

報告番号 甲第 966 号

# 非平衡セシウムプラズマの 輸送現象に関する研究

山 田 諄



非平衡セシウムプラズマの  
輸送現象に関する研究

山 田 諄

名古屋大学図書	
和	671522

# 目 次

第1章 序 論 .....	1
1-1 非平衡セシウムプラズマに関する研究の歴史 .....	1
1-2 本論文の目的と構成 .....	6
参考文献 .....	9
第2章 非平衡セシウムプラズマの基礎過程 .....	15
2-1 緒言 .....	15
2-2 衝突、放射過程 .....	16
2-2-1 電離 .....	16
2-2-2 励起 .....	19
2-2-3 再結合 .....	20
2-2-4 励起解消 .....	24
2-2-5 自然減衰 .....	25
2-2-6 拡散 .....	27
2-3 生起率方程式 .....	30
2-4 討論と結言 .....	33
参考文献 .....	36
第3章 弱電離セシウムプラズマのインピーダンス .....	38
3-1 緒言 .....	38
3-2 基本式 .....	40
3-3 衝突周波数と再結合係数 .....	42
3-4 インピーダンスの公式の導出 .....	47
3-5 インピーダンス測定の実験装置 .....	50

3-6	実験結果と討論	54
3-7	結言	59
	参照文献	60
第4章	共鳴光電離プラズマ	62
4-1	緒言	62
4-2	実験装置	63
4-3	共鳴光プラズマの発生とその性質	66
4-3-1	電子密度	68
4-3-2	解離再結合	73
4-3-3	半径方向密度分布	75
4-4	密度分布の制御	80
4-4-1	密度分布の測定結果	80
4-4-2	密度分布の測定結果の討論	83
4-5	結言	88
	参照文献	89
第5章	平行レーザ光によるセシウムプラズマの発生と膨張	91
5-1	緒言	91
5-2	プラズマの発生と膨張に関する理論	91
5-2-1	多光子電離	92
5-2-2	逆制動放射とカスケード過程	93
5-2-3	レーザプラズマの膨張機構	94
5-3	実験装置	95
5-4	レーザプラズマの実験結果	97
5-5	実験結果の討論の結言	104
	参照文献	107

第6章 結 論 .....	108
6-1 研究の総括 .....	108
6-2 今後の問題点 .....	110
謝 辞 .....	111
本研究に関して発表した論文 .....	112

## 第1章 序 論

21世紀には化石燃料が枯渇することが予想され、新しいエネルギー発生に関心が集まっている。核融合は閉じこめ方式の研究段階であり、炉の実現は今世紀には困難視されている。この見地から内外において新しいエネルギー変換方式の開発が盛んになった。熱エネルギーを機械エネルギーに変換し次いで電気エネルギーに変換する従来の火力発電方式の効率を高くする目的でMHD発電が考えられ、また太陽熱を直接電気エネルギーに変換する熱電子発電が考えられている。これらはいわゆる直接発電方式で、エネルギー変換の媒体としてアルカリ金属プラズマの高導電性が利用される。また宇宙におけるロケット推進に用いられるイオンロケットにもこのようなアルカリ金属プラズマが用いられる。これらプラズマ機器の大部分において、密度や導電性を高めるため外部界が加わり電子温度がイオンや中性原子温度より高い非平衡プラズマが見られる。このような非平衡プラズマ中でおこる基礎過程を理解し輸送現象を解明してゆくことは将来の応用を意図とするとき欠くことのできないものである。さらに、高密度で高導電性のプラズマを得ることは応用を考えると非常に有益であり、このためには新しいプラズマ源の開発が必要となる。この章では、第1-1節で非平衡セシウムプラズマに関する従来の研究を概観し、第1-2節で本論文の目的と構成について述べる。

### 1-1 非平衡セシウムプラズマに関する研究の歴史

セシウムは容易に電離や励起をおこなうため種々のプラズマ機器への応用が可能でありその研究が盛んに行なわれてきた。これらの研究は最初それぞれの工学的目的に応じたプラズマの中で独立に行なわれていた。

MHD発電においては、1960年初頭まで燃焼気体にアルカリ金属をシードして導電性を高めたプラズマ中において実験が行なわれたが、プラズマ中で化合反応が起りまた一様なプラズマを作ることが困難なため定量的な解析は十分行

なわれなかった〔1-1〕。1960年希ガスにアルカリ金属をシードしたプラズマを閉鎖型のMHD発電に応用する実験〔1-2〕が行なわれ、以後定量的な実験や解析が行なわれるようになった。Frost〔1-3〕は熱平衡モデルを用いてSahaの式から求めた電子密度と弾性衝突の断面積より導電率を求め、一定温度のもとでシードするセシウム圧力のある値で導電率が最大値を持つことを示した。Harris〔1-4〕はアルゴンにセシウムをシードしたプラズマでFrostの理論と実験が良く一致することを示した。

実用的なMHD発電を行なうためには、より低い温度でより高い密度を持つプラズマが作動流体として必要となる。そこで、熱電離されたプラズマに外部から電流を流して非平衡電界電離を付加することにより、低い気体温度で十分な導電率を持つプラズマを作る方法が提案された〔1-5〕。Kerrebrock〔1-6〕は熱電離されたプラズマに $30\text{ A/cm}^2$ 程度の電流を流し気体温度 $2,000^\circ\text{K}$ で導電率 $1\ \Omega/\text{cm}$ を持つプラズマを作った。彼はこのような非平衡プラズマを説明するため次の「二温度モデル」を提案した。即ち、電子温度は電界からのエネルギーと弾性衝突による損失との局所的なつり合いによって決まり、電子密度は、非平衡加熱された電子が局所的熱平衡状態にあるとしてSahaの式から求めた。

Kerrebrockの「二温度モデル」の正当性に関して多くの研究がなされた。Ben Daniel〔1-7〕らは、放射損失により熱平衡状態からずれるが、放射の透過確率が0.01以下ならSaha式が使えることを示した。Sheindlin〔1-8〕らは分光測定より求めた電子温度を使って計算した導電率と実測値を比較して電子温度 $3,000^\circ\text{K}$ 以上で局所的熱平衡が成立つことを示し、Zukoski〔1-9〕らは電子密度 $10^{13}\text{ cm}^{-3}$ 以上でSaha平衡の正当性を支持した。比較的低い温度においてもSahaの式が使えるように、電離と三体再結合が全体としてつり合っているという仮定から修正されたSaha方程式が提案された〔1-10〕。

一方、Kerrebrockの最初の「二温度モデル」では、実験結果を説明するため電子のエネルギー損失係数として20以上をとらなければならなかった。これは電子のエネルギー損失として弾性衝突による損失しか考慮されていないため

あり、放射損失について詳しく調べられ〔1-11〕、エネルギー平衡式の中に共鳴放射損失を加えた「二温度モデル」が考えられた〔1-12〕。電流密度の大きな領域では、導電率の実測値がこのモデルより計算された値と良く一致することが報告され〔1-13〕、また分光測定から求めた電子温度や密度は計算と良く合うことが確かめられた〔1-14〕。

熱電子変換器においては、最初真空中で実験が行なわれていたので、電極間の空間電荷のため出力が制限された。1958年熱電子変換器にセシウムを導入して空間電荷を中和する方式が提案され〔1-15〕、さらに出力を増すため電極間に外部電界を印加するアークモードオペレーションが行なわれるようになった〔1-16〕。数 torr 程度の圧力のアークモード熱電子変換器において、セシウムのS系列とD系列のスペクトル線強度と波長の関係から温度として 2,000~5,000°Kの値を得〔1-17〕、また5 D再結合連続スペクトルから 2,000°Kの温度と局所的熱平衡モデルの妥当性が示された〔1-18〕。圧力が高いときには、電子のエネルギー損失として熱伝導による損失を考慮する必要があることが指摘され〔1-19〕、数 torr 程度の圧力のセシウムアーク中における熱伝導係数が実測された〔1-20〕。

一般に圧力や温度が高い時には、局所的熱平衡モデルの妥当性が確認されたが、圧力や温度が低い時〔1-21〕あるいはパルス電圧を印加した後のプラズマの生長過程における非正常特性〔1-22〕は Saha 平衡やボルツマン分布からのずれが指摘された。これらの現象を統一的に取扱うために微視的過程からプラズマの巨視量を導こうとする試みがなされた。セシウムプラズマ中における荷電粒子の発生過程として直接電離より累積電離が支配的なことから〔1-23〕、累積電離と再結合のつり合いより電子密度が求められ〔1-24〕、電子のエネルギー損失として弾性衝突と放射損失を考慮して巨視量が計算された〔1-25〕。しかし彼らは構成粒子全体のエネルギー、運動量の交換を考えていないし、各種衝突過程の断面積のエネルギー依存性を単純な形で仮定した〔1-26〕。プラズマを構成している荷電粒子として、スタルク幅より求めた電子密度と再結合放射より求めたイオン密度とを比較することにより原子状イオンのみでなく分

子状イオンもかなり存在することが指摘され〔1-27〕、分子状イオンの発生と消滅のつり合いから電子密度が求められた〔1-28〕。しかし質量分析器を用い実測によれば、圧力が高く電子密度が低くなると分子状イオンの割合が増加し〔1-29〕、圧力数 torr で30%程度の分子状イオンを含むが〔1-30〕、圧力10 torr 以下では原子状イオンが支配的なことが確認された〔1-31〕。

Bates〔1-32〕らによって提案された衝突-放射モデルを用いて、井上〔1-33〕らはプラズマを構成している粒子全体としてその発生と消滅がつり合い、運動量とエネルギーが保存されるとしてセシウムプラズマに対する衝突-放射モデルを考えた。セシウムプラズマ中では、エネルギー損失係数の実測から、励起原子と電子との衝突による累積電離が荷電粒子の発生に支配的であると指摘された〔1-34〕。しかし、井上らの衝突-放射モデルにおいては、共鳴励起状態への励起断面積が他の励起状態へのそれに比べ十分大きい〔1-35〕という理由によって共鳴励起状態しか考慮されていない。

非平衡プラズマの巨視量を微視的過程から導くためには、各種基礎過程の断面積の正確な知識が必要となる。セシウムの衝突電離断面積は1934年 Tate〔1-36〕らによって測定されているが、最近 Brink はセシウム蒸気に電子ビームを照射して電離断面積のより正確な相対値を測定し〔1-37〕、また変調された電子ビームを用いて断面積の最大値の絶対測定を行なった〔1-38〕。Heil〔1-39〕らは特に電離電圧附近の低いエネルギーに対する電離断面積を測定した。衝突励起断面積は電子ビームによって励起された原子からの放射を測定することにより Zapesochnyi〔1-40〕らによって実測された。Gryzinski〔1-41〕は非弾性衝突を最外殻の束縛電子と自由電子との古典的な衝突として取り扱うことにより断面積を求めた。Gryzinski のモデルを用いて計算された電離断面積は実測値と係数3以内で一致することが報告された〔1-42〕。

イオンビームによる再結合係数の測定が原子状イオン〔1-43〕および分子状イオン〔1-44〕の両方に対して行なわれた。放射再結合係数は振動子強度が実測と良く合うように調整された量子欠損法を用いて計算された〔1-45〕。

イオンの移動度はマイクロ波法により測定された〔1-46〕が、これは分子状イオンと原子状イオンの移動度の平均した値であると指摘され〔1-47〕、飛行時間法によりそれぞれのイオンに対する移動度が測定された〔1-48〕。

電子の非弾性衝突過程の知識は、直接電離と共鳴励起状態への励起を除けば放射過程の知識に比べて乏しい。また、電子エネルギー分布関数は密度が低いときマックスウェル分布よりずれ、特にエネルギーの高い電子が非弾性衝突のため不足すると考えられ〔1-49〕、分布関数の実測〔1-50〕や計算〔1-51〕が行なわれているがまだ十分に定量化されていない。

次に、電子密度や電気伝導度の向上という観点から研究をながめてみよう。簡単には温度を高くすれば熱電離により電子密度は増加するが、使用する容器や電極材料の耐熱、耐久性により温度の上限がおさえられ、電離電圧の低いアルカリ金属をシードする方法が考えられ、さらに外部電界を印加して非平衡電界加熱によって電子密度を増す方法が行なわれた。また、新しいプラズマ源の開発に関する多くの研究が報告された。電子ビームや光の照射によりプラズマを作ることは古くから考えられていた。光による直接電離の断面積が測定され〔1-52〕、MHD発電に光の照射〔1-53〕や電子ビームの照射〔1-54〕を付加する方法が考えられ、必要なパワーが計算された〔1-55〕。しかし、光による直接電離はその断面積が小さく、電子ビームによるプラズマの生成は効率が悪く十分な成果を納めなかった。最近、セシウム蒸気に外部から共鳴光を照射することによりプラズマが作られた〔1-56〕。このような共鳴光電離プラズマは普通の放電プラズマとは異なる種々の性質を持つことがわかった〔1-57〕。

カドミウムの5P状態や水銀の6P状態の励起エネルギーはセシウムの電離エネルギーに近く、これらの励起原子とセシウム原子との第二種の衝突によるペニング効果〔1-58〕を利用してセシウムプラズマを作ることが提案された〔1-59〕。セシウムの熱電子変換器に水銀を加え、外部から水銀ランプの光を照射して水銀を励起させ、セシウムのみときより電子密度が増加することが確かめられ〔1-60〕、セシウム-カドミウム変換器においても同じ実験が行なわれた〔1-61〕。また、セシウムと水銀蒸気で満された管に水銀の共鳴光を

照射して $10^{11}\text{cm}^{-3}$ 程度の密度を持つプラズマが作られ〔1-62〕、さらにペニング電離の断面積の計算も行なわれた〔1-63〕。

ルビーやガラスなどのQスイッチ大出力レーザの発達により、単一パルスの高電界が実現できるようになり、レーザによるプラズマ生成が盛んに行なわれた〔1-64〕。金属蒸気にレーザを照射して破壊のしきい値と破壊機構に関する研究が報告された〔1-65〕。破壊の初期において多光子吸収による電離が起こり、それに続く逆制動放射による電子の加速とカスケード過程による電子増倍作用が考えられ〔1-66〕、これらの電離確率〔1-67〕とエネルギー吸収の割合〔1-68〕が計算された。しかしまだ十分定量的な研究は行なわれていない。セシウムの共鳴光に相当する波長のレーザが開発されたとして、衝突-放射モデルを用いてプラズマパラメータを計算し $160\text{W}/\text{cm}^2$ の小さなパワーのレーザ光の照射によって $10^{14}\text{cm}^{-3}$ 程度の密度をもつプラズマが得られることが示され〔1-69〕、また熱電子変換器に共鳴光に相当するレーザ光を照射して、出力を増加させる方法が提案された〔1-70〕。

## 1-2 本論文の目的と構成

セシウム金属蒸気は単体原子として最低の電離電圧(3.89eV)を持っており、励起断面積や電離断面積が大きく容易に電離や励起をおこなうので、広くプラズマ機器に利用される。MHD発電においては導電性を高めるため高温気体による熱電離に外部電界による非平衡加熱が付加され、熱電子変換器においては空間電荷を中和するためアークモードオペレーションが注目され、光源用放電管では熱電離と電界電離が利用されている。このような非平衡セシウムプラズマ中で起る種々の基礎過程を明らかにし輸送現象を解明してゆくことが本論文の目的である。

また工学的応用の見地からすれば、電子密度や導電率の大きなプラズマを得ることは非常に価値があり、出来る限り簡単に高密度のプラズマを作ろうとすることは研究を進めてゆく上で常に著者の念頭にあった。従って新しい形のプラズマ源の開発とその中における輸送現象の解明も本研究の重要な部分を占め

ている。

前節で述べたように、セシウムプラズマにおいて励起原子が輸送現象に重要な役割をはたしていることがわかっているが、井上〔1-33〕らの衝突-放射モデルにおいては、励起原子として共鳴励起原子しか考慮されていない。しかし他の準位の励起原子がプラズマの巨視的性質に影響を与えないだろうかという疑問が残る。そこで最低励起準位から数えて最高7つの励起準位まで考えた衝突-放射モデルから電子密度を求め、取扱うプラズマの温度や圧力の条件により考慮すべき励起準位の数の目安を与え、励起原子の役割について考えなければならない。第2章でこの問題を取り上げ、非平衡セシウムプラズマの定常状態における巨視的性質を明確にする。

プラズマのインピーダンスは印加された交流電界により電子の速度のみが摂動をうけると仮定して導かれた簡単な公式が従来から提案されている。セシウムのように励起断面積や電離断面積の大きなプラズマにおいては周波数の低い領域でこの公式からずれることが予想される。小振幅の交流電界を印加した時、電子の速度、密度、温度ばかりでなく励起原子密度も交流電界により摂動をうけると考え、流体力学の基本式、すなわち、連続の式、運動の式およびエネルギー平衡式からインピーダンスを求め陽光柱プラズマにおける実験結果と比較検討を行ない、励起原子のプラズマの動的性質への寄与を明確にしなければならない。これが第3章に記述される。

セシウム金属蒸気に外部から共鳴光を照射して従来とはまったく異なる方法によりプラズマが作られた〔1-56〕。このような共鳴光電離プラズマにおいては、励起原子を通して外部よりエネルギーが注入されるので励起原子密度が高く普通の放電プラズマとは異なる性質を示すことが予想される。共鳴光電離プラズマの工学的応用を開発するため、その輸送現象を明確にし応用に関する諸条件を確立することは重要である。特にその密度が放電管の外側で高い特異な分布を持つことに注目し、通常の放電と共鳴光電離とを組合せた複合方式を適用し、広い範囲にわたって密度分布を制御出来ることが予想される。第4章ではこのような問題を扱う。

セシウム金属蒸気にレーザー光を照射して破壊のしきい値と破壊機構に関する研究〔1-65〕が報告されているがこれをプラズマ生成に応用する研究はまだ十分行なわれていない。このため平行ルビールーザ光をセシウム蒸気に照射して発生するプラズマのふるまいを吟味しなければならない。レーザー光は平行ビームのままでありさらにアパーチャーを通して照射されるのでレンズで集光した場合に比べプラズマの断面は大きく、プラズマは管軸方向へ一様に発生し円筒対称性などの特徴を持ち、解析が容易になるという利点がある。第5章ではこの新しい生成法についての研究が記述される。

## 参 照 文 献

- [1 - 1] N.R. Dibelius, E. A. Luebke & G.J. Mullaney : 2nd Symposium on the Engineering Aspects of Magnetrohydrodynamics, Columbia University, New York (1961) .
- [1 - 2] R.J. Rosa : J. Appl. Phys. 31 (1960) 735.
- [1 - 3] L. Frost : J. Appl. Phys. 32 (1961) 2029.
- [1 - 4] L. P. Haris : J. Appl. Phys. 34 (1963) 2958.
- [1 - 5] W.F. Westendrop, C.M. Bishop, H. Hurwitz, L.M. Gold-man & D.J. Ben Daniel : Phys. Fluids 4 (1961) 786, J.K. Wright & D.T. Swift-Hook : Proc. Phys. Soc. 80 (1962) 465.
- [1 - 6] J.L. Kerrebrock : 3rd Symposium on the Engineering Aspects of Magnetrohydrodynamics, Rochester, New York (1962) .
- [1 - 7] D.J. Ben Daniel & S. Tamor : Phys. Fluids 5 (1962) 500, D.J. Ben Daniel & C.M. Bishop : Phys. Fluids 6 (1963) 300.
- [1 - 8] A.E. Sheindlin, V.A. Batenin & E.I. Asinovsky : Magnetrohydrodynamic Electrical Power Generation, Paris, (1964) .
- [1 - 9] E.E. Zukoski, T.A. Cool & E.G. Gibson : AIAA Journal 2 (1964) 1410.
- [1 - 10] T. Hiramoto : J. Phys. Soc. Japan 20 (1965) 1061.
- [1 - 11] M.A. Lutz : Aveco-Everett Research Rept. 175(1963), AIAA Journal 3 (1965) 772.
- [1 - 12] J.L. Kerrebrock : AIAA Journal 2 (1964) 1072.
- [1 - 13] T.A. Cool & E.E. Zukoski : 6th Symposium on the

- Engineering Aspects of Magnetrohydrodynamics, Pittsburgh (1965), J. Bernard, E. Labois, P. Ricateau & P. Zettwoog: Plasma Phys. 19 (1967) 193.
- [1-14] T. Hiramoto, S. Yano, S. Matsunaga & H. Shirakata: J. Phys. Soc. Japan 20 (1965) 1910, T.A. Cool & E.E. Zukoski: Phys. Fluids 9 (1966) 780.
- [1-15] G.M. Grover, D.J. Roehling, E.W. Salmi & R.W. Pidd: J. Appl. Phys. 29 (1958) 1611.
- [1-16] N.D. Morgulis: Soviet Phys. Uspekhi 3 (1960) 251, K.G. Hernqvist: Proc. I.E.E.E. 51 (1963) 748, M. Sakuntala: Brit. J. Appl. Phys. 16 (1965) 881.
- [1-17] Yu. A. Dunaev, I.P. Yavor & E.P. Busygin: Soviet Phys.-Tech. Phys. 11 (1966) 395.
- [1-18] Yu.K. Gus'kov, A.I. Kiryushchenko, M.A. Lebedev & G.G. Morozova: Soviet Phys.-Tech. Phys. 11 (1966) 559.
- [1-19] S.G. Alikhanov & S.P. Ivaniya: Soviet Phys.-Tech. Phys. 10 (1965) 433, S.M. Krizhanskii: Soviet Phys.-Tech. Phys. 10 (1966) 1450.
- [1-20] B.J. Stefanov & L.P. Zakova: 7th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Belgrade (1965).
- [1-21] J.L. Kerrebrock & M.A. Hofman: AIAA Journal 2 (1964) 1080, 6 (1968) 2115.
- [1-22] D.N. Novichkov & B.B. Glebov: High Temp. 8 (1970) 659.
- [1-23] W.B. Nottingham: Thermionic Conversion Specialist Conference, Gatlinburg, Tennessee (1963).
- [1-24] B.Ya. Moizhes, F.G. Baksht & M.G. Melikiya: Soviet

- Phys. -Tech. Phys. 10 (1966) 1251, D.R. Wilkins & E. P. Gyftopoulos : J. Appl. Phys. 37 (1966) 2892.
- [1 -25] M. Cheret : 8 th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Vienna (1967), M. Cheret, B. Sayer, J. Berlande & C. Manus : CR Acad. Sci. 264 (1967) 1340.
- [1 -26] B. Sayer, M. Cheret, J. Berlande & C. Manus : CR Acad. Sci. 264 (1967) 1780.
- [1 -27] L. Agnew & W.H. Reichelt : J. Appl. Phys. 39(1968) 3149.
- [1 -28] H.L. Witting & L.P. Gyftopoulos : J. Appl. Phys. 36 (1965) 1328.
- [1 -29] N.D. Morgulis & Yu.P. Korchevo : JETP Letters 8 (1968) 192, N.D. Morgulis, Yu.P. Korchevo & D.Ya. Dudko : 9 th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Bucharest (1969).
- [1 -30] H.L. Witting : J. Appl. Phys. 40 (1969) 236.
- [1 -31] R.S. Bergman & L.M. Chanin : Appl. Phys. Letters 16 (1970) 426.
- [1 -32] D.R. Bates, F.R.S.A.F. Kingston & R.W.P. McWhirter : Proc. Roy. Soc. A267(1962)297.
- [1 -33] 井上 坦、押谷克己、奥田孝美、山本賢三 : 電気学会誌 89 (1969) 711.
- [1 -34] M. Sugawara & C.J. Chen : Phys. Rev. A1(1970)1674.
- [1 -35] P.M. Stone : Phys. Rev. 127(1962)1151, I. P. Zapesochny & L.L. Shimon : Opt. Spectrosc. 20 (1966) 753.
- [1 -36] T. Tate & P.T. Smith : Phys. Rev. 46 (1934) 773.
- [1 -37] G.O. Brink : Phys. Rev. 127(1962)1204.

- [1-38] G. O. Brink : Phys. Rev. 134(1964)345.
- [1-39] H. Heil & B. Scott : Phys. Rev. 145(1966)279.
- [1-40] I. P. Zapesochnyi & L. L. shimon : Opt. Spectrosc. 19  
(1965) 480, 20 (1966) 753.
- [1-41] M. Gryzinski : Phys. Rev. 133(1965)305, 336.
- [1-42] R. H. McFaland : Phys. Rev. 139(1965)40.
- [1-43] J. M. Hammer & B. B. Aubrey : Phys. Rev. 141(1966)146.
- [1-44] P. M. Dandurand & R. B. Holt : Phys. Rev. 82(1951)278.
- [1-45] D. W. Norcross & P. M. Stone : J. Quant. Spectrosc.  
Radiat. Transfer. 6 (1966) 277.
- [1-46] C. L. Chen & M. Raether : Phys. Rev. 126(1962)2679.
- [1-47] L. M. Chanin & D. R. Steen : Phys. Rev. 132(1963)2554.
- [1-48] Y. Lee & B. H. Mahan : J. Chem. Phys. 43 (1965) 2016,  
I. Popescu, N. Niculescu & A. Popescu : Brit. J. Appl. Phys. 1 (1968) 313.
- [1-49] F. Sako & H. Sato : Phys. Fluids. 12 (1969) 2063.
- [1-50] A. J. Postma : Physica 49 (1970) 77.
- [1-51] A. J. Postma : Physica 43 (1969) 229.
- [1-52] H. J. J. Braddick & R. W. Ditchburn : Proc. Roy. Soc.  
A143 (1934) 472, G. V. Marr & D. M. Greek : Proc.  
Roy. Soc. A304(1968)233.
- [1-53] 小山健一、竹内 弘、関口 忠、飯田慶幸 : 放電研究 27(1966)  
39.
- [1-54] B. Karlowitz & D. Halasz : 3rd Symposium on Engineering  
Aspects of Magnetohydrodynamics, Rochester, New  
York (1962).
- [1-55] R. E. Voshall & W. S. Emmerich : Westinghouse Research  
Laboratories Paper 63-118-266 (1963) .

- [1-56] N. D. Morgulis, Yu. P. Korchevol & A. M. Przhonskii :  
Soviet Phys. -JETP 26 (1968) 276.
- [1-57] N. D. Morgulis & Yu. P. Korchevol : Soviet Phys. -JETP  
31 (1970) 1005.
- [1-58] A. A. Kruithoff & F. M. Penning : Physica 3 (1936) 515.
- [1-59] A. Sherman & B. Zauderer : Bull. Amer. Phys. Soc. 9  
(1963) 53.
- [1-60] E. Badareu, I. Popescu, C. Ghita & O. Zamfir : Brit.  
J. Appl. Phys. 15 (1964) 1171.
- [1-61] E. Badareu, C. Ghita, G. Musa, I. Popescu & O. Za-  
mfir : Brit. J. Appl. Phys. 16 (1965) 63.
- [1-62] V. B. Brodskii & A. T. Voronchev : Soviet Phys. -Tech.  
Phys. 15 (1971) 1510.
- [1-63] E. E. Ferguson : Phys. Rev. 128(1962)210, K. Katuura :  
J. Chem. Phys. 42 (1965) 3771, E. E. Benton, E. E.  
Ferguson, F. A. Maten & W. W. Robertson : Thermionic  
Electrical Power Generation, London (1965).
- [1-64] R. G. Meyerrand & A. F. Haught : Phys. Rev. Letters 11  
(1963) 401, 13 (1964) 7, R. W. Minck : J. Appl. Phys.  
35 (1964) 252.
- [1-65] J. E. Rizzo & R. C. Klewe : Brit. J. Appl. Phys. 17  
(1966) 1137, K. Kishi, K. Sawada, T. Okuda & Y.  
Matsuoka : J. Phys. Soc. Japan 29 (1970) 1053.
- [1-66] C. S. Naiman : Phys. Rev. 146 (1966) 133.
- [1-67] H. B. Bebb & A. Gold : Phys. Rev. 143 (1966) 11, H. B.  
Bebb : Phys. Rev. 153 (1967) 23.
- [1-68] J. K. Wright : Proc. Phys. Soc. 84 (1964) 41, P. F. Br-  
owne : Proc. Phys. Soc. 86 (1965) 1323, Ya. B. Zel' Do-

- rich & Yu. P. Raizer : Soviet Phys. -JETP 20(1965) 772.
- [1 -69] R.M. Measures : J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer  
10 (1970) 107.
- [1 -70] P.E. Oettinger & C.F. Dewey : Air Force Report No  
TR-70-397, Los Angeles, California (1970).

## 第2章 非平衡セシウムプラズマの基礎過程

### 2-1 緒言

非平衡セシウムプラズマ中で起る種々の基礎過程を理解し、微視的過程からプラズマの巨視的性質を導くことは工学的応用を進める上に重要なことである。本章では最初に、セシウムプラズマ中で起る電離、励起、再結合、放射等の色々な基礎過程について詳しく述べられ、それらの過程の単位時間当りの発生の割合が求められる。

非平衡プラズマを記述する最も簡単なモデルは衝突、放射過程の詳細に立入らない局所的熱平衡モデル〔2-1〕で、十分高い圧力のアーク放電において実験結果を良く説明している。非常に低い密度においては衝突電離と再結合、あるいは衝突励起と放射による励起解消 (de-excitation) が支配的なコロナモデル〔2-2〕がある。

局所的熱平衡モデルとコロナモデルの中間領域に対して、プラズマ中で起る衝突、放射等の素過程が全体としてつり合っているとした衝突-放射モデルが Bates〔2-3〕らに提案された。また、セシウムプラズマに対して井上〔2-4〕らによって、プラズマを構成している粒子全体としてその発生と消滅がつり合っており、運動量、エネルギーが保存されるとした衝突-放射モデルが研究された。

セシウムプラズマにおいては、基底状態にある原子からの直接電離よりも励起原子からの累積電離のほうが荷電粒子の発生に支配的であり〔2-5〕、励起原子が輸送現象に重要な役割をはたしているけれども井上らの衝突-放射モデルにおいては、共鳴励起状態 6 P への励起断面積が他の励起状態への励起断面積に比べ十分大きいという理由によって、励起原子として共鳴励起原子のみしか考慮されていない。しかし、他の準位の励起原子がプラズマの巨視的性質に影響を与えないだろうかという疑問が残る。そこで励起原子として最低励起準位から数えて 7 番目の励起準位まで考慮された衝突-放射モデルを考え、取

り扱うプラズマの温度や密度の条件によってモデルの中に含まれるべき励起状態の数の目安を与えよう。

## 2-2 衝突、放射過程

非平衡セシウムプラズマ中において、セシウム原子は次の9つの状態のうち1つの状態にあると仮定する。すなわち、基底状態6 S、励起状態6 P、5 D、7 S、7 P、6 D、8 S、8 Pおよび電離状態の9つである。励起状態に対して最低励起状態より1、2、3……7の数字を、基底状態に対してg、電離状態に対してiの記号をそれぞれ与えておく。第2-1図にこれらのエネルギー準位を、その準位の記号とともに示している。これらのエネルギー状態にある原子の密度は関連する衝突、放射過程を介する発生と消滅のつり合いによって決まる。従って、衝突、放射過程の単位時間当たり生起する数を粒子の密度や温度の関数として表わす必要がある。

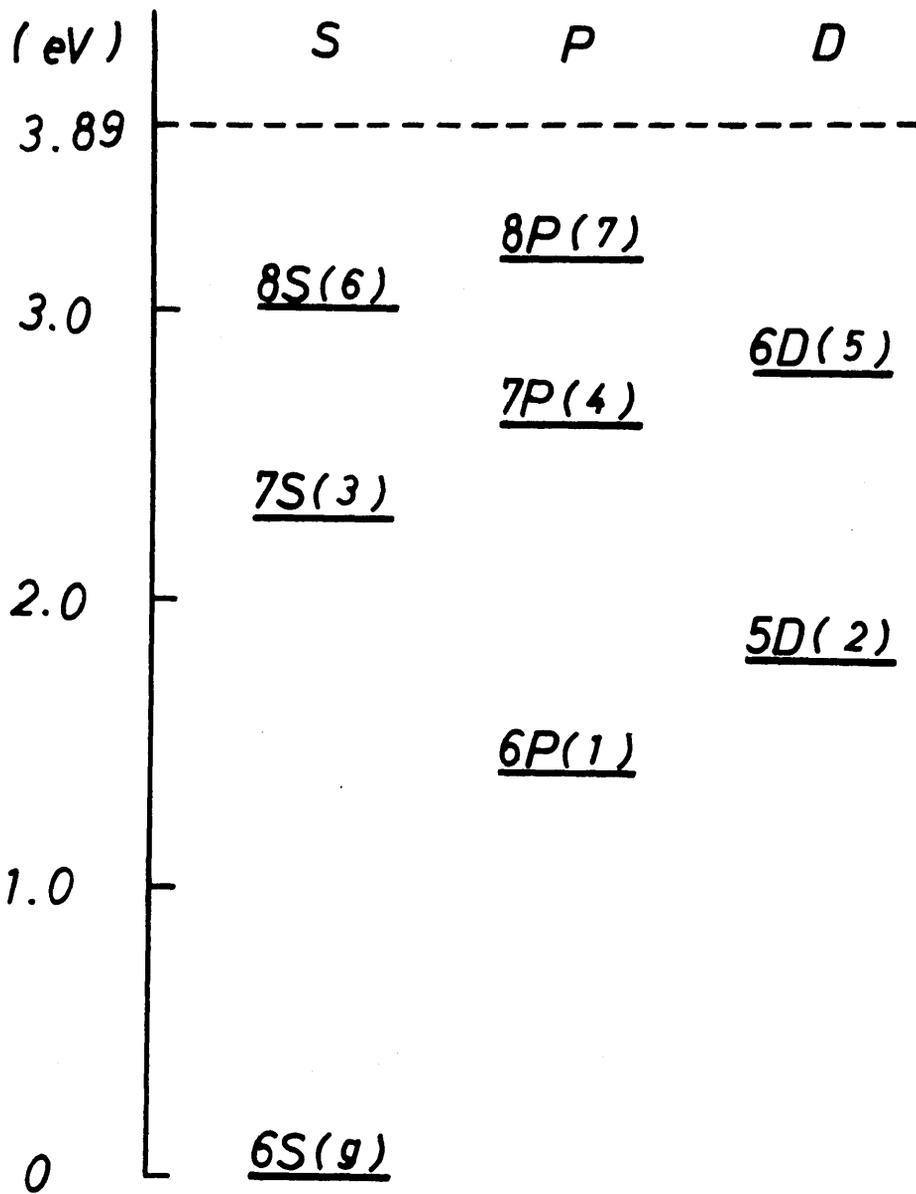
以下、非平衡セシウムプラズマで起る色々な素過程と、その発生の割合について述べる。

### 2-2-1 電離

セシウムプラズマ中では衝突電離機構として、電子と基底状態原子との衝突による直接電離、励起原子との衝突による累積電離、および、励起原子間の衝突による分子状イオンの発生が考えられる、即ち、



ここでCs、Cs\*、Cs<sub>2</sub>\*、Cs<sup>†</sup> および Cs<sub>2</sub><sup>†</sup> はそれぞれセシウムの基底状態原子、励起原子、励起分子、原子状イオンおよび分子状イオンを示す。過程(2-3)による分子状イオンの発生にはほとんどエネルギーを必要としない。しかし熱電子変換器における実験によれば、この過程の断面積は2×10<sup>-17</sup> cm<sup>2</sup>以下〔2-6〕であり、質量分析器による解析からセシウムの圧力が1 torr 以上で電



第2-1図 エネルギー準位図

子のエネルギーが低い時を除けば分子状イオンは無視できることが確かめられている〔2-7〕。

電子と基底状態にある中性原子との衝突により、電子1個当たり単位時間当たり発生する電子-イオン対の数、すなわち、衝突電離周波数  $\nu_{eg1}$  は次の式で与えられる。

$$\nu_{eg1} = N_g \int_{W_i}^{\infty} f_e(W_e) \sigma_{eg1}(W_e) v_e dW_e \quad (2-4)$$

ここで、 $N_g$  は基底状態原子の密度を、 $\sigma_{eg1}(W_e)$  は電子と基底状態原子との衝突によりイオンを発生する衝突電離断面積を、 $f_e(W_e)$  は電子のエネルギー分布関数、 $v_e$  は電子の熱速度、 $W_e$  は電子のエネルギー、 $W_i$  は電離エネルギーを示す。

電子と励起原子との衝突による累積電離の衝突周波数  $\nu_{eji}$  は

$$\nu_{eji} = N_j \int_{W_i - W_j}^{\infty} f_e(W_e) \sigma_{eji}(W_e) v_e dW_e \quad (2-5)$$

ここで、 $N_j$  は  $j$  番目の励起状態にある原子の密度、 $\sigma_{eji}(W_e)$  は  $j$  番目の励起状態からの累積電離の断面積を、 $W_j$  は  $j$  番目の励起状態への励起エネルギーを示す。添字  $j$  は 1 から 7 までの数字をとる。

電離の機構としてこの他に、中性原子間の衝突による熱電離、電離エネルギー以上の光子の吸収による光電離等が考えられる。熱電離周波数  $\nu_{gg1}$  は (2-4) 式において、 $W_i \rightarrow 2W_i$ 、 $v_e \rightarrow \sqrt{2} v_g$ 、 $\sigma_{eg1} \rightarrow \sigma_{gg1}$  とおきかえることにより求められる。ここで、 $v_g$  は中性原子の熱速度、 $\sigma_{gg1}$  は熱電離の断面積を示す。気体温度と電子温度が等しいとして、断面積として第一ボーア半径を持った断面を考えれば

$$\sigma_{gg1} \sim 10^{-2} \sigma_{eg1} \quad (2-6)$$

$$v_g \sim 10^{-2} v_e \quad (2-7)$$

この時、

$$\nu_{gg1} \sim 10^{-5} \nu_{eg1} \quad (2-8)$$

となり、電離度が非常に低い時を除けば熱電離は無視できる。また、光電離の断面積は  $10^{-19} \text{cm}^2$  程度であり〔2-8〕、外部から強力な光源により光の照射をおこなわぬ限り無視される。

## 2-2-2 励起

衝突励起周波数、すなわち、電子と中性原子との衝突により電子1個当たり単位時間当たり  $j$  番目の励起状態へ励起される数  $\nu_{egj}$  は次の式で与えられる。

$$\nu_{egj} = N_g \int_{W_j}^{\infty} f_e(W_e) \sigma_{egj}(W_e) v_e dW_e \quad (2-9)$$

これらの衝突周波数を計算するためにはその過程の断面積の知識が必要となる。しかしながら、直接電離〔2-9〕と共鳴励起状態  $6P$  への励起〔2-10〕とそこからの電離〔2-11〕を除けば、断面積に関する知識は乏しい。そこで Gryzinski〔2-12〕によって提案された電離と励起の断面積を求めるためのモデルを用いて衝突周波数の計算をおこなった。

Gryzinski は非弾性衝突として、原子の最外殻の束縛電子と自由電子との古典的な衝突として取扱うことにより断面積を求めた。光学的に許された遷移に対する Gryzinski の励起断面積は

$$\sigma_{egj}(W_e) = \sigma(W_j, W_i, W_e) - \sigma(W_{j+1}, W_i, W_e) \quad (2-10)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \sigma(W_j, W_i, W_e) &= \frac{\sigma_0}{W_j^2} \frac{W_i}{W_e} \left( \frac{W_e}{W_e + W_i} \right)^{3/2} \times \\ &\left[ \frac{W_j}{W_i} + \frac{2}{3} \left( 1 - \frac{W_j}{2W_e} \right) \ln \left( 2.7 + \left( \frac{W_e - W_j}{W_i} \right)^{1/2} \right) \right] \times \\ &\left( 1 - \frac{W_j}{W_e} \right)^{1 + W_i/(W_i + W_j)} \end{aligned} \quad (2-11)$$

$$\sigma_0 = \pi e^4 = 6.56 \times 10^{-14} \text{ (eV}^2 \text{cm}^2) \quad (2-12)$$

光学的に禁止された遷移に対する励起断面積は

$$\sigma_{egj}(W_e) = \frac{\sigma_0}{W_j^2} \frac{W_{j+1} - W_j}{W_j} g_{\text{exch}} \quad (2-13)$$

ここで、

$$g_{\text{exch}} = \begin{cases} \frac{W_j^2}{(W_e + W_i)(W_e + W_i - W_j)} \frac{W_j(W_e - W_j)}{W_i(W_{j+1} - W_j)} & \text{、もし } W_e < W_{j+1} \\ \frac{W_j^2}{(W_e + W_i)(W_e + W_i - W_j)} \frac{W_j}{W_e + W_i - W_{j+1}} & \text{、もし } W_e > W_{j+1} \end{cases} \quad (2-14)$$

Gryzinski の電離断面積は

$$\sigma_{eji} (W_e) = \sigma (W_i - W_j, W_i - W_j, W_e) \quad (2-15)$$

によって与えられる。

電子のエネルギー分布関数として Maxwell 分布を仮定して、Gryzinski のモデルを用いてセシウムに対して計算した励起確率、すなわち、励起周波数を中性原子密度で割ったもの  $\nu_{egj}/N_g$  を第 2-2 図に、電離確率、すなわち、電離周波数を励起原子密度で割ったもの  $\nu_{eji}/N_j$  を第 2-3 図に電子温度の関数としてそれぞれ示す。励起確率は低いエネルギー状態への励起のほうが高いエネルギー状態への励起より大きい。逆に、電離確率は高いエネルギー状態からの電離のほうが大きい。

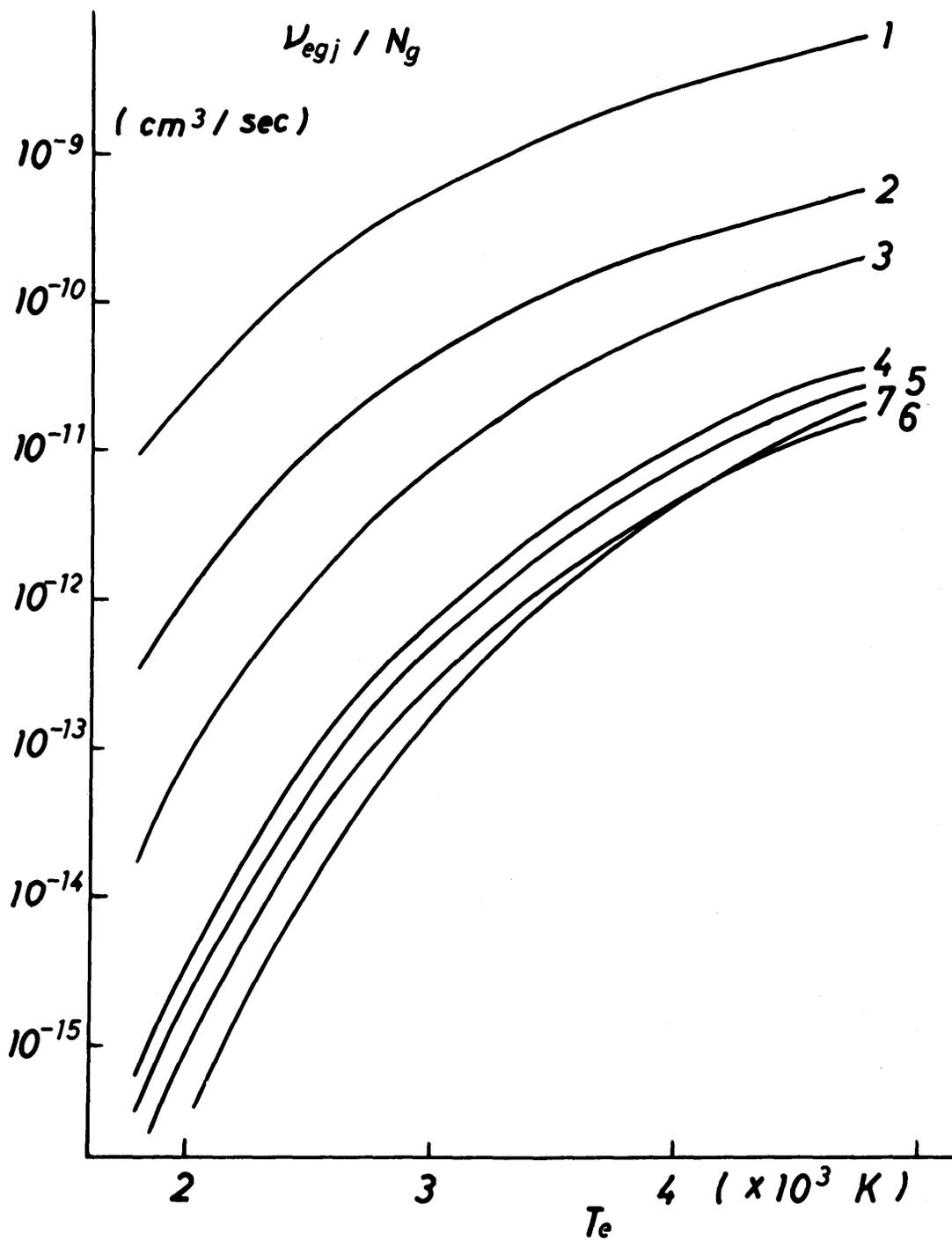
### 2-2-3 再結合

再結合としては、二電子三体再結合、放射再結合および解離再結合が考えられる。即ち、

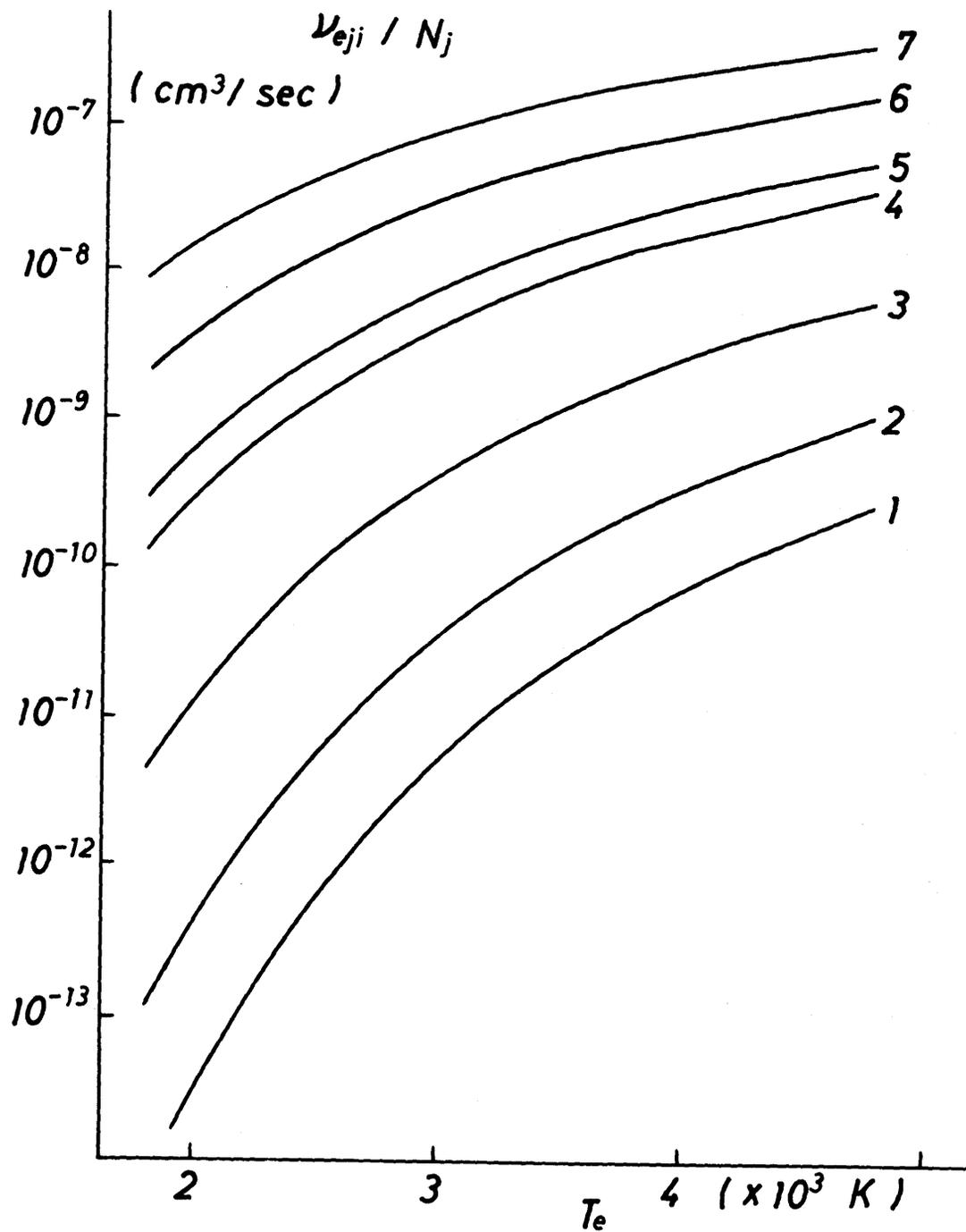


ここで、 $\nu$  は再結合によって放射された光の周波数、 $h$  はプランク定数である。解離再結合係数は他の二つの再結合係数と比べ大きな数値を持つが、前に述べように圧力 1 torr 以下では分子状イオンは無視できる [2-7] のでここでは考えない。

二電子三体再結合係数は熱平衡状態における詳細釣り合いの原理 [2-12] を利用して衝突電離断面積から次のように求められる。即ち、熱平衡状態においては、あるエネルギー状態にある原子と電子との衝突により電離する割合は、二つの電子とイオンとの衝突によりそのエネルギー状態の原子を発生する割合に



第 2 - 2 図 Gryzinski のモデルを用いて計算された  
衝突励起確率



第 2 - 3 図 Gryzinski のモデルを用いて計算された  
衝突電離確率

等しい。

$$N_e N_j \nu_{eji} = N_e^2 N_i \beta_j \quad (2-19)$$

ここで、 $\beta_j$  はj番目の励起原子を作り出す二電子三体再結合係数、 $N_i$ はイオンの密度である。添字jはここでは1から7までの数字か又はgをとる。

一方、熱平衡状態では励起原子の密度はボルツマン分布

$$N_j = N_g \frac{g_j}{g_g} \exp(-W_j/kT_e) \quad (2-20)$$

で与えられ、電子密度はSahaの式〔2-14〕によって与えられる。

$$\frac{N_e N_i}{N_g} = \frac{(2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^2} \exp(-W_i/kT_e) \quad (2-21)$$

ここで、 $g_j$  と  $g_g$  は励起状態jと基底状態の統計的重み、 $m_e$  は電子の質量、 $k$  はボルツマン定数、 $T_e$  は電子温度である。(2-20)、(2-21)式を(2-19)式に代入して $\beta_j$  について解けば

$$\beta_j = \frac{\nu_{eji}}{N_j} \frac{g_j}{g_g} \frac{h^2}{(2\pi m_e k T_e)^{3/2}} \exp\left(\frac{W_i - W_j}{k T_e}\right) \quad (2-22)$$

この再結合係数は熱平衡状態において求められたものである。しかし、再結合係数は系が熱平衡状態にあるかないかに無関係であるから、熱平衡にない系に対しても(2-22)式は適用できる。

放射再結合係数は、量子欠損法を用いて関連する遷移の振動子強度が実測値と良く合うように調整されたNorcrossとStoneによって計算された値〔2-15〕を利用する。彼らは電子温度の数点について計算を行ない、これらの結果は第2-1表に示されている。中間の電子温度に対して、Norcrossらの結果を内挿することにより放射再結合係数 $\alpha_j$ の温度依存性を次のように仮定する。

$T_e$  の単位として絶対温度 $^{\circ}\text{K}$ をとれば

$$\begin{aligned}
\alpha_8 &= 2.6 \times 10^{-12} T_e^{-1} \\
\alpha_1 &= 1.9 \times 10^{-12} T_e^{-1/2} \\
\alpha_2 &= 4.4 \times 10^{-12} T_e^{-1/2} \\
\alpha_3 &= 6.2 \times 10^{-13} T_e^{-1} \\
\alpha_4 &= 5.8 \times 10^{-13} T_e^{-1/2} \\
\alpha_5 &= 9.1 \times 10^{-13} T_e^{-1/2} \\
\alpha_6 &= 3.6 \times 10^{-13} T_e^{-1} \\
\alpha_7 &= 2.7 \times 10^{-13} T_e^{-1/2}
\end{aligned} \tag{2-23}$$

(cm<sup>2</sup>·sec<sup>-1</sup>)

となる。

第 2 - 1 表 放射再結合係数

Level	$\alpha_j (T_e) \times 10^{15} \text{ cm}^2/\text{sec}$					
	$T_e$ (K)	1800	2200	2600	3000	3400
6 S		1.34	1.15	1.01	0.89	0.797
6 P		137	124	114	106	99.9
5 D		322	293	272	255	241
7 S		0.333	0.278	0.239	0.208	0.184
7 P		43.8	39.6	36.4	33.9	31.8
6 D		65.3	60.1	56.1	53.0	50.4
8 S		0.198	0.165	0.140	0.122	0.108

#### 2 - 2 - 4 励起解消 (de-excitation)

励起原子の消滅は、電子との衝突により基底状態へもどる逆励起、光の放射により低いエネルギー状態へ遷移する自然減衰、励起状態からの電離による消滅が考えられる。このうち最後のものは第 2 - 2 - 1 節ですでに述べた。

電子との衝突による逆励起の周波数は

$$\nu_{eig} = N_j \int_0^\infty f_e(W_e) \sigma_{eig}(W_e) v_e dW_e \tag{2-24}$$

ここで、 $\sigma_{e_{ij}}(W_e)$  は逆励起の断面積で、二電子三体再結合係数を求めた時と同様な方法で、詳細釣合の原理を利用して励起断面積より求められる。

$$\sigma_{e_{ij}}(W_e) = \frac{g_g}{g_j} \frac{W_e + W_j}{W_e} \sigma_{e_{ji}}(W_e + W_j) \quad (2-25)$$

### 2-2-5 自然減衰

光の放射により原子のエネルギー状態がj準位からk準位へ遷移するアインシュタインの遷移確率 $A_{jk}$ は振動子強度 $f_{jk}$ と次式によって結ばれている。

$$A_{jk} = \frac{2\pi e^2 g_j}{\epsilon_0 m_e c g_k \lambda_{jk}^2} f_{jk} \quad (2-26)$$

ここで、 $\epsilon_0$ は真空中の誘電率、 $\lambda_{jk}$ は遷移によって放出された光の波長、 $c$ は光速である。振動子強度は、Stone〔2-16〕により波動関数として中心対称なポテンシャルを持った一つの電子のSchrödinger方程式の数値解を用いてマトリックス要素より計算された値を用いる。第2-2表にStoneの振動子強度と(2-26)式によって計算された遷移確率を示す。

一度放射された光は、一部途中でセシウム原子に吸収され、原子を励起してプラズマの外部に達しない。このような自己吸収のため、遷移確率 $A_{jk}$ で示される割合で励起原子が消滅するわけではなく、自己吸収の大きさを表わす透過確率 $P_{jk}$ と遷移確率の積により自然減衰の割合が決まる。

セシウムの透過確率については、押谷ら〔2-17〕によって詳しく述べられている。即ち一般に放射された光子が吸収されずに距離 $r$ だけ伝わる確率 $P(r)$ は、吸収係数 $k(\nu)$ と放射された光のスペクトル分布 $I(\nu)$ より

$$P(r) = \int I(\nu) \exp\{-k(\nu)r\} d\nu \quad (2-27)$$

ドップラー効果について吸収係数〔2-18〕は

$$k(\nu) = k_0 \exp\left\{-\left(Mc^2/2RT_e\right)(\nu - \nu_0)^2/\nu_0^2\right\} \quad (2-28)$$

ここで $k_0$ は中心振動数 $\nu_0$ における吸収係数、 $M$ は原子量、 $R$ は気体定数、 $\nu$ は光の振動数である。中心振動数における吸収係数 $k_0$ は

第2-2表 振動子強度と遷移確率

j	k	$\lambda_{jk}(\text{\AA})$	$f_{jk}$	$A_{jk}$
6 P <sub>1/2</sub>	6 S <sub>1/2</sub>	8944	3.94X10 <sup>-1</sup>	3.27X10 <sup>7</sup>
6 P <sub>3/2</sub>	"	8521	8.14X10 <sup>-1</sup>	3.73X10 <sup>7</sup>
5 D <sub>3/2</sub>	6 P <sub>1/2</sub>	30100	2.51X10 <sup>-1</sup>	9.21X10 <sup>5</sup>
"	6 P <sub>3/2</sub>	36139	2.11X10 <sup>-2</sup>	1.07X10 <sup>5</sup>
5 D <sub>5/2</sub>	"	34892	2.04X10 <sup>-1</sup>	7.4810X <sup>5</sup>
7 S <sub>1/2</sub>	6 P <sub>1/2</sub>	13589	1.71X10 <sup>-1</sup>	6.18X10 <sup>6</sup>
"	6 P <sub>3/2</sub>	14695	2.08X10 <sup>-1</sup>	1.28X10 <sup>7</sup>
7 P <sub>1/2</sub>	6 S <sub>1/2</sub>	4593	2.84X10 <sup>-3</sup>	8.95X10 <sup>5</sup>
7 P <sub>3/2</sub>	"	4555	1.74X10 <sup>-2</sup>	2.79X10 <sup>6</sup>
7 P <sub>1/2</sub>	7 P <sub>1/2</sub>	30958	5.56X10 <sup>-2</sup>	3.86X10 <sup>6</sup>
7 P <sub>3/2</sub>	"	29316	1.11X10 <sup>-1</sup>	4.31X10 <sup>6</sup>
6 D <sub>3/2</sub>	6 P <sub>1/2</sub>	8761	2.98X10 <sup>-1</sup>	1.29X10 <sup>7</sup>
"	6 P <sub>3/2</sub>	9209	3.97X10 <sup>-2</sup>	3.11X10 <sup>6</sup>
6 D <sub>5/2</sub>	6 P <sub>1/2</sub>	9127	3.33X10 <sup>-1</sup>	8.76X10 <sup>6</sup>
6 D <sub>3/2</sub>	7 P <sub>1/2</sub>	121471	3.27X10 <sup>-1</sup>	7.39X10 <sup>4</sup>
"	7 P <sub>3/2</sub>	155707	3.20X10 <sup>-2</sup>	8.79X10 <sup>-3</sup>
6 D <sub>5/2</sub>	7 P <sub>1/2</sub>	115449	3.09X10 <sup>-1</sup>	5.15X10 <sup>4</sup>
8 S <sub>1/2</sub>	6 P <sub>1/2</sub>	7609	2.02X10 <sup>-2</sup>	2.33X10 <sup>6</sup>
"	6 P <sub>3/2</sub>	7944	2.04X10 <sup>-2</sup>	4.03X10 <sup>6</sup>
"	7 P <sub>1/2</sub>	39192	2.97X10 <sup>-1</sup>	1.29X10 <sup>6</sup>
"	7 P <sub>3/2</sub>	42185	3.33X10 <sup>-1</sup>	2.49X10 <sup>6</sup>
8 P <sub>1/2</sub>	6 S <sub>1/2</sub>	3888	3.17X10 <sup>4</sup>	1.39X10 <sup>5</sup>
8 P <sub>3/2</sub>	"	3876	3.49X10 <sup>-3</sup>	7.74X10 <sup>5</sup>
8 P <sub>1/2</sub>	7 S <sub>1/2</sub>	13940	5.16X10 <sup>-3</sup>	1.77X10 <sup>5</sup>
8 P <sub>3/2</sub>	"	13781	2.56X10 <sup>-2</sup>	4.48X10 <sup>5</sup>

$$k_0 = \frac{\lambda_0^2 N_j A_{jk}}{8 \pi g_k \pi^{1/2} v_g} \quad (2-29)$$

ただし、 $\lambda_0$  は中心波長、 $v_g$  は原子の平均速度。Holstein [2-19]によって、 $I(\nu)$  と  $k(\nu)$  の比列関係を仮定して、 $\int I(\nu) d\nu = 1$  の関係を用いて  $P(\nu)$  の式として次式が得られた。

$$P(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\pi^{1/2}} \exp(-x^2 - k_0 r e^{-x^2}) dx \quad (2-30)$$

ただし、

$$x = \left\{ (\nu - \nu_0) / \nu_0 \right\} (Mc^2 / 2 R T_e)^{1/2} \quad (2-31)$$

特に  $k_0 r \gg 1$  の場合は

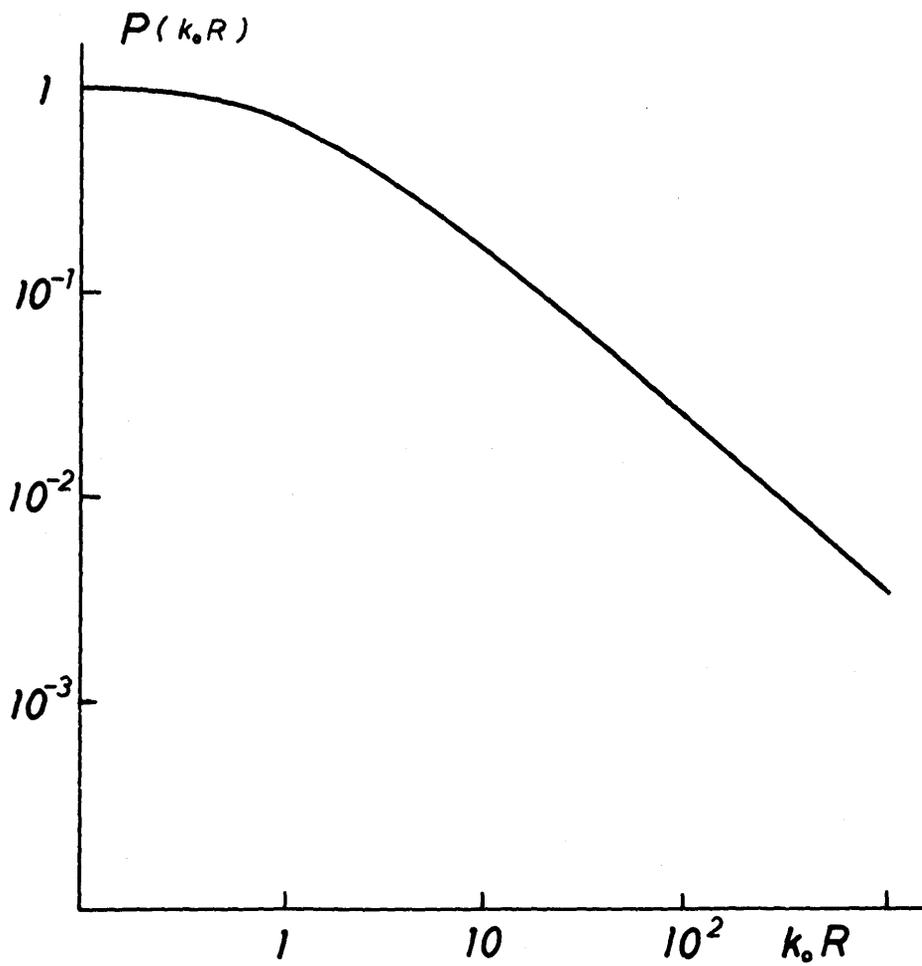
$$P(r) = 1 / k_0 r (\pi \ln k_0 r)^{1/2} \quad (2-32)$$

さて、 $P(r)$  から透過確率  $P_{jk}$  を計算することは Breton [2-20] らによって行なわれている。ここでは光源の形状および寸法も考慮に入れられ、 $P_{jk}$  が  $k_0 R$  の関数として表わされている。これを参考のため策 2-4 図に示す。ここで  $R$  はプラズマの半径である。

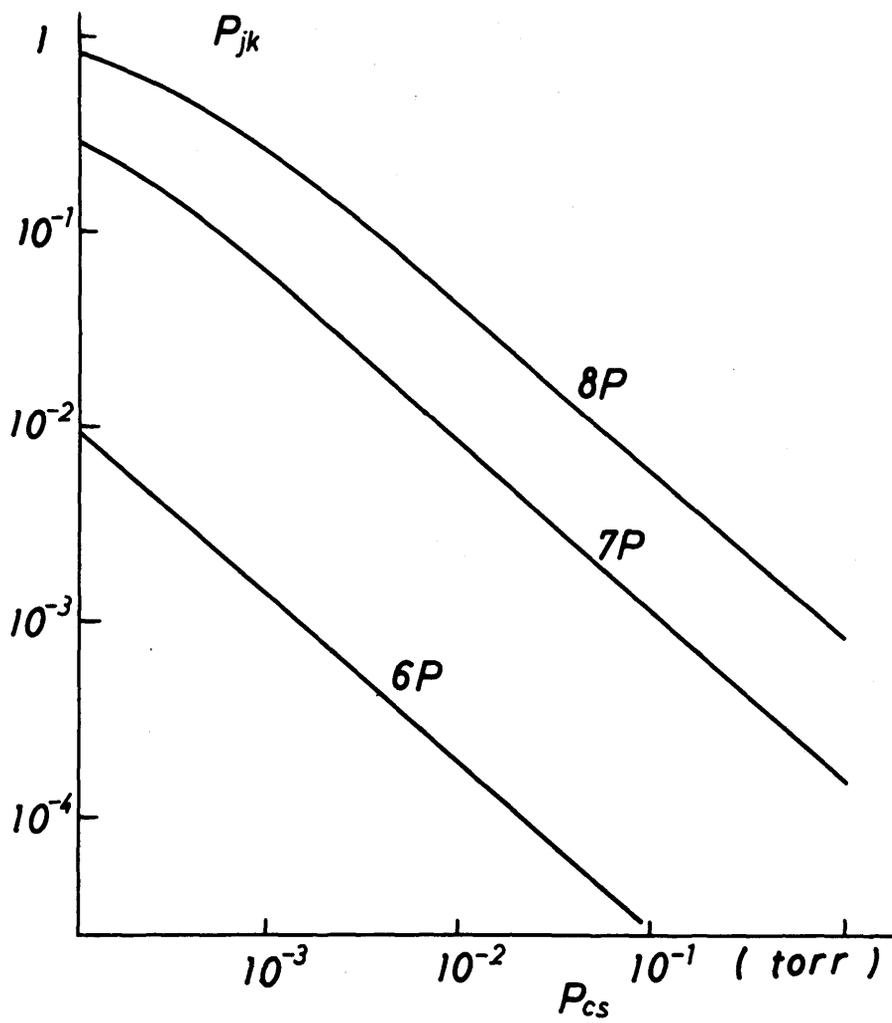
基底状態原子の密度は励起原子密度に比べ十分大きいので、基底状態への遷移以外の遷移による光の自己吸収はほとんどなく、透過確率は 1 とみなしてよい。また、基底状態への遷移による光の透過確率は (2-29) と第 2-4 図の理論曲線を用いて計算される。 $R = 1.2 \text{ cm}$  として計算された  $P_{jk}$  を第 2-5 図に示す。

## 2-2-6 拡散

荷電粒子の損失は再結合の他に、半径方向及び軸方向への拡散による損失があるが、十分長い円柱プラズマを考えているので軸方向への拡散は無視できる。拡散により電子 1 個当り単位時間当りの損失の割合は、拡散時間  $\tau$  の逆数



第 2 - 4 図 透過確率の理論曲線



第2-5図 透過確率とセシウム蒸気圧の関係

で表わされ、密度が高い時には両極性拡散でおこなわれ  $T_e \gg T_i$  として次のようになる。

$$\frac{1}{\tau} = \left( \frac{2.4}{R} \right)^2 \frac{\mu_i k T_e}{e} \quad (2-33)$$

ここに、 $\mu_i$  はイオンの移動度、 $R$  は管の半径である。セシウムイオンの移動度は Chanin [2-21] らによってパルス放電により作られたイオンのドリフト空間における移動速度から原子状および分子状イオンに対して測定されている。 $R = 1.2 \text{ cm}$  として、Chanin らの原子状イオンに対する実測値を用いて

$$1/\tau = 6.9 \times 10^{14} T_e / N_g \text{ (sec}^{-1}\text{)} \quad (2-34)$$

また、圧力  $P_{cs} < 10^{-4} \text{ torr}$  のときには自由拡散がおこなわれ  $1/\tau$  は次式で置きかえられる [2-22]。

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2}{R} \left( \frac{2 k T_e}{m_g} \right)^{1/2} \quad (2-35)$$

ここで、 $m_g$  はセシウムイオンまたは原子の質量である。

### 2-3 生起率方程式

プラズマの構成粒子である電子、イオンおよび原子の密度は、第2-2節で述べた非平衡セシウムプラズマ中における各種の衝突、放射過程にもとづく粒子の発生と消滅のつり合いにより求められる。ここでは準中性プラズマを仮定して  $N_e = N_i$  とする。

電子あるいはイオンの生起率方程式は、衝突による直接電離と累積電離による電子-イオン対の発生割合と、放射再結合、二電子三体再結合および拡散による消滅の割合が等しいとおくことにより求められる。即ち、

$$N_e \sum_k (\nu_{ek} - N_e \alpha_k - N_e^2 \beta_k) - N_e / \tau = 0 \quad (2-36)$$

ここで、 $k$  に関する和は1から7までの数字および  $g$  をとる。励起原子に対する生起率方程式は、電子と中性原子との衝突による励起、上位エネルギー準位から光の放射によりこの準位への遷移および再結合による励起原子の発生の割

合と、電子衝突による逆励起、励起状態からの電離および光の放射により下位準位への遷移による消滅が等しいとして求められる。

$$N_e (\nu_{egj} + N_e \alpha_j + N_e^2 \beta_j - \nu_{eji} - \nu_{eg}) + \sum_{k>j} N_k A_{kj} P_{kj} - \sum_{k<j} N_j A_{jk} P_{jk} = 0 \quad (2-37)$$

ここで、添字  $j$  は 1 から 7 までの数字をとり (2-37) 式と同じ形の 7 つの方程式が存在する。基底状態にある原子は、電子と励起原子の衝突による逆励起、放射再結合、二電子三体再結合および光の放射により励起状態から基底状態への遷移によって、発生し、衝突による励起と直接電離により消滅する。

$$N_e \sum_k (\nu_{ekg} - \nu_{egk}) - N_e (N_e \alpha_g + N_e^2 \beta_g - \nu_{eg}) + \sum_k N_k A_{kg} P_{kg} = 0 \quad (2-38)$$

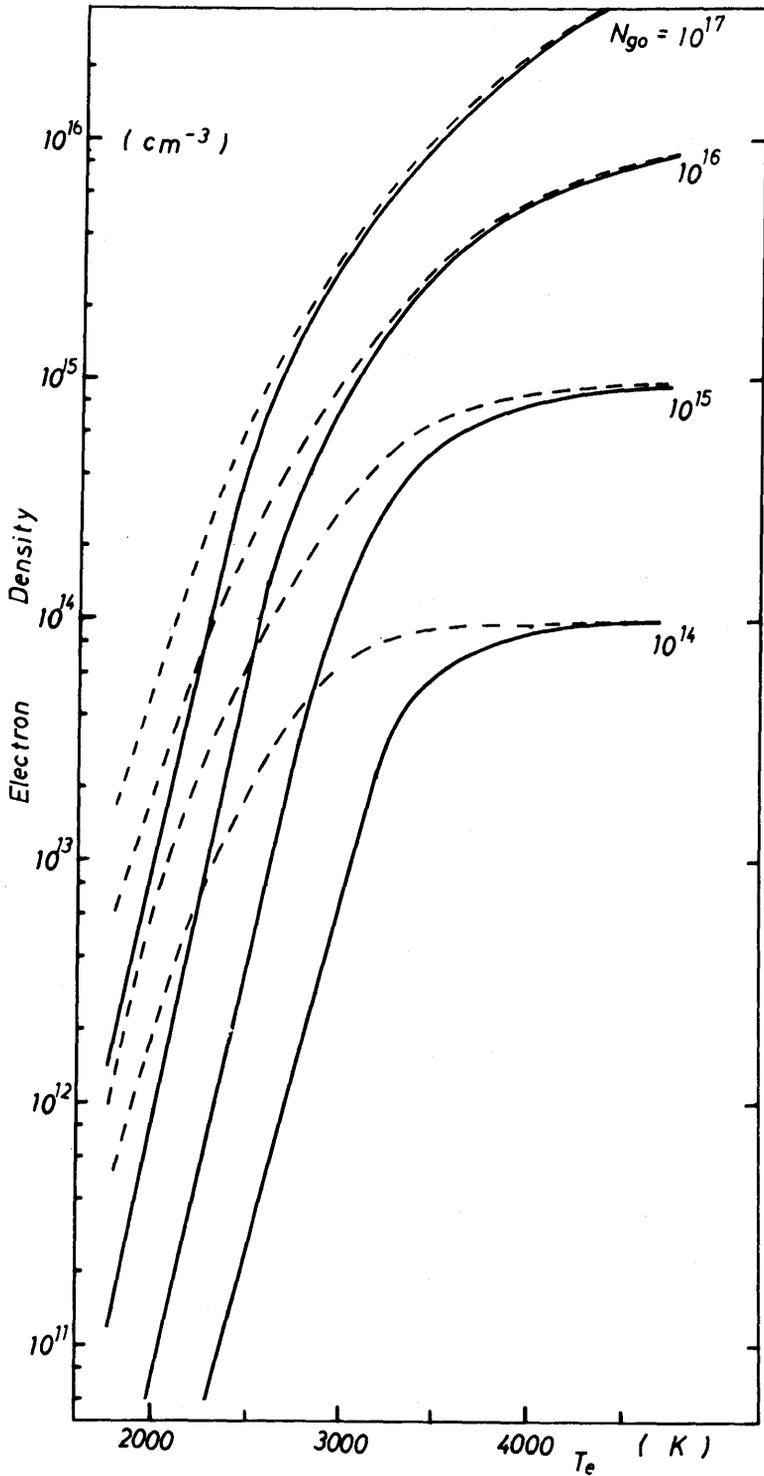
また、初期セシウム原子密度  $N_{g_0}$  は他の粒子の密度と次の関係がある。

$$N_{g_0} = N_e + N_g + \sum_j N_j \quad (2-39)$$

各種衝突周波数や再結合係数は、第 2-2 節ですでに温度や密度の関数として与えられているので、初期原子密度  $N_{g_0}$  をパラメーターにして方程式 (2-36) から (2-39) の 10 個の式を同時に解くことにより電子密度を電子温度の関数として求めることができる。

策 2-6 図に、プラズマの半径  $R=1.2\text{cm}$  として電子計算機により数値計算された電子密度を電子温度の関数として示す。実線は上で述べたモデルから計算された電子密度で破線は Saha の式 (2-21) から計算されたものである。ここで、パラメーターは初期原子密度  $N_{g_0}$  を示す。温度や圧力の高い時には衝突-放射モデルから計算された電子密度は Saha の式に近づくが、温度や圧力が低くなると Saha の式より求めた値より小さくなる。

セシウム原子の励起状態として、取扱っているプラズマの温度や密度の条件により、考慮に入れなければならぬ励起状態の数の目安を与えるために、励起状態の数が異なるいくつかのモデルを考えた。励起状態として最低励起準位から数えて 7、5、3、1 つの励起状態を含む衝突-放射モデルにより上で述べたと同様な計算により求めた電子密度を第 2-3 表に示す。温度や初期原子密



第 2 - 6 図 衝突-放射モデルにより計算された  
電子密度と電子温度の関係

度が高いときには、モデルに含まれる励起状態の数に無関係に電子密度はほぼ一定の値を示すが、温度や密度が低いときには、考慮された励起状態の数が少ないほど小さな値を示す。

第2-3表 励起状態の数が異なるいくつかの衝突-放射モデル  
によって計算された電子密度

$N_g$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e$ (K)	Electron densities ( $\text{cm}^{-3}$ )			
		1	3	5	7
$10^{14}$	1800	$3.4 \times 10^8$	$1.2 \times 10^9$	$2.4 \times 10^9$	$2.7 \times 10^9$
	2400	$3.8 \times 10^{10}$	$8.1 \times 10^{10}$	$1.2 \times 10^{11}$	$1.3 \times 10^{11}$
	3000	$4.2 \times 10^{12}$	$5.3 \times 10^{12}$	$6.0 \times 10^{12}$	$6.2 \times 10^{12}$
	3600	$6.3 \times 10^{13}$	$6.5 \times 10^{13}$	$6.7 \times 10^{13}$	$6.7 \times 10^{13}$
	4200	$9.2 \times 10^{13}$	$9.2 \times 10^{13}$	$9.2 \times 10^{13}$	$9.2 \times 10^{13}$
$10^{16}$	1800	$3.2 \times 10^{10}$	$6.8 \times 10^{10}$	$9.7 \times 10^{10}$	$1.1 \times 10^{11}$
	2400	$1.3 \times 10^{13}$	$1.9 \times 10^{13}$	$2.4 \times 10^{13}$	$2.5 \times 10^{13}$
	3000	$7.6 \times 10^{14}$	$7.7 \times 10^{14}$	$7.8 \times 10^{14}$	$7.8 \times 10^{14}$
	3600	$3.2 \times 10^{15}$	$3.2 \times 10^{15}$	$3.2 \times 10^{15}$	$3.2 \times 10^{15}$
	4200	$6.3 \times 10^{15}$	$6.3 \times 10^{15}$	$6.3 \times 10^{15}$	$6.3 \times 10^{15}$

#### 2-4 討論と結言

非平衡セシウムプラズマ中で起る色々な衝突、放射過程について詳しく調べられ、その結果にもとづく衝突-放射モデルによって発生と消滅のつり合いから電子密度が求められた。〔2-23〕

ここでは、励起状態として最低励起準位より数えて7つの励起状態を考えた。7番目の励起状態より上に存在するエネルギー状態に励起された原子は、この励起状態からの電離エネルギーは0.3 eV以下であり、電離断面積はここで考えた7つの励起状態からのそれに比べ非常に大きいので、高い確率で電離される。従って、高いエネルギー状態にある励起原子は電離状態にあると考えられ、最初の7つの励起準位よりも上に励起された励起原子はここでは考えない。実際、6つの励起状態を含むモデルにより計算された電子密度は7つの

励起状態を考慮して計算された値とほぼ同じ値を示すことから、7つの励起状態を考えれば十分であることがわかる。

電子と励起原子との衝突による励起準位間の遷移はここでは無視した。衝突による励起準位間の遷移の割合は、電子と基底状態原子との衝突による励起の割合に比べ十分小さいし、セシウムの励起準位間のエネルギーは0.4 eV以下でありj準位からk準位への衝突による遷移はk準位からj準位への衝突による遷移により互いに打ち消し合って、ほとんど影響を与えないと考えられる。

第2-6図により、電子温度が低いほど衝突-放射モデルから求めた電子密度はSahaの式より求めた値より小さく、また、原子密度が低いほど熱平衡からのずれが大きい。これは、温度や密度が低くなると放射と拡散による損失が増え、衝突過程によって保たれていた熱平衡状態からずれて電子密度が減少するためである。実際、拡散と放射過程を無視して衝突過程のみを考慮に入れて前節と同様な方法で電子密度を計算すると、すべての圧力や温度に対してSahaの式より求めた値とほとんど同じになる。

セシウムの励起状態として考慮された数が異なるモデルによって計算された電子密度は第2-3表に示されており、温度や密度の高いときには、考慮された励起状態の数によらずほぼ一定の値を示し、最低励起状態6Pの励起原子のみを考えれば十分である。しかし電子温度や圧力が低いとき、たとえば、初期中性原子密度 $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度 $1800^\circ \text{ K}$ のとき、7つの励起状態を考慮して計算された電子密度は共鳴励起状態のみを考えた場合の8倍も大きな値を示す。共鳴励起状態への衝突励起確率、あるいは、励起周波数は、第2-2図に示すように他の励起状態への励起確率に比べ非常に大きいので、共鳴状態の励起原子密度は他の状態の励起原子密度に比べ大きな値を持つ。一方、励起原子と電子との衝突による累積電離確率は、第2-3図に示すように高いエネルギー状態にある励起原子からの電離のほうが低いエネルギー状態にある原子からの電離に比べ大きい。励起原子を介しておこなう累積電離の割合は励起確率と電離確率の積によって決まるので、単に励起確率が小さいからといって必ずしもその励起原子の寄与を無視することができない。

電子衝突による励起断面積は励起エネルギーより少し大きなエネルギーを持った電子に対して非常に大きな値を持っている。もし電子温度が低ければ、電子のエネルギー分布のうち尾の部分の大きなエネルギーを持った電子によって励起が行なわれ、高いエネルギー状態への励起に関与する電子の数は低いエネルギー状態への励起に関与する電子の数に比べあまり少なくない。従って高いエネルギー状態の励起原子も無視することができない。しかし電子温度が高くなると、低いエネルギー状態への励起に関与する電子の数は高い状態へのそれに比べずっと増えるので、低いエネルギー状態にある励起原子を介しての累積電離が支配的になり考慮すべき励起状態の数は少なくて良い。また、圧力が高くなると衝突が頻繁におこり、拡散や放射による損失が無視できて熱平衡状態に近づくので、考慮すべき励起原子の数は同様に少なくて良い。

ここでは電子密度の計算結果と実測との比較は行なわなかった。セシウム放電管の陽光柱における電子密度の測定は行なわれているが、特に放電々流密度の小さい領域の陽光柱においては、壁の条件や電子エネルギー分布関数が我々の仮定と異なっていることが予想される。また、放電々流に対する電子密度の依存性は考慮していない。従って、我々の考えたモデルは放電々流密度の小さい陽光柱プラズマよりもむしろ、MHD 発電や熱電子発電に用いられる熱平衡状態からあまりずれていない非平衡プラズマに対して適用できるものと思われる。

## 参 照 文 献

- [2-1] A. Unsold: Physik der Sternatmosphären, Spring Verlag (1955).
- [2-2] R. Wilson: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 2 (1962) 477.
- [2-3] D. R. Bates, F. R. S. A. E. Kingston & R. W. P. McWhirter: Proc. Roy. Soc. A267 (1962) 297.
- [2-4] 井上 坦、押谷克己、奥田孝美、山本賢三：  
電気学会誌 89 (1969) 711.
- [2-5] W. R. Nottingham: Thermionic Conversion Specialist Conference, Gatlinburg, Tennessee (1963).
- [2-6] A. G. F. Kniazzezh & E. N. Carabateas: Thermionic Conversion Specialist Conference, San Diego, California (1969).
- [2-7] H. L. Witting: J. Appl. Phys. 40 (1969) 236.
- [2-8] G. V. Marr & D. M. Greek: Proc. Roy. Soc. A304 (1968) 233.
- [2-9] H. Heil & B. W. Scott: Phys. Rev. 145 (1966) 279.
- [2-10] I. P. Zapesochnyi & L. L. Simon: Optics Spectrosc. 19 (1965) 480, 20 (1966) 753.
- [2-11] J. W. Sheldon & J. V. Dugan: J. Appl. Phys. 36 (1965) 650.
- [2-12] M. Gryzinski: Phys. Rev. 19 (1965) A 336.
- [2-13] O. Klein & Rossenland: Z. Phys. 4 (1921) 46.
- [2-14] A. von Engel. Ionized Gases, Clarendon Press, London (1965).
- [2-15] D. W. Norcross & P. M. Stone: J. Quant. Spectrosc.

- Radiat. Transfer 6 (1966) 277.
- [2-16] P. M. Stone: Phys. Rev. 127 (1962) 1151.
- [2-17] 押谷克己、井上 坦、奥田孝美、山本賢三：  
電気学会誌 89 (1969) 721.
- [2-18] A. C. G. Mitchell & M. W. Zemansky: Resonance Radiation and Excited Atom, Cambridge Press, London (1961).
- [2-19] T. Holstein: Phys. Rev. 72 (1947) 1212.
- [2-20] C. Breton & J. Schwob: CR Acad. Sci. 260 (1965) 461.
- [2-21] L. M. Chanin & R. D. Steen: Phys. Rev. 132 (1963) 2554.
- [2-22] F. W. Crawford: J. Appl. Phys. 33 (1962) 20.
- [2-23] 山田諄、奥田孝美：電磁流体力学シンポジウム、1973年。

## 第3章 弱電離セシウムプラズマのインピーダンス

### 3-1 緒言

弱電離プラズマに交流電界を印加したとき、プラズマを構成している粒子の密度、速度、温度等が摂動をうけプラズマ中に交流電流が流れる。もし加えた交流電界の振幅が放電を維持するのに必要な直流電界に比べ十分小さければ、交流電流は印加電界の振幅に比例する。この電流と電圧の比によって交流の導電率、またはインピーダンスが定義される。

プラズマの後述するように定義されたインピーダンスの簡単な公式として、印加された交流電界により電子の速度のみが摂動をうけたと仮定して Eccles [3-1] によって誘導された。従って、この公式は温度や密度が一定のときのみ正しい。イオンは静止していて電流には寄与しないとして、電子の運動方程式からインピーダンスは次式で与えられる。

$$Z_0 = \frac{m_e}{e^2 N_e} (j\omega + \nu_e) \quad (3-1)$$

ここで、 $\nu_e$  は電子の運動量輸送衝突周波数でエネルギーに依存しないと仮定している、 $\omega$  は印加電界の角周波数である。周波数が十分高くなると温度や密度の摂動は印加された交流電界に追従できなくなるので、この公式は周波数の十分高い領域、すなわち、マイクロ波領域においては実測と良く一致することが既に確かめられ、マイクロ波によりプラズマの電子密度を測定するときの基礎的な関係式として用いられている。

しかし、もっとも低い周波数領域において (3-1) 式が正しいかどうかという疑問が起ってくる。実際、多くの人々によりもっと厳密な公式が求められている。即ち、高気圧アークプラズマ中で観測されたインピーダンスの周波数依存性を説明するため Weizel [3-2] らは電子のエネルギー平衡式に注目してインピーダンスを導いた。彼らは電子密度と温度の摂動について考え、速度は移動度を用いて表わし速度の摂動については考えなかった。Yussuf

〔3-3〕らは、両極性拡散が支配的な様な中間の圧力に対して電子温度の摂動により引き起こされる電子密度の変動を考えた連続の式からインピーダンスを計算した。

低気圧プラズマに対して、Crawford〔3-4〕は電子の密度と速度の摂動を考え、連続の式、運動の式より次のインピーダンスの公式を求めた。

$$Z = \frac{m_e (j\omega + \nu_e)}{e^2 N_e} \frac{j\omega}{j\omega + b} \quad (3-2)$$

ここで、 $b$  は壁への損失の割合を表わす係数で

$$b = \frac{2}{R} \left( \frac{k T_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (3-3)$$

によって与えられる。Crawford のモデルはかなり良い近似ではあるけれども、我々の実験結果を説明するには不十分であるし、電子温度の摂動が無視されているので厳密な解ではない。 $b$  に対するより正確な形が、低気圧プラズマ柱における解析によって Parker〔3-5〕、Ecker〔3-6〕らによって研究された。

Hatta〔3-7〕らは、アルゴンプラズマの陽光柱における実験結果を説明するため、電子の密度、速度および温度の摂動を考えてインピーダンスを計算した。彼らは、エネルギー損失を損失係数 $\kappa$ で表わし、衝突断面積のエネルギー依存性を単純な形で仮定している。また、励起原子の影響については考慮していない。しかし、セシウムのように電離電圧が低く励起断面積が大きな気体においては、電子の密度、速度、温度ばかりでなく励起原子密度の摂動が電子のエネルギー損失、従ってインピーダンスに大きく寄与していることが予想される。即ち従来の方法ではセシウムの実験結果を説明することができない。

ここでは、前章で考えた種々の衝突、放射過程を考慮した流体力学の基本式から出発して放電を維持するのに必要な直流電界に小振幅の交流電界を加えたとき、電子の密度、速度、温度および励起原子密度が摂動をうけるとし、小振

幅の仮定により方程式を線形化し、交流の電界と電流の比よりインピーダンスを求める。さらに、セシウム放電管の陽光性におけるインピーダンスを測定し計算値との比較をおこなう。

### 3-2 基本式

ここで考えているプラズマの電子の平均自由行程は容器の寸法に比べ十分小さいので、流体力学の基本式、すなわち、連続の式、運動方程式およびエネルギー平衡式から出発する。非平衡セシウムプラズマ中で起る種々の衝突、放射過程としては、すでに第2-2節で述べたように、衝突による直接電離、累積電離、二電子三体再結合、放射再結合、衝突励起、逆励起、光の放射による遷移および半径方向への拡散を考える。第2章において励起状態として7つの状態を考えた。しかし、共鳴励起状態への励起確率は他の状態への励起確率に比べ非常に大きいし、前章の計算結果によれば電子温度や原子密度が比較的高いときには共鳴励起状態6Pのみを考えれば十分であることが確かめられているので、ここでは簡単のため励起状態として6P状態のみを考える。

プラズマ内諸量の摂動分は場所的に一様であると仮定する。すなわち、波の伝搬現象については考えない、従ってすべての量の空間微分は無視する。準中性プラズマを考え $N_e = N_i$ 、磁場は存在しないとして、電子、励起原子および基底状態原子に対する連続の式はそれぞれ次式によって与えられる〔3-8〕。

$$\begin{aligned} \partial N_e / \partial t = & N_e \nu_{egi} + N_e \nu_{exi} - N_e^3 \beta \\ & - N_e^2 \alpha - N_e / \tau \end{aligned} \quad (3-4)$$

$$\begin{aligned} \partial N_x / \partial t = & N_e \nu_{egx} + N_e^2 \alpha - N_e \nu_{exg} \\ & - N_e \nu_{exi} - N_x A_{xg} P_{xg} \end{aligned} \quad (3-5)$$

$$\begin{aligned} \partial N_g / \partial t = & N_e \nu_{exg} + N_e^3 \beta + N_x A_{xg} P_{xg} \\ & + N_e / \tau - N_e \nu_{egi} - N_e \nu_{egx} \end{aligned} \quad (3-6)$$

ここに、添字 $x$  は共鳴励起状態を示す。放射再結合としては共鳴励起状態への再結合を、二電子三体再結合として基底状態への再結合を考え、再結合係数の添字を省略した。その他の記号は第2章と同じ記号を用いた。さらに、初期中性原子密度 $N_{g_0}$  と電子、励起原子および基底状態原子の密度との間に次の関係がある。

$$N_{g_0} = N_e + N_x + N_g \quad (3-7)$$

従って、電子、励起原子および基底状態原子に対する上の三つの連続の式は互いに独立ではなく、(3-7)式を用いて(3-4)と(3-5)式から(3-6)式を導くことができる。

非平衡プラズマに外部より電気的入力電界を通じて加えられると、電子やイオンは電界により加速され運動量やエネルギーを得る。電子の移動速度は電子が電界から得た運動量と中性原子やイオンとの弾性衝突により失う運動量とのつり合いによって決まる。プラズマを流れる電流は荷電粒子密度とその移動速度によって決まるが、これらは温度の関数として求められるので温度を決めるエネルギー平衡式が必要となる。電流密度と電界の積で表わされる電気的入力と各種の衝突、放射過程で失われる正味のエネルギー損失との間にエネルギー平衡が成り立つ。

イオンは電子に比べ質量が大きいので、 $m_i / m_e \gg 10^4$ 、イオンは静止しており、電流には寄与しないととして、電子に対する運動方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \partial(N_e v_e) / \partial t + eEN_e / m_e \\ = -N_e (\nu_{eg} + \nu_{ex} + \nu_{ei}) v_e \end{aligned} \quad (3-8)$$

ここに、 $v_e$  は電子の移動速度、 $E$  は電界、 $\nu_{eg}$ 、 $\nu_{ex}$  および $\nu_{ei}$  はそれぞれ基底状態原子、励起原子およびイオンに対する電子の運動量輸送衝突周波数である。イオンや中性原子の温度は電子温度に比べ十分低いとして、電子に対するエネルギー平衡式は

$$\begin{aligned}
\partial(N_e W_e) / \partial t + eEN_e v_e = & \\
& - (2m_e / m_g) N_e W_e (\nu_{eg} + \nu_{ex} + \nu_{ei}) \\
& - N_e \nu_{egi} W_i - N_e \nu_{exi} (W_i - W_x) \\
& - N_e \nu_{egx} W_x \\
& + N_e \nu_{exg} W_x - N_e W_i \quad (3-9)
\end{aligned}$$

となる。ここに、 $W_i$  は壁損失を示す。さらに、電流を決める式が必要になる

$$J = -eN_e v_e \quad (3-10)$$

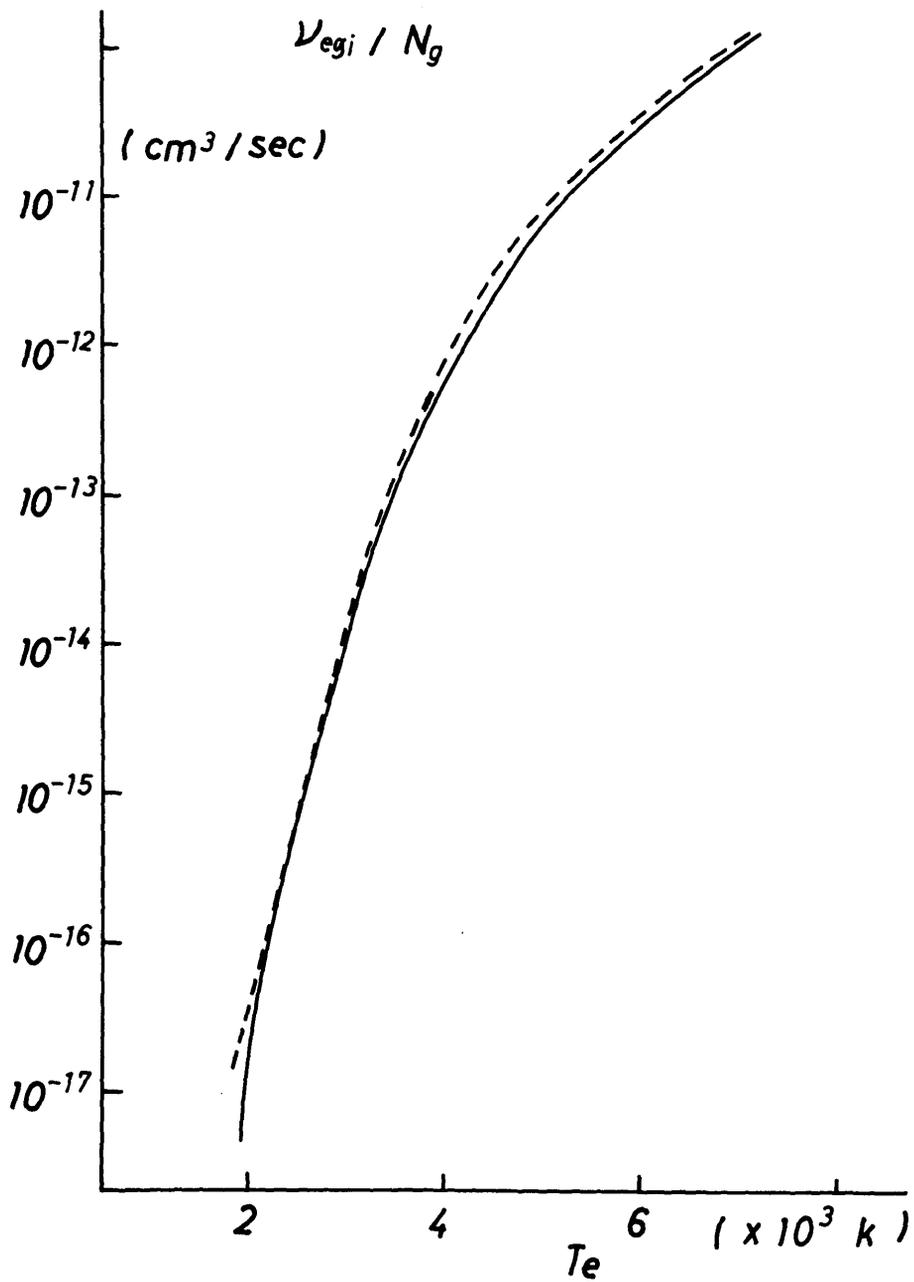
### 3-3 衝突周波数と再結合係数

衝突周波数や再結合係数は、既に第2-2節において、Gryzinskiのモデルや詳細釣合の原理を利用して著者によって計算されている。しかし、直接電離や共鳴励起状態への励起に関しては最近多くの研究がおこなわれより正確な実測や理論計算が報告されている。そこで、すでに発表されているこれら過程の断面積の実測値や理論値を用いて計算しなおす。

直接電離の断面積は、Heil [3-9]らがセシウム蒸気に電子ビームを照射して電離されたイオン電流を測定することにより求めた。直接電離周波数はHeilらの断面積にMaxwell分布をかけて数値積分したもの[3-8]を用いる。この結果は電子温度の各々の値に対して数値によって与えられる。しかしインピーダンスの誘導に際し、衝突周波数の温度や密度依存性の知識が必要となるので、簡単のため次のような近似式で表わすことにする。

$$\nu_{egi} = 7.5 \times 10^{-10} T_e^{1/2} N_g \exp(-W_i / kT_e), \quad (\text{sec}^{-1}) \quad (3-11)$$

第3-1図に直接電離周波数を基底状態原子密度で割ったもの  $\nu_{egi} / N_g$  を電子温度の関数として示している。ここで、実線は(3-11)式により計算された値を、破線はHeilらの断面積の実測値を数値積分したものを示す。(3



第3-1図 直接衝突電離確率

—11) 式は実測値の良い近似を表わしていることがわかる。累積電離周波数は、Gryzinski の方法〔3-10〕を用いて Sheldon〔3-11〕らが計算した電離断面積を Maxwell 分布で平均したものを次のように近似する。

$$\nu_{\text{exi}} = 1.9 \times 10^{-11} N_x T_e \exp \left\{ - (W_i - W_x) / kT_e \right\},$$

(sec<sup>-1</sup>) (3-12)

第3-2図に累積電離周波数を励起原子密度で割ったもの  $\nu_{\text{exi}} / N_x$  を電子温度の関数として示す。実線は(3-12)式から計算された値を、破線は Sheldon らの計算結果を示す。

衝突励起断面積は、電子ビームの照射により励起されたセシウム原子から放射された光の強度の絶対測定から Zapesachnyi〔3-12〕らによって求められた。Zapesachnyi の断面積の実測値を Maxwell 分布で平均したものは次の近似式で表わされる。

$$\nu_{\text{exg}} = 1.05 \times 10^{-8} N_g T_e^{-1/2} \exp(-W_x / kT_e), \text{ (sec}^{-1}\text{)} \quad (3-13)$$

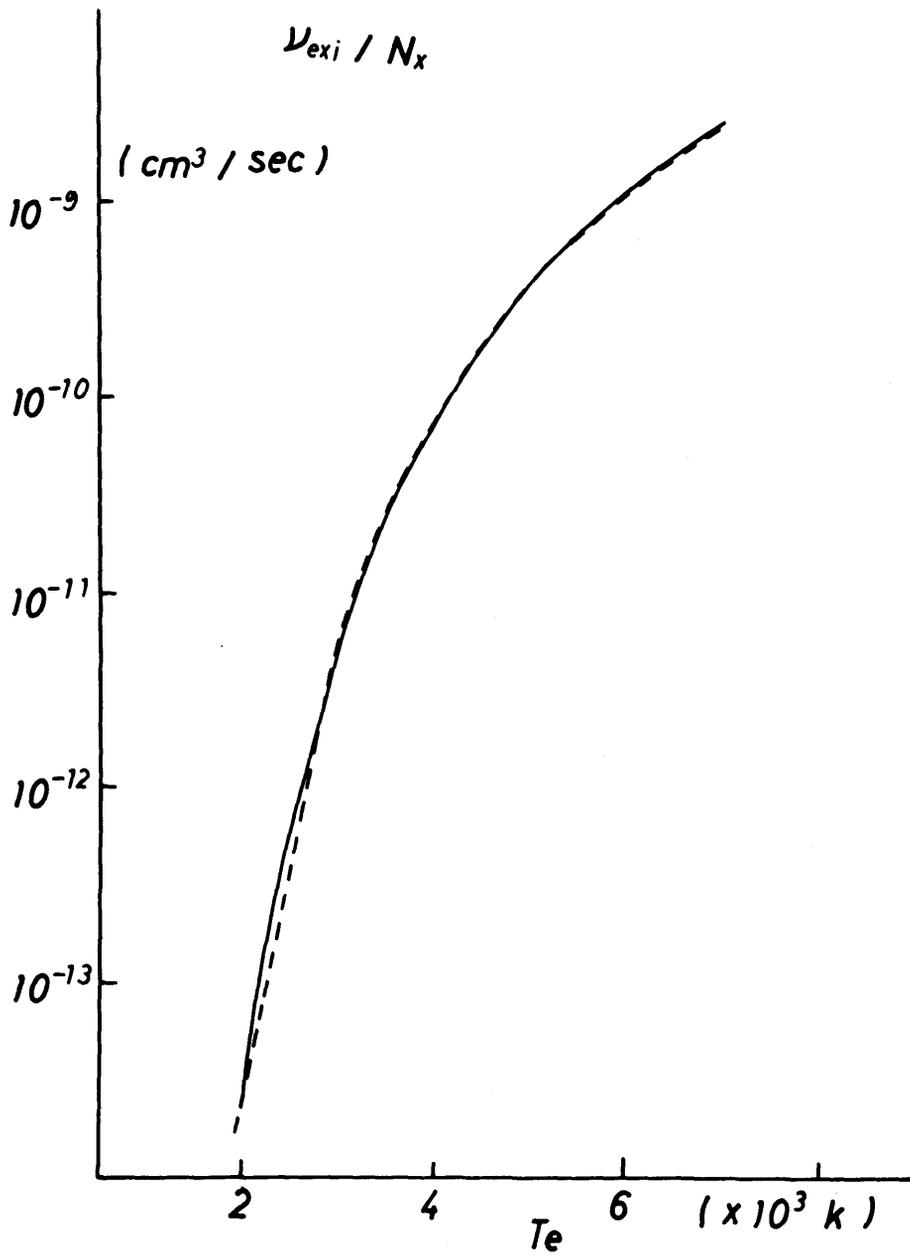
衝突励起周波数を基底状態原子密度で割ったもの  $\nu_{\text{exg}} / N_g$  を第3-3図に示す。ここに、実線は(3-13)式で計算された値を、破線は Zapesachnyi の断面積を Maxwell 分布で平均したものを示しており、(3-13)式は実測値の良い近似を表わしていることがわかる。電子衝突による逆励起の断面積は、実測も理論計算もおこなわれていないので、第2章と同様に、詳細釣合の原理〔3-13〕を利用して励起断面積より求められる。Zapesachnyi の励起断面積の実測値から計算された逆励起の断面積を平均したものは次式で近似される。

$$\nu_{\text{exg}} = 3.6 \times 10^{-9} T_e^{1/2} N_x, \text{ (sec}^{-1}\text{)} \quad (3-14)$$

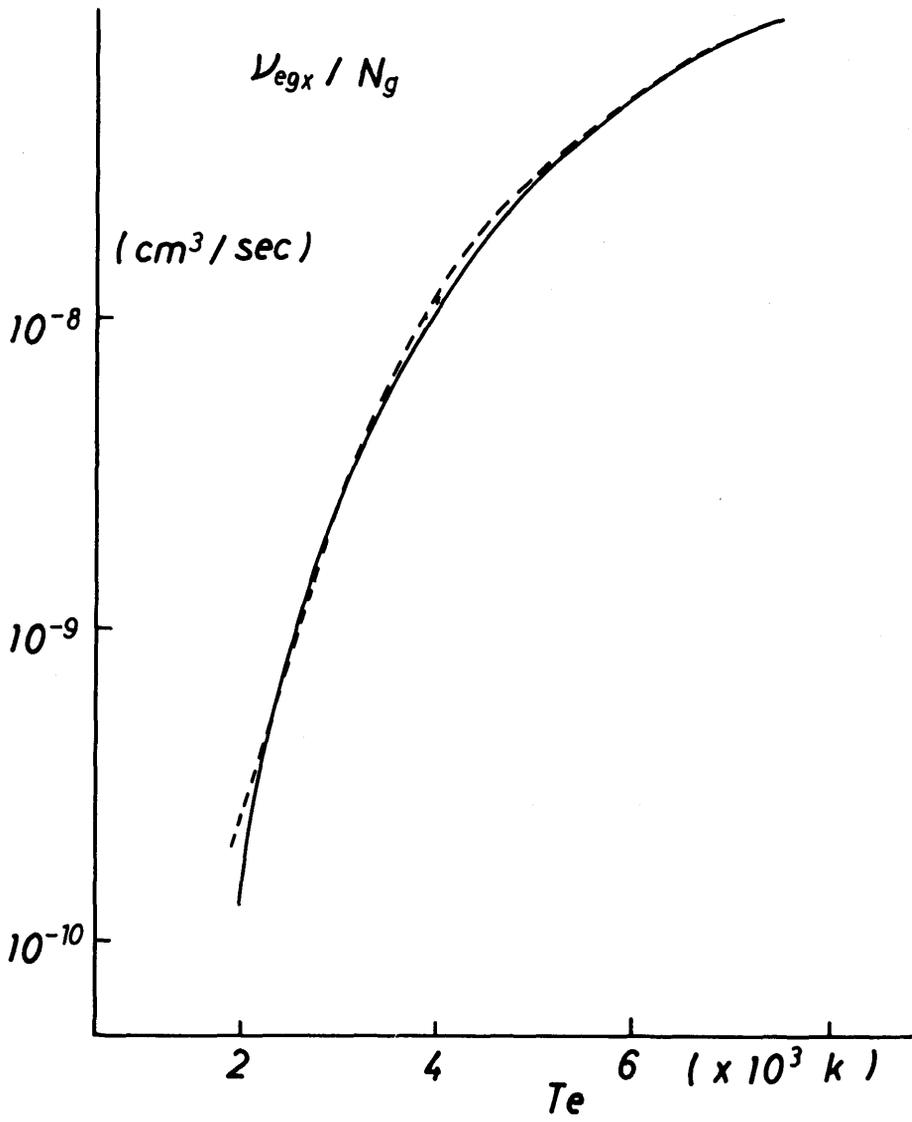
二電子三体再結合係数は Thomson〔3-14〕の三体再結合係数の理論式を使ってセシウムに対して計算された値〔3-15〕

$$N_e \beta = 1.09 \times 10^{-8} T_e^{-9/2} N_e, \text{ (cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}\text{)} \quad (3-15)$$

を用いる。放射再結合係数は、共鳴励起状態への再結合を考え第2-2節と同様に Norcross〔3-16〕らの理論値を用いた。



第 3 - 2 図 累積電離確率



第3-3图 衝突励起確率

$$\alpha = 1.9 \times 10^{-12} T_e^{-1/2}, \quad (\text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}) \quad (3-16)$$

自然減衰の割合はアインシュタインの遷移確率が温度や密度に無関係であり、透過確率が第2-5図から共鳴光に対してセシウム圧力に逆比例していることから、次のように表わすことができる。

$$A_{xg} P_{xg} = 1.9 \times 10^{16} / N_g, \quad (\text{sec}^{-1}) \quad (3-17)$$

半径方向への両極性拡散による荷電粒子の損失は、(2-33)式と同様に、Chanin [3-17]らのイオン移動度の実測値を用いて、 $R = 1.2 \text{cm}$ として

$$\frac{1}{\tau} = 6.9 \times 10^{14} T_e / N_g \quad (\text{sec}^{-1}) \quad (3-18)$$

で与えられる。両極性拡散が支配的であると考えられる場合なので壁損失 $W_i$ としては

$$W_i = W_i / \tau \quad (3-19)$$

で表わされる。ここに、 $\tau$ は(3-18)式で与えられる拡散時間である。

また、基底状態原子、励起原子およびイオンに対する電子の運動量輸送衝突周波数 $\nu_{eg}$  [3-18],  $\nu_{ex}$ ,  $\nu_{ei}$  [3-19]はそれぞれ次式で与えられる。

$$\nu_{eg} = 5.6 \times 10^{-8} T_e^{1/3} N_g, \quad (\text{sec}^{-1}) \quad (3-20)$$

$$\nu_{ex} = (N_x / N_g) \nu_{eg} \quad (3-21)$$

$$\nu_{ei} = 3.64 \times N_e T_e^{-3/2} \ln(1.25 \times 10^4 T_e^{3/2} / N_e^{1/2}), \quad (\text{sec}^{-1}) \quad (3-22)$$

### 3-4 インピーダンスの公式の導出

非平衡セシウムプラズマに、外部より放電を維持するのに必要な直流電界に比べ十分に小さな振幅を持った交流電界を印加したとき、他のプラズマパラメーター、すなわち電子密度、励起原子密度、電子移動速度、電子温度、および電流密度がともに交流電界と同じ周期で振動しその振幅は定常値に比べ十分小さいと仮定する。

$$E/E_0 = 1 + \delta E \exp(j\omega t), \quad \delta E \ll 1$$

$$N_e/N_{e0} = 1 + \delta N_e \exp(j\omega t), \quad \delta N_e \ll 1$$

$$N_x/N_{x0} = 1 + \delta N_x \exp(j\omega t), \quad \delta N_x \ll 1$$

$$v_e/v_{e0} = 1 + \delta v_e \exp(j\omega t), \quad \delta v_e \ll 1$$

$$\begin{aligned}
T_e/T_{e_0} &= 1 + \delta T_e \exp(j\omega t), & \delta T_e \ll 1 \\
J/J_0 &= 1 + \delta J \exp(j\omega t), & \delta J \ll 1
\end{aligned}
\quad (3-23)$$

ここに、添字0は定常値を示す。これらを第3-2節で述べた連続の式、運動の式、エネルギー平衡の式および電流の式に代入して、二次以上の微小項を無視すれば方程式は線形化される。

各種衝突周波数や再結合係数は、前節で与えられたように、電子温度の関数であるから、電子温度の変動によって衝突周波数の値も同じ周期で変動する。

$$\nu = \nu_0 + \nu' \delta T_e \exp(j\omega t) \quad (3-24)$$

ここに、 $\nu$ は衝突周波数、 $\nu_0$ はその定常項、 $\nu'$ は電子温度の摂動による衝突周波数の摂動量の比例係数である。各種衝突周波数や再結合係数のこの比例係数は次のように与えられる。

$$\begin{aligned}
\nu'_{egi} &= (1/2 + W_i/kT_{e_0}) \nu_{egi_0} \\
\nu'_{exi} &= \{ 1 + (W_i - W_x)/kT_{e_0} \} \nu_{exi_0} \\
\nu'_{egx} &= (1/2 + W_x/kT_{e_0}) \nu_{egx_0} \\
\nu'_{exg} &= (1/2) \nu_{exg_0} \\
\beta' &= - (9/2) \beta_0 \\
\alpha' &= - (1/2) \alpha_0 \\
1/\tau' &= 1/\tau_0 \\
\nu'_{eg} &= (1/3) \nu_{eg_0} \\
\nu'_{ei} &= - (3/2) \nu_{ei_0}
\end{aligned}
\quad (3-25)$$

定常項を示す添字0は簡単のため以下において省略する。

方程式(3-4)、(3-5)、(3-8)、(3-9)および(3-10)に(3-23)式を代入し、定常項はそれ自身各方程式を満たすから省略し、二次以上の微小項を無視すれば方程式は線形化される。励起原子に対する連続の式(3-5)の線形化された方程式から、励起原子密度の摂動量は次のようになる。

$$\delta N_x = a \delta N_e + c \delta T_e \quad (3-26)$$

ここに、 $a$ と $c$ はそれぞれ電子密度と電子温度の摂動に対する励起原子密度の

摂動の比例係数で

$$a = \frac{N_e}{N_x} \frac{\nu_{egx} + 2N_e \alpha - \nu_{exg} - \nu_{exi}}{j\omega + (\nu_{exg} + \nu_{exi}) N_e/N_x + A_{xg} P_{xg}} \quad (3-27)$$

$$c = \frac{N_e}{N_x} \frac{\nu'_{egx} + N_e \alpha' - \nu'_{exg} - \nu'_{exi}}{j\omega + (\nu_{exg} + \nu_{exi}) N_e/N_x + A_{xg} P_{xg}} \quad (3-28)$$

で表わされる。電子の連続の式 (3-4) <sup>①</sup>線形化された方程式から、電子密度の摂動量は

$$\delta N_e = d\delta T_e \quad (3-29)$$

ただし、

$$d = \frac{\nu'_{egi} + \nu'_{exi} - N_e^2 \beta' - N_e \alpha' - 1/\tau' + c\nu'_{exi}}{j\omega - \nu_{exi} - \nu_{egi} + 3N_e^2 \beta + 2N_e \alpha + 1/\tau - a\nu_{exi}} \quad (3-30)$$

である。ここで簡単のため、電子の全運動量輸送衝突周波数  $\nu_c$  と電子密度、励起密度および電子温度の摂動に対する  $\nu_c$  の摂動量の比例係数  $\nu'$  をそれぞれ次のように定義する。

$$\nu_c = \nu_{eg} + \nu_{ex} + \nu_{ei} \quad (3-31)$$

$$\nu'_c = \nu'_{eg} + \nu'_{ex} + \nu'_{ei} + d\nu_{ei} + (ad + c)\nu_{ex} \quad (3-32)$$

また、電子のエネルギー損失の和  $L$  とその摂動量の比例係数  $L'$  を

$$L = (m_e/m_g) kT_e \nu_c + W_i \nu_{egi} + (W_i - W_x) \nu_{exi} + W_x (\nu_{egx} - \nu_{exg}) + W_i/\tau \quad (3-33)$$

$$L' = (m_e/m_g) kT_e (\nu_c + \nu'_c) + W_i \nu'_{egi} + (W_i - W_x) \nu'_{exi} + W_x (\nu'_{egx} - \nu'_{exg}) + W_i/\tau' + \{(W_i - W_x) \nu_{exi} - W_x \nu_{exg}\} \times (ad + c) \quad (3-34)$$

で定義する。連続の式、運動の式、エネルギー平衡の式および電流の式の線形化された方程式から、 $\delta N_e$ 、 $\delta N_x$ 、 $\delta \nu_c$  および  $\delta T_e$  を消去すれば  $\delta E$  と  $\delta J$  の比によってインピーダンスが求まる。インピーダンスは公式 (3-1) とある補正項 <sup>②</sup>が積の形で求められる。

$$Z = \frac{E\delta E}{J\delta J} = \frac{m_e (j\omega + \nu_c)}{e^2 N_e} \eta \quad (3-35)$$

ここで、

$$\frac{1}{\eta} = 1 + \frac{j\omega + 2\nu_c}{\nu_c} \times \frac{(d\nu_c - \nu'_c)/(j\omega + \nu_c)}{\frac{1}{2}j\omega(1+d)\frac{kT_e}{L} + d + \frac{L'}{L} \frac{c\nu_c - \nu'_c}{j\omega + \nu_c}} \quad (3-36)$$

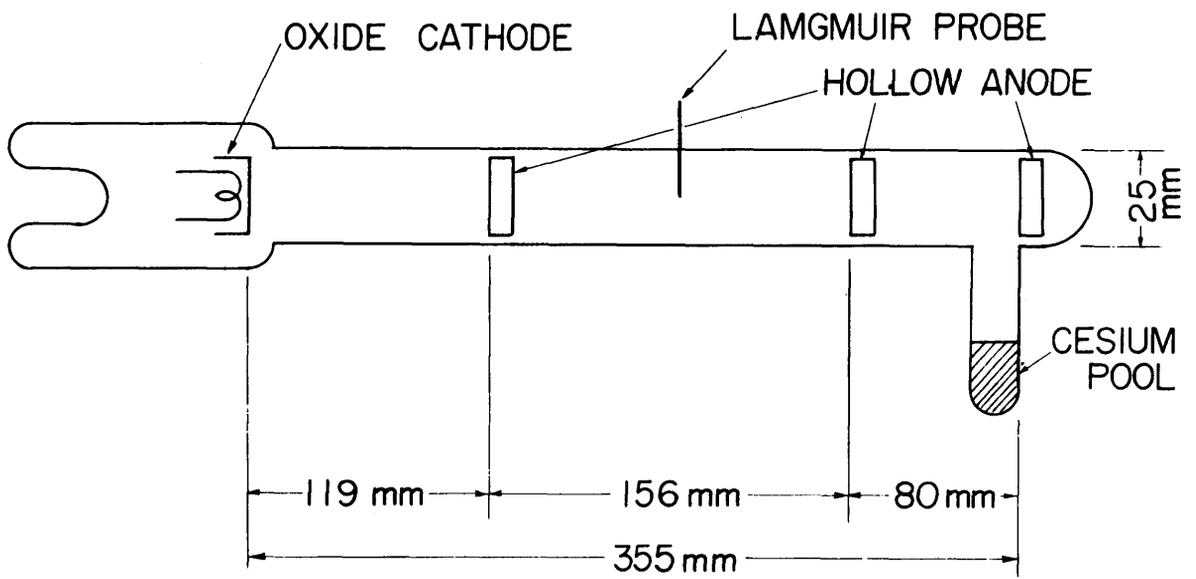
の形になる。

### 3-5 インピーダンス測定の実験装置

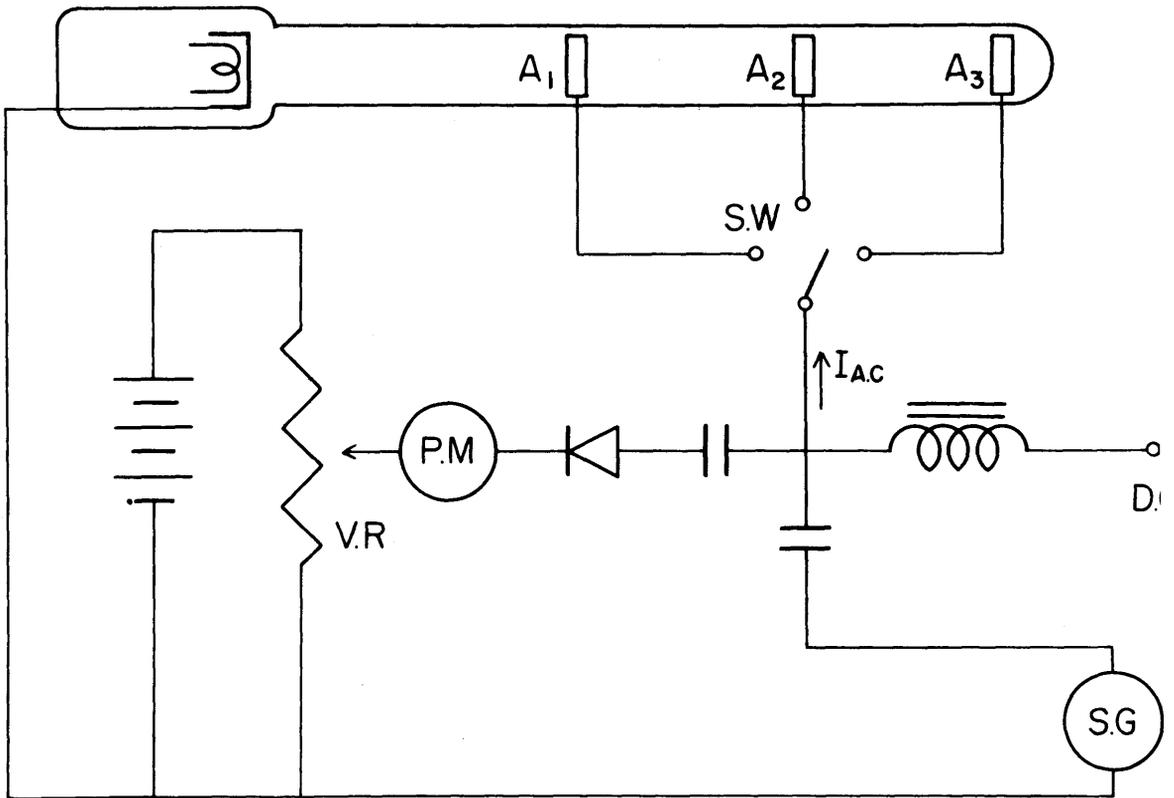
実験に使用した放電管の概略図を第3-4図に示す。放電管は直径25mmφ、全長約400mmのパイレックス製で、ニッケル製の三個の中空円筒状陽極と熱陰極を持つセシウム放電管である。陰極はバリウム酸化物陰極で、そのヒーター電圧は2.5Vでセシウムの電離電圧以下としヒーター両端での放電を防止する。陽光柱プラズマの温度や密度の定常値を測定するため直径0.2mmφ、長さ2mmのタングステン製探極が挿入されている。放電管全体を電気炉の中に入れ、炉の温度を調整して、セシウム蒸気圧を制御する。

陽光柱のインピーダンスを測定するため、陽光柱の電圧-電流特性が必要であるが、これは電極前面における電圧降下が大きいので電極間の電圧-電流特性と同じではない。Hatta〔3-7〕らは陽極の位置が可変な放電管を用いて陽光柱のインピーダンスを観測した。しかしここでは、放電管全体が電気炉の中におかれており、電極の位置を変化させることは困難なので、三つの陽極を使用して電極間の距離を変える。放電の長さを変えたとき、陽光柱の長さだけが変化し陽光柱の特性は変わらないと仮定して、異なる陽極を用いて測定された陰極-陽極間のインピーダンスの差から陽光柱の単位長さ当りのインピーダンスの絶対値を求めた。

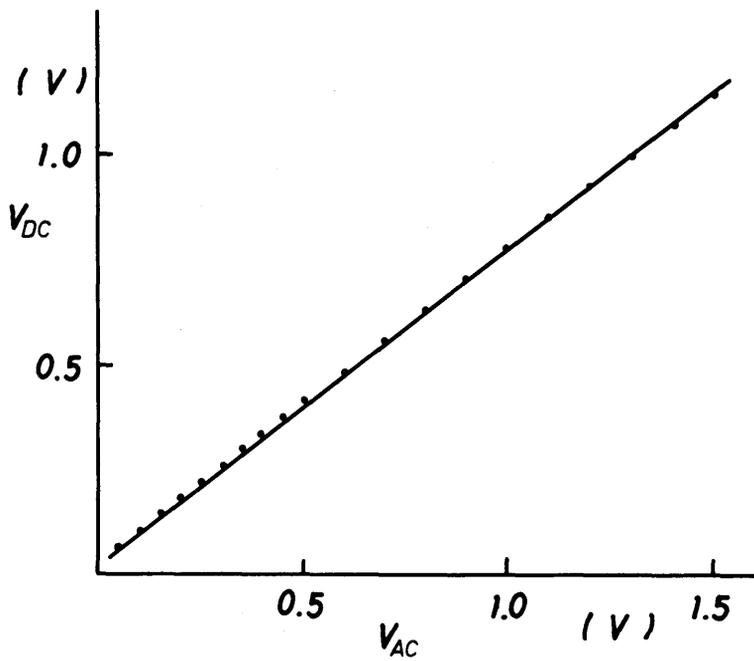
陰極前面におけるインピーダンスは陽光柱のそれに比べ大きいので、放電の長さを変えても電極間のインピーダンスはあまり変化しない。そこで、測定精度を上げるため第3-5図に示す測定回路を用いて、プラズマ中を流れる交流電流が一定である長さの異なる二つの放電の電極間の電圧を比較する。即ち、第3



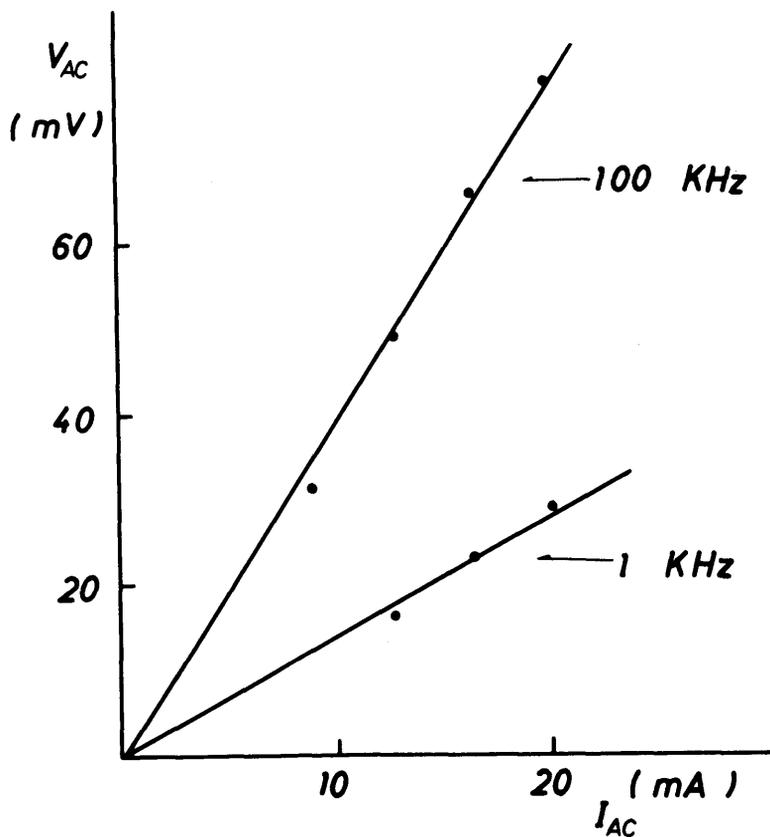
第3-4図 三つの中空円筒陽極をもつセシウム放電管



第3-5図 インピーダンス測定回路



第3-6図 整流回路の交流入力電圧対直流出力電圧特性



第3-7図 放電管の交流電流対交流電圧特性

— 5 図において、スイッチ S.W を  $A_1$  にセットし電位計 P.M の指示が零になるように可変抵抗 V.R を調整する、このときプラズマを流れる交流電流は  $I_{Ac}$  である。次に、S.W を  $A_2$  または  $A_3$  に倒し、交流電流が  $I_{Ac}$  に等しくなるように発振器 S.G の出力電圧を調整すれば、P.M の指示する電圧と交流電流  $I_{Ac}$  の比によって  $A_1 - A_2$  間または  $A_1 - A_3$  間のインピーダンスが求まる。二つの電圧の差を測定するため、ここで用いた整流回路の交流入力電圧対直流出力電圧は線形でなければならぬ。実際、第 3-6 図に示すように、交流入力電圧 0.01V ~ 1.5V の範囲で線形である。

放電を維持するのに必要な電界は約 0.3V/cm で、交流電界は 0.005V/cm 以下であり、 $\delta E \ll 1$ 。第 3-7 図は周波数 1kHz と 100kHz において測定された交流電流対交流電圧を示しており、電圧は電流にほぼ比例している。このことから交流電界の振幅が十分小さいという仮定が成り立ちインピーダンスを定義することができる。

### 3-6 実験結果と討論

陽光柱における単位長さ当り、単位断面積当りのインピーダンスの絶対値の実測値と (3-35) 式によって計算された理論値を周波数の関数として第 3-8、3-9、3-10 図に示す。縦軸は (3-1) 式で与えられるインピーダンスの絶対値  $|Z|$  で規格化されている。実線は理論値を、○印は実測値を表わしている。電子密度、電子温度および電界の定常値は流体力学方程式 (3-4) から (3-10) 式によって計算することができるけれども [3-8]、第 2 章で述べたようにここで考えた衝突-放射モデルは必ずしも陽光柱プラズマを正確に記述していないので、これらの実測値を用いてインピーダンスの理論値を計算した。

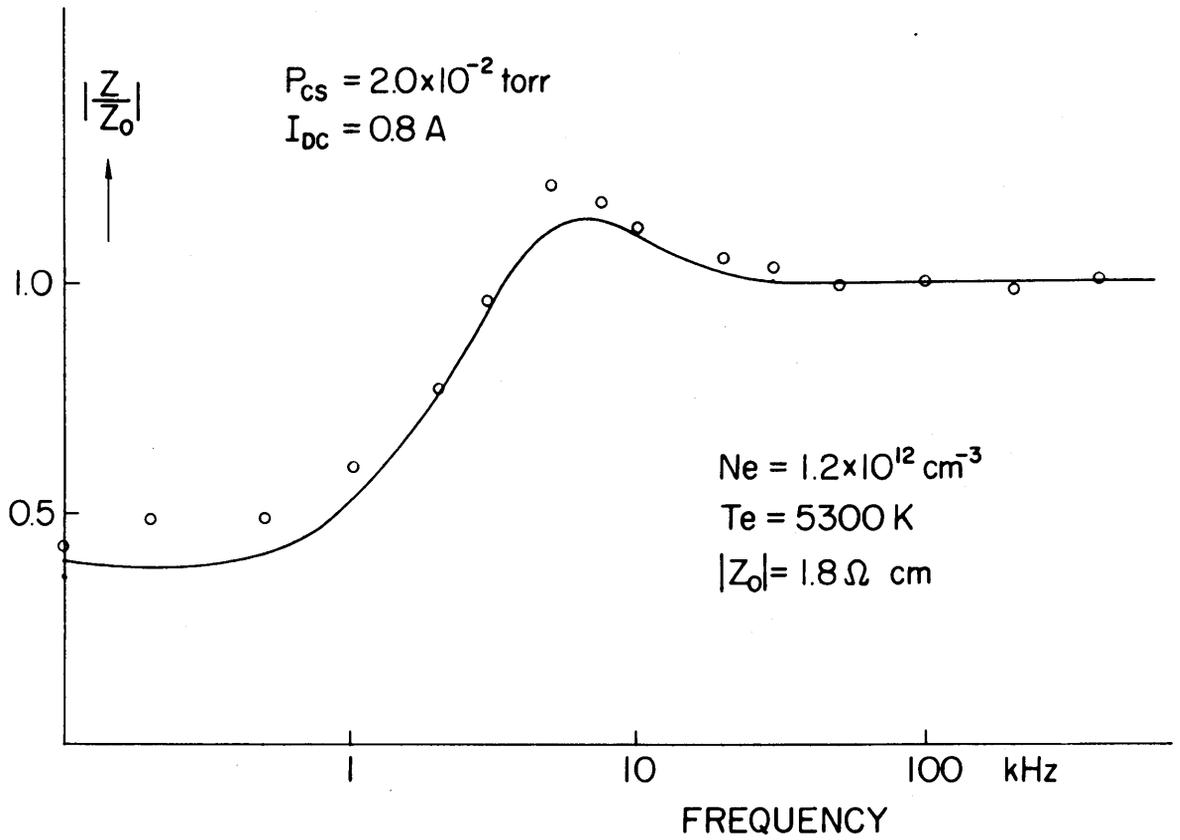
低周波領域において、インピーダンスは (3-1) 式で与えられる値より小さい。周波数の増加とともにインピーダンスは増加し、最後に (3-1) 式で与えられる値と一致する。周波数が低いと、電子密度、励起原子密度、電子移

動速度および電子温度が交流電界により摂動をうけ、実効的にこれらの値が増加してインピーダンスは減少する。しかし周波数の増加とともに、密度の摂動は交流電界に追従できなくなり、 $a \rightarrow 0$ 、 $c \rightarrow 0$ 、 $d \rightarrow 0$ 、ついに $\omega \gg L/kT$ 。なる高周波においては電子の速度のみが交流電界により摂動をうけ、運動方程式から誘導された(3-1)式に一致する。圧力が低く直流放電々流が小さいとき、インピーダンスの曲線は小さな山を持つ(第3-8図)、圧力と放電々流の増加とともにこの山は消えてしまうが、その理由は不明である。

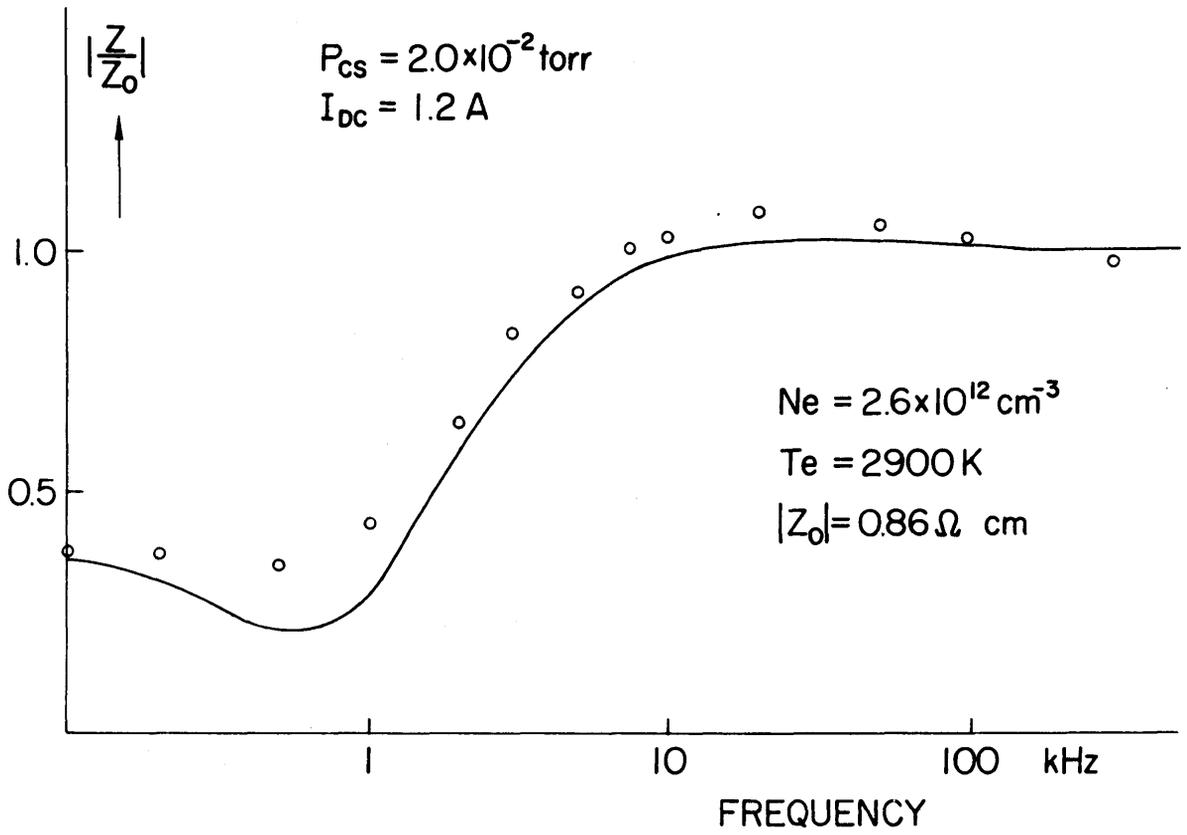
希ガス等のプラズマにおいて、励起原子は電子のエネルギー損失に重要な寄与をしないとされている[3-8]、[3-20]。そこで、励起原子密度の摂動を考えないで前に述べたと同様な方法でインピーダンスを求めたところ、実験結果を定量的に説明することができなかった。これは各種衝突周波数の値を比較すれば明らかである。衝突周波数の代表的な値を第3-1表に示す、ここで電子密度 $N_e$ と励起密度 $N_x$ は定常状態における連続の式(3-4)、(3-5)から計算された値を用いた。第3-1表から、励起原子が関与する過程の衝突周波数 $\nu_{ex} \cdot \nu_{ex}$ が非常に大きいことがわかる。従ってセシウムプラズマにおいて、励起原子の摂動が電子のエネルギー損失に重要な役割をはたしていることがわかる。励起原子の摂動を考慮して誘導されたインピーダンス(3-35)式は実験結果を良く説明している。しかし、圧力が高く電子温度が低いとき(第3-10図)、計算値は実測値より少しずれる。これを説明するため、共鳴励起状態のみでなく他の励起状態も考慮する必要があり、また、密度や温度の半径方向の分布を考える必要があるかもしれない。

ここでは、インピーダンスの絶対値を観測したが、その実数部と虚数部、すなわちレジスタンスとコンダクタンスを観測する必要がある。これらを十分な精度で測定することはここで述べた方法では困難なので行なわなかった。しかし工学的応用においてはプラズマ中を流れる交流電流の大きさを知るだけで、実用上十分な場合が多い。

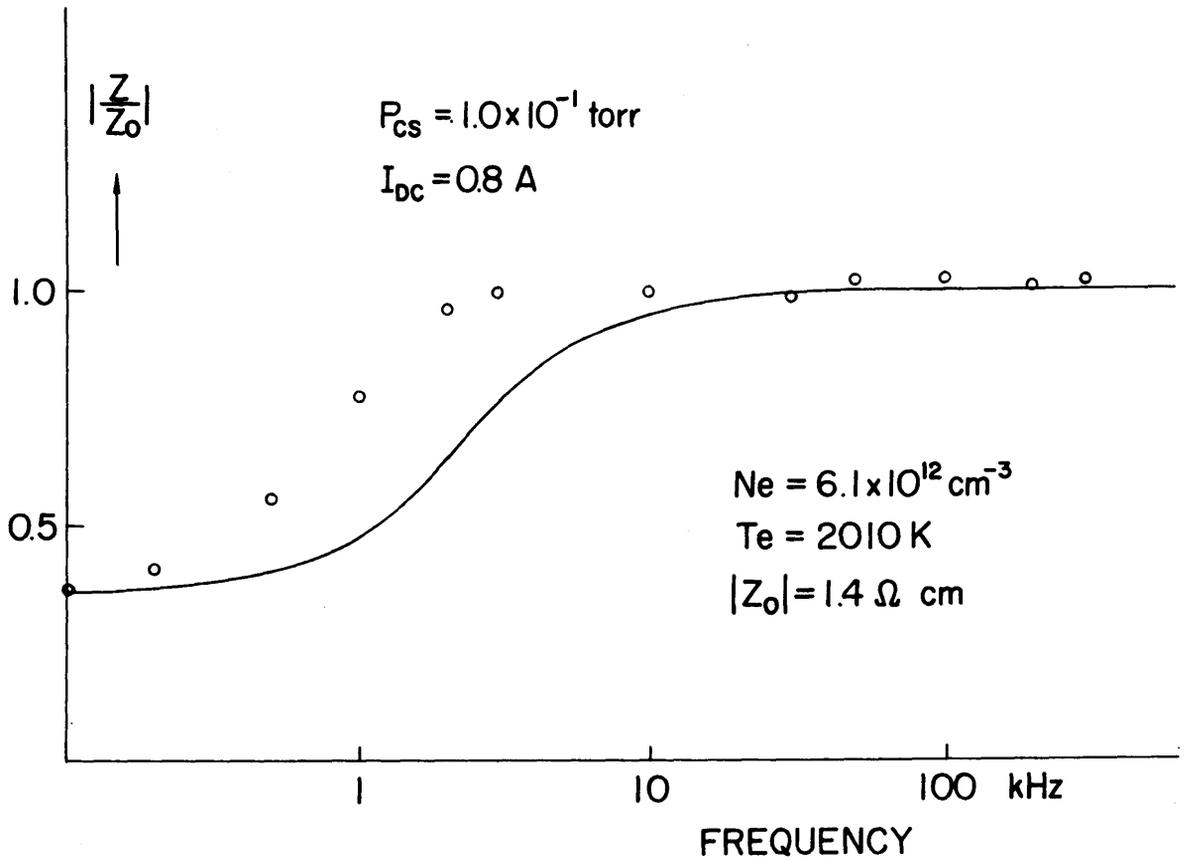
一般に陽光柱プラズマにおいて、荷電粒子の損失機構として、拡散が支配的



第3-8図  $|Z/Z_0|$  で規格化されたインピーダンスの絶対値の周波数特性



第3-9図  $|Z_0|$  で規格化されたインピーダンスの絶対値の周波数特性



第3-10図  $|Z_0|$  で規格化されたインピーダンスの絶対値の周波数特性

であると考えられている。しかし、セシウムの陽光柱プラズマは比較的低い電子温度を持っているので、第3-1表に示されているように、圧力や温度が高いときには、拡散よりも二電子三体再結合による損失のほうが大きくなる。従って荷電粒子の損失機構として再結合も考える必要がある。ただし、我々の実験条件において放射再結合による損失は二電子三体再結合に比べ十分小さいので無視してよい。

$N_g$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e$ (K)	Collision frequencies ( $\text{sec}^{-1}$ )							
		$\nu_{\text{egi}}$	$\nu_{\text{exi}}$	$N_e \beta$	$N_e \alpha$	$1/\tau$	$\frac{N_x A_{xg} P_{xg}}{N_e}$	$\nu_{\text{egx}}$	$\nu_{\text{exg}}$
$3 \times 10^{14}$	$3 \times 10^3$	4.27	$1.19 \times 10^7$	6.9	0.17	$6.9 \times 10^7$	$1.35 \times 10^8$	$7.7 \times 10^7$	$4.72 \times 10^8$
	$5 \times 10^3$	$2.1 \times 10^7$	$5.94 \times 10^8$	$5.17 \times 10^7$	$1.16 \times 10^8$	$1.1 \times 10^8$	$1.1 \times 10^8$	$8.6 \times 10^7$	$4.36 \times 10^8$
$10^{15}$	$3 \times 10^3$	$1.42 \times 10^7$	$4.02 \times 10^7$	$4.43 \times 10^7$	0.43	$2.09 \times 10^8$	$5.65 \times 10^8$	$2.56 \times 10^8$	$1.6 \times 10^9$
	$5 \times 10^3$	$7.02 \times 10^7$	$2.26 \times 10^8$	$1.77 \times 10^8$	$2.14 \times 10^8$	$3.48 \times 10^8$	$6.96 \times 10^8$	$2.78 \times 10^8$	$1.67 \times 10^9$
$3 \times 10^{15}$	$3 \times 10^3$	$4.27 \times 10^7$	$1.23 \times 10^8$	$6.65 \times 10^7$	0.53	$6.9 \times 10^8$	$5.96 \times 10^8$	$7.7 \times 10^8$	$4.93 \times 10^9$
	$5 \times 10^3$	$2.1 \times 10^8$	$7.42 \times 10^8$	$5.99 \times 10^8$	$3.96 \times 10^8$	$1.16 \times 10^9$	$5.23 \times 10^8$	$8.6 \times 10^8$	$5.47 \times 10^9$
$10^{16}$	$3 \times 10^3$	$1.42 \times 10^8$	$4.16 \times 10^8$	$2.45 \times 10^8$	1.03	$2.09 \times 10^9$	$4.13 \times 10^8$	$2.56 \times 10^9$	$1.65 \times 10^{10}$
	$5 \times 10^3$	$7.02 \times 10^8$	$2.72 \times 10^9$	$1.99 \times 10^9$	7.23	$3.48 \times 10^9$	$4.15 \times 10^8$	$2.78 \times 10^9$	$2.0 \times 10^{10}$

第3-1表 衝突周波数と再結合係数の代表的な値

### 3-7 結 言

セシウムプラズマ中で起る種々の衝突、放射過程を考慮した流体力学の基本式から出発し、放電を維持するために必要な直流電界に比べ小さい振幅を持つ交流電界を加えたとき、電子の密度、速度、温度ばかりでなく励起原子密度も摂動をうけるとしてインピーダンスが導出された。低周波領域においてここで求めたインピーダンスは電子の速度のみが摂動をうけると仮定した公式(3-1)から計算される値より小さい値を示す。インピーダンスの実測と計算の相対値はかなり良い一致をしており、ここで考えたモデルが正しいことを示している。

[3-21] また、励起原子が電子のエネルギー損失、従ってインピーダンスに大きく寄与し、セシウムプラズマにおける輸送現象に重要な役割をはたしていることがわかった。

## 参 照 文 献

- [ 3 - 1 ] W. H. Eccles: Proc. Roy. Soc. A87 (1912) 79.
- [ 3 - 2 ] W. Weizel. R. Rome & P. Schuls: Z. Phys. 21 (1940) 387.
- [ 3 - 3 ] S. C. Yussuf & L. C. Prescott: Proc. Instn. Elect. Engrs. 102 (1955) 13.
- [ 3 - 4 ] F. W. Crawford: J. Appl. Phys. 33 (1962) 20.
- [ 3 - 5 ] J. V. Parker: Phys. Fluids 6 (1963) 1657.
- [ 3 - 6 ] G. Ecker & H. Kanne: Phys. Fluids 7 (1964) 1834.
- [ 3 - 7 ] Y. Hatta & A. Shibata: 6th International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Paris (1963).
- [ 3 - 8 ] 井上 垣、押谷克己、奥田孝美、山本賢三：  
電気学会誌 89 (1969) 711.
- [ 3 - 9 ] H. Heil & B. Scott: Phys. Rev. 145 (1966) 239.
- [ 3 - 10 ] M. Gryzinski: Phys. Rev. 115 (1959) 374.
- [ 3 - 11 ] S. W. Sheldon & J. V. Dugan: J. Appl. Phys. 36 (1965) 650.
- [ 3 - 12 ] I. P. Zapesachnyi & L. L. Shimon: Opt. Spectrosc. 19 (1965) 480, 20 (1966) 753.
- [ 3 - 13 ] O. Klein & Rossenland: Z. Phys. 4 (1921) 46.
- [ 3 - 14 ] H. S. W. Massey & E. H. S. Burhop: Electronic and Ionic Impact Phenomena, Oxford Press, London (1951).
- [ 3 - 15 ] E. Hinnov & J. G. Hirschberg: Phys. Rev. 125 (1962) 795.
- [ 3 - 16 ] D. W. Norcross & P. M. Stone: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 6 (1966) 277.
- [ 3 - 17 ] L. M. Chanin & R. D. Steen: Phys. Rev. 132 (1963) 2554.
- [ 3 - 18 ] L. B. Robinson: Phys. Rev. 127 (1962) 2076.
- [ 3 - 19 ] L. Spitzer: Physics of Fully Ionized Gases,

Interscience Publishers, New York (1962) .

[ 3 -20] D.R. Bates, F.R.S.A.E. Kingston & R.W.P. McWhirte  
Proc. Roy. Soc. A 267 (1962) 297.

[ 3 -21] J. Yamada & T. Okuda :Japan. J. Appl. Phys. 11 (1972) 1032.

## 第4章 共鳴光電離プラズマ

### 4-1 緒 言

従来プラズマを発生させるのに本質的に二つの方法により作られている。即ち、外部より電界を印加して電子を加速し電子と原子あるいは分子との衝突電離を用いる放電プラズマ、および熱電離を用いる熱プラズマの二つである。しかし最近、セシウム金属蒸気に外部から共鳴光を照射してセシウム中性原子を励起させ、この励起原子が衝突過程を介して電離を行なう従来とはまったく異なる方法によりプラズマが作られた〔4-1〕。

セシウム金属蒸気が電離エネルギーより小さなエネルギーを持った光の吸収により電離することは、最初にMohler〔4-2〕らによって確められた。このようなプラズマにおいては、励起原子間の衝突による分子状イオンが支配的であろうと指摘され〔4-3〕、質量分析器による実験によってこのことが確認された〔4-4〕。彼らは光源として高圧水銀ランプ等の可視光を用い、セシウム原子を共鳴励起状態より上の状態へ励起させたため、十分な密度を持ったプラズマを得ることが出来なかった。しかしMorgulis〔4-1〕らはセシウム放電管から放射される共鳴光をセシウム蒸気に照射して $P_{cs} \approx 10^{-1}$  torr 程度に対して $10^{11}$  cm<sup>-3</sup>程度の密度を持ったプラズマを作った。

外部から光を照射することにより生成される共鳴光電離プラズマにおいては、分子状イオンが支配的なことが指摘され普通の放電プラズマと異なる性質を持つことが予想されるが〔4-5〕その性質は十分明らかになっていない。共鳴光電離プラズマをMHD発電プラズマの導電率向上のために付加したり、波動現象の研究のための新しいプラズマ源として利用するためには、共鳴光電離プラズマの中で起る輸送現象を明確にし応用に関する諸条件を確立することは重要である。特にその半径方向密度分布が管の外側で高い特異な性質〔4-6〕に注目し、普通の放電と共鳴光照射とを組合せた複合方式を用いることにより広い範囲にわたって密度分布を制御できることが予想される。MHD発電においては密度分布が矩形に近いほうが発電効率の点から望ましいし、波動現象

のためのプラズマ源としては密度分布を広い範囲にわたって制御できることは有益である。

光による直接電離はその断面積が小さく ( $\sigma_{ph} \sim 10^{-19} \text{ cm}^2$ ) [4-7]、臨界波長 (3184 Å) は紫外領域にあり、レーザを除けば強力な光源がないため、一般には光の照射により作られたプラズマは利用されていない。セシウムの共鳴光の吸収係数は非常に大きいので、共鳴光はセシウム蒸気によって効率良く吸収され、その波長 (8521, 8944 Å) は赤外領域にありガラス窓による吸収損失は小さい。またセシウム放電管は共鳴光を豊富に放射するので光源として利用できる。

本章では、最初に共鳴光電離プラズマの発生とその性質について述べ、次に放電プラズマに共鳴光を照射して得られるプラズマの密度分布について記述する。

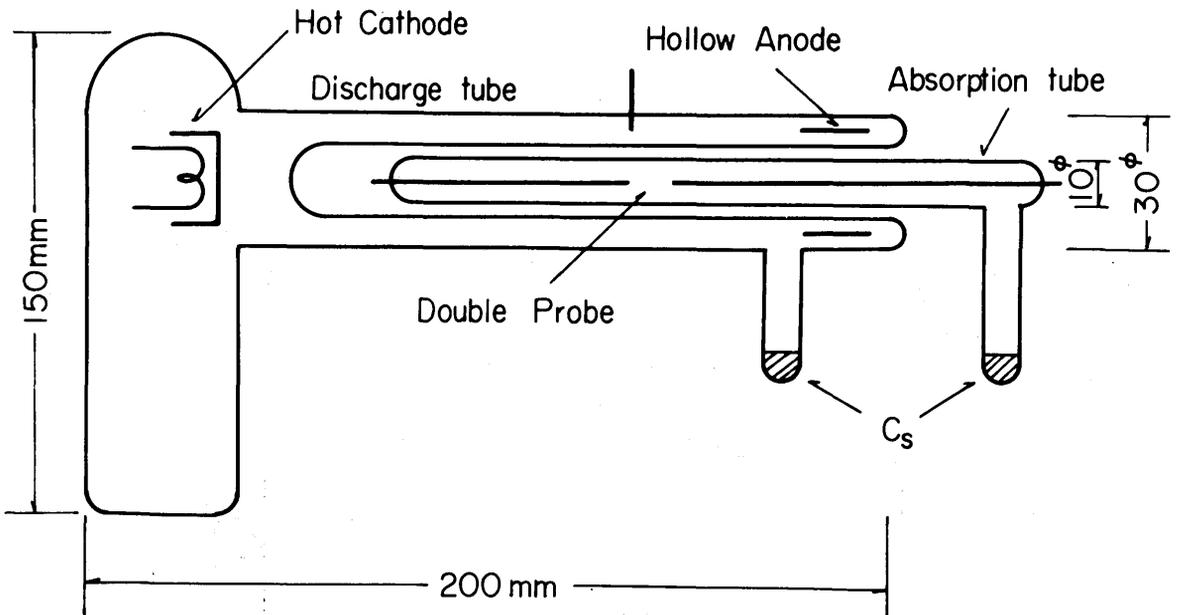
#### 4-2 実験装置

セシウム金属蒸気に外部から共鳴光を照射することによりプラズマが発生することを確かめるために使用した放電管の概略図は第4-1図に示されており、二つの独立な部分から成る。外側は、外径30mmφ全長約200mmのパイレックス製の中空円筒状のセシウム放電管で、光源として用いられる光源用放電部である。バリウム酸化物熱陰極とニッケル製中空円筒陽極を持っている。内側はセシウム金属蒸気で満されており、光源用放電部からの光を吸収してこの中で共鳴光電離プラズマが作られる電離部であり、発生したプラズマの密度や温度を測るための複探極のみを持っている。探極は0.8mmφのタンゲステン製の平面探極である。共鳴光電離プラズマの半径方向密度分布を測定するために、管軸から異なる距離に三組の複探極を持っている第4-1図に示されたと同様な電離部放電管が用いられた。照射する共鳴光の強度を強くするため、光源用放電部としてスパイラル状熱陰極セシウム放電管を用いた。この放電管は第4-2図に示されており、直径10mmφのパイレックス製スパイラル管によって放電路長は約1000mmである。

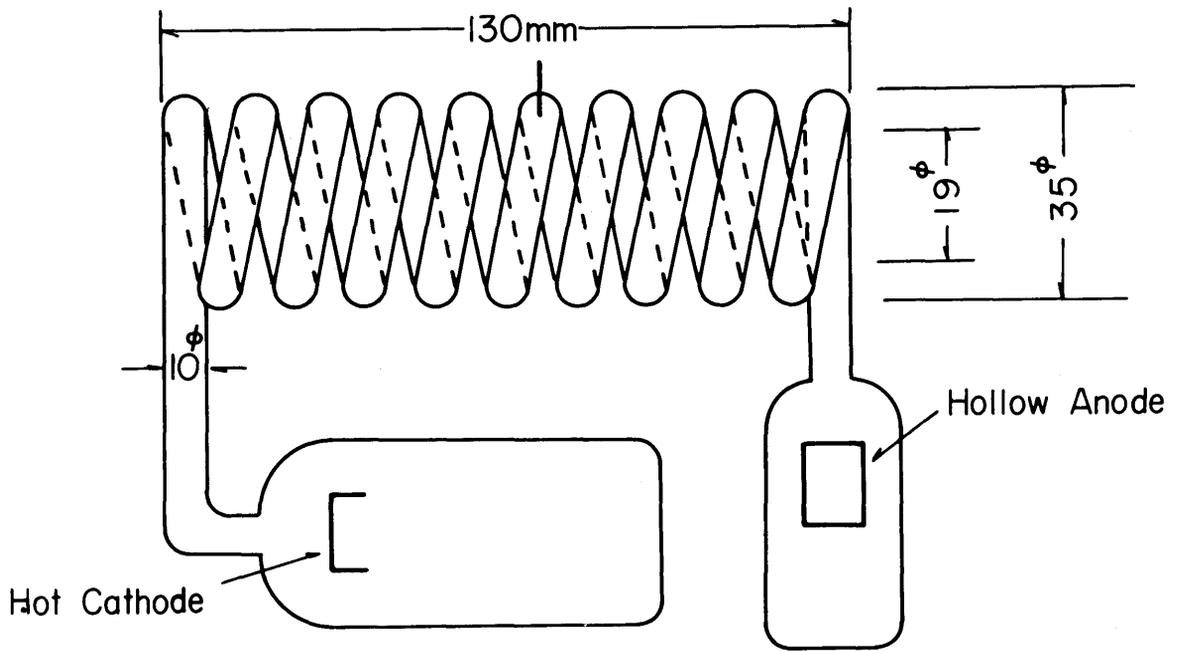
放電と共鳴光の照射との組合せにより得られるプラズマの密度分布を測定す

るために用いられた電離部放電管の概略図を第4-3図に示す。放電のための熱陰極と円板陽極を持っており、密度分布を測定するため管軸から異なる距離に三本の単探極が挿入されている。探極は0.2mmφ先端の長さ2mmのタングステン製円筒探極である。光源として、第4-2図に示されたスパイラル状放電管を用い、スパイラル管の中に電離部を挿入して実験が行われる。

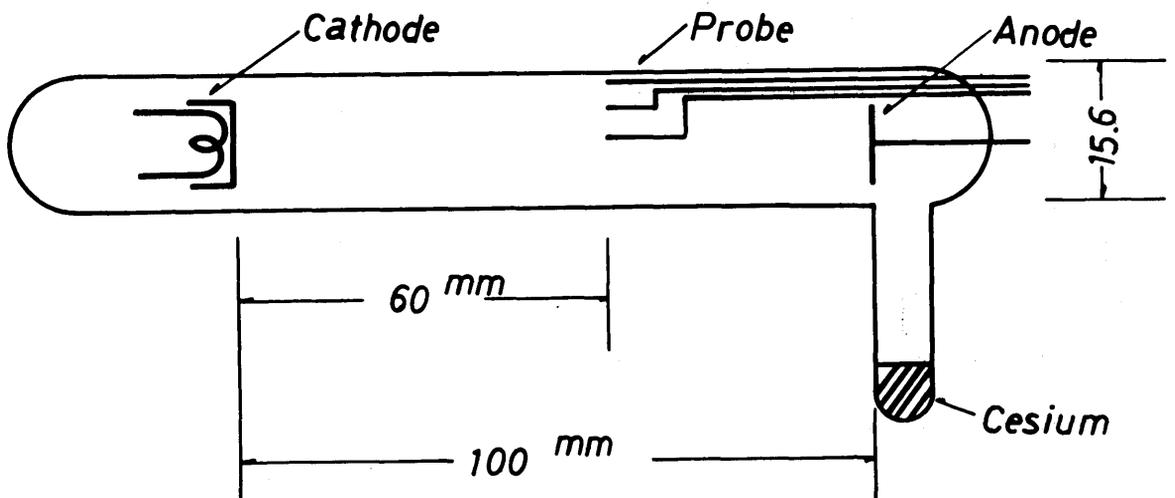
放電管全体を電気炉の中に入れ、温度を調整して放電管内のセシウム蒸気圧を制御している。電離部と光源用放電部は、簡単のため同じセシウム圧力で動作している。光源用放電部で発生した光の散逸を防ぎ効率良く光を吸収させ電離を行なうために、放電管全体を光の反射鏡で囲むと良いが、ここでは簡単のためアルミホイルで放電管を包んでいる。光源用放電部には、最大パルス電圧1kV、パルス幅500μsecのLC遅延回路から成るパルス電源からのパルス電圧が加えられる。その時、放電開始を容易にするため予じめ直流定常放電をつけておく。



第4-1図 共鳴光電離プラズマ発生のための放電管



第 4 - 2 図 スパイラル状光源用放電管



第 4 - 3 図 放電と共鳴光照射との組合せによる密度分布測定のための放電管

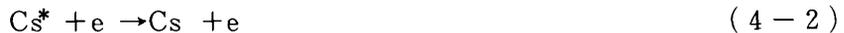
#### 4-3 共鳴光電離プラズマの発生とその性質

セシウム中性気体に外部から共鳴光を照射すると、セシウム中性原子は光を吸収して基底状態から共鳴励起状態へ励起される。この励起原子は次の衝突過程を介して電離をおこない分子状イオンを発生する。



この衝突過程による電離のためにはほとんどエネルギーを必要としないし、その電離の断面積  $\sigma = 7 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$  [4-8] は、光による直接電離の断面積に比べ十分大きい。また共鳴光電離プラズマにおいては、励起原子を通して外部からエネルギーが注入されているので普通の放電プラズマに比べ励起原子密度が大きいので、(4-1)式の衝突過程を介して発生する分子状イオンが支配的であると考えられる。実際、光源と電離部との間に5800 Å以下の短い波長の光を通さないフィルターを挿入した実験によって、光による直接電離ではなく共鳴光の吸収によりプラズマが作られていることが確かめられ、また、発生したプラズマのイオンを質量分析することにより分子状イオンが支配的であることがわかっている [4-9]。

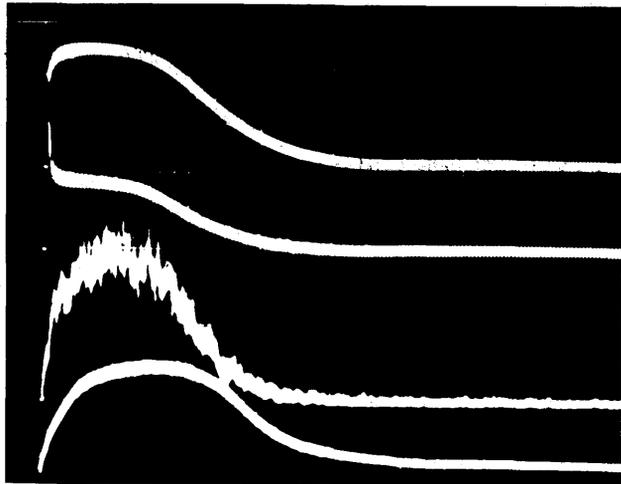
励起原子と電子との衝突による逆励起



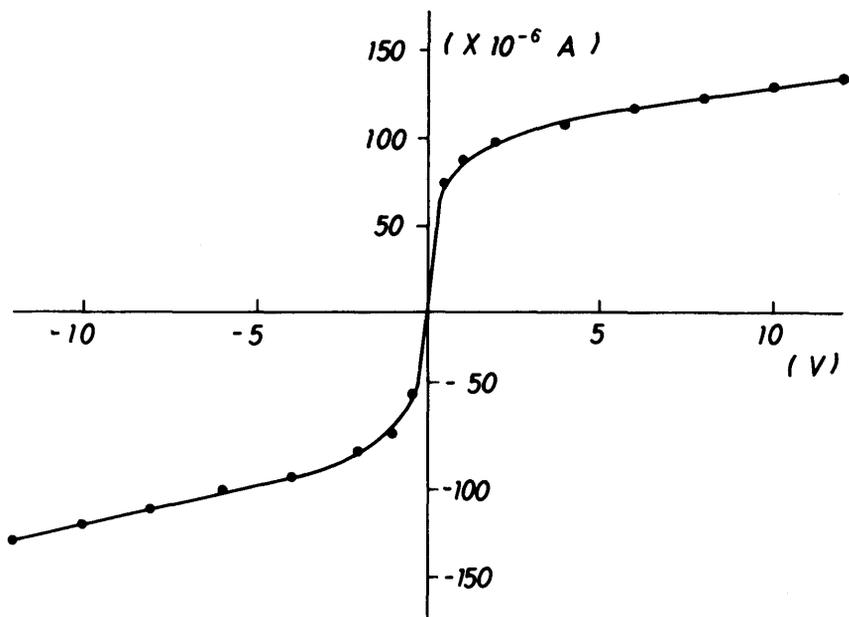
によって励起エネルギーが電子に与えられる。励起原子を通して外部より注入された光エネルギーの一部分は、逆励起によって電子に与えられ、電子温度を上昇させる。荷電粒子の損失過程として、分子状イオンが支配的なことから解離再結合が考えられる。



第4-4図はセシウム蒸気圧  $P_{\text{Cs}} = 7.6 \times 10^{-2} \text{ torr}$  のとき中空円筒状放電管(第4-1図)を用いて光源用放電部にパルス電圧を加えた後のオシロスコープで観測された信号の一例である。上から順に、光源放電部の放電々流、光源用放電部の探極電流、放電部からの光を分光器を通して波長8521 Åの光を光電子増倍管でうけた光信号、電離部の探極飽和電流を示している。電離部の探極電流は、立上り時間約200 μsec でほぼ一定値に達し、その後ゆっくり減衰する。電離部探極電流がほぼ一定値に達した時の探極電流対探極電圧特性を第4



第 4 - 4 図 光源用放電部にパルス電圧を印加した後の信号波形。上から順に、光源用放電部放電々流、光源用放電部探極電流、光源の波長 8521 Å の光信号、電離部探極飽和電流。



第 4 - 5 図 複探極電圧対電流特性

— 5 図に示す。第 4—5 図は普通の複探極特性を示しており、これより光の照射により電離部で発生したプラズマの密度や温度を決めることができる。

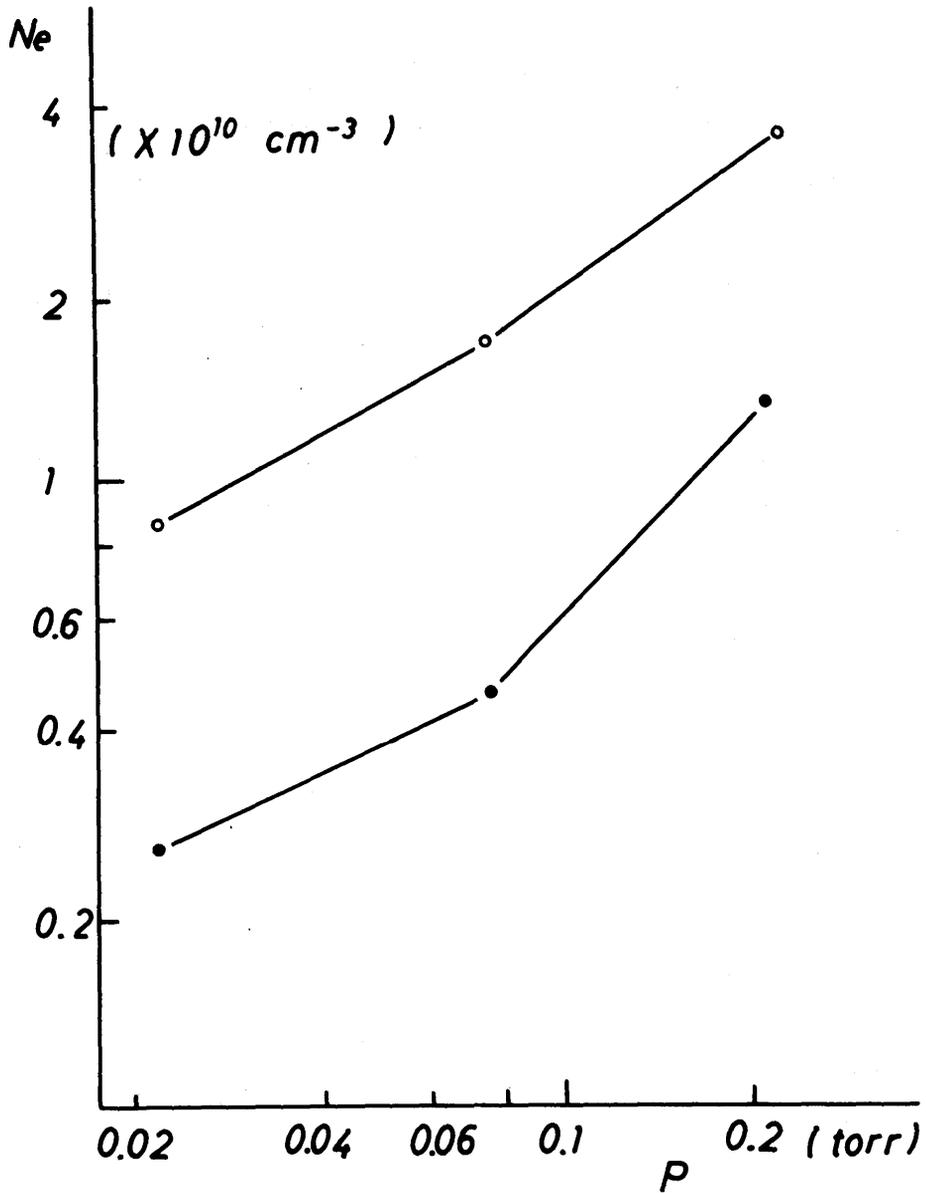
電離部の探極間の雑音電圧は光源用放電部に振動が現われないときには 1 m V 以下である。放電部に振動が現われると電離部の探極間に約 100 m V 程度の放電部の振動を微分した波形が現われる。しかし、電離部を銅の網でシールドすることにより雑音電圧は 1 / 100 程度に減少する。従って、共鳴光電離プラズマは静かなプラズマであり、波動現象の研究のためのプラズマ源として適しているものと思われる。

光源用放電部で発生した光の散逸を防ぎ効率良く共鳴光電離をおこなうため、放電管全体はアルミホイルで包んでいる。この効果を確かめるため、アルミホイルで包んだ時と包まなかった時との電離部におけるプラズマの電子密度を第 4—6 図に示す。○印はアルミホイルで放電管を包んだ時、●印は包まなかった時の測定結果を示す。第 4—6 図より、アルミホイルで包んだ時には包まなかった時の約 3 倍の電子密度をもったプラズマが得られることがわかる。

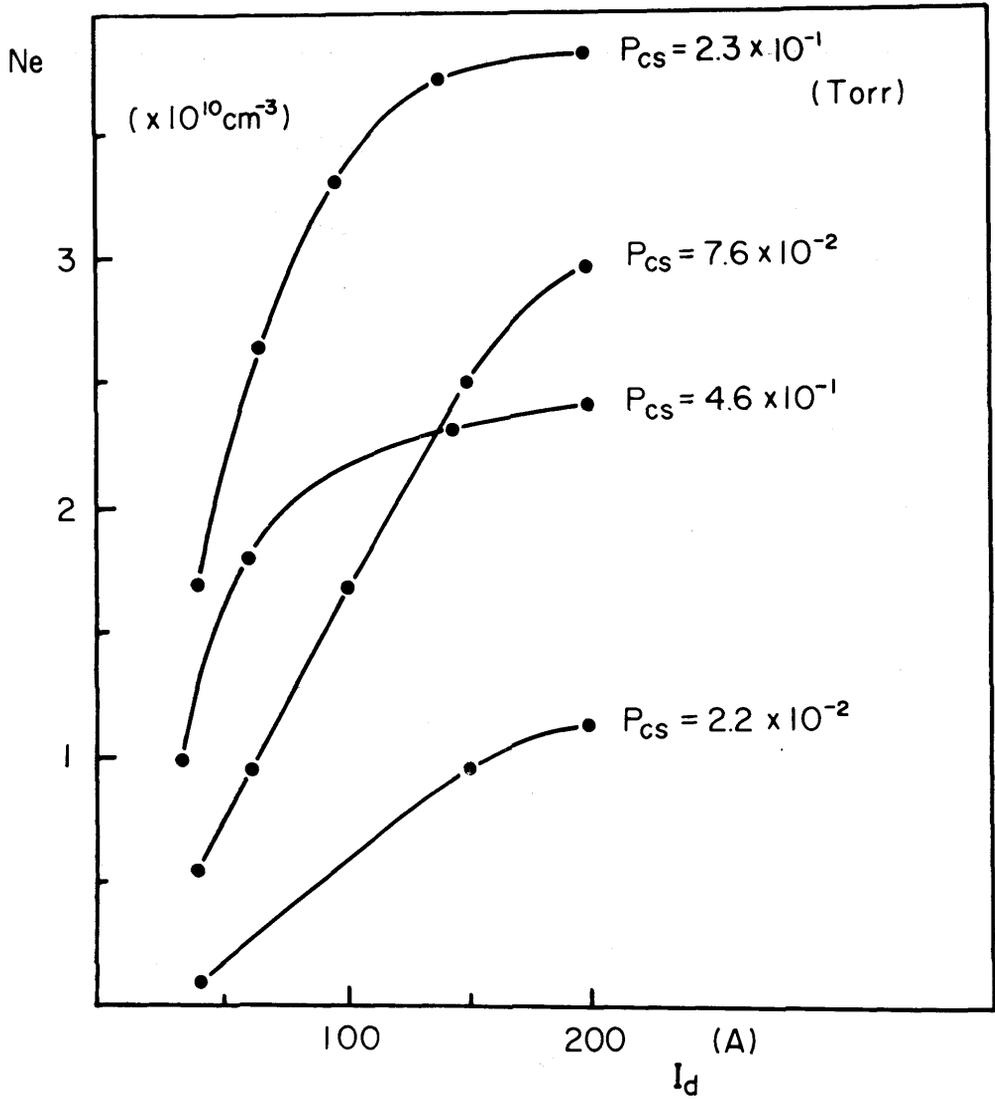
以下、このようにして得られる共鳴光プラズマの性質について述べる。

#### 4—3—1 電子密度

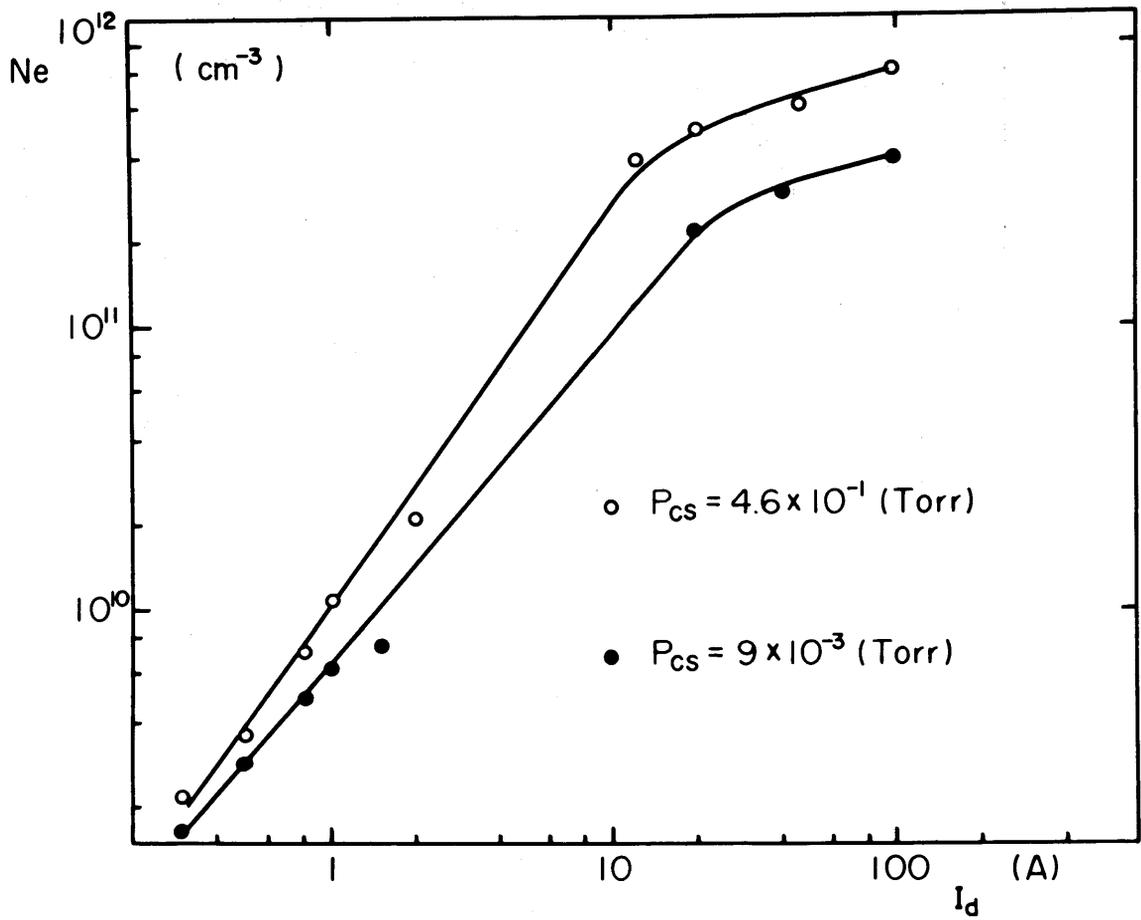
電離部で発生したプラズマの管軸上における電子密度を光源用放電部の放電電流の関数として第 4—7、4—8 図に示す。第 4—7 図は光源として中空円筒状放電管（第 4—1 図）を用いた電子密度の測定結果であり、 $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  程度の密度をもったプラズマが得られている。第 4—8 図は光源としてスパイラル状放電管（第 4—2 図）を用いた電子密度の測定結果であり、放電電流 0.3 ~ 2 A のときは直流定常放電によって、放電電流 10 A 以上はパルス放電によって得られた結果である。光源としてスパイラル状放電管を用いることにより、中空円筒状放電管の場合の約 20 倍の  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  程度の密度を持ったプラズマが得られている。スパイラル管の放電路長は中空円筒管の約 7 倍長く、放電の断面積は約  $\frac{1}{7}$  小さい。従って、同じ放電電流に対して放電のために供給された電力密



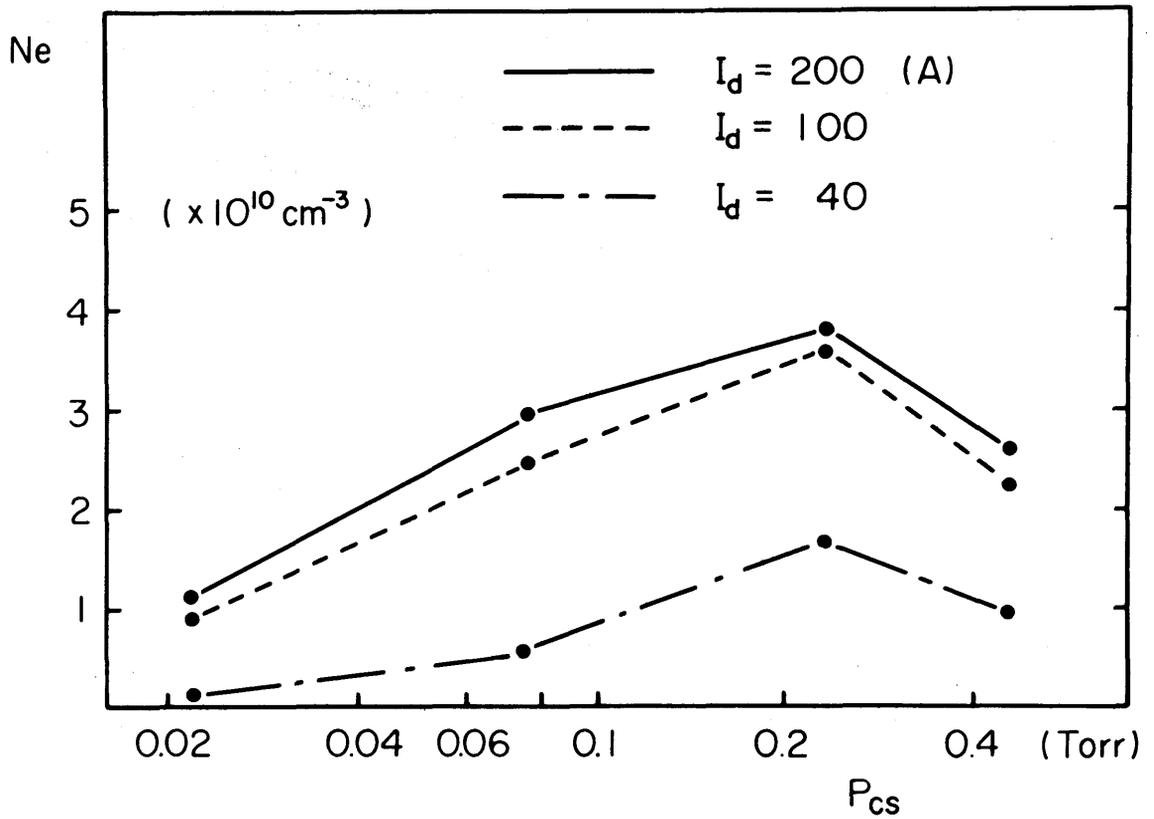
第 4-6 図 放電管をアルミホイルで包んだ時と包まなかった時の電離部電子密度、○印包んだ時、●印包まなかった時、



第4-7図 光源として中空円筒状放電管を用いた電離部電子密度と光源用放電部放電々流の関係



第4-8図 光源としてスパイラル状放電管を用いた電離部電子密度と光源用放電部放電々流の関係



第4-9図 光源用放電部放電電流をパラメータにした電離部電子密度のセシウム蒸気圧依存性

度が大きく、放射される光の強度が強いため大きな密度を持ったプラズマが得られる。

第4-9図に、電離部で発生したプラズマの電子密度のセシウム中性気体の圧力依存性を示す。第4-9図より、いずれの光源用放電部の放電々流に対してもほぼ同じセシウム蒸気圧  $P_{Cs} = 0.2 \text{ torr}$  附近で電子密度が極大値を示していることがわかる。セシウム中性気体の圧力の増加とともに共鳴光の吸収係数が増加するので、発生するプラズマの密度も増加する。しかし、後に述べるように電離は管壁近くの極く薄い層でのみ起り、ここから管の内部へ荷電粒子が拡散してゆくことによりプラズマが形成されるので、圧力の増加とともに拡散がおさえられ電子密度が極大値を示すものと考えられる。

#### 4-3-2 解離再結合

共鳴光プラズマの荷電粒子の損失過程を調べるために、共鳴光の照射を止めた後の電離部の中心におけるプラズマの減衰定数  $\tau_d$  を測定した。減衰定数と電子密度との積の逆数  $1/N_e \tau_d$  を電子温度の関数として第4-10図に示す。実測値はほぼ-1の傾きを持った直線に乗っている。第4-3-3節で示されるように、電子密度の半径方向の傾きは正 ( $dN_e/dr \geq 0$ ) なので、管の内側へ向う拡散は管軸附近では損失機構として考えられない。

再結合による電子密度の減衰の時間割合は、再結合係数を  $\alpha$  で表わせば

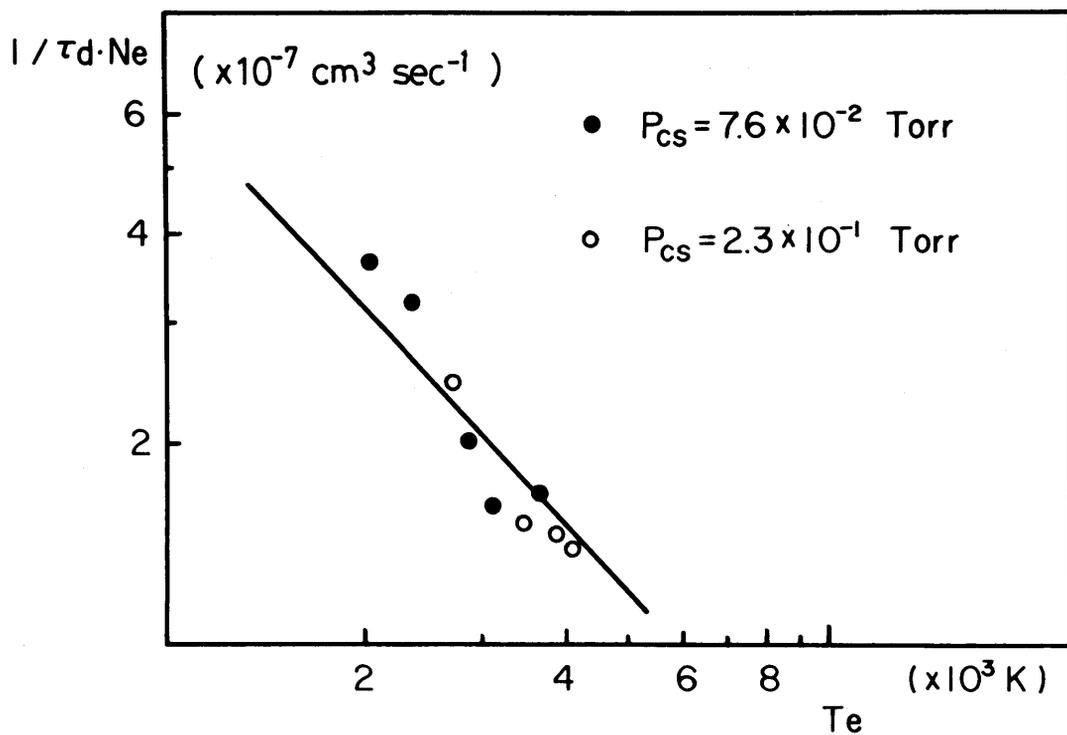
$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = -N_e^2 \alpha \quad (4-4)$$

となる。時刻  $t_1$ 、 $t_2$  における電子密度をそれぞれ  $N_{e1}$ 、 $N_{e2}$  で表わせば (4-4) 式より

$$\frac{1}{N_{e2}} - \frac{1}{N_{e1}} = (t_2 - t_1) \alpha \quad (4-5)$$

$N_{e2}/N_{e1} = 1/e$  なる時間  $t_2 - t_1 = \tau_d$  とすれば

$$\alpha = \frac{1}{t_2 - t_1} \left( \frac{1}{N_{e2}} - \frac{1}{N_{e1}} \right)$$



第 4 - 10 図 減衰定数と電子密度の積の逆数と電子温度の関係

$$= \frac{1}{\tau_a N_{e1}} (e - 1) = \frac{1}{\tau_a N_{e1}} \quad (4-6)$$

従って第4-10図の縦軸は再結合係数の大きさを表わしている。再結合として、二電子三体再結合、放射再結合および解離再結合が考えられる〔4-10〕、〔4-11〕。二電子三体再結合係数  $N_e \beta$ 〔4-12〕と放射再結合係数  $\alpha_{ra}$ 〔4-13〕はそれぞれ次のように与えられる。

$$N_e \beta = 10^{-8} N_e T_e^{-9/2}, \quad (\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}) \quad (4-7)$$

$$\alpha_{ra} = 1.9 \times 10^{-12} T_e^{1/2}, \quad (\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}) \quad (4-8)$$

電子密度と温度の代表的な値  $N_e = 10^{11} \text{cm}^{-3}$ 、 $T_e = 10^3 \text{K}$  に対して  $N_e \beta = 10^{-11}$ 、 $\alpha_{ra} = 10^{-13} \text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$  である一方、解離再結合係数は理論的に次式で与えられる〔4-14〕。

$$\alpha_{diss} = 10^{-7} (250/T_e)^c, \quad (\frac{1}{2} \leq c \leq \frac{3}{2}) \quad (4-9)$$

この値は水素類似分子に対するものであるがセシウムで行った我々の実験（第4-10図）によれば  $\alpha = 1/N_e \tau_a \sim 10^{-4}/T_e$  となり  $c = 1$  に近い値が得られた。従って、共鳴光プラズマにおいて分子状イオンが支配的であることを考えれば、解離再結合がプラズマの損失過程に重要な役割をはたしていると考えられる〔4-15〕。

### 4-3-3 半径方向密度分布

セシウムの共鳴線の吸収係数  $k$  は非常に大きいので ( $k = 10^2 \sim 10^4 \text{cm}^{-1}$ )〔4-16〕、共鳴光は大部分が管壁近くにあるセシウム中性原子に吸収され放電管の中心まで浸透しない。また、共鳴光をパルス的に照射した後の電離部におけるプラズマの密度がほぼ一定値に達する立上り時間 ( $\tau_r \sim 10^{-6} \text{sec}$ ) は共鳴光の吸収によりプラズマが発生する共鳴光電離プラズマの形成時間 ( $\tau_c \sim 10^{-7} \text{sec}$ ) に比べ十分長く、管壁から中心までの拡散時間にほぼ等しく、管壁に近い位置ほど立上り時間が短い。第4-11図は、管軸より異なる距離に三組の探極を持つ電離部を用いてオシロスコープで観測された探極電流信号の一

例である。上から順に、光源用放電部の放電々流、中心より距離  $r=4.3$ 、  
2.2、0 mm の位置におかれた探極電流である。管壁に近い位置におかれた探極  
の電流ほど立上り時間が早い。

第 4-12 図は、光源用放電部にパルス電圧を加えた後の電離部におけるプラ  
ズマの立上り時間を、管壁からの距離の関数として示したものである。○印は  
実測値を、実線は一次元の自由空間における両極性拡散による拡散時間と距離  
との関係を示す式〔4-17〕

$$\tau = (R-r)^2 / 2D_a \quad (4-10)$$

によって計算された値を示す。ここで、 $D_a$  は両極性拡散係数で

$$D_a = \mu_i k T_e / e \quad (4-11)$$

$R$  は放電管の半径、 $r$  は管軸からの距離を示す。イオンの移動度  $\mu_i$  として  
Chanin〔4-18〕らの分子状イオンに対する実測値を用いて、拡散係数  
は

$$D_a = 4.9 \times 10^{14} T_e / N_g, \text{ (cm}^2 \text{sec}^{-1}) \quad (4-12)$$

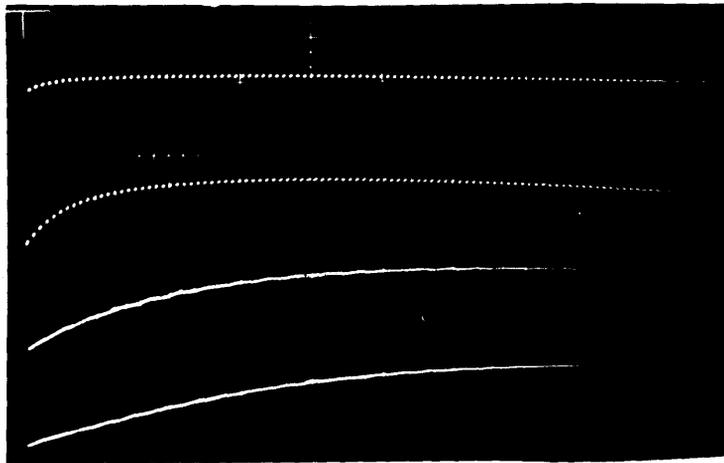
となる。第 4-12 図より、プラズマが放電管の内部で同時に発生するのではな  
く、管壁近くから放電管の内部に拡散してゆくことによりプラズマが形成され  
る様子がわかる。

そこで、共鳴光電離プラズマの半径方向密度分布を得るため次のようなモデ  
ルを考える。1) 共鳴光は管壁から吸収係数の逆数の距離を越えて内部に浸透し  
ない。2) 励起原子の寿命 ( $\tau_x \sim 10^{-8} \text{sec}$ ) は、拡散時間に比べ十分短かいので電  
離は管壁近くのごく薄い層 (その厚さ  $1/k$ ) でのみ起る。3) 荷電粒子は放電管の  
内部へ拡散してゆき、そこでは解離再結合が起っていると仮定する。

上の仮定をもとに、放電管の内部における次の拡散方程式が得られる。

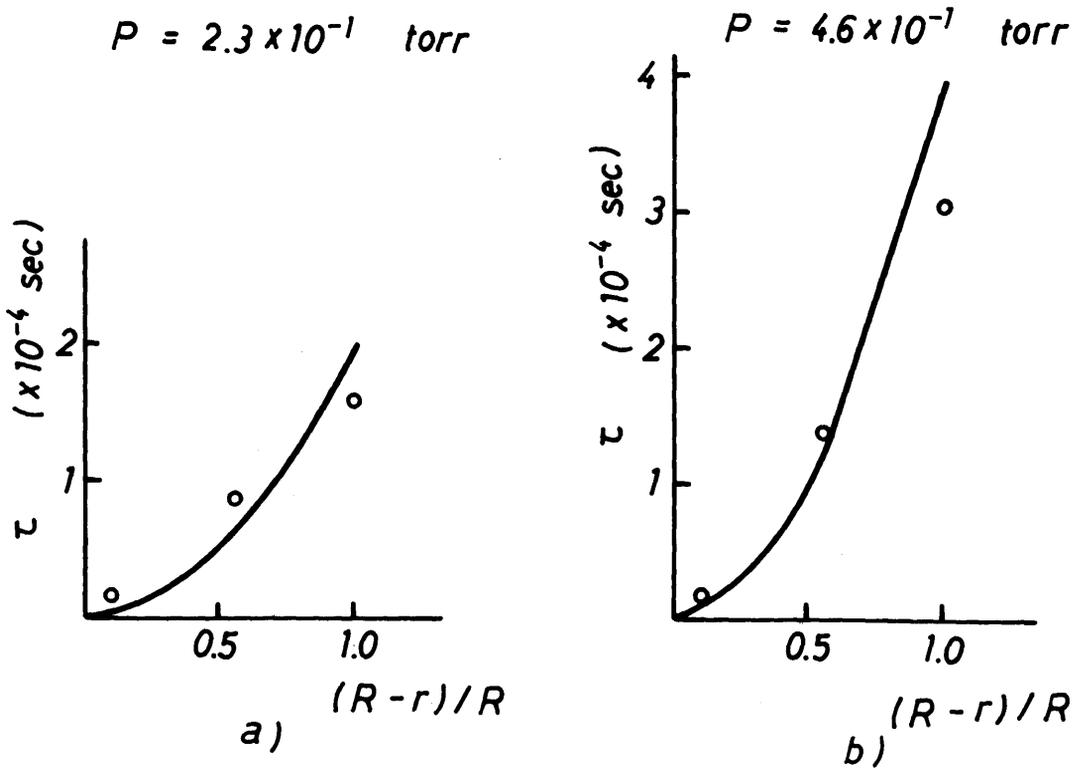
$$D_a \nabla^2 N_e - \alpha N_e^2 = 0 \quad (4-13)$$

ここで  $D_a$  は拡散係数、 $\alpha$  は再結合係数を示す。放電管の中心における電子密度  
 $N_0$  で規格化された無次元密度  $Y = N_e / N_0$  と半径  $R$  で規格化された無次元距離



0.1 ms/div

第4-11図 パルス光を照射した後の電離部探極電流の立上り波形。上から順に、光源用放電部放電々流、中心より距離  $r = 4.3, 2.2, 0$  mmの位置におかれた探極電流。



第4-12図 探極電流立上り時間と管壁からの距離の関係

$X=r/R$ を用いて(4-13)式は次のように変形される。

$$d^2Y/dX^2 + (1/X)dY/dX - bY^2 = 0 \quad (4-14)$$

ここで、 $b=R^2\alpha N_0/D_a$ 。この方程式の解として $X$ の級数解

$$Y = \sum_{n=0}^{\infty} a_{2n} X^{2n} \quad (4-15)$$

を仮定する。このとき、放電管の中心軸に関する対称性から $X$ の奇数のべき乗の項は省略した。級数(4-15)を方程式(4-14)に代入すれば級数の係数の間の関係式〔4-20〕

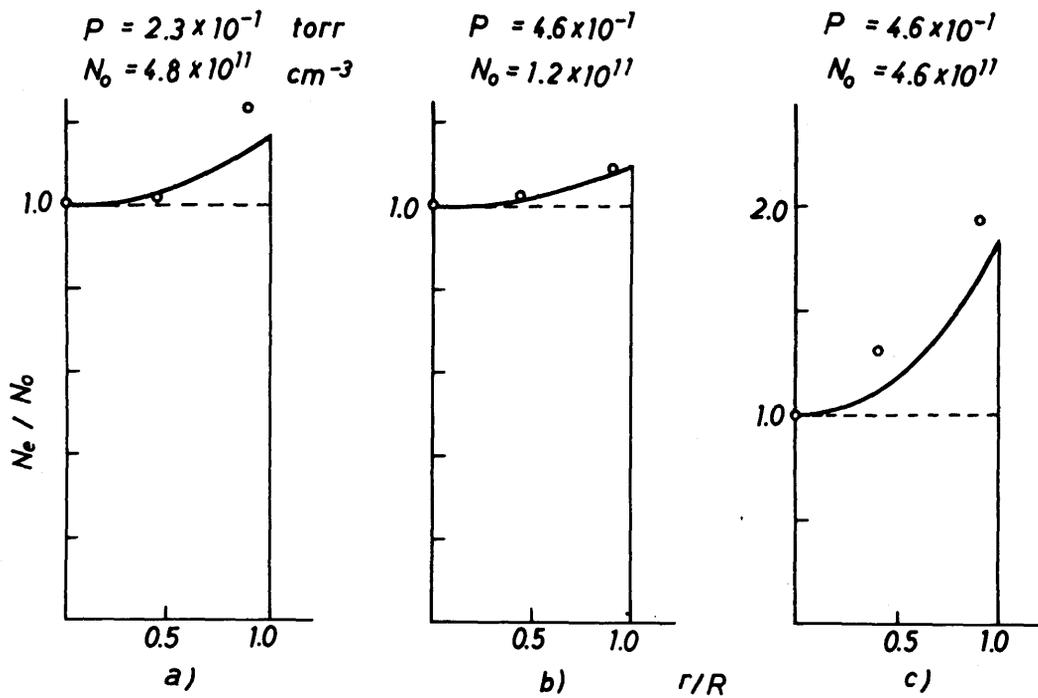
$$a_{2n} = \frac{b}{(2n)^2} \sum_{m=0}^{n-1} a_{2m} a_{2(n-m-1)} \quad (4-16)$$

が得られる。境界線条件 $X=0$ 、 $Y=1$ より、 $a_0=1$ となり(4-14)式の解は次のようになる。

$$Y = 1 + \frac{b}{4} X^2 + \frac{b^2}{32} X^4 + \frac{b^3}{288} X^6 + \dots \quad (4-17)$$

共鳴光電離プラズマの半径方向密度分布は、(4-17)式より中心 $X=0$ に極小値を持ち、距離 $X$ の増加とともに単調に増加する。パラメーター $b$ 、すなわち、セシウム蒸気圧と電子密度が大きくなれば密度分布は急になる。これは、圧力が高くなれば拡散がおさえられ、また電子密度が大きくなれば再結合による荷電粒子の損失が増えて、放電管の内部における電子密度が減少するためである。

管軸から異なる距離に三組の探極を持つ電離部を用いて測定された密度分布を第4-13図に示す。○印は実測値を、実線は中心における電子密度の測定値を用いて(4-17)式で計算した理論値を示す。第4-13図より、実測値と計算値は良く一致しており、定性的傾向、例えば、同じセシウム圧力に対して電子密度が大きいほど(4-17)式の中のパラメーター $b$ が大きくなり分布は急になる(第4-13図b)とc)を比較)、また同じ電子密度に対して圧力が低いほどパラメーター $b$ が小さくなり分布は平坦になる(第4-13図a)とc)を比較)という傾向も一致しており、ここで述べたモデルが正しいことを示している。



第4-13図 共鳴光電離プラズマの径方向密度分布、実線は(4-14)式により計算された理論曲線

#### 4-4 密度分布の制御

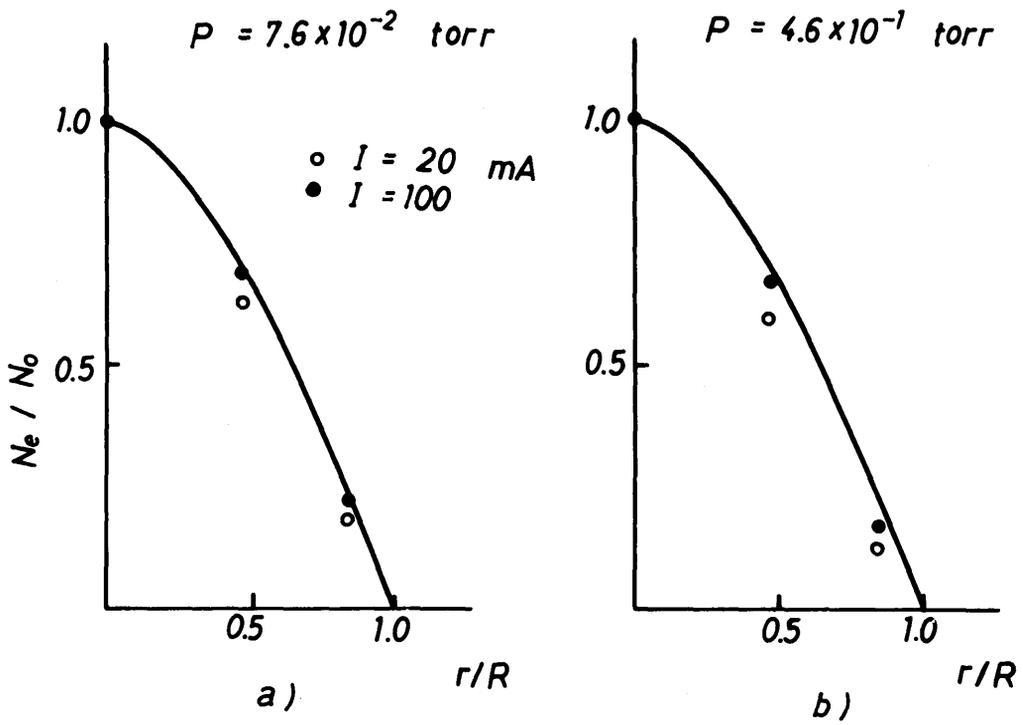
共鳴光電離プラズマの半径方向密度分布は、前節で述べたように中心に極小値を持ち管壁に向って単調に増加し、セシウム蒸気圧や電子密度の増加とともに分布は急になる。一方、普通の放電管中におけるプラズマの密度分布は、中心に極大値を持ち管壁に向って単調に減少する。これら異なる分布を持つ二つのプラズマ、共鳴光電離プラズマと放電プラズマ、を組み合わせる実験を行なうことにより、半径方向密度分布をかなり広い範囲にわたって変化させることができる。またその分布は、放電によって作られるプラズマと光の照射によって作られるプラズマの分布の各々の理論<sup>値</sup>を加え合わせるにより近似的に表わされる。

実験は、第4-3図<sup>に</sup>示された放電管を用いて次の三つの場合における密度分布を測定した。1) 電離部に10~100mAの直流定常放電をつけ、放電部には放電をつけない、2) 電離部に放電をつけないで、光源用放電部に5~100Aのパルス放電をつけ光の照射のみを行なう、3) 電離部に直流定常放電をつけておき、放電部にパルス放電をつけ放電と光の照射とを組合せる。

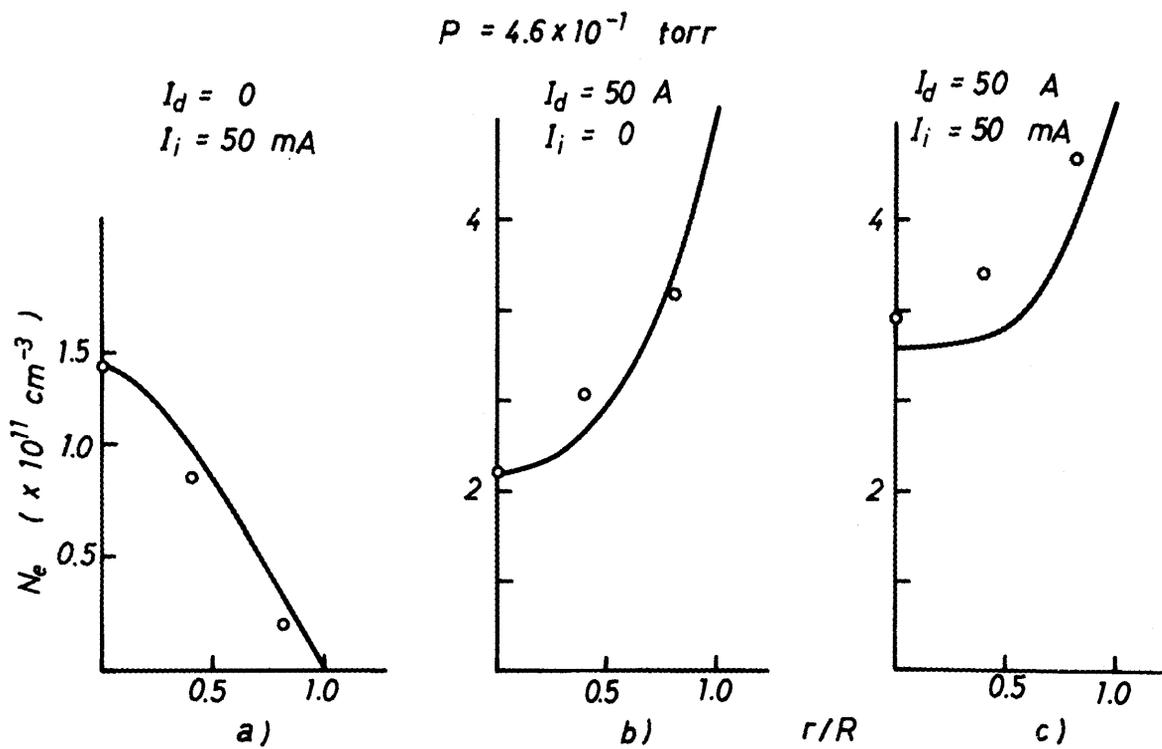
##### 4-4-1 密度分布の測定結果

実験1)の場合、すなわち、電離部に放電をつけて光の照射は行なわない場合に得られた密度分布を第4-14図に示す。○印及び●印は実測値を、実線は零次ベッセル関数を示しており、放電管の中心における電子密度で規格化したものである。図a)はセシウム圧力 $P_{cs} = 7.6 \times 10^{-2}$  torr, 図b)は $P_{cs} = 4.6 \times 10^{-1}$  torr, の場合に得られた結果であり、いずれの圧力や放電々流に対しても、近似的に零次ベッセル関数でその分布が表わされることがわかる。実験2)の場合、すなわち、共鳴光電離プラズマの密度分布は既に第4-3-3節で述べられており、(4-17)式によって分布を表わすことができる。

第4-15図a)は実験1)の場合、すなわち、電離部に放電々流 $I_1 = 50$ mAの放電をつけ光の照射は行なわなかった時、図b)は実験2)の場合、すなわち、光源用



第4-14図 放電プラズマの径方向密度分布、実線は零次ベッセル関数



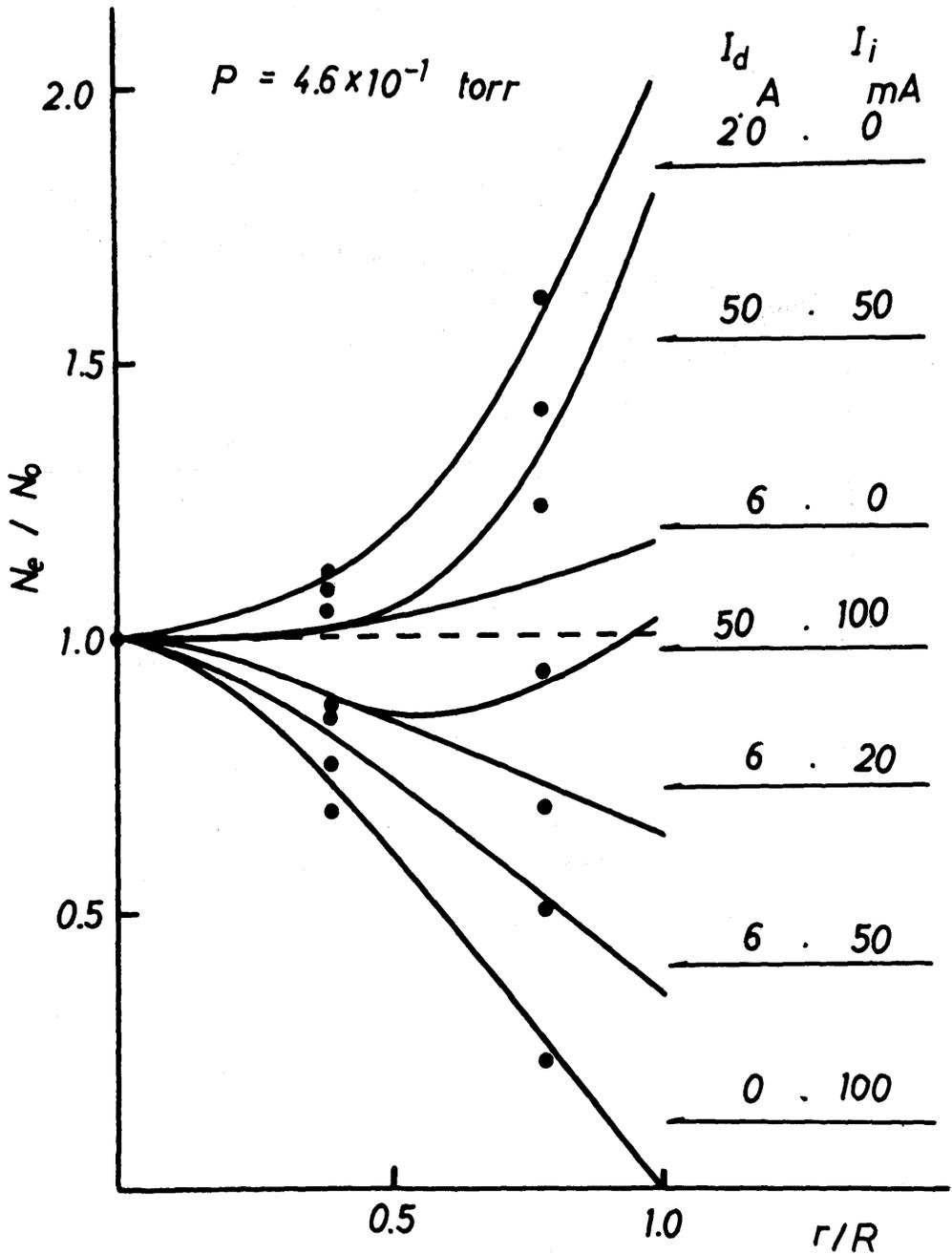
第4-15図 共鳴プラズマ、放電プラズマ、放電と共鳴光照射の組合せにより得られるプラズマの密度分布

放電部に放電々流 $I_d = 50A$ を流して光の照射のみを行なった時、図c)は実験3)の場合、すなわち、予め図a)の場合と同じ放電々流の放電を電離部につけておき図b)の場合と同じ強さの光を照射した時、それぞれの場合における半径方向密度分布を示している。●印は実測値を示し、実線は理論値を示している。放電と光の照射とを組み合せた場合における密度分布の理論値(第4-15図c)の実線)は、放電プラズマと共鳴光電離プラズマとの各々の分布の理論値(第4-15図a)とb)の実線)を数値的に加え合せたものであり、この場合も実測値と計算値は良く一致している。

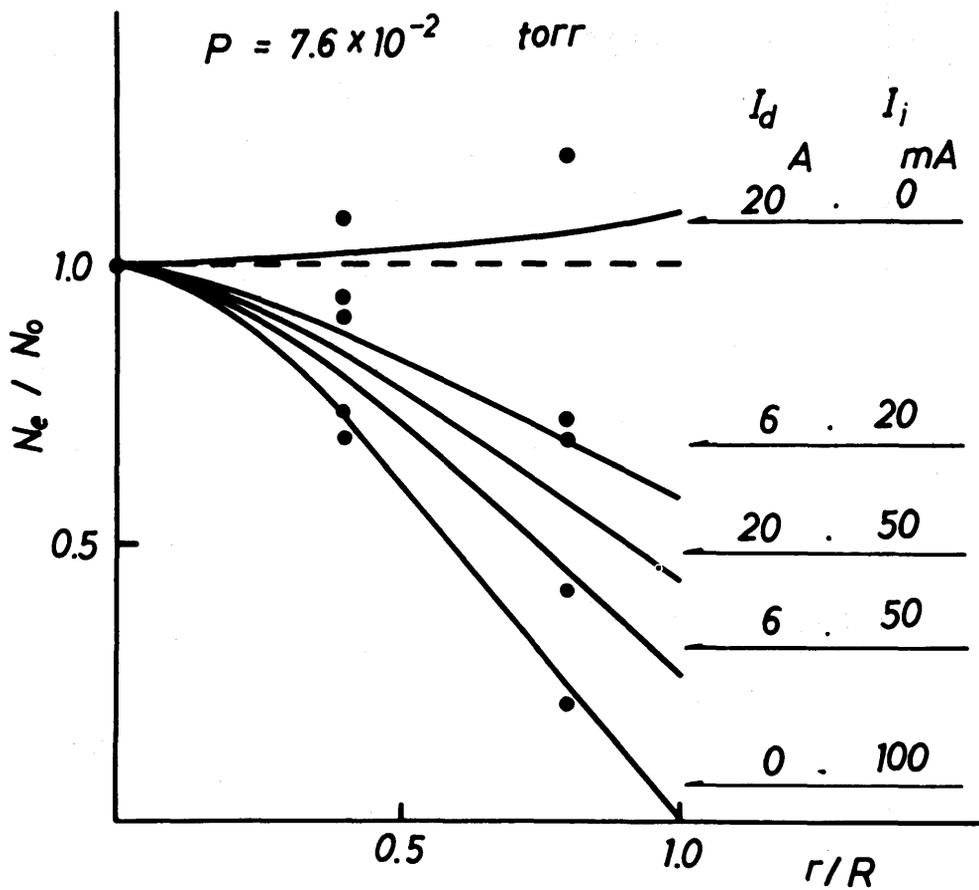
第4-16, 4-17図は放電と光の照射との色々な組み合わせによって得られたプラズマの半径方向密度分布を示しており、すべて放電管の中心における各々の電子密度の値で規格化された相対値を示している。●印は実測値を、実線は放電によって作られるプラズマと光の照射によって作られるプラズマのそれぞれの理論値を加え合せた計算値を示している。パラメーター $I_p$ は電離部における放電々流を、 $I_d$ は光源用放電部における放電々流を示す。中心に極大値を持ち中心からの距離の増加とともに単調に減少する零次ベッセル関数に近い分布から、中心に極少値を持ち管壁に向って単調に増加する分布まで、あるいは、矩形に近い分布等、広い範囲にわたって半径方向密度分布を変化させることができるプラズマが得られている。第4-16図はセシウム蒸気圧 $P_{cs} = 4.6 \times 10^{-1}$  torr, 第4-17図は $P_{cs} = 7.6 \times 10^{-2}$  torrの場合に得られた結果で、セシウム圧力が高いほど光の照射によってできるプラズマは(4-17)式の中のパラメーター $b$ が大きくなるので密度分布が急になり、管壁に向って急に立上がった分布まで得られる。

#### 4-4-2 密度分布の測定結果の討論

放電プラズマの密度分布は第4-14図に示されており、ほぼ零次ベッセル関数で分布を表わすことができる。また、共鳴光電離プラズマの密度分布は、第4-13図に示されるように(4-17)式によって表わされる。



第4-16図 放電と共鳴光照射との組合せにより得られたプラズマの密度分布

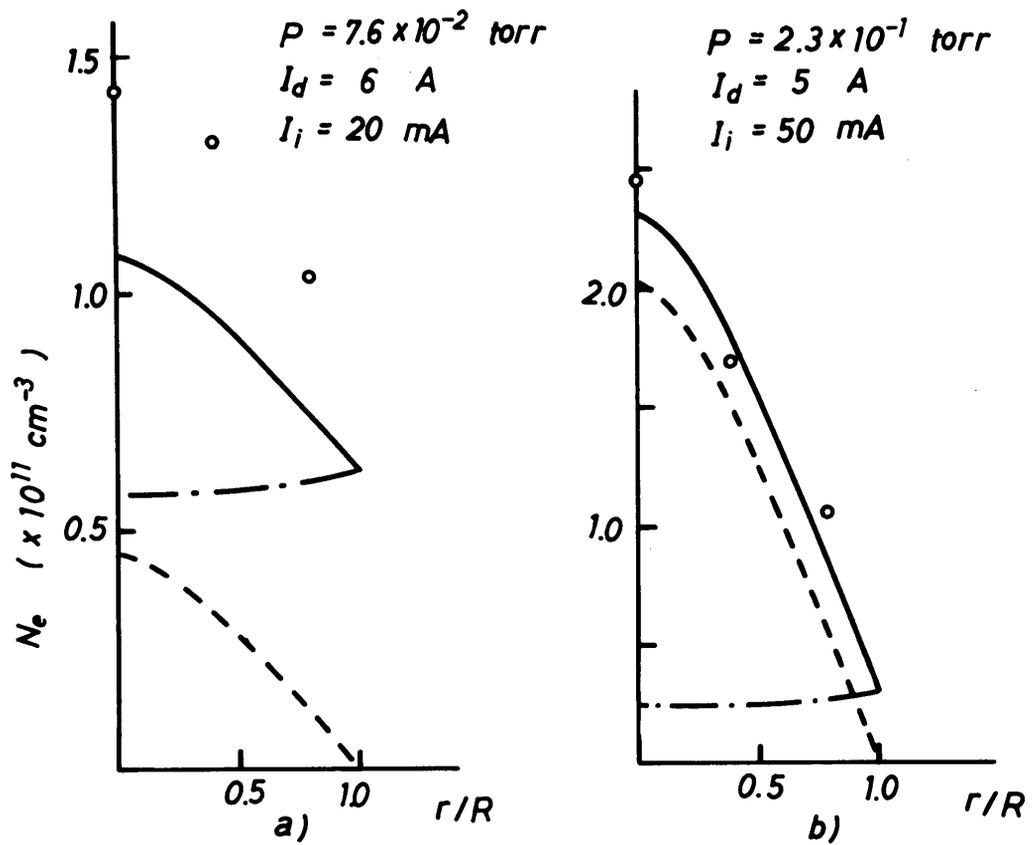


第4-17図 放電と共鳴光照射との組合せにより得られたプラズマの密度分布

普通の放電に共鳴光の照射を組合せることにより得られたプラズマの密度分布は第4-16、4-17図に示されており、中心に極小値を持ち管壁に向って単調増加する分布から、中心に極大値を持ち単調減少する分布まで、かなり広い範囲にわたって半径方向密度分布を制御できることを示している。

放電と光の照射とを組み合わせた場合に、各々のプラズマの密度分布の理論値を単に加え合せた計算値と実測値とが第4-15図c)に示したように割合良く一致する場合と、第4-18図a)に示すように実測値のほうが計算値より大きな値になる場合がある。第4-18図において、破線は放電のみの時、一点鎖線は光の照射のみの時、実線は放電プラズマに光の照射をおこなった時に得られたプラズマの密度分布の計算値を示しており、○印は放電と光の照射とを組み合わせた場合の実測値を示している。放電によりできるプラズマと光の照射によりできるプラズマの密度がどちらか一方が大きくて他方が小さい場合、たとえば、放電により作られるプラズマの密度の方が大きい場合(第4-18図b))、予め放電によりプラズマができていて、これに光を照射することにより、少し摂動をうけ、計算値と実測値は共に少し増加するのみで両者はほぼ一致する。逆に光の照射によってできるプラズマの密度が大きい場合(第4-15図c))も同じである。

他方、放電によって作られるプラズマと光の照射により作られるプラズマとの密度の大きさが同じ程度の場合(第4-18図a))、実測値のほうが計算値より大きくなる。その原因として次のものが考えられる。光の照射のみにより作られるプラズマにおいては、光源と電離部との間に光学フィルターを挿入した実験〔4-9〕によって、光源から放射される色々な波長の光のうち共鳴線以外の光はプラズマの発生に寄与しないことがわかっている。しかし、予め放電がついていれば色々な準位の励起原子が多数存在しており、光を照射した時共鳴線以外の光も多数吸収され励起や電離を増すことが考えられる。また共鳴光電離プラズマにおいては、電子と励起原子との衝突による逆励起によって電子が加速され電子温度を保っている。従って共鳴光の吸収により発生する励起原子は一部分電子温度を保持するために使われ電離のために使われない。しかし



第4-18図 放電と共鳴光照射との組合せにより得られるプラズマの電子密度と距離の関係

予め放電がついていれば電子温度がすでに上がっているので、光の吸収によって作られる励起原子は電離のためにより利用されると考えられる。

しかしながら、実験を行なった範囲内では、実測値は計算値の2倍以上は大きくないし、第4-16, 4-17図に示したように密度分布の相対値は計算値と実測値が良く一致しているので、放電プラズマと共鳴光電離プラズマとの密度分布の理論値を加え合せたものによりほぼその半径方向密度分布を近似的に表わすことが出来ると考えて十分である。

#### 4-5 結 言

セシウム金属蒸気に外部から共鳴光を照射することにより $10^{10} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 程度の密度を持った内部に電流のない静かなプラズマが得られた。共鳴光電離プラズマは普通の放電プラズマとは異なる種々の性質を持っていることが明らかになった。即ち、共鳴光の吸収により作られるプラズマは、エネルギーが励起原子を通して与えられるので普通の放電管中に比べ励起原子密度が高く、励起原子間の衝突により分子状イオンが発生する。また、共鳴光の照射を止めた後のプラズマの減衰の時定数より、荷電粒子の損失として解離再結合が寄与している、したがって分子状イオンが支配的である。さらに、このようなプラズマの半径方向密度分布は、中心に極小値を持ち単調に増加する分布を示し、電子密度や中性気体の圧力の増加とともに分布は急になる。

共鳴光電離プラズマが放電プラズマと異なる密度分布を持っていることを利用して、放電プラズマに共鳴光を照射することにより、単調減少する分布から単調増加する分布まで、あるいは、矩形に近い分布等、広い範囲にわたって密度分布を制御することができた。またその密度分布は、放電プラズマと共鳴光電離プラズマの密度分布の理論値を加え合せることにより近似的に表わすことができる。

参 照 文 献

- [4-1] N. D. Morgulis, Yu. P. Korchevol & A. M. Przhonskii: Soviet Phys. -JETP 26(1968)279.
- [4-2] F. Mohler, P. Foote & R. Chenault: Phys. Rev. 27(1926)27.
- [4-3] Y-T. Lee & B.H. Mahan: J. Chem. Phys. 15(1965)2893.
- [4-4] Y. Ono, I. Koyano & I. Tanaka: J. Chem. Phys. 52(1970)5969.
- [4-5] J. Yamada & T. Okuda: J. Phys. Soc. Japan 35(1973)881.
- [4-6] J. Yamada & T. Okuda: Phys. Letters 39A(1972)223.
- [4-7] G.V. Marr & D.M. Creek: Proc. Roy. Soc. A304(1968)233.
- [4-8] G. Alfredo & A. Kniazzezh: Bull. Am. Phys. Soc. 11(1966)634.
- [4-9] N. D. Morgulis & Yu. P. Korchevol: Soviet Phys. -JETP 31(1970)1005.
- [4-10] D.R. Bates: Atomic and Molecular Processes, Academic press, New York (1962).
- [4-11] J. Yamada & T. Okuda: Japan. J. Appl. Phys. 11(1972)1032.
- [4-12] E. Hinnov & J.C. Hirschberg: Phys. Rev. 125(1962)795.
- [4-13] D.W. Norcross & P.M. Stone: J. Quant. Spectrsc. Radiat. Transfer 6(1966)277.
- [4-14] D.R. Bates: Phys. Rev. 78(1950)492.
- [4-15] J. Yamada & T. Okuda: J. Phys. Soc. Japan 32(1972)1162.

- [ 4 -16] A. C. G. Mitchell & M. W. Zemansky: Resonance Radiation and Excited Atoms, Cambridge Press, London (1961).
- [ 4 -17] 例えば、奥田孝美：気体プラズマ現象、P 87, コロナ社、東京 (1964).
- [ 4 -18] L. M. Chanin & R. D. Steen: Phys. Rev. 132(1963)2554.
- [ 4 -19] V. I. Solunskii & B. L. Timan: Soviet Phys. -Tech. Phys. 9(1964)207.

## 第5章 平行レーザー光によるセシウムプラズマの発生と膨張

### 5-1 緒 言

ルビーやガラスなどのQスイッチ大出力レーザーの発達により単一パルス光の高電界が実現できるようになり、気体、液体、固体の電離と絶縁破壊に関する研究が盛んに行なわれ、また多光子吸収、光高調波発生など非線形光学効果の研究が物性物理学的興味からおこなわれている。さらに、レーザーによる核融合を目ざし固体にレーザー光を照射したときのプラズマの生成とその加熱機構に関する研究が精力的に行なわれている〔5-1〕。レーザー光による破壊は、特に気体において媒質の任意の場所で破壊をおこすことができるので破壊機構を解明するのに有効である。最初、希ガスにレーザーを照射した実験〔5-2〕が行なわれ、最近金属蒸気にレーザーを照射して破壊のしきい値と破壊機構に関する研究が行なわれた〔5-3〕。

ここでは、出力25MW、半値幅約30nsecのQスイッチルビーレーザーをセシウム蒸気に照射した実験を行なった。レーザー光は平行ビームのままであり、さらにアパーチャーを用いてレーザー光の径方向強度分布のうち強度の強い一様な部分のみを利用しているので、従来行なわれている実験のようにレンズで集光した場合に比べ断面の評価が正確にでき、また管軸方向に一様なプラズマが発生するので一次元的になり解析が容易になるという利点がある。最初に、レーザーによるプラズマの発生と膨張に関する理論を簡単に述べ、次に実験結果について詳しく述べる。

### 5-2 プラズマの発生とその膨張に関する理論

レーザー光によるプラズマの発生機構の理論的取り扱い、一般に二種類にわけられる。一つは原子、分子が多光子吸収により直接電離する過程である〔5-4〕。これは、初期電子の存在する確率が極めて小さい小体積内で破壊がおこる初期電子発生の唯一の機構である。他の一つは、逆制動放射による電子の

加速と、それに続く衝突による電子の増倍機構であるカスケード過程であり〔5-5〕、これは古典的高周波破壊理論と同一である。プラズマの中性気体中への膨張機構は、中性気体の圧力が高いときには拡散的になり、圧力の低いときには協同的になる。

以下、プラズマの発生と膨張に関する従来の理論について簡単に述べる。

### 5-2-1 多光子電離

原子あるいは分子が電離エネルギーより小さなエネルギーを持つレーザー光の多光子を同時に吸収して電離する多光子電離による電子密度の増加割合は

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \alpha_n N_g \left( \frac{I}{h\nu} \right)^n \quad (5-1)$$

で示される。ここで  $n$  は同時に吸収される光子数、 $\alpha_n$  は多光子吸収による電離確率、 $I$  はレーザー光強度、 $\nu$  はレーザー光の周波数である。

Tozer〔5-6〕は電離確率  $\alpha_n$  を準古典的な方法により簡単に求めた。即ち、電子と光子の相互作用時間  $\tau$  は不確定性原理から  $\tau \approx h / h\nu = 1 / \nu$  であり、この時間  $\tau$  の間に  $n$  個の光子が中性粒子の実効断面積  $\sigma_0$  を通れば励起または電離が起ると考えた。光子の分布が原子の大きさにわたってランダムであると仮定すれば、時間  $\tau$  の間に  $n$  個の光子が断面  $\sigma_0$  に達する確率はポアソン分布によって与えられる。

$$P \sim \exp(-I \sigma_0 \tau / h\nu) (I \sigma_0 \tau / h\nu)^n / n! \quad (5-2)$$

従って、電離確率は

$$\sigma_n = \frac{(\sigma_0 \tau)^n}{\tau n!} \exp(-I \sigma_0 \tau / h\nu) \quad (5-3)$$

となる。Tozer は実験結果を説明するため  $\sigma_0 = 10^{-16} \text{ cm}^2$  とした。

次に摂動論にもとづく計算がBebb〔5-7〕らによって行なわれた。彼らは、中間状態をとるすべての遷移についてレーザー電界中の共鳴線の幅の拡がりやを考慮してマトリックス要素を計算することにより電離確率を求めた。この

結果は光子のエネルギーに対する曲線として求められ、中間状態への遷移に関する共鳴を除けばTozerの結果と同じ大きさを持つ。セシウム<sup>\*</sup>の二光子吸収に対して電離確率<sup>\*</sup>は $10^{-49}$  cm<sup>4</sup> sec、三光子吸収に対して $10^{-77}$  cm<sup>6</sup> sec<sup>2</sup>程度の大きさを持つ。彼らの理論は放出された電子と原子にのこったものとの間のクーロン相互作用を考慮しなかった。これは電離確率を著しく増すと予想される。また、強いレーザ電界が電子の自由状態のみならず原子内の束縛状態に影響する。しかし光の電界による準位の推移や重なりは考えられていない。

### 5-2-2 逆制動放射とカスケード過程 [5-8]

逆制動放射は多光子電離につづくレーザ光の吸収過程である。逆制動放射により加速された電子は、電離エネルギー以上のエネルギーを得て中性粒子と衝突して電離に導く。逆制動放射による電子の平均エネルギーの増加の割合は [5-8]

$$\frac{d w_e}{d t} = \frac{I e^2 N_g v_e \sigma_{eg}}{m_e c \pi \nu^2} \quad (5-4)$$

で与えられる。ここに $\sigma_{eg}$ は電子と中性原子の運動量輸送衝突断面積、 $v_e$ は電子の平均熱運動速度、 $c$ は光速である。レーザ光強度と高周波電界 $E$ との間の関係式 $I = c E^2 / 8 \pi$ 、運動量輸送衝突周波数 $\nu_{eg} = N_g v_e \sigma_{eg}$  および角周波数 $\omega = 2 \pi \nu$ を用いて(5-4)式は次のように変形される。

$$\frac{d W_e}{d t} = \frac{e^2 E^2}{2 m_e \omega^2} \nu_{eg} \quad (5-5)$$

これは高周波電界中のジュール効果による電子の加熱の古典的方程式と同じである。

逆制動放射によって得た電子のエネルギーは弾性衝突と衝突電離によって失なわれるとして、エネルギー平衡式は次のようになる。

\* 多光子吸収による電離確率は(5-1)式に示されるように定義されるので $n$ の値により単位が異なってくる。

$$\frac{\partial W_e}{\partial t} = \frac{I e^2 \nu_{eg}}{m_e c \pi \nu^2} - \frac{2 m_e W_e \nu_{eg}}{m_g} - W_i \nu_{egi} \quad (5-6)$$

ここに、 $\nu_{egi}$  は衝突電離周波数、 $W_i$  は電離エネルギー、 $m_g$  は中性粒子の質量である。この式より電子の平均エネルギーが決まる。一方、多光子電離と衝突電離によって発生した電子は拡散によって消滅すると仮定して電子の連続の式は

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \alpha_n N_g \left( \frac{I}{h \nu} \right)^n + N_e \nu_{egi} - \left( \frac{2.4}{R} \right)^2 D_a N_e \quad (5-7)$$

となる。ここで  $R$  はレーザにより発生したプラズマの半径である。(5-7)式より電子密度が求まる。

### 5-2-3 レーザプラズマの膨張機構

プラズマの中性気体中への膨張に関して Shimony [5-9] らによって提案された次の時間に依存する両極性拡散波の理論がある。即ち、電子の分布関数はボルツマン方程式に従い、プラズマ中の電界はポアソンの式を満足するとして、電子流  $\vec{\Gamma}_e$  とイオン流  $\vec{\Gamma}_i$  は次の式で与えられる。

$$\vec{\Gamma}_e = N_e \vec{v}_e = -D_e \vec{\nabla} N_e - \mu_e N_e \vec{E} - \frac{1}{\nu_e} \frac{\partial \vec{\Gamma}_e}{\partial t} \quad (5-8)$$

$$\vec{\Gamma}_i = N_i \vec{v}_i = -D_i \vec{\nabla} N_i - \mu_i N_i \vec{E} - \frac{1}{\nu_i} \frac{\partial \vec{\Gamma}_i}{\partial t} \quad (5-9)$$

ここに、 $D_e$  と  $D_i$  は電子とイオンの拡散係数、 $\mu_e$  と  $\mu_i$  は電子とイオンの移動度、 $\nu_e$  と  $\nu_i$  は電子とイオンの運動量輸送衝突周波数である。

ここで、電子とイオンの密度差は小さく、両極性流れを考える。

$$\begin{aligned} (N_i - N_e) / N_e &\ll 1 \\ \vec{\Gamma}_e &\cong \vec{\Gamma}_i \end{aligned} \quad (5-10)$$

電離や再結合過程は重要でないと仮定して連続の式  $\partial N_e / \partial t + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma} = 0$  より電子密度に関する次の微分方程式を得る。

$$\nabla^2 N_e = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 N_e}{\partial t^2} + \alpha \frac{\partial N_e}{\partial t} \quad (5-11)$$

ここで  $u^2 = \nu_a D_a$ 、 $\alpha = 1 / D_a$ 、 $D_a$  は両極性拡散係数  $\nu_a$  は両極性衝突周波数でそれぞれ次式で与えられる。

$$D_a = \frac{D_i \mu_i + D_e \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \quad (5-12)$$

$$\nu_a = \frac{\nu_e \nu_i (\nu_e + \mu_i)}{\nu_i \mu_i + \nu_e \mu_i} \quad (5-13)$$

方程式 (5-11) は、拡散あるいは衝突による減衰を考慮した波動方程式、または慣性効果を考慮した拡散方程式とみなすことができる。方程式 (5-11) 式の右辺第2項が第1項に比べ大きいとき、すなわち、パラメータ  $\beta = u L / D_a \gg 1$  のとき、プラズマの膨張は拡散的になる。ここで  $L$  は最初にプラズマが存在する領域の長さである。逆に第1項が大きいとき、すなわち、 $\beta \ll 1$ 、膨張は協同的になり、密度分布の先端が速度  $u$  で膨張する。膨張速度  $u$  は拡散係数と移動度を次の関係式

$$D_e = k T_e / m_e \nu_e \quad (5-14)$$

$$\mu_e = e / m_e \nu_e \quad (5-15)$$

で表わせば次のようになる。

$$u^2 = \frac{k (T_e + T_i)}{m_e + m_i} \quad (5-16)$$

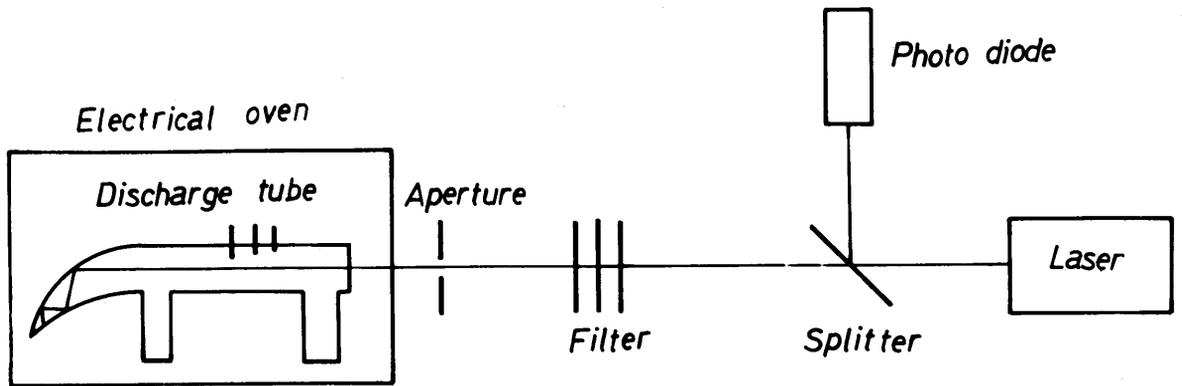
もし  $T_e \gg T_i$  ならば

$$u^2 \simeq k T_e / m_i \quad (5-17)$$

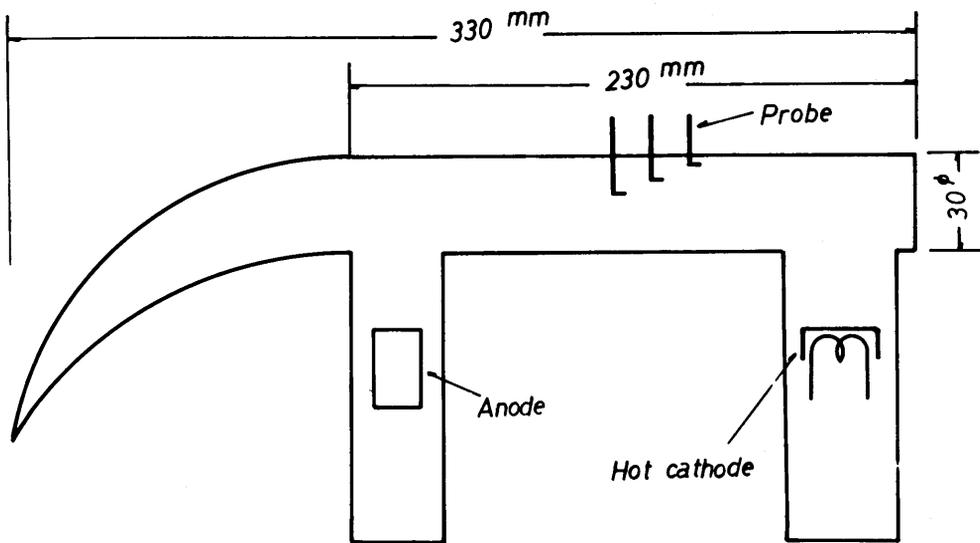
となり、ほぼイオン音波の速度になる。

### 5-3 実験装置

レーザプラズマの実験に使用した装置の配置の概略図を第5-1図に示す。レーザ装置は出力25MW、半値幅約30 n secの回転ミラーQスイッチルビーレーザである。レーザ光出力は光学フィルターを用いて出力を減衰させることがで



第5-1図 レーザプラズマ実験装置の配置概略図



第5-2図 レーザプラズマ実験に使用した放電管

き、直径 3 mm $\phi$  のアパーチャーを通して放電管に照射される。レーザー光は平行ビームのままであり、さらにアパーチャーを用いレーザー光の径方向強度分布の強度の強い一様な部分のみを利用するので、レンズで集光した場合に比べ断面の評価が正確に出来るし、管軸方向に一様なプラズマが発生するので一次元的になり解析が容易になる。スプリッターで分割されたレーザー光出力の一部分を、立上り時間 4 n sec のフォトダイオード SGD 100 A で受けレーザーパルスの波形を観測する。レーザー光出力は、熱電対エネルギーメーターで校正されたフォトダイオードの出力波形より測定する。

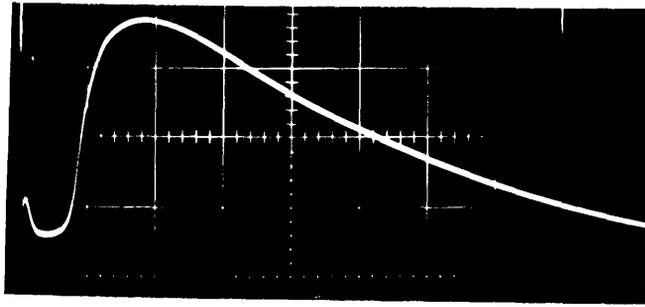
第 5-2 図に実験に使用した放電管の概略図を示す。放電管は直径 28 mm $\phi$  長さ約 350 mm のパイレックス管から成り、放電管端面におけるレーザー光散乱の影響を少なくするためにオプティカルダンパーがついている。中心軸上に発生したレーザープラズマが径方向へ膨張してゆく様子や、プラズマの密度、温度を測るため管軸から異なる距離に三組の複探極が挿入されている。探極は直径 0.2 mm $\phi$  先端の長さ 2 mm のタンゲステン製円筒探極で、第 5-2 図に示すように先端を L 字形にして径方向の分解能をよくした。放電管は、陽光柱プラズマとレーザーの相互作用を調べるため熱陰極と中空円筒陽極を持っている。しかし、放電々流 1 A 程度の放電をつけたときとつけなかったときではほとんど同じ結果しか得られず、この程度の低密度プラズマ ( $N_e \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) とレーザーとは相互作用をしない。従って、ここでは中性気体中にレーザーを照射したときの実験結果のみを示す。

放電管全体は電気炉の中に置かれてあり、電気炉の温度を変えてセシウム蒸気圧を調整している。ここではセシウム圧力  $10^{-2} \sim 1 \text{ torr}$  の範囲で実験を行なった。

#### 5-4 レーザープラズマの実験結果

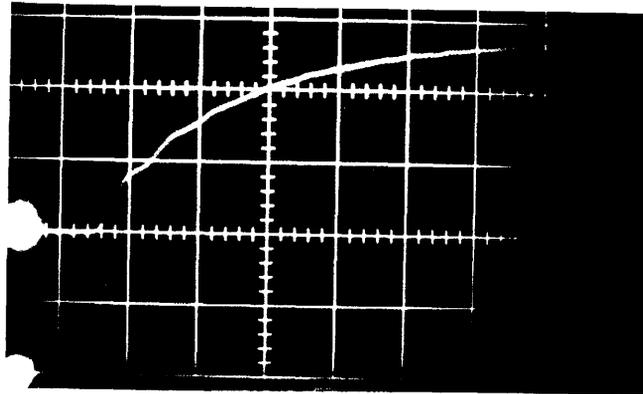
セシウム金属蒸気にレーザー光を照射した時、オシロスコープで観測された探極信号の一例を第 5-3 図 a) に示す。最初小さなピークがあり、次に大きなピークに達した後ゆっくり減衰してゆく。図 b) は探極信号の最初の立上り部分を拡大したもので、上が探極信号で下がフォトダイオードで受けたレーザーパ

a)



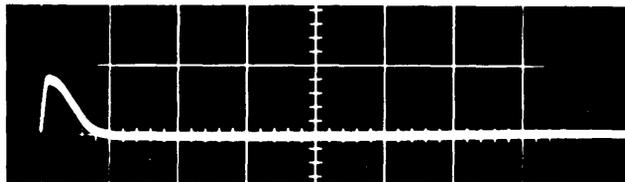
20  $\mu\text{s} / \text{div}$

b)



100 ns / div

c)



5  $\mu\text{s} / \text{div}$

第5-3図 探極電流波形 a)  $P_{cs} = 7.6 \times 10^{-2}$  torr

b) 図 a) の立上り部分拡大波形

c)  $P_{cs} = 10^{-6}$  torr

ルス波形を示す。探極信号はレーザー光とほぼ同時に立上り約  $1 \mu\text{sec}$  後にピークに達する。この図は管軸より  $5 \text{mm}$  離れた点に置かれた探極により観測された信号であるが、管軸から異なる距離にある探極の信号は最初のピークが現われる時間はほとんど同じであり、二番目のピークの時間は管軸からの距離とともに増加する。従って、最初のピークは管軸附近に発生したプラズマが探極まで膨張することにより現われた信号ではなく、レーザー散乱光により探極附近に発生したプラズマの信号ではないかと思われる。そこで、電気炉の温度を常温にしセシウム蒸気圧を  $10^{-6} \text{ torr}$  以下にしてレーザー光を照射すると、レーザー光の進路上にはセシウム原子がほとんど存在しないのでプラズマは発生しないはずである。第5-3図c)は圧力  $10^{-6} \text{ torr}$  のときの探極信号を示しており、二番目のピークに対応する信号は現われないが、最初のピークに対応する信号が現われる。また、全然セシウム蒸気にさらされていない新しい管とか、一旦セシウム蒸気にさらされた管でもセシウム留めを十分冷しながら電気炉で  $300^\circ\text{C}$  で数時間以上加熱した後常温にしてレーザー光を照射すれば、どんな探極信号も現われない。従って、最初のピークは探極表面にセシウム原子が付着して、これがレーザーの散乱光により電離したプラズマの信号であると考え、以後二番目のピークに注目する。

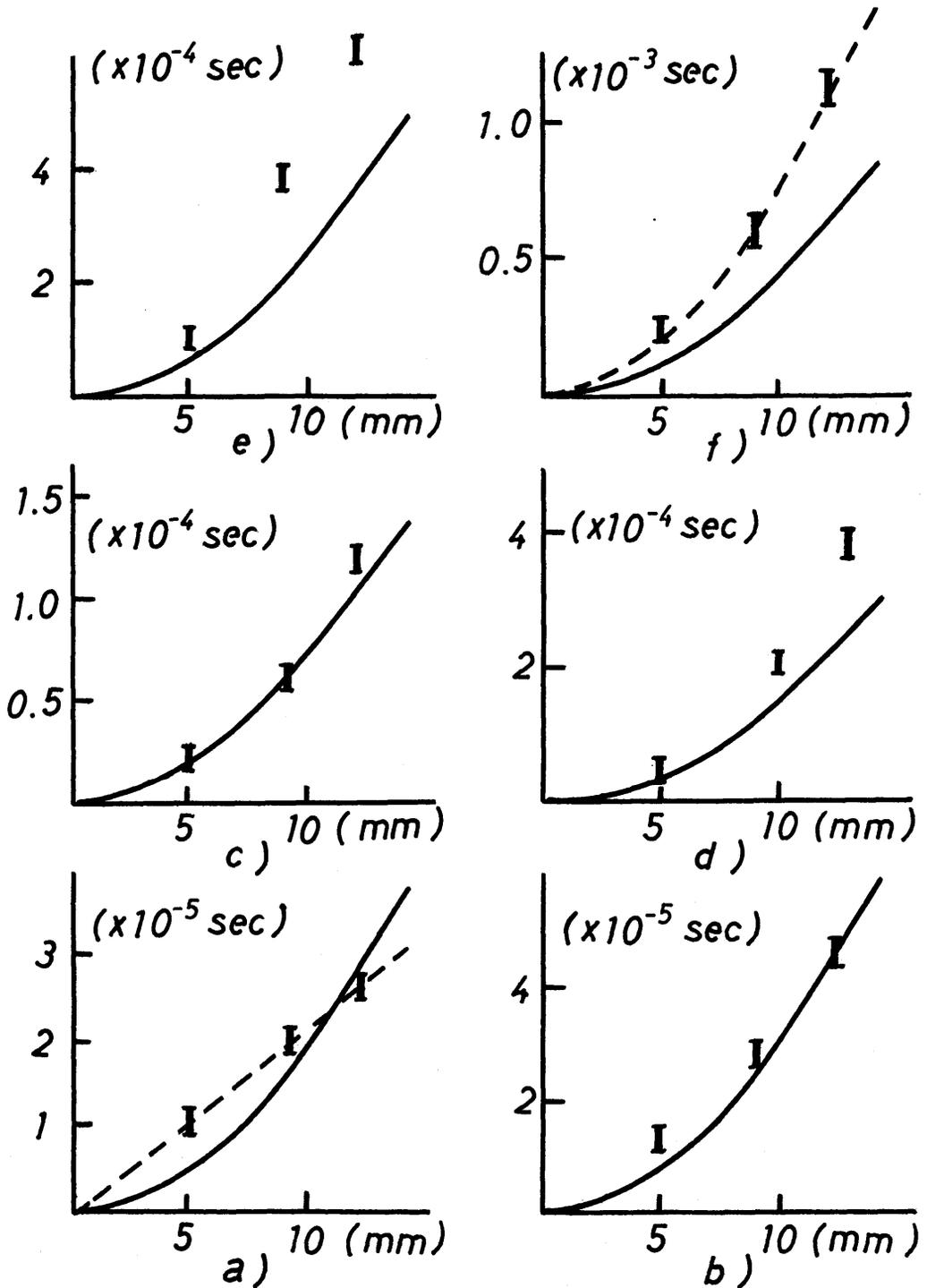
放電管の中心軸上にレーザー光を照射した時、探極飽和電流がピークに達する時間を色々なセシウム蒸気圧  $P_s$  に対して管軸からの距離の関数として第5-4図に示す。実線は二次元の自由空間における拡散時間  $\tau$  と拡散距離との関係式

$$\tau = r^2 / 4D_a \quad (5-18)$$

で計算されたものである。ここで、 $r$  は管軸からの距離、 $D_a$  は両極性拡散係数を示す。Chanin [5-10] らのイオン移動度の実測値を用いて拡散係数は次式で与えられる。

$$D_a = 1.7 \times 10^{14} T_e / N_g \quad (\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}) \quad (5-19)$$

第5-4図より、圧力が高いときにはピークに達する時間は距離とともに二次曲線的に増加していることがわかる。従って、中心に発生したレーザープラズマ



第5-4図 探極電流ピーク時間と距離の関係、

- a)  $P_{e.s} = 8.7 \times 10^{-3}$ 、 $T_e = 14000$ 、 b)  $P_{e.s} = 1.4 \times 10^{-2}$ 、 $T_e = 16000$   
 c)  $P_{e.s} = 3.4 \times 10^{-2}$ 、 $T_e = 15000$ 、 d)  $P_{e.s} = 7.6 \times 10^{-2}$ 、 $T_e = 16000$ 、  
 e)  $P_{e.s} = 1.3 \times 10^{-1}$ 、 $T_e = 18000$ 、 f)  $P_{e.s} = 2.3 \times 10^{-1}$ 、 $T_e = 16000$ 、

は半径方向へ拡散するものと思われる。これは希ガスに電子ビームを照射して発生するプラズマが磁界を横切って膨張するDodo [5-11]の実験結果と同じである。しかし、圧力が低いとき、例えば、圧力 $8.7 \times 10^{-3}$  torr のとき(5第-4図a))、ピークに達する時間は距離とともにほぼ直線的に増加し、すなわち、一定速度で膨張し、その膨張速度は第5-4図a)に破線によって示されている原点を通る直線の傾きより $4.7 \times 10^4$  cm/secである。

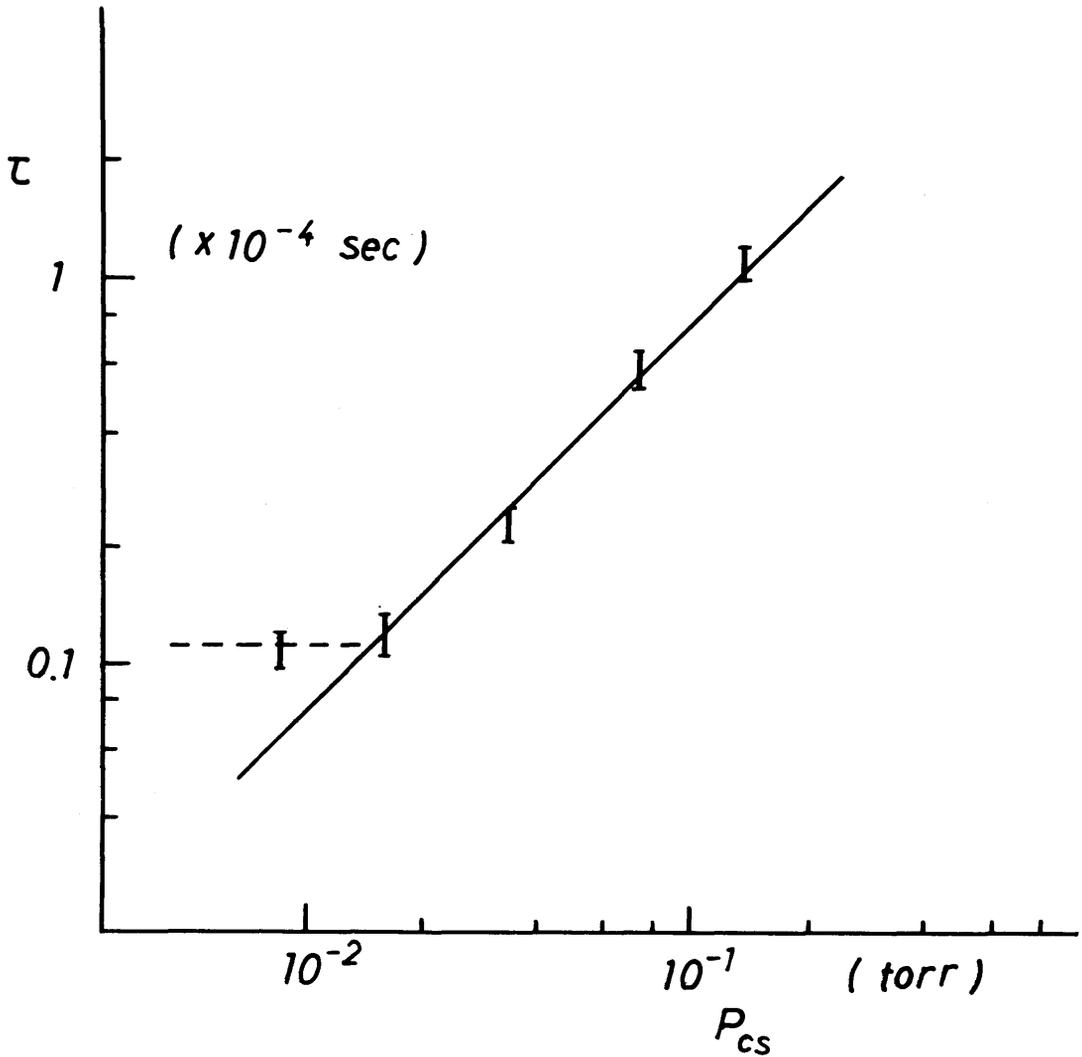
第5-5図に管軸より5mm離れた点におかれた探極の飽和電流がピークに達する時間のセシウム圧力依存性を示す。圧力が高いとき、実測値はほぼ傾き1の直線に乗っており、上で述べたように拡散によって半径方向へ膨張してゆくことがわかる。しかし圧力が低いとき、ピークが現われる時間はほとんど圧力依存性を持たない。

放電管の両端面が平面である放電管を用いて、放電管を通過した後のレーザー強度をセシウム蒸気が存在する時と存在しない時の両方の場合に測定した。セシウム蒸気によるレーザー光の吸収の割合は5%以下であり、管軸方向に一樣な強さのレーザー光が照射されていると考えられる。レーザーはTEM<sub>00</sub>モードで発振しており、径方向強度分布がガウス分布であるとし強度の半値幅は約6mmφであり、このうち直径3mmφのアパーチャーを通して強度の強い一樣な部分のみを利用しているので、レーザー光を照射した時直径3mmφの円柱内に一樣なプラズマが発生するものと考えられる。さらに、このプラズマは圧力が高いときには拡散によって探極に達する。放電管の長さは管径に比べ十分長いので管軸方向への拡散は管径方向への拡散に比べ十分小さい、また、レーザープラズマは放電管陽光柱プラズマに比べ高い電子温度( $T_e \sim 15000^\circ\text{K}$ )を持っているので体積再結合は拡散に比べ小さい。管軸方向への拡散と再結合を無視すれば、管軸より $r_1$ mm離れた点におかれた探極により測定されたプラズマの電子密度 $N_1$ は中心軸上における密度 $N_0$ よりその体積比の逆数だけ小さい。即ち、全粒子は保存されているとして次式が成立つ。

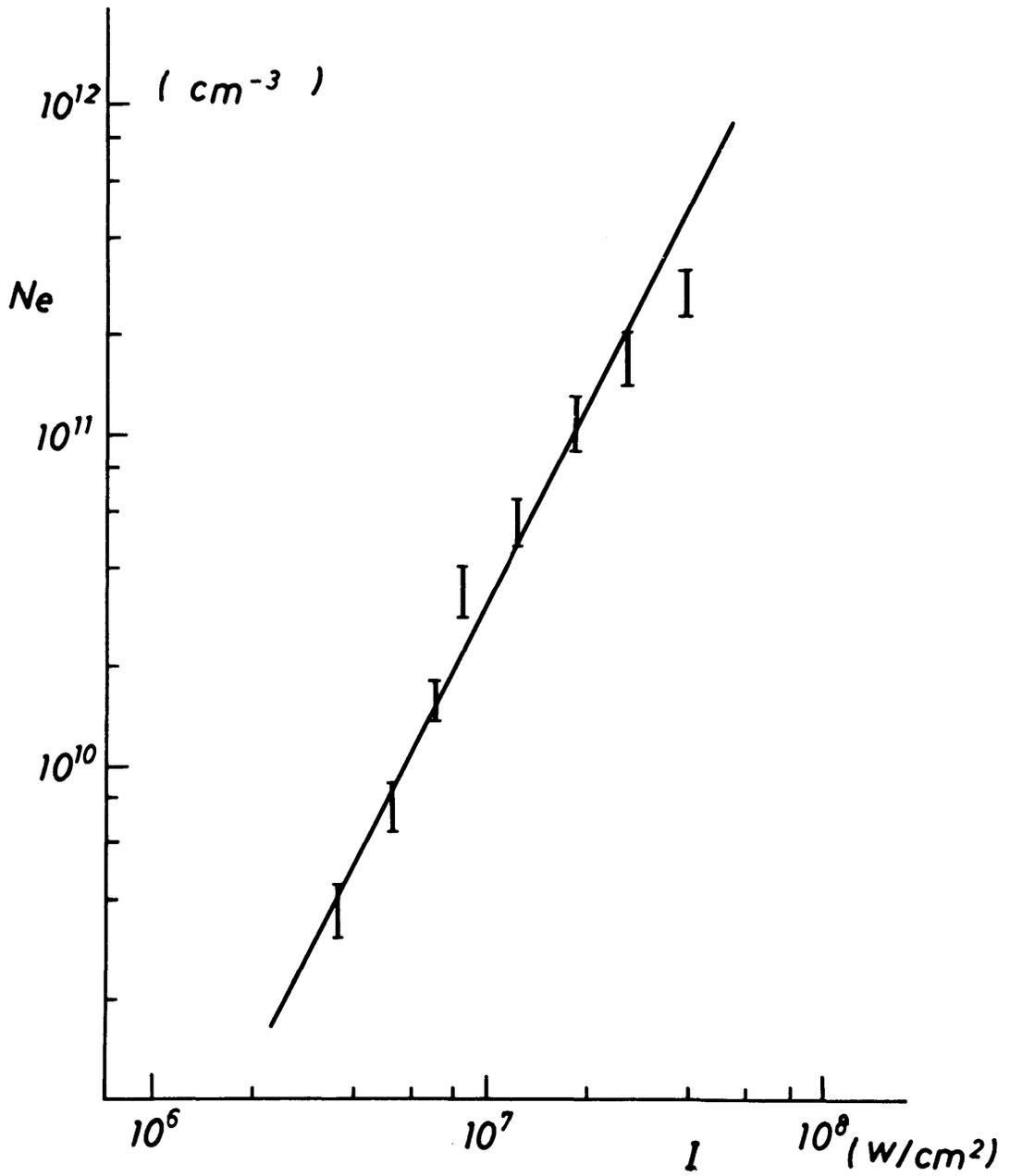
$$N_0 (3/2)^2 = N_1 r_1^2 \quad (5-20)$$

レーザー光が照射される中心軸上のプラズマの密度は探極によって直接測定する

ことができないが、このようにして求められた中心軸上のプラズマの電子密度のレーザー光強度依存性を第5-6図に示す。実測値はほぼ傾き2の直線に乗っており、レーザー光の二光子吸収により電離が起っていると考えられる。しかし、レーザー光強度が強いとき、電子密度の増加率は減少する。



第5-5図 探極電流ピーク時間のセシウム蒸気圧依存性



第5-6図 電子密度のレーザー光強度依存性

## 5-5 実験結果の討論と結言

レーザ光の照射によって発生したプラズマの中性気体中への膨張機構は圧力が高い時、プラズマがピークに達する時間が距離とともに二次曲線的に増加しまたピークに達する時間が圧力に比例する(第5-5図)ことより、拡散によって半径方向へ膨張してゆくことがわかる。しかし圧力が高いとき、拡散時間の実測値は(5-18)式で計算される値よりも大きくなる。例えば、圧力 $P_{cs} = 2.3 \times 10^{-1}$  torr のとき(第5-4図f)、実測値は計算値の約2倍になる。

この原因として電子温度の評価が不正確であることが考えられる。もし電子温度を $8000^\circ\text{K}$ と仮定して(5-18)と(5-19)式より拡散時間を計算すれば第5-4図f)の破線で示したように実測値と計算値は良く一致する。Dodoの実験〔5-11〕では電子温度が室温であると仮定したため、拡散時間の実測値は計算値の $1/10$ の大きさになった。一方圧力が低い時、ピークに達する時間は距離とともに直線的に増加する、すなわち、プラズマは一定速度で径方向へ膨張する(第5-4図a)。その膨張速度はイオン音波の速度( $10^5$  cm/sec)の約半分である。第5-2-3節で述べたように、方程式(5-11)式の右辺第1項が第2項に比べ十分大きい時 $\beta \ll 1$ 、膨張は協同的になりプラズマのピークではなく先端は速度 $u$ で伝搬する。セシウム圧力 $P_{cs} = 8.7 \times 10^{-3}$  torrの時、 $\beta \approx 0.7$ となりパラメータ $\beta$ は1に比べ十分小さくはないので拡散効果により密度分布が崩れ先端をはっきり識別することは出来ないが、立上り時間をとればほぼイオン音波の速度で中心より探極まで膨張する時間に等しい。従って圧力が低いときにはレーザプラズマはイオン音波の速度で径方向へ膨張すると考えられる。ここでは磁界がないので低気圧の範囲では、電子ビームによるDodo〔5-11〕の実験結果と異なる。

レーザ光の照射により中心軸上に発生したプラズマの電子密度は第5-6図に示されており、レーザ光強度の弱い時、強度の二乗に比例して電子密度は増加しており二光子吸収により電離が起っていると考えられる。強度が強い時、レーザ光をレンズで集光していないので十分な強度まで実測されていないが、

密度の増加率は減少する。この原因として、拡散による損失や探極までの拡散時間がレーザーパルス幅に比べ非常に長いのでプラズマが探極に達する間の再結合による損失のため実測値が中心軸上の密度より小さいなどが考えられるが詳細は不明である。逆制動放射による加熱は電子1個当たり1回の衝突当たり $10^{-4}$  eVとなり、レーザー光強度が比較的弱く圧力の低いこの実験条件では逆制動放射による加熱は考えられない。

レーザーパルス幅 $\Delta t$ は非常に短い( $\Delta t \sim 10^{-8}$  sec)ので、レーザー光が照射されている間の再結合や拡散等の荷電粒子損失を無視して、二光子電離によって発生したプラズマの電子密度は次式で与えられる。

$$N_e = \alpha_2 N_g (I / h\nu)^2 \Delta t \quad (5-21)$$

この式を用いて実測値より電離確率は

$$\alpha_2 \approx 6 \times 10^{-49}, (\text{cm}^4 \text{sec}) \quad (5-22)$$

となる。これはBebb〔5-7〕の二光子電離確率の値と同じ程度である。しかし、ルビーレーザーの光子エネルギー1.78eVの2倍はセシウムの電離エネルギー3.89eVに0.32eV不足し、エネルギー的には電離のためにルビーレーザーの三光子吸収が必要となる。岸〔5-5〕らのレーザーによる破壊のしきい値の実験結果も二光子吸収を示している。

セシウムの励起状態のうち9D状態はルビーレーザー光の二光子分のエネルギーと非常に近いところに在る。レーザー光の二光子吸収により、一旦9D状態に励起され、この励起状態から光電効果あるいは衝突によって電離したとすれば最終的には電離のために三光子必要であるが、励起状態からの電離確率が二光子励起確率に比べ十分大きければプラズマの密度はレーザー光強度の2乗に比例して増加する。セシウムの9D状態への二光子励起確率は減衰理論を用いて大野〔5-12〕らによって計算されている。9D状態の励起原子はすべて電離されると考えて、大野らの二光子励起確率を用いて計算された電離確率は実測値より二桁小さな値を示し、実験結果を定量的に説明することはできない。

ここでは、平行レーザー光を用いているのでレンズで集光した場合に比べ断面の評価は正確であるけれども、レーザー光の吸収により発生したプラズマを直接

測定していないし、発生したプラズマの全電荷を観測していない。レーザー光の吸収機構の定量的な研究は不十分であるが、プラズマ生成の一方法としての可能性が示された。

参照文献

- [ 5 - 1 ] A. F. Haught & D. H. Polk: Phys. Fluids 9(1966)2047,  
C. Yamanaka, T. Yamanaka, T. Sasaki, K. Yoshida &  
M. Waki: Phys. Rev. A 6(1972)2335.
- [ 5 - 2 ] R. G. Meyerrand & A. H. Haught: Phys. Rev. Letters 11  
(1963)401, 13(1964)7, R. W. Minck: J. Appl. Phys. 35  
(1964)252.
- [ 5 - 3 ] J. E. Rizzo & R. C. Klewe: Brit. J. Appl. Phys. 17  
(1966)1137, K. Kishi, K. Sawada, T. Okuda & Y. Ma-  
tsuoka: J. Phys. Soc. Japan 29(1970)1053.
- [ 5 - 4 ] A. Gold & H. B. Bebb: Phys. Rev. Letters 14(1965)60,  
Phys. Rev. 143(1966)1, L. V. Kledysh: Soviet Phys. -  
JETP 20(1965)1307.
- [ 5 - 5 ] J. K. Wright: Proc. Phys. Soc. 84(1964)41,  
P. F. Browne: Proc. Phys. Soc. 86(1965)1323,
- [ 5 - 6 ] B. A. Tozer: Phys. Rev. 137(1965)1665.
- [ 5 - 7 ] H. B. Bebb: Phys. Rev 153(1967)23.
- [ 5 - 8 ] Y. B. Zel'Dovich & Yu. P. Raizer: Soviet Phys. -JETP  
20(1965)772.
- [ 5 - 9 ] Z. Shimony & J. H. Cain: Phys. Fluids 8(1965)1704.
- [ 5 - 10 ] L. M. Chanin & R. D. Steen: Phys. Rev. 132(1963)2554.
- [ 5 - 11 ] T. Dodo: Plasma Phys. 11(1969)881.
- [ 5 - 12 ] T. Ohno & T. Okuda: J. Phys. Soc. Japan 36(1974)1217.

## 第6章 結 論

### 6-1 研究の総括

本論文では4章にわたって、非平衡セシウムプラズマの輸送現象について述べてきた。最後に各章で得られた結果を要約する。

第2章では、非平衡セシウムプラズマ中で起る種々の基礎過程とその発生割合について考えられ、7つの励起状態を考慮した衝突-放射モデルから電子密度が計算された。ここで求められた電子密度は温度や圧力が高い時はSahaの式から計算される値に近いが、温度や圧力が低くなるとSahaの式から求められた値より小さくなる。これは衝突過程により保たれていた局所的熱平衡状態が、温度や圧力が低くなるとともに拡散や放射による損失が増え熱平衡状態が破られるためである。またモデルに含まれる励起状態の数を変えた衝突-放射モデルによって電子密度が計算された。計算結果によれば、密度や温度が高いときには共鳴励起状態のみを考えれば十分であるが、密度や温度が低いとき、例えば、中性原子密度 $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  温度  $1800^\circ \text{ K}$  のとき、共鳴励起状態のみを考慮した場合の電子密度は7つの励起状態を考えた場合の約  $1/8$  だけ小さい。これは共鳴励起状態への励起確率は他の状態へのそれに比べ十分大きい、励起状態からの電離確率はエネルギーの高い状態からの電離のほうが大きいためである。従って、励起原子が荷電粒子の発生に重要な役割をはたしていることがわかる。

第3章では、放電を維持するために必要な直流電界に比べ小さな振巾を持った交流電界を印加した時、電子の速度、密度、温度ばかりでなく励起原子密度も交流電界により摂動をうけると考え、連続の式、運動の式、エネルギー平衡式からインピーダンスを求めた。ここで求めたインピーダンスは周波数の低い領域 ( $10^4 \text{ Hz}$  以下) で、電子の速度のみが摂動をうけると仮定して導かれた簡単な公式よりも小さな値を示す。これは印加された交流電界により電子の密度、温度あるいは励起原子密度が摂動をうけ、実効的にこれらの値が増加するため

ある。放電管の陽光柱におけるインピーダンスの測定結果によれば、ここで考えたモデルがかなり正しいことを示している。また励起原子が関係する衝突周波数は非常に大きく、励起原子が電子のエネルギー損失、従って、インピーダンスに大きく寄与していることがわかった。

第4章ではセシウム金属蒸気に外部から共鳴光を照射することによりプラズマが作られた。このような共鳴光電離プラズマにおいては光の吸収に共鳴を利用しているので効率が良く、比較的簡単に $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 程度の密度を持つ内部に電流がない静かなプラズマが得られた。ここでも励起原子はプラズマの発生に重要な役割をはたす。エネルギーは外部より励起原子を通して注入されるので、普通の放電プラズマに比べ励起原子密度が高く、励起原子間の衝突により発生する分子状イオンが支配的になる。従って荷電粒子の損失過程として解離再結合がきく。共鳴光電離プラズマの径方向密度分布は中心に極小値を持ち中心からの距離とともに単調に増加する分布を示し、圧力や電子密度の増加とともに分布は急になる。また共鳴光電離プラズマの密度分布が放電プラズマの分布と異なることを利用して、放電と共鳴光照射とを組合せることにより、中心に極大値を持ち単調減少する分布、中心に極小値を持ち単調増加する分布、あるいは、短形に近い分布等かなり広い範囲にわたって密度分布を変化させることが出来た。

第5章では、平行ルビーレーザー光をセシウム蒸気に照射してプラズマが作られた。中性気体圧力が高い時には、レーザープラズマは径方向に拡散によって膨張し、圧力が低い時にはほぼイオン音波の速度で膨張する。レーザーの照射により作られたプラズマの電子密度は、レーザー光強度の弱いとき強度の二乗に比列して増加し、レーザー光の二光子吸収がおこなわれている。しかしルビーレーザーの二光子分のエネルギーはセシウムの電離エネルギーに $0.32 \text{ eV}$ 不足し、二光子電離はエネルギー的に起り得ない。二光子吸収によりセシウムの $9 \text{ D}$ 状態へ一旦励起され、この励起状態から光電効果あるいは衝突により電離したと考えて計算された電離確率は実測値 ( $10^{-49} \text{ cm}^4 \text{ sec}$ ) より2桁も小さい値を示し、十分定量的な説明をすることが出来なかった。

## 6-2 今後の問題点

非平衡セシウムプラズマの巨視量は衝突-放射モデルによって記述されることが示された。本論文では電子の速度分布関数をMaxwell分布で仮定したが、密度や温度の低い時非弾性衝突のため速度の速い電子が不足しMaxwell分布からのずれが予想される。従って、非平衡プラズマにおける電子の速度分布関数の正確な形を知る必要がある。またプラズマパラメーターの場所的な分布を考慮したモデルを考えることによりもっと正確な記述が出来るであろう。

電子の速度、密度、温度ばかりでなく励起原子密度の摂動を考慮して導かれインピーダンスの公式は、その絶対値が実測と良く一致することが示された。しかし理論のより明確な検証のためには抵抗とコンダクタンスの正確な測定を行う必要がある。

共鳴光電離プラズマの性質は放電管の内部においてかなり良く調べられたが、管壁附近の電離の起っている領域におけるふるまいは測定方法の点で十分検討できなかった。とくに照射する光の強度と発生するプラズマの密度の関係を知るには管壁附近の知識が必要となろう。

レーザプラズマの膨張機構はかなり明確にされたが、レーザ光の吸収機構の定量的な研究は十分でない。電離確率の絶対値の正確な実測を行うためには、特別の実験装置を用いてレーザ光の吸収により発生したプラズマの全電荷を観測する方法によらなければならない。今後レーザパワーの増強、CO<sub>2</sub>レーザによる高効率化が研究課題となろう。

## 謝 辞

本論文を終えるにあたって、研究の基本的な方向づけから論文完成に至るまで、絶えず懇切な御指導と御鞭撻を賜った名古屋大学工学部奥田孝美教授に深く感謝の意を表します。

日本原子力研究所東海研究所長山本賢三先生には研究を始めるに際しての御配慮、御激励をいただき、名古屋大学工学部武田進教授ならびに宮地巖教授には研究を進めるにあたり有益な助言を与えて下さったうえ、論文作成に際し多くの御教示を賜ったことを深く感謝致します。名古屋大学工学部築島隆繁教授ならびに武田研究室の方々には日頃より熱心な御助言と御討論をいただき厚く御礼申し上げます。

奥田研究室の職員ならびに学生の方々には研究を進めるに際して多大の御協力と御助言を頂き、森光雄氏には放電管作成に多大の御援助を頂きました。ここに深く御礼申し上げます。

本研究に関して発表した論文

- | 論文題目および発表雑誌   | 共同研究者    |
|---|----------|
| (1) IMPEDANCE OF A PARTIALLY IONIZED<br>CESIUM PLASMA<br>JAPAN. J. APPL. PHYS. 11(1972)1032.  | T. OKUDA |
| (2) RADIAL DISTRIBUTION OF CESIUM<br>PLASMA PRODUCED BY RESONANCE<br>ABSORPTION<br>PHYS. LETTERS 39(1972)223.                                     | T. OKUDA |
| (3) CONTRIBUTION OF DISSOCIATIVE RECOM-<br>BINATION TO A CESIUM PLASMA PRO-<br>DUCED BY RESONANCE ABSORPTION<br>J. PHYS. SOC. JAPAN 32(1972)1162. | T. OKUDA |
| (4) PRODUCTION AND PHYSICAL PROPER-<br>TIES OF CESIUM PLASMA BY RESO-<br>NANCE ABSORPTION<br>J. PHYS. SOC. JAPAN 35(1973)881.                     | T. OKUDA |
| (5) CONTROL OF RADIAL DENSITY PROFILE<br>OF A CESIUM PLASMA BY RESONANCE<br>LIGHT ABSORPTION<br>ELEVENTH INTERNATIONAL CONFER-                    | T. OKUDA |

ENCE ON PHENOMENA IN IONIZED  
GASES, PRAGUE (1973).

- (6) EXPANSION MECHANISM OF CESIUM T. OKUDA  
PLASMA PRODUCED BY LASER

投稿中 JAPAN, J. APPL. PHYS.

- (7) 共鳴光照射によるセシウムプラズマの密度分布の制 奥田 孝美  
御

投稿中 電気学会論文誌