

ランププラズマの計測方法研究調査委員会

報 告 書

平成6年4月

社団法人 照 明 学 会

目次

第 1 章	はじめに	1
第 2 章	ランプ・プラズマの一般的性質	2
2. 1	プラズマの分光学的性質	2
2. 1. 1	プラズマの電離バランス	2
2. 1. 2	電離プラズマ	3
2. 1. 3	再結合プラズマ	4
2. 1. 4	電離平衡・非平衡	5
第 3 章	電氣的プローブ計測法	7
3. 1	まえがき	7
3. 2	Langmuir 理論	7
3. 3	シース内の電子（イオン）衝突	9
3. 4	電子のエネルギー分布（Druyvesteyn 理論）	10
3. 5	時間的に変動するプラズマ	11
3. 6	ダブルプローブ	11
3. 7	可動プローブ測定	12
3. 8	その他	12
3. 8. 1	陰極領域の電子流、イオン電流測定	12
3. 8. 2	交流放電電圧電流測定	13
3. 9	高周波無電極放電	13
第 4 章	プラズマの分光学的計測	15
4. 1	まえがき	15
4. 2	光学的厚さ	15
4. 3	プラズマ・モデル	15
4. 4	発光スペクトルを利用する計測 （パンプ手法による測定（受動的強度測定））	19
4. 4. 1	温度の測定	19
4. 4. 2	粒子密度と電子密度の測定	25
4. 4. 3	不純物量測定例	32
4. 4. 3. 1	不純物量の診断	32
4. 4. 3. 2	電球内の不純物量測定	32
4. 4. 3. 3	HIDランプ内の不純物量測定	33
4. 4. 4	AbeI 変換	35
4. 4. 5	CT 技法による管内励起種密度分布の測定	42
4. 4. 5. 1	CT 技法による管内励起種密度分布の測定	42
4. 5	吸収スペクトルを利用する計測（アクティブ手法による測定）	45
4. 5. 1	外部光によるプラズマ温度と粒子密度の測定	45
4. 5. 2	自己吸収法によるプラズマ温度と粒子密度の測定	48
4. 5. 3	オプトガルバノ分光法	53
4. 6	蛍光測定法（LIF）	60
4. 6. 1	LIF 法の原理	60
4. 6. 2	LIF 法の測定例	60
4. 6. 3	偏光のある場合の測定法	60

第5章	光の散乱を用いた計測法	6 4
5. 1	はじめに	6 4
5. 2	光散乱に関する基礎的事項	6 4
5. 3	光散乱の測定装置	6 7
5. 4	トムソン散乱	6 8
5. 5	レイリー散乱とラマン散乱	6 9
5. 5. 1	原子・分子による光散乱	7 0
5. 5. 2	散乱断面積	7 0
5. 5. 3	レイリー散乱による希ガス原子の密度測定	7 3
5. 5. 4	Near-resonant ラマン散乱による原子密度の測定	7 3
5. 5. 5	メタルハライドランプ中の金属原子の密度測定	7 4
第6章	干渉計測法	7 7
6. 1	測定の基本原則	7 7
6. 2	計測の実際	8 0
6. 2. 1	H o o k 法	8 0
6. 2. 2	その他	8 3
第7章	温度・密度測定法	8 6
7. 1	古典的方法	8 6
7. 1. 1	音波速度法	8 6
7. 1. 2	放射線強度法	8 6
7. 1. 3	X線吸収法	8 6
7. 1. 4	光放射強度法	8 6
7. 2	B a r t e l 法とその発展	8 7
7. 2. 1	原理と歴史的背景	8 7
7. 2. 2	光学的に厚いプラズマの B a r t e l s 法以外の測温法	8 8
7. 3	スペクトル線のプロファイル	8 8
7. 3. 1	スペクトル線の広がりを中心波長のズレ	8 9
7. 3. 2	スペクトル線の微細構造と超微細構造	9 0
7. 3. 3	ランプ温度と密度の測定例	9 0
第8章	ランプ特有の現象	1 1 1
8. 1	H I Dランプの音響的共鳴現象発生時のプラズマ計測法の提案	1 1 1
8. 1. 1	H I Dランプの音響的共鳴現象	1 1 1
8. 1. 2	高温・高圧・動的プラズマの計測方法	1 1 1
8. 1. 2. 1	D F W M 法	1 1 2
8. 1. 2. 2	C A R S 法	1 1 3
8. 1. 2. 3	その他の方法	1 1 4
8. 2	電極領域の現象の計測	1 1 6
8. 2. 1	電極領域のプラズマの特徴	1 1 6
8. 2. 2	発光スペクトルを利用した測定	1 1 7
8. 2. 3	レーザを利用した測定	1 1 7
8. 2. 4	電極諸量の計測	1 1 8
おわりに		1 2 1

「光の発生・関連システム研究専門部会」の調査委員会として、本委員会は平成3年6月に発足した。幹事および委員の氏名を下に記す。本委員会の目的は「種々のランプのプラズマにおける諸量（電子、イオン、中性原子、中性分子の密度およびプラズマの温度など）の計測方法を集め、統一的、系統的に整理する。その上で、どんなランプにはどの方法が適しているかの評価、分類を行い、光源開発に役立つマニュアルを作成する。」というものであった。平成3年7月3日に第1回委員会を開催して以来、合計11回の委員会と平成4年12月11日に公開シンポジウムを開催し、平成6年に3年間の活動を終了した。また、本委員会の活動と密接に関連して、「照明学会誌」平成6年5月号に「ランプ・プラズマの物性と計測」特集が生まれ、本委員会委員の何人かが執筆を担当した。本報告書第2章以下には、本委員会の設置目的に沿った報告がなされるが、それと併せ、上記特集記事をも参照されたい。

一般にプラズマとは、電子衝突などによる励起・電離など、プラズマを生成する方向に作用する過程と、拡散、再結合などプラズマを消滅させる過程とがバランスを保って、ある状態に保持されている物質のひとつの形態である。その中では、電子、イオンや原子、それらの励起種、さらには輻射場まで含め膨大な数の構成要素が、これまた膨大な種類の衝突・輻射過程の総体によって、いわば自己完結的に、ある特定の状態に保持されている。プラズマの中には、電子スウォームなど、電離度がきわめて低いプラズマや、トカマクなど実質的に完全電離しているものもあるが、それらプラズマ中には励起種はほとんど存在せず、従って、それらプラズマはほとんど「光」らない。ランプ・プラズマは当然のことながら、その中間に位置する。このことからいって、ランプ・プラズマはその内部状態がとりわけ複雑、イオン化のバランスが微妙であるのは理由のないことではない。さらに個々のランプ・プラズマを具体的に見るとその封入物質、圧力、電流、放電の形状等広い多様性を持ち、それぞれのプラズマはそれに応じた個性を持つ。

ランプ・プラズマの計測は、このようなプラズマの中のあるひとつを、全体として、またはそのある側面を詳細に、把握することを目的とするが、上の議論からして、それが風呂の温度を温度計で測る、といった測定よりも少々複雑、微妙であるのはやむを得ないことであろう。本報告書がランプ・プラズマ計測の発展に多少とも寄与するとすれば、それは本委員会として望外の幸せである。

(藤本 孝)

[委員会構成]

委員長	藤本 孝	京都大学工学部 物理工学教室
幹事	平本 立躬	ウシオ電機株式会社
	井上 昭浩	東芝ライテック株式会社 研究所
	和迺 浩一	松下電子工業株式会社 電子総合研究所
委員	青野 正明	愛媛大学工学部 電気電子工学科
	紙谷 卓之	大阪産業大学工学部 情報システム工学科
	佐々木 俊一	岩崎電気株式会社 光源事業本部
	酒井 洋輔	北海道大学工学部 電気工学科
	西勝 健夫	三菱電機株式会社 生活システム研究所
	竹治 弥三郎	日本電池株式会社 照明器工場 照明研究所
	橘 邦英	京都工芸繊維大学工学部 電子情報工学科
	村山 精一	神奈川工科大学 電気工学科
	安田 幸夫	ウシオ電機株式会社 放電灯工場技術部
	山根 幹也	帝京大学
	湯浅 邦夫	東芝ライテック株式会社 研究所
	和田 成伍	松下電工株式会社 中央研究所
	渡辺 良男	神奈川大学 電気工学科

第2章 ランプ・プラズマの一般的性質

2.1 プラズマの分光学的性質

プラズマからの発光線のもととなっている励起原子ポピュレーションは、衝突・輻射モデルによって取り扱われる。以下、定性的な議論をするために水素原子を例にとる。原子状態はその主量子数 p のみで指定されるとし、イオン（プロトン）は z で表される。励起原子 ($p \geq 2$) のポピュレーション $n(p)$ はポピュレーション係数 R_0, R_1 を用いて

$$n(p) = R_0(p; T_e, n_e) n_z n_e + R_1(p; T_e, n_e) n(1) \quad (1)$$

で、また、プラズマの電離、再結合は実効的な電離、再結合係数 S_{CR}, α_{CR} を用いて

$$\begin{aligned} dn(1)/dt &= -dn_z/dt \\ &= -S_{CR}(T_e, n_e) n(1) n_e + \alpha_{CR}(T_e, n_e) n_z n_e \end{aligned} \quad (2)$$

によって記述される。これら係数は直接的な励起、電離、再結合などの過程のほかに励起準位を経由する間接的な過程からの寄与をも含んでいる。現実のプラズマでは(2)式右辺に拡散項など必要な項を付け加えた式から、基底状態原子の密度 $n(1)$ とイオン密度 n_z が決定され、その結果から、(1)式によって $n(p)$ が与えられる。

(1)、(2)式はともに $n(1)$ と n_z にそれぞれ比例した2つの項からなっている。(1)式の第2項を「電離(しつつある)プラズマの成分」、第1項を「再結合(しつつある)プラズマの成分」と呼ぶ。現実の定常的なプラズマに対しての励起準位ポピュレ-

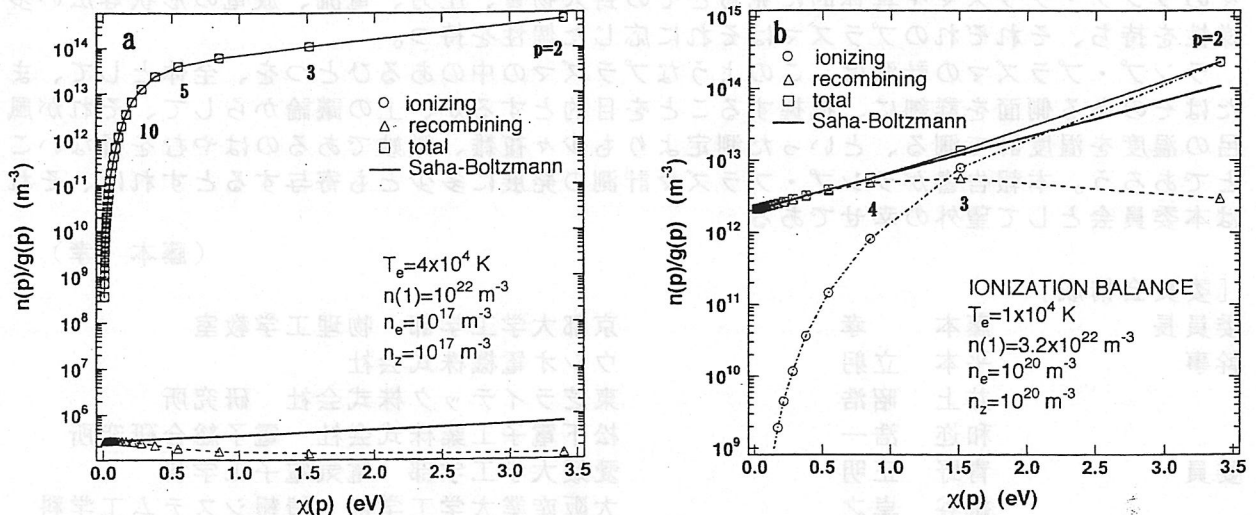


図 1

ションのボルツマン・プロットと、それへの電離プラズマ成分と再結合プラズマ成分の寄与のしかたの例を図1に示す。(a)は低圧放電プラズマで、そのポピュレーション(□で表されている)は実質的に電離プラズマ成分(○)のみで与えられ、再結合プラズマ成分(△)はほとんど完全に無視できる。(b)は拡散が効かないような条件に対応しており、高い励起準位では再結合プラズマ成分(△)がほとんどを占め、低い準位では電離プラズマ成分(○)が主である。ここには示されていないが、アフターグロー・プラズマでは電離プラズマ成分は無視できるほど小さい。

2.1.1 プラズマの電離バランス

プラズマの「電離度」 $[n_z/n(1)]$ が $[S_{CR}/\alpha_{CR}]$ で与えられる理想な場合を「電離バ

ランス・プラズマ」と呼ぶ（図 1 b はその一例）。これはプラズマが一様・定常で無限に大きいことに対応している。その場合には次のことが示されている。すなわち、電子密度が低いときは（1）式第 1 項と第 2 項の比は 0.1 のオーダーである。電子密度が十分高いときは第 1 項と第 2 項を足したもの（図 1 b では□）がサハ・ボルツマン分布（図中の太い実線）になる（図 1 b は実際にそれに近い）。従って、どちらの項も励起準位ポピュレーションに同程度に寄与しうる。¹⁾

ここで、「電離非平衡パラメーター」を導入する。

$$\xi = [n_z/n(1)]/[S_{CR}(T_e, n_e)/\alpha_{CR}(T_e, n_e)] \quad (3)$$

現実のプラズマでは $\xi = 1$ （電離バランス・プラズマ）であることはまれで、 $\xi < 1$ （電離プラズマ）、あるいは $\xi > 1$ （再結合プラズマ）であることが多い。あるプラズマのある場所について $\xi \ll 1$ であれば、そこでは励起準位ポピュレーションは実質的に電離プラズマ成分のみで決まり（例えば図 1 a）、 $\xi \gg 1$ であれば再結合プラズマ成分のみで決まる。

2. 1. 2 電離プラズマ²⁾

$\xi \rightarrow 0$ の極限を考える。図 2 は一定量の水素原子が温度一定のプラズマ中にあり、 n_e が変化したときに励起準位ポピュレーションがどのように変化するかの例を示している。

（1）式で $n_z = 0$, $n(1) = 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 1.28 \times 10^5 \text{ K}$ と設定されている。低密度極限から n_e の増大とともに、高い準位から順番にどの準位も順に「コロナ相」から（ $p = 2$ を除いては）「準飽和相」に入り、 n_e が 10^{21} m^{-3} 程度以上では「完全飽和相」に入る。

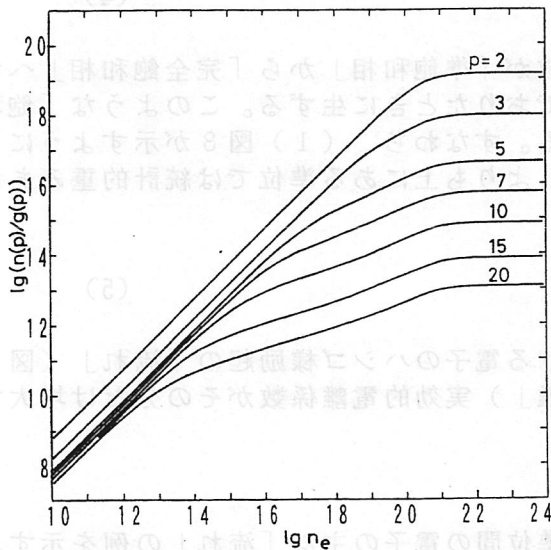


図 2

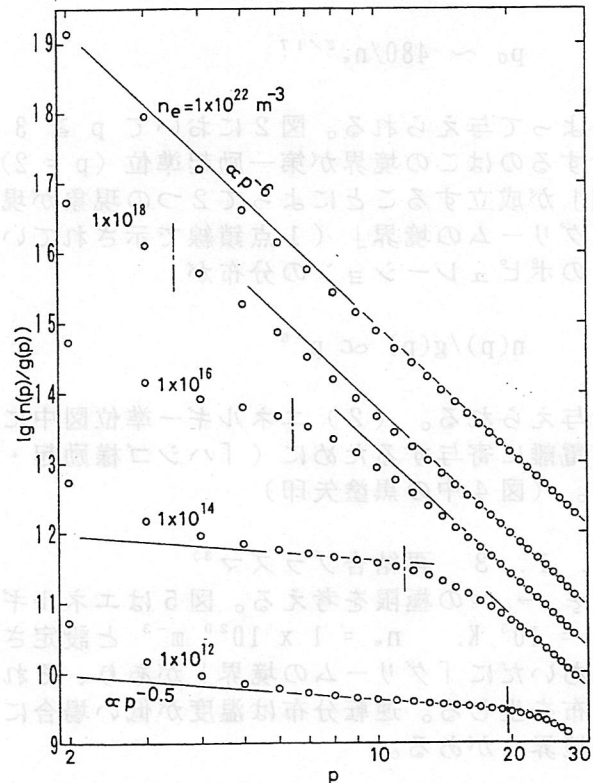


図 3

図 3 はポピュレーション（をその統計的重率で割ったもの）分布をいくつかの n_e についてプロットしたものである。また、図 4 は $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ における電子の「流れ」の模式図である。ここで、白ぬきの矢印は電子衝突遷移を、斜線の入ったものは輻射遷移を表し、矢印の太さはその過程の大きさ（「流れ」）に比例する。「コロナ相」（図 4 では $p \leq 3$ ）ではその準位のポピュレーション・バランスには常識的なコロナ平衡の描像が成立してい

る。「飽和相」 ($p \geq 4$) では電子衝突励起による $(p-1) \rightarrow (p) \rightarrow (p+1)$ の上向き「流れ」(ハシゴ様励起)ができていく。この2つの相の境界はおおざっぱには「グリームの

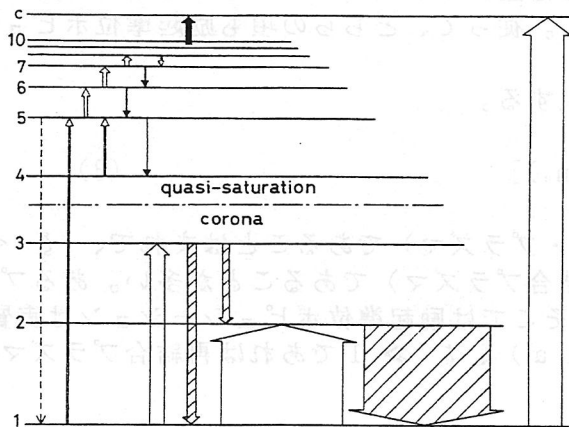


図 4

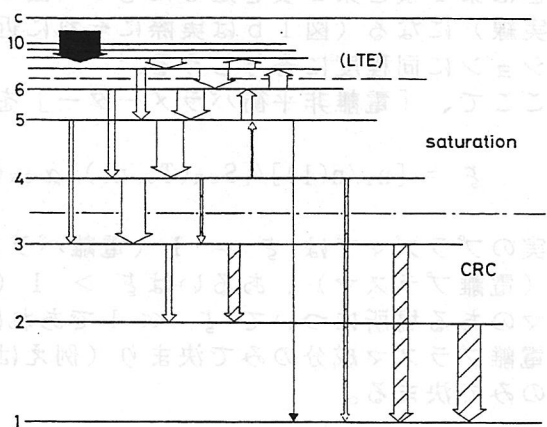


図 5

境界」 p_g によって与えられる。この境界よりも上にある準位に対してはその準位からの輻射遷移よりも電子衝突による遷移、なかでもひとつ上の準位への励起、の方が起こりやすく、それよりも下にある準位にたいしては電子衝突遷移よりも輻射遷移の方が起こりやすい。この境界は近似的に

$$p_g \sim 480/n_e^{2/17} \quad (4)$$

によって与えられる。図 2 において $p \geq 3$ 準位が「準飽和相」から「完全飽和相」へ移行するのはこの境界が第一励起準位 ($p = 2$) までおりたときに生ずる。このような「飽和相」が成立することによって2つの現象が現れる。すなわち、(1) 図 3 が示すように「グリームの境界」(1点鎖線で示されている)よりも上にある準位では統計的重みあたりのポピュレーションの分布が

$$n(p)/g(p) \propto p^{-6} \quad (5)$$

で与えられる。(2) エネルギー準位図中における電子のハシゴ様励起の「流れ」(図 4)が電離に寄与するために(「ハシゴ様励起・電離」)実効的電離係数とその分だけ増大する。(図 4 中の黒塗矢印)

2. 1. 3 再結合プラズマ³⁾

$\xi \rightarrow \infty$ の極限を考える。図 5 はエネルギー準位間の電子の主な「流れ」の例を示す。 $T_e = 10^3$ K, $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ と設定されている。この温度、密度では $p = 3$ と 4 のあいだに「グリームの境界」があり、それよりも下の準位は「CRC相」にあって逆転分布を生じる。逆転分布は温度が低い場合にのみ実現する。 $p = 6$ と 7 の間に「バイロンの境界」がある。

$$p_B \sim (R/3kT_e)^{1/2} \quad (6)$$

ここで $R = 13.6$ eV は 1 リドベルグ。この境界よりも上にある準位に対しては、電子衝突によるひとつ上の準位への励起の方がひとつ下の準位への脱励起よりも起こりやすく、この境界よりも下の準位に対してはこの関係は逆転する。「バイロン」の境界と「グリームの境界」にはさまれた準位では「ハシゴ様脱励起」の下向き流れが成立し、ポピュレーショ

ン分布はふたたび(5)式で与えられる。「バイロンの境界」よりも上にある準位は連続エネルギー状態電子(いわゆる「自由電子」)とのつながりが十分強く、そこでは局所熱平衡(LTE)が成立してそのポピュレーションはサハ・ボルツマン分布で与えられる。

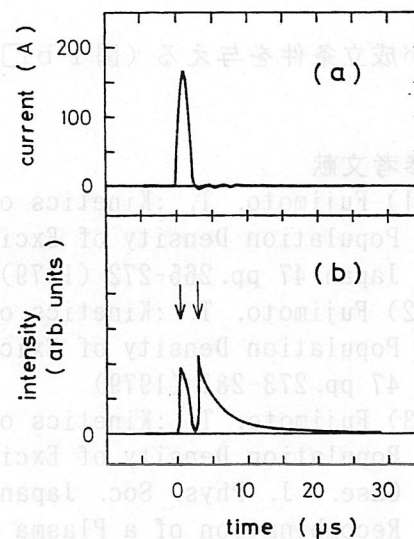
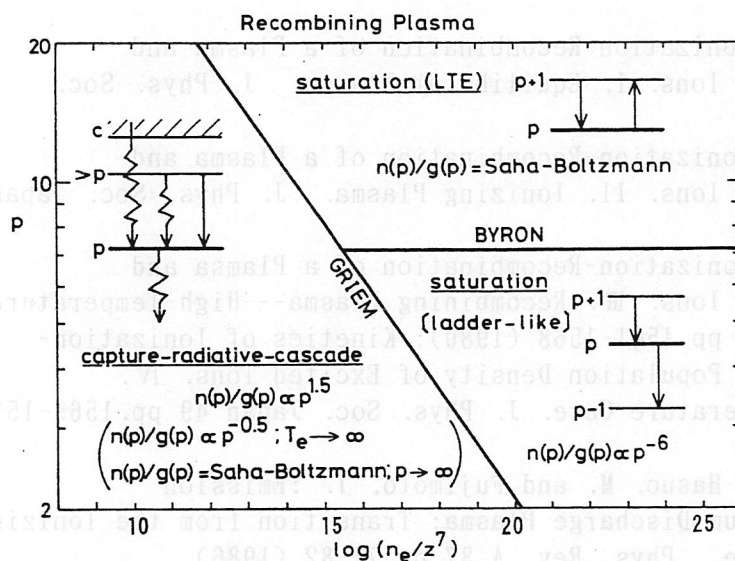
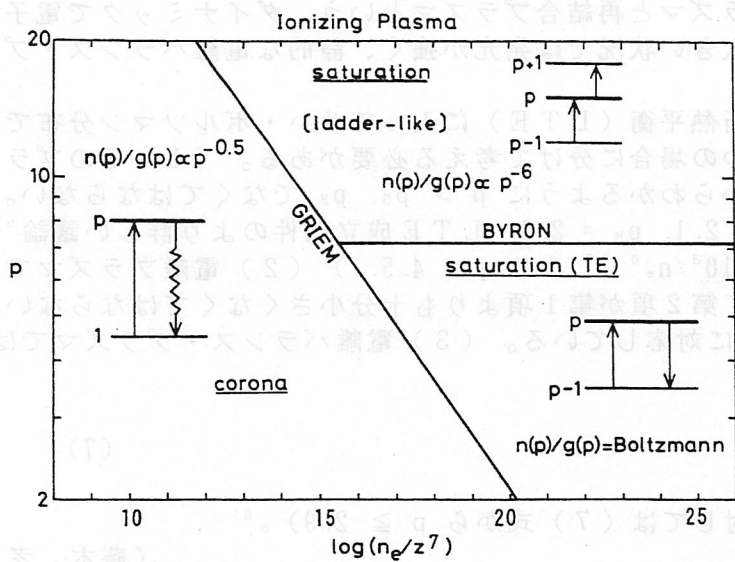


図 7

図 6

以上をまとめて図 6 に示す。「電離プラズマ」にも「バイロンの境界」が描いてあるが、現実に存在する $\xi < 1$ のプラズマでは温度が充分高いために(6)式からもわかるようにこの境界はこの図には現れない。

2. 1. 4 電離平衡、非平衡

時間的に変化するプラズマ、例えばパルス放電プラズマでは電離プラズマ、電離バランス・プラズマ、再結合プラズマは時間を追って実現する。その例を図 7 に示す。内径 5 mm の放電管に 2 torr のヘリウム・ガスを充填し、(a) のパルス電流を流したときの中性ヘリウム発光線 ($\text{He I } \lambda = 578.6 \text{ nm} (2^3\text{P}-3^3\text{D})$) 強度の時間変化が (b) に示されている。発光線強度は 2 つのピークを持つ。これは (a) における電流の立ち上がりの時刻では温度が高い ($T_e = 4.5 \times 10^4 \text{ K}$) 文字どおり電離プラズマが実現し、そこでは(1)式で R_0 が負の、 R_1 が正の、ともに強い温度依存性を持たために、第 2 項が大きく、ポピュレー

ションがピークを持つ。電流がなくなって温度が低い ($T_e = 5 \times 10^3$ K) 再結合プラズマが実現すると (1) 式第1項が大きく、再び大きなポピュレーションを持つ。それに反して、(a)における電流の下がり加減の時刻では中間的な温度となり、電離と再結合の流れがほぼバランスし、ポピュレーションは最大2桁も減少して (b) では谷間となる。これを別の言い方をすれば、電離プラズマと再結合プラズマという、ダイナミックで電子の「流れ」(図4、5のような) が大きい状況では発光が強く、静的な電離バランス・プラズマでは弱い。⁴⁾

励起原子ポピュレーションが局所熱平衡 (LTE) に入るとサハ・ボルツマン分布で与えられるための条件については3つの場合に分けて考える必要がある。(1) そのプラズマが再結合プラズマであれば図6からわかるように $p > p_G, p_B$ でなくてはならない。

(図1bにおける△の例では $p_G = 2.1, p_B = 2.3$ 。LTE成立条件のより詳しい議論⁵⁾によれば $p \geq 118/T_e^{0.43} + 2.2 \times 10^3/n_e^{0.15}$ より $p \geq 4.5$ 。) (2) 電離プラズマであれば少なくとも、(1)式において第2項が第1項よりも十分小さくなくてはならない。これは図1aにおいて $p > 200$ に対応している。(3) 電離バランス・プラズマでは議論は単純ではないが、結果的には

$$p \geq 534 T_e^{0.1}/n_e^{0.133} \quad (7)$$

が成立条件を与える (図1b□に対しては (7) 式から $p \geq 2.9$)。⁵⁾

(藤本 孝)

参考文献

- (1) Fujimoto, T. : Kinetics of Ionization-Recombination of a Plasma and Population Density of Excited Ions. I. Equilibrium Plasma. J. Phys. Soc. Japan 47 pp.265-272 (1979)
- (2) Fujimoto, T. : Kinetics of Ionization-Recombination of a Plasma and Population Density of Excited Ions. II. Ionizing Plasma. J. Phys. Soc. Japan 47 pp.273-281 (1979)
- (3) Fujimoto, T. : Kinetics of Ionization-Recombination of a Plasma and Population Density of Excited Ions. III. Recombining Plasma---High-Temperature Case. J. Phys. Soc. Japan 49 pp.1561-1568 (1980); Kinetics of Ionization-Recombination of a Plasma and Population Density of Excited Ions. IV. Recombining Plasma---Low-Temperature Case. J. Phys. Soc. Japan 49 pp.1569-1576 (1980)
- (4) Hirabayashi, A., Nambu, Y., Hasuo, M. and Fujimoto, T. : Emission Spectroscopy of a Pulsed Helium-Discharge Plasma: Transition from the Ionizing Phase to the Recombining Phase. Phys. Rev. A 37 pp.77-82 (1986)
- (5) Fujimoto, T. and McWhirter, R.W.P. : Validity Criteria for Local Thermodynamic Equilibrium in Plasma Spectroscopy. Phys. Rev. A 42 pp.6588-6601 (1990)

第3章 電氣的プローブ計測法

3.1 まえがき

電氣的プローブ計測法は実験装置が簡単な割にプラズマ中の電位分布(電界)測定のみならず、電子の平均エネルギー(電子温度)、電子温度分布、電子密度などのプラズマ物理量が空間・時間分解測定できるため現在でも広くプラズマ計測に用いられている。その応用は静的プラズマに始まり、パルス技術の進歩に伴い時間的に変動するプラズマの計測に拡張されてきた。さらに最近の電子回路技術の進歩により、より高精度で詳細な測定が可能になっている。ランププラズマには主としてシングルプローブ法が用いられる。シングルプローブを適用し難い高周波放電プラズマ、無電極放電プラズマなどにはダブルプローブ法が用いられる。

プラズマ中に金属プローブを挿入するとプローブとの接触面にシースと称する境界層が発生する。このためプローブ電位とプローブ周辺のプラズマ電位はシース層の電位差だけ差が生じる。プローブの電圧・電流特性はシース層の特性、よってシース層と接触するプラズマの状態を反映する。すなわちシース層を介してプローブに流出入する電流は周辺プラズマの荷電粒子密度とそのランダム運動エネルギーに依存するので、プローブ電圧・電流特性からこれらの物理量を推定できる。測定原理は直接測定できるプローブ電圧・電流特性とシース層内で生じる現象の理論解析とを比較してプラズマ中の電位(電界)、電子密度および電子エネルギー分布等を求めることにある。正しい結果を得るためにはシース層内で生じる現象の理論解析を理解しておくことが重要である。このためまず理論について解説し、併せて比較的最近の計測事例を紹介する。最後に放電電圧電流特性からプラズマ諸量を推定した例などプローブ法以外の事例を紹介する。

3.2 Langmuir理論^{1) 2) 3) 4)}

プローブ理論はLangmuirにより提唱され、Druyvesteynにより拡張、引き続き改良・拡張がなされてきた。シングルプローブ法の基本的な測定回路を図1に示す。プラズマ中にプローブを挿入し電流を流し込んでも周辺のプラズマ状態がほとんど変化しないことが測定的前提であるので挿入プローブの大きさ並びにプローブ電流は十分小さくなければならない。またプローブ電圧・電流特性に影響を与えるプローブ表面の清浄度に留意が必要である⁵⁾。プラズマ電位 $V_{pl,a}$ と異なる電位 $V_{p,r,o}$ をプローブに与えるとプローブの周りにきわめて薄いシースが形成され、電位差 $V_{sh}(=V_{p,r,o}-V_{pl,a})$ がシースに印加される。シース内では電氣的中性条件は破れており、 $V_{p,r,o} > V_{pl,a}$ のときは電子密度が高い電子シースが、 $V_{p,r,o} < V_{pl,a}$ のときはイオン密度が高いイオンシースが形成される。そして各状態に対応したプローブ電流 I_p が流れる。

代表的なプローブ電圧・電流特性($V_{p,r,o}-I_p$)を図2に示す。 $V_{p,r,o}-I_p$ 曲線は $V_{p,r,o} \ll V_{pl,a}$ の飽和イオン電流の領域、 $V_{p,r,o} < V_{pl,a}$ の遷移電流領域、 $V_{p,r,o} > V_{pl,a}$ の飽和電子電流領域に分割できる。

(1) 飽和イオン電流領域($V_{p,r,o} \ll V_{pl,a}$)

プローブ電位がプラズマ電位に対してかなりの負電位にあるとき、プラズマからシースに飛び込む電

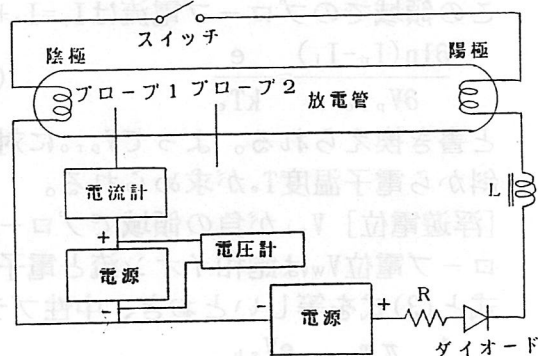


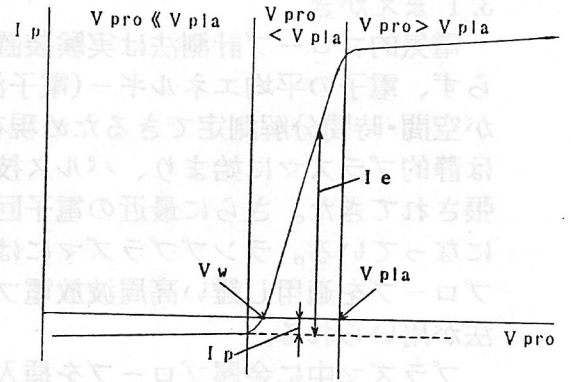
図1 シングルプローブ測定回路

子はシース中の電界に抗してプローブには到達できない。逆にシースに飛び込むイオンは電界によりすべてプローブに到達する。したがってこの領域でのプローブ電流 I_p は飽和イオン電流であり、プラズマからシースにランダム運動により飛び込むイオン量で決まり、 V_{sh} 、よって V_{pro} に依存しない。Langmuir理論によれば、飽和イオン電流 I_i はプローブ面積を S (正しくはシース表面積であるがシース厚が十分薄ければプローブ面積で近似できる)として次式で与えられる。

$$I_p = I_i = SeN_i v_i / 4 = SeN_i (kT_i / 2\pi M_i)^{1/2} \quad (1)$$

(N_i : プラズマイオン密度、 v_i : イオン平均速度、 T_i : イオン温度、 e : 電気素量、 k : Boltzmann定数、 M_i : イオン質量)

図2 プローブ電圧・電流特性($V_{pro}-I_p$)



その後この理論に検討が加えられ、低気圧放電の

ように電子温度 T_e が T_i より十分高いプラズマでは下式のように修正されている⁶⁾。

$$I_p = I_i = \kappa SeN_i (kT_e / M_i)^{1/2} \quad (2)$$

ここで κ は $1/2$ に近い定数である。飽和イオン電流に電子温度が関係するのは一見奇妙であるが、これは以下の機構による。プラズマと境を接するシース端(実際はプラズマ・シース間に明確な境界があるわけではない)ではプラズマからの電子の浸透により転移プラズマが形成されている。この転移プラズマでイオン加速電界が生じ(電子浸透度すなわち電子温度に依存する)、 $v_0 \approx (kT_e / M_i)^{1/2}$ の速度に加速されたイオンがプローブに流入するからである。

(2) 遷移電流領域($V_{pro} < V_{pla}$)

V_{pro} を漸次大にして V_{pla} に近づけていくと($-V_{sh}$ が減少)、プラズマ中の電子のうち、そのエネルギーが $-V_{sh}$ の障壁を上回る電子はシース層を貫通してプローブ表面に到達するようになる。この時の電子電流 I_e はプラズマ中の電子のエネルギー分布がMaxwell分布の場合、次式で与えられている。

$$I_e = SeN_e (kT_e / 2\pi m_e)^{1/2} \exp(eV_{sh} / kT_e) \quad (3)$$

(N_e : プラズマ電子密度、 m_e : 電子の質量)

両辺対数を取り、 I_e を V_{sh} で微分すれば次式が得られる。

$$\frac{\partial(\ln I_e)}{\partial V_{sh}} = \frac{\partial(\ln I_e)}{\partial V_{pro}} = \frac{e}{kT_e} (= -1.17 \times 10^4 / T_e)$$

この領域でのプローブ電流は $I_p = I_e + I_i$ であるから、上式は

$$\frac{\partial \ln(I_p - I_i)}{\partial V_{pro}} = \frac{e}{kT_e} \quad (4)$$

と書き換えられる。よって V_{pro} に対する $\log(I_p - I_i)$ をプロットすれば直線になり、その傾斜から電子温度 T_e が求められる。

[浮遊電位] V_{sh} が負の領域でプローブ電流が0になる点がある($I_p = I_e + I_i = 0$)。この点のプローブ電位 V_w は飽和イオン流と電子拡散流が等しくなる電位で絶縁壁電位に相当する。(2)式と(3)式を等しいとおき、中性プラズマ($N_e = N_i$)で $\kappa = 1/2$ とすれば次式が得られる。

$$\frac{1}{2} \ln \frac{\pi m_e}{2M_i} = \frac{eV_{sh}}{kT_e} \quad (5)$$

このシース電圧 V_{sh} は絶縁壁流入イオンのシースによる加速電圧を与え、イオンによる壁

表面劣化・加工を考える場合の重要な因子である。

(3) 飽和電子電流領域($V_{pr.o} > V_{pl.a}$)

$V_{pr.o}$ を大にしていくと $V_{pr.o} = V_{pl.a}$ の点に達する($V_{sh} = 0$)。図2の $V_{pr.o} - I_p$ 曲線で勾配が折れ曲がる点に対応し、プラズマ電位 $V_{pl.a}$ が求まる。もはやプラズマとプローブの間には電位差は存在しないからイオンや電子にたいする加速、減速はない。この点での電子電流は次式で与えられる。

$$I_p = I_e = SeN_e v_e / 4 = SeN_e (kT_e / 2\pi m_e)^{1/2} \quad (6)$$

プローブ特性曲線の勾配から求めた T_e を、(6)式に代入してプラズマ電子密度 N_e を求めることができる。

$V_{pr.o}$ をさらに大にすれば V_{sh} は正電圧になり空間電荷制限電流の領域に入る。この領域ではイオン電流は0、電子電流は $T_e \gg T_i$ が成立する場合次式で与えられる。

$$I_p = I_e = (4\epsilon_0 / 9) (2e/m)^{1/2} (V_{pr.o} - V_{pl.a})^{3/2} / d^2 \times \{1 + 2.66 / \sqrt{(V_{pr.o} - V_{pl.a}) / kT_e}\} S \quad (7)$$

平板プローブの場合、 $V_{pr.o}$ の増加に従ってシース厚 d も増加するためプローブ電流は(6)式の値で一定になる(飽和電子電流)。円筒プローブの場合、 $V_{pr.o}$ が増加するとシース厚 d の増加によりプローブの実効的表面積が増加するためプローブ電流が増加する。この場合の飽和電子流は遷移電流領域と飽和電子電流領域の各曲線から接線を引き、その交点を $V_{pr.o} = V_{pl.a}$ として求める。多くの場合、この交点は明瞭には求めがたく電子密度 N_e の決定にあいまいさが残る。

3.3 シース内の電子(イオン)衝突

Langmuirプローブ理論は、シース厚さより電子の平均自由行程が十分長くシース内の電子(イオン)衝突が無視できる場合を論述したものである。したがってLangmuir理論を適用するにあたっては、シース内の電子衝突を無視してよいかの吟味を欠いてはならない。

(1) シースの厚さ

プローブとプラズマの間に電位差 V_{sh} が加わるとシース内の電位分布は一次元の場合、プローブ面上を原点 $x=0$ にとって次式で与えられる。

$$V(x) = V_{sh} \exp(-x/\lambda_D) \quad (8)$$

ここで λ_D はデバイ長で次式で表される。

$$1/\lambda_D^2 = e^2 N_i / \epsilon_0 k T_i + e^2 N_e / \epsilon_0 k T_e \approx e^2 N_i / \epsilon_0 k T_i \quad (9)$$

(ϵ_0 : 真空の誘電率)。印加された電位差はプラズマ中に λ_D 程度の距離だけ浸透し、その範囲にだけ電荷密度の分布と電界ができる。よって λ_D がシース厚さの尺度を与える。この数値を40W蛍光ランプ(FL40)を例にとって計算すると $N_i = 2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_i = 1000 \text{ K}$ とにおいて $\lambda_D \approx 4.9 \times 10^{-6} \text{ m}$ が得られる。一方電子の平均自由行程はFL40では 10^{-4} m 程度であるからシース内における粒子間の衝突を考えなくてもよい。このように低圧ランププラズマではシースの厚さが十分薄く、シース内における粒子間の衝突を考えなくてもよい場合が多い。

(2) シース中の軌道運動^{7) 8)}

低圧力下の弱電離希薄プラズマ(例: 水銀プラズマ、セシウムプラズマ)では、デバイ長 λ_D は長くなりシースは厚くなるが、電子の平均自由行程も長くなるためシース中に流入した電子の衝突は無視できる。しかしながらプローブの大きさに比べシース厚さが無視できなくなると、電界に従って軌道運動を行う電子の一部はシース外へ飛び出し、すべての電子がプローブに集められるとは限らない。電界中の軌道運動の解析からプローブに流入する電子電流の式が与えられている。例えば飽和電子電流領域における円筒プローブ流入電流 I_e は次式で与えられる。

$I_{e,c} = I_e (2/\sqrt{\pi}) \{e(V_{p,r.o.} - V_{p,i.a.})/kT_e + 1\}^{1/2}$ (10)
 ここで I_e は(6)式で与えられる。両辺を二乗し I_e を代入すれば次式が得られる。

$I_{e,c}^2 = (SeN_e/\pi)^2 (2kT_e/m_e) \{e(V_{p,r.o.} - V_{p,i.a.})/kT_e + 1\}$ (11)
 $I_{e,c}^2$ を $V_{p,r.o.}$ にたいしてプロットすれば直線になり直線の勾配は N_e を与え、 $I_{e,c}=0$ における座標軸の切点は kT_e/e を与える。

(3) シース中の衝突⁹⁾

高圧力下の弱電離プラズマではシースが厚く電子の平均自由行程は短いため、シース内における衝突を考慮しなければならない。衝突回数が多数回の場合のプローブ流入電流は輸送方程式とPoisson方程式にしたがって決定される。例えば円筒プローブへ流入する電子電流は次式で与えられ、プローブ電流はシース電圧の二乗に比例する。

$$I_{e,c} = \mu_e \epsilon_0 r_p^{-3} \gamma^{-2} (V_{p,r.o.} - V_{p,i.a.})^2 S \quad (12)$$

(μ_e :電子移動度、 r_p :プローブ半径、 γ :プローブ半径とシース半径に関する定数)
 また電子の平均自由行程がプローブ寸法に比べて小さいとプローブの影となる領域のプラズマ密度が低下し、プローブ電流が小さくなる(shadowing効果)⁷⁾。プローブから平均自由行程だけ離れた点におけるプラズマ密度の減少分は、その点からプローブを見込む立体角 ω の全立体角に対する割合($\omega/4\pi$)に比例する。

高圧力下の弱電離プラズマの典型的な例に大気圧ガス炎がある。ガス炎ではプラズマ自体に流れがあり現象はより複雑になる。このようなプラズマでのシース理論を提唱し、プローブで測定した電子電流・イオン電流と比較した例が報告されている^{10) 11)}。実験プローブ構成はバーナー電位を基準電位にしたシングルプローブであり、プラズマ電位を決定するために参照プローブを用いている。

3.4 電子のエネルギー分布(Druyvesteyn理論)¹²⁾

$V_{p,r.o.} - \log(I_p - I_i)$ プロットが直線から外れる場合はプラズマ中の電子エネルギー分布がMaxwell分布でないことを示す。速度分布 $g(v_{e,r})$ が等方向である場合、電子電流 I_e を $V_{p,r.o.}$ で2階微分することによりその速度分布を求めることができる。

$$\begin{aligned} \partial n_e / \partial v_{e,r} &= g(v_{e,r}) = g\{\sqrt{(2e/m_e)(V_{p,i.a.} - V_{p,r.o.})}\} \\ &= (4m_e/e^2 S) \cdot (V_{p,i.a.} - V_{p,r.o.}) \cdot (\partial^2 I_e / \partial V_{s,h}^2) \end{aligned}$$

($v_{e,r}$:電子ランダム速度)。上式の速度分布をエネルギー $\epsilon (=0.5m_e v_{e,r}^2)$ に変換してエネルギー分布が得られる。

$$F(\epsilon) = \frac{2}{e^2 S} \left[\frac{2m_e}{e} \right]^{1/2} V_{s,h}^{1/2} \frac{\partial^2 I_p}{\partial V_{s,h}^2} \quad (13)$$

$\partial^2 I_p / \partial V_{s,h}^2$ を求めれば電子エネルギー分布 $F(\epsilon)$ が求められる。

$\partial^2 I_p / \partial V_{s,h}^2$ は従来 $I_p - V_p$ 特性を測定し数値微分法により求めていた。この方法は2階微分するため $I_p - V_p$ 特性を十分精度よく測定しないと誤差が大きくなる。このため最近ではより高いS/Nが得られる $\partial^2 I_p / \partial V_{s,h}^2$ 直接検出法がもっぱら用いられている。これにはプローブに加える直流バイアスに微小交流信号を加えてその第2調波成分を測定する交流法、およびプローブに加える直流バイアスに微小な変調高周波信号(周波数 p の正弦波で周波数 $\omega (>p)$ の交流電圧を100%変調)を重畳する変調交流法などがある。両方式とも交流検出であるから感度が向上するとされている。

最近の発表では、信号処理回路を用いプローブ信号をsignal processorに取り込みデジタル化してプローブ電流二階微分値を求めた例が幾つか提案されている^{13) 14) 15)}。これらの手法は時間変動するプラズマにまで適用可能としている。交流法では測定周波数を取り出すために各種フィルターが必要である。フィルタとしてデジタルフィルターを用い

convolutionによりプローブ電流二階微分値を求めた例¹⁶⁾、フィルタを省略する手法として基本波成分に現れる1階微分値(アドミタンス)を測定して、これをさらに数値微分するアドミタンス法が提案されている¹⁷⁾。これらの手法で高周波ノイズを大幅に除去できるとしている。図3に各方法での測定値の比較を示す¹⁷⁾。図中、 2ω は交流法、AMは変調交流法、dYはアドミタンス法の結果である。

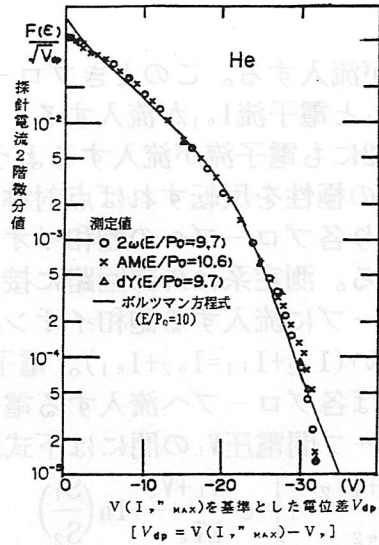


図3 交流法、変調交流法、アドミタンス法の比較

3.5 時間的に変動するプラズマ

時間的に変動するプラズマのプラズマ諸量を時間分解して測定するには、プローブに三角波(ramp波形)電圧を印加して測定する。プラズマの時間変化が比較的遅い場合はプラズマパラメータの時間変化より十分短い時間幅のパルス三角波電圧を用い^{5) 18)}、時間変化が速い場合は低速の三角波電圧をプローブに与え繰り返しサンプリングにより測定を行う。最近の信号処理回路の高速化、高性能化によりアフタグローよりのかなりの高速現象まで測定可能になってきた¹⁹⁾。

プローブデータ測定時のシースは周囲プラズマと平衡状態に達していることが必要である。プローブにパルスが印加されたときシース内荷電粒子が新しい分布に落ち着くまでの時間の目安は荷電粒子がシースを通過するのに要する時間で与えられ、電子よりイオンの速度のほうが遅いため応答時間はイオンで決まる。応答時間 τ_i はデバイ長 λ_D をイオンの熱運動速度 v_i で割った値に近く、次式で与えられる。

$$\tau_i \approx \lambda_D / v_i = (\epsilon_0 M_i / e^2 N_i)^{0.5} = 1 / \omega_{pi} \quad (14)$$

最高応答周波数はイオンプラズマ振動周波数 ω_{pi} に近い。この応答時間より短いパルスではプラズマの情報は得られない。40W蛍光ランプでは $N_i = 2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 、 $M_i = 3.3 \times 10^{-25} \text{ kg}$ と置いて $\omega_{pi} = 4.2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ 、よって τ_i は $2.4 \times 10^{-8} \text{ s}$ 程度である。

プローブ電流が遷移電流領域にある場合、パルス印加によってはイオンシースはほとんど変化せず、電子の運動が応答周波数を決定する。したがって電子プラズマ周波数まで応答できる。共鳴プローブ法はこの領域でプローブに小振幅の高周波電圧を重畳して整流電流を検出し、プラズマ密度を求める手法である²⁰⁾。

3.6 ダブルプローブ²¹⁾

高周波無極放電プラズマのように基準電位を与える電極がないプラズマにはダブルプローブ法が適用される。測定回路を図4に示す。2本のプローブを間隔Lでプラズマ中に挿入しプローブ間に V_L の電圧を印加すると、プローブ電流 I_p が流れ図5に示す $V_L - I_p$ 特性曲線が得られる。プラズマ中では電子の速度はイオン速度より十分大であるから両プローブの電位はプラズマ電位より負である。したがって両プローブには常に飽和イオン流が流入している。プローブ2をプローブ1に対し十分負にすればプローブ2には飽和イオン電流 $I_{i2} (=$

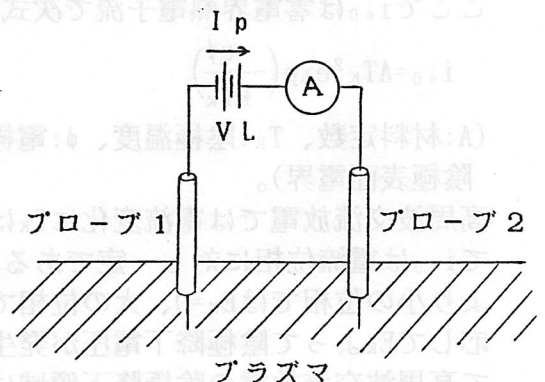


図4 ダブルプローブ法の測定回路

I_p)のみが流入する。このときプローブ1には飽和イオン電流 I_{i1} と電子流 I_{e1} が流入する。 V_L を減少させるとプローブ2にも電子流が流入するようになり I_p が減少する。 V_L の極性を反転すれば点対称な特性が得られる。これにより各プローブへの飽和イオン電流 I_{i2} 、 I_{i1} が求められる。測定系は外部回路に接続されていないから両プローブに流入する飽和イオン流の和と電子流の和は等しい($I_{i2}+I_{i1}=I_{e2}+I_{e1}$)。電子電流として(3)式を用いれば各プローブへ流入する電子電流、イオン電流とプローブ間電圧 V_L の間には下式が成立する。

$$\ln\left[\frac{I_{i1}+I_{i2}}{I_{e2}}-1\right]=e\frac{-V_L+V_c}{kT_e}+\ln\left(\frac{S_1}{S_2}\right) \quad (15)$$

(V_c : 2本のプローブ挿入点のプラズマ電位差、
 S_1, S_2 : 各プローブの面積、また $I_{e2}=|I_p-I_{i2}|$)

$\ln\{(I_{i1}+I_{i2})/I_{e2}-1\}$ をプローブ間電圧 V_L にたいしてプロットすると勾配は e/kT_e を表し電子温度を求めることができる。

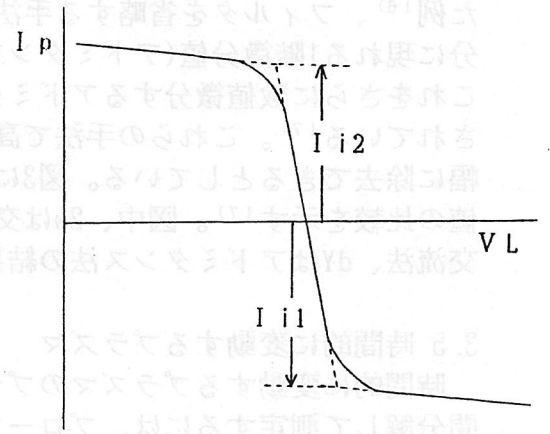


図5 ダブルプローブ法の
 V_L-I_p 特性曲線

3.7 可動プローブ測定

プローブ法の特長は寸法を小さくすることで局所的な情報(分布)を測定できる点である。分布を求める場合、多数のプローブを挿入することはプラズマを乱す点から好ましくない。また高熱流プラズマでは長時間プラズマ中にプローブを挿入しておくことが困難である。このためプローブを可動にして計測することが試みられている^{22) 23) 24)}。

3.8 その他

純粋なプローブ計測法ではないが、特殊な計測手法事例を紹介する。

3.8.1 陰極領域の電子流、イオン電流測定

蛍光ランプの陰極電子電流放電機構は熱電子放出である。熱電子電流 i_e はRichardson-Dashmanの式にSchottky効果を加えて次式で与えられる。

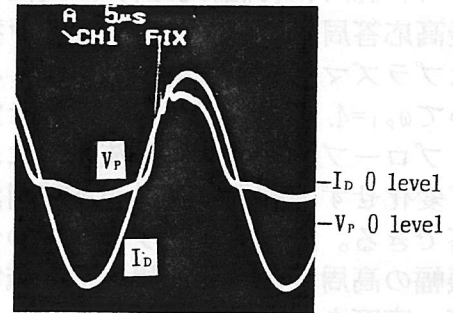
$$i_e=i_{e0}\exp\left(\frac{e\sqrt{E_k}/4\pi\epsilon_0}{kT_k}\right) \quad (16)$$

ここで i_{e0} は零電界熱電子流で次式で与えられる。

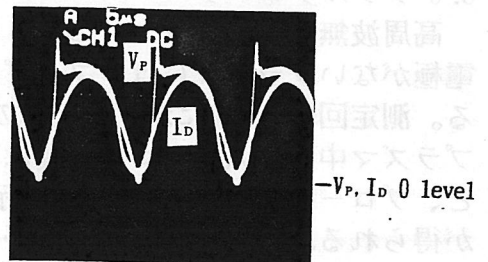
$$i_{e0}=AT_k^2\exp\left(-\frac{e\phi}{kT_k}\right) \quad (17)$$

(A:材料定数、 T_k :陰極温度、 ϕ :電極仕事関数、 E_k :陰極表面電界)。

高周波交流放電では電流変化に T_k は追随せず、よって i_{e0} は電流位相に対し一定である。放電電流が i_{e0} より小の位相では $E_k=0$ 、大の位相では放電電流に対応して E_k によって陰極降下電圧が発生する。したがって高周波交流放電の陰極降下領域にプローブを挿入し、陰極降下電圧波形を測定、電圧波形変化位相の



(a) 55 kHz



(b) Rectified current of 55 kHz

図6 高周波交流およびその全波整流放電での陰極降下電圧波形

放電電流を測定すれば零電界熱電子流が測定できる。図6に高周波交流放電およびその全波整流放電での陰極降下電圧波形、図7に零電界熱電子流の測定結果を示す。高周波放電の方が直流放電より陰極動作温度が低いことが示されている²⁵⁾。

負グロー部に円筒プローブを置きバイアス電圧を変化させイオン電流を測定、これから陰極に流入するイオン流を求めた例が報告されている²⁶⁾。

3.8.2 交流放電電圧電流測定

プラズマの局所位置の情報を得るにはプローブ法によるしかないが、蛍光ランプのように陽光柱が電極間の大部分を占め、かつ陽光柱が軸方向に対してほぼ均一と見なせる場合、放電電圧電流特性の測定から陽光柱の平均的なプラズマ係数をある程度推定できる。手法は放電電圧を与えるモデルを求め、放電電圧波形を実測値と比較してモデル中のプラズマ係数値を求めている²⁷⁾。

交流放電で放電管外管壁に電極をつけ電位を測定すれば、内管壁プラズマシースおよびガラス管静電容量を介してその近傍のプラズマ電位を求めることができる。これにより軸方向電位分布を求めた例が報告されている²⁸⁾。

これらの方法は蛍光ランプを非破壊で特性測定できるため、製品検査に応用できよう。

3.9 高周波無電極放電

最近MHz高周波を用いた無電極放電の研究開発が盛んになってきた。ECRプラズマでは筐体電位を基準にしたシングルプローブが用いられている。ランププラズマでは基準電位がないためダブルプローブ法が使用される。ランププラズマでの多くの発表は入力電力と発光特性を測定した例、および磁界結合型無電極放電で励振用外部コイルの電圧電流特性測定からプラズマとの等価回路定数を求めた例が発表されている^{29) 30)}。電子温度等のプラズマ物理量の測定例はまだ少ない³¹⁾。

3.10 おわりに

電氣的プローブ計測法は目新しい手法ではなく、解説書も多数出版されている。にもかかわらず測定結果を解釈するのはそう簡単ではない。測定結果には往々にして種々の原因により無視できないノイズや歪みが存在している。このため必ずしも理論のような美しい曲線にはならないことが多い。どの理論を適用すべきか吟味が必要である点ん忘れてはならない。最近の事例紹介では紙数の関係から測定回路構成および得られた結果の紹介は省略した。各自参考文献を参照されたい。この解説が多少なりともお役に立てれば幸いである。

(渡辺良男、山根幹也)

参考文献

- 1) I. Langmuir and H. M. Mott-Smith, Gen. Elec. Rev., 27, p. 449 (1924).
- 2) I. Langmuir and H. M. Mott-Smith, Phys. Rev., 28, p. 727 (1926).
- 3) F. F. Chen, "Plasma Diagnostic Techniques", ed. R. H. Huddlestone and S. L. Leonard (Academic press, N. Y., 1965) p. 113.
- 4) L. Schott, "Plasma Diagnostics", ed. W. Lochote-Holtgreven (North-Holland

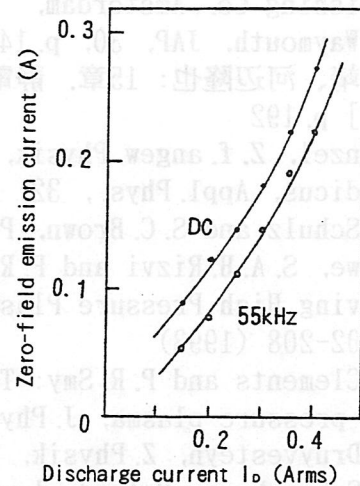


図7 零電界熱電子流の測定結果

- Publishing Co., Amsterdam, 1968) p. 668.
- 5) J.F. Waymouth, JAP, 30, p. 1404 (1969)
 - 6) 西田靖、河辺隆也: 15章. 静電および高周波探短針 [実験物理学講座 30 プラズマ核融合] p. 192
 - 7) F. Wenzel, Z. f. angew. Physik, 2 Band, 2 Heft, p. 1 (1950).
 - 8) G. Medicus, Appl. Phys., 32, p. 2512 (1961).
 - 9) G. J. Schulz and S. C. Brown, Phys. Rev., 98, p. 50 (1955).
 - 10) J. Dawe, S. A. H. Rizvi and P. R. Smy: Electron Current to a Cylindrical Probe in a Moving High Pressure Plasma, IEEE Transactions on Plasma Science, 21 (1) pp. 202-208 (1993)
 - 11) R. M. Clements and P. R. Smy: The positively biased planar Langmuir probe in a high-pressure plasma, J. Phys. D: Appl. Phys., 26 pp. 1916-1920 (1993)
 - 12) M. J. Druyvesteyn, Z. Physik, 64, p. 793 (1930).
 - 13) K. F. Schoenberg: Pulsed electrostatic probes as a diagnostic for transient plasmas, Rev. Sci. Instrum., 49-10 pp. 1377-1383 ('78)
 - 14) K. Ohe and T. Kimura: Time-Resolved Electron Energy Distribution Function in Time-Varying Weakly Ionized Plasmas, J. JAP, 28-10, pp. 1997-2003 (1989)
 - 15) T. Kimura & K. Ohe: Electron Energy Distribution Function in Fluctuating Plasmas, J. JAP 30-4, pp. 848-853 (1991)
 - 16) T. Kimura, A. Yoneya & K. Ohe: Detection of Electron Energy Distribution Function by Finite Impulse Response Filter, J. JAP 30-8, pp. 1877-1881 ('91)
 - 17) 松浦、坂口、山岸、斎藤、新田、西辻: アドミタンス法によるグロー放電陽光柱内の電子エネルギー分布関数の測定、電学誌、113A-1、pp. 8-16 ('93)
 - 18) D. G. Bills, R. B. Holt & B. T. McCire: Pulsed Probe Measurements JAP, 33-1 pp. 29-33 ('62)
 - 19) 山根、名取、石田: 低圧水銀-アルゴン・アフタグローにおけるプローブ特性と両極性拡散係数の測定、電学誌、112A-4、pp. 287-296 ('92)
 - 20) R. S. Harp and F. W. Crawford, J. Appl. Phys., 35, p. 3436 (1964)
 - 21) E. O. Johnson and L. Malter, Phys. Rev., 80, p. 58 (1950).
 - 22) W. Gräfen, M. v. Hoesslin, H. Kempkens and J. Uhlenbusch, Phys. Fluids 31-10 p. 3044 (1988)
 - 23) 増崎、大野、高木、高村、電学誌、112A-11、p. 913 (1992)
 - 24) H. Amemiya, S. Ono and S. Teii: Electron Energy Distribution in Nitrogen Plasma in Various Discharges, J. Phys. Soc. Jpn., 56-12 pp. 4312-4328 ('87)
 - 25) 渡辺: 蛍光ランプにおける陰極温度の動作周波数依存性、光の発生・関連システム研究専門部会資料、LS-93-15 (1993)
 - 26) J. F. Waymouth: Measuring Ion Current to the Cathode of a Mercury-rare-gas Discharge, GEC-91 講演
 - 27) 渡辺、和田、山根、光の発生・関連システム研究専門部会資料、LS-92-18 (1992)
 - 28) 和田、東方、松下電工技報、No. 29, p. 19 (1984)
 - 29) 四宮: 電磁誘導結合形無電極放電ランプの整合回路、照学誌、78-2、pp. 101-106 (1994)
 - 30) J. W. Denneman: Determination of electromagnetic properties of low-pressure electrodeless inductive discharges, J. Phys. D; Appl. Phys., 23 pp. 293-298 (1990)
 - 31) M. Hasegawa and M. Kawaguchi: Density Profile of Inductively Coupled Argon Plasma Sphere, GEC-93 講演 (LD-6)

第4章 プラズマの分光学的計測

4.1 まえがき

プラズマの分光学的計測は、プラズマ自体が放出する放射を利用する方法（受動的計測法）と、プラズマに外部から放射を照射してその影響を利用する方法（能動的計測法）に大別される。受動的計測法は、プラズマからのスペクトル強度と幅を測定することによりプラズマに攪乱を与えることなく電子やイオンの温度と密度を求めることができる。能動的計測法は、外部からの放射による散乱や干渉、吸収の影響を調べることによってプラズマの諸量を求めるものである。しかし、本章では、吸収法と蛍光測定法を取り扱い、散乱法や干渉法は別の章に譲る。

4.2 光学的厚さ

放電管内で発生した放射の一部は管内のプラズマによって吸収され、残りが管外に放出される。いま、波長 λ における分光放射強度 $I(\lambda)$ の放射が、分光吸収率 $\alpha(\lambda)$ 、分光放射率 $\varepsilon(\lambda)$ 、質量密度 ρ のプラズマ中を距離 dx だけ進む間に変化する量 $dI(\lambda)$ は

$$dI(\lambda) = -I(\lambda)\alpha(\lambda)\rho dx + \varepsilon(\lambda)\rho dx \quad (4-1)$$

である。ここで

$$\tau(\lambda) = \int_D \alpha(\lambda)\rho dx \quad (4-2)$$

とおくとき、 $\tau(\lambda)$ を波長 λ のプラズマの光学的厚さという。ただし、 D は視線方向のプラズマの長さである。いま、 $\varepsilon(\lambda)$ と $\alpha(\lambda)$ はプラズマの位置に関係なく一定であるとすると、式(4-1)と(4-2)とから

$$\frac{dI(\lambda)}{d\tau(\lambda)} = -I(\lambda) + \frac{\varepsilon(\lambda)}{\alpha(\lambda)} \quad (4-3)$$

を得る。ここで、右辺第2項はKirchhoffの法則から温度 T の黒体の分光放射率 $\varepsilon_b(\lambda, T)$ である。式(4-3)より

$$I(\lambda) = \varepsilon_b(\lambda, T)[1 - \exp\{-\tau(\lambda)\}] \quad (4-4)$$

を得る。

$\tau(\lambda) \gg 1$ の場合、 $I(\lambda) = \varepsilon_b(\lambda, T)$ となり、放電管からの放射強度は管壁温度が T である黒体の放射強度に等しい。この場合を光学的に非常に厚いという。

$\tau(\lambda) \ll 1$ の場合、

$$I(\lambda) = \int_D \varepsilon(\lambda)\rho dx \quad (4-5)$$

となり、測定される強度は放射率を視線方向のプラズマの長さで積分したものに等しい。この場合を、光学的に薄いという。放電管が円柱形または球形の場合、測定された強度にAbel逆変換を施すと放射率の空間分布が求まる。

4.3 プラズマ・モデル

プラズマの分光測光により得られたスペクトル線強度からプラズマの温度や密度などを求めるとき、プラズマ内の複雑な衝突、輻射過程を簡単なモデルに置き換えて取り扱うことができる。その際、どのモデルに属するものであるかを熟知した上で解析することが必要である。プラズマの状態を近似するモデルとして、局所熱平衡(LTE)モデル、コロナモデル、CRCモデルなどが提案されている。このうち、CRCモデルはランププラズマに適用できるような場合はほとんどない。以下、簡単にLTEモデル、コロナモデルについて、水素原子を例にとって説明する。

プラズマ内で生起している主な衝突・輻射過程は次の通りである。

(I) 電子衝突電離と三体再結合



ここに、 $N(p)$ は主量子数で表した準位 p にある中性原子、 $N_z(1)$ は基底状態イオン、 e は電子である。 n_e を電子密度、 $n(p)$ を p 準位にある原子の密度、 $n_z(1)$ を基底状態イオン密度、 S を電子衝突電離の速度係数 (m^3s^{-1})、 α を三体再結合の速度係数 (m^6s^{-1})、 T_e を電子温度とすれば、

$$(a) \text{電離} : n_e n(p) S(T_e, p) \quad \text{m}^{-3}\text{s}^{-1} \quad (4-7)$$

$$(b) \text{三体再結合} : n_e^2 n_z(1) \alpha(T_e, p) \quad \text{m}^{-3}\text{s}^{-1} \quad (4-8)$$

と表せる。

(II) 電子衝突による励起と脱励起



C を電子衝突励起の速度係数 (m^3s^{-1})、 F を電子衝突脱励起の速度係数 (m^3s^{-1})とすれば

$$(a) \text{励起} : n_e n(p) C(T_e, p, q) \quad \text{m}^{-3}\text{s}^{-1} \quad (4-10)$$

$$(b) \text{脱励起} : n_e n(p) F(T_e, p, q) \quad \text{m}^{-3}\text{s}^{-1} \quad (4-11)$$

となる。

(III) 輻射 (放射)

放射には、次の自発遷移による放射と、放射再結合による放射がある。



ただし、 h はプランク定数、 ν は放射の振動数である。

A を自然放出確率 (s^{-1})、 β を輻射再結合係数 (m^3s^{-1})とすると、

$$(a) \text{自発遷移} : n(p) A(p, q) \quad \text{m}^{-3}\text{s}^{-1} \quad (4-14)$$

$$(b) \text{輻射再結合} : n_e n_z(1) \beta(T_e, p) \quad \text{m}^{-3}\text{s}^{-1} \quad (4-15)$$

となる。

以上の過程を図4-1に示す。

これからの議論は電子の速度分布は Maxwell 分布であり、プラズマは光学的に薄いと仮定して進める。

準位 p にある原子密度 (占有密度) の時間変化 (レート方程式) は次式で表される (4-1)。

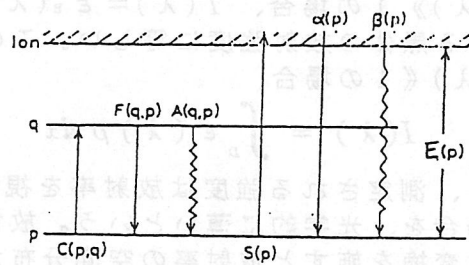


図4-1 本章で考慮する衝突・輻射過程⁴⁻¹⁾

$E(p)$ は準位 p の電離電圧

$$\begin{aligned} \frac{dn(p)}{dt} = & \sum_{q < p} C(q, p) n_e n(q) \\ & - \left[\left\{ \sum_{p > q} F(p, q) + \sum_{p < q} C(p, q) + S(p) \right\} n_e + \sum_{p > q} A(p, q) \right] n(p) \\ & + \sum_{q > p} \{ F(q, p) n_e + A(q, p) \} n(q) \\ & + \{ \alpha(p) n_e + \beta(p) \} n_z(1) n_e \quad (p=1, 2, 3, \dots) \end{aligned} \quad (4-16)$$

励起状態の緩和時間（寿命）は基底状態のそれに比べると無視できる程度に短いから、Batesらは

$$\frac{dn(p)}{dt} = 0 \quad (4-17)$$

とおいた衝突・輻射モデルを提案した^{4-1), 3)}。しかし、式(4-17)を解くことは一般に困難である。McWhirterは電子密度 n_e と電子温度 T_e の値によって局所熱平衡モデルとコロナモデルの領域を分類している⁴⁻²⁾。藤本は水素原子と水素様イオンについて式(4-17)を解き、電離プラズマでは電子衝突によって励起準位を一段ずつ上って最終的に電離に至るはしご様励起・電離の、再結合プラズマでは電子衝突によって励起準位を一段ずつ下りて基底状態に戻るはしご様脱励起の重要性を指摘した。（第2章および文献4-4)~7)参照）

次に第2章で説明した電離プラズマと再結合プラズマ内での様相を簡単に述べる。

電子温度が高い場合の電離プラズマと再結合プラズマの様相と衝突・輻射過程をそれぞれ表1と2に示す。

表1 電離プラズマの様相と衝突・輻射過程

n_e	低	高
相名	コロナ相	はしご様励起・電離相
流入過程	$n(1) C(1, p) n_e$	$n(p-1) C(p-1, p) n_e$
流出過程	$n(p) \sum_{q>p} A(p, q)$	$n(p) C(p, p+1) n_e$

表2 再結合プラズマの様相と衝突・輻射過程

n_e	低	高
相名	CRC相	局所熱平衡相
流入過程	$\beta(p) n_z n_e + \sum_{q<p} n(q) A(q, p)$	$n(q) F(q, p) n_e$
流出過程	$\sum_{q>p} n(p) A(p, q)$	$n(p) C(p, q) n_e$

(1) コロナ相

コロナ相では、準位 p への流入過程は電子衝突による基底状態からの直接励起であり、流出過程は自発遷移による放出であるから

$$n(1) C(1, p) n_e = n(p) \sum_{q>p} A(p, q) \quad (4-18)$$

の関係が成り立つ。

一方、準位 p から q へ遷移するときのスペクトル線強度 $I(p, q)$ は

$$I(p, q) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{hc}{\lambda(p, q)} A(p, q) n(p) dx \quad (4-19)$$

で与えられる。ただし、 c は光速、 $\lambda(p, q)$ は $p \rightarrow q$ の遷移によって放出される放射の波長、 x はプラズマの深さである。

式(4-19)に式(4-18)の関係を代入すると

$$I(p, q) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{hc}{\lambda(p, q)} n_e n(1) C(1, p) \frac{A(p, q)}{\sum_{q>p} A(p, q)} dx \quad (4-20)$$

が得られる。

2本のスペクトル線強度 $I(p_1, q_1)$ と $I(p_2, q_2)$ を測定して、これらにAbel逆変換を施して放射係数 $\epsilon(p_1, q_1)$ と $\epsilon(p_2, q_2)$ を求めると

$$\frac{\varepsilon(p_1, q_1)}{\varepsilon(p_2, q_2)} = \frac{\lambda(p_2, q_2) C(1, p_1) A(p_1, q_1) \sum_{q_2 < p_2} A(p_2, q_2)}{\lambda(p_1, q_1) C(1, p_2) A(p_2, q_2) \sum_{q_1 < p_1} A(p_1, q_1)} \quad (4-21)$$

が得られる。T.の関数としてのCとAが既知であれば、2本のスペクトル線強度を測定することにより、式(4-21)からT.を求めることができる。Sovieはコロナ相にあるヘリウム・プラズマのT.を求めている⁴⁻⁸⁾が、実際のランプではコロナ相は実現しにくい。

(2) はしご様励起・電離相

Fujimotoは、電離プラズマにおいて次の関係を得て、これをはしご様励起・電離相と称した。(第2章および文献4-4)~7)参照)

はしご様励起・電離相では

$$n(p-1) C(p-1, p) n_e \doteq n(p) C(p, p+1) n_e = \text{一定}$$

が成り立つ。ここで、 $C(p, p+1) \propto p^4$ であるから $n(p) \propto p^{-4}$ を得る。よって、

$$\frac{n(p)}{g(p)} \propto p^{-6} \quad (4-22)$$

が得られる。ただし、 $g(p)$ は統計的重みである。

電子温度と密度が充分高いとき、水素原子では $T_e (\geq 3 \times 10^4 \text{ K})$ と $n_e (\geq 10^{19} \text{ m}^{-3})$ のとき

$$P_i \geq \left\{ \frac{10 n(1) 2g_z (2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{n_z n_e g_0 h^3} \exp\left[-\frac{E_z}{k T_e}\right] \right\}^{0.167} \quad (4-23)$$

の高準位ではLTEとみなすことができる。

ここに、 g_z と g_0 はそれぞれ完全電離イオンと基底状態原子の統計的重み、 m_e は電子の質量、 E_z は電離電圧である。

(3) 局所熱平衡相 (LTE相)

励起原子密度の分布が粒子の衝突によってのみ決定されて、それぞれの過程がその逆過程と釣り合っている状態を局所熱平衡(Local Temperature Equilibrium 略してLTE)という。プラズマがLTEにあれば、次のBoltzmann平衡式とSaha平衡式が成り立つ。

(i) Boltzmann平衡式

$$\frac{n(q)}{n(p)} = \frac{g(q)}{g(p)} \exp\left[-\frac{E(p, q)}{k T_e}\right] \quad (4-24)$$

ここで、 $E(p, q)$ は準位pとqのエネルギー差、 k はBoltzmann定数である。

(ii) Saha平衡式

$$\frac{n_e n_z}{n(1)} = \frac{2g_z (2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{g_0 h^3} \exp\left[-\frac{E_z}{k T_e}\right] \quad (4-25)$$

LTEの成立条件については文献4-9)に詳細に論じられている。

LTE相にあるHIDランプの温度と密度の測定例を4.4.1と4.4.2に与えている。

(青野 正明)

文献

- 4-1) 藤本：プラズマ分光、分光研究、第34巻, pp.347-358 (1985)
- 4-2) McWhirter, R.W.P.: *Spectral Intensities, in Plasma Diagnostic Techniques*, ed, Huddleston, R.H. and Leonard, S.L., *Academic Press, New York, London* pp.201-264 (1965)
- 4-3) Bates, D.R., Kingston, A.E. and McWhirter, R.W.P.: *Recombination between Electrons and Atomic Ions I. Optically Thin Plasma, Proc. Roy. Soc. A267*, pp.297-312 (1962)
- 4-4) Fujimoto, T.: *Kinetics of Ionization-Recombination of a Plasma and Population Density of Excited Ions. I. Equilibrium Plasma, J. Phys. Soc. Japan, 47.1*, pp.265-272 (1979)
- 4-5) Fujimoto, T.: *Kinetics of Ionization-Recombination of a Plasma and Population Density of Excited Ions. II. Ionizing Plasma, J. Phys. Soc. Japan, 47.1*, pp.273-281 (1979)
- 4-6) Fujimoto, T.: *Kinetics of Ionization-Recombination of a Plasma and Population Density of Excited Ions. III. Recombining Plasma-High-Temperature Case, J. Phys. Soc. Japan, 49.4*, pp.1561-1568 (1980)
- 4-7) Fujimoto, T.: *Kinetics of Ionization-Recombination of a Plasma and Population Density of Excited Ions. IV. Recombining Plasma-Low-Temperature Case, J. Phys. Soc. Japan, 49.4*, pp.1569-1576 (1980)
- 4-8) Sovie, R.J.: *Spectroscopic Determination of Electron Temperature and Percentage Ionization in Helium Plasma, Phys. Fluids, 7*, pp.613-614 (1964)
- 4-9) Fujimoto, T., McWhirter, R.W.P.: *Validity Criteria for Local Thermodynamic Equilibrium in Plasma Spectroscopy, Phys. Rev. A42.2*, pp.6588-6601 (1990)

4.4 発光スペクトルを利用する計測

(パッシブ手法による測定(受光的強度測定))

4.4.1 温度の測定

プラズマ自体が放射するスペクトル線強度の測定から、プラズマ温度を求める方法を説明する。ただし、Bartels法とスペクトル線の広がりを利用する方法は第7章で取り扱うので省略する。

この項で述べる測定法が効力を持つためには次の条件が満足されなければならない。

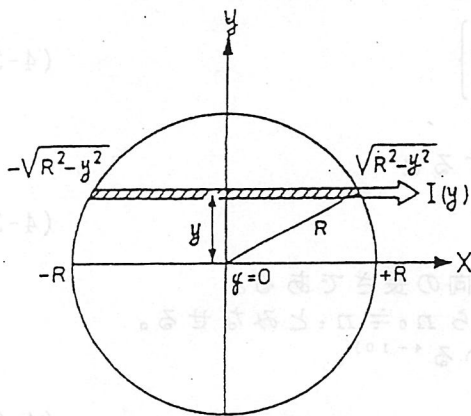


図4-2 ランプ側面からの放射強度の測定

- (i) 局所熱平衡 (LTE) が成り立つこと。
- (ii) スペクトルの自発遷移確率と統計的重みが既知であること。
- (iii) プラズマは円柱対称であること。

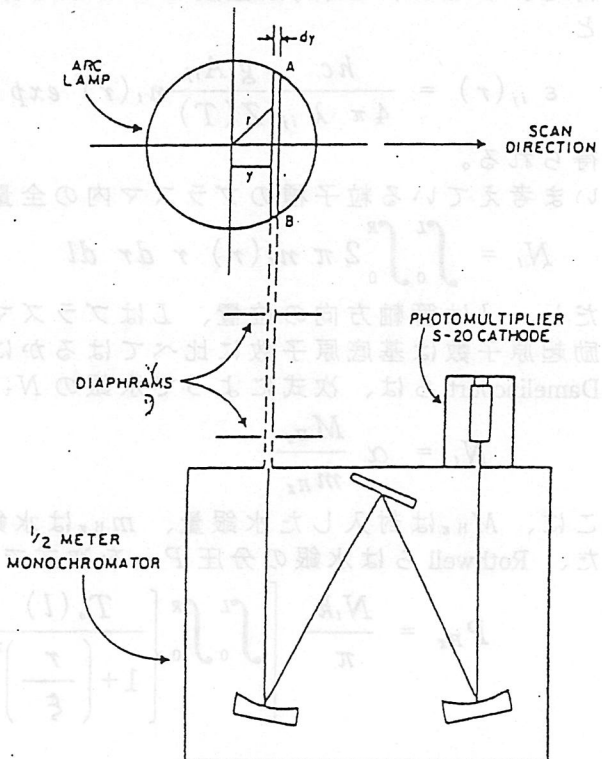


図4-3 半径方向の放射強度の分光測光法⁴⁻¹²⁾

図4-2に示すように、ランプ軸に対して垂直な平面上に、ランプ軸を原点に x 軸と y 軸を定める。視線方向を x 軸に平行にとり、 y 軸方向に移動させるものとする。
測光装置の例を図4-3に示してある。

(1) 光学的に薄い1本のスペクトル線の絶対強度の測定から温度分布を求める方法
視線位置 y における、準位 i から j に遷移するときに放射されるスペクトル線の強度 $I_{ij}(y)$ は

$$I_{ij}(y) = \int_{-\sqrt{R^2-y^2}}^{\sqrt{R^2-y^2}} \varepsilon_{ij}(x, y) dx \quad (4-26)$$

より求まる。ここに、 R はプラズマ半径、 $\varepsilon_{ij}(x, y)$ はスペクトルの放射係数である。原点から距離 (半径) r における放射係数を $\varepsilon_{ij}(r)$ と表して、式(4-26)に Abel 逆変換を実行すると

$$\varepsilon_{ij}(r) = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ij}} A_{ij} n_i(r) \quad (4-27)$$

得られる。ここに、 $n_i(r)$ は位置 r における上位準位 i にある励起原子密度である。LTE を仮定しているから、Boltzmann 平衡式(4-24)から

$$\frac{n_i(r)}{n_0(r)} = \frac{g_i}{g_0} \exp\left[-\frac{E_i}{kT(r)}\right] \quad (4-28)$$

が得られる。ここに、添字 0 と i はそれぞれ基底状態原子と i 準位励起原子を示す。式(4-28)を式(4-27)に代入すると

$$\varepsilon_{ij}(r) = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ij}} A_{ij} \frac{g_i}{g_0} n_0(r) \exp\left[-\frac{E_i}{kT(r)}\right] \quad (4-29)$$

準位 i より下位にある全原子数を $n_i(r)$ と表すと、

$$\frac{n_i(r)}{n_i(r)} = \frac{g_i}{Z(T)} \exp\left[-\frac{E_i}{kT(r)}\right] \quad (4-30)$$

を得る。ここに、 $Z(T)$ は温度 T における分配関数である。式(4-30)を式(4-27)に代入すると

$$\varepsilon_{ij}(r) = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ij}} \frac{g_i A_{ij}}{Z(T)} n_i(r) \exp\left[-\frac{E_i}{kT(r)}\right] \quad (4-31)$$

が得られる。

いま考えている粒子種のプラズマ内の全量を N_i とすると

$$N_i = \int_0^L \int_0^R 2\pi n_i(r) r dr dl \quad (4-32)$$

ただし、 l は管軸方向の位置、 L はプラズマの管軸方向の長さである。

励起原子数は基底原子数に比べてはるかに少ないから $n_0 \approx n_i$ とみなせる。

Damelincourt らは、次式によって水銀の N_i を求めている⁴⁻¹⁰⁾。

$$N_i = \alpha \frac{M_{Hg}}{m_{Hg}} \quad (4-33)$$

ここに、 M_{Hg} は封入した水銀量、 m_{Hg} は水銀の質量、 α は定数で 0.9 を使用している。また、Rothwell らは水銀の分圧 P_{Hg} を次式で求めた⁴⁻¹¹⁾。

$$P_{Hg} = \frac{N_i k}{\pi} \left[\int_0^L \int_0^R \left\{ \frac{T_0(l)}{1 + \left(\frac{r}{\xi}\right)^2} \right\}^{-1} r dr dl \right]^{-1} \quad (4-34)$$

ただし、

$$\xi^2 = \frac{R(l)^2}{\frac{T_c(l)}{T_w(l)} - 1} \quad (4-35)$$

である。

ここに、 $T_c(l)$ と $T_w(l)$ は、それぞれ管軸方向の位置 l における中心軸温度と管壁温度である。水銀の分圧 P_{Hg} はアーク柱内で一定であるとして

$$P_{Hg} = n_i(r) k T(r) \quad (4-36)$$

と仮定すると、式(4-31)から

$$\varepsilon_{ij}(r) = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ij}} \frac{g_i A_{ij}}{Z(T)} \frac{P_{Hg}}{kT(r)} \exp\left[-\frac{E_i}{kT(r)}\right] \quad (4-37)$$

の関係が得られる。

式(4-31)あるいは(4-37)に $\varepsilon_{ij}(r)$ と $n_i(r)$ 、または、 P_{Hg} を代入すると半径方向の温度分布 $T(r)$ が求まる。この方法によって水銀を封入したランプの温度分布を求めた例では、水銀の光学的に薄いスペクトルHg(577nm)を利用する場合がほとんどである。HIDランプの温度分布の測定例を表4-3にまとめてある。

Keefeら⁴⁻¹²⁾は、Hg-ScI₃-NaI-ArランプにおいてHg(577nm)の絶対強度の測定から軸温度 $T(0)$ を求め、次に、Hg(491.6nm)の軸強度 $I(0)$ に対する半径 r の位置における強度 $I(r)$ との比を求めて、次式から半径方向の温度分布を得ている(図4-4)。

$$\log\left\{\frac{I(0)}{I(r)}\right\} = 11,600 E_i \left\{ \frac{1}{T(r)} - \frac{1}{T(0)} \right\} \quad (4-38)$$

ここに、 E_i はHg(491.6nm)の励起エネルギー [eV] である。

(2) 同一種の光学的に薄い2本のスペクトル線の相対強度から温度分布を求める方法
まず、同一種の光学的に薄い2本のスペクトル線(添字1と2で表す)の相対強度 $I_1(y)$ と $I_2(y)$ を測定する。次に、これらにAbel逆変換を適用して相対放射係数 $\varepsilon_1(r)$ と $\varepsilon_2(r)$ を求めて両者の比をとると次式が得られる。

$$\frac{\varepsilon_1(r)}{\varepsilon_2(r)} = \frac{\lambda_2 g_1 A_1}{\lambda_1 g_2 A_2} \exp\left[\frac{E_2 - E_1}{kT(r)}\right] \quad (4-39)$$

これより、

$$T(r) = \frac{E_2 - E_1}{k} \left[\log K + \log\left\{\frac{\varepsilon_1(r)}{\varepsilon_2(r)}\right\} \right]^{-1} \quad (4-40)$$

を得る。ただし、 $K = (\lambda_1 g_2 A_2) / (\lambda_2 g_1 A_1)$ である。

Dakinら⁴⁻¹³⁾は、高圧水銀ランプではHg(407.8nm)とHg(577nm)、およびHg(407.8nm)とHg(579nm)の2組のスペクトル線の相対強度を測定して温度分布を求めた(図4-5)。

また、Hg-NaIランプでは半径が大きくなるにつれてHg(407.8nm)の強度が弱くなるので、Hg(577nm)とHg(579nm)の相対放射係数と中心温度 $T(0)$ から温度分布を求めた(図4-6)。

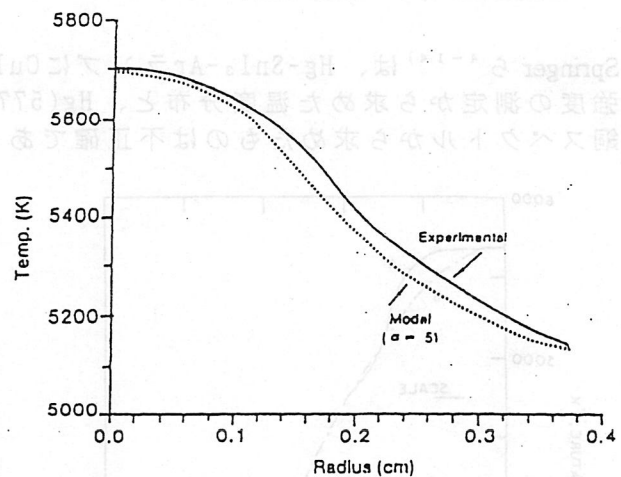


図4-4 Hg-NaI-ScI₃-Arランプの半径方向温度分布の実測値とモデル計算結果⁴⁻¹²⁾

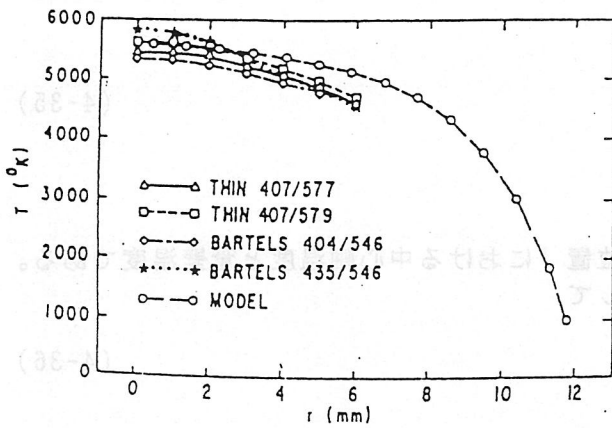


図4-5 Hg-Ar ランプの半径方向温度分布の実測値とモデル計算結果⁴⁻¹³⁾

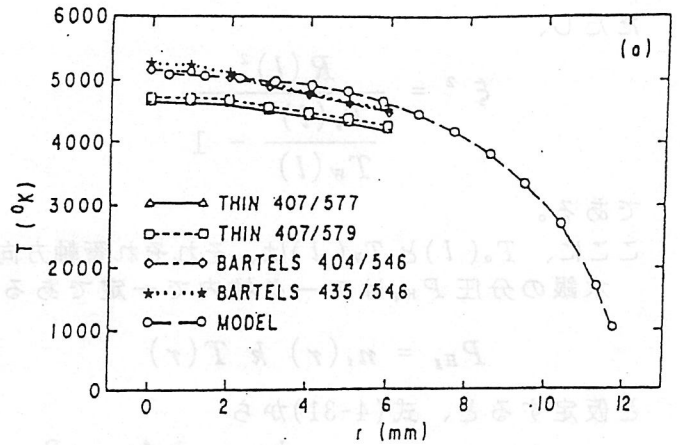


図4-6 Hg-NaI-Ar ランプの半径方向温度分布の実測値とモデル計算結果⁴⁻¹³⁾

Springer ら⁴⁻¹⁴⁾は、Hg-SnI₃-Ar ランプに CuI₂ を添加して Cu(510.6nm) と Cu(515.3nm) の相対強度の測定から求めた温度分布と、Hg(577nm) の絶対強度から求めた温度分布を比較して銅スペクトルから求めたものは不正確であったと説明している(図4-7)。

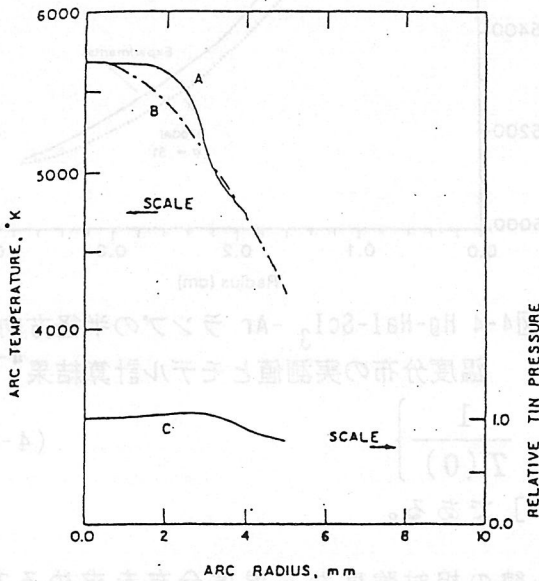


図4-7 Hg-SnI₃ - HgCl₂ -Ar ランプにCuを添加して求めた半径方向温度分布⁴⁻¹⁴⁾
 A: Cu線の比から求めたもの
 B: Hg(577nm) の強度から求めたもの
 C: Sn(563nm) の強度から求めたもの

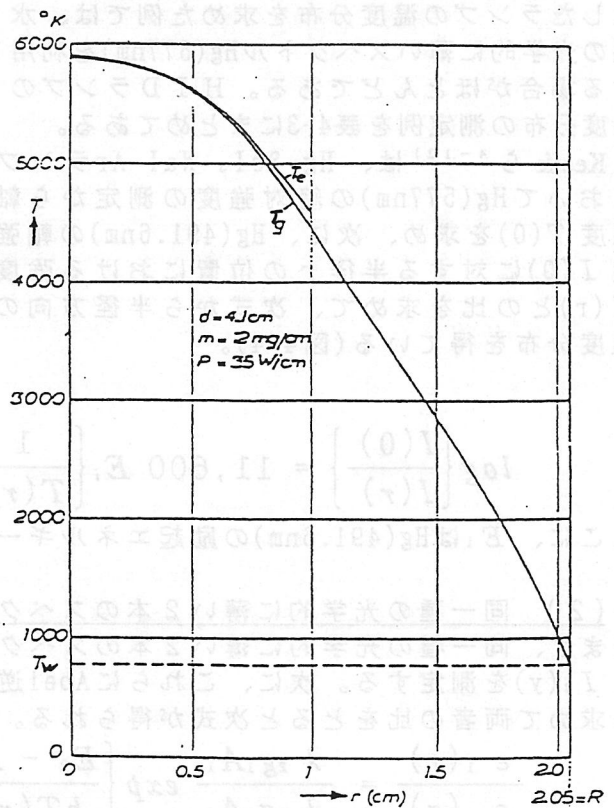


図4-8 Hg(577nm) の絶対強度から求めた高圧水銀ランプの半径方向の温度分布 T_e . T_g: エネルギー平衡から求めた温度⁴⁻¹⁶⁾

Waymouth は、2本の線スペクトルの強度比から温度を求める場合、上位単位のエネルギー差が 2 ~ 3 eV 以上開いていないと誤差が大きくなると指摘している⁴⁻¹⁶⁾。

Karabourniotis らは、誤差が生じ易い Abel 逆変換を使用しないで、2本のスペクトル線強度の比 $I_1(y)/I_2(y)$ から次式によって温度分布を求める方法を提案している⁴⁻¹⁶⁾。

$$T(r),_{r,y} = T(0, y)$$

$$= \frac{(E_2 - E_1)k}{\log \left[\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right) \left(\frac{g_2 A_2}{g_1 A_1} \right) + \log \left(\frac{E_1}{E_2} \right)^{\frac{1}{T}} + \log \left\{ \frac{I_1(y)}{I_2(y)} \right\} \right]} \quad (4-41)$$

ここに、 l は分布曲線の形を指定する定数である。

アークの外側では放射強度が弱く測定に誤差が生じ易いことと、電子温度が気体温度より高くなってLTEが成立しなくなる。そこで、アークの周囲から管壁までの温度分布を求める方法が提案されている。

Elenbaas⁴⁻¹⁶⁾が高圧水銀ランプの熱平衡式から求めた管内全体の温度分布は、Hg(577nm)から求めた分布によく一致している(図4-8)。

Karabourniotisら⁴⁻¹⁷⁾は、熱流束を一定と仮定して、軸温度と管壁温度を与えて、次式から温度分布 $T(r)$ を求めている。

$$\frac{T(r) - T_w}{T(0) - T_w} = 1 - \left(\frac{r}{R} \right)^\gamma \quad (4-42)$$

ただし、 γ は曲線の形を指定する定数である。

Keeffeら⁴⁻¹²⁾は熱伝導方程式を解いて次式を得た。

(i) $R < r < R_w$ では

$$T(r) = \frac{T(R) - T_w}{\log \beta} + \frac{T_w \log R - T(R) \log R_w}{\log \beta} \quad (4-43)$$

(ii) $r < R$ では

$$T(r) = T(R) + \{T(0) - T(R)\} \times \frac{1 - (r/R)^2}{1 + \theta (r/R)^3} \quad (4-44)$$

ただし、 R はアーク柱の半径、 R_w は管内半径、 $\beta = R/R_w$ である。 θ は定数で $\theta = 5$ が実験結果に良く合致した。

表4-3 温度分布の測定例

プラズマ種	利用したスペクトル	結果	文献番号
Hg-Ar	Hg(577nm)	☒4-8	4-16)Elenbaas
Hg-Ar	Hg(577nm)	☒4-9	4-18)Damelincourt
Hg-Ar	Hg(577nm)		4-19)Zollweg
Hg-TlI-Ar	Hg(577nm)	☒4-10	4-10)Damelincourt
Hg-TlI-Ar	Hg(577nm)とTl(655nm)	☒4-11	4-17)Karabourniotis
Hg-NaI-Ar	Hg(577nm)とHg(579nm)	☒4-6	4-13)Dakin
Hg-ScI ₃ -ThI-NaI	Hg(579nm)	☒4-12	4-11)Rothwell
Hg-NaI-ScI ₃ -Ar	Hg(577nm)とHg(491.6nm)	☒4-4	4-12)Keeffe
Hg-NaI-ScI ₃ -Ar	Hg(577nm)とモデル	☒4-14	4-20)Dakin
Hg-DyI ₃ -Ar	Hg(577nm)	☒4-13	4-21)van den Hoek
Hg-Ar	Hg(407.8nm)とHg(577nm)	☒4-5	4-13)Dakin
	Hg(407.8nm)とHg(579nm)		
Hg-Sn ₃ -HgCl ₂ -Ar-CuI ₂	Hg(577nm)	☒4-7	4-14)Springer
	Cu(510.6nm)とCu(515.3nm)		
Hg(3.7Pa)-Ar	Hg(577nm)	☒4-15	4-22)Bubucke

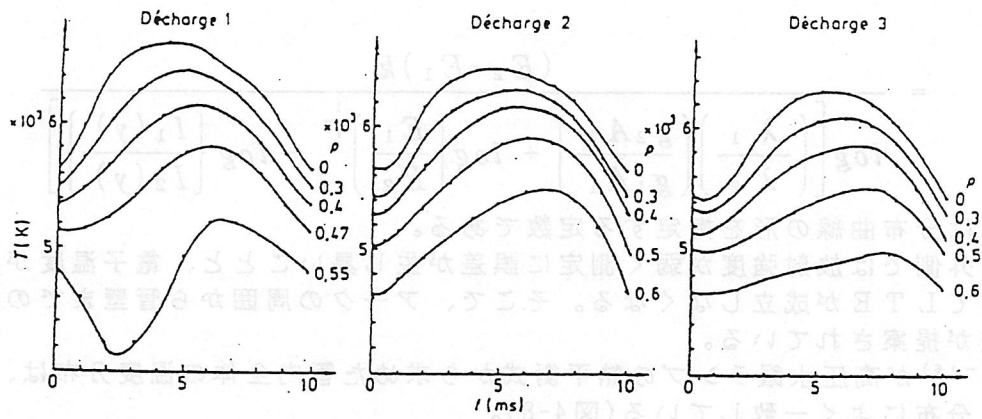


図4-9 Hg-Ar ランプの温度の時間的变化⁴⁻¹⁸⁾

Décharge 1, 2, 3のHg圧力は0.85, 2, 3 気圧,
 ρ : 半径, $\rho=0$: 管中心, $\rho=1$: 管壁

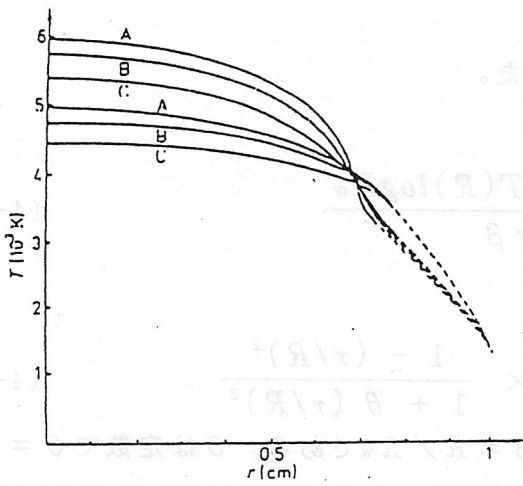


図4-10 Hgランプの半径方向の温度分布⁴⁻¹⁰⁾

t: 時間, z: 管軸方向の位置.
 t=5ms: A, z=8cm, B, z=5cm, C, z=2cm
 t=0: A', z=8cm, B', z=5cm, C', z=2cm

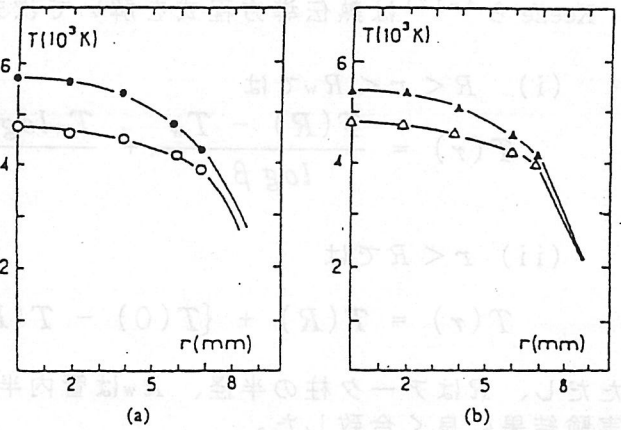


図4-11 Hg-TlI-Ar の半径方向温度分布⁴⁻¹⁷⁾

(a) Hg封入量=50mg, Tl封入量=3.3mg
 $P_{Hg} = 1.4 \text{ atm}$, ●: 5ms, ○: 0ms
 (b) Hg封入量=150mg, Tl封入量=3.3mg
 $P_{Hg} = 4.7 \text{ atm}$, ●: 5ms, ○: 0ms

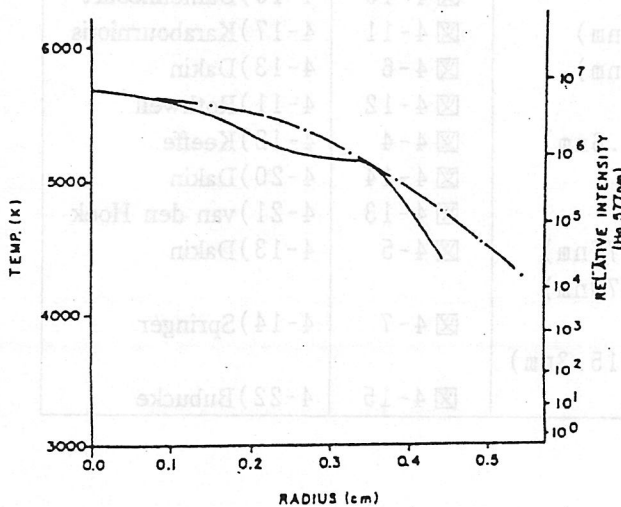


図4-12 Hg-ScI₃-ThI-NaIランプの半径方向温度分布⁴⁻¹¹⁾

実線: 実測値、点線: 放物線近似

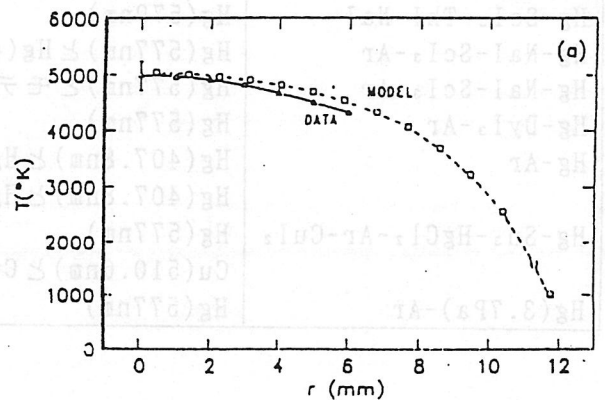


図4-14 Hg-NaI-ScI₃-Ar ランプの半径方向温度分布の実測値とモデル計算結果⁴⁻²⁰⁾

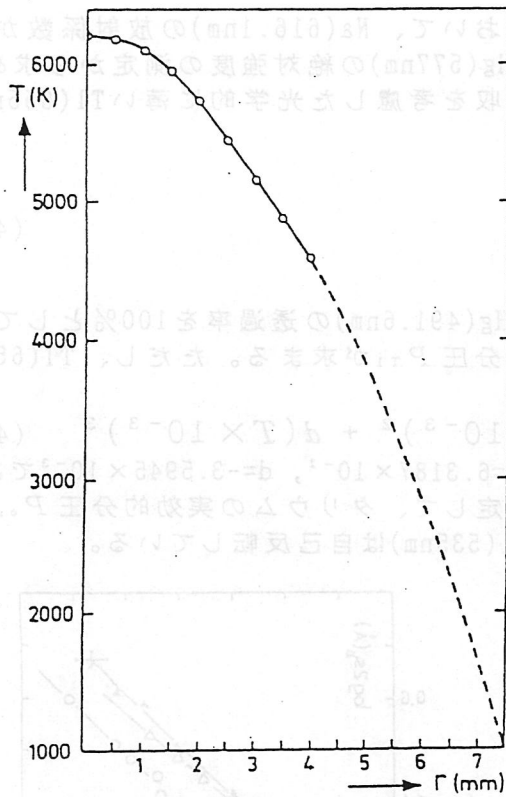


図4-13. Hg-DyI₃-Ar ランプの半径方向温度分布⁴⁻²¹⁾ . 点線：放物線

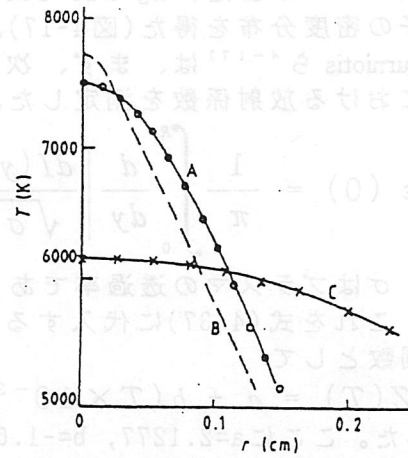


図4-15 ショートアーク超高压水銀ランプの半径方向温度分布⁴⁻²²⁾ . ○, × : 実測値
A: 電極安定型アーク (250W),
B: 電極安定型アーク (200W),
C: 管壁安定型アーク (250W).

4. 4. 2 粒子密度と電子密度の測定

あらかじめ、アーク柱内の温度分布 $T(r)$ が 4. 4. 1 の方法や Bartels 法、あるいはスペクトル線の広がり等で求められているとする。密度を求めようとする粒子のスペクトル強度を測定して、それに Abel 逆変換を施し放射係数 $\epsilon_{ij}(r)$ を計算する。これら $T(r)$ と $\epsilon_{ij}(r)$ を式 (4-29)、あるいは式 (4-31) に代入すると粒子密度の分布 $n(r)$ が求まる。

Dakin ら⁴⁻¹³⁾ は Hg-NaI ランプにおいて Na (616.1nm) の放射強度からナトリウムの密度分布を求めた (図 4-16)。

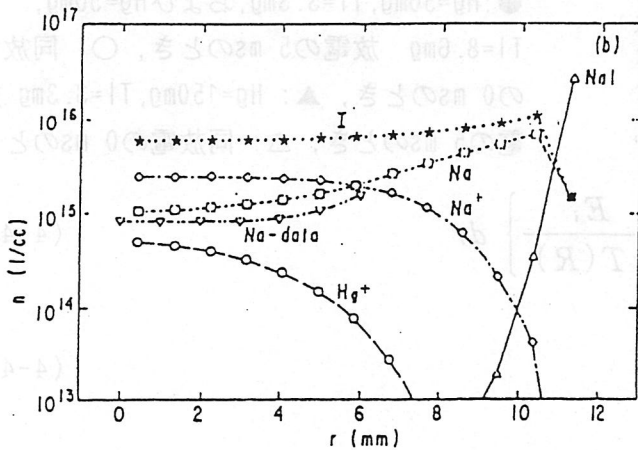


図4-16 Hg-NaI ランプの粒子密度の半径方向分布の実測値と計算結果⁴⁻¹³⁾

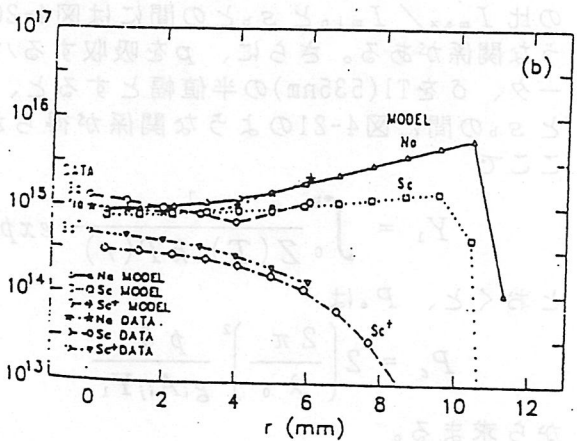


図4-17 Hg-NaI-ScI₃-Ar ランプの粒子密度の半径方向分布の実測値と計算結果⁴⁻²⁰⁾

Dakinら⁴⁻²⁰⁾はまた、Hg-NaI-ScI₃-Arランプにおいて、Na(616.1nm)の放射係数からこれら粒子の密度分布を得た(図4-17)。温度分布はHg(577nm)の絶対強度の測定から求めた。

Karabourniotisら⁴⁻¹⁷⁾は、まず、次式を用いて吸収を考慮した光学的に薄いTl(655nm)の中心軸における放射係数を測定した。

$$\epsilon(0) = \frac{1}{\pi} \int_0^R \frac{d}{dy} \left| \frac{dI(y)}{\sqrt{\sigma}} \right| \frac{dy}{y} \quad (4-45)$$

ただし、 σ はプラズマの透過率である。透過率はHg(491.6nm)の透過率を100%として求めている。これを式(4-37)に代入するとタリウムの分圧 P_{Tl} が求まる。ただし、Tl(655nm)の分配関数として

$$Z(T) = a + b(T \times 10^{-3}) + c(T \times 10^{-3})^2 + d(T \times 10^{-3})^3 \quad (4-46)$$

を使用した。ここに $a=2.1277$, $b=-1.6754 \times 10^{-1}$, $c=6.3187 \times 10^{-2}$, $d=-3.5945 \times 10^{-3}$ である。次に、光学的に厚いTl(535nm)のプロファイルを測定して、タリウムの実効的分圧 $P_{e,Tl}$ を以下のようにして求めた。図4-18に示すように、Tl(535nm)は自己反転している。

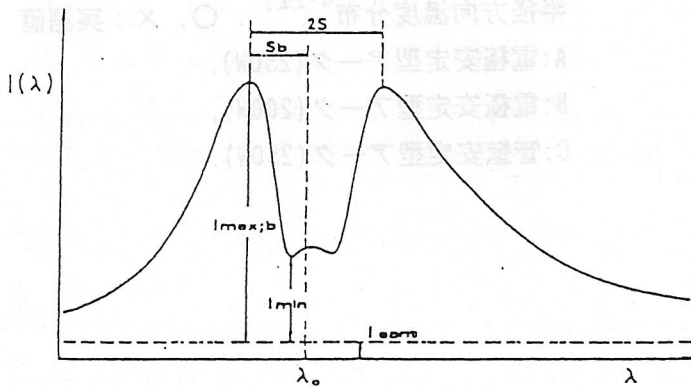


図4-18 自己反転線のプロファイル⁴⁻¹⁷⁾

Tl(535nm)の中心波長 λ_0 から青色側の極大値までの距離 s_b と、Tl(655nm)より求めたタリウムの分圧 P_{Tl} の間には一定の関係があることを見出した(図4-19)。

スペクトル線強度の最大値 I_{max} と最小値 I_{min} の比 I_{max}/I_{min} と s_b の間には図4-20のような関係がある。さらに、 p を吸収するパラメータ、 δ をTl(535nm)の半値幅とすると、 $p\delta$ と s_b の間に図4-21のような関係が得られた。ここで

$$Y_1 = \int_0^R \frac{1}{Z(T) kT(r)} \exp \left\{ -\frac{E_i}{kT(R)} \right\} dr \quad (4-47)$$

とおくと、 P_e は

$$P_e = 2 \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 \frac{p\delta}{g_i A_{ij} Y_1} \quad (4-48)$$

から求まる。

よって、 s_b を測定して図4-21から $p\delta$ を読みとり、これを式(4-47)に代入して Y_1 を求めると、式(4-48)から P_e が得られる(図4-22)。これを光学的に薄いTl(655nm)から求めた分圧と比較している。

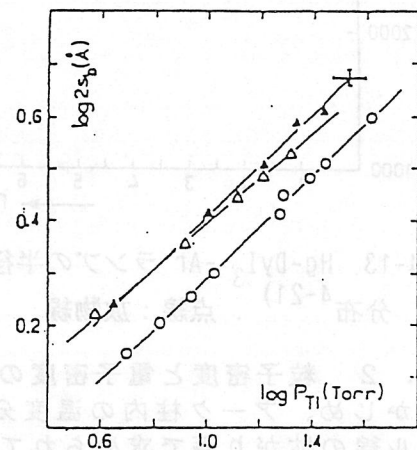


図4-19 管軸におけるTl(655nm)から求めたTlの分圧と、Tl(535nm)線の中心から青色側の最大値までの距離 $2s_b$ との関係⁴⁻¹⁷⁾

●: Hg=50mg, Tl=3.3mg, および Hg=50mg, Tl=8.6mg 放電の5msのとき, ○: 同放電の0msのとき, ▲: Hg=150mg, Tl=3.3mg 放電の5msのとき, △: 同放電の0msのとき

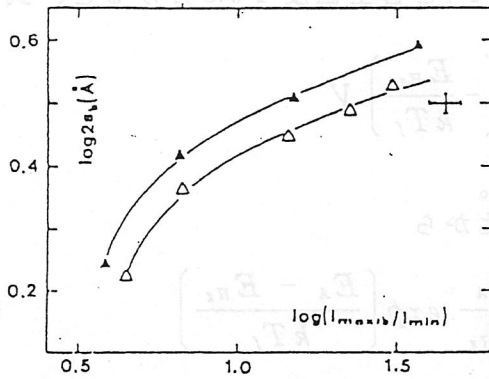


図4-20 $\log(I_{\max}/I_{\min})$ と $\log 2 S_b$ の関係 (4-17)

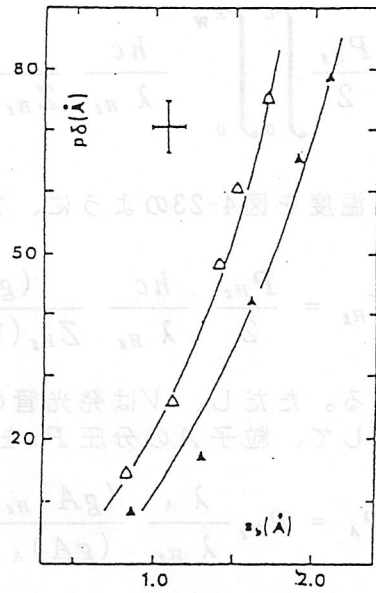


図4-21 $p\delta$ と S_b の関係。 p は吸収パラメータ， δ は平均の分散プロファイルの一定の半値幅 (4-17)

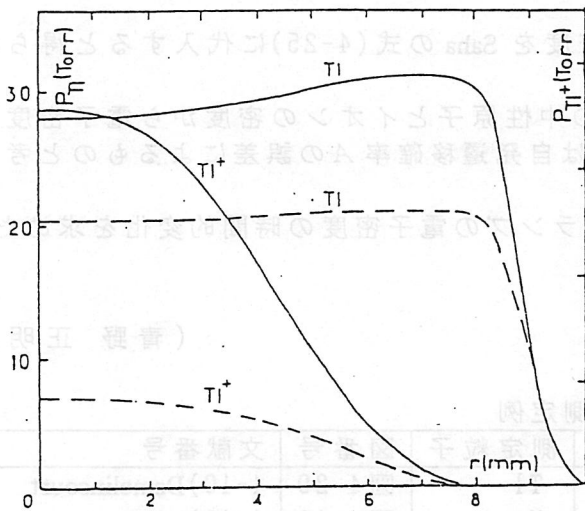


図4-22 Hg-TlI放電におけるTlとTl⁺の分圧の半径方向の分布 (4-17) 実線：電子密度が最高するとき(5ms)，点線：最低するとき(0ms)

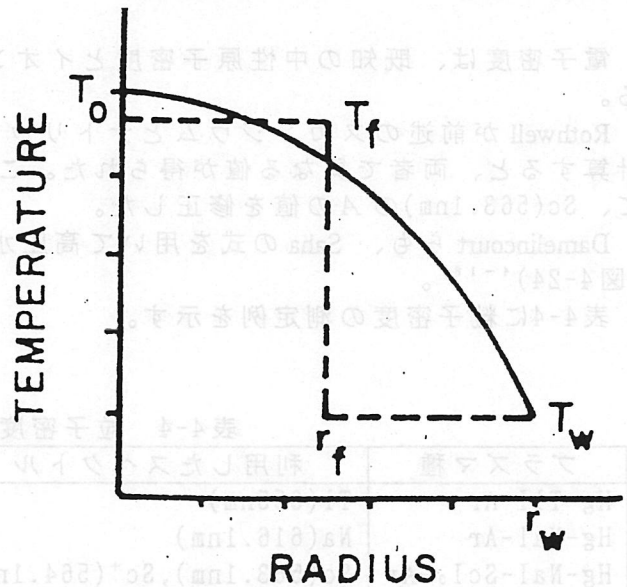


図4-23 半径方向の温度分布モデル (4-11)

実線は放物線，点線は2温度モデル。中心部分は有効温度 T_f ，周辺部は管壁温度 T_w にしてある。

Rothwellらは、Abel逆変換を使用しないでHg-ScI₃-NaI-ThIランプの分圧を求める2温度法を提案した (4-11)。

アーク柱を軸対称円柱と仮定して、水銀のスペクトル線強度 I_{Hg} から水銀の分圧 P_{Hg} を次式によって求めている。

$$I_{H\epsilon} = \frac{P_{H\epsilon}}{2} \int_0^L \int_0^{R_w} \frac{hc}{\lambda_{H\epsilon}} \frac{(gA)_{H\epsilon}}{Z_{H\epsilon}(T(r)) kT(r)} \exp\left\{-\frac{E_{H\epsilon}}{kT(r)}\right\} r dr dl \quad (4-49)$$

管内の温度を図4-23のように、アーク実効温度 T_f と管壁温度 T_w に分けると、式(4-49)から

$$I_{H\epsilon} = \frac{P_{H\epsilon}}{2} \frac{hc}{\lambda_{H\epsilon}} \frac{(gA)_{H\epsilon}}{Z_{H\epsilon}(T_f) kT_f} \exp\left\{-\frac{E_{H\epsilon}}{kT_f}\right\} V \quad (4-50)$$

が得られる。ただし、 V は発光管の内容積である。

同様にして、粒子 A の分圧 P_A を得て $P_{H\epsilon}$ との比から

$$P_A = P_{H\epsilon} \frac{\lambda_A}{\lambda_{H\epsilon}} \frac{(gA)_{H\epsilon}}{(gA)_A} \frac{Z_A(T_f)}{Z_{H\epsilon}(T_f)} \frac{I_A}{I_{H\epsilon}} \exp\left\{\frac{E_A - E_{H\epsilon}}{kT_f}\right\} \quad (4-51)$$

を得る。

中心軸における分圧 $P_A(0)$ と温度分布 $T(r)$ が求まると、粒子密度 $n_A(r)$ が得られる。イオン種についても同様にしてイオン密度 $n^+(r)$ を求めることができる。

Rothwellらは、この方法でSc(563.1nm)とTh(410.9nm)およびSc⁺(564.1nm)とTh⁺(451.1nm)の強度を測定して、スカンジウムとナトリウムの中性原子密度およびイオン密度を求めた。

電子密度は、既知の中性原子密度とイオン密度をSahaの式(4-25)に代入すると得られる。

Rothwellが前述のスカンジウムとナトリウムの中性原子とイオンの密度から電子密度を計算すると、両者で異なる値が得られた。これは自発遷移確率 A の誤差によるものと考えて、Sc(563.1nm)の A の値を修正した。

Damelincourtらも、Sahaの式を用いて高圧水銀ランプの電子密度の時間的变化を求めた。(図4-24)⁴⁻¹⁸⁾。

表4-4に粒子密度の測定例を示す。

(青野 正明)

表4-4 粒子密度の測定例

プラズマ種	利用したスペクトル	測定粒子	図番号	文献番号
Hg-TlI-Ar	Tl(655nm)	Tl	図4-29	4-10) Damelincourt
Hg-NaI-Ar	Na(616.1nm)	Na	図4-16	4-13) Dakin
Hg-NaI-ScI ₃ -Ar	Sc(563.1nm), Sc ⁺ (564.1nm) Na(616.1nm)	Sc, Na Sc ⁺	図4-17	4-20) Dakin
Hg-NaI-TlI-Ar	Na(616.1nm), Tl(655nm)	Na Tl	図4-27 図4-28	4-24) Stormberg 4-24) Stormberg
Hg-ScI ₃ -NaI-Ar		Na, Na ⁺ Sc, Sc ⁺ Tl, Tl ⁺	図4-25	4-12) Keeffe
Hg-TlI-Ar	Tl(655nm)	Tl	図4-26	4-23) Karabourniotis
Hg-ScI ₃ -ThI-NaI	Hg(577nm), Na(616.1nm) Sc(563.1nm), Sc ⁺ (564.1nm) Th(410.9nm), Th ⁺ (451.1nm)	Hg, Sc, Na, Th, I		4-11) Rothwell

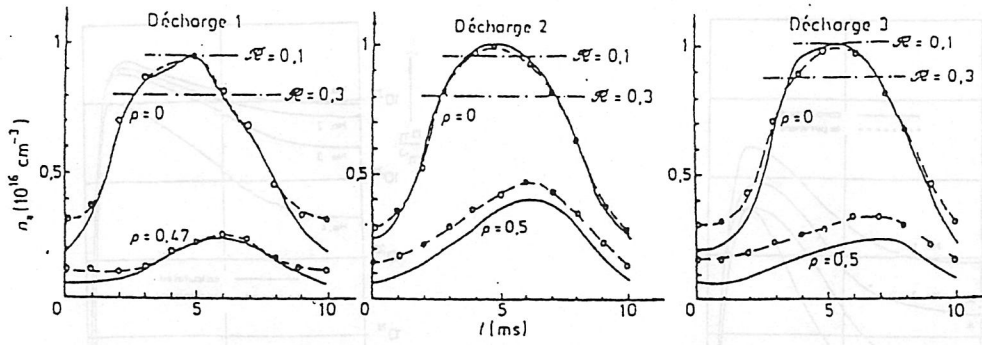


図4-24 水銀ランプの管軸と半径の1/2 における電子密度の時間変化⁴⁻¹⁸⁾

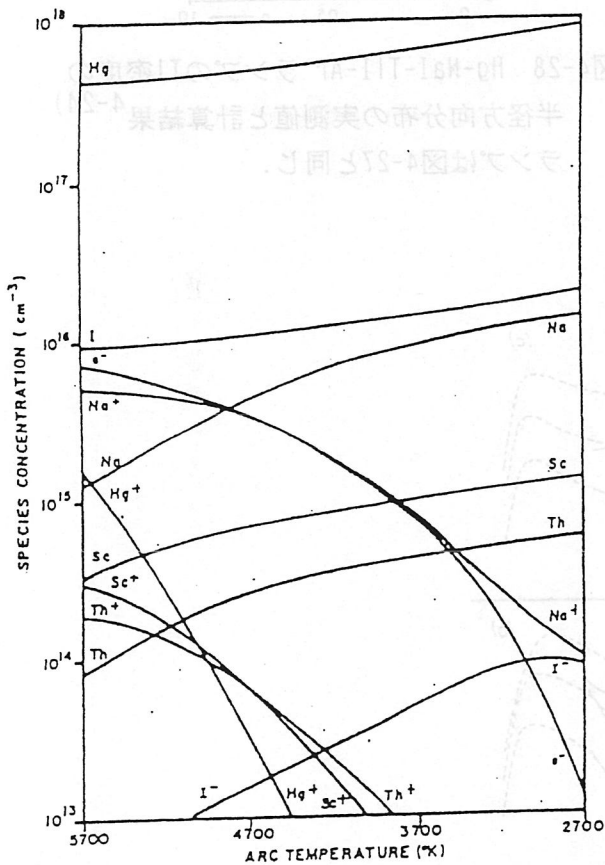


図4-25 Hg-ScI₃-NaI-Ar ランプの粒子密度分布⁴⁻¹²⁾

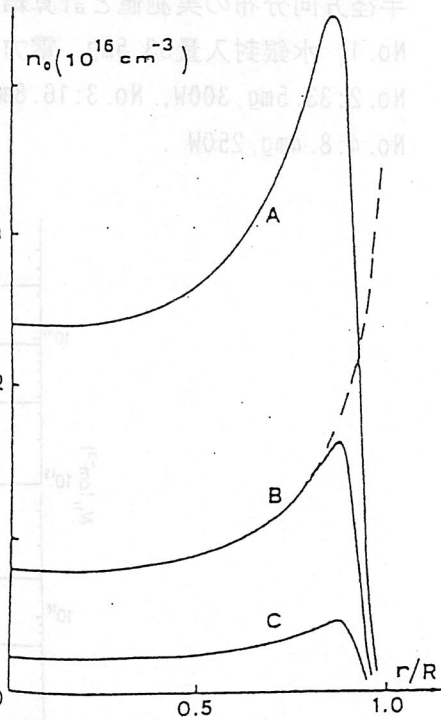


図4-26 Hg-TlI放電のTl中性原子密度の半径方向分布⁴⁻²³⁾

A: 1000W, B: 700W, C: 500W .

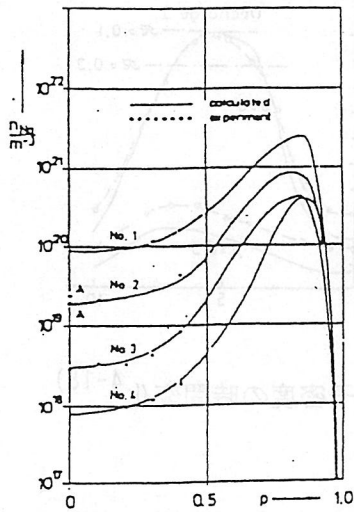


図4-27 Hg-NaI-TII-Ar ランプのNa密度の半径方向分布の実測値と計算結果⁴⁻²⁴⁾
 No. 1: 水銀封入量33.5mg, 電力400W,
 No. 2: 33.5mg, 300W, No. 3: 16.8mg, 300W,
 No. 4: 8.4mg, 250W .

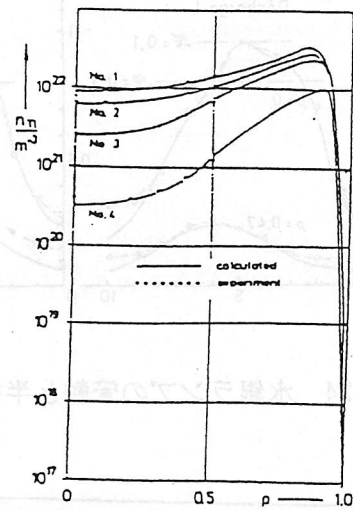


図4-28 Hg-NaI-TII-Ar ランプのTl密度の半径方向分布の実測値と計算結果⁴⁻²⁴⁾
 ランプは図4-27と同じ.

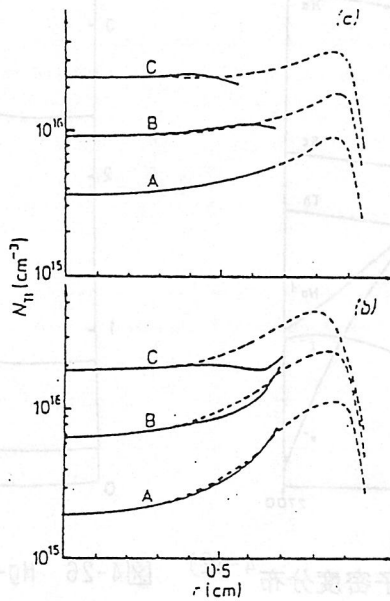


図4-29 Hg-TII-Ar ランプのTl中性原子密度の分布⁴⁻¹⁰⁾

実線: 実測値, 点線: 計算結果.

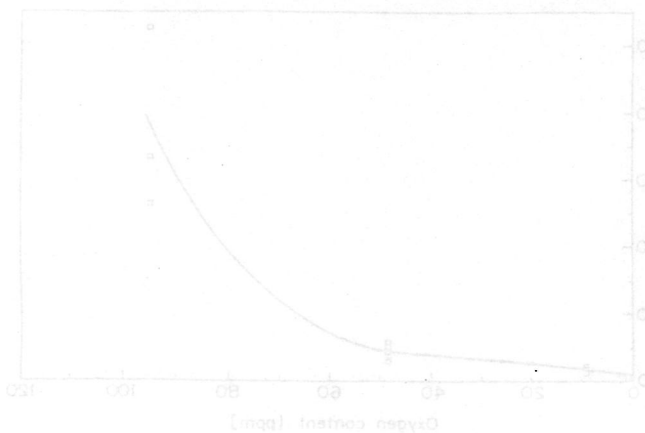
(a): $t=0$ ms, (b): $t=5$ ms ,

A: $z=8$ cm, B: $z=5$ cm, C: $z=2$ cm .

ただし、 z は軸方向の位置.

文献

- 4-10) Damelin court, J.J. Salon, J. Sevigne, M. Scoarnec, L. and Herbet, P.: *Effect of Axial Segregation on the Electric Field Strength in 50 Hz Hg-Tl-I Discharges*, *J.Phys.D.:Appl.Phys.* **13**, pp. 583-592 (1980)
- 4-11) Rothwell, H.L. and Keeffe, W.M.: *A Direct Reading Polychromator for Real Time Diagnostics of HID Lamps*, *Journal of IES*, pp. 40-46 oct. (1980)
- 4-12) Keeffe, W.M. Morris, J.C. and Walter, W.: *Semi-Empirical Models for the Electrical Conductivity of the Scandium-Sodium Iodide Arc Lamp*, *Journal of IES*, pp. 249-254, July (1978)
- 4-13) Dakin, J.T. Gilliard, R.P.: *Model and Diagnostics of the High-Pressure Mercury Discharge with Sodium Iodide Additives*, *J.Appl.Phys.* **60**, 4, pp. 1281-1288 (1986)
- 4-14) Springer, R.H. and Taylor, R.P.: *Arc Temperature and Species Distribution in Tin Chloride Arcs*, *Proc.IEEE*, **59**, 4, pp. 617-621 (1971)
- 4-15) Karabourniotis, D. Drakakis, E. and Palladas, A.: *Application of Bartels' Approximations in Optically-Thin Line Spectroscopy*, *J.Quant.Spectrosc.Radiant.Transfer*, **45**, 6, pp. 359-365 (1991)
- 4-16) Waymouth, J.F.: *Plasma Diagnostics in Electric Discharge Light Sources*, Auciello, O. and Flamm, D.L. ed, *Plasma Diagnostics*, *Academic Press Inc.* (1989) p. 90より転載
- 4-17) Karabourniotis, D. Couris, S. Damelin court, J.J. and Aubes, M.: *Determination of the Partial Pressure of Thallium in High-Pressure Lamp Arcs; Comparative Study*, *IEEE Trans. Plasma Science*, PS-14, 4, pp. 325-332 (1986)
- 4-18) Damelin court, J.J. Karabourniotis, D. Scoarnec, L. Herbet, P.: *Instantaneous Temperature and Electronic Density Measurements in High-Pressure Mercury Discharges (in French)*, *J.Phys.D.:Appl.Phys.* **11**, pp. 1029-1041 (1978)
- 4-19) Zollweg, R.J.: *Convection in Vertical High-Pressure Mercury Arcs*, *J.Appl.Phys.* **49**, 3, pp. 1077-1091 (1978)
- 4-20) Dakin, J.T. Gilliard, R.P.: *Energy Balance of the High-Pressure Mercury Discharge with Sodium- and Scandium-Iodide Additives*, *J.Appl.Phys.* **62**, 1, pp. 79-87 (1987)
- 4-21) van den Hoek and Visser, J.A.: *Spectroscopic Investigation of a Lanthanide Iodine/Mercury Arc Discharge Plasma*, *J.Appl.Phys.* **51**, 1, pp. 174-181 (1980)
- 4-22) Babuck, G. Hartel, G. and Kloss, H-G.: *On the Energy Balance in the Core of Electrode-Stabilized High-Pressure Mercury Discharges*, *J.Phys.D.:Appl.Phys.* **24**, pp. 1316-1321 (1991)
- 4-23) Karabourniotis, D. Couris, S. and Karras, C.: *Operating Pressure of Thallium in a Mercury-Thallium Iodide Discharge Using the Line Tl-5350A*, *J.Appl.Phys.* **58**, 7, pp. 2786-2788 (1985)
- 4-24) Stormberg, H.P.: *Line Broadening and Radiative Transport in High-Pressure Mercury Discharges with NaI and TlI as Additives*, *J.Appl.Phys.* **51**, 4, pp. 1963-1969 (1963)



4. 4. 3 不純物量測定例

4. 4. 3-1 不純物量の診断

ランプ内の不純物の存在は始動電圧の上昇、放電の不安定化や短寿命につながり、ランプ本来の特性を損なうため、その量の検出は製造上極めて重要である。しかしながら、例えば酸素などのような付着性の大きいガスはその可視部の発光が通常の点灯下では、必ずしも大きくなく、光学的な検出は容易で無い。このため始動電圧やランプ再点弧電圧といった電気的な特性変化から不純物量を推定する研究も多い^{25)・26)}。

本節では光学的な手法を使って不純物量を診断する技術につきその具体例を紹介する。

なお、蛍光ランプの場合は内表面に各種の蛍光体を塗布するため、不純ガスからの発光が区別できにくい事、使用するガラスバルブが軟質ガラスで、比較的紫外光を通しにくく、蛍光体が発光せずかつ不純物が発光する波長域はかなり限られるなどの理由から、その報告例は少なく²⁷⁾、ここでは言及しない。

4. 4. 3-2 電球内の不純物量測定

一般電球には通常アルゴンなどの希ガスや窒素ガスなどが封入されている。この電球に排気不良やスローリークが発生した場合、その不純ガスを定性的に検出する方法として最も簡単な方法の一つはテスラーコイルなどを電球に当てて放電させ、放電状態から目視により判別する方法であろう。定量的検出法としては、過去次に上げるような研究がなされている。

電球内の酸素量の検出では、既に1953年に酸素の557.7nm光のアフターグローを観測した報告がある²⁸⁾。

またSetserらは電球内に存在するカーボンと封入ガスの窒素とが反応して出来るCNガスの発光が酸素量に依存して変わる事より、電球内の酸素量を検出する方法を実験している²⁹⁾。

Eppigらは電球を350kHzの高周波で放電させ、放電により励起された窒素ガスの380.4nmアフターグロー光の減衰時間が、不純物として混入した酸素量に依存して変わる事より、電球内の酸素ガス量を0.5~250ppmの範囲で検出する方法を報告している³⁰⁾。

湯浅らは電球をパルス放電させ、放電により生成されたアルゴンと酸素のエキシマから出てくる557nm近傍のアフターグロー光の減衰時間がその酸素量に依存して変わる事を観測してその量を検出する方法を提案している³¹⁾。図30にその結果の一例を示す。

横軸は酸素の混入量、縦軸はアフターグロー光の減衰時定数の逆数である。実線が実験値だが、酸素量が増加するほどアフターグロー光が早く減衰する事を示している。酸素と希ガスのエキシマを生成し、そのスペクトル

を観測する事により、逆に酸素量を知る方法はスペクトル観測が容易なため、希ガスを高圧封入した他の放電ランプにも応用が可能な手法と思われる。

図31はFT-IR (Fourier Transform Infrared spectroscopy) により、タングステンハロゲンランプにおけるCOを観測した例である³²⁾。

本報告例は赤外レーザーによる診断法で、今後よく用いられる手法の一つと思われる。

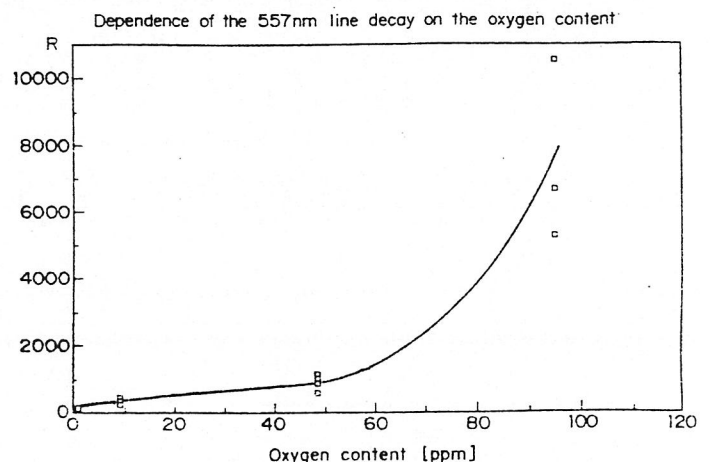


図 30 減衰時間の酸素量依存性³¹⁾

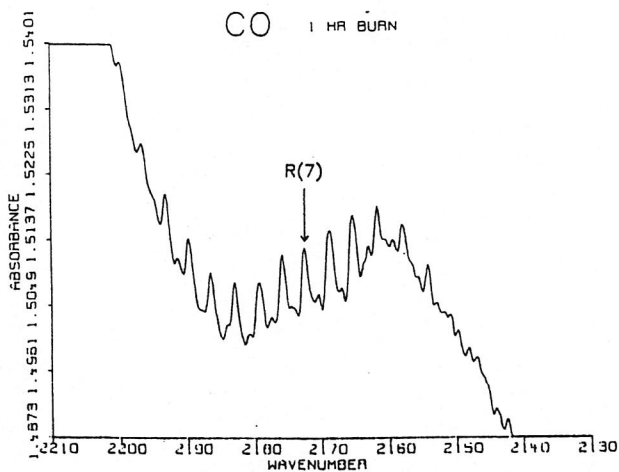
4. 4. 3-3 HIDランプ内の不純物量測定

表5は van den Hoekが高压ランプにおける不純物検出法をまとめたものである³³⁾。HIDランプでは点灯時はその発光強度が大きいいため、発光から不純物を検出する場合にはグロー放電や微弱な無電極放電を用いる例が多い。図32は水銀灯内の水素量をグロー放電時のHgHスペクトルから検出している例で、0.67~133 PaのH₂に対して25%の精度で検出可能としている³³⁾。同様の検出は持丸ら³⁴⁾やHanslerら³⁵⁾によってもなされている。また高压ナトリウムランプをグロー放電させた時のC₂スペクトルの測定例もある³³⁾。一方Poppらは水銀灯を通常点灯させ、対数増幅アンプを用いる事により、その発光からランプ内の不純物元素としてAl, Fe, Mn, W, I, ZnやCuを観測している³⁶⁾。

(湯浅 邦夫)

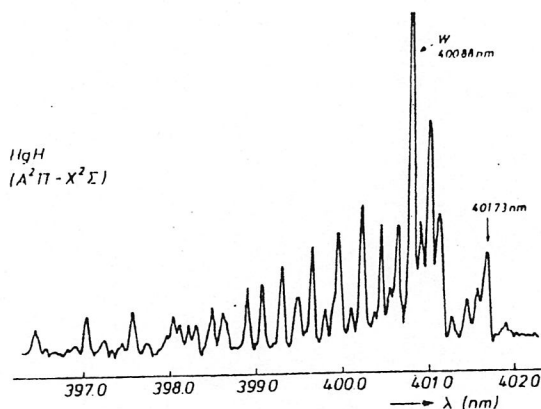
表5 高压ランプにおける不純物検出法のまとめ³³⁾

burning arc	optically thin line emission	I (905.8 nm), various metals	quantitative or semi-quantitative
cold arc tube glow-discharge R.F. discharge microwave discharge	elemental line emission molecular bands (application of OMA's)	H α, β , noble gases HgH, OH C ₂ , CH, CN, N ₂ , etc.	qualitative or semi-quantitative
arc tube without discharge 20 < T < 1000 °C in ovens or in afterglow	absorption spectroscopy application of IR lasers rotational Raman laser spectroscopy	HgI ₂ , HgI, I ₂ H ₂	quantitative } quantitative



Absorbance spectrum of the CO in a glass bulb without phosphorus, filled with 0.05% CH₂Br.

図 31 COの検出³²⁾

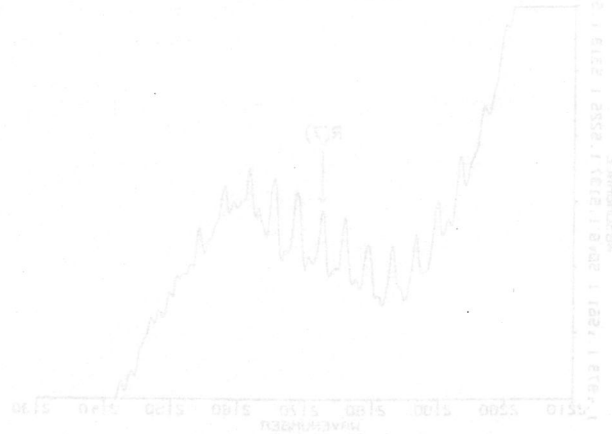
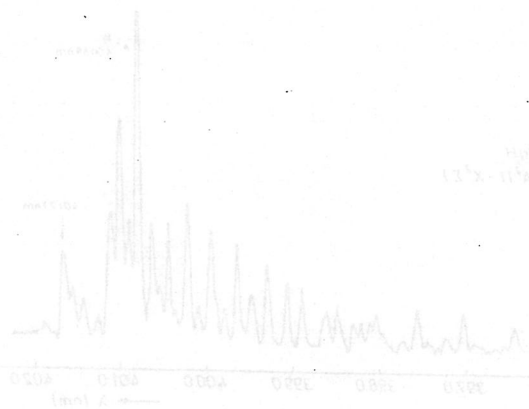


A part of the HgH emission spectrum appearing in a 50 Hz glow discharge in a Hg/Ar/H₂ mixture at room temperature. The tungsten peak arises from tungsten sputtered from the electrodes.

図 32 HgHの検出³³⁾

4. 4. 3章の参考文献

- 25) Brumleve, T.R.: Chemical analysis of lamp and lamp materials.
Lighting Res. Technol. 24-1 pp.1-13 (1992)
- 26) 井上昭浩: メタルハライドランプの始動に関する研究。
京都大学 博士論文 (S57年12月)
- 27) 例えば、特許出願 昭和53年64981番
- 28) Kenty, C.: Some Afterglow Spectra Observable in Incandescent Lamps.
Phys. Rev. 89 pp.336 (1953)
- 29) Setser, D.W. and Thrush, B.A.: Kinetics of Reactions involving CN
Emission. Proc. Roy. Soc. 288A pp.256-291 (1965)
- 30) Eppig, H.J.: Appraisal of Incandescent Lamp Filling Gas Purity.
IES Technical Paper 44 (1981)
- 31) 湯浅邦夫: 一般電球における酸素量の検出。
照明学会誌 第77巻 第6号 pp.325-330 (平成5年)
- 32) Bigio, L., Kubicki, B., Codella, P. J.: FT-IR Diagnostics of Tungsten-
Halogen Lamps: Role of Halogen Concentration, Phosphorus, Wall Material,
and Burning Environment. Appl. Spectrosc. 45-5 pp.819-833 (1991)
- 33) Van den Hoek: Diagnostic Methods in Lamp Research.
Philips J. Res. 38 pp.188-213 (1983)
- 34) Mochimaru, S., Sasaki, H., Inukai, S.: Reducing impurity gases in
miniature metal halide lamps. J. Illum. Eng. Soc. 14-1 pp.264-273 (1984)
- 35) Hansler, R. L., Davenport, J. M.: A new low wattage metal halide
lamp process. J. Illum. Eng. Soc. 15-1 pp.109-122 (1985)
- 36) Popp, H. P., Ascher, R.: Impurities in high pressure mercury dis-
charge lamps. Proc. Fifth Int. Symp. Sci. Technol. Light
Sources, York, England pp.121-122 (1989)



4.4.4 Abel変換

プラズマを外部から観測し、その内部の状態を解析する手法の1つにAbel変換がある。プラズマが軸対称で、スペクトル輝線が光学的に薄い場合には、このAbel変換を直接使用することができる。しかし、スペクトル輝線が光学的に厚い場合は吸収を考慮する必要がある。また、プラズマが軸非対称な場合も扱いが異なる。以下、(1)、(2)、(3)においてそれぞれ、プラズマが軸対称でスペクトル輝線が光学的に薄い場合、スペクトル輝線が光学的に厚い場合、プラズマが軸非対称な場合の変換法を、また(4)ではAbel変換を利用したランプ計測の実施例について述べる。

(1) Abel変換の理論と数値計算法³⁷⁾

まず、軸対称なプラズマを考える。プラズマの中心軸に垂直な断面図を図33に示す。ここで、半径 r における放射係数を $\varepsilon(r)$ とし、 $\varepsilon(R)=0$ とする。また、中心軸から y の距離において x 軸方向から分光測定して得られる放射強度を $I(y)$ とする。スペクトル輝線が光学的に十分薄い場合、その波長の光子は吸収されることなくプラズマの外へ放出される。その場合、放射強度 $I(y)$ は $-x_0 \leq x \leq x_0$ に対する $\varepsilon(r)$ の積分で表され、

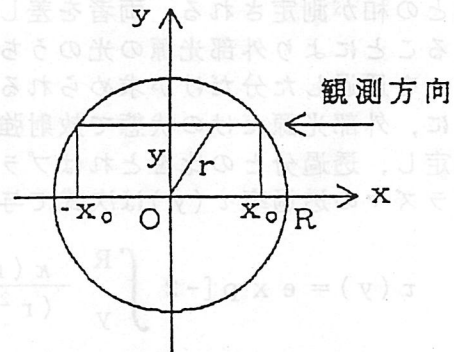


図33 プラズマの断面図

$$I(y) = \int_{-x_0}^{x_0} \varepsilon(r) dx \quad (52)$$

となる。ここで、 $x = (r^2 - y^2)^{1/2}$ であるので(52)式は

$$I(y) = 2 \int_y^R \frac{\varepsilon(r) r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}} \quad (53)$$

と書き換えることができる。(53)式は、Abel型積分方程式と呼ばれ、この方程式の解法を一般的にAbel変換と呼んでいる。(53)式は解析的には次のように解くことができる。

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dI(y)}{dy} \frac{dy}{(y^2 - r^2)^{1/2}} \quad (54)$$

以上の(52)式から(54)式のいずれかの式を利用することにより、放射強度 $I(y)$ の測定値から放射係数 $\varepsilon(r)$ を求めることができる。数値計算する際には、半径 R を等分する多数の同心円で、プラズマを分割する。

なお、ここでは放射強度と放射係数を用いてAbel変換を説明したが、他のものであっても互いの関係がこれらと同じであればAbel変換を利用することができる。

以下に代表的な数値計算法を示す。Pearceは(52)式の積分を区分和に置き換えて計算する方法を提案した³⁸⁾。Olsen³⁹⁾、およびBarr⁴⁰⁾は分割された各区間において測定値を2次関数で近似する手法を用い、(54)式より $\varepsilon(r)$ を求めた。さらに、Barrは測定値の誤差の影響を小さくするため微分と積分の順序を入れ換え、また、最小二乗法を用いることにより、測定値に含まれる小さな不規則誤差の平滑化も行なった。Bockastenも(54)式により $\varepsilon(r)$ を求め、各区間において隣接する4つの $I(y)$ の測定値を3次関数で近似させることにより、精度の向上を図った⁴¹⁾。BielskiらはBarrの計算手法を採用するとともに、精度の向上を図るため関数近似においてはBockastenと同様に3次関数を用いた⁴²⁾。また、Cremersらは測定値を4次関数に近似させる手法を提案した⁴³⁾。

一般に、数値計算の精度はプラズマの分割数を大きくすることにより改善されるが、ある程度以上の分割数になると測定精度に依存することになる。以上の方法の中で計算精度が高く測定誤差の影響も小さいものとしてBarr、Bockasten、Bielskiら、およびCremersら

の方法があげられる^{42) - 44)}。

(2) 光学的に厚い場合への Abel 変換の適用

Elderらは、スペクトル輝線が光学的に厚い場合に対して、以下のような変換法を提案した⁴⁵⁾。まず、図34の測定系において、プラズマだけの状態で放射強度を測定する。次に、外部光源とプラズマの両方がある状態で放射強度を測定すると、外部光源の放射強度とプラズマの放射強度との和が測定される。両者を差し引きすることにより外部光源の光のうちプラズマを透過した分だけが求められる。さらに、外部光源だけの状態で放射強度を測定し、透過分との比をとればプラズマの透過率が求められる。ここで、位置 y におけるプラズマの透過率 $\tau(y)$ は次式で与えられる。

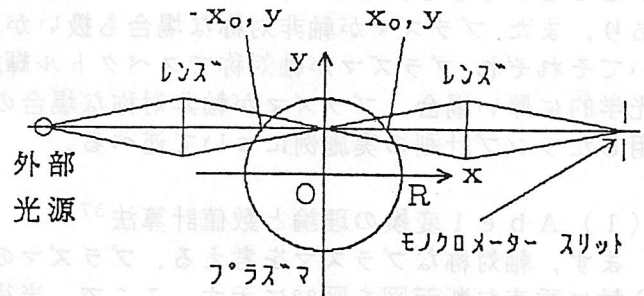


図34 測定系の構成図

$$\tau(y) = \exp \left[-2 \int_y^R \frac{\kappa(r) r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}} \right] \quad (55)$$

ここで、 $\kappa(r)$ は吸収係数である。(55)式は対数をとれば Abel 型積分方程式となり、変換すれば $\kappa(r)$ が求められる。吸収を考慮すると $I(y)$ は

$$I(y) = \int_0^{x_0} \varepsilon(r) \left\{ 1 + \exp \left[-2 \int_0^{x'} \kappa(r') dx' \right] \right. \\ \left. \cdot \exp \left[- \int_{x'}^{x_0} \kappa(r') dx' \right] \right\} dx \quad (56)$$

で表すことができる。一旦 $\kappa(r)$ がわかれば、(56)式を $\varepsilon(r)$ に対して解くことができる。さらに(56)式は x を r で置き換えると、次式となる。

$$\frac{I(y)}{\tau(y)^{1/2}} = 2 \int_y^R \varepsilon(r) \{ \cosh G(y, r) \} \frac{r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}} \quad (57)$$

$$G(y, r) = \int_y^r \frac{\kappa(r') r' dr'}{(r'^2 - y^2)^{1/2}}$$

もしスペクトル輝線が光学的に薄ければ、(57)式における $\cosh G(y, r)$ の項は 1 となり、(57)式は $\varepsilon(r)$ に対しての Abel 型積分方程式になる。また、透過率が 80% より大きい場合は $\cosh G(y, r)$ が 1% 程度 1 からずれるだけである。さらに、Elderらは透過率が 80% 以下の場合についての(57)式の解法についても検討しており、また Youngはその解法の精度の向上を行なった⁴⁶⁾。

(3) 軸非対称な場合への Abel 変換の適用

Yasutomoらは、軸非対称な分布を有する場合に対して次のような変換法を提案した⁴⁷⁾。図35に示すようにプラズマが x 軸方向に対称で、 y 軸方向に非対称であると仮定すると、非対称な放射係数 $\varepsilon(r, y)$ は

$$\varepsilon(r, y) = g(y) \cdot \varepsilon_0(r) \quad (58)$$

と表すことができる。ここで、 $g(y)$ は非対称性を表す重み関数、 $\varepsilon_0(y)$ は放射係数の対称成分である。このとき $I(y)$ は

$$\begin{aligned}
 I(y) &= \int_{-(R^2-y^2)^{1/2}}^{(R^2-y^2)^{1/2}} \varepsilon(r, y) dx \\
 &= 2g(y) \int_0^{(R^2-y^2)^{1/2}} \varepsilon_0(r) dx
 \end{aligned}
 \tag{59}$$

となる。 $I(y)$ を偶関数成分 $I_0(y)$ と奇関数成分 $I_1(y)$ とに分けると、

$$\begin{aligned}
 I(y) &= I_0(y) + I_1(y) \\
 &= \{1 + I_1(y)/I_0(y)\} I_0(y) \\
 &= g(y) \cdot I_0(y)
 \end{aligned}
 \tag{60}$$

と書くことができる。 $I_0(y)$ をAbel変換して得られる $\varepsilon_0(r)$ と(60)式の $g(y)$ とを用いると、(58)式より $\varepsilon(r, y)$ が求められる。

Yasutomoらは円状の境界を用いたが、Wetzerらは楕円状の境界を有するプラズマに適用するため、 $\varepsilon_0(r)$ を $r = ((\alpha x)^2 + y^2)^{1/2}$ として楕円に変換する方法を提案した⁴⁸⁾。ただし、この場合は楕円の度合 α を決めるために2方向からの観測を必要とする。

(4) Abel変換によるランププラズマの計測

ランプの分野ではAbel変換を用いて放射係数を求めたり、さらには求めた放射係数から半径方向のプラズマ温度分布や粒子密度分布を求めることが行なわれている。以下にその主な例を示す。

Springerらは、 SnCl_2 と SnI_2 を封入したメタルハイドランプに微量の CuI_2 を添加し、光学的に薄いCuの510.6nmと515.3nmの輝線、Hgの577.0nmの輝線、およびSnの563.2nmの輝線の放射強度を測定した(図36)。また測定結果を、Bockastenの方法を用いてAbel変換することにより、それぞれの放射係数を算出した(図37)。さらにCuの2つの輝線の放射係数を用いて、2線強度比法により温度分布(軸上温度5700K)を求めた(図38)。なお、半径の大きい領域では515.3nmの輝線の放射強度が低く誤差の原因となるため、その領域では、577.0nmの輝線の放射係数の相対変化から温度の相対分布を求めた⁴⁹⁾。

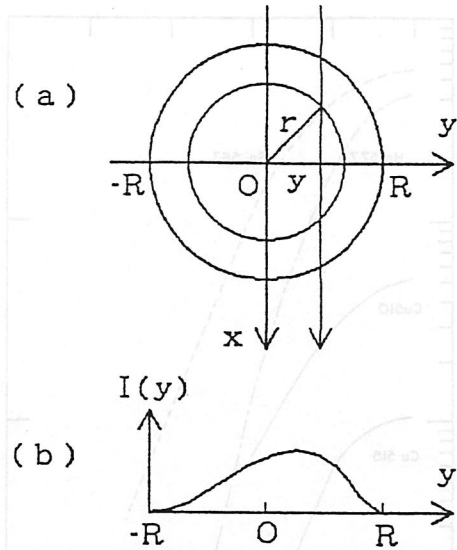


図35 軸非対称プラズマ
(a) プラズマの断面図
(b) y方向の放射強度分布

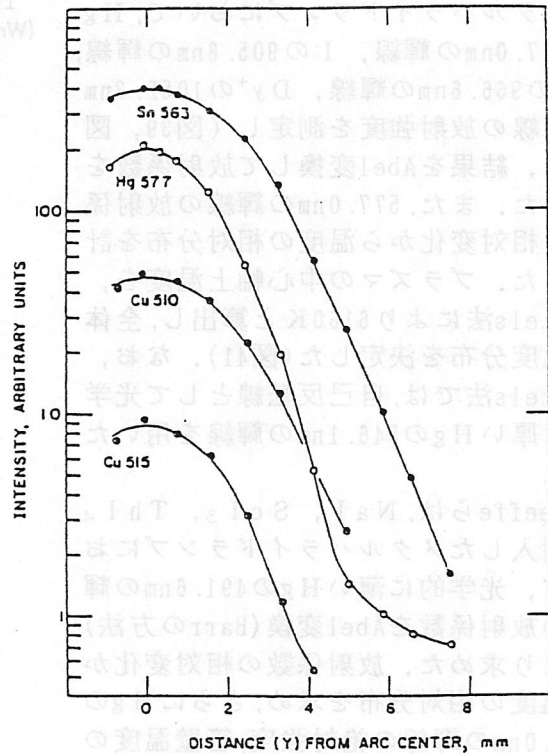


図36 放射強度分布⁴⁹⁾
[Hg+SnCl₂+SnI₂+CuI₂]封入
メタルハイドランプ

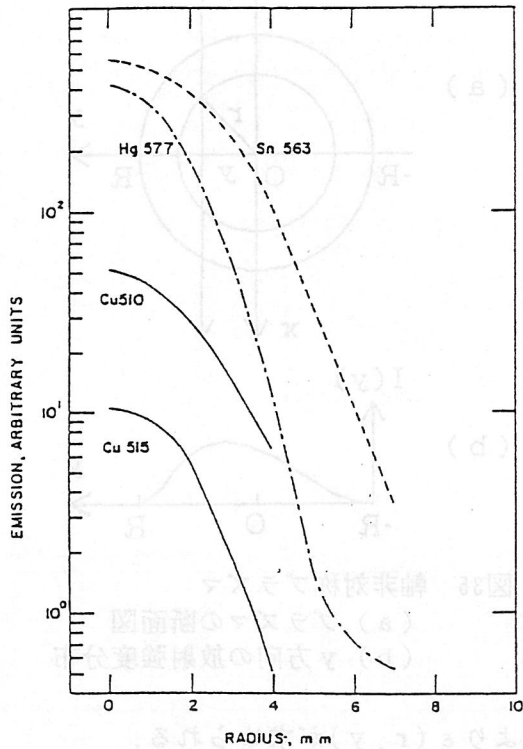


図37 放射係数分布⁴⁹⁾
[Hg+SnCl₂+SnI₂+CuI₂]封入
メタルハライドランプ

van den Hoekらは、DyI₃を封入したメタルハライドランプにおいて、Hgの577.0nmの輝線、Iの905.8nmの輝線、Dyの966.6nmの輝線、Dy⁺の1052.3nmの輝線の放射強度を測定し(図39, 図40), 結果をAbel変換して放射係数を求めた。また、577.0nmの輝線の放射係数の相対変化から温度の相対分布を計算した。プラズマの中心軸上温度を、Bartels法により6160Kと算出し、全体の温度分布を決定した(図41)。なお、Bartels法では、自己反転線として光学的に厚いHgの546.1nmの輝線を用いた⁵⁰⁾。

Keeffeらは、NaI, ScI₃, ThI₄を封入したメタルハライドランプにおいて、光学的に薄いHgの491.6nmの輝線の放射係数をAbel変換(Barrの方法)により求めた。放射係数の相対変化から温度の相対分布を求め、さらにHgの577.0nmの輝線の絶対強度、管壁温度の測定を行ない、全体の温度分布(軸上温度5700K)を決定した⁵¹⁾。

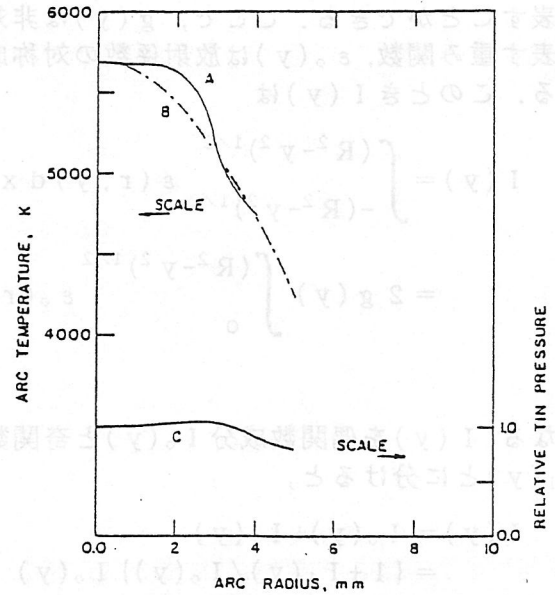


図38 プラズマ温度分布(曲線A, B)とSnの相対分圧分布(曲線C)⁴⁹⁾
[Hg+SnCl₂+SnI₂+CuI₂]封入
メタルハライドランプ
AはCuの輝線, BはHgの577nmの輝線,
CはSn(tin)の563nmの輝線より計算

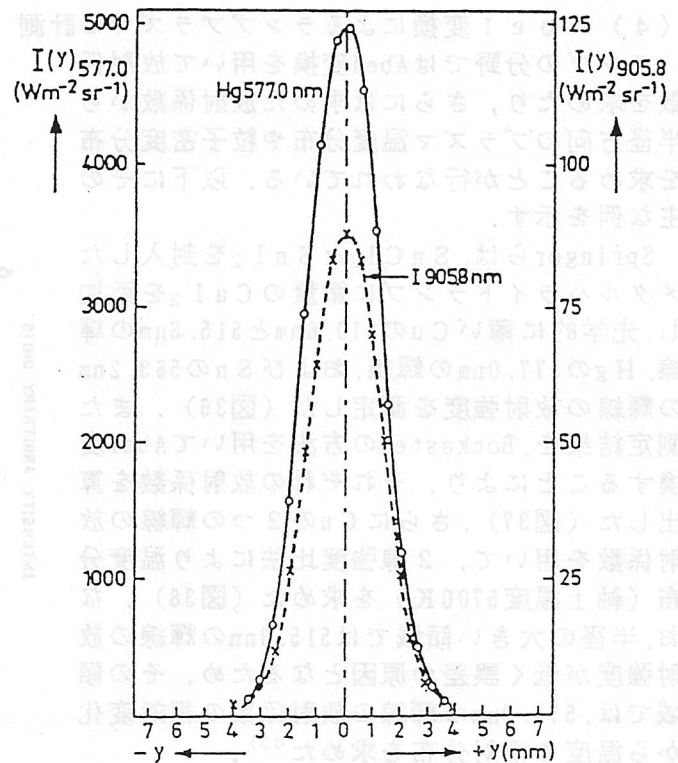


図39 放射強度分布⁵⁰⁾
[Hg+DyI₃]封入メタルハライドランプ
Hg:577.0nm; I:905.8nm

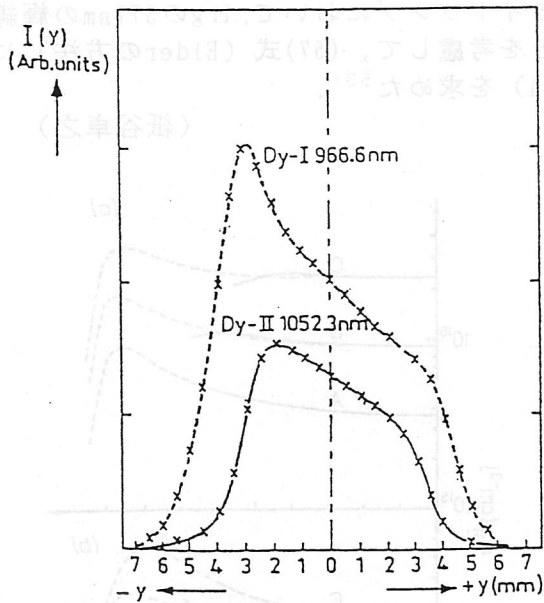


図40 放射強度分布⁵⁰⁾
 [Hg+DyI₃]封入
 メタルハライドランプ
 Dy:966.6nm; Dy⁺:1052.3nm

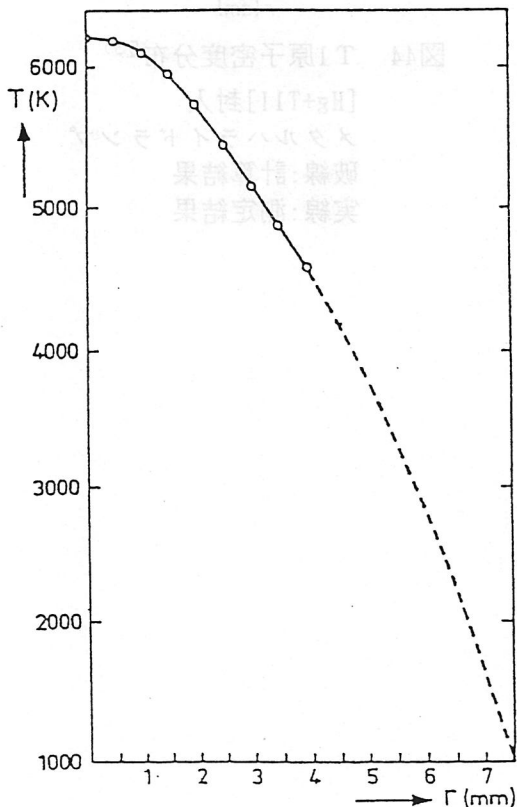


図41 プラズマ温度分布⁵⁰⁾
 [Hg+DyI₃]封入メタルハライドランプ
 Hgの577.0nmの放射係数より計算,
 破線部は内挿

Dakinらは、NaIを封入したメタルハライドランプにおいて、光学的に薄いHgの407.8nmと577.0nm, 407.8nmと579.0nmの2種のペア輝線の強度をAbel変換して放射係数と温度分布(図42(a))を計算した。なお、半径の大きい領域では407.8nmの輝線の放射強度は非常に弱く、その領域では577.0nm, 579.0nmの放射係数の相対変化から温度の相対分布を求めた。さらに、Bartels法や、モデルを用いて温度分布の比較を行なった。また、光学的に薄いNaの616.1nmの輝線の放射係数と、温度分布からNaの密度分布を求め、モデルを用いて種々の励起種の密度分布を計算した(図42(b))⁵²⁾。

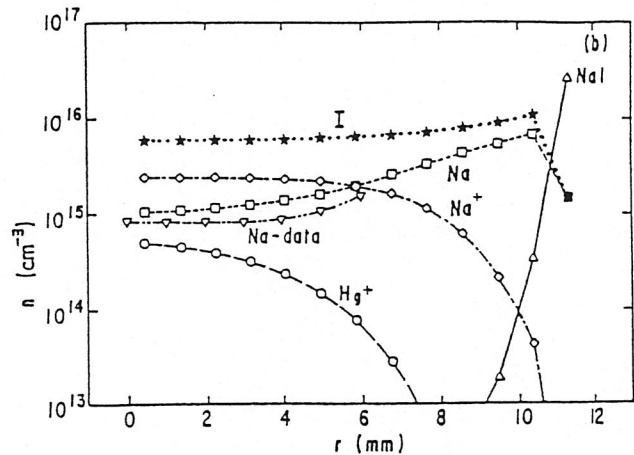
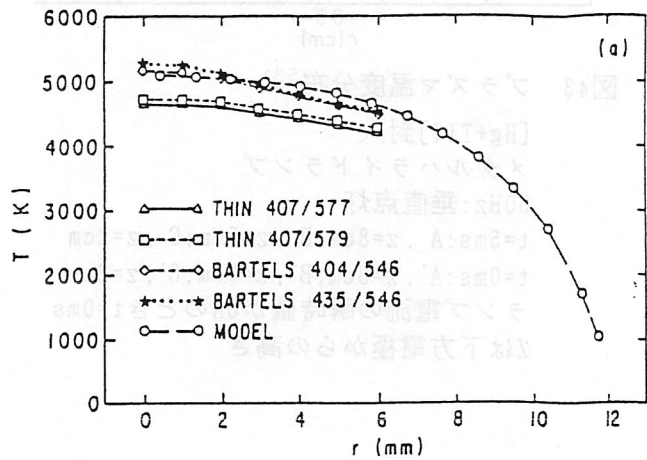


図42 プラズマ温度分布と励起種密度分布⁵²⁾
 (a) プラズマ温度分布
 (b) 励起種密度分布

[Hg+NaI]封入メタルハライドランプ

Damelincourtらは、TlIを封入したメタルハイドランプにおいて、Hgの577nmの輝線やTlの655nmの輝線の透過率が80%以上であることを考慮して、(57)式(Elderの方法)により放射係数、温度分布(図43)、密度分布(図44)を求めた⁵³⁾。

(紙谷卓之)

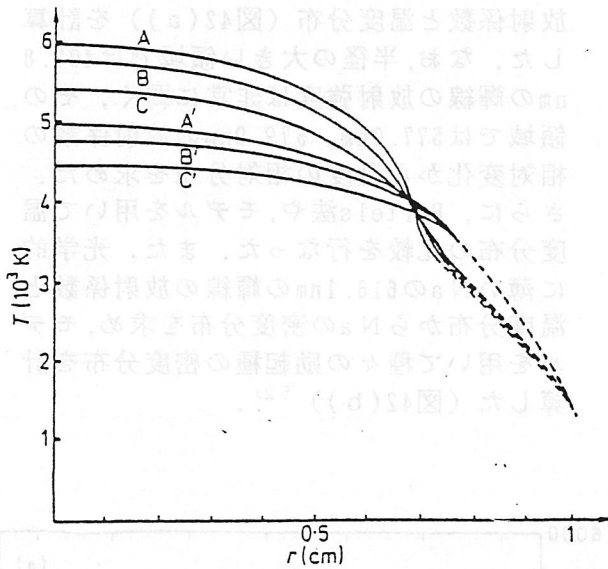


図43 プラズマ温度分布⁵³⁾

[Hg+TlI]封入
メタルハイドランプ
50Hz:垂直点灯
t=5ms:A, z=8cm; B, z=5cm; C, z=2cm
t=0ms:A', z=8cm; B', z=5cm; C', z=2cm
ランプ電流の瞬時値が0Aのときt=0ms
Zは下方電極からの高さ

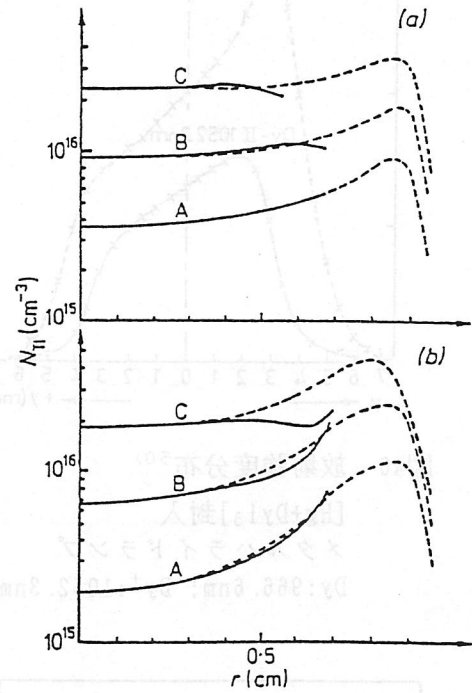


図44 Tl I原子密度分布⁵³⁾

[Hg+TlI]封入
メタルハイドランプ
破線:計算結果
実線:測定結果

参考文献

- 37) 矢尾板 昭 :Abel変換の数値計算法, 電子技術総合研究所調査報告 No.172 pp.1-50 (1971)
- 38) Pearce, W. J. :Optical Spectrometric Measurements of High Temperatures, Univ. of Chicago Press pp.125-169 (1961)
- 39) Olsen, H. N. :The Electric Arc as a Light Source for Quantitative Spectroscopy, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer vol.3 pp.305-333 (1963)
- 40) Barr, W. L. :Method for Computing the Radial Distribution of Emitters in a Cylindrical Source, J. Opt. Soc. Amer. Vol. 52 No. 8 pp. 885-888 (1962)
- 41) Bockasten, K. :Transformation of Observed Radiances into Radial Distribution of the Emission of a Plasma, J. Opt. Soc. Amer. Vol. 51 No. 9 pp. 943-947 (1961)
- 42) Bielski, A. et al. :On the Determination of the Radial Intensity Distribution of Radiation in Cylindrical Plasma, Acta Physica Polonica Vol. 33 pp. 701-709 (1968)
- 43) Cremers, C. J. et al. :Application of the Abel Integral Equation to Spectrographic Data, Appl. Optics Vol. 5 No. 6 pp. 1057-1064 (1966)
- 44) 葛西 彪 :Pearceの方法によるAbel変換の誤差について, 応用物理 Vol. 39 No. 3 pp. 205-212 (1970)
- 45) Elder, P. et al. :Determination of the Radial Profile of Absorption and Emission Coefficients and Temperature in Cylindrically Symmetric Sources with Self-Absorption, Appl. Optics Vol. 4 No. 5 pp. 589-592 (1965)
- 46) Young, S. J. :Iterative Abel Inversion of Optically Thick, Cylindrically Symmetric Radiation Sources, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer Vol. 25 pp. 479-481 (1981)
- 47) Yasutomo, Y. et al. :A Numerical Method for Asymmetrical Abel Inversion, IEEE Trans. Vol. PS-9 No. 1 pp. 18-21 (1981)
- 48) Wetzler, J. M. :Asymmetrical Abel Inversion of MHD Generator discharges, IEEE Trans. Vol. PS-11 No. 2 pp. 72-75 (1983)
- 49) Springer, R. H. et al. :Arc Temperature and Species Distribution in Tin Chloride Arcs, Proc. IEEE Vol. 59 No. 4 pp. 617-621 (1971)
- 50) van den Hoek, W. J. et al. :Spectroscopic Investigation of a Lanthanide Iodine/Mercury Arc Discharge Plasma, J. Appl. Phys. Vol. 51 No. 1 pp. 174-181 (1980)
- 51) Keefe, W. M. et al. :Semi-Empirical Model for the Electrical Conductivity of the Scandium-Sodium Iodide Arc Lamp, J. IES. pp. 249-254 (1978)
- 52) Dakin, J. T. :Model and Diagnostics of the High-Pressure Mercury Discharge with Sodium Iodide Additives, J. Appl. Phys. Vol. 60 No. 4 pp. 1281-1288 (1986)
- 53) Damelinourt, J. J. et al. :Effect of Axial Segregation on the Electric Field Strength in 50 Hz Hg-Tl-I Discharges, J. Phys. D:Appl. Phys. Vol. 13 pp. 583-592 (1980)

4. 4. 5. CT技法による管内励起種密度分布の測定

4. 4. 5. 1 CT技法の紹介

計算機断層映像法 (Computed Tomography 以下CTと略す)^{54)、55)}は1972年に Hounsfield がX線CTスキャナに関する研究でノーベル賞を受けて以来、20年の間に臨床医学分野や工業的な計測分野において急速な進歩、普及を遂げてきた技術である^{56)、57)}。CTとは被検体内部のある断面を横切る任意の直線上に分布する物理量の線積分値 (投影データ) を被検体の周囲のあらゆる方向から測定し、この投影データにCTアルゴリズムと呼ばれる再構成を計算機上でを行い、被検体内部の物理量分布を断層像として二次元的に映像化する手法である。したがって原理的には測定系か被検体のどちらかが回転するなどして相対位置を変化させる必要がある。

そのCT手法はデータ収集方法の違いにより、TCT (Transmission CT) とECT (Emission CT) に分類できる。TCTとは例えばX線を被検体に照射してその透過光を測定して被検体のX線吸収分布を映像化する手法である。またECTとは被検体から放射される、例えば光の強度を測定してその強度分布を映像化する手法である。

プラズマの診断にCT法を用いる主な理由は、まず無侵襲である事、受光系が簡潔な事や空間的に非対称なプラズマに対しても測定可能な事等であろう。相対位置をかえる必要があるため時間がかかる等の問題点はあるが、その容易性、汎用性、解像度の良さを考えるとランプの診断に極めて有用な武器と思われる。(複数のセンサーを用いる事により瞬間的な現象を測定している例もある^{58)、59)}。)

過去CT技法がプラズマ診断に用いられた例としては核融合プラズマに関するもの^{58)、59)}、HIDランプに関するもの⁶⁰⁾やDCマグネトロン放電プラズマに対するもの⁶¹⁾があり、これらではプラズマから放射される光の強度を測定する事より内部の励起種の分布や温度を映像化している。上記の分類ではECT技法となる。

プラズマに適用されたCT再構成アルゴリズムは大別してフィルター逆投影法、フーリエ変換法や逐次近似法などがある。詳細は専門書等を調べていただくとして、ここではフィルター逆投影法FBP (Filtered Back Projection) の原理について簡単に述べる。本方法は計算機のメモリー量が少ない事や計算時間が少なく済む事より、計算機とのマッチングが良く、CT再構成のアルゴリズムとして現在最も一般的に用いられているものである。⁶²⁾

本方法の概念は、まず各微小区間のある線積分である一つのデータを各微小区間から均等に来たものとして、場所によらず一定値づつ各微小区間に値を与える処理を行う。こうした処理を全ての投影データに対して行えば逆投影像が得られる。但しこの逆投影像はデータを一様に戻した事から生じるDC分の

ボケを含んだものとなるため、これにフィルター関数 (ボケ関数) をコンボリューションする事により補正して正しい再構成画像を得る。実際には各投影データに予め一次元のフィルター関数をコンボリューションした後に、逆投影を行う事が多い。長所は演算時間が短かい割に位置分解能が良い事で、短所は外乱ノイズに対して弱い点である。

実際にHIDランプに対してCT技法を試みられた例を図45に示す。

この例ではメタルハライドランプを測定しており、測定系は光学フィルターをつけたビジコンカメラである。

ランプの周りを公転する事により測定を行っている。

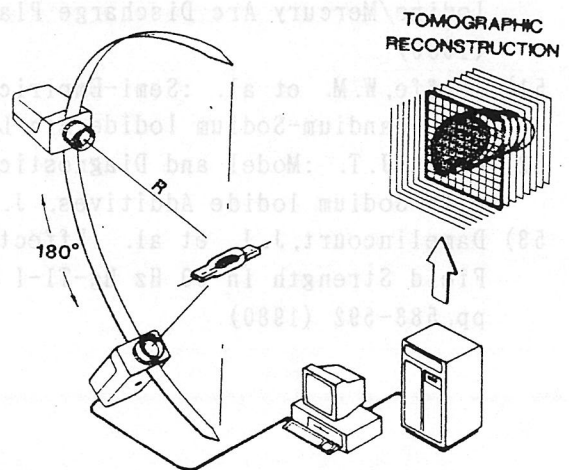


図 45⁶⁰⁾

次に、別の例を示す。この手法はHino⁶³⁾や稲盛⁶⁴⁾らによって開発されたもので、空間分解能の高さや管壁での反射・屈折を考慮している点等を特長とする^{65)、67)}。測定系を図46に示す。⁶⁶⁾

コリメータが首を振り、かつ被測定ランプの回りを公転する事により測定を行っている。コリメータには光ファイバーがついており、測定光は光電子増倍管で電気信号に変えられる。

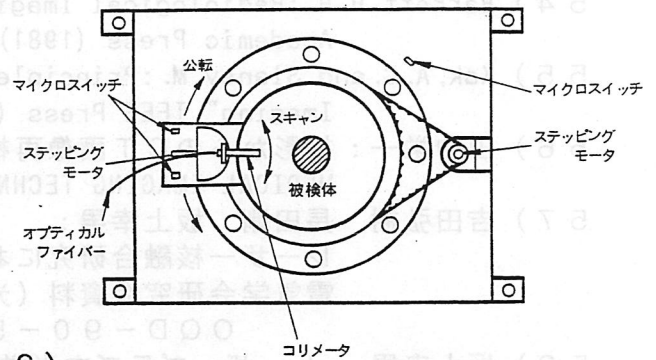


図 46 装置平面図⁶⁶⁾

図47は上記の測定装置により管径が25.5mm、封入アルゴン圧が480Paの蛍光ランプの電極近傍の発光強度分布(365nm)である。電極近傍では放電はかなり非対称だが、陽光柱に向け対称となって行く様子がわかる。図48は上記のランプを偏平にした(偏平度0.6)

場合の陽光柱における発光の径方向分布である。同図において(a)では管壁での反射・屈折補正を行っておらず、(b)では行っている。ランプ管壁の断面形状が円でない場合には管壁での反射・屈折が場所により変化するためこのような補正の必要性について留意すべきである。

上記はすべて時間平均値であるが、データの取り込みを発光の周期に同期させて行い、時間応答を調べたものがある⁶⁸⁾。このような手法で動画像化も可能である。

(湯浅 邦夫)

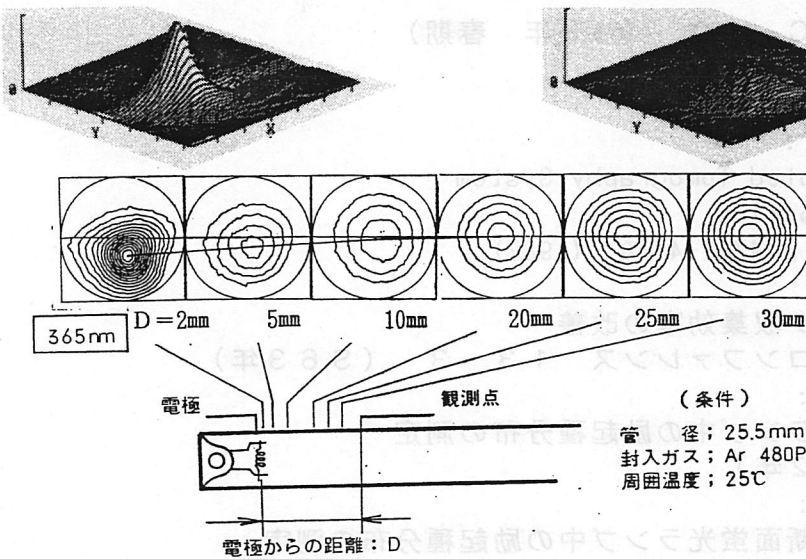


図 47 蛍光ランプの電極近傍の発光強度分布⁶⁵⁾

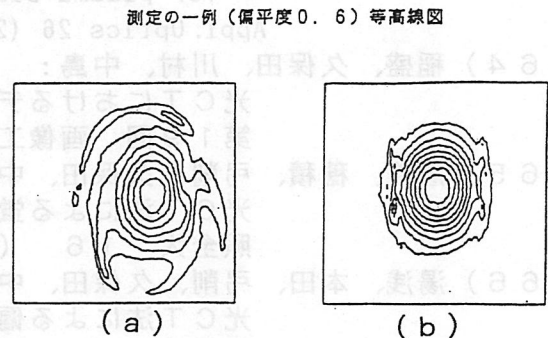


図 48 偏平ランプ陽光柱における強度分布例⁶⁶⁾
(偏平度0.6)

(a) 反射・屈折補正無し
(b) 反射・屈折補正有り

4. 4. 5章の参考文献
- 54) Barrett H.H.: Radiological Imaging. Vol.2
Academic Press (1981)
- 55) Kak, A.C. and Slaney, M.: Principle of Computerized Tomographic Imaging" IEEE Press (1988)
- 56) 田中栄一: 投影からのCT画像再構成
MEDICAL IMAGING TECHNOLOGY 35 (1) pp.3S51-3S59 (1985)
- 57) 吉田弘樹、長田剛、坂上幸男:
レーザー核融合研究におけるCT技術の開発
電気学会研究会資料(光・量子デバイス研究会資料)
OQD-90-50 (H2年)
- 58) 坂上幸男: レーザープラズマ光学計測
-モワレトポグラフィ・光弾性・CT-
電気学会研究会資料(光・量子デバイス研究会資料)
OQD-81-13 (S56年)
- 59) 篠原、中井、片山、陳、山中、山中、加藤、中井他:
CTの応用-プラズマ電子密度・温度分布計測、時間分解CT
応物全大 31 a-A-8 (H2年 春期)
- 60) Fohl T. and Vicharelli, P.A.:
Computerized tomography of high intensity arcs.
Proc. Fifth Int. Symp. Sci. Technol. Light Sources, York, England
pp.106:L (1989)
- 61) 三宅 伊藤、中江、側川、真壁:
CTによるDCマグネトロン放電プラズマ中の電子とAr⁺の
空間密度分布の測定
応物全大 31 a-ZC-10 (H3年 春期)
- 62) 高木幹雄、下田陽久: 画像解析ハンドブック
東京大学出版会 (H3年)
- 63) Hino, M., Aono, T. and Nakajima, M.:
Light Emission Computed Tomography System
for plasma Diagnostics.
Appl. Optics 26 (22) pp4742-4746 (1987)
- 64) 稲盛、久保田、川村、中島:
光CTにおけるデータ収集効率の改善
第19回 画像工学コンファレンス 13-3 (S63年)
- 65) 湯浅、穂積、弓削、久保田、中島:
光CT法による蛍光ランプ中の励起種分布の測定
照全大 16 (H2年)
- 66) 湯浅、本田、弓削、久保田、中島:
光CT法による偏平断面蛍光ランプ中の励起種分布の測定
照全大 15 (H3年)
- 67) 湯浅、本田、弓削、久保田、中島:
光CT法による偏平断面蛍光ランプ中の励起種分布の測定
第6回光源物性とその応用研究会 資料 PE-91-2 pp.11-20 (H3年)
- 68) 斎藤、畠中、湯浅、弓削、中島:
光ECTによるプラズマ発光強度分布の動画像化
第7回産業における画像センシング技術シンポジウム講演論文集,
3-7 pp.79-84 (1992)

4.5 吸収スペクトルを利用する計測 (アクティブ手法による測定)

4.5.1 外部光によるプラズマ温度と粒子密度の測定

プラズマ中へある特定波長の光を導入するとその波長に対応したエネルギー準位間で電子の遷移が起こり、その準位にある原子数に比例した光が吸収されるので、その吸収量を測定することでプラズマ中の粒子密度を知ることが出来る。

プラズマに導入する光として①Incoherent光を使用する場合と②Coherent光 (レーザー光)を使用する場合がある。以下それぞれについて例を紹介する。

① 低圧水銀ランプのプラズマ中の水銀の 6^3P_2 準位の密度を2本の低圧水銀ランプを利用して K e n t y^{4.5-1)} が求めている。

2本の低圧水銀ランプを並べて点灯し(1)のランプから発する光を(2)のランプを通した後検出器に導入する。ある波長の検出器に入る光の強度を表のように表すと、ランプ(2)によって吸収される光の吸収率Aは

光強度	ランプ1	ランプ2
I_1	ON	OFF
I_2	OFF	ON
I_{1+2}	ON	ON

$$A = (I_1 + I_2 - I_{1+2}) / I_1 \quad \text{---(4.5-1)}$$

と表すことが出来る。 6^3P_2 の準位の密度を求めるには 6^3P_2 から 7^3S_1 への遷移をさせる光、すなわち 404.7nm, 435.8nm, 546.1nm の光についてAを測定すれば良い。測定されたAからそのラインのコアの吸収係数 k_0 を F a b r i k a n t 等の手法を用いて算出できる。 6^3P_2 の密度は 253.7nm の出力より求められ、測定に用いたランプ (内径 38mm, 42℃の水銀蒸気圧) においては $n = 1.9 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ であった。これより 6^3P_0 , 6^3P_1 , 6^3P_2 の準位の密度は表4.5-1のように示される。

表4.5-1 6^3P_2 の準位の密度

準位名	測定波長	吸収率(A)	吸収係数(k_0)	相関吸収係数	準位密度 [m^{-3}]
6^3P_2	546.1 nm	0.51	0.32	100	7.6×10^{17}
6^3P_1	435.8 nm	0.18	0.083	25	1.9×10^{17}
6^3P_0	404.7 nm	0.30	0.15	46	3.5×10^{17}

② 一方レーザー光をプラズマ中に導いてその吸収率の測定から粒子密度や電子密度あるいは電子温度を知ることが出来る。粒子密度においてはレーザー光の波長を選ぶことで目的の粒子の基底状態あるいは励起状態の粒子密度を求めることが出来る。

ここでは、高圧水銀ランプにおける水銀の基底状態の粒子密度の測定例を示す。

S c h a f e r 等^{4.5-2)}は A r レーザー (514.5nm) の高調波 (257.2nm) を使用しアーク軸上の水銀の粒子密度分布を求めた。

局所的に熱力学的平衡状態 (LTE) にあるプラズマによる周波数 ν の光の吸収係数は

$$\kappa(\nu) = 2\pi^2 r_0 c f_{mn} N_n [1 - \exp(-h\nu/kT)] L_\nu(\nu) \quad \text{---(4.5-2)}$$

r_0 : 電子半径, c : 光速度, f_{mn} : 吸収振動強度 ($n \rightarrow m$ への遷移),

N_n : 下位順位の密度, $L_\nu(\nu)$: 規格化されたスペクトル線の形状

と表される。プラズマに導入するレーザー光の波長が $\lambda = 257.2\text{nm}$ である場合、水銀の $1S_0 \rightarrow 2^3P_1$ の遷移が起こり N_n として水銀の基底状態の密度 N を吸収係数の測定から求めることが出来る。

\exp の項は、 $T < 10,000\text{K}$ においては無視できるので、(4.5-2)式は

$$\kappa(\lambda) = \pi r_0 f \lambda^2 N L_\lambda(\lambda) \quad \text{---(4.5-3)}$$

$$L_\lambda(\lambda) = \{ (\Delta\lambda_0)^{1/2} / 2 (\lambda - \lambda_0)^{3/2} \} \exp \{ -\pi \Delta\lambda_0 / 4 (\lambda - \lambda_0) \}$$

λ_0 : 水銀の共鳴線 = 253.7nm, $\Delta\lambda_0 = C_w N^2$

となり、また $N \leq 10^{26} \text{m}^{-3}$ のときは $\Delta\lambda_0 \ll \lambda - \lambda_0$ となるため \exp の項は1とおけるので、

$$\kappa(\lambda) = \pi r_0 f C_w^{1/2} \lambda^2 N^2 / 2 (\lambda - \lambda_0)^{3/2} = \gamma N^2 \quad \text{---(4.5-4)}$$

すなわち水銀蒸気による257.2nmの吸収は N^2 に比例する。

ここで封入する水銀量を変えて数種類の発光管を作り、その発光管を水銀がすべて蒸発するような温度に保たれたオープンに入れレーザー光(257.2nm)を導入し、水銀の密度とこのレーザー光の吸収係数の関係を測定した結果は図4.5-1のように得られた。図より N^2 と κ の関係は直線であることがわかる。すなわちこの直線の傾きは γ を示しており

$$\gamma = 3.83 \times 10^{-49} \text{ m}^{-5}$$

である。

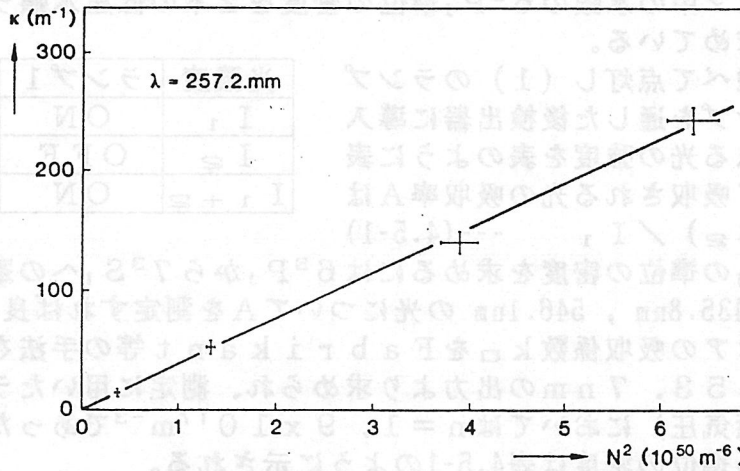


図4.5-1 水銀粒子密度 (N) と測定された吸収係数 (κ) の関係

次にアーク軸上の水銀密度分布を求める。アーク軸の単位長当りの密度 N_{tot} は次のように定義される。

$$N_{tot} = 2\pi \int r N(r) dr \quad \text{---(4.5-5)}$$

また、その単位長当りの透過してくるレーザー光の強度は

$$I = \epsilon I_0 \exp[-\gamma \int N^2(r) dr] \quad \text{---(4.5-6)}$$

となり、(4.5-6)を(4.5-5)へ代入すれば

$$N_{tot} = Q [(-2\pi^2 R^3 / \gamma) \ln I / \epsilon I_0]^{1/2} \quad \text{---(4.5-7)}$$

ここで

$$Q = \int \{x/T(x)\} dx / [\int \{1/T^2(x)\} dx]^{1/2} \quad \text{---(4.5-8)}$$

$x = r/R$

そして

$$T(x) = T_c - (T_c - T_w) x^a$$

T_c ; アークの中心温度 T_w ; 発光管管壁温度

このとき $T_w = 1000 \text{ K}$ とし、 T_c が $5000 \sim 6500 \text{ K}$ で a が $2 \sim 4$ の場合について Q を求めると、その値は $Q = 0.538 \pm 3\%$ の範囲におさまる。

$\gamma = 3.83 \times 10^{-49} \text{ m}^{-5}$, $Q = 0.538$ として図4.5-2のようなシステムを用いてアーク軸に添って水銀の密度分布を測定した結果 図4.5-3が得られた。

レーザーとしてDyeレーザーを用いるとレーザー光の波長を可変出来るので種々の原子のエネルギー準位でのレーザー光吸収の測定が出来る。そのいくつかを紹介する。

Allen等^{4.5-3)}はSc-Na系のメタルハイドランプ中のNaの密度を求めた。

Moskowitz^{4.5-4)}は一本のDyeレーザー光を2本のビームに分け、一本を励起にもう一本をプローブとして低圧水銀ランプ中の $\text{Hg } 6^3\text{P}_1$ 準位の局所分布を求めた。

(MLA: Double-beam modulated linear absorption)

Dakin等^{4.5-5)}は低圧水銀ランプのアークの軸方向にレーザー光を通し径方向の $\text{Hg } 6^3\text{P}_1$ 準位の分布を求めた。 (佐々木 俊一)

Sketch of experimental set-up

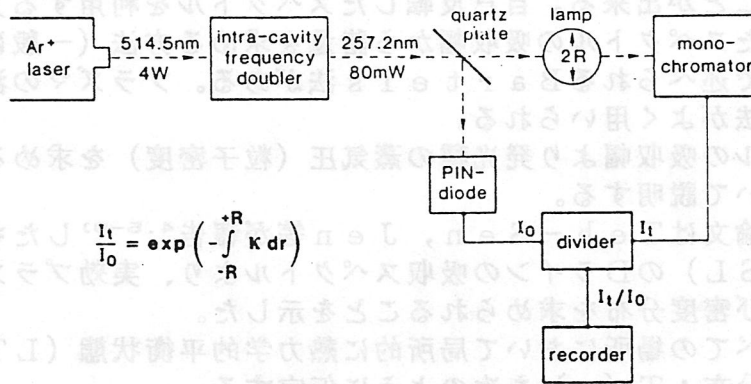


図4.5-2 レーザー光吸収測定のご概念図

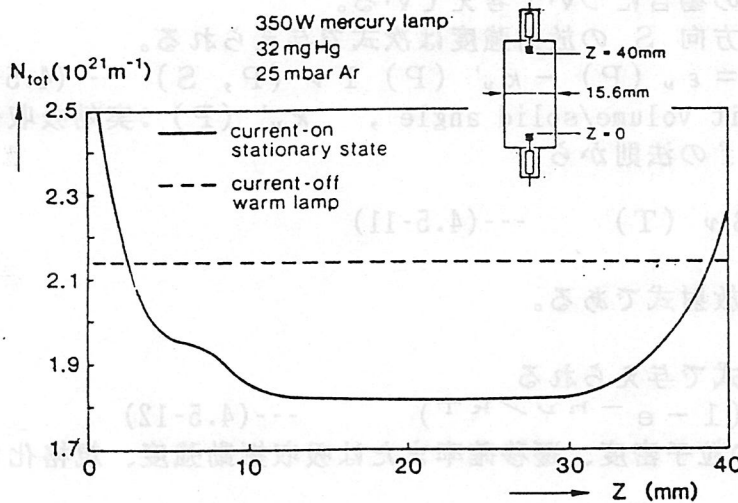


図4.5-3 アーク軸上単位長当りの水銀粒子密度分布

参考文献

- 4.5-1)Kenty C.;Production of 2537 Radiation and Role of Atoms in an Argon-Mercury Discharge. J.Appl.Phys. 21 pp1309-1318 (1950)
- 4.5-2)Schafer R. and Stormberg H.P.;Paricle number and pressure determination in high-pressure lamps. J.Appl.Phys. 60(4) pp1263-1268 (1986)
- 4.5-3)Allen G.R. et al.;Measurment of Sodium Groundstate Density Profile in a Metal-Halide Lamp Using Laser Absorption Spectroscopy. J.Illum.Engng.Soc.Summer 16 pp13-20 (1987)
- 4.5-4)Moskowitz P.E.;Novel laser diagnostic for mercury rare gas low pressure discharges. Appl.Phys.Lett. 50(14) pp891-893 (1987)
- 4.5-5)Dakin J.T. and Bigio L.;Wall-induced inhomogeneities in the low-pressure Hg-Ar positive column. J.Appl.Phys.63(11) pp5270-5279 (1988)

4.5.2 自己吸収法によるプラズマ温度と粒子密度の測定

放電灯の発光スペクトルの中に見られる自己反転したスペクトルにより、その放電灯内のプラズマの状態を知ることが出来る。自己反転したスペクトルを利用する方法としては、本節で述べる自己反転したスペクトルの吸収幅から諸量を求める方法（一般に $\Delta\lambda$ 法と呼ばれる）と、7.2節で述べられる Bartels 法がある。プラズマの温度を求める場合には Bartels 法がよく用いられる。

自己反転したスペクトルの吸収幅より発光種の蒸気圧（粒子密度）を求めることができるが、その方法手順について説明する。

本方法の端著となった論文は Teh-Sen, Jen 等が報告^{4.5-9)}したもので、高圧ナトリウムランプ (HPSL) の D ラインの吸収スペクトルより、実効プラズマ温度とプラズマ中心温度の関係及び密度分布を求められることを示した。

まず、プラズマ中のすべての場所において局所的に熱力学的平衡状態 (LTE) が成り立つとして径方向の温度分布; $T(r)$ を次のように仮定する。

$$T(r) = T_c - (T_c - T_w) (r/R)^n \quad \text{---(4.5-9)}$$

T_c ; プラズマ中心温度、 T_w ; 発光管管壁温度、 R ; 発光管半径 (内径) として、 n として 2 及び 3 の場合について考えている。

次にある点 P における方向 S の放射強度は次式で与えられる。

$$dI_\nu(P, S) / dS = \epsilon_\nu(P) - \kappa'_\nu(P) I_\nu(P, S) \quad \text{---(4.5-10)}$$

$\epsilon_\nu(P)$: emission/unit volume/solid angle, $\kappa'_\nu(P)$: 実効吸収係数
また、Kirchhoff の法則から

$$\epsilon_\nu(P) = \kappa'_\nu(P) B_\nu(T) \quad \text{---(4.5-11)}$$

$B_\nu(T)$ はプランクの放射式である。

また、実効吸収係数は次式で与えられる

$$\kappa'_\nu(P) = \kappa_\nu(P) (1 - e^{-h\nu/kT}) \quad \text{---(4.5-12)}$$

$\kappa_\nu(P)$ は吸収状態での粒子密度、遷移確率または吸収振動強度、規格化された Line の形で決められる。

$$\kappa_\nu(P) = \pi e^2 (mc)^{-1} N_0 [f_1 L(\nu - \nu_{01}) + f_2 L(\nu - \nu_{02})] \quad \text{---(4.5-13)}$$

N_0 ; 基底状態の原子密度で

$N_0 = p/kT$ とおける

f_1, f_2 ; D_1, D_2 における吸収振動強度

ν_{01}, ν_{02} ; D_1, D_2 における中心振動数

$L(\nu - \nu_{0i})$; 規格化された line profile

(4.5-9) 及び (4.5-11) ~ (4.5-13) 式を

使って、与えられた圧力、温度分布、管径について (4.5-10) 式を解くことで発光強度分布を得ることが出来る。

図 4.5-4 は (4.5-9) 式の n が 2 及び 3 の場合について D-line のスペクトル分布を描いたものである。また、D-line のスペクトルのパラメータを図 4.5-5 のように示した場合、実効的な温度; T_e を次式のように定義すると、

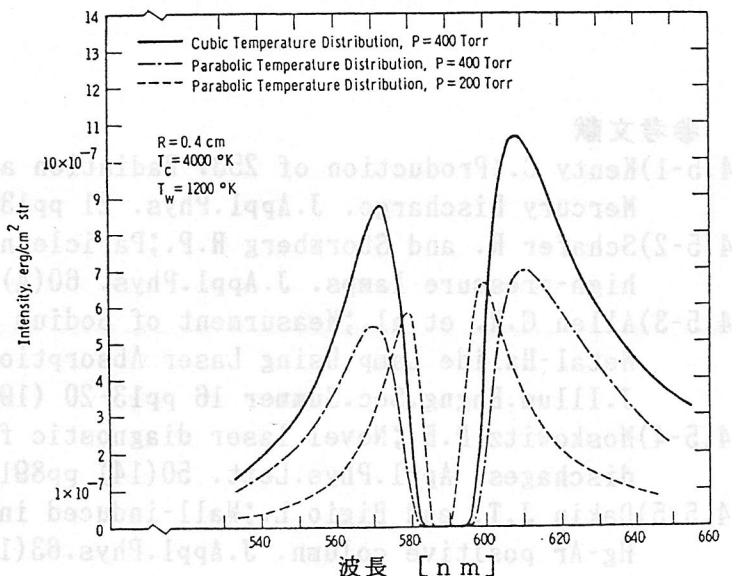


図 4.5-4 ナトリウム D 線のスペクトル

$$(I_{\max 1}) / (I_{\max 2}) = B_{\lambda_{\max 1}}(T_e) / B_{\lambda_{\max 2}}(T_e) \quad \text{---(4.5-14)}$$

T_e は次式で表すことが出来る。

$$T_e = 1.43 \times 10^8 (\lambda_{\max 2}^{-1} - \lambda_{\max 1}^{-1}) / \{ \ln(I_{\max 1} / I_{\max 2}) + 3 \ln(\lambda_{\max 1} / \lambda_{\max 2}) \} \quad \text{---(4.5-15)}$$

様々な T_c について D-line のスペクトル分布を描き、それより T_e を求めると次のような関係が導きだされる。

$$T_e = 0.846 T_c + 260 \text{ K} \quad (\text{2次関数の温度分布の場合}) \quad \text{---(4.5-16)}$$

$$T_e = 0.866 T_c + 200 \text{ K} \quad (\text{3次関数の温度分布の場合}) \quad \text{---(4.5-17)}$$

ただし $p > 100 \text{ Torr}$, $T_c < 5000 \text{ K}$

また、D-line のスペクトルの両サイドの裾の光学的に薄いプラズマとして扱える領域 ($I_\nu < 0.1 I_{\max}$) においては、

$$I_\nu = \text{constant } B_\nu(T_e') [f_1(\nu - \nu_{01})^{-2} + f_2(\nu - \nu_{02})^{-2}] \quad \text{---(4.5-18)}$$

と表すことが出来るので、 T_e' は

$$T_e' = 0.875 T_c + 175 \text{ K} \quad (\text{2次関数の温度分布の場合}) \quad \text{---(4.5-19)}$$

$$T_e' = 0.875 T_c + 235 \text{ K} \quad (\text{3次関数の温度分布の場合}) \quad \text{---(4.5-20)}$$

ただし $p < 50 \text{ Torr}$ となる。

光学的な深さと粒子密度の関係から、自己反転したスペクトルの二つのピークの波長における管壁からアークの中心までの平均の光学的深さは、

$$0.5 \left[\int \kappa_{\lambda_{\max 1}}(r) dr + \int \kappa_{\lambda_{\max 2}}(r) dr \right] = 1.05 \doteq 1 \quad \text{---(4.5-21)}$$

そして、自己反転したスペクトルの二つのピークの波長の間隔が D_1 , D_2 line の波長間隔より充分に広い場合には、温度と圧力と吸収幅の関係は次式のように簡略化される。

$$\Delta \nu_{\max} \doteq A p (R f)^{1/2} \left[\int \{ T_c - (T_c - T_w) x^a \}^{-2} dx \right]^{1/2} \quad \text{---(4.5-22)}$$

$$A = (e/k)(C_0/2.1mc)^{1/2}, C_0 = \Delta \nu_{1/2} / N_0 (f_1 + f_2), a = 2 \text{ or } 3, x = r/R$$

この式より得られる圧力の誤差は $a = 2 \sim 3$ においては 20% 以内である。

また、この圧力の値を [Torr] で表したときの値は、自己反転したスペクトルの吸収幅 ($\Delta \lambda_{\text{tot}}$) を [nm] で表した値の 10 倍にほぼ等しい。

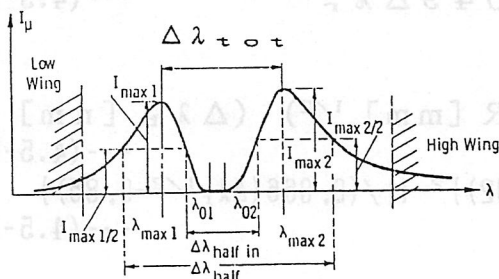


図4.5-5 自己反転したスペクトルのキーパラメータ

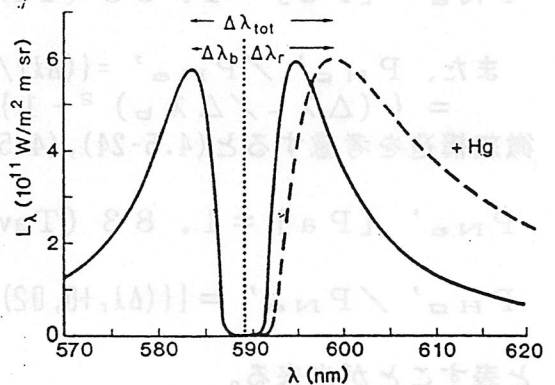


図4.5-6 ナトリウムD線のスペクトル
 実線：ナトリウムのみ ($P_{\text{Na}}=18\text{kPa}$)
 破線：水銀添加 ($P_{\text{Hg}}=220\text{kPa}$)

上述の方法ではナトリウムのD-lineの自己反転した吸収スペクトルの二つのピーク間の幅(吸収幅)やそれぞれのピークの波長あるいはピーク高さから圧力を求めていたが、M. J. Jongerius^{4,5,7)}は同じ吸収スペクトルの吸収幅($\Delta\lambda_{tot}$)を短波長側($\Delta\lambda_b$)と長波長側($\Delta\lambda_r$)に分けて、 $\Delta\lambda_{tot}$ はナトリウムの密度に比例することよりナトリウムの圧力(P_{Na})を、また水銀を添加することにより $\Delta\lambda_r$ が広がる(図4.5-6)事より水銀の圧力(P_{Hg})を求めた。

発光管内にキセノンガス(Xe)が封入されていない状態と封入されている状態での違いは $\Delta\lambda_{tot}$ と $\Delta\lambda_r/\Delta\lambda_b$ の關係に現われ図4.5-7のように示される。

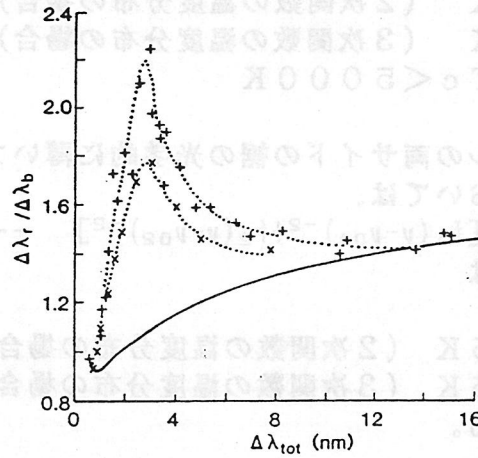


図4.5-7 $\Delta\lambda_r/\Delta\lambda_b$ と $\Delta\lambda_{tot}$ の關係
 実線: Xeガスが封入されていない場合
 点線: Xeガスが封入されている場合

まず、Xeガスが封入されていない場合のナトリウムと水銀の蒸気圧は、光学的な厚さ、D-lineにおける吸収係数及び吸収のプロファイルを解くことにより求めることが出来る。

$$P_{Na} = 23.2 \Delta\lambda_b T_{av} R^{-1/2} \left[(2\gamma)_D \int_0^1 (T_{av}/T(x))^2 dx \right]^{-1/2} \quad \text{--- (4.5-23)}$$

$x = r/R$, $T_{av} = T_c - 2(T_c - T_w) / (\beta + 2)$; 平均ガス温度
 2γ ; Sodium resonance broadening constant

ここで、 $2 \leq \beta \leq 3$ のとき式(4.5-23)の $\int_0^1 (T_{av}/T(x))^2 dx$ 部分は 1.92 ± 0.04 となるので(4.5-23)式は簡単に表現できる。

$$P_{Na}' [Pa] = 1.83 (T_{av} [K] / R [mm]^{1/2}) \Delta\lambda_b [nm] \quad \text{--- (4.5-24)}$$

$$\begin{aligned} \text{また、} P_{Hg}' / P_{Na}' &= \{ (\Delta\lambda_r / \Delta\lambda_b)^2 - 1 \} / \{ (4\pi^2/3) \{v_D / (2\gamma)_D\} (C_b/c)^{1/2} \Delta\lambda_r^{1/2} \} \\ &= \{ (\Delta\lambda_r / \Delta\lambda_b)^2 - 1 \} / 0.049 \Delta\lambda_r^{1/2} \quad \text{--- (4.5-25)} \end{aligned}$$

微細構造を考慮すると(4.5-24), (4.5-25)は

$$P_{Na}' [Pa] = 1.83 (T_{av} [K] / R [mm]^{1/2}) (\Delta\lambda_b [nm] - 0.3) \quad \text{--- (4.5-26)}$$

$$P_{Hg}' / P_{Na}' = \{ (\Delta\lambda_r + 0.02) / (\Delta\lambda_b - 0.02) \}^2 - 1 / \{ 0.066 (\Delta\lambda_r^{1/2} - 0.85) \} \quad \text{--- (4.5-27)}$$

と表すことが出来る。

次にXeガスが入っている場合には

$$P_{Na} = P_{Na}' / [1 + F(\Delta\lambda_{tot}) P_{Xe}^{eff}] \quad \text{--- (4.5-28)}$$

$$P_{Hg} = P_{Hg}' - G(\Delta\lambda_{tot}) P_{Xe}^{eff} \quad \text{--- (4.5-29)}$$

P_{Xe}^{eff} は室温におけるXe封入圧力にほぼ等しい。また、

$$F [\text{kPa}^{-1}] = 1.2 \times 10^{-2} R^{1/2} f (\Delta\lambda_{\text{tot}}) \quad \text{---(4.5-30)}$$

$$f = 2.3 \times 10^{-2} \Delta\lambda_{\text{tot}} / (1 + \Delta\lambda_{\text{tot}} / 22)$$

$$G = 6 \times 10^{-6} T g (\Delta\lambda_{\text{tot}}) \quad \text{---(4.5-31)}$$

$$g = 60 - 0.4 \Delta\lambda_{\text{tot}} / X + 4.3 \times 10^2 / \Delta\lambda_{\text{tot}}$$

XはNa/Hgのアマルガム比

と表すことが出来る。

さらにXeガス圧 ($P_{\text{Xe}}^{\text{eff}}$) は図4.5-7の $\Delta\lambda_{\text{tot}}$ と $\Delta\lambda_r / \Delta\lambda_b$ の関係においてピーク値を $(\Delta\lambda_r / \Delta\lambda_b)_M$ とすると、 $P_{\text{Xe}}^{\text{eff}}$ と $(\Delta\lambda_r / \Delta\lambda_b)_M$ の関係は図4.5-8で表される。

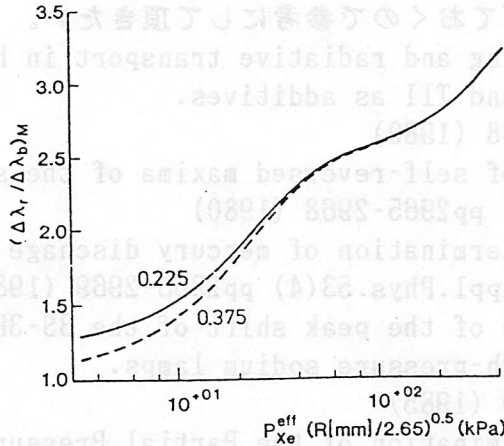


図4.5-8 $(\Delta\lambda_r / \Delta\lambda_b)_M$ と封入されているXeガス圧力の関係
Na/Hgアマルガム比が0.225と0.375の場合

Hoek等^{4.5.8)}は希土類ヨウ化物/NaI/Hg系のメタルハライドランプへ本方法を拡大して、DyI₃/NaI/Hg系のランプにおけるDyI₃とNaIの管壁での密度とDy及びNaの自己反転スペクトルの吸収幅 ($\Delta\lambda_{\text{Dy}}$, $\Delta\lambda_{\text{Na}}$)との関係を導いた。自己反転を起こしている原子(X)のアーク中の平均密度を $n_{\text{X,av}}$ とすると、

$$\Delta\lambda = C n_{\text{X,av}} \tau n_{\text{Hg,av}} \sigma R^2 \quad \text{---(4.5-32)}$$

C; constant, $n_{\text{Hg,av}}$; 水銀原子のアーク中の平均密度, R; 発光管内半径

で表される。希土類としてCeの場合にそれぞれ次のような条件

$$R = 1.75 \text{ mm}, [\text{CeI}_3]_w = 2.0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$$

$$[\text{NaI}]_w = 2.0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}, [\text{Hg}]_w = 1.35 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$$

$$\text{温度分布は式(4.5.2-1)で表され } T_c = 5400 \text{ K}, T_w = 1200 \text{ K}, a = 2.5$$

のときNaのD-lineの吸収幅[nm]は、

$$\Delta\lambda_{\text{Na}} - 0.6 = 2.0 \times 10^{-30} R^{0.65} [\text{NaI}]_w^{0.7} [\text{Hg}]_w^{0.6} \quad \text{---(4.5-33)}$$

と表すことが出来る。

また、DyI₃/NaI/Hg系のメタルハライドランプにおいて

$$\text{DyI}_3; 1.45 \text{ mg}, \text{NaI}; 0.8 \text{ mg}, \text{Hg}; 2.5 \text{ mg}, R = 2.52 \text{ mm のとき}$$

$$\Delta_{\text{Dy}} = 3.7 \times 10^{-2} ([\text{DyI}_3]_w \times 10^{-21})^{0.52} \quad \text{---(4.5-34)}$$

$$\Delta_{\text{Na}} - 0.6 = 3.7 \times 10^{-2} ([\text{NaI}]_w \times 10^{-20})^{0.63} \quad \text{---(4.5-35)}$$

であることを示した。

(佐々木 俊一)

参考文献

- 4.5-6) Teh-Sen Jen et al.; A New Spectroscopic Method of High Pressure Arc Diagnostics. J.Quant.Spectrosc.Radiat.Transfer. 9 pp487-498 (1969)
- 4.5-7) Jongerius M.J.; Influence of xenon on the self-reversal maxima of the Na-D emission lines in high-pressure sodium lamps. J.Appl.Phys.62(8) pp3138-3148 (1987)
- 4.8-8) Van Den Hoek W.J. et al.; The Estimation of Additive Densities in Metal Halide Arcs From Self-Reversed Emission Line Contours. Philips J.Res. 37 pp129-144 (1982)

その他有用と思われる文献を上げておくので参考にして頂きたい。

- Stormberg H.P. ; Line broadening and radiative transport in high-pressure mercury discharges with NaI and TlI as additives. J.Appl.Phys.51(4) pp1963-1968 (1980)
- Chien Yu-Min ; On the shifts of self-reversed maxima of the sodium resonance radiation. J.Appl.Phys.51(6) pp2965-2968 (1980)
- Karabourious D. ; Pressure determination of mercury discharge from self-reversed spectral lines. J.Appl.Phys.53(4) pp2965-2969 (1982)
- Reiser P.A. & Wyner E.F. ; Use of the peak shift of the 3S-3P sodium resonance lines for the analysis of high-pressure sodium lamps. J.Appl.Phys.57(5) pp1623-1630 (1985)
- Karabourious D. et al. ; Determination of the Partial Pressure of Thallium in High-Pressure Lamp Arcs: A Comparative Study IEEE Trans.PS-14 No.4 pp325-332 (1986)

4.5.3 オプトガルバノ分光法

プラズマ中の原子、分子、イオンの光学遷移に共鳴する電磁波をプラズマに照射すると、プラズマの電気特性（放電々圧、放電々流、インピーダンス）が変化する。この現象はオプトガルバノ効果 (optogalvanic effect) と呼ばれる。オプトガルバノ効果そのものは古く知られていたが、それが簡便な分光法として広く利用されるようになったのは1970年台半ばになってからである。以下、(1)、(2)、(3)、(4)においてそれぞれ、オプトガルバノ分光 (optogalvanic spectroscopy) 法の実験原理、オプトガルバノ分光法の特徴、オプトガルバノ効果の理論、ランププラズマへの応用例について述べる。

(1) オプトガルバノ分光法の実験原理

オプトガルバノ効果の検出装置は、基本的にはレーザと定常プラズマから構成される。波長可変cwレーザと、プラズマとして放電ランプを用いた実験装置を図9に示す。レーザの発振周波数は、プラズマ中の原子、分子あるいはイオンの1つの光学遷移に共鳴しており、またレーザ光は、回転チョッパにより変調されている⁹⁾。

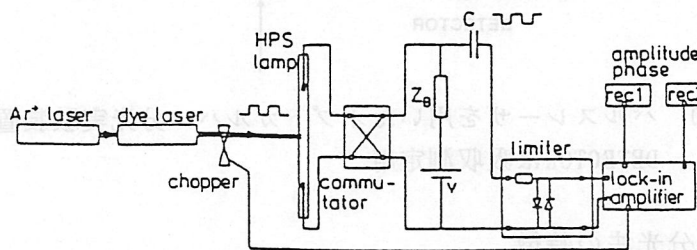


図9 cwレーザを用いたオプトガルバノ分光実験装置¹⁰⁾

プラズマ内では平衡状態が保たれ、原子、分子、イオンの各量子準位は一定の占有密度を有している。レーザがプラズマに照射されると共鳴吸収によって上下準位の占有密度に変化が起こる。この密度変化は、粒子間の相互作用によって他準位の占有密度を変化させ、電子衝突によるイオン化、再結合などにより、荷電粒子数密度を変化させる。これによりプラズマのインピーダンス、放電々圧、放電々流が変化する⁹⁾。図中のコンデンサCは放電々圧の変化分のみ、すなわちオプトガルバノ電圧信号（オプトガルバノ信号）を検出するためのものである。同様に電流検出回路を設ければオプトガルバノ電流信号の検出が行なえる。

また、図のようにロックインアンプを用いることにより、オプトガルバノ信号を高いSN比で観測することができる。レーザの発振周波数 ν を連続掃引し、ロックインアンプの出力を記録すればプラズマ構成粒子のスペクトルを得ることができる。レーザはcw動作、パルス動作のどちらでも構わないが、パルス動作の場合には信号処理のため、図10のようにボックスカー積分器を利用する⁹⁾。

なお、放電のノイズがそのままオプトガルバノ信号のノイズとなるので、静かな放電条件を見つけることが重要である¹²⁾。

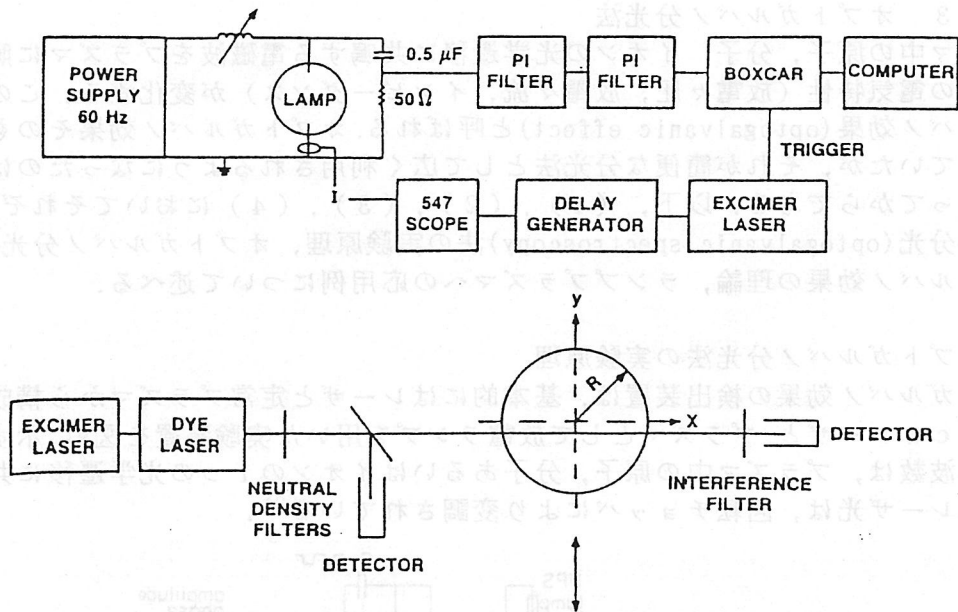


図10 パルスレーザを用いたオプトガルバノ分光実験装置¹¹⁾
DETECTORは吸収測定用

(2) オプトガルバノ分光法の特徴

オプトガルバノ分光法では、プラズマは試料であると同時に検出器でもある。それゆえ、他の分光法に比べて以下に示すような多くの利点がある⁹⁾。

- ① 従来の分光測定で必要とされる分光器や光検出器が不要である。また、信号検出方法が簡単なため、スペクトルの観測装置が少なく、光学系や信号検出系の特別な調整も不要である。
- ② レーザの出力変動さえ小さければ、原理的に、プラズマを含む回路の放射ノイズのレベルにまで信号に重畳するノイズを抑えることができ、高感度分光が行なえる。
- ③ 光検出器や分光器の製作が困難な波長領域においても、レーザさえあれば可視域など同様に高感度分光が行なえる。
- ④ プラズマからの輻射に全く影響を受けずに分光実験が行なえる。
- ⑤ レーザのスペクトル幅は試料の隣接するスペクトル間隔より狭ければよく、それで全ての遷移が観測できる。
- ⑥ プラズマ内では、その高い電子温度により、高い励起状態やイオンを簡単につくることができる。それゆえ、放電あるいはプラズマの生成法を工夫すれば、様々な原子、分子、イオンのスペクトルを観測することができる。

以上のように、プラズマ内の原子や分子が簡単な装置でしかも高感度に測定できることから、オプトガルバノ効果が原子や分子の定量分析に使えるのではないかという期待がもてる。しかし、オプトガルバノ効果は光学遷移を直接検出するのではなく、プラズマ内の衝突効果という間接的な信号を観測していること、および多くのメカニズムが共存して信号に寄与していることなどから、定量的解析が難しい。また、オプトガルバノ効果は必ずしも全ての遷移で観測できる現象ではないことから、定量分析には向かない¹²⁾。

(3) オプトガルバノ効果の理論¹³⁾

オプトガルバノ効果を理論的に記述するためには、多くの素過程を考慮しなければならず、またそれぞれのプラズマ粒子の緩和過程が巨視的なインピーダンスにどのように応答するかを明確にする必要がある。しかし、それらは非常に複雑で難かしいため、簡略化したモデルを用いて記述を行なう。

プラズマ内粒子の遷移 $1 \rightarrow 2$ に共鳴する c w レーザが照射されたとする。プラズマ内の電子密度 N_e^0 および準位 i の占有密度 N_i^0 は、レーザ照射によってそれぞれ n_e , n_i だけ変化して新しい定常値

$$N_e = N_e^0 + n_e, \quad N_i = N_i^0 + n_i \quad (36)$$

に達する。電子の生成、消滅過程として、イオン化、再結合、および拡散を考えると、 N_e の速度方程式は

$$d N_e / d t = \sum_i Q_i N_i N_e - \beta N_e N_{ion} - D N_e = 0 \quad (37)$$

と表すことができる。ここで右辺第 1, 2, 3 項はそれぞれ上記の過程に対応する速度であり、 Q_i , β , D はそれぞれ、準位 i のイオン化速度係数、再結合速度係数、拡散係数である。イオン密度 N_{ion} はプラズマの電気的中性条件より $N_{ion} \approx N_e$ で与えられる。(36), (37)式より、 $n_e = \beta^{-1} \sum_i Q_i n_i$ が得られる。オプトガルバノ信号 S は n_e の応答によって生じるので

$$S = \alpha n_e = \eta \sum_i Q_i n_i \quad (38)$$

と表すことができる。ここで、 α は比例係数で、 $\eta = \alpha / \beta$ であり、レーザ強度が十分弱ければ η は定数と考えられる。

簡単のため、準位 1 と 2 だけを考え、縮退はないとすると、 N_1, N_2 は速度方程式

$$d N_1 / d t = R_1 - K_1 N_1 + \gamma_{21} N_2 - P (N_1 - N_2) = 0 \quad (39)$$

$$d N_2 / d t = R_2 - K_2 N_2 + P (N_1 - N_2) = 0 \quad (40)$$

によって計算できる。ここで、 P はレーザによる励起速度、 $K_i N_i$ は準位 i の全損失速度、 γ_{21} は準位 2 から 1 への実効的な遷移確率、 R_i は他の全ての過程による準位 i の励起速度である。(36), (39), (40)式より得られる n_i を用いて、 S は近似的に

$$S \approx \eta P (N_1^0 - N_2^0) G(1, 2) \quad (41)$$

となる。ここで

$$G(1, 2) = Q_2 \tau_2 - Q_1 \tau_1 (1 - \gamma_{21} \tau_2) \quad (42)$$

で、 $\tau_i = 1 / K_i$ は準位 i の実効的な寿命である。

(41)式より、 S がレーザ光の吸収 $P (N_1^0 - N_2^0)$ によって生じることがわかる。しかし、 S の極性は以下の理由により予想できない。まず、 η の符号は放電・信号検出回路によって一意的に決まる。すなわち、 $n_e > 0$ に対しては放電インピーダンスは減少し、 $n_e < 0$ に対しては増加する。よって、図9の回路では $\eta > 0$ である。また、大部分のプラズマでは $N_1^0 \gg N_2^0$ であり、結局 S の極性は $G(1, 2)$ にのみ、すなわちプラズマ内の原子過程にのみ依存する。プラズマの状態によって、 $G(1, 2) \approx 0$ となることもあり、レーザ光の吸収が大きいと考えられる場合でも、オプトガルバノ信号が大きくなるとは限らない。さらに、 $G(1, 2)$ の符号とその大きさは、レーザの共鳴するそれぞれの遷移に対して異なる。したがって、オプトガルバノ信号が正負の振幅を有した信号として現れることもまれではない。

(4) オプトガルバノ分光法のランププラズマへの応用

ランプ分野ではオプトガルバノ分光法を用いて以下に示すような計測が行なわれている。ただし、前述の理由から原子、分子、イオンの定量分析は、現在までのところ行なわれていないようである。

Greenらは、バッファガスとしてNeが封入され、Li, Na, Ca, Ba, およびUを陰極材料に混入させたホローカソードランプに、変調をかけたcwレーザの光を照射させることにより、各原子のオプトガルバノ信号を観察した。観察された信号の中でNeの準安定状態からの遷移による信号が最大であること、またNeの遷移に対応する信号は放電々流値に依存しないことを示した¹⁴⁾。

van den Hoekらは、高圧水銀放電と高圧ナトリウム放電において、レーザ光の変調周波数を変化させたときの、オプトガルバノ信号と気体温度の緩和定数との関係を調べた¹⁵⁾。

van de Weijerらは、低圧水銀放電において、 $6^3P_1 \rightarrow 7^3S_1$ と $6^3P_0 \rightarrow 7^3S_1$ にそれぞれ対応する436nmと405nmの波長のパルスレーザを照射した場合はどちらも負のオプトガルバノ電圧信号が得られ、 $6^3P_2 \rightarrow 7^3S_1$ に対応する546nmを照射した場合は、正のオプトガルバノ電圧信号となることを観察した。 7^3S_1 から3つの 6^3P へのポピュレーションの再配分の比率と、それぞれの 6^3P の電離断面積の違いから、オプトガルバノ電圧信号の極性が決定されることを示した¹⁶⁾。

Kramerは、図10の装置により、高圧水銀ランプとメタルハライドランプを垂直点灯させて以下のような実験を行なった。

まず、高圧水銀ランプを用いて行なった実験では、 $6^3P_{2,1,0} \rightarrow 7^3S_1$ にそれぞれ対応する546nm, 436nm, 405nmの波長のパルスレーザを照射した場合、また $6^3P_1 \rightarrow 7^1S_0$, $6^1P_1 \rightarrow 6^3D_2$,

$6^1P_1 \rightarrow 6^1D_2$ の遷移にそれぞれ対応する408nm, 577nm, 579nmの波長のパルスレーザを照射した場合、放電々圧が減少し、放電々流は増加した。また、電圧減少分は電流増加分に比例していたが、両者の瞬時の関係は異なっていた(図11, 図12)。得られたオプトガルバノ信号をAbel変換することにより、信号の半径方向の分布を求めた(図13)。結果より信号は放電の中心軸で最も強く、管壁へ向かうにつれて減少することを明らかにした¹¹⁾。

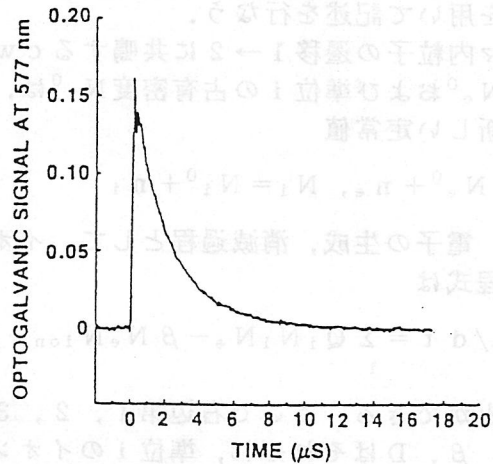


図11 オプトガルバノ電圧信号の時間応答¹¹⁾
高圧水銀ランプ
ランプ電圧が交流の負期間のときに
レーザを照射しているため信号は正

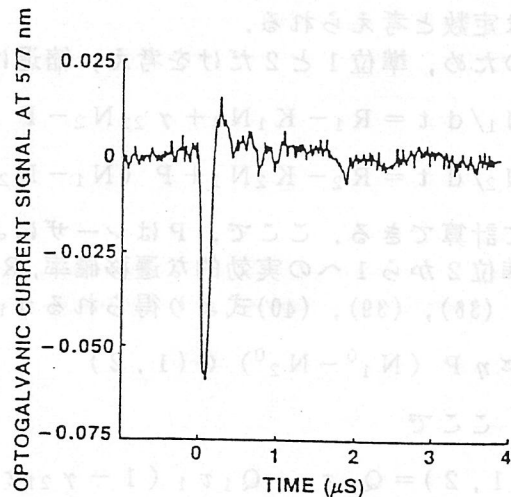


図12 オプトガルバノ電流信号の時間応答¹¹⁾
高圧水銀ランプ
ランプ電圧が交流の負期間のときに
レーザを照射しているため信号は負

次に、NaI, ScI₃, およびCsIを封入したメタルハライドランプを用いた実験では、589nmと589.6nmとによる基底状態のNa原子の励起、可視域における基底状態と励起状態のSc原子の励起、およびHgの励起からオプトガルバノ信号が得られた。得られたオプトガルバノスペクトルは、自己反転しないことを除けば放射スペクトルによく似ていることがわかる(図14, 図15)。また、オプトガルバノ信号のランプ軸方向の分布(図16)から、NaとScは垂直方向に密度の偏りがあることを明らかにした¹⁷⁾。

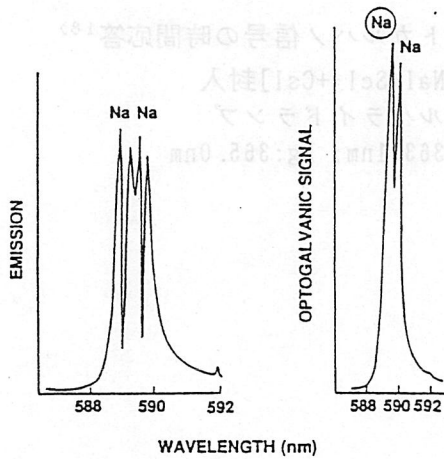


図15 放射スペクトルとオプトガルバノスペクトル¹⁷⁾
[Hg+NaI+ScI₃+CsI]封入
メタルハライドランプ
波長範囲:588-592nm

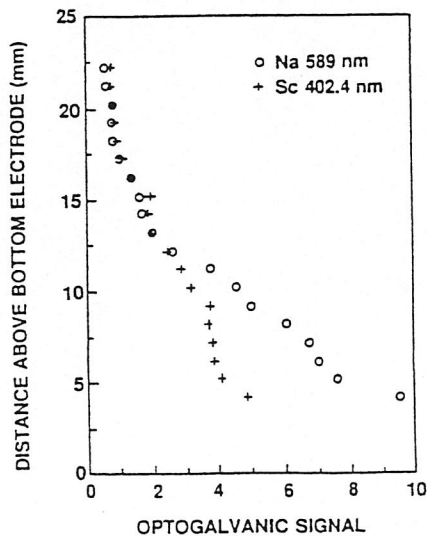


図16 軸方向のオプトガルバノ信号分布¹⁷⁾
[Hg+NaI+ScI₃+CsI]封入
メタルハライドランプ

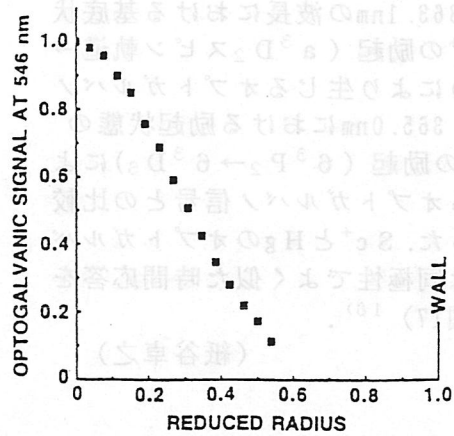


図13 半径方向のオプトガルバノ信号分布¹¹⁾
高圧水銀ランプ
y方向の信号分布をAbel変換

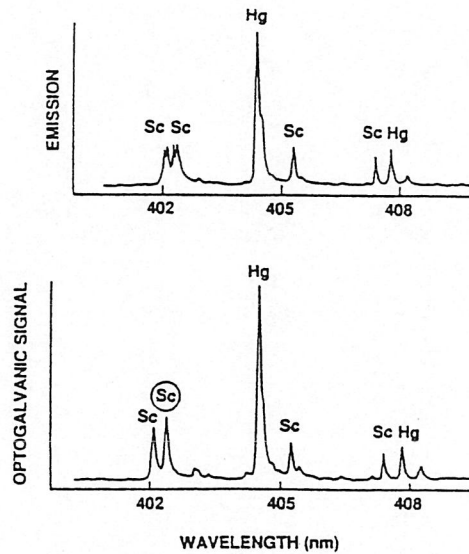


図14 放射スペクトルとオプトガルバノスペクトル¹⁷⁾
[Hg+NaI+ScI₃+CsI]封入
メタルハライドランプ
波長範囲:400-410nm
ランプ電圧が交流の負期間のときにレーザを照射しているため電圧信号は正

また、363.1nmの波長における基底状態のSc⁺の励起 (a³D₂スピン軌道→z³F₃⁰)により生じるオプトガルバノ信号と、365.0nmにおける励起状態のHg原子の励起 (6³P₂→6³D₃)により生じるオプトガルバノ信号との比較を行なった。Sc⁺とHgのオプトガルバノ信号は同極性でよく似た時間応答を示す (図17)¹⁸⁾。

(紙谷卓之)

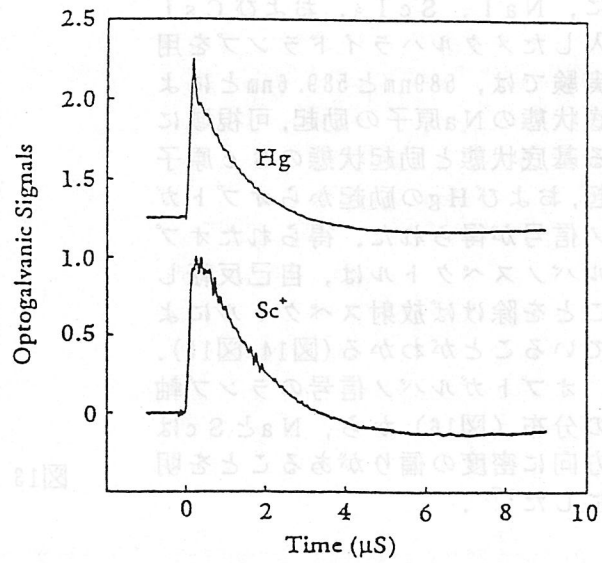
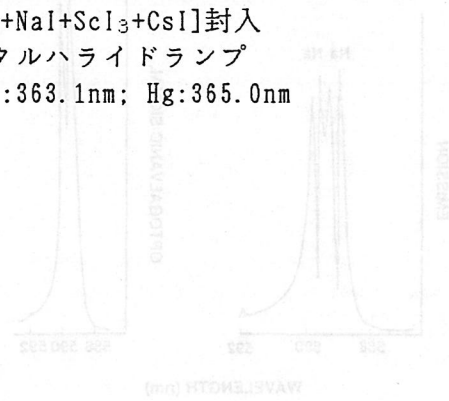
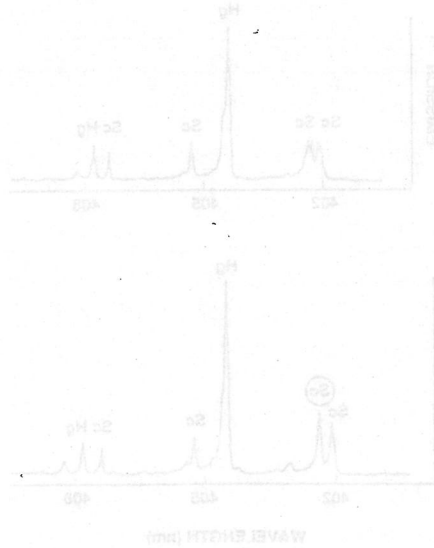
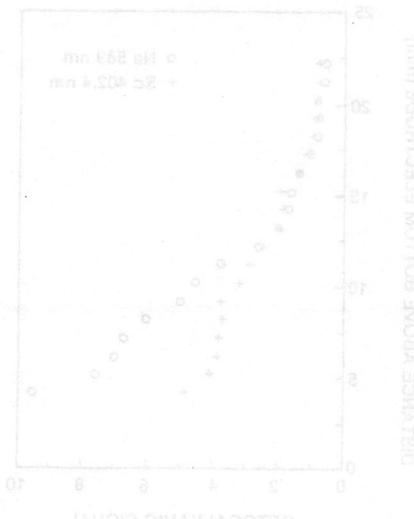


図17 オプトガルバノ信号の時間応答¹⁸⁾

[Hg+NaI+ScI₃+CsI]封入
メタルハライドランプ
Sc⁺:363.1nm; Hg:365.0nm



[Hg+NaI+ScI₃+CsI]封入
メタルハライドランプ
Sc⁺:363.1nm; Hg:365.0nm



参考文献

- 9) 宮崎 健創 : オプトガルバノ効果とその応用, レーザー研究 Vol.11 No.4 pp.257-270 (1983)
- 10) Jongorius, M. J. : Optogalvanic Detection of Acoustic Resonances in a High-Pressure Sodium Discharge, J. Appl. Phys. Vol. 55 No. 7 pp. 2685-2692 (1984)
- 11) Kramer, J. : Pulsed-Laser Optogalvanic Spectroscopy in a High-Pressure Hg Discharge, J. Appl. Phys. Vol. 64 No. 4 pp. 1758-1766 (1988)
- 12) 鈴木 隆則 : 光ガルバノ効果による分光と分析, 分光研究 Vol. 32 No. 6 pp. 367-384 (1983)
- 13) 宮崎 健創 : オプトガルバノ分光, 応用物理 Vol. 53 No. 7 pp. 590-599 (1984)
- 14) Green, R. B. et al. : Galvanic Detection of Optical Absorptions in a Gas Discharge, Appl. Phys. Lett. Vol. 29 No. 11 pp. 727-729 (1976)
- 15) van den Hoek, W. J. et al. : Optogalvanic Spectroscopy and Thermal Relaxation in High-Pressure Mercury and Sodium Arc Discharges, J. Appl. Phys. Vol. 51 No. 10 pp. 5292-5294 (1980)
- 16) van de Weijer, P. et al. : The Pulsed Optogalvanic Effect in a Low-Pressure Mercury Discharge, Opt. Commun. Vol. 53 No. 2 pp. 109-112 (1985)
- 17) Kramer, J. : Pulsed-Laser Optogalvanic Spectroscopy of Sodium and Scandium in a High-Pressure Metal Halide Discharge, J. Appl. Phys. Vol. 64 No. 6 pp. 2934-2941 (1988)
- 18) Kramer, J. : Laser Spectroscopy of Ground-State Scandium Ions in a High-Pressure Metal Halide Discharge II. Optogalvanic Spectroscopy, J. Appl. Phys. Vol. 70 No. 2 pp. 636-641 (1991)

4. 6 蛍光測定法 (L I F)

4. 6. 1、L I F法の原理

レーザー誘起蛍光法 (Laser Induced Fluorescence) はレーザー光をガスあるいはプラズマに打ち込み、レーザー光によって励起された原子・分子が発する蛍光を検出し、その密度等を計測するものである。この方法の特徴は単原子・単分子を検出できるほど検出感度が高いこと、プローブ法のように対象の測定系を乱すことがない点である。すなわち発光スペクトル分析では多くのスペクトル線の重なりやバックグラウンドとの干渉で、検出感度が低い、L I Fは特定原子の特定波長のスペクトル発生であり、スペクトルが単純で分光干渉が少なく検出感度が高く、時間的、空間的分解能にも優れている。

最近では基底準位から高いエネルギー準位を有するH, C, O等の軽元素やハロゲン元素の計測、多点同時計測、多元素同時計測などが可能となっている。H, C, Oなどの分析には、色素レーザー周波数変換を利用した可変波長のVUVレーザー光を用いた分析、あるいは多光子励起を用いて分析できる。

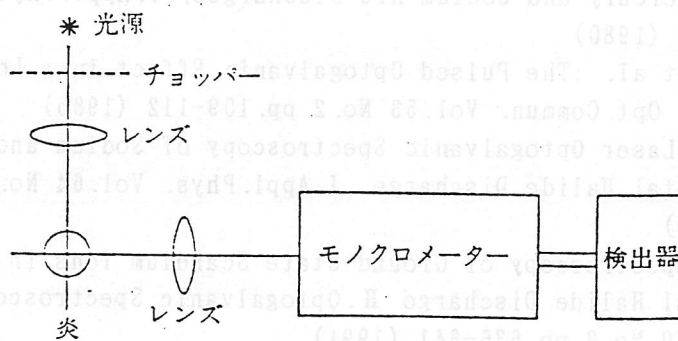


図1 原子蛍光分析装置概念図¹⁾

原子蛍光分析装置の概念図を図1に示す。刺激光としての光源、チョッパー、測定対象物容器、分光部、検出器よりなる。飽和がなければ原子蛍光の強度は励起光の強度に比例するため、励起光源としてレーザー光は優れている。

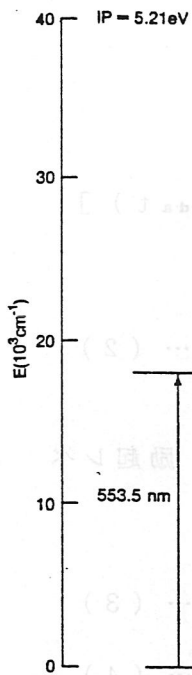
4. 6. 2、L I F法の測定例

L I F法は化学分析、核融合生成物計測等に威力を発揮している。ここではL I F法を蛍光ランプに適用し、電極からのBa原子蒸発を計測した例を以下に紹介する^{3, 4)}。図2 (a)にはBa原子のエネルギーレベル図を示し、同図 (b)には測定機器の構成図を示す。電極予熱温度とL I F強度の関係から、電極からのBaの熱解離係数を測定し、BaOよりはBaに近いこと、蛍光ランプ点灯中は電極が陽極として働く位相にて、Baのシグナル検出が強いことを示している。更に2%のZrO₂を添加したエミッター電極ではBaの蒸発量が抑制されていること、ランプ電流が多いと蒸発が多いこと、電流クレストファクターが大きいものほどBa蒸発量が多いことも示している。

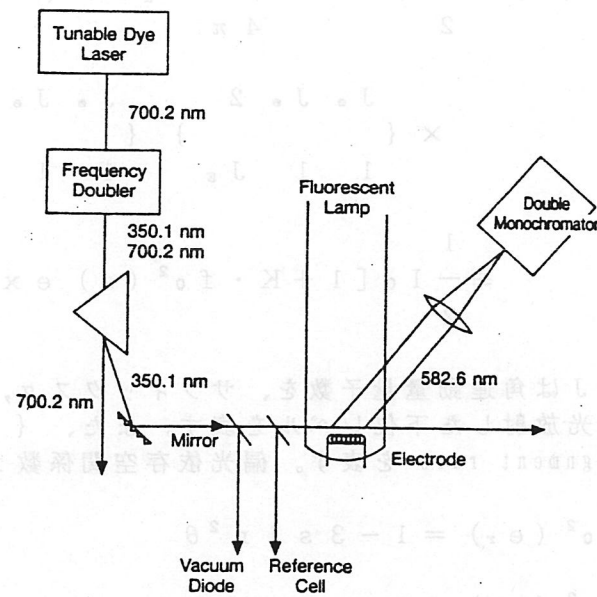
4. 6. 3、偏光の有る場合の測定法

白色光にて原子・分子を励起する場合には光の吸収は無偏光である。しかしながらレーザー光励起の場合にはビーム的であり非等方的な吸収である。また多くの場合偏光に成っている。従ってL I F分光法を用いて、蛍光強度から原子の密度を(1)式によってそのまま決定する事が出来ない⁵⁾。

$$I(e) = n A h \nu \frac{V d \Omega}{4 \pi} \dots \dots (1)$$



Energy level diagram for a neutral barium atom.

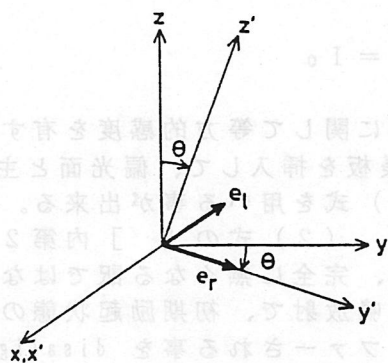


Experimental arrangement for a laser-induced fluorescence measurement.

図 2 (a) 中性 Ba 原子のエネルギーレベル図³⁾

(b) 蛍光ランプ電極 Ba 蒸発量の LIF による測定装置³⁾

図 3 に示すように、励起光偏光方向を z 軸方向、観測を x 軸に関して角 θ だけ回転した z' 方向とし、軸 x と x' は同一とすると、新しい軸 $y' z'$ は yz 平面にある。偏光ベクトル e 方向への偏光放射強度は (2) 式となる。



Polarization directions for excitation and observation. The coordinate system xyz and $x'y'z'$ are related through the rotation angle θ around the x or x' axis. The polarization vector in the case of the polarized-light excitation points in the z -direction, and e_r and e_l point in the y' - and $-x'$ -directions respectively.

図 3 励起と観測の偏光方向座標⁵⁾

$$I(e) = \frac{1}{2} n A h \nu \frac{V d \Omega}{4 \pi} [1 + (-1)^{J_g - J_f + 1} 3 (2 J_e + 1) \times \left\{ \begin{matrix} J_e & J_e & 2 \\ 1 & 1 & J_g \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J_e & J_e & 2 \\ 1 & 1 & J_f \end{matrix} \right\} f_0^2(e) \exp(-R_{da} t)]$$

$$\equiv \frac{1}{2} I_0 [1 + K \cdot f_0^2(e) \exp(-R_{da} t)] \quad \dots\dots (2)$$

ここで J は角運動量量子数を、サフィックス g, e, f はそれぞれ基底レベル、励起レベル、蛍光放射した下位レベルを表す。また、{ } は 6j シンボルを、R_{da} は disalignment rate を表す。偏光依存空間係数 f₀² は次のように与えられる。

$$f_0^2(e_r) = 1 - 3 \sin^2 \theta \quad \dots\dots (3)$$

$$f_0^2(e_1) = 1 \quad \dots\dots (4)$$

式 (2) 中の係数 K は偏光解消係数 (depolarization coefficient) と呼ばれる⁶⁾。alignment 効果を除き、(1) 式が適用できるようにする方法の一つは角度 θ をマジック角と言われる値 (θ = 54.74 度) に取り、R_{da} の入った項を消し去る事である。この場合蛍光は偏光しており、

$$I(e_r) = \frac{1}{2} I_0 [1 - K \exp(-R_{da} t)] \quad \dots\dots (5)$$

$$I(e_1) = \frac{1}{2} I_0 [1 + K \exp(-R_{da} t)] \quad \dots\dots (6)$$

$$I_t = I(e_r) + I(e_1) = I_0 \quad \dots\dots (7)$$

となる。従って受光検出器が偏光に関して等方的感度を有するシステムを用いるか、或いは x' 軸、y' 軸に関して 1/4 波長板を挿入して、偏光面と主断面の角度を π/4 持たせると出射光線は円偏光となり、(1) 式を用いる事が出来る。

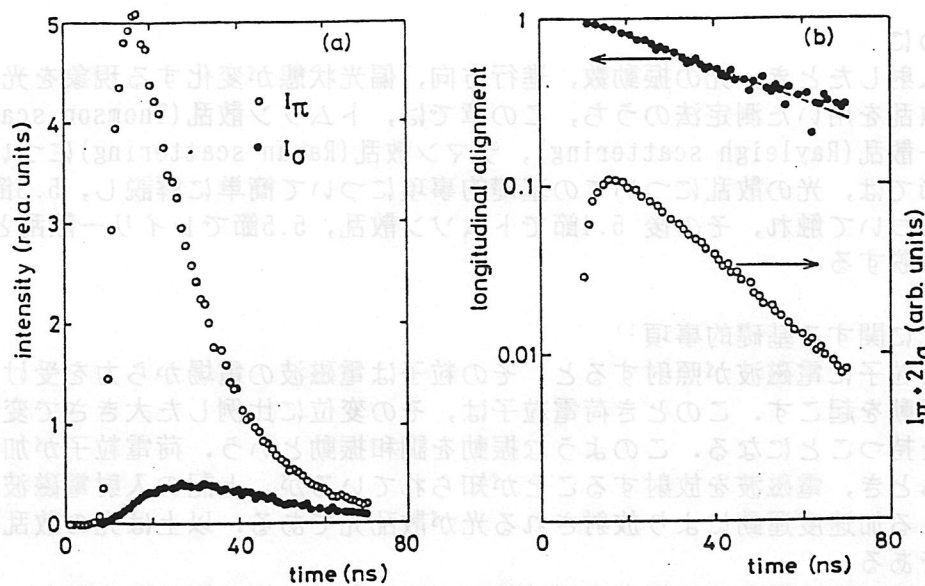
無偏光光で励起した場合には、(2) 式の [] 内第 2 項は (-1/2) 倍となり、alignment 効果は多少減少するが、完全に無くなる訳ではない。

原子・電子との衝突或いは共鳴放射で、初期励起状態の磁気量子状態が同じ励起レベルの他の磁気量子状態へトランスファーされる事を disalignment と呼ぶ。この disalignment は、励起原子の他の原子・電子等との等方的な衝突、トラップ放射過程によって起きる⁷⁾。

蛍光放射前後で磁気量子状態が保たれる場合は π 光、変化する場合は σ 光が放射される。θ = π/2 の場合を考える。例えば Ne の 616.4 nm の場合には、I(e_r) 即ち I_π と I(e₁) 即ち I_σ は図 4 (a) のように alignment 効果が現れる。この場合

$$I_\pi + 2 I_\sigma = \frac{3}{2} I_0 \quad \dots\dots (8)$$

となり、励起状態の密度を (1) 式から計算する事が出来る⁵⁾。これを図 4 (b) に示す。



(a) Temporal variation of fluorescence intensities $I(e_r)$ and $I(e_l)$ of neon 6164 Å line. (b) upper trace: longitudinal alignment. Lower trace: total population.

図 4 (a) Ne 616.4 nm の蛍光強度 $I(e_r)$ 即ち I_π と $I(e_l)$ 即ち I_σ の時間変化⁵⁾ (b) 全励起密度 ($I_\pi + 2I_\sigma$)⁵⁾

また longitudinal alignment として次式を定義する。

$$\alpha = [I(e_r) - I(e_l)] / [I(e_r) + 2I(e_l)] \quad \dots\dots (9)$$

$$= \exp(-R_{da}t) \quad \dots\dots (10)$$

となって、図 4 (b) の黒点プロットの様片対数表示で直線となり、 R_{da} を決定できる。

(井上昭浩、藤本孝)

参考文献

- 1) 大道寺英弘・中原武利編；原子スペクトル、測定とその応用、学会出版センター (1989)
- 2) 前田三男編；エキシマーレーザー、学会出版センター (1993)
- 3) Bhattacharya A.K.; Measurement of barium loss from a fluorescent lamp electrode by laser-induced fluorescence, J. Appl. Phys. 65-12 (1989) 4595
- 4) Bhattacharya A.K.; Measurement of barium ion density in the vicinity of fluorescent lamp electrodes, J. Appl. Phys. 65-12 (1989) 4603
- 5) Fjimoto T. Goto C. Uetani Y.; Effects of Anisotropic Excitation in Laser-Induced Fluorescence Spectroscopy (LIFS), J. J. A. P 24-7 (1985) 875
- 6) Omont A.; Irreducible Components of the Density Matrix. Application to Optical Pumping., Prog. Quantum Electronics Vol.5 No.2 (1977) 69
- 7) Hirabayashi A. Nambu Y. Hasuo M. Fujimoto T.; Disalignment of excited neon atoms due to electron and ion collisions, Phys. Rev. Vol.37, No.1 (1988) 83

第5章 光の散乱を用いた計測法

5.1 はじめに

光が物質に入射したとき、光の振動数、進行方向、偏光状態が変化する現象を光の散乱と呼ぶ。光の散乱を用いた測定法のうち、この章では、トムソン散乱(Thomson scattering)、レイリー散乱(Rayleigh scattering)、ラマン散乱(Raman scattering)について述べる。まず5.2節では、光の散乱についての基礎的事項について簡単に解説し、5.3節で光散乱の実験装置について触れ、その後5.4節でトムソン散乱、5.5節でレイリー散乱とラマン散乱について解説する。

5.2 光散乱に関する基礎的事項¹⁾

電荷を持った粒子に電磁波が照射すると、その粒子は電磁波の電場から力を受け、電磁波の周波数で振動を起こす。このとき荷電粒子は、その変位に比例した大きさで変位と逆向きの加速度を持つことになる。このような振動を調和振動という。荷電粒子が加速度を持って運動するとき、電磁波を放射することが知られているが、上記の入射電磁波によって引き起こされる加速度運動により放射される光が散乱光である。以上は光の散乱現象の古典的な解釈である。

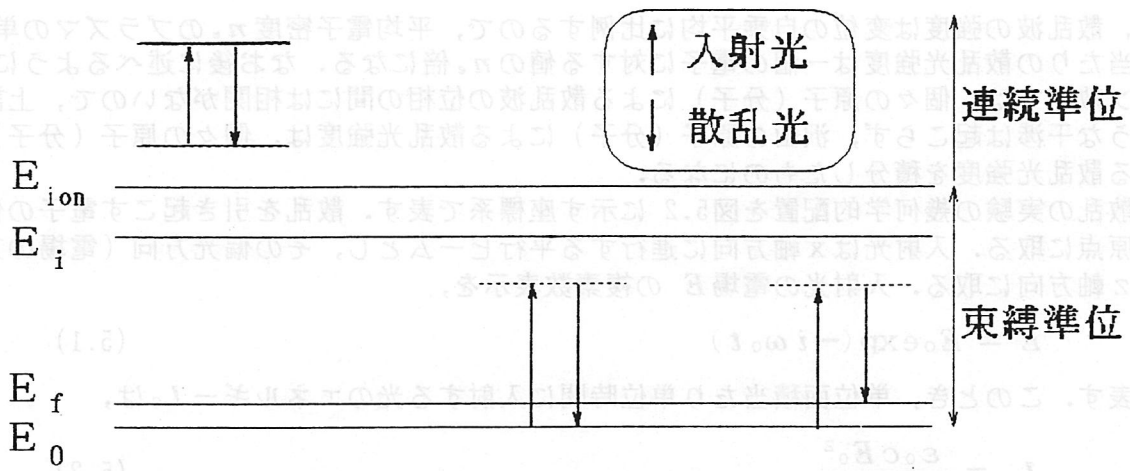
入射する電磁波が光の場合は、振動の周波数は 10^{14} [Hz] の桁で極めて大きく、原子核のような質量の大きい荷電粒子は光の電場の変化に追従できない。質量の軽い電子のみが光の散乱に寄与する。ここで述べるレイリー散乱やラマン散乱は、原子や分子による散乱であるが、実は、原子核の周りに存在する電子が散乱に寄与する。その意味でこれらも電子による散乱と言ってよい。それも、原子核の束縛力が比較的小さく、電場によって揺さぶられ易い外殻の電子のみが散乱に寄与する。

量子論によれば散乱は、振動数 ν_0 の放射場と物質の相互作用によりエネルギー $h\nu_0$ の光子が一個消滅し、振動数 ν_s の放射場と物質の相互作用により新たにエネルギー $h\nu_s$ の光子が一個発生する過程である。したがって、物質と放射場の間に二つの相互作用が同時に起こる、いわゆる2次の過程である。このような過程が生じる確率は、相互作用のエネルギーの行列要素に依存する。相互作用のエネルギーは、電場中で持つ電子の位置のエネルギーに等しい。すなわち、双極子モーメント(変位と電荷の積)と電場のスカラー積に等しい。したがって、散乱光強度は双極子モーメントに依存することになる。調和振動の加速度の大きさは変位に比例するので、加速度は双極子モーメントに比例することになり、前述の古典的解釈と一致する。

光の散乱には、散乱の前後で光子のエネルギー $h\nu$ が変化しない弾性散乱と変化する非弾性散乱がある。前者では、電子と光子は運動量を交換するだけで、エネルギーの交換はない。後者は、光子と電子との間にエネルギーのやり取りがある。トムソン散乱、レイリー散乱は弾性散乱で、ラマン散乱は非弾性散乱である。光の散乱は、吸収や蛍光などと異なり、入射光の振動数が任意の値で起こる。次頁の図5.1は、これらの散乱を原子のエネルギー準位図上で模式的に示したものである。なお、図5.1のレイリー散乱とラマン散乱の過程における点線で示したエネルギー準位については5.5.2で説明する。

沢山の電子により光が散乱される場合は、光の波動性により各電子により散乱される光波が互いに干渉し合う。入射平面波が電子により弾性散乱される場合、各電子による散乱波の位相の間には相関があるので、もし電子が結晶格子のように規則正しく配列されていると、散乱光は互いに打ち消し合い散乱は起こらない。これは、欠陥の無い金属中の電子波が格子により散乱を受けないのと同じである。電子間の平均距離が光の波長に比べ短いときは、電子密度の分布が波長程度の局所的なスケールで均一であれば、やはり、散乱波は打ち消し合ってしまう。

しかし実際は、電子の相対位置は無秩序に分布している。電子がその平均の位置から無秩序に変位していると、電子密度も局所的に不均一になり、打ち消されないで残る散乱波が生じる。電子密度の分布は、電子の無秩序な運動によって支配されるのでポアソン分布となる。ポアソン分布では、変位の自乗平均が平均値に等しい。後に式(5.15)で示すよう



トムソン散乱 レイリー散乱 ラマン散乱

図5.1 各種の散乱とエネルギー準位の関係

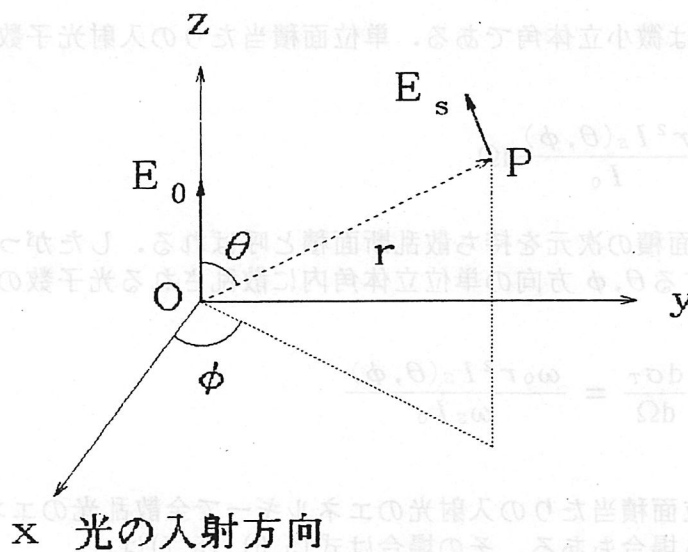


図5.2 散乱実験の座標系説明図

に、散乱波の強度は変位の自乗平均に比例するので、平均電子密度 n_e のプラズマの単位体積当たりの散乱光強度は一個の電子に対する値の n_e 倍になる。なお後に述べるように、ラマン散乱では、個々の原子（分子）による散乱波の位相の間には相関がないので、上記のような干渉は起こらず、沢山の原子（分子）による散乱光強度は、個々の原子（分子）による散乱光強度を積分したものになる。

散乱の実験の幾何学的配置を図5.2 に示す座標系で表す。散乱を引き起こす電子の位置を原点に取る。入射光は x 軸方向に進行する平行ビームとし、その偏光方向（電場の方向）を z 軸方向に取る。入射光の電場 E の複素数表示を、

$$E = E_0 \exp(-i \omega_0 t) \quad (5.1)$$

で表す。このとき、単位面積当たり単位時間に入射する光のエネルギー I_0 は、

$$I_0 = \frac{\epsilon_0 c E_0^2}{2} \quad (5.2)$$

と書ける。ここで、 ϵ_0 は真空の誘電率、 c は光速である。

図5.2 に示すように、散乱点から θ, ϕ 方向の距離 r の位置での散乱光の電場を同様に、

$$E_s = E_{s0} \exp[-i(\omega_s t + \psi)] \quad (5.3)$$

と書くと、この点で単位面積当たり単位時間に通過する散乱光のエネルギー I_s は、

$$I(\theta, \phi) = \frac{\epsilon_0 c E_{s0}^2}{2} \quad (5.4)$$

と書ける。単位時間に散乱される全エネルギー U は、

$$U = \int r^2 I_s(\theta, \phi) d\Omega \quad (5.5)$$

となる。ここで、 $d\Omega$ は微小立体角である。単位面積当たりの入射光子数に対する全散乱光子数の割合 σ_T は、

$$\sigma_T = \frac{\omega_0}{\omega_s} \int \frac{r^2 I_s(\theta, \phi)}{I_0} d\Omega \quad (5.6)$$

と書ける。この σ_T は面積の次元を持ち散乱断面積と呼ばれる。したがって、単位面積当たりの入射光子数に対する θ, ϕ 方向の単位立体角内に散乱される光子数の割合、すなわち、微分散乱断面積は、

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{\omega_0 r^2 I_s(\theta, \phi)}{\omega_s I_0} \quad (5.7)$$

となる。

散乱断面積は、単位面積当たりの入射光のエネルギーで全散乱光のエネルギーを割ったものとして定義される場合もある。その場合は式(5.6), (5.7)は、

$$\sigma_T = \int \frac{r^2 I_s(\theta, \phi)}{I_0} d\Omega \quad (5.6')$$

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{r^2 I_s(\theta, \phi)}{I_0} \quad (5.7')$$

となる。本章では、後に引用する文献との関連で式(5.6'), (5.7')を用いることにする。

5.3 光散乱の測定装置

光源は通常、放射輝度が高く、単色性がよいレーザーが用いられる。とくに、パルス・レーザーを用いると平均パワーを低く保ったままピークパワーを高くできるから、レーザーによるプラズマの加熱の影響がなく、かつ、ランプからの光（バックグラウンド光）から散乱光を分離することができる。

レーザー光といえどもいくらでも細く集光できると言うわけではない。レーザービームの最も絞られる部分(focal cylinder)の径と長さは回折により制限される。波長を λ 、集光前のビーム径を D 、レンズの焦点距離を f とすと、focal cylinderの径 d と長さ L は、

$$d = \frac{4\lambda f}{\pi D}, \quad L = \frac{16\lambda f^2}{\pi D^2} \quad (5.8)$$

となる。したがって、ビームを細く絞りたいときは、あらかじめビームエキスパンダでビーム径を広げてからレンズで集光するとよい。

光散乱の測定系の一例を図5.3に示す。レーザー光はレンズで一度ピンホール上に集光され、ピンホールの像がアーク中につくられる。ランプに入射した光の一部はランプ・バルブの表面で反射され、その反射光がチャンバーの内面やチャンバー内部に置かれた光学部品などに無秩序に反射され、最終的に反射光の一部が検出器に入射する。これを迷光と呼んでいる。この迷光の量を減らすために、いろいろの工夫がされている。まず、ランプの近くまで入射ビームを導入する円筒と散乱光を取り出す円筒が突き出した構造になっている。また、窓の位置は放電管から十分離れている。さらに、散乱光の取り出し窓の反対側には光のダンパーが置かれている。散乱光はレンズで一度ピンホール上に集光し、ピンホールの像をレンズでモノクロメータに入れている。これらの配置は、いずれもランプバルブで反射された光がモノクロメータに入射するのを防いでいる。チャンバーの窓、及びすべてのレンズは反射防止膜が付けられており、光の損失を減らしている。散乱光の光路に置かれた検光子により、散乱光の偏光方向を選択する。

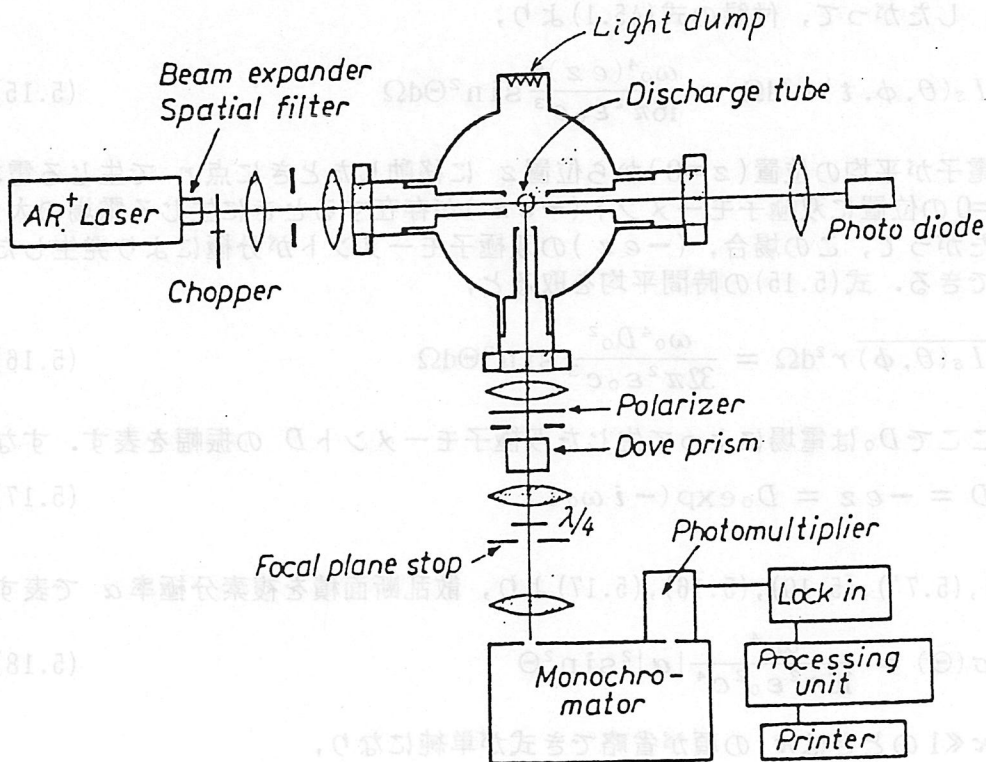


図5.3 光散乱の測定系の一例^{7,8,10)}

5.4 トムソン散乱^{2,3)}

式(5.1)で与えられる電場が電子に作用したときの、電子の運動方程式は、電子に働く力に電場から受ける力と放射に伴うダンピング力(付録参照)を考慮して、

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -e E_0 \exp(-i \omega_0 t) + \frac{e^2}{6\pi \epsilon_0 c^3} \frac{d^3 z}{dt^3} \quad (5.9)$$

となる。ここで、 z は電子の座標、 m は電子の質量である。電子の電荷は $-e$ としている。この運動方程式の近似解は、右辺の第二項を摂動項として計算することにより、

$$z = \frac{e E_0 \exp(-i \omega_0 t)}{m \omega_0^2 (1 + i \kappa)} \quad (5.10)$$

$$\kappa = \frac{e^2 \omega_0}{6\pi \epsilon_0 m c^3} \quad (5.11)$$

となる。変位 z の振幅が複素数になっているが、これは、変位の位相が電場の位相からずれていることを表している。この場合の位相のずれ ψ は、

$$\tan \psi = -\kappa \quad (5.12)$$

である。複素分極率を α で表すと式(5.10)より、

$$\alpha = -\frac{e^2}{m \omega_0^2} \frac{1}{1 + i \kappa} \quad (5.13)$$

となる。式(5.10)より加速度は、

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\omega_0^2 z \quad (5.14)$$

と書ける。したがって、付録の式(A5.1)より、

$$I_s(\theta, \phi, t) r^2 d\Omega = \frac{\omega_0^4 (e z)^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sin^2 \Theta d\Omega \quad (5.15)$$

となる。電子が平均の位置($z=0$)から位置 z に移動したときに点 r で生じる電場の変化量は、 $z=0$ の位置に双極子モーメント($-ez$)が存在するときに生じる電場の大きさに等しい。したがって、この場合、($-ez$)の双極子モーメントが分極により発生したと考えることができる。式(5.15)の時間平均を取ると、

$$\overline{I_s(\theta, \phi)} r^2 d\Omega = \frac{\omega_0^4 D_0^2}{32\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sin^2 \Theta d\Omega \quad (5.16)$$

となる。ここで D_0 は電場によって生じた双極子モーメント D の振幅を表す。すなわち、

$$D = -ez = D_0 \exp(-i \omega_0 t) \quad (5.17)$$

である。

式(5.2), (5.7'), (5.10), (5.16), (5.17)より、散乱断面積を複素分極率 α で表すと、

$$\sigma(\Theta) = \frac{\omega_0^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 c^4} |\alpha|^2 \sin^2 \Theta \quad (5.18)$$

となる。 $\kappa \ll 1$ のときは κ の項が省略でき式が単純になり、

$$\sigma(\Theta) = r_0^2 \sin^2 \Theta \quad (5.19)$$

となる。ここで、 r_0 は古典的電子半径で、

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m c^2} = 2.818 \times 10^{-15} \text{ [m]} \quad (5.20)$$

である。入射光が無偏光の場合、 Θ について平均して、全散乱断面積は、

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_0^2 n_e \quad (5.21)$$

となる。

後に述べるように、電子群が集団的な振る舞いを示す場合は別であるが、個々の電子が独立に運動すると考えられるときは、単位体積当たりの断面積は、前述のように式(5.19)、(5.21)の n_e (電子密度)倍となる。したがって、散乱光強度(放射束密度)の絶対値を測定することにより、電子密度を求めることができる。

散乱を引き起こす電子が運動をしている場合、電子が感じる入射電磁波の周波数は、ドプラー効果により電子が静止している場合と異なる。そのため、散乱光の振動数も入射光の振動数と異なったものとなる。電子の速度分布がマクスウェル分布をしている場合、散乱光のスペクトルはドプラー広がり(ガウス分布)を持つ。半値幅 $\Delta\lambda$ と散乱光の中心波長 λ_0 の比は、

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{4 \sin \frac{\alpha}{2}}{c} \sqrt{\frac{2kT_e}{m} \ln(2)} \quad (5.22)$$

で与えられる。ここで、 T_e は電子温度、 k はボルツマン定数、 α は入射光の伝搬方向と散乱光の伝搬方向のなす角である。つまり、散乱光のドプラー幅を測定することにより、電子温度が求められる。

以上のことは、

$$\frac{\lambda_0}{R_D} \ll 2\pi \quad (5.23)$$

が成立するときのみ正しい。ここで、 R_D は電子に対するデバイ半径で、

$$R_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2}} \quad (5.24)$$

で与えられる。例えば、ルビーレーザーの波長 694.3 [nm] で、温度 10,000 [K]の場合、電子密度 10^{20} [m^{-3}] の桁以下なら式(5.23)は成立する。

式(5.23)はデバイ半径が波長に比べ十分大きいと言う条件である。つまり、波長程度の長さの領域では電子密度が無秩序に揺らいでいると言うことである。一方、式(5.23)が成立しないときは、電子密度の分布は独立した個々の電子の運動ではなく、電子群全体としての集団的な振る舞いが関与する。集団的振る舞いが支配的な場合の散乱を Collective scattering と呼ぶ。

5.5 レイリー散乱とラマン散乱^{1,4-6)}

ここではレイリー散乱とラマン散乱について解説する。まず、5.5.1 で簡単にレイリー散乱とラマン散乱の古典的な解釈について述べ、その後レイリー散乱とラマン散乱の断面積について述べる。さらに、レイリー散乱とラマン散乱を用いたランプ・プラズマの測定例を紹介する。なお、ここでは線形分極率による散乱のみを扱う。非線形分極率に伴うラマン散乱も存在し、特に、CARSと呼ばれる Coherent Anti-Stokes Raman Scattering は3次の非線形分極率が関与するもので、燃焼ガスの温度測定などに使われているが、これについては第8章を参照されたい。

5. 5. 1 原子・分子による光散乱

厳密には量子論的な取扱いを必要とするが、原子（または、分子）の分極率が原子（または、分子）固有の振動によって変調されていると考えてみよう。これは2原子分子の分極率の場合は理解しやすい。2原子分子では、原子核の振動により2個の原子間の間隔が角周波数 ω_R で変化する。そのため、分子の分極率も角周波数 ω_R で変化するとしても不思議ではない。いま、 k 番目の原子の分極率が、

$$\begin{aligned} \alpha_k &= \alpha_{k0} + \alpha_{k1} \cos(\omega_R t + \psi_k) \\ &= \alpha_{k0} + \frac{\alpha_{k1}}{2} \{ \exp[i(\omega_R t + \psi_k)] + \exp[-i(\omega_R t + \psi_k)] \} \end{aligned} \quad (5.25)$$

と書けるとする。そのとき電場によって発生する分極は、

$$\begin{aligned} P &= \alpha_{k0} E_0 \exp(-i\omega_0 t) \\ &\quad + \frac{\alpha_{k1} E_0}{2} \exp\{-i[(\omega_0 - \omega_R)t - \psi_k]\} \\ &\quad + \frac{\alpha_{k1} E_0}{2} \exp\{-i[(\omega_0 + \omega_R)t + \psi_k]\} \end{aligned} \quad (5.26)$$

となる。つまり、角周波数 ω_0 、 $\omega_0 - \omega_R$ 、 $\omega_0 + \omega_R$ の三つの振動成分からなる。したがって、散乱光にも上記三つの周波数成分が含まれる。第1の成分がレイリー散乱、第2、第3成分がラマン散乱である。ラマン散乱のうち、第2成分は、散乱光の周波数が入射光のそれより低い場合で、Stokes Raman と呼び、第3成分は散乱光の周波数が高くなる場合で Anti-Stokes Raman と呼ばれる。ラマン散乱の成分の光の位相 ψ_k は個々の原子毎に異なり、可干渉性は無い。

5. 5. 2 散乱断面積

レイリー散乱とラマン散乱の断面積を得るには、原子（分子）と放射場から成る系を量子論的に扱う必要がある。ここでは、散乱断面積の導出方法は省略し、結果のみを記すと、

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{\omega_s^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 c^4 \hbar^2} \\ &\quad \times \sum_f \left| \sum_i \left(\frac{(\hat{e}_s D_{fi})(\hat{e}_0 D_{i0})}{\omega_{i0} - \omega_0} + \frac{(\hat{e}_0 D_{fi})(\hat{e}_s D_{i0})}{\omega_{i0} + \omega_s} \right) \right|^2 \end{aligned} \quad (5.27)$$

と書ける。ここで、 D_{fi} などは双極子モーメントの行列要素で、添え字の o は初期状態、 i は中間状態（中間状態には連続状態も含める）、 f は終状態を表す。 \hat{e}_0 と \hat{e}_s は入射光と散乱光の電場方向の単位ベクトルである。また、

$$\omega_{i0} = \frac{E_i - E_0}{\hbar} \quad (5.28)$$

である。式(5.27)の散乱断面積の形から、レイリー散乱とラマン散乱の遷移は沢山の間状態 i を介して起こると考えられる。これらの中間状態を一つの仮想状態(virtual state)として表現したものが図5.1のレイリー散乱とラマン散乱の過程に示されている点線の準位である。なお、式(5.27)の最後の項の分母は $\omega_{if} + \omega_0$ と書くこともできる。

いま、あるエネルギー準位を考え、その状態の角運動量を J で表す。したがって、この準位は磁気量子数 M が $-J$ から J まで $(2J+1)$ 重に縮退している。この準位の J と M 以外の量子数を纏めて γ で表すことにすると、この準位は (γJ) で表わすことができる。準位 (γJ) から準位 $(\gamma' J')$ へのラマン遷移の始状態は $(2J+1)$ 重に、終状態は $(2J'+1)$ 重に縮退しているから、式(5.27)は、 $(2J'+1)$ 個の終状態について加算し、 $(2J+1)$ 個の始状

態について平均を取る必要がある。したがって、微分散乱断面積は、

$$\sigma = \frac{\omega_s^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 c^4 \hbar^2} \frac{1}{2J+1} \times \sum_M \sum_{M'} \left| \sum_{\gamma'' J'' M''} \frac{\langle \gamma' J' M' | \hat{e}_s D | \gamma'' J'' M'' \rangle \langle \gamma'' J'' M'' | \hat{e}_0 D | \gamma J M \rangle}{\omega_{\gamma'' J'' \gamma J} - \omega_0} + \frac{\langle \gamma' J' M' | \hat{e}_0 D | \gamma'' J'' M'' \rangle \langle \gamma'' J'' M'' | \hat{e}_s D | \gamma J M \rangle}{\omega_{\gamma'' J'' \gamma J} + \omega_s} \right|^2 \quad (5.29)$$

となる。ここで、 $\langle \gamma' J' M' | \hat{e}_s D | \gamma'' J'' M'' \rangle$ は双極子モーメント D の \hat{e}_s 方向の成分に対する行列要素である。

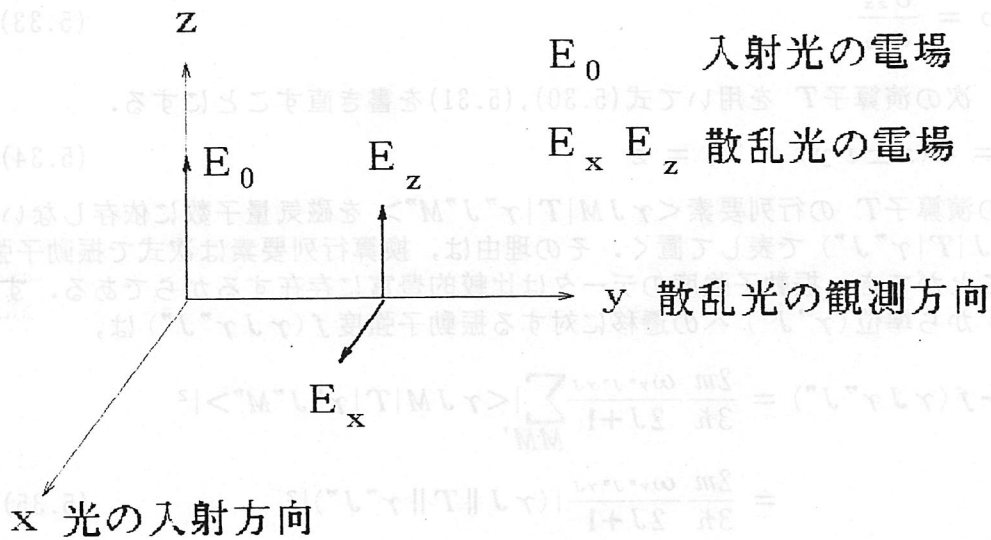


図 5.4 90° 散乱実験の座標系

図5.3 の測定系に示したように、散乱光を入射ビームに直角の方向から観測する場合は、座標系を図5.4 の様にとることができる。光の入射方向を x 軸方向に取り、入射光の電場（偏光方向）を z 軸方向に取り、散乱光の観測方向を y 軸方向にする。一般に、散乱光は z 軸方向の偏光 E_z と x 軸方向の偏光 E_x の二つの成分からなる。微分散乱断面積はそれぞれの偏光成分に対して異なり、それぞれを σ_{zz} , σ_{zx} で表すことにすると、

$$\sigma_{zz} = \frac{\omega_s^4 e^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 c^4 \hbar^2} \frac{1}{2J+1} \times \sum_M \left| \sum_{\gamma'' J''} \frac{\langle \gamma' J' M | z | \gamma'' J'' M \rangle \langle \gamma'' J'' M | z | \gamma J M \rangle}{\omega_{\gamma'' J'' \gamma J} - \omega_0} + \frac{\langle \gamma' J' M | z | \gamma'' J'' M \rangle \langle \gamma'' J'' M | z | \gamma J M \rangle}{\omega_{\gamma'' J'' \gamma J} + \omega_s} \right|^2 \quad (5.30)$$

$$\sigma_{zx} = \frac{\omega_s^4 e^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 c^4 \hbar^2} \frac{1}{2J+1}$$

$$\begin{aligned} & \times \sum_M \sum_{M'} \left| \sum_{\gamma'' J''} \frac{\langle \gamma' J' M' | x | \gamma'' J'' M \rangle \langle \gamma'' J'' M | z | \gamma J M \rangle}{\omega_{\gamma'' J'' \gamma J} - \omega_0} \right. \\ & \left. + \frac{\langle \gamma' J' M' | z | \gamma'' J'' M \rangle \langle \gamma'' J'' M | x | \gamma J M \rangle}{\omega_{\gamma'' J'' \gamma J} + \omega_0} \right|^2 \end{aligned} \quad (5.31)$$

と書くことができる。ここで、 $J - J'' = \pm 1$ ，また、 $J - J'' = 0$ ， $J \neq 0$ のとき，選択則は，

$$\begin{aligned} \Delta M = M - M'' = 0 \quad \text{のとき,} \quad & \langle \gamma'' J'' M'' | z | \gamma J M \rangle \neq 0 \\ & \langle \gamma'' J'' M'' | x | \gamma J M \rangle = 0 \\ \Delta M = M - M'' = \pm 1 \quad \text{のとき,} \quad & \langle \gamma'' J'' M'' | z | \gamma J M \rangle = 0 \\ & \langle \gamma'' J'' M'' | x | \gamma J M \rangle \neq 0 \end{aligned} \quad (5.32)$$

となる，また，減偏光比 ρ を以下のように定義する。

$$\rho = \frac{\sigma_{zx}}{\sigma_{zz}} \quad (5.33)$$

ここで，次の演算子 T を用いて式(5.30)，(5.31)を書き直すことにする。

$$T_{\pm 1} = \mp(x \pm i y), \quad T_0 = z \quad (5.34)$$

まず，この演算子 T の行列要素 $\langle \gamma J M | T | \gamma'' J'' M'' \rangle$ を磁気量子数に依存しない換算行列要素 $(\gamma J | T | \gamma'' J'')$ で表して置く。その理由は，換算行列要素は次式で振動子強度と関係付けることができ，振動子強度のデータは比較的豊富に存在するからである。すなわち，準位 (γJ) から準位 $(\gamma'' J'')$ への遷移に対する振動子強度 $f(\gamma J \gamma'' J'')$ は，

$$\begin{aligned} -f(\gamma J \gamma'' J'') &= \frac{2m}{3\hbar} \frac{\omega_{\gamma'' J'' \gamma J}}{2J+1} \sum_{MM'} |\langle \gamma J M | T | \gamma'' J'' M'' \rangle|^2 \\ &= \frac{2m}{3\hbar} \frac{\omega_{\gamma'' J'' \gamma J}}{2J+1} |(\gamma J \parallel T \parallel \gamma'' J'')|^2 \end{aligned} \quad (5.35)$$

で与えられる。ここで，準位 (γJ) ， $(\gamma'' J'')$ のエネルギーをそれぞれ $E_{\gamma J}$ ， $E_{\gamma'' J''}$ とすると， $\omega_{\gamma'' J'' \gamma J}$ は，

$$\omega_{\gamma'' J'' \gamma J} = \frac{E_{\gamma'' J''} - E_{\gamma J}}{\hbar} \quad (5.36)$$

で与えられる。

行列要素 $\langle \gamma J M | T | \gamma'' J'' M'' \rangle$ と換算行列要素 $(\gamma J \parallel T \parallel \gamma'' J'')$ の関係はウイグナー・エッカルトの定理により，

$$\langle \gamma J M | T_q | \gamma'' J'' M'' \rangle = (-1)^{J-M} (\gamma J \parallel T_q \parallel \gamma'' J'') \begin{pmatrix} J & 1 & J'' \\ -M & q & M'' \end{pmatrix} \quad (5.37)$$

で与えられる。 $\begin{pmatrix} J & 1 & J'' \\ -M & q & M'' \end{pmatrix}$ は 3j 記号で詳細は文献(6)などを参照されい。換算行列要素を用い，3j 記号の対称性と演算子 T の性質から，式(5.30)，(5.31)は，

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= \frac{\omega_s^4 e^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 c^4 \hbar^2} \frac{1}{2J+1} \\ & \times \sum_M \left| \sum_{\gamma'' J''} (\gamma'' J'' \parallel T \parallel \gamma' J')^* (\gamma'' J'' \parallel T \parallel \gamma J) \right. \end{aligned}$$

$$\times \left[\frac{\begin{pmatrix} J' & 1 & J'' \\ -M' & q & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J'' & 1 & J \\ -M & 0 & M \end{pmatrix}}{\omega_{\gamma'' J'' \gamma' J} - \omega_0} + (-)^q \frac{\begin{pmatrix} J' & 1 & J'' \\ -M' & 0 & M' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J'' & 1 & J \\ -M' & q & M \end{pmatrix}}{\omega_{\gamma'' J'' \gamma' J} + \omega_S} \right]^2 \quad (5.38)$$

となる。ここで、 $b=z$ のとき $q=0$, $M'=M$, $b=x$ のとき $q=-1$, $M'=M-1$ である。

レーリー散乱やラマン散乱を用いて粒子密度の測定を行うためには、式(5.38)で与えられる微分散乱断面積を知る必要がある。しかし、一般にこの式を計算することは困難である。それではどうすればよいだろうか。以下にランプ・プラズマ計測の実例にそって説明する。

5.5.3 レーリー散乱による希ガス原子の密度測定^{4,7,8)}

レーリー散乱の場合、終状態($\gamma' J'$)は始状態(γJ)に等しい。希ガス原子の基底状態は角運動量 $J=0$ ($M=0$) であるから、選択則から $\sigma_{zz}=0$ である。また、式(5.38)は、

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= \frac{\omega_0^4 e^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 c^4 m^2} \left| \sum_{\gamma'' J''} \frac{f(\gamma J \gamma'' J'')}{\omega_{\gamma'' J'' \gamma' J} - \omega_0} \right|^2 \\ &= \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^4 \left(\frac{n^2 - 1}{4\pi N} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.39)$$

となる。ここで、 n は屈折率、 N は原子の数密度である。したがって、屈折率が既知であれば微分散乱断面積を求めることができる。したがって、散乱光の放射束密度の絶対値を測定すれば、密度が求まる。また、既知の密度の希ガスを用いて散乱光強度を測定して置けば、散乱光の放射束密度の相対値から被測定ガスの数密度を求めることができる。文献(7)ではアルゴンアーク、文献(8)では、アルゴン、ネオン、キセノンのアークに於いて原子密度の径方向分布を求め、それからアークの径方向温度分布を得ている。これらの測定では、 $10^{18} - 2 \times 10^{19}$ [cm^{-3}] 程度の密度範囲が測定されている。

5.5.4 Near-resonant ラマン散乱による原子密度の測定⁸⁾

中間状態の一つ($\gamma'' J''$)のエネルギーと始状態のエネルギーの差が ω_0 に近いときは、この状態以外の中間状態($\gamma_i J_i$)の寄与を無視することができるので、散乱断面積の式が簡単になり断面積を求め易くなる。このような場合を、near-resonant とする。near-resonant の意味をもう少し詳しく言うと、中間準位の寿命を τ とすると、

$$\frac{1}{\tau} \ll |\omega_{\gamma'' J'' \gamma' J} - \omega_0| \ll |\omega_{\gamma'' J'' \gamma' J} + \omega_0| \quad (5.40)$$

が成立することである。 $\frac{1}{\tau} \sim |\omega_{\gamma'' J'' \gamma' J} - \omega_0|$ の場合は共鳴(resonant)ラマンと呼ばれ、

散乱断面積を知るには寿命に関する情報が必要になる。

Near-resonant のラマン散乱やレーリー散乱の微分散乱断面積は、中間準位($\gamma'' J''$)と始状態(γJ)及び終状態($\gamma' J'$)間の遷移に対する振動子強度をそれぞれ $f(\gamma J \gamma'' J'')$, $f(\gamma'' J'' \gamma' J')$ とすると、

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= \frac{9}{4} (2J'+1) \frac{(\omega_0 - \omega_{\gamma'' J'' \gamma' J})^4 e^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 m^2 c^4} \frac{f(\gamma J \gamma'' J'') f(\gamma'' J'' \gamma' J')}{\omega_{\gamma'' J'' \gamma' J} \omega_{\gamma'' J'' \gamma' J'}} \\ &\times \left(\frac{1}{\omega_{\gamma'' J'' \gamma' J} - \omega_0} + \frac{1}{\omega_{\gamma'' J'' \gamma' J} + \omega_0} \right)^2 \sum_M \left| \begin{pmatrix} J' & 1 & J'' \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J'' & 1 & J \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} \right|^2 \end{aligned} \quad (5.41)$$

$$\sigma_{zz} = \frac{9}{4}(2J'+1) \frac{(\omega_0 - \omega_{\gamma' J' \gamma'' J''})^4 e^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 m^2 c^4} \frac{f(\gamma J \gamma'' J'') f(\gamma' J' \gamma'' J'')}{\omega_{\gamma' J' \gamma'' J''} \omega_{\gamma'' J'' \gamma' J'}} \times \sum_M \left(\frac{\begin{pmatrix} J' & 1 & J'' \\ -M+1 & -1 & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J'' & 1 & J \\ -M & 0 & M \end{pmatrix}}{\omega_{\gamma' J' \gamma'' J''} - \omega_0} - \frac{\begin{pmatrix} J' & 1 & J'' \\ -M+1 & 0 & M-1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J'' & 1 & J \\ -M+1 & -1 & M \end{pmatrix}}{\omega_{\gamma' J' \gamma'' J''} + \omega_0} \right)^2 \quad (5.42)$$

となる。したがって、 $f(\gamma J \gamma'' J'')$ と $f(\gamma' J' \gamma'' J'')$ が既知なら、微分散乱断面積を求めることができる。文献(8)にネオン、アルゴンの励起準位に対する near-resonant ラマン散乱の微分散乱断面積が記載されている。

5. 5. 5 メタルハライドランプ中の金属原子の密度測定⁹⁻¹²⁾

一般には、式(5.38)から散乱断面積を求めなければならない。振動子強度の式(5.35)と式(5.38)を比較してみよう。式(5.35)から明らかのように、振動子強度からは行列要素の絶対値しか分からない。一方、式(5.38)では中間準位について行列要素を加算したのち、その絶対値の自乗を求めている。したがって、式(5.38)の計算を行うには行列要素の絶対値だけでなく、位相の情報が必要になる。

換算行列要素の位相情報は次式で与えられる F が実数となることから得られる。

$$F = \frac{(\gamma'' J'' \| T \| \gamma' J')^* (\gamma'' J'' \| T \| \gamma J)}{R(\gamma' J' \gamma'' J'') R(\gamma'' J'' \gamma J)} \quad (5.43)$$

ここで、 $R(\gamma' J' \gamma'' J'')$ は位置の演算子の動径行列要素である。 $R(\gamma'' J'' \gamma J)$ は実数であるから、 $(\gamma'' J'' \| T \| \gamma' J')^* (\gamma'' J'' \| T \| \gamma J)$ は実数で、その符号は $R(\gamma' J' \gamma'' J'')$ と F の符号によって決まる。

文献(9)では、Tl, In のラマン散乱を用いて密度測定を行っている。これらの原子の基底状態は $^2P_{1/2}$ で、ラマン遷移の終状態は $^2P_{3/2}$ である。中間状態として、5個の $^2S_{1/2}$ 、4個(In)または5個(Tl)の $^2D_{3/2}$ が考慮されている。上記の議論から $J=1/2$ 、 $J'=3/2$ を考慮に入れると、

$$(\gamma'' J'' \| T \| \gamma' J')^* (\gamma'' J'' \| T \| \gamma J) = \xi \frac{3\hbar}{m} \frac{1}{\sqrt{\omega_{\gamma'' J'' \gamma' J'} \omega_{\gamma'' J'' \gamma J}}} \times \sqrt{|f(\gamma J \gamma'' J'') f(\gamma' J' \gamma'' J'')|}, \quad \xi = \pm 1 \quad (5.44)$$

と書くことができる。 ξ の値は F と動径行列要素の符号で決まるので、この ξ の符号に関する情報を考慮に入れて散乱断面積を計算すればよい。

水素やアルカリ元素の $n^2 P_{1/2, 3/2} \rightarrow n'^2 S_{1/2}$ 遷移に対しては、 $n < n'$ の条件では位置の演算子の動径行列要素が正であることが知られている。その結果として、振動子強度が主量子数 n' の増加とともに単調に減少する性質を持つ。Tl, In の $n^2 P_{1/2, 3/2} \rightarrow n'^2 S_{1/2}$ 遷移に於いても、振動子強度が主量子数 n' の増加とともに単調に減少しているので、動径行列要素の符号が正で n' によって変化しないと推測できる(符号に変化があると、振動子強度が単調に変化しない)。したがって、 $\xi=1$ と理論的に予想がつけられる。一方、 $^2P_{1/2, 3/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ の遷移に対しても同様の推論で $\xi=-1$ が予想されるが、さらに、実験結果もこれを裏付けている。すなわち、 $\xi=1$ と $\xi=-1$ の両方の場合について散乱断面積を計算し、減偏光比 ρ を求める。この ρ の値を実測値と比較し、どちらがよく実験と合うかを調べると、 $\xi=-1$ とすべきと言う結論がでる。¹⁰⁾

この様にして求めた散乱断面積¹¹⁾を用いて、文献12ではメタルハライドアーク中の In, Al の原子密度を求めている。測定された密度は $10^{16}-10^{17}$ [cm^{-3}] 程度の値である。散乱断面積を自分で求めるのは面倒なことであるが、少なくともここで挙げた文献には、Ne, Ar, Xe, Tl, In, Ga, Al のレイリー散乱とラマン散乱の微分散乱断面積が報告されており、これを利用すればこれらの元素の原子密度は測定できる。

付録 放射によるダンピング力²⁾

放射の古典論によると、加速度を持った電子が電磁波を放射するとき、加速度の方向と Θ の角度を持つ方向の、距離 r だけ離れた点で立体角 $d\Omega$ の中に単位時間に通過する電磁波のエネルギー $I(\Theta)r^2d\Omega$ は、

$$I(\Theta)r^2d\Omega = \frac{e^2}{16\pi^2\epsilon_0c^3}(\dot{\mathbf{v}}\dot{\mathbf{v}})\sin^2\Theta d\Omega \quad (\text{A5.1})$$

となる。ここで、 e は電子の電荷である。これを全立体角について積分すると、全放射エネルギーは、

$$U = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0c^3}(\dot{\mathbf{v}}\dot{\mathbf{v}}) \quad (\text{A5.2})$$

となる。電子は単位時間にこれだけのエネルギーを失うことになる。

いま、電子に外力 \mathbf{K} が働いているとき、第1次近似の運動方程式は、

$$\mathbf{K} = m\dot{\mathbf{v}} \quad (\text{A5.3})$$

となる。放射による損失を考慮に入れるため、もう一つの力 \mathbf{K}_s を式(A5.3)に追加すると、運動方程式は、

$$\mathbf{K} + \mathbf{K}_s = m\dot{\mathbf{v}} \quad (\text{A5.4})$$

となる。外力によるエネルギーの増加と放射損失が釣り合っていて、 $t=t_1$ と $t=t_2$ における電子の運動の状態に何等の変化もなく、電磁波のエネルギーにも変化がないと仮定する。放射によるダンピング力 \mathbf{K}_s がなす仕事は式(A5.2)の符号を変えたものを t_1 から t_2 まで積分したものに等しい。したがって、

$$\int(\mathbf{K}_s\mathbf{v})dt = -\int Udt = -\frac{e^2}{6\pi\epsilon_0c^3}\int(\dot{\mathbf{v}}\dot{\mathbf{v}})dt \quad (\text{A5.5})$$

式(A5.5)の右辺を部分積分すると、

$$\text{右辺} = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0c^3}\int(\ddot{\mathbf{v}}\mathbf{v})dt \quad (\text{A5.6})$$

となるから、式(A5.5)の左辺と(A5.6)の右辺を比較することにより、

$$\mathbf{K}_s = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0c^3}\ddot{\mathbf{v}} \quad (\text{A5.7})$$

が得られる。つまり、放射を考慮して電子の運動を解析するときは、式(A5.7)のダンピング力を追加して考えればよいことになる。

(村山 精一)

参考文献

- (1) Loudon, R., "The Quantum Theory of Light", 2nd ed., Oxford Science Publications (1983).
- (2) Heitler, W., "The Quantum Theory of Radiation", 3rd ed., Oxford (1954).
- (3) Miyamoto, K., "Plasma Physics for Nuclear Fusion", Revised Edition, The MIT Press (1989).
- (4) Penney, C.M., "Light Scattering in Terms of Oscillator Strengths and Refractive Indices", J. Opt. Soc. Am., Vol. 59, No. 1, pp. 34-42 (1969).
- (5) Long, D.A., "Raman Spectroscopy", McGraw-Hill (1977).

- (6) Sobelman, I.I., "Atomic Spectra and Radiative Transitions", 2nd ed., Springer-Verlag (1992).
- (7) Vriens, L., "Light Scattering from Weakly Ionized Nonhomogeneous Plasmas", Phys. Rev. Lett., Vol.30, No.13, pp.585-588(1973).
- (8) Vriens, L. and Adriaansz, M., "Light scattering from Ne, Ar, and Xe arcs", J. Appl. Phys., Vol.45, No.10, pp.4422-4431(1974).
- (9) Vriens, L., "Raman Scattering Cross Sections for In and Tl Atoms and Multiphoton Processes in Sr", Opt. Commun., Vol.11, No.4, pp.396-401(1974).
- (10) Vriens, L. and Adriaansz, M., "Depolarization Ratios for Anti-Stokes Raman Scattering from In and Tl", Opt. Commun., Vol.11, No.4, pp.402-404(1974).
- (11) Vriens, L. and Adriaansz, M., "Electronic Raman scattering from Al, Ga, In and Tl atoms", J. Appl. Phys., Vol.46, No.7, pp.3146-3150 (1975).
- (12) Adriaansz, M. and Vriens, L., "Laser Raman Scattering from Metal-Halide Arcs", Philips Res. Repts, Vol.31, No.3, pp.193-198(1976).

第6章 干渉測定法

電磁波が、電子やイオンや中性粒子で構成される媒質に入射すると、その電磁波は散乱される。即ち、電磁波の強度の減衰と位相の変化を生じる。電磁波の強度の減衰は、媒質が電磁波を吸収することによって生ずる。他方、位相の変化は、媒質の屈折率の変化によって生じ、入射電磁波の位相と媒質を通過した透過電磁波の位相差として表わすことができる。位相の変化量は、この2つの電磁波の重ね合わせ、即ち電磁波の干渉により、電磁波の強度プロファイルの変化（干渉縞）として検出することができる。

屈折率は媒質を構成する粒子の種類とその数密度や振動子強度や遷移確率に関係しており、入射電磁波の波長の関数として表される（分散関係）。それ故に、電磁波の干渉を利用して、電磁波の位相差を測定することで、媒質中の各種の粒子数密度や振動子強度を求めることができる。

6. 1では、干渉計測法の基本原理を述べ、続く6. 2で干渉計測法の実例を紹介する。

6. 1 測定の基本原理

複数の粒子で構成された媒質の屈折率¹⁻³⁾ n は、近似的に

$$n = 1 + \sum K_i \rho_i \quad (1)$$

で表される。ここで、 K_i は*i*種粒子の比屈折率でGoldstone-Dale定数と呼ばれ、 ρ_i は*i*種粒子の数密度である。単一粒子で構成された希薄気体の場合、屈折率は、

$$n = 1 + K \rho \quad (2)$$

となる。これらの(1)式、或いは(2)式はGoldstone-Daleの関係式と呼ばれている。

屈折率の分散関係では、媒質の光学的吸収のある波長領域において、屈折率が非常に大きくなることが知られている。この現象は、異常分散と呼ばれている。電磁波が媒質中を通過する際、媒質中の電子の振舞いに注目して、屈折率の分散関係を古典的に取り扱って述べる。電子は電磁波の電場の存在下で強制振動を受けると同時に電子の速度に比例した抵抗力**b**を受けるとする。電子の平衡状態からの変位を**x**とすると、電子に対する運動方程式は、

$$m_e (d^2 x / dt^2) + b (dx / dt) + D x = e E_0 e^{i \omega t} \quad (3)$$

となる。ここで、 m_e は電子の質量、 e は電子の電荷、 ω は電磁波の角周波数、 E は電磁波の電場強度である。(3)式で、左辺第2項は速度に比例した減衰項を表し、左辺第3項は調和振動項を表す。右辺は外部電場 $E = E_0 e^{i \omega t}$ のもとでのローレンツ力を表す。

(3)式の定常解は、 $\omega_0 = \sqrt{D/m_e}$ 及び $\delta = b/m_e$ と置くと、

$$x = e E / \{m_e (\omega_0^2 - \omega^2 + i \gamma \omega)\} \quad (4)$$

となる。

今、単位体積当り*N*個の振動子がある時、巨視的分極率*P*は、各々1個毎の双極子モーメント $\rho = e x$ の和

$$P = N e x \\ = [e^2 N / \{m (\omega_0^2 - \omega^2 + i \gamma \omega)\}] E \quad (5)$$

で与えられる。他方、巨視的分極率*P*は、古典電磁気学より、

$$P = \epsilon_0 (\epsilon - 1) E \quad (6)$$

で与えられる。ここで、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 ϵ は比誘電率である。誘電率と屈折率 n^* との関係は、

$$\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu = (n^* / c)^2 \quad (7)$$

で与えられる。ここで μ_0 は真空中の透磁率、 μ は比透磁率、 c は光の速さであり、(7)式の屈折率は、拡張された意味の複素屈折率で n^* と記す。通常的气体に対しては、 μ を1と近似できるので、

$$\epsilon = n^{*2} \quad (8)$$

の関係式が得られる。但し、 $\epsilon_0 \mu_0 = 1 / c^2$ の関係を用いた、(5)式、(6)式及び(8)式より、屈折率の分散関係は

$$n^*2 - 1 = e^2 N / \{ \epsilon_0 m_e (\omega_0^2 - \omega^2 + i \gamma \omega) \} \quad (9)$$
となる。(9)式の実数部は通常の屈折率の分散関係を与え、虚数部は媒質の吸収を表わす。屈折率は

$$n^2 - 1 = [e^2 N / \epsilon_0 m_e] [(\omega_0^2 - \omega^2) / \{ (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2 \}] \quad (10)$$

となる。希薄気体中では、 $n \approx 1$ であるから、(10)式は、

$$n - 1 = [e^2 N / 2 \epsilon_0 m_e] [(\omega_0^2 - \omega^2) / \{ (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2 \}]. \quad (11-a)$$

となる。他方、吸収係数 κ は、

$$\kappa = \frac{N e^2}{2 \epsilon_0 m_e} \frac{\gamma \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (11-b)$$

と表わされる。(11-a)式と(11-b)式はKramers-Kronigの分散関係と呼ばれている。更に、媒質の構成粒子の各状態間の遷移を考慮して、一般化すると、(11-a)式は

$$n - 1 = \sum [f_{ij} N_i / 2 \epsilon_0 m_e] [(\omega_{ij}^2 - \omega^2) / \{ (\omega_{ij}^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2 \}] \quad (12)$$

と拡張される。

他方、量子力学的表式にしたがえば、屈折率は

$$n - 1 = 2 \pi \sum N_i \times [\sum (f_{ij} e^2 / m_e) (\omega_{ij}^2 - \omega^2) / \{ (\omega_{ij}^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2 \}] \quad (13)$$

で与えられる。ここで、 f_{ij} は振動子強度である。

状態 i と状態 j 間の一つの遷移に着目し、吸収線から離れ且つスペクトルの線幅が無視できる領域では、その屈折率の分散関係は簡単に表わされ

$$n - 1 = (\pi N_i f_{ij} / \omega_{ij}) [(e^2 / m_e) / (\omega_{ij} - \omega)] \quad (14)$$

となる。ここで、 $|\omega_{ij} - \omega| \gg 1$ と $|\omega_{ij} - \omega| \gg \gamma$ の近似を用いた。

(14)式より、屈折率及び振動子強度が知られると、その媒質の各状態の数密度 N_i を知ることができる。あるいは、屈折率、振動子強度及び各状態の数密度の3個の量の関係で2つの量が知られると、残りの1つの量を知ることができる。

次に、プラズマ中での分散関係について述べる。荷電粒子を含む媒質(プラズマ)中の分散関係はイオンや電子数密度と関連している。プラズマ中の屈折率は、プラズマの電子数密度を n_e 、イオン数密度を n_i とすると、

$$n - 1 = \eta_e n_e + \eta_i n_i + \eta_0 n_0 \quad (16)$$

と近似される。ここで、 $\eta_{e(i,n)}$ は電子、イオン、中性気体の比屈折率、 n_0 は中性気体の数密度 n_e と n_i は電子及びイオン数密度を表わすである。プラズマが1価のイオンと電子及び中性粒子からなる時、電子プラズマ振動数 ω_{pe} は

$$\omega_{pe} = e^2 n_0 / (\epsilon_0 m_e) \quad (15)$$

で与えられる。 $\eta_e n_e$ は、プラズマへの入射電磁波の角周波数を ω とすると、

$$\eta_e n_e = - (\omega_{pe} / \omega)^2 / 2 = - [e^2 / (2 \epsilon_0 m_e \omega^2)] n_e \quad (17)$$

で与えられる。イオンプラズマ振動数に対しても同様の関係式が得られる。したがって屈折率の分散関係よりプラズマの数密度を知ることができる。

屈折率の分散関係を測定する方法の1つとして、干渉測定法があり、以下にその方法について述べる。今、電子、イオン、中性粒子で構成される屈折率 n の媒質を、電磁波が通過すると、真空の媒質に比べ位相が変化する。この位相の変化は干渉計を用いて検出される。位相の変化の測定には、Mach-Zehnder干渉計、Michelson干渉計、Jamin干渉計等が用いられる。ここでは、Mach-Zehnder干渉計の概略図を図6.1に示す。

光源からでた単色光の電磁波はレンズを通して平行ビームにされ、干渉計に入射する。

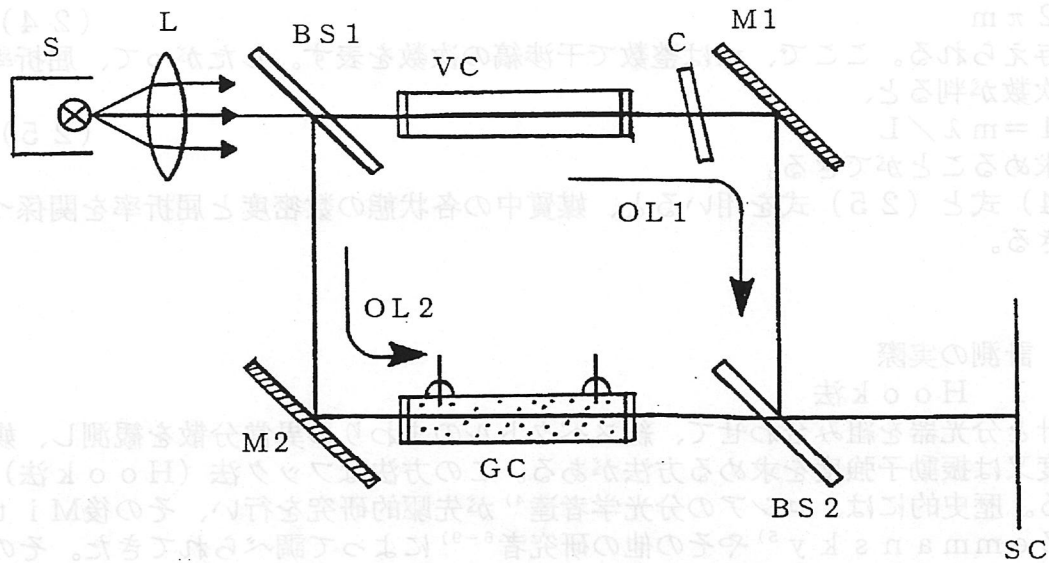


図6. 1 Mach-Zehnder 干渉計の概略図。

S : 単色光源、L : レンズ、BS1 と BS2 : ビームスプリッター、
M1 と M2 : ミラー、OL1 と OL2 : 光の通過経路、VC : 参照容器、
GC : 測定用ガス容器、C : 位相補償板、SC : スクリーン。

干渉計の第1番目のビームスプリッター (BS1) によりほぼ等しい強度の2つのビームに分けられる。それらのビームの一方は、参照容器 (VC) を通りミラー (M1) で反射され半透鏡 (BS2) に到る経路 (OL1) を辿る。他方のビームはミラー (M2) で反射され、被測定媒質を含む容器 (GC) を通って BS2 に到る経路 (OL2) を辿る。BS2 で合成された2つの電磁波は干渉波であり、電磁波の強度変化の干渉縞として検出することができる。

容器 VC の長さ l_3 を除く経路 OL1 の光路長を l_1 、容器 GC の長さ l_4 を除く経路の光路長を l_2 とする。干渉計には平面波が入射すると仮定する。その電場は

$$E = E_0 \exp [kx + \omega t + \phi_0] \quad (18)$$

と表わされる。ここで、 k は波数、 ϕ_0 は初期位相である。この電磁波の真空中の波長を λ とすると、屈折率 n の媒質中の波数は

$$k_n = 2\pi n / \lambda \quad (19)$$

である。真空中では、 $n=1$ より、 $k_0 = 2\pi / \lambda$ である。又、媒質の屈折率は空間的に均一であると仮定する。経路 OL1 を通過した電磁波 E_1 は、その経路の屈折率を1として、

$$E_1 = E_{01} \exp [-i \{k_n (l_1 + l_3) + \omega t + \phi_0\}] \quad (20)$$

で表される。他方、経路 OL2 を通過する電磁波 E_2 は、屈折率 n の媒質を通過するので、

$$E_2 = E_{02} \exp [-i \{k_0 (l_1 + l_3) + \omega t + \phi_0\}] \quad (21)$$

である。この2つの電磁波の重ね合わせによる強度 I は、

$$\begin{aligned} I &\sim |E_1 + E_2|^2 \\ &= |E_{01}|^2 + |E_{02}|^2 \\ &\quad + 2 E_{01} E_{02} \cos [2\pi (l_1 + l_3 - l_2 - l_4) / \lambda + 2\pi (n-1) l_4 / \lambda] \end{aligned} \quad (22)$$

となる。2つ電磁波の位相差は

$$\phi = 2\pi \Delta x / \lambda + 2\pi (n-1) L / \lambda \quad (23)$$

となる。ここで、 $\Delta x = l_1 + l_3 - l_2 - l_4$ 、 $L = l_4$ である。

干渉計で $\Delta x = 0$ となるよう VC の長さの調整、及び位相補償板の挿入により位相補償すると、干渉縞の強度の最大値は

$$\phi = 2\pi (n-1) L / \lambda$$

$$= 2 \pi m \quad (24)$$

の時、与えられる。ここで、 m は整数で干渉縞の次数を表す。したがって、屈折率は、干渉縞の次数が判ると、

$$n - 1 = m \lambda / L \quad (25)$$

として求めることができる。

(14)式と(25)式を用いると、媒質中の各状態の数密度と屈折率を関係づけることができる。

6. 2 計測の実際

6. 2. 1 H o o k 法

干渉計と分光器を組み合わせ、線スペクトルのまわりの異常分散を観測し、媒質の分布数密度又は振動子強度を求める方法がある。この方法はフック法(Hook法)と呼ばれている。歴史的には、ロシアの分光学者達⁴⁾が先駆的研究を行い、その後M i t c h e l lとZ e m m a n s k y⁵⁾やその他の研究者⁶⁻⁹⁾によって調べられてきた。その中で、M a r l o w⁸⁾や島津達⁹⁾は、フック法について詳しいレビューを行っている。本節では、フック法の簡単なレビューとランププラズマ計測への応用を述べる。

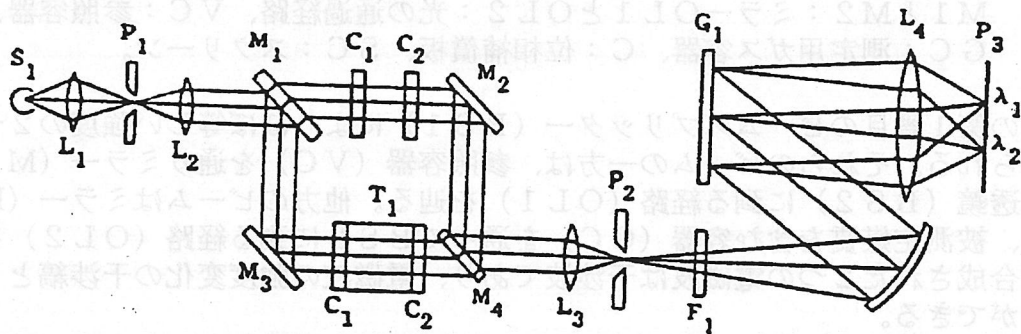


図6. 2 フック法に用いられた光学系配置図。

S_1 : 光源、 $L_1 \sim L_4$: レンズ、 P_1, P_2 : スリット、 P_3 : スクリーン、 $M_1 \sim M_4$: ミラー、 C_1, C_2 : 窓、 T_1 : 試料ガス入りヒル、 F_1 : フィルター、 G_1 : グレーティング、 $M_1 M_2 M_3 M_4$ が干渉計を構成する。

フック法で使われる代表的な干渉計の実験配置の例を図6. 2に示す。干渉計には、M a c h - Z e h n d e r干渉計がよく用いられる。光源には、以前はX eショートアークランプの白色連続光が用いられ、最近ではレーザーが用いられる。光源から発した光はレンズ系により平行光にして干渉計に入射される。干渉計では光の強度がほぼ等しい2つのビームに分けられる。その一方は被測定媒質を通り、他方は真空容器内を通る。その各々を通った光は重ね合わされ、分光器に入射される。分光器内で回折された光はレンズを通してスクリーン上に結像される。即ち、スクリーン上で干渉縞が得られる。この干渉縞は、吸収線の両翼に釣型(hook)の特徴的な縞模様を示す。フック法はこの干渉縞の形状に由来して呼ばれている。また媒質の屈折率の分散を測定するので、d i s p e r s i o n - m e t h o dあるいはH a k e n - m e t h o dと呼ばれている。ここで、フックスペクトルの模式的な例を図6. 3に示す。

次に、図6. 3におけるフックススペクトルで、フック間隔と媒質の数密度の関係を導く。図6. 2で、屈折率 n の被測定媒質を通過した光のスクリーン上での電場は、(21)式より

$$E_1 = E_0 \exp[-i((n - i\kappa)l + l_0 + s_1)\omega/c] \quad (26)$$

ここで、 l は被測定媒質の容器の長さ、 l_0 はその容器を含む経路の分光器までの光路長、 s_1 は分光器からスクリーンまでの光路長、 κ は吸収係数である。他方を通過した光のス

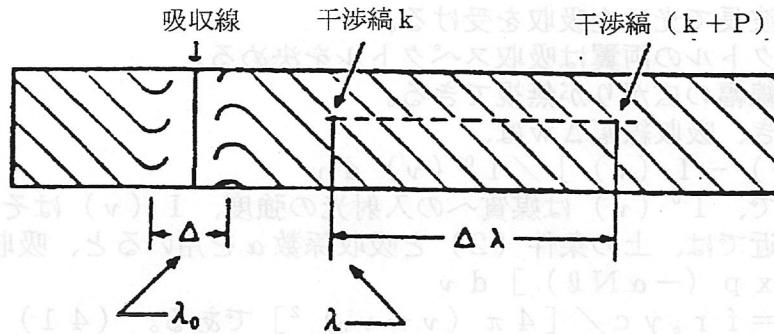


図6. 3 フックスペクトルの模式図⁸⁾。λ₀は吸収線の中心波長、λは入射電磁波の波長、Δはフック間隔である。

クリーン上での電場は

$$E_2 = E_0 \exp[-i(\ell + \ell_0 + \Delta \ell + s_2) \omega / c] \quad (27)$$

である。ここで、Δℓは被測定媒質の光路長差である。スクリーン上での光強度は、E₁とE₂の重ね合わせより、

$$\begin{aligned} I &= c \epsilon_0 |E_1 + E_2|^2 / 2 \\ &= (c \epsilon_0 / 2) |E_0|^2 \\ &\quad \times [(1 - \exp(-\omega \kappa \ell / c))^2 + 4 \exp(-\omega \kappa \ell / c) \\ &\quad \times \cos^2[(\omega / 2c) ((n-1)\ell - \Delta \ell + 2\theta y)]] \end{aligned} \quad (28)$$

となる。ここで、θはスクリーン上でE₁とE₂のなす角、yはスクリーン上の垂直方向の長さである。干渉縞は(28)式の光強度最大と最小により与えられるので、そのyの位置は∂I/∂λ=0より与えられる。即ち、

$$(n-1)\ell - \Delta \ell + 2\theta y = m\lambda \quad (29)$$

ここで、mは整数である。次に、フック位置はdy/dλ=0より求めることができる。

$$\ell (dn/d\lambda) = m \quad (30-a)$$

今、(29)式で、n=1、Δℓ=0と置くと。

$$y = (m/2\theta) \lambda \quad (30-b)$$

となる。したがって、フックスペクトルは波長の関数として、原点を通り勾配m/2θの直線群となる。この直線群のスペクトルが、図6. 3の平行な干渉縞を表す。

次に、図6. 3に示したフック間隔Δを求める。(29)式で、yの値が同じ場合、λとλ+Δλの接近した2つ波長に対して、干渉の次数はmとm+pで、屈折率は等しいとすると、

$$m = p(\lambda / \Delta \lambda) = -K \quad (31)$$

が得られる。ここで、λ ≫ Δλ、m ≫ pと近似した。(14)式と(30)式を用いると、

$$\ell (dn/d\lambda) = - (r_0 / 4\pi) N f \ell \lambda_0^3 / (\lambda - \lambda_0)^2 = -K \quad (32)$$

となる。(32)式をλについて解き、その2つの解をλ₊とλ₋とすると、フック間隔Δは

$$\begin{aligned} \Delta &= \lambda_+ - \lambda_- \\ &= [r_0 N f \ell \lambda_0^3 / \pi K]^{1/2} \end{aligned} \quad (33)$$

となる。したがって、

$$N f = [\pi K / (r_0 \ell \lambda_0^3)] \Delta^2 \quad (34)$$

となる。ここで、r₀はe²/(mc²)で古典的電子半径である。これより、N、f、Δの間の関係が判る。

フックスペクトルを観測することによって、媒質の数密度の他に振動子強度を求めることができる。この方法については、次の条件のもとで有効である。

- (1) 吸収の中心波長で光は全吸収を受ける。
- (2) フックスpekトルの両翼は吸収spekトルを決める。
- (3) 衝突による線幅の広がりが無視できる。

この条件を満たすとき、吸収線幅 Δw は、

$$\Delta w = \int [I^0(\nu) - I(\nu)] / I^0(\nu) d\nu \quad (35)$$

で定義される。ここで、 $I^0(\nu)$ は媒質への入射光の強度、 $I(\nu)$ はその透過光強度である。線の中心付近では、上の条件(2)と吸収係数 α を用いると、吸収線幅は

$$\Delta w = \int [1 - \exp(-\alpha N l)] d\nu \quad (36)$$

となる。ここで、 $\alpha = f r_e \gamma c / [4\pi(\nu - \nu_0)^2]$ である。(41)式の積分を実行し、(34)式の関係を用いると、

$$\gamma = c \Delta w^2 / (\pi K \lambda_0 \Delta^2) \quad (37)$$

が得られる。ここで、2準位に限定すると、 γ はその2準位間の遷移確率に相当するA係数である。即ち

$$\gamma = 8\pi^2 r_e c (g_l / g_u) (1 / \lambda_0^2) f_{ul} \quad (38)$$

である。したがって、振動子強度 f_{ul} は、

$$f_{ul} = (\lambda_0 / 8\pi^2 r_e K) (g_l / g_u) (\Delta w^2 / \Delta^2) \quad (39)$$

として求めることができる。

フック法を用いて、放電プラズマ中の数密度を測定した例を紹介する。T. Fujimoto¹⁰⁾ は、Mach-Zehnder 干渉計と分光器を組み合わせ、光源にXeショートアークランプを用いた実験系で、He希ガス放電中の励起状態の分布数密度を測定した。彼らは、内径16mmで長さ98cmの大きさの放電管を用い、干渉計の位相補償板として厚さ5mmの石英板を用いた。放電管内に0.2~5torrのHeガス圧力を導入し、放電電流は25~200mAであった。この実験系で得られたフックスpekトルの例を図6.4に示す。これに対応した 2^1S 、 2^3S 、 2^1P 、 2^3P の各状態の分布数密度が、電流の関数として、 $10^{10} \sim 10^{13} (cm^{-3})$ の範囲で測定された。

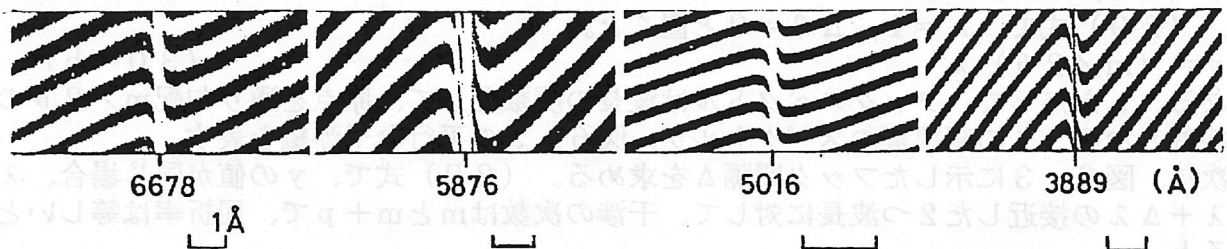


図6.4 He希ガスの陽光柱プラズマのフックスpekトル例¹⁰⁾

実際のランプの数密度の測定にフック法を適用した例がある。L. Bigio^{11, 12)} は、蛍光ランプF41T12における水銀(Hg, $6^3P_{1,2}$)密度を管径方向の分布として測定した。使用したランプにはArを2.81torr封入し、水銀圧力は温度調節により1.3, 3.0, 6.4torrとして、電流400mAで点灯した。彼等は、Mach-Zehnder干渉計で、光源にエキシマレーザー励起の狭帯域色素レーザー(パルス幅~20nsec, バンド幅~ $0.2 cm^{-1}$)を用いて、その発振波長を掃引することで、干渉spekトルを得た。レーザー波長の掃引に伴うフックスpekトルの観測例を図6.5に示す。その結果、 6^3P 状態の分布数密度は $10^{10} \sim 10^{11} (cm^{-3})$ のオーダーであった。これらの値は、同時に飽和吸収法で測定した値とも良く一致していた。このフック法を用いた計測方法の特徴は、波長分散の校正を必要としないことである。即ち、分光器を使用しないで、レーザー光の波調を掃引することで、容易にフックスpekトルが得られることである。

フック法を用いた他の測定例の幾つかを、参考文献¹³⁻¹⁷⁾に示す。

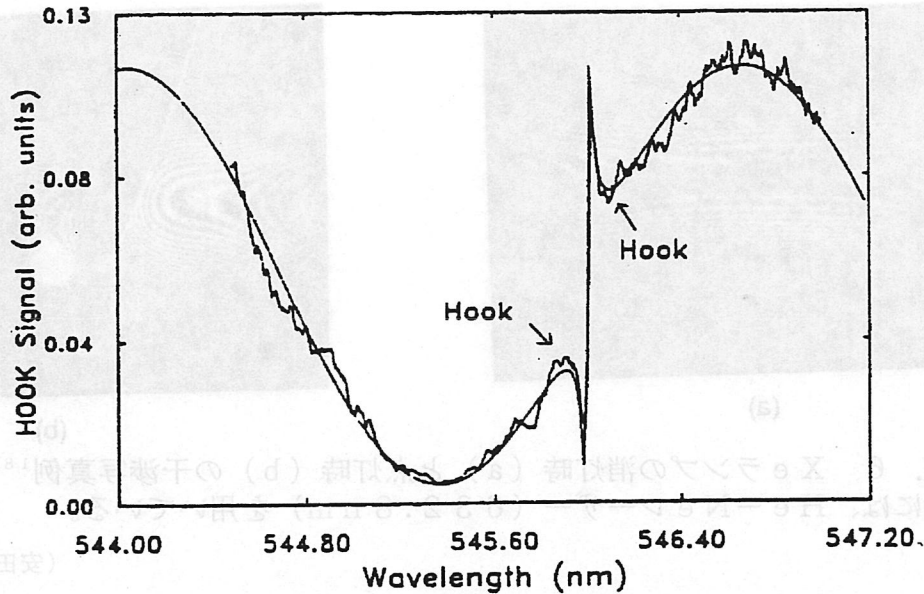


図6. 5 レーザー光を掃引することで得られた低圧水銀灯546nmのフックスペクトル例¹¹⁾。

6. 2. 2 その他

干渉計を用いたその他のランププラズマの計測の一例として、濱本等¹⁸⁾が行ったXeショートアークランプのプラズマ測定を紹介する。彼等は、Mach-Zehnder干渉計を用いて、2波長干渉法でプラズマ数密度の測定をしている。ランプ内のプラズマは陰極と陽極を軸とする回転対称として近似的に取り扱うことができる。この軸に垂直方向を入射電磁波が横切る場合を考える。光の通過経路中のプラズマ数密度は一定でない。したがって、屈折率は空間的に一定でない。しかし、回転対称と見なすことができる。プラズマのない媒質を通った電磁波とプラズマ中を通った電磁波との光路長差 $\Delta \ell$ は

$$\Delta \ell = \int n(x) dx \quad (40)$$

で与えられる。プラズマが無い時の屈折率を n^0 、プラズマがある時の屈折率を n^p として、プラズマ中の屈折率に対する関係式(16)式を用いると、プラズマがある場合とない場合における光路長差は

$$\begin{aligned} \Delta \ell &= \int [n^p - n^0] dx \\ &= \int [\eta_e n_e + \eta_i n_i + \eta_n (n_0 - n_0)] dx \end{aligned} \quad (41)$$

となる。この光路長差を用いて、フリンジシフト ΔN を求めることができる。即ち、2つの入射電磁波の波長に対する ΔN は、

$$\Delta N_{1(\circ, r_2)} = \Delta \ell / \lambda_{1(\circ, r_2)} \quad (42)$$

である。アークは軸対称であるから、半径方向の軸からの位置を r とし、(41)式と(42)式のアーベル変換を行えば、半径方向における中性原子と荷電粒子の数密度の分布を知ることができる。

この方法にしたがって、150WクラスのXeランプでプラズマ密度数を測定した。その際観測された干渉縞の例を図6. 6に示す。そして、点灯時アークの中心部の予想される圧力が $\sim 60 \text{ atm}$ 、温度が $5000 \sim 15000 \text{ K}$ に対するXe原子数密度と電子数密度(=Xeイオン数密度)は、各々 $9 \sim 2 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ と $< 10^{21} \sim 3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ である結果を得た。

最後に、本節で紹介した以外に、Waymonth¹⁹⁾は、ランププラズマの測定の中で、干渉測定のリビューを行っており、又、レーザーを光源とした一般的な干渉計測法について、Demtröder²⁰⁾がリビューしているので、これらの文献をも参照されたい。

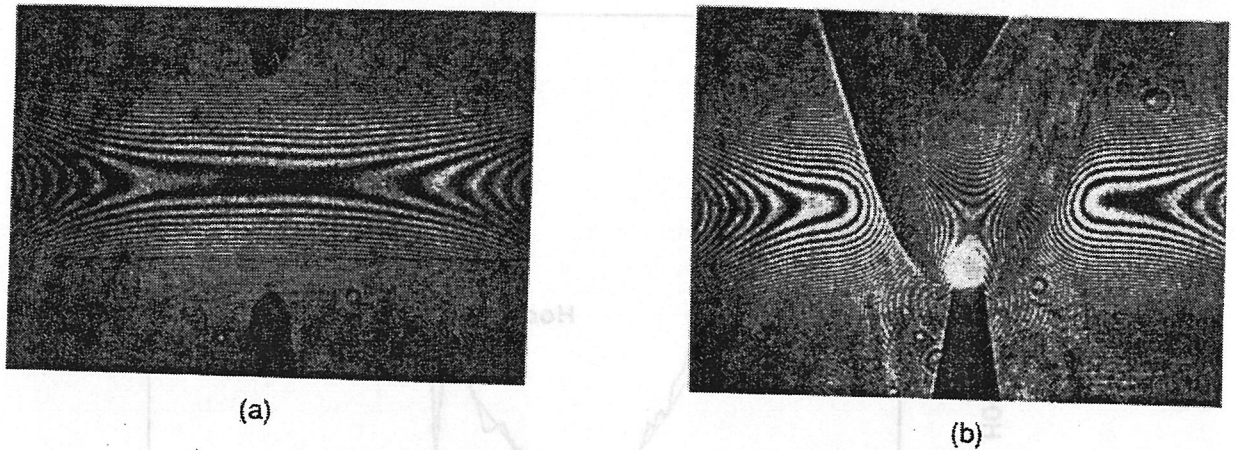


図6.6 Xeランプの消灯時 (a) と点灯時 (b) の干渉写真例¹⁸⁾。
光源には、He-Neレーザー (632.8 nm) を用いている。

(安田幸夫)

[参考文献]

- 1) R.A.Alpher and D.R.White: "Optical Refractivity of High-Temperature Gases. I Effects Resulting from Dissociation of Diatomic Gases", Phys. Fluids, 2(1959)153
- 2) R.A.Alpher and D.R.White: "Optical Refractivity of High-Temperature Gases. II Effects Resulting from Ionization of Monatomic Gases", Phys. Fluids, 2(1959)162.
- 3)(a) M.Born and E.Wolf: Principles of optics 3rd Ed., Chapter 3 (Pergamon Press, London, 1965). (b) R.Loudon: "The Quantum Theory of Light", chapter 4 and chapter 8, Clarendon Press. Oxford 1973.
- 4) I.Meroz (ed.): Optical Transition Probabilities. A Representative Collection of Russian Articles, (Israel Program for Scientific Translation, Jerusalem 1962)
- 5) A.C.G.Mitchell and Zemansky: Resonance Radiation and Excited Atoms. (Cambridge University Press, New York, 1961).
- 6) R.W.Wood: Physical Optics (The Macmillan Company, New York, 1952), 3rd ed., Chapter xv p.500.
- 7) R.Dotchburn: Light (Interscience Publishers, INC., New York, 1963) P.680.
- 8) W.C.Marlow: "Hakenmethode", Appl. Optics 6(1967)1715.
- 9) 島津備愛、田久保嘉隆: "フック法"、分光研究、28(1979)297.
- 10) T.Fujimoto, K.Miyazaki and K.Fukuda: "Measurement of Population Density of Excited Helium Atoms by the Hook Method", J.Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer. 14(1974)377.
- 11) L.Bigio: "Density Measurements of Hg($6^3P_{0,1,2}$) in a Discharge Using Saturated Laser Absorption and Hook Methods", J.Appl. Phys. 63 (1998) 5259.
- 12) J.T.Dakin and L.Bigio: "Wall-induced Inhomogeneities in the Low-Pressure Hg-Ar Positive Column", J.Appl.Phys., 63(1988)5270.
- 13) P.van de Weijer and R.M.M.Cremers: "Experimental Determination of 6^3P-6^3P Collisional Cross Sections for Line Emission in the Positive Column of DC Mercury Discharge", J. Appl. Phys., 52(1982)1401.
- 14) P.van de Weijer and R.M.M.Cremers: "Hook Method: Improvement and Simplification of the Experimental Setup", Appl. Optics 22(1983)3500.
- 15) P.van de Weijer and R.M.M.Cremers: "Laser Diagnostics for Low-Pressure Mercury

Discharge”, Philips Tech. Rev. 43(1987)62.

16)Wendell T. Hill III:“Column-Density meter: a High Precision Technique for Measuring Line-of-Sight Vapor Densities”, Appl. Optics, 25(1986)4476.

17)W.A.von Wijngaarden, K.Boniu, W.Happer, E.Miron, D.Schreiber and T.Arisawa: “Inverse Hook Method for Measuring Oscillator Strengths”, Phys. Rev. Letts. 56 (1986)2024.

18)濱本、村岡、安田、氏家: “ショートアークランプ内のプラズマ密度分布のレーザー干渉法による計測”、照明学会研究会、光の発生・関連システム研究専門部会 LS-9 2-18~23, (1992) 34-41.

19)J.F.Waymouth:“Plasma Diagnostics in Electric Discharge Light Sources” in Plasma Diagnostics, ed. by O. Auciello and D.L.Flamm, vol.1, chapter 2, Academic Press, Inc. 1989.

20)W.Demtröder:“Laser Spectroscopy”, chapter 2 and chapter 4. Springer Berlin Heidelberg New York 1982.

第7章 温度、密度測定法

7.1 古典的方法

ランプ内の温度や発光種、バッファガス、電子などの密度の測定は種々の方法を用いてなされてきた。本節では1960年頃まで活用されていた古典的な方法とランプへの適用例を紹介する(表1)。

7.1.1 音波速度法^{1, 2)}

アークの軸に沿う音波の伝播速度 V を測定し

$$V = (\gamma kT/Mg)^{1/2} \quad (1)$$

よりアーク温度 T を求めることができる。 γ , k , Mg はそれぞれ $\gamma = C_p/C_v$ (両比熱比)、Boltzmann定数、アーク中のガス原子(分子)の質量である。Suitsはこの方法でアーク温度を求めている¹⁾。

7.1.2 放射線強度法³⁾

発光種の放射性同位体を発光種に一定割合混入し、ランプに封入する。同位体の放射する放射線(吸収が少なく、電場の影響を受けない γ 線がよい)の強度を図1の「測定系」と示した直線(「視線」と定義する)上で測定する。これを $y = 0$ から R まで測定し、Abel変換を行い、半径方向の同位体の分布がえられる。結局発光種の密度分布が求まる。Eckerは^{2, 3)} ^{203}Hg を使い、管壁安定型水銀ランプ内の水銀および温度分布を求めた³⁾。温度分布を図2に示す。

7.1.3 X線吸収法^{4-9, 11-18)}

X線の吸収が原子の密度に比例するという原理を利用する。図1の「視線」に沿ってランプを透過してきたX線の強度(空気、発光管の吸収を補正した後の)を $y = 0$ から R まで測定し、Abel変換を施すとランプ内の発光種の密度が求まる。プラズマ計測への応用は既に1930年代初期に発表されている^{4, 5)}。方法としては下記のように大別して二つある。

(1) ランプ電流に平行にX線を透過^{4-9, 11-13)}

X線の吸収をランプの半径方向の関数として直接測定できる利点がある。従ってAbel変換をせずに温度、密度の半径方向の分布がえられる。

Kentyは石英ガラス膜を使った高圧ブルドン管式圧力計を開発し¹⁰⁾、点灯中の高圧水銀ランプの圧力を測定した。この圧力の値とX線で求めた水銀の密度分布から温度分布を求めた。図3はその一例である⁹⁾。図中の n の値は温度 $T(r)$ を

$$T(r) = (T_0 - T_w) \{1 - (r/R)^n\} \quad (2)$$

と表したときのパラメータである。但し、 T_0 , T_w はランプ軸上とランプ内壁面での温度である。

コの字型のランプを作り、コの字の縦の棒内にX線を透過させ、温度分布を測定した例もある。図4はKochが管壁安定型水銀ランプでえた温度分布を示している¹¹⁾。図5はWormが管壁安定型水冷キセノンランプの温度分布をえるのに使用した実験系の配置図である¹³⁾。測定結果例を図6に示す。

(2) ランプ電流に垂直にX線を透過¹⁴⁻¹⁸⁾

電極安定型のランプでは(1)の方法は使用困難である。その代替法として本方法が使用された。Burckは初めて超高圧ショートアークキセノンおよび水銀ランプ内の温度測定に成功した¹⁴⁻¹⁸⁾。図7はその一例である¹⁴⁾。図8は超高圧水銀ランプの電極間の中央の電流に垂直な面内の温度分布を示している¹⁷⁾。図9には種々の超高圧水銀ランプの温度分布が示されている¹⁸⁾。表2には本方法で測定された軸上の温度 T と平均(Mitel)の温度、質量密度が他の方法でえられた値と共に示されている^{16, 17)}。

7.1.4 光放射強度法

光学的に薄い輝線の絶対強度かあるいは複数のそのような輝線の相対強度比から温度を求める方法は4章で説明されている。Elenbaasは管壁安定型水銀ランプの光学的に薄い577.0, 579.0, 579.1nm線の絶対強度を測定し、図10に示す温度分布をえた^{19, 20)}。KentyがX線でえた分布とよく似ている。

一方連続スペクトルについてUnsöldはプラズマ中の電子とイオンの再結合放射光と電子

とイオンの相互作用による電子の制動放射光の強度を計算した²¹⁾。各々の放射係数を $\varepsilon_{\lambda}^{fb}, \varepsilon_{\lambda}^{ff}$ とすると全放射係数 ε_{λ} は

$$\varepsilon_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda}^{fb} + \varepsilon_{\lambda}^{ff} = \xi(\lambda, T) \frac{(1+Z)^2 K n_e n_i}{\lambda^2 T^{1/2}} \quad (\text{W/m}^4 \text{ sr}) \quad (3)$$

と表せる。 ξ, λ, Z はそれぞれ量子力学的補正係数、波長、イオンの電荷数である。また $K = 1.6318 \times 10^{-4} \text{ Wm}^4 \text{ K}^{0.5} \text{ sr}^{-1}$, n_e, n_i は電子とイオンの密度である。可視域では $\xi \approx 1$ であるので連続スペクトルの強度を測定し n_e, n_i ($= n_e^2$) を求め、Sahaの式を用いて温度が求まる。図11、12はNeumann^{22, 23)} が管壁安定型キセノンランプで測定したXe467.2nm線の強度 I と516.2nmでの連続スペクトルの強度 I から求めた ε_{λ} , T の半径方向の分布である。

Burhornは鉄アークの温度を鉄の630.7nm線他7本の輝線のDoppler広がり幅(3節参照)と連続スペクトルの強度の両方から求め、共に6300Kの値をえた²⁴⁾。

$\xi(\lambda, T)$ の値はいくつかの原子についてBibermanとNormanが理論計算を行った^{25, 26)}。その後Schlüterは希ガスについて計算した²⁷⁾。Hofsjaessは更に精密な近似を行い ξ の値を計算した²⁸⁾。

近年の技術の進歩は目覚ましいものがあるが、新しい技術を用いた音波法、X線法が見直されてきている^{29, 30)}。

7.2 Bartels法とその発展

7.2.1 原理と歴史的背景

ランプでは特定波長域の放射効率を高くするために発光種密度が比較的高くなるように設計する。即ち「光学的に厚いスペクトル線」を多く発光させるようにする。

高圧ガス中に図14に示す面積 dA を考え、その面に垂直に単位時間、単位面積、単位立体角当り通過する波長 λ と $\lambda + d\lambda$ の間の放射エネルギーを放射強度 I_{λ} と定義する。放射の伝達は次のように表せる。

$$\frac{dI_{\lambda}(x)}{dx} = \varepsilon_{\lambda}(x) - k_{\lambda}(x)I_{\lambda}(x) \quad (4)$$

ここで x は放射の伝播方向のある点からの距離、 $\varepsilon_{\lambda}, k_{\lambda}$ は放射係数、吸収係数である。図1の「視線」の測定器側のランプの内面端を $x = x_0$, 反対側の端を $x = -x_0$ とし、式(4)を解き次式をうる。

$$I_{\lambda}(x_0) = I_{\lambda}(-x_0) \exp \left\{ - \int_{-x_0}^{x_0} k_{\lambda}(x) dx \right\} + \int_{-x_0}^{x_0} \varepsilon_{\lambda}(x) \exp \left\{ - \int_x^{x_0} k_{\lambda}(x') dx' \right\} dx \quad (5)$$

右辺第一項は測定器と反対側からランプへ入射された光の透過してきたものである。Active法以外ではこれは0とおいてよい。 $I_{\lambda}(x_0)$ は x_0 におけるランプの「表面輝度」であるがここでは強度と呼ぶことにする。 $\varepsilon_{\lambda}(x), k_{\lambda}(x)$ は共に波長の関数でもある。波長依存部は両者は共通な関数型をもつ。一般にスペクトル線の中央波長付近(Core部)で $\varepsilon_{\lambda}, k_{\lambda}$ は最大であり、図15の裾野(Wing部)では中心波長から離れるにつれ小さくなる。遠く離れた部分(Far Wing部)では0に漸近する。光学厚さ $\tau_{\lambda}(x)$ を次式で定義しておく。

$$\tau_{\lambda}(x) = \int_x^{x_0} k_{\lambda}(x') dx' \quad (6)$$

Core部で τ_{λ} は最大で中心波長から離れるに従い小さくなる。前記の光学的に厚い線 ($\tau_{\lambda_0} > 1$, λ_0 : 中心波長) では式(5)から $I_{\lambda_0}(x_0)$ に寄与するのは x が x_0 に近い場所、即ち温度の低い管壁近くからの放射光のみであることが判る。 $I_{\lambda}(x)$ は x での温度でのPlanckの関数を越えないという原理から $I_{\lambda_0}(x_0)$ は比較的小さい。

一方、Wing, Far Wing部では光学的に薄い ($\tau_{\lambda} < 1$) 状態になる。そのような状態では $x = -x_0$ 近くからの放射も $I_{\lambda}(x_0)$ に寄与するようになる。しかしもともとその状態では ε_{λ} そのものが小さくなっているので $I_{\lambda}(x_0)$ も小さいと予想される。 $\tau_{\lambda} = 1$ 近辺の波長域では比較的高温部からの放射光の寄与もあり、しかも ε_{λ} の値もまだ大きいので λ の変化に対して $I_{\lambda}(x_0)$ の極大値が存在すると考えられる。実際光学的に非常に厚いスペクトル線は図15に示すような中心波長付近の凹んだスペクトル線の形状を示す。この凹みを「自己反転」と呼んでいる。自己反転を示すスペクトル線を自己反転線という。

Bartelsはこのような考えのもとで「視線」上の最高温度を T_m とし、中心波長 λ_0 でのPlanck関数 $B_{\lambda_0}(T_m)$ と放射強度の極大値 $I_{\lambda_m}(x_0) = I_{\lambda_m}$ を次のように関係づけた。

$$I_{\lambda_m} = B_{\lambda_0}(T_m)MY(p, \tau_0) \quad (7)$$

ここで $\tau_0 = \tau_{\lambda_0}$, M , p はプラズマ温度の不均一性を表す量である。 Y はプラズマ各点で放射される光がランプ外へ放射される率に関係する量である。 Y , p と τ_0 の関係を図16に示す。 I_{λ_m} を測定し、 M , Y を計算で求めれば $B_{\lambda_0}(T_m)$ がえられ、 T_m が求まる。

Bartels は大胆な仮定と条件を設定し、 M , p , Y を計算する式を導いた。スペクトル線に関与するエネルギー準位の励起エネルギーが判れば M と Y は求まる。但し原子の共鳴線には Bartels の方法は適用できない。図1の $y = 0$ から R までの T_m が求まれば即それは $T(r)$ を与えることになる。

De Groot と Jack³²⁾ はいくつかの温度分布とスペクトル線の広がりを仮定し、式(5)から $I_{\lambda_m}(x_0)$ を計算した。一方 M , Y を計算し式(7)から $B_{\lambda_0}(T_m)$ 、そして T_m を求めた。この T_m と初めに仮定した温度分布の T_m を比較し、Bartels法の有効性を検証した。式(2)の $n = 1$ 以外は両方の T_m は良い一致を示した。表3に結果の一部を示す。この論文で Bartels の設定した大胆な仮定、条件の妥当性が確認された。一方では Bartels 法の精度を上げるために改良方法が提案されている^{33, 34)}。

Bartels 法では I_{λ_m} の絶対値を測定しなくてはならない。Wesselink ら³⁵⁾ は同一ランプ内で二本の自己反転線を選択し、 I_{λ_m} の比をデータとして採り込むことによって T_m が求まる計算式を発表した。実際にランプ温度の測定に使用した。表4に Bartels 法と本法で求めた温度の比較を示す。

放射強度の絶対測定で用いる輝度の標準光源については例えば文献36)を参照されたい。Bartels法を使う際の測定系の一例を図17に示す³⁷⁾。表5に Bartels法(変型 Bartels法も含む)をランプに適用した場合のいくつかの例を示す。

7. 2. 2 光学的に厚いプラズマの Bartels法以外の測温法

Bartelsの仮定の妥当性については前に説明したが、物理的な意味という点で明確さを欠いている。そのため前記の文献33, 34)に示される研究が行われてきた。一方で Bartels法を使用しないで改めて S/N の高い光学的に厚い輝線を温度、密度の測定に利用しようという流れもある。大分して次の三つの方法になる。

(1) 放射強度とランプ透過光の吸収から求めた光学厚さを用い、Kirchhoffの法則から温度を求める⁵²⁻⁵⁴⁾。

(2) 図15の I_{\max}/I_{\min} の値および二つの I_{\max} に対応する波長の間隔 $2S$ を用いて温度および発光種の密度を求めることができる^{46, 55, 56)}。この方法はスペクトル線の広がりに関する理論からも導出できるので再度3節で取上げる。Karabourniotis らはこの方法を使いメタルハライドランプの温度分布と発光種の分布を求めている^{55, 56)}。同時に Davenport ら⁵⁷⁾ の S_{O^+} の 361.4nm の自己反転線のデータからランプ軸上での温度を求め、文献57)で光学的に薄い水銀 577.0nm 線の絶対輝度からえた温度とよく一致した値をえている。

1987年 Fishman らは Bartels法、Karabourniotis法を再検討し、より広い条件下でも適用できる方法を発表した⁵⁸⁾。

(3) 任意の温度および密度の分布を仮定すると同時にそれらに対応するスペクトル線の広がりを考え、 ε_{λ} , k_{λ} を先ず計算する。それらを式(5)に入れ、数値積分として $I_{\lambda}(x_0)$ を求める。測定された $I_{\lambda}(x_0)$ の波長依存性とその絶対値が一致するまで逐次計算を行う。この方法で Stormberg らが求めた高圧水銀ランプの温度分布を図20に示す⁵⁹⁾。

管壁安定型 Ar 放電の温度を五つの独立した方法で測定した例を紹介しておく⁶⁰⁾。表6, 7にそれぞれ測定方法と測定結果を示しておく。

7. 3 スペクトル線のプロファイル

原子またはイオンのスペクトル線の放射係数 ε_{λ} は次のように表せる。

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{1}{4\pi} \frac{hc^2}{\lambda_0^3} n_u A_{ul} P_{\lambda}^e \quad (\text{W/m}^4 \cdot \text{sr}) \quad (8)$$

ここで u , l は放射の際の遷移の上、下位準位を表す。 n_u は上位準位に存在する発光種の密度、 A_{ul} は遷移確率、 P_{λ}^e は1に規格化されたプロファイル関数であり、これが ε_{λ} の波長依存性を決めている。

一方誘導放射を含めた「有効吸収係数」 k_{λ} は次式で与えられる⁶¹⁾。

$$k_{\lambda} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{mc^2} n_u f_{lu} \lambda_0^2 P_{\lambda}^a \left(1 - \frac{g_u n_u}{g_l n_l} \frac{P_{\lambda}^e}{P_{\lambda}^a} \right) (m^{-1}) \quad (9)$$

ここで f は遷移 $l \rightarrow u$ の振動子強度。 $P_{\lambda}^e, P_{\lambda}^a$ はそれぞれ誘導放射、吸収の係数のプロファイル関数である。 ϵ_0, m, e, c はそれぞれ真空の誘電率、電子の質量と電荷、光速である。 $P_{\lambda}^e = P_{\lambda}^a = P_{\lambda}^e$ とし、これを P_{λ} と記すことにする。熱平衡、局所熱平衡状態では式(9)の右辺の()内は $1 - \exp(-hc/\lambda kT)$ となる。

7. 3. 1 スペクトル線の広がりを中心波長の「ズレ」⁶²⁻⁷⁰⁾

スペクトル線はそれを放射する原子、分子、イオンの存在する場の状態(環境状態)に依存する擾乱を受ける。その結果スペクトル線幅が広がる。場合によって中心波長がズレる。一方各々のスペクトル線は環境条件に依らない固有の広がりや微小波長間隔に分裂した状態を呈している。この分裂したスペクトル線群は環境状態に依存する広がりのためにお互いに融合しあたかも一本の線あるいは帯のようになることがある。図23にはA群として環境に依存する要因、B群は固有の広がり要因として示してある。A-1のDoppler広がり

$$\Delta\lambda_{1/2}^D = 1.665 \Delta\lambda_D (nm) \quad (10)$$

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda_0 (T/M)^{1/2} (nm)$$

ここで λ_0 の単位はnm, Mは発光種の原子(分子)量。

B-1の自然幅は実際には放射場から受ける吸収と誘導放射に依存するが、ランプ内では吸収、誘導放射の寄与は小さいので、ここでは固有的なものとして扱う。半値幅 $\Delta\lambda_{1/2}^N$ は

$$\Delta\lambda_{1/2}^N = 0.531 \times 10^{-18} \lambda_0^2 / \Delta t (nm) \quad (11)$$

Δt は上位準位からの全ての自然遷移の確率の和の逆数であり、準位の寿命を示す。

A-1, B-1とも中心波長 λ_0 の「ズレ」は生じない。

A-2, 3, 4は圧力広がりまたは衝突広がりといわれているものである。-2, 3, 4はそれぞれ発光種と発光種の共鳴準位に励起された他の発光種、発光種と電子、イオン、発光種と他種または同種ガスとの衝突によって放射が擾乱され、その結果スペクトル線の広がりとズレ(A-3, 4の場合)が生ずるものである。擾乱のエネルギーを ΔE 、二体衝突時の原子核間距離を r とするとき次の関係が成立すると考える。

$$\Delta E = -\frac{h}{2\pi} \frac{C_{\alpha}}{r^{\alpha}} \quad (12)$$

$\alpha = 3, 4, 6$ はそれぞれA-2の共鳴広がり、A-3の(二次)Stark広がり、A-4のvan der Waals広がりに対応する。 C_{α} は衝突種と発光種の組合せと発光種の励起準位に存在する定数である。半値幅あるいは「ズレ」を計算する場合に二つの両極端の条件で成立する近似が使われる。一つはImpact近似といわれる方法である⁷¹⁻⁷⁶⁾。二粒子間の衝突している時間が衝突と次の衝突までの時間に比べ非常に短い場合に適用できる。

$\rho_w = (\kappa_{\alpha} C_{\alpha} / v)^{1/(\alpha-1)}$ で定義されるWeisskopf半径を使うと上の条件は次の式(13a, b)のように表せる。

$$n_p \ll 1 / \left(\frac{4}{3} \pi \rho_w^3 \right), \quad (13a)$$

$$|\lambda - \lambda_0| \ll \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{v}{\rho_w}, \quad (13b)$$

ここで、 n_p, v はそれぞれ擾乱種の密度と二粒子間の相対速さである。また ρ_w の式の κ_{α} は次式で与えられる。

$$\kappa_{\alpha} = \sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{\alpha-1}{2}\right) / \Gamma\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (14)$$

一般にImpact近似が成立する条件のもとではプロファイル関数は次のように表せる。

$$P_{\lambda} = \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{2\pi} \frac{1}{(\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_s)^2 + (\frac{1}{2} \Delta\lambda_{1/2})^2} \quad \text{: 図23の A-2, 3, 4, B-1の場合、} \quad (15a)$$

$$= \frac{1}{\Delta\lambda_D} \exp\left\{-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right\} \quad \text{: A-1の場合、} \quad (15b)$$

$\Delta\lambda_s$ は中心波長の「ズレ」を示す。

一方 n_p が大きく、発光種は常に一ケ以上の擾乱種の影響を受けている状態では Statistical, 別名は Quasi-static 近似が適用できる。 P_λ は次のように表せる⁶²⁾。

$$P_\lambda = \frac{\lambda_0^{2\beta}}{(2\pi c)^\beta} \frac{C_\alpha^{2\beta-1}}{\alpha(\Delta\lambda)^\beta} \exp\left[-\left\{\frac{\lambda_0^2 C_\alpha \left(\frac{4\pi}{3} n_p\right)^{\alpha/3}}{2\pi c \Delta\lambda}\right\}^{\beta-1}\right], \quad C_\alpha(\lambda - \lambda_0) > 0 \text{ のとき (16a)}$$

$$= 0, \quad C_\alpha(\lambda - \lambda_0) < 0 \text{ のとき (16b)}$$

但し $\Delta\lambda = |\lambda - \lambda_0|$, $\beta = (3 + \alpha) / \alpha$ 。式(16a, b) の成立する波長域は、

$$|\lambda - \lambda_0| \gg \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} C_\alpha \left(\frac{4\pi}{3} n_p\right)^{\alpha/3} \quad (17)$$

Holstein は Impact 近似と Statistical 近似は遠く離れた両極端の条件下でのみ適用できるのではなく、式(18)で与えられる境界を接して $\Delta\lambda$ の小さい方は Impact 近似が、大きい方は Statistical 近似が使用できることを明らかにした⁷⁷⁾。即ち

$$\Delta\lambda = |\lambda - \lambda_0| = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{v}{\rho_w} \quad (18)$$

$\alpha = 3$ の場合 (共鳴広がり) C_3 は別途計算されており、半値幅 $\Delta\lambda_{1/2}^R$ の式が求められている⁶⁷⁾。 $\alpha = 4$ の場合には 2 次 Stark 広がりといわれている。 $\alpha = 2$ の場合は一次 Stark 広がりになる。水素や水素類似イオンにおいて生ずる。一次 Stark 広がりと同じ電子密度でも二次 Stark 広がりには比べ大きな半値幅となる。このためプラズマ中に微量の水素ガスを混入し、 H_α , H_β , H_γ 線などの線幅から電子密度を、そして Saha の式を用いて温度を求めることが行われている^{78, 79)}。半値幅と電子密度の関係は文献(80, 81)を参照されたい。 $\alpha = 4$ の場合の上記関係は文献(65, 66, 82, 83)を参照されたい。Feudenstein らは二次 Stark 広がり半値幅 $\Delta\lambda_{1/2}^S$ を計算する際の近似式を導出している⁸⁴⁾。各原子、イオンのスペクトル系列ごとに $\Delta\lambda_{1/2}^S$, $\Delta\lambda_s^S$ は上位準位の有効主量子数と密接な関係があることが知られている⁸⁵⁾。この公式を使って半値幅や「ズレ」の概略の値を知ることができる。

$\alpha = 6$ の van der Waals 広がりの場合の $\Delta\lambda_{1/2}^{VW}$, $\Delta\lambda_s^{VW}$ は文献(62, 67)でその計算方法が示されている。この式を使い半値幅、「ズレ」、 C_6 を求めることができる。表 8 に各要因の半値幅と「ズレ」をまとめて示す。

7. 3. 2 スペクトル線の微細構造と超微細構造

同じ主量子数、方位量子数でも電子のスピンによって準位のエネルギーが違ってくる。例えば水銀の場合 6^3D 項は $6^3D_{1, 2, 3}$ の三つに分かれ、共通な下位準位 6^3P_2 への遷移のスペクトル線の波長は 366.3, 365.5, 365.0nm である。超高圧水銀ランプのような高圧ランプでは van der Waals 広がりや Stark 広がりのため三本のスペクトル線は分離できなくなり、あたかも太い一本の線のようになる。このような線の半値幅から温度や密度を求めると過大な値となるので、スペクトル線の選定に際しては注意深い検討が必要である。

自然に存在する元素はいくつかの同位体から構成されていることが多い。この場合原子核の質量の違いで電子軌道が少しではあるが異なる。そのため同一主量子数、方位量子数、電子スピンでもエネルギー準位に分裂が生ずる。一方奇数の原子核質量数の場合には核スピンと電子スピンの相互作用でエネルギー準位の分裂が生じ、スペクトル線の微小間隔での分裂が起こる。例えば水銀の場合七つの同位体から構成されているが一つはその含有比率が極めて小さく発光にはほとんど寄与しない。そのため見掛上四つの偶数原子核質量の同位体と二つの奇数質量の同位体とで構成されているように見える。重なり合うスペクトル線もあり、例えば 253.7nm 線では合計 5 本の線が平均約 1×10^{-3} nm の間隔で並ぶ超微細構造を示す⁸⁶⁾。低圧水銀ランプで 253.7nm 超微細構造線の各々の線の Doppler 幅は 0.2×10^{-3} nm (室温) であり、当然のことながら水銀の圧力上昇やバッファガスの圧力上昇あるいはガス温度の上昇により超微細構造は消失してしまう。温度の上昇のみでも Doppler 幅の増加で超微細構造線の P_λ が変化し、吸収係数の変化として現れる。もともと室温でスペクトル線間隔が Doppler 幅に比べ数倍程度であるから吸収係数は温度に対して鋭敏に反応する。この原理を用いてガス温度の高速変化を測定している⁸⁷⁾。

7. 3. 3 ランプ温度と密度の測定例

一般に複数の広がり要因が共存していることが多い。式(15a, b)の P_L の分布をそれぞれ Lorentz型、Gauss型の分布と称している。同じ型の要因が共存している場合の合成プロファイルの型は元のままで半値幅は各々の半値幅の和となる。Lorentz型とGauss型が共存している場合には合成プロファイル $P(\Delta\lambda^*)$ はLorentz型のプロファイル関数 P_L とGauss型の P_G のコンヴォリューションとして次のように表せる。

$$P(\Delta\lambda^*) = \int_{-\infty}^{\infty} P_G(\Delta\lambda)P_L(\Delta\lambda^* - \Delta\lambda)d(\Delta\lambda) \quad (19)$$

結局式(15a, b)より次式をうる。

$$P(q) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2)dy}{a^2 + (q-y)^2} \quad (20)$$

ここで、 $a = \Delta\lambda_{1/2}^L / 2 \Delta\lambda_D$, $q = (\lambda - \lambda_0) / \Delta\lambda_D$ である。 $P(q)$ をVoigt関数という。測定できるのは合成プロファイルである。これから P_L , P_G に分離することをデコンヴォリューションという。この方法については例えば文献88, 89)を参照されたい。

測定されたスペクトル線の形状をデコンヴォリューションし、何れかの要因の半値幅や「ズレ」を求める。あるいは本節で説明した各要因のプロファイルをコンヴォリューションし合成プロファイルから吸収係数や光学厚さを求めることができる。これらの情報をもとにランププラズマの温度測定や密度測定が可能である。それらの例を表9に示す。

実際の測定において留意すべき点を記す。7. 3. 2で触れたように測定対象となるスペクトル線が微細構造あるいは超微細構造を示すか否か事前に調査をしておかなければならない。条件によっては過度に広がった一本のスペクトル線として観測されてしまうからである。低圧ランプの場合特に後者は事前検討が必要である。出来る限りこのような融合したスペクトル線は対象から除外した方がよい。さもなければ一本一本のスペクトル線の合成プロファイルを測定しているとしてデータ処理すべきである。

光学的に厚い線の場合7. 2. 1で説明したように自己反転を示すことがある。自己反転にまで至らなくてもCore部の強度分布のシャープさが無くなり、丸味を帯びてくる。見掛上半値幅が大きくなったようになる。この場合には7. 2. 2の(3)で説明した方法で温度分布と見掛けのスペクトル線の形状との関係を予め求めておくと測定データからプラズマの温度(場合によってはSahaの式を用いて)がえられる。

最後に分光装置について言及しておく。ランプの場合点灯時の動作圧力(密度)にもよるがスペクトル線の半値幅の大きさは $10^{-3} \sim 10^{-1}$ nmのオーダーである。特に低圧ランプの場合ではスペクトル線のプロファイルを正確に測定するためには 10^{-4} nm程度の高分解能の分光装置が必要である。Fabry-Perotエタロンあるいは干渉計が使用されている。また回折分光装置の20次、30次といった高次の回折スペクトルを使用している例もある。高圧力で光学的に厚い場合、例えばBartels法を適用する場合には 10^{-2} nm程度もあれば充分なことが多い。近年安価ではあるが極めて性能の良いホログラフィックグレーティングが入手できるようになったのでプラズマ分光の計測も手軽にできるようになった。

またActive法でランプ内プラズマの吸収から密度を求める方法(4. 5. 1で説明)を使う際にActive光の放射源として半導体レーザーを利用することが多くなっている^{9, 5)}。レーザー素子の温度で発振波長が変化する特性をうまく使いスペクトル線の波長域の波長掃引を行い、吸収係数とそのプロファイルを測定する。デコンヴォリューションの後全吸収を計算し、吸収種の密度を求めることができる。

スペクトル線幅あるいは中心波長の「ズレ」から主としてランプの温度やガスの密度を測定したいいくつかの例を表9に示す。

おわりに

本章では音波や放射線を用いたランププラズマの温度や密度の測定法と光学的に厚いスペクトル線や連続スペクトルを使つての測定法を紹介した。

更にスペクトル線の形状についての知識をうまく駆使し、発光種、バッファガスの密度や温度のランプ内での分布を求める方法を紹介した。またこれらの方法を用いて実際にランププラズマの計測を行った例をまとめた。

ランププラズマの特性を測定するためにはいくつかの独立した方法を併用し、クロスチェックを行うことが肝要である。

(平本立躬)

文献

- 1) C. G. Suits : The Determination of Arc Temperature from Sound Velocity Measurements I, *Physics*, 6 (1935), 190
- 2) C. G. Suits : The Determination of Arc Temperature from Sound Velocity Measurements II, *Physics*, 6 (1935), 196
- 3) G. Ecker : Messung der Temperaturverteilung im Inneren eines wandstabilisierten Bogens mit Hilfe des radioaktiven Quecksilberisotopes ^{203}Hg , *Z. Phys.*, 130 (1951), 585
- 4) A. v. Engel und M. Steenbeck : Über die Temperatur in der Gassäule eines Lichtbogens, *Siemens-Veröff.*, 10 (2) (1931), 155
- 5) A. v. Engel und M. Steenbeck : Eine neue Messung der Temperatur im Lichtbogen, *Naturw.*, 19 (1931), 212
- 6) C. Kenty und W. J. Karash : Determination of Mercury Arc Temperatures by X-rays, *Phys. Rev.*, 60 (1941), 66
- 7) C. Kenty : Pressures and Temperatures in High Pressure Measurements, *Phys. Rev.*, 61 (1942), 545
- 8) C. Kenty and W. J. Karash : X-Ray Determination of Hg Arc, Temperature, *Phys. Rev.*, 78 (1950), 625
- 9) C. Kenty : The Temperature of the Mercury Arc, *Phys. Rev.*, 78 (1950), 626
- 10) C. Kenty : Rugged Quartz Membrane Manometers of Small Volume, *Rev. Sci. Instr.*, 11 (1940), 377
- 11) O. Koch : Messung der radialen Temperaturverteilung im wandstabilisierten Quecksilberhochdruckbogen, *Z. Phys.*, 126 (1949), 507
- 12) M. Worm : Eine Methode zur Messung der radialen Dichte- und Temperaturverlaufs in einer Xenon-Hochdruckentladung, *Exp. Techn. Phys.*, 11 (1963), 51
- 13) M. Worm : Experimentelle Bestimmung der Entladungskenngrößen Temperatur und Druck eines wandstabilisierten Xenon-Hochdruckplasmas, *Beitr. Plasmaphys.*, 18 (1978), 55
- 14) H. Burck : Bestimmung des radialen Dichte- und Temperaturverlaufs in einer Xenon-Höchstdrucklampe, *Ann. Phys.*, (6) 18 (1956), 312
- 15) H. Burck : Eine Versuchsanordnung zur Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der mittlern Dichte in einer HBO 500, *Exp. Techn. Phys.*, 5 (1957), 33
- 16) H. Burck : Untersuchungen an Edelgas- und Quecksilberhöchstdrucklampen, *Exp. Techn. Phys.*, 5 (1957), 63
- 17) H. Burck und K. Dschi-yü : Bestimmung des radialen Dichte- und Temperaturverlaufs in der Quecksilber-Höchstdrucklampe, *Exp. Techn. Phys.*, 7 (1959), 39
- 18) H. Burck und K. Dschi-yü : Der radiale Dichte- und Temperaturverlauf in dem Quecksilberhöchstdrucklampen HBO 500, HBO 200 und HBO 107, *Exp. Techn. Phys.*, 7 (1960), 81
- 19) W. Elenbaas : On the Excitation Temperature, the Gas Temperature and the Electron Temperature in the High-pressure Mercury Discharge, *Philips Res. Rep.*, 2 (1947), 20

- 20) W. Elenbaas : The High-pressure Mercury-vapour Discharge, North Holland, Amsterdam, 1951
- 21) A. Unsöld : Über das kontinuierliche Spektrum der Hg-Hochdrucklampe, des Unterwasserfunkens und ähnlicher Gasentladungen, Ann. Phys., (5) 33 (1938), 607
- 22) W. Neumann : Spektralphotometrische Messungen an einer wandstabilisierten Xenon-Hochdruckentladung, Ann. Phys., (6), 17 (1956), 146
- 23) W. Neumann und H. Reimann : Über eine Beobachtung des Elektronen-Atom-Stosskontinuums im elektrodenstabilisierten Queck-silberhochdruckbogen, Ann. Phys., (7) 3 (1959) 211
- 24) Fr. Burhorn : Temperatur und thermisches Gleichgewicht im Eisenbogen, Z. Phys., 140 (1955) 440
- 25) L. M. Biberman and G. E. Norman : On the Calculation of Photoionization Absorption, Opt. Spect., 8 (1960), 230
- 26) L. M. Biberman and G. E. Norman : Continuous Spectra of Atomic Gases and Plasma, Sov. Phys. Uspekhi, 10 (1967), 52
- 27) D. Schlüter : Die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten von Seriengrenzkontinua mit Anwendung auf schweren Edelgase, Z. Astrophys., 61 (1965), 67
- 28) D. Hofsaess : Emission Continua of Rare Gas Plasmas, J. Quant. Spect. Rad. Trans., 19 (1978), 339
- 29) M. Sato and S. Arima : Measurements of Gas Temperature in an Argon Positive Column using Acoustic Wave Propagation, J. Phys. D : Appl. Phys., 23 (1990), 1302
- 30) B. Brill, B. Arad, M. Kishenevsky, A. Ludmirsky and A. Zigler : Density Measurement of Dense Capillary Discharge Plasma using Soft X-ray Backlighting, J. Phys. D : Appl. Phys., 23 (1990), 1064
- 31) -a H. Bartels ; Über Linienemission aus inhomogener Schicht, I. Teil, Z. Phys., 125 (1949), 597
- 31) -b H. Bartels ; Über Linienemission aus inhomogener Schicht, II Teil, Z. Phys., 126 (1949), 108
- 31) -c H. Bartels ; Eine neue Methode zur Temperaturmessung an hochtemperierten Bogensäulen, I. Teil, Z. Phys., 127 (1950), 243
- 31) -d M. Bartels ; Eine neue Methode zur Temperaturmessung an hochtemperierten Bogensäulen, II Teil, Z. Phys., 128, (1950), 546
- 32) J. J. de Groot and A. G. Jack ; Plasma Temperature Measurements using Self-absorbed Spectral Lines : A Discussion of the Methods due to Bartels and Kruihof, J. Quant. Spect. Rad. Transf., 13, (1973), 615
- 33) W. Funk and H. G. Kloss ; Über die Intensität optisch dicker Linien in zylindersymmetrischen inhomogenen Plasmen, Beitr. Plasmaphys., 13 (1973), 101
- 34) I. S. Fishman and E. M. Nurmatov ; Temperature Estimate from Self-reversed Spectral Lines, High Temp., 17, (1979), 531

- 35) G. Wesselink, D. de Mooy and M. J. C. van Gemert : Temperature Determination of High-pressure Optically Thick Gas Discharges by a Modified Bartels' Method, *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 6 (1973), L27
- 36) 村山精一編 "光源の特性と使い方" 2.3 章 (学会出版センター、東京 1985)
- 37) N. Ozaki ; Temperature Distribution of the High-pressure Sodium Vapour Discharge Plasma, *J. Quant. Spect. Rad. Transt.*, 11 (1971), 111
- 38) W. Göing ; Bestimmung der radialen Temperaturverteilung von Hg-Höchstdruckbögen aus den Kuppenstrahldichten selbstumgekehrter Linien, *Z. Phys.*, 131 (1952), 603
- 39) H. Meier ; Quantitative Untersuchung der spektralen Emission an Stoßentladungen über einen Quecksilberhöchstdruckbogen, *Z. Phys.*, 149 (1957), 40
- 40) J. J. Damelincourt, D. Karabourniotis, L. Scoarnec and P. Herbet ; Instantaneous Temperature and Electronic Density Measurements in High-pressure Mercury Discharges, *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 11 (1978), 1029
- 41) U. Kopec ; Über die Ermittlung der Temperatur in hochtemperierten Xenonplasma aus der Selbstumkehr von Spektrallinien, *Ann. Physik*, 12 (1963), 209
- 42) W. Funk, H. G. Kloss and F. Serick ; Temperaturbestimmung nach Bartels an einer quecksilberhochdruckentladung mit thalliumjodidzusatz, *Beitr. Plasmaphys.*, 10 (1970), 487
- 43) J. J. de Groot and A. G. Jack ; Absorption, Emission and Temperature Measurements on Mercury/Tin Iodide Arcs, *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 6 (1973), 1477
- 44) H. Albrecht and A. Schiff, Spektroskopische Messung der radialen Temperaturverteilung in Quecksilber-Hochdruck-lampen mit Metallhalogenzusätzen, *Z. Naturforsch.*, 31a (1976), 196
- 45) J. van den Hoek and J. A. Visser ; Spectroscopic Investigation of a Lanthanide Iodine/Mercury Arc Discharge Plasma, *J. Appl. Phys.*, 51 (1980), 174
- 46) D. Karabourniotis ; Plasma Temperature Determination from the Maximum Intensity of a Symmetric Self-reversed Line, *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 16 (1983), 1267
- 47) K. Hilpert and J. Seehawer ; Spektroskopische und massenspektrometrische Untersuchungen zur Natriumverstärkung in Halogen-Metaldampfentladungen, *Techn. - Wissen. Abhand. Osram-Gesells.*, 12 (1986), 31
- 48) J. T. Dakin and R. P. Gilliard ; Model and Diagnostics of the High-pressure Mercury Discharge with Sodium Iodide Additives, *J. Appl. Phys.*, 60, (1986), 1281
- 49) T. H. Rautenberg, Jr. and P. D. Johnson ; Time-dependent Plasma Temperature Measurements of the High-pressure Sodium Arc, *J. Appl. Phys.*, 48 (1977), 2270
- 50) P. D. Johnson and T. H. Rautenberg, Jr. ; Spectral Change Mechanism in the Pulsed High-pressure Sodium Arc, *J. Appl. Phys.*, 50 (1979), 3207
- 51) J. Seehawer and M. Zauter ; Temperaturbestimmung an einer Indiumjodid-

Hochdruckentladung aus side-on-Messungen der Emission und Absorption

Techn. Wissen. Abhand. Osram - Gesells., 11 (1973), 147

- 52) D. Meiners and W. Weber ; Ein neues Verfahren zur Messung der radialen Temperaturverteilung in inhomogenen und instationären Plasmasäulen mit erheblicher Selbstabsorption, Z. Naturforsch., 27a (1972), 1601
 - 53) A. A. Kruihof and J. Riemens ; Determination of Partial Pressures in Halogen Metal Vapor Discharges from the Maxima Distance of Self Reversed Spectral Lines, Proc. 8th Int. Conf. Phenom. Ion. Gases, P223, Wien (1967)
 - 54) K. Larché : Die Strahlung des Xenon-Hochdruckbogens hoher Leistungsaufnahme, Z. Phys., 136 (1953), 74
 - 55) D. Karabourniotis and C. Karras ; Line Broadening in Optically Thick Gas Discharges ; Influence on Plasma Temperature Determination , J. Appl. Phys., 57 (1985), 4861
 - 56) D. Karabourniotis, S. Couris, J. J. Damelincourt, and M. Aubes ; Determination of the Partial Pressure of Thallium in High-pressure Lamp Arcs : A Comparative Study, IEEE Trans. Plasma Sci., PS-14 (1986), 325
 - 57) A. J. Davenport and K. C. Lapworth ; National Physical Laboratory, UK, NPL Report Qu 54 : Spectroscopic Investigations and Determination of the Temperature Distribution in a Metal Halide Discharge Lamp, (1980)
 - 58) I. S. Fishman and G. G. Il'in and M. Kh. Salakhov ; Temperature Determination of an Optically Thick Plasma from Self-reversed Spectral Lines, J. Phys. D : Appl. Phys., 20 (1987), 728
 - 59) H. P. Stormberg and R. Schäfer ; Determination of Temperature Profiles from Optically Thick Lines, J. Quant. Spect. Rad. Transt., 33, (1985), 27
 - 60) J. Richter ; Über Temperaturmessungen an thermischen Plasmen bekannter Zusammensetzung, Z. Astrophys., 61 (1965), 57
 - 61) J. Richter ; Radiation of Hot Gases in Plasma Diagnostics ed. by W. Lochte-Holtgreven, North Holland, Amsterdam, 1968
- 次の62) ~70) はスペクトル線の広がりに関するレビューあるいは単行本である。
- 62) A. Unsöld ; Physik der Sternatmosphären, Springer, Berlin, 1955
 - 63) S. Y. Chen and M. Takeo ; Broadening and Shift of Spectral Lines due to the Presence of Foreign Gases, Rev. Mod. Phys., 29 (1957), 20
 - 64) G. Traving ; Über die Theorie der Druckverbreiterung von Spektrallinien, G. Braun, Karlsruhe, 1960
 - 65) H. R. Griem ; Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, New York, 1964
 - 66) W. L. Wiese ; Line Broadening in Plasma Diagnostic Techniques ed. by R. H. Huddlestone and S. L. Leonard, Academic, New York, 1965
 - 67) W. R. Hindmarsh and J. M. Farr ; Collision Broadening of Spectral Lines by Neutral Atoms, Progres in Quantum Electronics Vol. 2, Pergamon, Oxford, 1972
 - 68) F. Schuller and W. Behmenburg ; Perturbation of Spectral Lines by Atomic Interactions, Phys. Rep. 12 (1974), 273
 - 69) E. L. Lewis ; Collisional Relaxation of Atomic Excited States, Line

- Broadening and Interatomic Interactions, Phys. Rep. 58 (1980), 1
- 70) N. Allard and J. Kielkopf ; The Effect of Neutral Nonresonant Collisions on Atomic Lines, Rev. Mod. Phys., 54 (1982), 1103
 - 71) W. Lenz ; Einige Korrespondenzmässige Betrachtungen, Z. Phys., 25 (1924), 299
 - 72) V. Weisskopf ; Zur Theorie der Kopplungsbreite und der Stossdämpfung, Z. Phys., 75 (1932), 287
 - 73) E. Lindholm ; Pressure Broadening of Spectral Lines, Ark. Mat. Astron. Fys., 32A (1945), 1
 - 74) H. Margenau ; Statistical Theory of Pressure Broadening, Phys. Rev., 82 (1951), 156
 - 75) H. M. Foley ; The Pressure Broadening of Spectral Lines, Phys. Rev., 69 (1946), 616
 - 76) Baranger ; General Impact Theory of Pressure Broadening, Phys. Rev., 112 (1958), 855
 - 77) T. Holstein ; Pressure Broadening of Spectral Lines, Phys. Rev., 79 (1950), 744
 - 78) H. Helbig and K. P. Nick ; Investigation of the Stark Broadening of Balmer Beta, J. Phys. B, 14 (1981), 3573
 - 79) S. Bödecker, S. Günter, A. Könies, L. Hitzschke, and H. J. Kunze ; Shift and Width of the H_{α} Line of Hydrogen in Dense Plasmas, Phys. Rev. E, 47 (1993), 2785
 - 80) C. R. Vidal, J. Cooper, and E. W. Smith ; Hydrogen Stark-broadening Tables, Astrophys. J. Suppl. Ser., (214) 25 (1973), 37
 - 81) P. Kepple and H. R. Griem ; Improved Stark Profile Calculations for the Hydrogen Lines H_{α} , H_{β} , H_{γ} , and H_{δ} Phys. Rev., 173 (1968), 317
 - 82) -a N. Konjević and J. R. Roberts ; A Critical Review of the Spectral Lines from Non-Hydrogen Atoms, J. Phys. Chem. Ref. Data, 5 (1976), 209
 -b N. Konjević M. S. *Dimitrijević* and W. L. Wiese ; Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral Atoms, J. Phys. Chem. Ref. Data, 13 (1984), 619
 -c N. Konjević and W. L. Wiese ; Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms, J. Phys. Chem. Ref. Data, 19 (1990), 1307
 - 83) H. R. Griem ; Application of a Dispersion Relation to the Electron Impact Widths and Shifts of Isolated Spectral Lines from Neutral Atoms, Phys. Rev., 125 (1962), 196
 - 84) S. A. Freudenstein and J. Cooper ; A Simple Formula for Estimating Stark Widths of Nutral Lines ; Astrophys. J., 224 (1978), 1079
 - 85) S. *Djenize* A. *Sreović*, and J. Labat ; Stark Broadening Regularities along a Homologous Sequence of the Second Group in the Periodic System, J. Quant. Spect. Rad. Transf., 46 (1991), 433
 - 86) Y. Nishimura and T. Fujimoto ; $\lambda=2537\text{Å}$ Line from a Low-Pressure Mercury Discharge Lamp Emission Profile Absorption by a Gas Containing a Mercury

- Vapor, Appl. Phys. B, 38 (1985), 91
- 87) W. Braun, M. D. Scheer, and V. Kaufman ; The Temperature Dependence of Spectral Broadening in the Hg (6^1S_0 - 6^3P_1) Multiplet at High Optical Densities, J. Res. NBS, 91 (1986), 313
- 88) J. F. Kielkopf ; New approximation to the Voigt Function with Applications to Spectral Line Profile Analysis, J. Opt. Soc. Am., 63 (1973), 987
- 89) J. F. Behnke and H. Scheibner ; Gas Temperature Determination from Doppler-broadened Spectral Lines with Self-absorption, Physica 124C (1984), 85
- 90) E. Drakakis, A. Polladas and D. Karabourniotis ; Determination of Hg 6^3P_1 and Tl $6^2P_{3/2}$ Population Densities in Non-local Thermal Equilibrium Hg and Hg-Tl Discharge Plasmas by Absorption Spectroscopy, J. Phys. D, 25 (1992), 1733
- 91) M. J. Jongerius ; Influence of Xenon on the Self-reversal Maxima of the Na-D Emission Lines in High-pressure Sodium Lamps, J. Appl. Phys., 62 (1987), 3138
- 92) C. Yu-Min ; On the Shifts of Self-reversed Maxima of the Sodium Resonance Radiation., J. Appl. Phys., 51 (1980), 2965
- 93) P. A. Reiser and E. F. Wyner ; Use of the Peak Shifts of the 3S-3P Sodium Resonance Lines for the Analysis of High-pressure Sodium Lamps, J. Appl. Phys., 57 (1985), 1623
- 94) G. L. Rogoff, A. E. Feuersanger, and J. P. Drumme ; Determination of Two-dimensional Temperature and Additive Density Distributions in a High-Intensity-Discharge Arc, J. Appl. Phys. 62 (1987), 4084
- 95) A. Schwabedissen and W. Böttcher ; Impact Broadening and Shift of Near-infrared Xe I and Cl I Lines by Ne, J. Phys. B, 26 (1993), 3467
- 96) P. Schulz und W Weizel ; Über Ionisierung und Temperature in Hochdruckbögen, Z. Phys., 122 (1943), 697
- 97) S. Pranoto und P. Schulz ; Bestimmung des Elektronendichte und der Temperature in Xenon-Hochdruckplasma, Z. angew. Phys., 17 (1964), 539
- 98) F. Spiegelhalter ; Temperature-und Elektronendichtebestimmung in Edeltgashochdruckplasmen, Beitr. Plasmaphys., 8 (1968), 1
- 99) J. H. Waszink and H. J. Flinsenber ; Determination of the Electron Density in a High-pressure Na-Xe Discharge from the Profile of a Stark Broadened Spectral Line, J. Appl. Phys., 49 (1978), 3792
- 100) W. J. van den Hoek, H. C. M. van den Nieuwenhuizen, and H. P. Stormberg ; The Estimation of Additive Densities in Metal Halide Arcs from Self-reversed Emission Line Contours, Philips J. Res., 37 (1982), 129
- 101) Y. Vitel ; Experimental Study of H_α Broadening and Shift in Dense Argon, J. Phys. B, 20 (1987), 2327

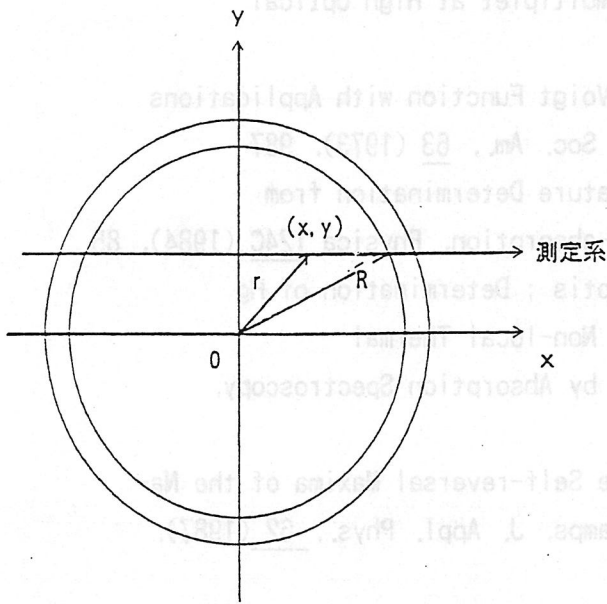
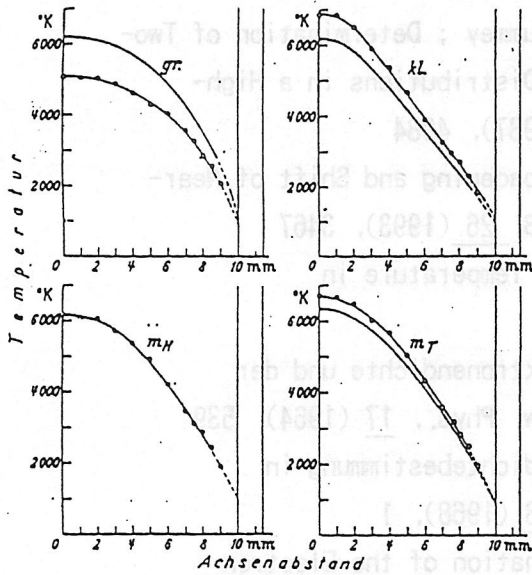


図 1 ランプ断面の座標



半径方向の距離

- gr: $I = 6,62 \text{ Amp}$, $E = 9,65 \text{ V/cm}$, $m = 2,59 \text{ mg Hg/cm}$,
 $T_a = 6210^\circ \text{ K}$, $T_w = 1058^\circ \text{ K}$, $\rho = 899 \text{ mm Hg (1,22 Atm)}$.
 Fig. 8b. Temperaturkurve, Brenner B.
- kl: $I = 2,9 \text{ Amp}$, $E = 8,45 \text{ V/cm}$, $m = 2,11 \text{ mg Hg/cm}$,
 $T_a = 6170^\circ \text{ K}$, $T_w = 1036^\circ \text{ K}$, $\rho = 543 \text{ mm Hg (0,736 Atm)}$.
 Fig. 8c. Temperaturkurve, Brenner B.
- mH: $I = 4,1 \text{ Amp}$, $E = 7,8 \text{ V/cm}$, $m = 2,29 \text{ mg Hg/cm}$,
 $T_a = 6160^\circ \text{ K}$, $T_w = 1051^\circ \text{ K}$, $\rho = 661 \text{ mm Hg (0,898 Atm)}$.
 Fig. 8d. Temperaturkurve, Brenner B.
- mT: $I = 4,1 \text{ Amp}$, $E = 7,31 \text{ V/cm}$, $m = 2,20 \text{ mg Hg/cm}$,
 $T_a = 6330^\circ \text{ K}$, $T_w = 868^\circ \text{ K}$, $\rho = 590 \text{ mm Hg (0,8 Atm)}$.

図 2 γ 線強度測定による温度分布の決定 (太線: 温度、細線: 密度の逆数)³⁾

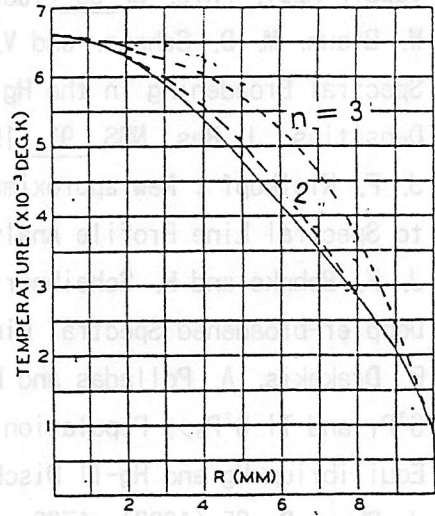


図 3 X線吸収法による高圧水銀ランプ内の半径方向の温度分布⁹⁾

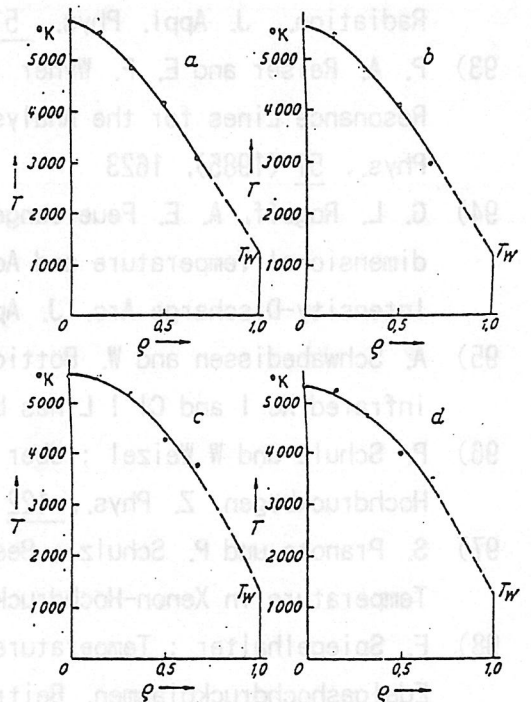


Abb. 10. Temperaturverteilung bei verschiedenen Entladungsbedingungen (a, b) $p = 0,8 \text{ at}$; (c, d) $p = 1,6 \text{ at}$; (a, c) $I = 3 \text{ A}$ (—); (b, d) $I = 1,5 \text{ A}$ (---).

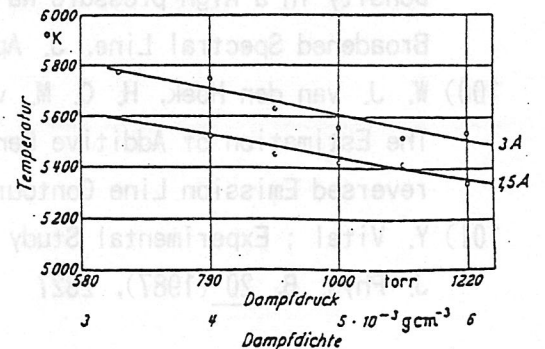


図 4 X線吸収法による高圧水銀ランプの温度分布と水銀圧力と中心温度の関係¹¹⁾

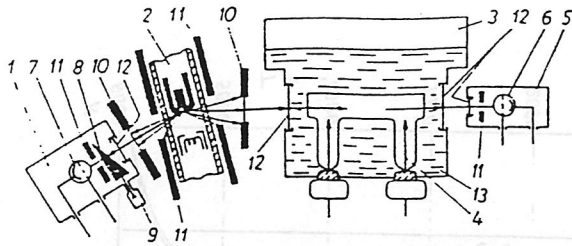


Abb. 1. Schematische Darstellung der Versuchsanordnung für Röntgenabsorptionsmessungen in end-on-Richtung.

1 = lichtdichtes Gehäuse für die Kompensationszelle, 2 = Feinstruktur-Röntgenröhre, 3 = Kühlwanne, 4 = Neon-Hochdrucklampe mit abgewinkelten Elektroden, 5 = lichtdichtes Gehäuse für die Meßzelle, 6 = Meßzelle, 7 = Kompensationszelle, 8 = Aluminiumkeil bzw. Aluminiumblättchen, 9 = Mikrometerspindel, 10 und 11 = Bleiblenen zur Strahlbegrenzung, 12 = Aluminiumfolie, 13 = Kühlwasser

図5 コ字型水冷ランプのX線吸収測定の設定
図13)

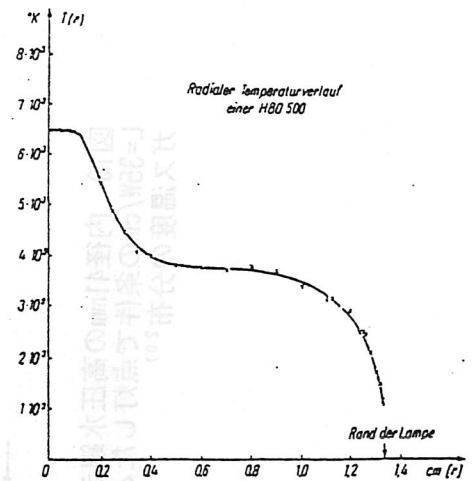


Abb. 4. Temperaturverlauf (r in Zentimetern)

図8 超高圧水銀ランプの温度の半径方向分布 (X線吸収法により測定)¹⁷⁾

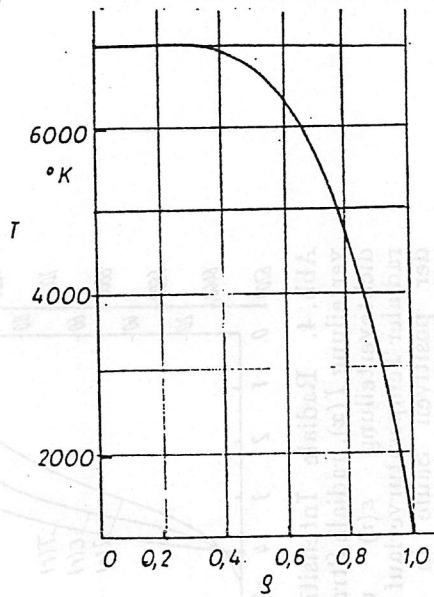


図6 水冷キセノンランプ35A点灯時の温度分布 (ランプXF3000)¹³⁾

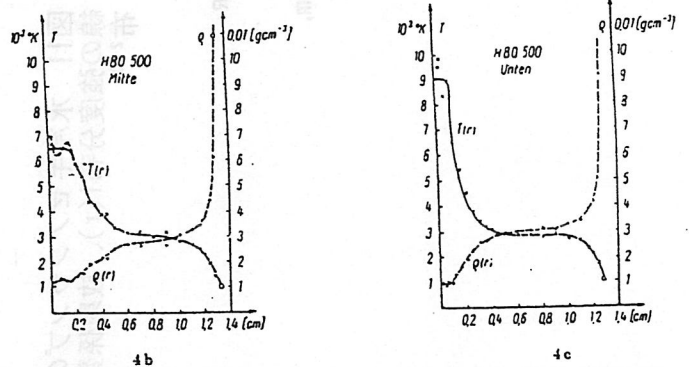


Abb. 4. Radiale Dichte- (+++) und Temperaturverläufe (xxx) in einer HBO 500

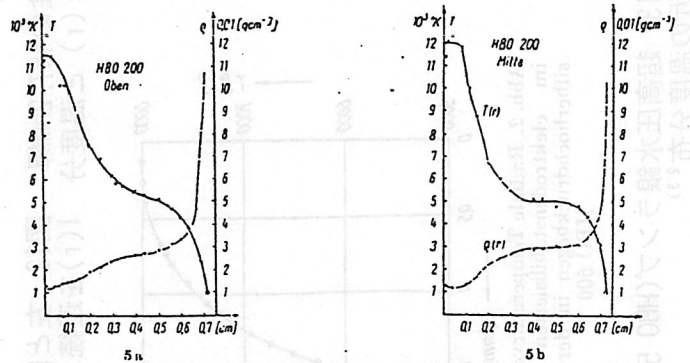


Abb. 5. Radiale Dichte- (+++) und Temperaturverläufe (xxx) in einer HBO 200

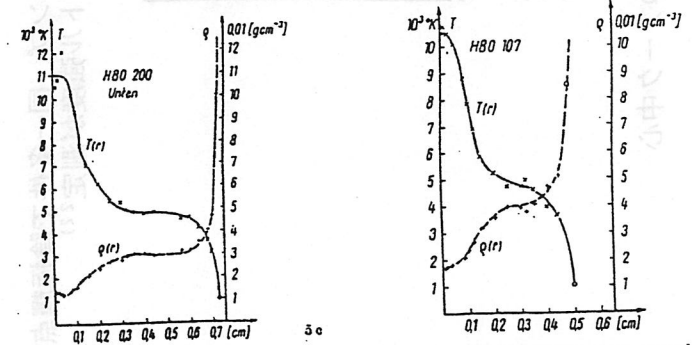


Abb. 5. Radiale Dichte- (+++) und Temperaturverläufe (xxx) in einer HBO 200

Abb. 6. Radialer Dichte- (+++) und Temperaturverlauf (xxx) in einer HBO 107

図9 各種超高圧水銀ランプの密度と温度の径方向の分布 (X線吸収法により測定)¹⁸⁾

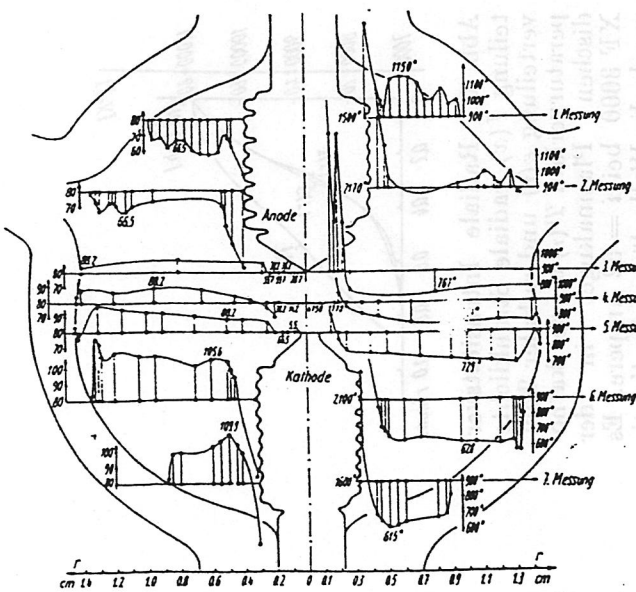


Abb. 2. Radiale Dichte- und Temperaturverläufe in einer XBO 500

図7 ショートアークキセノンランプ(XBO 500)内の点灯時のガス密度 (左側) と温度 (右側) の分布¹⁴⁾

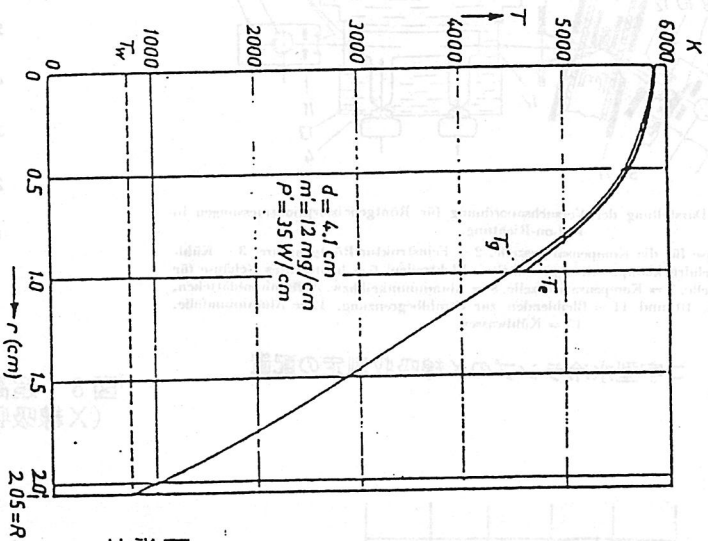


図10 内径41mmの高圧水銀ランプで $m=12\text{mg/cm}$, $L=35\text{W/cm}$ の条件で点灯したときの電子温度とガス温度の分布^{2,01)}

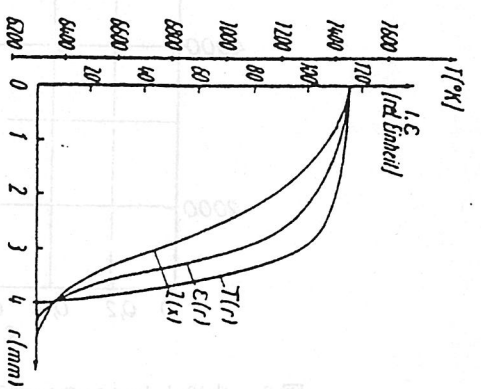


Abb. 4. Radiale Intensitätsverteilung $I(x)$, radiale Strahlendichteverteilung $\epsilon(r)$ und radialer Temperaturverlauf bei der positiven Säule in der XF 3000 bei $i = 32$ Ampere Gleichstrom. Es wurde die Spektrallinie $\lambda = 4672 \text{ \AA}$ benutzt

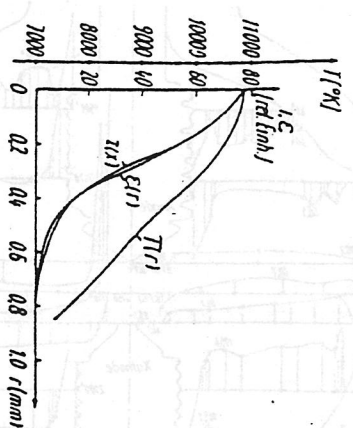


Abb. 5. Radiale Intensitätsverteilung $I(x)$, radiale Strahlendichteverteilung $\epsilon(r)$ und radialer Temperaturverlauf $T(r)$ bei der kathodischen Plasmakugel in der XF 3000 bei $i = 32$ Ampere. Es wurde die Wellenlänge des Kontinuum $\lambda = 5162 \text{ \AA}$ benutzt

図11 水冷キセノンランプの陽光柱の467.2nm輝線の強度分布 $I(r)$ 、放射係数分布 $\epsilon(r)$ と温度分布^{2,2)}

図12 左と同一ランプ、同一条件で陰極輝点での $I(r)$ を連続スペクトル強度が測定^{2,2)}

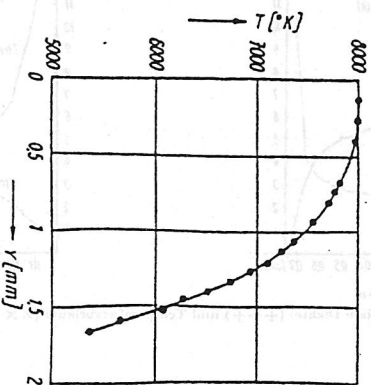


Abb. 2. Radiale Temperaturverteilung im elektrodenstabilisierten Quecksilberhochdruckbogen in der Lampe HBO 500

図13 超高压水銀ランプ(HBO 500)のアーチ中心付近の温度分布^{2,3)}

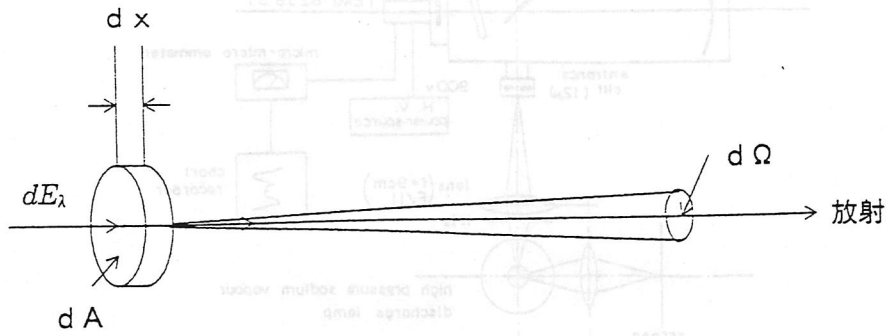


図14 放射の強度

$$I_\lambda = \frac{dE_\lambda}{dA dt d\Omega}$$

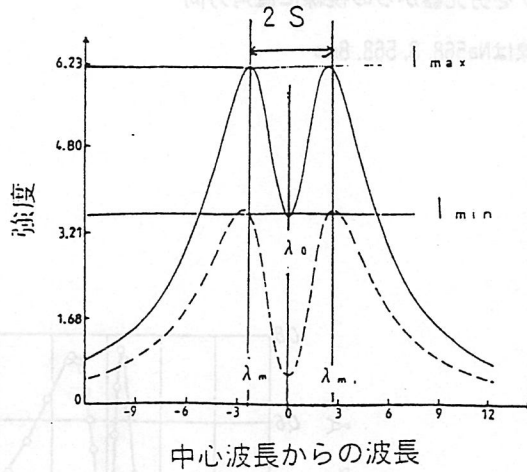


図15 曲的な自己反転したスペクトル線のプロファイル実線、鎖線はそれぞれ軽い自己反転、強い自己反転を生じたスペクトル線を示している^{4,2)}
 λ_0 : 中心波長、 λ_m : ピーク波長

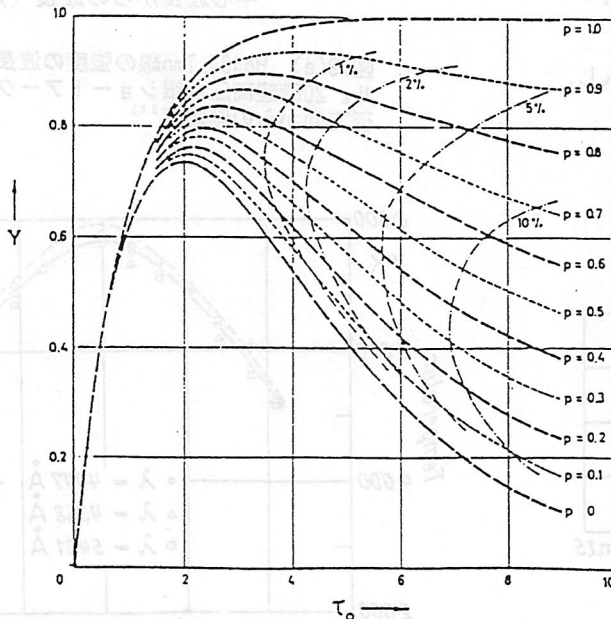


図16 関数 $Y(P, \tau_0)$ 。一点鎖線は等誤差曲線を示す^{3,2)}

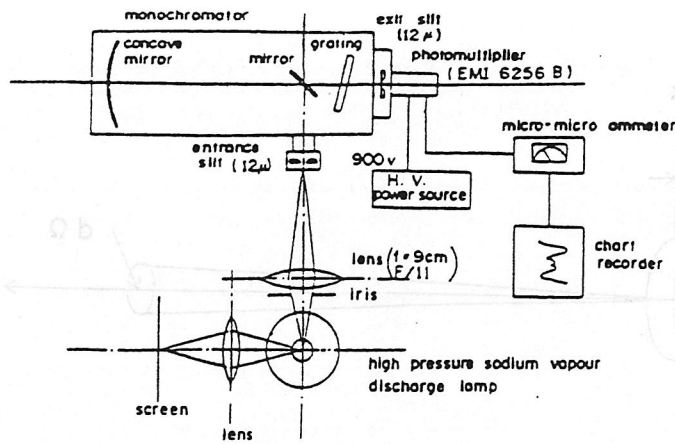


図17 Bartels法による温度測定の一例³⁷⁾
 高圧Naランプのアーキ像をレンズで1:3で分光器(分解能0.035nm)の入射スリット上に結像させる。ランプを分光器からの視線に直角方向へ移動させる。
 測定に用いた線はNa568.3, 568.8nm

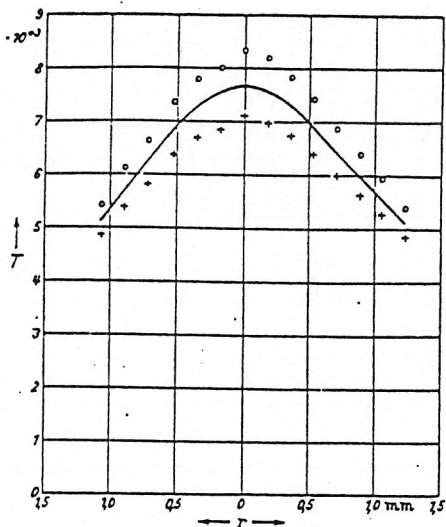


図18 200W超高压水銀ショートアークランプの半径方向の温度分布。Hg435.8nm線を使いBartels法で温度を求めた^{31c)}
 ○高めに見積もった温度
 +測定した強度をそのままWienの式に代入し、求めた温度
 -求める温度

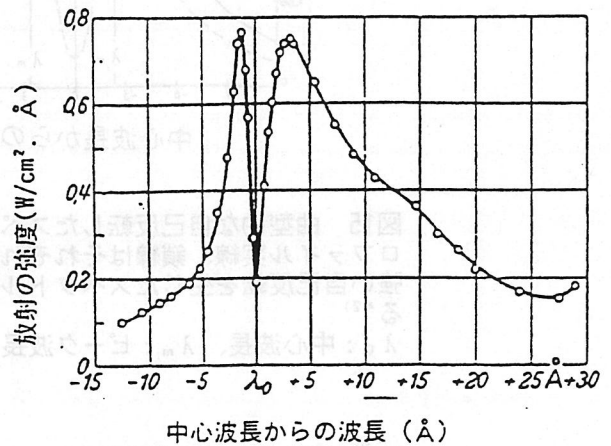


図19(a) Hg404.7nm線の強度の波長プロフィール。200W超高压水銀ショートアークランプの直径方向からの測定値³⁸⁾

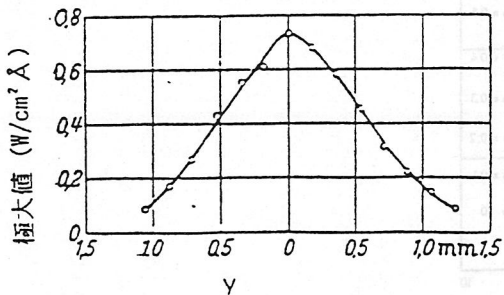


図19(b) Hg435.8nm線の自己反転線の極大強度の値と視線のランプ軸からの距離yとの関係³²⁾

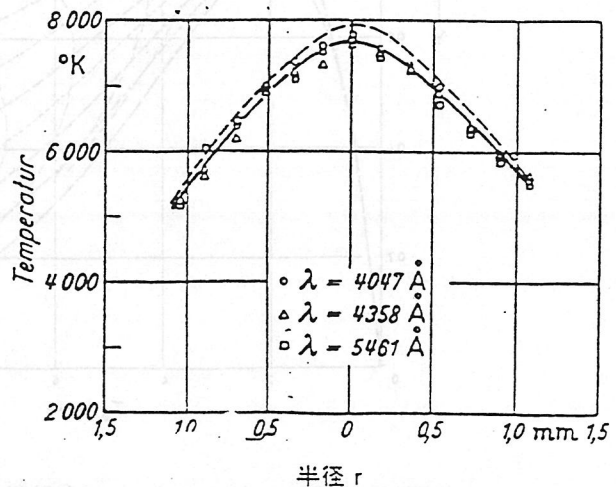


図19(C) HBO200(200W超高压水銀ショートアークランプ)の半径方向温度分布。温度は三本のHgの自己反転線を対象にBartels法を使って求めた³⁸⁾

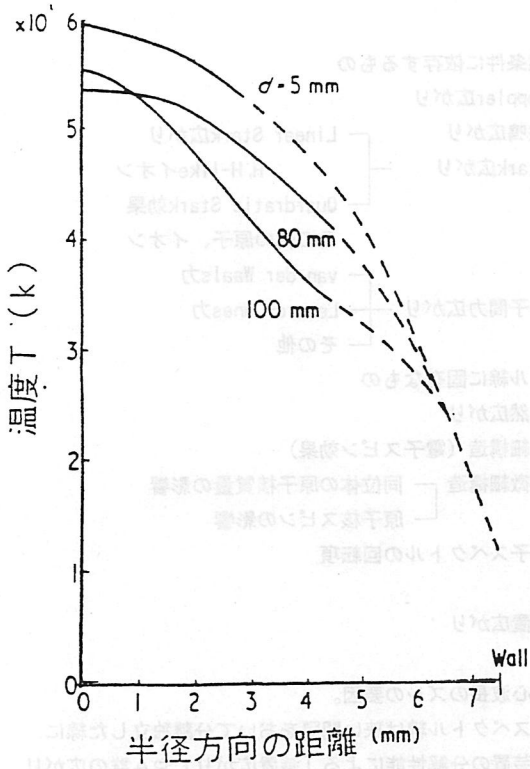


図20 SnI/Hgを封入したランプのBartels法を用いて求めた半径方向の温度分布。dは垂直点灯ランプの上の電極からの距離を示す^{4,3)}

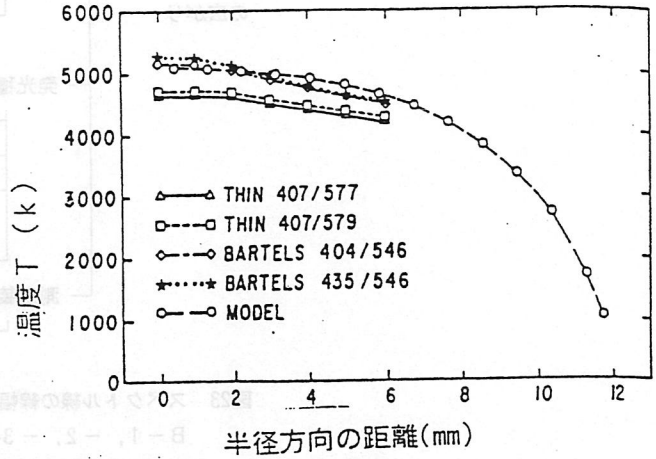
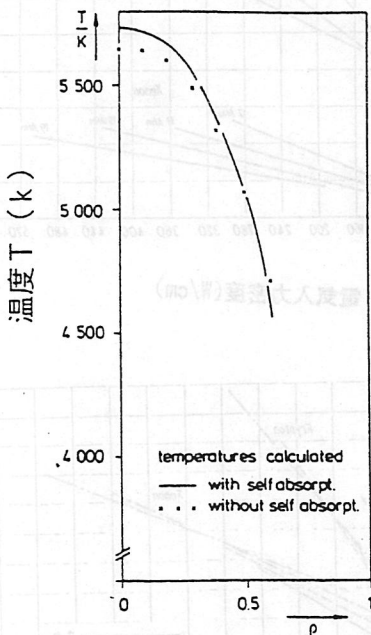
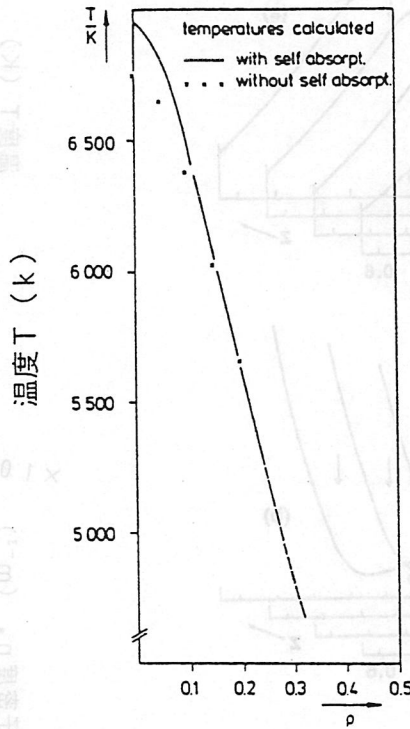


図21 Hg/NaIランプの光学的に薄い水銀線とBartels法を使って求めた温度分布^{4,8)}



(a)



(b)

図22(a) 放射伝達式の数値解が実際の測定された放射強度の波長プロファイルと合致する温度を半径方向にプロットしたもの。垂直点灯された400W水銀ランプの電極間中央部 (b)同じく下の電極から1mm上方の部分狭い領域が高温になっていることがわかる。いずれもHg577nm光を用いている^{5,9)}
 $\rho = r / r_0$, r_0 : ランプ半径

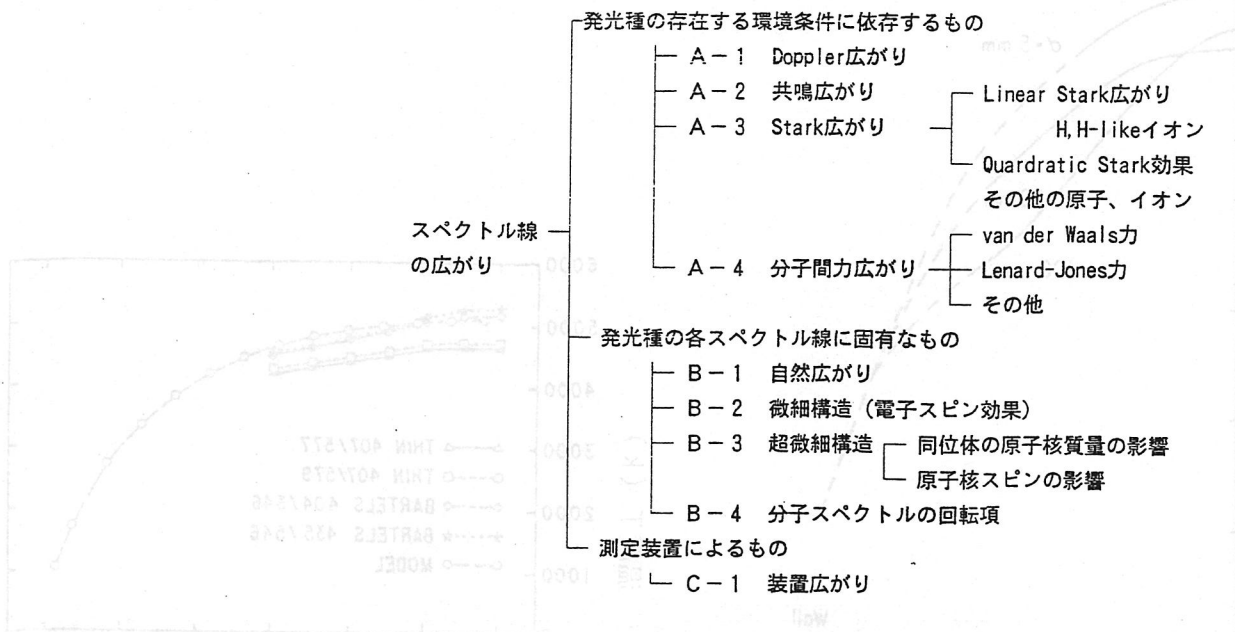


図23 スペクトル線の線幅の広がりを中心波長のズレの要因。

B-1, -2, -3の要因によりスペクトル線は狭い間隔において分離独立した線になっている。しかしC-1の分光装置の分解性能による「装置広がり」やA群の広がりによって複数本のスペクトル線があたかも一本の線のようになり、線幅が広がる。

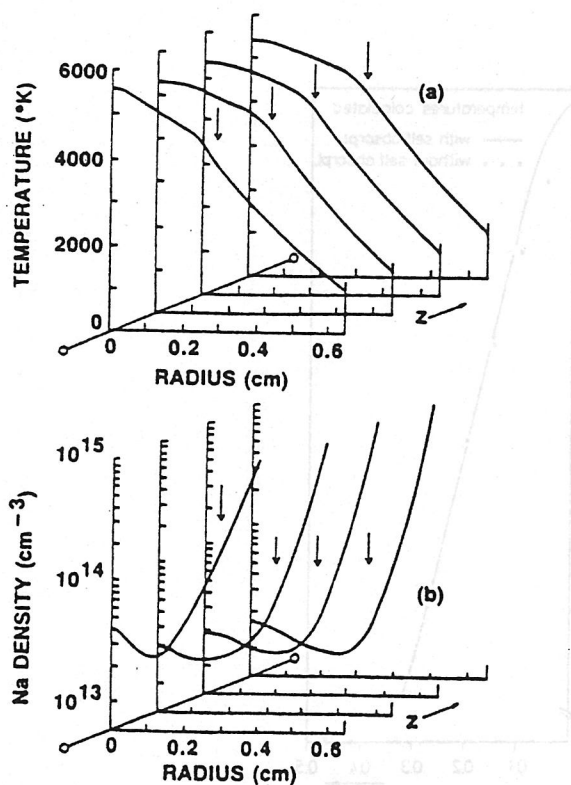


図24 Na-Sc-Hg (主成分) 封入ランプの温度とNa密度の測定値。矢印はHg577nm光が測定できなくなった点を示す。この点より管壁側の温度分布は適当な外挿式を用いた。
図の手前側が垂直点灯ランプの下側を示す。
手前と奥の○印は電極先端の位置。

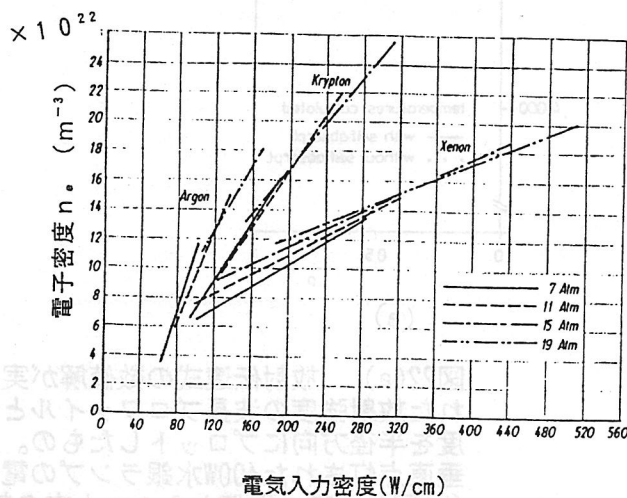
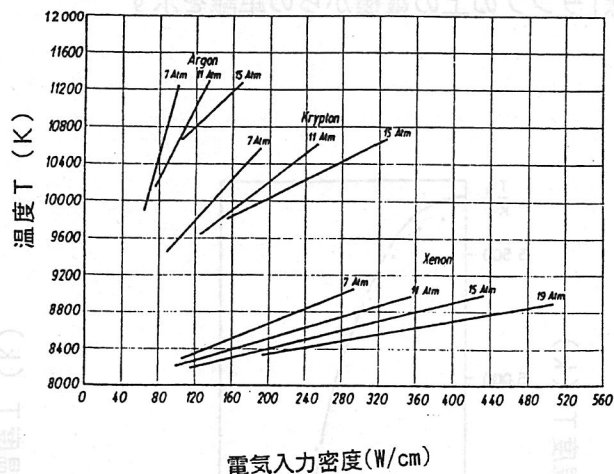


図25 超高圧希ガスランプの温度Tと電子密度の測定例。電極間距離3.4mm。

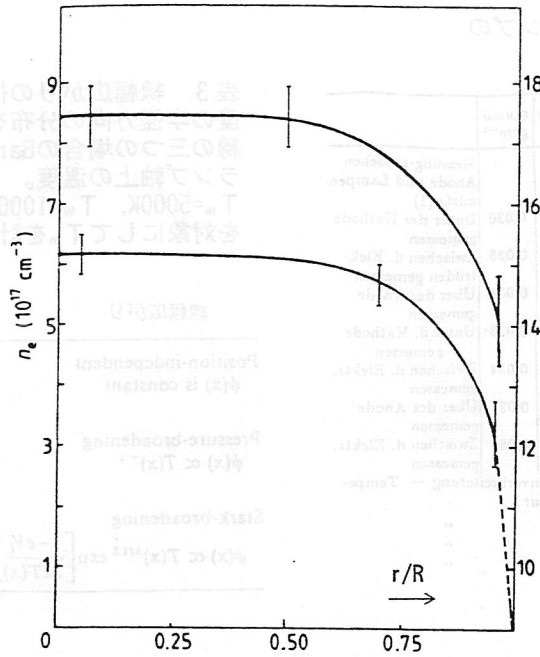


図26 Ar封入圧力 1.33×10^4 Paの内径6mm, 電極間150mmのフラッシュランプ内の温度 T_e と電子密度 n_e の半径方向の分布。放電エネルギーは1KJ。上の曲線が温度。

表 1 古典的溫度測定法

No	方法	測定対象例	文献、その他
1	音波の速度	大気中の銅アークの温度 $T_e = 4100 \pm 300K$	1, 2
2	発光種中の放射性同位体の放射する r 線の強度	^{203}Hg の放射する r 線強度を測定し、Abel変換し、Hg密度を求める。 その結果から $T(r)$ を得る。 管型安定型Hgランプでランプ長1cm当りの水銀封入量 m をパラメータとして $T(r)$ を求めている。	3
3	X線の吸収	X線発生装置から出るターゲットの特性X線と制動放射X線を使う。吸収係数の積度を上げるため特性X線近傍のみを透過フィルタを併用している。 3-1の方法は電極後方の低温部の補正をすれば直接ガス密度 $\rho(r)$ が求まり、それより $T(r)$ が求まる。 3-2の方法はAbel変換をして最終的に $T(r)$ を得る。管型安定型、電極安定型の水銀、希ガスランプの温度分布が多数測定されている。	4-9, 11-13 14-18
4	光放射強度と輝線幅		
- 1	線スペクトル 光学的に薄いもの 光学的に厚いもの 自己反転しているもの		4, 4 参照 (19, 20) 7, 2 参照 7, 2 参照
- 2	連続スペクトル	連続スペクトルの強度を測定し、Abel変換により放射係数を求める。放射係数は中性ガス密度かガス圧力の何れかが既知なら温度の関数として理論的に与えられる。 これより温度が半径の関数として求まる。管型安定型、電極安定型の比較的圧力の高いランプに適用される。	21-29
- 3	スペクトル線幅 Doppler幅 Stark幅		7, 3 参照

表2 各種ショートアーク超高压水銀ランプの電気特性と温度、出典：上16), 下17)

Lampentyp	I Amp	U Volt	G V cm ⁻¹	IG W cm ⁻¹	p Atm	T K	T _{Mess} K	ρ _{Mess} g cm ⁻³	
HBO 500 I	6,0	70	149	1030	35	6450			Messung zwischen Anode und Lampenmitte [1]
HBO 500 II	6,1	81	155	945	35	6100	2850	0,030	Unter der Kathode gemessen
HBO 500 II	6,1	81	155	945	35	6500	2450	0,035	Zwischen d. Elektroden gemessen
HBO 500 II	6,1	81	155	945	35	9000	2500	0,034	Über der Anode gemessen
HBO 200	3,12	65	242,7	770	60	11500	3850	0,038	Unter d. Kathode gemessen
HBO 200	3,12	65	242,7	770	60	12000	4300	0,034	Zwischen d. Elektr. gemessen
HBO 200	3,12	65	242,7	770	60	11000	4000	0,037	Über der Anode gemessen
HBO 107	3,05	25,4	300	1200	75	10500	3600	0,051	Zwischen d. Elektr. gemessen
HBO 501	~6	80	150,2 ²		35	7540			Linienverbreiterung -- Temperatur
HBO 500	6	73,5	140,5 ²		35	7500			..
HBO 500	8	76,8	143,0 ²		35	7800			..
HBO 500	10	80,5	155,0 ²		35	8000			..
HBO 500	6	80,0	150,2 ²		35	6000			..
HBO 200	200W					8000			
Versuchsl.	8	93 ²	166 ²		50	10000			

Typ der Lampe	HBO 200	HBO 500	HBO 501	HBO 501	HBO 500
Leistung Watt	200	~ 3	480	~ 500	~ 500
Stromstärke A	~ 3	6	6	6	7
Spannung V	~ 67	~ 67	80	80	70
Druck Atm.		35	35	35	35
Mittlere Dichte, Teilchen cm ⁻³			1,54 · 10 ¹⁸		1,25 · 10 ¹⁸
g cm ⁻³			5 · 10 ⁻¹¹		4 · 10 ⁻¹¹
Bogenlänge mm	2,5	4,5	4,5	4,5	4,5
Achsentemperatur	8000	7300	6000	7540	6500
Autoren	GOING	SCHULZ	ROMPE	SCHULZ	Unsere Messung

表3 線幅広がり位置依存性を三つ選び、温度の半径方向の分布を直線、二次曲線、三次曲線の三つの場合のBartels法を適用して求めたランプ軸上の温度。
T_m=5000K, T_w=1000Kと仮定し、Hg546.1nm線を対象にしてT_mを計算した。^{3,2)}

線幅広がり	温度分布	計算で求めた軸上温度(K)
Position-independent ψ(x) is constant	Linear	4830 ± 10
	Parabolic	5000
	Cubic	5070
Pressure-broadening ψ(x) ∝ T(x) ⁻¹	Linear	4810
	Parabolic	4980
	Cubic	5060
Stark-broadening ψ(x) ∝ T(x) ^{3/12} exp [$\frac{-eV_1}{2kT(x)}$]	Linear	4900
	Parabolic	4990
	Cubic	5030

表4 相対強度を用いたBartels法で求めた温度と本来のBartels法で求めた温度の比較^{3,5)}

Discharge (1) ^(a)						
330 W						
410 W						
λ (Å)	MY	T _m ^(b) (K)	T _m ^(c) (K)	T _m ^(b) (K)	T _m ^(c) (K)	
Cd 5086	0.689	5230 ± 120	5080 ± 200	5250 ± 120	5100 ± 200	
Na 8195	0.662	5300 ± 180		5200 ± 180		
Discharge (2) ^(d)						
400 W						
Discharge (3) ^(e)						
250 W						
λ (Å)	MY	T _m ^(b) (K)	T _m ^(c) (K)	T _m ^(b) (K)	T _m ^(c) (K)	
Hg 3650	0.688			5700 ± 150		
Hg 4047	0.678	5860 ± 150	5800 ± 200		5765 ± 150	
Hg 5461	0.755	5880 ± 150		5650 ± 150		

- (a) Hg 24mg, Cd 10mg, Tl 1mg, 0.1m mol NaIを封入したランプ
- (b) 本来のBartels法を適用
- (c) 相対強度を用いたBartels法を適用
- (d) Hg24mg封入したランプ
- (e) Philips標準UVランプ(DC点灯)

表5 Bartels 法を用いてランプのプラズマの軸上温度あるいは温度分布を測定した代表的な例

ランプ分類	発表者 (発表年)	ランプ仕様他	主要結果	文献No
超高压Hgショートアークランプ	H. Bartels (1950)	200W, 動作圧力約60気圧	図18 Hg435. 8nm光を使用。	31-c
	W. Göing (1952)	同上	図19(a), (b), (c) Hg404. 7, 435. 8, 546. 1nm線を使用。	38
	H. Meier (1957)	200WDC, これにコンデンサからのエネルギーをFlash注入する。	コンデンサ電圧300→500VでT=9500→14000Kに増加。Hg404. 6, 546. 1, 435. 8nm線を使用。	39
高压Hgランプ	G. Wesselink他 (1973)	400W, AC点灯	相対強度法と従来のBartels法で求めた温度を比較している。(表4) Hg404. 7, 546. 1nm線を使用。	35
高压Xeショートアークランプ	同上	250W, DC点灯 Philips UV標準光源	Hg365. 0, 546. 1nm線を使用し、両方法で温度を求め、比較。(表4)	同上
	J. J. Damelin-court他 (1978)	動作圧力0. 85, 2, 3atm, 交流点灯	Hg546. 1と365. 0nm線を使い文献35)の方法で時間変化するT ₀ を求めた。	40
	U. Kopec (1963)	XBO 500(500W) これにC= 2 μFのキャパシタをVの電圧で充電し、5Hzでフラッシュ放電を重畳する。	Xe881. 9, 823. 1nm光を使用。フラッシュ電力をQ (W) とすると $T = T_0 + \sqrt{Q/k}$ ただし T ₀ =7700K (アーク中央部) =9500K (陰極点)	41
メタルハライドランプ	G. Wesselink他 (1973)	Hg/Cd/NaI 封入 330W, 410W	Cd508. 6, Na819. 5nmを用い相対強度Bartels法を適用。従来のBartels法での結果と比較。(表4)	35
	W. Funk他 (1970)	Hg/Tl Hg/(Tl + Na + In)I(HQ1400)	Tl 535. 0nm線を使用。	42
	J. J. de Groot他 (1973)	SnI/Hg封入ランプ	図20	43
	Albrecht他 (1976)	Hg/ZnI/SnI封入ランプ 中央部内、外径1. 6cm, 3cmの回転楕円体発光管、電極間距離1cm, 80V, 7A交流点灯	7. 2. 3(1)の発光/吸収法(440nmHgI 分子発光、500nm のSnI 分子発光)とHg436. 546nm線のBartels法、2線Bartels法の三方法で温度測定。電流をパラメータにし温度分布を求めた。	44
	J. van den Hoek他 (1980)	Dyl ₃ /Hg 封入	自己反転線Hg546. 1nm光をBartels法に適用しT ₀ =6160K。光学的に薄いHg577. 0nm線でT ₀ =62004±150Kをえている。	45
	D. Karbourniotis 他(1983)	Hg/HgI 1000W 内径20mm, P _{Hg} ≒3atm	文献46), で提唱している方法で導いた温度をBartels法で求めたものと比較している。	46
	K. Hilpert他 (1986)	Hg/NaI/SnI ₂ ランプ Hg/NaI/PbI ₂ ランプ	Hg546. 1nm 線を使用しHg577. 0nm線の値をクロスチェックとして使用。温度を求め。それより各発光種の分圧の分布を求めている。	47
	J. T. Dakin他 (1986)	NaI/Hg封入	Hg404. 7/546. 1nm, 435. 8/546. 1nmの二つのペアに文献35)の改良Bartels法を適用している。図21	48

ランプ分類	発表者 (発表年)	ランプ仕様他	主要結果	文献No
高圧Naランプ	N. Ozaki (1971)	内径7.4mmのサファイア発光管	Na568.3, 568.8nm線を使用。 $T(r)=4100-1.4 \times 10^2 r^2$, r (cm) 測定系は図21	37
	T. H. Rautenberg Jr. 他 (1977)	定格250W, 400Wの2種のランプ、 $P_{Xe}=20$ Torr 封入定格入力で $P_{Na}=55$ Torr, $P_{He}=250$ Torr, 60Hz sine波AC	Na568.8nm線を使用。 AC点灯時の軸上温度の時間変化を求めている。	49
	P. D. Johnson他 (1979)	内径5.2mmサファイア発光管 Xe20Torr封入 150W定格入力するとき $P_{Na}=75$ Torr $P_{He}=200$ Torr	パルス点灯時の電流と温度の関係を求めている。	50
その他	J. Seehawer他 (1973)	Bartels法を適用する場合の発光管壁の影響の処理などを検討している。		51

表6 管壁安定型大電流Arアークの温度測定⁴⁰⁾

No	スペクトル線 (波長 (nm))	方法	適用電流 範囲 (A)
1	Ar線 (430)	光学的に薄いAr線の絶対強度より	4-125
2	Ar ⁺ 線 (480.6)	光学的に薄いAr ⁺ 線の絶対強度より	20-125
3	連続スペクトル (396, 430, 480)	連続スペクトルの絶対強度より	2.5-100
4	Ar線 (811.5)	光学的に厚いAr線のプロファイルと 絶対強度より	20-100
5	Ar線 (430)	Ar線のシュタルク拡がり幅とサハの 式より	10-100

表7 管壁安定型大電流Arアークの温度を5つの独立した方法で測定した結果T_j (j=1~5)のjが表5の最右欄のNoに対応している⁴⁰⁾

アーク電流	T ₁ [*K]	T ₂ [*K]	T ₃ [*K]	T ₄ [*K]	T ₅ [*K]	平均温度 (k)
2.5 A	—	—	8380 ± 50	—	—	8380
3.2	—	—	8490 ± 50	—	—	8490
4.0	8460 ± 100	—	8580 ± 50	—	—	8540
5.0	8580 ± 100	—	8700 ± 50	—	—	8660
6.4	8720 ± 100	—	8850 ± 60	—	—	8810
8.0	8920 ± 100	—	8990 ± 60	—	—	8970
10.0	9180 ± 100	—	9160 ± 70	—	9280 ± 200	9190
12.5	9430 ± 110	—	9400 ± 70	—	9540 ± 120	9440
16	9810 ± 120	—	9740 ± 80	—	9950 ± 90	9830
20	10290 ± 140	10300 ± 50	10400 ± 80	10400 ± 270	10310 ± 100	10260
25	10820 ± 160	10760 ± 60	10650 ± 80	10950 ± 300	10830 ± 100	10770
32	11440 ± 180	11340 ± 70	11240 ± 100	11500 ± 310	11460 ± 120	11330
40	11960 ± 200	11820 ± 70	11760 ± 120	11920 ± 320	12000 ± 150	11870
50	12420 ± 250	12250 ± 80	12250 ± 140	12400 ± 340	12410 ± 170	12320
64	12890 ± 300	12790 ± 80	12830 ± 160	13050 ± 350	12980 ± 190	12870
80	13480 ± 400	13350 ± 90	13240 ± 200	13600 ± 370	13590 ± 240	13400
100	13950 ± 600	13910 ± 100	13740 ± 250	14200 ± 390	14310 ± 320	13980
125	14400 ± 900	14630 ± 100	—	—	—	14610
誤差 in:	$J_1/L \cdot A_1$	$J_{11}/L \cdot A_{11}$	$I_k/L \cdot \xi$	I_s	$\Delta \lambda/C$	
	20%	15%	15%	2.5%	≥ 10%	

表8 Impact, Quasi-static近似による共鳴 ($\alpha = 3$), Stark ($\alpha = 4$), van der Waals ($\alpha = 6$) の各広がり半値幅 $\Delta\lambda_{1/2}$ と「ズレ」 $\Delta\lambda_s$ 。ただし $K = 10^{-18} [\lambda_0(\text{nm})]^2$ 。n: 発光種の密度 (m^{-3}), n_p : 擾乱種の密度 (m^{-3})

$\Delta\lambda$ (nm)		α			
		3	4	6	
Impact近似 ⁷³⁾	$\Delta\lambda_{1/2}$	$10.47KC_3n$	$4.039KC_4^{2/3}v^{1/3}n_p$	$4.291KC_6^{2/5}v^{3/5}n_p$	
	$\Delta\lambda_s$	0	$5.279KC_4^{2/3}v^{1/3}n_p$	$1.561KC_6^{2/5}v^{3/5}n_p$	
Quasi-Static近似	最近傍粒子近似 ⁶²⁾	$\Delta\lambda_{1/2}$	$10.47KC_3n$	$6.945KC_4n_p^{4/3}$	$4.230KC_6n_p^2$
		$\Delta\lambda_s$	0	$1.898KC_4n_p^{4/3}$	$1.035KC_6n_p^2$
	Margenauの結果 ⁷⁴⁾	$\Delta\lambda_{1/2}$	—	—	$13.515KC_6n_p^2$
		$\Delta\lambda_s$	—	—	$4.872KC_6n_p^2$

表9 スペクトル線の広がりに関する情報を用いたランプの温度、密度の測定例

スペクトル線の広がり要因 発表者 (年)	光源と測定方法・結果の概要	文献No
Doppler広がり J. F. Kielkopf (1973)	低圧力Arグロー放電 $\tau_{\text{gas}} \approx 125^\circ\text{C}$ 、He587.5621nm光 ($3^3D_1, 2, 3 \rightarrow 2^3P_1, 2^3P_2$) は78mKの微細構造の分離をしている。この2本の線の合成Dopplerプロファイルを計算し、測定値とのよい一致を得た。逆プロセスでデコンヴォリューションが可能である。	88
Doppler, 自然、装置広がり J. F. Behnke et al. (1984)	圧力40PaのArホローカソードランプで光学的に厚いArの696.5, 714.7nm線のプロファイル Fabry-Perot干渉計で測定した。Doppler、自然、装置幅を考慮したVoigtプロファイルでデコンヴォリューションし、Doppler幅よりガス温度を得た。光学厚さの違う二本の線から求めた温度の一致はよい。	89
Doppler, van der Waals広がり Y. Nishimura他 (1985)	Ar40Pa封入の高λ力低圧水銀ランプの253.7nm線の強度を電流、水銀の密度の関数として測定し 6^3P_1 の励起準位の密度を求めた。その結果1.5~3A位までは同準位はコロナ状態に、それ以上では飽和状態に入っていることを示した。	86
Doppler, Lorentz, 超微細構造 W. Braun et al. (1986)	微量のHgをガスに混入し、253.7nmの吸収線の吸収量の変化がVoigt関数に関係することより吸収の温度依存性を理論的に導いた。sub- μsec のガスの温度変化も測定できることを明らかにした。	87
Doppler, van der Waals (Impact, Q-s), Stark広がり共存 E. Drakakis et al. (1992)	D(Doppler), L(Tl-HgのImpact appr. の van der Waalsプロファイル), S_n (同Quasi-static appr.), L_{ei} (Quasi-static Stark) の各々プロファイルのコンヴォリューション $P = [(L_n + S_n) + L_{\text{ei}}] + D$ を計算し吸収係数 k_a をえた。その k_a を使いHgランプおよびTl-Hgランプ中のそれぞれ $6^3P_1, Tl6^3P_{3/2}$ の密度を測定した。	90
共鳴, van der Waals(Q-s) 広がり M. J. Jongerius (1987)	Xeガスをバッファガスとした高圧NaランプのD線の共鳴、v. d. Waals広がり(Quasi-static appr.) が共存するときのプロファイルを計算し、 $\Delta\lambda_R, \Delta\lambda_s$ からXeガスの圧力を決める式を導いた。実験でも確認した。(同じ方法が既にHgをバッファガスに用いたときのHgの圧力決定に使われている)	91

スペクトル線の広がり要因 発表者 (年)	光源と測定方法・結果の概要	文献No
共鳴, van der Waals広がり C. Yu-Min (1980)	高圧ナトリウムランプにおいてNa D線はNa-Na, Na-Hgのそれぞれ共鳴、van der Waals広がりによってブロードになっており、しかも自己反転している。図15の $ \lambda_m - \lambda_0 = \Delta\lambda_R + \lambda_m$ (青側) $-\lambda_0 = \Delta\lambda_B$ とすると $\Delta\lambda_B, \Delta\lambda_R$ より n_{Na}, n_{Hg} がそれぞれ求まることを理論的に導いた。	9 2
共鳴, van der Waals広がり P. A. Riser et al. (1985)	高圧ナトリウムランプにおいてNa-Na, Na-Hgの衝突広がり共存在している。 $\Delta\lambda_R / \Delta\lambda_B$ と $\Delta\lambda_R + \Delta\lambda_B$ を測定すると直ちに n_{Hg} と n_{Na} が求まる関係式を求めた。	9 3
van der Waals広がり (Q-s) G. L. Rogoff et al. (1987)	Na-Sc-Hg (主成分) メタルハライドランプの添加物Naのランプ内の分離による密度分布を求めた。ランプの写真を光学的に薄いHg577.0およびNa D線の一部(593nm) 光で撮影した。各々のフィルムの濃度を測定しAbel変換しHg, Naの半径方向の放射係数を求めた。これを軸上のいくつかの点で行い、まず封入量の既知なHgのランプ内での密度分布と温度を出した。この温度分布を使い、NaD線のwingの発光はNeのvan der Waals力による放射係数に關係するとしてQuasi-static近似を用いNaの密度の空間分布を求め、分離の状況を定量的に明らかにした。ランプ内の温度とNaの密度分布は図24参照。	9 4
van der Waals 広がり A. Schwabedissen et al. (1993)	Ne (主ガス) /Xe/HCl混合ガスの高圧カグロー放電においてNeガスの圧力を $1-8 \times 10^5$ Paと変えGaAlAsレーザ光を波長掃引し、Xe, Clの輝線の吸収係数とそのプロファイル測定した。その結果プロファイルはImpact appr. で与えられるLorentz型であることが明らかとなった。しかし λ_0 より0.3nm以上離れた短波長領域ではLorentz型が成立しない。本文式(30)の条件は 24×10^5 Pa以下ではImpact近似が成立することを示す。また式(31)は $ \lambda - \lambda_0 < 0.3$ nmでImpact近似が成立することを要請しており式(30), (31)の実験的検証となっている。また半導体レーザを使った精密な吸収法について具体的に説明された論文である。	9 5
Stark, van der Waals広がり P. Schulz et al. (1943)	超高圧HgランプのHg577.0/9.1nm光は電流に対し $\Delta\lambda_{1/2}$ は直線的に増加する。しかし上位準位が共通な1014.0nm光はほとんど変化しない。両者の $\Delta\lambda_{1/2}$ の差が577.0/9.1nm線の $\Delta\lambda_{1/2}^S$ とし、Impact近似を用いて n_e を求め、更にSahaの式を使って温度Tを求めた。	9 6
Stark, van der Waals広がり S. Pranoto et al. (1964)	超高圧XeランプにHgを微量添加し、Hg577.0nm 線の $\Delta\lambda_{1/2}^S$ の値から n_e 、Sahaの式からTを求めた。また電流 $J = 0$ のときの $\Delta\lambda_{1/2}$ は $\Delta\lambda_{1/2}^{VW}$ に等しいとして $\Delta\lambda_{1/2}^{VW}$ をえている。	9 7
Stark, van der Waals広がり F. Spiegelhalter (1968)	超高圧希ガスショートアークランプの希ガスのスペクトル線幅を測定し(計算で求めたv. d. Waals幅を差引きStark幅をえた。これから電子密度、そしてSahaの式を使って温度を求めた。Ar, Kr, Xe封入ランプの単位アーク長当りの電気入力を変えたときの電子密度 n_e と温度Tを図25に示す。	9 8
Stark広がり J. H. Wezink et al. (1978)	Na圧力50~100Torr, 電流1~10AのXeガス入り高圧Naランプ中にKを微量入れ、光学的に薄いKの6S-6P線(693.9nm)の半値幅をFaby-Perot干渉計で測定した。Fourier変換後Abel変換し、ランプ内の局所におけるプロファイルをえた。それより n_e を求めた。TはNaの圧力(密度)と n_e を使い、Sahaの式より求めた。	9 9
Stark広がり (Active法) W. J. van den Hoek et al. (1981)	高圧Hgランプ、高圧メタルハライドランプ、高圧Na-HgランプでLIFの発光スペクトルの中心波長の「ズレ」が $\Delta\lambda_s^S$ であるとして n_e を求めた。	1 0 0
Stark広がり Y. Vitel (1987)	Ar+H ₂ 封入フラッシュランプのHのH線の $\Delta\lambda_{1/2}^S, \Delta\lambda_s^S$ を測定した。一方温度をArの光学的に厚い811.5nm線から求めた。Starkプロファイルからえた電子密度 $n_e(r)$ と温度(T)は $r = 0$ でそれぞれ $6.1 \times 10^{23}/m^3, 16500K(800J), 10 \times 10^{23}/m^3, 18700K(1960J)$ となった。半径の2/3位までは $n_e(r), T(r)$ とともにほぼ平坦である。 $\Delta\lambda_{1/2}^S, \Delta\lambda_s^S$ から求めた n_e は連続スペクトルの強度とレーザ干渉法で求めた値とよく一致した。 $n_e(r), T(r)$ は図26参照。	1 0 1
Stark広がり S. Budekker et al. (1993)	He+H ₂ のZピンチプラズマでHのH線の $\Delta\lambda_{1/2}^S, \Delta\lambda_s^S$ を測定し $n_e = (1 \sim 10) \times 10^{24} m^{-3}$ をえた。(T = 4 ~ 12.5eV)。これは計算値およびThomson散乱法でえた n_e の値をよく一致している。	7 9

第8章 ランプ特有の現象

8.1 HIDランプの音響的共鳴現象発生時のプラズマ計測法の提案

8.1.1 HIDランプの音響的共鳴現象

放電ランプを点灯するための安定器を、小型化、軽量化、低損失化する方法として、高周波で点灯する方法が有効である。

蛍光ランプの場合には、すでに高周波点灯による電子安定器が実用化されている。特に、最近では省エネルギーの観点から、高周波点灯専用設計された蛍光ランプを高周波点灯電子安定器と組み合わせて点灯するシステムの実用化が盛んに成されている。しかし、HIDランプの場合には、高周波電力を供給すると、発光管内に金属蒸気の圧力疎密波が生じる。この圧力疎密波の周波数が、発光管の形状、大きさ、および（封入金属の種類・蒸気圧・アーク温度によって定まる）蒸気中の音速によって決まる、ランプ固有の基本周波数あるいはその整数倍の共鳴周波数と一致したとき、発光管内に圧力定在波が発生する。そのために、アークが不安定になり、アークが曲がったり、回転したり、立消えたりする現象が発生する。この現象を音響的共鳴現象^{1)~3)}という。音響的共鳴現象が発生すると、放電アークが揺れて、チラツキ発生、発光色の変化、またランプが消えたり、時にはランプが破損するという問題があり、HIDランプの安定器の電子化はあまり進んでいない。

しかし、音響的共鳴現象の防止方法の模索は、点灯回路側からも、ランプ側からもなされている。点灯方式を工夫することによって、音響的共鳴現象を避ける方法はいくつか提案されている^{4)~10)}。例えば、音響的共鳴現象の発生しない周波数領域を捜して点灯する方式（高い周波数での点灯、低い周波数での点灯、安定領域検出点灯）、矩形波点灯、周波数変調点灯、第3次高調波重畳点灯、位相ジャンプ点灯、高周波を重畳した低周波矩形波点灯などである。これらの各提案の中で、現在、実用化されている方式は、高周波を重畳した低周波矩形波点灯方式である。200KHzという高周波点灯も実用化されている。しかし、これらの方式は150W以下の低電力の一部に限って実用化されているという段階に過ぎない。一方、ランプ発光管形状を工夫することによって、音響的共鳴現象を避ける方法も提案されている¹¹⁾。有限要素法による音場の解析を基に、発光管端部形状に着目し、管端部形状の異なるランプを検討した結果、円錐形状あるいは凹形状の管端部を有するランプを周波数変調の高周波点灯することにより、音響的共鳴現象を回避できることを見いだしたものである。しかし、実用化には至っていない。

ランププラズマ計測という観点から、音響的共鳴現象発生時にアークに働きかけて情報を得るような検討は殆どない。音響的共鳴現象を検出する手段について、現在、報告されているのは、アークの歪みの目視観察、ランプ電圧・ランプ電流の変化、音響スペクトル測定などが殆どである^{12)~15)}。プラズマに働きかける計測としては、わずかに、サファイア管でできた高圧ナトリウムランプを直流点灯し、音響的共鳴周波数近傍の周波数の変調入力を励起するために軸方向の3つの場所に5835Åに同調させた色素レーザーをチョップしながら入射してアーク不安定を励起し、電極間電圧の振幅と位相シフトをOpto-Galvanic効果による検出方法で測定したという報告が1件あるだけである¹⁶⁾。

上述のように、HIDランプを高周波点灯して電子安定器化するという試みはまだ一部しか実用化されていないし、音響的共鳴現象が発生している時のアーク内の現象の解明も進んでいない。一方では、安定器の小型化、軽量化、省エネルギー化、高機能化の観点から、HIDランプの安定器を電子化することが強く望まれている。点灯回路側から追求するにしても、ランプ側から追求するにしても、音響的共鳴現象の発生しているときのアークの状況を根本的に把握する必要がある。

8.1.2 高温・高圧・動的プラズマの計測方法

しかしながら、音響的共鳴現象が発生しているHIDランプのアークは、高温、高圧で、しかも時間的に変動するプラズマである。時間的に変動するプラズマに関する情報を得る方法として、低圧プラズマに対してはトリプルプローブ法などがあるが、高圧の高温プラズマにはプローブが耐えられないので適応できない。また、高温、高圧プラズマに関する

情報を得る各種の方法も時間的に変動しない定常状態のプラズマを計測するための方法であるので適応できない。音響的共鳴現象発生時のアーク内の情報を得るためには、高温、高圧に耐えて、時間的変動にも耐えるような計測方法が必要になる。

そこで、このような困難な条件にも耐える可能性のある計測方法を以下に紹介する。

8.1.2.1 DFWM法

この方法はDegenerate Four-Wave Mixing といい、強力な非線形分光技術であり、非平衡状態にある大気圧反応プラズマの温度や種の濃度を測定することができる。その他、燃焼環境、低圧放電、熱プラズマなどの診断に適応できる¹⁷⁾。

DFWM法の代表的な測定系を図1に示す¹⁸⁾。この方法においては、プラズマと相互作用する3本の単一波長のレーザービームを使い、4番目の空間的にコヒーレントな単一の偏向ビームを作る。4番目のビームは効率よく、有効に強烈なプラズマ発光体から濾過され、集められる。図2に、火炎の原子分布像を計測する場合の原理図を示す¹⁹⁾。薄い板状の形にした、2つの強烈な反対方向に伝播するポンプビームが火炎を横切る。円断面形状のプローブビームが、火炎内の相互作用領域に達する前に、不透明なスクリーンの中の小さい穴に焦点を合わされて通過する。すると、位相共役な反射ビームが損失することなく穴を通して同じ経路を引き返し、レンズで再び平行にされる。これをCRTやフォト・ダイオード・アレイに取込み、強度プロファイルを記録する。図3に、ある瞬間だけレーザーを入射して記録された火炎からの反射ビームの強度プロファイルを示す¹⁹⁾。レーザーのショットを適当に間隔を開けて同様の計測をすれば、時間的に変化するプラズマの計測にも適応できるであろう。

このように、DFWM法は、高温、高圧で、時間的に変化するプラズマの計測にも適応できるので、HIDラ

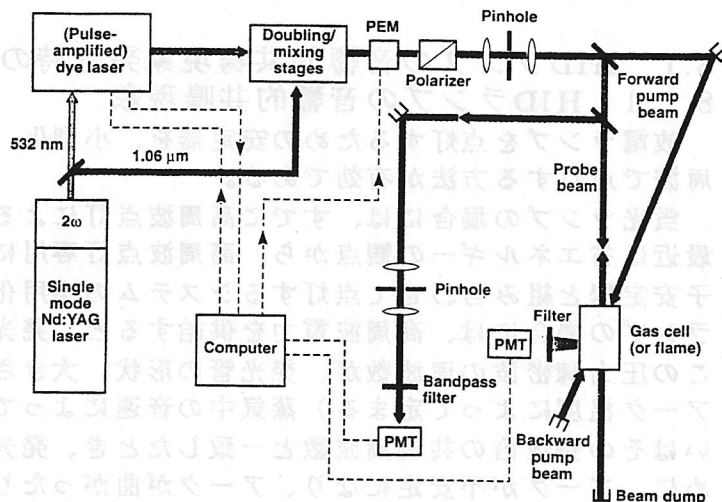


図1 DFWM測定系¹⁸⁾

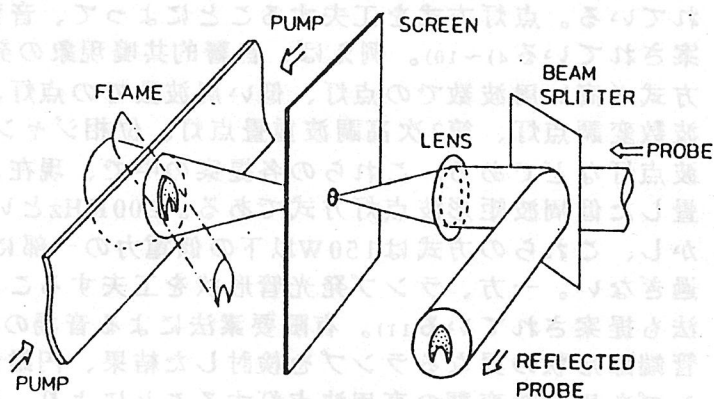


図2 DFWM原理図¹⁹⁾

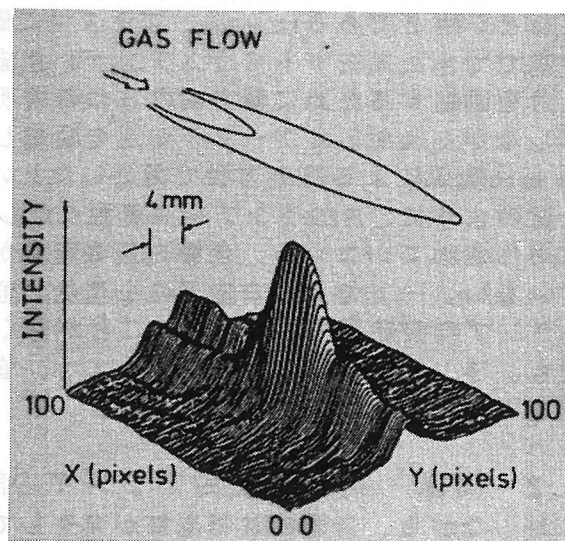


図3 反射ビーム強度分布¹⁹⁾

ンプの音響的共鳴現象発生時のプラズマ内の計測にも有用であろう。

8.1.2.2 CARS法

これはレーザー分光法の一つであり、Coherent Anti-Stokes Raman Scattering とい
い、燃焼化学分野でよく用いられる方法であるが、最近、ランプ分野の計測にも用いられ
てきた^{20) 21)}。この方法では、プラズマ中に固定した振動数 ν_1 のレーザー光と、可変の振
動数 ν_2 のレーザー光

($\nu_1 > \nu_2$) を同時に照射して、可変振動数 ν_2 を掃引すると、

($\nu_1 - \nu_2$) が測定し
ようとする種の回転エ
ネルギー準位差に一致
したとき、共鳴効果に
よって、コヒーレント
反ストークスラマン散
乱光である ($2\nu_1 - \nu_2$)
の振動数を持つ光が放
射される²²⁾。図4にて、
エネルギー準位的に考
えると、必ずしもエネ
ルギー準位のないとこ
ろに相当するエネルギー
 $h\nu_1$ と $h\nu_2$ を入射した
とき、両エネルギーの
差 $\Delta E = (h\nu_1 - h\nu_2)$

が種に固有の回転や振
動エネルギーレベルに
一致すると、入射した
 ν_1 より振動数の高い
反ストークスの、

$\nu_1 + \Delta E/h = (2\nu_1 - \nu_2)$ の振動数を持つ
散乱光が、図5に示す
ように、放射される。

この散乱光は、図6に
示すような、波動ベク
トルの位相整合条件

$K_3 = 2K_1 - K_2$ が成立する
方向にしか出てこない
ので、集光効率が高く
高感度測定ができる

^{23) 24)}。この散乱光より、
 ΔE のエネルギーレベル
にある種の種類、密度、
温度、圧力などがわか
る。この測定法は測定
すべきプラズマの同じ
場所に、同時に振動数
の異なるレーザーを入

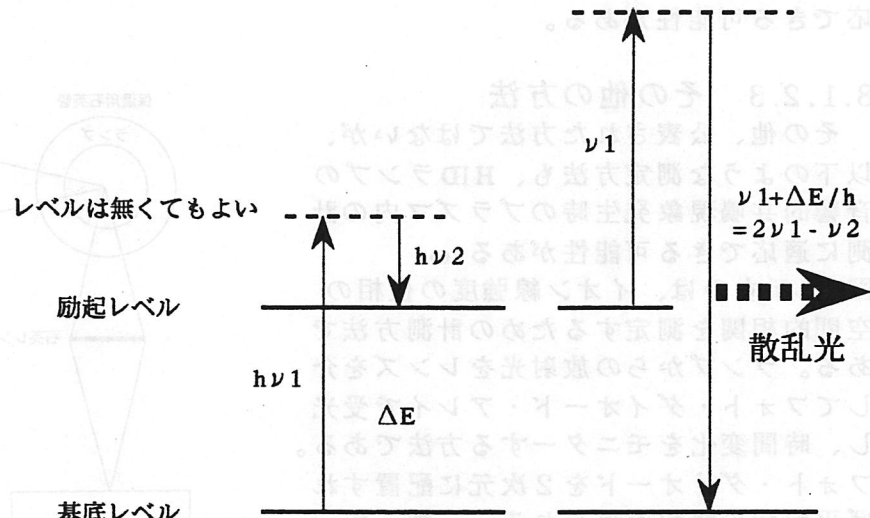


図4 CARS原理図

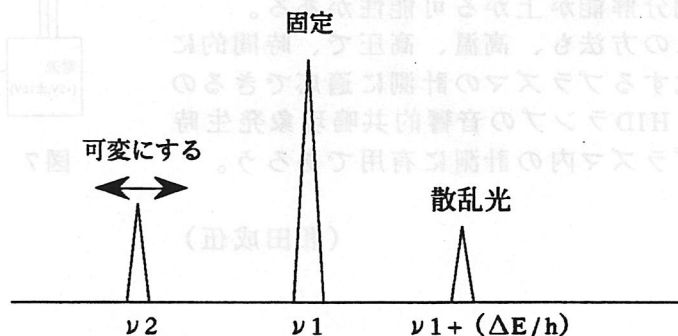


図5 CARSスペクトル

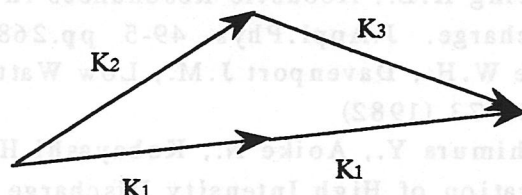


図6 CARS位相整合条件²⁴⁾

射し、その部分の種を強制発振させることにより、反ストークススペクトルを得ようとするものであるから、測定すべき場所の種の密度が少なければ信号も小さくなり、測定誤差が大きくなる。従って、この方法は高圧プラズマの計測に適した方法である。

この方法で可変振動数側のレーザー光を反ストークス散乱光が得られるようにチューニングすると、後はレーザーをパルス状に入射すれば、ある点での密度や温度などの時間変化に対する情報が得られる²⁵⁾。但し、一点の情報が得られるだけであるので、空間的な情報を得ようとする、多くのレーザーが必要になる。

このように、CARS法も、HIDランプの音響的共鳴現象発生時のプラズマ内の計測に適応できる可能性がある。

8.1.2.3 その他の方法

その他、公表された方法ではないが、以下のような測定方法も、HIDランプの音響的共鳴現象発生時のプラズマ内の計測に適応できる可能性がある²⁶⁾。

図7に示すのは、イオン線強度の位相の空間的相関を測定するための計測方法である。ランプからの放射光をレンズを介してフォト・ダイオード・アレイで受光し、時間変化をモニターする方法である。フォト・ダイオードを2次元に配置すれば平面状の情報が得られる。従って、2次元平面での密度分布の時間変化を知ることができる。さらにランププラズマにレーザーをシート状に広げて入射し、レーザー誘起蛍光(LIF)を測定すると空間分解能が上がる可能性がある。

この方法も、高温、高圧で、時間的に変化するプラズマの計測に適応できるので、HIDランプの音響的共鳴現象発生時のプラズマ内の計測に有用であろう。

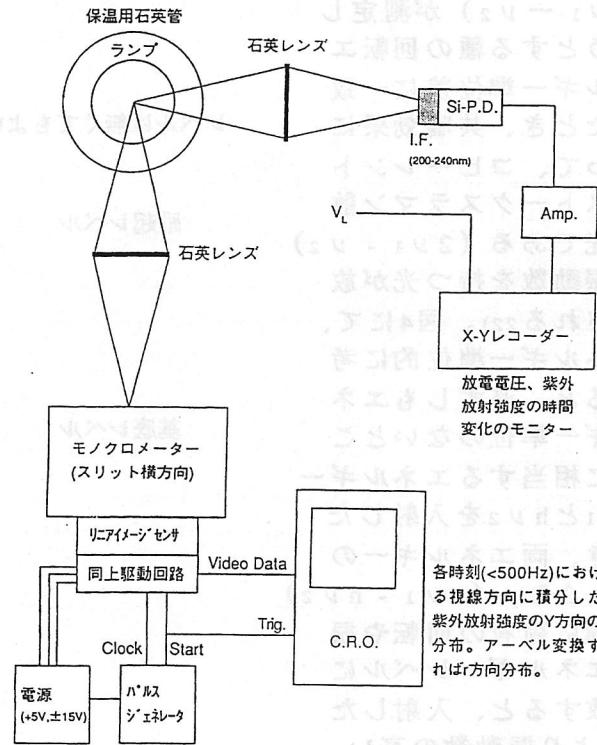


図7 イオン線強度位相変化計測法²⁶⁾

(和田成伍)

(参考文献)

- (1) Buckley J.K.; Xenon Arc Lamps for Modulation. J.Illum.Engng.Soc. May pp.365-370 (1963)
- (2) Scholz C.F.; Characteristics of Acoustical Resonance in Discharge Lamps J.Illum.Engng.Soc. Dec. pp.713-717 (1970)
- (3) Witting H.L.; Acoustic Resonances in Cylindrical High-pressure Arc Discharge. J.Appl.Phys. 49-5 pp.2680-2683 (1978)
- (4) Lake W.H., Davenport J.M.; Low Wattage Metal Halide Lamps. Jan. pp.66-73 (1982)
- (5) Koshimura Y., Aoike N., Kobayashi H., Nomura O.; Stable High Frequency Operation of High Intensity Discharge Lamps and their Ballast Design. 20th CIE PP.1-44 (1983)
- (6) Denneman J.W.; Acoustic Resonances in High Frequency Operated Low Wattage Metal Halide Lamps. LS-3 No.70 (1983)

- (7) Schafer R.; A Novel Approach to Avoid Acoustic Instabilities in High Frequency Operated High Pressure Lamps. LS-3 No.71 (1983)
- (8) 水野、石川; メタルハライドランプの高周波点灯のマイクロコンピュータ制御、71-10 pp.622-625 (1987)
- (9) Nishimura H., Nagase H., Uchihashi K., Shiomi T., Fukuhara M.; A New Electronic Ballast for HID Lamps. J.Illum.Engng.Soc. Summer pp.70-76 (1988)
- (10) Rasch E., Statnic E.; Behavior of Metal Halide Lamps with Conventional and Electronic Ballasts. J.Illum.Engng.Soc. Summer pp.88-96 (1991)
- (11) Wada S., Okada A., Morii S.; Study of HID Lamps with Reduced Acoustic Resonances. J.Illum.Engng.Soc. Winter pp.162-175 (1987)
- (12) Campbell J.H.; Initial Characteristic of High-Intensity Discharge Lamps on High-Frequency Power. Dec. pp.713-722 (1969)
- (13) 長谷部、松本; 高圧放電灯の高周波における不安定について、光源・関連装置研究会 LS-76-7 (1976)
- (14) Schafer R., Stromberg H.P.; Investigation on the Fundamental Longitudinal Acoustic Resonance of High Pressure Discharge Lamps. J.Appl.Phys. 53-5 pp.3476-3480 (1982)
- (15) Stormberg H.P., Schafer R.; Excitation of Acoustic Instabilities in Discharge Lamps with Pulsed Supply Voltage. Light.Res.Technol. 15-3 pp.127-132 (1983)
- (16) Jongerius M.J., Ras A.J.M.J.; Opto-Galvanic Detection of Acoustic Resonances in a High Pressure Sodium Discharge. LS-3 No.16 (1983)
- (17) Owano T.G., Wahl E.H., Kruger C.H.; Drgenerate Four-Wave Mixing as a Spectroscopic Probe of Atomospheric Pressure Reacting Plasmas. 11th Intl.Symp.on Plasma Chem.(ISPC-11) PP.416-421 (1992)
- (18) Farrow R.L., Rakestraw D.J.; Detection of Trace Molecular Species Using Degenerate Four-Wave Mixing. Science 257-25 pp.1894-1899 (1992)
- (19) Ewart P., Snowdon P., Magnusson I.; Two-Dimensional Phase-Conjugate Imaging of Atomic Distribution in Flames by Degenerate Four-Wave Mixing. Optics Lett. 14-11 pp.563-565 (1989)
- (20) Woodward J.R., Devonshire R.; Application of CARS to the Investigation of Non-LTCE in Halogem Lamps. High Temp. Lamp Chm. 93-16 pp.68-82 (1993)
- (21) Trindell D.L., Greiff S., Devonshire R.; Coherent Anti-Stokes Raman Scatring (CARS) Studies of Metal Halides. High Temp. Lamp Chm. 93-16 pp.199-208 (1993)
- (22) 梶井信力; プラズマ基礎工学、内田老鶴圃 p.257 (1989)
- (23) 箱田光一; レーザー分光、学会出版センター pp.214-228 (市代) 千雄
- (24) 濱口、平川; ラマン分光法、学会出版センター pp.59-63 (1988)
- (25) Lefebvre M., Pealat M., Taran J.P., Bacal M., Berlemont P., Skinner D.A., Bretagne J., Ilutcheon R.J.; Coherent Anti-Stokes Raman Scattering Study of the Dynamics of a Multipolar Plasma Generator. J.Phys.2 pp.295-314 (1992)
- (26) 九州大学・村岡克紀教授との私信

8. 2 電極領域の現象の計測

8. 2. 1 電極領域のプラズマの特徴

本節では電極領域のプラズマおよび電極そのものの物理的諸量の計測方法を取り扱う。ランプの場合、電極を結ぶ軸方向に均一なプラズマがその主要部分を占め、電極近傍に大きな空間的不均一が生じている。この空間的に不均一な部分を電極領域と呼ぶことにする。ホローカソード放電などでは全体が不均一なプラズマで占められており、電極領域を定義することが難しいが、照明用光源にはあまり用いられていないのでここでは詳しく述べない。

電極領域においてもプラズマ自体の性質は、均一な部分（陽光柱など）と同じなのでこれまでの各章で述べられてきた計測方法が適用できる。しかし、以下に示すような電極領域のプラズマの特徴から、測定したい対象に適した計測方法を採用する必要がある。

- (1) 空間分布が顕著であり、対称性の破れも見られる。
- (2) 電氣的に中性でない。
- (3) 強電界である。
- (4) 粒子の湧き出し、消失がある。

これらの特徴は電極の存在によって起っていることは言うまでもない。したがって、電極近傍のプラズマの特性と併せて、電極そのものの特性を知る必要がある。また、複雑な電極領域の諸現象を解析するため、シミュレーションモデルを用いることも盛んに検討されている。その場合には境界条件として電極表面の現象を理解することが重要である。本節では電極領域のプラズマの諸量のほか、電極の仕事関数、温度等の計測方法を含めることにする。

表1に最近の文献を中心に、電極および電極領域のプラズマ諸量の計測方法を計測対象別に分類して示した。電極の特性の計測方法については、ランプの動作中、あるいはそれに近い状態で計測できるものに限った。表2に示した項目以外にも、電極表面の2次電子放射係数（ γ 係数）なども測定対象となるが放電ランプに適用できる計測方法は今のところ見当たらない。

表1 電極現象のパラメータと代表的な計測手段。 L I F : Laser Induced Fluorescence, O G : Optogalvanic effect.

パラメータ	電極近傍のプラズマ	電極
温度	エミッション +アーベル変換	エミッション レーザ
粒子 (分布)	L I F、エミッション +アーベル変換, C T法	—————
粒子 (流束)	L I F	—————
仕事関数	—————	レーザ 電気特性(OG等)
電位傾度	L I F シュタルク効果	—————

8. 2. 2 発光スペクトルを利用した測定

発光スペクトルの測定と、アーベル変換あるいはCT法(4.4節参照)とを併用することによって、空間的に不均一なプラズマの粒子密度や電子温度を測定することができる。電極領域のように軸対称からはずれているような場合にはCT法がより適している。適用例には蛍光ランプの電極付近から陽光柱にかけての水銀原子の励起種の分布を測定したものがあ(図1)¹⁾。水銀の365および436nmの発光分布を測定し、CT法によってその3軸方向の分布を決定した。その分布は陽光柱では軸対称であるが、電極領域では電極スポットに向かって集中する様子が観測された(図2)。また、2つのラインの強度分布は陽光柱と電極領域で異なり、電子温度に差があることが示唆される。

発光法で励起原子密度の絶対値を決定するためには、遷移確率や自己吸収に関する精度の高いデータが必要である。しかしながら励起原子の分布などは、発光強度をCT法によって処理するだけで推定でき、電極領域の計測に適した方法であるといえる。

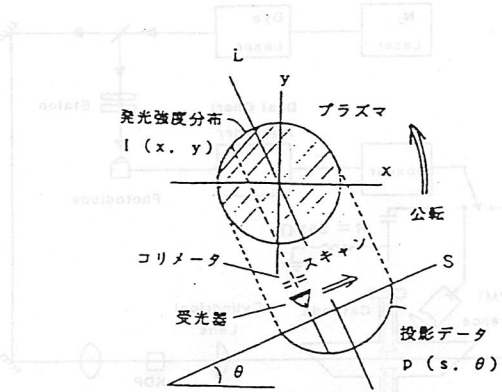


図1 光CT法の原理図。

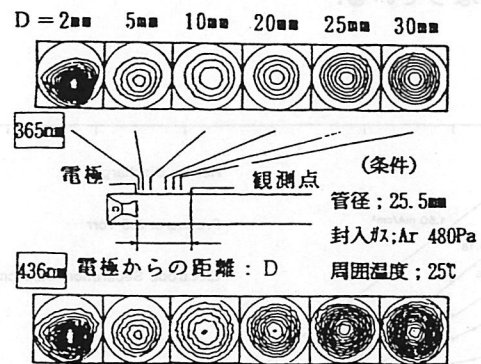


図2 電極近傍の発光分布。

8. 2. 3 レーザを利用した測定

レーザ光を電極領域に照射すれば、粒子密度や電界強度などを高い空間分解能で測定することができる。電極領域ではプラズマを構成するガス以外に電極から蒸発してくる粒子が存在する。その濃度は非常に小さいので、密度の測定にはLIF法などが有効である。色素レーザーを用いて蛍光ランプ電極近傍のBa量が測定されている²⁾³⁾。この例では蛍光ランプを商用バラストで点灯し、時間分解したBa中性原子およびイオン量を求めた(図

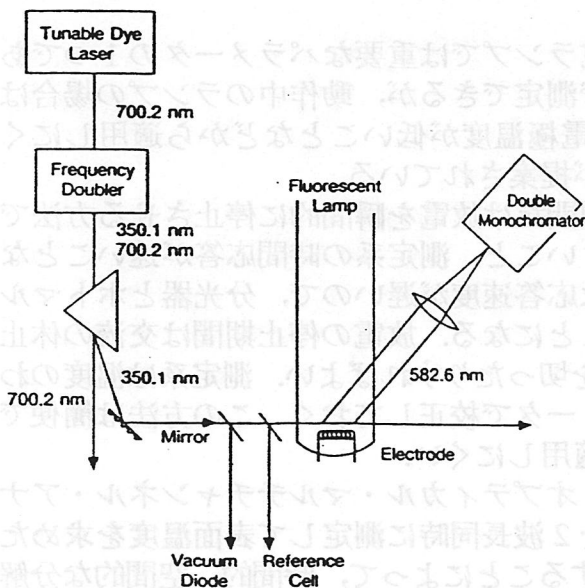


図3 LIFの測定系。

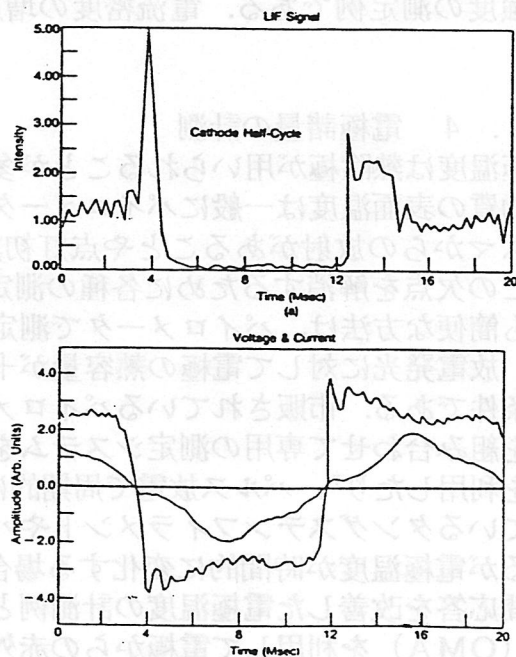


図4 電極近傍のBa 582.6 nmのLIF信号(a), および電流, 電圧波形(b).

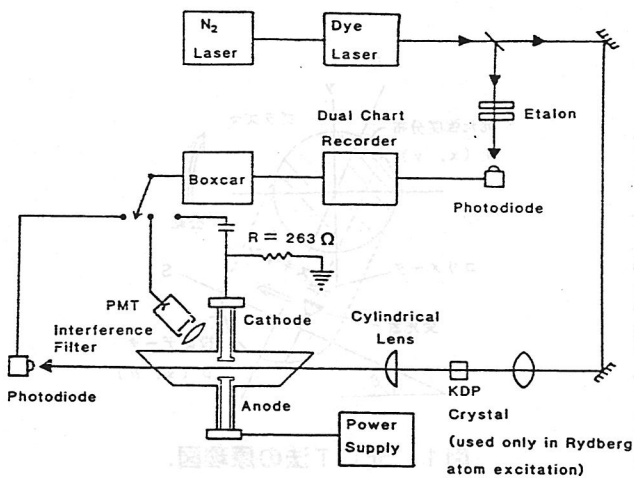


図5 オプトガルバノ法. 発光の測定も同時に行えるようになっている。

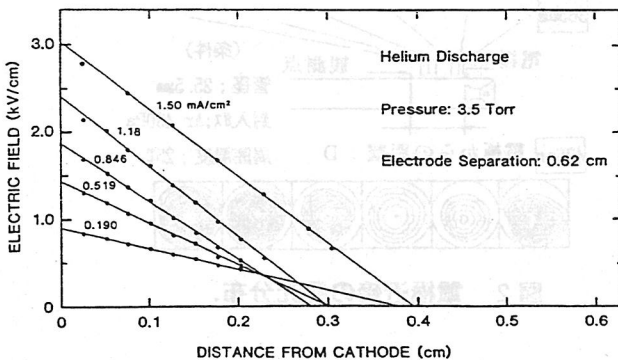


図6 オプトガルバノ法によるカソード近傍の電位傾度の測定結果。

フトの量を理論値と比較して、電界強度を決定した。図6はカソードからの距離に対する電界強度の測定例である。電流密度の増加とともに電界強度も増加している様子がわかる。

8. 2. 4 電極諸量の計測

電極温度は熱陰極が用いられることが多い放電ランプでは重要なパラメータの1つである。物質の表面温度は一般にパイロメータなどで測定できるが、動作中のランプの場合はプラズマからの放射があることや点灯初期には電極温度が低いことなどから適用しにくい。この欠点を解消するために各種の測定方法が提案されている。

最も簡便な方法は、パイロメータで測定する期間だけ放電を瞬間的に停止させる方法である。放電発光に対して電極の熱容量が十分大きいこと、測定系の時間応答が速いことなどが条件である。市販されているパイロメータは応答速度が遅いので、分光器とホットマルなどを組み合わせて専用の測定システムを作ることになる。放電の停止期間は交流の休止期間を利用したり⁷⁾、パルス放電で周期的に電流を切ったりすればよい。測定系は温度のわかっているタングステンフィラメントやパイロメータで校正しておく。この方法は簡便ではあるが電極温度が時間的に変化する場合には適用しにくい。

時間応答を改善した電極温度の計測例として、オプティカル・マルチチャンネル・アナライザ (OMA) を利用して電極からの赤外放射を2波長同時に測定して表面温度を求めた例がある⁸⁾。プラズマから干渉のない波長を選択することによって、時間的、空間的な分解が可能であることが示されている。また、レーザー光の電極表面における反射率が電極温度

3) . Ba量は電極がアノードとして働いているときに多く検出され、カソードの時は少なかった(図4)。これは陰極降下中ではBaがイオン化しており、カソードに引き戻されるためと解釈できる。さらに電流および安定器の種類とBa相対量との関係からランプ寿命の予測に利用できる可能性が示されている。なお、プラズマ中のBa量は吸収法で校正することができる⁴⁾。このようにして求めたBa量と、拡散方程式からBaの蒸発速度が求められている⁵⁾。

陰極降下部の電界強度は非常に強く、シュタルク効果を引き起こす。オプトガルバノ法によって局所的なシュタルクシフトを測定し、電界強度を求めることができる。図5の例はHeガス中に平行平板電極を設置し、陰極降下部の電界強度を測定したものである⁶⁾。陰極降下部に照射した色素レーザーの波長を掃引してやれば、吸収量に応じたオプトガルバノ信号が検知される。色素レーザーの帯域幅を十分、狭くしてもそのエネルギー密度が高ければオプトガルバノ信号が得られる。このようにして高い分解能で測定されたシュタルクシ

によって変化することを利用したものがある⁹⁾。タングステン表面における光の反射率は $1.4 \mu\text{m}$ を境に長波長側では温度に比例して、短波長側では温度に逆比例して変化する。He-Ne レーザ (600 nm) を用いれば、温度の上昇とともに反射率は上昇する。図7にその測定装置を示す。指向性が強いレーザーの反射光を集めることによってランプ点灯中における S/N 比を上げている。この例では、 400 W のメタルハライドランプの電極の一部を平坦に加工したものを資料とした。ランプ始動時の温度上昇の様子を測定した結果を図8に示す。

仕事関数は電子放射の能率を決め、熱陰極、冷陰極ともに重要なパラメータである。ランプ動作中の電極の実効的な仕事関数は、強い電界によって引き下げられた状態になっている。また、エミッタ材料などでは仕事関数の温度依存性が大きい。そのため動作中の仕事関数の計測方法が開発されている。

仕事関数以上のエネルギーを持つレーザー光を電極表面に照射すれば、フォトエミッションによってランプ電圧が変化する。図9に示した装置では YAG レーザの2次、3次高調波を利用して、蛍光ランプの電極上の仕事関数の上限値を求めている¹⁰⁾。電極の表面上を走査することによって、スポット近辺で仕事関数が減少する様子が測定できている(図10)。また、レーザーのパワーが増加するとフォトエミッションが空間電荷によって飽和することから、シースの厚さを測定できる可能性が示された。色素レーザーなどの波長可変レーザーを用いれば、より精密な測定が可能と考えられる。

エミッタから放出される電子電流はリチャードソン-ダッシュマンの式(1)で表わされる。この関係を利用して仕事関数を決定できる¹¹⁾。

$$J = 120 T^2 \exp(-11605[(\phi_0 + aT) / T]) \quad (1)$$

ここで、 J は外部電場のない場合の飽和電流密度、 T は電極の温度、 ϕ_0 は仕事関数、 a は仕事関数の温度係数である。これを変形して、

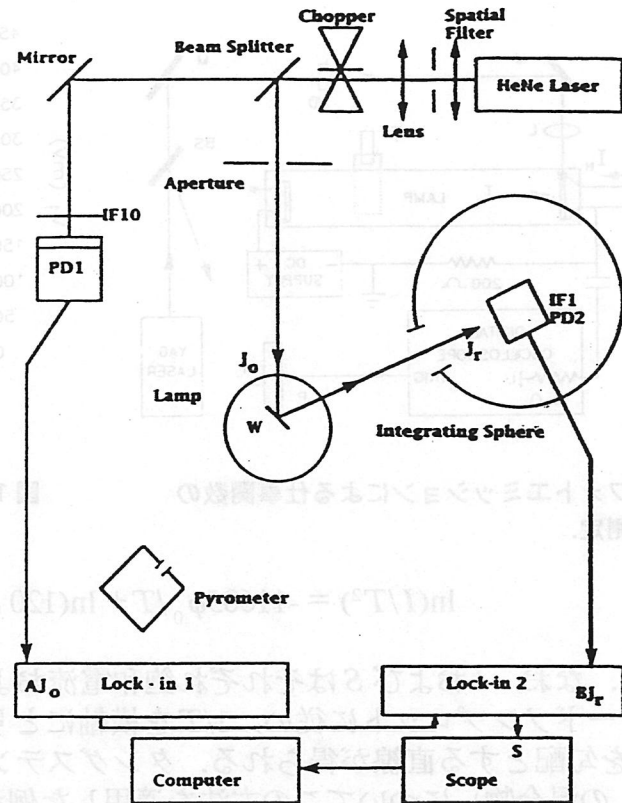


図7 反射率による電極温度の測定系。 J_0 、 J_r はそれぞれ入射光、反射光の強度を表わす。

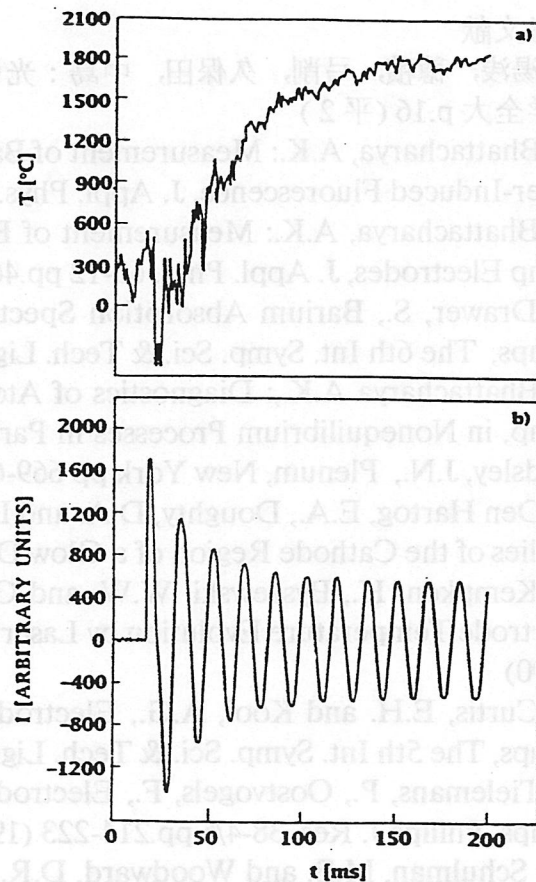


図8 タングステンリボンランプを始動した時の電極温度の上昇(a)、および電流波形(b)。

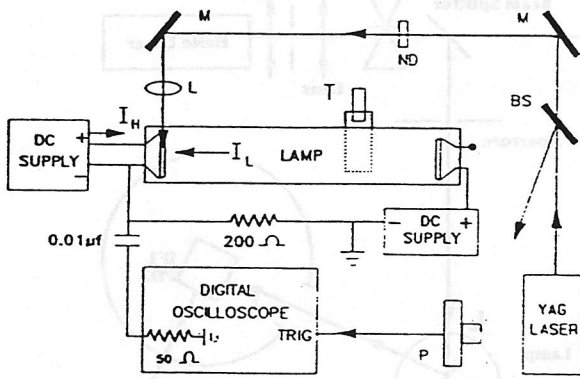


図9 フォトエミッションによる仕事関数の測定。

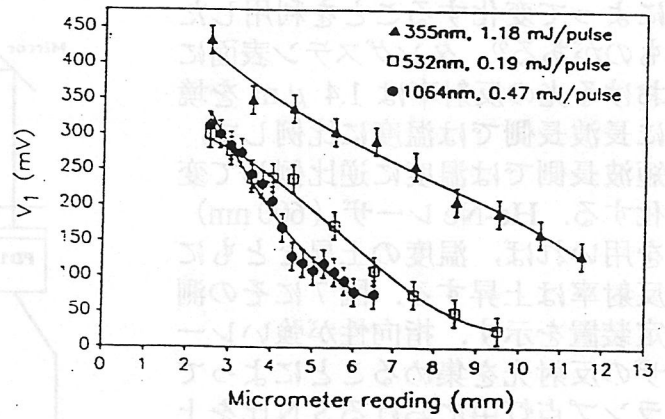


図10 蛍光ランプの電極に沿ったフォトエミッション信号。

$$\ln(I/T^2) = -11605\phi_0/T + \ln(120 S e^{-11605a}) \quad (2)$$

となる。なお、 I および S はそれぞれ飽和電流および実効的な電極密度である。いわゆるリチャードソンプロットに従い、 $1/T$ を横軸にとり、 I/T^2 を縦軸にプロットすると仕事関数 ϕ_0 を勾配とする直線が得られる。タングステンフィラメントにエミッタ材料(Ba/Sr/CaCO₃の混合物)についてこの方法を適用した例が文献11に示されている。資料はアルゴン雰囲気中で加熱して動作状態に近い温度にした。エミッタ材料については温度1050~1350 Kで1.81~2.11 eVを得た。タングステンのみでは4.9 eVという妥当な値を得ている。(和迹浩一)

参考文献

- (1) 湯浅, 穂積, 弓削, 久保田, 中島: 光CT法による蛍光ランプ中の励起種分布の測定, 照学全大 p.16 (平2)
- (2) Bhattacharya, A.K.: Measurement of Barium Loss from a Fluorescent Lamp Electrode by Laser-Induced Fluorescence. J. Appl. Phys. 65-12 pp.4595-4602 (1989)
- (3) Bhattacharya, A.K.: Measurement of Barium Ion Density in the Vicinity of Fluorescent Lamp Electrodes, J. Appl. Phys. 65-12 pp.4603-4607 (1989)
- (4) Drawer, S., Barium Absorption Spectroscopy in the Electrode Region of Fluorescent Lamps, The 6th Int. Symp. Sci. & Tech. Light Sources, 59:P (1992)
- (5) Bhattacharya A.K.: Diagnostics of Atomic Species near the Electrodes of a Fluorescent Lamp, in Nonequilibrium Processes in Partially Ionized Gases, edited by Capitelli, M., and Bardsley, J.N., Plenum, New York pp 669-676 (1990)
- (6) Den Hartog, E.A., Doughty, D.A. and Lawler, J.E., Laser Optogalvanic and Fluorescence Studies of the Cathode Region of a Glow Discharge, Phys. Rev. A38-5 pp.2471-2491 (1988)
- (7) Kempken, H., Byszewski, W.W. and Gregor, P.D., Lapatovich, W.P., Measurements of Electrode Temperature Evolution by Laser Light Reflection, J. Appl. Phys. 67-8 pp.3618-3624 (1990)
- (8) Curtis, E.H. and Kooi, A.G., Electrode Temperature Measurements in Gas Discharge Lamps, The 5th Int. Symp. Sci. & Tech. Light Sources, 71:P (1989)
- (9) Tielemans, P., Oostvogels, F., Electrode Temperatures in High Pressure Gas Discharge Lamps, Philips J. Res. 38-4/5 pp.214-223 (1983)
- (10) Schulman, M.B. and Woodward, D.R., Plasma-Enhanced Photoemission as a Discharge Lamp Diagnostic, J. Appl. Phys. 55-16 pp.1618-1620 (1989)
- (11) Hlahol, P.G. and DeLuca, J.A., Determination of Zero Field Work Functions of Discharge Lamp Electrode Materials, Proc. Sym. High Temp. Lamp Chem. 2, pp.264-271 (1988)

おわりに

放電ランプは一般照明用ランプとして発達し、現在もその流れはつづいているが、近年はそれ以外の分野でも種々の目的に使用されるようになってきた。たとえば、半導体リソグラフィのためのステッパー用光源、液晶バックライトなど。そのような用途のランプを新たに開発するにあたっては、それぞれの目的に応じた最適な特性を持つランプを実現しなくてはならない。また従来のランプを新たな用途に適用させる場合には、そのランプをそれにかなう特性を持ったものにする必要がある。いずれにせよ、ある特定の使用目的に最適なランプを実現するためには、すなわち最適化設計が可能であるためには、ランプの媒質であるプラズマの性質とランプ特性の関連を理解しておくこととともに、プラズマの振舞い、状態を定量的に把握する必要がある。また、従来のランプの性能向上を図ったり、性能不良を解決するためにも、そのランプ・プラズマの的確な把握が必要である。

ランプ内のプラズマを含めた媒質に関する熱的、流体的、電気的特性を総合的に考慮したシミュレーションが精力的に行われている。この精度を高めるためにはランプ・プラズマを中心としたランプ特性の計測によってえられたデータのシミュレーションへのフィードバックが不可欠である。このような具体的な目標がある場合をも含め、一般にランプ・プラズマの研究においてはプラズマ諸特性の信頼できる定量的な計測が必要不可欠である。

本報告書はこのような観点から、ランプの研究、開発、改良などに従事されている研究者、技術者を対象にし、この分野への入門書として、同時にさらに深く調べたい人のための手引書ともなることを意図して作成された。そのため、ランプ・プラズマ計測のための古典的な方法から最新の方法まで取り上げてその原理を解説するとともに、実際のランプへの適用例も数多く紹介した。

会員の方々が日常の開発、研究活動を行うにあたり、本報告書が座右の書として役立つことを切望する次第である。 (平本立躬、藤本孝)

