

Development of environmental-friendly arc quenching medium alternative to SF₆ using pulse modulated induction plasma

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2017-10-05 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: Tanaka, Yasunori メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.24517/00034793

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 International License.



パルス変調誘導熱プラズマを用いた SF₆代替環境調和形消弧媒体の開発

課題番号：13450111

平成 13 年度～平成 14 年度科学研究費補助金

(基盤研究(B)(1))

研究成果報告書

金沢大学附属図書館



0300-02121-6

平成 15 年 3 月

研究代表者 田 中 康 規
金沢大学工学部助教授

元研究代表者 故 作 田 忠 裕
元金沢大学工学部教授

パルス変調誘導熱プラズマを用いた
SF₆代替環境調和形消弧媒体の開発

課題番号：13450111

平成 13 年度～平成 14 年度科学研究費補助金

(基盤研究(B)(1))

研究成果報告書

平成 15 年 3 月

研究代表者 田 中 康 規
金沢大学工学部助教授

元研究代表者 故 作 田 忠 裕
元金沢大学工学部教授

はしがき

本報告書は，平成 13 年度および平成 14 年度の 2 年間にわたって日本学術振興会科学研究費補助金基盤研究(B)(1)(No.13450111)の交付を受け，下記の研究組織によって行った「パルス変調誘導熱プラズマを用いた SF₆ 代替環境調和形消弧媒体の開発」に関する研究成果を報告するものである。

研究組織

研究代表者： 田 中 康 規 （金沢大学工学部 助教授）
研究分担者： 匹 田 政 幸 （九州工業大学工学部 教授）
元研究代表者： 故 作 田 忠 裕 （元 金沢大学工学部 教授）

研究経費

平成 13 年度	8,600 千円
平成 14 年度	6,600 千円
計	15,200 千円

研究発表

(1) 学術雑誌および国際会議

- [1] Y.Tanaka, T.Sakuta, Investigation of plasma-quenching efficiency of various gases using induction thermal plasma technique: effect of various gas injection on Ar thermal ICP, J.Phys.D:Appl.Phys., Vol.35, No.17, pp.2149-2158, 2002.9.
- [2] Y.Tanaka, T.Sakuta, Transient axial distribution of excited particle number in pulse-modulated induction thermal plasma, Proc. Int. Symp. on Innovative Mater. Process. Contolling Chem. Reac. Field IMP2002, pp.255-258, Sendai, Japan, 2002.11, Miyagi, Japan
- [3] Y.Tanaka, T.Sakuta, Influence of various gas inclusion in Ar thermal ICP at atmospheric pressure upon plasma temperature and impedance, Proc. IEEE/PES Transmission & Distribution Conf. and Exhibit. 2002: Asia-Pacific, Vol.2, pp.898-903, 2002.10, Yokohama, Japan
- [4] Y.Tanaka, T.Sakuta, Chemical non-equilibrium modelling of transient N₂ induction thermal plasma after step current disturbance, Proc. Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications, Vol.2, pp.44-47, 2002.9, Liverpool, UK
- [5] T.Sakuta, Y.Tanaka, Dynamic aspect of high-pressure pulsed induction thermal plasma including molecular gases as arc-quenching medium, Proc. Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications, Vol.1, pp.63-66, 2002.9, Liverpool, UK
- [6] Y.Tanaka, T.Sakuta, Self-consistent chemically non-equilibrium model of Ar-N₂ induction thermal plasma with reactor chamber, Joint Int. Plasma Symp. of 6th APCPST, 15th SPSM, OS2002 & 11th KAPRA, No.204, 2002.7, Jeju, Korea
- [7] T.Sakuta, Y.Tanaka, Enhancement of excited particle density in reactor chamber by pulse-modulation of induction thermal plasma, Joint Int. Plasma Symp. of 6th APCPST, 15th SPSM, OS2002 & 11th KAPRA, No.PW-057, 2002.7, Jeju, Korea
- [8] M.M.Hossain, Y.Tanaka, T.Sakuta, Dynamic Responses of Ar-CO₂ and Ar-N₂ Induction Thermal Plasmas in Pulse Modulation Approach: A Numerical Analysis, Joint Int. Plasma Symp. of 6th APCPST, 15th SPSM, OS2002 & 11th KAPRA, No.218, 2002.7, Jeju, Korea
- [9] 田中康規, 作田忠裕, 各種ガス混入大気圧パルス変調 Ar 誘導熱プラズマの安定維持範囲と過渡応答特性, 電気学会論文誌, Vol.123-A, No.5, pp.469-478, 2002.5.
- [10] C.Wang, T.Imahori, Y.Tanaka, T.Sakuta, H.Takikawa, H.Matsuo, Silicon inclusion effect on fullerene formation under induction thermal plasma condition, Thin Solid Film,

Vol.407, No.1-2, pp.72-78, 2002.3

- [11] Y.Tanaka, T.Sakuta, Chemically non-equilibrium modelling of N₂ thermal ICP at atmospheric pressure using reaction kinetics, J.Phys.D:Appl. Phys., Vol.35, No.5, pp.468-476,2002.3
- [12] M.M.Hossain, Y.Tanaka, T.Sakuta, Particle concentrations and transport properties of a partially ionised argon plasma in two-temperature reaction kinetic approach, J. Phys. D: Appl. Phys., vol.35, pp.526-535,2002.3
- [13] M.M.Hossain, Y.Tanaka, Y.Hashimoto, K.C.Paul, T.Sakuta, A comparative study of transient characteristics of argon and argon-hydrogen pulse modulated induction thermal plasma, IEEE Trans. On Plasma Sci. , Vol. 3, No. 1, pp.327-337, 2002.2
- [14] M.M.Hossain, Y.Tanaka, T.Sakuta, Time-dependent analysis of electromagnetic fields in inductively coupled thermal plasma, International Japan-Australia-New Zealand Joint Seminar, p.57, 2002.1, Kanazawa, Japan
- [15] M.M.Hossain, Y.Tanaka, T.Sakuta, Particle concentration of a partially ionised atmospheric pressure argon plasma in two-temperature reaction kinetic approach, Proc. XXVth Int. Conf. on Ionized Gas, Vol.3, pp.233-234, 2001.7, Nagoya, Japan
- [16] Y.Tanaka, T.Sakuta, Influence of gas flow rate and pressure upon non-chemical equilibrium composition in N₂ thermal ICP, Proc. 15th Int. Symp. On Plasma Chem., ISPC-15, Vol.I, pp.19-24, 2001.7, Orleans, France
- [17] T.Sakuta, Y.Tanaka, Influence of various gas inclusions upon response time of pulse modulated induction thermal plasma, Proc. 15th Int. Symp. On Plasma Chem., ISPC-15, Vol.I, pp.141-146, 2001.7, Orleans, France
- [18] M.M.Hossain, Y.Tanaka, T.Sakuta, Numerical investigation of O₂/CO₂ admixing effects upon the stability and dynamic responses of argon induction thermal plasma, Proc. 15th Int. Symp. On Plasma Chem., ISPC-15, Vol.III, pp.1115-1120, 2001.7, Orleans, France.
- [19] 田中康規, 作田忠裕, 大気圧誘導熱プラズマを用いた各種環境適応ガスの熱プラズマ冷却効果の診断, 電気学会論文誌, Vol.121-B, No.7, pp. 837-844, 2001.7 (in Japanese)
- [20] 田中康規, 作田忠裕, 大気圧誘導熱プラズマを用いた電力用遮断器消弧媒体の消弧基礎特性の診断, 電気学会論文誌, Vol.121-B, No.6, pp.758-766, 2001.6 (in Japanese)
- [21] K.C.Paul, M.M.Hossain, Y.Hashimoto, Y.Tanaka, T.Sakuta, Responses of a long-coil pulse-modulated induction plasma, IEEE Trans. on Plasma Sci., Vol. 29, No.2,

(2)国内学会，口頭発表等

- [1] M.M.Hossain,Y.Tanaka,T.Sakuta, Transient nature of argon and molecular gas-seeded argon induction thermal plasmas in pulse amplitude modulation approach International Workshop on Electrical Engineering, 2003, IWHV2003, ED-03-13, SP-03-02, HV-03-02, 2003
- [2] 飛弾繁夫, 田中康規, 作田忠裕, 圧力 30-130kPa における各種ガス混合パルス変調誘導熱プラズマの安定維持範囲および過渡応答特性, 電気学会放電・誘電・絶縁材料合同研究会 ED-03-10, DEI-03-15, 2003
- [3] 田中康規, 作田忠裕, パルス変調誘導熱プラズマの過渡応答特性に及ぼすオフ時間の影響, 電気学会電力・エネルギー部門大会 No.415, 2002
- [4] 岡田健志, 内山博史, 田中康規, 作田忠裕, SF₆, CO₂ および N₂ 誘導熱プラズマ温度の軸方向分布への影響, 電気学会放電・開閉保護・新エネルギー合同研究会 ED-02-43, SP-02-9, FTE-02-15, 2002
- [5] 沼田 徹, 田中康規, 作田忠裕, 内井敏之, 鈴木克巳, 高分子パウダ混入の Ar 誘導熱プラズマへの影響, 電気学会放電・開閉保護・新エネルギー合同研究会 ED-02-41, SP-02-7,FTE-02-13, 2002
- [6] 田中康規, 作田忠裕, Ar-N₂ 誘導熱プラズマ反応容器内の反応論的非平衡密度解析, 電気学会放電・開閉保護・新エネルギー合同研究会,ED-02-42, SP-02-8, FTE-02-14, 2002
- [7] 飛弾繁夫, 西田幸司, 田中康規, 作田忠裕, パルス変調誘導熱プラズマトーチ下部における Ar スペクトル放射強度の時間応答および質量分析, 電気学会放電研究会 ED-01-268, 2001
- [8] 河野広道, 岩本勝治, 加藤紀光, 田中康規, 作田忠裕, 可動接点移動模擬による GCB 内の熱ガス流解析, 電気学会放電・高電圧・開閉保護合同研究会 ED-01-188, SP-01-33, HV-01-87, 2001
- [9] 内山博史, 田中康規, 作田忠裕, 誘導熱プラズマを用いた各種ガスの消弧性能診断手法の検討, 電気学会放電・高電圧・開閉保護合同研究会 ED-01-209, SP-01-54, HV-01-108, 2001
- [10] 田中康規, 作田忠裕, 反応論的非平衡を考慮した過渡 N₂ 誘導熱プラズマの二次元数値解析, 電気学会放電・高電圧・開閉保護合同研究会 ED-01-208, SP-01-53, HV-01-107, 2001

- [11] Y.Tanaka, T.Sakuta, Time dependent temperature in pulse modulated induction thermal plasma for various reactive gases, 14th Symposium on Plasma Science for Materials, SPSM-14, B5-2, 2001, Tokyo, Japan
- [12] 田中康規, 作田忠裕, 各種ガス混入パルス誘導熱プラズマの放射強度応答特性の軸方向分布, 電気学会電力・エネルギー部門大会 421, vol.B, pp.366-367, 2001
- [13] 方田智貴, 橋倉 裕, 田中康規, 作田忠裕, 大気圧誘導熱プラズマ温度に及ぼす各種ガス特性の影響, 電気学会開閉保護・環境エネルギー合同研究会 SP-01-18/FTE-01-23, 2001.
- [14] 三輪拓朗, 王淳, 田中康規, 作田忠裕, PTFE 混入時における大気圧 Ar 誘導熱プラズマの温度および PTFE 蒸気混入率分布, 電気学会開閉保護・環境エネルギー合同研究会 SP-01-19/FTE-01-24, 2001.
- [15] 田中康規, 片山正幸, 作田忠裕, 各種ガス混入時における大気圧パルス変調 Ar 誘導熱プラズマの Ar 励起温度の時間変化, 電気学会開閉保護・環境エネルギー合同研究会 SP-01-20/FTE-01-25, 2001.

目次

第1章 緒論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 研究の目的 1	
1.3 研究の特色と国内外での位置づけ	2
1.4 本報告書の構成	3
第2章 パルス変調誘導熱プラズマの発生	4
2.1 まえがき	4
2.2 パルス変調誘導熱プラズマシステム	5
2.2.1 回路構成	5
2.2.2 MOSFET インバータ 高周波電源装置	5
2.2.3 誘導熱プラズマトーチ	6
2.3 パルス変調誘導熱プラズマの発生概念	9
2.4 定常運転時における誘導熱プラズマ発生実験	11
2.4.1 誘導熱プラズマ点弧手順	11
2.4.2 各種ガスプラズマにおけるコイル電流値の比較	11
2.5 パルス変調誘導熱プラズマ安定維持範囲	12
2.6 あとがき	14
参考文献	14
第3章 パルス変調誘導熱プラズマにおける原子線スペクトルの過渡応答測定	16
3.1 まえがき	16
3.2 過渡応答測定システム	16
3.3 Ar スペクトルの過渡応答波形	18
3.4 Ar スペクトル放射強度の最大値・最小値の SCL 特性	28
3.4.1 ガス種による比較	28
3.4.2 軸方向測定位置による比較	31
3.5 過渡応答特性の定量的比較	35
3.5.1 過渡応答特性時間の定義	35
3.5.2 過渡応答特性時間—SCL 特性のガス種による比較	36
3.5.3 過渡応答特性時間—SCL 特性の軸方向測定位置による比較	40

3.5.4 過渡応答特性時間一軸方向特性	44
3.6 あとがき	44
参考文献	44
 第4章 パルス変調誘導熱プラズマの温度評価	 50
4.1 まえがき	50
4.2 二線強度比法による励起温度の決定	50
4.3 Ar 原子励起温度の算出	50
4.3.1 Ar 原子線スペクトルの時間変化	50
4.3.2 Ar 原子励起温度の時間変化	55
4.4 Ar 原子励起温度の最大値・最小値の SCL 特性	61
4.5 励起温度とスペクトルの過渡応答特性との関係	63
4.6 あとがき	64
参考文献	64
 第5章 レーザ生成プラズマによる高温 CO ₂ ガスの絶縁特性	 65
5.1 まえがき	65
5.2 プラズマ発光によるガス状態測定の基本原理	66
5.2.1 発光スペクトラム	66
5.2.2 ボルツマン法を用いた温度導出	67
5.2.3 光学干渉法を用いた中性ガス密度導出	70
5.3 絶縁破壊電圧測定の実験装置の構成と実験方法	73
5.4 実験結果	76
5.4.1 絶縁破壊電圧特性の試験法確認	76
5.4.2 CO ₂ , N ₂ , SF ₆ ガスの絶縁破壊電圧特性	78
5.5 ガス状態測定のための一検討	80
5.6 まとめ	81
参考文献	81
 第6章 総括	 83

第1章 緒論

1.1 研究の背景

コンピュータシステムを中枢とする今日の高度情報化社会において、電気エネルギーの使用形態も高密度化し、安定供給のための電力系統の連系が一段と進み、近年 1,000kV の超高压送電も行われつつある。このため、系統の短絡容量が増大する結果、遮断器をはじめとする開閉保護装置の大容量化および高性能化が強く要求されている。電力用遮断器において現在主流になっているのは SF_6 ガス吹付け消弧方式で、交流電流の零点以後数十 μ 秒の間に高温気体の温度を急速に低下させ、遮断を成立させている。この遮断アークの消弧機構の解明については今のところ、現象が極めて高速でかつ単発現象であることや、有力な診断法がないことのため、試行的、経験的知見が先行しているのが現状である。

筆者らはこれまでの研究において、 SF_6 アークの遮断過程について、基礎的な原子、分子レベルにおける SF_6 ガス物性の理論的評価を行い、特に F 原子特有の強い電子付着性が高温ガス中の導電性の低減ならびに絶縁耐力の回復特性に影響を及ぼし、高い遮断性能を発揮していることを認識しつつある。しかし、あくまで理論的推測であり、実験的な裏づけが今後のさらなる高性能、コンパクト化に必要と考えられる。さらには今日の地球環境問題とあいまって、温暖化係数が極めて高い SF_6 ガスにとってかわる、 N_2 、 H_2 、 CO_2 あるいは空気等の環境適応型代替ガスの使用も基礎的視点から検討しておくとともに、直ちにプロトタイプ遮断器の設計に繋がる現実的な成果をも有しておくことが急務となってきた。

1.2 研究の目的

本研究は、昨年度までに開発を行ったパルス変調誘導熱プラズマ炉を用いた新しい取り組みである。1 気圧以上の高気圧下で、環境適応形 N_2 、 O_2 、 CO_2 等の解離性分子ガスを主体とする高周波誘導熱プラズマを定常、安定に発生させるプラズマ条件を明らかにし、パルス変調モードにより数万ケルビンに達する高温から数千ケルビン程度の低温にわたる、いわゆるアーク遮断過程で生じている温度場を定常に発生させるとともに、アーク遮断性能を左右する数千度領域での再起電圧印加時の高温ガスの絶縁破壊特性を正確に把握できる実験的手法を確立することを第 1 の目的

とした。

本プラズマ炉の特徴は、電極を用いないで誘導加熱(Inductively Coupling)によりクリーンな純粋プラズマを発生できるとともに、意識的に異物粒子や異種類のガスを任意の量導入が可能である。したがって、発生させた高温プラズマ中の電子付着性すなわち、電子密度低下効果に及ぼす電極材料やノズル材料やそれに含有されたセラミクス添加物の混入の影響を実験的に定量化できる点である。本研究ではこの誘導熱プラズマを用いて、 SF_6 に替わる環境低負荷ガスが熱プラズマの過渡応答に与える影響を基礎実験的に検討した。また、従来まで実験的困難さにより試みられなかった数千度領域の各種ガス絶縁破壊特性の解明も目的の一つである。具体的には、レーザ照射による高温マイクロプラズマの生成とこの空間へのパルス電圧の印加とを同期させて行うことによりこの問題を解決しようという試みである。

このように、全体としては SF_6 および環境適応型ガス消弧基礎特性とそれに及ぼす各種材料の影響を、これまでにない新しいプラズマ形態（パルス変調とレーザ生成）を用いて行う研究である。

1.3 研究の特色と国内外での位置づけ

現在、 SF_6 遮断器の研究に関しては、国内では数万 A 領域に限定した交流アークモデル化がさかんに行われており、質量、運動量、エネルギー保存則に基づいたアーク過程の解析が新しい動向として挙げられる。しかしこれによって得られるものは過渡的に変化するアークの電圧、電流に関するいわゆる巨視量であって、数十 μ 秒の間で起こるアークの消弧過程を本質的に解明するものではない。この数年京都会議 COP3 を受けて SF_6 に代わるガスの選定が急務であることが業界で認識されつつあるが、遮断実験が先行するメーカでは実験からの巨視的特性上での遮断性能把握であり、「遮断現象」に関して複雑に絡む個々の要素が分離して解明されていないのが現状で、特に今日メーカ技術者からは遮断にかかわる個々の要素の効果を分別して学理的に究明してほしいという要望が大学サイドに対して強い。一方、国外においては SF_6 、 N_2 混合ガス等の絶縁問題へのアプローチは見られるが、環境問題を見据えた遮断器の研究はまだ始まっている様子はない。その意味では、 SF_6 代替ガス開発の重要性が強調されるわが国が最先端にいる。

なお、本研究で用いるパルス変調誘導熱プラズマ炉はつい最近開発が世界に先駆けて行なわれたものであり、各種ガスのプラズマ減衰、再点弧を通して遮断器ガスを検討する試みは初めてである。

1.4 本報告書の構成

本報告書は、6章から構成されている。各章の内容は以下のとおりである。

第1章は緒論であり、本研究の目的、意義および内容を述べている。

第2章は開発したパルス変調誘導熱プラズマの基本的システム構成、トーチおよび電源について記述している。また、各種環境適応型ガスを混入したパルス変調誘導熱プラズマの安定維持範囲を電流変調率およびDuty比の関係から調べた結果を述べている。この安定維持範囲は、付加ガスの種類に大きく影響し、これは付加ガスの熱プラズマ消滅能力と深く関わっていると考えられる。

第3章では、各種環境適応型ガス混入パルス変調誘導熱プラズマの過渡応答特性をArスペクトル放射強度の時間変化から測定し、それらの付加ガス種依存性、軸方向位置依存性を検討している。この観測によりArスペクトル放射強度がコイル電流の変調に伴って変化していることを確認している。また、得られた測定波形から熱プラズマの時間応答を定量的に比較するために、特性時間を定義し、各ガス種依存性を比較している。

第4章では、各種環境適応型ガス混入パルス変調誘導熱プラズマのAr励起温度の時間変化を、二線強度比法を用いて算定している。熱プラズマ温度は、熱プラズマが局所熱平衡にあれば密度、比熱などが熱力学的に決定でき、極めて重要である。熱プラズマ温度の時間変化は付加ガスの種類に大きく依存し、この結果から、各ガスの熱プラズマ冷却能力を比較している。

第5章では、レーザを用いて高温SF₆を作成し、そこに同期させて雷インパルス電圧を印加する新しい試験手法により、高温状態におけるガスの絶縁破壊電圧の測定を試みている。

第6章は総括であり、得られた結果をまとめている。

第2章 パルス変調誘導熱プラズマの発生

2.1 まえがき

大気圧程度の高気圧で発生させた熱プラズマは、重粒子温度すなわちガス温度が数千から数万ケルビンと高く、エンタルピーが極めて大きいため、これまでこの熱を利用して、溶接、溶射などの分野で応用されてきた。近年、熱プラズマの中でも誘導熱プラズマ(ICTP; Inductively Coupled Thermal Plasma)が材料分野で注目されて

いる。これは、ICTP が無電極でクリーンな熱プラズマ空間を形成でき不純物がないことが大きな理由として挙げられる。また、これまで問題であった電力変換効率が、真空管に替わる大電力半導体高周波素子の出現のため以前ほど問題とはならなくなったことも理由の一つである。最近ではこの ICTP のクリーン・高温・高活性・高反応性を活かし、Si 結晶の精製、ダイヤモンド薄膜、セラミック微粒子、高温超伝導膜の生成などの様々な材料プロセス分野への応用が活発になっている[1-5]。しかし、熱プラズマはガス温度、熱容量が極めて高く、ガス温度の制御が困難であったため、基板や生成物に熱的なダメージを与えてしまう欠点も指摘されている。このため、熱プラズマのガス温度を制御する新しい手法を確立することが望まれている。

以上の背景の下、筆者らは ICTP を維持するコイル電流をミリ秒オーダーの周期でパルス的に振幅変調させて熱プラズマを意図的に過渡状態することを考案している[6-10]。この誘導熱プラズマをここでは「パルス変調誘導熱プラズマ(PMITP; Pulse Modulated Induction Thermal Plasma)」と呼ぶ。この PMITP を用いれば、熱プラズマを時間的に交互に、ガス温度および電子温度の高・低ならびに高温熱流体の高速・低速状態とすることができる。このため、材料プロセス分野において、熱プラズマの高ガス温度・高活性を活かしつつも、基板へのダメージをできるだけ小さくできる可能性があり、かつ通常の定常・平衡運転条件下では生成できない新物質創製も期待できる。さらに、各ガスが熱プラズマの過渡応答に及ぼす影響を検討できるため、電力用遮断器消弧媒体の消弧性能の検証、代替ガス探索に使用できる。

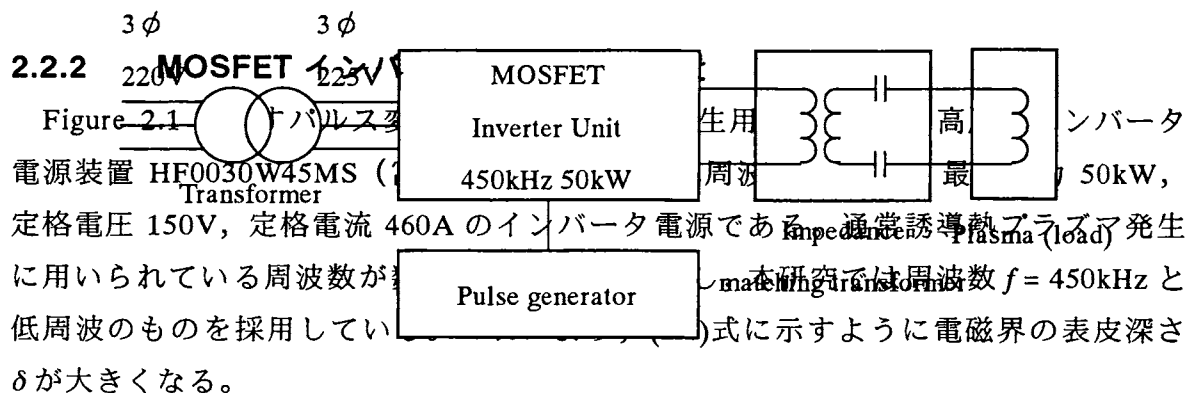
本章では、PMITP システムの基本的構造、基本的概念の説明する。さらに、大気圧の Ar PMITP を点弧し、そこに試験ガスとして H_2 , N_2 , O_2 および CO_2 の四種類のガスを数%混合させた場合について、それらガス種が PMITP の安定維持範囲を検討している。ここで検討する PMITP の安定維持範囲は、ガスの消弧性能と密接に関わっていると考えられ、重要である。

2.2 パルス変調誘導熱プラズマシステム

2.2.1 回路構成

本研究で使用するパルス変調誘導熱プラズマシステムは、パルス変調誘導熱プラズマ発生用高周波インバータ電源装置、整合回路およびプラズマトーチ部の 3 部分に大別される。Figure 2.1 にその概略を示す。MOSFET インバータユニットは、六つのダイオードと抵抗・コンデンサで構成された AC-DC 整流部、二つの MOSFET と抵抗・コンデンサで構成されたインバータ部からなっている。整合回路はマッチングトランスとコンデンサからなり、プラズマを付加としたプラズマトーチとの整合を行っている。

Figure 2.1 Flow diagram of pulse modulated plasma generator



$$\delta = \sqrt{\frac{2}{2\pi f \mu \sigma}} \quad (2.1)$$

ここで、 μ は透磁率、 σ は導電率である。これより、表皮深さに依存するプラズマへの電界浸透も大きくなり、すなわち $f = 450\text{kHz}$ とすることによって、より大口径、大出力のプラズマを発生できる可能性がある。さらに、低周波化することにより MOSFET (Metal- Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor) の適用を可能とした。従来の真空管型電源では電源電力の 40%~50% が熱損失となるのに対して、MOSFET は電源変換効率が 80% 程度と高く、エネルギー効率が低いという ICP の欠点を克服するものである[11]。

Figure 2.1 において、「パルス信号発生器」は出力電流のパルス AM 変調を制御している部分である。定常運転モードにおいてはパルス信号発生器は動作しておらず、電源は定電力制御方式が用いられている。パルス信号発生器が On 状態になると、すなわちパルス変調運転モードにおいては定電流制御方式に切り替わる仕組みとなっている。コイル電流のパルス変調の基本概念については 2.2 節において詳しく説明す

る。

次に、高周波整合部は Figure 2.1 に示すようにマッチングトランスと共振コンデンサからなる。マッチングトランスの巻き数比は 2T:4T, 2T:5T, 2T:6T の中からより適したものを選択でき、現在は、2T:4T としている。共振コンデンサは $0.0069\mu\text{F}$ のものが片側に 6×2 の計 12 ユニットあり、電氣的接続個数は自由に選択可能である。なお、現在は片側 10 ユニットとしている。

2.2.3 誘導熱プラズマトーチ

誘導熱プラズマを発生させるトーチ部は、電源の出力レベル、動作周波数、発生させるプラズマの半径などによってその具体的構造が異なる。その共通の特徴は、直流プラズマのような金属電極が存在せず、気体の流れ場に磁氣的な結合を利用したプラズマ放電域を形成することである。このため、電極物質などの蒸発摩擦が起らず、不純物混入の少ないクリーンなプラズマが得られるという特徴がある。この高温の誘導熱プラズマを安定に維持するために今日用いられている放電管としては、いわゆる石英管(Quartz Tube)による 2 重管構造が一般的である。石英の特徴としては、比較的硬度は低いが軟化点が $2,000\text{K}$ と非常に耐熱に優れているほか、熱膨張係数も小さいため急激なプラズマの温度変化にも十分に耐えることが可能である。そして外管と内管との隙間には、冷却水を流し、外管と内管をプラズマの高熱から保護している。一方、内管の内側にはシースガスを高速に流すことにより、高温プラズマを石英管壁から隔離している。さらに内側にはプラズマガスを流入させ、所望の反応性高温プラズマ雰囲気を作り出せるようになっている。

Figure 2.1 において負荷装置にあたるのが誘導熱プラズマトーチである。Figure 2.2 にプラズマトーチの断面図を示す。トーチは 2 重管構造を有しており、内管は内径 $70\text{mm}\phi$ 、厚さ 5mm 、長さ 370mm の石英管を用いている。また、外管には外径 $95\text{mm}\phi$ 、厚さ 5mm のパイレックス管(Pyrex Tube)を用いている。パイレックス管は石英ほどの耐熱性はないが比較的硬度が高いため、外管には適している。これら内・外管の隙間に冷却水を流すことにより、両管をプラズマの高温から保護する構造となっている。ここで、この放電管サイズは誘導熱プラズマ用として一般的に使用されるものと比べると、径が約 2 倍、長さが約 2 倍、すなわち面積が 4 倍と従来に比べ非常に大きなつくりとなっている。これは前述のように、電流の低周波化によるプラズマの大口径化に起因している。次に、プラズマ発生時に内管の内側にガスを流入させるが、本研究ではシースガス(外半径および外回転ガス)のみを使用している。ここで、外回転ガスは接線方向に対し 23.4° の角度でメインノズルの外側に沿って螺旋状に流している。これによりガスの乱流化を防ぐとともに、放電管の中心部にプラズマ

を安定に閉じ込めることができ、さらに内管をプラズマの熱から保護する役割も担っている。

次に、プラズマ発生用誘導コイルは外径 130mm、コイル導体径 14 mm ϕ 、コイル長 155mm の 8turn のものを使用している。ここで、コイル長が 155mm と一般的なものに比べ約 3 倍もの長さを有するものを使用しているが、この利点としては、軸方向に非常に長く電磁場を発生させることができるため、それにより発生するプラズマも非常に軸方向に長くなり、将来予定している新規ラジカル種の生成過程における高温熱処理時間が長くなるという特異な可能性を秘めている。しかしながら、磁場が拡散し、1 粒子に対して注入されるエネルギーの割合が比較的小さくなってしまうという欠点も同時に持っている。これはプラズマを点弧・維持することが非常に困難であることを意味している。

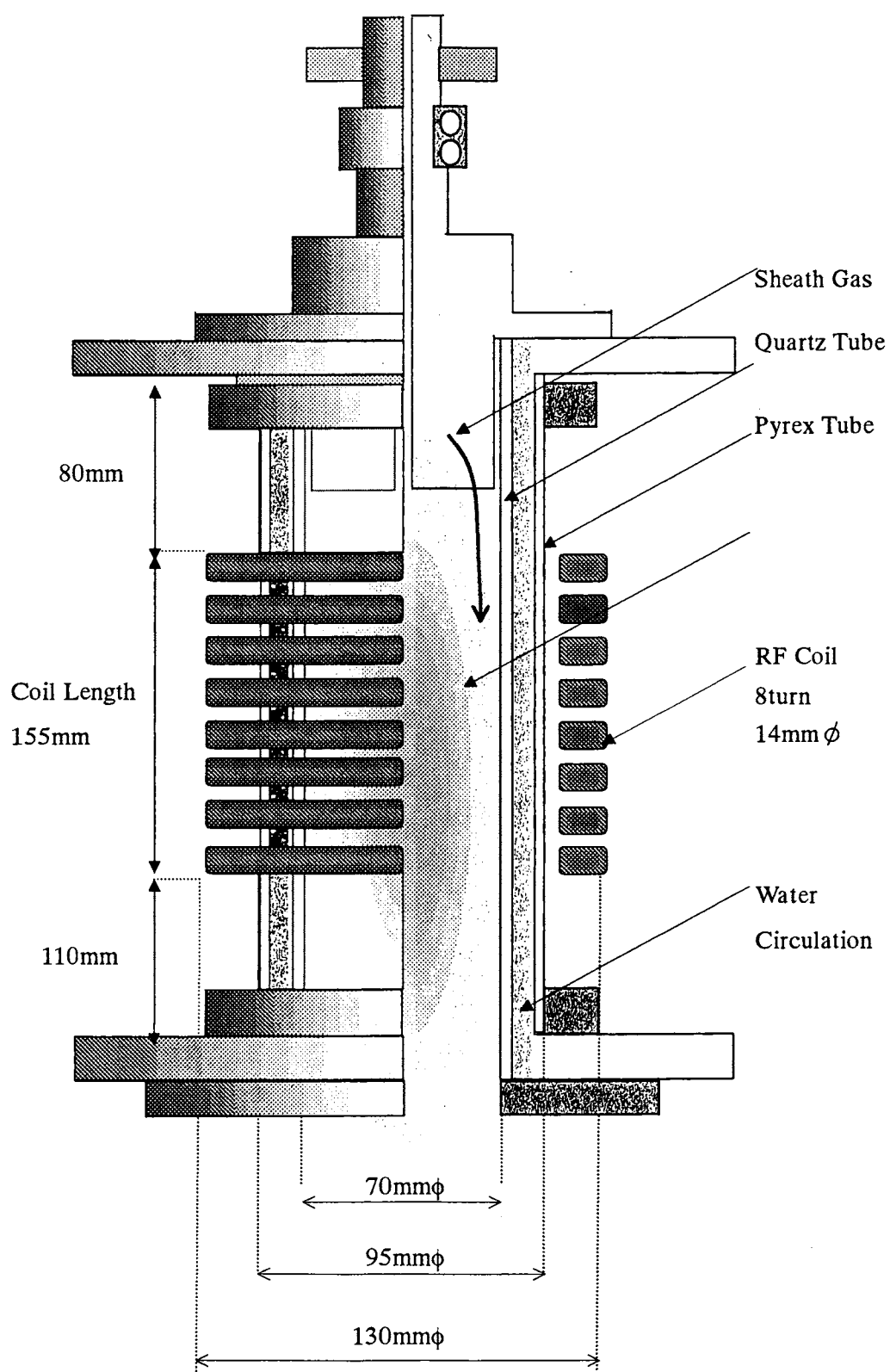


Figure 2.2 Schematic diagram of the ICP torch.

2.3 パルス変調誘導熱プラズマの発生概念

本節ではこのパルス変調誘導熱プラズマの発生概念について説明する。Figure 2.3 はコイル電流のパルス変調における基本概念図である。同図において(a)は定常運転モードすなわち振幅一定の高周波コイル電流を示している。このような数百 kHz から数 MHz レベルの基本周波数に対しては、この種の誘導熱プラズマは電磁界の正弦波状変化に追従できず、あたかも導電性金属柱のように振る舞い、変動電磁場から磁気結合によりエネルギーをジュール加熱の形で受け取り、自らの高温・高導電性を維持している。これが一般的な高周波誘導熱プラズマの発生、維持原理である。

これに対し、同図(b)はコイル電流を基本周波数に対応するマイクロ秒よりも長いミリ秒オーダーの周期で AM 変調させた場合の概念図である。この種の誘導熱プラズマにおけるコイル電流振幅のステップ状変動に対する応答時間は数ミリ～数十ミリ秒であることが、すでに 1 次元モデル[12,13]、ならびに 2 次元モデル[14]の解析から理論的に明らかになっている。詳細な意味では、この応答時間は特にプラズマ半径すなわちプラズマの空間的大きさに強く依存することが判明しており、本研究で使用する半径が 20～30mm の大きさの誘導熱プラズマにおいては上記のような値をとる。したがって、基本周波数に対応するマイクロ秒の変化に対しては全く追従しなかったプラズマもこのミリ秒程度の周期でパルス状に変動する電磁界強度に対しては変動を始めると考えられる。これにより、(1)プラズマ平均電力が時間軸方向において自由に調整できる。(2)連続定常モード時には得られない強電磁界印加がパルス On 時に、また、励起電磁界のない高速冷却効果がパルス Off 時に得られる。(3)これらは総体として、従来までの平衡状態熱プラズマに対して、熱的平衡状態から逸脱した運動論的・化学的な非平衡効果を導入できるという基本的に新しい意義がある。

本研究では、同図(b)において電流の振幅を設定最大値に維持する時間 a を On-time, この状態を On 状態とする。また、設定最小値に維持する時間 b を Off-time, この状態を Off 状態とする。さらに 1 周期における On-time の割合 $(a / (a+b))$ を Duty 比, 最大電流振幅値 d に対する最小電流振幅値 c の割合 (c / d) すなわちコイル電流の AM 変調率を SCL ; Shimmer Current Level と定義する。

ここで、電源装置における原理的変調範囲は SCL:100-10%とし、変調周波数は 1-100Hz までの変調を可能としている。また、パルス変調時には最大電流振幅値 d を定常運転時の電流振幅値に設定・維持し、最小電流振幅値 c のみを変動することにより SCL を調整する。

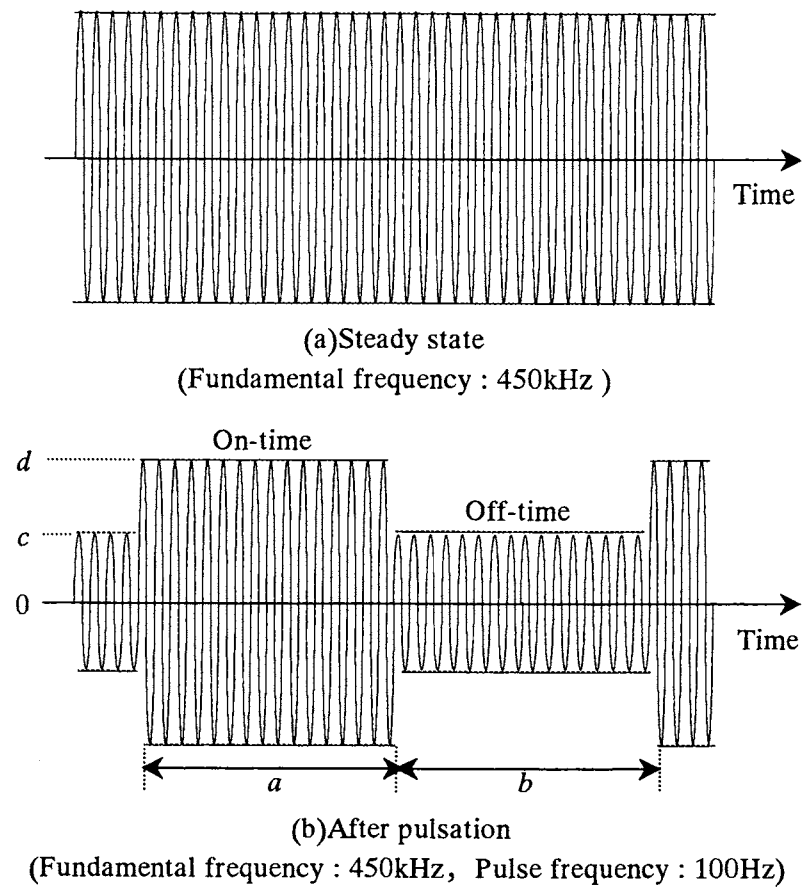


Figure 2.3 Concept of pulse modulation of coil current.

2.4 定常運転時における誘導熱プラズマ発生実験

2.4.1 誘導熱プラズマ点弧手順

定常状態における誘導熱プラズマの点弧が最低限必要とされる。そこで、以下に誘導熱プラズマの点弧手順を示す。

まず、チャンバー内圧力をプラズマが点弧可能な数 torr にまで減圧する。次に、誘導コイルに高周波電流を流し、電流値を定格(460A)の約 90%まで上昇させる。ここで、主ガスである Ar を注入することにより誘導熱プラズマ点弧に至る。その後、電源電力およびチャンバー内圧力を所望の値に設定する。

以上の手順により、電源電力 30kW、チャンバー内圧力 760torr の条件下において Ar 誘導熱プラズマの発生・維持を確認した。ここで、Ar ガス流量は外半径および外回転方向にそれぞれ 50 liters/min の計 100 liters/min としている。

2.4.2 各種ガスプラズマにおけるコイル電流値の比較

本研究では、上記の手順により発生させた Ar 誘導熱プラズマに付加ガスを混入し、プラズマの諸特性を各ガス種により比較している。なお、付加ガスとしては H_2 , N_2 , O_2 , CO_2 を用い、その流量は外回転方向に 2.5 liters/min としている。

上記のように電源電力 30kW、チャンバー内圧力 760torr、ガス流量 Ar:100 liters/min,

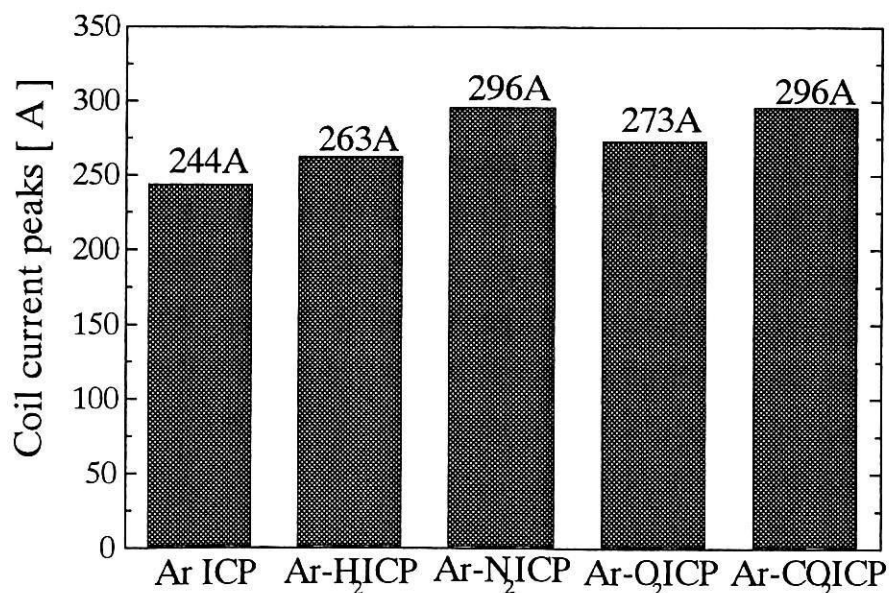


Figure 2.4 Coil current peaks for ICP in various gases

付加ガス:2.5 liters/min の条件下において各プラズマを定常状態にて安定維持することに成功した。このときの各ガスプラズマを維持するコイル電流の波高値を Figure 2.4 に示す。同図より、同電力条件においても各ガス種により電流値が異なっているのがわかる。特に付加ガスを混入した場合、純粋 Ar プラズマに比べ大きな電流を要している。これは、主にこれらの解離性ガスは温度数千ケルビンで大きい熱伝導率を持つため熱プラズマが径方向に収縮し、このためコイル磁界との結合が弱まったと考えられる。

2.5 パルス変調誘導熱プラズマ安定維持範囲

前節に示したように、定常状態下で各種ガス誘導熱プラズマの安定維持を確認できた。そこで、コイル電流をパルス変調させた「パルス変調誘導熱プラズマ」の発生実験を行った。実験手順としては、前節の通りに誘導熱プラズマを点弧させ、所望の電力、圧力にする。次にパルス設定器により、パルス変調周波数、Duty 比、SCL を設定し、パルス設定器を On の状態にし、コイル電流をパルス変調する。これにより「パルス変調誘導熱プラズマ」の発生に至る。ここで、パルス設定器を On の状態にすることにより、電源装置の制御方式が定電力制御から定電流制御に切り替わる仕組みとなっている。

パルス変調を行うと、定常運転時より不安定となる。すなわち Duty 比、SCL が小さくなればなるほど、パルス変調誘導熱プラズマの安定維持は困難になる。この安定維持範囲は付加ガス種に強く依存し、これは付加ガスの消弧性能に深く関わっていると考えられる。そこで電源電力 30kW、チャンバー内圧力 760torr、ガス流量 Ar:100 liters/min、付加ガス(H_2 , N_2 , O_2 , CO_2):2.5 liters/min の条件下において、パルス変調誘導熱プラズマを維持しうる Duty 比および SCL の範囲を調べた。なお、パルス設定条件の On-time は 10ms 一定としており、すなわち Duty 比の変化により Off-time のみを変化させている。

Figure 2.5 に各ガスプラズマにおけるプラズマ安定維持範囲の境界線を示す。ここで、同図において境界線より左下の領域が安定維持範囲を表している。同図より、Ar の場合、安定維持領域は最も広く、 $SCL < 50\%$ 、 $Duty < 14\%$ で不安定領域が現れる。このようにパルス変調誘導熱プラズマには安定維持のために Duty 比および SCL に対して限界値があり、完全に任意の Duty 比および SCL に設定できないことがわかる。ここに分子ガスを混入させるとさらに不安定領域が広がる。特に、 CO_2 を混合させると、 $SCL < 66\%$ 、 $Duty \text{ 比} < 28\%$ で不安定となり、他のガスに比較して CO_2 を混合させるとパルス変調誘導熱プラズマが不安定になる領域が極端に広がることかわかる。このことから、 CO_2 が熱プラズマ維持を妨げる効果があるものと考えられる。

これは遮断器消弧媒体として使用する観点からは有利であるといえる。

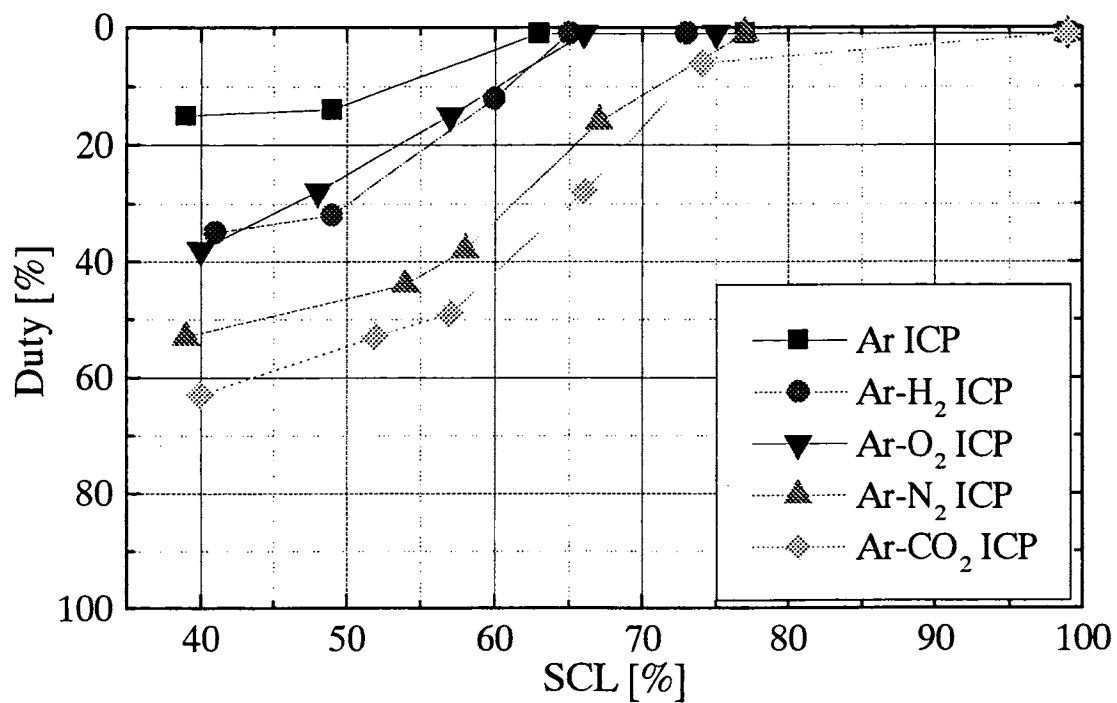


Figure 2.5 Stable operation region of pulse-modulated induction thermal plasma.

2.6 あとがき

本章では，パルス変調誘導熱プラズマの基本システムの概要，電源，トーチおよびパルス変調の基本的概念について説明した。さらにパルス変調誘導熱プラズマの基本動作として，安定維持範囲を実験的に求めた。ガスとして Ar をベースとして，付加ガス H_2 , N_2 , O_2 および CO_2 を混入させて実験を行った。その結果，安定維持範囲は付加ガス種に大きく依存することがわかった。安定維持範囲は，Ar ガスの場合が最も広く，付加ガスをと分子ガスを混合させると小さくなった。特に CO_2 を混合させた場合には極端に小さくなることがわかった。このことは CO_2 の熱プラズマ消滅能力が高いことを示していると考えられ，他の 4 種のガスに比較すると消弧媒体として使用する場合には有利であると考えられる。

参考文献

- [1] D.Morvan, I.Carzard-Juvernât and J.Amouroux, Photovoltaic silicon produced by thermal plasma: Influence of atomic hydrogen on oxygen elimination and passivation of the crystal defects, *J.Mater. Res.*, **13**, 2709-20, 1998.
- [2] I.Carzard-Juvernât, D.Morvan and J.Amouroux, Elimination of residual oxygen and passivation of crystalline silicon by the thermal plasma process. Effect of H_2 and He, Proc. 13th European Photovoltaic Solar Energy Conf., pp.2451-54, 1995.
- [3] H.Hamatani, H.Kumaoka, T.Yahata and T.Yoshida, An integrated fabrication process for solid oxide fuel cells using hybrid plasma spraying, *J.Japan Inst. Metals*, **55**, 1240-8 (1991)(in Japanese).
- [4] S.Takeuchi, K.Takeda, N.Uematsu, H.Komaki, K.Mizuno and T.Yoshida, The first step to industrialize decomposition process of ozone depleting substances by steam plasma, Proc. 12th Int. Symp. on Plasma Chem., pp.1021-6, 1995.
- [5] J.W.McKelliget and N.El-Kaddah, The effect of coil design on materials synthesis in an inductively coupled plasma torch, *J.Appl.Phys.*, **64**, 2948-2954, 1988.
- [6] T.Ishigaki, F.Xiaobao, T.Sakuta, T.Banjo and Y.Shibuya: Generation of pulse-modulated induction thermal plasma at atmospheric pressure, *Appl.Phys.Lett.*, **71**, 3787-3789, 1997.
- [7] T.Sakuta, K.C.Paul and K.Katsuki and T.Ishigaki, Experimentally diagnosed transient behavior of pulse modulated inductively coupled thermal plasma, *J.Appl.Phys.*, **85**, 1372-1377, 1999.
- [8] M.M.Hossain, K.C.Paul, Y.Tanaka, T.Sakuta and T.Ishigaki, Prediction of operating region of pulse-modulated radio frequency inductively coupled thermal plasma, *J.Phys.D:Appl.Phys.*, **33**, 1843-1853, 2000.
- [9] T.Ishigaki and T.Sakuta, Pulse-modulated rf thermal plasma for advanced materials

processing, *J.Intelligent Mater. Syst. & Struct.*, **10**, 565-568, 1999.

- [10] K.C.Paul, J.Mostaghimi, T.Ishigaki and T.Sakuta, Transient Response of Radio Frequency Inductively Coupled Plasma for Pulse Modulation, *Plasma Chem. Plasma Process.*, **21**, 371-400, 2001.
- [11] Y.Sakakibara, G.Katagiri, M.Toraguchi and T.Sakuta, Generation of large area inductively coupled plasma at atmospheric pressure with high efficiency, *Proc. 4th Asia-Pacific Conf. on Plasma Sci. & Technol.*, p.103, 1998.
- [12] T.Sakuta, Dynamic behavior and stability of induction thermal plasma, *Proc. 3rd Asia-Pacific Conf on Plasma Sci. & Technol.*, **2**, pp.385-390, 1996.
- [13] T.Sakuta, S.Oguri, T.Takashima and M.I.Boulos, Effects of plasma diameter and operating frequency on dynamic behavior of induction thermal plasma, *Plasma Sources Sci., Technol.*, **2**, 67-71, 1993.
- [14] J.Mostaghimi, K.C.Paul and T.Sakuta, Transient response of the radio frequency inductively coupled plasma to a sudden change in power, *J.Appl.Phys.*, **83**, 1898-1908, 1998.

第3章 パルス変調誘導熱プラズマにおける原子線スペクトルの過渡応答測定

3.1 まえがき

前章では、コイル電流をパルス状に AM 変調した「パルス変調誘導熱プラズマ」の発生・維持を確認した。このプラズマの最大の特徴として、材料混入のないクリーンな熱プラズマを意図的に過渡状態にしようという点が挙げられる。本章では、この熱プラズマの過渡変化を測定する。具体的には、分光観測により、各種ガス混合パルス変調誘導熱プラズマからの Ar 原子線スペクトル放射強度の過渡応答測定を行い、熱プラズマの内部状態の時間的変化を検討している。この過渡変化に対する付加ガスの効果および軸方向位置依存性も考察している。

3.2 過渡応答測定システム

Figure 3.1 に本研究で使用した過渡応答測定システムの構成図を示す。測定手順は以下のようなものである。測定位置からの放射光を、カメラレンズにより集光する。カメラレンズの集光面には光ファイバー束の一端が接続されている。光ファイバに入射した光はファイバ他端へ導かれる。光ファイバ他端は分光器の入射スリット（スリット幅:0.05mm）に接続されており、光は分光器へと導かれる。分光器により光は波長分光される。分光器の出射側には三組の光ファイバ束端部を並べてありこれにより光を捉える。これらの光ファイバ束の別端には光電子増倍管を設置してあり、所定の三波長における放射強度の時間変化を同時に測定できる。光電子増倍管により O/E 変換された出力信号を高速波形解析デジタルスコープ(DL708E)により観測、デジタルデータとして保存する。この時、電源部のパルス制御信号およびコイル電流信号も同時に測定する。ここで、デジタルスコープにおける測定データ数は 100kWord/Ch, サンプリングタイムは 500ns である。前章で述べたように、コイル電流の基本周波数は 450kHz すなわちその周期は約 2.2 μ s であり、パルス変調周期はミリ秒オーダーである。よって、これらを測定するのに十分な時間分解能といえる。

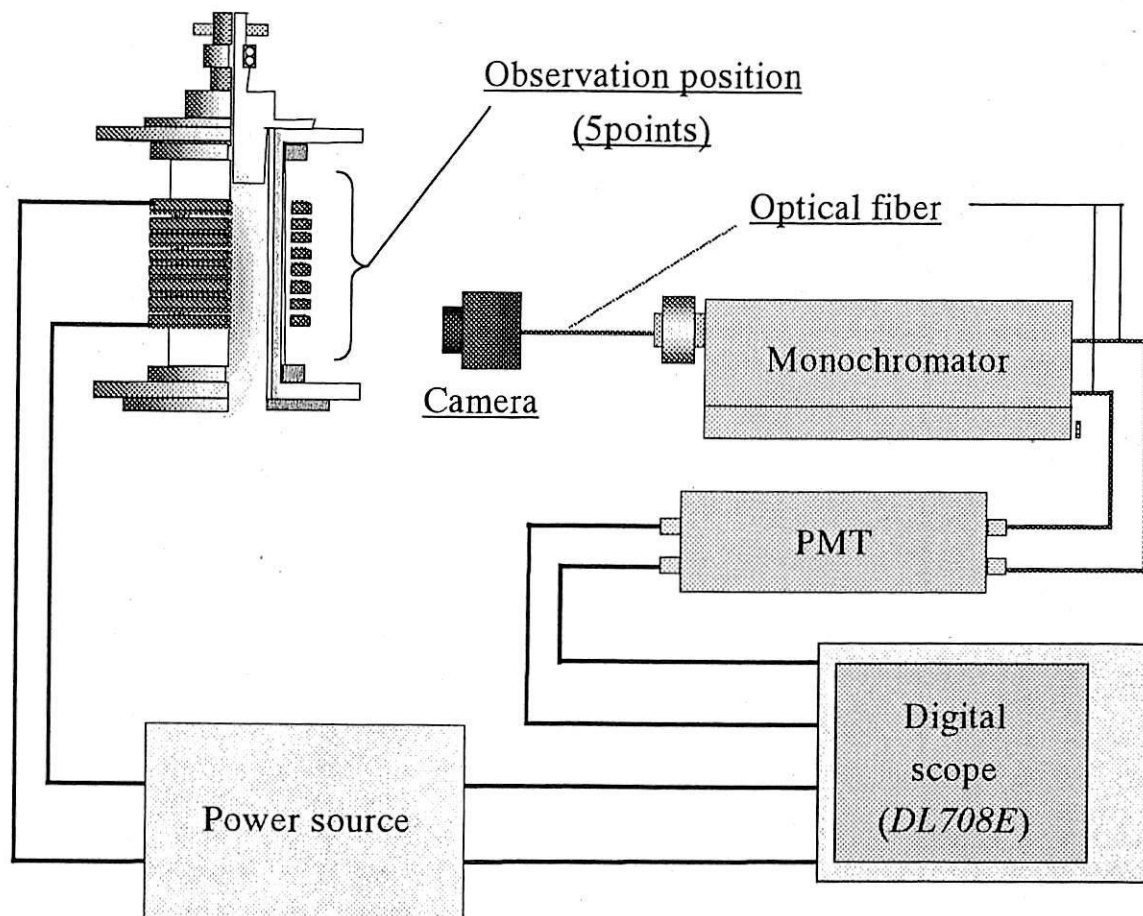


Figure 3.1 Spectroscopic observation system.

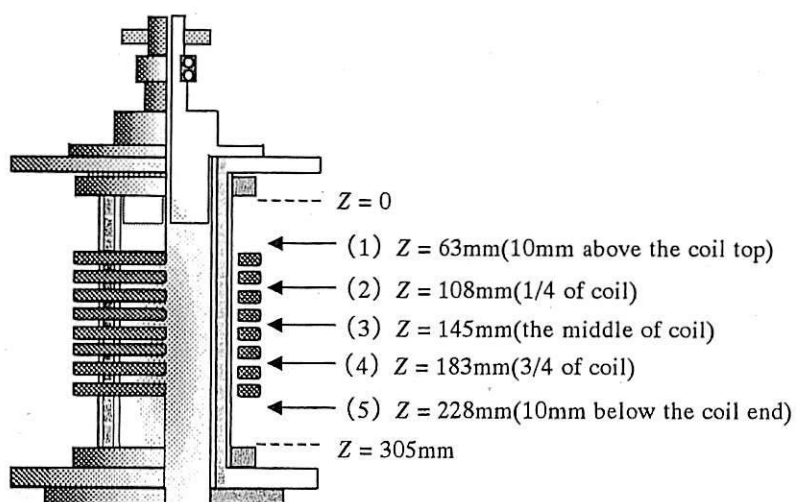


Figure 3.2 Spectroscopic observation positions.

3.3 Ar スペクトルの過渡応答波形

上記の測定システムを用いて、パルス変調誘導熱プラズマ中の波長 751.465nm における Ar 原子線スペクトルおよび波長 756.465nm における連続スペクトルの放射強度の過渡応答を測定した。プラズマ発生条件は電源電力 30kW, チャンバー内圧力 760torr, ガス流量 Ar:100 liters/min(外半径および外回転方向にそれぞれ 50 liters/min), 付加ガス(H₂, N₂, O₂, CO₂):2.5 liters/min(外回転方向に 2.5 liters/min), パルス設定条件は周波数 67Hz, Duty 比 67%, すなわち On time=10ms, Off time=5ms とし, SCL をパラメータとした。また, スペクトル観測点は Figure 3.2 に示すように(1)コイル上 10mm(Z=63mm), (2)コイル 1/4(Z=108mm), (3)コイル中心(Z=144mm), (4)コイル 3/4(Z=183mm), (5)コイル下 10mm(Z=228mm)の 5 点とした。Figures 3.3~3.11 に観測波形を示す。これらの図は(a)パルス信号, (b)コイル電流波高値, (c)波長 751.465nm における Ar 原子線スペクトル放射強度, (d)波長 756.465nm における連続スペクトル放射強度のそれぞれ時間変化を SCL 数点について示している。

これらの図より, まず, コイル電流がパルス制御信号に従って規則正しく方形波的に AM 変調されていることが確認できる。次に, コイル電流のパルス変調に伴って Ar スペクトル放射強度も周期的に強弱を繰り返しているのがわかる。このスペクトル放射強度は, エネルギー準位 107054cm^{-1} (13.1eV)に励起される Ar 原子数に比例しており[1,2], 励起原子数の増減がプラズマ内において繰り返し発生していることを示唆している。また, これよりプラズマ内に非常に高温な場とそれよりも低温な場とが時間的に繰り返し発生する特異なプラズマ場が形成されている可能性を示唆している。また, これら Ar スペクトル波形は, ガス種, SCL, 軸方向観測位置等の条件によりその応答が異なっている。例えば, 軸方向位置で比較すると, コイル中心付近においては On 状態時に比較的定常状態が長く続く波形であるのに対し, コイル上 10mm においては定常状態のない三角波となっているのがわかる。これら波形の応答については, 次節以降でより詳しく検討する。

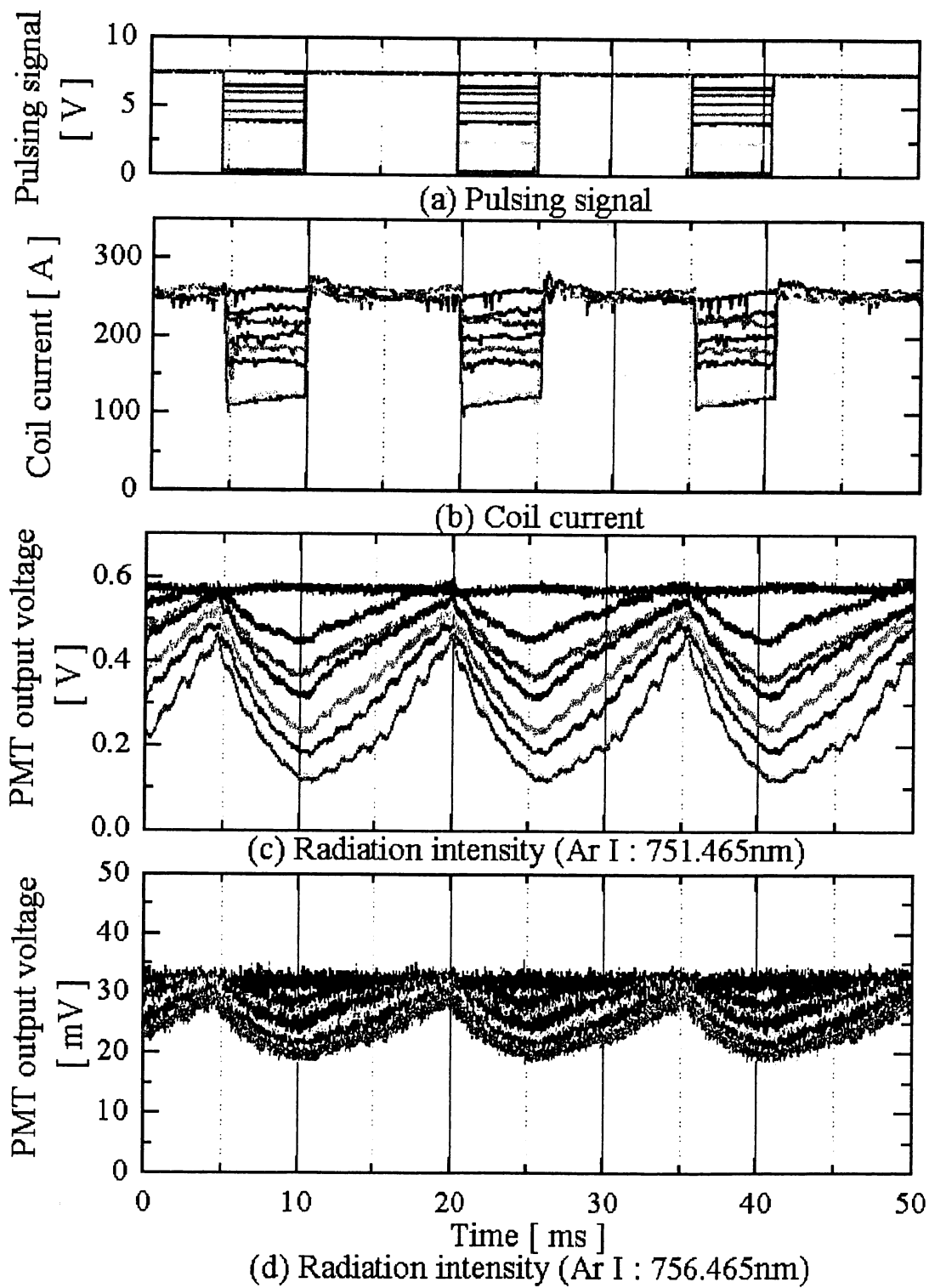


Figure 3.3 Time dependent of pulsing signal(a) and coil current peaks(b) and radiation intensity of Ar spectral line(c) and continuum(d) at 10mm above the coil top.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms, SCL: 100,90,86,77,72,65,56,43 %

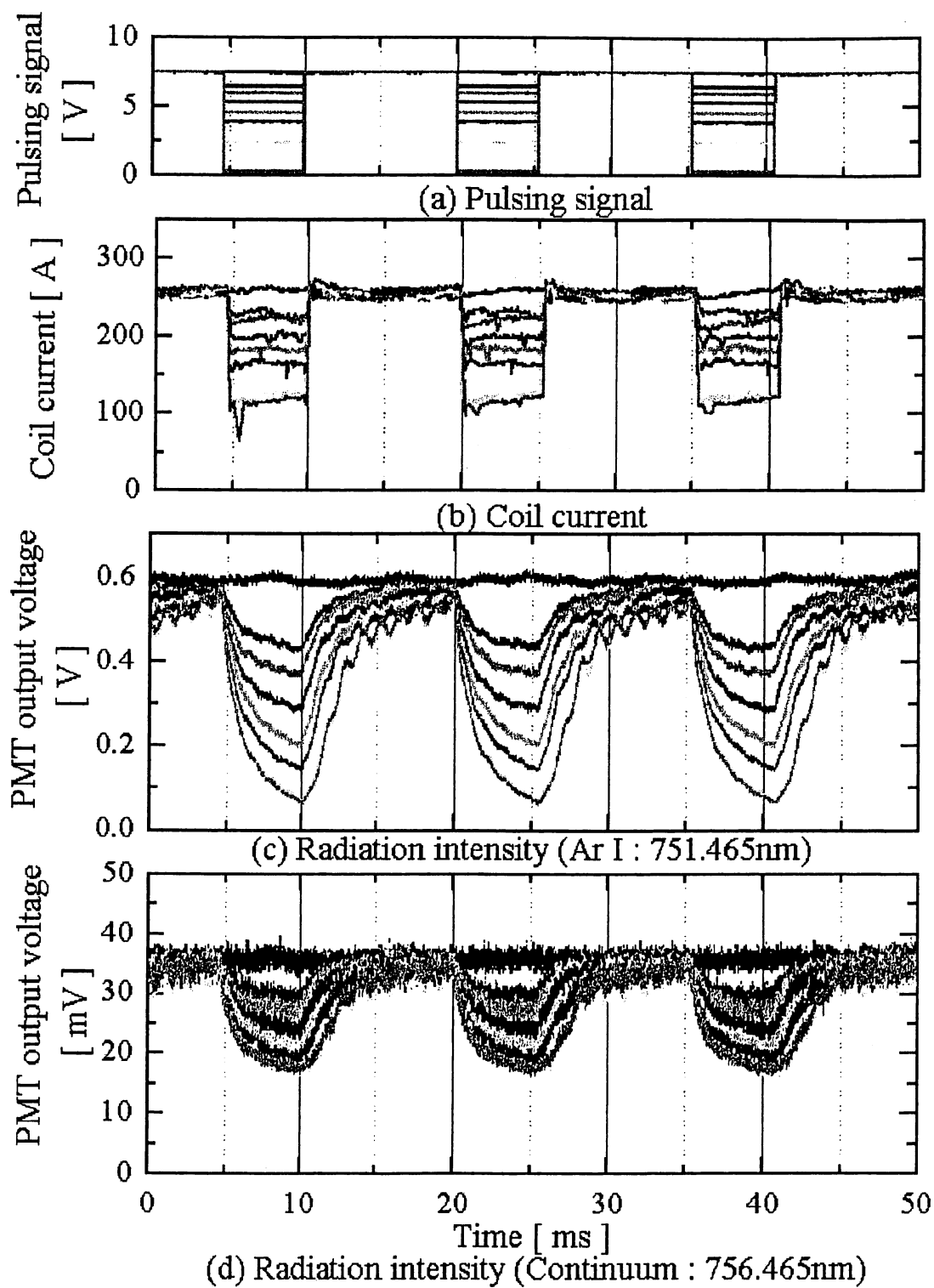


Figure 3.4 Time dependent of pulsing signal(a) and coil current peaks(b) and radiation intensity of Ar spectral line(c) and continuum(d) at 1/4 of coil.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms, SCL: 100,90,86,78,72,64,56,43 %

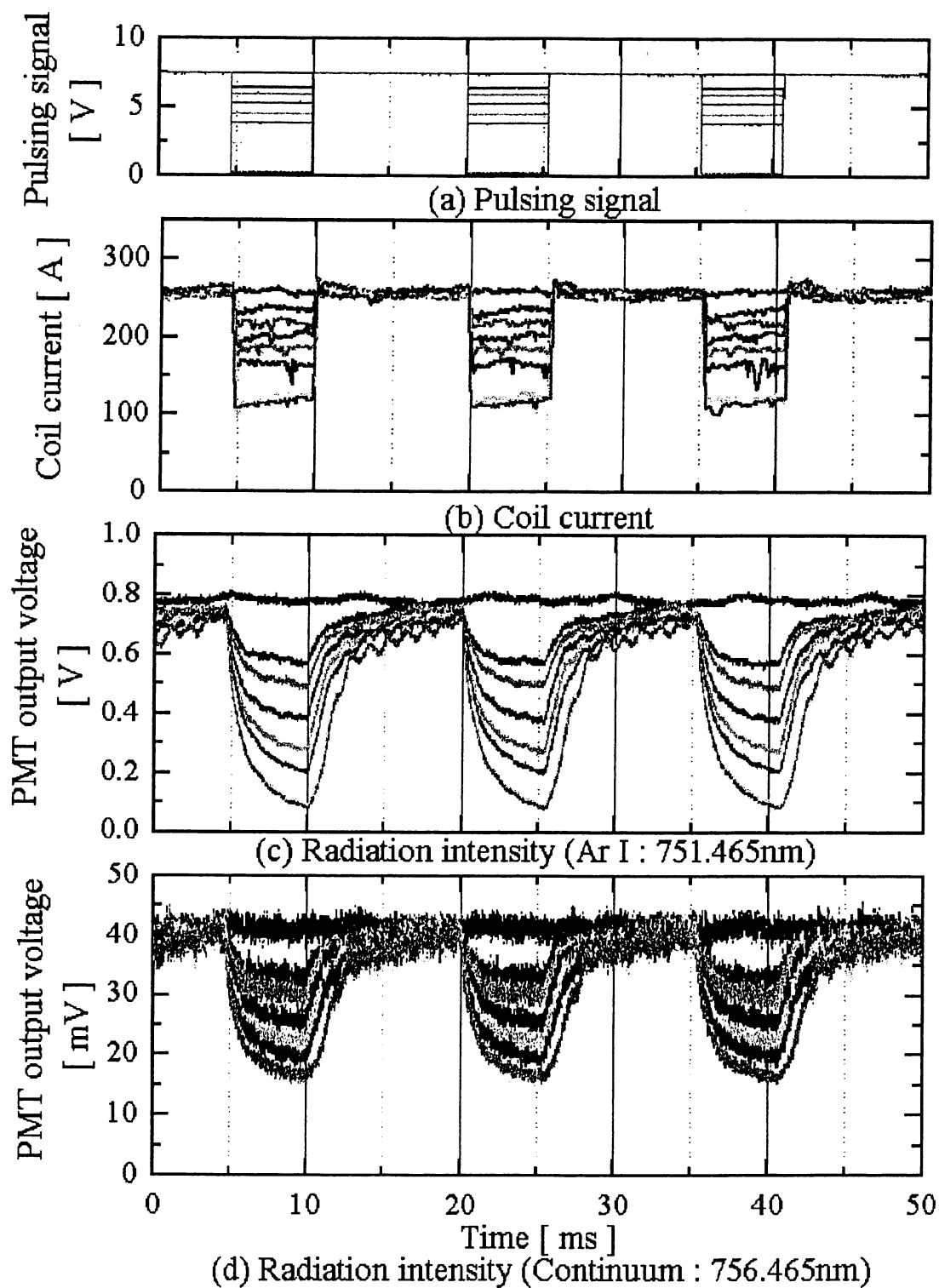


Figure 3.5 Time dependent of pulsing signal(a) and coil current peaks(b) and radiation intensity of Ar spectral line(c) and continuum(d) at the middle of coil.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms, SCL: 100,91,85,78,71,63,56,44 %

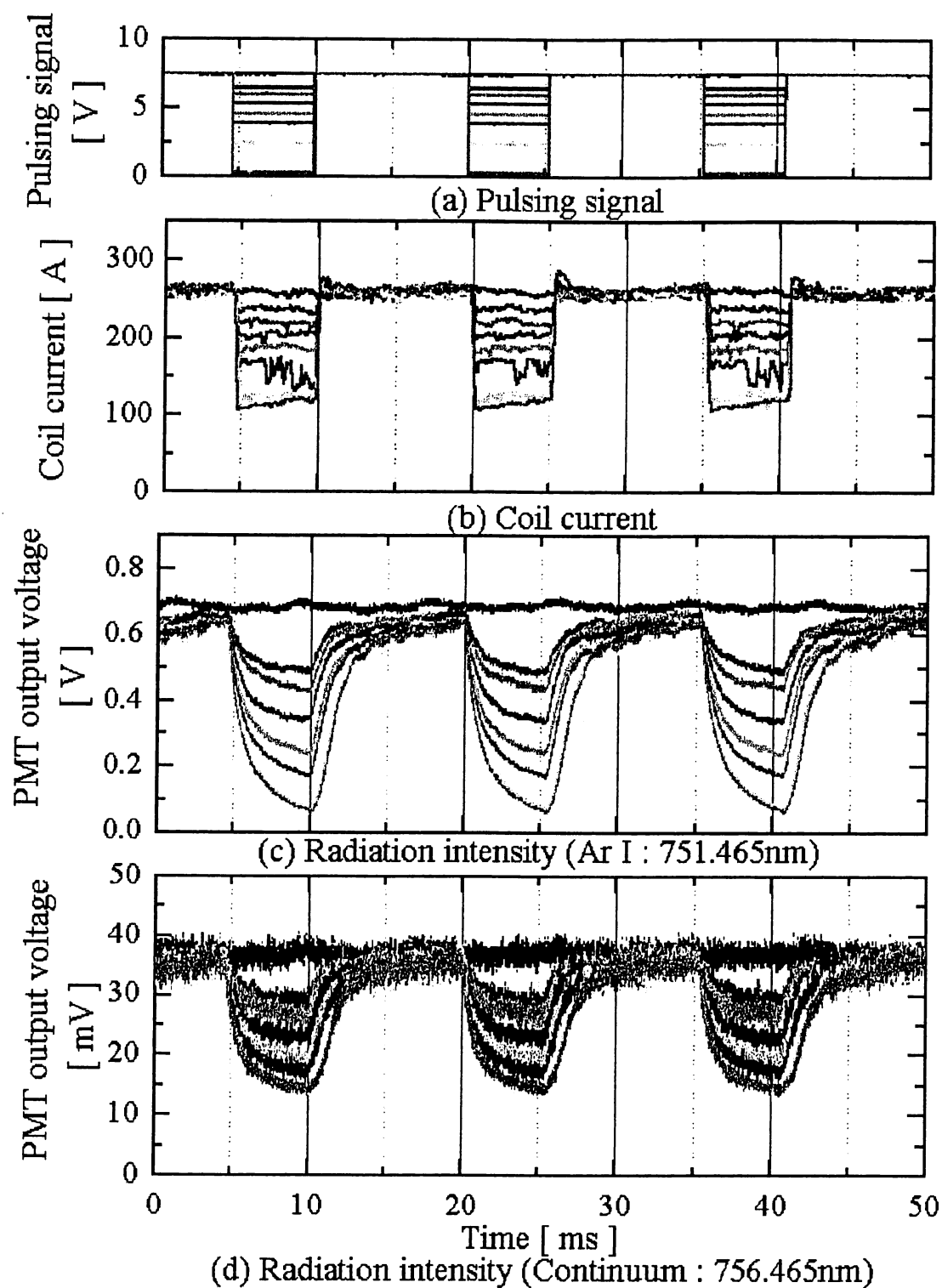


Figure 3.6 Time dependent of pulsing signal(a) and coil current peaks(b) and radiation intensity of Ar spectral line(c) and continuum(d) at 3/4 of coil.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms, SCL: 100,92,85,78,71,63,56,44 %

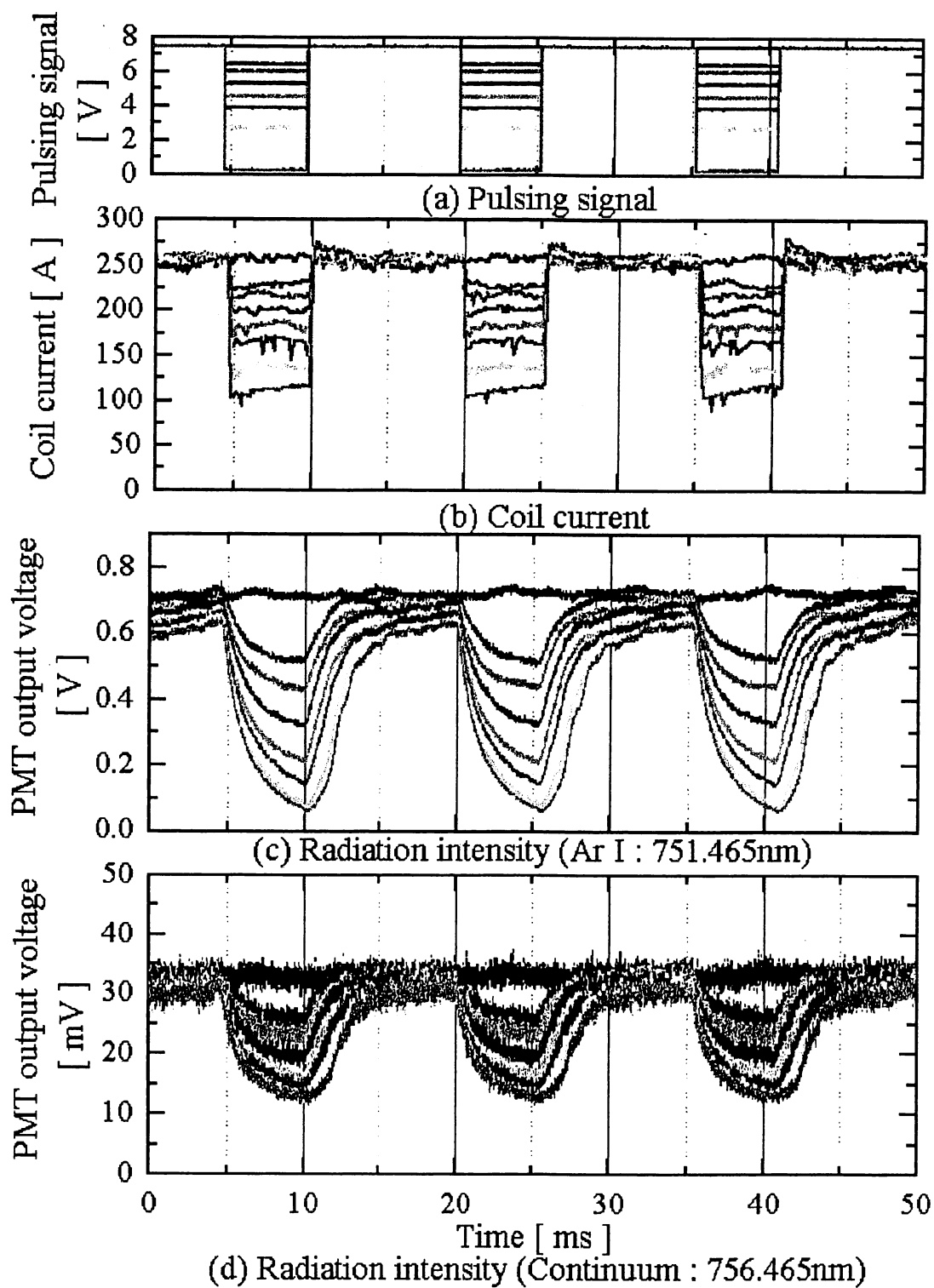


Figure 3.7 Time dependent of pulsing signal(a) and coil current peaks(b) and radiation intensity of Ar spectral line(c) and continuum(d) at 10mm below the coil end.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms, SCL: 100,89,85,78,71,65,56,43 %

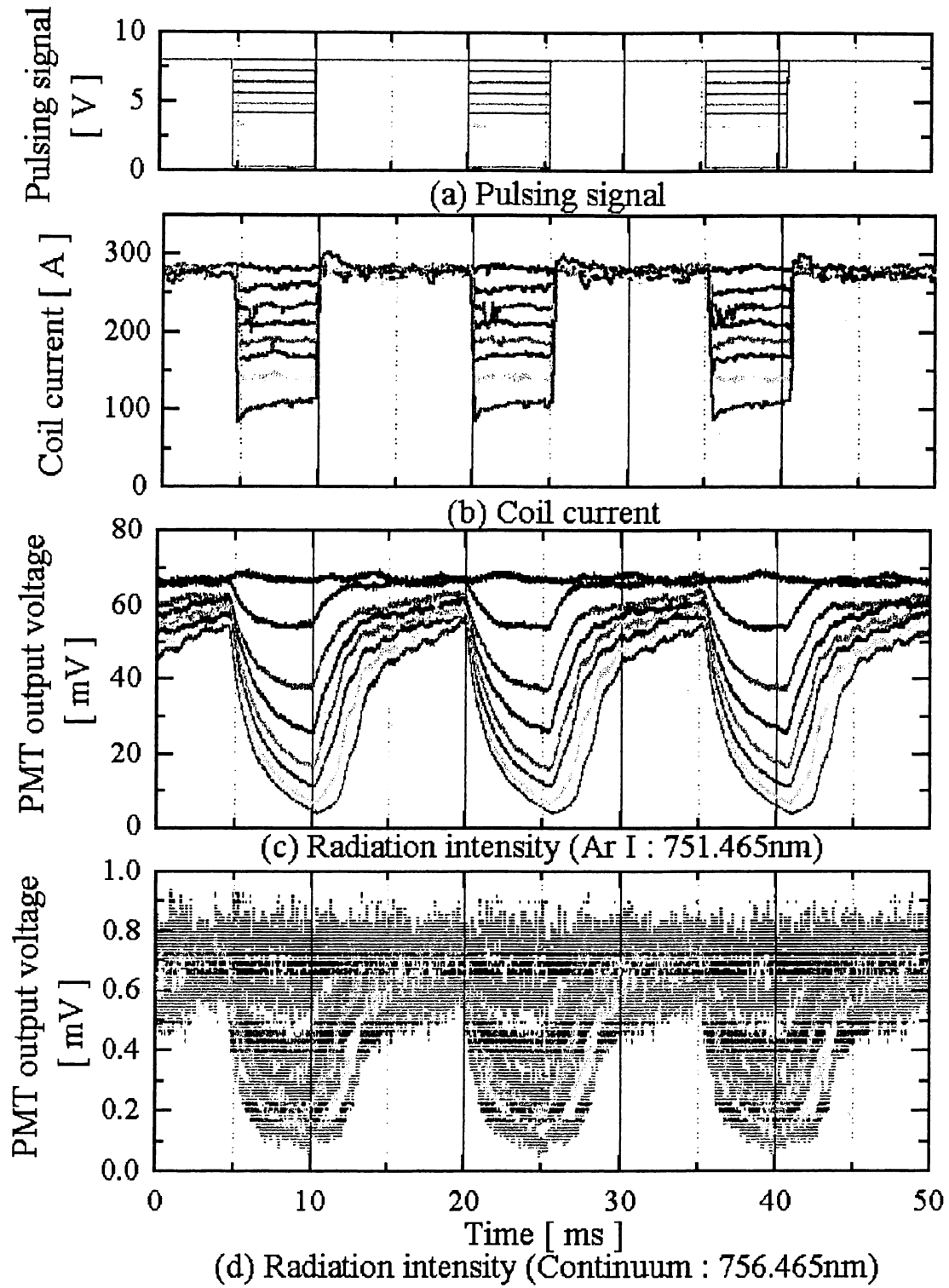


Figure 3.8 Time dependent of pulsing signal(a) and coil current peaks(b) and radiation intensity of Ar spectral line(c) and continuum(d) at 10mm below the coil end.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, H₂: 2.5 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms, SCL: 100,92,83,76,67,61,51,38 %

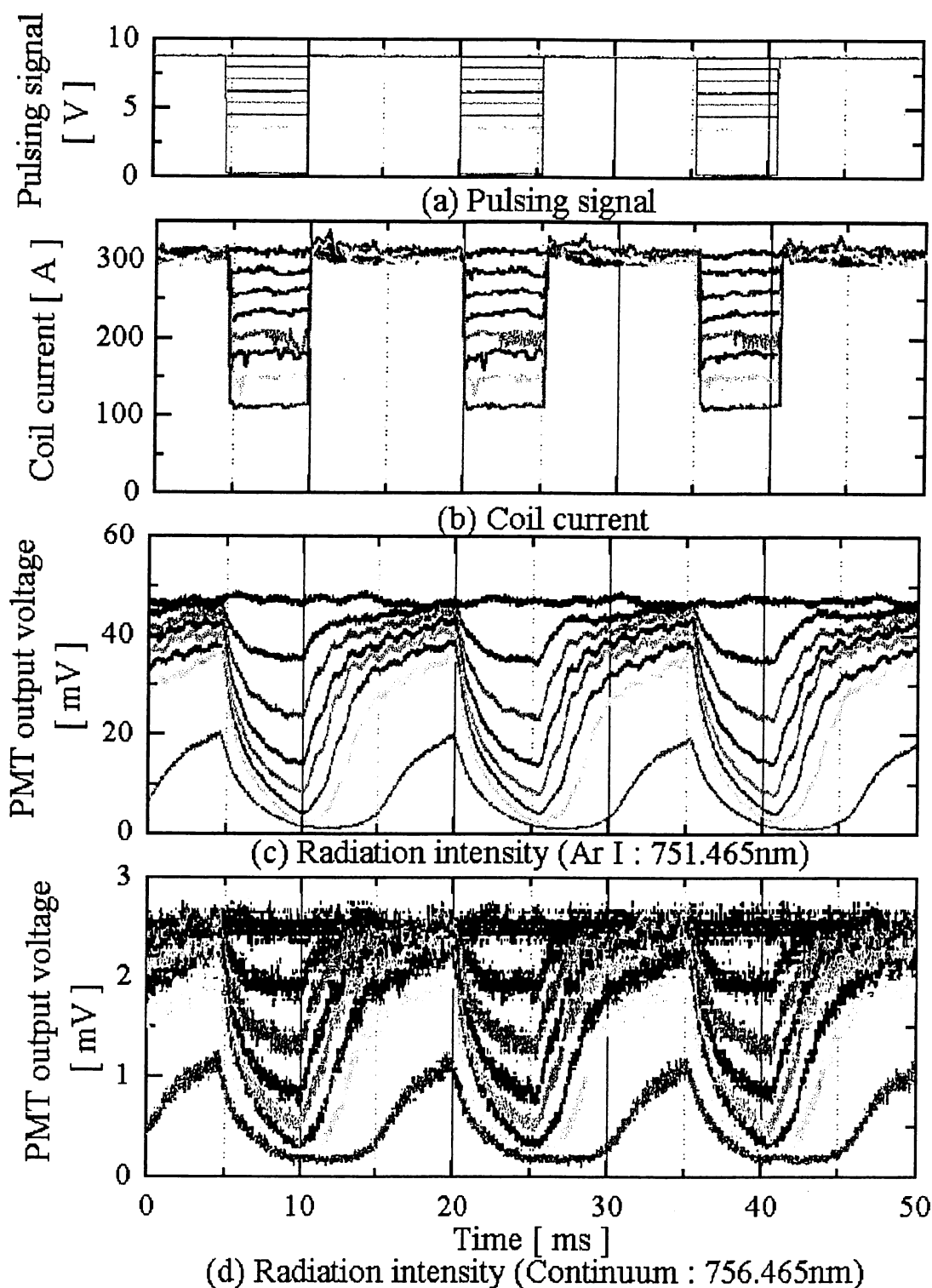


Figure 3.9 Time dependent of pulsing signal(a) and coil current peaks(b) and radiation intensity of Ar spectral line(c) and continuum(d) at 10mm below the coil end.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, N₂: 2.5 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms, SCL: 100,93,85,76,66,57,48,36 %

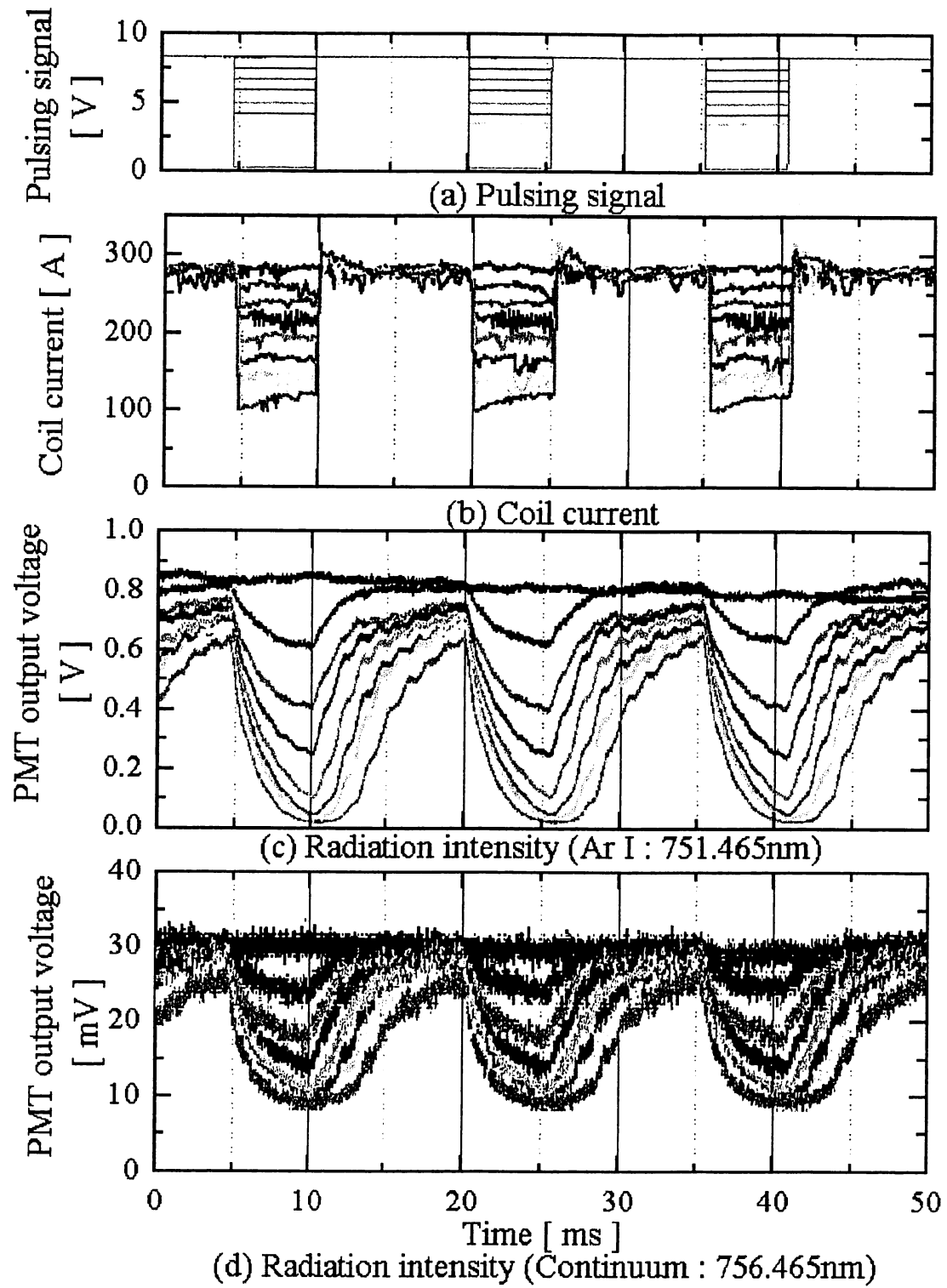


Figure 3.10 Time dependent of pulsing signal(a) and coil current peaks(b) and radiation intensity of Ar spectral line(c) and continuum(d) at 10mm below the coil end.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, O₂: 2.5 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms, SCL: 100,94,85,77,70,60,50,40 %

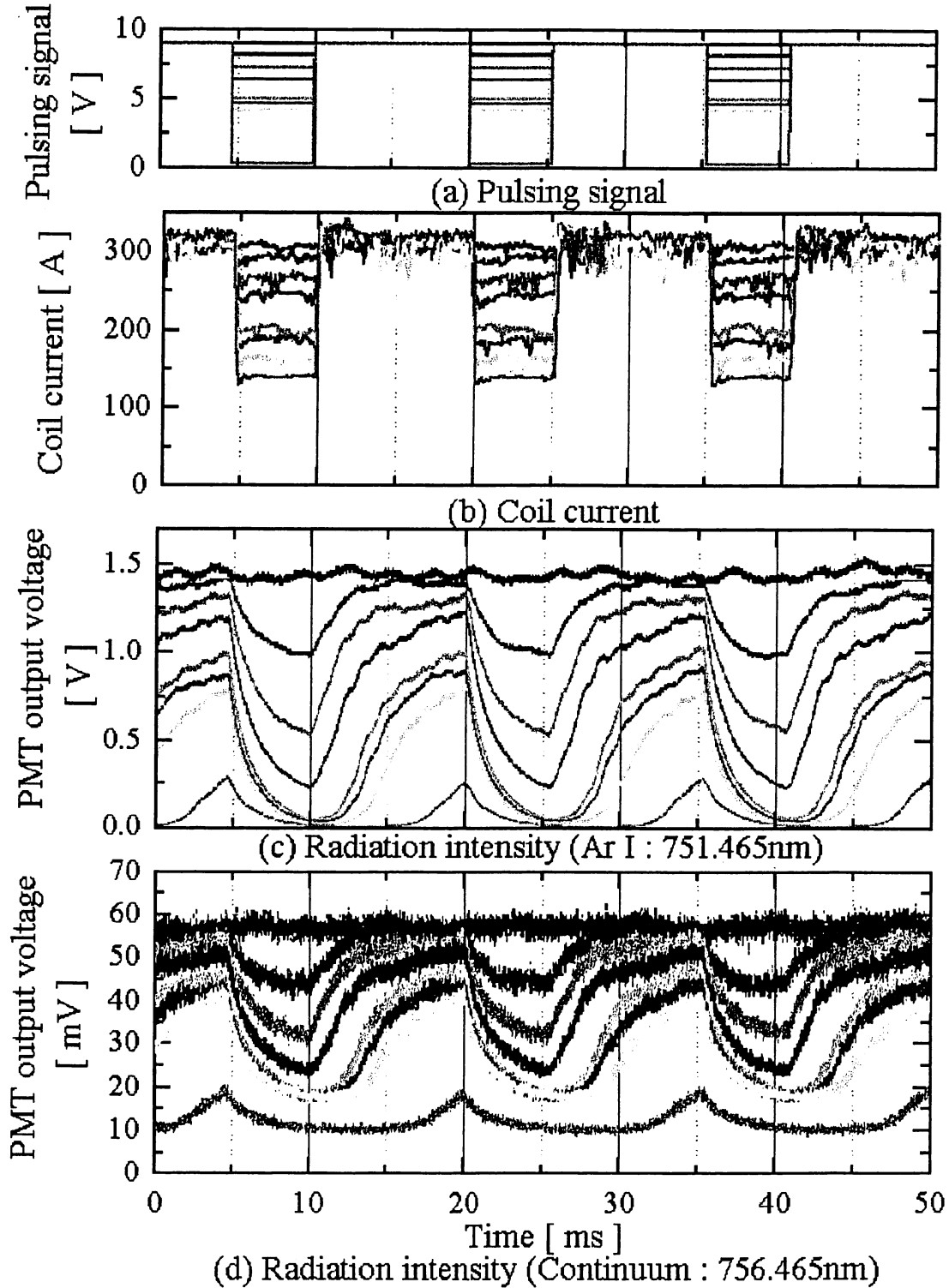


Figure 3.11 Time dependent of pulsing signal(a) and coil current peaks(b) and radiation intensity of Ar spectral line(c) and continuum(d) at 10mm below the coil end.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, CO₂: 2.5 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms, SCL: 100,95,87,79,64,60,52,43 %

3.4 Ar スペクトル放射強度の最大値・最小値の SCL 特性

前節より、コイル電流のパルス変調によりプラズマ中の Ar スペクトル放射強度も周期的に強弱を繰り返していることが確認された。そこで、本節では各パルス変調サイクルにおける放射強度の最大値および最小値の SCL 依存性を各条件について比較した。

3.4.1 ガス種による比較

Figures 3.12~3.14 は軸方向の各測定位置において観測した Ar スペクトル放射強度の最大値および最小値が SCL の変化によりどのように変化するかをガス種により比較したものである。ここで同図においては、いずれのガス種についても SCL=100% 時の放射強度を 1 に正規化して表示している。同図より、ほとんどの条件下において、SCL を低下させると放射強度の最大値をほぼ同値に保ったまま、最小値のみが指数関数的に低下しているのがわかる。これは、コイル電流をパルス変調する際、変調電流の最大振幅値 (On-time における電流振幅値) を定常時すなわち変調前の振幅値に設定・維持し、最小振幅値 (Off-time における電流振幅値) のみを低下させるよう制御しているため、放射強度もこの変化に対応しているといえる。また、放射強度はプラズマの温度に強く依存しており、したがって SCL を低下させることにより、On 状態時の高温状態を保持したまま、Off 状態時の温度のみを下げるができるものと考えられる。しかし、例外として、コイル上 10mm (Z=63mm) における Ar-CO₂ プラズマや、他の観測位置においても低 SCL 時に放射強度の最大値も低下している。これらの条件下においては、On-time=10ms という時間内にはプラズマ中の励起原子数が定常時のレベルにまで回復できていないといえる。次に同図をガス種について比較すると、SCL に対する放射強度最小値の低下割合は、純粋 Ar プラズマにおいて最も小さく、付加ガス混入により大きくなっている。特に CO₂ 混入時にその割合が最も大きくなっている。例えば、測定位置コイル下 10mm (Z=228 mm ; Figure 3.14) では、SCL:50% 付近で純粋 Ar プラズマでは放射強度の最小値が最大値の約 10% まで低下しているのに対し、CO₂ 混入時には数%にまで低下している。これは付加ガスの混入により熱伝導損が増加し、Off 状態時の温度がより低くなっているためであると考えられる。

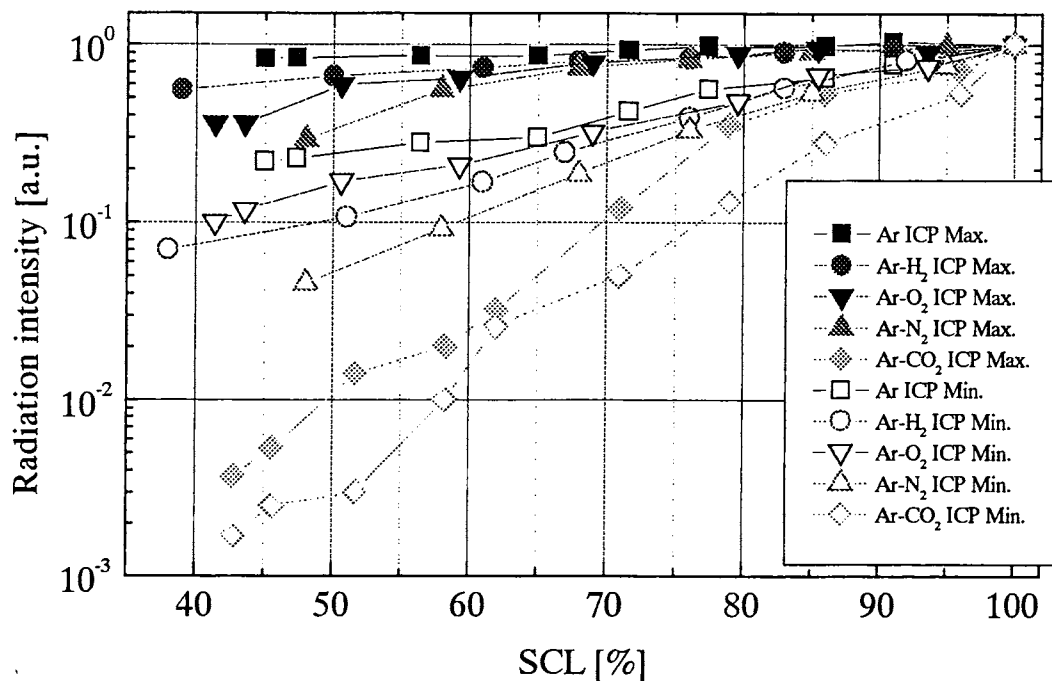


Figure 3.12 SCL dependences of maximum and minimum values of radiation intensity at 10mm above the coil top.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, additional gas: 2.5 liters/min,
On / Off-time: 10 / 5 ms

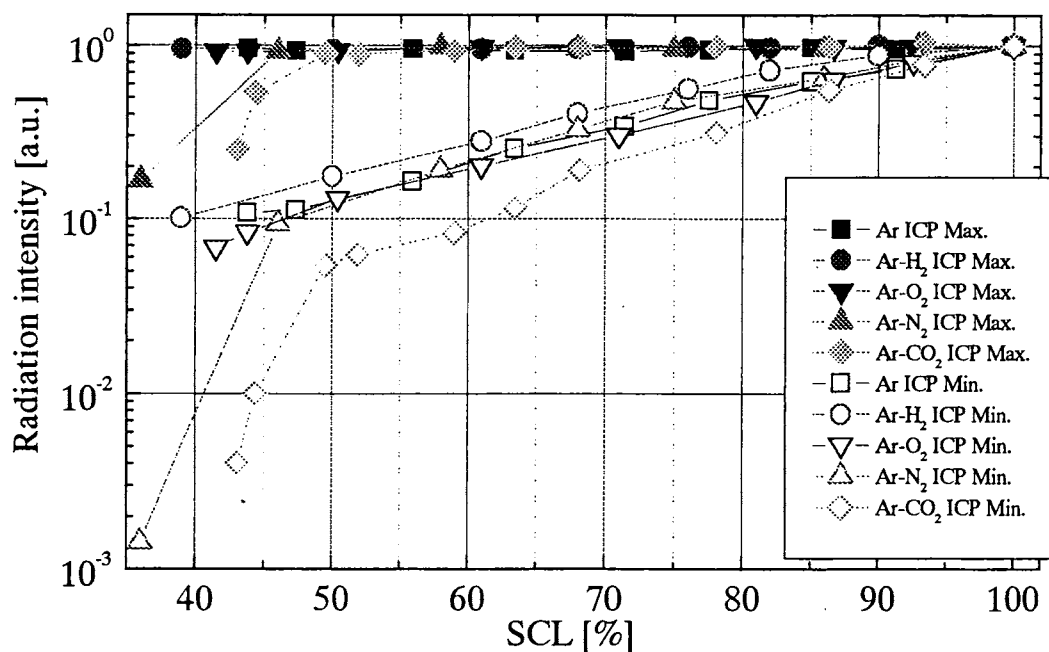


Figure 3.13 SCL dependences of maximum and minimum values of radiation intensity at the middle of coil.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, additional gas: 2.5 liters/min,
On / Off-time: 10 / 5 ms

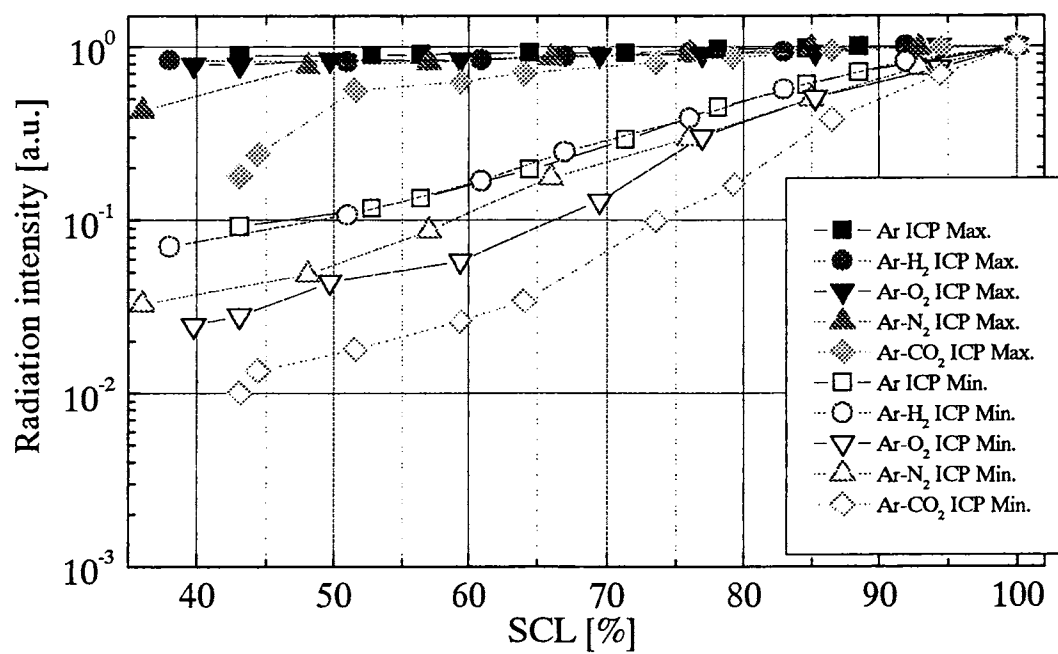


Figure 3.14 SCL dependences of maximum and minimum values of radiation intensity at 10mm below the coil end.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, additional gas: 2.5 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms

3.4.2 軸方向測定位置による比較

次に、Ar スペクトル放射強度の最大値および最小値の SCL 依存性を軸方向測定位置について前節同様に比較する。Figures 3.15～3.19 は各ガスプラズマにおける軸方向測定位置の比較である。同図について、まず、放射強度の最大値に着目した場合、純粋 Ar プラズマにおける放射強度の最大値は SCL が低下してもほぼ一定値を保っている。それに対し、付加ガスを混入した場合、特に低 SCL 時にコイル上 10mm($Z=63\text{mm}$)において放射強度の最大値が低下しているのがわかる。これは、付加ガスを混入した場合、プラズマが収縮する（特に注入ガスによる冷却効果が最も大きいプラズマ上部の領域が小さくなる）ためであると考えられる。次に、放射強度の最小値に着目すると、いずれのガスプラズマにおいても、SCL 低下に伴う放射強度最小値の低下割合はコイル下 10mm($Z=228\text{mm}$)において比較的大きくなっている。これらのことから、プラズマ上部においては、SCL を低下させることにより、On 状態時の温度も低下してしまうということが予想される。それに対し、プラズマ下部においては、On 状態時の高温状態を保持したまま Off 状態時の温度のみをより低くすることができるものと考えられる。

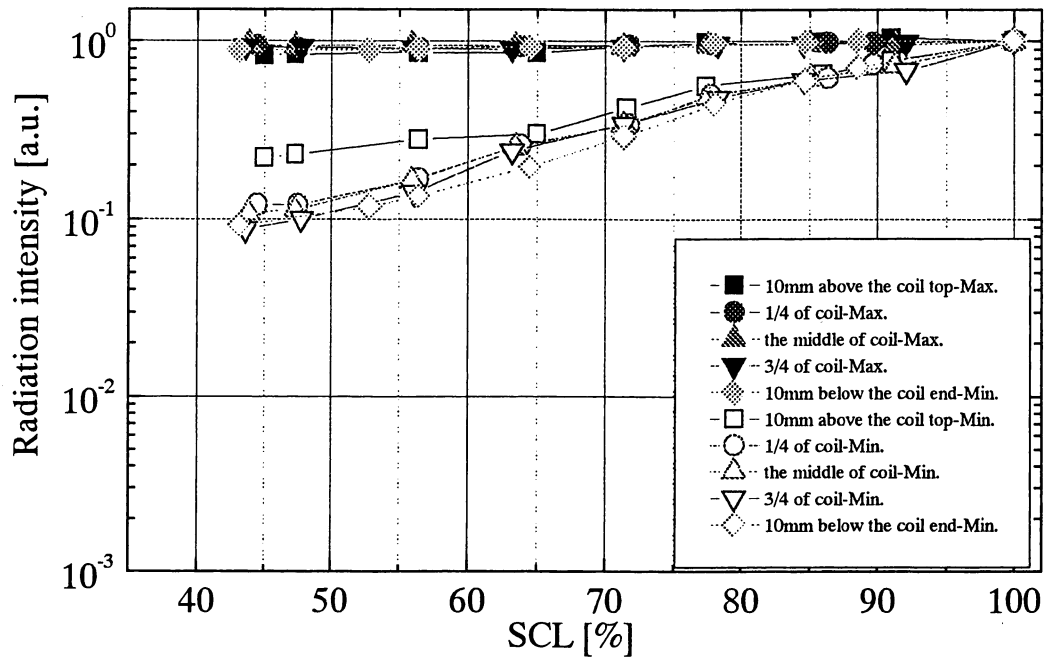


Figure 3.15 SCL dependents of maximum and minimum values of radiation intensity in Ar ICP.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms

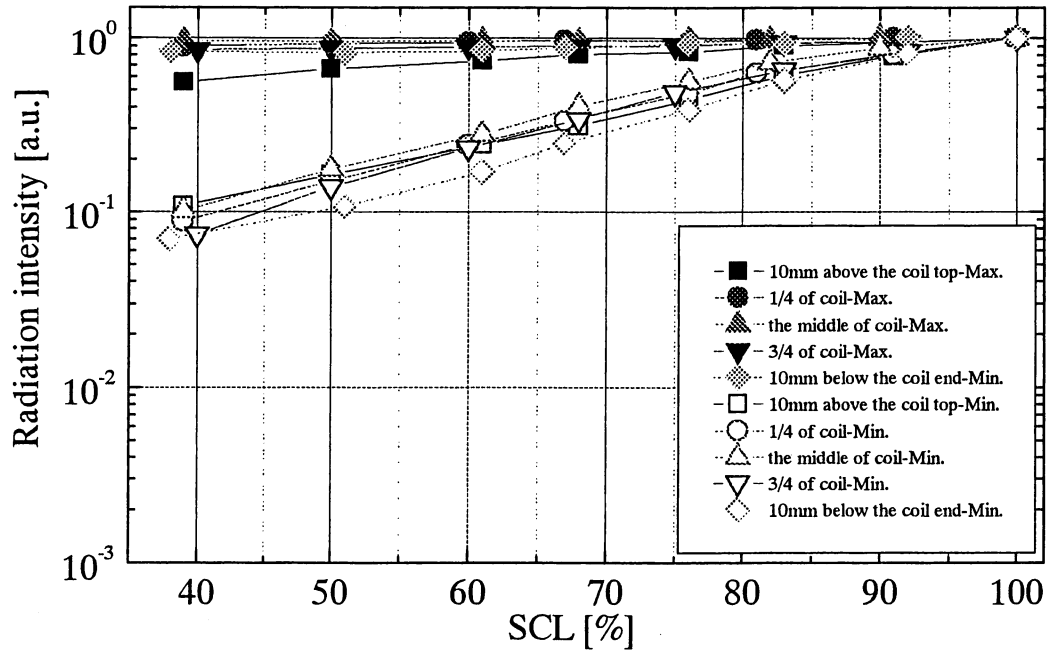


Figure 3.16 SCL dependents of maximum and minimum values of radiation intensity in Ar-H₂ ICP.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, H₂: 2.5 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms

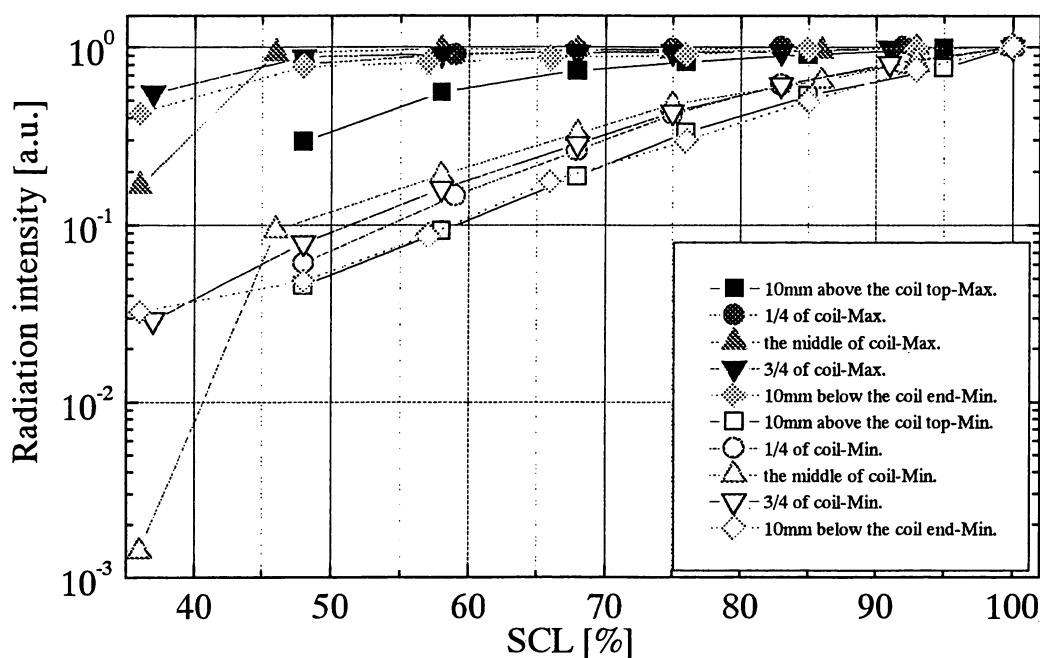


Figure 3.17 SCL dependents of maximum and minimum values of radiation intensity in Ar-N₂ ICP.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, N₂: 2.5 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms

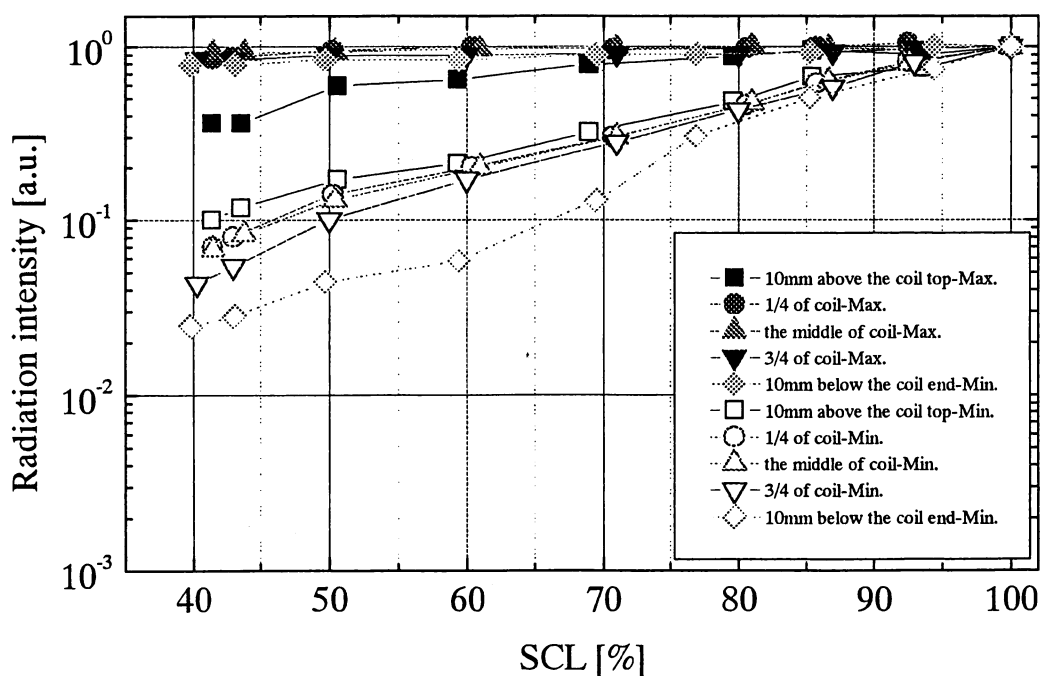


Figure 3.18 SCL dependents of maximum and minimum values of radiation intensity in Ar-O₂ ICP.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, O₂: 2.5 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms

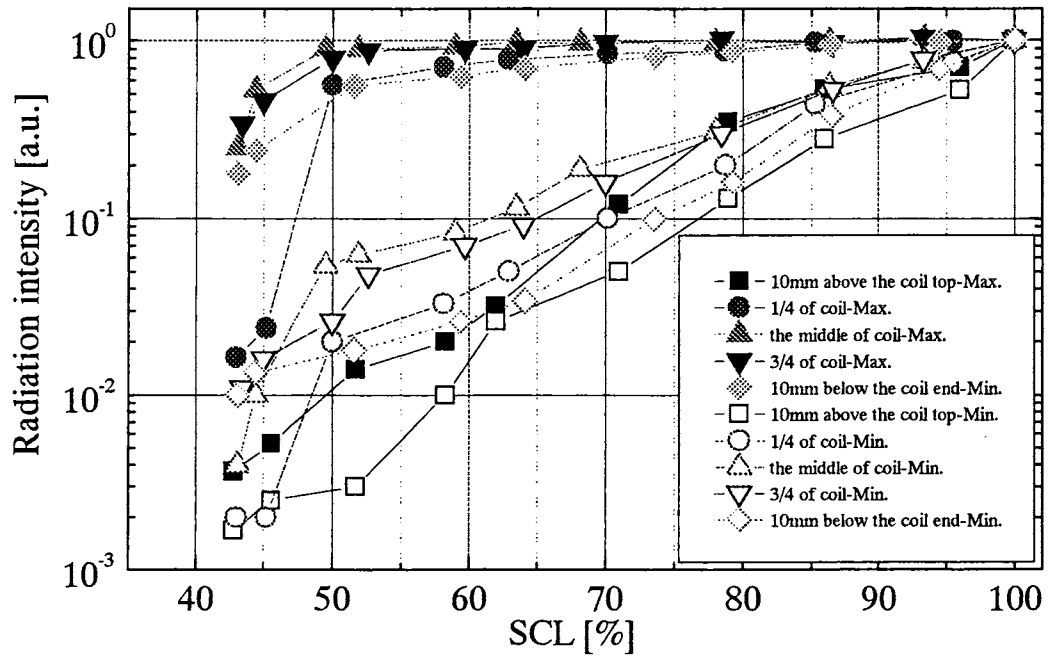


Figure 3.19 SCL dependents of maximum and minimum values of radiation intensity in Ar-CO₂ ICP.

Conditions : Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, O₂: 2.5 liters/min.

On / Off-time: 10 / 5 ms

3.5 過渡応答特性の定量的比較

3.5.1 過渡応答特性時間の定義

前節までに、パルス変調誘導熱プラズマ中の波長 751.465nm における Ar 原子線スペクトル放射強度の過渡応答波形を示し、その最大値および最小値の SCL 変化を各条件について比較した。本節では、これらスペクトル放射強度の過渡応答特性を定量的に比較する。過渡応答特性を定量的に比較するための指標として、本研究では「過渡応答特性時間」を定義する。Figure 3.20 にその定義図を示す。まず、放射強度の最大値を 100%，最小値を 0% とする。立ち上がり区間において、放射強度が 0% から 10% まで移行する時間を On-delay time, 10% から 60% まで移行する時間を Rising time とする。また、立ち下がり区間において、放射強度が 100% から 90% まで移行する時間を Off-delay time, 90% から 40% まで移行する時間を Falling time と定義する。以上の定義を用いて、次節より各条件下における過渡応答特性を比較する。

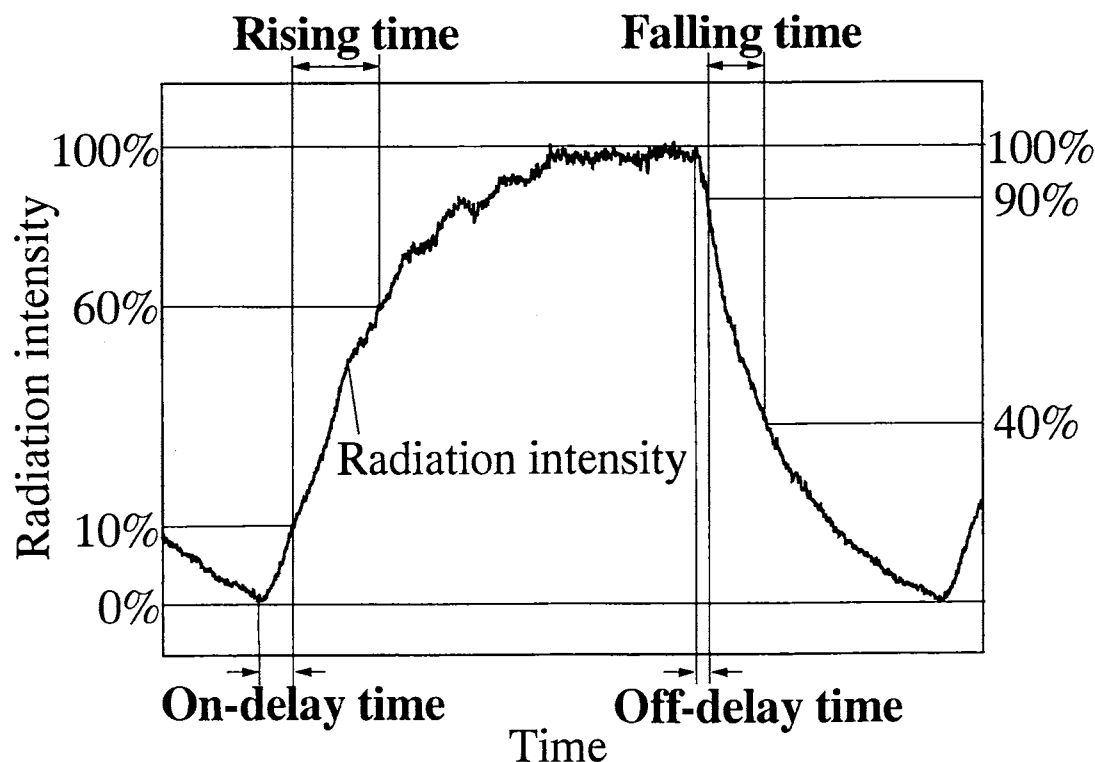
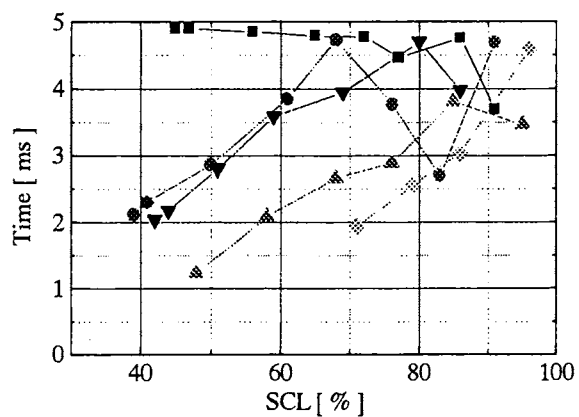


Figure3.20 Definition of characteristic times

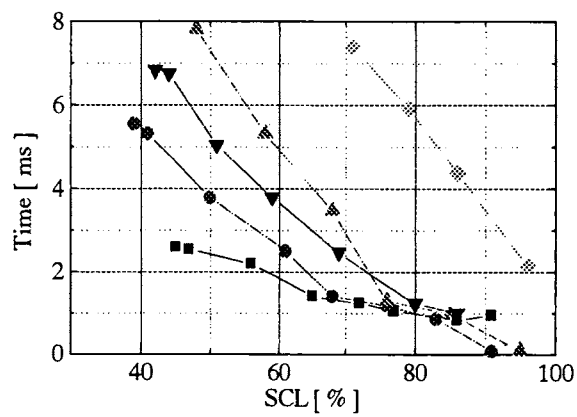
3.5.2 過渡応答特性時間－SCL 特性のガス種による比較

Figures 3.21～3.23 は軸方向の各測定位置において観測した Ar スペクトル放射強度波形から算出した過渡応答特性時間の SCL 依存性をガス種について比較した図である。同図は前述の定義にしたがって, (a)Rising time, (b)On-delay time, (c)Falling time, (d)Off-delay time を示している。まず, 立ち上がり区間((a)Rising time,(b)On-delay time)に着目すると, 同図より, ほとんどの条件下において, SCL を小さくするにつれ, 各区間(0-10%,10-60%)を移行するのに長い時間を要している(つまり応答が遅くなっている)。この傾向は On-delay time において特に顕著である。この理由として, Off-time (特に, 立ち上がりに移行する直前)におけるプラズマの温度が大きく関係していると考えられる。前節で示したように, SCL を小さくするにつれ, 放射強度の最小値は小さくなる。放射強度はプラズマの温度に強く依存しているため, SCL が小さいほど Off-time における温度は低くなると考えられる。そのため, 単位体積当たりの比熱が大きくなり, 応答が遅れると考えられる。ここで, 例外として, コイル上 10mm($Z=63\text{mm}$;Figure3.21)における付加ガスを混入したプラズマの Rising time は逆の特性を示している。これは, コイル上 10mm では, 低 SCL 時において放射強度の最大値が定常時のレベルにまで達していない(3.2.2 節参照), つまり放射強度が 10ms という時間では十分に回復しないということに加え, On-delay time が長いため, 見かけ上 Rising time が小さく算出されてしまった結果である。しかし, これは応答が速いということではないので, 注意が必要である。次にこれらをガス種について比較すると, いずれの測定位置においても, 純粋 Ar プラズマにおける応答が最も速く, 付加ガスを混入した場合に応答が遅れている。特に CO_2 混入時に大きな遅れが見られる。また, コイル上 10mm およびコイル下 10mm の位置において, ガス種による違いが顕著である。これは, 温度数千ケルビンにおいて大きい熱伝導率をもつこれらの解離性ガスを混入した場合, プラズマが軸方向にも収縮するため, これらの位置において温度が低くなり上記と同様の理由で応答が遅れると考えられる。

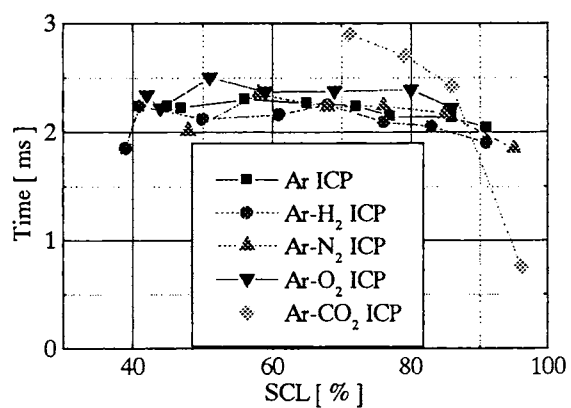
次に, 立ち下がり区間((c)Falling time,(b)Off-delay time)に着目すると, SCL, ガス種による大きな違いは見られない。すなわち, On 状態時のプラズマの内部状態がガス種によりほとんど違いがないと考えられる。



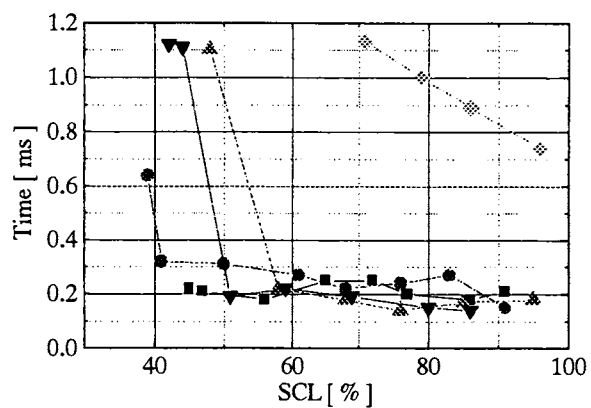
(a) Rising time



(b) On-delay time



(c) Falling time



(d) Off-delay time

Figure 3.21 SCL dependents of characteristic times of Ar spectral line

at 10mm above the coil top.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, additional gas: 2.5 liters/min.

On / Off-time: 10 / 5 ms

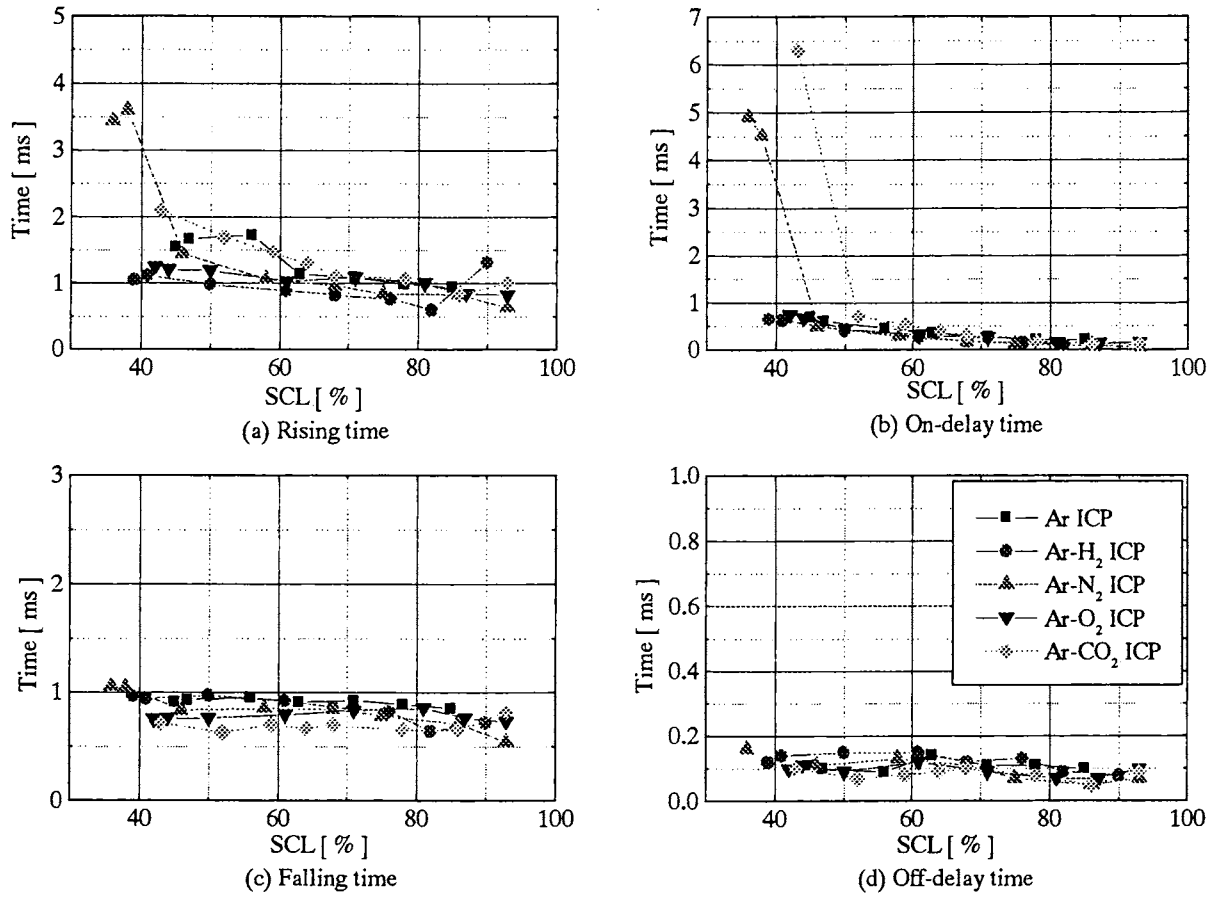


Figure 3.22 SCL dependents of characteristic times of Ar spectral line
at the middle of coil.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, additional gas: 2.5 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms

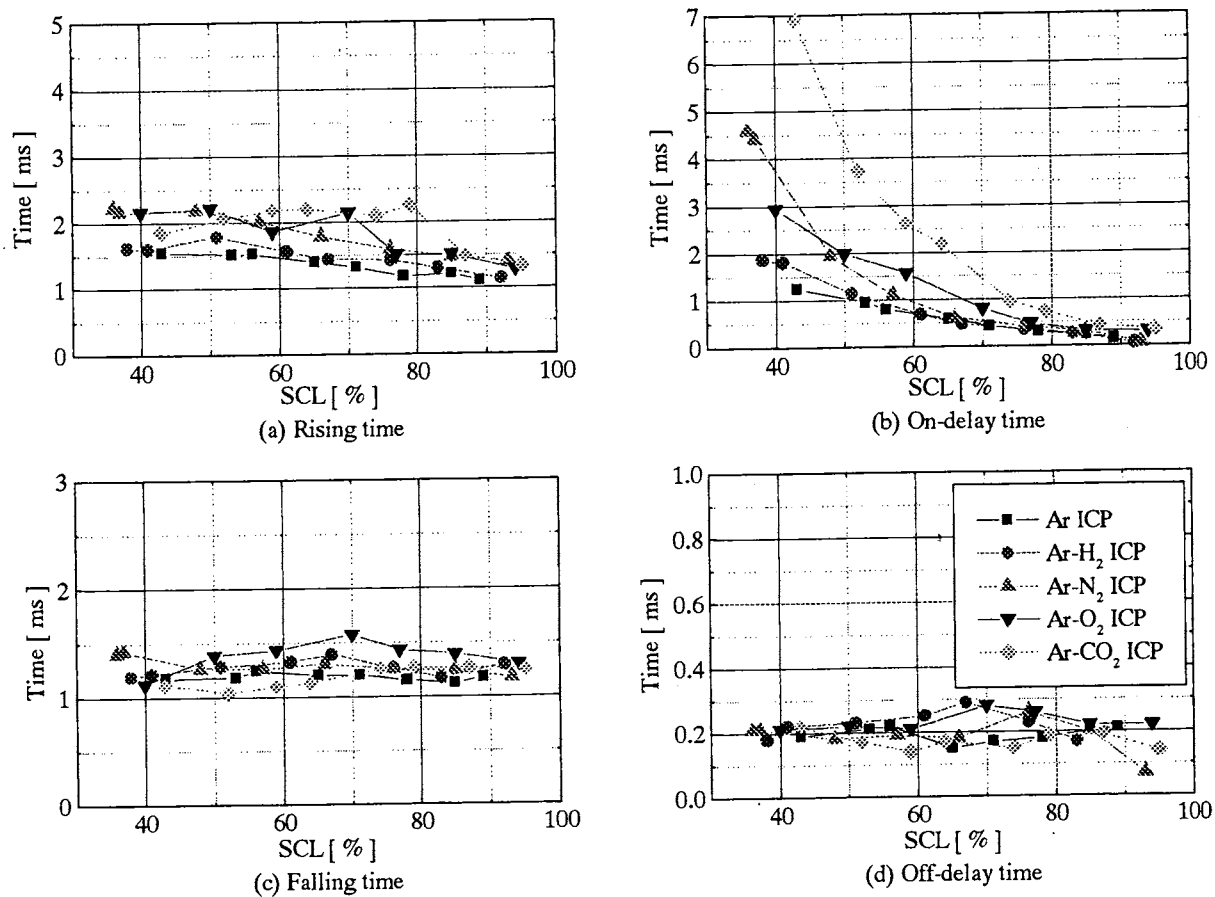


Figure 3.23 SCL dependents of characteristic times of Ar spectral line
at 10mm below the coil end.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, additional gas: 2.5 liters/min.

On / Off-time: 10 / 5 ms

3.5.3 過渡応答特性時間－SCL 特性の軸方向測定位置による比較

Figures 3.24～3.26は各ガスプラズマにおける Ar スペクトル放射強度波形から算出した過渡応答特性時間の SCL 特性を軸方向測定位置について比較した図である。同図より、まず SCL の変化に着目すると、立ち上がり区間において、SCL が小さいほど、応答が遅れているのがわかる。それに対し、立ち下がり区間においては、SCL 依存性はほとんど見られない。これは前述のように、SCL が小さいほど Off-time におけるプラズマの温度が低くなるため、立ち上がり区間、特に On-delay time に大きな遅れとして現れている。次に、軸方向測定位置で比較した場合、いずれのガス種についても、立ち上がり、立ち下がりの両区間ともにコイル中心($Z=145\text{mm}$)において、最も応答が速くなっている。それに対し、コイル上 10mm ($Z=63\text{mm}$)およびコイル下 10mm ($Z=228\text{mm}$)において、応答に遅れが見られる。特にコイル上 10mm における遅れが顕著である。コイル中心部は最も電磁界の影響を受けやすく、その強電磁界により他の位置に比べ Ar 原子が大きなエネルギーを得るため、電子との衝突や原子同士の衝突が頻繁に起こり、励起されやすい状態にある。そのため、コイル中心における応答が速くなり、よって、中心部から離れるほど応答が遅れると考えられる。しかし、コイル中心から同距離のコイル上 10mm とコイル下 10mm における応答を比較すると、コイル上 10mm における応答のほうが大きく遅れている。例えば、純粋 Ar プラズマにおける On-delay time(Figure 3.24(b))は SCL:45%付近ではコイル下 10mm の約 2 倍の時間を要している。このような軸方向非対称性が現れる理由として、ガスの流れが起因していると考えられる。まず、プラズマ上部においては注入ガスによる冷却効果が大きく働いている。それに対して、コイル中心部において高いエネルギーを得た Ar 原子がガスの流れにより、エネルギーが比較的蓄積された状態でプラズマ下部まで流れてくる。その結果、コイル中心から同距離であるにも関わらずスペクトルの過渡応答に違いが生じると考えられる。このことは、コイル $3/4$ ($Z=183\text{mm}$)の位置に対してコイル $1/4$ ($Z=108\text{mm}$)における応答が遅れていることからわかる。

このように、軸方向位置について比較できるということも本実験装置の大きな特徴である。

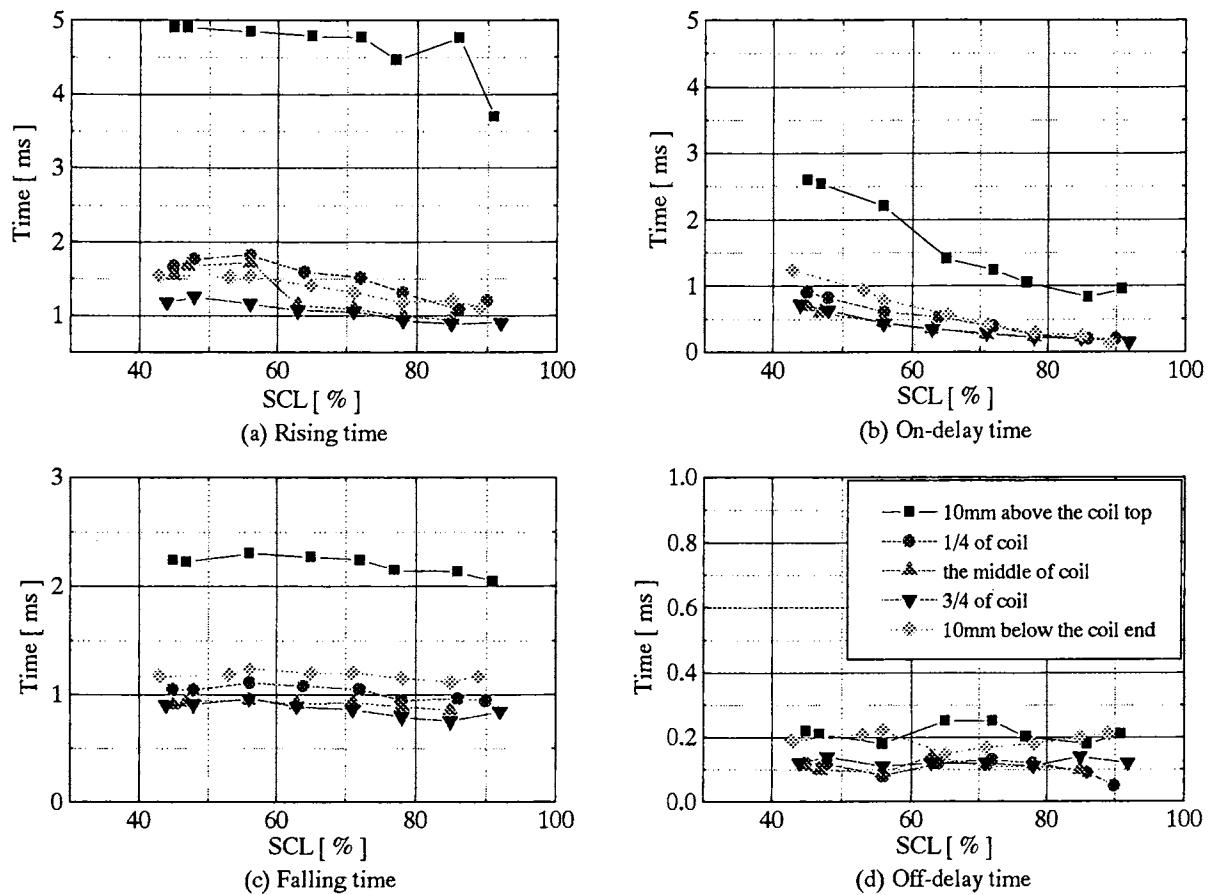


Figure 3.24 SCL dependents of characteristic times of Ar spectral line in Ar ICP.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms

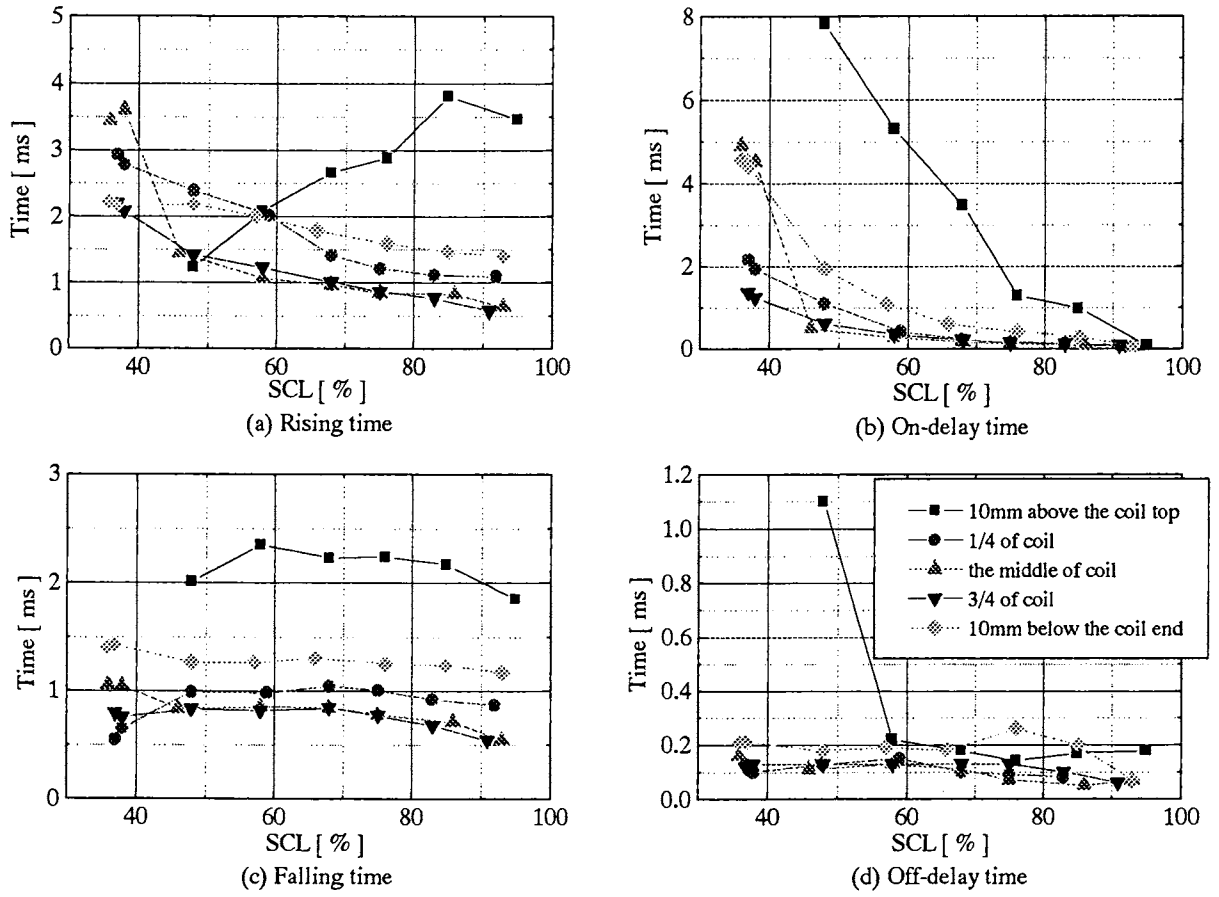


Figure 3.25 SCL dependents of characteristic times of Ar spectral line in Ar-N₂ ICP.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, N₂: 2.5 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms

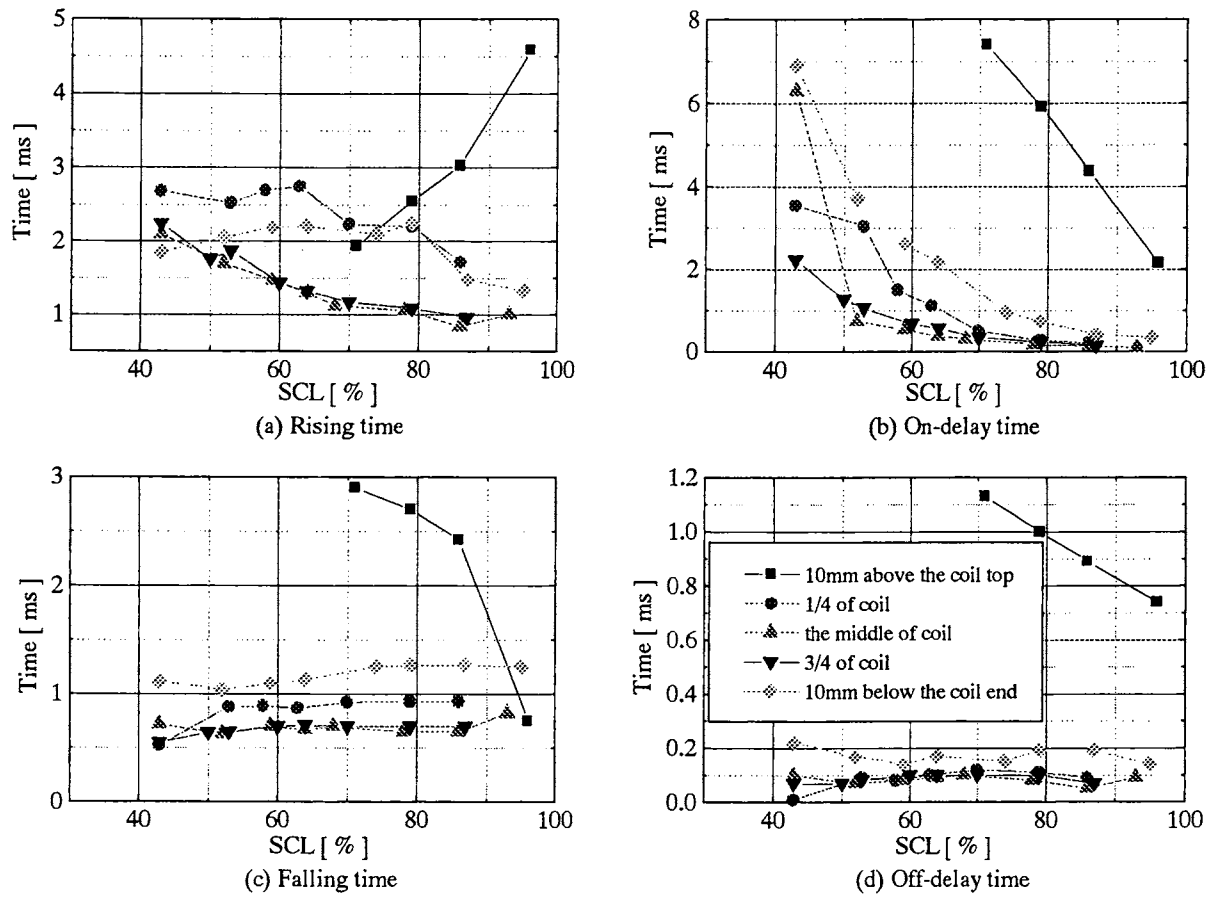


Figure 3.26 SCL dependents of characteristic times of Ar spectral line in Ar-CO₂ ICP.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, CO₂: 2.5 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms

3.5.4 過渡応答特性時間－軸方向特性

前節までは、Ar スペクトル放射強度波形から算出した過渡応答特性時間の SCL 依存性について述べた。本節においては、同 SCL 条件における過渡応答特性時間の軸方向依存性について示す。Figures 3.27～3.31 に各ガスプラズマにおける過渡応答特性時間の軸方向依存性を示す。同図において、縦軸がプラズマの軸方向位置、横軸が特性時間であり、前述の軸方向位置 5 点における過渡応答特性時間を SCL 数点について示している。ここで、縦軸において、 $73\text{mm} < Z < 218\text{mm}$ はコイル領域である。軸方向特性としては、前節「過渡応答特性時間－SCL 特性の軸方向測定位置による比較」において述べた通り、立ち上がり、立ち下がり両区間とも、プラズマ中心部において応答が最も速く、中心部からの距離が長くなるにつれて応答が遅くなっている。特に、注入ガスによる冷却効果が働くプラズマ上部において応答の遅れが顕著である。また、立ち上がり区間においては、SCL が小さくなるほど、応答が遅れている。このように、図の視点を変えることでこれらの特性がよりわかりやすく示されている。

3.6 あとがき

本章では、この熱プラズマの過渡変化を検討するために、分光観測により、パルス変調誘導熱プラズマからの Ar 原子線スペクトル放射強度の過渡応答を測定した。その波形には付加ガス依存性が大きく現れた。そこで、過渡応答を定量的に表すために特性時間を定義し、各付加ガス混入時のパルス変調誘導熱プラズマからのスペクトル放射強度変化を比較した。その結果、特性時間の一つである On-遅延時間にガス種依存性が大きく現れた。On-遅延時間は低温から高温への復帰の速さを表しており、遮断器のアーク遮断後の過渡回復電圧印加の効果も若干模擬していると考えられる。検討の結果、CO₂ 混入時に On-遅延時間が最も長くなり、CO₂ には低温から高温への復帰を妨げる働きがあることがわかった。また、測定位置によりこれらの特性時間は依存し、特にコイル下およびコイル上において付加ガス依存性が大きく、かつ特性時間も大きく（遅く）なることが判明した。

参考文献

- [1] W.L.Wiese, M.W.Smith and B.M.Miles: "Atomic Transition Probabilities, Vol.II, Sodium Through Calcium", NBS, Washington, D.C. 1969.
- [2] C.E.Moore: "Atomic Energy Levels", Vol.I, NBS, Washington,D.C. 1971.

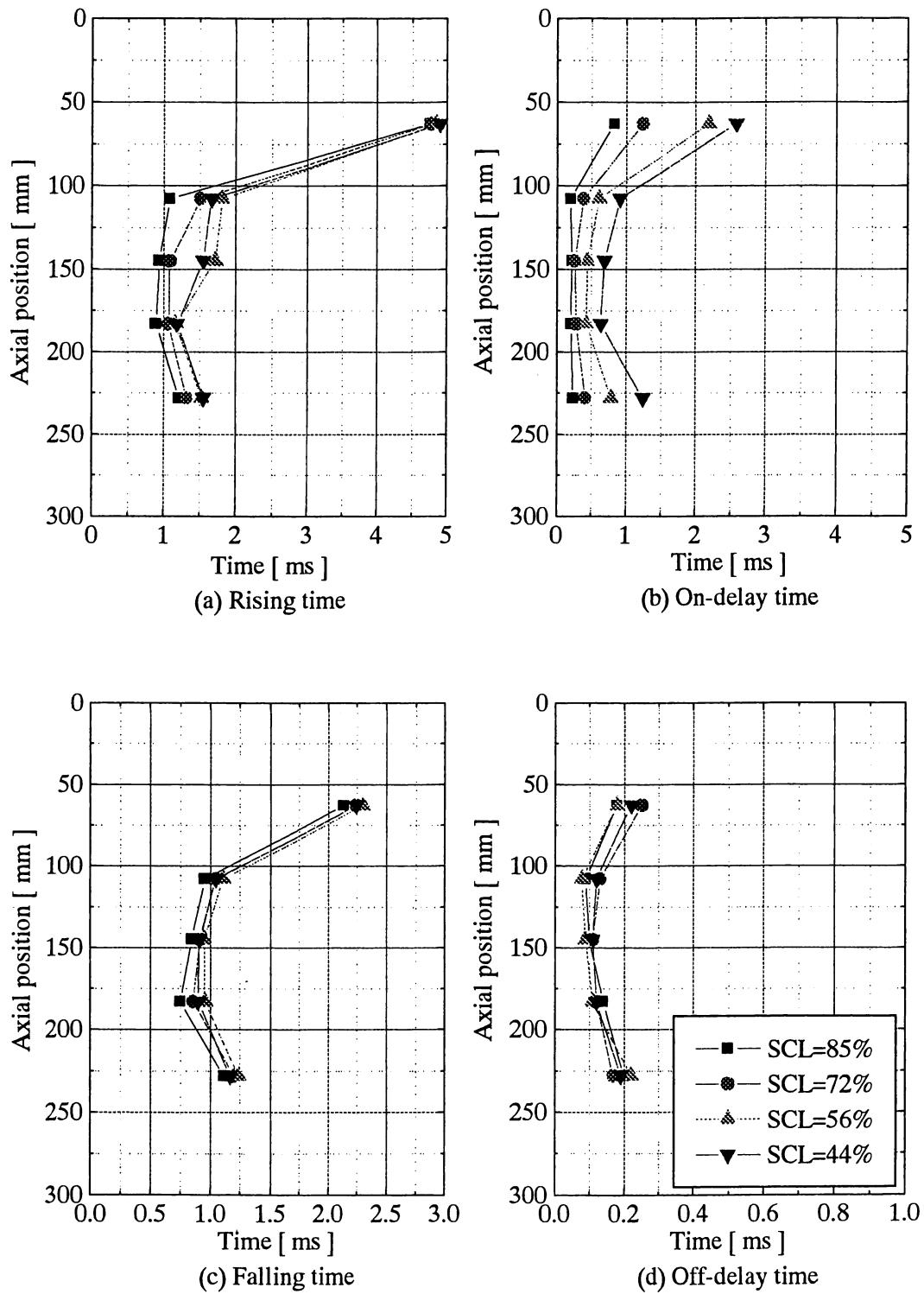


Figure 3.27 Axial variations of characteristic times of Ar spectral line in Ar ICP.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms

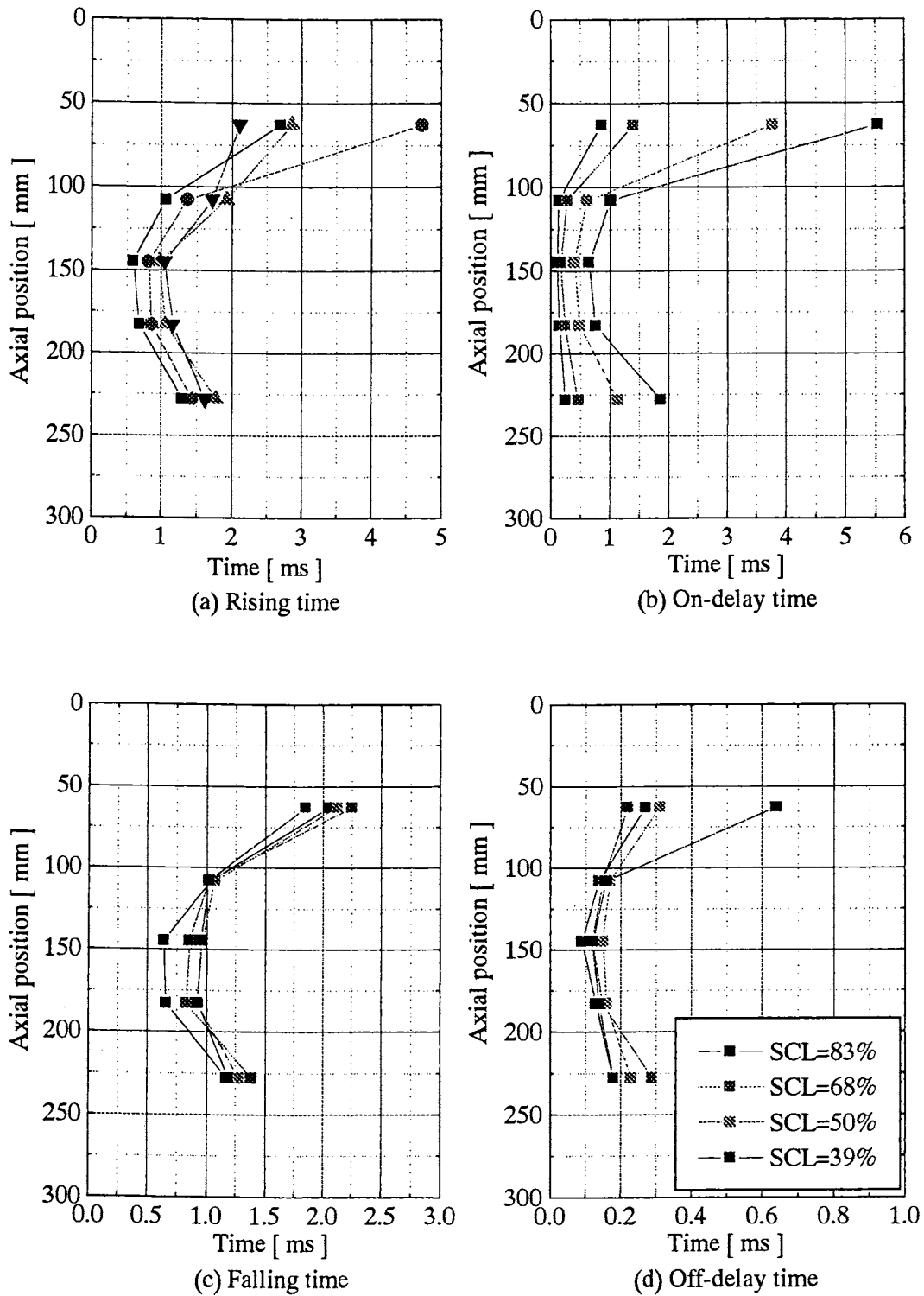


Figure 3.28 Axial variations of characteristic times of Ar spectral line in Ar-H₂ ICP.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, H₂: 2.5 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms

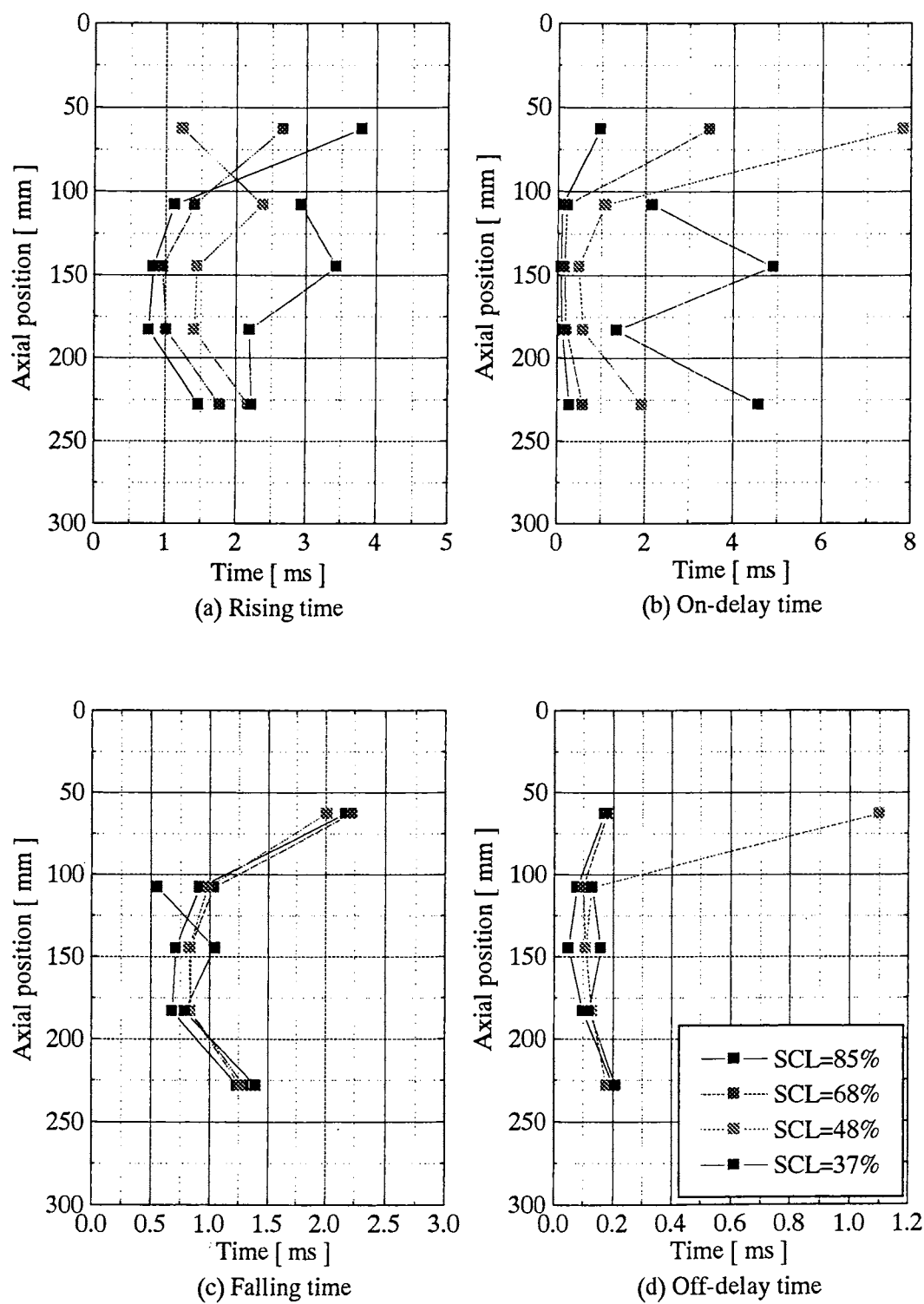


Figure 3.29 Axial variations of characteristic times of Ar spectral line in Ar-N₂ ICP.
Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, N₂: 2.5 liters/min,
On / Off-time: 10 / 5 ms

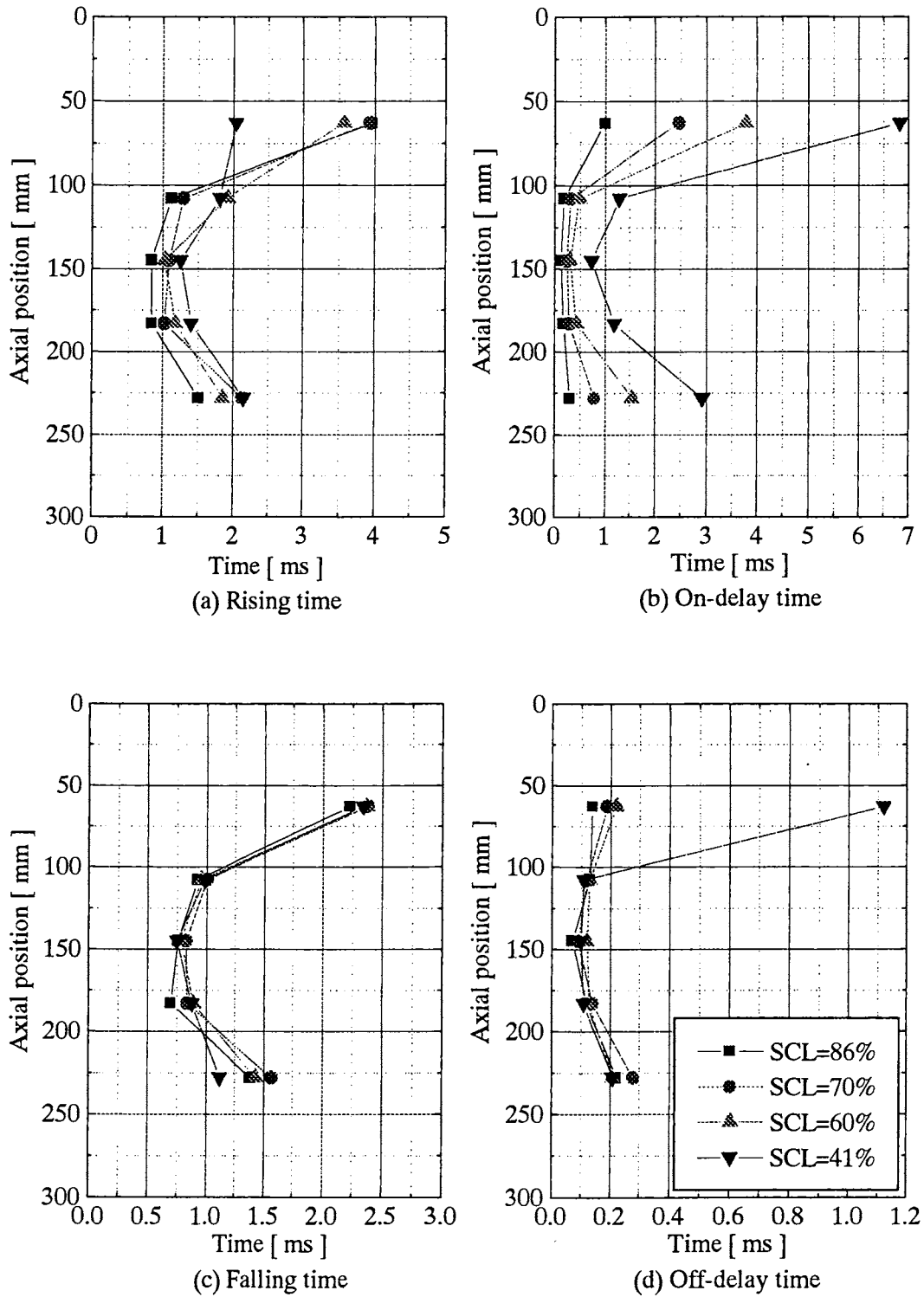


Figure 3.30 Axial variations of characteristic times of Ar spectral line in Ar-O₂ ICP.
Conditions : Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, O₂: 2.5 liters/min,
On / Off-time: 10 / 5 ms

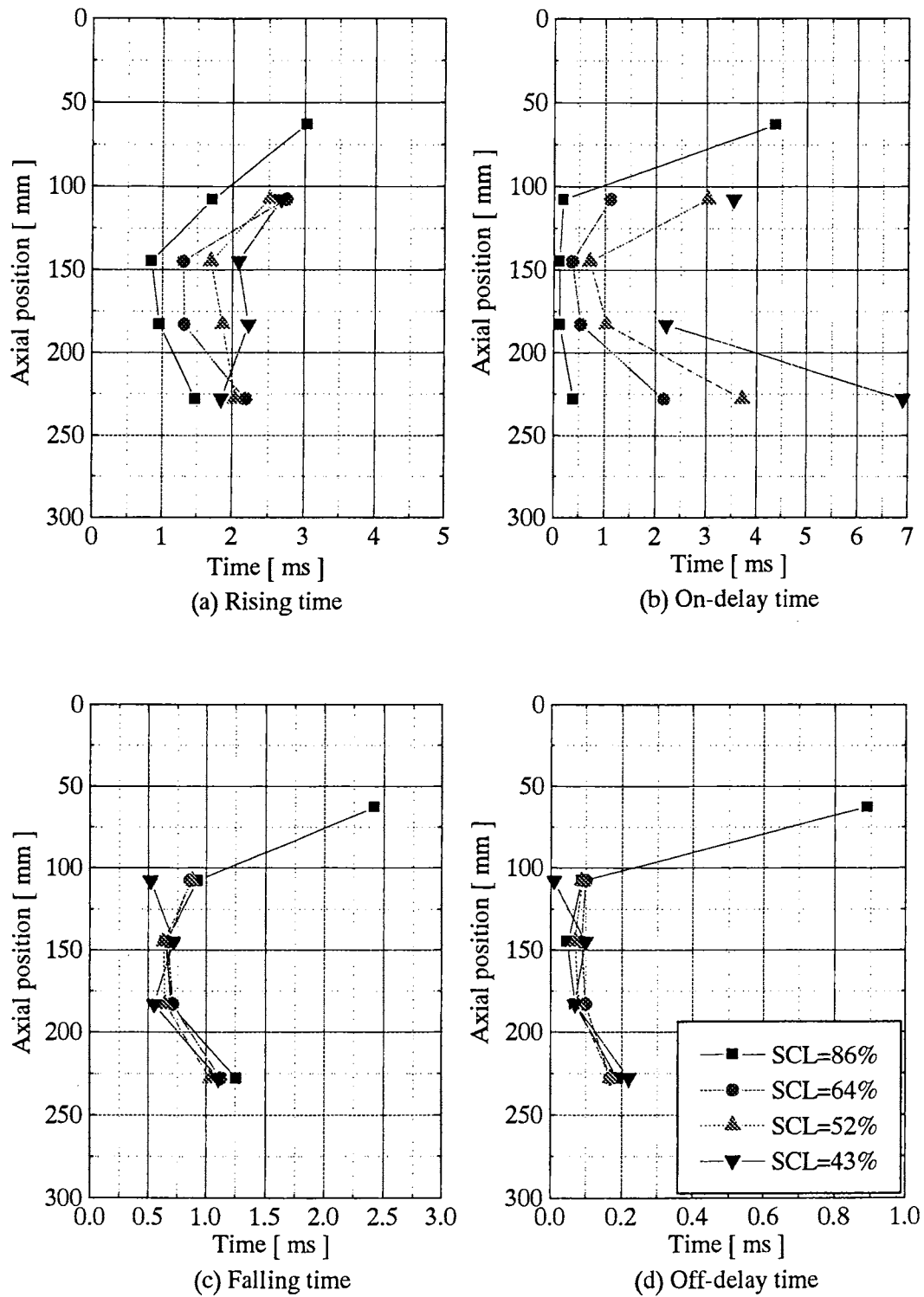


Figure 3.31 Axial variations of characteristic times of Ar spectral line in Ar-CO₂ ICP.
Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, CO₂: 2.5 liters/min.
On / Off-time: 10 / 5 ms

第4章 パルス変調誘導熱プラズマの温度評価

4.1 まえがき

前章では，パルス変調誘導熱プラズマの過渡変動を Ar スペクトル放射強度の時間変化を測定することにより，実験的に整理し付加ガスの影響，軸方向位置依存性などを検討した。本章では，各種ガス混合熱プラズマの温度がどのように変動しているのかを検討する。熱プラズマにおいては，局所熱平衡が成り立つ場合があり，この場合，熱プラズマの諸量は温度と圧力などの熱力学的な量により記述できるため極めて重要である。

4.2 二線強度比法による励起温度の決定

熱プラズマにおいて，局所熱平衡が成り立ち，各粒子の励起分布が Boltzmann 則に従うと仮定すると，異なる 2 波長における線スペクトルの放射強度は次式のようにかかる[1]。

$$I_{em1} = hc\tilde{\nu}_1 A_{k1} \frac{N(T)}{Z(T)} g_{k1} \exp\left(-\frac{E_{k1}}{kT}\right) \quad (4.1)$$

$$I_{em2} = hc\tilde{\nu}_2 A_{k2} \frac{N(T)}{Z(T)} g_{k2} \exp\left(-\frac{E_{k2}}{kT}\right) \quad (4.2)$$

ここで， h はプランク定数， c は光速， k はボルツマン定数， $\tilde{\nu}$ は波数($\tilde{\nu}=1/\lambda$)， A_k は遷移確率， g_k は上準位の縮退度， E_k は上準位エネルギーである。また， $Z(T)$ ：粒子の内部状態和， $N(T)$ ：粒子の密度である。

両式の比をとると，

$$\begin{aligned} R &= \frac{I_{em1}}{I_{em2}} = \frac{\tilde{\nu}_1 A_{k1} g_{k1} \exp(-E_{k1}/kT)}{\tilde{\nu}_2 A_{k2} g_{k2} \exp(-E_{k2}/kT)} \\ &= \frac{\tilde{\nu}_1 A_{k1} g_{k1}}{\tilde{\nu}_2 A_{k2} g_{k2}} \exp\left(-\frac{E_{k1} - E_{k2}}{kT}\right) \end{aligned} \quad (4.3)$$

両辺の自然対数をとると，

$$\ln R = \ln \frac{\tilde{\nu}_1 A_{k1} g_{k1}}{\tilde{\nu}_2 A_{k2} g_{k2}} - \frac{E_{k1} - E_{k2}}{kT} \quad (4.4)$$

温度 T について書き換えると，

$$\begin{aligned}
T &= \frac{E_{k1} - E_{k2}}{k(\ln \tilde{\nu}_1 A_{k1} g_{k1} / \tilde{\nu}_2 A_{k2} g_{k2} - \ln R)} \\
&= \frac{E_{k1} - E_{k2}}{k(\ln I_{em2} / \tilde{\nu}_2 A_{k2} g_{k2} - \ln I_{em1} / \tilde{\nu}_1 A_{k1} g_{k1})}
\end{aligned} \tag{4.5}$$

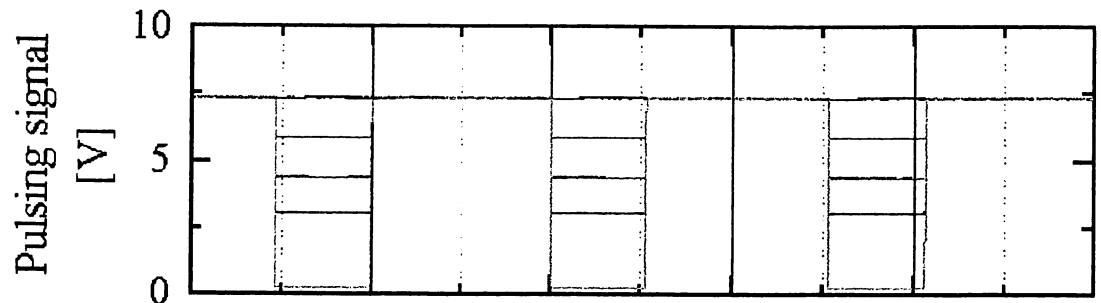
となる。これより，異なる 2 波長のスペクトルを測定することにより，温度を求めることができる。ここで，求められる温度は，上記二上準位エネルギーレベル間で定義された粒子の励起温度である。これは粒子を励起する粒子の運動エネルギーすなわち温度に比較的近くなる。この方法を用いる場合，分光器や受光器の感度の波長依存性を補正する必要がある。また，測定スペクトル線の上準位のエネルギーは 1.0-1.5 eV 以上が望ましい[2]。

4.3 Ar 原子励起温度の算出

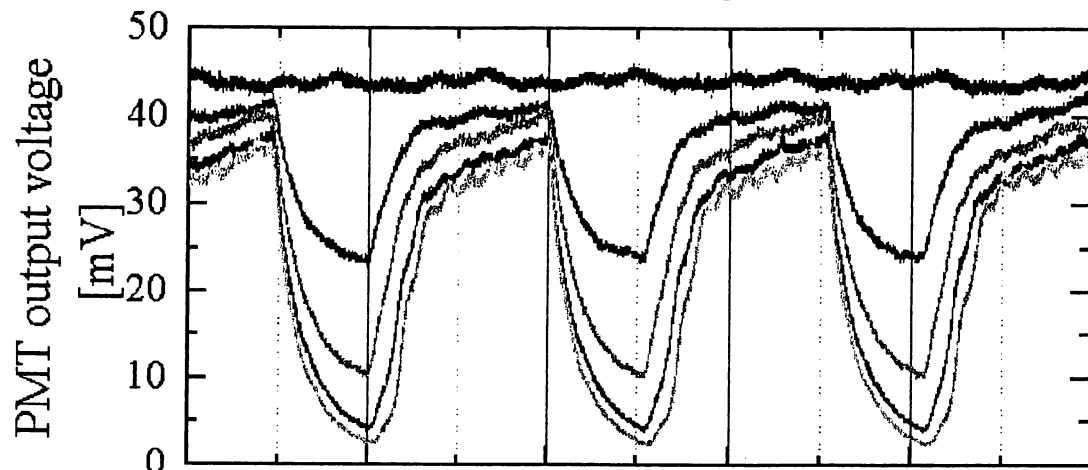
4.3.1 Ar 原子線スペクトルの時間変化

前節で示した温度算出法のうち，二線強度比法を用いて Ar 原子の励起温度を算出した。算出には，波長 703.025nm および 714.704nm の Ar 原子線スペクトルを使用した。プラズマ発生条件は電源電力 30kW，チャンバー内圧力 760torr，ガス流量 Ar:100 liters/min(外半径および外回転方向にそれぞれ 50 liters/min)，付加ガス(H₂，N₂，O₂，CO₂):2.5 liters/min(外回転方向に 2.5 liters/min)，パルス設定条件は(1)周波数 67Hz，Duty 比 67%，すなわち On time=10ms，Off time=5ms とし，SCL をパラメータとした。また，スペクトル観測点はコイル下 10mm(Z=228mm)とした。Figures 4.1～4.10 は各条件下における波長 703.025nm および 714.704nm の Ar 原子線スペクトル放射強度の時間変化を示している。

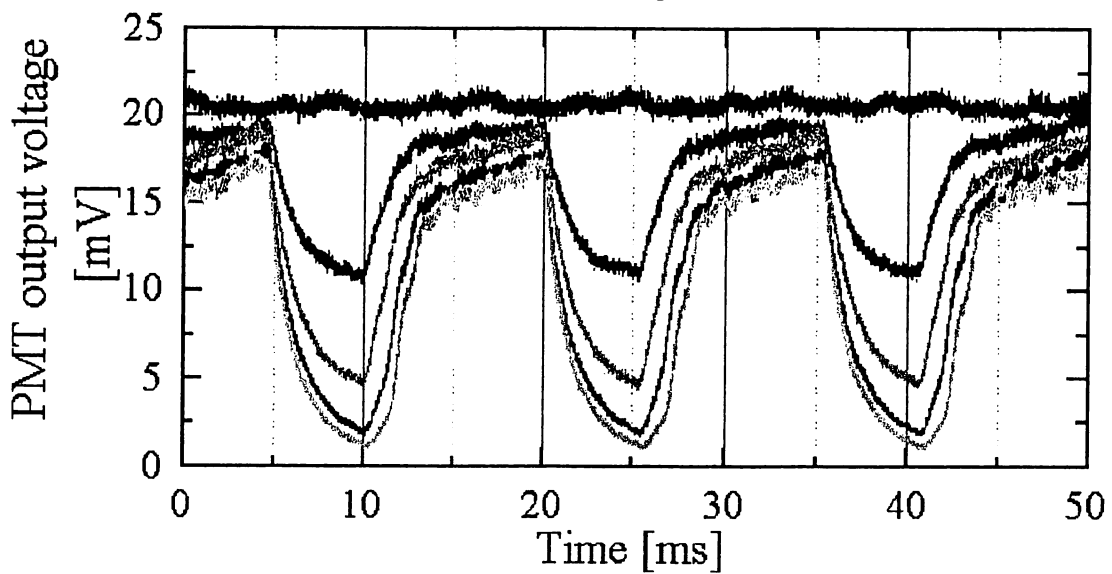
同図より，これら 2 波長における Ar スペクトル放射強度も前章で示した波長 751.465nm のスペクトル同様，パルス周期にしたがって強弱を繰り返している。しかし，これらのスペクトルは比較的放射強度が小さいため，相対的なノイズ成分が大きくなってしまう。そこで，励起温度算出の際に時間毎における正確な強度比を得るために，これらスペクトル波形の各プロット点に対し，前後 100 点(計 201 点)の隣接平均を行い，波形をスムージングしている。また，温度算出の際には各光電子増倍管の感度の波長依存性を補正している。



(a) Pulsing signal



(b) Radiation intensity (Ar I:703.025nm)

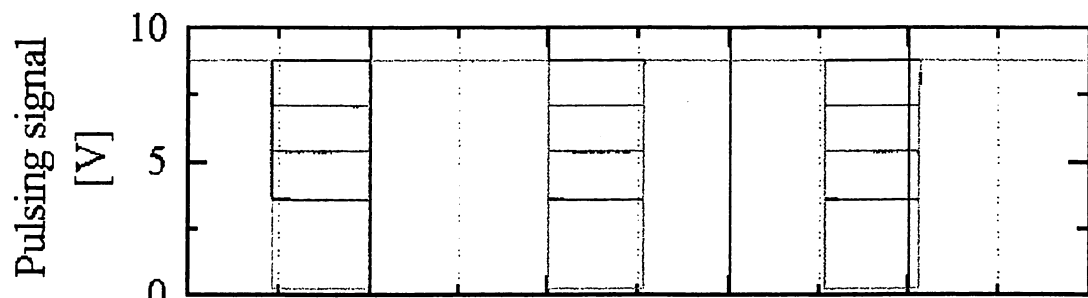


(c) Radiation intensity (Ar I:714.704nm)

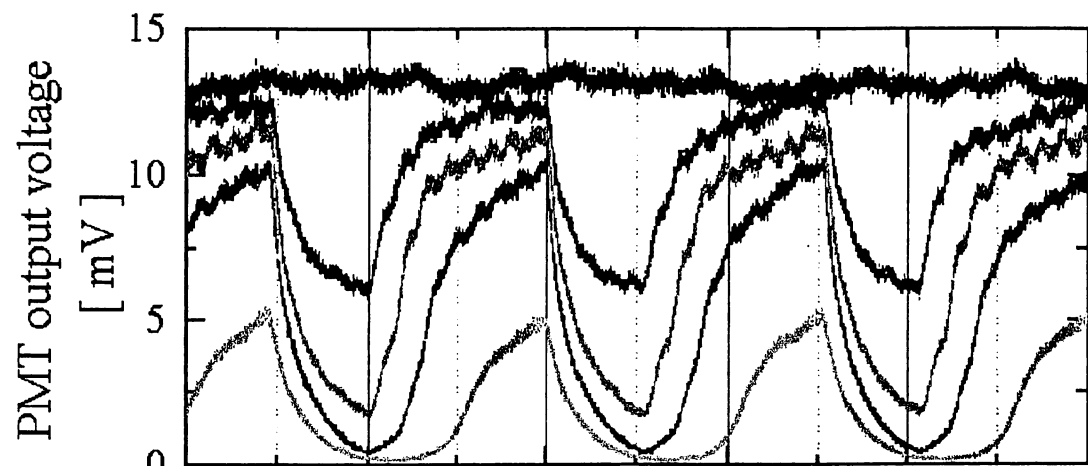
Figure 4.1 Time dependent of pulsing signal(a) and radiation intensity of Ar spectral line (703.205nm(b) and 714.704nm(c)) at 10mm below the coil end.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min,

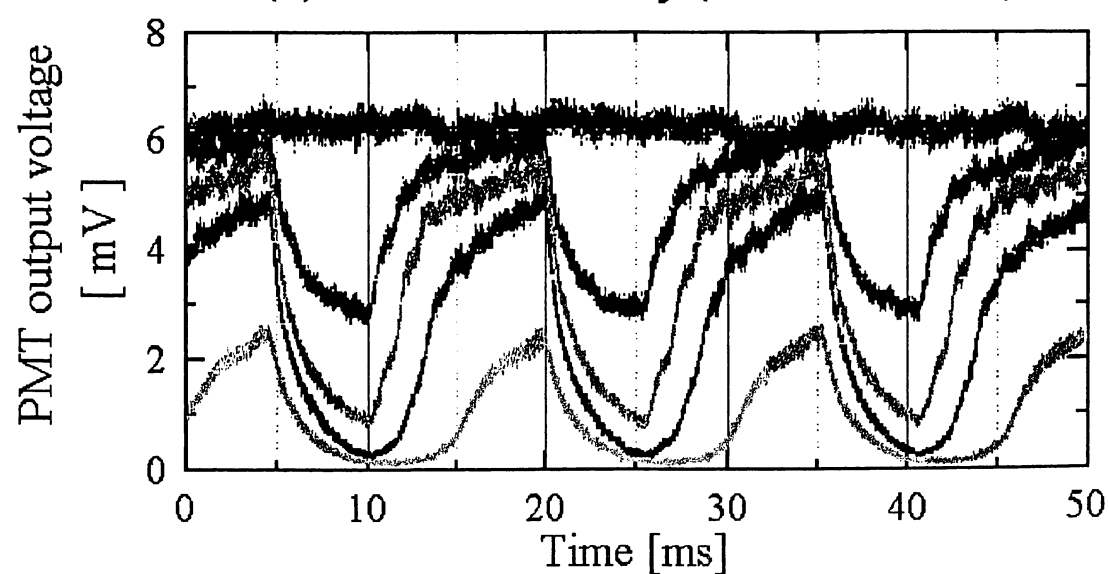
On / Off-time: 10 / 5 ms, SCL: 100,85,70,52,39 %



(a) Pulsing signal



(b) Radiation intensity (Ar I:703.025nm)



(c) Radiation intensity (Ar I:714.704nm)

Figure 4.2 Time dependent of pulsing signal(a) and radiation intensity of Ar spectral line (703.205nm(b) and 714.704nm(c)) at 10mm below the coil end.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, N₂: 2.5 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms, SCL: 100,85,68,46,38 %

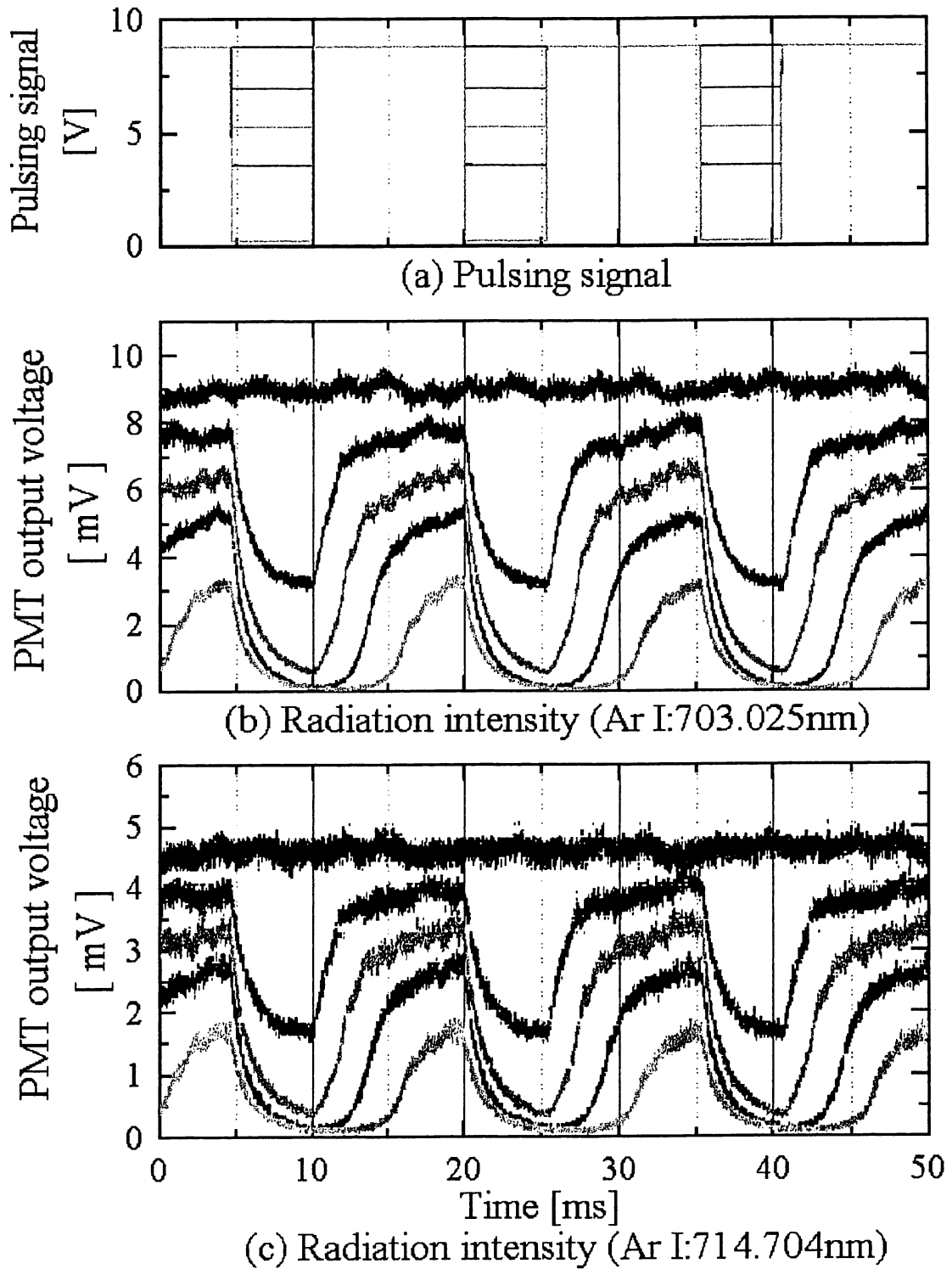


Figure 4.3 Time dependent of pulsing signal(a) and radiation intensity of Ar spectral line (703.205nm(b) and 714.704nm(c)) at 10mm below the coil end.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, CO₂: 2.5 liters/min,

On / Off-time: 10 / 5 ms, SCL: 100,86,70,48,42 %

4.3.2 Ar 原子励起温度の時間変化

上記の 2 波長における Ar 原子線スペクトルを用いて、二線強度比法により Ar 原子の励起温度を算出した。ここで、上記のスペクトル放射強度はプラズマの径方向に積算された強度である。よって、これらの強度比を用いて算出した励起温度は径方向に対する平均値である。本研究ではこの平均温度を用いて、各条件下におけるパルス変調誘導熱プラズマの温度評価を行う。

Figures 4.4~4.8は上記の方法により算出した各条件における Ar 原子励起温度の時間変化を示している。また、励起温度算出に用いた Ar 原子線スペクトルの各定数を Table 4.1 に示した。

Table 4.1 Constants of Ar spectral line [3]

λ [nm]	A_k [10^8sec^{-1}]	g_k	E_k [cm^{-1}]
703.025	0.0278	5	119683
741.705	0.0065	3	93144

同図より、まず定常状態下における温度は純粋 Ar プラズマおよび Ar-H₂, Ar-N₂, Ar-O₂ プラズマにおいて約 17,500K, Ar-CO₂ プラズマにおいて約 16,000K と、CO₂ 混入時には定常状態下においても他のガス種に比べ温度が低くなっていることがわかる。次にコイル電流をパルス変調した場合、いずれのガス種においてもパルス周期にしたがって励起温度も時間変化していることがわかる。また SCL を低下させると、On 状態時の高温を維持したまま、Off 状態時の温度のみが低下しているのがわかる。しかし、SCL が小さいほど On-time における温度一定区間は短くなっている。温度変化の応答に着目すると、特に低温状態から高温状態への移行時において SCL が小さいほど、温度が上昇し始めるまでに長い時間を要している。これは特に Ar-CO₂ および Ar-N₂ プラズマにおいて顕著である。次に温度の変化割合をガス種について比較すると、Ar-CO₂ および Ar-N₂ プラズマにおいて他のガス種に比べ温度低下割合が大きくなっている。

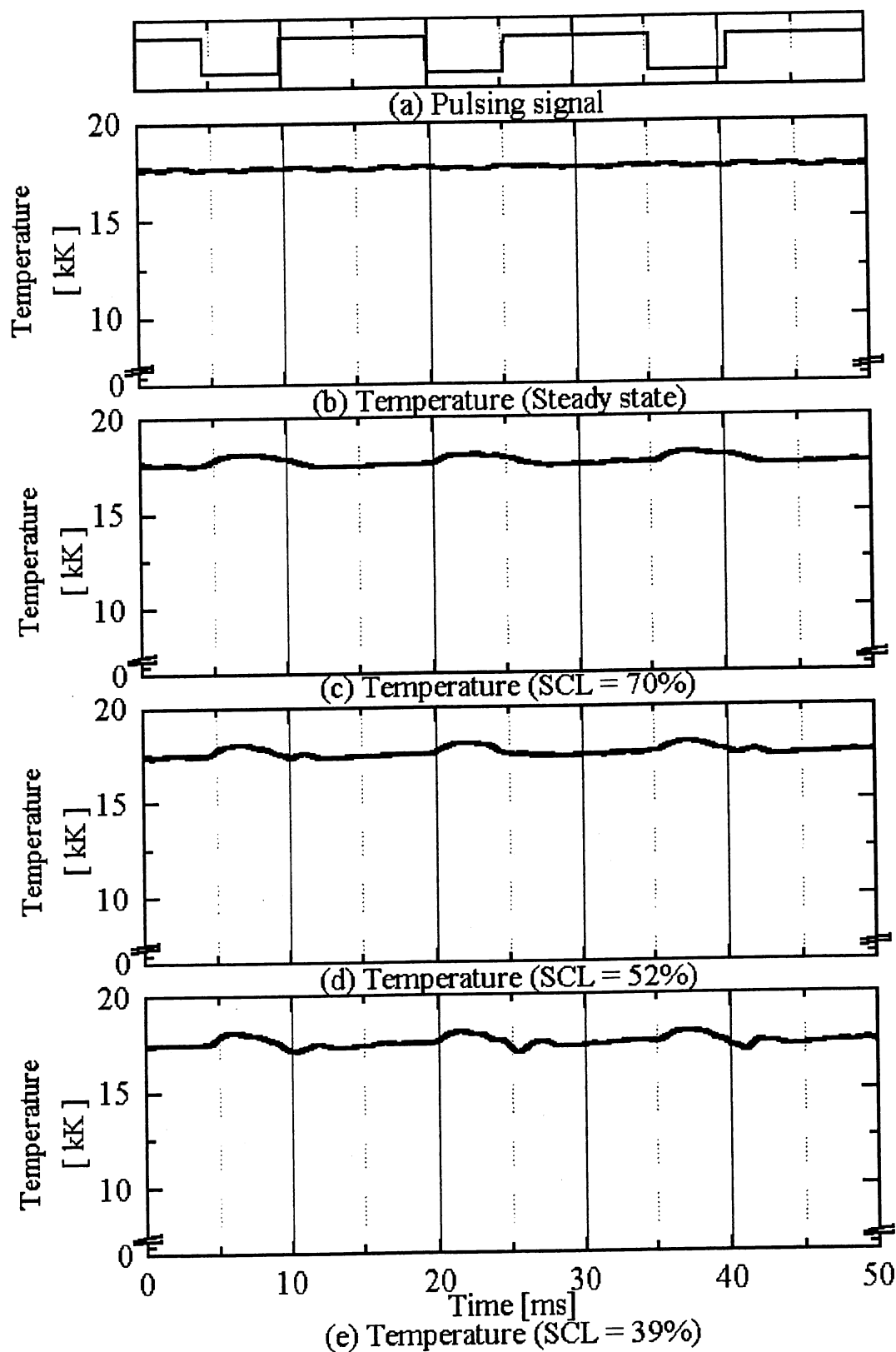


Figure 4.4 Time dependent of plasma temperature at 10mm below the coil end.

Conditions : Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, On / Off-time: 10 / 5 ms

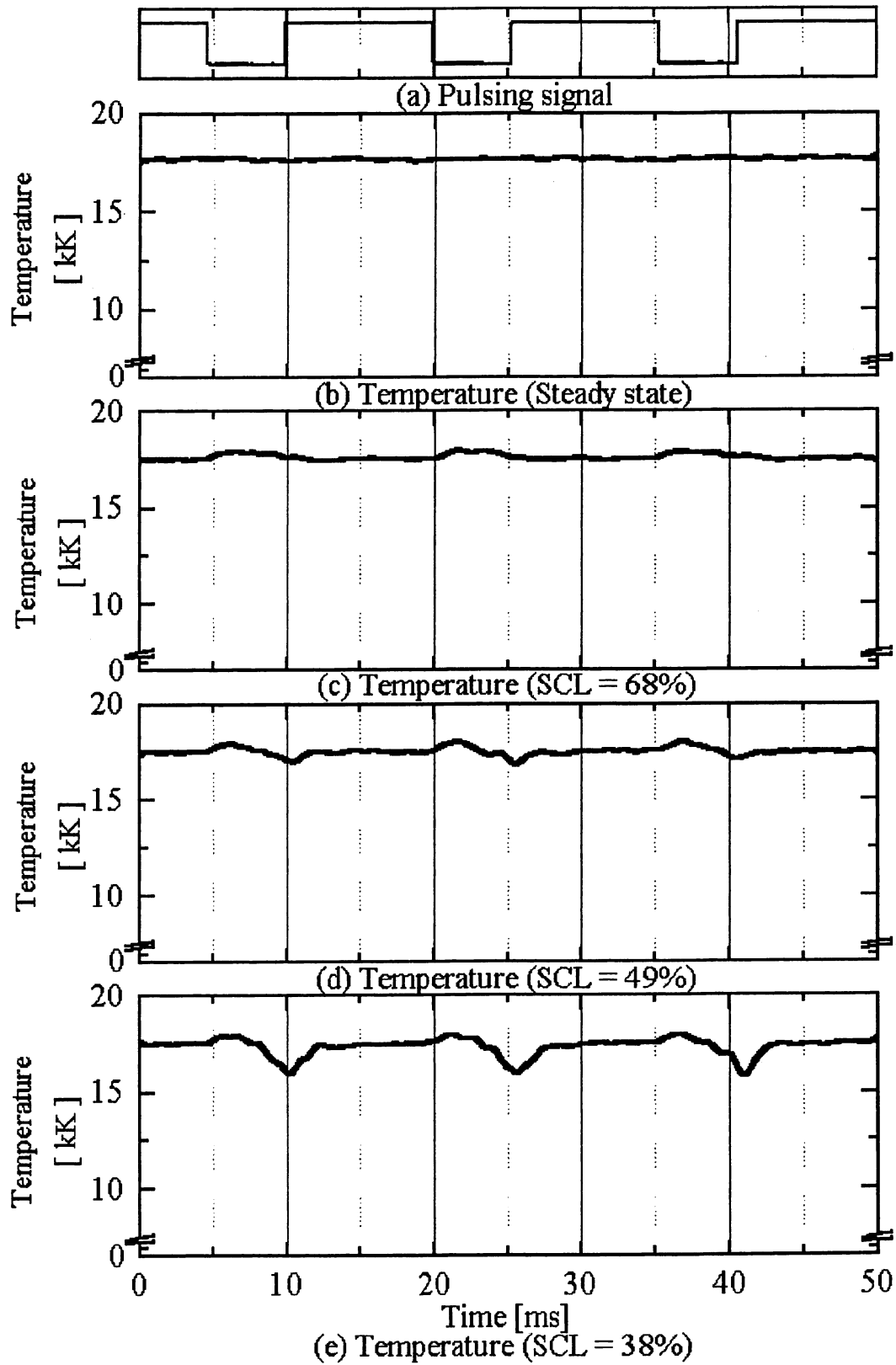


Figure 4.5 Time dependent of plasma temperature at 10mm below the coil end.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, H₂: 2.5 liters/min.

On / Off-time: 10 / 5 ms

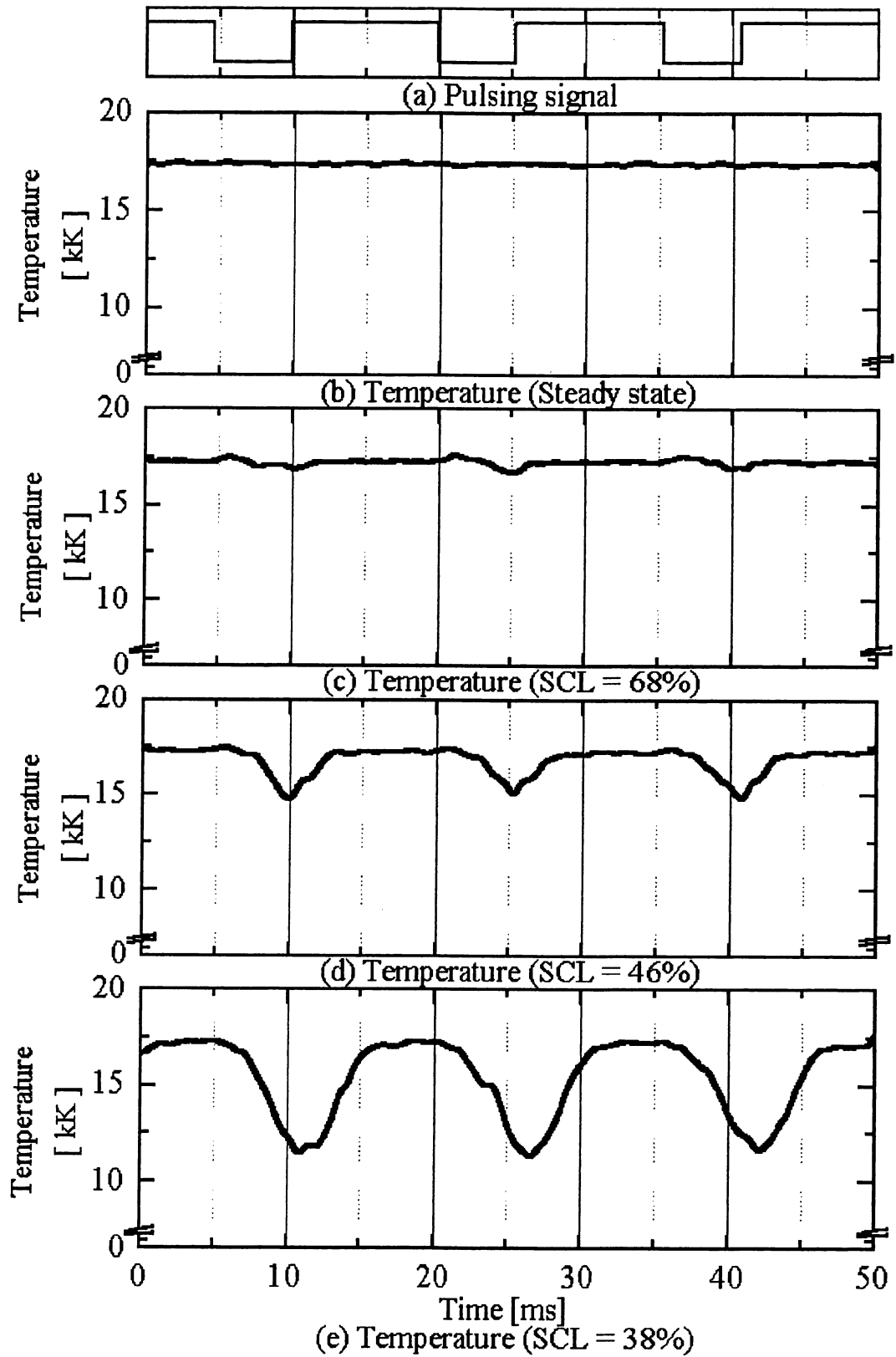


Figure 4.6 Time dependent of plasma temperature at 10mm below the coil end.
Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, N₂: 2.5 liters/min,
On / Off-time: 10 / 5 ms

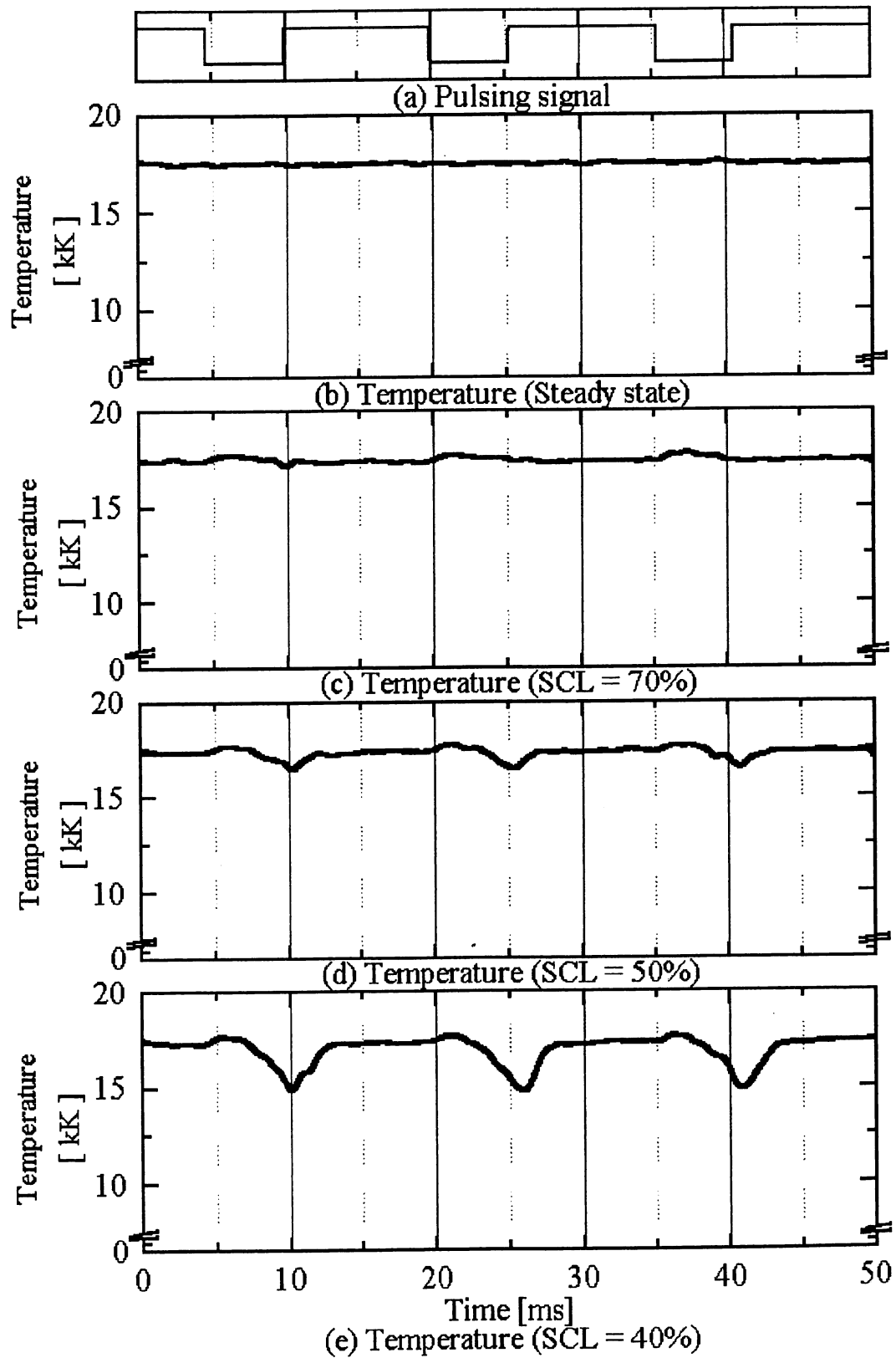


Figure 4.7 Time dependent of plasma temperature at 10mm below the coil end.
Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, O₂: 2.5 liters/min,
On / Off-time: 10 / 5 ms

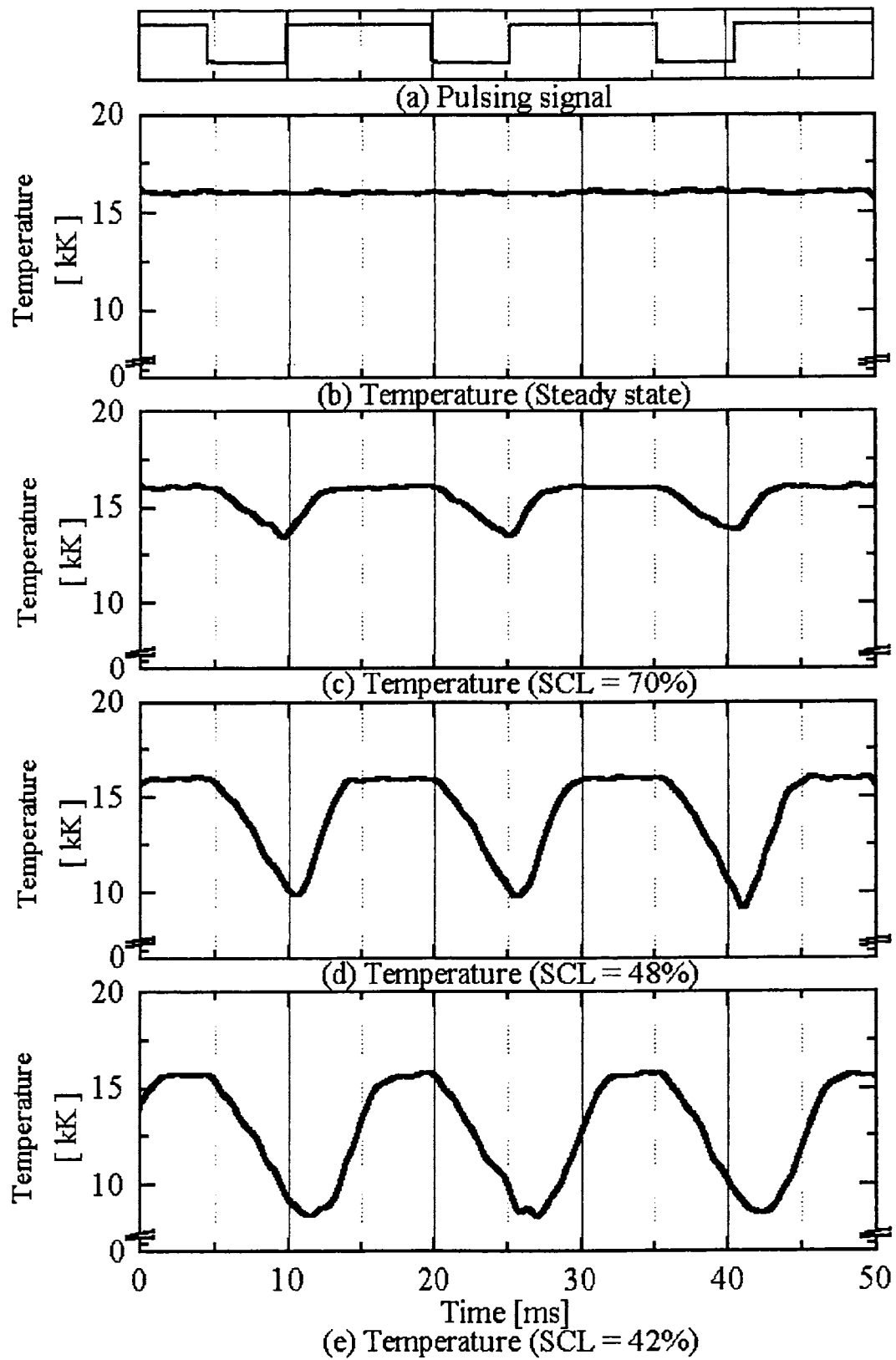


Figure 4.8 Time dependent of plasma temperature at 10mm below the coil end.
Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, CO₂: 2.5 liters/min,
On / Off-time: 10 / 5 ms

4.4 Ar 原子励起温度の最大値・最小値の SCL 特性

前節より，コイル電流のパルス変調に伴い，プラズマ中において高温場とそれよりも低い温度場とが規則正しく発生していることが確認された。本節では，各条件下における温度変化割合の SCL 依存性を知るために，Ar 原子励起温度の最大値および最小値の SCL 依存性を調べた。

Figure 4.9 は，Off-time=5ms 時における Ar 原子励起温度の最大値および最小値の SCL 依存性をガス種により比較したものである。同図より，いずれのガス種においても，SCL を低下させるにつれ温度の最大値をほぼ一定に保ったまま最小値のみが低下しているのがわかる。最小 SCL 時の各ガスプラズマの最低温度はそれぞれ，Ar ICP:17,000K，Ar-H₂ ICP:15,500K，Ar-N₂ ICP:11,500K，Ar-O₂ ICP: 14,500K，Ar-CO₂ ICP:8,000K であり，温度低下割合は，純粋 Ar プラズマにおいて最も小さく，次いで Ar-H₂，Ar-N₂，Ar-O₂ プラズマの順に大きくなり，Ar-CO₂ プラズマにおける温度低下割合が最も大きくなっている。これらはプラズマの維持能力に大きく関係している。第 2 章で示したように，SCL および Duty 比の変化に対して純粋 Ar プラズマは非常に安定であり，すなわち温度の変化割合は小さくなると考えられる。これに対し，解離性ガスを混入した場合，解離エネルギーを必要とする CO₂ および N₂ 混入時には，SCL の低下につれてプラズマが軸方向にも収縮し，コイル下 10mm の位置においては Off 時の温度がより低くなると考えられる。ここで，純粋 Ar プラズマおよび Ar-H₂，Ar-N₂，Ar-O₂ プラズマにおいては SCL が比較的大きい場合，温度がほとんど変化していないのがわかる。このことから，Off 時の温度を低下させるためには SCL をある程度低くすることが必要であるといえる。

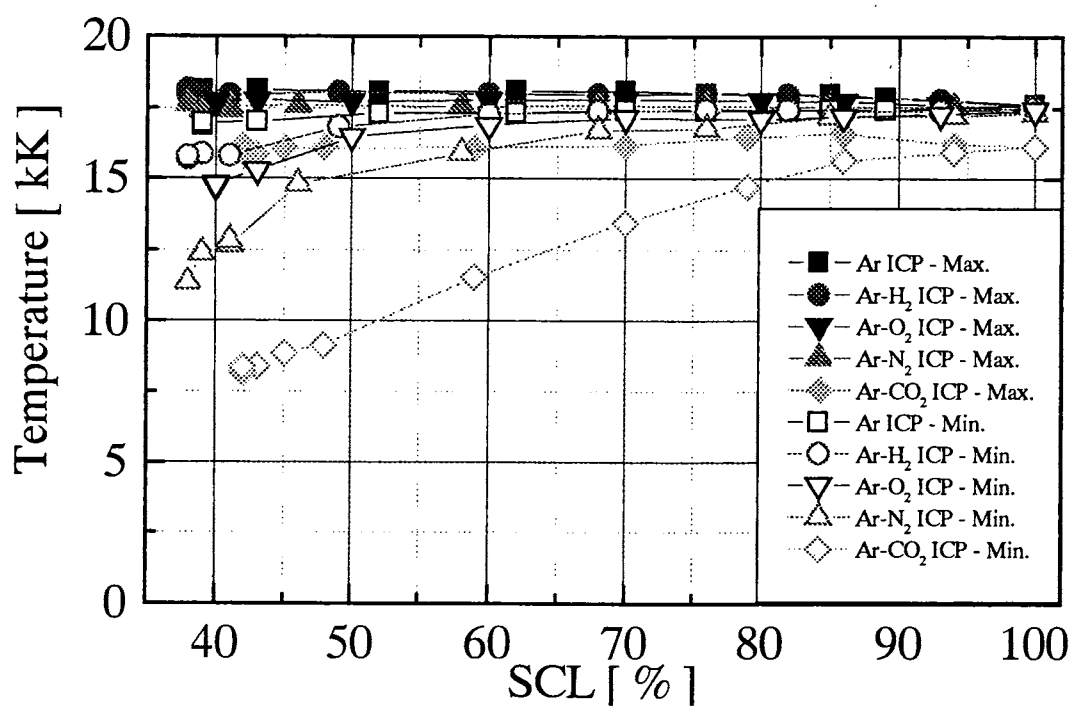


Figure 4.9 SCL dependences of maximum and minimum values of plasma temperature at 10mm below the coil end.

Conditions ; Power: 30 kW, Pressure: 760 torr, Ar: 100 liters/min, additional gas: 2.5 liters/min

4.5 励起温度とスペクトルの過渡応答特性との関係

前章において、Ar 原子線スペクトルの過渡応答特性を特性時間の導入により各ガス種について定量的に比較を行ってきた。本節では励起温度とスペクトルの過渡応答特性との関係について考察する。

前章から、特に On-delay time（放射強度が最小値(0%)から最大値の 10%まで移行するのに要する時間）におけるスペクトルの応答が SCL およびガス種により大きく異なっているのがわかる。前述のように、この理由として Off-time（特に、立ち上がりに移行する直前）におけるプラズマの温度が大きく関係していると考えられる。そこで、この On-delay time と励起温度の最小値との関係について調べた。その結果を Figure4.10 に示す。同図より、On-delay time が大きいほど温度が低くなっているのがわかる。これは前章において述べたように、温度が低い程単位体積当たりの比熱が大きくなるためスペクトルの応答が遅れるという理由を裏付けている。

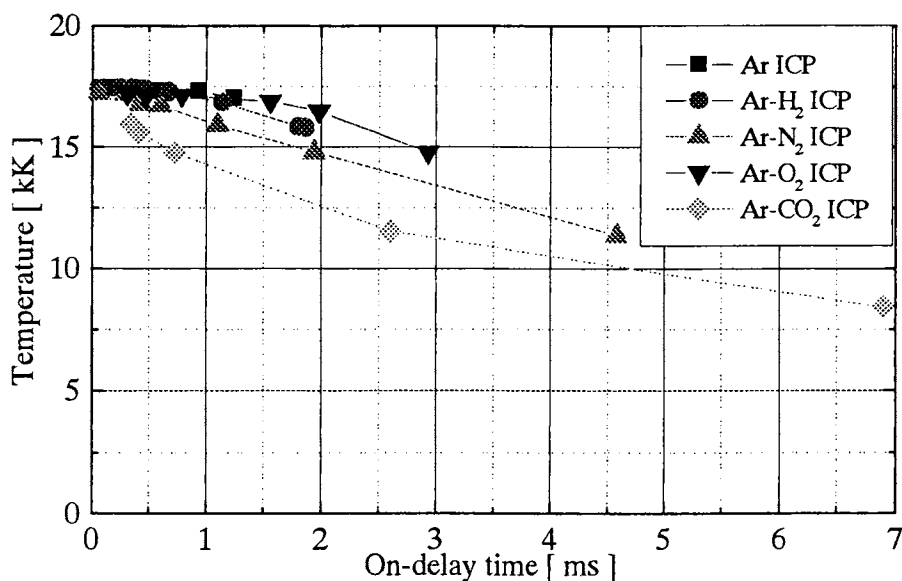


Figure 4.10 The relation between on-delay time and plasma temperature.

4.6 あとがき

本章では、パルス変調誘導熱プラズマの Ar 励起温度の時間変化を二線強度比法により求めた。その結果、コイル電流のパルス変調に伴い、Ar 励起温度も数 ms オーダで変調されており、高温状態と低温状態とが繰り返し生じる特異な場を形成できていることがわかった。この励起温度時間変化に対する付加ガスの影響を調べた。その結果、特に CO_2 を混合させた場合、励起温度が低くなることがわかった。このことは CO_2 の熱プラズマ消滅能力と密接に関わっていると考えられる。

参考文献

- [1] 山本，村山，「プラズマの分光計測」，p.116,日本分光学会 学会出版センター，1995
- [2] F.Canannes and J.Chapelle, Reactions under plasma conditions, vol.1, ch.7, p.395,1971
- [3] W.L.Wiese, M.W.Smith and B.M.Miles: "Atomic Transition Probabilities, Vol.II, Sodium Through Calcium", NBS, Washington, D.C. 1969.

第5章 レーザ生成プラズマによる高温 CO_2 ガスの絶縁特性

5.1 まえがき

本研究機関ではこれまで、 SF_6 ガスに代わる新しい絶縁・消弧媒体ガスを用いたガス遮断器を開発する際に必要となるアーク遮断後の高温ガス状態の絶縁特性を検討するために、レーザ生成プラズマにより高温ガス状態を作り、プラズマ生成後の冷却時間特性を把握するとともに、ある任意の温度に到達し瞬間に電圧を印加することで絶縁破壊電圧の温度依存性を測定することを試みている[1,2]。高温ガス状態とは、局所熱平衡状態を仮定すると、中性ガス密度、電子密度、温度の3つのパラメータで定義されるため、このうち2つが判れば残りの1つは自動的に定まることになる。そのため、温度を直接測定できない場合は、電子密度と中性ガス密度を測定することで温度の導出が可能となる。なお、レーザ生成プラズマを用いて高温ガス状態を作り出す本手法は、現在行われている実機を用いた大規模な実験に比べ、以下のような利点が挙げられる。

1. レーザ出力変化により任意の温度・電子密度状態の高温ガスを再現性よく作り出すことができる
2. 任意の空間にレーザ光を集光することで、電極とは非接触に高温ガスを作り出すことができる
3. 試験費用を安く抑えることができる

なお、レンズを用いてレーザを集光しプラズマを生成することから、電極に対して平行にプラズマが進展することになる。そのため、実際のガス遮断器と遮断状態と熱および中性ガス密度分布は異なることになるが、本質的な問題ではない。

本研究では、Figure 5.1 に示すような2つの基本特性からガス温度に対する絶縁破壊電圧を求めようとしている。すなわち、レーザ生成プラズマの空間的・時間的な高い再現性に基づき、プラズマ生成後の経過時間と絶縁破壊電圧特性、およびその経過時間とガス状態（中性ガス密度と温度）特性の両者から、絶縁破壊電圧-ガス温度特性を明らかにしようとするものである。本章では、まずガス状態測定の基本原理と実験装置の構成を説明する。次に絶縁破壊特性測定の実験装置と方法を説明し、 CO_2 ガスと比較のために用いた SF_6 と N_2 ガスの絶縁破壊電圧特性を測定した結果を示す。

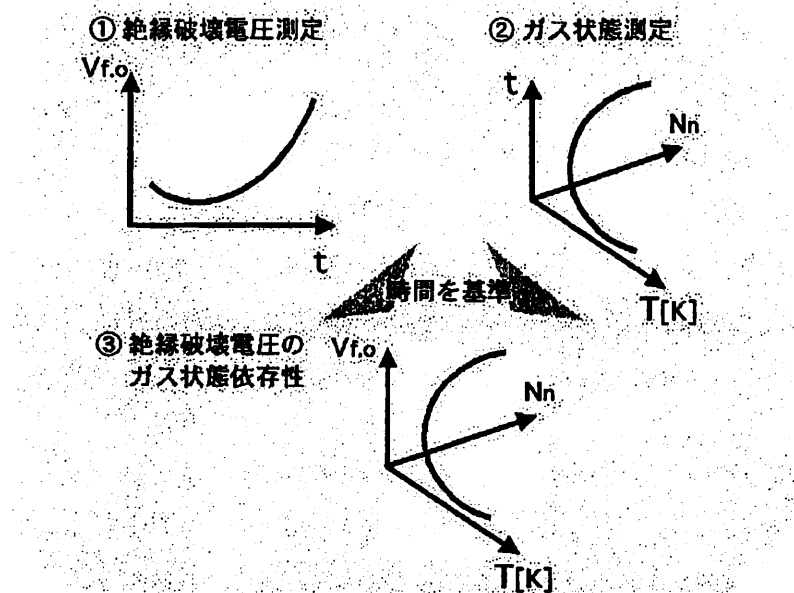


Figure5.1 絶縁破壊電圧のガス温度依存性取得方法の概念図

5.2 プラズマ発光によるガス状態測定の基本原則

ここでは、ガス状態の測定における実験方法とそれに関する原理について説明を行う。本研究では、プラズマの発光スペクトル測定からガス温度を、光学干渉法からレーザ生成プラズマの中性ガス密度の時間変化をそれぞれ求める。以下に、プラズマ発光スペクトルからの温度導出、光の干渉を利用した計測からの中性ガス密度の導出原理を述べる。

5.2.1 発光スペクトラム

プラズマから放射される光（電磁波）は、Figure5.2 の発光メカニズムで生じる。光が放出される過程には次の三つの種類がある[3]。

第一に、自然放射過程がある。励起原子の束縛電子が下の準位に遷移を行う際に光、即ち線スペクトル ($h\nu_1, h\nu_1'$) が発生する。第二に、再結合放射がある。これは、自由電子と正イオン間において再結合衝突が起こることにより発生する。また、自由電子が束縛電子準位に遷移する際、余分なエネルギーを光子として放出する過程で連続スペクトル ($h\nu_2$) が発生する。この場合、最初の束縛電子準位が高いと、その後自然放射過程により線スペクトル ($h\nu_2$) が発生する。第三に、制動放射(Bremsstrahlung) がある。自由電子が正イオンや原子との衝突により軌道が曲げられたり、また減速される場合、エネルギー低下分を光として放出する。自由電子が別の軌道に遷移する際に連続スペクトル ($h\nu_3$) が発生する。

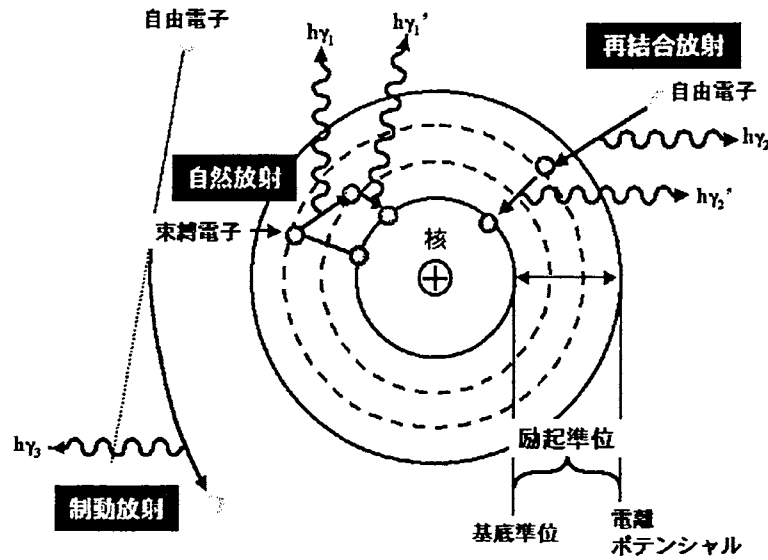


Figure5.2 発光メカニズム[3]

5.2.2 ボルツマン法を用いた温度導出[4]

局所熱平衡状態では、すべての過程において、イオン化、再結合の発生頻度がともに釣り合っている状態をいう。式で示すと

$$A \leftrightarrow A^+ + e^- \quad (5.1)$$

上式で右辺への過程は電離である。主要要因としては運動エネルギーを持った自由電子の衝突や光を吸収することにより生じる。またその逆の過程では再結合による放射や衝突による再結合により生じる。このような熱平衡状態について考える。原子の二つのエネルギー準位 1 と 2 を考える。この準位間で光の放出や吸収の過程について考える。2 のエネルギー準位に比べ低いエネルギー準位である 1 でのエネルギーを E_1 とし、また 2 のエネルギー準位を E_2 とする。その時のそれぞれの準位で分布する原子のプラズマ単位体積当たりの個数を N_1, N_2 とする。原子の単位体積当たりの個数の関係はボルツマン分布則に従う。

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left[-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right] \quad (5.2)$$

ここでボルツマン定数を k とすると $k = 1.380658 \times 10^{-23}$ (J/K) である。また、上式での T は温度である。

それぞれのエネルギー準位の多重度 g (multiplicity) 考えると

$$\frac{N_2}{N_1} = \left[\frac{g_2}{g_1}\right] \exp\left[-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right] \quad (5.3)$$

となる。この多重度 g とは、あるエネルギー準位での座席すなわち存在することができる原子数となる。

単位体積当たりの原子の総数を N とすると

$$\frac{N_2}{N} = \left[\frac{g_2}{Z(T)} \right] \exp \left[-\frac{E_2}{kT} \right] \quad (5.4)$$

になる。ここで $Z(T)$ の状態和とは

$$Z(T) = \sum_m g_m \exp \left[-\frac{E_m}{kT} \right] \quad (5.5)$$

である。

ここで $Z(T)$ の状態和を詳しく説明するために Figure 5.3 にそれぞれの準位での状態を示す。それぞれのエネルギー準位はエネルギー，多重度，密度で表わされる。各エネルギー準位で存在している原子の粒子密度の総和である全粒子密度 N は

$$N = N_0 + N_1 + N_2 + \dots + N_\infty \quad (5.6)$$

で表わすことができる。準位 1 の粒子の密度は

$$N_1 = S g_1 \exp \left[-\frac{E_1}{kT} \right] \quad (5.7)$$

とかける。ここで S は比例定数と定義する。次に(5.7)式を(5.6)式に代入すると

$$S \left\{ g_0 \exp \left[-\frac{E_0}{kT} \right] + g_1 \exp \left[-\frac{E_1}{kT} \right] + g_2 \exp \left[-\frac{E_2}{kT} \right] + \dots + g_\infty \exp \left[-\frac{E_\infty}{kT} \right] \right\} = N \quad (5.8)$$

と表わすことができる。大括弧で囲まれた範囲が状態和 $Z(T)$ となり，それぞれのエネルギー準位での状態の総和となる。状態和 $Z(T)$ を用いると

$$SZ(T) = N \quad (5.9)$$

変型すると

$$S = \frac{N}{Z(T)} \quad (5.10)$$

となる。状態和 $Z(T)$ は温度の関数であり，また上の説明より原子の種類によるものであることが言える。式(5.10)を式(5.7)に代入すると準位 1 における密度は

$$N_1 = \frac{N}{Z(T)} g_1 \exp \left[-\frac{E_1}{kT} \right] \quad (5.11)$$

と表わすことができる。

$$\begin{array}{rcl}
\text{---} & E_{\infty}, g_{\infty} & N_{\infty} \propto g_{\infty} \exp\left[-\frac{E_{\infty}}{kT}\right] \\
\vdots & \vdots & \\
\text{---} & E_2, g_2 & N_2 \propto g_2 \exp\left[-\frac{E_2}{kT}\right] \\
\text{---} & E_1, g_1 & N_1 \propto g_1 \exp\left[-\frac{E_1}{kT}\right] \\
\text{---} & E_0, g_0 & N_0 \propto g_0 \exp\left[-\frac{E_0}{kT}\right]
\end{array}$$

Figure5.3 遷移レベル

次に、プラズマのスペクトラム線放出係数について述べる。エネルギー準位 2 に励起されている原子の密度を N_2 とする。エネルギー準位 2 からエネルギー準位 1 への自然放出遷移は $A_{21}N_2$ で表わすことができる。これより単位体積，単位時間当たりに放出される光のエネルギーは $A_{21}N_2h\nu_0$ となる。ここで ν_0 は

$$\nu_0 = \frac{(E_2 - E_1)}{h}$$

を表わしている。ここで h はプランク定数で $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ となる。自然放出の場合，光は四方八方に放出されるので，単位時間，単位体積，単位立体角当たりに放出される光りのエネルギー ε は

$$\varepsilon = \left(\frac{1}{4\pi}\right) A_{21} N_2 h \nu_0 \quad (5.12)$$

と表わすことができる。ここでの ε はスペクトラム線の放出係数といわれる。

これらの式を用いてプラズマの温度と関係を示す。まず上項と同じくプラズマ中の原子がエネルギー E_2 の励起状態から，エネルギー E_1 に遷移する時，光を放出する。その時の光の振動数 ν_0 ，その時の光の波長 λ_{21} はそれぞれ

$$\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (5.13)$$

$$\lambda_{21} = \frac{hc_0}{E_2 - E_1} \quad (5.13)$$

と表わすことができる。ここで e は電気素量で $e = 1.602178 \times 10^{-19} \text{ C}$ となる。放出係数の (5.12) 式を用いることにより

$$\varepsilon = \left(\frac{1}{4\pi}\right) \frac{hc_0}{\lambda_{21}} A_{21} N_2 \quad (5.14)$$

となる。ここで， A_{21} は準位 2 から準位 1 に遷移する際の自然放出係数であり， N_2 は準位 2 に存在する原子の密度である。この (5.14) 式にボルツマン分布則 (5.4) 式を代入すると

$$\varepsilon = \left(\frac{1}{4\pi} \right) \frac{hc_0}{\lambda_{21}} \frac{g_2}{Z(T)} A_{21} N \exp \left[-\frac{E_2}{kT} \right] \quad (5.15)$$

と導出することができる^(3・5)。

この上式よりスペクトラム線の放出係数 ε の絶対値を測定することによりプラズマの温度を算出することができる。しかし、全体の密度 N と温度に対する状態和 $Z(T)$ を使用せずに、複数の原子スペクトラム線放出係数による相対比から温度を求めることもできる。原子のスペクトラム線 $\lambda_q > \lambda_p$ の時、式(5.15)において比をとることにより

$$\alpha = \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_q} = \frac{\lambda_q}{\lambda_p} \frac{g_p}{g_q} \frac{A_p}{A_q} \exp \left(-\frac{(E_p - E_q)}{kT} \right) \quad (5.16)$$

と表わすことができる。この式を温度 T について式を変型することにより

$$T = \frac{(E_p - E_q)/k}{\ln(\lambda_q g_p A_p / \lambda_p g_q A_q) - \ln(\alpha)} \quad (5.17)$$

となる。ここで同一原子のスペクトラム線を比較することにより温度を算出することができる。

5.2.3 光学干渉法を用いた中性ガス密度導出

光学干渉法は、光の波長を単位とした計測であり、高精度に非接触に計測を行うことができる。干渉法の原理を以下に述べる[5]。

同じ光源から2つの経路を通ってきた光の場をそれぞれ

$$E_1 = E_0 \cos(\omega t - kr_1 + \varphi_1) \quad (5.18)$$

$$E_2 = E_0 \cos(\omega t - kr_2 + \varphi_2)$$

とすると、検出器のある部分での全体の光の場 E は

$$\begin{aligned} E &= E_0 \cos(\omega t - kr_1 + \varphi_1) + E_0 \cos(\omega t - kr_2 + \varphi_2) \\ &= \left\{ 2E_0 \cos \left[\frac{1}{2}(\varphi_1 - \varphi_2) - \frac{1}{2}k(r_1 - r_2) \right] \right\} \cos \left[\omega t - \frac{1}{2}k(r_1 + r_2) + \frac{1}{2}(\varphi_1 + \varphi_2) \right] \end{aligned} \quad (5.19)$$

となる。光の強度 I は E の2乗の時間平均に比例するので、

$$\begin{aligned} I &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \langle E^2 \rangle \\ &= I_{\max} \cos^2 \left[\frac{1}{2}(\varphi_1 - \varphi_2) - \frac{1}{2}k(r_1 - r_2) \right] \end{aligned} \quad (5.20)$$

となる。ただし $I_{\max} = 2E_0^2(\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2}$ である。試験ガス中での光路長 $r_1 - r_2 = \Delta r = \text{一定}$ であるとする、光の強度は位相差 $\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta \phi$ にのみよる。そしてこの $\Delta \phi$ は電子密度、中性粒子密度、イオン密度によって変化し、式(5.21)で表すことができる。

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L \{K_n(N_n - N_0) + K_i N_i + K_e N_e\} dl \quad (5.21)$$

N_e : 電子密度

N_i : 中性粒子密度

K_e : 電子密度に対する比屈折率

K_i : 中性粒子密度に対する比屈折率

N_0 : イオン密度

l : 干渉光光源の波長

K_i : イオン密度に対する比屈折率

λ : 干渉光光源の波長

N_0 : 初期中性粒子密度

比屈折率とは粒子が存在する場合に真空中に対して屈折率が変化する割合であり、プローブ光の波長に対して Figure5.4[6]の関係をもつ。この図より K_n , K_i が波長に依存しないことがわかる。

K_e については次のようにして求めることができる。角周波数 ω の電磁波のプラズマ中の電子による屈折率は

$$\mu_e = \frac{kc}{\omega} \quad (5.22)$$

で与えられる。また電磁波の 0 モード（電磁波の電界が磁界に平行な場合で、磁界が零もこれに含まれる）のとき分散関係は、

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \quad (5.23)$$

で与えられる。ここで ω_{pe} はプラズマ振動数で $\omega_{pe} = (N_e e^2 / m_e \epsilon_0)^{1/2}$ である。式(5.22), (5.23)より、

$$\mu_e = \left[1 - (\omega_{pe} / \omega)^2 \right]^{1/2} \quad (5.24)$$

$\omega \gg \omega_{pe}$ では $\mu_e - 1 = -(1/2)(\omega_{pe} / \omega)^2$ より

$$K_e = -\frac{e^2}{8\pi^2 c^2 m_e \epsilon_0} \lambda^2 \quad (5.25)$$

と表される。したがって、 $-K_e$ は Figure5.4 に示すように、 λ^2 に比例して大きな値をもつ。

したがって密度と屈折率の関係は、 $K_e < 0$ なので電子が存在すると屈折率は減少し、中性気体密度 N_n が存在すると屈折率は増加することになる。

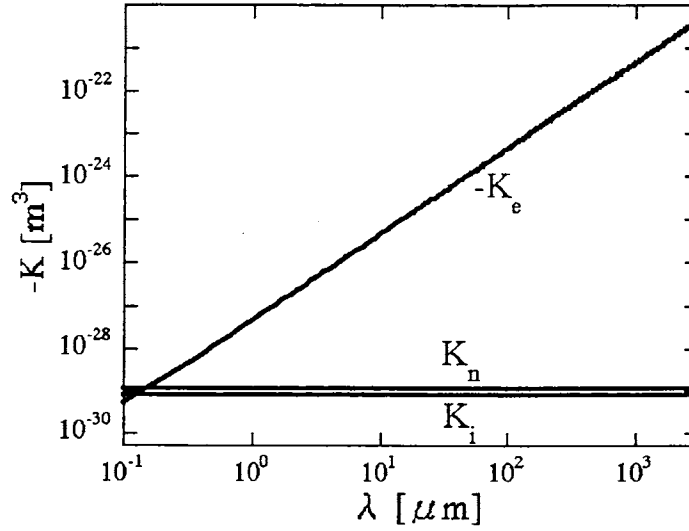


Figure5.4 K_n , K_i , K_e の電磁波波長 λ への依存性[6]

本研究ではパルス幅 7ns の YAG レーザを用いており、試験ガス中に集光することにより急峻なエネルギー注入および電離が行われる。その結果、干渉フリンジへガスのプラズマ化（電子、イオン）による影響と中性ガス密度変化による影響が現れる。しかし、時間経過に伴い再結合・付着等により、干渉フリンジへの影響は中性ガス密度変化が支配的となると考えられる。

初期状態を基準とし、この時の中性ガスを N_0 とする。レーザ照射により区間 0-L にプラズマとガスの密度変化が生じたとする。この時の干渉フリンジの変化は式(5.21) より

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L \{K_n(n_n - n_0) + K_i n_i + K_e n_e\} dl \quad (5.26)$$

で与えられる。

簡単化の為に、イオンは一価として考えると $N_i = N_e$ とおけ、次式のようになる。

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \int_0^L K_n(N_n - N_0) dl + \int_0^L (K_i + K_e) N_e dl \right\} \quad (5.27)$$

ここで、中性ガス密度変化の干渉フリンジへの影響を考慮して、

$$\int_0^L (K_i + K_e) N_e dl = A \quad (= \text{一定}) \quad (5.28)$$

とすると、式(5.24) は

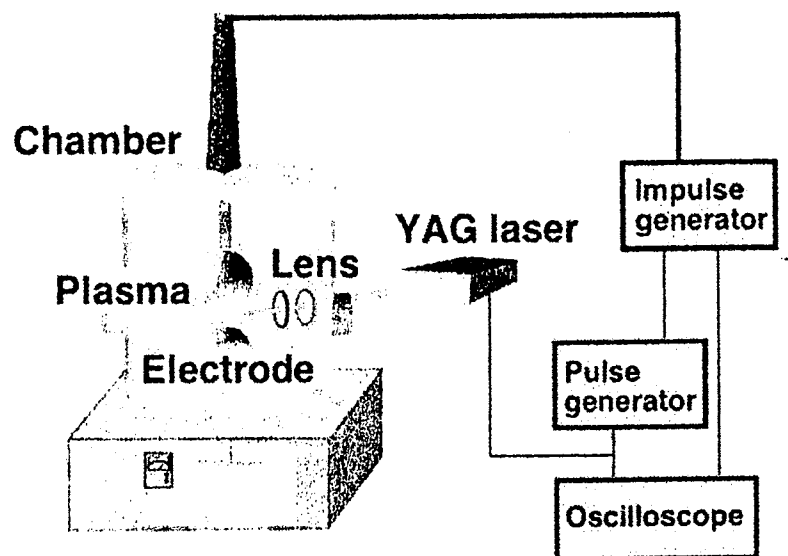
$$\int_0^L N_n = \int_0^L N_0 + \frac{\Delta\phi\lambda}{2\pi K_n} - \frac{A}{K_n} \quad (5.29)$$

となり、 $\Delta\phi$ を測定することにより、中性ガス密度の線積分値が求まる。

5.3 絶縁破壊電圧測定の実験装置の構成と実験方法

実験配置の模式図と圧力容器外観の写真をそれぞれ Figure5.5, 5.6 に示す。パルス幅 7 ns の YAG レーザ (HOYA Continium 製) の基本波 ($\lambda=1064\text{nm}$) を、圧力容器側面の石英ガラスより入射させ、内部に配置した平凸レンズ (BK7, $\phi=25\text{mm}$) を用いて集光し、電極間中央部にプラズマを生成する。圧力容器内の電極は球-半球電極 ($\phi=100\text{mm}$) を用いて実験を行った。電極間への雷インパルス電圧印加はインパルスジェネレータ (以下 I.G 東京変圧器 JEC-2291) を用いて行う。

高温ガスの状態変化に対する絶縁耐力を評価するには、レーザによるプラズマ生成後、任意の時間遅れ後にインパルス電圧を印加し、その時の破壊電圧を測定しなければならない。Figure5.7 に測定手順のタイムチャートを示す。YAG レーザは発振と同時に外部ヘトリガ信号を送り出せるようになっており、これをパルスジェネレータ (以下 P.G, LeCroy 9210) に入力して P.G で任意の遅れ時間をつけて I.G にトリガ信号を送り、インパルス電圧を電極間に印加する。本実験では、フラッシュオーバが生じる前の最高電圧値を絶縁破壊電圧と定義する。遅れ時間は、レーザ発振からフラッシュオーバが起きるまでの時間で定義する。レーザプラズマ生成時には衝撃波が発生し、衝撃波の内部の希薄な領域により、電極間のガス密度は非一様であると考えられる。そこで、電極間ギャップを 3mm に設定し、電極間をプラズマで満たすことで一様な電極間の状態を得られるように設定を行った。Figure5.8 にレーザ生成プラズマ写真を示す。電極間をプラズマが満たしていることが確認できる[7]。試験ガスは圧力 0.1MPa の CO_2 ガス、 SF_6 ガス、 N_2 ガスとした。レーザエネルギーは 400mJ 一定とし、チャンバー内のガス状態を均一にするため、測定の時間間隔を 2 分とした。



Sphere-semisphere electrode

Diameter : 100mm

Gap: 3mm

YAG laser

Wave length : 1064nm

Pulse width : 7ns

Flat-convex lens

Focal length : 200mm

Figure5.5 実験装置の模式図

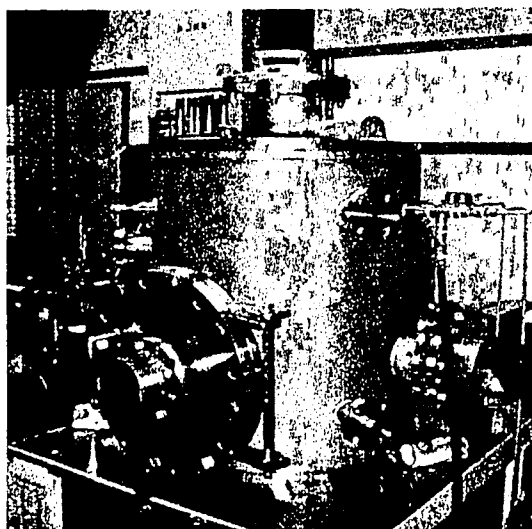


Figure5.6 高気圧試験容器の外観写真

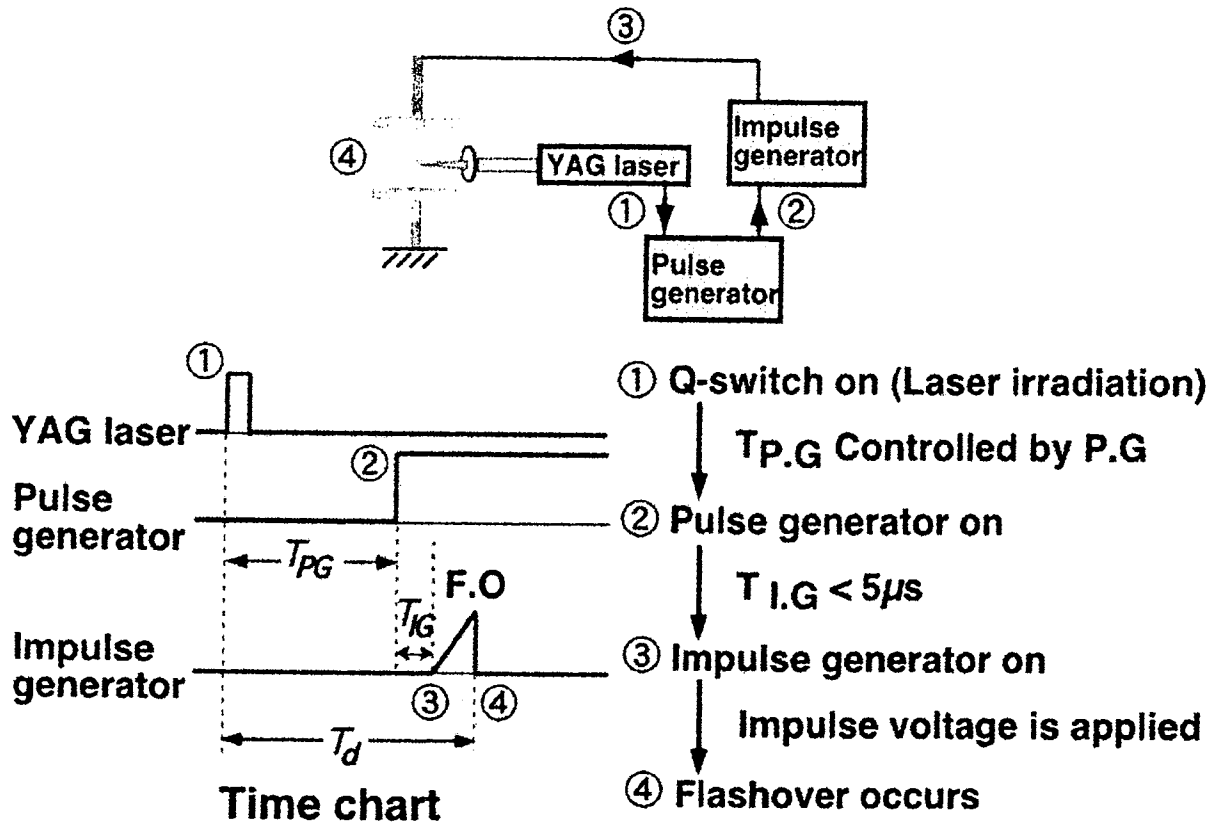


Figure5.7 破壊電圧測定実験の手順

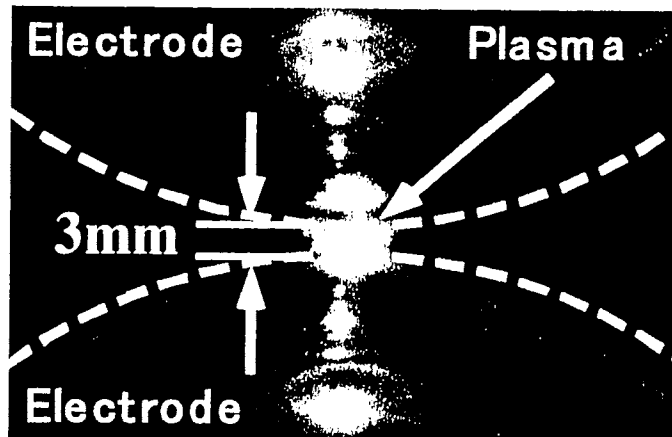


Figure5.8 レーザ生成プラズマ写真

5.4 実験結果

5.4.1 絶縁破壊電圧特性の試験法確認

絶縁破壊電圧特性測定の試験方法確認のため、臨界電界の理論値が知られている SF_6 ガスを用いて破壊試験を実施した。Figure5.9 に絶縁破壊電圧特性を示す。 SF_6 ガス圧力は 0.1MPa であり、印加雷インパルス電圧の波高値は 50kV とした。横軸はレーザ発振から破壊が起こるまでの遅れ時間を示している。Figure5.9 より、電圧印加のタイミングを変化させることにより、破壊電圧は変化することが確認された。レーザ照射から約 $100\mu\text{s}$ まで破壊電圧は低下し極小値を示し、それ以後は破壊電圧は増大した。すなわち、プラズマ生成後のガス状態（温度や密度）の変化により破壊電圧は変化し、電圧印加のタイミングを制御することで任意のガス状態における絶縁特性を知ることができることを意味している。一方、レーザ照射をせずにプラズマ生成しない場合、破壊電圧は 48.7kV であった。この結果は、 SF_6 の臨界電界値を $89.9\text{kV/cm}\cdot\text{atm}$ と考えると、理論的な破壊電圧 27kV に対し約 1.8 倍ほど高い値である。また、プラズマ生成後 1s ほど経過しても絶縁破壊電圧はプラズマ生成のない初期破壊電圧値まで完全に回復していないことがわかる。初期破壊電圧値がギャップ空間とガス圧力で決まる理論的な破壊値よりも高いことは、初期電子の不足が考えられる。そこで、電極間に Hg-Xe ランプ（浜松ホトニクス、 200W ）を照射することとした。Figure5.10 に Hg-Xe ランプの放射スペクトル分布を示す。Hg-Xe ランプを照射して Figure5.9 と同様の絶縁破壊試験を行った結果を Figure5.11 に示す。なお、印加雷インパルス電圧の波高値は 30kV とした。Figure5.11 の結果のように、Hg-Xe ランプを照射すると初期絶縁破壊電圧は 28.6kV となり、Hg-Xe ランプの照射がない場合と比較して約 20kV 低下した。また、プラズマ生成から 0.1s 後には、破壊電圧値はプラズマ生成のない初期破壊電圧値まで復帰した。Figure5.12 に Hg-Xe ランプ照射の有無を比較した結果を示す。横軸はレーザ発振から破壊が起こるまでの遅れ時間を示しており、縦軸はレーザ照射がない場合を 1 として規格化したものである。同図より、絶縁破壊電圧が最小値を示す時間は早くなり（およそ $20\mu\text{s}$ ）またその電圧低下の割合も大きくなることからわかる。Table5.1 に、各状態での破壊電圧 V_f 、およびその換算電界 E_B と臨界電界 E_{cr} との比をそれぞれ示す。Hg-Xe ランプ照射時の破壊電界強度は、 95.2 kV/cm となり（理論値の約 1.06 倍）、臨界電界値とほぼ等しくなった。

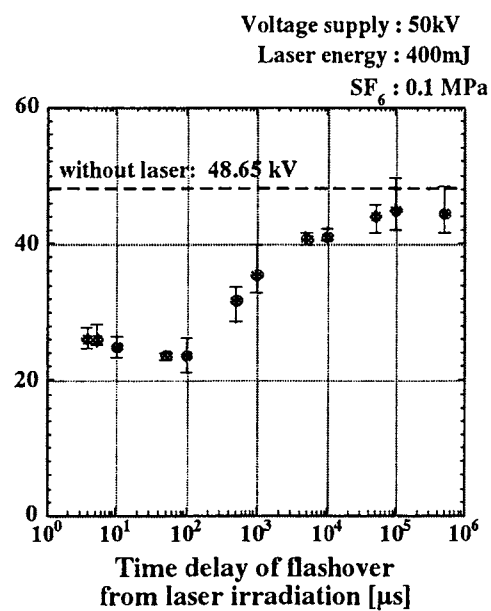


Figure5.9 絶縁破壊電圧特性

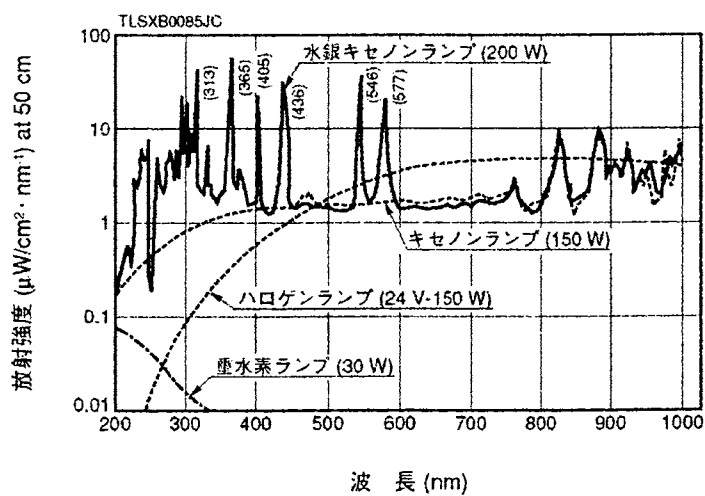


Figure5.10 Hg-Xe ランプの放射スペクトル分布

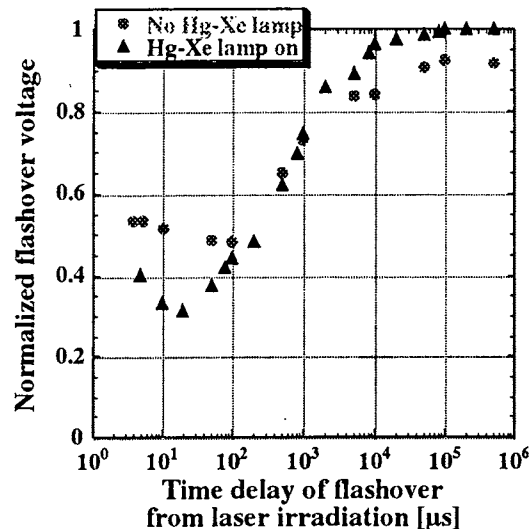
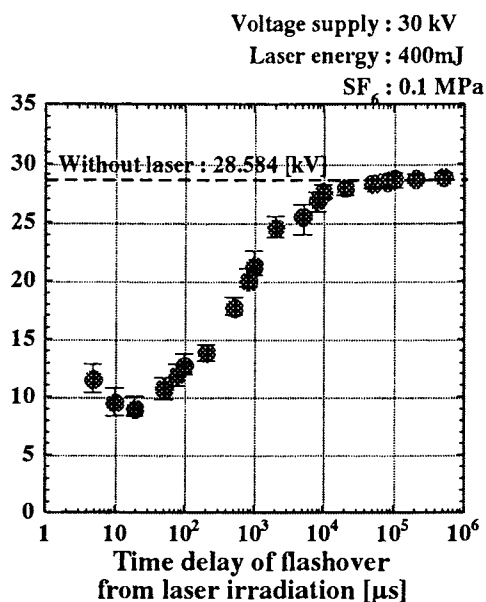


Figure5.11 Hg-Xe ランプ照射時の絶縁破壊電圧特性 Figure5.12 規格化した時の絶縁破壊電圧特性の比較

Table5.1 破壊電圧 $V_{f.o}$ 及び電極間の換算電界 E_B と臨界電界の理論値 E_{cr} との比較

	$V_{f.o}$ [kV]	E_B [kV/cm·atm]	E_B/E_{cr}
Hg-Xe lamp on	28.6	95.2	1.06
No Hg-Xe lamp	48.7	162.2	1.80

5.4.2 CO₂, N₂, SF₆ ガスの絶縁破壊電圧特性

Hg-Xe ランプを照射して、CO₂ および N₂ ガスの絶縁破壊電圧破壊特性を測定した結果を Figure5.13, 5.14 にそれぞれ示す。各ガスの圧力は 0.1MPa とし、印加雷インパルス電圧の波高値は 20kV とした。両ガスとも、SF₆ ガスと同様に電圧印加のタイミングにより絶縁破壊電圧が変化することが確認された。また、レーザ照射後およそ 0.1 s 後には破壊電圧は初期破壊電圧まで復帰することがわかる。Table5.2 に、Hg-Xe ランプ照射時のレーザ照射のないプラズマ生成がない状態での各ガスの絶縁破壊電圧値をまとめる。同表より、今回の実験系では、CO₂ ガスの絶縁耐力は、今回使用したガス中では最も低く、N₂ ガスよりは若干低く、SF₆ ガスに対しては 40%程度の値となった。ただし、これら CO₂ と N₂ ガスの破壊電界値は空気の臨界電界である 30kV/cm よりも大きな値を示す結果となった。現在のところ理由は明らかでないが、これらガスの実効電離係数の電界依存性

は SF_6 ガスよりも小さく電離開始から破壊までの形成遅れ時間が影響していることが考えられ、今後より詳細な検討が必要である。Figure5.15 に、各ガスの比較として、レーザ照射のない初期絶縁破壊電圧を 1 として規格化した結果を示す。同図より、各ガスともレーザ照射から $20\mu\text{s}$ で絶縁破壊電圧は極小値を示し、レーザ照射のない場合の破壊電圧と比較して約 30% 以下まで低下している。 $20\mu\text{s}$ 以降の回復時間領域において、 SF_6 ガスでは $20\mu\text{s}$ から急激に破壊電界は増大しているのに対し、 CO_2 ガスでは $80\mu\text{s}$ 、 N_2 ガスでは最も遅く $200\mu\text{s}$ から急激に増大しているのがわかる。これは、熱伝導率による影響とプラズマ生成時に生じる衝撃波、即ち、中性粒子ガス密度による影響がともに生じたため、ガス種による絶縁耐力の回復特性の相違が顕著に表れた結果と考えられる。このため今後は、レーザ入射後の衝撃波の形成・伝搬特性と中性粒子ガス密度の時間変化特性の把握が重要になってくる。

以上の結果、プラズマ生成後のガス状態の時間変化を明らかにすれば、電圧印加のタイミングを制御することで任意のガス状態の絶縁特性を知ることができるようになることが示された。

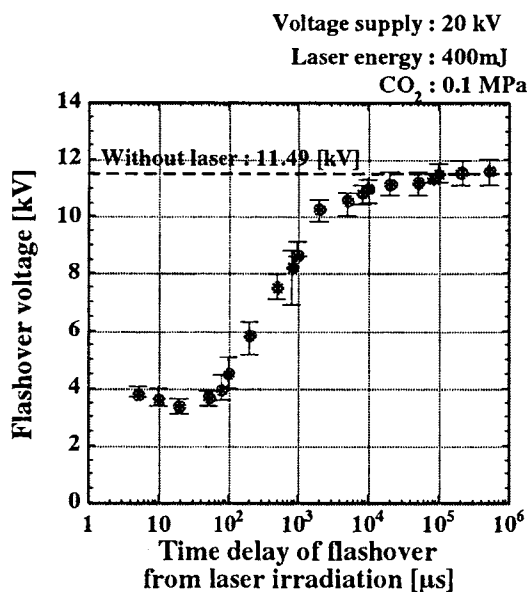


Figure5.13 Hg-Xe ランプ照射時の絶縁破壊電圧特性
(CO_2 ガス)

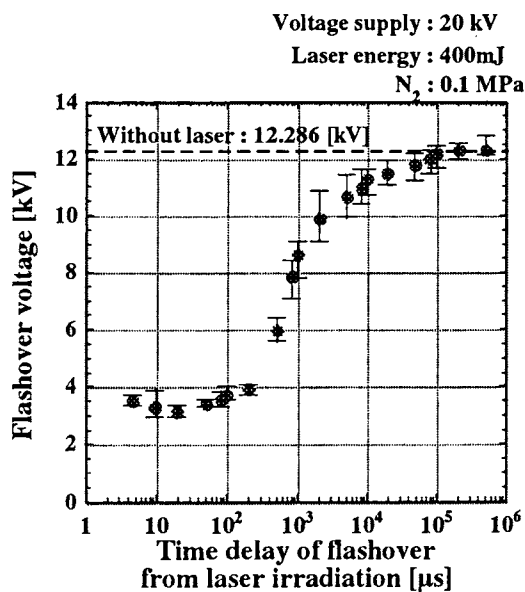


Figure5.14 Hg-Xe ランプ照射時の絶縁破壊電圧特性
(N_2 ガス)

Table5.2 各ガスにおける Hg-Xe ランプ照射時の絶縁破壊電圧測定結果

	$V_{f.o}$ [kV]	E_B [kV/cm $\cdot$ atm]
SF ₆ gas	28.6	95.2
CO ₂ gas	11.5	38.3
N ₂ gas	12.3	40.9

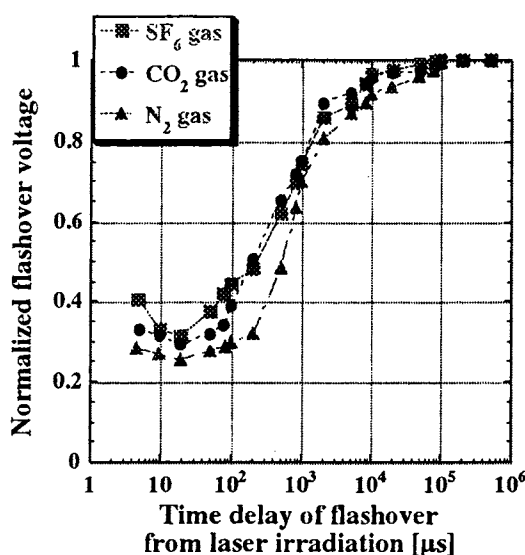


Figure5.15 Hg-Xe ランプ照射時の規格化された破壊電圧特性

5.5 ガス状態測定のための一検討

Figure5.16 に、一例として、0.1MPa の CO₂ ガスでのプラズマ生成から 4ms 経過後の分光測定により得られた発光スペクトルを示す。図中に示したいくつかのラインは O, C 原子のものであるが、このうちの 2 つのスペクトルをボルツマン法に適用することで温度導出が行えることになる。しかしながら、経過時間が数十 μ s より長くなると、スペクトル強度がノイズレベルと同程度まで小さくなる等の問題が存在する。そのため、ボルツマン法だけではなく CO₂ ガスの解離特性を考慮して、特定原子のラインが観測されなくなる時間からその時間での温度の上限を試算することも考えている（例えば O 原子のラインが観測されなくなる時間は、O 原子の解離温度以下になる時間である）。なお、絶縁破壊電圧は温度の関数だけではないため、そのときの中性粒子ガス密度を同時に知っておかなければいけない。この中性粒子ガス密度は、マッハ・ツェンダー干渉計を用いて導出する。なお、これまでに先行してシャドウグラフ法を用いて衝撃波の広がりについては検討している^[8]。プラズマ生成時に生じる衝撃波は、N₂ ガスで 600 ns, SF₆ ガス

では 2 ms 後に電極間に広がっており、各ガスの中性粒子ガス密度は数 ms 後には初期状態に戻っているものと考えられる。

5.6 まとめ

アーク消弧後の高温ガス状態での絶縁特性を明らかにするために、レーザ生成プラズマを用いた試験装置を構築した。その結果、プラズマ生成後のガス状態の時間変化に対応して絶縁破壊電圧は顕著に変化することを確認した。これより、今後プラズマ生成後のガス状態の時間変化を明らかにすることで、ある任意のガス状態における破壊電圧特性を定量的に評価できることになる。

今後は、プラズマ生成後のガス状態の時間変化を明らかにするために、本章で説明したように、温度特性は分光測光によるボルツマン法から導出を試みる。

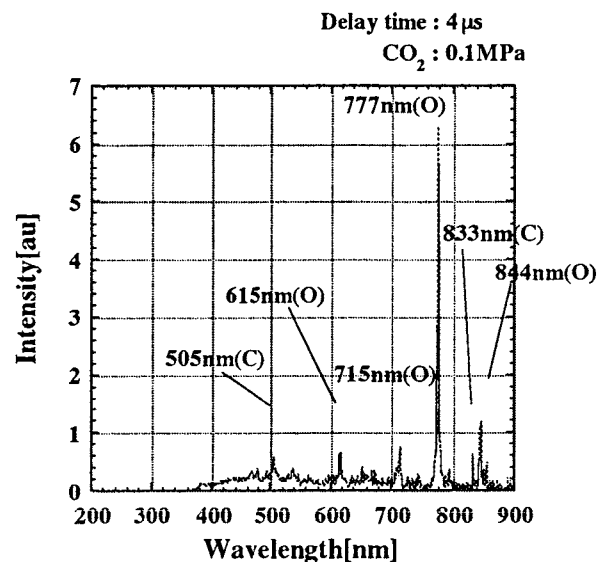


Figure5.16 発光スペクトル取得結果の一例

【参考文献】

- [1] 趙，他；GASEOUS DIELECTRICS IX, pp.351-356 (2001)
- [2] 大塚，他；平成 12 年電気学会基礎・材料・共通部門大会, No.14-5 (2000)
- [3] 電気学会放電ハンドブック出版委員会；「電気工学ハンドブック」，オーム社，Vol.1 (1998)
- [4] 山本学，村山清一；「プラズマの分光計測」，日本分光学会測定法シリーズ，NO.29 (1995)
- [5] 赤崎 正則，村岡 克紀，渡辺 征夫，蛭原 健治，「プラズマ工学の基礎」，産業図書 (1984)

- [6] 村岡克紀, 前田三男 : 「プラズマと気体のレーザー応用計測」, 産業図書 (1995)
- [7] 森, 他 ; 2001 Japan-Korea Joint Symposium, pp.145-148 (2001)
- [8] 縄田, 他 ; 2002 Joint Conference of ACED & K-J Symposium, Vol.1 pp308-311 (2002)

第6章 総括

近年の電気エネルギーの需要の増大に伴い、高品質・高信頼性の電気エネルギー供給が以前にも増して求められている。これらに対応するために我が国においては電力系統の相互連系がなされ、さらには 1000kV 超高圧送電も行われつつある。このような状況においては、事故時に発生する短絡電流は数 100kA にも達し、電力用遮断器が果たすべき責務はますます過酷になってきている。

電力用遮断器においては、現在 SF₆ ガス吹付け方式が主流となっている。この遮断器は、遮断時に発生するアークに SF₆ ガスを軸方向に吹き付けて、遮断すべき交流電流の零点後数十マイクロ秒の間に、電極間を導電性の高いアーク状態から絶縁性のガス状態に急速変容させて大電流を遮断している。このアーク遮断機構については、現象が極めて高速でかつ単発現象であること、電極およびノズル材料からの混入の影響、流体との相互作用など極めて複雑であることや、有効な診断手法がないことなどから、試行的、経験的知見が選考しているのが現状である。このような背景の下、アーク遮断現象を基礎実験的理論的に解明することが急務となっている。

一方、SF₆ は温暖化効果が CO₂ の 23900 倍ときわめて高いため、1997 年の COP3 京都会議において排出削減対象ガスに指定された。このため、SF₆ ガスに替わる新しい消弧媒体および消弧方式が求められている。

本研究では、アーク消弧媒体を基礎実験的に検討する手法として、最近開発した「パルス変調誘導熱プラズマ発生装置(PMITP; Pulse-Modulated Induction Thermal Plasma)」を用いた。まず、SF₆ に替わる代替ガスを探索することおよび基礎的なガス熱プラズマの時間応答を検討する目的で、環境適応形 N₂、O₂、CO₂ 等の解離性分子ガスを対象として、大気圧条件下における PMITP の安定発生条件を検討した。さらに、これらのガスが PMITP の時間応答に与える影響を、高速分光分解法を用いて Ar 励起原子スペクトル放射強度を通じて検討した。また、アーク遮断性能を左右する数千度領域での再起電圧印加時の高温ガスの絶縁破壊特性を正確に把握できる実験的手法を確立することを目的とした。このように、全体としては SF₆ および環境適応型ガス消弧基礎特性を、これまでにない新しいプラズマ形態（パルス変調とレーザ生成）を用いて行う研究である。

以下に本研究で得られた主要な結果を要約する。

第 2 章では、パルス変調誘導熱プラズマの基本特性を述べるとともに、各種ガス

混合パルス変調誘導熱プラズマの安定維持範囲を明らかにしている。誘導熱プラズマは磁気結合の形でプラズマを維持し電極を用いないため、熱プラズマを電極材料混入問題から解放する。さらにこの誘導熱プラズマを維持するコイル電流に振幅変調を加えたのがパルス変調誘導熱プラズマ PMITP である。これによりクリーンな熱プラズマを意図的に過渡変動させることができ、これまで困難であった過渡プラズマの繰り返し実験が可能となっている。ここでは、主ガスとして Ar を用い、付加ガスとして環境低負荷ガスの O₂, N₂, H₂, CO₂ を加えて、PMITP の安定維持しうる条件を検討した。その結果、特に CO₂ を混合させると PMITP の安定維持が困難になることが判明した。この安定維持は、ガスの熱プラズマ消弧性能と密接に関係しており、CO₂ が試験ガス中最も消弧能力が高いことが実験的に推察できた。

第 3 章では、各種ガス混合パルス変調誘導熱プラズマの過渡変動を測定により明らかにした。ここでは、熱プラズマの過渡応答を見るために Ar 励起スペクトル放射強度の時間変化を高速分光法により測定している。アーク遮断現象は本質的に過渡プラズマをいかにコントロールし速く消滅させるかということが鍵となっており、熱プラズマの過渡変動の把握は、まさにその本質である。この過渡変動に与える付加ガスの影響を検討した結果、CO₂ を混合させた場合に最も熱プラズマへの復帰までの時間が長くなることが判明した。このことは、CO₂ は他のガスよりも低温状態を維持しようとする性質があることを示しており、消弧性能が高いことが推察できた。観測位置による影響についても検討し、低温となるコイルから離れた位置においてガス依存性が最も顕著に現れることがわかった。

第 4 章では、各種ガス混合パルス変調誘導熱プラズマの温度変化を実験的に求めている。遮断器内におけるアーク制御はガスを高速で吹付けてアークから熱を奪い導電性を急速に低下させており、温度は重要なパラメータの一つである。本章では Ar 励起温度を二線強度比法により求めている。その結果、CO₂ 混合時においてパルスオフ時に最も温度低下することが判明した。これにより他のガスよりも CO₂ には急速冷却能力があることが実証できた。以上の検討により、現在のところ CO₂ を代替ガスの候補ガスの一つに上げることができる。

第 5 章では、アーク消弧後の高温ガス状態での絶縁特性を明らかにするために、レーザ生成プラズマを用いた試験装置を構築した。その結果、プラズマ生成後のガス状態の時間変化に対応して絶縁破壊電圧は顕著に変化することを確認した。これより、今後プラズマ生成後のガス状態の時間変化を明らかにすることで、ある任意のガス状態における破壊電圧特性を定量的に評価できることになるがわかった。