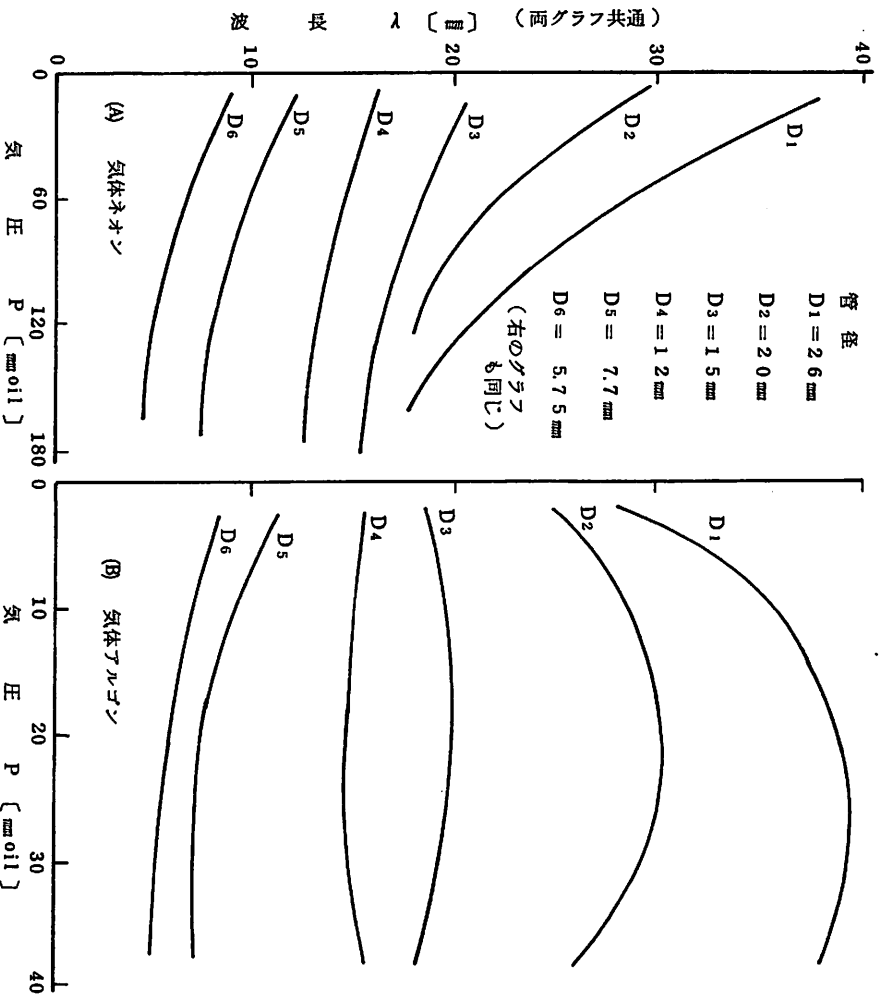
気体の種類——アルゴンとネオンで比較した場合、比較する時の条件によって



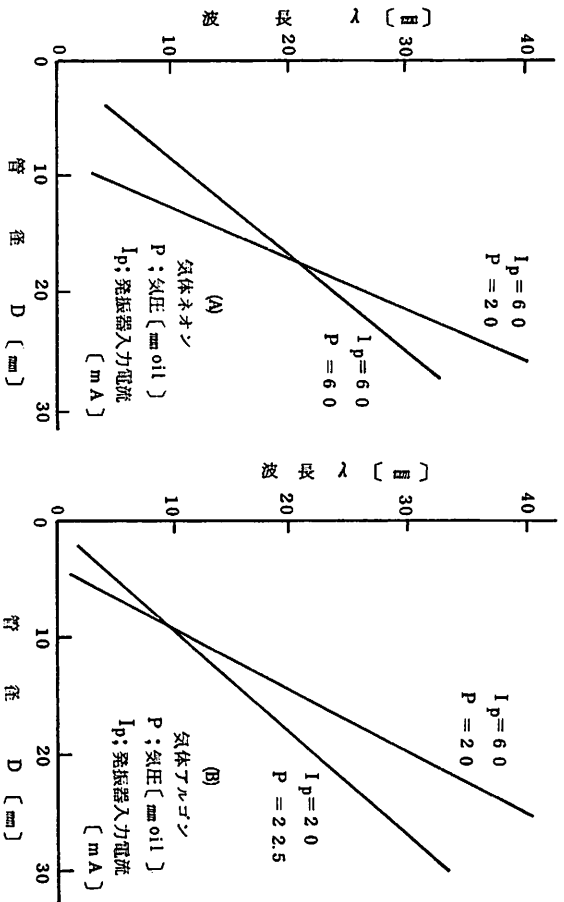
第 4 - 1 - 2 図 電極間隔と波長の関係



第 4 - 1 - 3 図 電極間隔と縞個数の関係



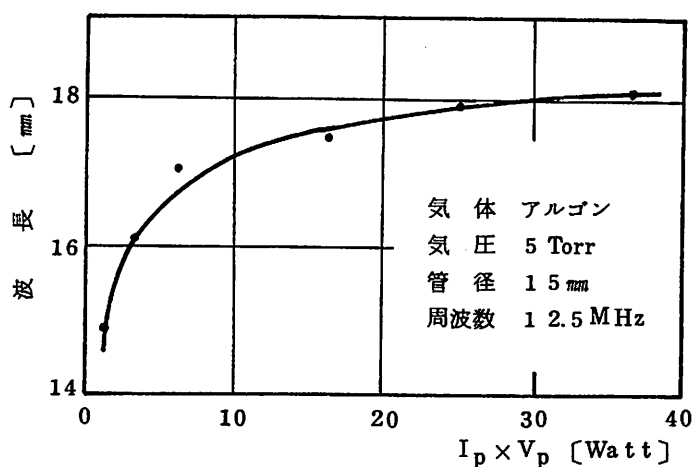
第 4-1-4 図 管内気圧と波長の関係



第 4-1-5 図 管直径と波長の関係

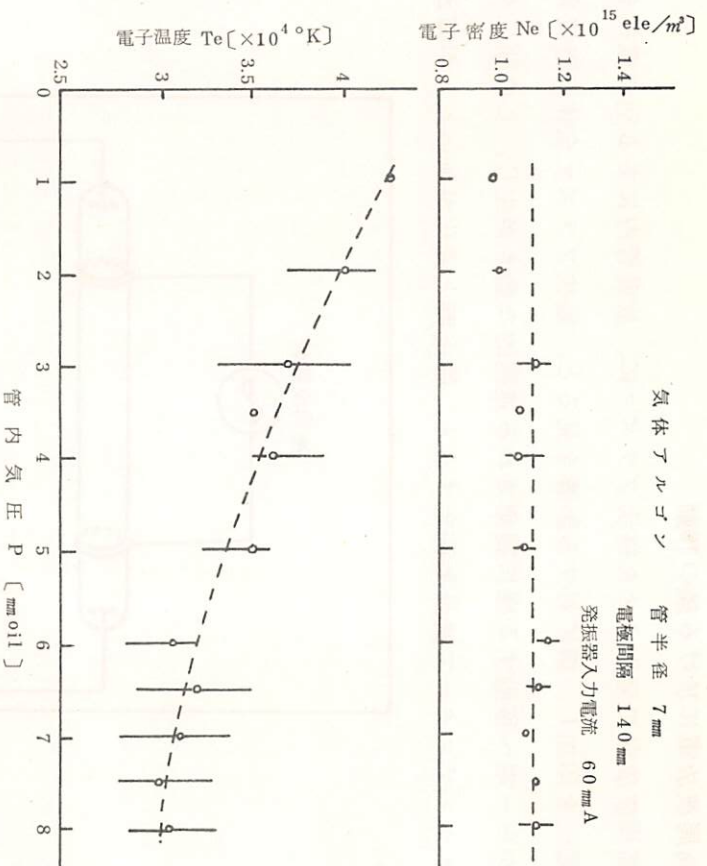
長短関係が一定でなく、例えば電離電圧の違い（約 3 : 4）又は原子量の違い（約 2 : 1）程の違いがない。むしろ気体の種類による差異が無いと見做す方が妥当の様に思われる。

電 源 電源周波数は 5 MHz から 53 MHz 迄変化させたがその影響は認められなかった。電力の影響は、実際に放電の為に消費される電力を測定出来ず、一応高周波発振器の直流入力を変数にして λ を測定すると第 4-1-6 図の如くである。即ち電力の増加と共に波長が長くなる傾向にあるが、電力の少ない時（放電の発光が微弱である）を別にすれば電力の影響は顕著ではない。

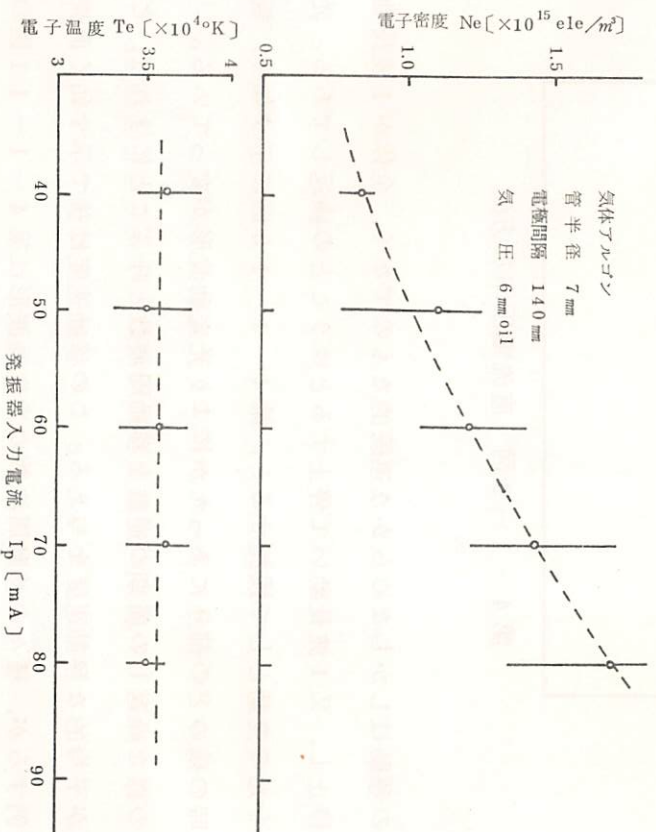


第 4-1-6 図 電力の影響

なほプラズマ内の電子密度、電子温度が管内気圧或いは放電々力によりどう変わるかを複探針法⁽¹⁹⁾で測定した結果が第 4-1-7 図、8 図に示されている。この結果によれば、気圧が増加すると電子温度は減少するが密度は変わらず、逆に電力が増せば密度は増すが温度は変らないと云う、直流放電の場合と同じ傾向であることが判る。



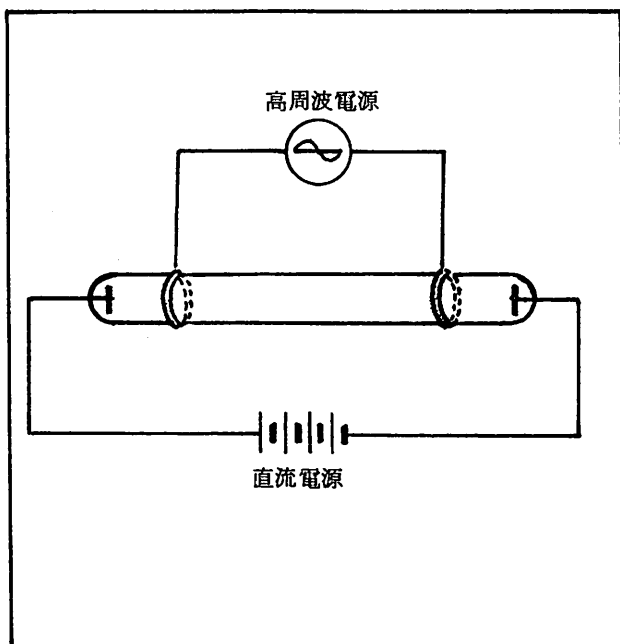
第 4-1-7 図 管内気圧と電子密度 Ne 及電子温度 Te の関係



第 4-1-8 図 放電カと電子密度, 電子温度の関係

(b) 高周波放電に於ける縞の移動

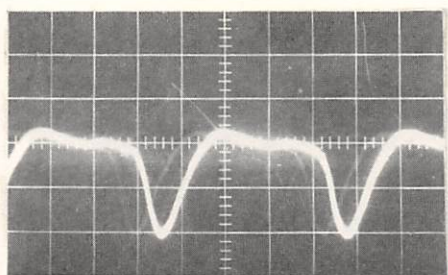
高周波放電で発生させた縞状プラズマに、放電管内にある別の電極を通じ直流電圧を印加し、縞に対する影響を見ると、縞状プラズマ全体が直流電圧の+端から一端へ移動する様に観測される連続的な動きが生じ、この間二ケのフォトトランジスターで波長を測定すると、静止時と変化が無いことが確かめられる。



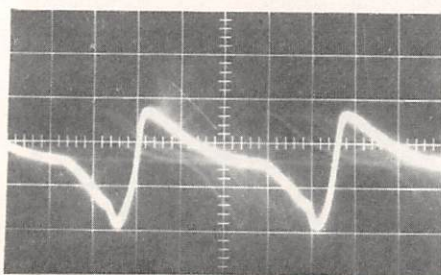
第 4 - 1 - 9 図 直流電圧印加方法

この移動はしかしなめらかな連続的なものでなく、全体が1波長動いてしばらく停止し、又1波長動いて停止するとゆうことの繰返しである。従ってこの動きを光の変動として観測すると、第4-1-10図に示す如く、観測位置が停止時の縞のどの部分にあったかにより光変動波形が変わっている。

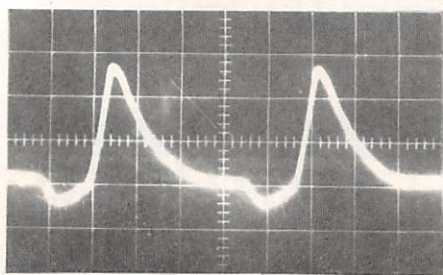
この様な繰返しの周期の逆数を移動周波数と呼ぶことにすれば、これと波長の積が平均的な移動速度を与える。この移動速度は後で示す如く直流電流にほぼ比例するが、種々の移動周波数の光変動波形は第4-1-11図の如くである。即ち移動周波数の低い間(同図b~e)は実際に動いている時の速さに差



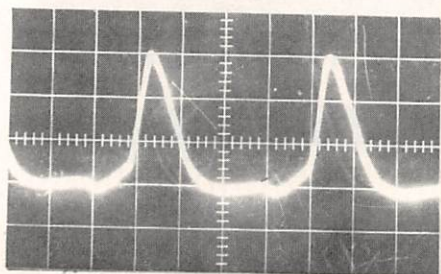
(1)



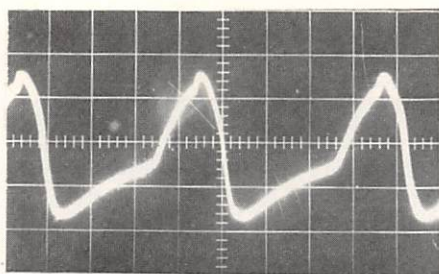
(2)



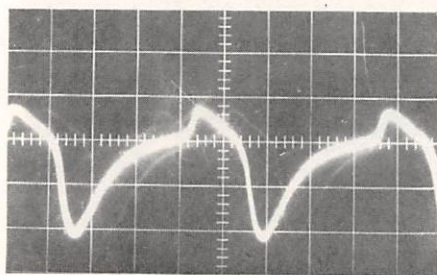
(3)



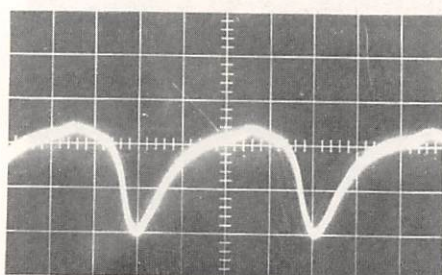
(4)



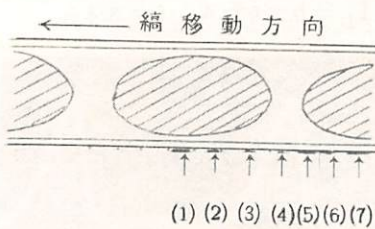
(5)



(6)

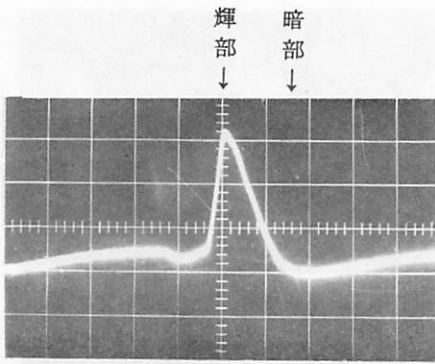


(7)

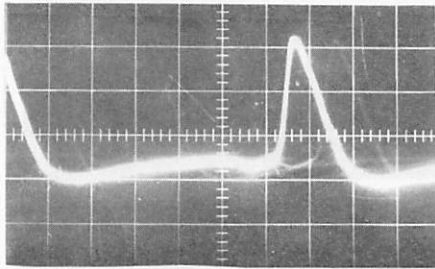


高周波発振器直流入力電流 60mA. 直流電流 0.32mA.
横軸 50m sec / section

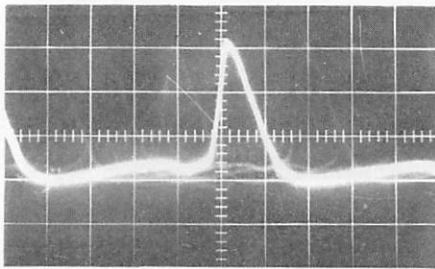
第 4 - 1 - 1 0 図 各観測点における光変動波形の違い



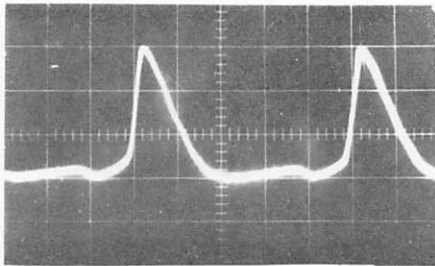
ほぼ停止 急速に移動
(a) 波形図解



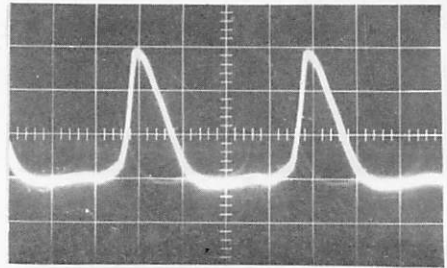
(b) $I_D = 0.28 \text{ mA}$ $f = 2.86\%$



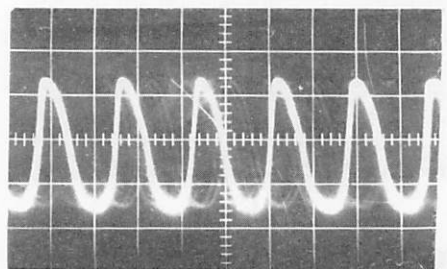
(c) $I_D = 0.29 \text{ mA}$ $f = 3.4\%$



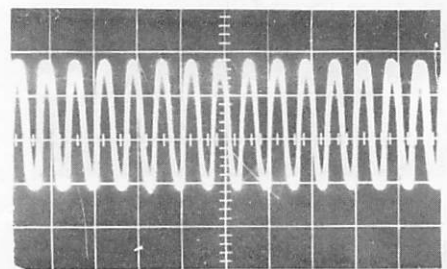
(d) $I_D = 0.31 \text{ mA}$ $f = 4\%$



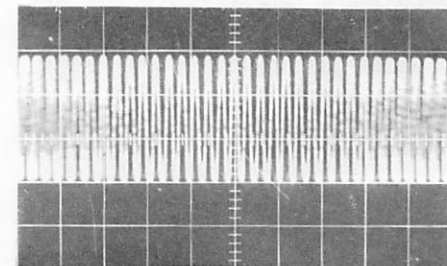
(e) $I_D = 0.34 \text{ mA}$ $f = 5.1\%$



(f) $I_D = 0.5 \text{ mA}$ $f = 11\%$



(g) $I_D = 1 \text{ mA}$ $f = 29.4\%$



(h) $I_D = 2 \text{ mA}$ $f = 66.6\%$

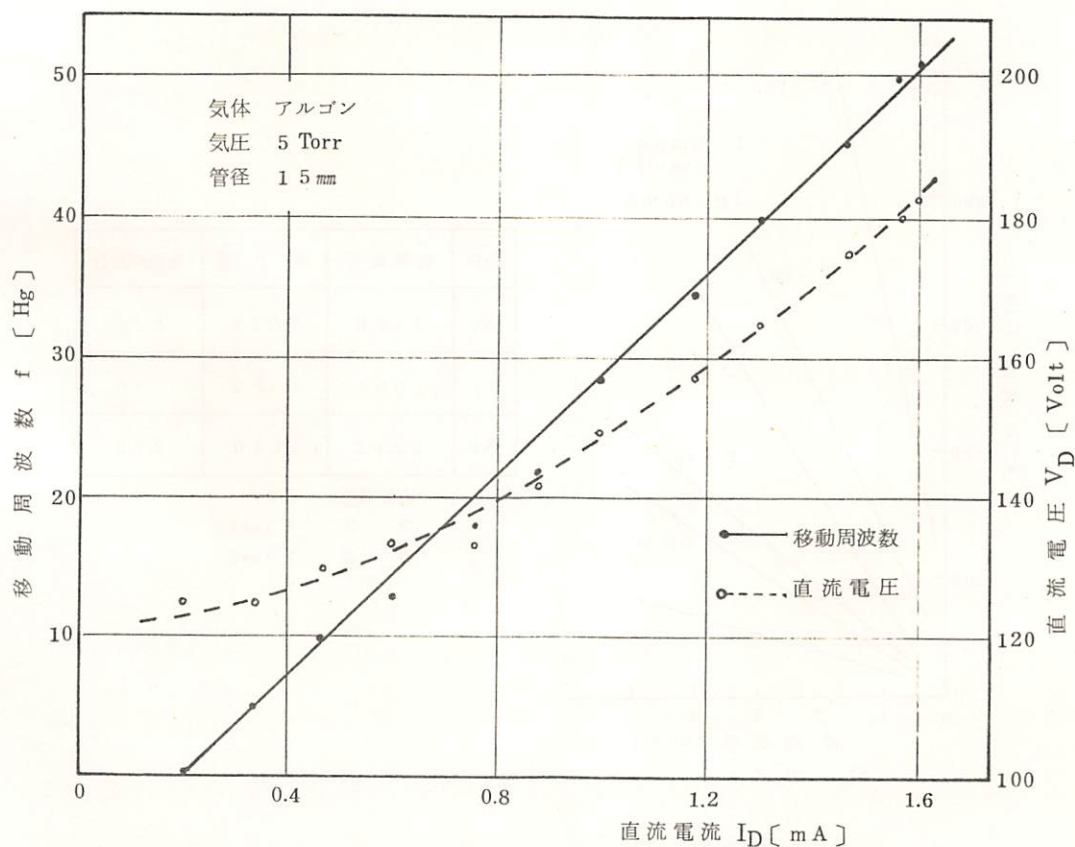
I_P (発振器直流入力電流) = 60 mA

I_D : 直流電流 f : 移動周波数

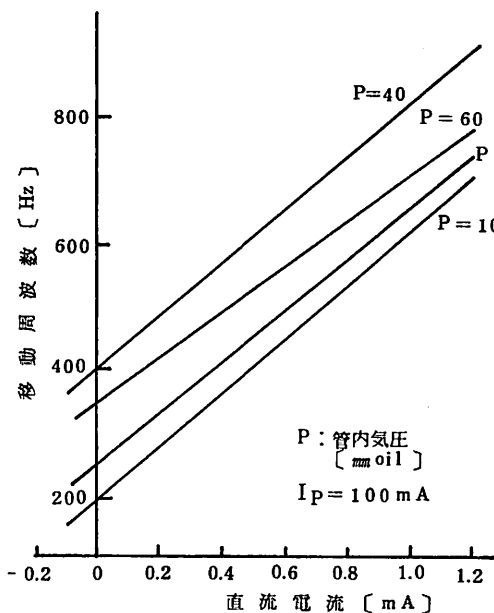
第4-1-11図 縞の各移動速度における光強度変動波形

は無く、停止時間が短くなって行く為に平均移動速度が早くなるのである。しかし停止時間が零になると以後は連続的な移動となり、実際の移動速度自体が早くなっていく（同図 f ~ h）ことが判る。

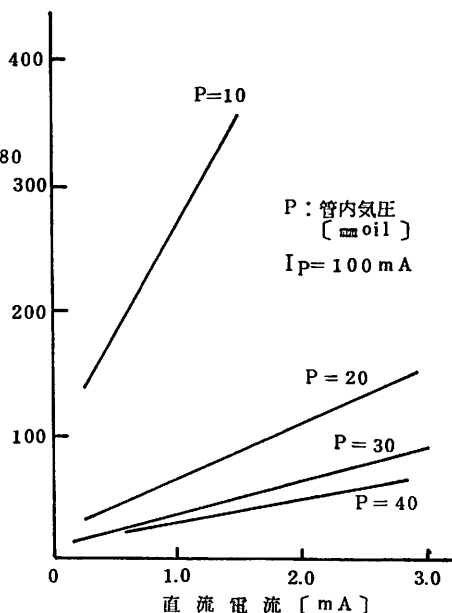
移動周波数に対する直流電流値の影響は第 4-1-12 図の如くで、ほぼ直線的な関係にある。しかし直流電圧とは直線的な関係が認められない。この関係をネオン、クリプトン、キセノンについて測定した結果を第 4-1-13 図に示す。これらは管内気圧をパラメータにしてあり、いずれも気圧が低い程移動周波数が高くなると云う結果になっている。又同一条件での各気体の移動周波数を比べると第 4-1 表の如くで、電離電圧の高い、若しくは原子量の小さ



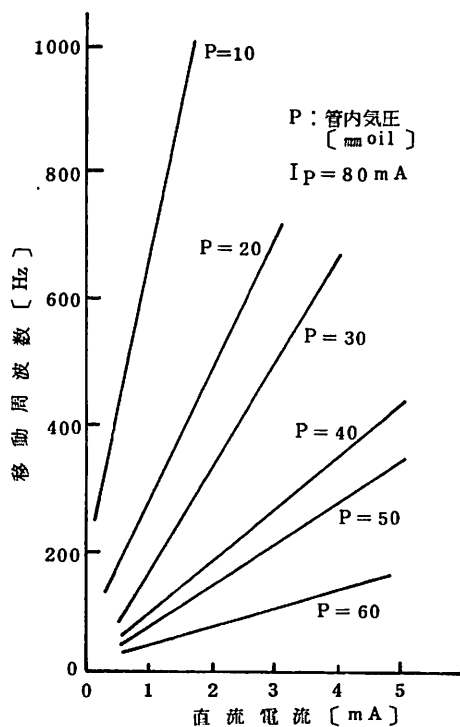
第 4-1-12 図 直流電流と縞移動周波数及直流電圧の関係



(A) ネオン



(B) キセノン



(C) クリプトン

気体	電離電圧	原子量	移動周波数
Ne	21.55	20.18	825
Kr	13.96	83.80	90
Xe	12.12	131.30	27.5

直流電流 1 mA
気圧 40 mm oil
管径 10 mm Ø

第4-1-13図 直流電流と縞の移動周波数の関係

い気体程移動周波数が高いと云う傾向が現われている。但しこれは三種の気体のみの比較であるから断定的なことは云えない。その興味ある点としては、

○ 直流電流には、縞が移動している場合にもそれに対応する様な変化は認められぬ。

○ 高周波電力を増した場合、直流電圧を一定にしておくと直流電流が増し、移動周波数が増す。そこで直流電圧を下げて直流電流を元の値にすると移動周波数は元の値より低くなってしまう。

○ 外部直流電源が接続されなくても、高周波電源、放電管或いは両者の結合方法等に幾何学的又は電氣的の不平衡があると縞の移動が認められる。(この事実は、 $f - I_0$ 特性がグラフの原点を通らないことに関係があるものと考えられる。)

と云う事実が上げられる。

§ 4-2 移動縞のモデル

前節の諸結果を総合すると、高周波放電で見られる縞の波長及びそれが移動する時の周波数が、直流放電に於ける移動縞のそれと同じ範囲にあり、又それらに対する放電諸条件の影響がよく対応することが判る。このことから筆者は、高周波放電で見られる縞現象が移動縞の速度が零になった状態と考える。更にこれを基にして、移動縞現象を次の如く考えることを提唱する。

『低気圧放電で出来る陽光柱プラズマは、何らかの理由で一様にならず、その時の放電条件(主として管径及び気圧)によって決まる間隔を置いて多数の球状プラズマとなる。これが直流電界又は電流の存在により一方向に移動する現象が移動縞である。』

この様に考える時、問題点が二つある。一点は何故一様にならず球状のプラズマになるかと云うこと。他はそれが移動する機構がどの様なものであるかと云うこと

である。後者の問題は次章で考察するが、前者の問題を考える時、 $\lambda \sim D$ なる事実が一つの手掛りを与える様に思われる。定常直流放電における陽光柱の理論によれば、放電管径 D は電子温度を決定する一つの要因である。⁽²⁰⁾ このことから、縞波長が管径と関係を持つのは、縞波長を決定する要素として電子温度があり、電子温度が管径の関数であると言う推定が成り立つ。一方波長に管径が関係するのは、単に幾何学的な影響である、例えば、プラズマ球の直径が管径で制約されると言う様なことである可能性もある。

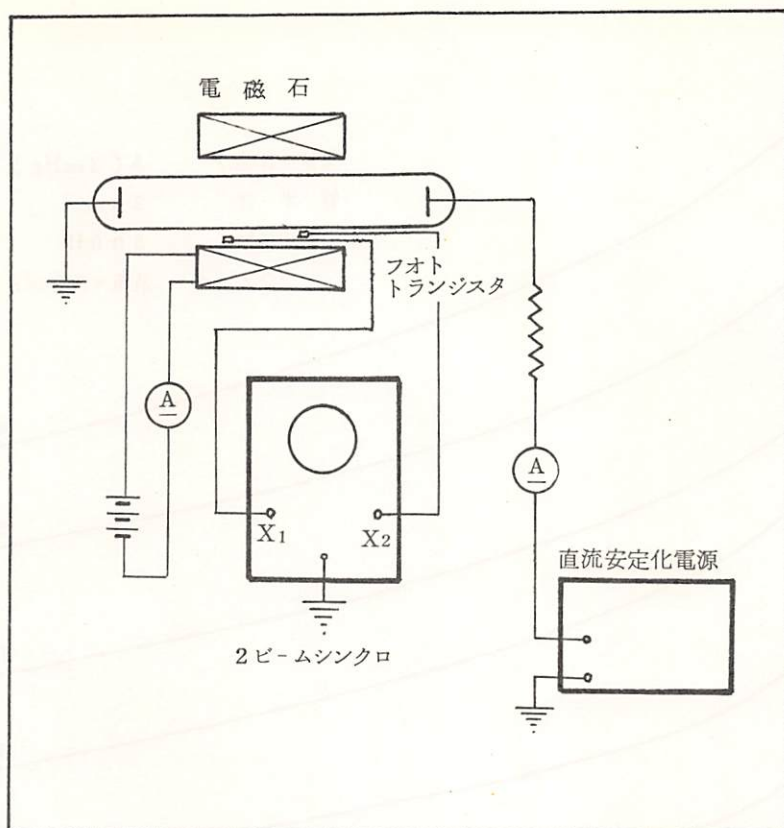
前者の推定が妥当であるかどうかを検討する手段として、陽光柱に対する磁場印加の影響を調べることが考えられる。

直流磁場が放電管軸と垂直な方向に印加された場合、プラズマが管壁の一方へ接近し、拡散による荷電粒子の消失量が増加する。この状態でプラズマが維持される為には電離による荷電粒子の増加量が消失量の増加分だけ無ければならず、その為には電子温度が上昇し、電界も強くなる。⁽²¹⁾ この様な状況の下では移動縞の波長が短くなることを実験的に確かめた報告がある。⁽²²⁾ もしこの波長の変化が電子温度の変化に因るものだとすれば、放電管軸と平行な直流磁場を印加した場合は、プラズマが管の中央部へ収縮し、電子温度は減少する⁽²¹⁾ から、波長は長くなるものと予想される。今迄この様な実験の報告が無いので、筆者は以下の如き実験を行い、この予想と逆の結果を得た。

第4-2-1図に示す如く、中空ソレノイド型電磁石の中央に放電管を挿入し、軸と平行な磁場により移動縞波長がどう変るかを、二ケのフォトトランジスターで測定した。電磁石は軸方向長さ30cm、内径5cmで、その中央約10cmに亘り一様磁場が得られた。

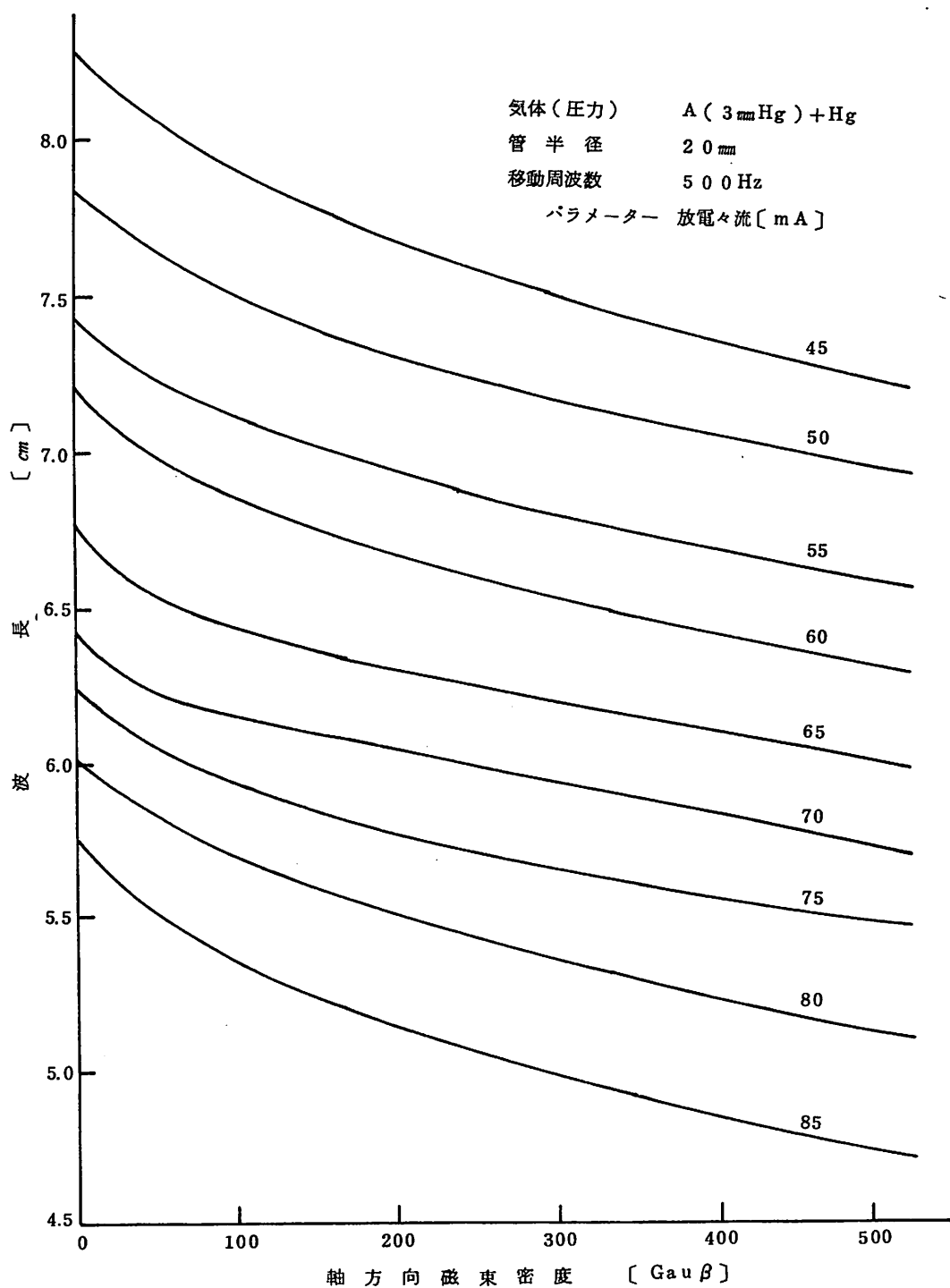
この様に直流磁場を管軸と平行に印加した時、移動縞周波数には認められる程の変化は起きなかったが、波長は第4-2-2図の如く影響を受ける。この影響は縞の移動方向と磁場の向きが同じ場合と逆の場合で差異は無い。

この様に、縦磁場と横磁場では電子温度に対する影響が逆であるにも拘わらず、



第 4-2-1 図 実験回路

波長がいずれも減少すると云う事実は、管径の違いが電子温度を媒介として波長に影響すると云う推定に対して否定的な結果であると思われる。縦磁場によってプラズマ柱が細くなると波長が減少すると云う結果は、放電々流が多い程波長が短いと云う事実と組合せて考える時、単に管径の影響が幾何学的なものであると考えることも又早計であると思われる。即ち、縦磁場、横磁場いずれを印加しても、プラズマ柱が細くなることは同じであり、いずれにしても総電流値としては同じであつても電流密度が増加することになり、電流密度が縞波長に密接に関係すると考えることに矛盾は無いと思われる。



第 4 - 2 - 2 図 縞波長に対する磁場の影響

第5章 縞の移動機構

§ 5-1 従来の移動縞理論

移動縞を理論的(数式による解析)に取り扱った論文も既に多数発表されている。⁽¹³⁾⁽²²⁾⁽²³⁾⁽²⁴⁾これらの基本的な方法は、荷電粒子の連続方程式、ポアソンの方程式について、電子密度及び温度、イオン密度、電界強度に微小波動項を仮定し、適当な仮定の下に線型化して分散関係を求めるものである。基本的な方程式として上記の式の他にエネルギーの連続性、準安定励起原子の存在等を組み入れることにより理論にバラエティが生れるが、実測値と計算値が可成りよく一致していると評価されている結果も得られている。しかしこれらの理論は物理的な意味が把握し難く、第4章で述べた立場からすれば、縞の移動機構についての理論を与えるのみであると見做し得るものであろう。(付録3参照)

この様な実情から、定性的ではあるが、物理的な意味を把握し易い形で移動縞現象を説明しようとする試みも行なわれている。これらの内、大筋においてほぼ本質に近いと評価されている考え方に次の如きものがある。⁽²⁵⁾

まず陽光柱内に第5-1-1図の如き帰還ループを考える。即ち、プラズマの一部に平衡状態の密度により濃い部分が出来ると、両極性拡散が増して平衡状態にもどろうとするが、このとき電子の方が早く拡散するので一時的に正空間電荷が発生する。この結果空間電荷電界が発生し、電子温度が上昇する。これは電離衝突周波数を増加せしめることとなり、プラズマ密度が増加すると云うループである。

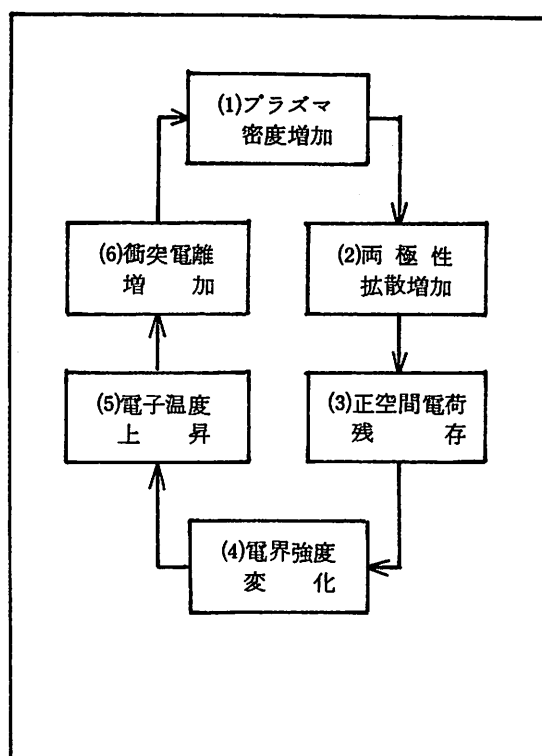
このループを1循する時、図の(3)→(4)の過程で $\pi/2$ 、(4)→(5)で $-\delta$ 、(6)→(1)で $-\theta$ の位相差が生ずると考えられるので、

$$\varphi = (\pi/2) - \delta - \theta$$

なる1循後の全位相差が、

$$-(\pi/2) < \varphi < (\pi/2)$$

であれば波は成長し、移動縞となる。



第 5 - 1 - 1 図 帰還ループ

基本的には筆者もこの様な考え方を採るものであるが、これはあくまでも基本的な骨組であり、いくつかの難点或いは不備な点のあることは否めない。次節において、この理論が妥当であると考えられる根拠、不備な点を整理し、検討を加える。

§ 5 - 2 移動機構の考察

縞の移動機構としては、荷電粒子密度の濃淡状態が全体として移動して行くと云う考え方がもっとも単純であるが、以下の諸事実を無理なく説明するのが難しい。

- (1) 電子密度変動も、イオン密度変動も、位相速度の大きさ及び方向が同じであり、その速度は、イオン駆動速度と電子駆動速度のはゝ中間の値である。
- (2) 群速度が位相速度と同じ大きさであるが方向が逆である。
- (3) 外部回路を流れる直流電流に、移動縞に対応する変動がほとんど認められない。

この点から、前節に示した様な説明の仕方が基本的に正しいと考えられる。

しかしその考え方では、一様なプラズマの一部分に密度の濃い部分が出来た場合を考えると、その直後生ずるであろう正空間電荷による電界が波状にならないはずだから、実際に観測される現象、即ち密度の濃い部分が一塊りで平衡状態へ戻るのではなく、波束を形成すると云う事実を説明出来ず、更に波長を決定する要因が何であるかも不明確である。

この点は、別の理由で濃淡が出来、これが移動すると云う筆者の立場を採れば一応の説明は可能であるし、一般的な状況での位相のずれと云う考え方も意味を持って来るものと考えられる。

但し、その様な説明が可能である為には、プラズマの平衡状態が、全空間に亘り一様である場合の他に、適当な大きさに球状に塊まる場合が条件によっては存在すると云う仮設を前提とする。高周波放電で事実その様な状態が存在するのであるが、その成立条件については今後の理論的解明を必要とする。この前提の下に、一様なプラズマの一部に刺激が与えられた場合、その周辺（陽極側）にもう一つの平衡状態を保持する条件が作り出され縞状となり、これが移動するとする説明が成り立つ。

前節の考え方でもう一点不満な所は、空間的なずれと、時間的なずれを一諸に考えていることで、一循環後の位相差 ϕ が $\pm \pi/2$ の間になければならないが、通常 $\delta \approx 0$, $\theta \approx \frac{\pi}{2}$ であるから $\delta \approx 0$ となって元のプラズマ密度の濃かった場所が再び濃い場所となり、縞は単にイオン駆動速度で移動するのみであるとしている。この問題は準安定励起原子の影響を考慮すれば $\delta \approx 0$ となる可能性のあることが示唆されているが、第5-1-1図で(3)→(4)での位相ずれは空間的であり、(6)→(1)での位相ずれは時間的なものであるから、空間的に $\lambda/4$ ずれた場所に、時間的に $T/4$ 遅れて密度最大点が出来ると云うことで、敢て準安定励起原子を考慮する必要も無いと思われる。（ λ は縞波長、 T は縞周波数の逆数）

この考え方を高周波放電における定在縞に当てはめた場合、直流電界を印加してはじめてこれが移動すると云う事実は、空間電荷の発生が正負荷電粒子の管壁方向

への拡散速度の差によるよりも、管軸方向への拡散或いは駆動、それに伴うプラズマ球の分極現象の様なことにより大きな影響を受けていると考えたい。この方が、移動縞変動が正弦波に近い滑らかな波形となることをも説明し易いと思われる。

第6章 総 括

移動縞現象は、気中放電中で起きる他の諸現象と同じ様に、詳細で豊富な実験データと厳密な理論的解析が相まってその本質が解明されるのは勿論であるが、厳密な理論的解析を行う前提として、移動縞現象のモデルをどの様に考えたらよいかを、実験的に探るのが本研究の目的であった。

従来得られている諸資料、筆者の行なった実験の結果から、筆者の達した移動縞現象に対する考え方を要約すると次の如くである。

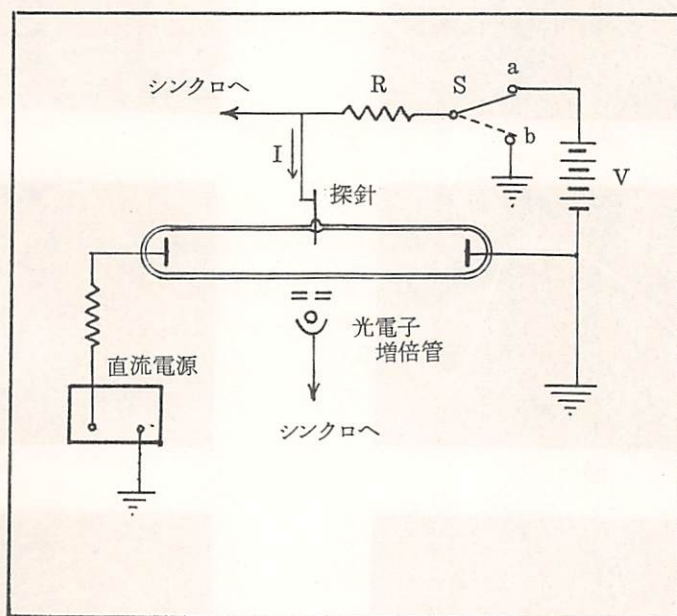
気中放電で得られる陽光柱プラズマは、平衡状態として一様になっている場合と、球に近い塊りとして存在する場合がある。球状に存在する場合の大きさは主として放電管径及び電子密度によって決定され、長い放電管においては管軸に沿って濃淡の縞状陽光柱となる。管軸方向に直流電界が存在しなければそのまゝ定在縞として停止しているが、電界が加わるとそれによって主として電子が移動し、分極した様な形になって空間電荷が発生する。この電荷によって出来る空間電荷電界は、空間電荷発生点より陽極側では定常電界を弱め、陰極側では強める様に働く。この強まった点では電子温度が上昇し、衝突電離が盛んとなり、プラズマ密度増加率が最大の状態となるので、ある時間遅れて密度最大となる。こゝで電子とイオンの拡散速度の違いにより正空間電荷が発生する。以下この繰返しにより、位相的には縞が陽極から陰極へ進む様に観測される。しかし放電々流を形成するのはその易動度の違いからほとんどが電子であり、これは陰極から陽極へ進むから、エネルギーとしても陰極から陽極へ伝達されていく。

この様なモデルを基に、今後厳密な理論が展開され、詳細な実験と合せ移動縞の本質が解明されることが期待される。

付 録 1

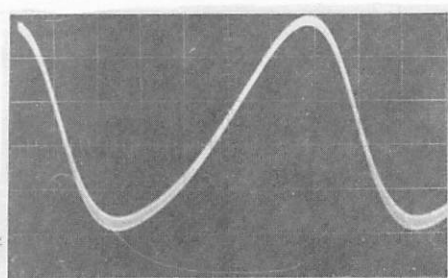
変動パラメータの測定

プラズマ若しくは陽光柱内の諸量——電子密度、電子温度、イオン密度、空間電位、電界強度——は、現在種々の測定方法で測定されているが、最っとも手軽で、よく利用される方法として探針法⁽²⁶⁾がある。これは放電管中に挿入した探針に可変電圧を印加し、それと電流との関係から上記諸量を求めるものである。筆者はこの方法で移動縞発生時の諸量を求めたのであるが、これらが時間的に変動する為、以下の如き手段でそれを遂行した。

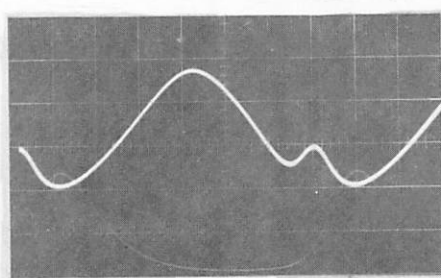


附図 1-1 プラズマ諸量測定回路

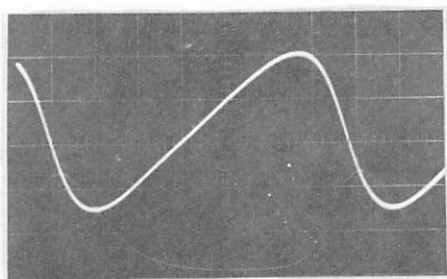
附図 1-1 に示す如き回路を構成し、まず切換スイッチを a に倒す。探針用電圧 V を適当に設定し、抵抗 R (この場合 2Ω) の両端の電位差として探針電流を求める。移動縞が発生している時は、この探針電流が時間的に変化する (V 一定で) ので、これをシンクロ面上に描かせる。この様な探針電流の変化を、順次 V を変えて



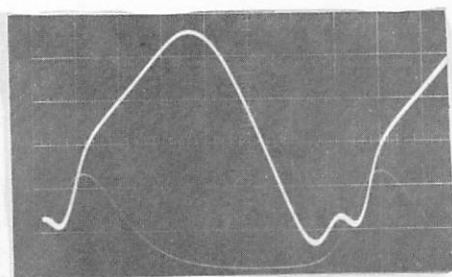
(a)



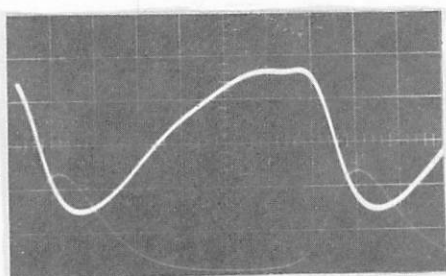
(e)



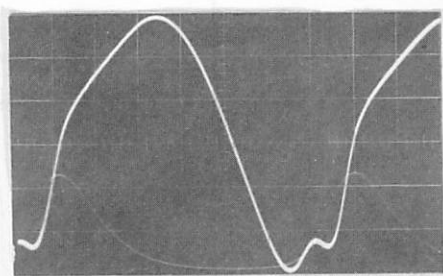
(b)



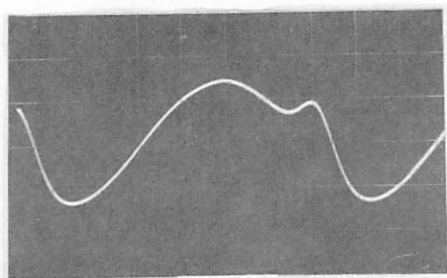
(f)



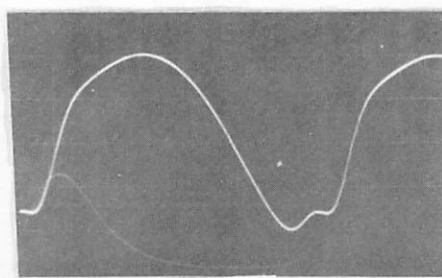
(c)



(g)



(d)



(h)

(a)から(h)へ探針電圧が増加している。各写真は測定の都合上零レベル及び垂直感度が異なっているのどこゝでは単に位相に変化を生ずる様子を示す一例として上げた。

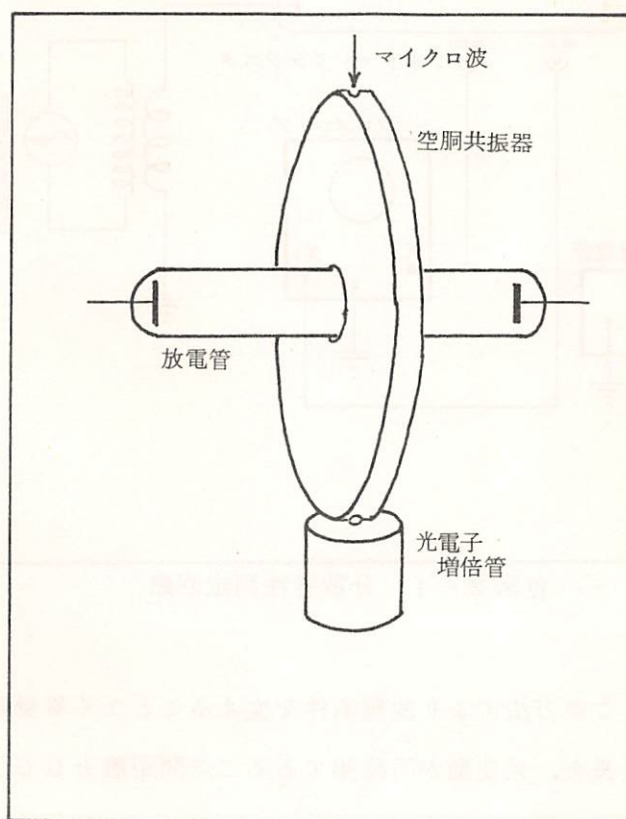
濃い波形；探針電流

淡い波形；光変動

付図 1 - 2 探針電圧の違いによる探針電流の変化の仕方

求めた一例を附図 1 - 2 に示す。この写真から各瞬間の探針電圧—電流特性をグラフにし、これにより電子温度、密度、空間電位が求まるのであるが、電子密度、空間電位を求める程の探針電流を取ると移動縞への影響が大きく、こゝでは電子温度のみをこの方法で求めた。空間電位は、切換スイッチを b 側に倒し、抵抗 R を充分大きく ($1\text{ M}\Omega$) して直接測定する。抵抗 R を小さく ($2\ \Omega$) すれば、イオン密度の変化を見ることが出来る。電界強度は二点の空間電位の差として得られる。

電子密度の測定は、マイクロ波との干渉を利用する方法に依った。



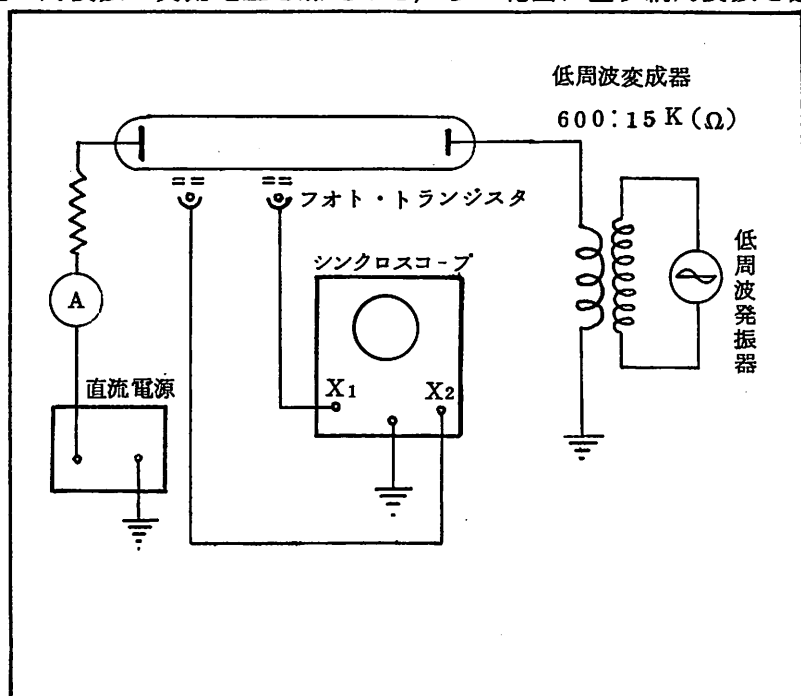
附図 1 - 3 電子密度測定装置略図

附図 1 - 3 に示す如く、空洞共振器の中央に放電管を挿入し、放電させると空洞の共振周波数が変化するが、そのつれの大きさが電子密度の関数となる。(厳密には共振器の Q も変化し、どちらも電子密度と電子衝突周波数、従って電子温度の関数となる) この事を利用して電子密度の変化を観測した。⁽²⁷⁾

付 録 2

移動縞の分散特性の測定

付図 2-1 に示す如く放電外部回路に低周波変成器を挿入し、これを通じて自然移動縞に近い周波数の交流電圧を加えると、ある範囲に亘り縞周波数を連続的に変



付図 2-1 分散特性測定回路

えることが出来る。この方法により放電条件を変えことなく移動縞周波数を変え、各周波数における波長を、光変動が同位相である二点間距離として二ケのフォトトランジスターで測定した結果が第 3-1-8 図に示したグラフである。この方法は放電管圧に変調をかけた形であるが、変調電圧が大きいと縞周波数がこの周波数になる他、光変動の振巾が放電管全体に亘り周期的に増減する（変調周期で）が、変調電圧を適当に低くすれば振巾の増減は認められなくなる。又変調周波数が自然移動縞周波数の 2 倍或いは $1/2$ 倍に近くなると外部変調周波数で制御し難くなり、これがこの方法の限界である。

なほこのグラフから実験式を作ると

$$\lambda = a - b / f \quad (3-1-4)$$

なる形となり、位相速度は

$$V_p = f \cdot \lambda = a \cdot f - b \quad (\text{付 } 2-1)$$

になる。一方群速度は

$$V_g = \frac{\partial f}{\partial (1/\lambda)} = -\frac{1}{b} V_p^2 \quad (\text{付 } 2-2)$$

となり、位相速度と群速度は逆方向になり得る。又 b の値は実験的にほゞ自然移動縞の位相速度と等しい値が得られ、従って自然移動縞においては群速度と位相速度が絶対値等しく方向が逆であることになる。

付 録 3

陽光柱プラズマの理論的取扱い

低気圧放電における陽光柱の密度分布，電界と電子温度との関係についての理論は，静かなプラズマについて，実測値と良く一致する結果が与えられている。

まずプラズマ密度分布については，円筒座標系を用いるが， θ 方向， z 方向には一様に分布し， r 方向，即ち管の径方向のみが場所 r の関数になると考える。荷電粒子の発生は電子の衝突電離により，消滅は管壁への両極性拡散によるものであり，両者が平衡した時がプラズマの定常状態であるから，

$$2\pi r \frac{dn}{dt} dr = Z \cdot n \cdot 2\pi r dr + 2\pi Da \left\{ r \frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{dn}{dr} \right\} dr = 0$$

即ち

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{Z}{Da} \cdot n = 0 \quad (\text{付 3-1})$$

なる 0 次のベッセル微分方程式となる。

但し， Z ：電子の衝突電離係数

Da ：両極性拡散係数

で，荷電粒子の発生，消滅は常に電子と正イオンが対で行なわれるので，この式及び解は両者に適用される。管中心での密度を n_0 とすれば，この解は 0 次のベッセル関数となる。

$$n = n_0 \cdot J_0(\sqrt{Z/Da} \cdot r) \quad (\text{付 3-2})$$

管壁 $r = R$ において， $n = 0$ であり， n が負になることはないから

$$\sqrt{Z/Da} \cdot R = 2.405 \quad (\text{付 3-3})$$

一方両極性拡散係数，電離係数の理論的解析によれば， $(k/e) T_e = U_e$ と
おいて (k : ボルツマン定数， e : 電子の電荷， T_e : 電子温度)

$$D_a \approx \mu_p \cdot U_e \quad (\text{付 3-4})$$

$$Z \approx C \cdot P^2 (V_i/U_e)^{-\frac{1}{2}} \cdot \exp(-V_i/U_e) \quad (\text{付 3-5})$$

で与えられる。

但し μ_p : イオンの易動度， V_i : 電離電圧， C : 気体の種類及気圧によってきま
る定数， P : 気圧である。

(付 3-3) ~ (付 3-5) より

$$\frac{Z}{D_a} = \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 = \frac{C}{\mu_p} \cdot P^2 \left(\frac{V_i}{U_e} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \epsilon^{-\frac{V_i}{U_e}} \quad (\text{付 3-6})$$

又は

$$\epsilon^{+\frac{V_i}{U_e}} / \sqrt{V_i/U_e} = (C' \cdot P \cdot R)^2 \quad (\text{付 3-7})$$

即ち電子温度は， $P \cdot R$ の関数として与えられることになる。 T_e は， $P \cdot R$ の増
加と共に単調に減少する。

陽光柱内の電界強度と電子温度の関係は，電子が電界から得るエネルギーと，衝
突で失うエネルギーが釣り合うとして求められる。

$$e \cdot E \cdot v_d = X \cdot \frac{v_r}{\lambda_e} \cdot e \cdot U_e \quad (\text{付 3-8})$$

但し， v_d : 電子の駆動速度， v_r : 無秩序速度， X : 衝突による損失割合， λ_e :
平均自由行程である。これより電界と電子温度が比例することになるが X は電子温
度が高くなると，電子温度の関数となるので，その様な状況では正比例関係は成り
立たないが，実験室で行なわれる程度の放電ではあまり影響が無い。

もし荷電粒子密度が軸方向にも変化しており、又時間的変動もあるとすれば、以下の4式が基本として与えられる。

(I) 電子及イオンの連続方程式

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div} (n_e \cdot v_e) = Z \cdot n_e \quad (\text{付3-9})$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \text{div} (n_e \cdot v_p) = Z \cdot n_e \quad (\text{付3-10})$$

(添字 e は電子に、p はイオンに関する量であることを意味する。)

(II) ポアッソンの方程式

$$\text{div} E = (e / \epsilon_0) (n_p - n_e) \quad (\text{付3-11})$$

(III) エネルギー平衡式

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e \cdot U_e \right) = n_e \cdot v_e E + \text{div} \left(n_e \cdot v_e \frac{3}{2} U_e \right) - n_e \cdot f(U_e) \quad (\text{付3-12})$$

これらの式において、div の項は、 θ 方向変化はないものとし、又 r 方向では静かな陽光柱の理論を適用して固有値的取扱いをすれば管軸方向（以下電離係数 Z との混同を避ける為に x 軸として表わす）のみを考えればよいことになる。この場合には、

$$n_e \cdot v_e = -\mu_e n_e \cdot E - \mu_e \frac{\partial (n_e U_e)}{\partial x} \quad (\text{付3-13})$$

$$n_p \cdot v_p = \mu_p n_p E - \mu_p \frac{\partial (n_e U_e)}{\partial x} \quad (\text{付3-14})$$

と書くことが出来、これを更に x で微分したものが div であるとして表わすことになる。

この様な簡略化により，空間的には x 方向の変化のみを含んだ連立微分方程式が得られるが，実験の結果によれば， n_e ， n_p ， E ， U_e すべて同一周波数，同一速度の波動になっているので，これらの量を時間及び空間に無関係な定常項と， $\exp j(\omega t - \beta x)$ の項を含む微小変動量の和として表わし，適当な近似をして線型化される。これから ω 或いは β が，放電パラメータとどの様な関数関係にあるか，又は ω と β の関係，即ち分散式を求め，実験結果と照合される。

この様な計算が，各方面で行なわれていることは，本文中でも述べた通りであるが，どの様な近似で線型化するかで結果も異っており，特に基本式(Ⅲ)は衝突による損失 $f(U_e)$ に対しどの様な関数形を与えるかも種々の考え方が示されていて，どれを取るべきかの決め手が無い状態である。

特に筆者が不満とする点は，(Ⅰ)～(Ⅳ)式において定常直流電界 E_0 が零であるとした場合， x 方向密度分布が正弦波状になると云う結果を与える様な式にならないと云うことである。即ちこの様な計算では，陽光柱内の波動がどの様に伝播して行くかを示し得るだけで，何故密度の粗密波が生ずるのかを説明出来ないと思われる。

プラズマ中に密度の粗密状態が安定に存在することを説明する為には，粒子のエネルギー分布迄考慮した更に微視的な解析も必要ではないかと想像される。

参 考 文 献

1. Aston, Kikuchi ; Proc. Roy. Soc. 98 (1920) 50
2. Pupp ; Phys. Z. 33 (1932) 844, 35 (1934) 705
36 (1935) 61, Z. tech. Phys. 15 (1934) 257
3. Robertson, Hakeen ; Proc. 5 Internat. Conf. Ionization
Phenomena in Gases (1961 in Munich) 550
4. 好本 ; “振動及び雑音”研究会 (京都) 1958. 12. 16
5. Chow ; Phys. Rev. 37 (1931) 574
6. Saggau ; Proc. 4 Internat. Conf. Ionization Phenomena
in Gases (1959 in Uppsala) 280
7. Kenjo, Hatta ; J. P. S. J. 18 (1963) 910
8. 好本, 佐藤 ; 日本物理学会分科会 (プラズマ物理) (1959)
9. 山下, 好本 ; 日本物理学会年会 (プラズマ物理) (1962)
10. 浜村, 親里 ; 日本物理学会年会 (プラズマ物理) (1961)
11. Donahue, Dieke ; Phys. Rev. 81 (1951) 248
12. Yoshimoto, Sato, Nakao ; J. P. S. J. 13 (1958) 734
13. Pekarek. Krejci ; Proc. 5 Internat. Conf. Ionization
Phenomena in Gases (1961 in Munich) 573
14. 望月 ; 電学誌 79 (1959) 1160
15. 大引, 板谷, 大谷 ; 電気四学会連合大会 (1963)
16. 大原 ; 日本物理学会年会 (1958)
17. Zollwey, Gottfried ; J. Appl. Phys 32 (1961) 890
18. Yoshimoto, Yamashita ; J. P. S. J. 16 (1961) 1649
19. Johnson, Malter ; Phys. Rev 80 (1950) 58

20. 例えば Engel ; "Ionized Gases" (1955) Oxford Univ Press

215

21. 同 上 224

22. Rother ; Ann. Phys 4 (1959) 373

23. Wojaczek ; Ann Phys 3 (1959) 37

24. Kenjo, Hatta ; J. P. S. J 19 (1964) 2313

25. 木原 ; 核融合研究 8 (1962) 636

26. Langmuir, Mott - Smith ; Phys. Rev 28 (1920) 729

27. 植之原, 中田, 升谷, 稲田 ; 電学誌 82 (1962) 241

謝 辞

本研究遂行にあたり、熱心な御指導と、暖かい御援助をいただいた故稲田金次郎教授、升谷孝也教授並びに故植之原道三助教授に深く感謝致します。また多くの協力をいただいた武中英治氏をはじめ、高電圧研究室を出た大学院、学部 of 学生諸君に深謝いたします。

学生時代から御指導をいただき、特にマイクロ波関係の実験で助言をいただいた細野敏夫教授にお礼申し上げます。

本論文作成にあたり、有益なる御教示をいただいた高木昇教授、三宅康友教授に深甚なる謝意を表します。

