

博士学位論文

細管冷陰極低圧水銀ランプに関する研究

Studies on Low Pressure Mercury Lamp
with Narrow Cold Cathode Tube

平成 25 年度

神奈川工科大学 工学研究科
電気電子工学専攻

後藤 みき

目次

第 1 章 緒論	1
1.1 低圧水銀ランプの歴史	1
1.2 冷陰極蛍光ランプ	3
1.3 細管冷陰極低圧水銀ランプの現状と問題点	6
1.4 本研究の目的と構成	7
参考文献	10
第 2 章 細管低圧水銀ランプ用 Ar-Hg プラズマ中の電子温度，電子密度の測定	11
2.1 まえがき	11
2.2 電子温度，電子密度の決定法	11
2.3 実験装置および測定方法	14
2.4 実験結果と考察	16
2.5 まとめ	22
参考文献	23
第 3 章 細管 Ar-Hg プラズマ中のイオン密度と準安定原子密度の測定	24
3.1 まえがき	24
3.2 自己吸収法の測定原理	25
3.3 実験装置および測定方法	29
3.4 実験結果と考察	30
3.5 まとめ	42
参考文献	43
第 4 章 細管 Ne-Hg プラズマ中の発光強度と放電特性に及ぼす Ar 濃度の影響	44
4.1 まえがき	44
4.2 混合ガス中の電子温度の算出法	44
4.3 実験装置および測定方法	45
4.4 実験結果と考察	48
4.4.1 Ne と Ar 単ガス放電	48

4.4.2 Ne-Hg 及び Ar-Hg 放電	50
4.4.3 Ne-Ar 及び Ne-Ar-Hg 混合放電	52
4.5 まとめ	60
参考文献	61
第 5 章 細管冷陰極 Ne 放電中の再点弧電圧に及ぼす励起周波数の影響	62
5.1 まえがき	62
5.2 正弦波交流励起法と金属電極材料の比較	62
5.2.1 正弦波交流励起法	62
5.2.2 電極材料の比較	63
5.3 実験装置および測定方法	63
5.4 実験結果と考察	64
5.4.1 正弦波交流励起による放電電圧波形	64
5.4.2 正弦波交流励起による放電開始電圧（再点弧電圧）の周波数特性	66
5.4.3 直流方形波パルス励起による放電電圧波形	68
5.4.4 直流方形波パルス励起による再点弧電圧の周波数特性	70
5.5 まとめ	75
参考文献	76
第 6 章 冷陰極ランプ用 MgO 膜付 Ni 円筒電極の放電特性	77
6.1 まえがき	77
6.2 微小 Ni カップ電極の内壁への MgO 膜形成	77
6.3 MgO 膜付き電極の放電特性	79
6.3.1 実験装置および測定方法	79
6.3.2 実験結果と考察	79
6.4 まとめ	83
参考文献	83
第 7 章 結論	84
謝辞	87
本研究に関する論文	88

第 1 章 緒論

1.1 低圧水銀ランプの歴史

水銀ランプは、ガラス管内の水銀蒸気中のアーク放電により発生する光放射を利用した光源である。高圧水銀ランプと低圧水銀ランプに分類され、通常水銀ランプと呼ぶときは前者を指す。高圧水銀ランプは、点灯中の水銀蒸気圧が $100\text{k} \sim 1,000\text{kPa}$ ($1 \sim 10$ 気圧) 程度のもので、高輝度放電ランプ (High Intensity Discharge Lamp: HID) の一種である。低圧水銀ランプは点灯中の水銀蒸気圧が $1 - 10\text{Pa}$ 程度で、図 1.1 に示すように 185.0 , 253.7nm の紫外線を放射する光源である。

水銀ランプの開発と発展過程について簡単に以下にまとめる。

1856 年にドイツの物理学者 Heinrich Geissler によって作られたガイスラー管が、蛍光灯の起源と考えられている。1857 年にフランスの物理学者 Becquerel によって放電管の内部に蛍光性の物質を塗布した放電灯である蛍光灯の理論が発見された。1890~1900 年に米国の Peter Cooper Hewitt は水銀で満たされたガラス管での実験を開始し、青緑がかった光が出ることを発見し、アーク型の放電灯を開発した。これが最初の水銀灯とされている。1902 年に低圧水銀放電灯 (Cooper Hewitt 灯)、1910 年にはネオンサインが発明されるなど、低圧放電の応用が活発に進められてきた。1920 年代には Langmuir が

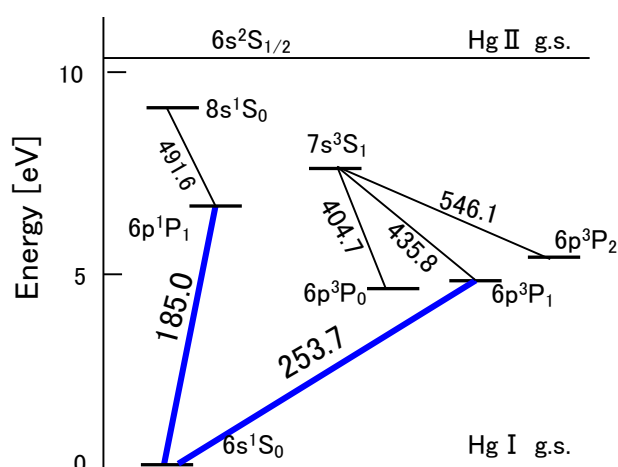


図 1.1 Hg のエネルギー準位と遷移スペクトル

陽光柱や弱電離プラズマの基本概念を明確にした¹⁻³⁾。

1933年に G. Claude によって冷陰極蛍光ランプが実用化された。しかし、この蛍光ランプは発光効率（全光束／ランプ電力）が低く、点灯装置には高電圧を発生させるネオントランスが必要であった。

1934年 Friedrich Meyer, Hans J. Spanner, Edmund Germer によって、水銀灯の発光スペクトルに多量に含まれる紫外線（光の約 65% が 185nm と 253.7nm）を、水銀灯の内面に塗布した蛍光物質に当て、可視光線に変換させることから、非常に効率的な光源を作ることになり、蛍光灯を誕生させた。低圧水銀灯では水銀の蒸気圧が低いので励起の確率が低下するが、高すぎると発生した紫外線の水銀原子が吸収する性質があり、光を多く出す最適な圧力がある。ここで低圧水銀ランプの Hg 蒸気圧、Hg, Ar 基底準位密度と管壁温度との関係を図 1.2 に示す。低圧水銀ランプを効率よく発光させる最適 Hg 蒸気圧数 Pa を得るランプ温度は図 1.2 に示すように約 40℃程度である。

1938 年米国 GE 社の George E Inman, Richard Thayer は最初の実用的な予熱始動方式の熱陰極蛍光ランプを開発して発売を開始した⁴⁾。日本では 1940 年ごろから蛍光灯が照明用に使用されるようになった。このときの低圧水銀ランプの内径は 36mm で、一般的

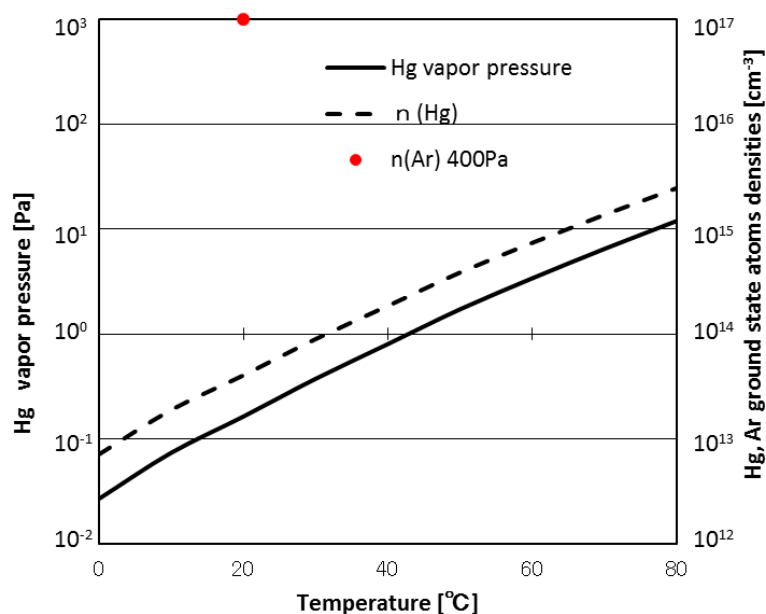


図 1.2 Hg 蒸気圧, Hg, Ar 基底準位密度と管壁温度との関係

に Ar（アルゴン）400Pa と Hg（水銀）の混合ガスが使用されていた。

36mm管ではないが電球形蛍光灯は 1980 年代の初期に Philips 社と Osram 社によって開発されて以来、省エネ電球として普及し、今日に至っている。

ディスプレイの分野では Cathode Ray Tube に代わり液晶が普及しているがそのバックライトには極細な冷陰極蛍光ランプが使用されている。1995 年以降、パーソナルコンピュータ用モニタの需要のほとんどが液晶ディスプレイになっている。薄型が特徴である液晶パネルに組み込むために、一般照明用の蛍光ランプとは違って放電管の直径は数 mm と非常に細くなっている。フィラメントを設置する空間がないため、冷陰極方式が採用されている。冷陰極蛍光ランプはノート型 PC の普及に伴い、細管化が求められた。一方、2000 年ごろからは液晶テレビの大画面化に伴い、冷陰極蛍光ランプも長尺化し、もともと高い電圧を必要とするランプであるが、さらに高電圧駆動になった。そして液晶テレビのバックライトとして 4mm 管が主流になり、開発が進められた。最近、液晶バックライト市場では発光ダイオード (Light Emitting Diode :LED) が主流となり、冷陰極蛍光ランプは一般照明に使用されるようになった。

1.2 冷陰極蛍光ランプ⁵⁾

図 1.3 に冷陰極蛍光ランプ (Cold Cathode Fluorescent Lamp: CCFL) と熱陰極蛍光ランプ (Hot Cathode Fluorescent Lamp: HCFL) の構造を示す。ランプの内部には低圧の Ar（アルゴン）、Ne（ネオン）などの希ガスと Hg（水銀）蒸気が封入され、その Hg 蒸気を励起発光することで共鳴線である紫外線⁶⁾を放出し、それがガラス管壁に塗布されている蛍光体⁷⁾を励起して可視光を放射する光源である。一般に蛍光ランプというときは、管径が 32～38 mm と比較的太い熱陰極蛍光ランプを指す。その蛍光ランプには電極を加熱して電極に塗布したエミッタから電子を放出するため低電圧で放電する反面、長時間の放電によりエミッタが無くなってランプ電圧が上昇し点灯維持できなくなることによりランプ寿命が短いという欠点がある。一方 CCFL と呼ばれる冷陰極蛍光ランプは電極部にヒータが無いシンプルな構造であるため、ランプ径を細くすることが可能で、エミッタを使用しないことからランプ寿命が長いことが長所である。HCFL,

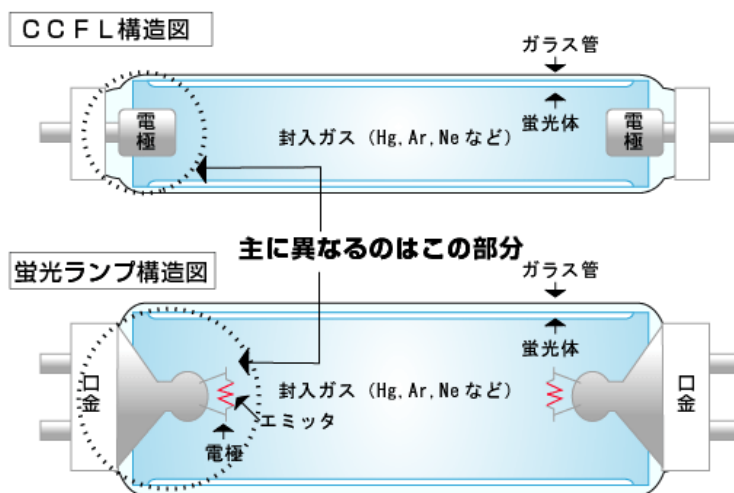


図 1.3 冷陰極蛍光ランプと蛍光ランプ（熱陰極蛍光ランプ）の構造図

CCFL とともに演色性が高く拡散性があるため自然な光空間を得られる．そのため一般家庭やオフィスでの照明として最も普及している．

このランプの電極はカップ状をしたホロー型と呼ばれるものが主流であり，カップ内面で放電を生じるため，電流密度を比較的に小さくでき，電極自身のスパッタリングが抑えられる効果がある．電極材料は主として Ni（ニッケル）が用いられるが，耐スパッタリング性の高い高融点材料として Mo（モリブデン），Nd（ニオブ）なども使用されている．封入ガスは通常 Ne を主体として Ar を 3～10% 程度混合したものが用いられる．ノート PC 用では 10.7～12.0kPa（80～90Torr），モニターやテレビ用では 6.7～8.7kPa（50Torr～65Torr）が一般的である．駆動回路には一般にインバータと呼ばれ，自励共振型，他励共振型回路が多く使用される．出力波形は正弦波に近い．出力電圧はランプの始動電圧以上のトランス開放出力電圧が必要である．駆動周波数はデジタルカメラなどに搭載されている短いランプの場合 40kHz～150kHz，長いランプを使用した液晶テレビなどの場合は 40kHz～65kHz である．このように周波数が充分高いと極性が入れ替わるたびに放電開始状態に戻ることはなく，安定放電が持続される．用途としては，液晶バックライトや一般照明の他に光プロセス用光源をはじめとする工業用光

源などとして使用されている。

図 1.4 に冷陰極蛍光ランプの電位分布を示す。主に陰極付近の陰極降下部と両電極の中間に位置するなだらかな電位傾斜を示す陽光柱部に分けられる。

陰極降下部^{8,9)}は電極からの電子の供給として Ne^+ などのイオン衝撃による二次電子放出 (γ 作用) によるため、高電界が必要になる。そのため、冷陰極蛍光ランプは始動時、動作時ともに高電圧を必要とする。従ってこの部分は電子エネルギーが高いため励起エネルギーが Hg の共鳴準位より高い準位へ励起し、発光に寄与しない。そのため効率を低下させる要因となっている。この部分は電極によって大きく影響され、放電開始電圧と深く関わっている。

陽光柱部は蛍光ランプの大部分を占める領域であり、この部分での電界強度は常に一定である。 Hg の共鳴線である 253.7nm の紫外線を効率よく発光するのに適した電界強度となっている。この部分の長さに比例して発光量と電圧が増加する。

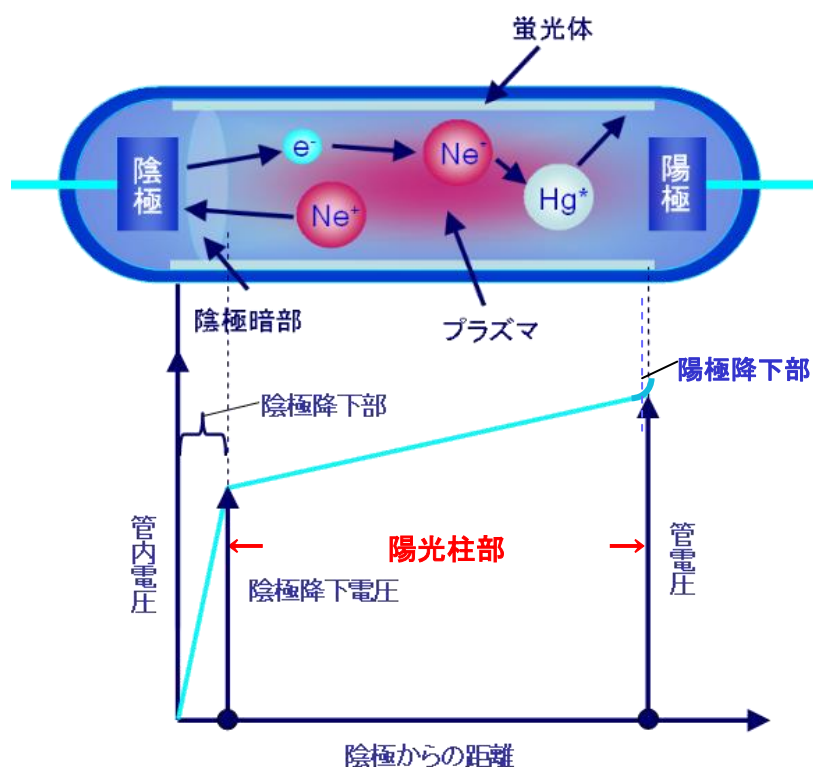


図 1.4 冷陰極ランプの電位分布

1.3 細管冷陰極低圧水銀ランプの現状と問題点

一般の照明に用いられる 36mm 管の Ar-Hg 放電については、次のような研究が行われている。Waymouth^{9,10)}および Verweij¹¹⁾がプローブ法を用いて電界強度、電子温度、電子密度を測定している。Koedam 等が放射線強度の透過率を測定し、水銀の準安定原子密度を決定している¹²⁾。さらに Vriens 等は水銀のイオン化割合を計算し、電離機構を考察している¹³⁾。Bigio はレーザ吸収法とフック法を用いて水銀の準安定原子密度を決定している¹⁴⁾。

またコンパクトランプ用 12mm 管の Ar-Hg 放電については、Lin 等が吸収法を用いて粒子密度を測定し、水銀のイオン化割合を計算している^{15,16)}。

一方 4mm 以下の Ne-Ar-Hg 放電については、矢野等がコンデンサバラスト点灯における電源電圧、点灯周波数、コンデンサ容量と放電電流との関係¹⁷⁾について報告している。上野等が水銀の拡散特性¹⁸⁾を調べている。しかし、細管(内径 6mm 以下)冷陰極低圧水銀ランプのプラズマ物性的研究はほとんど行われていない。

冷陰極低圧水銀ランプは液晶ディスプレイのバックライトとして発展し、工業用紫外線ランプだけに留まらず、一般照明に使用され始めている。このランプは陰極降下電圧が大きくランプ電力中の電極損失の割合が高くなる。この陰極降下電圧は蛍光ランプの発光に寄与しないのでそのまま熱的な損失となり、発光効率を悪くする要因となる。このため、陽光柱を長くするために、ランプ長を長くして効率を向上させている。ランプ長を長くして使用するため放電開始電圧が高くなり、スパッタリングによって、電極が削られ、寿命に大きく影響してくる。しかしながら、これらの点について議論した報告はあるが、未だに十分でない状況にある。

一方、最近の固体発光素子の普及は目覚ましく、LED は光源として広く使われ始めている。しかし、LED は電流を多く流すため、発熱しやすく、放熱に対する対策が必要不可欠である。さらに冷陰極蛍光ランプに比べ指向性が強いのでグレア対策も必要とする。半導体にはエネルギー密度が高すぎると耐えられず物理的に破壊されてしまうという弱点がある¹⁹⁾。その点、冷陰極蛍光ランプは LED 照明に比べ演色性が高く、拡散性があるため自然な光空間を得られ、熱陰極蛍光ランプに比べ長寿命で、管径を細くする

ことが可能である。

以上のように細管冷陰極低圧水銀ランプのプラズマの物性的研究はほとんど行われていない。そして冷陰極ランプは小型・薄型化として有用であるが、電界電子放出によるため駆動電圧が高いという欠点をもっている。しかし、先に述べたような LED にはない優れた特徴があるので、もしランプ電圧を低減できるような方法を見出せば、より一層有用なランプになり得ると思われる。そこで本論文では細管冷陰極低圧水銀ランプの低電圧化について実験的検討を行った。

1.4 本研究の目的と構成

優れた特徴を持ち、用途の多い冷陰極低圧水銀ランプではあるが、陰極降下電圧が大きいため高い駆動電圧を必要とする。これまで述べたように高い陰極降下電圧は熱的な損失となり、発光効率を悪くしている。その高い駆動電圧はスパッタリングによる電極消耗を引き起こし、ランプ寿命に大きく影響を与える。そこでこのランプの低電圧化ができれば実用的に有用である。

本研究の目的は、(1)管径の細管冷陰極低圧水銀ランププラズマの励起・電離機構を明らかにすること、(2)ランプの駆動電圧を改善することにある。

この目的を成し遂げるために次の実験および検討を行った。

- (1) Ar-Hg プラズマ中のプラズマパラメータ、粒子密度を直接測定し、励起・電離機構を検討した。
- (2) Ne-Hg プラズマに Ar ガスを添加し、その添加割合を変えて発光特性および放電特性を調べた。その結果からランプの高輝度、低電圧化を実現できる封入ガスの最適条件を示した。
- (3) 正弦波交流励起によるランプの放電開始電圧、維持電圧に及ぼす励起周波数の影響を調べた。さらに直流方形波パルス励起を用い、繰り返し周波数を変化させて再点弧電圧を測ることで封入ガスの準安定原子の寿命を予測できることを初めて示した。
- (4) 冷陰極蛍光ランプ用の微小円筒電極内壁への MgO 膜作製とその電極をランプと

して用いたときの放電特性を調べた。その結果、ランプの低電圧化と耐スパッタ性を示した。

本論文は以上の内容を含み次のような構成になっている。

第2章では、細管低圧水銀ランプ 4mm 管の発光機構を解明するための基礎データとして必要な Ar-Hg プラズマの電子温度、電子密度をプローブ法により初めて測定した。その結果、電子温度と電子密度の管壁温度 (Hg 蒸気圧) 依存性の相対変化は、一般の蛍光ランプ 36mm 管で得られたものとほぼ同じであるが、電子温度は約 2 倍高くなることがわかった。そのことより細管 Ar-Hg プラズマと一般の照明用低圧水銀ランプである 36mm 管との間で相似則が成立しないことが示された。

第3章では、吸収法によりイオン密度と準安定原子密度を測定し、その結果と第2章のプローブ法で得られた結果を用いて、Ar-Hg プラズマの電離機構を考察した。管壁温度が高い領域で、 Hg^+ イオン密度、Hg 準安定密度は飽和の傾向を示し、これらの Hg の粒子密度と電子密度の測定値より Hg_2^+ 分子イオンが存在することが示された。また Ar 準安定原子と Hg 原子との Penning 電離割合は管壁温度 30°C 付近で最大になることが示された。

第4章では、冷陰極蛍光ランプに封入するガス条件を調べ、細管 Ne-Hg プラズマの発光特性と放電特性に及ぼす Ar ガスの影響について調べた。その結果、Hg 紫外発光強度が最大を示し、ランプ電圧が低下する Ne-Hg プラズマへの Ar ガスの添加割合を明らかにした。

第5章では、細管冷陰極 Ne 放電中の放電開始電圧に及ぼす励起周波数の影響と封入ガスの準安定原子の寿命計測法について述べている。放電開始電圧の測定に正弦波交流励起を用いると放電休止期間がないので準安定原子が存在している可能性がある。そこで細管冷陰極放電プラズマでの再点弧電圧の周波数特性を測定した。その結果、同一の放電条件で異種材料の陰極特性を比較評価できる周波数が示された。さらに直流方形波パルス励起を用い、繰り返し周波数を変化させて放電開始電圧を測ることで封入ガスの準安定原子の寿命を予測できることが示された。従来、準安定原子の寿命計測には吸収分光法が用いられていた。ここでは直流方形波パルス励起による簡便な方法で準安定原

子の寿命を予測する方法を見出した。

第6章では、細管ランプ用微小円筒電極内壁への MgO 膜作製とその電極の放電特性について述べている。ここで冷陰極蛍光ランプに用いられる円筒電極の内壁に MgO を成膜する方法を見出し、維持電圧の低減と耐スパッタ性を実現している。

第7章は結論で、本研究で得られた成果を要約している。

第1章 参考文献

- 1) 板谷良平：応用物理 **69**, pp. 971-977, 2000.
- 2) G.Suits eds: “*The collected works of Irving Langmuir*”, **3-5**, Pergamon Press, 1961.
- 3) I.Langmuir and H.M.Mott-Smith: Phys. Rev. **28**, p.727, 1926.
- 4) G. E. Inman and C.L.Armick (河本訳): 照明学会誌, **72-5**, p.232, 1988.
- 5) 小林駿介, 御子柴茂生, Sungkyoo Lim 監修：液晶ディスプレイバックライト, (株)サイエンス&テクノロジー, 2006.
- 6) 電気学会放電ハンドブック出版委員会編：放電ハンドブック, 電気学会, 1998.
- 7) 社団法人照明学会編：ライティングハンドブック, オーム社, 1987.
- 8) Shottky.W.: Ann. Phys. 44, pp.1011-1021, 1914.
- 9) J.F.Waymouth: “*Electric discharge lamps*”, M.I.T.Press, 1971.
- 10) J.F.Waymouth and F.Bitter: J.Appl.Phys., **27**, p.122, 1956.
- 11) W. Verweij: “*Probe Measurements and Determination of Electron Mobility in the Positive Column of Low-Pressure Mercury-Argon Discharges*”, Philips Res. Rep.Suppl., **2**, pp.1-112, 1961.
- 12) M.Koedam and A.A.Kruithof: Physica, **28**, pp.80-100, 1962.
- 13) L.Vriens, R.A.J.Keijser and F.A.S.Ligthart: J.Appl.Phys., **49**, pp.3807-3813, 1978.
- 14) Bigio: Appl. Phy. **63**, 5259, 1988.
- 15) T. Lin, T.Goto, T.Arai and S.Murayama: J. Appl. Phys., **66**, pp.2779-2782, 1989.
- 16) T.Lin, T.Goto, T.Arai and S.Murayama: J.Appl.Phys., **67**, pp.4012-4014, 1990.
- 17) 矢野英寿, 上野貴史, 青野正明：照明学会誌, **82-2**, pp.112-120, 1998.
- 18) 上野貴史, 沖雅博, 野口英彦, 井上昭浩：照明学会誌, **86-2**, pp.84-91, 2002.
- 19) 神野雅文, 本村英樹：プラズマ・核融合学会誌 **81**, pp.799-1015, 2005.

第2章 細管低圧水銀ランプ用 Ar-Hg プラズマ中の電子温度， 電子密度の測定¹⁾

2.1 まえがき

管径 4mm の低圧水銀ランプの電離機構を解明するために必要な情報としてプラズマパラメータがある。しかし 4mm 管のような細い管のプラズマパラメータは測定されていない。低圧水銀ランプの最適 Hg 蒸気圧付近では階段電離が主要な電離機構と考えられるので，この細い管径の低圧水銀蛍光ランプ用プラズマと一般の照明用水銀蛍光ランプである 36mm 管との間で相似則は成り立たない可能性がある。またこの低圧水銀ランプでは Hg(I) 253.7nm 線強度の最大となる Hg 蒸気圧は一般の照明用水銀ランプと異なる²⁾。それ故細い管径の低圧水銀ランプの電離機構を定量的に解明するには，水銀ランプの重要なパラメータである電界強度と電子温度，電子密度を測定する必要がある。本章では，まずはじめに一般照明用蛍光ランプ（管径 36mm）と比較するために 36mm 管の Ar 封入圧力である 3 Torr (400Pa) を管径 4mm の水銀ランプに封入し，水銀蒸気圧を変化させるために放電管の管壁温度を 0°C (水銀蒸気圧 27 mPa) から 80°C (水銀蒸気圧 12 Pa) まで変化させ，主にシングルプローブ法³⁾を用いて電界強度と電子温度，電子密度を直接測定した。

次に Ar 封入圧力を変化させたときのプラズマパラメータをダブルプローブ法^{4,5)}で測定し，検討を行った。

2.2 電子温度，電子密度の決定法⁶⁾

(1) 電子温度の決定法

シングルプローブ法の基本的な回路を図 2.1 に示す。プローブのおかれた位置におけるプラズマ空間電位 V_s が陽極接地されている場合，この基準電極に比べて低い電位にあるので，プローブには負の電位 V_p を印加することになる。 V_p を広い範囲にわたって変化させ，それに応じてプローブに流れる電流 I_p を記録すると，図 2.2 のようなシングルプローブの電流－電圧特性が得られる。シングルプローブの電流－電圧特性は，空間電位 V_s と電流がゼロになる浮動電位 V_f を境に，大まかに3つの部分に分けられる。

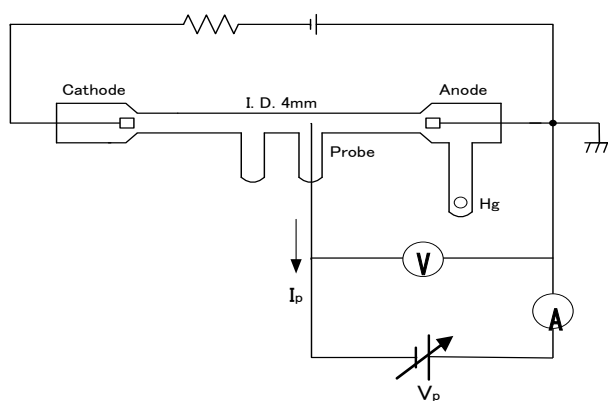
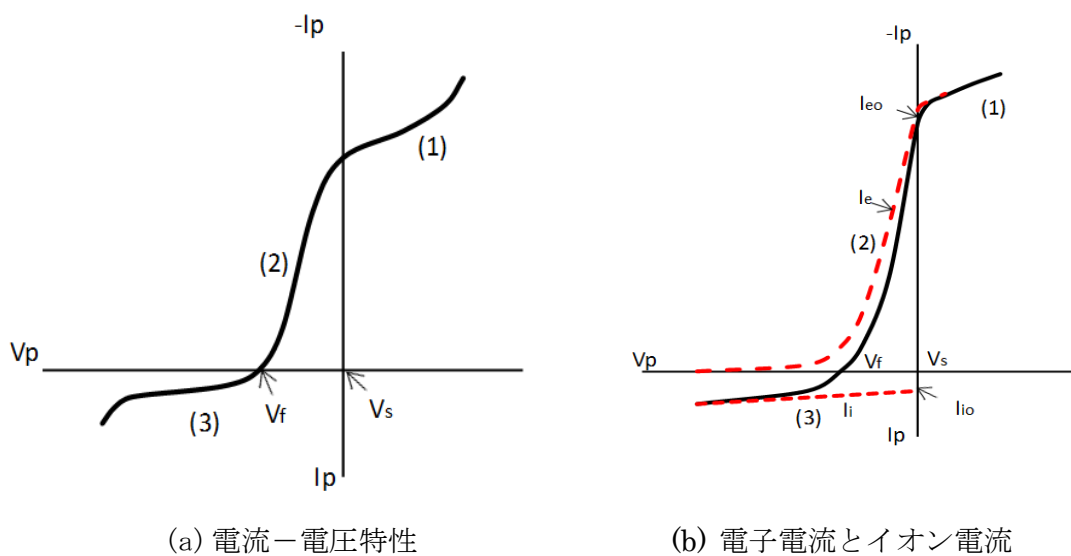


図 2.1 シングルプローブの回路



(a) 電流－電圧特性

(b) 電子電流とイオン電流

図 2.2 シングルプローブ特性

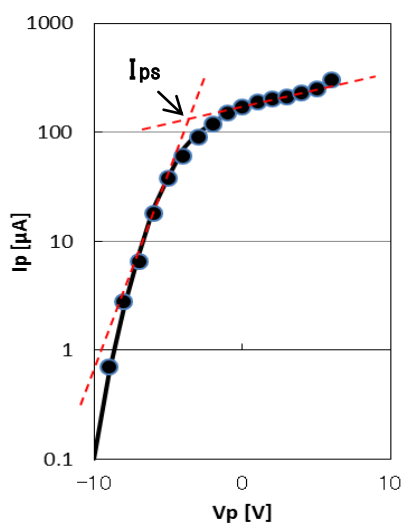


図 2.3 電子電流特性の一例

プローブが空間電位 V_s にあるときには、周囲のプラズマと同電位なので、プローブにはプラズマ粒子の熱運動による熱拡散電流が流入する。電子に関して以下の式で表される。

$$I_{e0} = \frac{1}{4} n_e e \bar{v}_e S = \frac{1}{4} n_e e \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} S \quad (2.1)$$

正イオンに関しては

$$I_{i0} = \frac{1}{4} N_i e \bar{v}_i S = \frac{1}{4} N_i e \left(\frac{8kT_i}{\pi m_i} \right)^{\frac{1}{2}} S \quad (2.2)$$

で表される。ここで S はプローブの表面積、 k はボルツマン定数、 e は電子の電荷、 m_e と m_i は電子及びイオンの質量、 n_e と N_i は電子密度及びイオン密度、 \bar{v}_e と \bar{v}_i は電子及びイオンの平均熱運動速度を表す。プローブには I_{e0} と I_{i0} の両方が同時に流入するが、 $I_{e0} \gg I_{i0}$ のため、プローブには負の電流 $I_p(V_s) = -I_{e0} + I_{i0}$ が流れる。プローブ電位が V_s よりも正になると、イオンはプローブ表面から追い出され、電子は引き寄せられるので、プローブ表面には電子鞘が形成され、正電圧の増加とともに電子電流は増大する。これが図 2.2 の(1)の領域である。

プローブに V_s より負の電圧を印加すると、こんどはプローブ表面から電子が追い返され、電子電流の流入が減る一方で、イオンが引き寄せられイオン鞘を形成し、イオン電流が増える。しかし電子電流はイオン電流に比べて断然大きいので、プローブには見かけ上依然として電子電流が流れ、図 2.2 の(2)の領域で示される。

プローブの電位を V_f に比べてさらに負にすると、電子電流はさらに減少し、イオン電流はさらに増えるので、差し引きでプローブには正のイオン電流が流れるようになり、負の電圧が増えるとともに電流は増大する。それが図 2.2 の(3)の領域になる。

以上のようにして、プローブの電流－電圧特性が得られるが、それをさらに詳しく分析して画いたのが図 2.2(b)である。この図の(2)で示される実線部分が実際に測定されるプローブの電流－電圧特性であるが、それは

$$\pm I_p = -I_e + I_i \quad (2.3)$$

の結果である。よってそれぞれ点線の電子電流 I_e と点線(3)のイオン電流 I_i に分離することができる。プローブ測定が行われるプラズマには、いろいろな状況下のものがあるが、最も基本的なものとして、低ガス圧の無衝突プラズマでは、電子の平均自由行程が

プローブの寸法およびイオン鞘の厚みに比べて十分大きい。電子温度がマクスウェル分布であると仮定できる場合、プローブによる電子の熱運動への擾乱が無視できるので、電子電流 I_e の値は、空間電位 V_s の点では、式(2.1)の I_{e0} で与えられる。また、電位が V_s より負になる減速電界領域では、イオン鞘中での衝突が無視できるので、

$$I_e(V) = I_{e0} \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right) \quad (2.4)$$

で与えられる。ここで V は、 V_s を電位の基準として、負の方向へ測ったプローブの電位であり、

$$V = V_p - V_s \quad (2.5)$$

である。(3)のイオン電流 I_i の値は、空間電位 V_s では同様に式(2.2)の I_{i0} で与えられるが、 V_s より負の電位では、負電位の増加とともに増大する。

式(2.4)の両辺に自然対数を取り、 V で微分して変形すると

$$\frac{d \ln I_e}{dV} = -\frac{e}{kT_e} \quad (2.6)$$

となる。すなわち、測定で得られた電子電流 I_e を電圧 V に対して対数目盛で画くと直線になり、その傾きから電子温度 T_e が求まる。

(2) 電子密度の決定法

片対数グラフ上で電子電流が直線を示すのは、空間電位 V_s までで図 2.3 からも見られるように、 V_s より正の電位では、電子電流の勾配はある程度緩やかとなり、 V_s 付近で電流特性に折れ曲がり点が生ずる。この点における電流がすなわち式(2.1)の熱拡散電子電流 I_{e0} であるので、電流の勾配から求めた T_e と I_{e0} を式(2.1)に代入することによって電子密度 n_e が求まる。したがって、次式を用いて求められる。

$$n_e = \frac{4}{eS_p} \left(\frac{\pi m_e}{8k} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{I_{ps}}{\sqrt{T_e}} = 1.4 \times 10^{14} \frac{I_{ps}}{\sqrt{T_e}} [\text{cm}^{-3}] \quad (2.7)$$

ここで、プローブの表面積 $S_p = 2.7 \times 10^{-3} \text{cm}^2$ 、 I_{ps} はプローブの飽和電子電流である。

2.3 実験装置および測定方法

(1) 水銀蒸気圧（管壁温度）を変化させた場合

図 2.4 は実験装置の概略図である。放電管は 2 本のプローブを備えた内径 4mm のパ

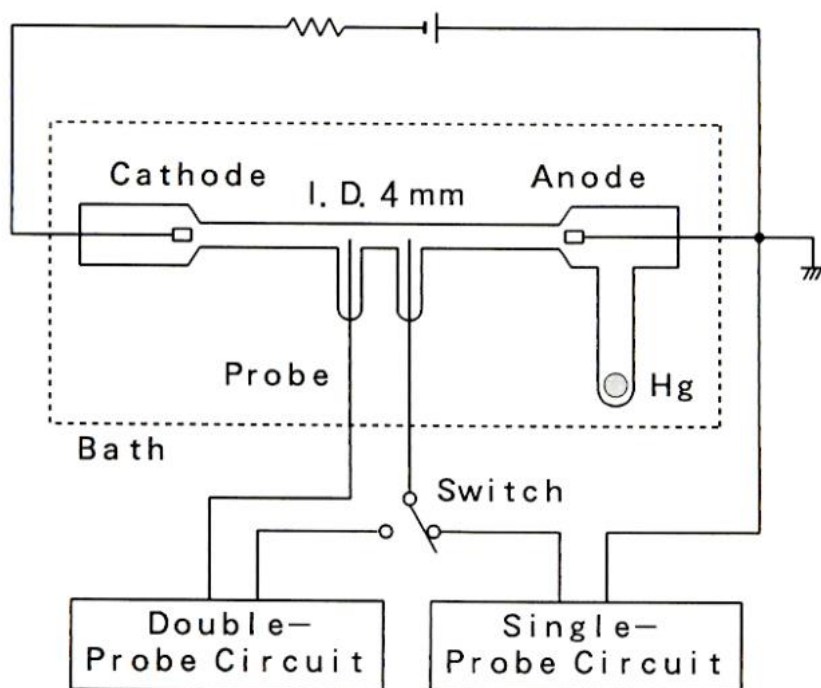


図 2.4 プラズマパラメータの測定概略図

イレックス製である．放電管には Ar ガスを 3 Torr (400 Pa) 封入し，直流電源を用いて放電電流を 20mA 一定とした．水銀蒸気圧は放電管全体を水槽に入れて，水温を変えることで制御した．水温自体は温度コントローラーで一定温度に保った．電気的絶縁のためプローブおよび電極からのリード線はテフロンチューブで覆い，テフロンチューブと放電管の間に水が入らないように接着材を用いた．電界強度 E は Ar-Hg 放電プラズマ中の管軸上に沿った 2 つのプローブ間の電位差より求めた．管軸上の電子温度 T_e と電子密度 n_e は主にシングルプローブ法³⁾で測定し，確認のためダブルプローブ法^{4,5)}でも測定した．シングルプローブ法でプローブの電圧－電流特性から電子温度と電子密度を決定した．陽光柱に挿入した円筒プローブは半径 4.3×10^{-3} cm，長さ 0.1 cm，表面積 $S_p = 2.7 \times 10^{-3}$ cm² である．電子の平均自由行程はプローブ半径より大きい．

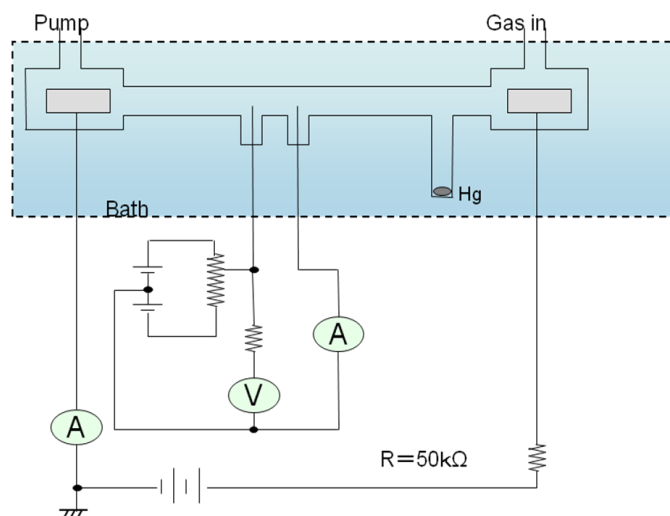


図 2.5 ダブルプローブ法 (DPM) の測定概略図

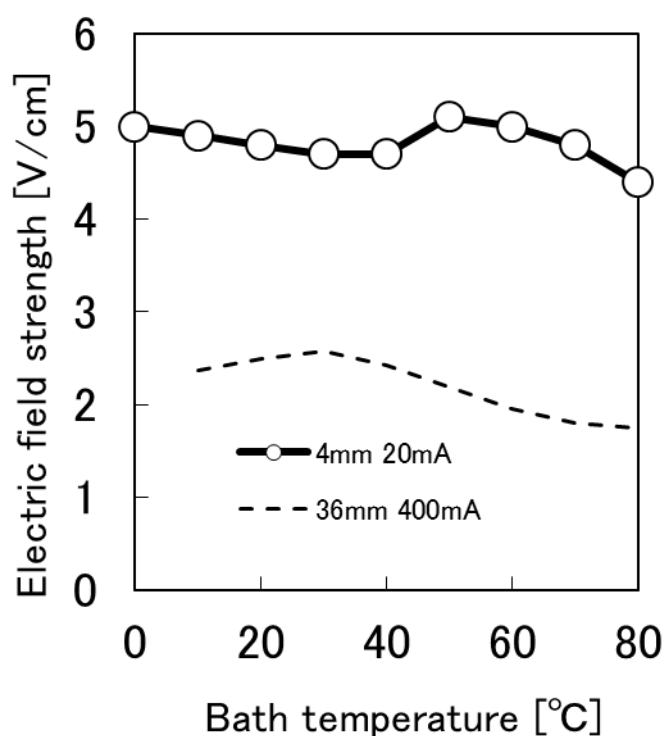
(2) Ar 封入圧力を変化させた場合 (管壁温度一定)

図 2.5 にダブルプローブ法を用いた実験装置の概略図を示す. この装置の放電管部分に排気装置 (ロータリーポンプとターボ分子ポンプ) と Ar ガス供給系を接続し, Ar 圧力を変化させた. まず内径 4mm のプローブ付放電管を 2×10^{-6} Torr (3×10^{-4} Pa) 以下まで真空排気を行い, 次に Ar ガスを目的の圧力になるまで封入した. 真空度は電離真空計を用い, Ar ガス圧力にはキャパシタンスマノメータを用いて測定した. 放電管全体を 40°C (水銀蒸気圧 0.8 Pa) または 60°C (水銀蒸気圧 3.4 Pa) 一定の水槽に入れ, 放電電流を 10mA 一定とした. Ar 圧力を 1 Torr (133 Pa) から 80 Torr (10700 Pa) まで変化させて, 電界強度を測定した. 圧力を変化させるときは電子温度の測定にシングルプローブ法 (無衝突プラズマの式) が使えないため, ダブルプローブ法を用いた.

2.4 実験結果と考察

(1) 水銀蒸気圧 (管壁温度) を変化させた場合 (Ar 封入圧力 3 Torr 一定)

放電電流 20mA で測定した 4mm 管の管軸上の電界強度 E の温度 (水銀蒸気圧) 依存性を図 2.6 に示す. ここに Verweij が測定した 36mm 管の電界強度⁷⁾を 3 倍にして破線で示す. 電界強度のピークは 36mm 管では 30°C であるのに対し, 4mm 管では 50°C 付近であっ

図 2.6 電界強度 E の温度(水銀蒸気圧)依存性

た。

図 2.7 にシングルプローブ法とダブルプローブ法で測定した電子温度 T_e の温度(水銀蒸気圧)依存性を示す⁸⁾。シングルプローブ法とダブルプローブ法で得られた値はよく一致している。電子温度は管壁温度 0°C から 80°C の範囲で 2eV から 1eV へと減少している。これは希ガス原子 (Ar) のような高い電離電圧を持つ気体中に金属原子 (Hg) のようにかなり低い電離電圧を持つ気体を注入していくと、その放電は金属蒸気圧の増加とともに電離電圧の低い原子のイオンに支配され、電子温度は低下してくるためである。これらの傾向は 36mm 管や 12mm 管の変化傾向とよく似ている。電子温度の値は一般の照明用ランプ (36mm 管) のものより約 2 倍高くなっている。

図 2.8 には下記の①～④の方法で求めた電子密度の管壁温度依存性を示す。

- ① 前節の無衝突プラズマの式 (2.7) を用いたシングルプローブ法。
 - ② ①の管壁温度 40°C の電子密度 n_{e40} を基準とした電流連続の式を用いる方法。
- 式 (2.7) で得られた管壁温度 40°C のときの電子密度を基に以下の式で求めた。

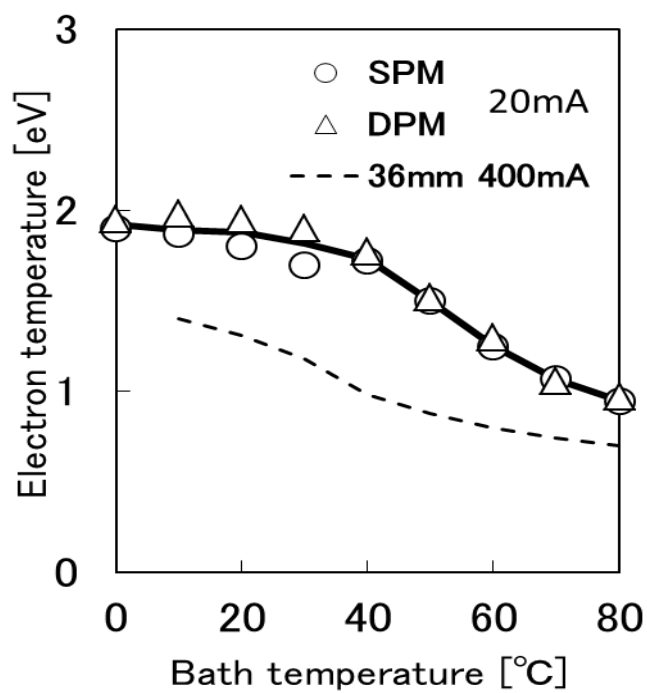
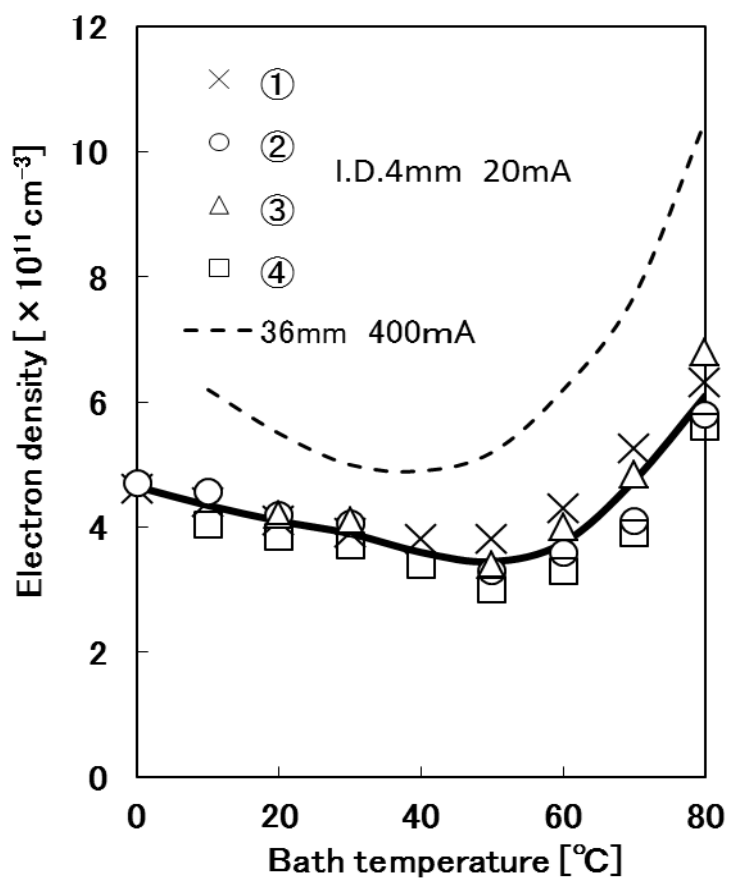
図 2.7 電子温度 T_e の温度(水銀蒸気圧)依存性

図 2.8 電子密度の管壁温度依存性

$$I = \alpha_{40} S n_{e40} \mu_{e40} E_{40} \quad (2.8)$$

$$I = \alpha S n_e \mu_e E \quad (2.9)$$

ここで α は管軸上の電子密度と断面積で割った平均電子密度の比, S は断面積, μ_e は電子の移動度, E は電界強度である. 電子密度の径方向分布にほとんど変化がないので $\alpha_{40} = \alpha$ とした. ゆえに式 (2.8) と (2.9) から任意の管壁温度 T_w での電子密度 n_e は以下の式で与えられる.

$$n_e = n_{e40} \frac{\mu_{e40}}{\mu_e} \frac{E_{40}}{E}. \quad (2.10)$$

ここで n_{e40} , μ_{e40} , E_{40} は管壁温度 40°C のときの電子密度, 電子の移動度, 電界強度で, μ_e , E は求める管壁温度 T_w のときの電子の移動度, 電界強度である. 管壁温度 $0-80^\circ\text{C}$ の電子密度は図 2.6 に示した電界強度 E と, 移動度の比 μ_{e40}/μ_e (Verweij の結果⁷⁾) と, ①の結果を用いた電子密度の基準値 n_{e40} を用いて算出した.

③ 移動度の比 μ_{e40}/μ_e として Chen 等⁹⁾ の結果を用いて式 (2.10) から電子密度を求めた.

④ Verweij の測定値を用いた電流連続の式と本実験の値を用いた電流連続の式より算出した放電電流の比から求める. 電子密度 n_e は次式で与えられる.

$$n_e = 4.05 \frac{E_v n_{ev}}{E}, \quad (2.11)$$

ここで E_v と n_{ev} は Verweij によって報告された電界強度と電子密度の値である. 測定した電界強度 E の値を用いて電子密度を決定した. 上記のいくつかの方法で測定した電子密度の値はかなり良く一致しており, 結果の信頼性は高いと思われる. 電子密度は管壁温度の増加とともに減少し, 約 50°C で最小を示しその後増加の傾向を示した. 50°C 以下の領域で電子密度が減少するのは, 電子温度の低下による Ar^+ イオン密度の減少が Hg^+ イオン密度の増加より大きいと思われる. 電子密度の管壁温度依存性は一般の照明用ランプ (36mm 管) とコンパクト蛍光ランプ (12mm 管) の傾向とよく似ている. 電子密度の最小を示す管壁温度は 36mm 管と比較して約 20°C 高温側にずれている. これは管径が細くなることにより, 管壁への電子の損失が増加するため, 電子温度が高くなり, Ar 原子との電子衝突による電離が増加し, Ar^+ イオンが高温側まで存在することによると考えられる.

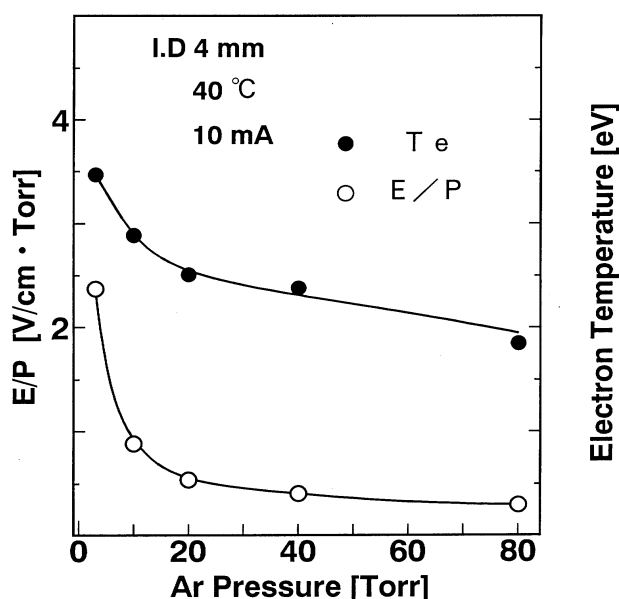


図 2.9 管壁温度 40°C のときの換算電界強度 E/p と電子温度 T_e の Ar 圧力依存性

(2) Ar 封入圧力を変化させた場合¹⁰⁾ (管壁温度一定)

図 2.9 は管壁温度 40°C、放電電流 10mA のとき、Ar 圧力 p で換算した電界強度 E/p とダブルプローブ法により測定した電子温度 T_e の Ar 圧力依存性を示している。換算電界強度 E/p と電子温度 T_e は Ar 圧力 20 Torr (27 hPa) 付近まで急激に低下し、その後 Ar 圧力とともにゆるやかに低下している。

図 2.10 はプローブ法により測定した管壁温度 60°C における電子温度 T_e と換算した電界強度 E/p を示している。電子温度 T_e 、換算電界強度 E/p とともに Ar 圧力 20 Torr 付近まで急激に低下し、その後 Ar 圧力とともにゆるやかに低下している。

管壁温度 60°C と 40°C の電子温度を比較すると 60°C の方が、Ar 圧力 20 Torr 以上で約 1 eV 低い値となった¹¹⁾。

図 2.11 は pR (ガス圧力 $p \times$ 管半径 R) を横軸に一般の照明用水銀ランプ (36mm 管) と細管冷陰極低圧水銀ランプ (4mm 管) の換算電界 E/p と電子温度を示す。相似則が成り立てば、36mm 管の値と 4mm 管で得られた値は一致するところが、換算電界 E/p と電子温度 T_e は一般の照明用ランプ (36mm 管) のものより約 2 倍となり、相似則が成立しないことを示している。

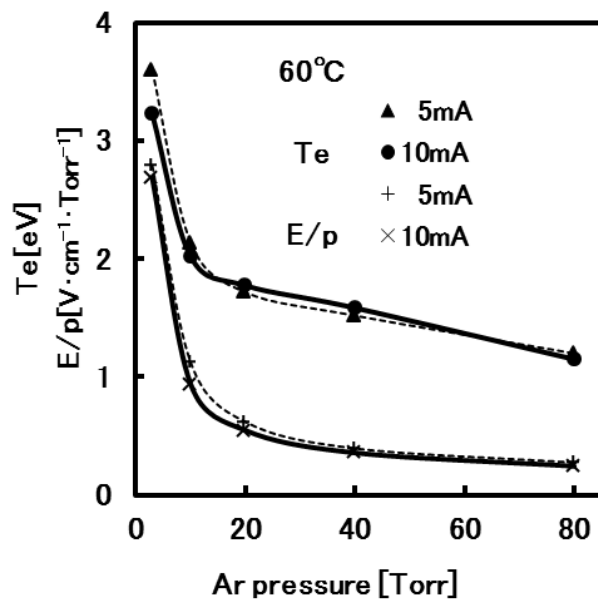


図 2.10 管壁温度 60°C のときの換算電界強度 E/p と電子温度 T_e の Ar 圧力依存性

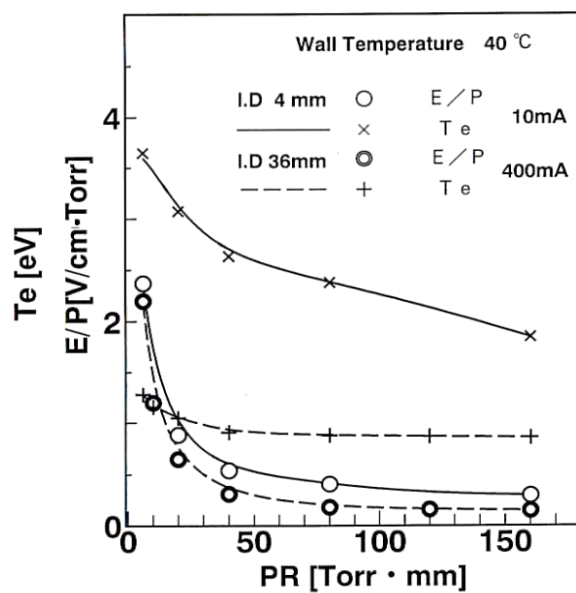


図 2.11 換算電界 E/p ，電子温度と pR （ガス圧力 p × 管半径 R ）の関係

2.5 まとめ

プローブ法を用いて，管径 4mm の Ar-Hg プラズマの電界強度，電子温度，電子密度を測定した．その結果から管径の太い一般照明用の低圧水銀ランプ ($d=36\text{mm}$) と比較して，細管低圧水銀ランプについて，以下の結果を得た．

- (1) Ar 圧力 3 Torr (400Pa) において電子温度は管壁温度 0°C から 80°C の範囲で 2eV から 1eV へと減少し，電子温度の値は約 2 倍となった．
- (2) Ar 圧力 3 Torr (400Pa) において電子密度の最小を示す管壁温度 50°C は 36mm 管と比較して約 20°C 高温側へ移行した．
- (3) 換算電界 E/p と電子温度は Ar 圧力が増加するにつれて減少の傾向を示した．
- (4) Ar 圧力 1 Torr (133 Pa) から 80 Torr (10700Pa) の範囲で，換算電界 E/p と電子温度の値は 2 倍となり，一般の照明用低圧水銀ランプ (36mm 管) との相似則が成立しないことが示された．よって各パラメータを直接測定する必要がある．

以上のことからランプ径が細くなることにより電子の拡散損失が大きくなり，その損失を補うため電子のエネルギーが 4mm 管は 36mm 管に比較して 2 倍に増加した．4mm 管の温度変化による電子密度や電界強度の変化を見ると電子温度が高いため励起した Ar 原子が高温まで存在することによって 36mm 管より 20°C 高温へシフトした変化を示した．

第2章 参考文献

- 1) M.Goto, T.Sakai and T.Arai : Japanese Journal of Applied Physics, Vol.33, No.6B, pp.L896-L897, 1994.
- 2) 渡辺良男，林義一郎：，照学誌，81-2, pp. 154-157, 1997.
- 3) I.Langmuir and H.M.Mott-Smith: Phys. Rev. **28**, p.727, 1926.
- 4) E.O.Johnson and L.Malter: Phys. Rev. **80**, p.58, 1950.
- 5) T.Dote: Jpn. J. Appl. Phys. **7**, p.964, 1968.
- 6) 堤井信力：「プラズマ基礎工学」，内田老鶴圃，pp. 124-133, 1989.
- 7) W. Verweij: “*Probe Measurements and Determination of Electron Mobility in the Positive Column of Low-Pressure Mercury-Argon Discharges*”, Philips Res. Rep.Suppl., **2**, pp.1-112, 1961.
- 8) M.Goto, T.Sakai, T.Arai and T.Iijima: Proceedings of XXI International Conference on Phenomena in Ionized Gases, (Bochum, Germany) pp.II9-II10, 1993.
- 9) Z. F. Chen and H. G. Jones: J. Phys. D: Appl. Phys. **17**, pp.337-342, 1984.
- 10) M.Goto, K.Ohtani and T.Arai: Proceedings of the 8th International Symposium on the Science and Technology of Light Source, (Greifswald, Germany) pp.260-261, 1998.
- 11) M.Goto and T.Arai: Proceedings of 25th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, (Nagoya, Japan) pp.IV263-IV264, 2001.

第3章 細管 Ar-Hg プラズマ中のイオン密度と準安定原子密度の測定^{1,2)}

3.1 まえがき

低圧水銀蛍光ランプの最適水銀蒸気圧付近では階段電離が主要な電離機構と考えられ、細い管径の低圧水銀蛍光ランプと 36mm 管との相似則が成り立たないことを前章で明らかにした。それ故細い管径の低圧水銀蛍光ランプの電離機構を定量的に解明するには、各種パラメータを直接測定し直し、解析を行う必要がある。低圧水銀ランプには放電開始電圧を下げ、点灯時のランプ電圧を適切に維持するための、一つの方法として、水銀蒸気に Ar などの希ガスを加えた混合ガスが使用されている。この放電開始電圧の低下の理由として、Hg の電離電圧(10.43eV)より少し高い準位にある Ar 準安定原子(11.7eV)と Hg 原子との Penning 電離過程とされている。したがって電離機構を解明する上で、Hg 粒子密度に加えて Ar 粒子密度の情報が必要となる。

本章では管径4mmの低圧水銀ランプの最適蒸気圧を調べるため Hg の発光強度を測定した。そして水銀ランプの励起機構を知る上で重要なパラメータである Hg⁺イオン基底準位密度^{1,2)}、Hg 準安定原子密度および Ar 準安定原子密度を、森等が考案した改良型自己吸収法³⁾を用いて測定した。低圧水銀ランプなど気体放電中の励起状態にある原子やイオンの密度を測定する方法として、外部光源を使うレーザ誘起蛍光法と吸収法、および鏡による反射光を用いる自己吸収法がある。これら従来の吸収法だと窓の透過率の補正が必要であるが、改良型自己吸収法は窓の透過率などに依存しないため補正が必要なくなり、紫外線の場合でも正確な吸収係数測定が可能となる。よって本研究では、より簡便でかつ平行ビームを用いるため空間的分解能に優れている改良型自己吸収法を用いた。

まず初めに、一般の照明用蛍光ランプ(管径 36mm)と比較するために Ar 封入圧力を 3 Torr (400Pa) 一定の条件で、Hg 蒸気圧を変化させて Hg の 253.7nm 共鳴放射強度と、Hg と Ar のイオン密度を測定し、プローブ法で測定した電子密度の値から Hg₂⁺分子イオン密度を決定した。さらに直接測定で得られた電子温度と電子密度及び粒子密度より電離機構を解明した。

次に Ar 圧力を変化させて、粒子密度について以下の順に調べた。管壁温度を 40°C

一定にして Hg⁺イオン基底準位密度を測定し、電子密度と Ar₂⁺分子イオン密度を決定した。さらに 4mm 管の最適 Hg 蒸気圧が得られる管壁温度 60℃、放電電流 10mA 一定の条件で、Hg⁺イオン密度、Hg 準安定原子密度および Ar 準安定原子密度を改良型吸収法で測定した。続いて Ar⁺イオン密度を求めるため 696.5nm 線強度を管壁温度 0℃一定にして測定し、確認のため Hg を入れずに四重極質量分析計で Ar⁺イオンおよび Ar₂⁺分子イオンの測定を行った。

3.2 自己吸収法の測定原理³⁾

弱電離プラズマ中では電荷をもたないが、励起された中性の準安定粒子が多数含まれる。この準安定粒子やイオン原子は遷移の際に、光を吸収または放射するので、光を分光測定することによって密度を知ることができる。

一般にプラズマから放出される光の強さは、プラズマ中を通過する間に、その一部が粒子の励起のために吸収されるので、通過する長さで励起粒子の密度によって放出光の強さが変化する。したがって異なる長さのプラズマから放出される特定の波長 λ をもった光の強度を比較することによって、励起粒子の密度がわかる⁴⁾。

図 3.1 に改良型自己吸収法の原理に基づき、1つのアノード A とプラズマ長 l を変えられるように 2つのカソード C₁, C₂ が取り付けられている放電管を示す。まず初めに A-C₁ 間 (プラズマ長 l) で放電させたとき、放射される波長 λ のエンドライト強度 I_1 を測定する。次にスイッチを切り替え、A-C₂ 間 ($2l$) で放電させたとき、同じ波長のエンドライト強度 I_2 を測定する。このときエンドライト強度の比は次式のように吸収割合 $G(k_0 l)$ の関数で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{I_2}{I_1} - 1 &= G(k_0 l) \\ &= \frac{\int [1 - \exp(-k_0 l f_\nu)] \exp(-k_0 l f_\nu) d\nu}{\int [1 - \exp(-k_0 l f_\nu)] d\nu} \end{aligned} \quad (3.1)$$

ここで f_ν は波長 λ のプロファイルを与える関数、 k_0 はその中心における吸収係数である。一例として水銀イオン密度を測定する場合について説明する。Hg はいくつかの同

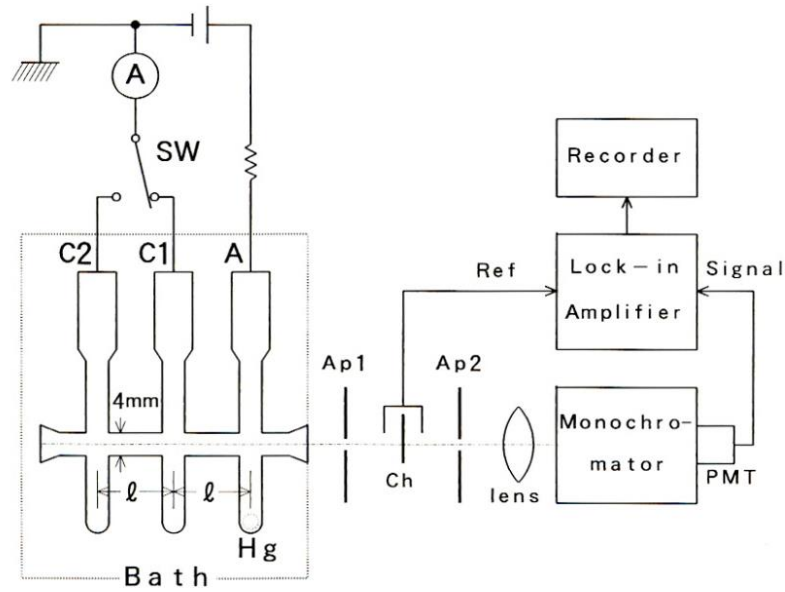


図 3.1 改良型自己吸収法

位元素を含むので、Hg (II) 194.2nm 線の場合のプロファイルは図 3.2 に示すような形をしている⁵⁾。Hg202 成分の中心波長における吸収係数が k_0 である。各成分のプロファイルが Ar3 Torr(400 Pa) および管壁温度によって決まる Voigt 関数で与えられると考えると $k_0 l$ の関数として $G(k_0 l)$ を数値的に計算できる。ここで Voigt 関数とは Lorentzian 分布（上準位の平均寿命に逆比例した自然幅と呼ばれる広がり幅をもった自然放出された光のスペクトル分布）と Doppler 分布（熱運動による発光スペクトルの周波数変化の広がりを表す Gauss 分布）が合成された分布関数である⁶⁾。 $G(k_0 l)$ の計算結果を図 3.3 に示す⁵⁾。一方、吸収係数 $k_0 l$ とそれに対応する遷移の下準位に励起される原子やイオン密度 n との間に次の関係がある¹⁾。

$$n = \frac{\Delta \nu_D}{2} \left(\frac{\pi}{\ln 2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{8\pi}{\lambda^2} \frac{g_1}{g_2} \frac{1}{A_{21} l} k_0 l (cm^{-3}) \quad (3.2)$$

ここで、 $\Delta \nu_D$ はドプラ幅、 λ は波長、 g_1 、 g_2 は原子の下準位 1 及び上準位 2 の統計的重み、 A_{21} は上準位 2 から下準位 1 への遷移確率である。エンドライト強度比の測定から、図 3.3 を使って $k_0 l$ を知り、その値を式 (3.2) へ代入して n を求めることがで

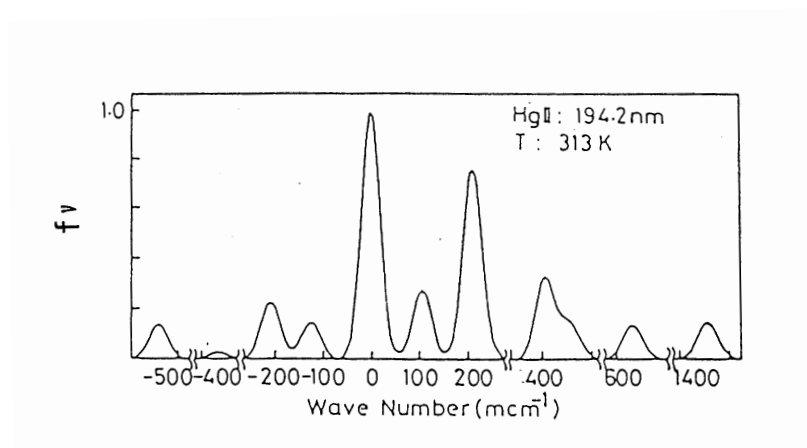
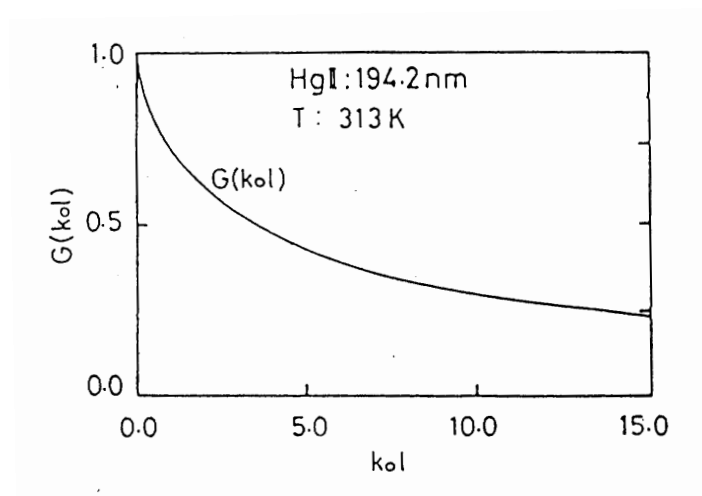


図 3.2 Hg (II) 194.2nm 線のプロファイル

図 3.3 吸収係数 k_0l と吸収割合 G

きる．式(3.2)から計算した Hg^+ イオン基底準位密度 $n(\text{Hg}^+)$ と $k_0 l$ の関係式は次式で示され， Hg^+ イオン基底準位密度を求めることができる．

$$n(\text{Hg}^+) = 2.19 \times 10^{11} k_0 l (\text{cm}^{-3}) \quad (3.3)$$

同様に Hg の各準安定原子 ($6p^3P_{0,1,2}$) 密度および Ar 準安定原子 ($4s^3P_2$) 密度と $k_0 l$ の関係式は

$$n(6p^3P_0) = 2.22 \times 10^{11} k_0 l (\text{cm}^{-3}) \quad (3.4)$$

$$n(6p^3P_1) = 2.36 \times 10^{11} k_0 l (\text{cm}^{-3}) \quad (3.5)$$

$$n(6p^3P_2) = 1.12 \times 10^{11} k_0 l (\text{cm}^{-3}) \quad (3.6)$$

$$n(\text{Ar}^*) = 3.87 \times 10^{11} k_0 l (\text{cm}^{-3}) \quad (3.7)$$

で与えられる．

図 3.4 は Hg の重要な準位と吸収法で用いたスペクトル線の波長を示した Hg と Ar のエネルギー準位図である．改良型自己吸収測定に用いた波長は， Hg^+ イオン基底準位密度， Hg 準安定原子密度， Ar 準安定原子密度はそれぞれ 194.2nm ($6p^2P_{1/2} \rightarrow 6s^2S_{1/2}$)，

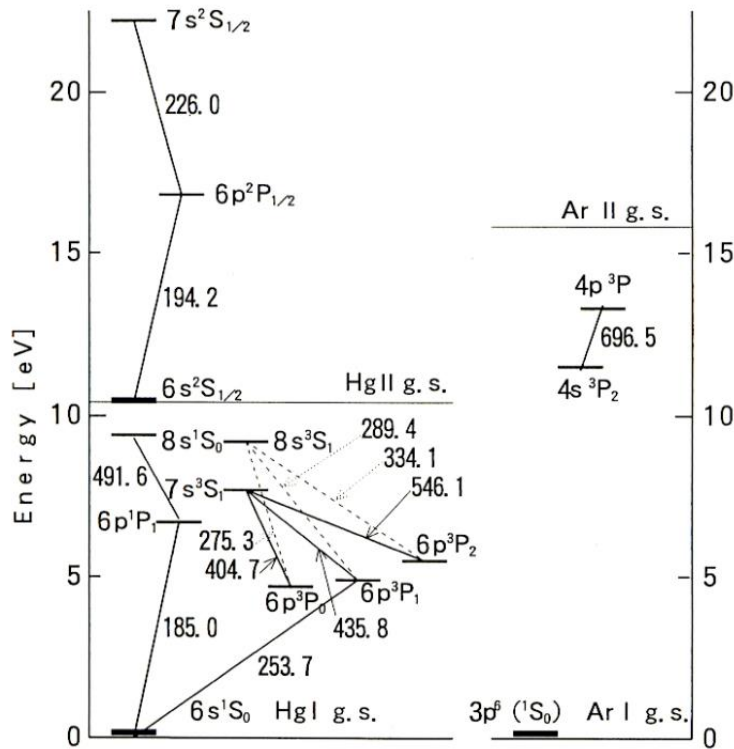


図 3.4 Hg と Ar のエネルギー準位図

404.7, 435.8, 546.1nm ($7s^3S_1 \rightarrow 6p^3P_{0,1,2}$), 696.5nm ($4p^3P \rightarrow 4s^3P_2$) である。蛍光体を励起し、水銀蛍光ランプの発光に最も寄与する Hg(I) 253.7nm ($6p^3P_1 \rightarrow 6s^1S_0$) 線共鳴放射のエンドライト強度も測定した。

3.3 実験装置および測定方法

(1) 水銀蒸気圧（管壁温度）を変化させた場合（Ar 封入圧力 3 Torr 一定）

図 3.1 に示す改良型吸収法の原理にもとづいた放電管を用いて Hg⁺イオン基底準位密度などの粒子密度の測定を行った。放電管は内径 4mm の石英製である。Ar ガスを 3 Torr(4 hPa)封入した放電管を用いた。放電電流は D.C. 5 mA, 10 mA, 20 mA とした。水銀蒸気圧は放電管全体を水槽の中に入れ、水温を変化させることにより制御した。陽光柱から放射されるエンドライト強度はアパーチャ 1 ($\phi=0.4$ mm), チョップパ, アパーチャ 2 ($\phi=0.4$ mm), レンズ, モノクロメータ（陽光柱放電の約 0.9 mm 径の領域からの放射光が入力スリットへ入射), 光電子増倍管, ロックインアンプを用いて測定した。なお, Ar-Hg 放電プラズマ中の水銀蒸気圧の一様性については, 自己吸収のほとんどない Hg(II) 226.0 nm 線 ($7s^2S_{1/2} \rightarrow 6p^2P_{1/2}$) のエンドライト強度の比が $I_2/I_1 - 1 \div 1$ となることから確認した。Ar⁺イオン密度は, 放電管から放射される Ar(I) 696.5 nm 線のサイドライト強度を測定することによって見積もった。

(2) Ar 封入圧力を変化させた場合（管壁温度一定）

図 3.1 の実験装置の放電管部分に排気装置（ロータリーポンプとターボ分子ポンプ）と Ar ガス供給系を接続し, Ar 圧力を変化させた。放電管全体を 40℃あるいは 60℃一定の水槽に入れ, 放電電流を 10mA 一定とした。Ar ガス圧力は 1 Torr (133Pa) から 80 Torr (107 hPa) まで変化させた。吸収法により Hg⁺イオン密度, Hg 準安定原子密度, Ar 準安定原子密度を測定し, Ar(I) 696.5nm 線のサイドライト強度を測定することによって Ar⁺イオン密度を推定した。そのサイドライト強度は管壁に取り付けた光ファイバーからチョップパ, レンズ, モノクロメータ, 光電子増倍管, ロックインアンプを用いて測定した。

3.4 実験結果と考察

(1) 水銀蒸気圧（管壁温度）を変化させた場合（Ar 3 Torr（4 hPa）一定）

図 3.5 は 36mm 管⁷⁾ と測定した 4mm 管の Hg(I) 253.7nm 線強度を示している．水銀蒸気圧を低い値から増加させると Hg 基底原子が増加し、励起原子も増え、Hg(I) 253.7nm 線強度は増加する．水銀蒸気圧が増加し続けるとある圧力から、共鳴放射の自己吸収の増加のため Hg(I) 253.7nm 線強度は減少する．従って、最適水銀蒸気圧が存在することになる．Hg の最適蒸気圧を示す管壁温度は 36mm 管が 40℃であるのに対し、4mm 管では 60～70℃の高温にシフトしている．4mm 管では Hg の最適蒸気圧が高くなる理由として、放電管が細くなることによる荷電粒子の拡散損失が増えることによって電子温度が高くなる．電子のエネルギーが高くなることで UV 放射光の上準位である $6p^3P_1$ から、より高い準位への励起が多くなり、 $6p^3P_1$ 準位密度が減少され、UV 放射光強度は減少すると推測される．従って、細い管では Ar 圧力を高くすれば拡散損失の減少により電子温度が低下し、高励起準位への損失を減少できるので最適蒸気圧での UV 放射光強度は増加すると考えられる．

図 3.6 にプローブ法で測定した 4mm 管の電子密度 n_e と改良型吸収法で測定した Hg⁺ イオン基底準位密度 $n(\text{Hg}^+)$ および Ar(I) 696.5nm 線の発光強度 (Ar⁺ イオン密度 $n(\text{Ar}^+)$) の温度 (水銀蒸気圧) 依存性を示す．電子密度は 50℃付近で最小を示している．Hg⁺ イオン基底準位密度は管壁温度と共に増加し 60℃付近の高温側で飽和の傾向を示している．Ar-Hg 放電プラズマ中の電子密度 n_e は次式で与えられる．

$$n_e = n(\text{Ar}^+) + n(\text{Hg}^+) + n' \quad (3.8)$$

ここで n' は Hg⁺ イオン基底準位密度と Ar⁺ イオン密度以外のイオン密度である．0℃において Hg⁺ イオン基底準位密度はほとんど無視できる程小さいので Ar⁺ イオン密度 $n(\text{Ar}^+)$ は電子密度 n_e の測定値 ($5 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$) にほぼ等しくなる．

Ar⁺ イオン密度 $n(\text{Ar}^+)$ は、生成過程として電子衝突により Ar の中性原子、準安定原子からのイオン化、消滅過程として主に管壁における再結合を考えると、レート方程式から次式で与えられる．

$$n(\text{Ar}^+) = \tau_1 (n_{\text{Ar}} n_e S_1 + n_{\text{Ar}m} n_e M_1) \quad (3.9)$$

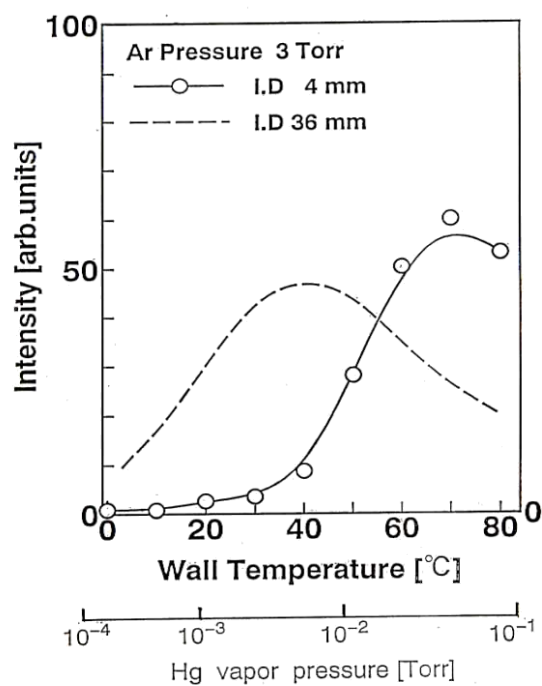


図 3.5 36mm 管⁷⁾と測定した 4mm 管の Hg(I) 253.7nm 線強度

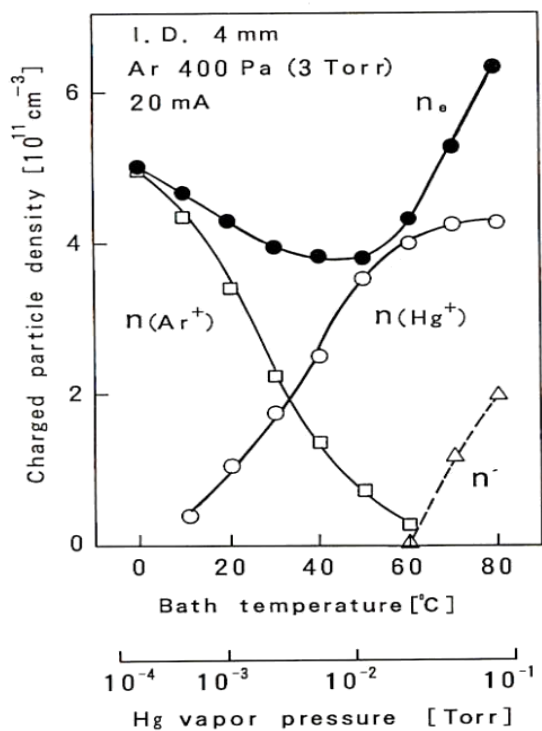


図 3.6 電子密度 n_e と Hg^+ イオン基底準位密度 $n(\text{Hg}^+)$ および $\text{Ar}(\text{I})$ 696.5nm 線の
発光強度の温度(水銀蒸気圧)依存性

ここで n_{Ar} , n_{Arm} は Ar の中性基底準位密度, 準安定準位密度, n_e は Ar-Hg 放電中の電子密度, S_1 , M_1 は電子衝突による Ar の中性基底準位, 準安定準位からのイオン化レートで電子温度に依存する. τ_1 は Ar^+ イオンの寿命である. 一方 Ar(I) 696.5nm 線 ($4p^3P \rightarrow 4s^3P_2$) の上準位 ($4p^3P$) の密度 n_{Ar1} はレート方程式から次式で与えられる.

$$n_{Ar1} = \tau_2 (n_{Ar} n_e S_2 + n_{Arm} n_e M_2) \quad (3.10)$$

ここで S_2 , M_2 は電子衝突による Ar の中性基底準位, 準安定準位からの励起レート, τ_2 は Ar($4p^3P$) 準位の寿命である. なお高準位からのカスケード過程は無視している. Ar-Hg 放電中において n_{Ar} が一定で, 電子温度, 電子密度が管壁温度の増加とともに低下すれば, 式(3.9), (3.10)の第1, 2項とも減少する. S_1 と S_2 , M_1 と M_2 が同様な変化をするものと仮定して, Ar(I) 696.5nm 線強度の管壁温度に対する変化は Ar^+ イオン密度の変化にほぼ比例するとみなすことができる. したがって Ar^+ イオン密度は Ar(I) 696.5nm 線強度と管壁温度 $0^\circ C$ のときの電子密度を用いて次式から求めた.

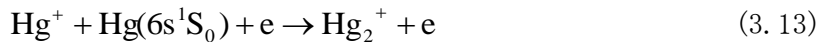
$$n(Ar^+) = n_{eo} \frac{I_{Ar}}{I_{Aro}} \quad (3.11)$$

ここで n_{eo} , I_{Aro} は管壁温度 $0^\circ C$ における電子密度と Ar(I) 696.5nm 線強度, I_{Ar} は任意の管壁温度における Ar(I) 696.5nm 線強度である. 式(3.11)から求めた $n(Ar^+)$ の値を確認するため, 管壁温度 $0^\circ C$ から $50^\circ C$ の領域で n_e と $n(Hg^+)$ の差から $n(Ar^+)$ の値を求めた. その値と式(3.11)から求めたものとほぼ一致した. 従って式(3.11)が近似的に成り立つことを示している.

$60^\circ C$ 以上では $n(Ar^+)$ は小さく無視できるので, n_e は次式で示される.

$$n_e = n(Hg^+) + n' \quad (3.12)$$

図 3.6 の破線は $n_e - n(Hg^+) = n'$ を示す. 水銀蒸気圧が高いとき, 次式のような反応により Hg_2^+ 分子イオンが多く作られる⁸⁾.



したがって, n' は主に Hg_2^+ 分子イオン密度 $n(Hg_2^+)$ であると考えられる^{9,10)}.

図 3.7 は放電電流 20mA のときの改良型吸収法で測定した $Hg6p^3P_{0,1,2}$ 準安定原子密度を上, Ar 準安定原子密度と Penning 電離割合を下にそれぞれの温度 (水銀蒸気圧) 依存性を示す. $Hg6p^3P_{0,1,2}$ 準安定原子密度はそれぞれ管壁温度の増加とともに増加し,

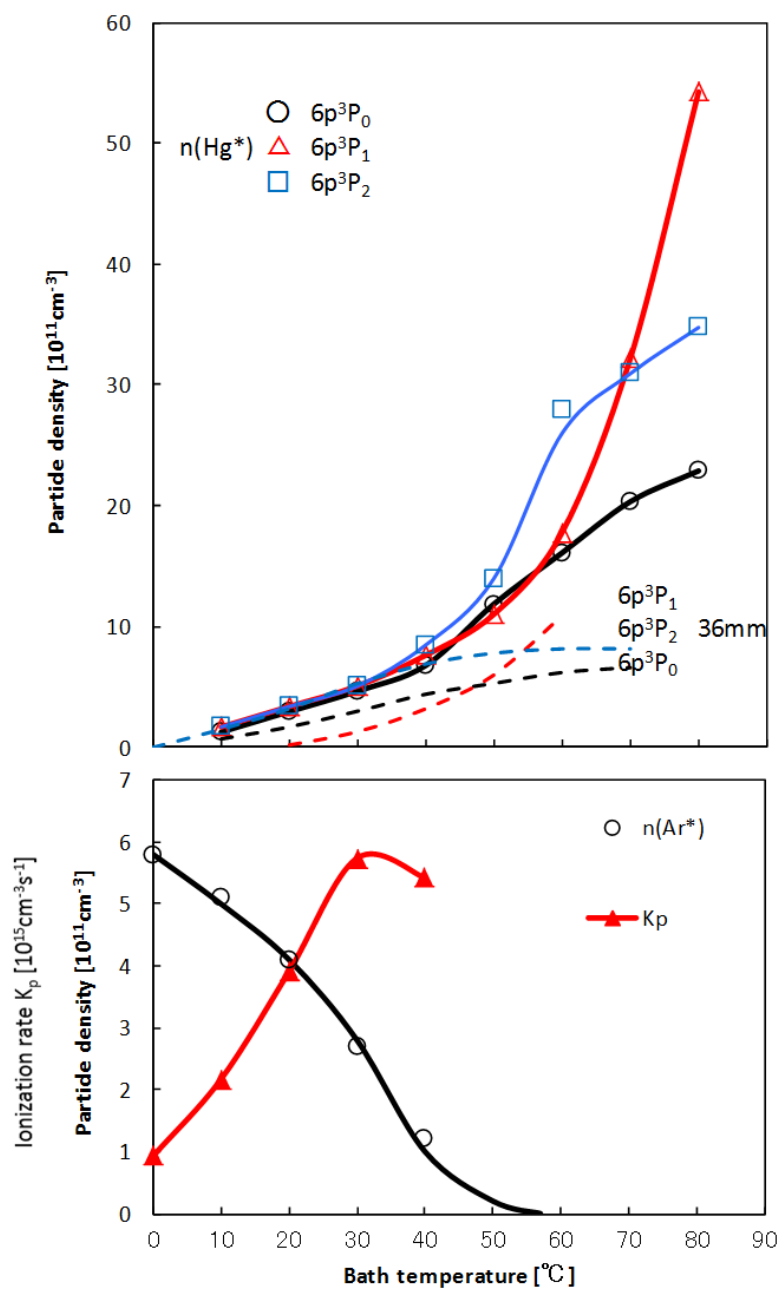


図 3.7 Hg, Ar 準安定原子密度および Hg^+ イオンのペニング電離割合 K_p と管壁温度の関係 (Ar 3 Torr (4 hPa))

Hg6p³P_{0,2} 準位密度は 36mm 管¹¹⁾, 12mm 管¹²⁾のものより約 20°C 高温側で飽和の傾向を示している. 高温側での準安定原子密度の大きさは $n(\text{Hg6p}^3\text{P}_1) > n(\text{Hg6p}^3\text{P}_2) > n(\text{Hg6p}^3\text{P}_0)$ となり 36mm 管¹¹⁾, 12mm 管¹²⁾のものと同一傾向を示した¹³⁾. Ar4s³P₂ 準安定原子密度 $n(\text{Ar}^*)$ は管壁温度の増加とともに急激に減少し, 50°C 付近で 0 となる. Ar4s³P₂ 準安定原子と Hg 原子との Penning 電離による Hg⁺ イオンの生成割合 K_p は次式で与えられる.

$$K_p = \sigma v n(\text{Ar}^*) n(\text{Hg}) \quad (3.14)$$

ここで σ は Penning 電離断面積, v は Ar 準安定原子と Hg 原子間の相対速度, $n(\text{Hg})$ は Hg 原子密度である. $\sigma = 5.8 \times 10^{-15} \text{cm}^2$ の値¹⁴⁾を用い, 式(3.14)から計算された K_p を図 3.7 に示す. Penning 電離割合 K_p は管壁温度 30°C 付近で最大となり, 50°C 付近で 0 となる. したがって 50°C 以上で Penning 電離過程による Hg⁺ イオンの生成はほとんど起こらないと思われる.

(2) Ar 封入圧力を変化させた場合

図 3.8 は放電電流 10mA, 管壁温度 40°C と 60°C 一定にしたときの Ar 圧力の変化に対する Hg253.7nm と 185.0nm 線のサイドライト強度を示している. 管壁温度 40°C のときのサイドライト強度はいずれも 5 Torr (670 Pa) から 10 Torr (13 hPa) 付近でピークを示した. 管壁温度 60°C のときではサイドライト強度は Ar 圧力の増加と共に増加し, 15 Torr (20 hPa) 以上では飽和の傾向を示している.

図 3.9 は放電電流 10mA, 管壁温度 40°C において Ar 圧力を変化させたときの改良型吸収法で測定した Hg⁺ イオン密度と Ar (I) 696.5nm 線強度の測定より推定した Ar⁺ イオン密度等のイオン密度を示している.

電流は一定であるから任意の Ar 圧力における電子密度 n_e は式(2.10)と同様に以下の式で与えられる.

$$n_e = n_{e3} \frac{\mu_{e3}}{\mu_e} \frac{E_3}{E} \quad (3.15)$$

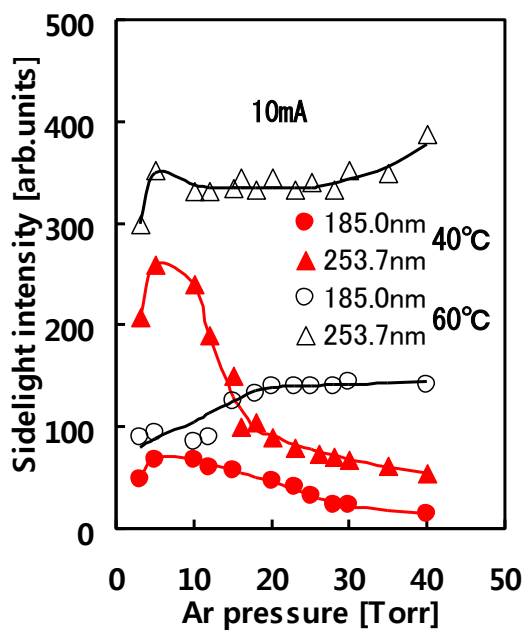


図 3.8 Hg 線の発光強度と Ar 圧力の関係

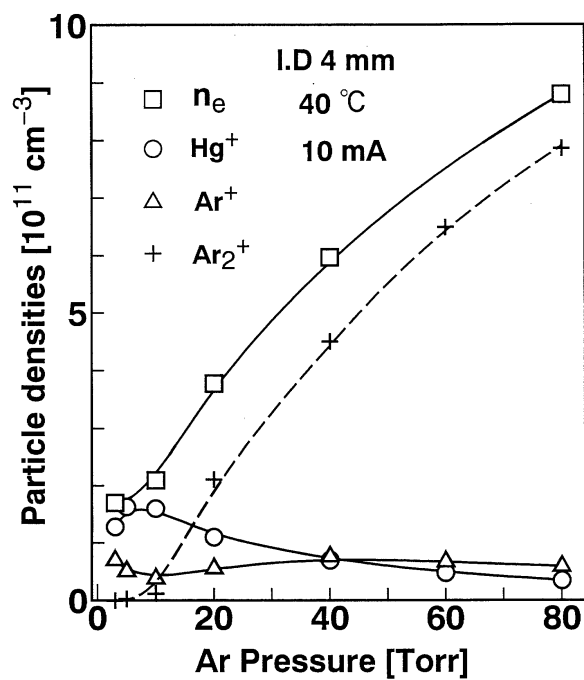


図 3.9 電子密度とイオン密度

ここで n_{e3} , μ_{e3} , E_3 は Ar 圧力 3Torr (400Pa) のときの電子温度, 電子の移動度, 電界強度の値, μ_e , E は任意の Ar 圧力における電子の移動度と電界強度の値である. E , E_3 , n_{e3} はプローブ法で測定した値を, μ_{e3}/μ_e は Verweij⁷⁾ の結果を用い, 式(3.15)から任意の Ar 圧力における電子密度を求めた. 電子密度 n_e は Ar 圧力と共に増加の傾向を示している. 吸収法で測定した Hg⁺イオン密度は Ar 圧力 8Torr (10 hPa) 付近で最大を示し, Ar 圧力の増加とともに減少の傾向を示した. Ar (I) 696.5nm 線強度の測定より推定した Ar⁺イオン密度は, Ar 圧力 10Torr (13 hPa) 付近で最小を示し, それより高い圧力ではほとんど一定である. Hg₂⁺分子イオン密度は管壁温度 40°C では無視できるほど小さいので Ar₂⁺分子イオン密度 $n(\text{Ar}^+)$ は次式で与えられる.

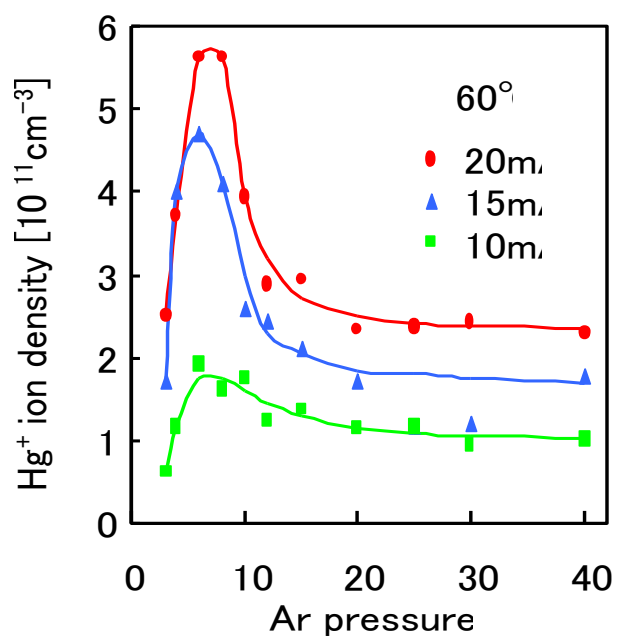
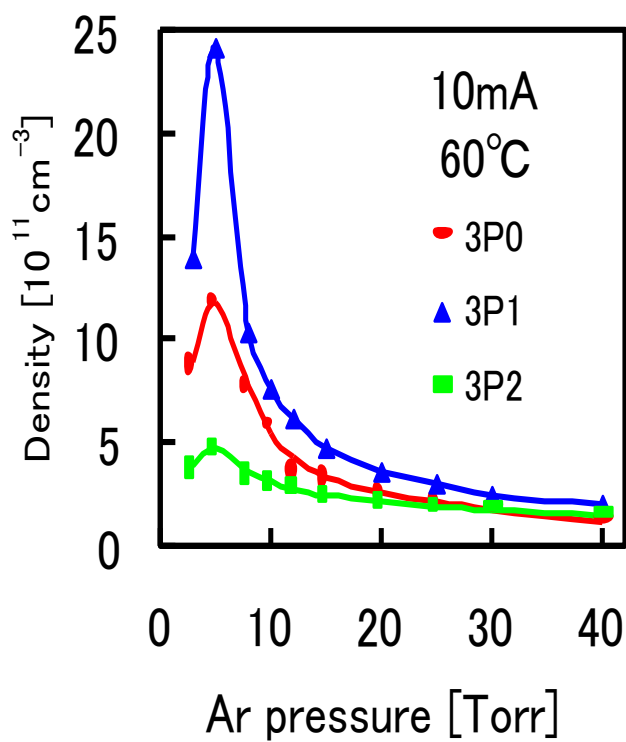
$$n(\text{Ar}_2^+) = n_e - n(\text{Hg}^+) - n(\text{Ar}^+) \quad (3.16)$$

ここで $n(\text{Hg}^+)$ は Hg⁺イオン密度, $n(\text{Ar}^+)$ は Ar⁺イオン密度である. Ar₂⁺分子イオン密度は Ar 圧力の増加と共に増加する. 従って細管水銀ランプにおける Ar 圧力 20 Torr (27 hPa) 以上では Ar₂⁺分子イオンが支配的になると考えられる^{15,16)}.

図 3.10 は管壁温度 60°C において放電電流 20 mA, 15 mA, 10 mA のときの Ar 圧力変化に対する Hg⁺基底イオン密度を示している. Hg⁺イオン密度は Ar 圧力 5 Torr (7 hPa) 付近でピークを示し, Ar 圧力の増加とともに減少の傾向を示した^{17,18)}. 放電電流が大きいほど Hg⁺イオン密度は高い値を示している.

図 3.11 は管壁温度 60°C, 放電電流 10mA で, Ar 圧力を変化させたときの改良型吸収法で測定した Hg6p³P_{0,1,2} 準安定原子密度を示している. 各 Hg 準安定原子密度は Ar 圧力 5 Torr (7 hPa) 付近でピークを示し, Ar 圧力の増加とともに減少の傾向を示した. Hg 準安定原子密度の大きさは $n(\text{Hg6p}^3\text{P}_1) > n(\text{Hg6p}^3\text{P}_0) > n(\text{Hg6p}^3\text{P}_2)$ となっている.

図 3.12 は管壁温度 0°C, 放電電流 10mA において改良型吸収法で測定した Ar4s³P₂ 準安定原子密度と Ar 圧力の関係を示す. Ar (I) 696.5nm 線エンドライト強度も併せて示す. 管壁温度 40°C の Ar696.5nm 線強度が小さいため, Ar 圧力の変化に対する Ar 準安定原子密度を測定する際には, 水銀蒸気圧が低い 0°C で測定した. Ar 準安定原子密度は Ar 圧力の増加とともに減少し 20 Torr (27 hPa) 以上で飽和の傾向を示した. Ar 準安定原子密度は管壁温度 40°C の時と傾向がほぼ同じであった.

図 3.10 Hg^+ 基底イオン密度と Ar 圧力の関係(60°C)図 3.11 Hg 準安定原子密度と Ar 圧力の関係 (60°C)

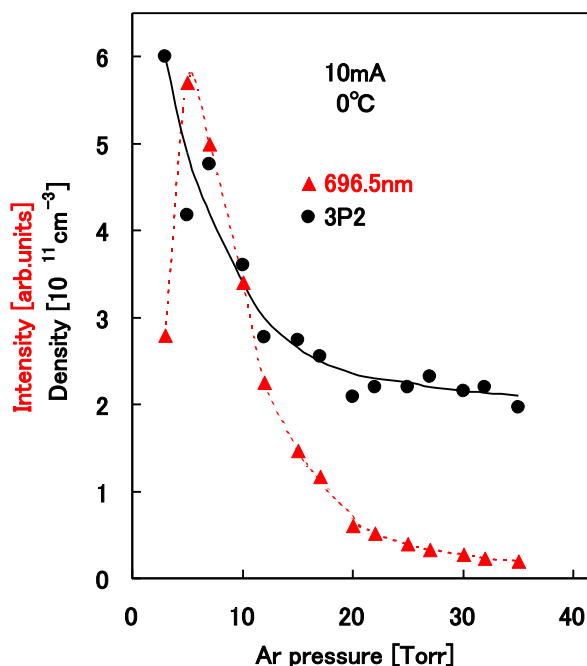
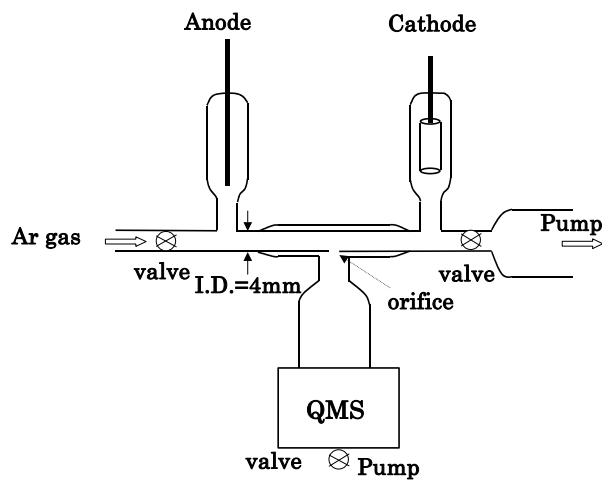
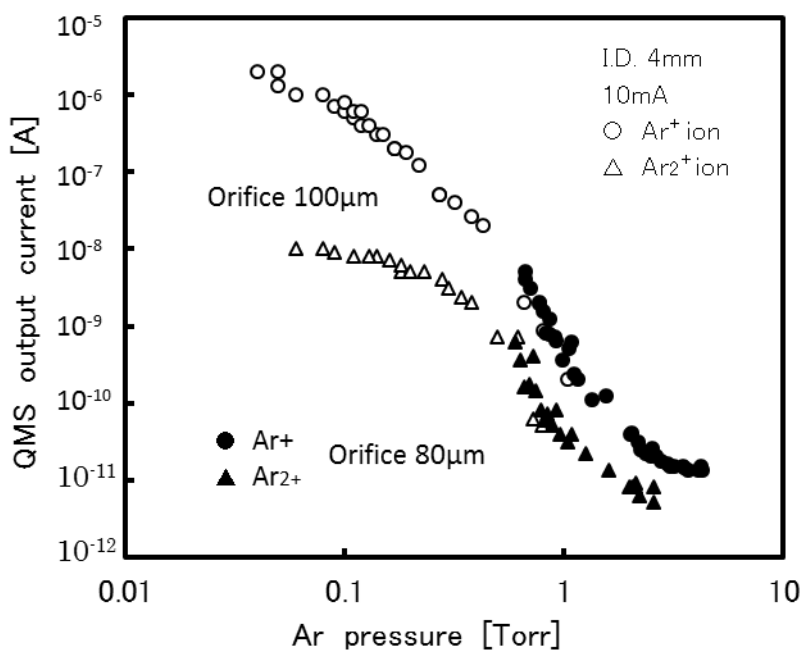


図 3.12 Ar 準安定原子密度と Ar 696.5nm 線強度 (0°C)

確認のため Hg を入れずに四重極質量分析計で Ar^+ イオンおよび Ar_2^+ 分子イオンの測定を行った. 図 3.13 にその測定に用いた放電管の概略図を示す. オリフィスの形状, 大きさ, アスペクト比, 材質のそれぞれが異なる内径 4mm の放電管を用いた. Ar ガスだけを封入し, 四重極質量分析計 (QMS) で Ar^+ イオン ($m/e=40$) と Ar_2^+ 分子イオン ($m/e=80$) を測定した. 放電電流は 10mA 一定とした.

図 3.14 は Ar^+ イオン ($m/e=40$) と Ar_2^+ 分子イオン ($m/e=80$) の四重極質量分析計 (QMS) の出力電流(相対密度)と Ar 圧力との関係を示す. なお質量分析管内の圧力が約 10^{-4} Torr (10 mPa) 以下になるようにオリフィスのホール径は Ar 圧力 0.04~1Torr (分析管内圧力: $5.4 \times 10^{-5} \sim 2.0 \times 10^{-3}$ Torr) で約 $100 \mu\text{m}$ を用いた. その時の測定値を○, △でプロットした. Ar 圧力 0.3~4Torr (分析管内圧力: $3.0 \times 10^{-5} \sim 6.0 \times 10^{-4}$ Torr) で約 $80 \mu\text{m}$ のものを用いたときの値を●, ▲でプロットした. オリフィス径をさらに小さくして 6Torr 以上の高い圧力まで測定を試みたが QMS 信号を検出できなかった.

図 3.13 Ar^+ イオンと Ar_2^+ 分子イオンの測定用放電管図 3.14 QMS 出力電流(Ar^+ イオン ($m/e=40$), Ar_2^+ 分子イオン($m/e=80$))と Ar 圧力の関係

Ar^+ イオンは Ar 圧力の増加とともに急激に減少するのに対し、 Ar_2^+ 分子イオンは緩やかに減少し、3 Torr (4 hPa) 付近で最小となりその後は上昇の兆しを示した。 Hg を入れない QMS を用いた測定では、 Ar 5 Torr (7 hPa) 以下においては Ar^+ イオン、 Ar_2^+ 分子イオンともに Ar ガス圧力の増加とともに減少の傾向を示した。

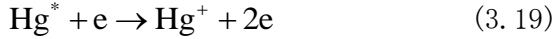
(3) Hg の電離過程

Ar-Hg プラズマ中での Hg の電離過程を以下に示す。

(a) 直接電離



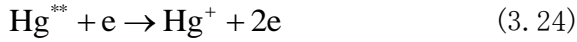
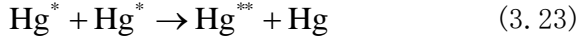
(b) 累積電離



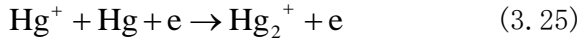
(c) ペニング電離



(d) Hg 準安定原子同士の衝突による電離



(e) Hg_2^+ 分子イオンの生成



(b)～(d)の電離過程で示される Hg^+ イオン密度 n_{Hg^+} は次式で示される。

$$n_{\text{Hg}^+} = \tau(Sn_{\text{Hg}^*}n_e + Pn_{\text{Hg}^*}n_{\text{Ar}^*} + Mn_{\text{Hg}^*}n_{\text{Hg}^*}) \quad (3.26)$$

ここで τ は Hg^+ イオンの寿命、S, P, M は電離過程(b), (c), (d)のイオン化速度定数、 n_{Hg^*} , n_{Hg} は Hg^* 準安定原子密度、 Hg 基底原子密度、 n_e は電子密度、 n_{Ar^*} は Ar^* 準安定原子密度である。

(3-1) Ar 圧力 3 Torr (400 Pa) 一定で管壁温度（水銀蒸気圧）を変化させた場合の電離過程

Hg の電離機構について、管壁温度の低温側では、Hg と電子との電子衝突による (a) 直接電離、(b) 累積電離及び Ar 準安定原子が多く存在するため、Ar 準安定原子と Hg 原子との (c) Penning 電離過程が重要となる。高温側では Hg 準安定原子が多く存在することから、Hg 準安定原子と電子との (b) 累積階段電離過程、(d) Hg 準安定原子同士の衝突による電離過程が重要となる。さらに高温側では Hg⁺ 基底イオン密度が飽和し、(e) Hg₂⁺ 分子イオンが生成される過程と考えられる。

(3-2) Ar 封入圧力を変化させた場合（管壁温度一定）の電離過程

① 壁温度 60°C (Ar-Hg 放電)

Ar 圧力の増加に伴う Hg の電離過程の可能性を以下に示す。

(b) 累積電離

電子温度の低下によりイオン化速度定数が低下するので累積電離割合はあまり大きくないと推測される。

(c) ペニング電離

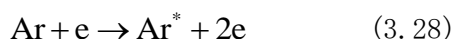
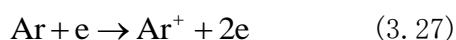
Ar 圧力が 20 Torr (27 hPa) までは Ar 準安定原子密度が減少するのでペニング電離割合は減少すると思われる。

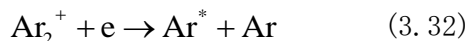
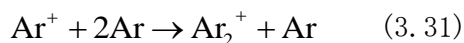
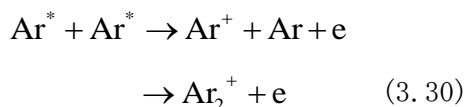
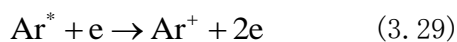
(d) Hg 準安定原子同士の衝突による電離

Hg 準安定原子密度の Ar 圧力変化と Hg⁺ イオン密度の変化が似ていることから主にこの電離過程が Hg⁺ イオンの生成に寄与していると考えられる。

② 壁温度 0°C 及び水銀蒸気がない場合

Ar 圧力を約 0.05 Torr (7 Pa) から 5 Torr (7 hPa) まで変化させたとき、Ar 基底原子が増加するにも関わらず Ar 準安定原子、Ar⁺ イオン、Ar₂⁺ 分子イオンはそれぞれ減少している。そこで Ar 放電中における主な反応過程を以下に示す。





Ar 圧力の増加とともに電子温度が減少するので Ar 準安定原子, Ar⁺イオンは減少すると思われる. 管壁温度 40℃において, Ar 圧力が低い場合は Hg⁺イオンが, 20 Torr (27 hPa) 以上の圧力では Ar₂⁺分子イオンが支配的であることがわかった.

3.5 まとめ

改良型吸収法を用いて, 管径 4mm の Ar-Hg プラズマ中の Hg の発光強度と Hg⁺イオン密度, Hg の準安定原子 (6p³P_{0,1,2}) 密度および Ar 準安定原子 (4s³P₂) 密度を測定した. また Ar(I) 696.5nm 線強度を測定することにより, Ar⁺イオン密度を推定した. これらの測定結果とプローブ法で得られた結果を用いて Ar-Hg プラズマの電離機構を考察した. 細管蛍光ランプのプラズマについて測定結果および考察した結果を以下に示す.

- (1) Hg の発光強度は管壁温度 60℃でピークを示し, 36mm 管と比較してピークは約 20℃高温側へ移行した.
- (2) Hg⁺イオン密度は管壁温度 (水銀蒸気圧) 60℃以上の高温領域で飽和の傾向を示した. このことから Hg₂⁺分子イオンが存在することを明らかにした.
- (3) Hg の最適蒸気圧付近 (60℃) で, Hg 準安定原子密度と Hg⁺イオン密度はよく似た傾向を示したことから, Hg⁺イオンの生成は Hg 準安定原子からの電離が主要であると考えられる.
- (4) Ar 準安定原子と Hg 原子との Pennig 電離割合が管壁温度 30℃付近で最大になることが示された.
- (5) Ar 圧力 20 Torr (27 hPa) 以上では Ar₂⁺分子イオンが支配的になることがわかった.

第3章 参考文献

- 1) M.Goto and T.Arai: Jpn. J. Appl. Phys., **34-8B**, pp.L1074-L1075, 1995.
- 2) 後藤みき, 酒井隆行, 大谷清, 荒井俊彦: 照学誌, **83-8**, pp.521-525, 1999.
- 3) T.Goto, M.Mori and S.Hattori: Appl. Phys. Lett., **29** pp.358-360, 1976.
- 4) Y.Ichikawa and S.Tei: J.Phys.D., **13**,p.1243, 1980.
- 5) T. Lin, T.Goto, T.Arai and S.Murayama: J. Appl. Phys.,**66**, pp.2779-2782, 1989.
- 6) 田川敏治, 大井みさほ;「レーザー入門」, 共立出版, pp.6-10, 1985.
- 7) W. Verweij: “Probe Measurements and Determination of Electron Mobility in the Positive Column of Low-Pressure Mercury-Argon Discharges”, Philips Res. Rep.Suppl., **2**, pp.1-112, 1961.
- 8) L.Vriens, R.A.J.Keijser and F.A.S.Ligthart: J.Appl.Phys., **49**, pp.3807-3813, 1978.
- 9) M.Goto, T.Shimizu, M.Murakami, J.Hazama and T.Arai: Proceedings of 2nd Asia-Pacific Conference on plasma Science & Technology, (Daejeon, Korea) pp.248-251, 1994.
- 10) M.Goto and T.Arai: Proceedings of XXII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, (New Jersey, USA) pp.II69-II70, 1995.
- 11) M.Koedam and A.A.Kruithof: Physica, **28**, pp.80-100, 1962.
- 12) T.Lin, T.Goto, T.Arai and S.Murayama: J.Appl.Phys., **67**, pp.4012-4014, 1990.
- 13) M.Goto, K.Ohtani and T.Arai: Proceedings of 3rd Asia-Pacific Conference on plasma Science & Technology (Tokyo, Japan) pp.167-171, 1996.
- 14) D.J.Wren and D.W.Setser: J. Chem. Phys.**74**, pp.2331-2338, 1981.
- 15) M.Goto, K.Ohtani and T.Arai: Proceedings of the 8th International Symposium on the Science and Technology of Light Source, (Greifswald, Germany) pp.260-261, 1998.
- 16) M.Goto, K.Ohtani and T.Arai: Proceedings of XXIV International Conference on Phenomena in Ionized Gases, (Warsaw, Poland) pp.I215-I216, 1999.
- 17) M.Goto and T.Arai: Proceedings of 25th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, (Nagoya, Japan) pp.IV263-IV264, 2001.
- 18) M.Goto and T.Arai: Proceedings of the 9th International Symposium on the Science and Technology of Light Source, (NY, USA) pp.147-148, 2001.

第4章 細管 Ne-Hg プラズマ中の発光強度と放電特性に及ぼす Ar 濃度の影響¹⁾

4.1 まえがき

第3章までは主に Ar-Hg 放電の電離機構について調べるためにプラズマパラメータと粒子密度を測定した．また Ar 準安定原子と Hg 基底原子と衝突して電離反応が起きる Penning 電離について述べた．本章では，水銀蒸気と Ar ガスに加え，内径 6mm 以下の細管に封入されている Ne ガスを混合した Ne-Ar-Hg 放電について扱う．そして Ne 準安定原子（励起レベル 16.7eV）と Ar 基底原子（電離電圧 15.76eV）との Penning 効果が期待できる Ar の混合割合について考える．

管径 4mm の Ne-Ar-Hg 放電のプラズマパラメータを測定する前に，まず希ガス (Ne, Ar) 放電のときの電界強度、電子温度とガス圧力との関係を調べた．次に Ne-Hg 放電と Ar-Hg 放電中の電界強度，電子温度，管電圧，および Hg の発光強度を測定し，最適なガス圧力を検討した．そして，Ne と Hg 混合ガスに Ar ガスを添加したときの，電界強度，電子温度，管電圧および発光強度を測定した．放電開始電圧の測定も行ったが，放電開始時は Hg がほとんど気体になっていないため，Hg を入れないで測定した．それらの結果より Ne-Ar-Hg 放電において高効率が得られる Ar 濃度を明らかにした．

4.2 混合ガス中の電子温度の算出法

混合ガス中の電子温度の関係式は Schottky 理論²⁾を拡張して Dorgela 等³⁾により次式⁴⁾で与えられる．

$$f_1 c_1^2 (pD)^2 \left(\frac{eV_1}{kT_e} \right)^{-\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{eV_1}{kT_e} \right) \right] \exp \left(-\frac{eV_1}{kT_e} \right) + f_2 c_2^2 (pD)^2 \left(\frac{eV_2}{kT_e} \right)^{-\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{eV_2}{kT_e} \right) \right] \exp \left(-\frac{eV_2}{kT_e} \right) \\ = \left[\left(\frac{2}{300\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{2.4} \right)^2 \left(\frac{e}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{-1} = 1.72 \times 10^{-7} [V^{\frac{1}{2}} \cdot s \cdot cm^{-1}] \quad (4.1)$$

ここで， f_1 ， f_2 はガスの全ガスに対する分圧比（ $f_1 + f_2 = 1$ ）， p は全ガス圧， D は管直径， V_1 ， V_2 は電離電圧， k はボルツマン定数， e/m は比電荷である． c_1 ， c_2 はガスの種類によって決まる定数で，次式により与えられる．

$$c_1^2 = \frac{a_1 V_1^{\frac{1}{2}}}{b_1 p}, \quad c_2^2 = \frac{a_2 V_2^{\frac{1}{2}}}{b_2 p} \quad (4.2)$$

ここで、 a_1 , a_2 は電離係数の初期勾配、 b_1 , b_2 は正イオンの混合ガス中の移動度定数で、次式で与えられる。

$$b_1 = \frac{760\mu_1}{p}, \quad b_2 = \frac{760\mu_2}{p} \quad (4.3)$$

μ_1 , μ_2 は Blanc の式⁵⁾より次式で与えられる。

$$\frac{1}{\mu_1} = \frac{f_1}{\mu_{11}} + \frac{f_2}{\mu_{12}}, \quad \frac{1}{\mu_2} = \frac{f_1}{\mu_{21}} + \frac{f_2}{\mu_{22}} \quad (4.4)$$

以下に電子温度を計算する際に用いた定数を示す。

電離電圧 : Ar $V_I=15.75\text{eV}$, Ne $V_I=21.56\text{eV}$

電離係数の初期勾配 : Ar $a_1=0.71$ [イオン対 cmV/Torr/°C]

Ne $a_2=0.056$ [イオン対 cmV/Torr/°C]

1 気圧の時の移動度⁵⁾ : Ne 中の Ne イオン $4.2[\text{cm}^2/\text{V/s}]$

: Ne 中の Ar イオン $4.2[\text{cm}^2/\text{V/s}]$ (推定値⁶⁾)

: Ar 中の Ne イオン $1.62[\text{cm}^2/\text{V/s}]$ (推定値⁶⁾)

: Ar 中の Ar イオン $1.62[\text{cm}^2/\text{V/s}]$

Young⁷⁾は式(4.1)を用いて He—Ne 放電に適用している。

4.3 実験装置および測定方法

図4.1にプラズマパラメータの測定とサイドライト強度の測定に用いた実験装置の概略図を示す。2つの円筒プローブ付き放電管は内径 $\phi 4\text{mm}$ 、両端の電極は円筒形のNi製で、電極間距離は114mmである。ガスを導入し、Ar濃度を变化させるために放電管部分に排気装置とガス供給系を接続した。まず放電管を $2 \times 10^{-6} \text{Torr}$ ($3 \times 10^{-4} \text{Pa}$)以下まで真空排気を行い、次に目的のガスを導入した。混合ガス放電の場合は、目的の混合割合になるようマスフローコントローラーで流量を制御した。

Hg との混合放電の場合においてHg 蒸気圧は放電管全体を水槽の中に入れ、水温を

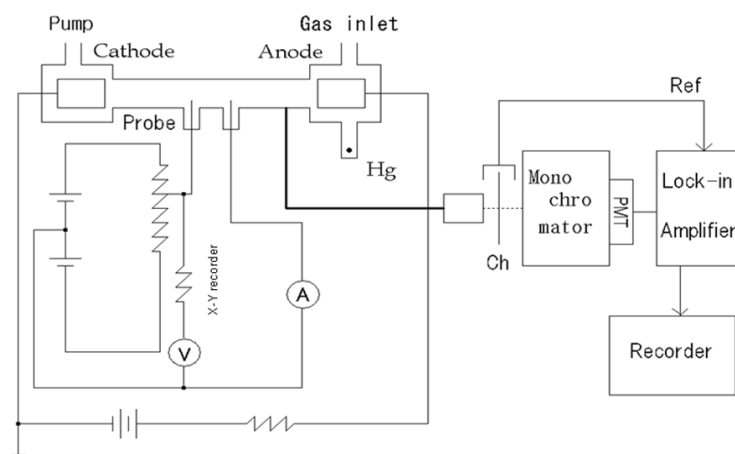


図 4.1 プラズマパラメータと発光強度の測定用実験装置の概略図

変化させることにより制御した。管壁温度はUVのサイドライト放射強度の最大が得られる 60°C (Hg 蒸気圧約 3.4 Pa) と 0°C (Hg 蒸気圧約 27 mPa) 一定で行った。放電電流は D.C.10mA 一定とした。電界強度はプラズマ中の管軸上に沿った2つのプローブ間 (20.3 mm) の電位差より求めた。電子温度はダブルプローブ法^{8,9)}を用いて測定した。反応性ガス (CF_4 , O_2) などではガス流量によって電界強度や電子温度が変化する。そこで Ar ガスの流量変化に対する電界強度と電子温度の変化を調べた。Ar ガス圧を 0.5 Torr , 放電電流を 5 mA として, ガス流量を $5\sim 50\text{ sccm}$ まで変化させて電界強度と電子温度を測定し, 電界強度 (約 10 V/cm), 電子温度 (約 3.2 eV) に変化は見られないことを確認した。

図4.2にサイドライト強度の測定に用いたHg, ArとNeの波長と各エネルギー準位を示す。Hg(I) 253.7 nm ($6p^3P_1 \rightarrow 6s^1S_0$) 線共鳴放射強度, Hg(I) 435.8 nm ($7s^3S_1 \rightarrow 6p^3P_1$) 線, Ar (I) 696.5 nm ($4p^3P \rightarrow 4s^3P_2$) 線とNe(I) 621.7 nm ($2p_7^3P \rightarrow ^3P_2$) 線を用いた。陽光柱から放射されるサイドライト強度は管壁に取り付けた光ファイバーからチョッパ, モノクロメータ, 光電子増倍管, ロックインアンプを用いて測定した。

図4.3にNe-ArガスのPenning効果による放電開始電圧と再点弧電圧の測定装置の概略を示す。Arガス濃度10%以下では総流量を 50 sccm , 10%以上では総流量を 5 sccm として

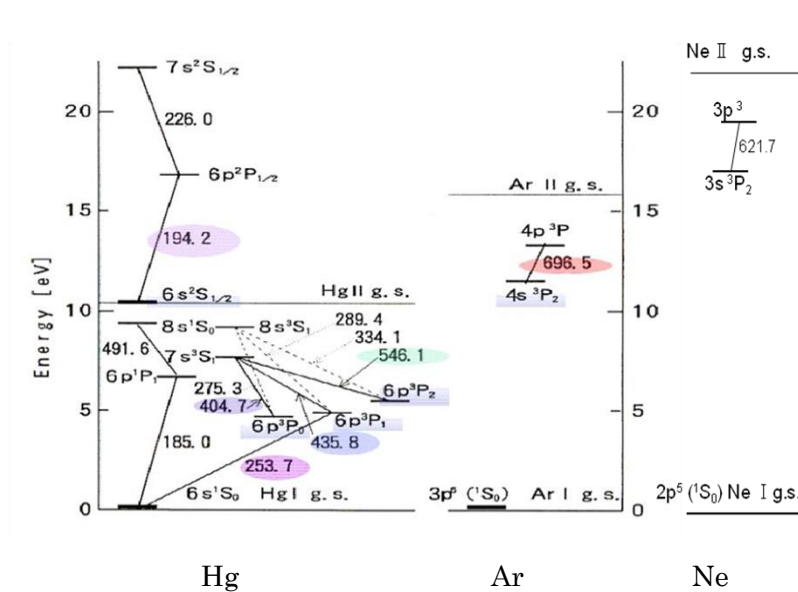


図 4.2 エネルギーレベルと波長

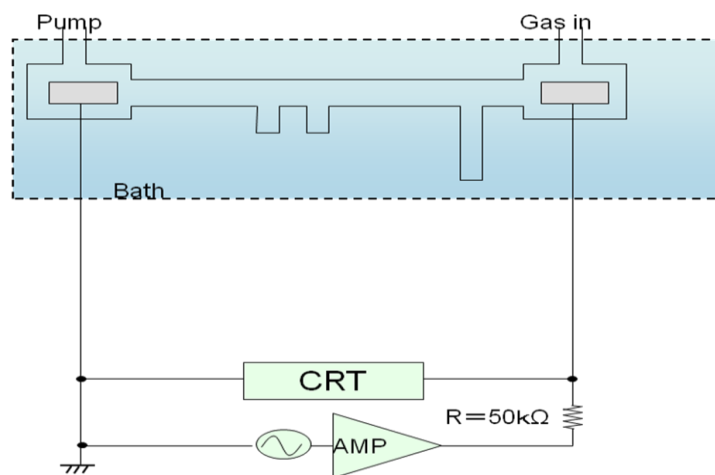


図 4.3 交流励起による測定装置の概略図

Ar と Ne の混合割合を変化させて測定を行った。放電開始時は Hg がほとんど気体になっていないため放電開始電圧の測定には Hg を入れないで行ったが、Hg の最適蒸気圧が得られる 60°C となるように、Ar と Ne ガスの全圧力は 40 Torr (53 hPa) 一定とした。放電励起には直流方形波パルス、正弦波交流、半波整流を用いた。Ne ガス中に Ar ガスを添加したときの再点孤電圧と維持電圧は高圧プローブ (1000:1) とデジタルオシロスコープを用いて測定した。なお半波で測定する際にはダイオードを用いた。

4.4 実験結果と考察

4.4.1 Ne と Ar 単ガス放電

(1) 管壁温度

図 4.4 に Ne 及び Ar 放電のときの管壁温度とガス圧力の関係を示す。Ne/5%Ar の混合放電の時の管壁温度も併せて示す。いずれのガス放電においても管壁温度はガス圧の増加とともに上昇する傾向を示した。Hg の UV のサイドライト放射強度の最大が得られる 60°C (Hg 蒸気圧約 3.4 Pa) にするには 40~80 Torr (53~107 hPa) のガス圧力が必要である。

(2) 電界強度

図 4.5 に Ne 及び Ar 放電のときの電界強度とガス圧力の関係を示す。Ne, Ar の各電界強度はガス圧力の増加とともに減少し、約 10 Torr (13 hPa) で最小を示し、その後ゆっくり増加した。ガス圧力 3~80 Torr (4~107 hPa) の範囲で電界強度は Ar より Ne の方が約 3V/cm 大きい値を示している。

(3) 電子温度

図 4.6 に Ne および Ar 放電のときの電子温度とガス圧力の関係を示す。4.2 節で示した電子温度の計算値も一緒に示している。Ne, Ar の電子温度はガス圧力の増加とともに 10 Torr まで急激に減少し、その後高い圧力では、ほとんど変化しなかった。Ne (電離電圧 $V_i=21.56\text{eV}$) と Ar ($V_i=15.75\text{eV}$) の電界強度と電子温度を比較すると電離電圧の高い Ne の方が約 3V/cm, 約 1eV 高い値を示した。

Dorgela 等により Schottky 理論を拡張した算出法で計算した電子温度の値と実験値を比

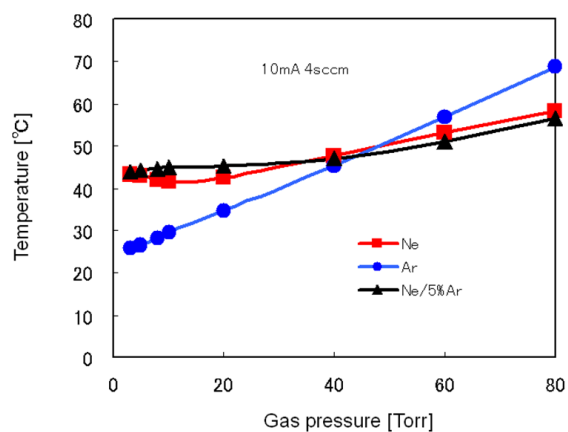


図 4.4 Ne 及び Ar 放電の管壁温度とガス圧力の関係

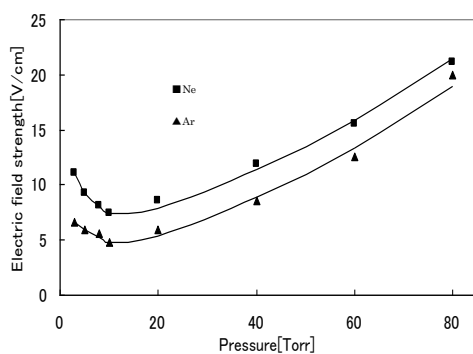


図 4.5 Ne 及び Ar 放電の電界強度とガス圧力の関係

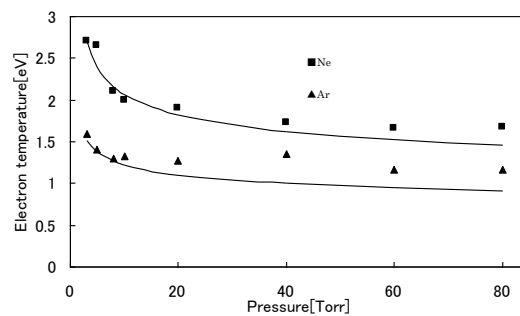


図 4.6 Ne 及び Ar 放電の電子温度とガス圧力の関係

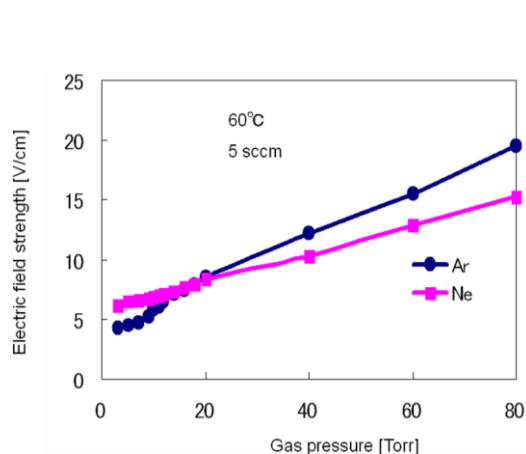


図 4.7 Ne-Hg 及び Ar-Hg 放電の電界強度とガス圧力の関係

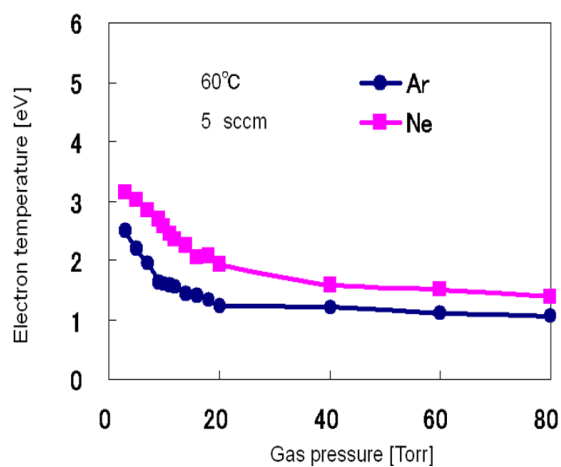


図 4.8 Ne-Hg 及び Ar-Hg 放電の電子温度とガス圧力の関係

較すると、圧力が低いところでは Schottky 理論と一致しているが 20 Torr (27 hPa) 以上では実測値の方が高くなっている。20 Torr (27 hPa) 以上での陽光柱内は分子イオンが多く、解離再結合による電子損失が盛んとなり損失を補うための電界、従って電子温度の上昇が必要となるためと考えられる。図 3.9 でも示したように、20 Torr (27 hPa) 以上での分子イオンの影響は Ar ガスで顕著に表れている¹⁰⁾。

4.4.2 Ne-Hg 及び Ar-Hg 放電

(1) 電界強度

図 4.7 に Ne 及び Ar に Hg を入れた (Hg 蒸気圧約 3.5 Pa) 放電のときの電界強度とガス圧力の関係を示す。電界強度はガス圧力の増加とともに Ne, Ar の Hg 混合ガスとも増加の傾向を示した。図 4.5 の Hg 蒸気がないときの値に比べ、Hg 入りの電界強度は Ar では 10 Torr (13 hPa) 以下の低圧領域で低く、Ne では 40 Torr (53 hPa) 以上の高圧領域で顕著に低い値を示している。

(2) 電子温度

図 4.8 に Ne および Ar に Hg を入れた (Hg 蒸気圧約 3.5 Pa) 放電のときの電子温度とガス圧力の関係を示す。電子温度は Ne-Hg 及び Ar-Hg ともにガス圧力の増加とともに 20 Torr (27 hPa) まで急激に減少し、その後高い圧力では、ほとんど変化は見られなかった。電子温度の値は Ar より Ne の方が 1~0.5eV 高く、図 4.6 に示した単ガスでの傾向と大きな変化は無かった。

(3) ランプ電圧 (管電圧)

図 4.9 に Ne-Hg 及び Ar-Hg 放電中のランプ電圧とガス圧力の関係を示す。Ne-Hg 放電中のランプ電圧はガス圧力の増加とともに 20 Torr (27 hPa) までは一定で 20 Torr (27 hPa) 以上で緩やかに増加の傾向を示した。Ar-Hg 放電中のランプ電圧はガス圧力の増加とともに 10 Torr (13 hPa) 付近まで減少しその後増加の傾向を示した。Ne-Hg と Ar-Hg 放電中のランプ電圧の値を比較すると 40 Torr (53 hPa) 以上で Ar-Hg 放電中のランプ電圧が 100V 近く高い値を示している。

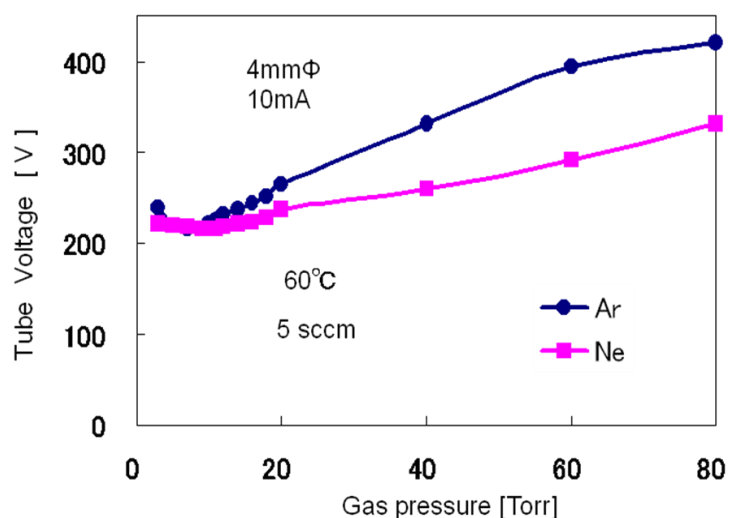


図 4.9 Ne-Hg 及び Ar-Hg 放電中のランプ電圧とガス圧力の関係

(4) 発光強度

図 4.10 に管壁温度 60°C のときの Ne-Hg 及び Ar-Hg 放電中の $\text{Hg(I)} 435.8\text{nm} (7s^3S_1 \rightarrow 6p^3P_1)$ 線強度とガス圧力の関係を示す。 $\text{Hg(I)} 435.8\text{nm}$ 線強度は 10 Torr (13 hPa) 付近でピークを示し、ガス圧力の増加とともに減少した。 Ne ガス中の $\text{Hg(I)} 435.8\text{nm}$ 線は Ar ガス中よりも 6 倍高い強度を示した。 Ar-Hg 放電に比べ Ne-Hg 放電が発光効率の面で優れている。

ガス圧力を変化させて測定した結果、4mm 管の低圧水銀ランプに封入するガス圧は、下記の①～④の理由により 40 Torr (53 hPa) 程度が最適と思われる。

- ① Hg の最適蒸気圧となる 60°C とするためのガス圧力は 40 ～80 Torr (53～107 hPa) が必要である。
- ② ランプの駆動電圧を低減させるには、ガス圧力を低くする。
- ③ 電極でのスパッターを防ぐにはガス圧力を高くする。
- ④ 電子温度を適正に制御する。

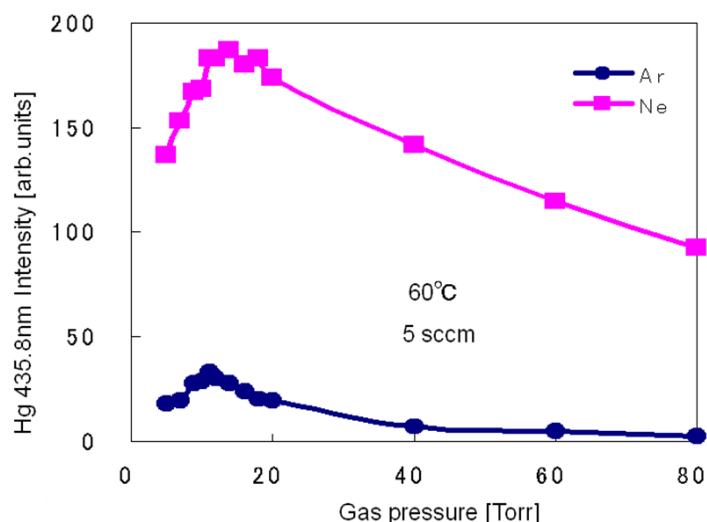


図 4.10 Ne-Hg 及び Ar-Hg 放電中の Hg(I)435.8nm 線強度とガス圧力の関係

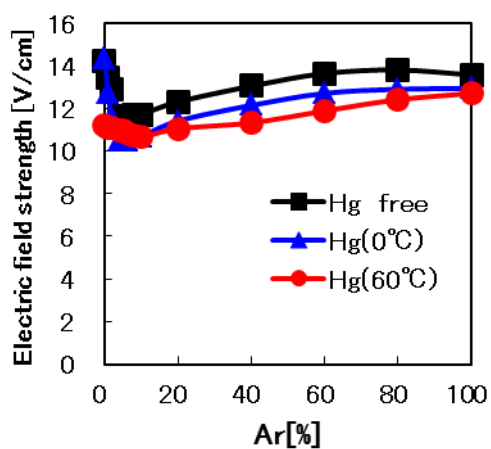
4.4.3 Ne-Ar 及び Ne-Ar-Hg 混合放電

図 4.11～4.14 は Ar 濃度 0～100%を(a), 0～10%を(b)に, 図(a), (b)いずれも Hg なしを■, 0℃の Hg 蒸気圧 (27 mPa) を▲, 60℃の Hg 蒸気圧 (3.5 Pa) を●で示している.

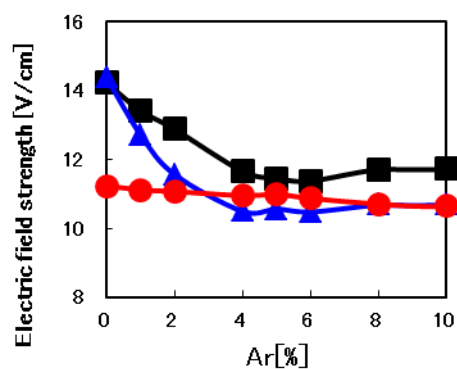
(1) プラズマパラメータと管電圧

図 4.11 は Ne あるいは Ne-Hg に Ar を添加したときのプラズマ中の電界強度 E と Ar 濃度との関係を示している。Hg を含まない場合や微量の Hg 蒸気圧 (27 mPa) である 0℃において, 電界強度は Ar 濃度 5%付近まで急激に減少し、それ以上の Ar 濃度では緩やかに増加した。Hg 蒸気圧 (3.5 Pa) が高い 60℃において, Ar ガスを添加しても電界強度に大きな変化は無かった。電界強度の大きさは Hg を含まない方が大きく, 60℃のときが小さい値を示した。

図 4.12 に Ne-Ar と Ne-Ar-Hg プラズマ中の電子温度と Ar 濃度の関係を示している¹¹⁾。Dorgela 等により Schottky 理論を拡張した式(4.1)を用いた Ne-Ar プラズマの電子温度の計算値も一緒に示してある。Hg を含まない Ne-Ar プラズマの電子温度は Ar 濃度 5%付近まで減少し、それ以上の Ar 濃度では約 1.5eV であった。Hg を含まない

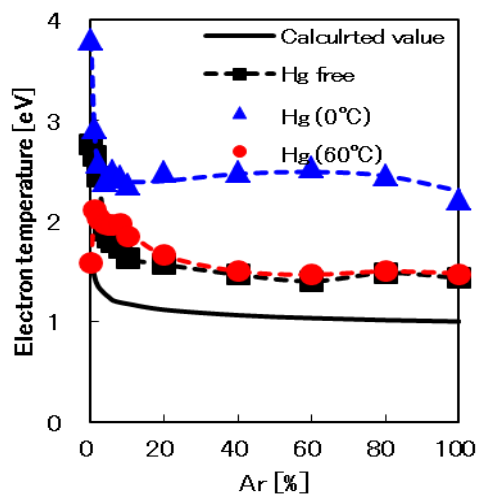


(a) Ar 濃度 0~100%

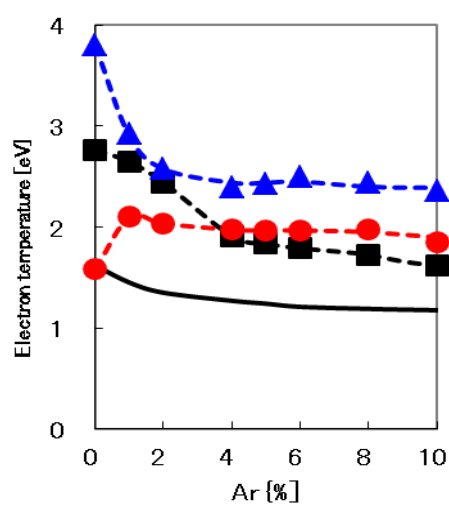


(b) Ar 濃度 0~10%

図 4.11 電界強度 E と Ar 濃度との関係



(a) Ar 濃度 0~100%



(b) Ar 濃度 0~10%

図 4.12 電子温度と Ar 濃度の関係

Ne-Ar の電子温度の実験値と計算値を比較すると計算値が 0.5～1 eV 低い値となった。0℃の電子温度 T_e は Ar 濃度 5%付近まで急激に減少し、それ以上の Ar 濃度では約 2.5 eV であった。一方 60℃の電子温度は Ar 濃度 1%付近で最大を示し、それ以上の Ar 濃度では Hg を含まない Ne-Ar プラズマの電子温度と同程度の値であった。Ne-Ar, Ne-Ar-Hg(0℃)プラズマにおいて Ar 濃度 5%以上では、Ar 濃度の増加に対する変化がないことから、Ar 濃度 5%以上では Ne の影響を受けていないと思われる。また 4.4.1(3)節で述べたように全圧力 40 Torr (53 hPa) 一定で測定した電子温度は計算値より高い値となった。

図 4.13 に Ne-Ar と Ne-Ar-Hg プラズマのランプ電圧と Ar 濃度の関係を示している。Hg を含まないか、あるいは少ない 0℃の場合は Ar 濃度 5%付近でランプ電圧が最小を示した。60℃の Ne-Ar-Hg プラズマのランプ電圧は Ar 濃度 1%で最小を示した。ランプ電圧の大きさは、Hg 含有量が多いほど低い値を示した。

Ar 濃度が 0.1～10%の範囲で水銀蒸気圧の高い 60℃の電子温度 T_e は高く、ランプ電圧 V_t はより低い結果を得た。またランプ電圧 V_t 、電界強度 E および電子温度 T_e の 0℃のときの値は 60℃のときの値より大きいことが示された。

(2) 発光強度

図 4.14 に Ne-Ar-Hg(60℃) プラズマのサイドライト強度と Ar 濃度の関係を示している。Ne(I) 621.7nm ($2p_73P \rightarrow 3P_2$) 線強度は Ar 濃度 1～2%で急激に減少している。Ar(I) 696.5nm ($4p^3P \rightarrow 4s^3P_2$) 線強度は Ar 濃度 2%まで急激に増大し、その後一定の強度を示した。このことから、Ar がわずかに混入すると Ne 放電から Ar 放電に移行することがわかる。Hg(I) 253.7nm ($6p^3P_1 \rightarrow 6s^1S_0$) 線共鳴放射強度は Ar 濃度が 1%で最大を示し、その後、急激に減少し、Ar 10%以上で緩やかに増加し、再び 40%以上では減少した。この傾向は図 4.12 に示した 60℃の電子温度 T_e の Ar 濃度特性とほぼ一致しており、Hg(I) 線強度は電子温度に依存していると思われる。

管径 ϕ 4mm の放電管では Ne-Ar-Hg の全圧力 40 Torr (53 hPa) のときに Ar 濃度約 1 %で高効率を得られた。

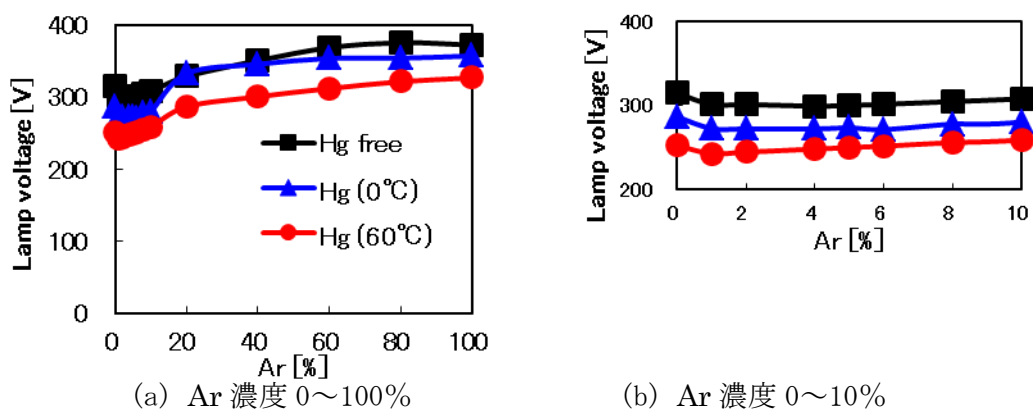


図 4.13 ランプ電圧と Ar 濃度の関係

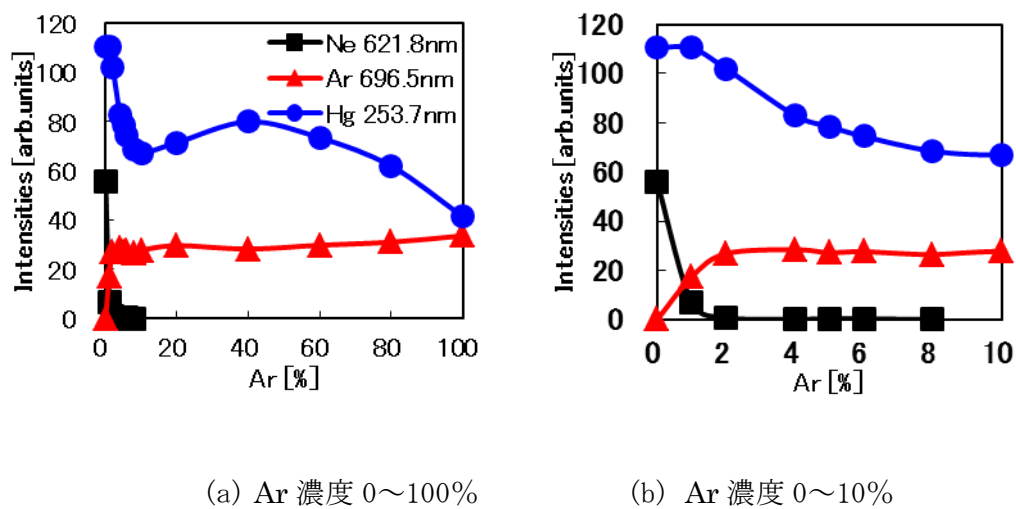
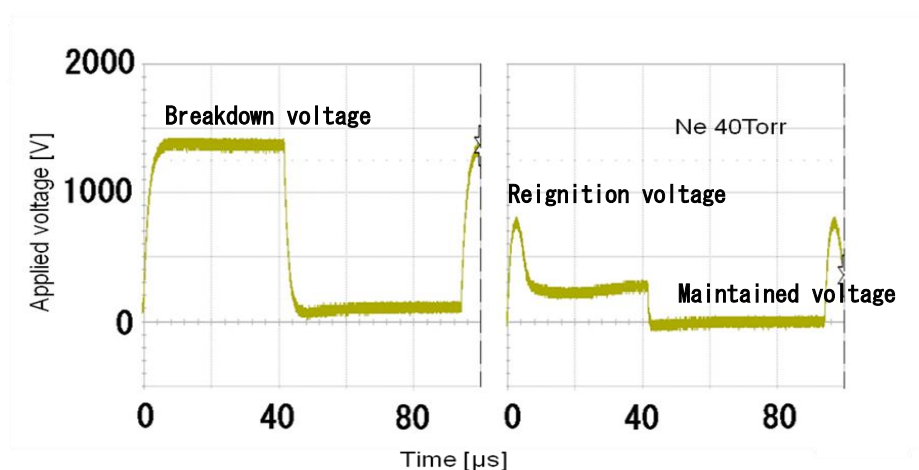


図 4.14 Ne-Ar-Hg(60°C) プラズマのサイドライト強度と Ar 濃度の関係



(a) 放電直前の印加電圧波形 (b) 放電中の電圧波形

図 4.15 直流パルスを印加したときの電圧波形

(3) 再点弧電圧と放電開始電圧

① 放電電圧波形

図4.15 (a) に直流パルス電源の電圧をゆっくり上昇させ、放電を開始する直前の電圧波形を示す。そのときの繰り返し周波数は10kHz, Duty比は44%である。図(b)は放電後の波形を示している。鋭いピーク値を再点弧電圧、放電中の一定のところを維持電圧として測定した。直流パルス励起では放電開始直前、直後の値が急変し、オシロスコープで放電開始電圧の値を読み取るためには正確さに欠ける。そこで徐々に電圧が増加する正弦波を用いて同様の測定を試みた。図4.16に励起周波数1Hzで正弦波を印加したときの放電波形を示す。図に示すように徐々に電圧が上がり急激に低下する直前のピーク電圧を放電開始電圧（再点弧電圧）とし、その後の放電中の一定のところを放電維持電圧として測定した。正弦波の場合、放電が停止していても電極に電圧が印加されているため、エネルギーを持った粒子が存在している可能性がある。そこで粒子が放電開始電圧に影響を与えているかどうかを調べるため半波整流波を用い放電開始電圧を測定した。図4.17に励起周波数1Hzで半波整流波を印加したときの放電波形を示す。

② Ar の混合割合変化に対する再点弧電圧

図4.18は繰り返し周波数10kHzの直流方形波励起で、Ne-Ar混合ガス圧40Torr(53

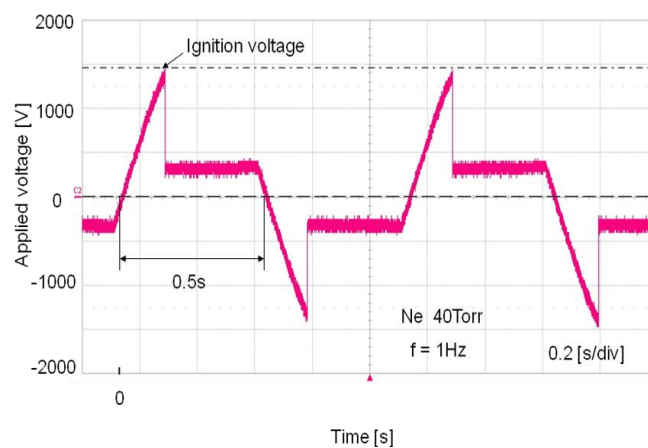


図 4.16 正弦波を印加したときの放電波形

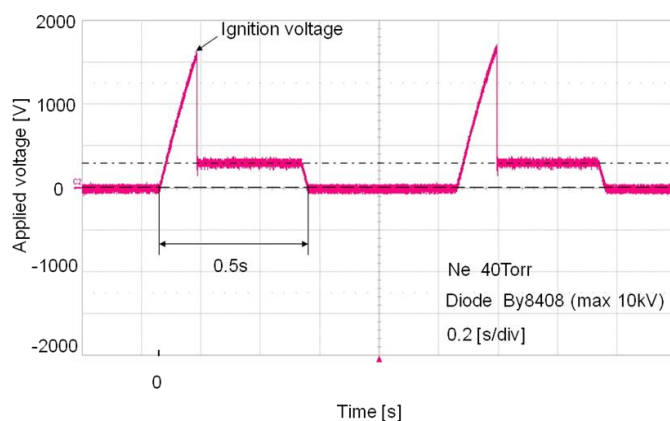


図 4.17 半波整流波を印加したときの放電波形

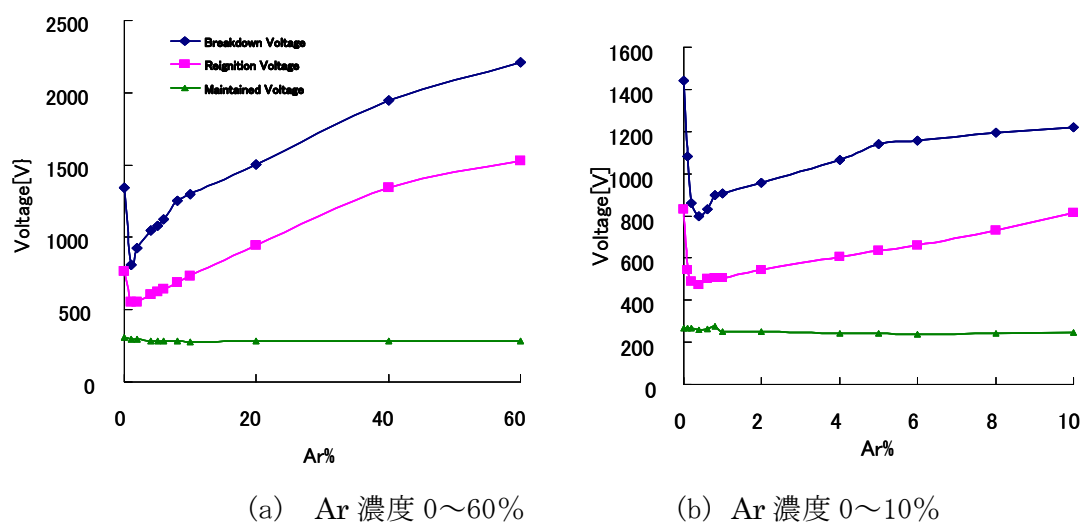


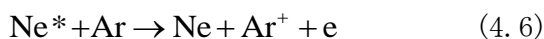
図 4.18 Ar の混合割合変化に対する放電開始電圧，再点弧電圧，維持電圧
(DC パルス励起)

hPa), 総流量は Ar 10 %までは 50sccm, 10 %以上は 5 sccm としたとき, Ar の混合割合変化に対する放電開始電圧, 再点弧電圧, 維持電圧を示す. Ne100%のときの放電開始電圧約 1400V と再点弧電圧約 800V は Ar の混合割合が 1%で, それぞれ約 800V と 500V に減少し, いずれも 40%低下した. その後 Ar の混合割合の増加とともに増加した. 一方, Ar の混合割合変化に対する維持電圧は 300V~250V で大きな変化は無かった.

図 4. 19 は励起周波数 1Hz の正弦波と半波整流電圧を印加したときの Ar の混合割合変化に対する放電開始電圧を示す. 正弦波と半波整流励起での放電開始電圧は Ar を添加することで急激に低下し, Ar 1 %のとき最小を示した. その後 Ar 濃度の増加とともに放電開始電圧も上昇した. 放電開始電圧の値は正弦波交流励起の場合より半波整流励起の方が 200~800 V 高い値となった. 正弦波交流と半波整流波励起での放電開始電圧は Ar 濃度の変化に対し同じ傾向を示した. 正弦波交流励起での放電開始電圧が低い理由として, 半波ではアフターグローで完全にエネルギーが止まるのに対し, 正弦波は放電が停止していても電圧が印加されているため, 常にエネルギーを持った粒子が存在しているため放電開始電圧が半波整流波印加のものより低下していると考えられる.

③ Ne-Ar 混合放電の Penning 電離

Ar と Hg の Penning 電離については 3. 4(3)節(c)の式(3. 20), (3. 21)で述べたが, Ne-Ar 混合放電において考えられる Penning 電離過程を以下に示す.



電離電圧が 15. 8eV の Ar は, 16. 6eV の励起レベルにある Ne 準安定原子に衝突することで容易に電離することができる. ガス圧力 40 Torr (53 hPa) の Ne-Ar 放電において Ar 濃度 1%で放電開始電圧が顕著に下がり Penning 効果を確認した.

④ ガス圧力変化に対する再点弧電圧

図 4. 20 は Ne100%の場合と Ne に Ar 1 %添加した場合での正弦波と半波整流励起での放電開始電圧とガス圧力との関係を示す. Ne100%の場合, ガス圧力の増加とともに放電開始電圧は増加し, 30 Torr (40 hPa) 付近で最大となりその後減少の傾向を示した. Ar 1 %添加した場合, ガス圧力の増加に対する変化は Ne100%の放電開始電圧より小

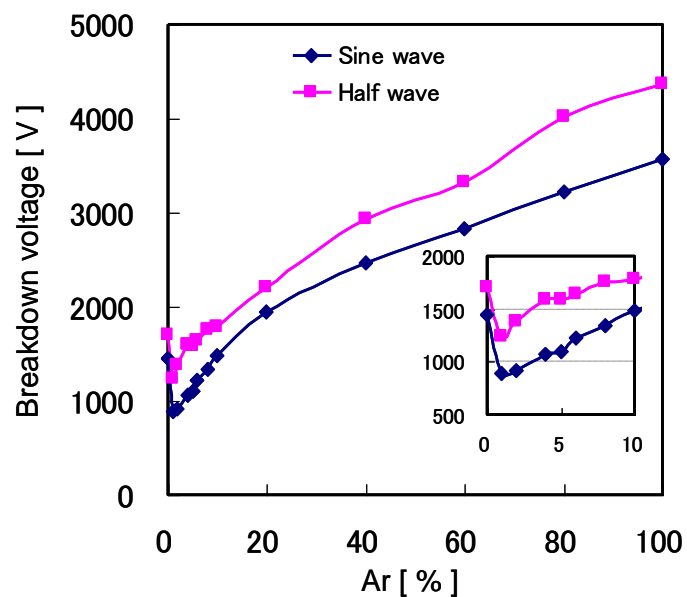


図 4.19 正弦波と半波整流電圧を印加したときの Ar の混合割合変化に対する放電開始電圧

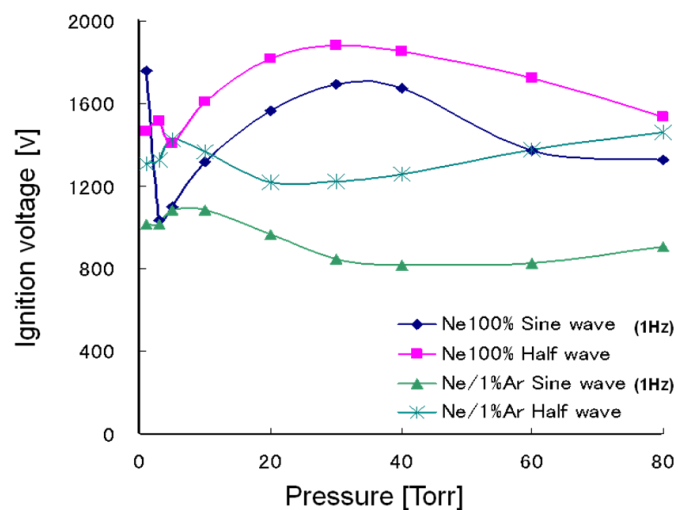


図 4.20 Ne100%と Ne/ 1 %Ar の正弦波と半波整流励起での放電開始電圧とガス圧力との関係

さく，ガス圧力 20 Torr (27 hPa) 以上では Penning 効果が大きく現れている．正弦波と半波整流励起での放電開始電圧を比較すると半波整流励起で得られた値の方が，200V ～400V 高い値となった．しかし，両励起で得られた放電開始電圧の圧力の増加に対する変化は良く似た傾向を示している．

4.5 まとめ

Ne-Ar 及び Ne-Ar-Hg 混合放電において全ガス圧力を 40 Torr (53 hPa) 一定とし，Ne と Ar の混合割合を変化させた結果，以下の点が明らかになった．

- (1) 電子温度は Ne-Ar, Ne-Ar-Hg (0°C) プラズマにおいて Ar 濃度 5 %以上では，Ar 濃度の増加に対する変化がないことから，Ar 濃度 5 %以上では Ne の影響を受けていないと思われる．
Hg (60°C) が含まれる場合において Ar 1 %のときに最も電子温度が高くなることが示された．
- (2) ランプ電圧は Ne-Ar-Hg (0°C) と Ne-Ar-Hg (60°C) プラズマにおいて Ar 濃度が 0.1 ～10%の範囲で Penning 効果により低い値を示した．
- (3) 再点弧電圧と放電開始電圧は Ar 濃度 1 %で顕著に低くなり，Penning 効果を確認した．
- (4) Hg (I) 253.7nm 線共鳴放射強度は Ar 濃度が 1 %で最大を示した．
- (5) 市販されている CCFL の封入ガスは通常 Ne を主体として Ar を 3～10%程度混合したものが用いられているが¹²⁾，Ar 濃度約 1%で，より高効率が得られることが示された．

第4章 参考文献

- 1) K.Fukushima, M.Goto and T.Arai: Proceedings of XXVII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, (Eindhoven, Netherlands), P-nr42, CD 3pages, 2005.
- 2) W.Schottky: Phys. Zeits **25** p.635, 1924.
- 3) H.B.Dorgela: Physica. Haag. **2**, p.959, 1935.
- 4) Colin. S.Willett, B.Sc., M.Inst.P., ”*Introduction to gas LASERS: Population Inversion mechanisms*”, Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto. Sydney. p.72, 1974.
- 5) 放電ハンドブック改訂新版, 電気学会, オーム社, p. 52, 昭和 49 年.
- 6) S.C.Brown: “*Basic data of plasma physics*”, M.I.T.Press, p.111, 1966.
- 7) R.T.Young: J.Appl.Phys. **36**, p.2324, 1965.
- 8) J.K.Mizeraczyk: J.Appl.Phys. 46, p.1847, 1975.
- 9) W. Verweij: Philips Res. Rep.Suppl., 2, pp.1-112, 1961.
- 10) 堤井信力: 「プラズマ基礎工学」, 内田老鶴圃, 1989.
- 11) M.Goto, K.Fukushima and T.Arai: Proceedings of 7th Asia Pacific Conference on Plasma Science and Technology and Symposium on Plasma Science for Materials, (Fukuoka, Japan) 01P-112,p.466, 2004.
- 12) 小林駿介, 御子柴茂生, Sungkyoo Lim 監修: 液晶ディスプレイバックライト, (株)サイエンス&テクノロジー, 2006.

第5章 細管冷陰極 Ne 放電中の再点弧電圧に及ぼす励起周波数の影響^{1,2)}

5.1 まえがき

液晶ディスプレイの大画面化に伴い、バックライト光源に用いる冷陰極蛍光ランプの本数を増やし、一本当りのランプ長を長くすることによって、高い電圧を必要とする。この放電開始電圧が高いと、スパッタリングによって、電極が削られ、寿命に大きく影響してくる。従って低電圧で駆動する電極材料が一つの重要なキーファクターである。最初に金属電極材料の仕事関数に着目し、各種金属の棒状電極（直径 1mm）を用いた試作ランプを製作し、仕事関数の異なる金属電極での駆動電圧を明らかにした。その際、正弦波交流励起を用いることで異なる 2 つの電極材料の放電開始電圧を同時に測定できる周波数について検討した。

従来、準安定原子の寿命計測には吸収分光法が用いられていた。本章では直流方形波パルス励起による再点弧電圧（放電開始電圧）の周波数特性を測定するだけの簡便な方法で準安定原子の寿命を予測する方法を示した³⁾。

5.2 正弦波交流励起法と金属電極材料の比較

5.2.1 正弦波交流励起法

前章では Ne-Ar-Hg 放電プラズマでの Ne-Ar ガスの Pennig 効果による放電開始電圧の影響を調べるため、直流方形波パルス励起で Ne ガス中に Ar ガスを微量添加したとき再点弧電圧と維持電圧が放電電圧波形の観測から同時に測定された（図 4.15(b) 参照）。この励起方法ではアフターグロー領域が存在するため再点弧電圧と維持電圧が励起粒子などの影響を受けることなく測定できる。

一方駆動電圧の低減の目的で陰極材料を検討するため、低周波（10Hz）正弦波交流励起を用い、Ar プラズマ中で異なった電極の放電開始電圧と陰極降下電圧が放電電圧波形の観測から同一放電条件下で測定されている⁴⁾。このように同じ放電条件で異なる 2 つの電極材料の放電特性を比較することができる。しかし、正弦波交流励起を用い、電極材料の異なる 2 つの電極を同時に放電評価する場合、直流方形波パルス励起と異なり、

印加電圧の停止期間がないので、準安定原子などの励起粒子が存在している可能性がある。正弦波交流では放電状態から次の半サイクルに変化するとき、電界強度は減少し、電流が流れないため、電子、イオンはほとんど存在していないとみられる。従って、正弦波交流励起を用いて放電開始電圧を正確に測定するには準安定原子および荷電粒子（イオン、電子）が放電開始電圧に影響を及ぼしていないかを調べる必要がある。

そこで本章では細管冷陰極放電プラズマ中での再点弧電圧の周波数特性を測定することにより放電開始電圧に及ぼす正弦波交流の励起周波数の影響について調べた¹⁾。

5.2.2 電極材料の比較

仕事関数の異なる Pt（プラチナ）、Ni（ニッケル）、W（タングステン）、Nb（ニオブ）の棒状電極（直径 1mm）を用いた試作ランプを製作した。その試作ランプと正弦波交流励起を用いて、仕事関数の異なる金属電極での駆動電圧を明らかにした。

5.3 実験装置および測定方法

図 5.1 に実験装置の概略図を示す。放電管の内径は 4mm、電極間距離は 50mm である。放電管の両端の 2 本の棒状電極（直径 1mm）には、放電特性が比較できるように異なる材料を使用した。その電極材料は一方の電極に Ni を用い、他方の電極には Pt を用いた例を示す。放電ガスには Ne ガスを使用し、ガス圧力は 53hPa である。Ni と Pt 電極の放電特性を同一条件で比較するときは正弦波交流電圧を印加した。交流電源の周波数を 0.1Hz から 1kHz まで変化させたとき、再点弧電圧と維持電圧は高圧プローブ（1000:1）とデジタルオシロスコープを用いて測定した。エネルギー準位の最も低い準安定 3P_2 準位へ遷移する際に放出される Ne I 621.7nm（上準位 $2p_73P \rightarrow$ 下準位 3P_2 ）線の管径方向に放射するサイドライト強度は光ファイバ、モノクロメータ、光電子増倍管、デジタルオシロスコープを用いて測定した。

準安定原子の寿命予測を行うときは直流方形波パルス電源を用い、繰り返し周波数を 10Hz から 10kHz まで、Ne ガス圧力を 6.7 hPa (5 Torr) から 80 hPa (60 Torr) まで変化させた。そのときの再点弧電圧は高圧プローブ（1000:1）とデジタルオシロスコープを用いて測定した。

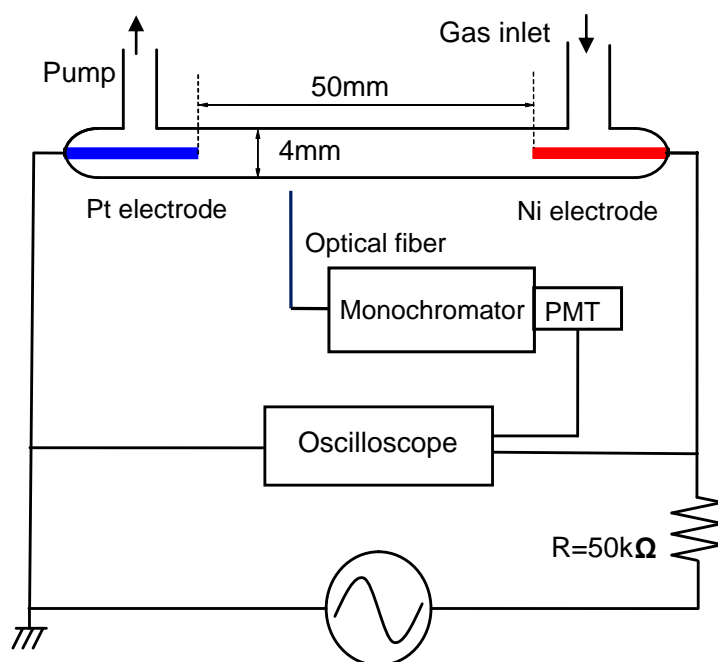


図 5.1 電極材料比較のための測定系の概略図

5.4 実験結果と考察

5.4.1 正弦波交流励起による放電電圧波形

一例として励起周波数 1Hz, Ne ガス圧力 53hPa のとき, Ni と Pt の棒状電極を用いたときの放電電圧波形を図 5.2 に示す. 電源の高電圧側に Ni, 接地側に Pt を接続したときの電圧波形で, 破線は電源電圧である. 図 5.2 に示すように徐々に電圧が上がり急激に低下する直前のピーク電圧を放電開始電圧(再点弧電圧)とし, その後の放電中の一定のところを放電維持電圧として測定した. 正弦波の始めの半周期は正の電圧がかかることによって陽極に Ni, 陰極に Pt のときの放電開始電圧と維持電圧の特性が観測され, 半周期後, 逆側に負の電圧がかかり, 陽極に Pt, 陰極に Ni に相当する放電開始電圧と維持電圧が測定される. このように交流電圧を印加すれば正側と負側にそれぞれの陰極材料の特性が現れる. したがって陰極特性を同一の条件で比較することができる. 正弦波の場合, 放電が停止していても電極に電圧が印加されているため, エネルギー

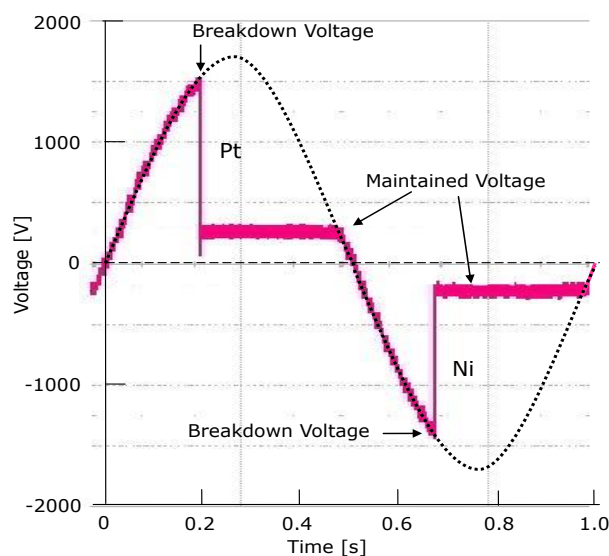


図 5.2 Ni-Pt 陰極を用いたときの放電電圧波形

を持った粒子が存在している可能性がある．Ni 電極での放電開始電圧(維持電圧)は約 1370V (220V)と Pt 電極の約 1500V (250V)に比べ，低い値を示した．これは Ni の仕事関数の値(4.9eV)が Pt のもの (5.4eV)⁵⁾より低いことによるとみられる⁶⁾．

表 5.1 は棒状電極に用いた金属 (Pt, Ni, W, Nb) の仕事関数を示す．同時に励起周波数 1Hz で Ne ガス圧 p と電極間距離 d の積が約 $pd = 200\text{Torr} \cdot \text{cm}$ のとき，棒状電極を用いた試作ランプの放電開始電圧，維持電圧，二次電子放出係数 γ を示す．二次電子放出係数 γ は次式(5.1)より求めた値である．

$$V = \frac{D^2 pd}{\left[\ln \frac{Cpd}{\ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right)} \right]^2} \quad (5.1)$$

ここで， V は測定した放電開始電圧， p は Ne ガスの圧力， d は電極間距離， C と D は Ne ガスの定数で，それぞれ $8.2[\text{cm}^{-1}\text{Torr}^{-1}]$ ， $17[\{\text{V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})\}^{1/2}]$ ⁷⁾である．使用した金属電極で Nb 電極の放電開始電圧が最も低い値を示した．従って放電開始電圧は仕事関数， γ 係数に依存していると思われる．

表 5.1 電極材料の比較

Cathode material	Pt	Ni	W	Nb
Work function [eV] ⁵⁾	5.4	4.9	4.55	4.2
Breakdown voltage[V]	1500	1370	1190	1040
Maintained voltage[V]	250	220	360	200
Secondary electron emission γ	0.05	0.10	0.27	0.50
Electrodes distance [mm]	53	50	50	43

5.4.2 正弦波交流励起による放電開始電圧（再点弧電圧）の周波数特性

図 5.3 は Ne ガス圧力 53hPa のとき、正弦波交流電圧の周波数変化に対する放電開始電圧（再点弧電圧）と維持電圧の変化を示す。維持電圧は周波数に関係なく一定の値であった。Ni と Pt の電極を用いたときの再点弧電圧は両方の電極とも励起周波数の増加とともに 100Hz から 200Hz の間では急激に低下し、200Hz 以上では維持電圧に近づく。この再点弧電圧が急激に低下する周波数領域における周波数の増加は、放電状態から次の半サイクルに変化する放電停止期間に、準安定原子などの励起した粒子の消滅が減ると考えられる。励起周波数の増加とともに放電停止期間が短くなり、励起した粒子が増加し、その残留励起粒子とは低速電子との衝突でも容易に次の放電を可能にすると考えられる。また、再点弧電圧が急激に低下する周波数は電極材質に影響しないことを示している。

次に電源の高電圧側に Pt、接地側に Ni を接続し、励起周波数 500Hz のときのプラズマからの発光波形と放電電圧波形を図 5.4 に示す。Ne I の 621.7nm 線の上準位 $2p_73P$ は約 18.6eV のエネルギー準位にある。Ne 準安定原子が存在すれば Ne I 621.7nm 線の上準位は約 2eV 以上のエネルギーをもつ電子と準安定原子との衝突で励起される。Ne I 621.7nm 線発光強度の発光停止時間は約 0.27ms で放電停止時間とほぼ一致している。この間は電界が印加されているが、エネルギー準位の最も低い 3P_2 準位 (16.6eV) にある Ne 準安定原子の場合、励起に必要な 2eV 以上の高速電子は存在していないことを示

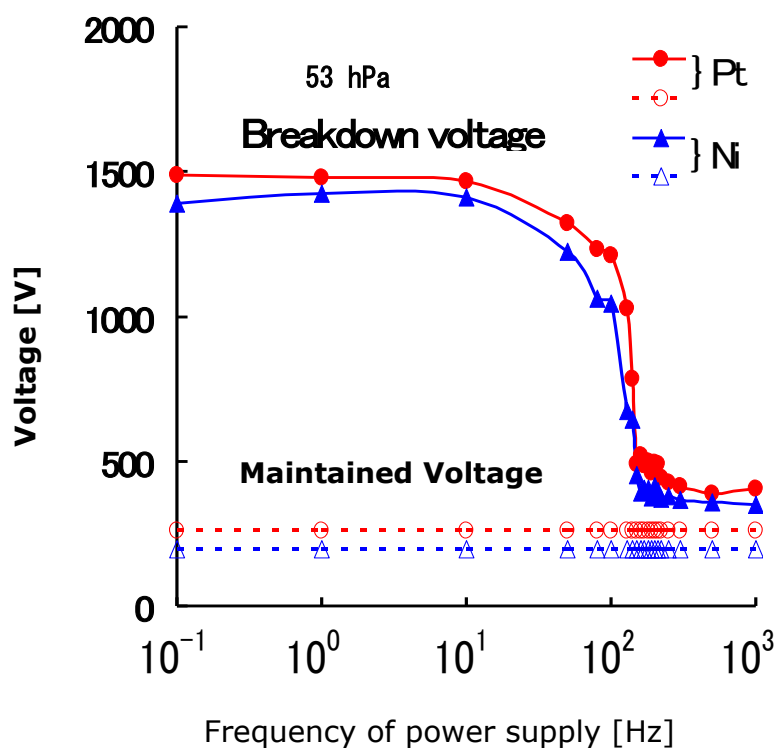


図 5.3 周波数変化に対する放電開始電圧（再点弧電圧）と維持電圧

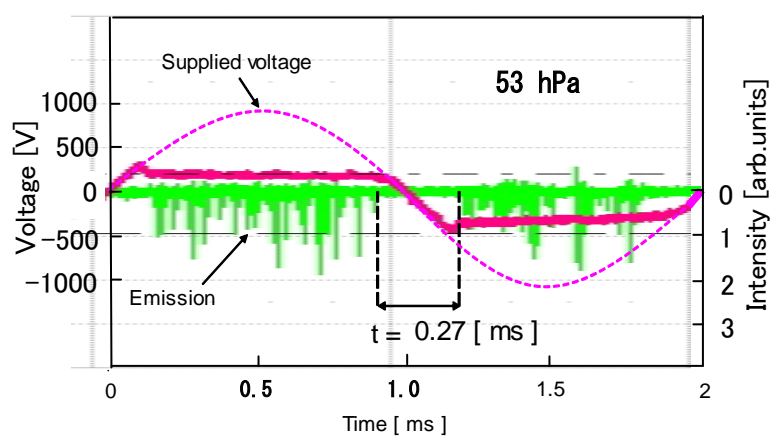
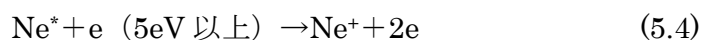
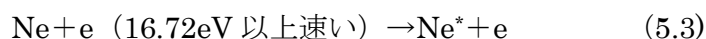
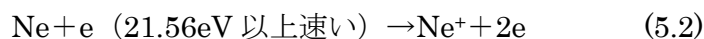


図 5.4 Ne の発光波形と放電電圧波形

している．200Hz 以上では Ne 準安定原子の寿命時間より発光停止時間が短くなると予想され，約 200Hz 以上では Ne 準安定原子が存在し，再点弧電圧は急激に低下するものと考えられる．したがって，100Hz 以下の低周波の正弦波交流では放電開始電圧を正確に評価することができる⁶⁾．図 5.4 では Pt の陰極特性としての維持電圧が負側に現れたもので，その維持電圧は一定にならずに緩やかに減少傾向を示した．Ni と Pt のように維持電圧の大きく異なる電極を用いたときの放電電圧波形を同時に観測する場合に，比較的に高い周波数において，高い維持電圧を示す極性側に緩やかに減少する傾斜現象がみられることがあり，この原因については不明である．

5.4.3 直流方形波パルス励起による放電電圧波形

Ne ガスの電離過程と励起過程には，以下の式(5.2)～(5.5)が考えられる．



式(5.2)の過程はプラズマ中の基底状態 Ne ($1S_0$) と 21.56eV 以上の高速電子との衝突による直接電離を示すものであり，この衝突確率は小さく⁹⁾，高速電子を得るために高いエネルギーを必要とする．式(5.3)で示す基底状態 Ne ($1S_0$) と衝突する高速電子は，Ne の励起状態 Ne^* (エネルギーレベル 16.62–16.72eV の準安定状態原子)が生成されるに足るエネルギー 16.72eV 以上を要することを示すものである．式(5.2)の電子衝突に比べ，式(5.3)の励起衝突の頻度は高く， Ne^* 準安定原子密度は高くなる．式(5.3)の過程から準安定原子 Ne^* が生成されれば，式(5.4)から (5.5) の反応過程に必要な外部エネルギーは，式(5.2)，(5.3)のそれより低くても励起が可能となる．励起過程としては式(5.2)～(5.5)の他に Ne^* 準安定原子や Ne^+ イオンの電極壁への衝突による電子放出過程が考えられる．

アフターグロー領域 (休止時間 $T/2$) では直流方形波パルスの放電停止直後に電子温度は室温に近くなり，電子とイオンは両極性拡散と体積再結合により急速に減少すると

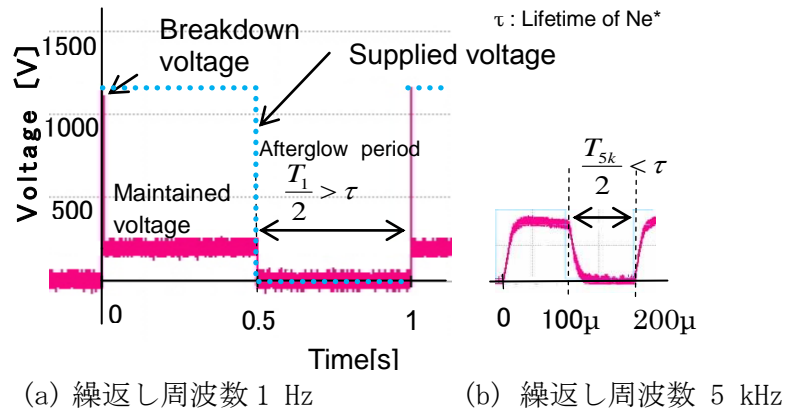


図 5.5 直流方形波パルスの電圧波形

予想される．Ne ガスには $1s_3$ と $1s_5$ (Paschen symbol) の 2 つの準安定準位がある．陽光柱においてその準安定原子 Ne^* 密度は，電子密度に比べ 1 桁以上大きいこと⁸⁾，アフターグロー領域での励起種は Ne 準安定原子 Ne^* だけが存在すると仮定する． Ne^* の寿命と放電休止時間と再点弧電圧の関係について以下に述べる．

図 5.5 は Ni 電極を用い，Ne ガス圧 53 hPa で励起周波数 1Hz と 5kHz のときの放電電圧波形を示す．ここで図(a) 1Hz と図(b) 5kHz の縦軸のスケールは同じである．図のように急激に電圧が上がり急激に低下するピーク電圧を放電開始電圧（再点弧電圧）として測定した．図中の τ は Ne 準安定原子 Ne^* の寿命， T は電源の周期である．励起周波数 1Hz の休止時間 $T_1/2$ が Ne^* の寿命 τ より長いとき $\tau < T_1/2$ が成立する場合， Ne^* は休止時間の間に管壁への拡散などで消滅する．そのため，放電励起に高電圧を必要とし，再点弧電圧は高いと考えられる．それに対し，周波数の高い 5kHz の休止時間 $T_{5k}/2$ が Ne^* の寿命 τ より短いとき $\tau > T_{5k}/2$ が成立する場合， Ne^* は休止時間に消滅せず，存在し，式(5.4)の電離過程が起こるため，再点弧電圧は低下すると考えられる．

5.4.4 直流方形波パルス励起による再点弧電圧の周波数特性

前節で述べたように直流方形波励起を用いて休止時間を変化させて放電したときに再点弧電圧が低い場合は封入ガスの準安定原子などの励起原子が存在し、再点弧電圧が高い場合は存在しないと考えられる。

休止時間を変化させる目的で直流方形波電源の繰り返し周波数を変化させたときに再点弧電圧が急変する周波数 $f \cong 1/2\tau$ と仮定し、Ne ガスの準安定原子の寿命 τ を予測することを試みた。ただし、10 kHz 以下の励起周波数を扱うため、放電休止時間では電子、イオンの荷電粒子は放電空間内に残留していないものとする。図 5.6(a) と (b) は Ni 電極を用いたときの Ne ガス圧 6.7, 13.3, 27 hPa 及び 40, 53, 60 hPa における再点弧電圧の周波数特性を示す。それぞれの Ne ガス圧力において再点弧電圧は 1 kHz 付近で急激に減少している。Ne 準安定原子の寿命を τ としたとき、その減少し始めるところの接線と横軸との交点を $f \cong 1/2\tau$ と仮定した。図 5.7 は Ne ガス圧力を変化させたときの再点弧電圧の周波数特性から予測した Ne 準安定原子の減衰割合 τ^{-1} を示す³⁾。

次に Ne の準安定原子の寿命を見積った。Ne 準安定原子の消滅過程として管壁への拡散損失と中性の Ne 原子との衝突損失が考えられ、Ne 準安定原子の減衰割合は次式で示される。

$$\frac{1}{\tau} = \frac{D_m}{p\Lambda^2} + \nu_d \quad (5.6)$$

ここで、 τ は Ne 準安定原子の寿命、 D_m は Ne 準安定原子の拡散係数、 p はガス圧力、 Λ は拡散長、 ν_d は Ne 原子との衝突周波数である。長さ L 、半径 R の円筒ランプの拡散長 Λ は Ne 準安定原子の径方向分布が 0 次のベッセル関数に従うと仮定すると、

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \quad (5.7)$$

で表される。Ne 原子との衝突周波数 ν_d は

$$\nu_d = \nu \sigma n \quad (5.8)$$

で与えられる。ただし、

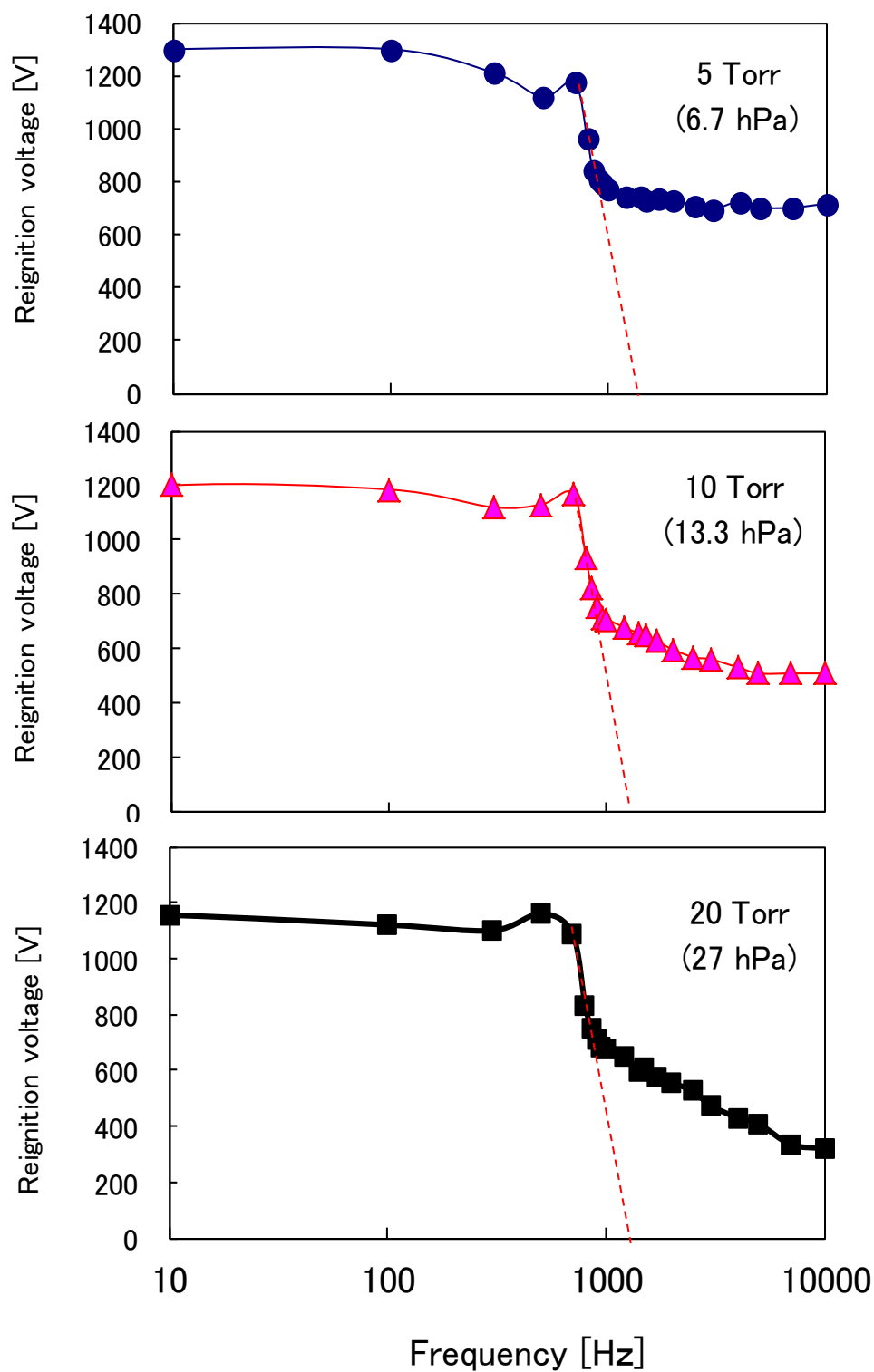


図 5.6 (a) 直流方形波パルス励起による再点弧電圧の周波数特性

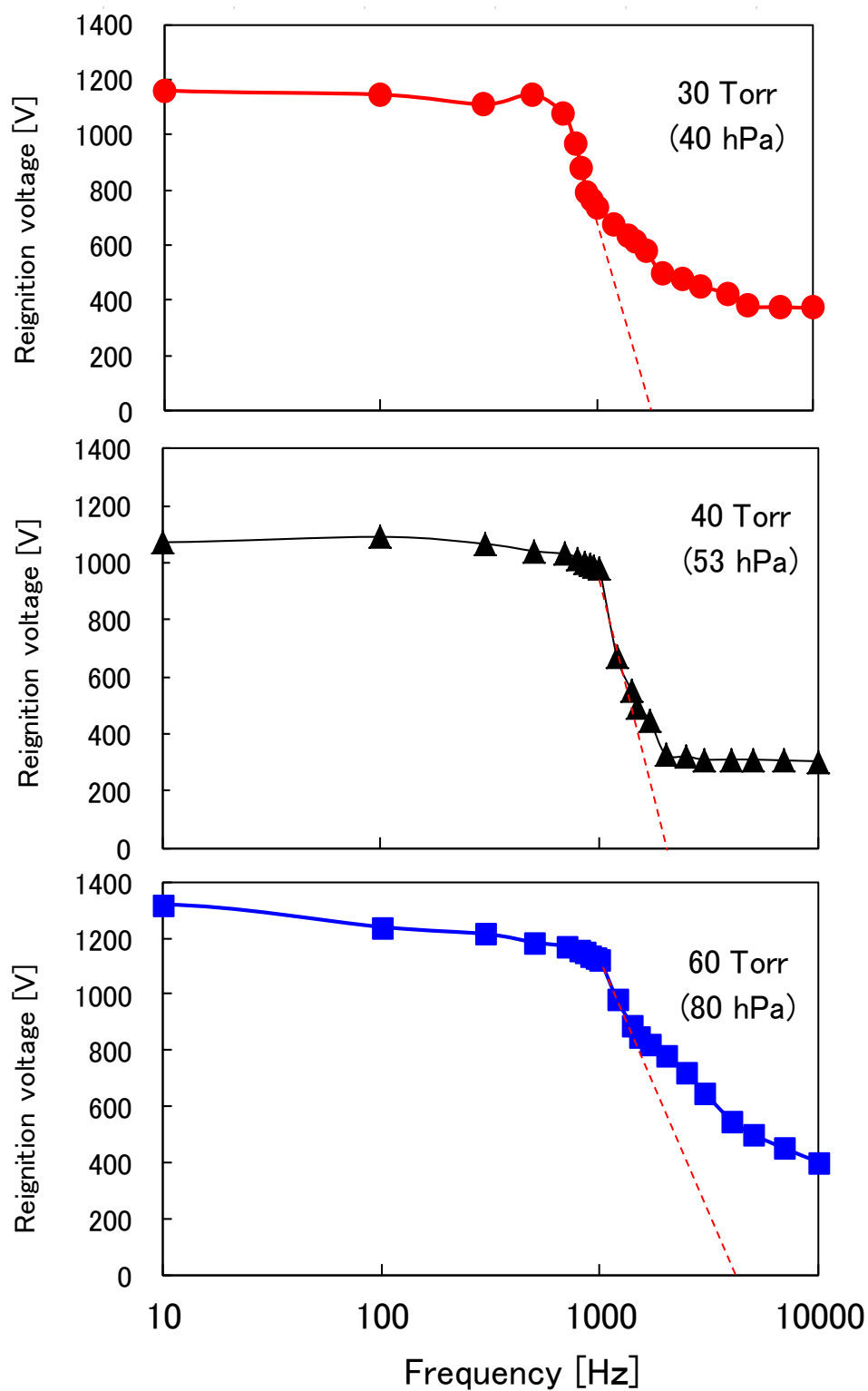


図 5.6 (b) 直流方形波パルス励起による再点弧電圧の周波数特性

$$n = \frac{p}{kT_g} \quad (5.9)$$

である．ここで v は Ne 原子と Ne 準安定原子との相対速度， σ は Ne ガス中の Ne 準安定原子の実効的な衝突断面積， n は Ne 原子の密度， k はボルツマン定数， T_g はガス温度である．Ne ガス中の Ne 準安定原子の拡散係数 $D_m = 173 \text{ cm}^2 \cdot \text{Torr} \cdot \text{s}^{-1}$ の値^{10, 11)} と実効的な衝突断面積 $\sigma = 8.9 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ の値¹²⁾ を用いて Ne ガス圧力に対する Ne 準安定原子の減衰割合 τ^{-1} を計算した結果を図 5.7 に示した．図中には管壁での拡散損失割合，Ne 原子との衝突周波数の計算結果も示してある．Ne 準安定原子の減衰割合は Ne ガス圧力の増加とともに減少し，Ne ガス圧力 20 hPa 付近で最小を示した．その後 Ne 準安定原子の減衰割合は拡散損失割合より衝突損失割合の方が主要となり，Ne ガス圧力とともに増加した．53 hPa 以下の低圧領域の Ne 準安定原子の減衰割合は計算値に比べ，実験値の方が小さくなっている．拡散損失の計算の際，管径方向へは 0 次のベッセル関数に従うと仮定した．Ne 準安定原子は管壁表面への衝突によって基底状態へ戻さ

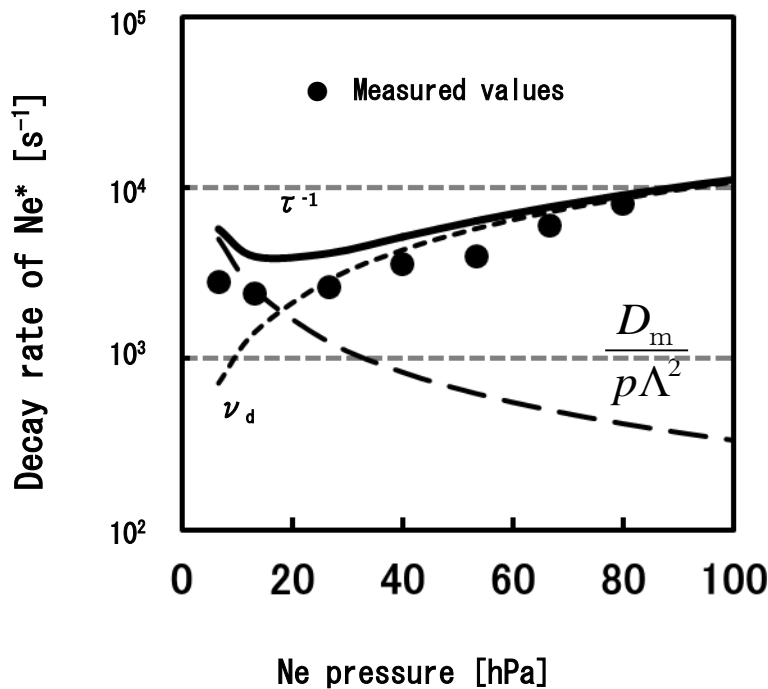


図 5.7 Ne 準安定原子の減衰割合 τ^{-1} と Ne ガス圧力の関係

れ、消滅する。しかし、鈴木等^{13,14)}は電極表面での N_2 準安定分子の反射係数 α を考慮した境界条件を用いることにより、低ガス圧力領域の準安定分子の実効励起寿命が実験結果と一致することを示している。電極表面での Ne 準安定原子の拡散損失は反射係数を考慮することにより減少する。したがって図 5.7 で示した拡散損失 $D_m/p\Lambda$ は減少する。このように Ne 準安定原子が管壁表面で一部反射することを考慮すると低ガス圧力領域での Ne 準安定原子の減衰割合は測定で得られた減衰割合に近づくと考えられる。

このように直流方形波パルス励起による再点弧電圧の周波数特性から Ne 準安定原子の寿命を予測できることを示した。

Ne ガス圧 53hPa のとき、Ne ガス中の両極性拡散係数 $D_a = 115\text{cm}^2 \cdot \text{Torr} \cdot \text{s}^{-1}$ の値^{10,15)}を用いた両極性拡散損失割合は 420s^{-1} である。Ne 準安定原子の拡散損失割合 720s^{-1} と Ne 原子との衝突損失割合 5800s^{-1} では Ne 原子との衝突損失割合が 1 桁大きくなる。したがって、内径 4mm の細管ランプでは拡散損失の影響はほとんど無視できる。Ne 準安定原子の寿命は式(5.6)から $\tau = 0.2\text{ms}$ となる。

5.5 まとめ

細管冷陰極ランプ（内径 4mm，電極間距離 50mm，Ne 封入ガス圧力 53 hPa）について正弦波交流励起の周波数を 0.1～1kHz まで変化させたときの放電特性を測定し，仕事関数の異なる金属電極での駆動電圧を明らかにした．そして試作放電管の電極を異種金属電極とし，放電励起周波数は低周波正弦波交流（100Hz 以下）を用いることで，同一放電条件で，異種陰極材料の放電開始電圧の比較ができることを示した．正弦波交流励起及び直流方形波パルス励起の周波数を変化させて放電特性を測定した結果について以下に示す．

- (1) 放電開始電圧は電極材料の仕事関数， γ 係数に依存する．
- (2) 低周波正弦波交流（100Hz 以下）のときには，再点弧電圧は放電開始電圧を示し，同一放電条件で，異種陰極材料の放電開始電圧の比較ができる．
- (3) 再点弧電圧は正弦波励起周波数 100Hz から 200Hz で急激に低下し，それ以上の高い周波数領域で，維持電圧の値に近づく．
- (4) 直流方形波パルス励起による再点弧電圧の周波数特性から Ne 準安定原子の寿命を予測できる．

第5章 参考文献

- 1) 後藤みき, 荒井俊彦: 照学誌, **95-11**, pp.718-721, 2011.
- 2) 後藤みき, 荒井俊彦: 放電学誌, Vol.56, No3, pp.6-11, 2013.
- 3) M. Goto and T.Arai: Proceedings of the 12th International Symposium on the Science and Technology of Light Sources and the 3rd International Conference on White LEDs and Solid State Lighting, (Eindhoven, Netherlands), CP174 ,pp.517-518, 2010.
- 4) 酒井忠司, 小野富男, 佐久間尚志: 東芝レビュー, **60**, pp.34-37, 2005.
- 5) (社) 日本化学会: 化学便覧基礎編II (改訂4版), 丸善, II -489, 1993.
- 6) M. Goto, K. Fukushima, T. Uehara and T.Arai: Proceedings of the 11th International Symposium on the Science and Technology of Light Sources, (Shanghai, China), CP118 ,pp.385-386, 2007.
- 7) Yu.P.Raizer: “*Gas Discharge Physics*”, Springer, Berlin, p.56, 1997.
- 8) 提井信力: プラズマ基礎工学増補版, 内田老鶴圃, pp.52-53, 1997.
- 9) 八坂保能: 放電プラズマ工学, p.42, 2007.
- 10) (社) 電気学会: 放電ハンドブック (改訂新版), オーム, pp.58-59, 1974.
- 11) F.A.Grant, A.D.Krumbein: Phys. Rev. , Vol.90, pp.59-62, 1953.
- 12) M.A.Biondi: Phys. Rev. Vol.88, No.3 pp.660-665, 1952.
- 13) S.Suzuki, H.Itoh, N.Ikuta and H.Sekizawa: J.Phys.D: Appl.Phys.**25**, pp.1568-1573, 1992.
- 14) 鈴木進, 伊藤晴雄, 関澤尚, 生田信皓: 電学誌 A, 113 巻 6 号, pp.453-460, 1993.
- 15) A.Biondi: Phys. Rev. Vol.79, p.733, 1950.

第 6 章 冷陰極ランプ用 MgO 膜付 Ni 円筒電極の放電特性¹⁾

6.1 まえがき

冷陰極蛍光ランプ (CCFL) は、高い駆動電圧を必要とするためスパッタリングによって電極が消耗し、寿命に大きく影響する。そこでプラズマディスプレイパネルの電極保護膜として使用されている耐スパッタ性と二次電子放出率の高い MgO に注目し²⁾、MgO を CCFL の電極材料として用いることを考案した。ニッケル (Ni) の棒状電極に RF マグネトロンスパッタにより MgO 膜を形成し、細管ランプの電極に用いた試作ランプを製作した。試作ランプの放電評価の結果、耐スパッタ性と低電圧化の可能性を確認した³⁾。しかし棒状電極のため、電極端の電界が強くなることにより、数時間の放電で電極が劣化し、ランプ電圧は上昇した。従って電界が電極の一部に集中しない形状で MgO 膜を形成できる電極が必要となる。そこで電極の形状を径の細い円筒状(カップ型)にし、電極内壁に MgO 膜形成を試みた。細管ランプの Ni カップ電極 (直径 3mm 以下) の内壁に DC スパッタ法により MgO 膜を形成し、そのカップ電極をランプとして用いたときに低電圧化と耐スパッタ性を可能にした。

6.2 微小 Ni カップ電極の内壁への MgO 膜形成

図 6.1 は微小 Ni カップ電極内に MgO を成膜するための直流スパッタリング装置の概略を示す。ガラス製チャンバーは内径 4mm の Pyrex ガラス管を用いて陰極には純度 99.9% の Mg 棒 (ϕ 1mm) をターゲットとし、陽極には MgO を成膜する微小 Ni カップ電極 (I.D. 2.6mm, 長さ 7mm) を摺り合わせ繋ぎ手を用いて取り付けた。スパッタリングガスは Ar/O₂ 混合ガスを用い、圧力 13Pa 一定とした。Ar 流量は 1sccm とし、O₂ 流量比を 2～24% (0.02～0.32sccm)、成膜電流を 2mA 一定とした。微小 Ni カップ電極内壁に MgO を成膜するために、陰極の Mg 棒を陽極の Ni カップ電極内に 1mm 挿入した。成膜の放電時間は 1～240min とした。MgO 膜厚は走査型電子顕微鏡 (SEM) を用いて測定した。

図 6.2 に直流スパッタにおける電極部の微小カップ電極の MgO 膜形成の図を示す。Ar⁺イオンなどの+イオンが Mg ターゲットに衝突し、ターゲット原子 Mg がスパッタ

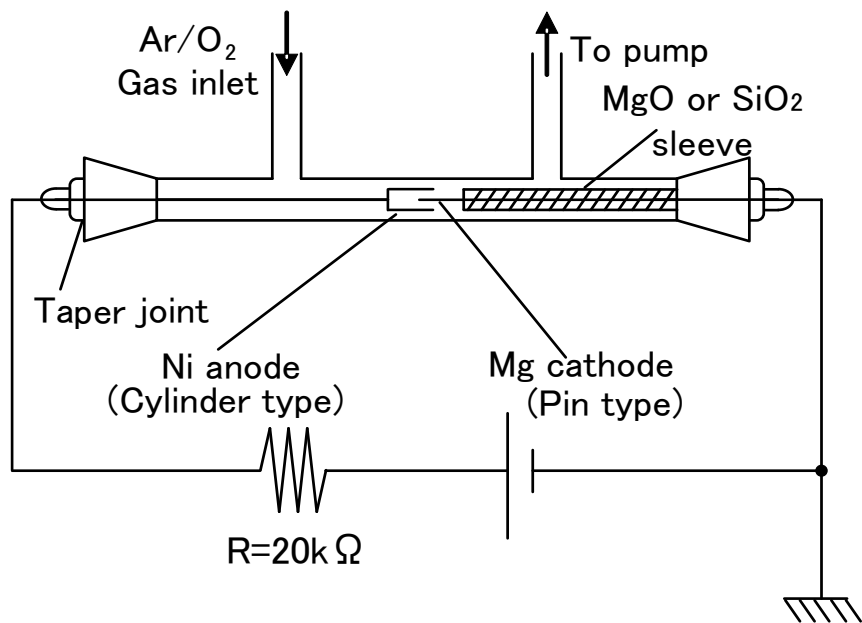


図 6.1 MgO の成膜装置

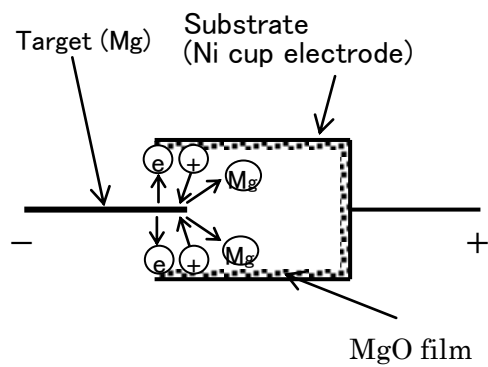


図 6.2 微小円筒電極の MgO 膜形成

リングされて飛び出し、 O_2 ガスと反応して MgO として Ni カップ内壁に付着する。

図 6.3 に Ar ガスを 1sccm, O_2 ガスを 0.1sccm, 全ガス圧力 13 Pa (0.1 Torr), 放電電流 2mA のとき, 陽極の Ni カップの縁と陰極の Mg 線の先端との位置と成膜時の管電圧の関係を示す. Mg 線が Ni カップ内に 1mm 挿入したときの管電圧が高くなっている. Mg 線を陽極内部に挿入すると電子の平均自由行程より電極間距離が短くなり, 電極間での電子の衝突回数が減るので, 衝突電離が不活発となり, 管電圧が上昇すると思われる. Ni カップ電極の内壁に MgO 膜を形成するために, 陰極の Mg 線を 1mm 陽極内部に挿入した. 陽極に挿入した Mg 線がほぼ軸の中心に位置する場合は放電中の放電管電圧は約 800V で, 管壁温度は 70~80°C であった. Mg 線の位置が中心からずれている場合には, 放電管電圧が 1kV 以上に増加し, 放電管の管壁温度が 100°C 以上に増加することから Mg 線の位置を確認した.

6.3 MgO 膜付き電極の放電特性

6.3.1 実験装置および測定方法

図 6.4 に試作放電ランプと測定装置の概略図を示す. 放電ランプの内径は 4mm, 電極間距離は 20mm で, 両端の電極に Ni カップ電極と本実験で製作した MgO 膜を形成した Ni カップ電極を取付けた. 放電ガスは Ne 53 hPa (40 Torr) を使用した. Ni 電極と MgO を被膜した電極の放電特性を同一放電条件で比較できるようにするためにランプには交流電圧を印加した. 放電開始電圧と維持電圧は, 高圧プローブ (1000:1) とデジタルオシロスコープを用いて測定した.

50 時間の放電試験のときは電極間距離を 50mm とし, 放電励起には 50Hz の正弦波を印加した.

6.3.2 実験結果と考察

図 6.5 に測定した一例として, 励起周波数 1Hz のときの試作放電管の電圧波形を示す. この図は電源の High voltage 側に Ni カップ電極, GND 側に MgO 膜付電極を接続したときの電圧波形で, 破線は電源電圧である. 正弦波の始めの半周期は MgO の放電開始

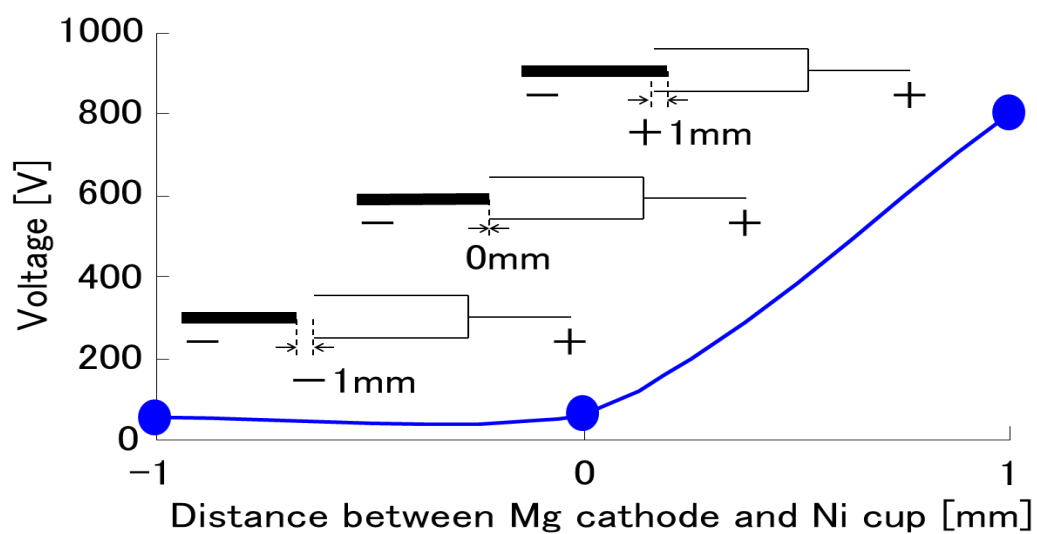


図 6.3 管電圧と Mg 陰極の先端とカップ電極の縁との距離関係

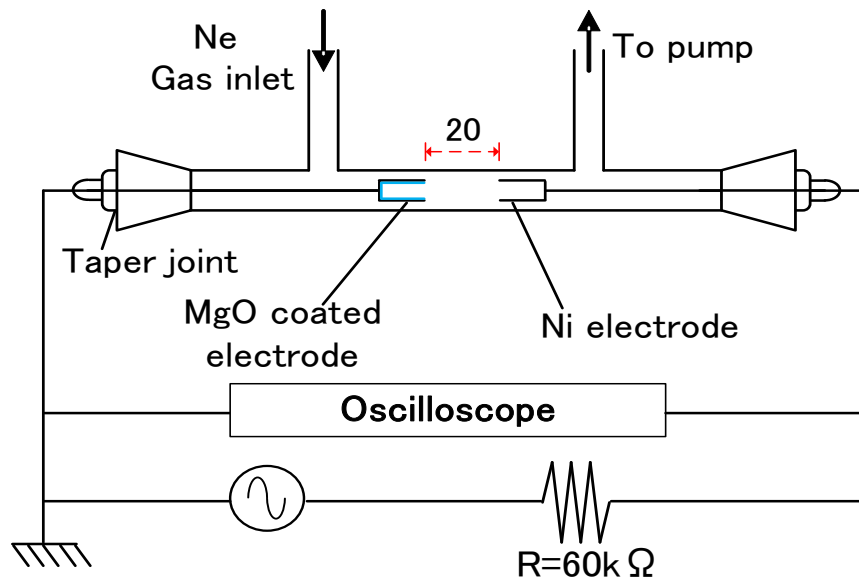


図 6.4 試作放電ランプの構造とランプ電圧の測定装置

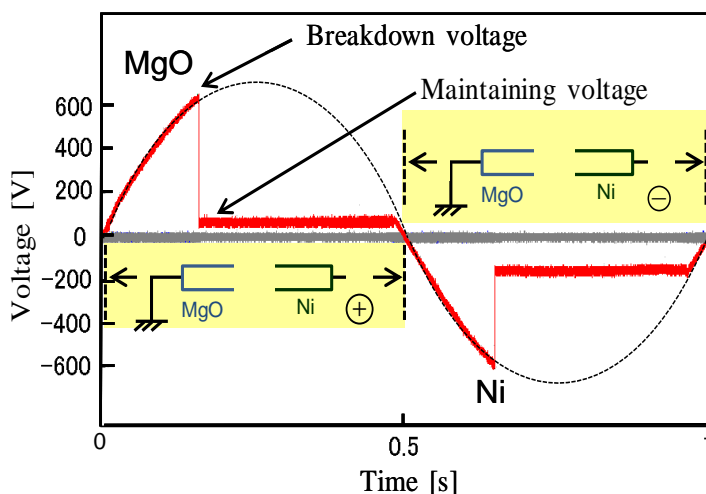


図 6.5 MgO と Ni 電極の放電電圧波形

電圧と維持電圧の陰極特性を示し、半周期後は Ni の放電開始電圧と維持電圧が測定される。Ni 電極の維持電圧約 160 [V] に対し、MgO 膜付電極の維持電圧は約 60 [V] となり、約 60% 低下した。MgO 膜付電極の放電開始電圧は Ni と同程度の値を示した。

図 6.6 は O_2 流量比と成膜時間を変化させて成膜した MgO 膜付電極の維持電圧と MgO 膜厚の関係を示す。ここで膜厚はカップ電極の縁から約 1mm 内部での値である。MgO 膜付電極内の MgO 膜厚 $0.5 \mu m$ 以下で維持電圧は 90V 以上を示し、MgO 膜厚 $1 \mu m$ 以上で維持電圧は 60V を示した。このように MgO 膜付電極の維持電圧は Ni 電極のものより 60% 低下した。したがって、低電圧化には MgO 膜厚を $1 \mu m$ 以上形成する必要がある。

図 6.7 に放電試験後の放電ランプの写真を示す。周波数 50Hz, Ne ガスを 53hPa 封入し、Ni と MgO 膜付 Ni 電極を使用したときの 50 時間放電後の細管ランプの様子である。Ni 電極では 50 時間放電試験後の電極付近のガラス管内壁にスパッタ膜が生じたが、MgO 膜付電極ではスパッタ膜が全く生じなかった。

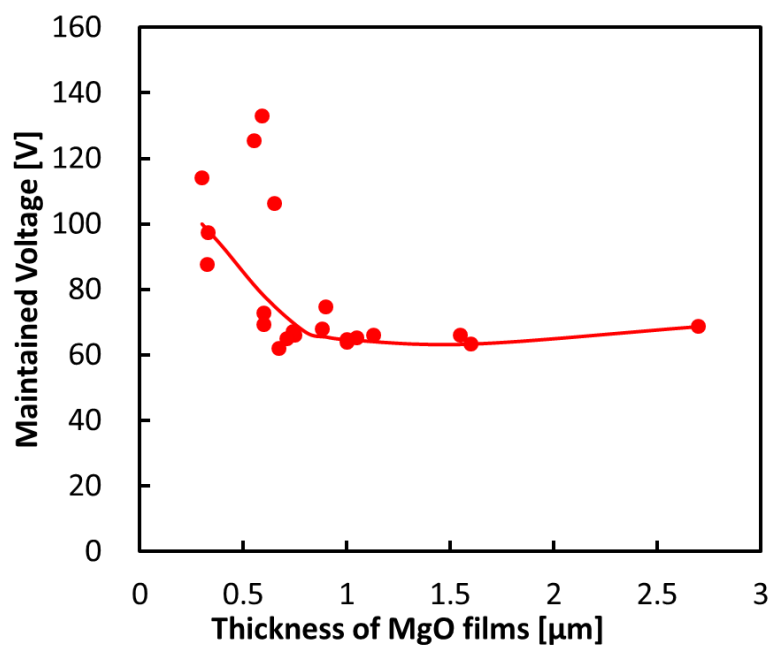


図 6.6 維持電圧と MgO 膜厚との関係

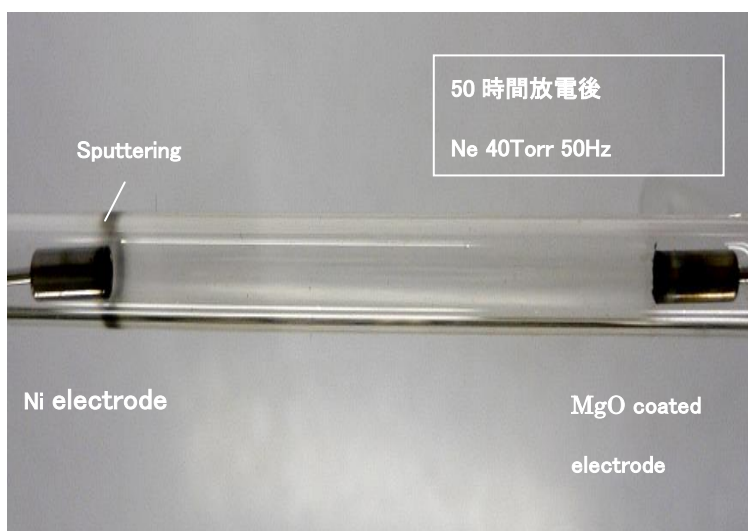


図 6.7 放電試験後の放電ランプ

6.4 まとめ

冷陰極ランプの電極応用として MgO 膜付 Ni カップ電極の試作と放電評価を行い、以下の結果を得た。

- (1) 直流スパッタ法を用いて微小な Ni カップ電極内壁に MgO 膜を形成することができた。
- (2) MgO 膜を約 $1\mu\text{m}$ 以上成膜した電極の維持電圧は、市販の Ni カップ電極のものより 60%低下した。
- (3) MgO 膜付 Ni カップ電極の耐スパッタ性は Ni カップ電極のものより優れている。

第 6 章 参考文献

- 1) 後藤みき, 中村有佑, 三栖貴行, 荒井俊彦: 照学誌, 98 巻 5 号, 2014, 掲載予定.
- 2) T.Misu, M.Sugimoto, M.Goto and T.Arai: IEEJ Trans. FM. Vol.127, No.9, 2007.
- 3) M. Goto, T. Uehara, T. Shono and T. Arai: Proceedings of 28th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, (Prague, Republic), 3P15-25, pp.1269-1271, 2007.

第7章 結論

冷陰極を用いた低圧水銀ランプは一般の照明用の熱陰極を用いたそれと比較して細管化できるという利点がある。この細管ランプ（内径 6mm 以下）は小型・薄型の液晶バックライト用光源，照明用光源や半導体プロセス用光源等に使用されている。しかしこのランプのプラズマの物性的な実験研究はほとんど行われていない。そして冷陰極ランプは電界電子放出によるため高い駆動電圧を必要とするので，スパッタリングにより電極寿命が短くなるという問題があり，低電圧で駆動するランプの開発が望まれる。そこで本研究では，より高効率，長寿命の冷陰極を用いた低圧水銀ランプを開発するために，細管冷陰極低圧水銀ランププラズマの励起・電離機構を実験的に明らかにすることと，ランプの高い駆動電圧の低電圧化について検討した。

第2章では，プローブ法により冷陰極低圧水銀ランプ 4mm 管の電離機構解明に必要な Ar-Hg プラズマの電子温度と電子密度を初めて測定し，以下の結果を得た。

- (1) 電子温度と電子密度の管壁温度（Hg 蒸気圧）依存性の相対変化は，一般の蛍光ランプ 36mm 管で得られたものとほぼ同じであるが，電子温度は約2倍高くなることを初めて見出した。
- (2) 電子密度の最小を示す管壁温度が 20℃高温側に移行することがわかった。
- (3) 一般の蛍光ランプ（36mm 管）との相似則が成立しないことが示された。

第3章では，改良型吸収法を用いて， Hg^+ イオン密度，Hg，Ar 準安定原子密度を初めて測定し，プローブ法で得られた電子密度の結果と組み合わせて細管 Ar-Hg プラズマの電離機構を考察し，以下の結果を得た。

- (1) 改良型吸収法を用いて，測定した結果，管壁温度が高い領域で， Hg^+ イオン密度，Hg 準安定密度は飽和の傾向を示し， Hg_2^+ 分子イオンが存在していることを明らかにした。
- (2) Ar 準安定原子と Hg 原子との Penning 電離割合は管壁温度 30℃付近で最大になることがわかった。

第 4 章では、細管 Ne-Hg プラズマの発光特性と放電特性に及ぼす Ar ガスの影響について検討を行い、以下の結果を得た。

- (1) Ne-Hg プラズマに Ar ガスを約 1 % 添加することにより、Hg 紫外発光強度を増加することができ、ランプ電圧を低下することができた。このことから市販の CCFL に封入されている Ne-Ar (3~10%) の混合割合よりも Ar 約 1% のときに高効率が得られることを明らかにした。

第 5 章では、細管冷陰極 Ne 放電中の放電開始電圧に及ぼす励起周波数の影響について検討を行い、以下の結果を得た。

- (1) 励起周波数 100Hz 以下のとき、再点弧電圧は放電開始電圧を示し、同一の放電条件で異種材料電極の放電特性を比較測定できることを明らかにした。
- (2) 直流方形波パルス励起したランプの再点弧電圧の周波数特性から封入ガスの Ne 準安定原子の寿命予測できることを示した。

第 6 章では、細管冷陰極ランプ用微小円筒電極内壁への MgO 膜作製とその電極の放電特性について検討し、以下の結果を得た。

- (1) DC スパッタを用いて微小 Ni 円筒電極内壁に MgO 膜を形成する手法を開発し、MgO 膜付電極のランプの駆動電圧が市販に用いられている Ni 電極のそれと比較して 60% 低減できることに成功した。

このようにランプ電圧が市販に用いられる Ni 円筒電極内壁に MgO 膜を形成することによって著しく低下する効果は実用的に大変有用と思われる。

今後の課題

直流方形波パルス励起による再点弧電圧の周波数特性から Ne 準安定原子の寿命を予測できることを示した. この方法の信頼性向上のために次のような2点を明らかにする必要がある.

- (1) 低ガス圧領域で測定された Ne 準安定原子の減衰割合が計算値のものより低下している. この理由として計算値では Ne 準安定原子は全て管壁で消滅すると仮定している. Ne 準安定原子が管壁で反射することを考慮して計算すると Ne 準安定原子の減衰割合は測定値に近づくものと推測される. Ne 準安定原子密度の管径方向分布を測定し, 管壁近傍での Ne 準安定原子密度の変化から Ne 準安定原子の反射係数を知る.
- (2) アフターグロー中の電子の熱運動速度は Ne イオンの熱運動速度より2桁以上速い. したがって電界が零 (アフターグロー) のとき電子は放電空間での体積再結合と管壁への拡散により急速に消滅するとみられる. 一方 Ne イオンは速度が遅いため Ne 準安定原子と同様に放電空間に残留している可能性が高い. そこでアフターグロー中の Ne イオン密度の測定から Ne イオンの寿命を明らかにする.

今後は Ne 準安定原子密度と Ne イオンの寿命計測を通して直流方形波パルス励起による Ne 準安定原子の寿命計測法の精度を向上させていきたい.

謝辞

本研究を進めるにあたり、御指導および御助言を頂きました神奈川工科大学工学部電気電子情報工学科 荒井俊彦教授に心から深く感謝するとともに厚く御礼を申し上げます。

多忙な時期に本論文を詳細に査読して頂いた千葉工業大学工学部電気電子情報工学科 伊藤晴雄教授、神奈川工科大学工学部電気電子情報工学科 下川博文教授、小室貴紀教授、創造工学部ホームエレクトロニクス開発学科 黄啓新教授に心から感謝致します。

測定に協力して下さった神奈川工科大学荒井研究室の大学院 酒井隆行（現・沖電気工業株式会社）、大谷清（現・東芝ライテック株式会社）、福島和弘（現・株式会社ミネベア）、荘野俊宏（現・三共電気株式会社）、中村有佑（現・株式会社アイ・シー・エス）の諸氏ならびに荒井・後藤研究室の卒業生諸君に深く感謝いたします。

多くの方々の御指導とご助言を頂いたことに心から感謝しつつ、本論文を終える次第です。

本研究に関する論文

論文

- (1) 後藤みき, 荒井俊彦

「細管冷陰極 Ne 放電中の放電開始電圧に及ぼす励起周波数の影響」

照明学会誌, 95 巻 11 号, pp.718-721, 2011.

- (2) 後藤みき, 酒井隆行, 大谷清, 荒井俊彦

「液晶バックライト用低圧 Ar-Hg 放電中の粒子密度とプラズマパラメータ」

照明学会誌, 83 巻 8 号, pp. 521-525, 1999.

- (3) Miki Goto and Toshihiko Arai

“Mercury Ion Density in Low-Pressure Ar-Hg Discharge Plasma Used for Liquid Crystal Display Backlighting”

Japanese Journal of Applied Physics, Vol.34, No.8B, pp.L1074-L1075, 1995.

- (4) Miki Goto, Takayuki Sakai and Toshihiko Arai

“Plasma Parameters in Low-Pressure Ar-Hg Discharge Plasma Used for Liquid Crystal Display Back-Lighting”

Japanese Journal of Applied Physics, Vol.33, No.6B, pp.L896-L897, 1994.

- (5) 後藤みき, 中村有佑, 三栖貴行, 荒井俊彦

「細管冷陰極放電ランプ用 MgO 膜付 Ni 円筒電極の放電特性」

照明学会誌, 98 巻 5 号, 2014, 掲載予定.

国際会議(査読付)

- (1) Miki Goto and Toshihiko Arai

“Gas pressure characteristic of decay rate of Ne metastable atoms in cold cathode lamp”

Proceedings of the 12th International Symposium on the Science and Technology of Light Sources and the 3rd International Conference on White LEDs and Solid State Lighting (Eindhoven, Netherlands) CP174, pp.517-518, 2010.

- (2) Miki Goto, Toshikazu Uehara, Toshihiro Shono and T. Arai

- “Voltage of lamp with MgO-coated electrode measured by sine-wave”
Proceedings of XXVIII International Conference on Phenomena in Ionized Gases (Prague, Czech Republic) 3P15-25, pp1269-1271, 2007.
- (3) Miki Goto, Kazuhiro Fukushima, Toshikazu Uehara and Toshihiko Arai
“Measurement of Breakdown Voltage of Lamp by Different Electrode Materials”
Proceedings of the 11th International Symposium on the Science and Technology of Light Sources (Shanghai, China) CP118, pp.385-386, 2007.
- (4) Kazuhiro Fukushima, Miki Goto and Toshihiko Arai
“Electron temperature and lamp voltage for various Ar concentration in Ne-Hg discharge plasma”
Proceedings of XXVII International Conference on Phenomena in Ionized Gases (Eindhoven, Netherlands) P-nr42, CD 3pages 2005.
- (5) Miki Goto and Toshihiko Arai
“Hg Particle Densities and Electron Temperature for Various Ar pressure in Narrow Mercury Lamp”
Proceedings of the 9th International Symposium on the Science and Technology of Light Source (NY, USA) pp.147-148, 2001.
- (6) Miki Goto and Toshihiko Arai
“Measurements of Hg Particle Densities and Electron Temperature in Ar-Hg Discharge Plasma under an increased pressure Ar and in Narrow Tube”
Proceedings of 25th International Conference on Phenomena in Ionized Gases (Nagoya, Japan) pp.IV263-IV264, 2001.
- (7) Miki Goto, Kiyoshi Ohtani and Toshihiko Arai
“Ar Pressure Dependence of Plasma Parameters of Mercury Lamp in Narrow Tube”
Proceedings of XXIV International Conference on Phenomena in Ionized Gases (Warsaw, Poland) pp.I215-I216, 1999.
- (8) Miki Goto, Kiyoshi Ohtani and Toshihiko Arai

“Ar Pressure Dependence of Plasma Parameters in Ar-Hg discharge Used for Liquid Crystal display Backlighting”

Proceedings of the 8th International Symposium on the Science and Technology of Light Source (Greifswald, Germany) pp.260-261, 1998.

(9) Miki Goto, Kiyoshi Ohtani and Toshihiko Arai

“Measurements of Particle Densities and Electron Temperature in Ar-Hg Discharge Plasma Used for Liquid Crystal Display Backlighting”

Proceedings of Lux Pacifica '97 (Nagoya, Japan) pp.B49-B50, 1997.

(10) Miki Goto, Kiyoshi Ohtani and Toshihiko Arai

“Measurements of Particle Densities in Ar-Hg Discharge Plasma Used for Liquid Crystal Display Back-Lighting”

Proceedings of XX III International Conference on Phenomena in Ionized Gases, (Toulouse, France) pp.IV86-IV87, 1997.

(11) Miki Goto, Kiyoshi Ohtani and Toshihiko Arai

“Hg Metastable Atom Density in Low-Pressure Ar-Hg Discharge Plasma Used for Liquid Crystal Display Back-Lighting”

Proceedings of 3rd Asia-Pacific Conference on plasma Science & Technology (Tokyo, Japan) pp.167-171, 1996.

(12) Miki Goto and Toshihiko Arai

“Measurements of Hg $6p^3P_{0,1,2}$ State Density in Low-Pressure Ar-Hg Discharge Plasma Used for Liquid Crystal Display Back-lighting”

Proceedings of the 7th International Symposium on the Science & Technology of Light Sources (Kyoto, Japan) pp.259-260, 1995.

(13) Miki Goto and Toshihiko Arai

“Hg⁺ Ion Density in Low-Pressure Ar-Hg Discharge Plasma Used for Liquid Crystal Display Back-lighting”

Proceedings of XXII International Conference on Phenomena in Ionized Gases (New

Jersey, USA) pp.II69-II70, 1995.

(14) Miki Goto, Tetsuya Shimizu, Masahiko Murakami, Junichi Hazama and Toshihiko Arai

“Separate Determination of Ar^+ and Hg^+ Ion Densities in a Narrow Tube Ar-Hg Discharge Plasma”

Proceedings of 2nd Asia-Pacific Conference on plasma Science & Technology (Daejeon, Korea) pp.248-251, 1994.

(15) Toshihiko Arai and Miki Goto

“ Hg^+ Ion Density in Low-Pressure Ar-Hg Discharge Plasma Used for LCD Back-lighting”

Proceedings of 2nd Lux Pacifica (Lighting Conference) (Bangkok, Thailand) pp.II6-II9, 1993.

(16) Miki Goto, Takayuki Sakai, Toshihiko Arai and Tetsuo Iijima

“Plasma Parameters in Low-Pressure Ar-Hg Discharge Used for LCD Back-lighting”

Proceedings of XXI International Conference on Phenomena in Ionized Gases (Bochum, Germany) pp.II9-II10, 1993.

その他

印刷論文・講演会・研究会

(1) 後藤みき, 荒井俊彦

「細管冷陰極ランプの放電開始電圧と維持電圧」

放電学会誌, Vol. 56, No3, pp. 6-11, 2013.

(2) 後藤みき, 荒井俊彦

「細管冷陰極 Ne 放電中の放電開始電圧と準安定原子の寿命計測」

第 26 回光源物性とその応用研究会, pp. 11-15, 2012.

(3) 後藤みき, 大谷清, 荒井俊彦

「液晶バックライト用低圧水銀ランプ中のプラズマパラメータと粒子密度」

第 12 回光源物性とその応用研究会, pp. 19-24, 1997.

口頭発表

- (1) 後藤みき, 中村有佑, 三栖貴行, 荒井俊彦:「冷陰極ランプ用 MgO 膜付 Ni 電極の放電電圧特性」, 第 74 回 応用物理学会秋季学術講演会, 17p-P2-27, 2013.
- (2) 中村有佑, 中山玄, 後藤みき, 荒井俊彦:「MgO 薄膜付電極による冷陰極ランプの低電圧化」, 平成 23 年度照明学会第 44 回全国大会, p.39, 2011.
- (3) 中村有佑, 後藤みき, 荒井俊彦:「放電ランプ用 MgO コーティング Ni 円筒電極の放電特性」, 第 58 回 応用物理学関係連合講演会, 26p-BG-14, 2011.
- (4) 後藤みき, 荒井俊彦:「放電開始電圧を用いた細管ランプ中の Ne 準安定原子の寿命計測法」, 第 71 回 応用物理学会学術講演会, 15p-D-19, 2010.
- (5) 中村有佑, 後藤みき, 荒井俊彦:「液晶バックライト用 MgO コーティング Ni 円筒電極の放電特性」, 平成 22 年度照明学会第 43 回全国大会, p.48, 2010.
- (6) 後藤みき, 莊野俊宏, 荒井俊彦:「冷陰極ランプ中の Ne 準安定原子の減衰割合とガス圧力の関係」, 平成 21 年度照明学会第 42 回全国大会, p.193, 2009.
- (7) 莊野俊宏, 後藤みき, 荒井俊彦:「冷陰極ランプに対する電極材料の放電特性」, 平成 20 年度照明学会第 41 回全国大会, p.38, 2008.
- (8) 上原稔一, 莊野俊宏, 後藤みき, 荒井俊彦:「液晶ディスプレイ用冷陰極蛍光ランプとしての MgO 電極の放電特性」, 平成 19 年度照明学会第 40 回全国大会, 126, 2007.
- (9) 上原稔一, 福嶋和弘, 後藤みき, 荒井俊彦:「液晶バックライト用細管ランプの放電開始電圧における励起周波数の影響」, 第 39 回照明学会全国大会, p.124, 2006.
- (10) M.Goto, K.Fukushima, T.Uehara and T.Arai: “Frequency characteristics of breakdown voltage in Neon Discharge Plasma”, 8th Asia Pacific Conference on Plasma Science and Technology and 19th Symposium on Plasma Science for Materials (Cairns, Australia) I-A-40, 2006.
- (11) K.Fukushima, M.Goto and T.Arai: “Characteristics of Lamp Voltage for Various Ar Concentration in Ne-Hg Discharge Plasma”, Proceedings of Light Sources Workshop (Matsuyama, Japan) p23, 2005.
- (12) 福嶋和弘, 後藤みき, 荒井俊彦:「液晶バックライト用ランプの放電特性」, 第 66 回応

- 用物理学学会学術講演会, 10p-ZH-8, 2005.
- (13) Miki Goto, Kazuhiro Fukushima and Toshihiko Arai; “Measurements of Electron Temperature in Ne-Ar-Hg Discharge Plasma”, Proceedings of 7th Asia Pacific Conference on Plasma Science and Technology and Symposium on Plasma Science for Materials (Fukuoka, Japan) 01P-112, p.466, 2004.
- (14) 後藤みき, 福嶋和弘, 荒井俊彦:「細管冷陰極ランプにおける電子温度の Ar 濃度特性」, 第 37 回照明学会全国大会, p.227, 2004.
- (15) 後藤みき, 荒井俊彦:「液晶バックライト用低圧水銀ランプ中の Ar 粒子密度の Ar 圧力依存性」, 第 48 回応用物理学関係連合講演会, 28a-ZT-2, 2001.
- (16) 後藤みき, 荒井俊彦:「液晶バックライト用 Ar-Hg 放電中の Hg 粒子密度の Ar 圧力依存性」, 第 33 回照明学会全国大会, p.270, 2000.
- (17) 後藤みき, 荒井俊彦:「液晶バックライト用低圧水銀ランプ中の Hg 粒子密度の Ar 圧力依存性」, 第 47 回応用物理学関係連合講演会, 31p-M-7, 2000.
- (18) 後藤みき, 荒井俊彦:「液晶バックライト用低圧水銀ランプにおける UV 発光強度の Ar 圧力依存性」, 第 60 回応用物理学学会学術講演会, 1a-G-3, 1999.
- (19) 後藤みき, 荒井俊彦:「液晶バックライト用 Ar-Hg 放電中の UV 発光強度」, 第 32 回照明学会全国大会, p.202, 1999.
- (20) 後藤みき, 大谷清, 荒井俊彦:「液晶バックライト用低圧 Ar-Hg 放電中におけるプラズマ諸量の Ar 圧力依存性」, 第 31 回照明学会全国大会, p.297, 1998.
- (21) 大谷清, 後藤みき, 荒井俊彦:「液晶バックライト用水銀ランプにおけるプラズマパラメータの Ar 圧力依存性」, 第 45 回応用物理学関係連合講演会, 29a-YA-9, 1998.
- (22) 後藤みき, 大谷清, 荒井俊彦:「液晶バックライト用水銀ランプ中のプラズマパラメータと粒子密度」, 平成 9 年度照明学会全国大会, p.55, 1997.
- (23) 後藤みき, 大谷清, 荒井俊彦:「液晶バックライト用 Ar-Hg 放電中のプラズマ特性」, 第 44 回応用物理学関係連合講演会, 28p-Q-4, 1997.
- (24) 後藤みき, 荒井俊彦:「液晶バックライト用低圧 Ar-Hg 放電中の Hg 準安定原子密度」, 第 42 回応用物理学関係連合講演会, 30p-TF-5, 1995.

- (25) 後藤みき, 村上雅彦, 荒井俊彦:「液晶バックライト用低圧 Ar-Hg 放電中の Ar 準安定原子密度」, 平成 6 年度照明学会全国大会, p.130, 1994.
- (26) 後藤みき, 酒井隆行, 荒井俊彦:「液晶バックライト用低圧水銀ランプ中のイオン密度」, 平成 5 年度照明学会全国大会, p.45, 1993.
- (27) 酒井隆行, 後藤みき, 荒井俊彦:「液晶バックライト用低圧 Ar-Hg 放電中の電子密度及びイオン密度」, 第 40 回応用物理学会関係連合講演会, 30p-W-16, 1993.
- (28) 酒井隆行, 後藤みき, 荒井俊彦:「液晶バックライト用低圧 Ar-Hg 放電中のプラズマパラメータ」, 第 53 回応用物理学会学術講演会, 17a-A-1, 1992.