T2R2 東京科学大学 リサーチリポジトリ
Science Tokyo Research Repository

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	高速Zピンチ放電による水素様窒素軟X線レーザー実現に向けた研究
Title(English)	Study for realization of a H-like N soft X-ray laser excited by fast z-pinch discharge
著者(和文)	酒井雄祐
Author(English)	Yusuke Sakai
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第8035号, 授与年月日:2010年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:堀田 栄喜
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第8035号, Conferred date:2010/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

Powered by T2R2 (Science Tokyo Research Repository)

高速 Z ピンチ放電による
水素様窒素軟 X 線レーザー実現に向けた研究

平成 22 年

酒　井　雄　祐

目次

第 1 章 緒論 **1**

1.1 軟 X 線レーザー研究の歴史 ····· 1

1.2 キャピラリ放電励起を用いた SXRL ····· 3

1.3 再結合励起レーザー動作の可能性 ····· 5

1.4 放電励起を用いた短波長化の試み ····· 6

1.5 水素様窒素再結合レーザーと本研究の意義 ····· 7

1.6 論文構成 ····· 8

第 2 章 水素様窒素 Balmer α レーザー実現に向けた理論的見積 **9**

2.1 はじめに ····· 9

2.2 反転分布形成に要求されるプラズマパラメータ ····· 10

2.2.1 電離過程 ····· 10

2.2.2 再結合過程 ····· 13

2.2.2.1 n = 2 の状態を CRC 相とするための条件

2.2.2.2 Radiation trap を抑制するための条件

2.2.2.3 衝突脱励起による上位準位粒子の供給

2.3 要求される放電電流と期待されるプラズマパラメータ ····· 21

2.3.1 電離過程 ····· 21

2.3.1.1 電流の立ち上がりと表皮厚

2.3.1.2 インプロージョン時に要求される放電電流

2.3.2 膨張冷却過程 ····· 22

2.3.2.1 断熱自由膨張の場合に得られるプラズマパラメータ

2.3.2.2 プラズマの膨張速度と膨張時間

2.3.2.3 放射冷却の効果

2.3.2.4 ジュール加熱による追加熱

2.4 期待される利得 ····· 25

2.5 まとめ ····· 27

第 3 章 高効率パルパワー電源の開発 28

3.1 はじめに ····· 28

3.2 水コンデンサ充電部 ····· 29

3.3 低インダクタンス放電部 ····· 32

3.4 放電実験と Ne-like Ar レーザー動作の確認 ····· 32

3.5 まとめ ····· 33

第 4 章 電圧波の反射を利用した電流波形制御 34

4.1 はじめに ····· 34

4.2 波形制御の原理 ····· 34

4.3 生成可能な電流波形 ····· 38

4.4 三角波電流発生の確認 ····· 40

4.5 三角波電流形成条件と要求放電電流の生成 ····· 41

4.6 まとめ ····· 42

第 5 章 三角波電流とピンチダイナミクスの整合 43

5.1 はじめに ····· 43

5.2 三角波電流を用いた数値計算によるピンチダイナミクスの検証 ····· 43

5.2.1 MHD 数値計算コード ····· 43

5.2.2 数値計算による電離ダイナミクスの検証 ····· 46

5.2.3 数値計算による膨張冷却時の MHD ダイナミクスの検証 ····· 47

5.2.4 数値計算による MHD 不安定性成長率の検証 ····· 49

5.3 実験による三角波電流とピンチダイナミクスの整合 ····· 50

5.3.1 XRD を用いた放射光時間発展の計測 ····· 50

5.3.2 高速度カメラを用いた膨張プラズマの観測 ····· 53

5.4 まとめ ····· 55

第 6 章 反転分布形成の可能性 **56**

6.1 はじめに ····· 56

6.2 キャピラリ放電生成プラズマの時間積分分光計測 ····· 56

6.2.1 透過型分光器の概略 ····· 56

6.2.2 電子温度の推定 ····· 58

6.2.3 観測されたキャピラリ軸上の放射スペクトルと推定電子温度の相関 ····· 58

6.3 時間積分スペクトルピンホール像 ····· 61

6.2.1 インプロージョン時の電離ダイナミクス ····· 62

6.2.2 最大ピンチ時の推定電子数密度 ····· 62

6.2.3 膨張冷却過程の放射スペクトルとプラズマパラメータの相関 ····· 63

6.4 まとめ ····· 66

第 7 章 結論 **67**

参考文献 **70**

謝辞

業績目録

第 1 章　緒論

1.1 軟 X 線レーザー研究の歴史

レーザー研究は，Einstein が 1925 年頃に行った誘導放出の理論研究にはじまり[1.1]，約 20 年後，Townes による 1954 年のメーザー実現に繋がった[1.2]．その後，パルスパワー技術を用いることで，Maiman がレーザーの発振を実証したのは 1960 年である[1.3]．そして，より短波長のレーザー，すなわち軟 X 線レーザー（SXRL）の実現が強く期待されることとなる[1.4]．X 線領域の中でも特に，波長が数 10 nm の軟 X 線の光子エネルギーは，身の周りの物質における励起エネルギーと同等であり，物質の構造解明，微細加工から生命科学に至るまで幅広い分野での応用が期待されてきた．物質を観察，加工することが可能なスケールは，使用する光源の波長と同程度であるため，近年の半導体リソグラフィー技術にとっては光源の短波長化が強く求められている[1.5]．また，高密度プラズマの診断においては，プローブ光のカットオフ周波数はプラズマ中の電子密度によって決まり，固体密度近くのプラズマ診断には SXRL が必要とされる．特に，波長 2-4.4 nm の水の窓領域の電磁波は，水を透過するが炭素に吸収されるため，生きたままの生体の観察が可能であり，その応用が強く期待され，光源の短波長化において一つの目標とされてきた．本格的な SXRL の研究は 1970 年頃に始まり，A. N. Zherikhin らによって，多価電離したイオンプラズマ中における波長 30-70 nm の SXRL 実現の理論的可能性が示されたのは，誘導放出に関する研究がはじまってから 50 年後の 1976 年である[1.6].

SXRL の実現には，多価イオンの励起状態における反転分布を利用するため，上位準位の寿命は sub ps と極端に短くなり，自然放出の増大のためにその実現は極めて困難となった．また，レーザー利得が得られる実効的な時間は数 ns となり，光子が 1 ns で伝播可能な距離は 30 cm 程度であるから，SXRL は自然放出光と誘導放出光の両方の寄与による ASE(Amplified Spontanious Emission)によって増幅される[1.4]．レージングに必要とされる励起パワーはレーザー波長の 4 乗に反比例して上昇するために，例えば波長を 1 μm から 10 nm へ短波長化するためには要求される励起パワーは$(1\ \mu m / 10\ nm)^4 = 10^8$倍，増化する．さらに，軟X線は身の周りの物質と強く相互作用し容易に吸収されてしまうため，反射鏡が使用できず共振器を組むことができない．従って，シングルパスでの増幅に頼る必要があり，SXRL 実現のためにはエネルギー密度の極めて高いプラズマの生成を，如何に効率良く行うかが鍵となる．

ところが，近年のパルスパワー技術に急速な進展が見られ，Zherikhin らによる理論的見積がなされてから 10 年後の 1985 年に LLNL (Lowrence Livermore National Laboratory)，翌年には PPPL (Princeton Plasma National Laboratory)において SXRL の動作が報告された[1.7, 1.8]. それらは，固体のターゲットに高強度の慣性核融合点火用のナノ秒パルスレーザーを照射し，高温高密度プラズマを生成することによってはじめて可能となった．LLNL では，電子衝突励起によるネオン様セシウムの波長 20.63，20.96 nm のレーザー，PPPL では水素様炭素の波長 18.2 nm のレーザーの動作を観測した．Fig. 1.1 に，LLNL，PPPL でのレーザーターゲットの構成図を順に示す．LLNL の場合は，線状に励起レーザーを集光させることで，利得長積の増大を図った．一方で PPPL の場合は，キャピラリへの軸方向からの励起レーザーの照射による内壁のアブレーションを用い，凹形状の電子密度プロファイルによる導波路効果を用い，再結合による高い利得を得ることを可能とした．

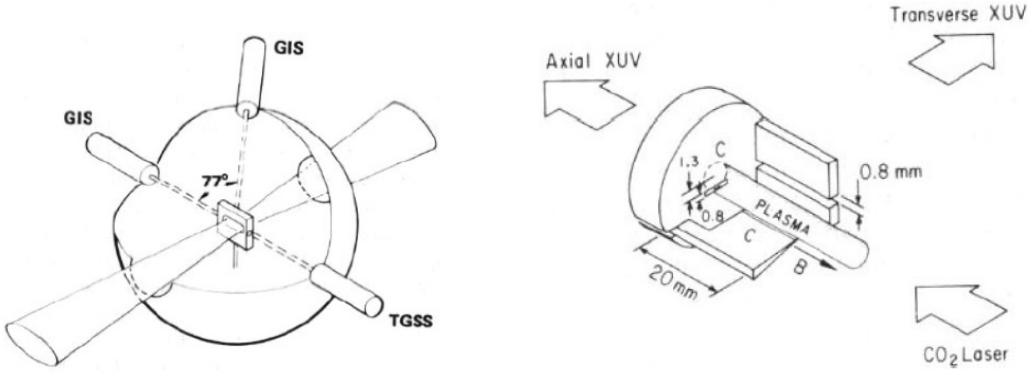


Fig. 1.1. SXRL pumped by high power pulse laser
Left: First collisionally pumped X-ray laser demonstrated at LLNL
Right: First recombination X-ray laser demonstrated at PPPL

その後, 高出力化, 高効率化と短波長化を目指して様々なアイデアが提案されてきた[1.9]. 例えば，ダブルパルスレーザーの使用[1.10]，予備放電とパルスレーザー照射を組み合わせ電離と電子衝突励起を分けて過渡的な電子衝突励起を利用した例[1.11]や，小型超短パルスレーザーを金属ターゲットに斜入射することでプラズマへのエネルギーの吸収を高めた例[1.12]などが報告されており，最短波長 4 nm 付近までの明確なレージングが 1990 年に MacGowan，1999 年に大道らによって観測されている[1.13. 1.14].

1.2 キャピラリ放電励起を用いた SXRL

1994 年，コロラド州立大学の J. J. Rocca らにより，エネルギー変換効率の極めて高いキャピラリ気体放電を用いることで，Ne-like Ar（ネオン様アルゴン）の 3p-3s 遷移を用いた波長 46.9 nm の SXRL の動作が実現した[1.15]．この方式では，Z ピンチプラズマによって数 10 cm の長いプラズマ柱を生成することで利得飽和を得た[Fig. 1.2]．その後数年間はピンチ放電による Ne-like Ar レーザー動作の追試は報告されなかったが，2001 年に新美らによって，予備電離の使用で MHD 不安定性の成長を抑え，軸方向に一様性の高いプラズマを生成することで，再現性の良い SXRL の動作が可能となることが明らかにされた[1.16, 1.17].

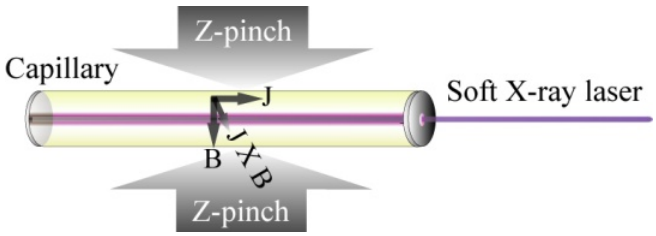


Fig. 1.2. Capillary discharge SXRL

新美らが用いたキャピラリ放電型 SXRL の放電装置は，3 段のマルクス発生器，昇圧パルストランス, 水コンデンサと放電部のギャップスイッチとキャピラリで構成されている[Fig. 1.3]．3 段のマルクスバンクで発生した数 10 kV の電圧パルスは，2: 28 のパルストランスにより昇圧され，200 kV 程度の電圧が水コンデンサに充電される．その直後，自爆型のギャップスイッチが閉じ，放電部のキャピラリに高速電流パルスが印加される．

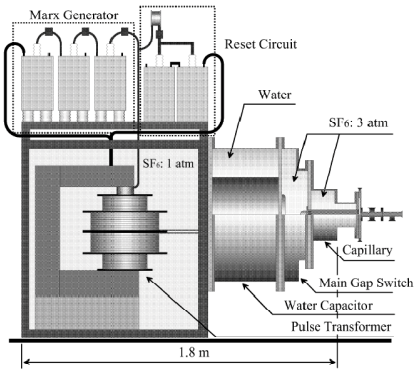


Fig. 1.3. Experimental set-up of the capillary discharge laser[1.16]

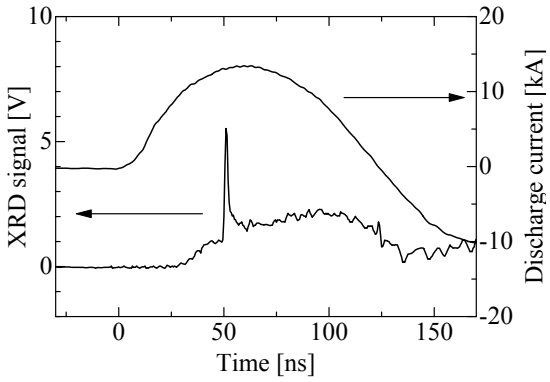


Fig. 1.4. The XRD signal and main discharge current in 200 mm ceramics capillary

Ne-like Ar レーザーの動作は，XRD(X-ray Photo Diode)のスパイクとして観測される[Fig. 1.4]．Fig. 1.4 では，主放電電流 15 kA，半周期約 110 ns，*di*/*dt* = 300 A/ns の放電により，放電開始から約 50 ns 付近にレージングが行われている．この Ne-like Ar レーザーを用いて，ワイヤを用いたダブルスリットによる古典的な干渉実験を行った場合，明確な干渉縞を観測することが可能であり，コヒーレンス長 50 μm が得られている[Fig. 1.5].

最近では, 世界各地において次々と Ne-like Ar レーザーの動作確認が報告されており[1.18, 1.19, 1.20, 1.21, 1.22, 1.23]，放電型 SXRL の応用に向けた色々な試みがなされている．2002 年には，Tomassetti らによってキャピラリ長 45 cm でのレージングが観測され，300 μJ の高出力が得られている[1.18]．また，卓上サイズで 4 Hz でのレージングに成功した例も報告されている[1.24]．また，Ne-like Ar レーザーの空間的コヒーレンスの評価が，ナイフエッジやピンホールによる回折干渉実験により行われ[1.25, 1.26]，応用として高密度プラズマの計測やアブレーション実験が進められ[1.27]，放電方式による SXRL の研究・応用基盤が整いつつある．Ne-like Ar レーザーで極めて高い利得長積と高コヒーレント性が得られる要因としては，ピンチプラズマのインプロージョン時における凹形状の電子密度勾配による導波路効果が考えられている．しかしながら，キャピラリ放電による高く利得飽和したレージングの観測は, Ne-like イオンの電子衝突励起方式のみに限られ, 短波長化は進んではいない．ところが最近の実験において，XRD 信号に 2 つのスパイクを観測し，再結合励起の可能性が指摘された[1.28, 1.29].

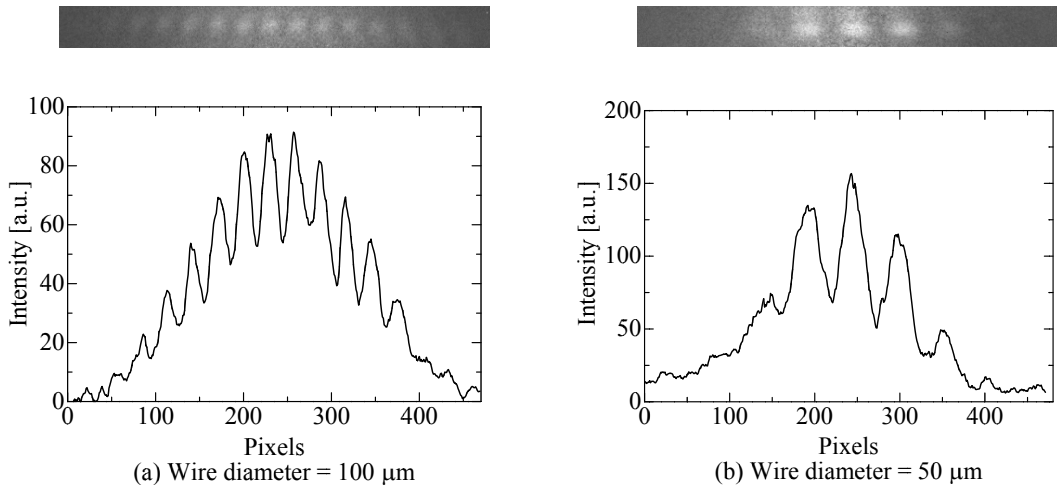


Fig. 1.5. Interference fringes of SXRL using a wire double slits
(a): Wire diameter: 100 μm, (b): Wire diameter = 50 μm

1.3 再結合励起レーザー動作の可能性

XRD 信号に観測された 2 つのスパイクを Fig. 1.6 に示す[1.29]．2 番目のスパイクは，1 番目のスパイクの直後約 5 ns に見られる．共同研究を進めているチェコの Vrba らによる数値計算結果によれば[1.30]，電子衝突励起による Ne-like Ar の高い小信号利得がピンチ直前に得られる．そして，数 ns 後，プラズマ膨張過程において電子再結合励起による Be-like Ar（ベリウム様 アルゴン）の 2p-2s 遷移により，波長 42.6 nm のレーザー利得が得られると指摘されている．Vrba らの数値計算によれば，膨張冷却時の利得が得られる時刻における電子温度と電子密度は，$T_e = 105$ eV，$N_e = 3.1\times10^{18}$ cm^{-3} であり，それらはピンチ直前の Ne-like Ar レージング時のプラズマの状態 $T_e = 100$ eV, $N_e = 4.3\times10^{18}$ cm^{-3} と同程度である．ただし，実際のピンチ後の膨張プラズマにおいては，Alfven 速度，

$$V_{Alfven} = \sqrt{{B_\theta}^2/\rho\mu_0} \qquad \text{Eq. (1.1)}$$

で成長する磁気的な不安定性の抑制がレージングの課題となると考えられる．Alfven 速度は，ピンチプラズマ表面磁場 B_θ とプラズマ密度 ρ の関数であり，レーザー動作時の主放電電流 15 kA，初期ガス圧力 40 Pa，プラズマ柱の半径r_pを 100 μm 程度とすれば[1.31]，$B_\theta \approx 30$ T，$\rho \approx 1.5\times10^{-1}$ kg/m^3 となり，Alfven 速度は 7.0×10^4 m/s 程度となる．よって，MHD 不安定性の成長時間は数 ns となり，不安定性が大きく成長する前に再結合レーザー利得が得られる可能性は有る．しかしながら，実際のキャピラリプラズマは直線状に長く，MHD 不安定性によるピンチプラズマのジッパーリングにより，2 度 Ne-like Ar のレージングが起きていることも考えられるため，これらの断定には詳細な分光計測が求められる．

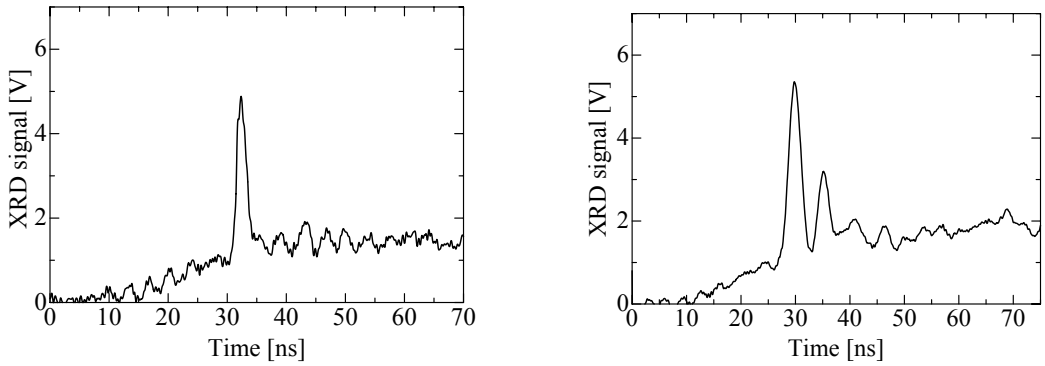


Fig. 1.6. Two spikes of XRD signal radiated from the Ar plasma

1.4 放電励起を用いた短波長化の試み

現在は，極めてエネルギー効率の良い電子衝突型のキャピラリ放電を利用し，短波長化に向けた色々な試みが世界各地で進められている．例えば，Ni-like Cd の電子衝突励起による，波長 13.2 nm の SXRL の動作が Rocca らにより確認されているが，未だ利得飽和は得られてはいない．Rocca らが用いたパルスパワーシステムは，立ち上がり 15 ns，波高値 200 kA の大電力パルスパワーシステムである[1.32]．しかしながらこれらの例では，レーザー媒体が固体であるために初期粒子数密度の制御が困難で放電が不安定となり，再現性の良いレージングは難しいと考えられる．一方で，固体キャピラリからのアブレーションを積極的に用いた軟 X 線レーザー実現に向けた研究は 1994 年以前に進められていた．特に，H-like C（水素様炭素）の再結合を利用した Balmar α レーザーの研究は精力的に進められてきた[1.33, 1.34, 1.35]．Rocca，Kim らは電流波高値 40 kA，半周期 100 ns によるキャピラリ放電を用いた H-like C による波長 18.22 nm の Balmar α 線の増幅の可能性を示している．その後，2001 年報告された Ellwi らの実験においては，XRD 信号のスパイクとして H-like C の再結合レーザーの動作が観測された[Fig. 1.7].

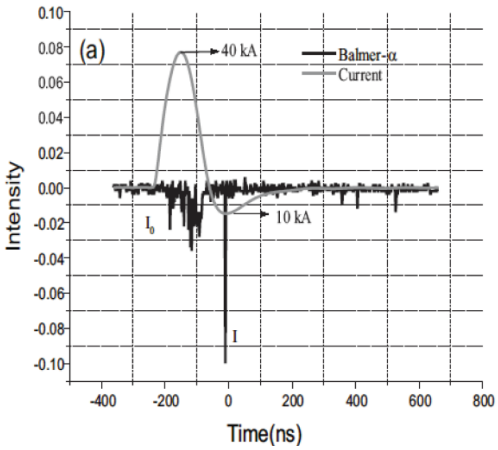


Fig. 1.7. Balmer-α of C VI and the current as a function of time for a straight capillary [1.35]

Ellwi らの実験では，XRD 信号に表れる炭素プラズマからの放射光強度は，放電開始後に最大ピンチ時刻に向かって上昇していく．その後電流が最大値の 40 kA から減少していくと共に，放射光強度が減少していく．そして，XRD 信号がほぼゼロになった後に，再結合レーザーの動作を示すスパイクが観測された．これらの実験においては，ピンチ後に急速な膨張を引き起こしたプラズマが，キャピラリ壁に到達したことにより急速な冷却が起き，再結合による反転分布が形成されたと考えられている．

1.5 水素様窒素再結合レーザーと本研究の意義

H-like C 再結合レーザーにおいて，冷却にキャピラリ内壁を用いる場合，アブレーションによる急激な電子密度の上昇や導波路効果が期待される．しかしながら，媒質が固体であるために，放電の初期条件を制御することが難しいと考えられる．そこで，レーザー媒体が気体である H-like N の再結合レーザー実現が提案された．Vrba らの数値計算によれば，放電電流 50 kA 以上でパルス幅 80 ns 程度の正弦波電流により小信号利得 1 cm^{-1} 程度が得られることが示されている[1.36]．H-like N レーザーは，波長が 13.4 nm と EUV 領域に入り，Mo/Si 多層膜ミラーが使用可能である．そのため，広く応用が期待され，EUV リソグラフィー技術との整合性も有ることから，その実現が強く期待されている．

現在は，チェコ，イタリア，イスラエルの研究グループにより実験的検証が開始された段階にある．H-like N の Balmer α レーザーは，窒素イオンを一旦 7 価まで電離させ，その後プラズマを急速に冷却することで三体再結合を促し，主量子数 2-3 間での反転分布を形成することを基本原理とする．キャピラリ放電では，円柱プラズマ表面の電流層が衝撃波と共に収縮することによって，高温高密度なプラズマ柱が生成される．その後，ピンチプラズマは数 10 ns で急速な膨張冷却を引き起こし，再結合による反転分布の形成が期待される．

本論文は，キャピラリ放電型 SXRL の短波長化を見据え，著者が東京工業大学大学院総合理工学研究科創造エネルギー専攻博士課程において，

「高速 Z ピンチ放電による水素様窒素軟 X 線レーザー実現に向けた研究」

の成果をまとめたものである．7 価の窒素イオンを生成するためには，Ne-like Ar の場合に比べてよりエネルギー密度の高いピンチプラズマの生成が求められる．そして，膨張冷却による再結合過程では，反転分布の形成を可能とするプラズマパラメータが存在する．理論的に Balmer αレーザーの動作を可能とする実験基盤の構築と，実験的な知見を示すことで，将来の Balmer αレーザー実現へ向けた礎を残すことに本研究の意義が在る．

1.6 論文構成

本論文は本章「緒論」の軟 X 線レーザーの研究背景の概説と研究課題の設定に始まり，第 2 章でレーザー実現のための理論的見積，第 3 章，第 4 章では理論的見積に基づいた実験基盤の構築，すなわちパルスパワーシステムの開発に関して記述する．続く，第 5 章では，開発したパルスパワーシステムによって電離と再結合を両立するピンチダイナミクスの整合の検証を行い，次章への予備的な知見を示す．そして，第 6 章において，放電実験で得られたプラズマパラメータと，窒素プラズマからの放射光特性の検証，考察を行い，反転分布の形成あるいはレーザー実現に向けた工学的な課題を示した上で，最終章第 7 章で研究の総括を行う．

尚，特に断りが無い限り mks 単位系を使用するが，粒子数密度に関しては cm^{-3} を，温度の表示には eV を主として用いる．

第 2 章　水素様窒素 Balmer αレーザー実現に向けた理論的見積

2.1 はじめに

Balmer αレーザー実現のためには，窒素イオンを一旦 7 価(NVIII)まで電離する．その後，再結合励起は高励起状態からの三体再結合に始まり，衝突脱励起による主量子数 n = 3 状態($NVII_{n=3}$)への Cascade 脱励起によって行われる．一方で，レーザー下位準位の主量子数 n = 2 状態($NVII_{n=2}$)は，sub ps の寿命で自然放出により基底状態 ($NVII_{n=1}$)へ高速脱励起する．その結果，主量子数 n = 2-3 間での反転分布の形成が期待される[Fig. 2.1].

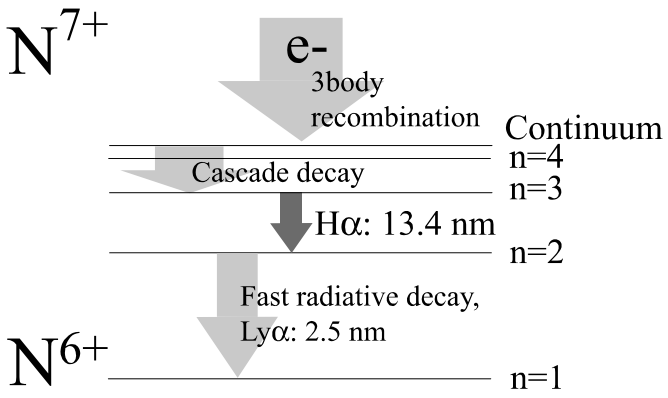


Fig. 2.1 Energy levels of H-like N ion and atomic process for recombination excitation

高速 Z ピンチ放電を用いる場合，NVIII への電離を最大ピンチ時に，反転分布の形成を膨張冷却過程において行う[Fig. 2.2]. 原子過程の特性時間は数 ps から数 ns オーダーであるが，ピンチプラズマはわずか数 ns で動的に変化するため，電離非平衡プラズマの検証にはレート方程式,

$$\frac{dN_f}{dt} = \sum_i w_{i\to f} N_i - w_{f\to i} N_f \qquad \text{Eq. (2.1)}$$

に基づいたイオン状態の時間発展を考える必要がある[2.1]．ここで，N は粒子の数密度，添字の i は粒子の初期状態，f は粒子の終状態を示し，遷移確率 w は Fermi の黄金律から，ハミルトニアン$\mathcal{H}$と終状態の状態数$\rho_f(E)$を用いて,

$$w_{i\to f} = (2\pi/\hbar)|\langle f|\mathcal{H}|i\rangle|^2 \rho_f(E) \qquad \text{Eq. (2.2)}$$

で与えられる[2.1]．ただし，各素過程に対する逆過程の遷移確率は詳細釣り合いの原理，

$$\frac{w_{i\to f}}{w_{f\to i}} = \frac{|\langle f|\mathcal{H}|i\rangle|^2\rho_f(E)}{|\langle i|\mathcal{H}|f\rangle|^2\rho_i(E)} = \frac{\rho_f(E)}{\rho_i(E)} \qquad \text{Eq. (2.3)}$$

で与えられる．本章では，電離非平衡にある Z ピンチプラズマ中において Balmer αレーザーを実現するためのプラズマパラメータと，要求される放電電流の解析的見積を進める．

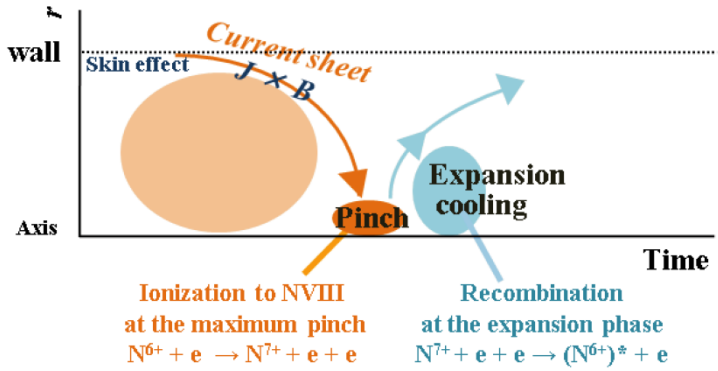


Fig. 2.2. Schematic diagram of the Z-pinch discharge dynamics

ASE (Amplified Spontanious Emission)による放射光増幅では，単位長さ当たりの発光強度 J_s の放射光が，小信号利得 G の媒質中を距離 l 進むと放射光強度 $I(l)$は，

$$I(l) = \int_0^l J_s e^{Gz} dz = \frac{J_s}{G}(e^{Gl} - 1) \qquad \text{Eq. (2.4)}$$

へ増幅される[1.4]．キャピラリ放電で生成可能なプラズマ柱の長さを 5 cm とし，得られる小信号利得が 0.01，0.1，1 cm^{-1} の場合，増幅率は順に 5.1，6.5，150 程度となる．実験的にレージングによる増幅光を観測するためには，レーザーライン強度が背景放射強度に対して十分に高い必要があり，レージングの動作確認には小信号利得として少なくとも 0.1-1 cm^{-1} 程度を得ることが求められる．

2.2 反転分布形成に要求されるプラズマパラメータ

2.2.1 電離過程

Z ピンチプラズマではイオンは主として電子衝突によって電離され，自由電子の速度が Maxwell 分布であるとすれば，電子衝突電離のレート係数$\mathcal{J}$は，

$$\mathcal{J} = 2.2\times10^{-6}\frac{1}{(T_e[\mathrm{eV}])^{3/2}}\frac{\exp(-|\Delta E_{ion}|/T_e)}{(-|\Delta E_{ion}|/T_e)} \quad [\mathrm{cm}^3/\mathrm{s}] \qquad \text{Eq. (2.5)}$$

で与えられる[2.2, 2.3]．ここで，T_e はプラズマの電子温度，ΔE_{ion}はイオン化エネルギーであり，窒素イオンの各価数に対する衝突電離レート係数の電子温度依存性を Fig. 2.3 に示す．

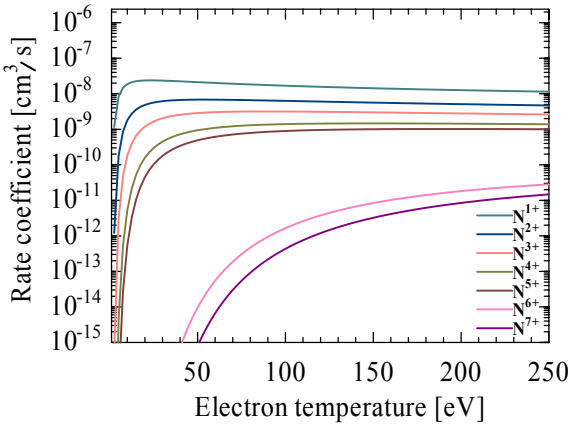


Fig. 2.3. Dependence of ground state electron impact ionization rate coefficient on electron temperature

ただし，Z ピンチプラズマにおける光電離の寄与は小さいと考えられる．K 殻電子の光電離断面積は cgs 単位系で，

$$\sigma_K(\hbar\omega) = \begin{cases} \sigma_{Th}\alpha^4 Z^5 2^{5/2}(m_e c^2/\hbar\omega)^{7/2} & \hbar\omega \geq |\Delta E_{ion}| \\ 0 & \hbar\omega \leq |\Delta E_{ion}| \end{cases} \qquad \text{Eq. (2.6)}$$

と与えられ，入射光子エネルギーの関数となる[2.3, 2.4]．ここで，

$$\sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} {r_0}^2 = 6.7 \times 10^{-25}\ [\mathrm{cm}^2\ ] \qquad \text{Eq. (2.7)}$$

は古典的な Tomson 散乱の断面積であり，$\alpha = 1/137$は微細構造定数，$m_e c^2$は電子の静止質量 0.51 MeV，$\hbar\omega$は入射する光子のエネルギー[eV]，Z は原子番号である．最大ピンチ時におけるイオン数密度N_iを 1×10^{19} cm^{-3}, 光子エネルギーを NVIII のイオン化エネルギー667 eV 程度とすれば，光電離の平均自由行程λ_{ion}は，

$$\lambda_{ion} = \frac{1}{\sigma_K N_i} \approx 1\ [\mathrm{mm}] \qquad \text{Eq. (2.8)}$$

となる．従って，λ_{ion}はピンチプラズマの径数 100 μm に対して長いため，光電離がイオン密度に与える寄与は小さいことが判る．

定常状態では，衝突優位なプラズマにおけるイオン状態は，Local thermo dynamic equilibrium (LTE)となり，Saha-Boltznmann の関係式，

$$\frac{N_\zeta n_e}{N_{\zeta-1}} = 2\left(\frac{m_e k T_e}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{g_\zeta(T_e)}{g_{\zeta-1}(T_e)} \exp\left(-\frac{E_{\zeta-1} - \Delta E_{\zeta-1}}{kT_e}\right) = \frac{1}{Z(P)} \qquad \text{Eq. (2.9)}$$

に従う[2.1, 2.3]．ここで，m_e は電子質量，k は Boltzman 定数，g は縮退度である．初期イオ

ンの数密度として NI = 10^{18} cm^{-3} を与えれば，窒素イオン価数の電子温度依存性は Fig. 2.4 に示される[1.36]．Fig. 2.4 から，最外殻電子が K 殻にある 5 価の窒素イオン(NVI)までは，電子温度が数 10 eV 程度でも十分な電離が可能である．しかしながら，最外殻電子が L 殻にある NVII，さらには NVIII への電離には，100 eV 以上の電子温度が求められる．電子温度 150 eV 程度では，NVII と NVIII の数密度は同程度となり，十分な NVIII の生成に求められる電子温度は 200 eV 程度となる．

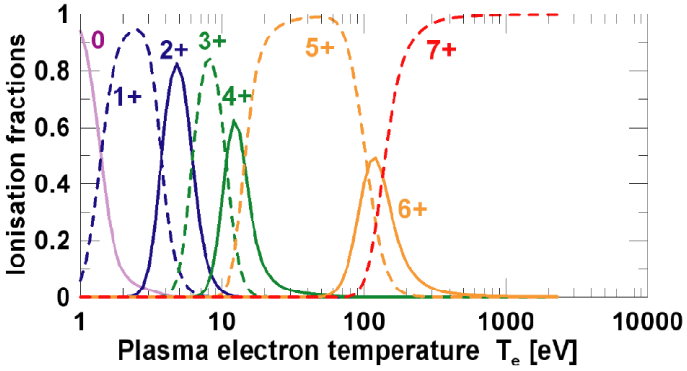


Fig. 2.4. Temperature dependences of nitrogen ionisation fractions evaluated according to IONMIX code for initial nitrogen atom density NI = 10^{18} cm^{-3}[1.36]

しかしながら，ns の時間スケールで動的に変化する Z ピンチプラズマ中ではイオンは電離非平衡となり，Saha-Boltzman の関係は成立しない．Fig. 2.3 から，衝突電離レート係数は NVI より低価数のイオンに対しては電子温度数 10 eV で 10^{-9} cm^3 s^{-1} 以上となり，電子数密度として 1×10^{18} cm^{-3} 程度あればインプロージョン時に sub ns または数 ns での十分な電離が可能である．その後，最大ピンチ直前または前半に NVI から NVII への電離が開始されるが，NVII への電離レート係数は電子温度が 50 eV 程度で 10^{-9}-10^{-10} cm^3 s^{-1} 程度となり，電子数密度として 1×10^{19} cm^{-3} 程度あれば数 ns の時間で NVII への十分な電離が可能となる．しかしながら，NVIII への電離は最大ピンチ時に行われるが，最大ピンチ持続時間は 5 ns 程度しか得られないと考えられ，電子温度 150 eV，電子数密度 1×10^{18} cm^{-3}，1×10^{19} cm^{-3}，1×10^{20} cm^{-3} のピンチプラズマにおいて，NVII から NVIII へ電離する割合は，

$$\mathcal{I}(150\ [\mathrm{eV}]) \times n_e \times \Delta t \approx \begin{cases} 0.01 & n_e = 1\times10^{18}\ [\mathrm{cm}^{-3}] \\ 0.1 & n_e = 1\times10^{19}\ [\mathrm{cm}^{-3}] \\ 1 & n_e = 1\times10^{20}\ [\mathrm{cm}^{-3}] \end{cases} \qquad \text{Eq. (2.10)}$$

と概算される．従って，十分な NVIII の生成には，電子温度 150-200 eV 程度のみならず，電子数密度として 1×10^{20} cm^{-3} 程度の高エネルギー密度プラズマの生成が要求される．

2.2.2 再結合過程

主量子数 n = 2-3 間の反転分布形成には[Fig. 2.1]，再結合時に以下の条件が要求される．

1. 主量子数 n = 2 の状態が CRC 相（Capture-Radiative-Cascade）にあり，放射性脱励起が優勢となること．
2. 水素様イオンの基底状態から n = 2 状態への Radiation trap(再吸収励起)を抑制し，レーザー下位準位の数密度を低く抑えること．
3. 主量子数 n = 3 状態にあるイオンの供給のため, n = 4-3 間の脱励起が n = 3 から下位準位への放射性脱励起に対して優勢となること．

ここで，水素様窒素イオンの準位図と反転分布形成に関わる主要な遷移過程を記した概略図を Fig. 2.5 に示す．

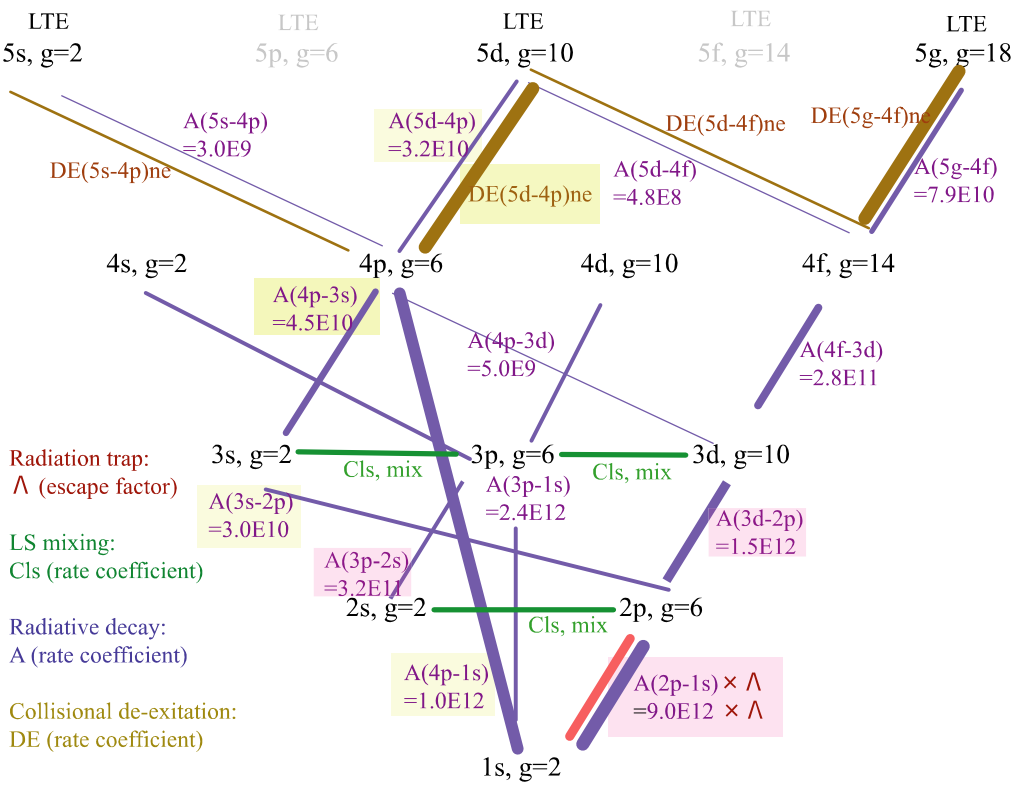


Fig. 2.5. Schematic diagram of transitions between excited levels of H-like N ion

Fig. 2.5 において，*A*(*p*-*q*)は *p* 状態から *q* 状態への自然放出速度を[2.1, 2.5]，*DE*(*p*-*q*)は *p* 状態から *q* 状態への電子衝突脱励起速度を[2.1, 2.3]，*Λ* は Escape factor[1.4, 2.3]を示す．*Cls* は *l*-mixng 過程，すなわち衝突前後で方位量子数のみが変化する過程を示し，水素様イオン

の場合は電子数密度，

$$n_e^s \approx 1.0 \times 10^{15} (T_e/E_H)^{1/4} n^{-8}\ [\mathrm{cm}^{-3}] \qquad \text{Eq. (2.11)}$$

以上で，同一の主量子数間における状態密度は統計重さに従って配分されると考えられる[2.6]．ただし，E_H は水素イオンの電離エネルギー13.6 eV である．主量子数 n = 2 以上に対しては電子温度が数 10 eV 程度で，$n_e^s \approx 1 \times 10^{13}$程度となるため，ピンチ過程においては *l*-mixing による遷移速度は他の素過程の遷移速度に対して速い．よって，同一の主量子数間では統計重さに従って状態密度が配分されていることを念頭に置き，考察を進める．本節では，上記 3 つの必要条件を満たすためのプラズマパラメータを順に示す．

2.2.2.1 n = 2 の状態を CRC 相とするための条件

Griem 境界

水素様イオンの場合，CRC 相にある主量子数 n の最大値 P_{Griem} は Griem の境界，

$$P_{Grim} \approx \left\{ (7 \times 10^{18}) \frac{Z^7}{n_e[\mathrm{cm}^3]} \left(\frac{T_e[\mathrm{eV}]}{Z^2 E_H[\mathrm{eV}]} \right)^{1/2} \right\}^{\frac{2}{17}} \qquad \text{Eq. (2.12)}$$

によって与えられ[2.1]，電子密度の上昇に伴い衝突優位の準位が低下する．P_{Griem} の電子温度と電子数密度依存性は Fig. 2.6 に示され，$n < P_{Griem}$ で輻射優位，$n > P_{Griem}$ で衝突優位となる．主量子数 n = 2-3 間の急速な放射性脱励起を利用した反転分布の形成には，P_{Griem} が主量子数 n = 3-4 間に在ることが求められる．従って Griem 境界より，膨張冷却時のプラズマパラメータとして, 電子数密度 10^{18}-10^{19} cm^{-3} のオーダーで電子温度 100 eV 以下が要求される．

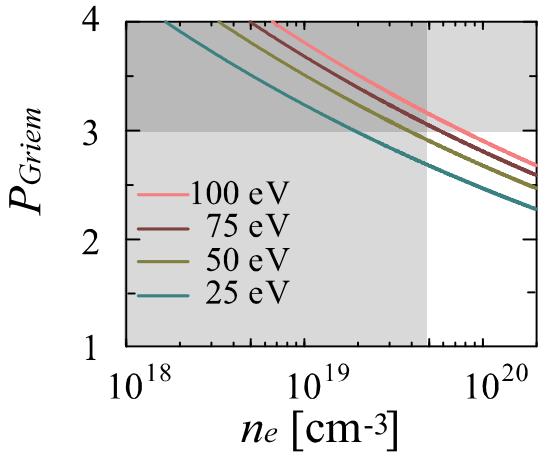


Fig. 2.6 Griem boundary for H-like N ion

LTE が成立するまでの緩和時間

束縛準位間で LTE が成立するためには十分な衝突による熱化が必要であり[2.1, 2.6, 2.7], 特に再結合過程においてはその緩和時間を考慮する必要がある．NVIII まで十分に電離された電離非平衡なプラズマ中において，エネルギーギャップがΔE_{p-q}である励起状態 *p-q* 間が LTE となるまでの緩和時間は,

$$\tau_{LTE,n=p-q} \approx \frac{1}{DE_{p\to q}(T_e)n_e} \qquad \text{Eq. (2.13)}$$

のオーダーとなる．ここで，$DE_{p\to q}(T_e)$は，電子衝突脱励起係数

$$DE_{p\to q}(T_e) = \mathcal{E}_{q\to p}\frac{g_q}{g_p}\exp\left(-\frac{\Delta E_{p-q}}{T_e}\right) \qquad \text{Eq. (2.14)}$$

であり[2.1, 2.3]，詳細釣り合いの関係 Eq.(2.3)と，電子衝突励起係数[2.3],

$$\mathcal{E} = 3.2\times10^{-7}\left(\frac{E_H}{T_e}\right)^{3/2} f_{\mathrm{p\to q}}\left\{\frac{\exp\left(-\frac{\Delta E_{p-q}}{T_e}\right)}{\frac{\Delta E_{p-q}}{T_e}}\right\} G\left(\frac{\Delta E_{p-q}}{T_e}\right) \quad [\mathrm{cm^{-3}}] \qquad \text{Eq. (2.15)}$$

から与えられる．Eq.(2.15)において，$f_{p\to q}$は *p-q* 間の振動子強度，Gaunt factor *G* は 1 > *G* > 0 である．水素様窒素イオンの場合，再結合時の電子温度を 50 eV，電子数密度を 1×10^{18}cm^{-3} とすれば，主量子数 n = 4-5 間の緩和時間$\tau_{LTE,n=4-5}$は数 ns と流体時間に対して短いため，NVIII に対してほぼ LTE が成立すると考えられる．しかしながら，主量子数 n = 3-4 間の緩和時間 $\tau_{LTE,n=3-4}$は数 10 ns となるため，NVIII に対して LTE が成立しない．反転分布の形成には，少なくとも n = 2-3 間で LTE が成立してはならないため，数 10 ns 以下での急速な冷却が要求される．

連続準位

イオン密度の上昇に伴いイオン間距離が短くなりイオン化限界が低下する（Continuum lowering）．イオン数密度 N_i が 10^{18}-10^{19} cm^{-3} の場合，連続順位の低下エネルギーχ は,

$$\chi = 3.48(N_i[\mathrm{cm^{-3}}]/10^{21})^{1/3} \approx 5\ [\mathrm{eV}] \qquad \text{Eq. (2.16)}$$

程度となる[2.3]．水素様イオンのエネルギー準位は,

$$h\nu(Lyman) = (E_H\ [\mathrm{eV}])Z^2\left(1-1/n^2\right) \qquad \text{Eq. (2.17)}$$

で与えられ，窒素イオンの励起エネルギーは Table 2.1 に示される．よって，主量子数 n = 10 - ∞ 間のエネルギー差は 5 eV 程度となるため，再結合時における水素様窒素イオンの連続準位は n = 10 付近にあると考えられる．

Table. 2.1 Energy level of H-like N ion

n	Energy [eV]	6	648.2
1	0.0	7	653.1
2	500.0	8	656.3
3	592.6	9	658.4
4	625.0	10	660.0
5	640.0	∞	666.7

2.2.2.2 Radiation trap を抑制するための条件

反転分布の形成には，レーザー下位準位 n = 2 状態の急速な脱励起が必須である．主量子数 n = 1-2 間のエネルギーギャップは大きいため, n = 1-2 間の自然放出確率は n = 2-3 間の自然放出確率を上回る．しかしながら，n = 2 状態にあるイオン数密度は基底状態からの再吸収励起によって増加する(Radiation trap). 2p 状態のイオン数密度$NVII_{2p}$は, n = 1-2 間の Escape factor Λを用いて[1.4, 2.3],

$$\frac{dNVII_{2p}}{dt} \approx \mathrm{A}(3s-2p)NVII_{3s} + \mathrm{A}(3d-2p)NVII_{3d} - \Lambda_{2p-1s}A(2p-1s)NVII_{2p} \qquad \text{Eq. (2.18)}$$

と与えられ,

$$\frac{dNVII_{2p}}{dt} < 0 \qquad \text{Eq. (2.19)}$$

すなわち，Escape factor として,

$$\Lambda_{2p-1s} > \frac{A(3d-2p) + A(3s-2p)}{A(2p-1s)} \approx 0.16 \qquad \text{Eq. (2.20)}$$

が要求される.

Escape factor と *NVIII* の関係

Escape factorΛ_{u-l}は,

$$\Lambda_{u-l}(\boldsymbol{r}) = \int_0^\infty d(\hbar\omega)\mathcal{L}(\hbar\omega)\exp[-\tau] \qquad Eq.(2.21)$$

で与えられ，Optical depth,

$$\tau = N_l(\boldsymbol{r})\sigma_0\mathcal{L}(\hbar\omega)l \qquad \text{Eq. (2.22)}$$

の関数である[2.3]．ただし，$\mathcal{L}(\hbar\omega)$はラインプロファイル関数，$N_l(\mathbf{r})$は下位準位の数密度，σ_0はライン中心における共鳴吸収断面積，l は有効距離である．$\Lambda_{u-l}(\boldsymbol{r})$は Gaussian profile で Optical depth が $\tau > 3$ の場合 cgs 単位系で,

$$\Lambda_{u-l}(\boldsymbol{r}) \approx \frac{1}{\tau\sqrt{\pi \log\tau}} \qquad \text{Eq. (2.23)}$$

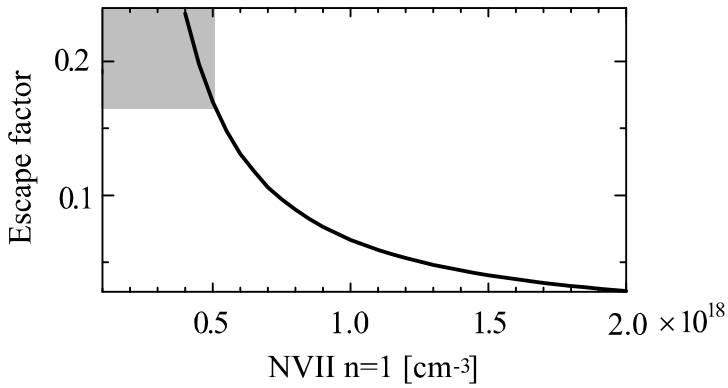
と，Lorenz profile で $\tau > 5$ の場合は cgs 単位系で，

$$\Lambda_{u-l}(\boldsymbol{r}) \approx \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \qquad \text{Eq. (2.24)}$$

と近似される．特に，Gaussian プロファイルの場合には Optical depth は cgs 単位系で，

$$\tau = N_l(\boldsymbol{r}) l \frac{1}{\hbar\Delta\omega}\frac{\sqrt{\pi}he^2}{mc} f_{u-l} \qquad \text{Eq. (2.25)}$$

と近似され[2.3, 2.8]，ライン広がり$\Delta\omega$と下位準位イオン数密度の関数となる．ライン広がりは，Z ピンチプラズマのインプロージョンと膨張冷却過程においては，流体の速度勾配による Doppler 広がりが顕著となる[1.4, 2.9]．軸上と外周部のプラズマ間における半径方向の流体の相対速度はおよそ $v_{fluid,\ relative} \approx 1\times10^5$ m/s 程度となり[1.4, 2.9]，熱速度が数 10 eV の場合における熱的速度 $v_{th} \approx 5\times10^4$ m/s を 1 桁近く上回る．従って Eq.(2.23)，Eq.(2.25)と流体の相対速度 $v_{fluid,\ relative}$ から膨張冷却過程におけるΛ_{2p-1s}が推定され，Fig. 2.7 に示されるΛ_{2p-1s}の $NVII_{n=1}$ 依存性から，$\Lambda_{2p-1s} > 0.16$ を得るためには $NVII_{n=1} < 5\times10^{17}$ cm^{-3} 程度が要求される．



Escape factor for H-like N 1s-2p transition

Fig. 2.7. Escape factor for 1s-2p transition as a function of $NVII_{n=1}$

$NVII_{n=1} < 5\times10^{17}$ cm^{-3} を得るためには，NVIII への十分な電離と再結合時の急速な冷却が求められる．最大ピンチ時に NVIII の数密度として 1×10^{19} cm^{-3} 程度が得られ，膨張により数密度が 1×10^{18} cm^{-3} 程度まで低下した場合は冷却時間として以下の条件が要求される．

$$\{Rr(T_e)n_e + R3b(T_e){n_e}^2\}t_{cooling} < (5\times10^{17}\ [\mathrm{cm}^{-3}])/(1\times10^{18}\ [\mathrm{cm}^{-3}]) \approx 0.5 \qquad \text{Eq. (2.26)}$$

ここで，Rr は放射性再結合レート係数[Eq. (2.43)]であり，三体再結合のレート係数 $R3b$ は衝突電離係数Eq. (2.5)との詳細釣り合いより得る[2.3]．膨張冷却時のプラズマの平均の電子温度を 100 eV，電子数密度を 1×10^{19}cm^{-3} とすれば，$t_{cooling} <$ 数 10 ns が要求される．

2.2.2.3　衝突脱励起による上位準位粒子の供給

Byron 境界

$NVII_{n=2}$ の高速脱励起が期待できる場合, 電子衝突脱励起による $NVII_{n=3}$ への上位準位からの供給が十分であれば n = 2-3 間での反転分布の形成が実現される．Byron 境界,

$$P_{Byron} \approx (Z^7 E_H / 3T_e)^{0.5} \qquad \text{Eq.}(2.27)$$

よりも上の準位では衝突励起が衝突脱励起に対して優勢となり，P_{Byron} より下の準位ではハシゴ様脱励起の機構が成立する[2.6，2.10]．P_{Byron} の電子温度依存性は Fig. 2.8 に示され，n = 3 状態への衝突脱励起を優勢とし，n = 2 状態における衝突励起を抑制するためには，電子温度を 50 eV 以下に抑えて $P_{Byron} > 2$ とすることが好ましい.

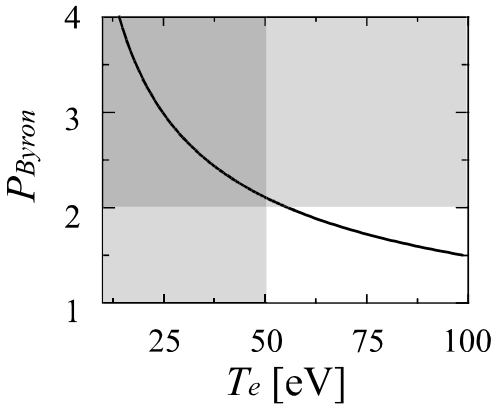


Fig. 2.8. Byron boundary for H-like N ion

n = 3 状態への脱励起を優勢とするための電子数密度

$NVII_{n=3}$ の供給を考えるため, Fig. 2.5 において 3p, 3d 状態に着目すると, これらは $A(3p\text{-}1s)$, $A(3d\text{-}2p) \approx 10^{12}$ のオーダーで高速に脱励起するため 3p, 3d 状態の供給は難しいことが判る．一方で 3s 状態に着目すると，$A(4p\text{-}3s) > A(3s\text{-}2p)$を満たしているため，連続準位から 4p 状態への供給が十分であれば3s状態すなわちn = 3 状態への十分な供給が見込まれる. すなわち,

$$\{DE(5d-4p) + DE(5s-4p)\}n_e \ > \ A(4p-3s) - A(5d-4p) - A(5s-4p)$$
$$\approx 1 \times 10^{10}\ [\mathrm{s}^{-1}] \qquad \text{Eq.}(2.28)$$

を満たすことが要求される．Eq.(2.28)の関係は Fig.2.9 に示され，反転分布形成には電子温度 50 eV 以下で, 電子数密度 $10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$ のオーダーを得ることが必須であり, 電子温度 25 eV, 電子数密度 $10^{19}\mathrm{cm}^{-3}$ オーダーの低温高密度プラズマの生成が望まれる.

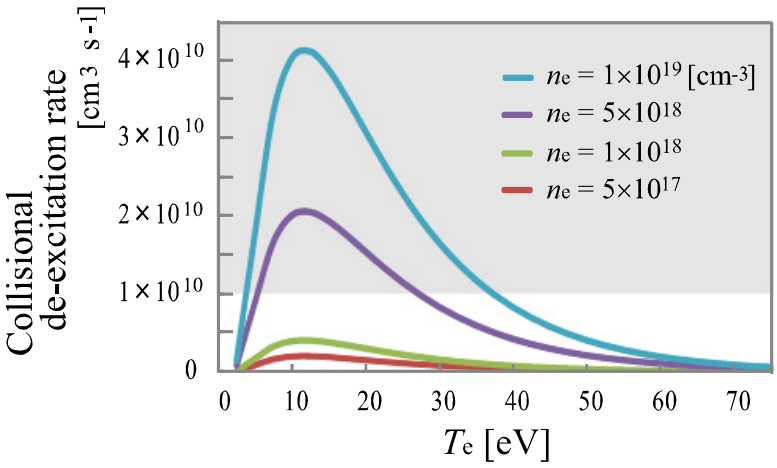


Fig. 2.9. Collisional de-excitation rate $\{DE(5d-4p)+DE(5s-4p)\}n_e$ as a function of electron temperature and electron number density

ここで，n = 3 状態にある NVII の数密度を，長寿命な 3s 状態の数密度から概算する．主として，3s 状態への数密度の供給は 4p からの自然放出脱励起によって，4p 状態への供給は 5s，5d 状態からの電子衝突脱励起で行われると考えられる．また，4p-3s 間で放射性脱励起する数密度は，遷移確率の最も高い 4p-1s 間の遷移確率 *A(4p-1s)*と *A(4p-3s)*との比によって近似され，3s 状態の数密度 $NVII_{3p}$ として，

$$NVII_{3s} \approx \frac{A(4p-3s)}{A(4p-3s)+A(4p-1s)}\,NVII_{4p} \approx NVII_{4p}\frac{1}{20} \qquad \text{Eq. (2.29)}$$

が得られると考えられる．さらに，Griem 境界が n = 3-4 間にあり，n = 5 状態と NVIII 間で LTE が成立していると考えれば，レーザー上位準位の粒子数密度に対してレート方程式，

$$\frac{dNVII_{n=3}}{dt} \approx \frac{dNVII_{3s}}{dt} \approx \frac{dNVII_{4p}}{dt}\frac{1}{20}$$

$$\approx \{Z(P=5d)n_e(t)NVIII\ DE(5d-4p)n_e(t) - A(4p-1s)NVII_{4p}\}\frac{1}{20} \qquad \text{Eq. (2.30)}$$

が得られる．ただし，*Z(P)*は Eq.(2.9)の Saha Boltzmann 係数である．Eq.(2.30)の積分を実行すれば，$NVII_{n=3}$として，

$$NVII_{n=3} \approx \frac{Z(P=5d)n_e(t)NVIII\ DE(5d-4p)n_e(t)}{A(4p-1s)}\{1-\exp(-A(4p-1s)t)\}\frac{1}{20}$$

$$\approx \frac{Z(P=5d)\,NVIII\,DE(5d-4p){n_e}^2(t)}{A(4p-1s)}\frac{1}{20} \qquad \text{Eq. (2.31)}$$

が得られる．Eq.(2.31)から，$NVII_{n=3}$/ *NVIII* の電子温度と電子数密度依存性は Fig. 2.10 に示され，電子数密度として 10^{19} cm^{-3} のオーダーが得られれば，電子温度 50 eV で 10^{-6}，25 eV で 10^{-5} 程度が得られると考えられる．

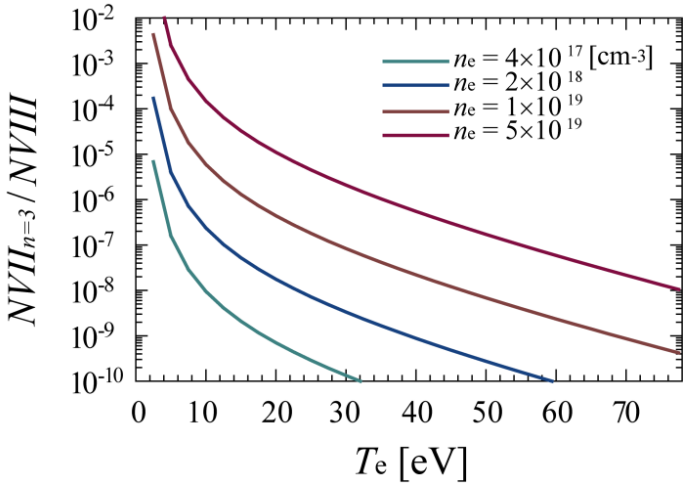


Fig. 2.10. $NVII_{n=3}$ / $NVIII$ dependence on electron temperature and electron number density

以上をまとめると，反転分布の形成には,

1. Griem 境界より, 主量子数 n = 2 の状態を CRC 相とするためには電子数密度 10^{18}-10^{19} cm^{-3} のオーダーで 100 eV 以下とし, n = 2-3 間を非平衡に保つために冷却速度を数 10 ns 以下とする.

2. 十分な NVIII の生成後，n = 1-2 間の Radiation trap を抑制するためには，$NVII_{n=1} < 5\times10^{17}cm^{-3}$ を得ること, すなわち NVII の過半数が NVIII へ電離されていることが求められ, 数 10 ns 以下の高速な膨張冷却により，再結合による $NVII_{n=1}$ の増加を抑制する.

3. n = 3 状態への粒子数の供給を十分なものとするために，電子数密度を 10^{18} cm^{-3} のオーダー，電子温度を 50 eV 以下とすることが必須であり，電子数密度 10^{19} cm^{-3} のオーダーで電子温度を 25 eV 以下とすることで，n = 4-5 間の電子衝突脱励起を優勢とする.

ことが要求される.

2.3 要求される放電電流と期待されるプラズマパラメータ

2.3.1 電離過程

2.3.1.1 電流の立ち上がりと表皮厚

ピンチ現象はキャピラリ内壁の沿面放電から始まり，ジュール加熱による急速な電離によって電流層が形成される．そして，電流層が $\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}$ により軸上へインプロードし内側のプラズマをかき集め，軸上でプラズマの閉じ込めが行われる．電流層の厚さは表皮厚，

$$\delta = \sqrt{2\eta/\mu\omega} \qquad \text{Eq. (2.32)}$$

程度となり，電気抵抗η，透磁率μと放電電流の角周波数ωで決まる．理想的な Lorentz ガスにおける電気抵抗η_Lは，Coulomb 対数$\ln\Lambda$を用いて，

$$\eta_L = 3.80 \times \frac{10^3 \bar{Z} \ln\Lambda}{(T[\mathrm{K}])^{1.5}}\ [\Omega\ \mathrm{cm}] \qquad \text{Eq. (2.33)}$$

で与えられる[2.11]．電子温度が数 10 eV であり，平均イオン価数を$\bar{Z}$ = 5，電子数密度を 1 ×10^{18} cm^{-3} とすれば, η ≈ 1×10^{-6} Ω m が得られ, 電流波形を半周期 50 ns の正弦波とすれば, 表皮厚は数 100 μm と概算される．従って，キャピラリ半径すなわち初期プラズマ半径は数 mm 程度であるために, 理想的な雪かきモデルによる効果的なインプロージョンを実現するためには，少なくとも数十 ns での電流の急速な立ち上がりが要求される．

2.3.1.2 インプロージョン時に要求される放電電流

インプロージョン過程では，主としてローレンツ力によって放電電流 *J(t)*からプラズマへエネルギーが与えられる．放電が誘導性である場合，単位時間当たりにプラズマが得る運動エネルギーP_kは，放電部のインダクタンス L の時間変化，

$$\frac{dL}{dt} = \frac{d}{dt}\left[\frac{\mu h}{2\pi}\ln\left(\frac{R_{outer}}{r_p(t)}\right)\right] = \frac{\mu h u(t)}{2\pi r(t)} \qquad \text{Eq. (2.34)}$$

を用いて，

$$P_k = \frac{1}{2}\frac{dL}{dt}J(t)^2 \qquad \text{Eq. (2.35)}$$

と与えられる[2.12]．ここで，h はキャピラリプラズマの軸方向長さ，u はインプロージョン速度，r_p はプラズマ半径，μ は透磁率，R_{outer}は電流の帰路半径を表す．よって，インプロージョン時に全質量M_fを持つピンチプラズマが得る全運動エネルギー，

$$\frac{1}{2}M_f{u_f}^2 = \int_{r_{p,initial}}^{r_{p,min}} F dr = \int_{r_{p,initial}}^{r_{p,min}} \frac{\mu h}{4\pi}\frac{J(t)^2}{r_p(t)} dr \qquad \text{Eq. (2.36)}$$

は電流振幅の自乗に比例し，最大ピンチ時にプラズマの熱エネルギーへ変換される．電流 *J(t)*が一定の場合，Eq.(2.36)は，

$$\left(\frac{3}{2}kT_e\right)n_{\mathrm{e}}\left(\pi {r_{p,min}}^2\right)h \approx \frac{1}{2}M_f{u_f}^2 \approx \frac{\mu h}{4\pi}J^2 \ln\left(\frac{r_{p,min}}{r_{p,initial}}\right) \qquad \text{Eq. (2.37)}$$

と積分される．また，最大ピンチ時のプラズマ半径$r_{p,min}$は，インプロージョンプラズマの運動エネルギーが十分に大きい場合，有効比熱比γ_{eff}を用いて，

$$r_{p,min} \approx r_{p,initial}\left(\frac{\gamma_{eff}}{\gamma_{eff}+1}\right)^{\frac{\gamma_{eff}}{\gamma_{eff}-1}} \qquad \text{Eq. (2.38)}$$

と近似され[2.13]，初期半径$r_{p,initial}$に依存する．過去の Ar ガス放電実験では，プラズマの初期半径が 1.5 mm の場合, 最小ピンチ半径として$r_{p,min}$ ≈150 μm 程度が得られている[1.31]. 最少ピンチ半径を$r_{p,min}$ ≈ 150 μm，キャピラリ内半径を$r_{p,initial}$ = 1.5 mm，最大ピンチ時の電子数密度を 1×10^{20} cm^{-3} とし Eq.(2.37)を用いれば，50 kA 程度の直流放電を行えば最大ピンチ時の電子温度として 100 -200 eV 程度を得ることが可能と見積られる．

また，プラズマが放電電流による磁気圧により閉じ込められ，MHD 平衡が成り立つ場合は Bennet の関係式[2.14],

$$T_e \approx \frac{\mu_0}{8\pi^2 {r_p}^2 n_e k}J^2 \qquad \text{Eq. (2.39)}$$

が成り立つ．Eq.(2.39)へ最少ピンチ半径 $r_p = r_{p,min}$ ≈ 150 μm，電子数密度 $n_e = 1\times10^{20}$ cm^{-3} と J = 50 kA を代入した場合，電子温度として同様に T_e = 100-200 eV 程度が得られると見積られる．しかしながら，動的なピンチプラズマでは MHD 平衡は成立せず，また時間変化する放電電流に対する Eq.(2.36)の解析解は得られないため，数値計算による考察を第 5 章で行う．

2.3.2 膨張冷却過程

2.3.2.1 断熱自由膨張の場合に得られるプラズマパラメータ

最大ピンチ後の膨張冷却過程では，主としてジュール加熱によってプラズマへエネルギーが与えられ，イオンによる放射冷却を伴なって，膨張冷却されていく．膨張冷却が断熱自由膨張で進むと仮定すれば，膨張冷却時の電子温度 $T_{e,\,exp}$ と電子数密度 $n_{e\,exp}$ の関係は，断熱の式を用いて，最大ピンチ時の電子温度 $T_{e,\,pinch}$ と電子密度 $n_{e,\,pinch}$ から，

$$n_{e,exp} = n_{e,pin}\left(T_{e,exp}/T_{e,pin}\right)^{1/(\gamma-1)} \qquad \text{Eq. (2.40)}$$

と近似される．ここで，比熱比 γ としては，理想的な単原子気体の場合 $\gamma = 5/3$，光子気体の場合 $\gamma = 4/3$ である．膨張冷却過程では，プラズマは電子と NVIII すなわち単原子気体から構成され衝突優位な状態にあると考えて，Eq.(2.40)と $\gamma = 5/3$ を用いれば，最大ピンチ時に電子温度 150-200 eV，電子数密度 1×10^{20} cm^{-3} 程度のプラズマが 50 eV まで冷却された場合，電子数密度 1×10^{19} cm^{-3} 程度すなわち 1/10 程度へ膨張が進んでいると考えられる．これは，半径 200 μm のピンチプラズマが半径 600 μm 程度へ膨張したことに相当する．

2.3.2.2 プラズマの膨張速度と膨張時間

膨張過程において $\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}$ による磁気圧が働かず自由膨張が進むと仮定し，円柱プラズマ外周部の厚さ Δr のリング状プラズマがリング内側の圧力 $P(t)$ で加速されると考えれば，運動方程式,

$$2\pi r(t)P(t) = 2\pi r(t)\Delta r\rho(t)a(t) \qquad \text{Eq. (2.41)}$$

が得られる．ピンチプラズマでは，加速度 $a(t)$ は膨張開始時に最大となるため，リング状プラズマが得る最大速度は膨張開始時にほぼ決定されると考えられる．最大ピンチ時においてピンチ半径 200 μm，電子温度 150-200 eV が得られている場合，初期圧力は $P(0) \approx 1\times10^{9}$ Pa，初期密度は $\rho(t) \approx 10^{-1}$ kg m^{-3} のオーダーとなり，厚さ $\Delta r = 100$ μm 程度のリングプラズマが得る初期加速度は $a(0) \approx 1\times10^{14}$ m/s^2 程度と概算される．その後，1 ns に渡り初期加速度 $a(0)$ で加速されれば，得られるリング状プラズマの速度は $u(t = 1\text{ ns}) \approx 1\times10^{5}$ m/s 程度と見積られる．従って，半径 200 μm のピンチプラズマが半径 600 μm 程度にまで膨張するために要する時間は，10 ns 以下と推定され，要求値を満たすことが可能である．

2.3.2.3 放射冷却の効果

実際の膨張冷却は放射冷却やジュール加熱を伴い，上述の断熱自由膨張による温度密度履歴とは異なるプラズマパラメータをとる．高密度なピンチプラズマ中では，束縛準位間の離散スペクトルまたは低エネルギーの連続スペクトル光は，イオンよって再吸収され冷却にはあまり寄与しないと考えられる．しかしながら，放射性再結合による連続光はイオンによる再吸収が少なく，冷却への寄与が大きいと考えられる．特に，完全に NVIII へ電離されているプラズマ中ではイオンによる吸収は起きない．ここで，逆制動放射による光子エネルギーの吸収を考える．逆制動放射の吸収係数 κ_{ib} は cgs 単位系で,

$$\kappa_{ib} = \frac{32\pi^3}{3\sqrt{3}} \frac{e^6(\hbar c)^2}{m_e c^2} \frac{1}{(2\pi m_e c^2 T_e)^{1/2}} \overline{Z}^2 n_i n_e \frac{1}{(\hbar\omega)^3} g_{ib}(\hbar\omega) \qquad \text{Eq. (2.42)}$$

と与えられ[2.2, 2.15]，電子とイオン数密度の積に比例する．ここで，g_{ib}は Gaunt 因子[2.16]である．電子数密度 1×10^{20} cm^{-3}，イオン数密度 1×10^{19} cm^{-3} の場合における κ_{ib} と光子エネルギーの関係を Fig. 2.11 に示すが，電子温度が数 100 eV 程度では吸収係数は $\kappa_{ib} \ll 1$となり，プラズマ径が数 mm では逆制動放射による吸収の影響は無視されると考えられる．

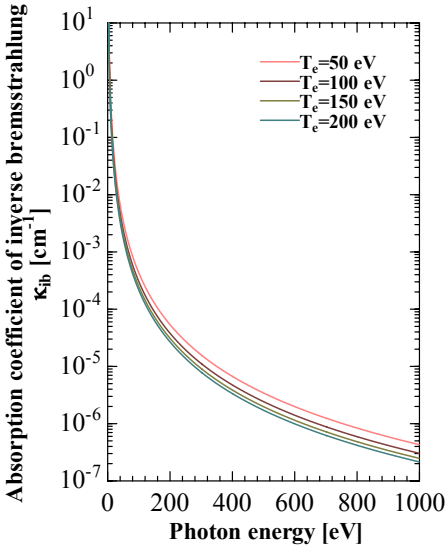


Fig. 2.11. Absorption coefficient of inverse Bremsstrahlung

主量子数 n_p への放射性再結合のレート係数は，イオン化ポテンシャルが$\Delta E_{ion} > T_e$ の場合，

$$R_{radiative} = 1\times10^{-14}\ n_p \left(\frac{\Delta E_{ion}}{T_e}\right)\sqrt{T_e[\mathrm{eV}]}\ \ [\mathrm{cm^3\ s^{-1}}] \qquad \text{Eq. (2.43)}$$

で与えられる[2.17]．膨張冷却時 *NVIII* の変化量が小さく，200 eV から 50 eV への冷却過程における平均温度として 100 eV を用いると，放射冷却による電子温度の減少は，

$$\Delta T_{e,rad} = \frac{\int_{t,pinch}^{t}\int_0^{\infty}\{N^{7+}(t)n_e(t)R_{rad}(T_e(t))T_e(t)\}dT_e(t)\,dt}{N^{7+}(t)+n_e(t)}$$

$$\approx \frac{N^{7+}(t_{100\,[\mathrm{eV}]})n_e(t_{100\,[\mathrm{eV}\}})R_{rad}(100\,[\mathrm{eV}])(100\,[\mathrm{eV}])}{N^{7+}(t_{50\,[\mathrm{eV}]})+n_e(t_{50\,[\mathrm{eV}]})}\times 10\,[\mathrm{ns}]$$

$$\approx -10 \text{ to } -20\,[\mathrm{eV}] \qquad \text{Eq. (2.44)}$$

程度と見積られる．

2.3.2.4 ジュール加熱による追加熱

膨張時に外部からプラズマへ加えられるエネルギーは主としてジュール加熱によって与えられ，単位体積単位時間当り，

$$\Delta E_{joule} = \frac{1}{2}(\eta_L[\Omega\mathrm{m}])(j[\mathrm{A/m^2}])^2\Delta t\ [\mathrm{J/m^2}] \qquad \text{Eq. (2.45)}$$

のエネルギーが追加される. 仮に放電電流が 50 kA, 冷却膨張時の平均の温度として 100 eV, プラズマ半径 500 μm，電子数密度 1×10^{19} cm^{-3} とΔt ≈ 10 ns を Eq.(2.45)に代入すれば, Eq.(2.33)を用いて，$\Delta E_{joule} \approx 10-20\ \mathrm{eV/m^2}$と見積られる．従って，膨張冷却時に，10 ns 程度で放電電流を半減させた場合，追加熱エネルギーは数 eV へ抑えることが可能となる．

以上より，断熱自由膨張によって反転分布形成に要求されるプラズマパラメータを得ることが可能であることを示したが，放射により冷却，ジュール加熱により追加熱されるエネルギーは同等であり，また磁気圧を極力低減するため，放電電流の 10 ns 程度における半減，すなわち立ち下がりとして 30 ns 程度が求められる．

2.4 期待される利得

水素様窒素レーザーの小信号利得 G は,

$$G = \frac{\lambda^3 NVII_{n=3} A_{n=3\to2} F}{8\pi c(\Delta\lambda/\lambda)} \qquad \text{Eq. (2.46)}$$

と与えられる[1.4, 1.5]．ここで，λはレーザー波長 13.4 nm，F は反転係数であり，

$$F = 1 - \frac{g_{n=3}NVII_{n=2}}{g_{n=2}NVII_{n=3}} = 1 - \frac{18NVII_{n=2}}{8NVII_{n=3}} \approx 1 \qquad \text{Eq. (2.47)}$$

となる. 上位準位の数密度$NVII_{n=3}$は, Fig. 2.10 から, 再結合時に電子数密度として 10^{19} cm^{-3} のオーダーが得られた場合，電子温度 50 eV で $NVII_{n=3}$ / $NVIII$ = 1×10^{-7}，電子温度 25 eV で $NVII_{n=3}$ / $NVIII$ = 1×10^{-5} が得られると見積られる．よって，$NVIII$ = 1×10^{18} cm^{-3} の場合，上位準位の数密度として，$NVII_{n=3}$ ≈ 10^{12}-10^{13} cm^{-3} が得られると考えられる．

ラインの広がり$\Delta\lambda/\lambda$は，高温高密度な Z ピンチプラズマでは，Doppler 広がりと Stark 広がりが支配的となる．Doppler 広がりはプラズマ中のイオン速度が Maxwell 分布にあると仮定すれば,

$$\Delta\lambda/\lambda = (2/c)\sqrt{2(\ln2)kT_i/m_i} \qquad \text{Eq. (2.48)}$$

で与えられ[1.4, 1.5]，再結合時のプラズマ温度を 50 eV とすれば，$\Delta\lambda/\lambda \approx 1\times10^{-4}$が得られる．また，Stark 広がりによる周波数シフト$\Delta\omega$は，線形近似で,

$$\Delta\omega\hbar \approx \mathcal{H} \approx E \cdot d \approx Ee(n^2 a_0/Z) \qquad \text{Eq. (2.49)}$$

と与えられる[2.1, 2.3]．ここで，d は Dipole モーメント，$n^2 a_0/z$は主量子数 n，価数 z の水素様窒素の古典半径である．さらに，束縛電子が受ける電場 E は，近接するイオンによる電場 E_{ion} および，自由電子による電場 E_e の合計となる．E_{ion} 及び E_e はそれぞれ，

$$E_{ion} = \frac{ze}{4\pi\varepsilon_0 {\rho_i}^2}, \quad E_e = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 {\rho_D}^2} \qquad \text{Eq. (2.50)}$$

となる．ただし，ε_0は真空中の誘電率である．ここで，イオン半径ρ_iと Debye 長ρ_Dはそれぞ，れ，

$$\rho_i = \left(\frac{3}{4\pi N_i}\right)^{1/3} \qquad \text{Eq. (2.51)}$$

$$\rho_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2(n_e + \sum_z z^2 N_i^z)}} \approx \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2(7^2 N_i^{z=7})}} \qquad \text{Eq. (2.52)}$$

と与えられる．ただし，Debye 長に関しては，再結合過程において窒素の 7 価が支配的と考え，電子数密度の項を無視した．再結合時の電子温度を 50 eV，イオン数密度を 1×10^{18}cm^{-3} とすれば，ρ_i，ρ_Dは 10 nm 程度となり，Stark 広がりの$\Delta\lambda/\lambda$として，Doppler シフトと同程度の$\Delta\lambda/\lambda \approx 1\times10^{-4}$，または周波数広がりとして$\Delta\nu \approx 10^{12}$ Hz のオーダーが得られる．これらの数値と，Balmer αの自然放出係数 $A = 2\times10^{12}$ s^{-1} を Eq.(2.46)へ代入すれば，小信号利得として $G \approx$ 0.1-1 cm^{-1} 程度が得られると見積られる．

光子が熱平衡状態にあり Plank 分布が成立する場合，輻射のエネルギー密度は，

$$U_\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}d\nu \quad [\mathrm{J\ m^{-3}}] \qquad \text{Eq. (2.53)}$$

と与えられ，単位長さあたり軸方向に伝搬する放射エネルギー密度は，$U_\nu\Delta\nu/4\pi$と近似される．レーザー媒体が$U_\nu\Delta\nu/4\pi$のエネルギー密度を軸方向に一様に持っていると仮定すれば，放射光の増幅率は Eq.(2.3)で与えられるため，長さ l の媒質中で増幅された放射エネルギーとして，

$$U(l) \approx \frac{U_\nu\Delta\nu}{4\pi}\frac{1}{G}(e^{Gl} - 1) \qquad \text{Eq. (2.54)}$$

程度が得られると考えられる．再結合時のプラズマ温度を 50 eV とし，増幅に寄与する周波数広がりを$\Delta\nu \approx 10^{12}$ Hz 程度とすれば，増幅される波長 13.4 nm の放射エネルギーの初期値として$U_\nu\Delta\nu/4\pi \approx 10$ J/m^{3}程度が見込まれる．この場合，レーザー媒体の直径を 100 μm，軸方向長さを 5 cm，小信号利得を 1 cm^{-1} すなわち増幅率として 150 程度が得られるとすれば ASE により得られる放射エネルギーとして 10 μJ 程度を得ると概算される．

2.5 まとめ

Balmer αレーザー実現に要求されるプラズマパラメータと放電電流を解析的に見積った．十分な NVIII の生成に要求される最大ピンチ時のプラズマパラメータは電子温度 50-200 eV，電子数密度 1×10^{20} cm^{-3} 程度となり，膨張冷却過程において NVIII から NVII への再結合が進行する，或いは下位準位において LTE が成立する以前に数 10 ns 程度で急速に 25-50 eV 以下への冷却が可能となれば，小信号利得として 0.1-1 cm^{-1} 程度，放射光エネルギーとして 10 μJ 程度を得ると考えられる．これらのパラメータを得るためには，波高値 50 kA 程度，立ち上がりおよび立ち下がり時間が数 10 ns 程度の矩形はまたは三角波電流の生成が要求される．

第 3 章高効率パルパワー電源の開発

3.1 はじめに

第 3 章では，第 2 章での考察から要求される放電電流を得るために開発したパルスパワーシステムに関して記述する．パルスパワーシステムは，水コンデンサ充電部とキャピラリ放電部から構成され[Fig. 3.1]，水コンデンサに蓄積されたエネルギーをキャピラリプラズマ負荷へ急速に放電することでパルス圧縮を実現する．キャピラリ負荷部において得られる放電電流は水コンデンサの充電電圧 V_w に比例し，得られる最大電流は水コンデンサのサージインピーダンス Z_w から，

$$I_{max} = V_w / Z_w \qquad \text{Eq. (3.1)}$$

と与えられる．しかしながら，実際は放電部の浮遊インダクタンスL_sにより放電電流が制限され，誘導性放電の場合に得られる放電電流は，

$$I_{Inductive} = V_w \sqrt{C_w / L_s} < I_{max} \qquad \text{Eq. (3.2)}$$

と低下するため，高電流化には充電電圧の上昇と放電部の低インダクタンス化が有効となる．第 3 章では，エネルギー効率が高く，安定的に水コンデンサ電圧の昇圧を可能とするパルスパワー電源に関し記述する．

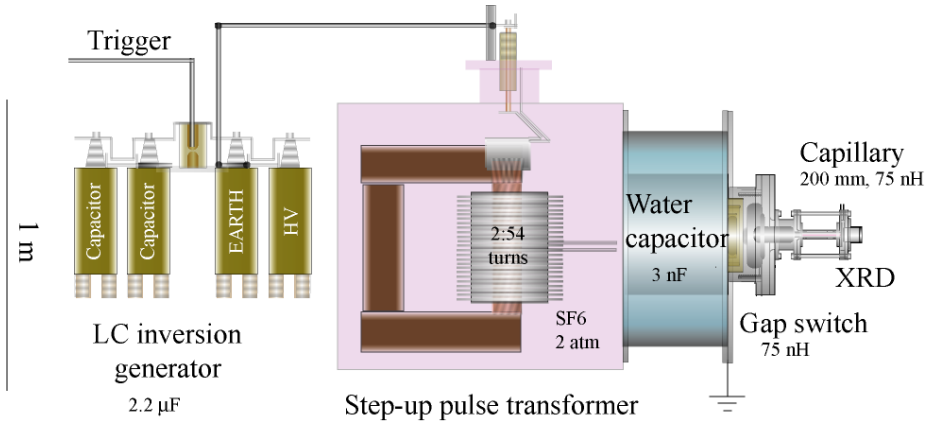


Fig. 3.1. The pulsed power system composed of a two-stage LC inversion generator, a step-up transformer, a water capacitor, a gap switch and a capillary load

3.2 水コンデンサ充電部

充電部は合成容量 2.2 μF の LC 反転高電圧発生器，2: 54 の昇圧トランスと 3 nF の水コンデンサから構成され，回路図は Fig. 3.2 に示される．高電圧発生器に静電容量の大きい 2 段の LC 反転回路を利用することで充電エネルギーの上昇が，また，放電開始スイッチを一つとすることで再現性の良い安定な放電とエネルギー転送効率の上昇を可能とした．

水コンデンサの充電には，絶縁を考慮した上で，数 μs の短時間における充電が求められる．充電時間は水コンデンサの自然放電の時定数に比べ短く，かつパルストランスに用いるコアの磁束飽和を防ぐ必要もある．本システムでは，LC 反転回路の静電容量を上げるため，回路の浮遊インダクタンスとパルストランスの漏れインダクタンスを可能な限り低減させ，転送エネルギーの増大と充電時間の短縮の両立を図った．以下，各要素の詳細を記述する．

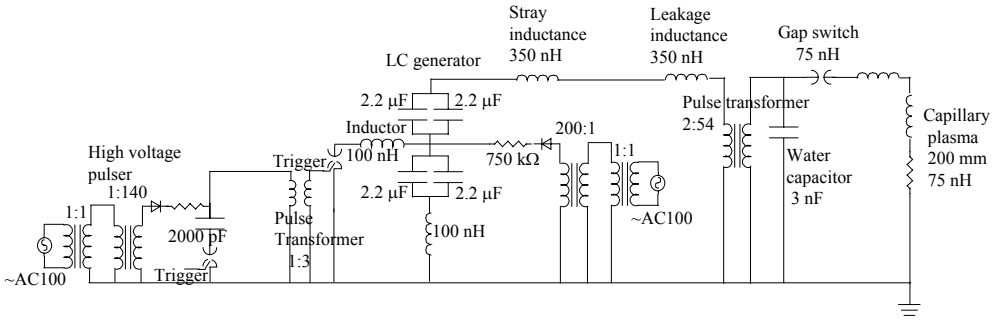


Fig. 3.2. Circuit diagram of pulsed power system

水コンデンサ

同軸円筒型水コンデンサは[1.31, 3.1]，内半径 r_{inner} = 22.5 cm，外半径 r_{outer} = 40 cm，長さ L = 40 cm であり，水の比誘電率 ε_{water} = 82 より静電容量は，

$$C = 2\pi\varepsilon_0\varepsilon_{water}/\ln(r_{outer}/r_{inner}) = 3\ [\mathrm{nF}] \qquad \text{Eq. (3.3)}$$

である．水の体積抵抗率を ρ とすれば，コンデンサの抵抗値は，

$$R_{water} = \rho l/S = L(\rho/2\pi)\ln(r_{outer}/r_{inner}) \qquad \text{Eq. (3.4)}$$

となる．純水の体積抵抗率 1×10^4 Ωm から，水コンデンサの自然放電の時定数 τ は，

$$\tau = R_{water}C_{water} = 7\ [\mu\mathrm{s}] \qquad \text{Eq. (3.5)}$$

となるため，数 μs オーダーの短時間充電が求められる．また，コンデンサの絶縁破壊電圧は，コンデンサ内の電界を E_b，コンデンサ高電圧部の表面積 S と充電時間 t として数 μs が与えられれば，絶縁破壊の半実験式[3.2]，

$$E_b t^{0.37} S^{0.11} = 0.2 \qquad \text{Eq. (3.6)}$$

から，1 MV 程度までの充電が可能である．

昇圧トランス

昇圧トランスの巻数比は，一次側 LC 反転高電圧発生器と二次側水コンデンサの整合条件，

$$N_2/N_1 = \sqrt{C_{primary}/C_{secondary}} = \sqrt{2.5\ [\mu\mathrm{F}]/3\ [\mathrm{nF}]} = 54/2 \qquad \text{Eq. (3.7)}$$

から決定される．パルストランスの漏れインダクタンス L_{leak} は，主に一次側巻線と二次側巻線間の空間に存在する磁場エネルギーから生じる．一次側巻線と二次側巻線間に生じる磁場 H は，鉄心の高さを h_c，一次側巻線数を N_1，一次側電流をI_1とすれば，

$$H = N_1 I_1 / h_c \qquad \text{Eq. (3.8)}$$

となり，磁場のエネルギー保存，

$$\int \frac{1}{2}\mu H^2 dV \approx \frac{1}{2}\mu H^2 S h_c = \frac{1}{2} L_{leak} {I_1}^2 \qquad \text{Eq. (3.9)}$$

より $L_{leak} \approx 350$ nH と求まる[3.3]. ただし, S は一次側巻線と二次側巻線間の底面積である．巻線半径は，一次側を 5 cm，二次側を 10 cm 程度とし，表面電界の緩和を図るとともに，一次側と二次側巻線間に厚さ 5 mm の塩ビパイプを挿入することで, 一次側と二次側の絶縁耐力を強化した．絶縁破壊に関して最も考慮すべき個所は，二次側巻線間の沿面放電であるが，これらの防止のためにトランス部を SF_6 ガス 1.2 atm 程度で加圧，巻線間に沿面放電防止板を各層に挿入，または二次側巻線外側へ電界緩和リングを挿入することで，0.5 MV 程度までの昇圧が可能な構造とした[Fig.3.1]．ただし，パルストランス鉄心の飽和により昇圧可能な電圧には制限が在り，

$$\int V(t)\, dt = \int \frac{V_{primary}(t)}{N_1} dt = \Phi_m < \Phi_{sat}\ [\mathrm{Vs}] \qquad \text{Eq. (3.10)}$$

の範囲内での昇圧か可能となる. ここで, 使用した円柱型のコアは飽和磁束密度 $B_s = 1.5$ T, 断面積 $S = 6.68\times10^{-3}$ m^2，半径 $r = 5$ cm，占積率 $= 0.85$，飽和磁束は $\Phi_{sat} = 1\times10^{-4}$ Wb である．鉄心の磁路長 $l = 2$ m，鉄心の断面積 S_{core}，鉄心の比透磁率 $\mu_{core} = 595$，鉄心の半径 5 cm より，励磁インダクタンス L_{excite} は，

$$L_{excite} = \mu_0 \mu_{core} {N_1}^2 S_{core}/l = 12\ [\mu\mathrm{H}] \qquad \text{Eq. (3.11)}$$

と概算され，$L_{leakage} << L_{excite}$ が成立し理想トランスとして機能する．

LC 反転回路

合成容量 2.2 μF の LC 反転回路は，2.2 μF のオイルコンデンサを直並列に使用して浮遊インダクタンスの低減を図った[Fig.3.1]．測定値より，コンデンサ 1 個当たりのインダクタンスは 100 nH である．LC 発生器と昇圧トランス間の結線には，平行平板と 24 本の同軸ケーブルを使用してインダクタンスを 200 nH 程度に抑え, 回路全体の浮遊インダクタンスを 350 nH 程度とした．また，LC 反転回路の位相調節用のインダクタとしては，LC 反転回路のス

パークギャップスイッチの配置によって調節を行い，浮遊インダクタンス 100 nH 程度に設定した．

水コンデンサ充電実験

開発した水コンデンサ充電回路の充電実験をおこなった結果を Fig. 3.3 に示す．Fig. 3.3 は，一次側コンデンサの初期充電電圧を 4 kV とした場合に得られた水コンデンサ充電電圧であり，充電開始から 3 μs 程度で二次側コンデンサに-150 kV の電圧が充電され，一次側から二次側電圧への昇圧比として 40 倍程度を得た．これは，一次側コンデンサバンクの充電エネルギーの 50 %程度が二次側へ転送されたことに相当し，マルクスバンクを用いた従来装置[1.31, 3.1]におけるエネルギー効率に対して 3 倍程度の高効率を得た．これらは，高電圧発生器に用いたギャップスイッチ数の低減によるスイッチング損失の減少に起因すると考えられ，同時に再現性の良い充放電が可能となった．充電可能な最大電圧は，Eq.(3.10) において *Vt* 積分を三角形の面積で近似すれば，

$$\int V(t)\,dt = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\times 3\ [\mu\mathrm{s}] \times \frac{1}{40}\times V_{water}\right) < \Phi_{sat}[\mathrm{Vs}] \qquad \text{Eq. (3.12)}$$

から，水コンデンサの最大充電電圧として 0.5 MV 程度が得られる．ただし，パルストランスの逆励磁を行うことにより，2 倍の 1 MeV までの上昇が可能である．このエネルギー効率の高い 2 段の LC 反転回路と 2:54 の昇圧トランスを組み合わせたシステムにより，一次側コンデンサの初期充電電圧を 12.5 kV とした場合，水コンデンサ充電電圧として 0.5 MV までの充電が確認され，その実験結果を Fig. 3.4 に示す．

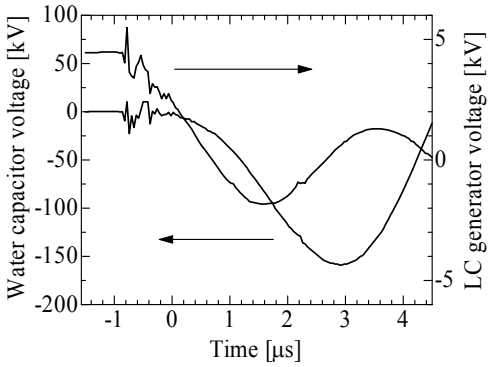


Fig. 3.3. Voltage waveforms of the water capacitor and the LC inversion generator

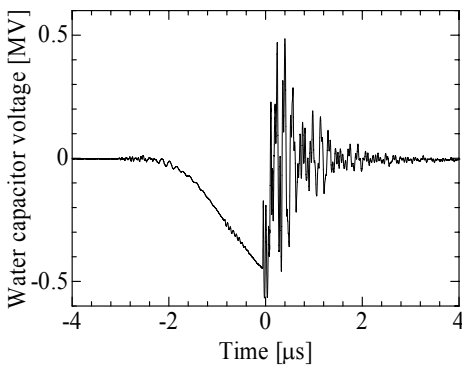


Fig. 3.4. Water capacitor voltage with self-breakdown gap switch closed

3.3 低インダクタンス放電部

キャピラリ負荷部において得られる最大の放電電流は，水コンデンサのサージインピーダンス 3.8 Ω，充電電圧 0.5 MV を Eq.(3.1)へ代入すれば，100 kA 程度と推定される．開発された低インダクタンス放電部は同軸型であり，単位長さ当たりの浮遊インダクタンスは次式で与えられ，

$$L_{load} = (\mu_0/2\pi)\ln(r_{outer}/r_{inner}) \qquad \text{Eq. (3.13)}$$

絶縁を考慮した上で往路と帰路の半径を極力近づけることで低インダクタンス化を図った．結果として，ギャップスイッチと長さ 200 mm のキャピラリから構成される放電部の浮遊インダクタンスが 75 nH + 75 nH = 150 nH 程度に低減され，水コンデンサの充電電圧として 0.5 MV が印加された場合，Eq.(3.2)より放電電流振幅 70 kA 程度で半周期

$$T/4 = \sqrt{LC} = 70\ [\mathrm{ns}] \qquad \text{Eq. (3.14)}$$

程度の誘導性放電が行われる低インダクタンス放電部が開発された．

3.4 放電実験と Ne-like Ar レーザーの確認

開発されたパルスパワー電源を用い，Ar ガスによる放電実験を行った．内半径 1.5 mm，長さ 200 mm の Al_2O_3 キャピラリに初期ガス圧 300 mTorr を封入し，放電実験を行った場合に得られた放電電流波形と XRD 信号を Fig. 3.5 に示す．結果として，一次側初期充電電圧 3 kV により波高値 10 kA 程度で半周期約 80 ns 程度の誘導性放電が行われ，放電開始から 25 ns 付近の XRD 信号に，波長 46.9 nm のレーザー動作を示すスパイクが観測された．

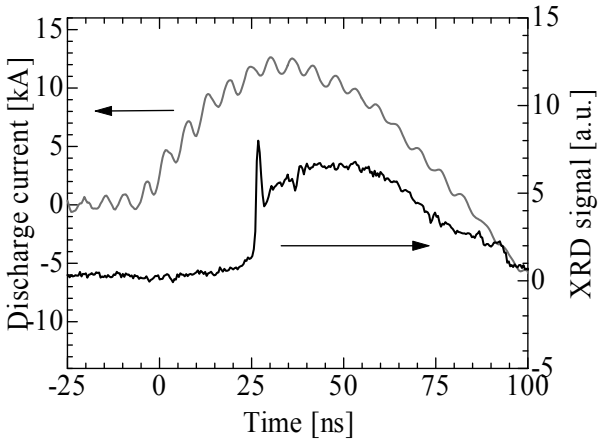


Fig. 3.5. Lasing of a 46.9 nm Ne-like Ar SXR laser

3.5 まとめ

再結合レーザー実現に要求される高電流を得るために，高効率で高出力なパルスパワー電源の開発を行った[Fig. 3.6]. 開発されたエネルギー効率の高い充電システムは，2 段の LC 反転回路，2 : 54 の昇圧トランスと 3 nF の水コンデンサによって構成され，エネルギー転送効率 50 %程度，昇圧比 40 程度での安定した充放電が可能となり，水コンデンサ充電電圧として 0.5 MV を得た．本パルスパワー電源の使用により，窒素イオンを 7 価まで電離するために必要な電流値を得ると同時に，再現性の良い安定した放電が期待される．また，排気と計測系を含めた新たな放電部を用いることで，Ne-like Ar レーザー動作確認を行い実験基盤を整えた．

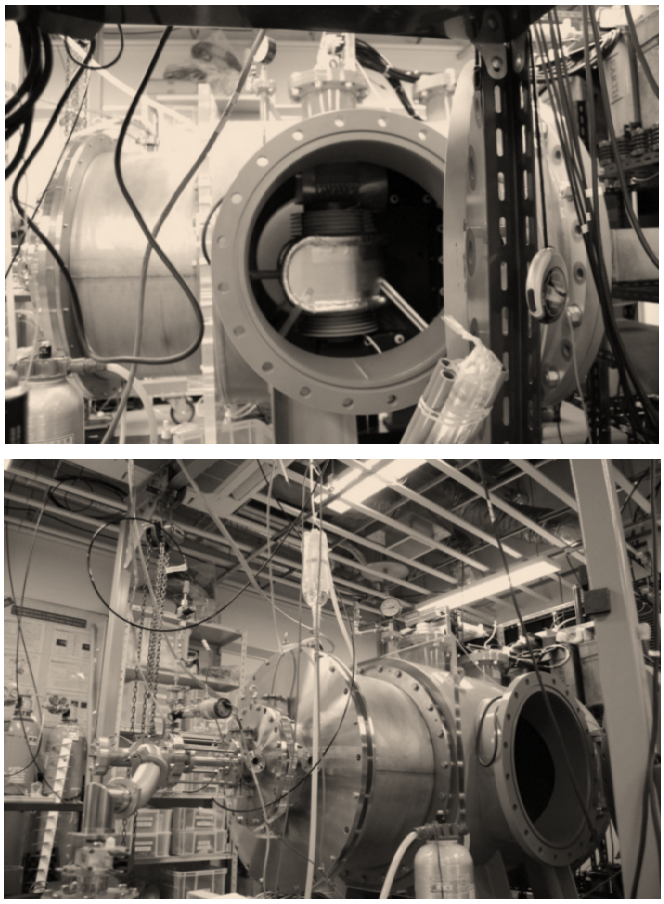


Fig. 3.6. Developed pulsed power supply system

第 4 章　電圧波の反射を利用した電流波形制御

4.1 はじめに

パルス圧縮を行うためには放電部の低インダクタンス化が有効であり，レーザーやスパークトリガを用いたマルチチャネル型の低インダクタンスなギャップスイッチを利用するといった工夫が報告されている[1.21, 1.22, 1.32]．しかしながら，長いキャピラリを用いて高い利得長積を得るためには放電部の低インダクタンス化に限界が在る．そこで，伝送線路の使用による反射波の重畳を利用した電流波形制御と高電流化を提案する．通常，伝送線路は水コンデンサから放電部への電力転送，または PFL を利用した波形制御のための反射波分離に用いられている[4.1].

4.2 波形制御の原理

伝送線路は，第 3 章で記述した低インダクタンス放電部において，ギャップスイッチとキャピラリ間に挿入され，概略図は Fig. 4.1 に示される．電圧波の伝播速度 v は，伝送線路の誘電率εと透磁率μによって決まり，

$$v = 1/\sqrt{\epsilon\mu} \qquad \text{Eq. (4.1)}$$

で与えられ，誘電率の平方根に反比例する．従って，水で満たされた伝送線路と水コンデンサにおける電圧波の伝搬速度は, 水の誘電率が 82 であるために光速の 1/9 となる. また，サージインピーダンス Z_0 は単位長さ当たりの分布インダクタンス L と分布キャパシタンス C で決まり，

$$Z_0 = \sqrt{L/C} \qquad \text{Eq. (4.2)}$$

で与えられる．すなわち，水コンデンサと伝送線路のサージインピーダンスは，ギャップスイッチとキャピラリ部分に比べて 1 桁程度低い．よって，伝送線路両端部分のギャップスイッチとキャピラリ部のインピーダンスが相対的に高くなるために，電圧波の反射が生じる．反射した電圧波は，伝送線路を光速度の 1/9 で伝播するために数 10 cm の伝送線路により，透過波に対して数 10 ns の遅れを発生させることが可能である．遅れをもった電圧波は再びキャピラリ部に戻り，放電部の電圧値の上昇に寄与する．伝送線路を用いない場合，誘導性放電の半周期は 80 ns 程度であるために，これら数 10 ns の遅れはキャピラリ部にお

ける電流波形に大きく影響を与える．詳細にこれらの反射メカニズムを示すため，分布定数回路の数値計算結果に沿って以下に原理を詳述する．分布定数回路の数値計算に用いた電信方程式は，

$$\frac{\partial V}{\partial x} = -L\frac{\partial I}{\partial t} - RI \qquad \text{Eq. (4.3)}$$

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -C\frac{\partial V}{\partial t} \qquad \text{Eq. (4.4)}$$

で与えられる[3.3]．ここで，V は電圧，I は電流，L は単位長さ当たりの分布インダクタンス，C は単位長さ当たりの分布キャパシタンス，R は単位長さ当たりの抵抗である．数値計算は回路全体を分布定数回路として扱い，伝送線路の長さ及びサージインピーダンスをパラメータとして行った．放電部の各箇所におけるサージインピーダンスと長さを Table 4.1 に示す．代表的な計算結果として，伝送線路のインピーダンスを 3.0 Ω に固定し，伝送線路長を 0，10，25，60 cm と変化させた場合の電圧分布の時間発展を Fig. 4.2 に示す．Fig. 4.2 の数値計算結果と Fig.4.3 の代表的な反射の概念図に沿って，波形制御の原理を詳述する．

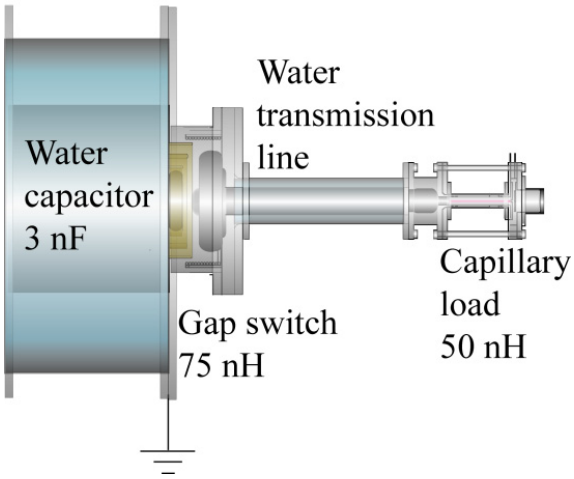


Fig. 4.1. Schematic drawing of the capillary discharge system with a water transmission line

Table. 4.1.

Surge impedance and length of the each section

	Length [cm]	Surge impedance [Ω]
Water capacitor	40	3.8
Gap switch	20	≈ 100
Transmission line	0-120	0.5-10
Capillary section	15	≈ 50

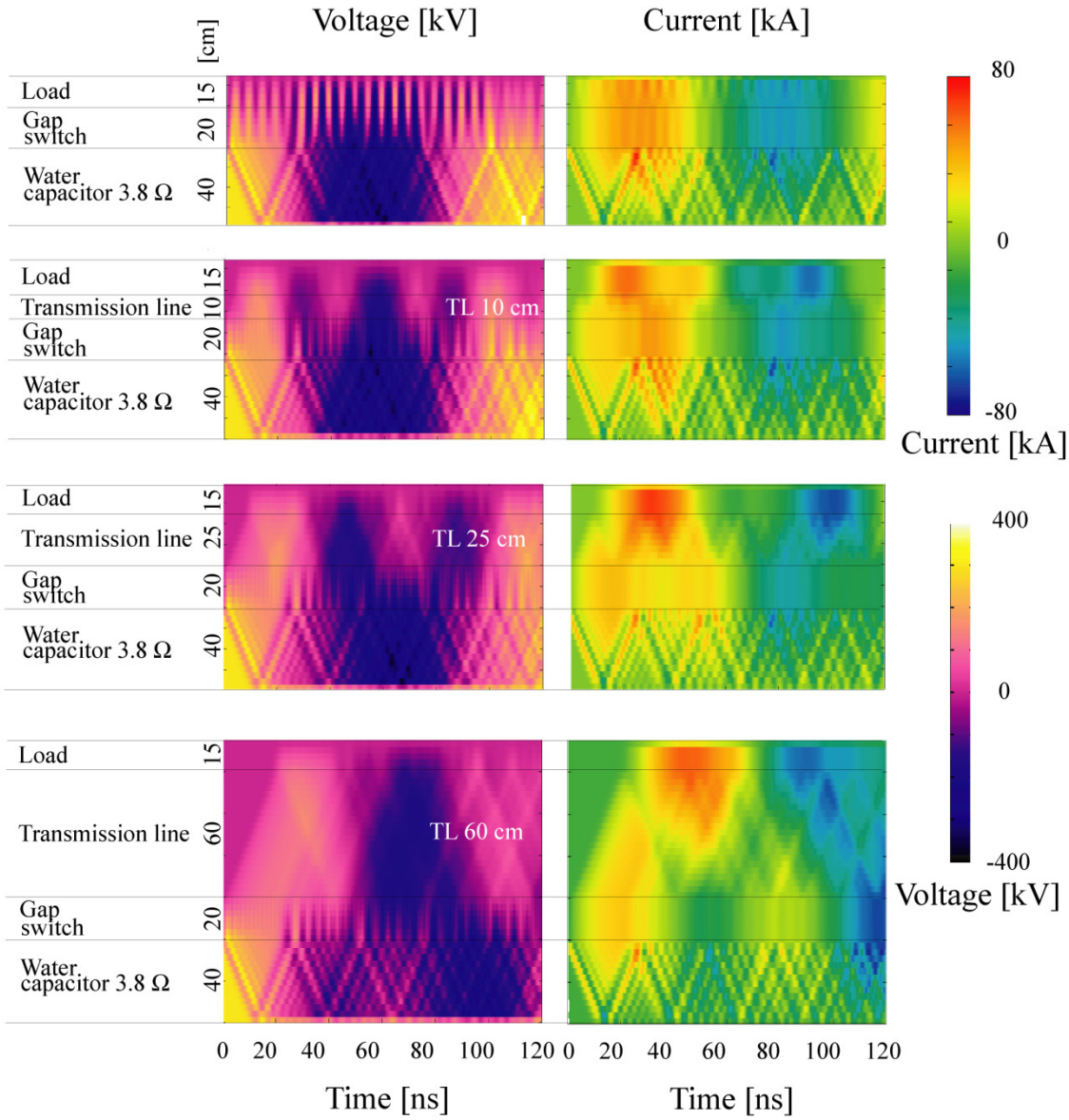


Fig. 4.2. Computed voltage wave and current wave by telegraph equation with various water transmission length

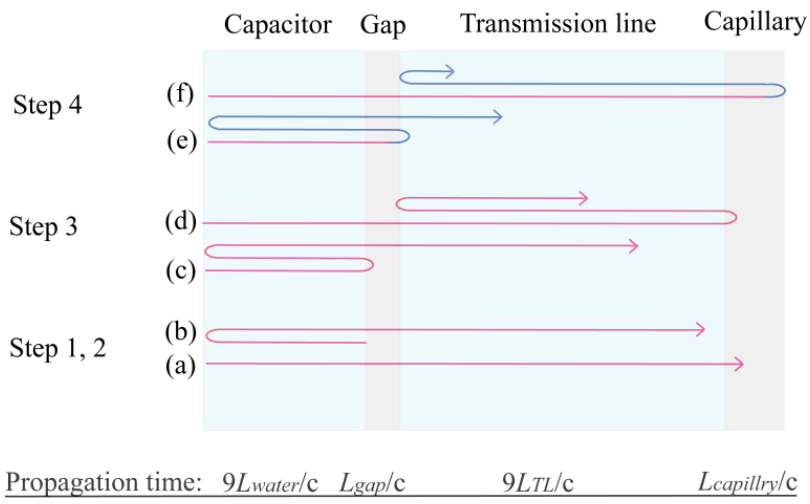


Fig. 4.3. Schematic diagram of the representative incident and reflected voltage wave propagation

Step 1. 水コンデンサを 300 kV に充電した後，ギャップスイッチが閉じ放電が開始する．放電開始により，正の電圧波が水コンデンサからキャピラリへ向かい伝播を開始する**(a)**．一方で，高インピーダンスのギャップスイッチにより反射を受けた正の電圧波は水コンデンサ終端へ伝播を開始する**(b)**.

Step 2. ギャップスイッチを通過した正の電圧波は, 伝送線路を光速の 1/9 の速度で伝播し，キャピラリに到達する**(a)**．そして，キャピラリにおいて電流が流れ始める．キャピラリにおける電流の開始は，Fig. 2.2 の右側のグラフの赤い部分に示され，伝送線路長の増大に伴なって電流上昇の開始時刻の遅れとなって現れる．

Step 3. Step 1 においてギャップスイッチ**(c)**またはキャピラリフロント**(d)**により反射されコンデンサ終端へ伝播した正の電圧波は，再びコンデンサ後方**(c)**またはギャップスイッチ伝送線路側**(d)**において正の反射を起こして再びキャピラリへと伝播し，電流の増大を促進する**(c, d)**.

Step 4. キャピラリ終端**(f)**または伝送線路のギャップスイッチ側**(e)**に到達した電圧波は，負の反射を行い，負の電圧波が高インピーダンスのギャップスイッチ**(f)**または水コンデンサ後方**(e)**へ向かい伝播する．これら負の電圧波はギャップスイッチ**(f)**または水コンデンサ後方**(e)**で正の反射を受け，負の電圧波がキャピラリへ伝播する．これら負の電圧波の伝播により，放電部における電圧が減少し，電流の減少が開始されることとなる．

これらの正負の電圧波の透過と反射の重ね合わせにより，キャピラリ放電部へ電圧が印加され，追従した放電電流がキャピラリ部に流れる．すなわち，伝送線路の長さを変化させることで，反射波の遅れを利用した電流波形の制御が可能となる．

4.3 生成可能な電流波形

生成可能な電流波形を模索するため，伝送線路の長さとサージインピーダンスを変化させて数値計算を行った．Fig. 4.4 はサージインピーダンス 3.0 Ωの伝送線路長を 0-100 cm まで変化させた場合に得られるキャピラリ電流波形である．伝送線路の挿入により，電流値の上昇が見られ，線路長 25 cm の場合に最大値を得た．線路長 25-40cm では，反射による正の電圧波の到達が，最初の正の電圧波に重ね合わさり，効率良く電流が流れた．また，急速な電流の減少が見られ，これらは負の電圧波の到達によって引き起こされている．これは Fig. 4.2 の電圧分布における濃青色の負の電圧波に相当する．

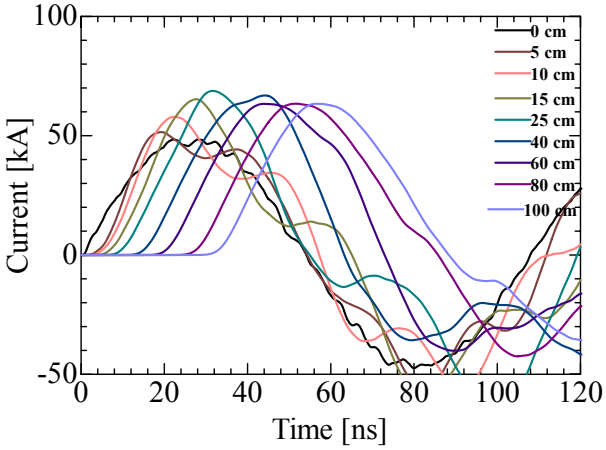


Fig. 4.4. Computed discharge current waveforms in the capillary load using the transmission lines with various lengths. The surge impedance of the transmission line: 3.0 Ω

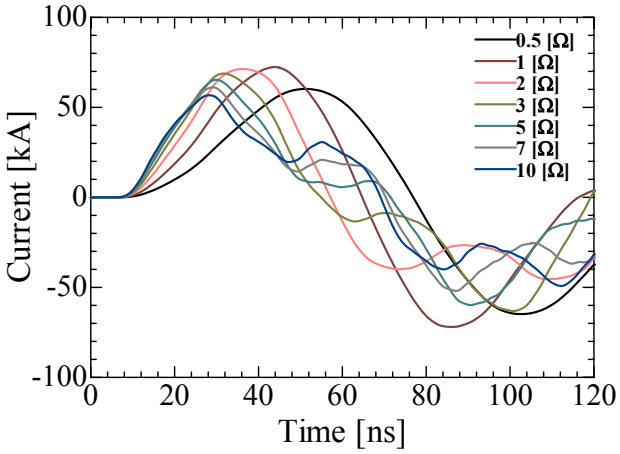


Fig. 4.5. Computed discharge current waveforms in the capillary load using the transmission ines with various surge impedances. The length of the transmission line: 25 cm

線路長を固定し，線路インピーダンスを変化させた場合に得られるキャピラリ放電電流波形を Fig. 4.5 に示す. 電流波高値としては, インピーダンスが 1-3 Ω付近で最大値をとり，伝送線路のサージインピーダンスが高い程立ち上がりが急峻となる.

これらの相違を明確にするために，0.5 Ω，10 Ωの伝送線路を用いた場合の，各位置における電圧波の分布を Fig. 4.6 に示す．0.5 Ωの伝送線路を用いた場合は，上述の正負の電圧波の透過と反射による三角波電流の生成が行われている．一方で，10 Ωの伝送線路を用いた場合，はじめの電圧波は，ギャップスイッチでの反射率が高いためキャピラリへ最初に到達する電圧波が減少し，放電電流の減少に繋がる．また，キャピラリ入り口で反射された正の電圧波は，ギャップスイッチで反射を受けるが，伝送線路のインピーダンスが高いためにギャップスイッチでの反射も低減され, 電流持続への寄与が弱まる. 従って, 10 Ωの場合，急速な電流の減少が確認された．以上より，任意の線路インピーダンスと線路長をもつ伝送線路を選定することで，電流波形の制御が可能であり，放電部で得られる放電電流を増大することが可能であることが示された．Fig. 4.4, 4.5 の数値計算結果より，得られる電流波高値は線路長 25 cm，インピーダンス 3.0 Ωの場合に最大となり，最も急速な立ち上がりと立ち下がりが期待される.

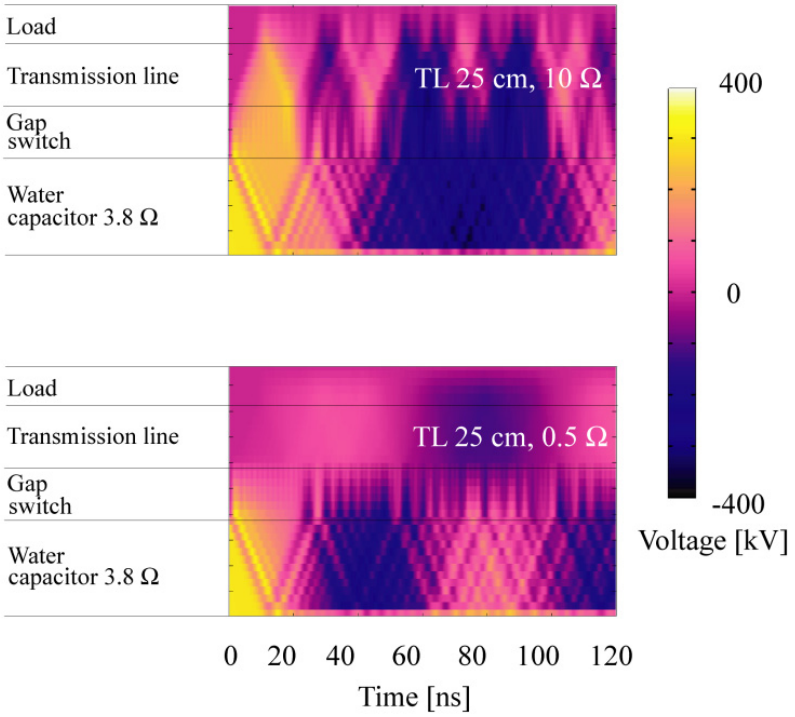


Fig. 4.6. Computed voltage waves using the 25 cm length transmission lines
Upper: With surge impedance of 10 Ω, Lower: With surge impedance of 0.5 Ω

4.4 三角波電流発生の確認

線路長 40 cm，インピーダンス 3.0 Ωの伝送線路を用い，実験により得られた放電電流波形を Fig. 4.7 に示す．点線は従来装置による半周期 110 ns の正弦波電流，灰色は前章の低インダクタンス放電部により得られた正弦波電流であり，黒い実線が今回得られた三角波電流ある．それぞれの水コンデンサ充電電圧は 100 kV であり，2 倍近くの高電流化が可能となった．また，計算で得られた波形と比較的良い一致を示し，伝送線路の使用による電流波形制御が確認された．実験値は数値計算結果と比べてパルス幅が長くなったが，数値計算に用いた放電部の形状パラメータ，或いはギャップスイッチのスイッチング特性が原因と考えられる．特にピンチ放電では，プラズマ半径は動的に変化し，インプロージョンとともにプラズマ半径すなわち電流往路の半径が小さくなり，インダクタンスの上昇が起きる．また，スイッチング特性も，プラズマ中のイオンと電子の動きによって変動を受ける．

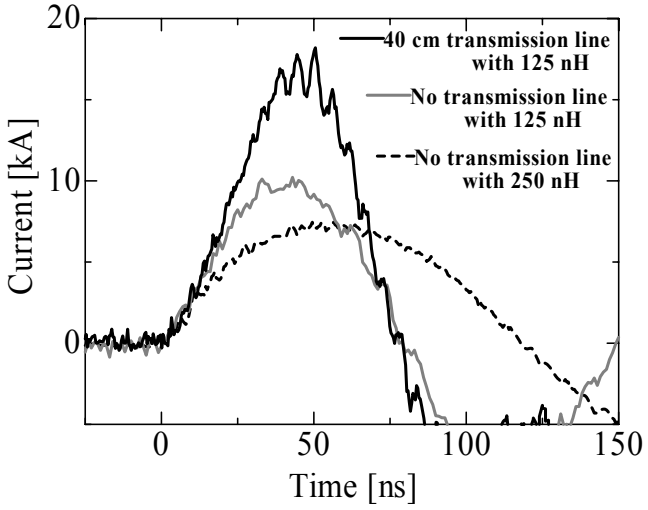


Fig. 4.7. Current waveform experimentally obtained

Black solid line: 40 cm transmission line with discharge section of 125 nH as shown in Fig. 4.1

Gray solid line: No transmission line with discharge section of 125 nH as shown in Fig. 3.1

Dashed line: No transmission line with discharge section of 250 nH as shown in Fig. 1.3[1.31]

4.5 三角波電流形成条件と要求放電電流の生成

三角波電流の生成には，主として，Fig. 4.3 の(b)と(c)に示す 2 種類の電圧波の重ね合わせによる寄与が大きいと考えられる．(b)の電圧波は，初めにキャピラリに到達する正の進行波に寄与している．反射波の重ね合わせで重要な電圧波が(c)であり，高インピーダンスのギャップスイッチで反射を受けた，はじめの正のキャピラリ方向への進行波の残りの部分，すなわち(b)としてキャピラリ方向へ透過できなかった部分波である．これら 2 つの波(b, c)がキャピラリに初めに到達するまでの伝播時間は，水コンデンサの長さ L_{water}，伝送線路の長さ L_{TL} と光速度 c によって以下のように与えられる．

$$t_b \approx 2 \times 9\frac{L_{water}}{\mathrm{c}} + 9\frac{L_{TL}}{\mathrm{c}}, \qquad t_d \approx 9\frac{L_{water}}{\mathrm{c}} + 3 \times 9\frac{L_{TL}}{\mathrm{c}} \qquad \text{Eq. (4.5)}$$

伝送線路 25 cm の場合，これらの伝播時間は一致し，$t_b \approx t_d \approx 32$ ns となる．このとき，電圧波の重ね合わせが最も顕著となり，電流値が最も高い三角波電流の生成が可能となる．

実際に，伝送線路の長さを 25 cm としたときに得られる放電電流波形は，Fig. 4.7 の線路長 40 cm の場合よりもさらに 10 ns 程度パルス幅が短くなり，数値計算結果と類似の重ね合わせが実現された．水コンデンサ電圧を 300 kV 程度とした場合に，実験で得らた電流波形は Fig. 4.8 に示され，パルス幅 60 ns，波高値 70 kA を得た．

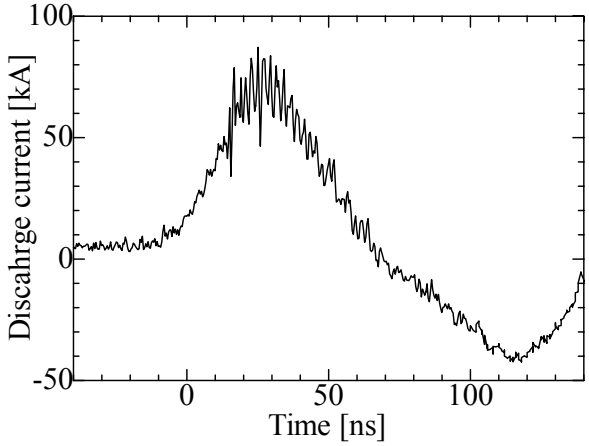


Fig. 4.8. Experimentally obtained triangular discharge current waveform
by using the transmission line with surge impedance of 3.0 Ω and length of 25 cm

4.6 まとめ

伝送線路の進行波の伝搬時間遅れを利用した入射波と反射波の重ね合わせを用いることで，放電電流波形制御が可能であることを数値計算により示し，実験により確認した[Fig. 4.9]．最も顕著な重ね合わせの効果が得られる伝送線路長 25 cm を用いることで，波高値 70 kA，パルス幅 60 ns の高速な三角波電流の生成を行った．すなわち，第 2 章における理論的に水素様窒素レーザーの実現を可能とする要求放電電流の生成が可能となった．

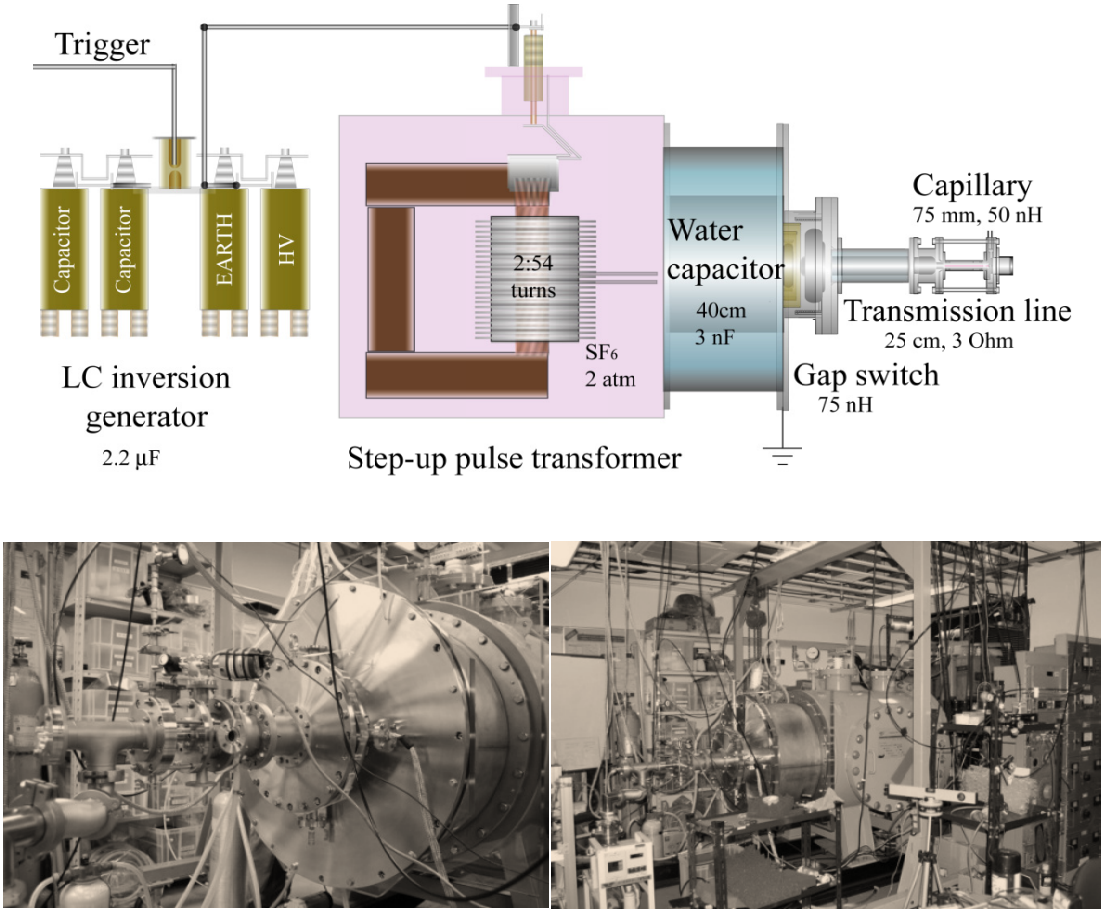


Fig. 4.9. Developed discharge system with transmission line

第 5 章　三角波電流とピンチダイナミクスの整合

5.1 はじめに

電離非平衡な Z ピンチプラズマ中で NVIII への電離と急速な再結合を両立させるためには，三角波電流とピンチダイナミクスの整合を取る必要がある．ピンチダイナミクスを制御するパラメータとして，キャピラリ内半径，初期ガス圧が在り，三角波電流のピークが得られる時刻を最大ピンチ時刻後方へ合わせることで整合が取れる．ピンチプラズマの数値計算と放電実験により，電離と再結合の両立を可能とする実験条件を探り，次章の放射光計測への予備的な知見を示す.

5.2 三角波電流を用いた数値計算によるピンチダイナミクスの検証

5.2.1 MHD 数値計算コード

ピンチプラズマの数値計算では，一次元軸対称を仮定した Lagrangean 座標系で，1 流体 2 温度 MHD 方程式と，各価数のイオン密度に関するレート方程式の時間発展を解いた.

基礎方程式

計算に使用した基礎方程式を以下に示す．連続の式と運動量保存の式は,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}\rho\boldsymbol{u} = 0 \qquad \text{Eq. (5.1)}$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial\left(Q_{m,ik} + P\delta_{ik}\right)}{\partial x_k} = -(\boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B})_i \qquad \text{Eq. (5.2)}$$

で与えられる[5.1, 5.2, 2.15].

ここで，ρ は質量密度，$\boldsymbol{u}$ は流体の速度ベクトル， δ_{ik} は Kronecker のデルタ，$Q_{m,ik}$ は,

$$Q_{m,ik} \approx Q_{vis} = A\rho(\mathrm{div}\,\boldsymbol{u})^2 \qquad \text{Eq. (5.3)}$$

によって与え, 人口粘性係数 A を用いて, 半径方向の流体速度勾配の自乗に比例させた[5.1, 5.2, 5.3, 5.4, 5.5].

電子とイオンの内部エネルギーE_e，E_i はエネルギー保存則,

$$\frac{\partial E_e}{\partial t} + \mathrm{div}(P\boldsymbol{u} - K\nabla T) + Q_{joule} - Q_{ie} - Q_{atom} = 0 \qquad \text{Eq. (5.4)}$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial t} + \mathrm{div}(P\boldsymbol{u} + Q_{vis}\boldsymbol{u} - K\nabla T) + Q_{ie} = 0 \qquad \text{Eq. (5.5)}$$

から求めた．ここで，ジュール加熱によって放電電流から自由電子に与えられるエネルギーQ_{joule}と電子からイオンへ移動する交換エネルギーQ_{ie}は，

$$Q_{joule} = \frac{1}{2}\eta j^2 \qquad \text{Eq. (5.6)}$$

$$Q_{ie} = \frac{T_e - T_i}{t_{ie}} \qquad \text{Eq. (5.7)}$$

である．ただし，電子とイオン間の熱緩和時間 t_{ie} には Spitzer の式，

$$t_{eq} = \frac{T_f - T}{8(2\pi)^{1/2} N_f {Z_f}^2 Z^2 \mathrm{e}^2 \ln\Lambda}\left(\frac{T}{A} + \frac{T_f}{A_f}\right)^{3/2} \qquad \text{Eq. (5.8)}$$

を用いた[2.11]．ここで，添え字fは背景ガスを示し，Z，Z_fおよびA，A_fは着目する粒子または背景ガスの平均価数および原子質量であり，Eq.(5.8)は cgs 単位系で表わされている．イオンの原子過程が関与して交換するエネルギーQ_{atom}は，制動放射，放射性再結合により放射された光子エネルギー，電子衝突電離に用いられたエネルギーを損失とし，三体再結合により自由電子が受け取るエネルギーを加えられたエネルギーとした．ただし，放射性再結合で失った自由電子の内部エネルギーは $3kT_e/2$ で，三体再結合と電子衝突電離により増減するエネルギーは基底状態の電離ポテンシャルで近似した．

熱伝導率 K は，Lorentz ガスの，

$$K_L = 20\left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} \frac{(kT)^{5/2}k}{{m_e}^{1/2} e^4 Z ln\Lambda}\,[\mathrm{erg/sK\ cm}] \qquad \text{Eq. (5.9)}$$

と[2.11]，強磁場中での熱伝導率[2.11, 5.6]，

$$K_B = \frac{8(\pi m_i k)^{1/2} {N_i}^2 Z^2 e^2 c^2 \ln\Lambda}{3B^2 T^{1/2}}\,[\mathrm{cal/sK\ cm}] \qquad \text{Eq. (5.10)}$$

を用い，

$$K = (1/K_L + 1/K_B)^{-1} \qquad \text{Eq. (5.11)}$$

により与えた（cgs 単位系）．磁場 B は一般化された Ohm の法則と組み合わせた誘導方程式，

$$\frac{\partial \rho \boldsymbol{u}}{\partial t} = \mathrm{curl}\left(\frac{\eta}{\mu_0}\mathrm{curl}\boldsymbol{B}\right) - \mathrm{curl}(\boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B}) \qquad \text{Eq. (5.12)}$$

により解き[2.11, 5.7]，Ampere の法則，

$$\mathrm{curl}\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{j} \qquad \text{Eq. (5.13)}$$

から電流密度 $\boldsymbol{j}$ を求めた．

価数 z のイオン数密度 N^Z に関しては，全てのイオンが基底状態にあると考え，電子衝突電

離，三体再結合と放射性再結合のみを考慮して，レート方程式の時間発展

$$\frac{dN^z}{dt} = n_e N^{z-1} \mathcal{I}_{z-1\to z}(T_e) - n_e N^z \mathcal{I}_{z\to z+1}(T_e) - {n_e}^2 N^z R_{3b}^{z\to z-1} - n_e N^z R_{radiative}^{z\to z-1}(T_e) + {n_e}^2 N^{z+1} R_{3b}^{z+1\to z} + n_e N^{z+1} R_{radiative}^{z+1\to z}(T_e) \qquad \text{Eq. (5.14)}$$

を解いた．上式では，電子衝突電離係数$\mathcal{I}(T_e)$[Eq.(2.5)]，放射性再結合係数$R_{radiative}(T_e)$[Eq. 2.43]を用い，三体再結合係数R_{3b} は衝突電離係数[Eq.(2.5)]との詳細釣り合いより求めた[2.3].

初期条件と境界条件

キャピラリ軸上において用いた境界条件は,

$$\left[\frac{\partial T_e}{\partial r}\right]_{r=0} = \left[\frac{\partial T_i}{\partial r}\right]_{r=0} = 0, \qquad B(0) = 0, \qquad u(0) = 0. \qquad \text{Eq. (5.15)}$$

であり，プラズマと真空（キャピラリ内壁側）間においては境界条件を,

$$\left[\frac{\partial T_e}{\partial r}\right]_{r=r_p} = \left[\frac{\partial T_i}{\partial r}\right]_{r=r_p} = 0, \quad \left[\frac{\partial E_e}{\partial r}\right]_{r=r_p} = \left[\frac{\partial E_i}{\partial r}\right]_{r=r_p} = 0, \quad B(r_p) = \frac{\mu_0 I_{total}(t)}{2\pi r_p}. \qquad \text{Eq. (5.16)}$$

で与えた[5.2, 5.3, 5.4, 5.5]．ただし，r_pはプラズマと真空の境界すなわち最外周にあるプラズマの半径，$I_{total}(t)$は全放電電流であり，前章の電信方程式の数値計算で求めたものまたは実験により得られた電流波形を線形補間したものを用いた．初期条件には，放電開始時に予備電離によって窒素分子が NII へ完全電離しているとし，初期電子温度およびイオン温度として 4 eV を与えた.

計算スキーム

計算はすべて Explicit 法により行い，始めに Eq.(5.2)の運動方程式より時刻 $t = (n+1)\Delta t$ におけるセルの速度u_j^{n+1}から解を求めた[5.8]．得られたu_j^{n+1}からセルの位置R_j^{n+1},

$$R_j^{n+1} = R_j^n + u_j^{n+1}\Delta t \qquad \text{Eq. (5.17)}$$

を求め，時刻 $t = (n+1)\Delta t$ における密度ρ_j^{n+1},

$$\rho_j^{n+1} = \rho_j^n \frac{\left(R_{j+1}^0\right)^2 - \left(R_j^0\right)^2}{\left(R_{j+1}^{n+1}\right)^2 - \left(R_j^{n+1}\right)^2} \qquad \text{Eq. (5.18)}$$

を得る．ここで得られたρ_j^{n+1}と，$t = n\Delta t$ における解を用い，電子数密度を含めた残りの全ての物理量を求める. ただし, レート方程式に関し, $t = (n+1)\Delta t$ におけるイオン数密度$N_j^{z,n+1}$は, セルの圧縮に伴い,

$$N'^{z,n}_j = N_j^{z,n}\left(\rho_j^{n+1}/\rho_j^n\right) \qquad \text{Eq. (5.19)}$$

で与えた．最後に，レート方程式より求められる平均電離度Z_j^{n+1}と MHD 方程式で使用した

平均電離度Z_j^nとの相違が，

$$\left|Z_j^{n+1} - Z_j^n\right| / Z_j^{n+1} < 10^{-6} \qquad \text{Eq. (5.20)}$$

を満たさない場合は，Z_j^{n+1}を用いて再び MHD 方程式から解き直し，Z_j^{n+1}がEq. (5.20)を満たすまで収束計算を行い，MHD 方程式とレート方程式のカップリングを行った．

5.2.2 数値計算による電離ダイナミクスの検証

波高値 60 kA，パルス幅 60 ns の三角波電流を用いた場合の電離ダイナミクスの検証を数値計算により行った. 得られた各価数のイオン数密度の空間分布を Fig. 5.1, 放電電流波形，電子温度，電子密度を Fig. 5.2 右側に示す.

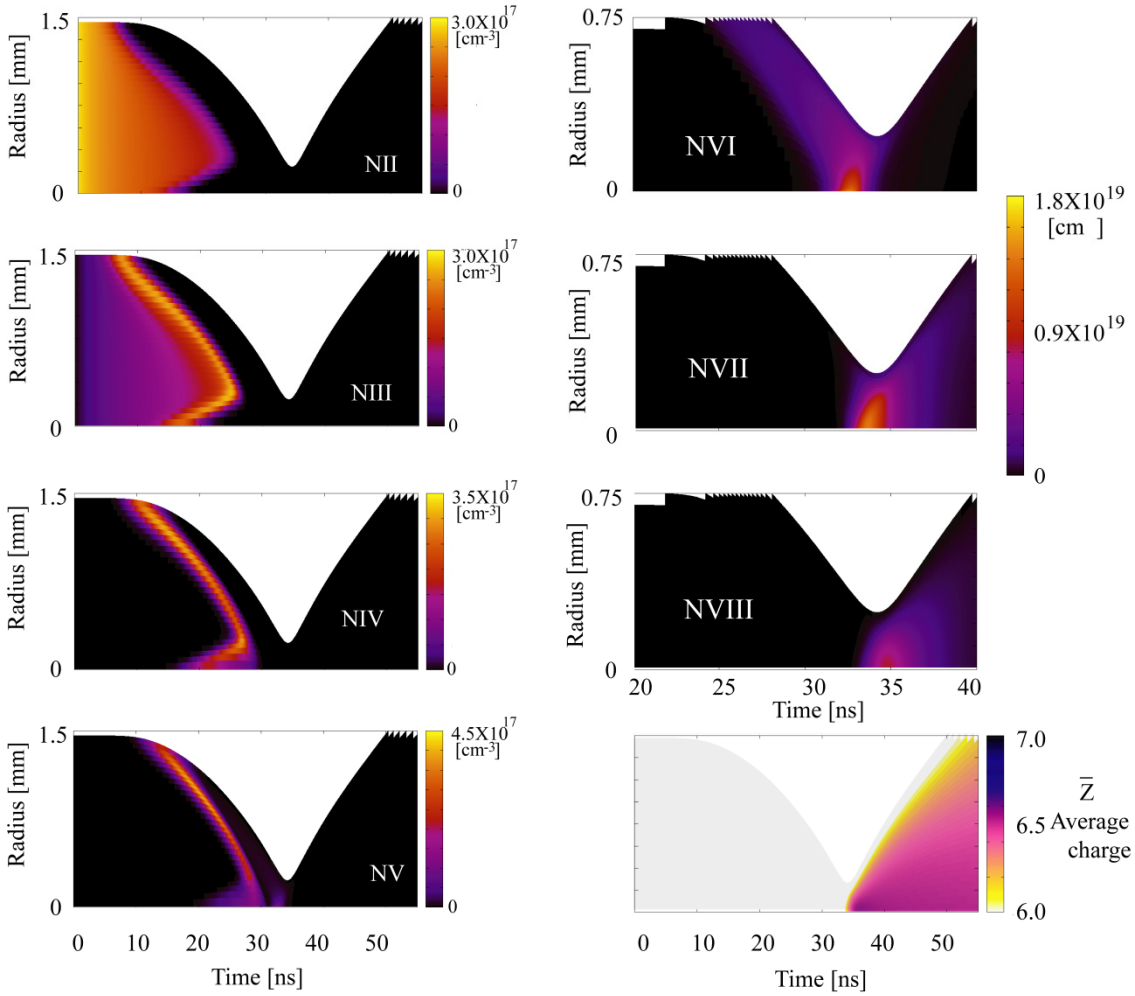


Fig. 5.1. Calculated time evolution of nitrogen ion's spatial distribution using the triangular current
Current peak amplitude: 60 kA, Pulse width: 60 ns

MHD 計算では，第 3 章で記述した電信方程式の数値計算によって得られた電流波形を使用し，放電開始時に窒素イオンが NII へ完全電離していると仮定して，初期条件として NII 粒子数密度 3×10^{17} cm^{-3}，初期電子温度 4 eV を与えた．放電開始後，数 ns で NII が NIII へ電離されていく．電流層が $\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}$ により軸上へ向かって加速を開始し，電流層内側の電子温度が上昇して NIV および NV の窒素イオンが急速に増加する．そして電流層内側の衝撃波が軸上に達した瞬間に，100 eV 程度にまで電子温度が上昇し，NVI まで急激にほぼ完全電離される．その後，150-200 eV のピンチプラズマが形成され，数 ns で NVII にまで電離が進む．さらに最大ピンチ時に数 ns の時間を掛けて，NVII の 6 割程度が NVIII まで電離される．これより，反転分布の形成に要求される条件，すなわち NVII の過半数を NVIII へ電離することが可能であることが示された．

5.2.3 数値計算による膨張冷却時の MHD ダイナミクスの検証

次に，膨張冷却時に三角波電流がプラズマの冷却に与える効果を検証する．半周期 100 ns 程度の正弦波を用いた場合と[1.31]，パルス幅 60 ns の三角波電流を用いた場合の，電流密度，磁束，半径方向速度，電子数密度と電子温度の数値計算結果を Fig. 5.2 に示す．Fig. 5.2 においては放電開始時刻を 0 ns とした．インプロージョン時の放電電流波形は，正弦波，三角波電流で類似となり，最大ピンチ時刻は両者ともほぼ同一の 40 ns となる．よって，最大ピンチ時刻までにプラズマに投入された放電エネルギーはほぼ同等であり，最大ピンチ時刻において両者とも電子温度 200 eV 近くまで加熱された．その後，正弦波電流は波高値を維持するが，三角波電流は急峻に立ち下がり 10 ns 程度で半減する．結果として，膨張速度と電子温度の低下に差が生じる．正弦波電流を用いる場合には膨張時の最大速度は 1.0×10^{5} m/s 程度であり，その後 2 回目のインプロージョンが始まり再加熱が起きる傾向が在る．一方で，三角波電流を用いた場合には，膨張プラズマの最大速度は 1.5×10^{5} m/s 程度にまで上昇し冷却が早まる．これは，最大ピンチ後の急激な電流の立ち下がりによって，自己磁場による磁気圧が低下しプラズマを閉じ込める力が弱まったことに起因する．

Fig. 5.3 に，最大ピンチ後 5 ns, 10 ns および 15 ns 経過した時刻における電子数密度，温度の空間プロファイルを示す．Fig. 5.3 において，左側が正弦波電流，右側が三角波電流を用いた場合の結果である．最大ピンチ後 10 ns の時刻において，三角波を用いる場合は正弦波を用いる場合よりも数 eV から 10 eV 程度低い電子温度を得る．さらに，15 ns 経過した時刻においては，冷却速度の差が顕著となり，電子温度として 20 eV 程度の差が生じた．特に，温度の低下が顕著な個所は，膨張速度が速い円柱プラズマ外周部となる．

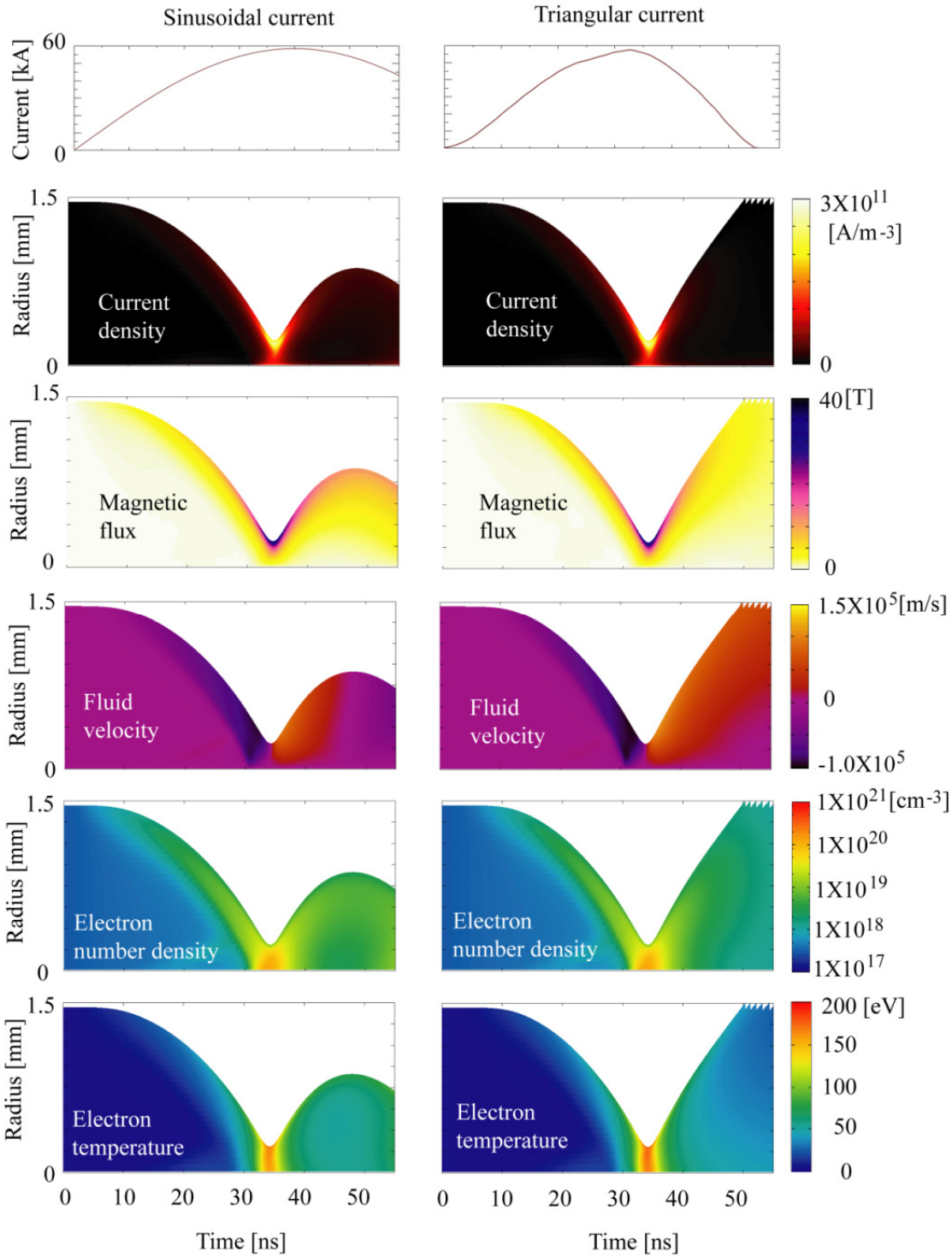


Fig. 5.2. Effect of current waveforms on expansion phase of plasma in 1D MHD calculation Left: For sinusoidal current with half cycle of 100 ns, Right: For triangular current with pulse duration of about 60 ns, Capillary radius: 1.5 mm, Initial number density of NII: 5×10^{17} cm^{-3}, Initial electron temperature: 4 eV, Initial ion temperature: 4 eV

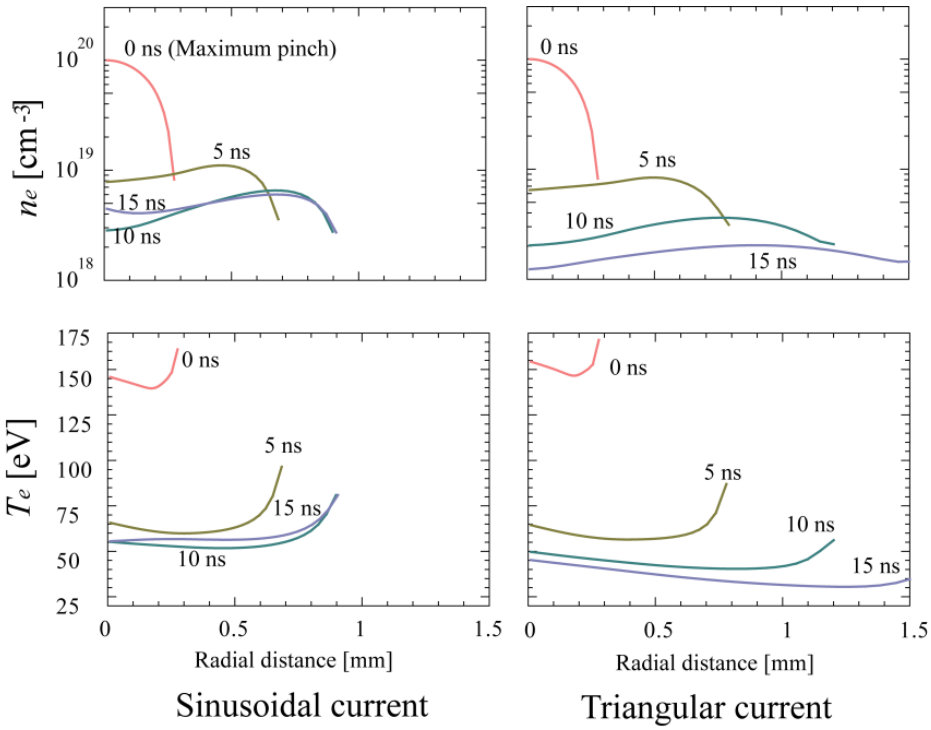


Fig. 5.3. Calculated electron number density and electron temperature profiles obtained at 5 ns, 10 ns and 15 ns after the maximum pinch, Left: With sinusoidal current, Right: With triangular current

結果として，三角波電流を用いた場合，最大ピンチ時に電子温度 200 eV 程度，電子数密度 1×10^{20} cm^{-3} 程度あった高エネルギー密度プラズマが，15 ns 後には電子数密度 10^{18}-10^{19} cm^{-3} のオーダーで 50 eV 以下へ冷却され，反転分布形成に要求されるプラズマパラメータの形成が可能であることが判る．また，膨張速度の速いプラズマ外周部分では，電子温度 25 eV までの冷却が進み，小信号利得 G = 0.1-1 cm^{-1} 程度がリング形状に得られると期待される．

5.2.4 数値計算による MHD 不安定性成長率の検証

理想的な Snow plow 1 次元モデルと実験における 3 次元のピンチダイナミクスとの間には相違が現れる．特に軸方向の不均一性，アルミナキャピラリ内壁からのアブレーションにより，得られる電子密度，温度は数値計算結果よりも低下し，期待される十分な電離が困難となる．また，1D の数値計算では，最大ピンチ維持時間は半径方向の運動量，磁気圧およびプラズマの粘性等で決定されるが，実際は MHD 不安定性によりピンチの崩壊が生じる．

最大ピンチ時に生じると考えられるソーセージ(m = 0)あるいはキング(m = 1)型の不安定性の線形成長率 γ_m は，不安定性の波数を k とすれば，

$$\gamma_0 = \left(\frac{k}{\sqrt{2}}\right) V_{Alfven} \qquad \text{Eq. (5.21)}$$

$$\gamma_1 = V_{Alfven} \ln\left(1/kr_p\right) \qquad \text{Eq. (5.22)}$$

で与えられ，騒乱ξは，

$$\xi = \xi_0 \exp\left(\gamma_m t\right) \qquad \text{Eq. (5.23)}$$

と成長する[5.7, 5.9]．三角波電流を用いた場合における[Fig. 5.1, 5.2]Alfven 速度 V_{Alfven} を Fig. 5.4 に示すが，V_{Alfven} の最大値はプラズマ表面において 30 km/s 程度となり，不安定性の成長時間 $1/\gamma_m$ は ns のオーダーと推定される．すなわち，1 ns で数 100 μm 程度すなわちピンチ半径 r_p のオーダーまで不安定性が成長する可能性が有る．実際にはプラズマの粘性効果により成長速度が低減するが，仮に 1 ns でピンチ半径が 2 倍になれば，電子数密度が 1/4 へ低下し十分な電離が不可能となるため，初期騒乱ξ_0の抑制が重要となる．

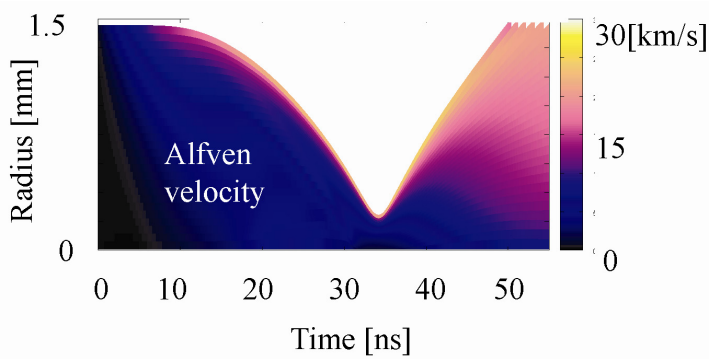


Fig. 5.4. Calculated Alfven velocity. Discharge condition is same as that of used in Fig. 5.1

5.3 実験による三角波電流とピンチダイナミクスの整合

5.3.1 XRD を用いた放射光時間発展の計測

三角波電流を用いて放電実験を行い，最大ピンチ時における NVIII への電離と，その後の電流の急速な立ち下がりを確認するため，窒素プラズマからの放射光を XRD(X-ray photo diode)で計測した．Fig. 5.5 に実験で得られた放電電流波形，波長 20 nm 以下の XRD 信号（青）と波長 3 nm 以下の XRD 信号（赤）を示す．キャピラリへ封入した窒素分子の初期ガス圧力は 1 Torr すなわち，NII イオン数密度として $NII \approx 1.3\times10^{17}$ cm^{-3} 程度とし，初期電流 20 A，時定数 3 μs の RC 放電で予備電離を行った．波長 3 nm 以下の放射光計測には厚さ 2 μm の Al フィルタを用いた．フィルタ透過率の波長依存性は Fig. 5.6 に示され，水素様窒素の 1s-3p

遷移，すなわち波長 2.1 nm より短波長の放射光に対して高い透過率を持つ．一方，波長 20 nm 以上の軟 X 線は，背景ガスによりほぼ吸収されると考え，特にフィルターは使用していない．波長 20 nm 以下における XRD 信号は，放電開始後 10 ns 辺りから増加し，2−5 価の窒素イオンからの放射が確認された．そして，放電電流が波高値の 70 kA 程度に達した後，その 2/3 程度にまで電流が下がった時刻において，NVII の連続準位または高励起状態から基底状態への放射光が観測され，NVII または NVIII の存在が示唆された．最大ピンチ時またはインプロージョン時における波長 20 nm 以下の強い XRD 信号は，主として存在確率が高い NVI からの発光と考えられる．波長 20 nm 以下の XRD 信号は，最大値を示した瞬間に急激に減衰を示すが，その後短波長側の放射光は数 ns 遅れて増加することから，NVI の大半が最大ピンチ前半の数 ns で NVII へ電離されたと考えられる．

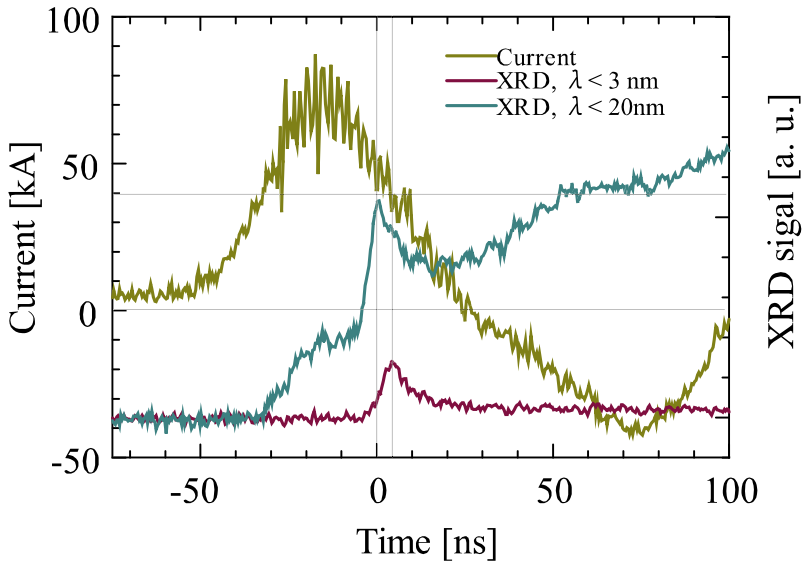


Fig. 5.5. XRD signals radiated from nitrogen discharge plasma and triangular discharge current

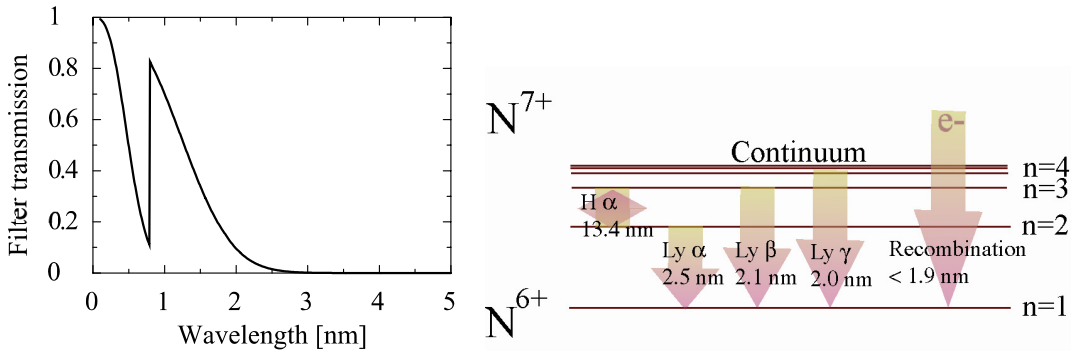


Fig. 5.6. Left: Transmittance of a 2 μm Al filter used in Fig. 5.5[5.10]

Right: Wavelength of the Ly series

NVIII の存在に関し，Al フィルタを用いた場合の放射光強度は，ファイルタを用いない場合と比べて，少なくとも 1/3 程度の大きさを示した．フィルタ透過率は，NVII の Ly αに対して低く，n = 3 状態よりも高励起状態から基底状態への放射性脱励起による放射光に対して高い透過率を持つ．そのため，相当量の放射エネルギーが n = 3 以上の高励起状態または連続準位からの放射光であったと推定され，NVIII への電離が進行していたと考えられる．また，波長 3 nm 以下の XRD 信号は強いピークを示した後，数 10 ns に渡り緩やかな減衰を示し，これらは再結合過程における発光と推定される．

しかしながら，XRD 信号にはキャピラリ内壁から蒸発したアルミニウムや酸素イオンからの発光が含まれるため，これらが全て NVII からの発光であったとは断定できない．また，NVIII の完全電離プラズマが生成されていれば電離時と再結合時の，すなわち 2 回の放射ピークが XRD で観測されることが期待されるが，Fig. 5.5 の結果には 2 回のピークはなく[2.6, 5.11, 5.12]，少なくとも NVIII への完全電離は確認されなかった．ただし，三角波電流とピンチダイナミクスの整合に関し，最大ピンチ時刻までに三角波電流のエネルギーの大半が電離に用いられ，10 ns で放電電流を 1/3 程度の 10-20 kA にまで急速に減衰することが可能であること示された．

初期ガス圧を 3 Torr ($NII \approx 1.9\times10^{17}$ cm^{-3})，4 Torr ($NII \approx 2.6\times10^{17}$ cm^{-3})と変化させた場合に得られた波長 3 nm 以下の XRD 信号を Fig. 5.7 に示す．

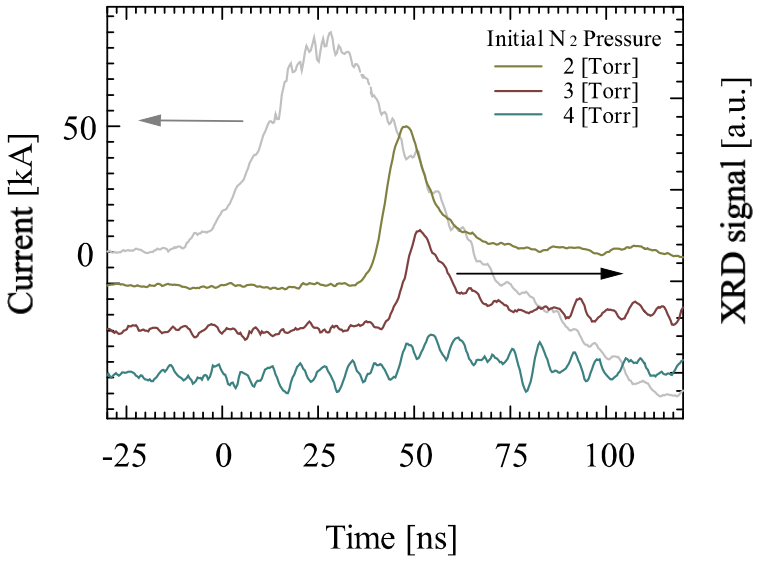


Fig. 5.7. Experimentally obtained XRD signal at wavelength below 3 nm with various initial nitrogen gas pressure

初期ガス密度の上昇に伴い，最大ピンチ時刻における発光を示すと考えられる高い XRD 信号に時間幅の増大が現われると同時に，XRD 信号のピーク値が減少した．これより，プラズマの強い閉じ込めは行われなかったことが判る．さらに初期窒素分子ガス圧を 4 Torr まで上昇させると XRD 信号が観測されず，NVII または NVIII への電離が進まなかった．XRD 信号から推定される最大ピンチ持続時間は $t_p \approx$ 5-10 ns 程度となり，数値計算結果と同等または多少長いピンチ維持時間が得られたと推定される．ピンチ持続時間の増大から，NVIII への電離時間の延長が期待されるが，一方で最大ピンチ時における不安定性の成長に起因する電子密度，電子温度の低下が懸念される結果となった．

5.3.2 高速度カメラを用いた膨張プラズマの観測

三角波電流の使用によるピンチプラズマの急速な膨張を実験的に検証するため，高速度カメラにより膨張プラズマをキャピラリ後方から撮影した結果と，実験条件に基づいた MHD 計算の結果を Fig. 5.8, 5.9 に示す．

実験では, 波高値 30 kA, パルス幅 60 ns の三角波電流を用いた. キャピラリ半径は 1.5 mm, 初期ガス粒子数密度としては，実験と MHD 計算において共に $NI1 \approx 1\times10^{17}$ cm^{-3} 程度とした. Fig. 5.8, 5.9 においてピンチプラズマが膨張を開始した時刻を 0 ns とした. 結果として，初期半径 1.5 mm のプラズマは半径 100-200 μm 程度までピンチされ，15 ns 程度で急速に膨張を終えることが観測された．その間，プラズマは軸対称性を保ち，膨張時の電子密度勾配は計算で見られるような比較的一様な勾配を維持していると推測される．凹形状の電子密度勾配は期待できずプラズマの導波路効果は得られないが，軸対称性の良いプラズマの生成が期待される．膨張を開始してから 15 ns 以降は，膨張プラズマがキャピラリ内壁に到達し, 壁からの急激なアブレーションを伴なってリング状の放射像が観測された. その後，プラズマはキャピラリ内全体に広がる．高速度カメラによって撮影されたプラズマの像は，MHD 計算のピンチ半径とその後の膨張速度に関して比較的良い一致を示し，反転分布形成に要求される 10 ns 程度での急速な膨張冷却が期待される．

ただし，放電電流を上昇させた場合はキャピラリ壁からのアブレーションが増加し，1 D の MHD 計算からの大きな相違が生じることが懸念される. 放電電流 30 kA においては最大ピンチ時刻は計算結果よりも 10 ns 程度の遅れを示したが，放電電流を 50 kA 程度とした場合には再現性の悪さから信頼性の高いフレーミング像を得ることができなかった．

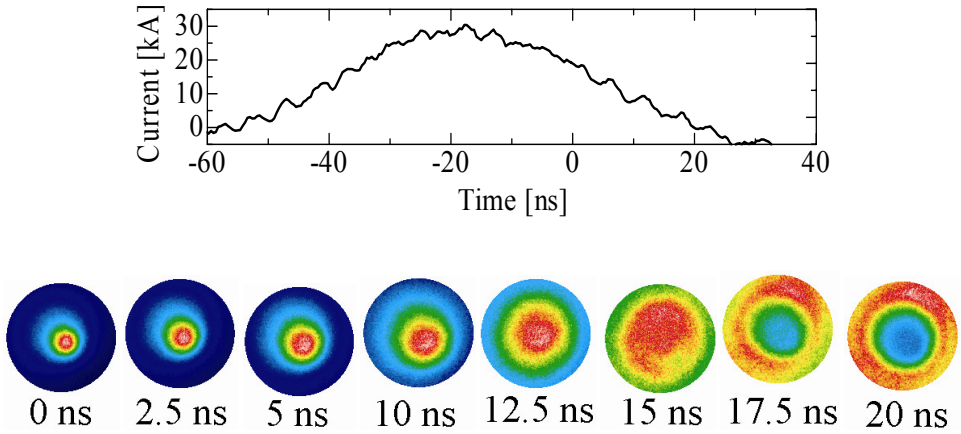


Fig. 5.8. Framing photographs of expanding plasma(Plasma begins to expand at 0 ns.)

Approximate initial number density of NII: 1×10^{17} cm^{-3}

Capillary radius: 1.5 mm

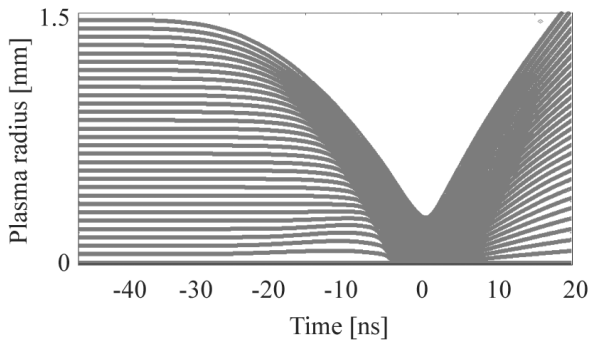


Fig. 5.9. Lagrangian cell position of MHD calculation results

by using an experimentally obtained current waveform shown in Fig. 5.3.

Initial number density: 1×10^{17} cm^{-3}

Initial electron temperature 4 eV

Capillary radius: 1.5 mm

5.4 まとめ

実験的に生成可能な三角波電流とピンチダイナミクスの整合を図るため，NVIII の生成と急速な膨張冷却を両立する実験条件に関して，ピンチプラズマの数値計算と放電実験から検証を行った．

Snow plow モデルに基づいた数値計算結果より，三角波電流が波高値となる時刻を最大ピンチ時刻より後方へ合わせることで，電流波高値 60 kA 程度で最大ピンチ時に電子温度 150-200 eV，電子数密度 1×10^{20} cm^{-3} 程度の高温高密度プラズマを数 ns 程度維持し NVII の 60 %程度を NVIII へ電離することが可能であることが示された．その後，10 ns 程度で電子温度 25-50 eV，数密度 10^{19} cm^{-3} のオーダーへの膨張冷却が可能，すなわち，反転分布の形成に要求されるプラズマパラメータを得ることが可能であることが数値計算から示された．

波高値 70 kA 程度でパルス幅 60 ns 程度の三角波電流を用いて放電実験を行ったところ，三角波電流が半分以下へ減衰した時刻において NVII の高励起状態からの発光を確認し，NVIII の存在が示唆された．よって，最大ピンチ時までに三角波電流のエネルギーの大半をプラズマへ投入し，膨張冷却時には十分な電流の立ち下がりが望めることが示された．しかしながら，XRD 信号から予測されるピンチ閉じ込め時間は 5 ns 程度と推定され，少なくとも NVIII への完全な電離は行われなかったと考えられる．

膨張プラズマの可視光フレーミング像からは，最大ピンチ後 15 ns 程度での軸対称なピンチプラズマの膨張を観測し，数値計算結果との比較から 10 ns 程度での 25-50 eV への冷却が可能であることが示された．すなわち，最大ピンチ時に十分な NVIII への電離が行われていれば，膨張冷却過程において反転分布形成が期待される．

第 6 章　反転分布形成の可能性

6.1 はじめに

反転分布の形成には，最大ピンチ時の十分な NVIII への電離と，膨張冷却による急速な再結合が求められる．まず，最大ピンチ時に数 ns で NVI から NVIII への電離を行うために，電子温度 150-200 eV，電子数密度 1×10^{20} cm^{-3} 程度の高密度エネルギープラズマの生成を行う．その後，電子数密度 10^{18}-10^{19} cm^{-3} オーダーの高い密度を維持しつつ，数 10 ns の短時間で電子温度 25-50 eV 程度への膨張冷却を行うことで，レーザー下位準位の増加を抑え且つ高励起状態からの電子衝突脱励起を優勢とすることが求められる．前章までに電離と再結合の両立を可能とする三角波電流の提案と生成を行ってきた．そして，XRD を用いて窒素プラズマからの放射光の時間発展を検証し, 最大ピンチ時以降における NVIII 存在の可能性を示した．また，プラズマのフレーミング象から，数 10 ns での等方的な膨張が確認され，数値計算結果にみられる数 10 ns 以内の急速な膨張冷却が可能であることを示してきた．本章では，放電実験で得られた窒素プラズマの分光計測結果より，プラズマパラメータとイオン状態の相関を検証し，反転分布形成に向けた実験的知見を示す.

6.2 キャピラリ放電生成プラズマの時間積分分光計測

6.2.1 透過型分光器の概略

放射光スペクトル計測は透過型分光器を用いて行い，その概略を Fig. 6.1(a)に示す．グレーティングの格子定数は 1/1000 mm^{-1} であり，直径 50 μm の円形である．スクリーンには Andor 社製の DO403(type BN)を用い(1024×1024 pixel，pixel size:13 μm)[6.1, 6.2]，キャピラリ端からスクリーンまでの距離は 1 m，グレーティングはスクリーンから 0.4 m の位置に配置した．また，キャピラリ端とピンホールの間には，1 mm×5 mm の縦スリットを 2 つ挿入し，縦スリットと円形のグレーティングを用いることで，スペクトルピンホール像を観測した. 実験は主放電電流波高値 50 kA 程度によって行い, 初期窒素ガス圧を 250 mTorr ($NII \approx 1.5\times10^{16}$ cm^{-3})，750 mTorr ($NII \approx 5.0\times10^{16}$ cm^{-3})，1000 mTorr ($NII \approx 6.5\times10^{16}$ cm^{-3})，1500 mTorr ($NII \approx 1.0\times10^{17}$ cm^{-3})または 2500 mTorr($NII \approx 1.5\times10^{17}$ cm^{-3}) 程度とした．放射光ス

ペクトルは Fig. 6.1(b)，Table 6.1 に示す CCD カメラの量子効率で補正してある．

Z ピンチプラズマでは，最大ピンチ時のエネルギー密度が極端に高くなるため，キャピラリ軸上の放射スペクトルは最大ピンチ時の情報を持つと考えられる．また，窒素プラズマを用いる場合，第 5 章における電離ダイナミクスの検証から，最大ピンチ直前に NVI が急速に NVII へと電離され，最大ピンチ時に数 ns を要して NVIII へと電離される．すなわち，波長数 nm の高エネルギー側の分光スペクトルは，最大ピンチ後の膨張冷却時の情報を強く持つと考えて考察を進める．

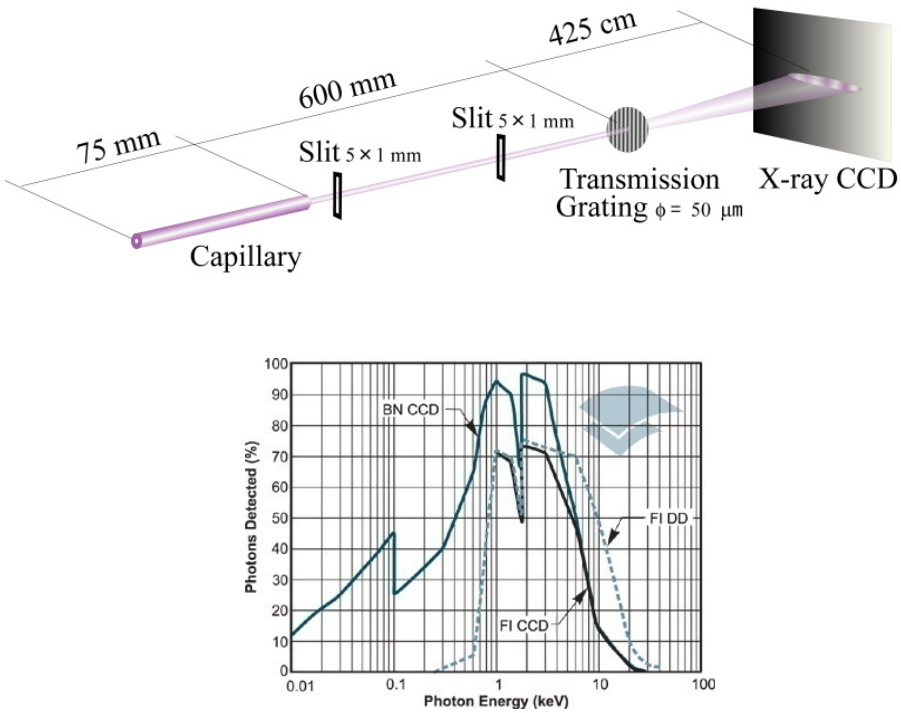


Fig. 6.1. Spectroscopic measurement system with transmission grating
(a) Schematic diagram, (b) Quantum efficiency of the Ador X-ray BN CCD camera[6.1]

Table 6.1. Dependence of quantum efficiency *QE* on photon energy E_{photon}

E_{photon} [eV]	*QE*
$700 < E_{photon} < 1000$	QE ≈ $0.04\,E_{photon} + 51.7$
$600 < E_{photon} < 700$	QE ≈ $0.17\,E_{photon} + 35.2$
$300 < E_{photon} < 600$	QE ≈ $0.08\,E_{photon} + 15.0$
$100 < E_{photon} < 300$	QE ≈ $0.07\,E_{photon} + 18.9$
$10 < E_{photon} < 100$	QE ≈ $0.29\,E_{photon} + 16.4$

6.2.2. 電子温度の推定

プラズマが光学的に厚い場合，光子の放射強度は Plank 分布に従う．高密度で多価電離した Z ピンチプラズマ中では，波長数十 nm の波長領域に対して光学的に厚く，光子，電子とイオンが熱平衡状態にあり Plank 分布が成立すると仮定する．光子エネルギーがプラズマ温度に対して高い波長領域では，放射強度 I は光子の角周波数ωを用いて，

$$I \propto \exp(-\hbar\omega/T_{rad}) \qquad \text{Eq. (6.1)}$$

で与えられる[2.1]．実験により得られた分光スペクトルから放射温度 T_{rad} の測定を行い，電子温度 $T_e \approx T_{ion} \approx T_{rad}$ を推定し，イオン状態とプラズマパラメータの相関を検証をする．以下，キャピラリ軸上の放射光スペクトルとピンホールスペクトル像を順に考察する．

6.2.3 観測されたキャピラリ軸上の放射スペクトルと推定電子温度の相関

観測されたキャピラリ軸上の放射スペクトルを Fig. 6.2 に示す．初期ガス圧を 2500 mTorr から 250 mTorr まで低下させた場合に得られたスペクトルを順に考察していく．

1. 2500 mTorr ($NII \approx 1.5\times10^{17}$ cm^{-3})の場合 ($T_{rad,\,pinch} \approx 50$ eV)

NVI，NVII，NVIII 等の多価電離したイオンのラインスペクトルは観測されず，低価数のイオンからのライン発光が観測された．スペクトルの傾きから求まる電子温度は 50 eV 程度となり，NVI 以上の多価電離したイオンは存在しないことが判る．

2. 1500 mTorr ($NII \approx 1.0\times10^{17}$ cm^{-3})の場合 ($T_{rad,\,pinch} \approx 75$ eV)

NVI の He α線が波長 3 nm 付近に観測された．推定される電子温度は 75 eV 程度に上昇したが，急激に電離ポテンシャルの高くなる NVII までは電離されなかった．

3. 1000 mTorr ($NII \approx 6.5\times10^{16}$ cm^{-3})の場合 ($T_{rad,\,pinch} \approx 100$ eV)

波長 2 nm 以下の水素様窒素イオンの高励起状態からの Lyman 系列の存在が示唆された．波長分解能が低いため NVII の Lyman 系列の同定は難しいが，推定される電子温度が 100 eV 程度と上昇したため，NVII が存在している可能性は高い．同時に，より電離ポテンシャルの高い水素様酸素(OVIII)のラインが観測されている．

4. 750 mTorr (NII ≈ 5.0×10^{16} cm^{-3})の場合 ($T_{rad,\,pinch}$ ≈ 150 eV)

さらに初期ガス圧を750 mTorrまで低下させると, Lyman系列の発光の増大が観測された. 同時に，Lyman 系列の 1s-3p，1s-4p 等の短波長スペクトルすなわち NVII の高励起状態からの発光が示唆され, NVIII への電離が行われていることが期待される. 一方で, NVII の Balmer 系列に関しては，波長 8.8 nm 付近の Balmer γの存在が伺えるが，OVII あるいは OVIII のラインと重なるために断定は出来なかった．推定される電子温度は 150 eV 程度，すなわち NVIII の生成を可能とする温度が得られたと推定される．また波長 6-8 nm 付近に観測されたより電離ポテンシャルの高い OVIII の Balmer 系列の存在は，NVIII を生成するために要求される電子温度が得られている根拠となる．

5. 250 mTorr (NII ≈ 1.5×10^{16} cm^{-3})の場合 ($T_{rad,\,pinch}$ ≈ 150 eV)

窒素ガス圧力の低下に伴い，波長 6-7 nm 付近にある酸素の Balmer 系列と，波長が数 nm 付近の連続スペクトルの相対強度が強まった．これらは，アルミナ(Al_2O_3)キャピラリ内壁からのアブレーションによって生じたイオンの影響が現われた結果と考えられる．高 Z のアルミニウムイオンの状態数は極めて多いため, 波長が数 nm から数 10 nm の連続的なスペクトルとして観測されたと考えられる．しかしながら，推定される電子温度は 150 eV 程度に留まり，初期ガス圧の低下による温度上昇が止まった．電子温度の上昇が抑制された一つの理由として放射冷却があげられるが，酸素とアルミニウムイオンの数密度上昇により放射冷却の影響が強まった可能性が考えられる．

以上，パルス幅 60 ns，波高値 50 kA 程度の三角波電流の使用により，キャピラリ軸上における時間積分分光スペクトルから，最大ピンチ時のプラズマパラメータを推定した．電子温度 100 eV 程度の場合には水素様窒素の He α線が確認され，電子温度を 150 eV まで上昇させることで高励起状態からの NVII の Ly 系列の存在が確認され, NVIII への電離が可能であることが示された. しかしながら, 到達可能な最大電子温度は 150 eV 程度に留まった.

実験条件を基にした MHD 数値計算で得られる電子温度は, それぞれ 250 mTorr, 750 mTorr, 1000 mTorr，1500 mTorr または 2500 mTorr の場合，順に 300 eV，250 eV，200 eV，150 eV または 100 eV となり，実験により推定されるスロープ温度を大きく上回った．これは，期窒素ガス密度に対して 1.5-2 倍程度の質量を有する粒子が内壁から追加されたことに相当し, これらがピンチプラズマの温度を 150 eV 程度に制限したと考えられる．

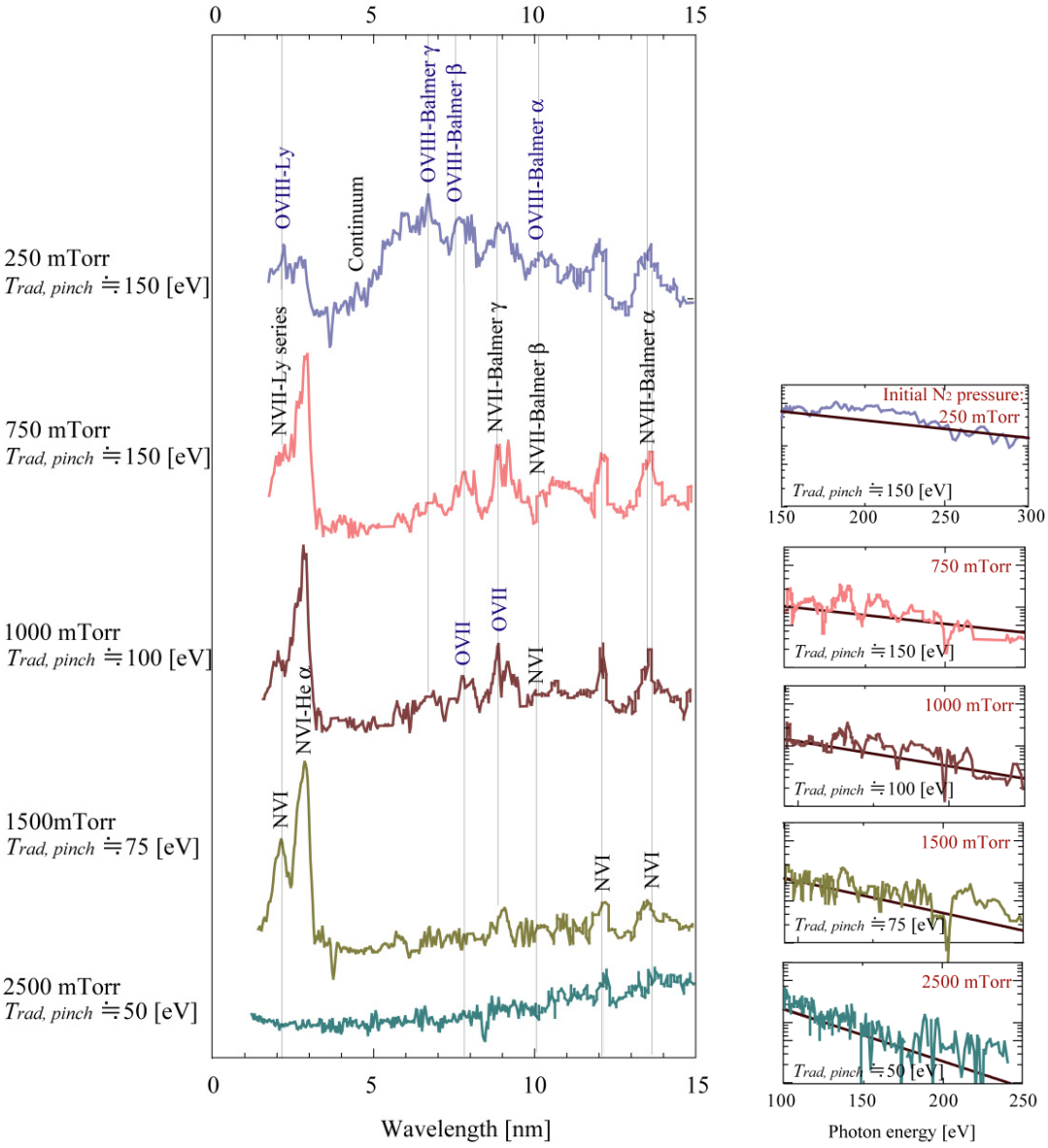


Fig. 6.2. On axis time integrated spectrum from the nitrogen discharge
at various initial gas pressures(left),
and estimated slope temperature(right) at the maximum pinch

6.3 時間積分スペクトルピンホール像

実験で得られた時間積分スペクトルピンホール像を Fig. 6.3 に示す．第 5 章では数値計算によりピンチプラズマの動的な変化とイオン状態の時間発展の相関を定性的に明らかにしたが，それらの知見に基づいて，時間積分されたスペクトル空間分布からイオン状態の時間発展を検証する．ただし，キャピラリからピンホールまたはスクリーンまでの距離がキャピラリの長さに対して十分長く，キャピラリプラズマが点光源であるとして考察する．

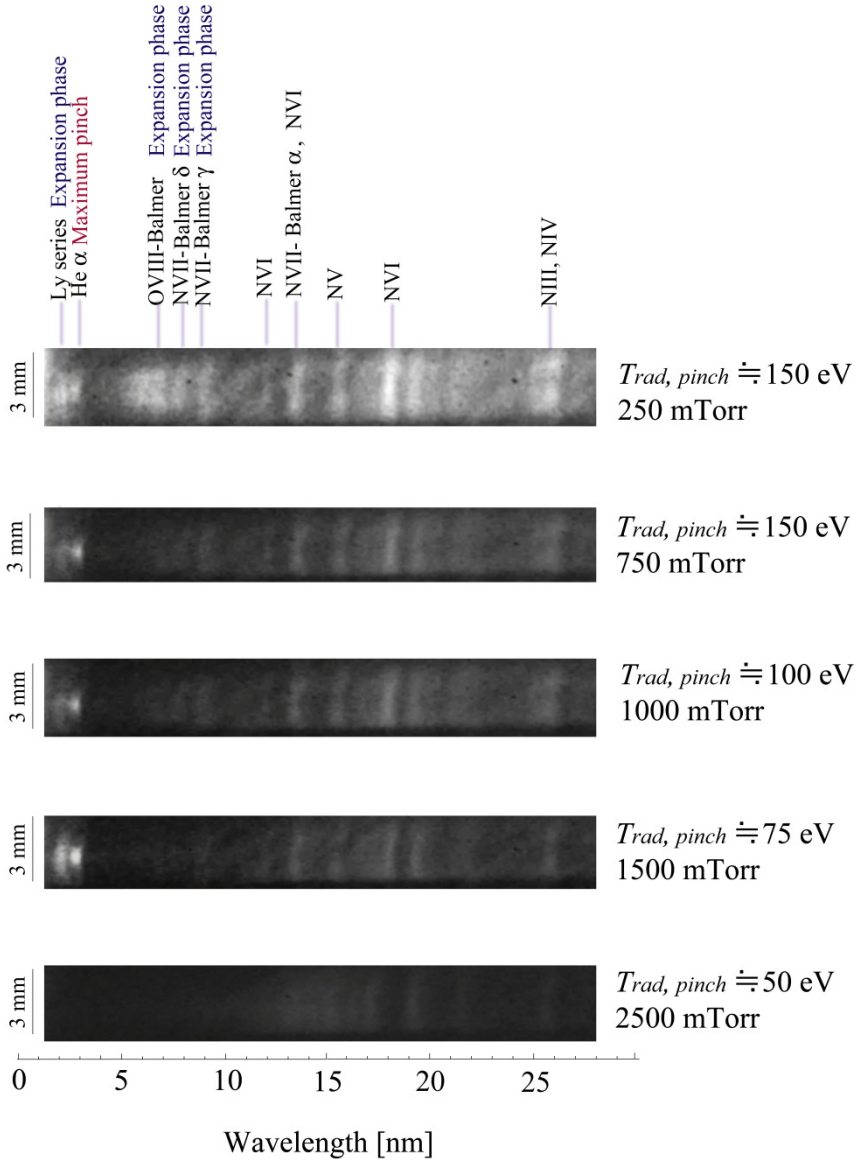


Fig. 6.3. Time integrated pinhole spectrum images at various initial gas pressures

前章までの考察より，NVI は最大ピンチ時に NVII または NVIII へと急速に電離される，すなわち最大ピンチ時に初めて NVII が生成されると考えられる．よって，水素様イオンの Balmer 系列を示す波長が数 nm の放射光スペクトルからは, 最大ピンチ時刻以降の膨張冷却プラズマの情報が主として得られると考えられる．また，NVI はインプロージョン時から膨張冷却時にかけて存在するが，最大ピンチ時における発光強度が最も強いため，He α線は最大ピンチ時の情報を強く持つものと考えられる．以下，ピンチプラズマの時間発展に沿ってピンホールスペクトル像の考察を行う．

6.3.1 インプロージョン時の電離ダイナミクス

インプロージョン時の情報は，NVI ラインの空間分布から得られる．急激に電離ポテンシャルが高くなる NVII より低価数のイオンまでは数 10 eV の低い電子温度で電離されるため，インプロージョン時は NVI の存在時間が最も長いと考えられる．したがって，インプロージョン時，電流層内側で NVII からの強い発光が観測され，電流層が中心軸に達した瞬間には NVI から NVII への電離が急速に進み，NVI の密度は急激に低下すると考えられる．

初期ガス圧 250 mTorr から 1500 mTorr において，波長 15 nm の NVI のラインに着目すると，この電離ダイナミクスが示唆される．Fig. 6.3 において，波長 15 nm の発光は軸上で強度が弱くキャピラリ内壁側で強度が高い，すなわちリング状の発光を示した．これらはインプロージョン時における発光と推測される．リング内側の発光強度の低い部分は，He α線の空間分布と形状が重なるために, 最大ピンチ時に NVI の大半が NVII へ電離した可能性が在る．NVI からの発光は，膨張冷却時においてもキャピラリ内に一様に分布し，特に膨張プラズマが内壁へ到達した瞬間に急激に冷却再結合を引き起こした NVI がリング状に観測された可能性は在る．ただし，低価数のイオンに対して，特に NVI のラインがリング状の発光を示したことから，電子温度の高いインプロージョン時の情報が強く表れたと考えられる．

6.3.2 最大ピンチ時の推定電子数密度

NVI の He α線空間分布, すなわち波長 3 nm 付近のスペクトルに見られる縦方向の広がりから最少ピンチ半径が推定される．初期ガス圧 750 mTorr，1000 mTorr 程度では最小ピンチ半径 $r_{p,\,min}$ は 150 μm 程度，すなわち最大で

$$r_{p,min} \approx r_{p,initial}/10 \qquad \text{Eq. (6.2)}$$

近くにまで圧縮されたと推定される．ここで，$r_{p,initial}$は初期プラズマ半径である．最大ピンチ後は，MHD 不安定性に起因する軸方向の密度に不均一性が生じる可能性がありピンチ半径の正確な推定は難しいが，NVI の存在時刻は主としてインプロージョン時であり，最大ピンチ時に NVI の大半が NVII へ電離される場合は推定が可能である．

初期半径 1.5 mm で初期ガス圧 1 Torr 程度の窒素分子ガスが，最大ピンチ時に半径 150 μm 程度へ圧縮され，窒素イオンが 5 価に完全電離されたとすれば，最大ピンチ時の電子数密度 n_e は，

$$n_e \approx Z \times \left({r_{p,initial}}^2 / {r_{p,min}}^2\right) \times NII \approx 5 \times 10^{19}\ [\mathrm{cm}^{-3}] \qquad \text{Eq. (6.3)}$$

程度と概算される．ここで，*NII* は初期の窒素分子ガス粒子数密度 *NII* ≈ 5×10^{16} cm^{-3} である．前章において推定された最大ピンチ閉じ込め時間は 5 ns 程度であり，電子衝突励起による電離断面積として Eq.(2.5)を用いると，NVIII へ電離された NVII の割合は，

$$\mathcal{I}(150\ [\mathrm{eV}]) \times n_e \times \Delta t \approx \mathcal{I}(150\ [\mathrm{eV}]) \times (5 \times 10^{19}\ [\mathrm{cm}^{-3}]) \times 5\ [\mathrm{ns}] < 0.5 \qquad \text{Eq. (6.4)}$$

と推定され，反転分布形成に要求される NVIII への十分な電離は行われてはいないと考えられる．

6.3.3 膨張冷却過程の放射スペクトルとプラズマパラメータの相関

波長 10 nm 以下すなわち NVII のスペクトル空間分布は膨張冷却時の情報を持つ．初期ガス圧 750 mTorr の場合に観測されたスペクトル空間分布と，推定される電子温度，電子数密度を Fig. 6.4 に示す．プラズマ半径 0-200 μm，400-600 μm または 800-1000 μm の位置におけるプロファイルを用い，プラズマ半径から Eq.(6.3)を用いて各個所における電子数密度を推定した．

結果として，プラズマ半径 0-200 μm における電子温度 150 eV，電子数密度 5×10^{19} cm^{-3} 程度のピンチプラズマが，400-600 μm に膨張した瞬間には電子温度が 75 eV，電子数密度 1×10^{19} cm^{-3} 程度へ，さらにはプラズマ半径 800-1000 μm まで膨張を行った瞬間には電子温度 50 eV, 2×10^{18} cm^{-3} 程度へ膨張冷却されたと推定される．第 5 章の考察より，半径 400-600 μm にプラズマが膨張するまでに要する時間は 5 ns 程度であり，半径 800-1000 μm へ達する時間は 10 ns 程度であったと推測される．

電子温度が 150 eV から 75 eV へ冷却するのに伴い，NVII の Balmer 系列と考えられるラインが明確となった．特に，波長 12 nm における NVI のラインと比べた場合，Balmer α，γ の強度が 2 倍程度の増大が観測された．これらの相対強度の増大は，電子温度 50 eV 程度へ

冷却されたと推定される個所においては観測されなかった．これは，膨張に伴う粒子数密度の低下が顕著となり，衝突脱励起の寄与が減少したことが理由と考えられる．また，特に，電子温度 75 eV と推定される個所のスペクトルプロファイルには，Balmer 系列の長波長側にテールが観測され，これらが NVIII から NVII への二電子性再結合による二重励起状態からのサテライト線である可能性も考えられる．前述の考察より，本実験においては反転分布形成に要求される十分な NVIII への電離が行われていないと考えられるが，これらの Balmer 系列の相対的な増大が誘導放出に起因している可能性は有る．しかしながら，Balmer α線の明確な増幅は観測されず，反転分布形成の確証は得られなかった．

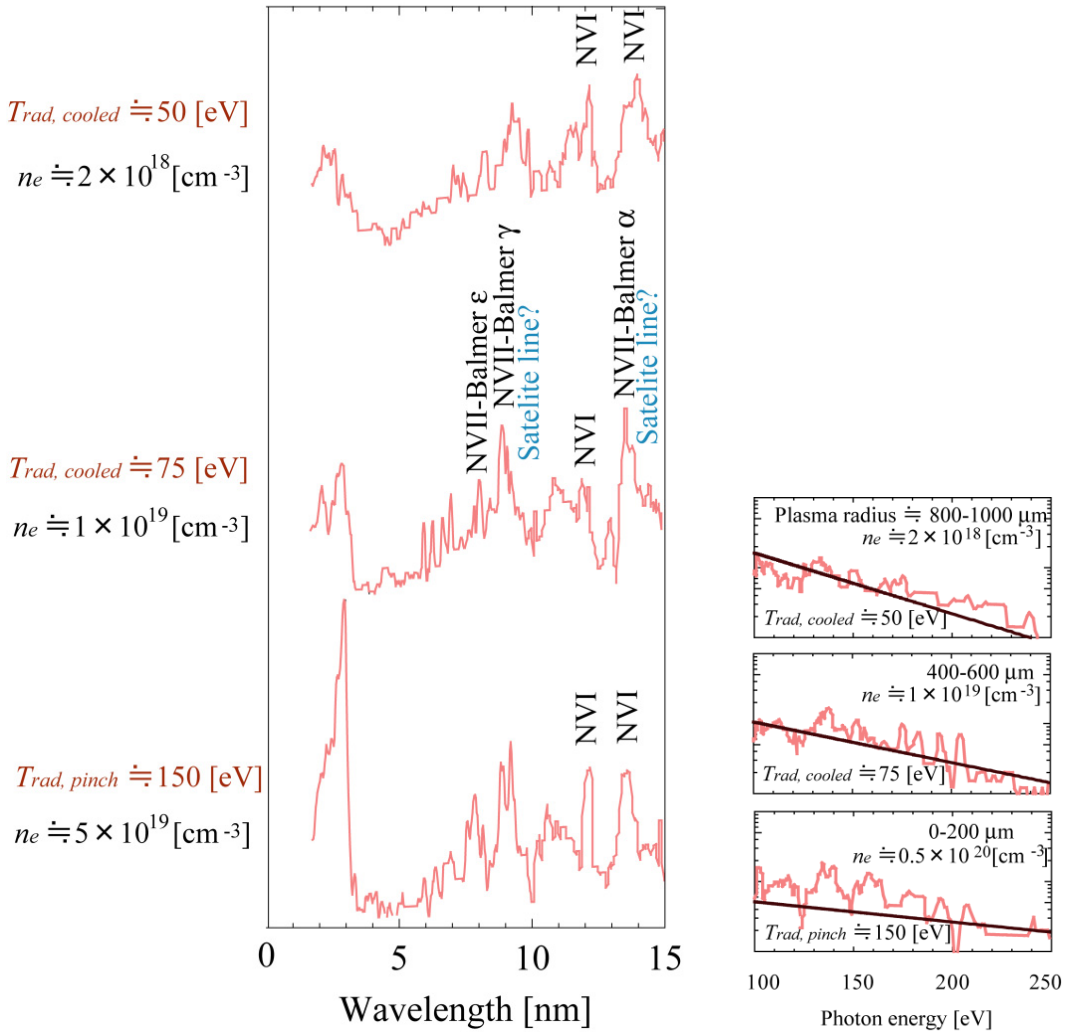


Fig. 6.4. Time integrated spectrum at various spatial positions
Initial gas pressure: 750 mTorr

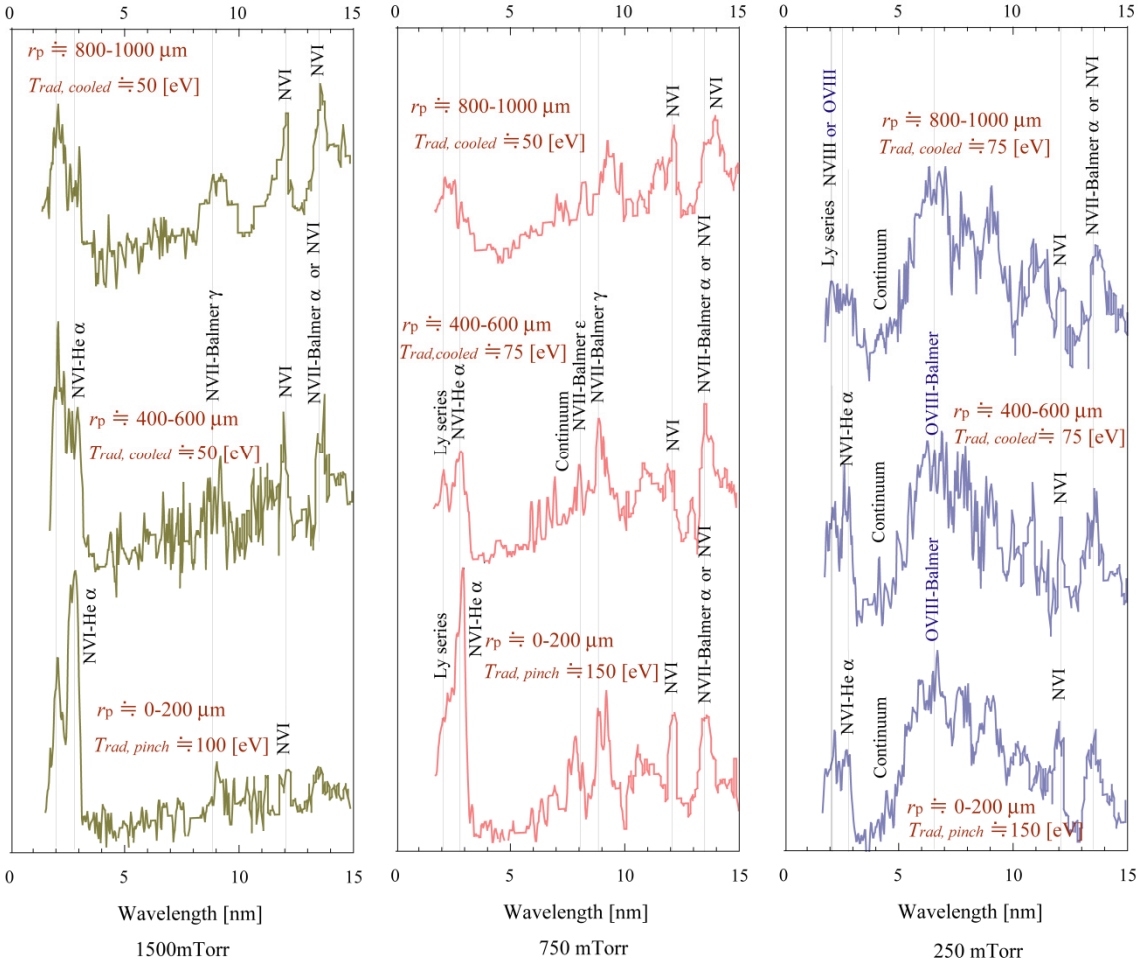


Fig. 6.5. Time integrated spectrum at various plasma radius and various initial gas pressure excited by triangular current with pulse width of about 60 ns and peak current amplitude of about 50 kA

Left: Initial gas pressure = 1500 mTorr

Center: Initial gas pressure = 750 mTorr

Right: Initial gas pressure = 250 mTorr

最後に，初期ガス圧 1500 mTorr，750 mTorr と 250 mTorr におけるスペクトル空間分布の比較を Fig. 6.5 に示す．Fig. 6.5 では，推定される窒素と酸素のラインを示した．初期ガス圧 1500 mTorr の場合は，最大ピンチ時に電子温度 100 eV であったために NVIII の生成は行われておらず，いずれの個所においても波長 12 nm 付近の NVI の放射強度に対する NVII の Balmer α線あるいは NVII の Balmer γ線の相対強度は同等となった．また，初期ガス圧 250 mTorr の場合に得られたスペクトル空間分布からは, 初期ガス圧 750 mTorr の場合と同様に, 膨張冷却に伴って NVI のラインに対する Balmer α, γ線の相対強度の増大が多少観測された.

しかしながら，この場合，最大ピンチ時に電子温度 150 eV であったものが，400-600 μm に膨張した瞬間には電子温度が 75 eV まで冷却されたが，さらに 800-1000 μm に膨張した瞬間においても電子温度が 75 eV に留まり冷却が進まなかった．これは，初期ガス圧の低下によりピンチ時間が早まり，三角波電流との整合が図れずに膨張冷却時における追加熱が起きたことが要因と考えられる．

6.4 まとめ

波高値 50 kA 程度の三角波電流により生成したピンチプラズマの時間積分分光計測から実験的に得られたプラズマパラメーターを推定し，イオン状態との相関を検証した．

キャピラリ軸上の放射光スペクトルの傾きからは，電子温度 100 eV 以上で NVI の He αが，電子温度 150 eV 程度で NVII の Lyman 系列と Balmer 系列放射の存在が確認された．しかしながら，実験で得られる最大の電子温度は 150 eV 程度に留まった．

ピンホールスペクトル像から推定される最大ピンチ時の最小プラズマ半径は，初期プラズマ半径の 1/10 程度となり，初期ガス圧 750 mTorr の場合，最大ピンチ時に，電子温度 150 eV で電子数密度 5×10^{19} cm^{-3} 程度が得られたと推定される．

時間積分スペクトルピンホール像から得られた，初期ガス圧 750 mTorr の場合の膨張冷却時の情報と考えられるスペクトルプロファイルからは，ピンチプラズマが 400-600 μm に膨張した瞬間には電子温度が 75 eV で電子数密度 1×10^{19} cm^{-3} 程度に，さらにはプラズマ半径が 800-1000 μm までの膨張を行った瞬間には電子温度 50 eV で 2×10^{18} cm^{-3} 程度への膨張冷却が進んだと推定される．これらのプラズマパラメータは，第 5 章におけるプラズマの膨張速度の類推から，最大ピンチ後それぞれ 5 ns，10 ns 程度で得られたと考えられる．さらに膨張過程における情報を持つと推測されるスペクトルプロファイルからは，Balmer 系列の長波長側にサテライト線と考えられるテールの存在に加えて，NVI のラインに対する Balmer α，γ線の相対強度として 2 倍程度の増大が観測された．これらは誘導放出に起因する可能性が有るが，十分な NVIII への電離と，再結合時の電子数密度が十分でないために，Balmer α線の増幅，すなわち反転分布形成の確証は得られなかったと考えられる．

第 7 章　結論

本論文は第 1 章「緒論」の軟 X 線レーザーの研究の概観を受けた研究課題の設定に始まり，高速 Z ピンチ放電を用いた再結合型の水素様窒素軟 X 線レーザーの実現に向け，理論的見積に基づいた実験基盤の構築と，実験により得られた工学的知見を，全 7 章で論じた．

第 2 章「水素様窒素 Balmer αレーザー実現に向けた理論的見積」では，レーザーの実現に求められるプラズマパラメータと，要求される放電電流の解析的見積を行った．水素様窒素レーザー実現のための主量子数 n = 2-3 間の反転分布の形成には，十分な 7 価の窒素のイオンの生成と，電離非平衡プラズマ中における水素様窒素イオンの高速な電子衝突再結合が求められる．ns スケールで動的に動くピンチプラズマ中で十分な NVIII を生成するためには，最大ピンチ時において電子温度 150-200 eV，電子数密度 1×10^{20}cm^{-3} 程度のエネルギー密度の高いプラズマパラメータが要求され，最大ピンチ時の閉じ込めに求められる電流波高値は 50 kA 以上となる．そして，最大ピンチ後の膨張冷却過程における反転分布形成のためには，上位準位イオンの供給のため，Griem と Byron の境界条件とレート係数の比較から，25-50 eV 以下，電子数密度 10^{18}-10^{19}cm^{-3} オーダーへの冷却により，電子衝突脱励起を優位にすることが求められる．さらに，レーザー下位準位の急速な放射性脱励起を優勢とするために，10 ns 程度すなわち再結合速度の時間スケール以下での急速な冷却を実行し，基底状態の NVII の増加による Radiation trap を抑制することが求められ，最大ピンチ後に 30 ns 程度での急峻な電流の減衰が実現されれば，自由膨張により反転分布の形成と，小信号利得として 1 cm^{-1} 程度，放射光エネルギーとして 10 μJ程度を得ることが可能であることを解析的に見積った．

続く第 3 章「高効率パルパワー電源の開発」では，要求放電電流を得るために開発したパルスパワー電源に関し記述した．開発した電源は，再現性の良い充放電が可能である，2 段の LC 反転回路，2 : 54 の昇圧トランスと水コンデンサから構成され，エネルギー転送効率 50 %で，0.5 MV までの水コンデンサの充電を可能とし，要求される波高値 50 kA 以上の放電を得ることが可能となった．さらに，比較的低インダクタンスでコンパクトな放電部により，Ne-like Ar 軟 X 線レーザーの動作を確認し，水素様窒素レーザーの実験的検証に求められる，極めて再現性の良い放電が可能であることを示した．

第 4 章「電圧波の反射を利用した電流波形制御」において，プラズマの急速な冷却を目指し，立下り 30 ns 以下の放電電流の生成を可能とする放電部に関して述べた．開発した放電部は，3.8 Ωの水コンデンサ，ギャップスイッチ，伝送線路とキャピラリから構成され，

伝送線路の長さに依存する電圧波の伝播時間の遅れを利用することで波形制御が可能であることを電信方程式を用いた数値計算によって示した．結果として，水コンデンサ充電電圧 0.3 MV 程度によって，パルス幅 60 ns，放電電流 70 kA 以上の三角波電流の生成を実現し，第 2 章の見積で設定した要求放電電流を得ることが可能となることを示した．

第 5 章「三角波電流とピンチダイナミクスの整合」では，三角波電流の使用により，電離と再結合を両立するための実験条件の設定と，次章における実験的結果のための予備的な知見を示した．理想的な Snow plow モデルに基づいた MHD 数値計算結果では，波高値 60 kA 程度の三角波電流により，最大ピンチ初期時刻において NVI の大半が NVII へ電離され，最大ピンチ中に電子温度 200 eV 程度且つ電子数密度 1×10^{20} cm^{-3} 程度で NVII の 60 % 以上を NVIII へ電離することが可能であり，その後の急速な磁気圧の低下とジュール加熱の抑制により，10 ns 程度で電子温度 50 eV 以下への冷却が実現され，反転分布形成に求められるプラズマパラメータが得られることを示した．そして，波高値 70 kA 程度の三角波電流により放電実験を行い，水素様窒素イオンの Lyman 系列または再結合光と考えられる波長 2.1 nm 以下の放射光の時間発展を観測し，最大ピンチ時までに三角波電流のエネルギーの大半を電離に使用し，膨張冷却時に急速に電流を立ち下げることが可能であることを示した．また，膨張冷却過程におけるプラズマの可視光フレーミング像からは，最大ピンチ後 20 ns 以下での軸対称なプラズマの膨張を確認し，急速な膨張冷却が期待されることを実験的に示した．

第 6 章「反転分布形成の可能性」では，実験で得られた Z ピンチプラズマの特性を，放射光スペクトルピンホール像，すなわちスペクトル形状と発光の空間分布から解析し工学的知見を示した．結果として，最大ピンチ時におけるスペクトル形状から推定される電子温度として 150 eV 程度，最大電子数密度 5×10^{19} cm^{-3} 程度を得る条件下において，窒素イオンの Lyman 系列と Balmer 系列放射から，高励起状態にある水素様窒素の存在あるいは NVIII の存在が明らかにされた．さらに，この条件下において，Balmer 系列放射の空間的広がりより，最大ピンチ後 10 ns 程度の情報と考えられる，プラズマ半径 400-600 μm，電子温度 75 eV 程度，10^{19} cm^{-3} のオーダーと推定される個所において，Balmer 系列の長波長側のサテライト線と考えられるテールの存在と，Balmer α，γ線の相対的な増大が観測されたが，明確な増幅は確認され無かった．しかしながら，電子温度が 50 eV 程度にまで膨張冷却を行ったと推定される個所においては，推定電子数密度は 10^{18} cm^{-3} 程度に留まり，最大ピンチ経過時間から推定される NVIII の生成量は要求値を下回った．すなわち，反転分布形成，Balmer α線によるレージングの確証を得るためには，少なくとも十分な NVIII への電離と数倍の電子数密度の上昇が求められる．

以上，本研究で得られた知見を示してきた．三角波電流の使用により，最大ピンチ時に電子温度 150 eV 程度，電子数密度 10^{19} cm^{-3} のオーダーにまで加熱圧縮されたピンチプラズマが，10 ns 程度で 50-75 eV 程度にまで冷却可能であることが示された．一方で，課題として，最大ピンチ時の十分な NVIII の生成と，より電子数密度の高いプラズマの冷却が求められることが示された．NVIII への十分な電離を可能とするためには，最大ピンチ時の電子温度，数密度の上昇或いは電離時間の延長が要求されるが，実験的に得られた最大電子温度は 150 eV 程度で飽和傾向を示した．また，電離時間の延長には緩やかな電流の立ち上がりによる，時間を掛けた電離が有効だが，実質的に NVII から NVIII への電離は最大ピンチ時に限定されることと，アブレーションの増大が顕著となることが予想される．一方で，最大ピンチ時の電子数密度として 2 倍程度得られた場合，最大ピンチ時の電離速度が 2 倍となり，NVII の過半数を VIII へ電離することが可能であると考える．さらに，膨張冷却時の電子数密度が 2 倍に上昇すれば，NVIII の粒子数が倍増するのみならず衝突脱励起速度が 4 倍となるために，レーザー上位準位粒子数として 10 倍程度の上昇が見込まれ，分光スペクトルに増幅が観測される可能性は有る．これらは，放電電流として$\sqrt{2}$倍すなわち 75-100 kA 程度の電流を必要とし，工学的には開発したパルスパワーシステムで十分に実現可能な値である．或いは，最大ピンチ時の電子数密度の上昇を期待する場合，高 Z イオンの混入により最少ピンチ半径を縮小させ，同時に膨張冷却過程における放射冷却の効果を促進することが期待される．また，レージングに関して，膨張プラズマのフレーミング像からは比較的一様な膨張が観測されたが，やはり凹形状の電子密度プロファイルが有効であり，縦磁場導入による導波路の形成といった幾つかの工夫が必要と考える．何れにしても，レーザー実現には多少の高電流化による NVIII の十分な電離と電子数密度上昇により，反転分布の形成を確認することが優先される．

本研究で構築された実験基盤と，得られた工学的知見が水素様窒素 Balmer α レーザー実現に向けた礎となることを願い，論文をここに締め括る．

参考文献

[1.1] A. Einstein, Emission and Absorption of Radiation in Quantum Theory, Verhandl. D. Deutch. Phys. Ges., Vol. 18, pp. 318-323 (1916)

[1.2] J. P. Gordon and H. J. Zeiger and C. H. Townes, Molecular Microwave Oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH_3, Phys. Rev.,Vol. 95, pp. 282-284 (1954)

[1.3] T. H. Maiman, Stimulated Optical Radiation in Ruby, Nature, Vol. 187, Issue 4736, pp. 493-494 (1960)

[1.4] R. C. Elton, X-ray Laser, Academic Press Inc. USA (1990)

[1.5] D. T. Attwood, Soft X-rays and extreme ultraviolet radiation, Cambridge University Press (1999)

[1.6] A. N. Zherikhin, K. N. Koshelev and V.S. Letokhov, Sov. J, Gain in the far vacuum ultraviolet region due to transitions in multiply charged ions, Soviet Journal of Quantum Electronics, Vol. 6, pp. 82 (1976)

[1.7] D. L. Matthews et al., Demonstration of a Soft X-Ray Amplifier, Phys. Rev. Lett., Vol. 54, pp. 110-113 (1985)

[1.8] S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane, and D. Voorhees, Amplification of stimulated soft x-ray emission in a confined plasma column, Phys. Rev. Lett., Vol. 55, pp. 1753-1756 (1985)

[1.9] H. Daido, Review of soft x-ray laser researches and developments, Reports on Progress in Physics, Rep. Prog. Phys., Vol. 65, pp. 1513 (2002)

[1.10] Daido et al., Efficient Soft X-Ray Lasing at 6 to 8 nm with Nickel-like Lanthanide Ions, Phys. Rev. Lett., Vol. 75, pp. 1074-1077 (1995)

[1.11] P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnürer, I. Will, and W. Sandner, Short Pulse X-Ray Laser at 32.6 nm Based on Transient Gain in Ne-like Titanium, Phys. Rev. Lett., Vol. 78, pp. 2748-2751 (1997)

[1.12] Y. Wang, M. A. Larotonda, B. M. Luther, D. Alessi, M. Berrill, V. N. Shlyaptsev and J. J. Rocca, Demonstration of high-repetition-rate tabletop soft-x-ray lasers with saturated output at wavelengths down to 13.9 nm and gain down to 10.9 nm, Phys. Rev. A, Vol. 72, 053807 (2005)

[1.13] MacGowan et al, Demonstration of x-ray amplifiers near the carbon K edge, Phys Rev Lett., Vol. 65, pp. 420-423 (1990)

[1.14] H. Daido, S. Sebban, N. Sakaya, Y. Tohyama, T. Norimatsu, K. Mima, Y. Kato, S. Wang, Y.

Gu, G. Huang, H. Tang, K. Murai, R. Butzbach, I. Uschmann, M. Vollbrecht, and E. Förster, Experimental characterization of short-wavelength Ni-like soft-x-ray lasing toward the water window, J. Opt. Soc. Am B, Vol. 16, pp. 296 (1999)

[1.15] J. J. Rocca, V. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cortázar, D. Hartshorn, and J. L. A. Chilla, Demonstration of a Discharge Pumped Table-Top Soft-X-Ray Laser, Phys. Rev. Lett., Vol. 73, pp. 2192-2195 (1994)

[1.16] G. Niimi, Y. Hayashi, N. Sakamoto, M. Nakajima, A. Okino, M. Watanabe, K. Horioka, E. Hotta, Development and characterization of a low current capillary discharge for X-ray laser studies, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 30, pp. 616-621 (2002)

[1.17] N. Sakamoto, K. Kondo, M. Masnavi, Y. Hayashi, M. Nakajima, T. Kawamura, E. Hotta and K. Horioka, Role of Initial Condition in Lasing of Fast Capillary Discharge Plasmas, Journal of Plasma and Fusion Research, Vol. 80, No. 9, pp. 723-724 (2004)

[1.18] G. Tomassetti, A. Ritucci, A. Reale, L. Palladino, L. Reale, S. V. Kukhlevsky, F. Flora, L. Mezi, A. Faenov, T. Pikuz and A. Gaudieri, Toward a full optimization of a highly saturated soft-X-ray laser beam produced in extremely long capillary discharge amplifiers, Optics Communications, Vol. 231, pp. 403-411 (2004)

[1.19] Y. Xie, Y. P. Zhao, M. Z. Mo, T. Liu, Q. Wang, Capillary Discharge Soft X-ray Lasing in Ne-like Ar Pumped by Low Main Current Pulses, Laser Physics, Vol. 18, No. 12, pp. 1526-1529 (2008)

[1.20] A. Ben-Kish, M. Shuker, R. A. Nemirovsky, A. Fisher, A. Ron, and J. L. Schwob, Plasma Dynamics in Capillary Discharge Soft X-Ray Lasers, Phys. Rev. Lett., Vol. 87, 015002 (2001)

[1.21] K. Kolacek, J. Schmidt, V. Prukner, J. Straus, V. Bohacek, O. Frolov and P. Vrba, Role of pre-pulse in gas-filled-capillary soft X-ray source, Journal Czechoslovak Journal of Physics, Vol. 54, pp. C334-C343 (2004)

[1.22] V. I. Ostashev, A. M. Gafarov, V. Y. Politov, A. N. Shushlebin, L. V. Antonova, Evidence of Soft X-Ray Lasing in SIGNAL Pulsed-Power Facility Experiments With Argon Capillary Plasma, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 34, Issue 5, pp. 2368-2376 (2006)

[1.23] C. A. Tan and K. H. Kwek, Development of a low current discharge-driven soft x-ray laser, J. Phys. D. Appl. Phys., Vol. 40, pp. 4787-4792 (2007)

[1.24] C. D. Macchietto, B. R. Benware and J. J. Rocca, Generation of millijoule-level soft-x-ray laser pulses at a 4-Hz repetition rate in a highly saturated tabletop capillary discharge amplifier, Optics Letters, Vol. 24, Issue 16, pp. 1115-1117 (1999)

[1.25] J. J. Rocca, Table-top soft x-ray lasers, Rev. Sci. Instrum., Vol. 70, pp. 3799 (1999)

[1.26] Y. Liu, M. Seminario, F. G. Tomasel, C. Chang, J. J. Rocca, and D. T. Attwood, Achievement of essentially full spatial coherence in a high-average-power soft-x-ray laser, Phys. Rev. A, Vol. 63, No. 3, pp. 33802 (2001)

[1.27] E. Jankowska, E. C. Hammarsten, J. Filevich, M. C. Marconi, J. J. Rocca, Table-top soft X-ray laser interferograms of dense laser-created plasma, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 30, Issue 1, pp. 46-47 (2002)

[1.28] G. Niimi, Y. Hayashi, M. Nakajima, M. Watanabe, A. Okino, K. Horioka and E. Hotta, Observation of multi-pulse soft x-ray lasing in a fast capillary discharge, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 34, pp. 2123-2126 (2001)

[1.29] 酒井雄祐, 肖 亦凡, 角谷祐次, 渡邊正人, 沖野晃俊, 堀田栄喜, キャピラリ放電励起軟 X 線レーザの出力特性, 電気学会論文誌 A, 126, No.8, pp.739-743 (2006)

[1.30] P. Vrba, N. A. Bobrova, K. Horioka, E. Hotta, P. V Sasorov, A Stepanov, and M. Vrbova, Argon filled caoillary discharge for EUV laser pumping, The XXVIII European Conference on Laser Interaction with Matter (ECLIM) (2004)

[1.31] 新美剛太, キャピラリー放電励起軟Ｘ線レーザーの基礎特性と小型化の研究, 博士論文, 東京工業大学 (2001)

[1.32] J. J. Gonzalez, M. Frati, and J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev, A. L. Osterheld, High-power-density capillary discharge plasma columns for shorter wavelength discharge-pumped soft-x-ray lasers, Phys. Rev. E., Vol. 65, 026404 (2002)

[1.33] J. J. Rocca, M. C. Marconi, F. G. Tomasel, Study of the soft X-ray emission from carbon ions in a capillary discharge, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 29, Issue 1, pp. 182-191 (1993)

[1.34] H. J. Shin, D. E. Kim and T. N. Lee, Soft-x-ray amplification in a capillary discharge, Phys. Rev. E, Vol. 50, pp. 1376-1382 (1994)

[1.35] S. S. Ellwi, Z. Andrei, S. Plesli and H. J. Kunze, Probing of the active layers in a capillary discharge soft X-ray laser at 18.22 nm, Phys. Lett. A, Vol. 292, Issues 1-2, pp. 125-128 (2001)

[1.36] P. Vrba, M. Vrbova, N.Dezhda, A. Bobrova and P. V. Sasorov, Modeling of a nitrogen x-ray laser pumped by capillary discharge, Central European Journal of Physics, Vol. 3, pp. 564-580 (2005)

[2.1] H. R. Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill (1964)

[2.2] M. J. Seaton, The spectrum of the solar corona, Planetary and Space Science Vol. 12, Issue 1, pp. 55-74 (1964)

[2.3] D. Saltzman, Atomic physics in hot plasmas, Oxford univ. press (1997)

[2.4] J. P. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Oxford univ. press (1954)

[2.5] NIST Atomic Spectra Database, http://physics.nist.gov

[2.6] T. Fujimoto, Plasma Spectroscopy, Oxford univ. press (2004)

[2.7] K. Sawada and T. Fujimoto, Temporal relaxation of excited-level populations of atoms and ions in a plasma: Validity range of the quasi-steady-state solution of coupled rate equations, Phys. Rev. E, Vol. 49, pp. 5565-5573 (1994)

[2.8] T. Holstein, Imprisonment of Resonance Radiation in Gases. II, Phys. Rev., Vol. 83, pp. 1159-1168 (1951)

[2.9] M. Masnavi, M. Nakajima, K. Horioka, Numerical Study on Gain Coefficient of a Capillary-Discharged Neon-Like Argon X-Ray Laser, IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials, Vol. 126(4), pp. 250-255 (2006)

[2.10] S. Byron, R. C. Stabler and P. I. Bortz, Electron-Ion Recombination by Collisional and Radiative Processes, Phys. Rev. Lett., Vol. 8, pp. 376-379 (1962)

[2.11] L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases, John Wiley & Sons Inc (1962)

[2.12] J. Peter, L. Baker, Generation of high-energy plasmas by electromagnetic implosion, Journal of Applied Physics, Vol. 44, pp. 4936-4945 (1973)

[2.13] D. E. Potter, The formation of high-density Z-pinches, Nucl. Fusion, Vol. 18, No. 6, pp. 813-823 (1978)

[2.14] Willard H. Bennett, Magnetically self-focussing streams, Phys. Rev., Vol.45, pp. 890-897 (1934)

[2.15] Y. Zeldovitch and Y. Raizer, Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena, Academic press (1966)

[2.16] W. J. Karzas and R. Latter, Electron Radiative Transitions in a Coulomb Field, The Astrophysical Journal Supplement Series, Vol. 6, pp. 167 (1961)

[2.17] McWhirter, Plasma dignostic techniques, Academic press (1965)

[3.1] 新美 剛太, 林 靖, 沖野 晃俊, 渡辺 正人, 堀田 栄喜, キャピラリ放電型軟 X 線レーザー装置の開発,プラズマ・核融合学会誌, Vol. 77(12), pp. 1239-1248 (2001)

[3.2] 高電圧パルスパワ-工学の基礎と応用，近代工学社，京都ハイパワーテクノロジー研究会編 (1992)

[3.3] Feynman lectures on physics, Pearson (1970)

[4.1] R. B. Spielman et al, Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ, Physics of Plasmas, Vol. 5, Issue 5, pp. 2105-2111 (1998)

[5.1] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Fluid Mechanics (Course of Theoretical Physics Vol. 6), Butterworth-Heinemann (1987)

[5.2] H. N. Burnett, A. A. Offenberger, Magnetohydrodynamic behavior of a laser-heated solenoid, Journal of Applied Physics, Vol. 45, Issue 5, pp. 2155-2162 (1974)

[5.3] D. Düchs and H. R. Griem, Computer Study of the Dynamic Phase of a Small -Pinch, Phys. Fluids, Vol. 9, pp. 1099 (1966)

[5.4] K. T. Lee, S. H. Kim, D. Kim,a) and T. N. Lee, Numerical study on the dynamics of Z-pinch carbon plasma, Phys. Plasmas, Vol. 3, pp. 1340 (1996)

[5.5] S. Karashima, T, Koike and Y. Makiuchi, Soft X-Ray Laser Amplification and Plasma Dynamics in Capillary Discharge, Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 70(4), pp.

996-1001 (2000)

[5.6] M. N. Rosenbluth, A. N. Kaufman, Plasma Diffusion in a Magnetic Field, Phys. Rev., Vol. 109, pp. 1-5 (1958)

[5.7] 林泉, プラズマ工学, 朝倉書店 (1987)

[5.8] R. D. Richtmyer and K. W. Morton, Differential method for initial value problems (1957)

[5.9] I.E.サハロフ, A.P.ジリンスキ-, V.E.ゴラント, プラズマ物理学の基礎, 現代工学社(1983)

[5.10] Lawrence Berkeley National Laboratory, http://henke.lbl.gov/optical_constants/

[5.11] A. Hirabayashi, Y. Nambu, M. Hasuo, and T. Fujimoto, Emission spectroscopy of a pulsed helium-discharge plasma, Transition from the ionizing phase to the recombining phase, Phys. Rev. A, Vol. 37, pp. 77-82 (1988)

[5.12] N. S. Kampel, A. Rikanati, I. Be'ery, A. Ben-Kish, A. Fisher, and A. Ron, Feasibility of a nitrogen-recombination soft-x-ray laser using capillary discharge Z pinch, Phys. Rev. E, Vol. 78, 056404 (2008)

[6.1] Andor.com

[6.2] Inho Song, Study on Z-pinch plasma light source for EUV lithography, 博士論文, 東京工業大学 (2005)

謝辞

本研究を遂行するにあたり，研究課題の設定と方向付けに始まり研究の細部に渡り終始温かく私を見守り，常日頃適格な御指導，御助言を賜るのみならず，研究を自由に遂行する貴重な機会を与えて戴きました東京工業大学堀田栄喜教授に心より深く感謝の意を表します．また，本論文をまとめるに際し，論文の意義から研究者の在り方に至るまで御指導賜りました東京工業大学堀岡一彦教授に深く感謝致します．本研究を通じて実験結果の考察と実験基盤の構築に関して温かく真剣に御助言賜り，研究者としての洞察力を御教授戴きました東京工業大学客員教授兼電力中央研究所根本考七博士に心より感謝の意を申し上げます．日頃より温かく見守って戴くのみならず，説得力のある研究成果の伝え方に始まり，プラズマ科学応用の可能性を広く御教授賜りました東京工業大学沖野晃俊准教授に心より感謝致します．再結合レーザーの研究を進めるにあたっては，常日頃研究の方向性を御指導御鞭撻賜り，プラズマ原子過程勉強会を通じて物理学研究者の在るべき姿を熱心に御教授戴きました東京工業大学講師河村徹博士に深謝致します．そして，本研究を日々遂行するにあたり，堀田研究室での研究生活から始まり，実験基盤の構築に於き終始温かく御指導賜るのみならず，研究者の持つべき仁義を御教授戴きました東京工業大学助教渡辺正人博士に心より深く感謝申し上げます．さらに，X 線レーザーの研究をまとめるに際し，研究の方向性から，レーザープラズマ相互作用の研究に従事する研究者としての将来在るべき姿を広く柔軟に御教授賜りました東京工業大学（現大阪大学）細貝知直特任准教授に心より感謝申し上げます.

水素様窒素レーザーの研究に関して共同研究者として有益な議論を進め，研究の指針を御教授戴きましたチェコ Institute of plasma physics Pavel Vrba 博士，Czech technical univ Miroslava Vrbova 博士に心よりお礼申し上げます．また，軟 X 線，EUV 光源に関する研究を進めるにあたり，研究から日常生活に至るまで温かい御指導を賜りましたウシオ電機（株）堀田和明博士に心より感謝申し上げます．そして，日常生活から具体的な研究方針にまで，日頃より御指導受け賜りました林靖博士，新美剛太博士，山内邦仁博士，宋仁皓博士，宮原秀一博士，高野啓博士，杉山精博博士，富安邦仁博士に深く感謝の意を表します．さらに，再結合レーザー研究の方向性から MHD 数値計算の始めまで丁寧に御指導戴きました，Majid Masnavi 博士，佐々木徹博士ならびに熱い議論をお願い致しました近藤康太郎博士に謝意を述べさせて戴きます.

日頃研究を遂行するにあたり国境を越えて温かく叱咤激励を賜りました，ハンヤン大学 Kwang-Cheol Ko 教授，ソウル大学 Gon-Ho Kim 教授ならびにインドプラズマ物理センター Smruti Ranjan Mohanty 准教授に深謝致します．また，プラズマ科学に関する研究に従事するにあたり叱咤激励を賜り，プラズマ応用に携わる研究者の今後進むべき道を熱心に御教授戴きました同志社大学行村健教授（現産業技術総合研究所），兵庫県立大学東欣吾助教に深く感謝の意を表します．そして，私が研究の道を歩むにあたり温かく見守って戴き，研究者の厳格さと在るべき姿または研究のいろはを御教授戴きました明治大学下田博一教授に心より感謝申し上げます．さらに，東京工業大学にて研究人生を歩み始める以前に，将来における技術者の使命を熱く御教授賜りました（元）蔵前工業会理事長大和田国男氏（伯祖父）に厚く感謝の意を表します.

実験装置の設計製作に関して親切に相談にのって戴き御協力受け賜りました富士真空大塚孝志様，高槻無線河合耕作様，村田（株）村田彰様ならびに東京工業大学精密工作技術センター和田選様，長峯靖之様に心より深謝致します．また，博士研究を遂行するにあたり御協力戴きました東京工業大学牧野弘枝様，岡真美恵様はじめ多くの方々にお礼を述べさせて戴きます.

東京工業大学において研究生活を共に致しました，堀田・沖野・根本研究室，岩田和宏氏，大崎聡志氏，角谷祐次氏，田代敦氏，土肥隆之氏，本間友祐氏，水澤陽一氏，王宇氏，Farah Faziya Binti Rashid 氏，肖亦凡氏，大浦園恵氏，大場吾郎氏，小林靖典氏，坂本敏郎氏，中村勇介氏，西川久美子氏，Jung Sun Ahn 氏，小松崇徳氏，飯塚直哉氏，景安泰千氏，瀧本和靖氏，野崎啓氏，深町明日菜氏，姜飛氏，岸望氏，折下伸也氏，小口歩美氏，清水政志氏，熊谷航氏，朱秋石氏，李鉀氏，佐々木良太氏，重田香織氏，高橋俊輔氏，山田淳三郎氏，作地修氏，後藤優氏，目黒太一氏，永田洋一氏，黄斌氏，水野明彦氏，加藤大輔氏，横山快氏，山口昌人氏，山崎正太郎氏，中島尚紀氏，Wantapon Ngamdee 氏，石塚裕也氏，坂井奈津子氏，地主有太朗氏，杉原良氏，滝本泰大氏，鈴木大樹氏，岩井貴弘氏，高橋勇一郎氏，田村利幸氏，平位英之氏，中西泰章氏ならびに堀岡・河村研究室内田佑樹氏，高橋一樹氏，高橋一匡氏，足立興市郎氏に心より感謝申し上げます，皆様の温かい御協力が無ければ楽しく有意義な研究を遂行することができなかったと考えております.

最後に充実した研究生活を送る私を遠くから温かく見守り理解を示して戴きました父，母，姉，弟に深く心より感謝の意を表します.

博士研究は決して一人で遂行できるものでは無く，数え切れない程の国内外の先生方，研究者の方々，先輩，同期，後輩，友人と家族の暖かな支えによってはじめて遂行することが出来たとこと，心の底から深く感じている次第です．皆さま誠に有難うございました.

業績目録

1. 学術論文

(1.1) 酒井雄祐, 肖 亦凡, 角谷祐次, 渡邊正人, 沖野晃俊, 堀田栄喜, キャピラリ放電励起軟X線レーザの出力特性, 電気学会論文誌 A, Vol.126, No.8, pp.739-743 (2006)

(1.2) Y. Sakai, T. Komatsu, Y. Xiao, I. Song, G. Niimi, M. Watanabe, A. Okino and E. Hotta, Soft X-ray radiation from nitrogen z-pinch plasma produced by capillary discharge, IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials, Vol.127, No.11, pp.675-680 (2007)

(1.3) Y. Hayashi, H. Ghomi, Y. Zhao, Y. Cheng, Y. Sakai, M. Watanabe, A. Okino, K. Horioka and E. Hotta, Measurement of Divergence of Ne-like Ar Soft X-ray Laser Generated by Capillary Z-Pinch Discharge, Jpn. J. Appl. Phys., Vol.47, No.2, pp.977-979 (2008)

(1.4) Y. Sakai, S. Takahashi, T. Hosokai, M. Watanabe, A. Okino and E. Hotta, The possibility of a capillary discharge soft X-ray laser with shorter wavelength by utilizing a recombination scheme, Journal of Plasma and Fusion Research Series, Vol.8, pp.1317-1312 (2009)

(1.5) Y. Sakai, T. Komatsu, I. Song, M. Watanabe, G. H Kim and E. Hotta, High efficient pulsed power supply system with a two-stage LC generator and a step-up transformer for fast capillary discharge soft X-ray laser at shorter wavelength, Review of Scientific Instruments., Vol. 81, (1), 013303 (2010)

(1.6) Y. Sakai, S. Takahashi, M. Watanabe, G. H Kim and E. Hotta, Pulsed current wave shaping with a transmission line by utilizing superposition of a forward and a backward voltage wave for fast capillary Z-pinch discharge, Review of Scientific Instruments, Vol 81, 043504 (2010)

(1.7) Y. Sakai, S. Takahashi, T. Hosokai, M. Watanabe, G. H Kim and E. Hotta, MHD control of capillary Z-pinch discharge by using a triangular current pulse for lasing a recombination soft X-ray laser, Journal of Applied Physics, Vol 107, 083303 (2010)

2. 学術誌解説

(2.1) 酒井雄祐, 渡辺正人, 堀田栄喜, 放電型軟X線レーザー, 2009年放電学会シンポジウム, 放電学会誌放電研究, 第52巻 , 第2号 (2009)

(2.2) 堀田栄喜, 酒井雄祐, キャピラリ放電型軟 X 線レーザーの現状, レーザー研究, 第 37 巻, 第12号, pp. 859-865 (2009)

3. 国際会議発表

(3.1) Y. Sakai, T. Komatsu, Y. Xiao, Inho Song, M. Watanabe, A. O. and E. Hotta, Soft X-ray

radiation from nitrogen filled Z-pinch plasma produced by capillary discharge, The 33rd IEEE International Conference on Plasma Science, 3P30, p.314, Traverse City, Michigan, USA (June 2006), Poster

(3.2) Y. Sakai, T. Komatsu, Y. Xiao, I. Song, M. Watanabe, A. Okino and E. Hotta, Soft X-ray radiation from nitrogen filled capillary z-pinch plasma, International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Matsue Japan (Sep 2006). Poster, Paper

(3.3) Y. Sakai, T. Komatsu, M. Watanabe, A. Okino and E. Hotta, High voltage capillary discharge system for excitation of soft X-ray laser, 2007 IEEE Int. Conf. on Plasma Science, 5P85, p.644, Albuquerque, USA (June 2007), Poster

(3.4) Y. Sakai, S. Takahashi, M. Watanabe, A. Okino and E. Hotta, Possibility of an H-like N Recombination Laser at 13.39 nm Excited by Capillary Discharge, American Physical Society 49th Annual Mtg. of the Division of Plasma Phys., 49TP8 54 295, Orlando, FL, USA (Nov 2007), Poster

(3.5) E. Hotta, Y. Sakai, G. Niimi, Y. Hayashi, M. Watanabe, A. Okino and K. Horioka, Optimization of Capillary Discharge Condition for SXR and EUV Sources, (invited) The 28th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (The 28th ICPIG), Prague, Czech, WB2 (Jul 2007), Oral

(3.6) Y. Sakai, S. Takahashi, T. Hosokai, M. Watanabe, A. Okino and E. Hotta, The possibility of a capillary discharge soft X-ray laser with shorter wavelength by utilizing a recombination scheme, 14th Int. Congress on Plasma Phys. 2008, ELX.P2-203, p.286, Fukuoka, Japan (2008), Poster

(3.7) S. Takahashi, Y. Sakai, T. Hosokai, M. Watanabe, A. Okino and E. Hotta, Fast Pulsed Capillary Discharge for Lasing of a Recombination Soft X-ray Laser, 14th Int. Congress on Plasma Phys. 2008, EXL-P2-204, p.287, Fukuoka, Japan (2008), Poster

(3.8) E. Hotta, Y. Sakai, M. Watanabe, A. Okino, T. Kawamura, M. Masnavi and K. Horioka, Discharge Produced Plasma EUV Light Sources for Microlithography and Capillary Discharge SXR Laser, (invited) Acad. Symp. on Optoelectronics & Microelectronics Technol., B1 21, China, (Jan 2008), Oral

4. 国内学会・研究会発表

(4.1) Y. Sakai, Y. Kakuya, Y. Xiao, H. Taniguchi, Y. Hayashi, H. Ghomi, M. Watanabe, A. Okino, K. Horioka, and E. Hotta, Performance of soft x-ray laser pumped by capillary discharge, NIFS 核融合科学研究所共同研究会, 岐阜県, 2005 年 3 月. 口頭発表(Y. Kakuya), 論文(Y. Sakai)

(4.2) 酒井雄祐, 肖 亦凡, 角谷祐二, 渡邊正人, 沖野晃俊, 堀田栄喜, キャピラリ放電励起軟X 線レーザーの出力特性, 電気学会 パルスパワー研究会, 長岡, PPT-05-12, 2005 年 5

月．口頭発表, 論文

(4.3) 肖亦凡, 酒井雄祐, 角谷祐二, 渡邊正人, 沖野晃俊, 堀田栄喜, Double-Slit Interference Experiment in a Soft X-Ray Laser Driven by Fast Capillary Discharge, 日本分光学会 春季講演会・シンポジウム, 東京, 2005 年 5 月, ポスター

(4.4) Y. Sakai, T. Komatsu, Y. Xiao, I. Song, M. Watanabe, A. Okino and E. Hotta, Lasing of recombination pumped soft X-ray laser, NIFS 核融合科学研究所共同研究会, 岐阜県, 2005 年 12 月．口頭発表, 論文

(4.5) 小松崇徳, 酒井雄祐, 渡辺正人, 沖野晃俊, 堀田栄喜, Soft X-ray radiation from nitrogen filled capillary z-pinch plasma, 日本分光学会 春季講演会・シンポジウム, 東京, 2006 年 5 月, ポスター

(4.6) 酒井雄祐, 高橋俊輔, 渡邊正人, 沖野晃俊, 堀田栄喜, キャピラリ放電による再結合励起レーザー発振の可能性, 電気学会プラズマ研究会, PST-07-71, 京都, 2007 年 12 月．口頭発表, 論文

(4.7) Y. Sakai, T. Komatsu, Y. Xiao, I. Song, M. Watanabe, A. Okino and E. Hotta, Development of high power pumping system for capillary discharge EUV laser, NIFS 核融合科学研究所共同研究会, 岐阜県, 2007 年 3 月, 口頭発表 (T. Komatsu), 論文(Y. Sakai)

(4.8) 高橋俊輔, 酒井雄祐, 渡邊正人, 沖野晃俊, 堀田栄喜, 水素用窒素再結合励起型軟 X 線レーザー発振に向けたパルスパワーシステムの開発, 電気学会パルスパワー研究会, PPT-07-42, 東京, 2007 年 11 月．口頭発表, 論文

(4.9) 酒井雄祐, 高橋俊輔, 渡邊正人, 沖野晃俊, 堀田栄喜, キャピラリ放電による再結合励起レーザー発振の可能性, 電気学会プラズマ研究会, PST-07-71, 京都, 2008 年１２月．口頭発表, 論文

(4.10) 酒井雄祐, 高橋俊輔, 渡邊正人, 沖野晃俊, 堀田栄喜, キャピラリ放電による再結合励起軟 X 線レーザー, レーザー学会第 368 回研究会報告, RTM-07-46, 宇都宮, 2009 年 12 月．口頭発表, 論文

(4.11) 酒井雄祐, 高橋俊輔, 細貝知直, 渡辺正人, 沖野晃俊, 堀田栄喜, キャピラリ放電励起を用いた再結合レーザー発振のための電流波形制御, NIFS 核融合科学研究所共同研究会, 岐阜県, 2009 年 3 月 5 日～6 日, 口頭発表, 論文

(4.12) 酒井雄祐, 高橋俊輔, 細貝知直, 渡辺正人, 堀田栄喜, 高速キャピラリ放電型バルマーα線軟 X 線レーザのための水素様窒素イオンの確認, 電気学会プラズマ / 放電 / パルスパワー合同 研究会, PST-09-74, PPT-09-74, ED-09-118 (2009 年 8 月 6～9 日)