図・本館

トーラス型高周波トラップ配位における一成分プラズマの特性

荒巻 光利

名古屋大学図書
11349599

目 次

第1章　序論 **7**

1.1　強結合プラズマとは 7

1.2　イオントラップを用いた一成分プラズマの研究 10

1.3　本研究の目的および本論文の構成 11

第2章　閉じ込め方式の検討 **16**

2.1　イオントラップとは 16

2.2　閉じ込め配位形態の検討 16

2.3　単純トーラス磁場配位へのイオン閉じ込め 19

2.4　RF トラップ閉じ込め原理 25

第3章　測定原理 **31**

3.1　RF 共鳴吸収法 31

3.2　レーザー誘起蛍光法 34

3.3　イオン閉じ込め時間測定法 37

3.3.1　電子ビームのパルス変調による閉じ込め時間計測法 37

3.3.2　電子ビームの正弦波変調による閉じ込め時間計測法 39

第4章　実験装置 **42**

4.1　実験装置概要 42

4.2 RF 共鳴吸収法を利用した閉じ込め時間計測 48
4.3 波長可変短波長レーザー 51
4.3.1 光源 54
4.3.2 リング型共振器 55
4.3.3 モード整合および光軸調整 59
4.3.4 比例・積分制御によるシステムの安定化 60
4.3.5 レーザーシステムの性能 62
4.4 レーザー誘起蛍光法 63

第5章 閉じ込め時間測定 **70**
5.1 RF 共鳴吸収法を利用した閉じ込め時間測定 70
5.1.1 パルス変調法による閉じ込め時間測定 70
5.1.2 正弦波変調法による閉じ込め時間測定 73
5.2 バッファガスによるイオンの冷却とレーザー誘起蛍光法による閉じ込め時間測定 78

第6章 速度分布関数・密度の空間分布測定 **84**
6.1 バッファガス冷却された Ca^+ イオンの速度分布関数 84
6.2 バッファガス冷却された Ca^+ イオンの密度の空間分布 89

第7章 まとめ **95**
7.1 本研究のまとめ 95
7.2 今後の課題と展望 97

第8章 謝辞 **99**

付 録 A 回折格子半導体レーザー **100**

図目次

1.1 クーロン結合係数Γによるプラズマの分類. 8

2.1 トラップ電極の形状によるRFトラップの分類. 18

2.2 内部導体トーラス断面図. 19

2.3 イオンのドリフト面の計算. 22

2.4 自己無撞着な電場を考慮した旋回中心の時間発展. 23

2.5 RFトラップ概念図. 25

2.6 トラップ電極による振動電位および閉じ込めポテンシャル. 26

2.7 RFトラップによる閉じ込めの安定領域. 28

3.1 イオン雲と測定系の等価回路. 33

3.2 レーザー誘起蛍光法による測定の概念図. 34

3.3 イオントラップ中の全イオン数の減衰曲線. 38

4.1 イオントラップおよび光学的イオン計測系の概要(平面図). 43

4.2 レーザー誘起蛍光法による計測に用いたCa^+イオンのエネルギー準位. . 43

4.3 光ガルバノ分光を用いたレーザー波長の精密調整. 44

4.4 866 nm光をイオンを掃引して得られた光ガルバノ信号. 44

4.5 トロイダルRFトラップ断面図. 46

4.6 イオントラップおよび電気的, 光学的イオン計測系の概要(側面図). . . . 47

4.7 RF 共鳴吸収法を利用した閉じ込め時間計測系. 48

4.8 V_{DC} を掃引した場合の電極間電圧の減衰特性. 49

4.9 $\widetilde{Y}_{max}$ 計測のタイムチャート. 52

4.10 397 nm レーザーシステムの概要. 53

4.11 リング型外部共振器. 54

4.12 リング型共振器の安定領域. 57

4.13 共振器の内部増強ファクターの A, r_1 依存性. 58

4.14 半導体レーザーとリング型共振器間のモード整合概念図. 60

4.15 共振器長掃引時の共振器内部の光強度の変化. 61

4.16 共振器長掃引時に M3 後部で測定した透過光強度の変化. 61

4.17 レーザー誘起蛍光法によるイオンの速度分布関数，密度の空間分布測定系. 64

4.18 レーザー誘起蛍光法での測定点における 397 nm レーザーの形状測定系. . 66

4.19 397nm レーザーのビーム形状. 67

5.1 Y_{max} の I_B 依存性. 71

5.2 電子ビーム停止後の I_B, Y_{max} の減衰時間の比較. 72

5.3 I_B 停止後の Y_{max} 減衰曲線 73

5.4 正弦波変調法で計測した (a) $\widetilde{I}_B$ と (b) $\widetilde{Y}_{max}$. 74

5.5 $\widetilde{I}_B$ と $\widetilde{Y}_{max}$ のオートパワースペクトル ((a), (b)) と 2 信号間の (c) コヒーレンシーおよび (d) 位相差. 76

5.6 $\widetilde{Y}_{max}$ の位相遅れの変調周波数依存性. 77

5.7 電子ビーム停止後の Ca^+ イオンの蛍光強度減衰曲線. 81

5.8 閉じ込め時間 τ の P_{He} 依存性. 82

6.1 バッファガス冷却された Ca^+ イオンのドップラー広がり. 86

6.2 T_t の P_{He} 依存性. 87

6.3 n_i の P_{He} 依存性. 88

6.4 バッファガス冷却された Ca^+ イオンの密度の空間分布. 92

6.5 D_i の P_{He} 依存性. 93

A.1 回折格子半導体レーザー概念図. 101

A.2 回折格子を用いた半導体レーザーの発振波長選択. 102

A.3 回折格子からの光フィードバックによるレーザーダイオードの発振閾値の減少. 103

表目次

4.1 本実験で用いたトロイダルRFトラップの駆動パラメータおよび実験条件. 48

5.1 パルス変調法で計測したイオン閉じ込め時間. 72

5.2 正弦波変調法で計測したイオン閉じ込め時間 78

6.1 イオン密度の導出に用いた実験パラメータ. 85

6.2 バッファガス冷却されたCaプラズマのパラメータ. 91

第1章　序論

1.1　強結合プラズマとは

まず初めに一成分プラズマの概念を導入する．一成分プラズマとは一種類の荷電粒子系とその空間電荷を中和する一様な反対符合の背景電荷からなる系である．自然界では，白色矮性や中性子星の表面に存在するイオン群が，実験室プラズマにおいてはイオントラップ中に閉じ込められたイオン雲や電子雲がこのような系として扱うことができることが知られている．イオントラップ中の一成分プラズマにおいては，閉じ込め電極によって作られるポテンシャルが荷電粒子の空間電荷を中和する背景電荷を等価的に与えていると考えられる．

このような一成分プラズマを特徴づける無次元パラメータとして，一粒子あたりのクーロンエネルギーと運動エネルギーの比で定義されるクーロン結合係数 Γ が用いられる [1]，

$$\Gamma = \frac{q^2/4\pi\varepsilon_0 a}{k_{\mathrm{B}}T}. \tag{1.1}$$

ここで，q は荷電粒子の電荷，ε_0 は真空の誘電率，k_{B} はボルツマン定数，T は温度，a は平均粒子間距離で，以下のように定義される，

$$a = \left(\frac{3}{4\pi n}\right)^{1/3}. \tag{1.2}$$

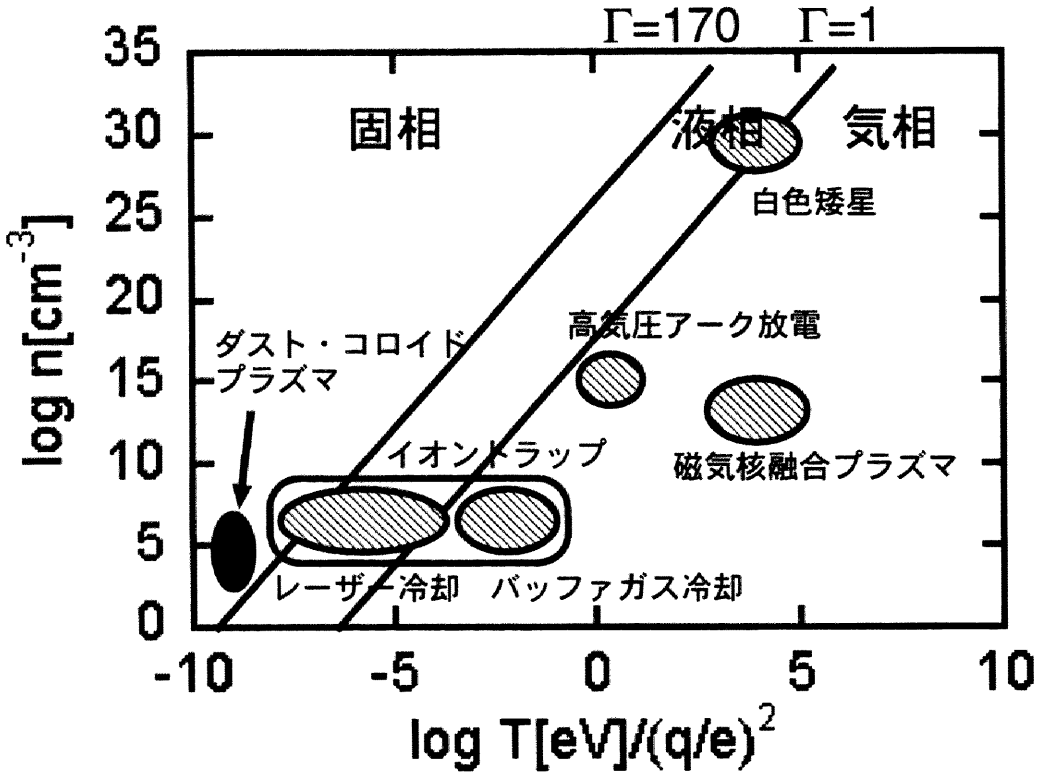

図 1.1: クーロン結合係数 Γ によるプラズマの分類．$\Gamma = 1$ および 170 がプラズマの相変化の目安で，$\Gamma \leq 1$: 気相，$1 \leq \Gamma \leq 170$: 液相，$\Gamma \geq 170$: 固相に分けられる．

ここで，nはイオンの密度を表わす．プラズマは$\Gamma < 1$では荷電粒子間のクーロン相互作用の影響が小さい気体として振る舞い，Γが1を越えるとクーロン相互作用の影響が顕著に現れはじめて，液体として振る舞う．$\Gamma \geq 170 \sim 180$では結晶化し固相となる[2]．図1.1にプラズマのパラメータ領域をΓにより気相，液相，固相に分けた相図を示す．図中の$\Gamma = 1$の線よりも右側は気相で弱結合プラズマの領域であり，左側は強結合プラズマの領域を表わす．さらに，$\Gamma = 170$の線よりも左は固相である．磁気核融合プラズマは$\Gamma = 10^{-5}$ほどで，弱結合プラズマの領域にある．強結合プラズマを実現するには，密度を上げる，荷電粒子の電荷を大きくする，プラズマの温度を下げるという3つの方法がある．これまで，高密度化による強結合プラズマの実験では高気圧アーク放電を用いたものがあるが$\Gamma = 1$に至らなかった[3][4]．電荷の大きな荷電粒子を用いた実験ではダストプラズマ[5][6]，コロイド[7]を用いた例があり，非常に大きなΓを実現している．これらの実験は，いずれも簡単な装置で強結合プラズマの実験を行うことができるという利点がある．しかし，ダストプラズマの実験では，シースにおけるイオン流が不安定性を引き起こしたりダストプラズマの構造に影響を与えるなどの問題がある．また，コロイドを用いた実験では，静かな状態でブラウン運動の計測などができるが，荷電粒子と媒質の液体間の粘性のため，粒子の揺動などの集団現象の観測には向かない．また，これらのプラズマは一般的にΓが170を大きく越えた領域にあり結晶化している．イオントラップを用いた一成分プラズマの実験では，バッファガス冷却やレーザー冷却を利用することによりΓを1以下から170以上まで連続的に変化させること，又背景となる液体やプラズマがないため揺動を含む集団現象の観測に適している．このようなΓが極端に大きくない液相にあるプラズマの物性はこれまでに調べられていない．

このような強結合プラズマではクーロン多体相互作用が重要な働きをするが，ボルツマン統計では粒子間の衝突が時間的空間的に狭い範囲で起こると仮定している．そうすることにより粒子群の情報は一体分布関数$f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}, t)$によって表わされ，$H$定理によりマクス

ウェル分布が得られる．しかし，一成分強結合プラズマのように長距離相互作用が支配的な系では，分布関数は相互作用している全ての粒子の影響を受けるために系を一体の分布関数で表わす近似は使えず，n 体の分布関数であるべきである．しかし，このような条件で分布関数を求めることは困難である．ごく最近このような長距離相互作用が働いている系に関する統計力学として，Tsallis によってエントロピーの定義の拡張が提案された [8][9][10]．これに伴い新しい統計力学 (Tsallis 統計) の枠組みが作られつつあるが，その理論は現在のところまだ発展段階にあり実験的検証もほとんどなされていない．このような中，プラズマの分野では磁場により閉じ込められた純電子プラズマの実験で計測された密度の空間分布が Tsallis 統計により説明できるのではないかと言われ始めているが，そのような概念を用いずに実験結果を解釈する方法もあり，いまだに決着はついていない [11][12]．

1.2 イオントラップを用いた一成分プラズマの研究

電場や磁場を組み合わせることによりイオンを閉じ込めるイオントラップには，高周波電場によるポンデラモーティブ力によってイオンを閉じ込める RF(Paul) トラップと，静磁場と静電場の組み合わせによって閉じ込める Penning トラップ，およびそれらを組み合わせた Combine トラップなどがある [13][14][15]．これらのイオントラップは，イオンを狭い空間に長時間閉じ込めることが可能なため，高精度分光の分野で特に重要な働きをしてきた [16]．近年これらのイオントラップに閉じ込められたイオンをさらにレーザー冷却によって mK 以下に冷却し，高精度分光や従来のものを超える周波数標準の開発の研究等が行われている [17][18]．2 章で述べるように RF トラップの閉じ込め形態にはいくつかの種類がある．図 2.1(a) に示す回転双曲面形状の電極を用いたものは最も一般的に用いられており，イオンの閉じ込め領域が電極中心の小さな球状であるため大容量の一成分プラ

ズマの閉じ込めはできないが，少数イオンの運動 [19] や量子ジャンプ，励起準位の寿命の直接測定 [20][21][22] や，異種イオンの同時閉じ込めによる非線型現象の研究 [23] 等多くの研究が行われている．棒状の電極を用いたリニアトラップ (図 2.1(b)) では，安定な閉じ込め領域が直線状になるため多数個のイオンの閉じ込めが可能であり，大容量のイオン結晶の観測 [24][25] 等が行われている．これら二つのタイプのイオントラップはこれまでに多くの研究で利用されている．一方，リング型電極を用いたトロイダル RF トラップ (図 2.1(c)) では，イオンの閉じ込め領域はトーラス型をしているため，多数個のイオンを蓄積することが可能で，リニアトラップのような端の影響がないため軸方向の一様性が保たれているという点で優れているが，この閉じ込め配位では，Church[26] によって He ガス中での陽子の閉じ込め時間が調べられた他には Waki，Birki 等 [27][28] によってイオン雲の相転移が観測された例があるだけで，これまでに詳しい研究は行われていない．このトロイダル RF トラップは，さらにトロイダル磁場を加えて一成分プラズマのより完璧な閉じ込め配位を形成することが可能であると考えられるが，これまでに閉じ込め特性等を調べられた例はない．

1.3 本研究の目的および本論文の構成

以上のような背景をふまえて，本研究の目的は，一成分プラズマの研究に有効であると考えられるトロイダル RF トラップを用いて大容量の一成分プラズマを閉じ込め，その特性を明らかにすることにある．そのためにイオンの閉じ込め時間，速度分布および密度の空間分布を測定し考察した．

閉じ込め時間の計測では，新たに考案した正弦波変調法を用いて閉じ込めポテンシャルの歪みが閉じ込め時間に与える影響を計測しその結果を検討した．また，新たに半導体レーザーを光源として構築したレーザーシステムを用いて，レーザー誘起蛍光法による

バッファガス冷却されたイオンの計測を行い，閉じ込め時間のバッファガス圧依存性を調べ検討した．

イオンの速度分布および密度の空間分布は，計測用レーザーの周波数あるいは位置を掃引することにより測定した．また，これらよりイオン温度を見積りポロイダル断面内のイオン温度とトーラス方向のイオン温度の異方性について考察するとともに，イオン密度，プラズマの半値幅等の変化を調べた．

本論文は以下のように構成されている．

第2章では，一成分プラズマの閉じ込め配位の検討を行う．ここでは単純トーラス磁場配位に，電位を与えた内部導体を持ち込み，一成分プラズマを注入し閉じ込める可能性をシミュレーションによって検討した．また，本研究で用いるトロイダルRFトラップの閉じ込め原理も第2章で示す．

第3章では，閉じ込められているイオン数の計測に用いたRF共鳴吸収法およびこれを利用したイオンの閉じ込め時間測定の原理[29][30]を説明するとともに，イオンの速度分布関数および密度の空間分布計測に用いたレーザー誘起蛍光法[31]の説明を行う．

第4章では，本研究のために設計・製作したトロイダルRFトラップ，波長可変短波長レーザおよび電気的・光学的イオン測定系の詳細を示す．

第5章では，正弦波変調法による閉じ込め時間測定の優位性を示す[29][30]とともに，イオンの冷却を行っていない場合とバッファガス冷却を行った場合の閉じ込め時間測定を行い[32]トロイダルRFトラップの性能評価を行う．

第6章では，バッファガス冷却されたイオンの速度分布関数および密度の空間分布を測定し，RF加熱を持たない自由度を持つトロイダル一成分プラズマの特性を検討する[31][32]．

最後に第7章で，本研究のまとめを行うとともに，今後の課題と展望についても述べる．

参考文献

[1] 一丸 節夫: プラズマ・核融合学会誌 **75** (1999) 1030.

[2] W. L. Slattery, G. D. Doolen, and H. E. DeWitt: Phys. Rev. A **26** (1982) 2255.

[3] U. Bauder, R. S. Devoto, and D. Mukherjee: Phys. Fluids **16** (1973) 2143.

[4] M. T. Churchland and R. A. Nodwell: Canadian J. Phys. **52** (1974) 655.

[5] S. Nunomura, N. Ohno, and S. Takamura: Jpn. J. Appl. Phys. **36** (1997) L949.

[6] S. Nunomura, N. Ohno, and S. Takamura: Phys. Plasmas **5** (1998) 3517.

[7] D. G. Grier and C. A. Murray: J. Chem. Phys. **100** (1994) 9088.

[8] C. Tsallis, Brazilian J. Phys. **29** (1999) 1.

[9] 阿部 純義: 数理科学 **439** (2000) 71.

[10] 阿部 純義: 日本物理学会誌 **54** (1999) 287.

[11] X. P. Huang and C. F. Driscoll: Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 2187.

[12] B. M. Boghosian: Phys. Rev. E **53** (1996) 4754.

[13] R. C. Thompson: Adv. At. Mol. Phys. **31** (1993) 63.

[14] H. G. Dehmelt: Adv. At. Mol. Phys. **3** (1967) 53.

[15] H. G. Dehmelt: Adv. At. Mol. Phys. **5** (1969) 109.

[16] D. J. Wineland, W. M. Itano, and R. S. Van Dyck,JR. : Adv. At. Mol. Phys. **19** (1983) 135.

[17] 桜井 誠, 木村 正広, 大谷 俊介: 核融合研究 **66** (1991) 224.

[18] 依田 潤: 応用物理 **58** (1989) 1445.

[19] R. F. Wuerker, H. Shelton, and R. V. Langmuir: J. Appl. Phys. **30** (1959) 342.

[20] 占部 伸二, 渡辺 昌良, 今城 秀司, 早坂 和弘: 応用物理 **62** (1993) 898.

[21] S. Urabe, K. Hayasaka, M. Watanabe, H. Imajo, and R. Ohmukai: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 1590.

[22] G. Ritter and U. Eichmann: J. Phys. B **30** (1997) L141.

[23] A. Kajita, M. Kimura, S. Ohtani, H. Tawara, and Y. Saito: J. Phys. Soc. Jpn. **60** (1991) 2996.

[24] M. G. Raizen, J. M. Gilligan, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland: Phys. Rev. A **45** (1992) 6493.

[25] M. Drewsen, C. Brodersen, L. Hornekær, J. S. Hangst, and J. P. Schiffer: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 2878.

[26] D. A. Church: J. Appl. Phys. **40** (1969) 3127.

[27] I. Waki, S. Kassner, G. Birkl, and H. Walther: Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 2007.

[28] G. Birkl, S. Kassner, and H. Walther: Nature **357** (1992) 310.

[29] M. Aramaki, Y. Sakawa, and T. Shoji: Jpn. J. Appl. Phys. **39** (2000) L246.

[30] 荒巻 光利, 坂和 洋一, 庄司 多津男, 早坂 和弘: プラズマ・核融合学会誌 (2001 年 3 月号 掲載予定).

[31] 荒巻 光利, 坂和 洋一, 庄司 多津男, 早坂 和弘: プラズマ・核融合学会誌 (投稿中).

[32] M. Aramaki, Y. Sakawa, T. Shoji, and K. Hayasaka, J. Plasma and Fusion Research (投稿中).

第2章 閉じ込め方式の検討

2.1 イオントラップとは

イオントラップとはイオンをある狭い空間に閉じ込めるための装置であり，現在RFトラップ[1]とPenningトラップ[2][3]という二種類の閉じ込め原理の異なる装置がよく使われている．RFトラップは高周波電場と静電場の組み合わせによりイオンの閉じ込めを行っており，その装置の発明者の名前からPaulトラップとも呼ばれている．RFトラップは装置が簡便で小型化が可能という長所があるが，閉じ込め領域の中心近傍の限られた範囲以外では，閉じ込めポテンシャルを作っているRF電場による加熱により，長時間閉じ込められるイオン数が少いという短所がある．一方，Penningトラップでは半径方向を静磁場により閉じ込め，磁力線方向の閉じ込めは静電場により行う．この閉じ込めでは加熱源がないため長時間大容量のイオンを閉じ込めることが可能であるが，強磁場が必要となるため装置が大型になるという短所がある．

2.2 閉じ込め配位形態の検討

図2.1に形状の異なるRFトラップ電極の模式図を示す．図2.1(a)は多くの実験で用いられている回転双曲型の電極を用いたイオントラップである．この閉じ込め配位では中心の球状の領域が閉じ込め領域で，閉じ込められるイオンは比較的少なく，少数個のイオンを用いた原子分光等の実験に用いられる[4][5][6]．図2.1(b)は直線型イオントラップで，回転双曲型電極では点状であった閉じ込め領域を直線状へと伸ばし，大容量のイオン雲を

葉巻状に閉じ込めることができる．この大容量のイオン雲を利用してイオン結晶の観測等が行われている [7][8]．図 2.1(c) はトロイダルイオントラップで，直線型イオントラップの終端を結んだ形状をしているため直線型イオントラップの特徴である大容量のイオンの閉じ込めがこのイオントラップでも可能であり，さらに閉じ込め領域に終端がないため軸方向の一様性が保たれている [9][10][11]．強結合プラズマとは長距離相互作用が支配的なプラズマのことで，プラズマを構成する全粒子間の多体相互作用がプラズマの物性を決めると考えられる．従って，プラズマの終端は系に何らかの非対称性やひずみを持ち込むことが予想されるため，トロイダルイオントラップを用いることにより少なくとも一自由度に関しては連続なプラズマを得ることは強結合プラズマの物性を詳しく調べる上で重要であると考え，本研究ではトロイダルイオントラップを採用した [12]．

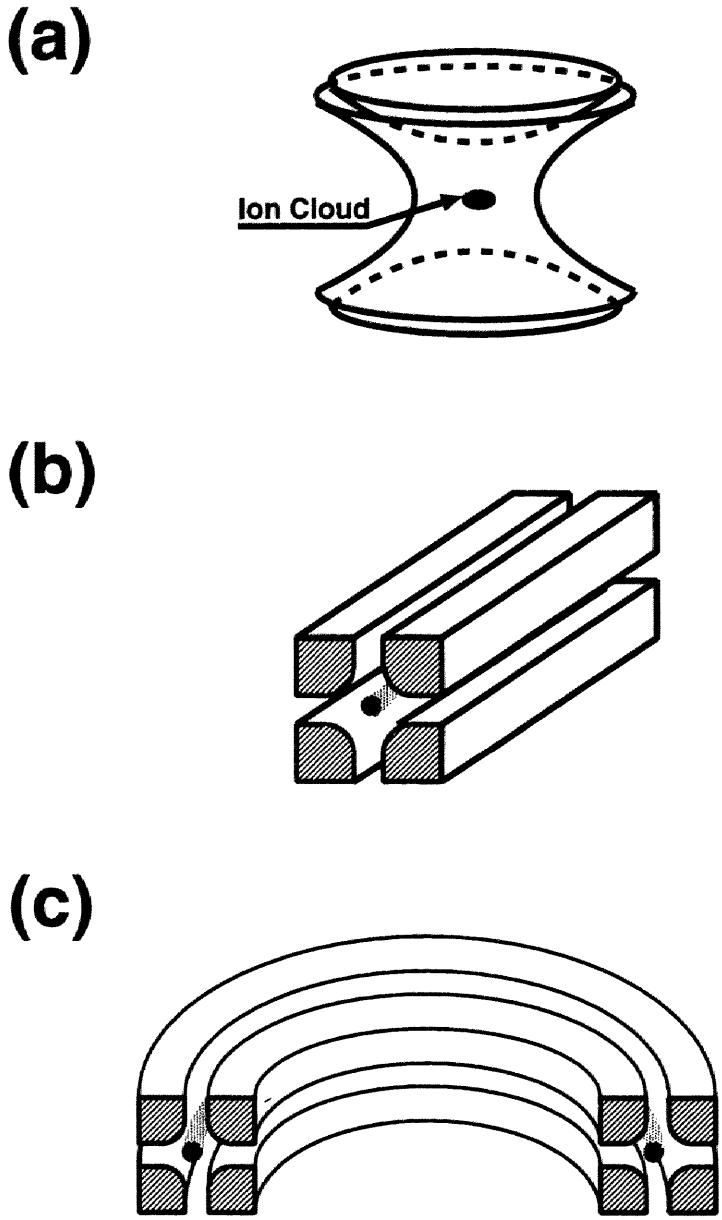

図 2.1: トラップ電極の形状による RF トラップの分類. (a) 回転双曲型トラップ, 閉じ込め領域はトラップ中心の小さな球状の領域. (b) 直線型トラップ, 閉じ込め領域は直線状. (c) トロイダルトラップ, 閉じ込め領域はトーラス方向に一様.

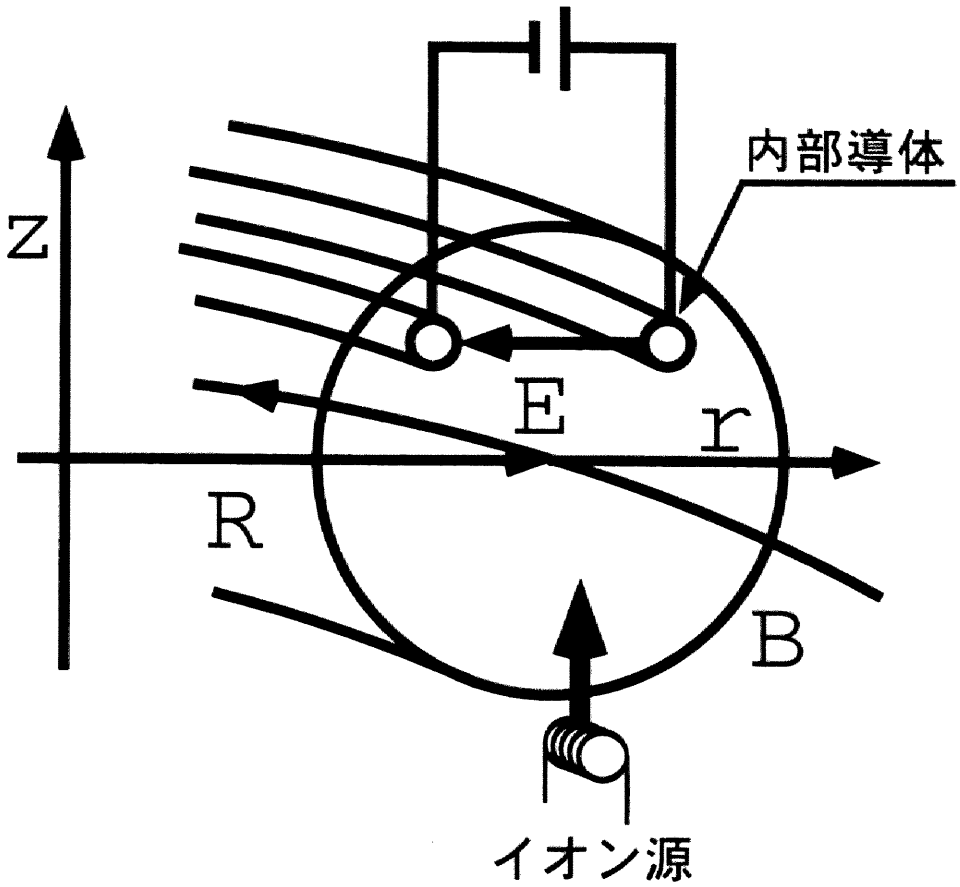

図 2.2: 内部導体トーラス断面図．単純トーラス磁場配位でトーラス上部に内部導体が設置され，トロイダルドリフトを抑える向きに電圧が加えられる．

2.3 単純トーラス磁場配位へのイオン閉じ込め

イオンの閉じ込め法には2.1節でも述べたように高周波電場を用いる方法と静磁場を用いる方法があるが，大容量の一成分プラズマを加熱のない状態で安定に閉じ込めるには静磁場を用いる方法が有利である．そこで，終端の影響のない連続な一成分プラズマの閉じ込め配位として単純トーラス磁場配位でのイオンの閉じ込めを検討した．単純トーラスではイオンはトロイダルドリフトを受けるが，一成分の電荷からなるイオン雲では，イオン自身の空間電荷による径方向の電場がポロイダル回転を生じさせるために，閉じたドルフト面を作ることができる．しかし，そのためには外部から注入したイオンをポロイダル断面中心にある程度滞在させて，空間電荷によるポロイダル回転が始まるようにしなけれ

ばいけない．そのため，図 2.2 に示す内部導体トーラスを考案し，イオンの閉じ込めを検討した．磁場は単純トーラス磁場配位で，トーラス内部の上部には 2 本のリング型の内部導体が設置されている．2 本の内部導体の間には外側に正，内側には負の電圧がかけられており，これにより形成される電場がイオンのトロイダルドリフトを遅くさせる役割を持つ．このような配位でのイオンのドリフト速度 $\boldsymbol{v}_{\mathrm{g}}$ は (2.1) 式で表わされる，

$$\begin{aligned} \boldsymbol{v}_{\mathrm{g}} &= v_{\parallel}\boldsymbol{b} + \frac{\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}}{B^2} + \\ &\quad \frac{v_{\perp}^2}{2q}\frac{m}{B}\frac{\boldsymbol{B}\times\nabla\boldsymbol{B}}{B^2} + \\ &\quad \frac{mv_{\parallel}^2}{qRB}\frac{\boldsymbol{R}\times\boldsymbol{B}}{RB}. \end{aligned} \tag{2.1}$$

ここで，$\boldsymbol{B}$ は閉じ込めの磁束密度，$\boldsymbol{b}$ は $\boldsymbol{B}$ 方向の単位ベクトル，$\boldsymbol{E}$ は内部導体とイオン雲が作る電場，$v_{\parallel}, v_{\perp}$ はそれぞれ $\boldsymbol{v}_{\mathrm{g}}$ の磁場方向と磁場に垂直な方向の速度成分，m, q はそれぞれ荷電粒子の質量と電荷，R は主半径方向の荷電粒子の座標である．(2.1) 式の左辺第 2 項以降はそれぞれ，$\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ ドリフト，$\nabla\boldsymbol{B}$ ドリフトおよび湾曲ドリフトを表わす．図 2.3 に (2.1) 式より計算されたポロイダル断面における荷電粒子のドリフト面 (図 2.3(a),(c)) と $v_{\perp}$ のベクトル場 (図 2.3(b),(d)) を示す．ここではポロイダル断面の中心を原点としている．図中 $\oplus, \ominus$ はそれぞれ内部導体を表わし，磁場は紙面に垂直で紙面に向かう向きである．図 2.3(a) はトラップ中のイオン雲の空間電荷による電場が存在しない場合のドリフト軌道を表わしている．このときのドリフト面は真空容器を切っており，トラップ下部より注入されたイオンはトロイダルドリフトによって真空容器上部で失われる．しかし，容器上部の 2 本の内部導体に適当な電位を与えて，それが作る水平方向の電場による垂直方向のドリフトでトロイダルドリフトを打ち消し，イオンを容器中心に停留させることができる．その様子を示したのが図 2.3(b) である．矢印の向きとその長さはその座標でのドリフ

トの向きと速度を表わす．$r=0$，容器下方 ($z=-20\,\mathrm{mm}$) から注入されたイオンのドリフト速度は内部導体間に近づくにつれて小さくなっていることが分かる．このことからイオンを連続的に注入した場合，内部導体付近にイオンの流れに淀みができると考えられる．このようにしてイオンがトラップ中心に停留し空間電荷ができると考えられる．トーラス中心に空間電荷ができた初期の状態のドリフト面の計算を行ったのが図 2.3(c),(d) である．図 2.3(c) の中心付近に旋回中心の軌道が閉じている領域ができている．これは，いったんイオンがたまればそのイオン雲の作る自己電場による回転変換によりイオンの閉じ込めが行われるからである．これは内部導体型のトロイダルイオントラップによる一成分プラズマ閉じ込めの可能性を示しているが，ここまでの計算ではイオン雲が作る電場をあらかじめ定義し，それと磁場および内部導体が作る電場を考慮して粒子のドリフト面を扱ってきた．

そこで，プラズマが作る自己無撞着な電場を考慮し，多粒子の運動を扱った粒子シミュレーションを行ってこれを調べた．シミュレーションは，長時間スケール化粒子シミュレーションコード LOMEGA[13] を，内部導体を扱えるように変更して行った．LOMEGA は有限要素法を用いており，空間に設定された格子上で場の計算が行われ，その値を補完することにより粒子に働く力を計算する．粒子の運動方程式は陰解法を用いて高周波モードを減衰させて解かれている．高周波モードを減衰させることによりシミュレーションの時間刻み幅を長くとれるため，長時間の旋回中心の軌道を計算することができる．これにより計算された自己無撞着な電場を考慮した旋回中心の時間発展を図 2.4 に示す．時間 T はイオンサイクロトン周波数 ω_{ci} の周期で規格化されており，それぞれ，(a)$T\omega_{\mathrm{ci}}/2\pi=0$, (b)$T\omega_{\mathrm{ci}}/2\pi=300$, (c)$T\omega_{\mathrm{ci}}/2\pi=600$, (d)$T\omega_{\mathrm{ci}}/2\pi=800$ における旋回中心の様子を表わす．図中 $\oplus,\ominus$ はそれぞれ内部導体を表わし，磁場は紙面に垂直で紙面に向かう向きである．時刻 $T/\omega_{\mathrm{ci}}=0$ にイオンはトラップ下部から矩形に導入される (図 2.4(a))．$T/\omega_{\mathrm{ci}}=300$ ではイオン雲は変形して回転しながらポロイダル断面内を上昇する (図 2.4(b))．初期配置

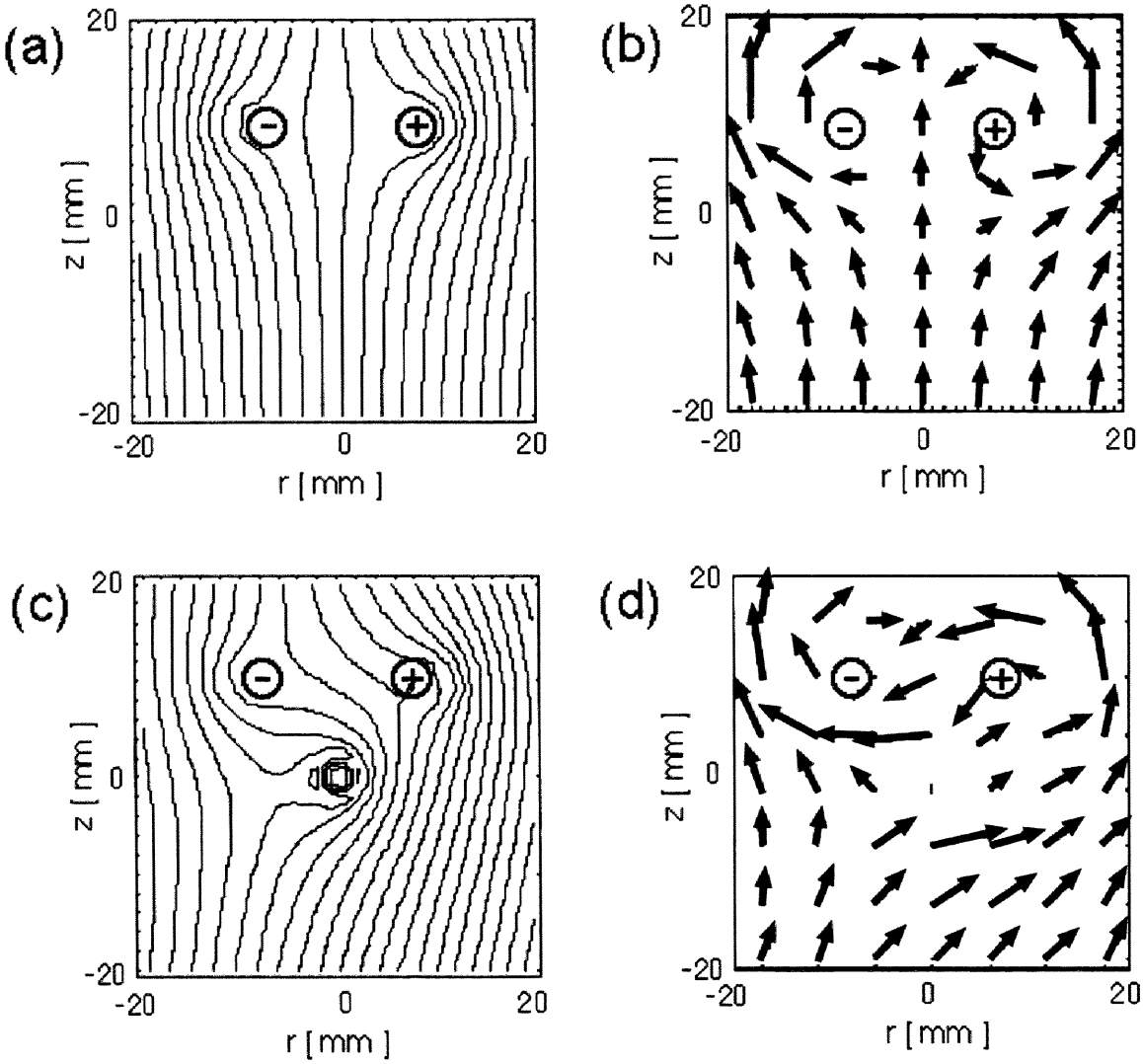

図 2.3: イオンのドリフト面の計算．(a) イオンがない場合のドリフト面，(b) イオンがない場合の $\boldsymbol{v}_\perp$，(c) イオンが断面中心にたまり始めたときのドリフト面，(d) イオンが断面中心にたまり始めたときの $\boldsymbol{v}_\perp$．図中 $\oplus, \ominus$ は内部導体の位置および電位を表わす．

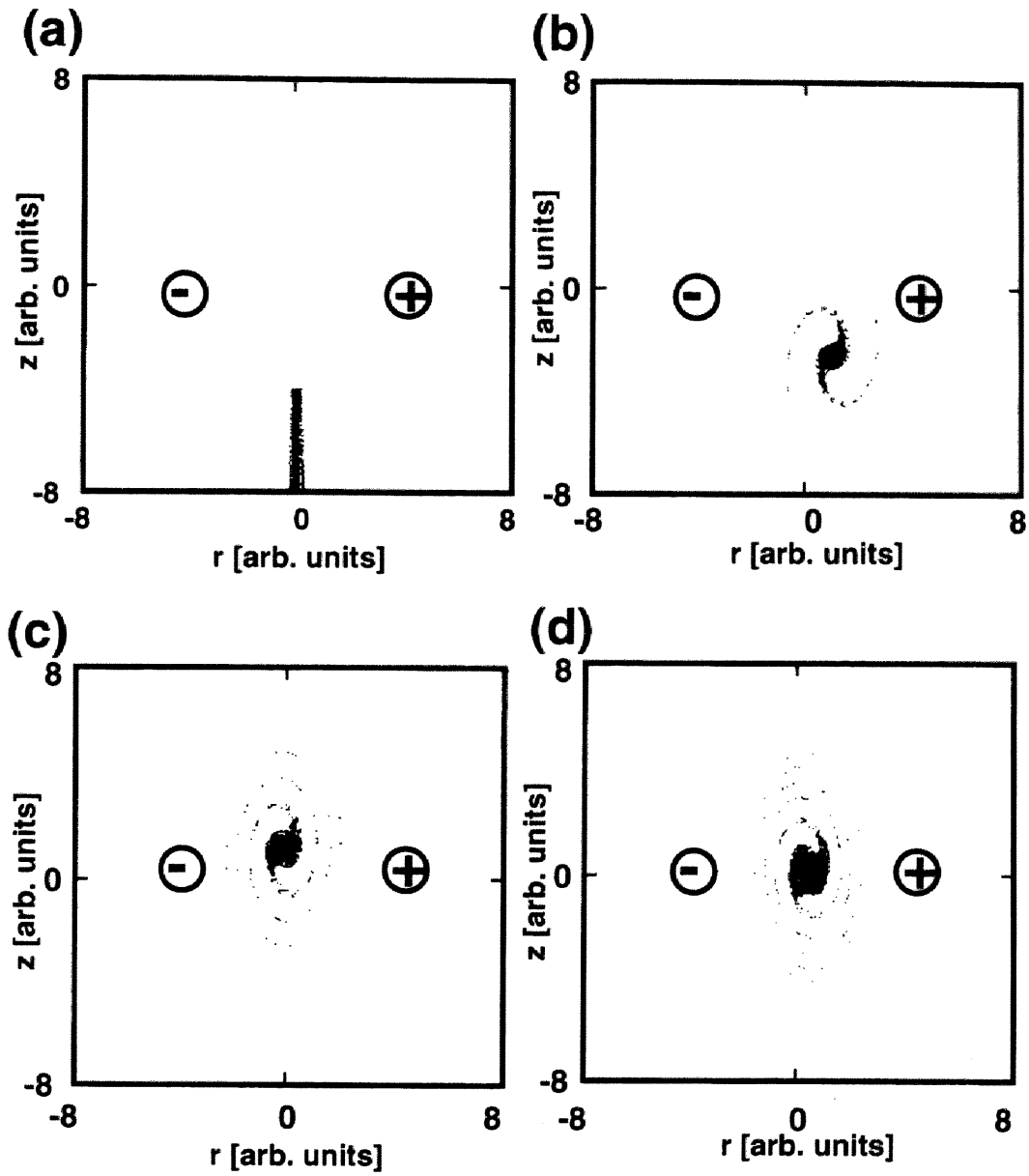

図 2.4: 自己無撞着な電場を考慮した旋回中心の時間発展. (a)$T\omega_{ci}/2\pi = 0$, (b)$T\omega_{ci}/2\pi = 300$, (c)$T\omega_{ci}/2\pi = 600$, (d)$T\omega_{ci}/2\pi = 800$. 図中 $\oplus, \ominus$ は内部導体の位置および電位を表わす.

で矩形の空間分布を持つイオン雲の端にあったイオンは，その周辺でイオン雲の自己電場が強いためイオン雲の中心部より速く回転し本体から引き出され始める．$T/\omega_{\rm ci} = 600$ でイオン雲はいったん内部導体を越えようとするが (図 2.4(c)) 押し戻され，$T/\omega_{\rm ci} = 800$ で内部導体の間にイオン雲は落ち着く (図 2.4(d))．しかし，このイオン雲の腕はその後成長を続け拡散する．この方法で一成分プラズマのトーラス磁場配位での閉じ込めは可能であることが分かったが，イオンの閉じ込め時間はイオンの注入の仕方に大きく依存することが分かった．そこで，もう一つの有力なイオンの閉じ込めの方法として，四重極のトロイダル RF トラップ内に，ガスまたは原子蒸気を電子ビームにより電離して生成したイオンを閉じ込め，その後トーラス磁場を導入しながら RF 電圧を小さくしていくことにより，RF 加熱のない磁場による閉じ込めへと連続的に移行する方法が考えられた．本研究では，トーラス磁場配位による閉じ込めへと移行する前段階として，これまであまり研究されていなかったトロイダル RF トラップを用いてイオンの閉じ込めを行っている．

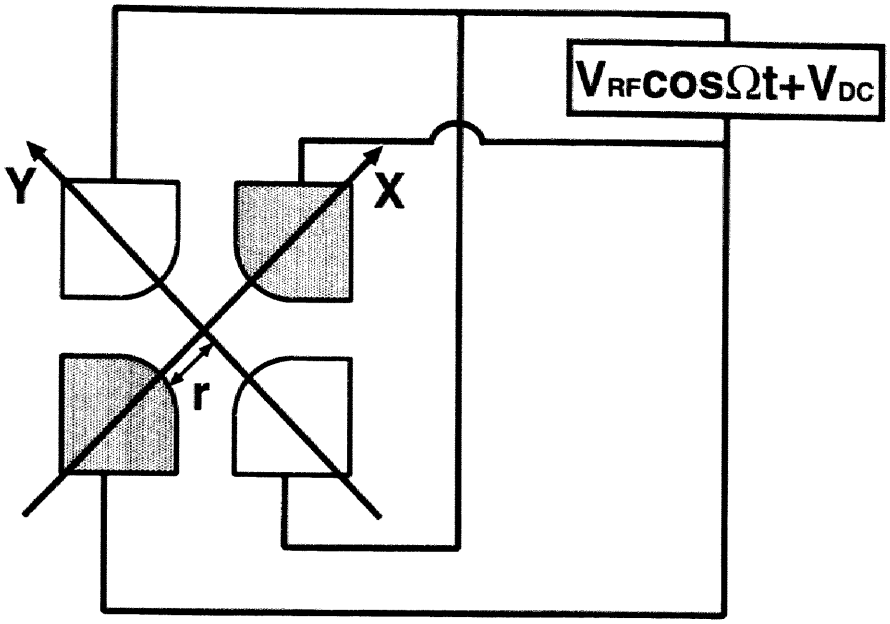

図 2.5: RF トラップ概念図．対角に向かい合う電極は同電位であり，もう一方の電極の組との間に高周波電圧 V_{RF} と定常電圧 V_{DC} が重畳されている．

2.4 RF トラップ閉じ込め原理

本研究で用いた RF トラップによるイオン閉じ込め原理の概略を以下に示す [14]．図 2.5 は四重極 RF トラップの断面模式図である．双曲形の電極の対角方向に向かい合う電極同士を組として図のように定常電圧に高周波電圧を重畳した，$U = V_{\mathrm{RF}} \cos \Omega t + V_{\mathrm{DC}}$ を加えたとき 4 つの電極で囲まれた空間の中心付近には，(2.2) 式のポテンシャルが形成される．

$$\phi = \frac{V_{\mathrm{RF}} \cos \Omega t + V_{\mathrm{DC}}}{2r^2}(-x^2 + y^2). \tag{2.2}$$

ここで，V_{RF}，V_{DC} はそれぞれ電極に加えられた高周波電圧と定常電圧の大きさ，Ω は高周波電圧の角振動数であり，r はトラップ中心から電極表面までの距離である．図 2.6(a),(b) は (2.2) 式で表わされるトラップ中心付近の振動ポテンシャルを表わす．このポテンシャルによりトラップ中心から離れるほどに強くなる高周波電場ができる．このような非一様な電場中の荷電粒子には，高周波の周期にわたり時間平均すると中心方向へ向かうポンデ

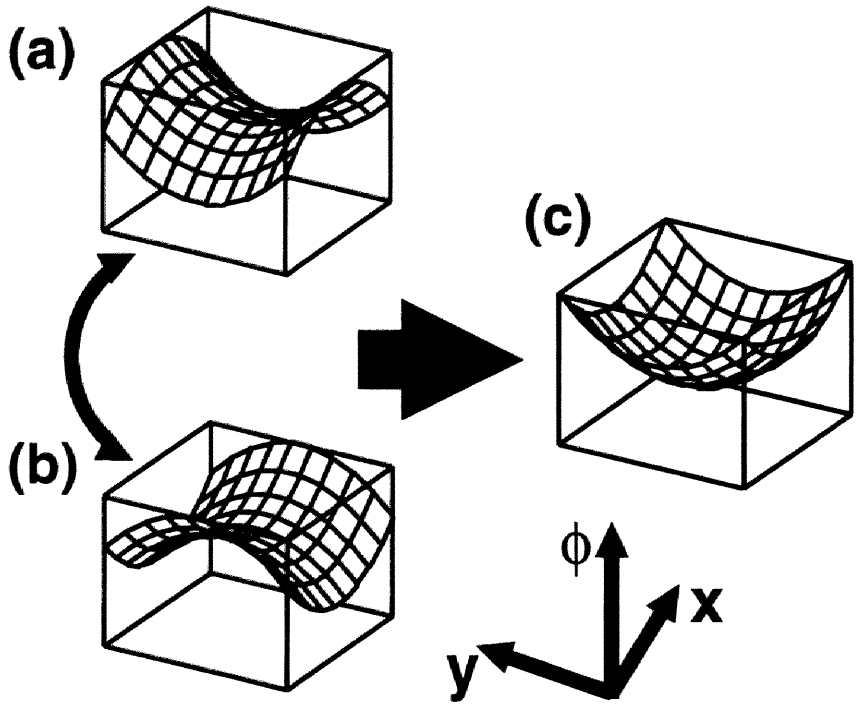

図 2.6: トラップ電極による振動電位および閉じ込めポテンシャル．(a),(b) トラップ電極に加えた高周波電圧により電極間に作られる振動電位．(c) 時間平均したときにイオンが感じる閉じ込めポテンシャル．

ラモーティブ力が働き，荷電粒子が 3 次元的に閉じ込められる．この振動ポテンシャル中でのイオンの運動方程式は

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = e\frac{V_{\mathrm{RF}}\cos\Omega t + V_{\mathrm{DC}}}{r^2}x, \tag{2.3}$$

$$m\frac{d^2y}{dt^2} = -e\frac{V_{\mathrm{RF}}\cos\Omega t + V_{\mathrm{DC}}}{r^2}y, \tag{2.4}$$

となる．ここで m はイオンの質量，e は素電荷を示す．

$$\nu = \frac{\Omega t}{2}, \tag{2.5}$$

$$a_x = -a_y = -\frac{4eV_{\mathrm{DC}}}{mr^2\Omega^2}, \tag{2.6}$$

$$q_x = -q_y = \frac{2eV_{\mathrm{RF}}}{mr^2\Omega^2}, \tag{2.7}$$

という置き換えを行うことにより，(2.3),(2.4) 式は Mathieu 方程式に変形される [14].

$$\frac{d^2A_i}{d\nu^2} + (a_i - 2q_i\cos 2\nu)A_i = 0. \tag{2.8}$$

ただし，$i = x, y$ で A_x, A_y はそれぞれイオンの x, y 座標である．(2.8) 式の解は a_i, $q_i << 1$ のとき

$$A_i(t) = A_{0i}(1 + \frac{q_i}{2}\cos\Omega t)\cos\omega_{\mathrm{ion}}t, \tag{2.9}$$

となる [14]．ここで，

$$\omega_{\mathrm{ion}} = 2\pi f_{\mathrm{ion}} = \beta_i\Omega/2, \tag{2.10}$$

$$\beta_i^2 = a_i + q_i^2/2, \tag{2.11}$$

$f_{\mathrm{ion}} = \omega_{\mathrm{ion}}/2\pi$ は閉じ込めポテンシャル中でのイオンの固有振動数を示す．今の条件では a_i, q_i, $\beta_i << 1$ であり，イオンは $\Omega/2\pi$ という閉じ込め用 RF 電圧の振動数で小さく振動しながら以下のような疑似ポテンシャル中でゆっくりと振動しているように振る舞う．

$$\phi(x, y) = \frac{m\Omega^2}{8e}(\beta_x^2x^2 + \beta_y^2y^2). \tag{2.12}$$

このとき $\beta_i = 0$ では i 方向のポテンシャルが 0 となりイオンを閉じ込めることはできない．また，$\beta_i = 1$ ではイオンの i 方向の調和振動の振動数が閉じ込め電圧の周波数と同じになり閉じ込め電場によって荷電粒子の振動振幅が大きくなるため閉じ込めができなくなる．したがって RF トラップは図 2.7 の斜線で示す $0 < \beta_i < 1$ を満たす範囲のトラップパ

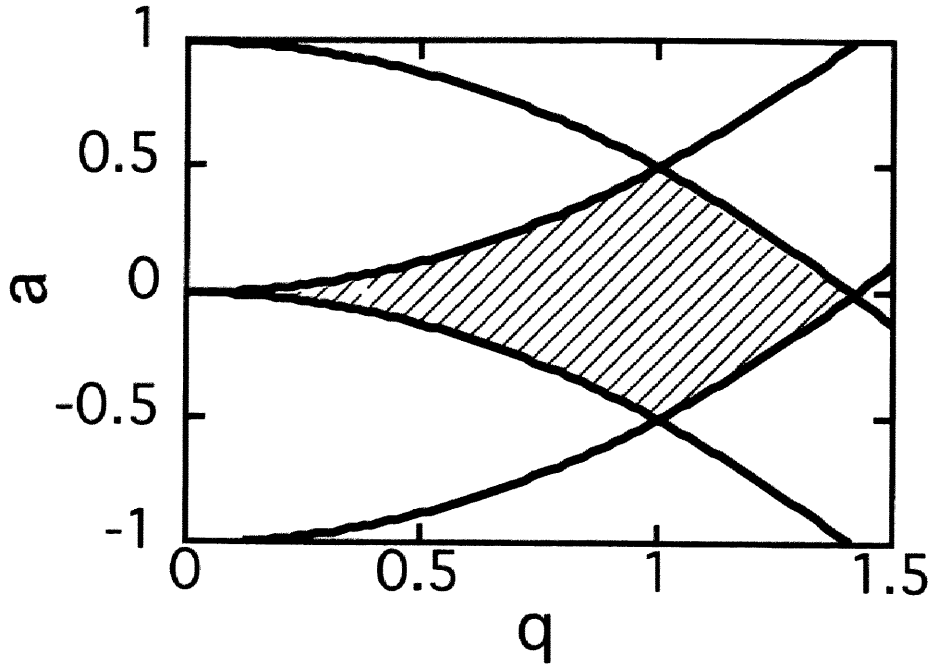

図 2.7: RF トラップによる閉じ込めの安定領域 (斜線部). q : V_{RF} に依存する無次元量, a : V_{DC} に依存する無次元量.

ラメータにおいてイオンを閉じ込めることが可能である.

参考文献

[1] R. C. Thompson: Adv. At. Mol. Phys. **31** (1993) 63.

[2] H. G. Dehmelt: Adv. At. Mol. Phys. **3** (1967) 53.

[3] H. G. Dehmelt: Adv. At. Mol. Phys. **5** (1969) 109.

[4] R. F. Wuerker, H. Shelton, and R. V. Langmuir: J. Appl. Phys. **30** (1959) 342.

[5] S. Urabe, K. Hayasaka, M. Watanabe, H. Imajo, and R. Ohmukai: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 1590.

[6] G. Ritter and U. Eichmann: J. Phys. B **30** (1997) L141.

[7] M. G. Raizen, J. M. Gilligan, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland: Phys. Rev. A **45** (1992) 6493.

[8] M. Drewsen, C. Brodersen, L. Hornekær, J. S. Hangst, and J. P. Schiffer: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 2878.

[9] D. A. Church: J. Appl. Phys. **40** (1969) 3127.

[10] I. Waki, S. Kassner, G. Birkl, and H. Walther: Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 2007.

[11] G. Birkl, S. Kassner, and H. Walther: Nature **357** (1992) 310.

[12] M. Aramaki, Y. Sakawa, and T. Shoji: Jpn. J. Appl. Phys. **39** (2000) L246.

[13] W. Horton, T. Tajima, and T. Kamimura: Phys. Fluids **30** (1987) 3485.

[14] D. J. Wineland, W. M. Itano, and R. S. Van Dyck,JR. : Adv. At. Mol. Phys. **19** (1983) 135.

第3章 測定原理

3.1 RF共鳴吸収法

イオントラップ中のイオンの粒子数の電気的計測法としてRF共鳴吸収法を用いた[1][2]. 図3.1(a)にトラップ電極断面，トラップ駆動用電源およびRF共鳴吸収法による測定系を示す．四重極RFトラップではトラップ断面の対角線上に向かい合う電極同士が組になっており，その一方にはトラップ駆動用の電源が接続され，もう一方の組は接地されている．これにより電極間には，イオントラップの中心で最小となり電極に近付くにつれて振幅の大きくなる不均一な高周波電場が作られ，(2.12)式のような閉じ込めポテンシャルが形成される．この閉じ込めポテンシャル中のイオンはf_{ion}の固有振動数を持つ．接地側の電極間にはC_{r}, L_{r}からなる並列共振回路と発振器が取りつけられており，共振回路の共振周波数$f_{\mathrm{r}}(=1/2\pi\sqrt{L_{\mathrm{r}}R_{\mathrm{r}}})$は発振器の周波数$f_{\mathrm{ion}}$と等しくなるように調整されている．イオン検出用の信号は発振器によって高抵抗R_{p}を介して電極間に加えられている．図3.1(b)はイオントラップ中にイオンがない状態でのイオン測定系の等価回路であり，トラップ電極は容量C_{i}のコンデンサーで表わされる．$f_{\mathrm{p}}=f_{\mathrm{r}}$で電極間は高インピーダンスとなり振幅$V_0$の電圧がかかる．図3.1(c)はイオンが閉じ込められている場合の等価回路で，電極とイオンからなる部分は$R_{\mathrm{i}}, L_{\mathrm{i}}, C_{\mathrm{i}}$からなる直列共振回路で表わされ，その共振周波数は$f_{\mathrm{ion}}$である．ここで，あらかじめ$f_{\mathrm{ion}}=f_{\mathrm{r}}$としておき$f_{\mathrm{p}}$をその前後で掃引する，あるいは$f_{\mathrm{p}}=f_{\mathrm{r}}$として$f_{\mathrm{ion}}$をその前後で掃引することにより，$f_{\mathrm{ion}}=f_{\mathrm{p}}=f_{\mathrm{r}}$においてイオンが検出信号と共鳴し電極間のインピーダンスが下がり電極間電圧が降下する．このイオンの

共鳴による電圧降下の大きさは

$$Y_{\mathbf{max}} = \frac{|V_0| - |V_1|}{|V_0|}, \tag{3.1}$$

で表わされる．ここで V_1 はイオン共鳴時の電極間電圧である．共鳴信号の半値幅 Δf および Y_{max} はイオントラップ中のイオン数 N と以下の関係があることが知られている [2]

$$Y_{\mathrm{max}}(2\pi\Delta f) = N(\Gamma^2 e^2/4mr^2)[R_{\mathrm{p}}/(1 + R_{\mathrm{p}}\mathrm{G}_0)]b. \tag{3.2}$$

ここで，Γ は電極形状に起因する補正係数，e, m はそれぞれイオンの電荷と質量，G_0 は $C_{\mathrm{r}}, L_{\mathrm{r}}$ 並列共振回路のアドミッタンスであり，b は $((2 - 1.5Y_{\mathrm{max}})/(2 - 0.5Y_{\mathrm{max}}))^{1/2}$ で定義される．

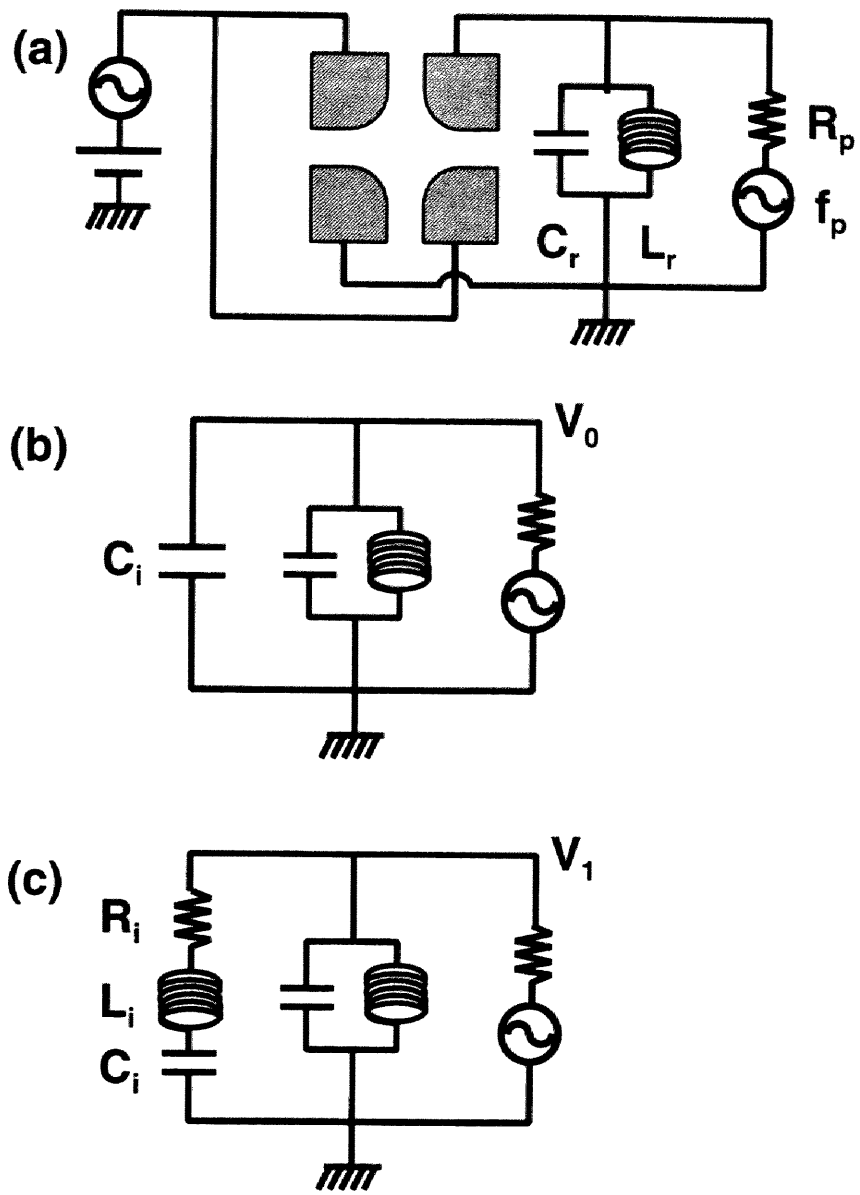

図 3.1: イオン雲と測定系の等価回路. (a)RF 共鳴法測定系模式図, (b) トラップ中にイオンが存在しない場合の等価回路, (c) イオンが閉じ込められている場合の等価回路.

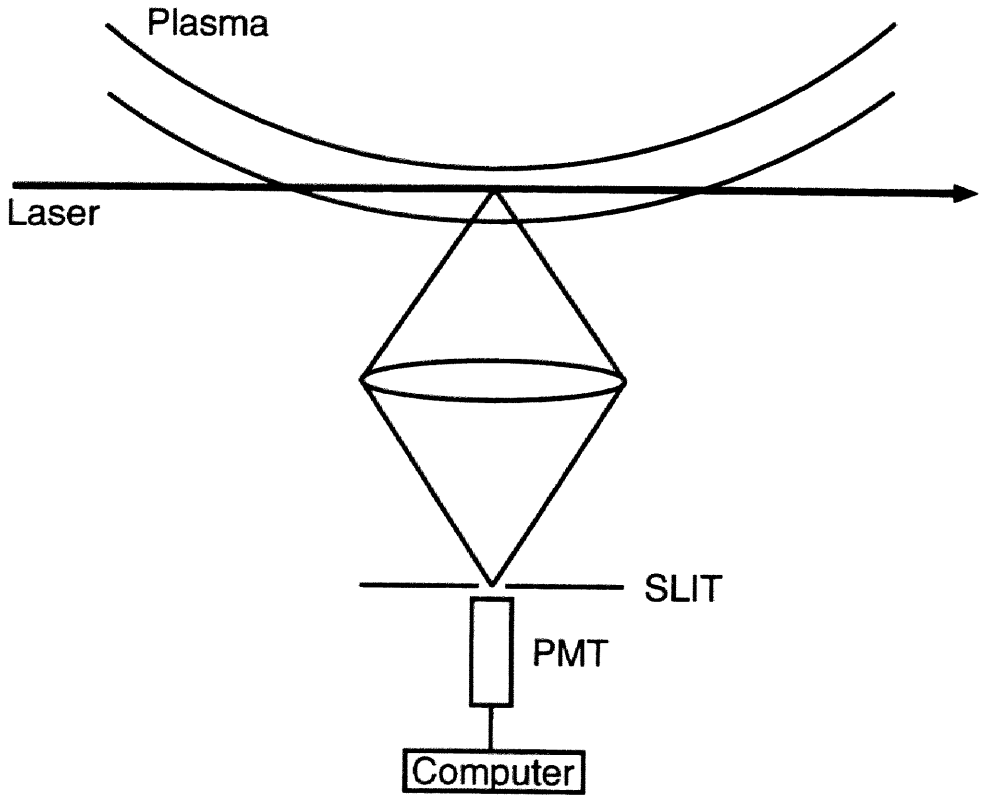

図 3.2: レーザー誘起蛍光法による測定の概念図．レーザーはトロイダルプラズマに接線方向から入射される．

3.2 レーザー誘起蛍光法

イオントラップ中のイオンの速度分布関数，密度の空間分布測定にはレーザー誘起蛍光法を用いた [3][4][5][6]．レーザー誘起蛍光法とは測定対象 (原子，イオン等) をその共鳴線の波長に同調したレーザー光により励起し，これらが下準位へと遷移するときの発光を測定することによりそれらの密度や温度の情報を得る測定法であり，空間分解測定が可能であること，そして検出感度が高いことが特徴である．図 3.2 は本研究で用いたレーザー誘起蛍光法による測定の概念図である．測定対象である一成分プラズマはトロイダル RF トラップ中に閉じ込められておりトーラス型をしている．計測用レーザーはトーラスの接線方向より入射されており，イオンの蛍光は光学系により集光され光電子増倍管 (PMT) により光子計数されている．計測のポロイダル断面内における空間分解能はレーザーの径

を絞ることによって得ており (0.1 mm)，トーラス方向の分解能はPMTの前に設置されているスリットにより得ている (0.5 mm)．計測用レーザーの波長を共鳴線の波長前後で掃引して計測したイオン雲のドップラー広がりからイオン温度を見積った．本研究では，後述するように Ca^+ イオンの3準位系 (図4.2) を利用したレーザー誘起蛍光法で計測しているが，準安定状態を十分な強度のレーザー光で再励起しているためここでは2準位系で近似し，以下のようにしてイオン密度を概算した．

イオンのドップラー広がり $(\Delta\nu)_{\mathrm{D}}$，自然広がり $(\Delta\nu)_{\mathrm{N}}$，計測用レーザーのスペクトルの広がり $(\Delta\nu)_{\mathrm{L}}$ を考慮し，2準位系のイオンのレート方程式を

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}n_2(\nu_\xi) &= B_{12}n_1(\nu_\xi)\int_0^\infty d\nu u(\nu,\nu_{0\mathrm{L}})g(\nu,\nu_\xi)\\ &\quad -B_{21}n_2(\nu_\xi)\int_0^\infty d\nu u(\nu,\nu_{0\mathrm{L}})g(\nu,\nu_\xi)\\ &\quad -A_{21}n_2(\nu_\xi),\end{aligned} \tag{3.3}$$

と表わす [7]．ここで，$n_1(\nu_\xi), n_2(\nu_\xi)$ はそれぞれ周波数 ν_ξ に共鳴中心を持ち $^2\mathrm{S}_{1/2}, ^2\mathrm{P}_{1/2}$ 準位にあるイオンの密度で，全イオン密度を n_{i}，速度分布関数を周波数表現にした $f(\nu_\xi)$ とすると $n_1(\nu_\xi)+n_2(\nu_\xi)=n_{\mathrm{i}}f(\nu_\xi)$ の関係にある．A_{21}, B_{12}, B_{21} はそれぞれ自然放出，吸収，誘導放出のアインシュタイン係数，$u(\nu,\nu_{0\mathrm{L}})$ は中心周波数が $\nu_{0\mathrm{L}}$ のレーザーのエネルギー密度スペクトル，$g(\nu,\nu_\xi)$ は中心周波数 ν_ξ における自然広がりの形状を表わす．(3.3) 式の定常解の ν_ξ による積分は，

$$n_2 = \int_0^\infty n_2(\nu_\xi)d\nu_\xi \tag{3.4}$$

$$= \frac{g_2}{g_1+g_2}n_{\mathrm{i}}\int_0^\infty d\nu_\xi f(\nu_\xi)\frac{\frac{g_1+g_2}{g_1}\frac{c^3}{8\pi h\nu^3}\int_0^\infty d\nu u(\nu,\nu_{0\mathrm{L}})g(\nu,\nu_\xi)}{1+\frac{g_1+g_2}{g_1}\frac{c^3}{8\pi h\nu^3}\int_0^\infty d\nu u(\nu,\nu_{0\mathrm{L}})g(\nu,\nu_\xi)}, \tag{3.5}$$

と示される．ここで，g_1, g_2 はそれぞれ $^2\mathrm{S}_{1/2}, ^2\mathrm{P}_{1/2}$ 準位の縮退度である．$(\Delta\nu)_{\mathrm{D}} \gg (\Delta\nu)_{\mathrm{N}} \gg (\Delta\nu)_{\mathrm{L}}$ の条件で以下のローレンツ型の $g(\nu,\nu_{0\mathrm{N}})$，ガウス型の $f(\nu,\nu_{0\mathrm{D}})$，そしてレーザーは

単色光としてデルタ関数で定義した $u(\nu, \nu_{0\mathrm{L}})$ を用いる．

$$g(\nu, \nu_{0\mathrm{N}}) = \frac{(\Delta\nu)_\mathrm{N}}{2\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_{0\mathrm{N}})^2 + \{(\Delta\nu)_\mathrm{N}/2\}^2}, \tag{3.6}$$

$$f(\nu, \nu_{0\mathrm{D}}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\ln 2}}{(\Delta\nu)_\mathrm{D}} \exp\left[-\left\{\frac{2(\nu - \nu_{0\mathrm{D}})}{(\Delta\nu)_\mathrm{D}}\right\}^2 \ln 2\right], \tag{3.7}$$

$$u(\nu, \nu_{0\mathrm{L}}) = \frac{I(\nu)}{c} \delta(\nu - \nu_{0\mathrm{L}}). \tag{3.8}$$

ここで，$I(\nu)$ はレーザー強度，c は光速である．これらを (3.5) 式に代入し積分を実行することにより (3.9) 式を得る．

$$n_2 = \frac{g_2}{g_1 + g_2} n_\mathrm{i} f(\nu_{0\mathrm{L}}, \nu_{0\mathrm{D}}) \frac{\pi}{2} (\Delta\nu)_\mathrm{N} \frac{S}{\sqrt{1+S}}. \tag{3.9}$$

ただし，S は，

$$S = u(\nu_{0\mathrm{L}}) \Big/ \frac{g_1}{g_1 + g_2} \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{\pi}{2} (\Delta\nu)_\mathrm{N}, \tag{3.10}$$

で定義される飽和パラメータである．一方，単位時間に光電子増倍管で測定される光子数 ψ は，

$$\psi = V n_2 A_{21} Q d\Omega / 4\pi, \tag{3.11}$$

と表わされる．ここで V はプラズマの観測体積，Q は光学系の透過効率と光電子増倍管の量子効率の積，$d\Omega$ は光学系の立体角である．(3.9),(3.11) 式を n_i について解くことにより閉じ込められたイオン密度を得る．

$$n_\mathrm{i} = \frac{8\psi}{V A_{21} Q d\Omega} \frac{g_1 + g_2}{g_2} \frac{1}{f(\nu_{0\mathrm{L}}, \nu_{0\mathrm{D}})} \frac{1}{(\Delta\nu)_\mathrm{N}} \frac{\sqrt{1+S}}{S}. \tag{3.12}$$

3.3 イオン閉じ込め時間測定法

3.3.1 電子ビームのパルス変調による閉じ込め時間計測法

RF トラップ中のイオンはトラップの閉じ込め領域内に入射された電子ビームによって生成されている．このとき，イオントラップ中の全イオン数 N は以下のような粒子バランスの式に従う，

$$\frac{d}{dt}N = \frac{\sigma n_0 l}{e} I_{\mathrm{B}} - \frac{N}{\tau}, \tag{3.13}$$

σ は電子ビームによるガスの電離断面積，n_0 は中性ガス密度，l は電子ビームがイオンの閉じ込め領域と交差する長さ，e は素電荷，I_{B} は電子ビーム電流，τ はイオンの粒子閉じ込め時間を表わす．通常イオンの閉じ込め時間はイオン生成停止後のイオン数の変化を測定し，$N(0)\exp(-t/\tau)$ でカーブフィットすることにより求められている．ただし，$N(0)$ はイオン生成時の粒子数である．しかし，電子銃の時間応答の速さが閉じ込め時間に対して十分でない場合，(3.13) 式において電子銃のヒーター電源遮断後 I_{B} の減衰中にイオンを生成する効果を無視することはできない．このとき，電子銃のヒーター電源停止後の粒子バランスは (3.14) 式のようになる．

$$\frac{d}{dt}N = \frac{\sigma n_0 l}{e} I_{\mathrm{B0}} \exp(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{B}}}) - \frac{N}{\tau}. \tag{3.14}$$

ここで I_{B0} は $t=0$ での電子ビーム電流，τ_{B} は電子銃のフィラメントの電源停止後の電子ビームの減衰時間である．この実験の粒子数の範囲では τ が N に依存しないと仮定すると，これを解くことにより

$$N(t) = N(0)\exp(-\frac{t}{\tau}) + \frac{\sigma n_0 l}{e} I_{\mathrm{B0}} \frac{\tau \tau_{\mathrm{B}}}{\tau - \tau_{\mathrm{B}}} (\exp(-\frac{t}{\tau}) - \exp(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{B}}})), \tag{3.15}$$

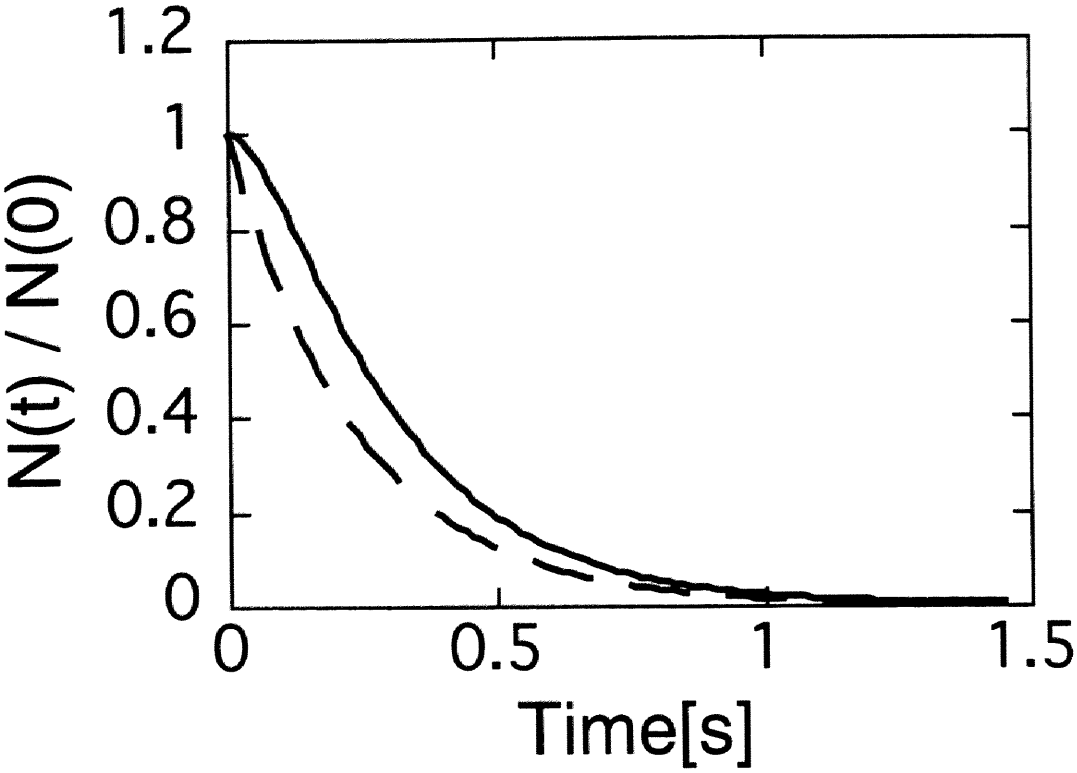

図 3.3: イオントラップ中の全イオン数の減衰曲線 (実線: $\tau = 0.4\,\mathrm{s}, \tau_{\mathrm{B}} = 0.1\,\mathrm{s}$, 破線 : $\tau = 0.4\,\mathrm{s}, \tau_B = 0.0\,\mathrm{s}$).

を得る．右辺第二項が電子銃の有限な時間応答による影響を示す．これにバッファガスクーリングを行わない場合の典型的なパラメータ ($\tau = 0.4$ s, $\tau_{\mathrm{B}} = 0.1$ s) を代入した例が図 3.3 である．イオンの閉じ込め時間に対して電子銃の時間応答が十分でないため，減衰曲線はふくらみをもつ形へと変形される．このためバッファガスクーリングを行っていない場合の τ の見積もりには (3.15) 式を用いた [8]．バッファガス冷却を行った場合はイオンの閉じ込め時間が数十秒以上へと改善されるため，電子銃の応答時間は無視して (3.15) 式の右辺第一項のみを用いて τ を見積もった．

次に新しく開発したビーム正弦波変調法を紹介する．この方法では電子ビーム電流とイオン数の振動成分である $\widetilde{I}_{\mathrm{B}}$ と $\widetilde{N}$ との位相差から τ を導出するため，I_{B} の減衰特性によらずに τ が計測できる．この方法は電子銃を切らずに微小な変調を加えるだけで，しかもビームを切る方法よりも精度よく計測できる特徴を持つ．

3.3.2 電子ビームの正弦波変調による閉じ込め時間計測法

I_{B} に外部より角振動数 ω_0 の微小な変調を与えてそれに対する粒子数の応答を調べる．

$$I_{\mathrm{B}} = I_{\mathrm{B0}} + \widetilde{I_{\mathrm{B}}} = I_{\mathrm{B0}}(1 + \varepsilon \sin \omega_0 t). \tag{3.16}$$

ここで，$\varepsilon \ll 1$ である．以下 ~ の付いた変数は一次の微小量で，添字 0 は定常値を示す．また，電子放出のフィラメント電流を変調して電子ビームの密度を変え I_{B} の変調を行っている．電子の速度は加速電圧を一定に保っているために一定であり，ガスの電離断面積は変化しない．そのため N の変調は I_{B} のそれに比例すると考えられる．粒子数を，

$$N = N_0 + \widetilde{N}, \tag{3.17}$$

のように定常な値と電子ビーム変調による一次の振動項とに分離する．これを (3.13) 式に代入して ε の一次の項を比較することによって

$$\frac{d}{dt}\widetilde{N} = \frac{\sigma n_0 l}{e}\widetilde{I_B} - \frac{\widetilde{N}}{\tau}, \tag{3.18}$$

となる．ただし，$\widetilde{I_{\mathrm{B}}}$, $\widetilde{N}$ による τ の変化はないものと仮定している．これをフーリエ変換することにより

$$\widetilde{N}(\omega) = \frac{i\sigma n_0 l I_{\mathrm{B0}} \varepsilon \left[\delta(\omega_0 + \omega) - \delta(\omega_0 - \omega)\right]}{2e(i\omega + 1/\tau)}, \tag{3.19}$$

を得る．これより

$$\widetilde{N}(t) = \varepsilon \frac{\sigma n_0 l I_{\mathrm{B0}}}{e} \frac{1}{\sqrt{\omega_0^2 + 1/\tau^2}} \sin(\omega_0 t - \phi), \tag{3.20}$$

$$\phi = \tan^{-1}(\omega_0 \tau), \tag{3.21}$$

が得られる．つまり，電子ビーム電流の摂動に対する粒子数の変化の位相差 ϕ を測定すれば (3.21) 式より閉じ込め時間 τ を知ることができる [9][10][30]．この測定法では $\widetilde{N}$ と $\widetilde{I_{\mathrm{B}}}$ の同期検波によって ϕ を求めるため，ノイズによる影響が非常に小さい．よって，$\widetilde{I_{\mathrm{B}}}$ を小さくしても大きな S/N 比で閉じ込め時間の測定が可能である．さらに，ϕ をモニタすることにより閉じ込め時間の変化をプラズマを乱さず定常的に測定することができる．(3.21) 式より，$\omega_0\tau$ が小さい領域では $\phi \propto \omega_0\tau$ で $\omega_0\tau$ が大きいと $\phi \sim \pi/2$ となり ϕ は $\omega_0\tau$ に依存しなくなる．従って，ϕ を測定し τ を求めるには $\omega_0\tau \ll 1$ となるような ω_0 での変調が望ましいことがわかる．ただし，イオンが冷却されて閉じ込め時間が長くなった場合，$\omega_0\tau \ll 1$ を満たし精度良く ϕ を求めるには変調周波数を低くしなければならず，非常に長時間にわたる計測が必要となる．

参考文献

[1] D. J. Wineland and H. G.Dehmelt: J. Appl. Phys. **46** (1975) 919.

[2] M. N. Gaboriaud, M. Desaintfuscien, and F. G. Major: Int. J. Mass Spectrom. & Ion Phys. **41** (1981) 109.

[3] J. Yoda and K. Sugiyama: Jpn. J. Appl. Phys. **31** (1992) 3750.

[4] S. Urabe, H. Imajo, K. Hayasaka, and M. Watanabe: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) L1532.

[5] S. Urabe, H. Imajo, K. Hayasaka, and M. Watanabe: J. Mod. Opt. **39** (1992) 417.

[6] 荒巻 光利, 坂和 洋一, 庄司 多津男, 早坂 和弘: プラズマ・核融合学会誌 (投稿中)

[7] 浜本 誠, 前田 三男, 村岡 克紀, 赤崎 正則: 九大総合理工学研究科報告 **2** (1981) 43.

[8] 荒巻 光利, 坂和 洋一, 庄司 多津男, 早坂 和弘: プラズマ・核融合学会誌 (2001 年 3 月号 掲載予定)

[9] T. Shoji, RFC and TEXTOR Group: Institute of Plasma Physics Reserch Report **IPPJ-795** (1986).

[10] M. Aramaki, Y. Sakawa, and T. Shoji: Jpn. J. Appl. Phys. **39** (2000) L246.

第4章 実験装置

4.1 実験装置概要

図4.1に実験装置の平面図を示す．イオンの閉じ込めに用いたトロイダルRFトラップは，150mm × 150mm × 150mmのステンレス製真空容器中に設置されている．真空容器は4×10^{-9} Torr以下まで排気された後$10^{-8} \sim 10^{-5}$ TorrのArガスあるいはCaガスで満たされる．トーラス内には電子銃が設置されており，これによって入射される電子ビームによる原子の衝突電離によりイオンは生成される．Ar^+イオンを用いた実験では，イオンの測定にRF共鳴吸収法を用いた．一方，Ca^+イオンを用いた実験では，レーザー誘起蛍光法によりイオンの計測を行った．図4.2はレーザー誘起蛍光法による計測に用いたCa^+イオンのエネルギー準位である．蛍光の計測には$^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$遷移(397 nm光で励起)を用いたが，$^2P_{1/2}$準位は準安定状態である$^2D_{3/2}$準位へも遷移する．そのため，Ca^+イオンが$^2D_{3/2}$準位に溜ることを避けるために，866 nm光により$^2D_{3/2}$を$^2P_{1/2}$準位へと励起する必要がある．ここで，十分な強度の866 nm光が入射されていると仮定し，レート方程式よりイオン密度を概算する際には，3準位系を2準位系で近似した(3.2節)．$^2S_{1/2}$準位および$^2D_{3/2}$準位を$^2P_{1/2}$準位へと励起する397 nmおよび866 nmのレーザー光は真空容器外で重ね合わされて，トーラスの接線方向よりプラズマに入射される．

これらのレーザー光の波長は波長計により数pm(数GHz)の精度で測定されるが，これは数千Kのイオンのドップラー広がりと同程度であり十分な精度ではない．そのためホローカソードを用いて光ガルバノ分光を行い，これらのレーザー光の周波数を精密にCa^+

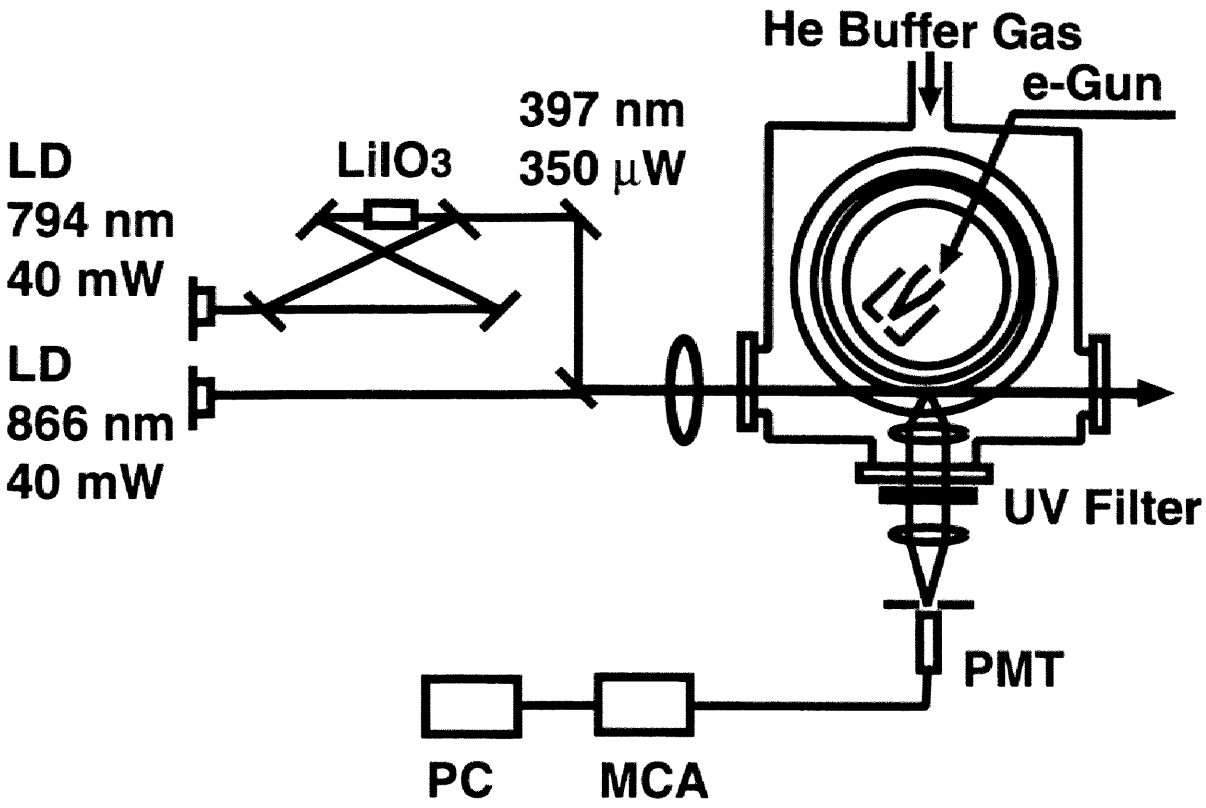

図 4.1: イオントラップおよび光学的イオン計測系の概要 (平面図).

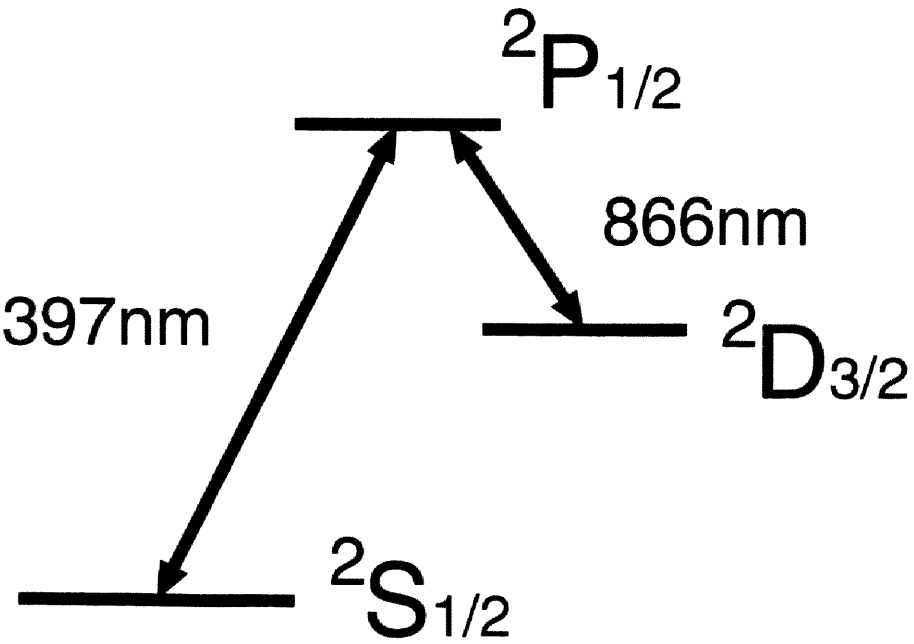

図 4.2: レーザー誘起蛍光法による計測に用いた Ca^+ イオンのエネルギー準位.

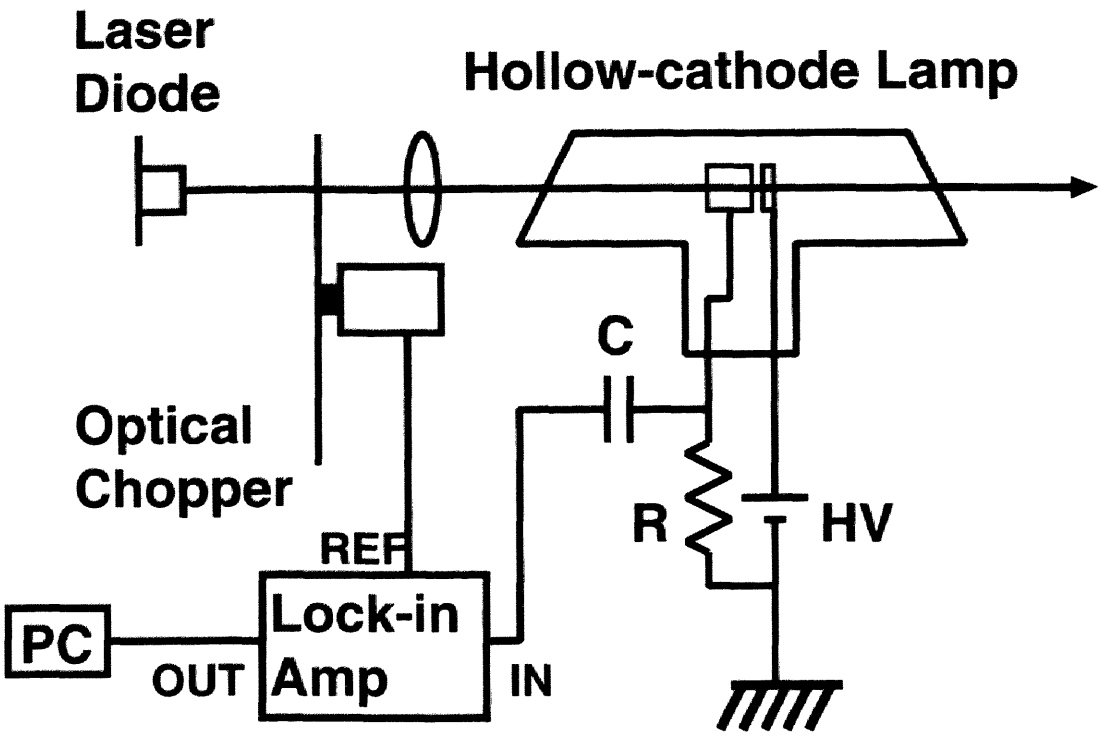

図 4.3: 光ガルバノ分光を用いたレーザー波長の精密調整.

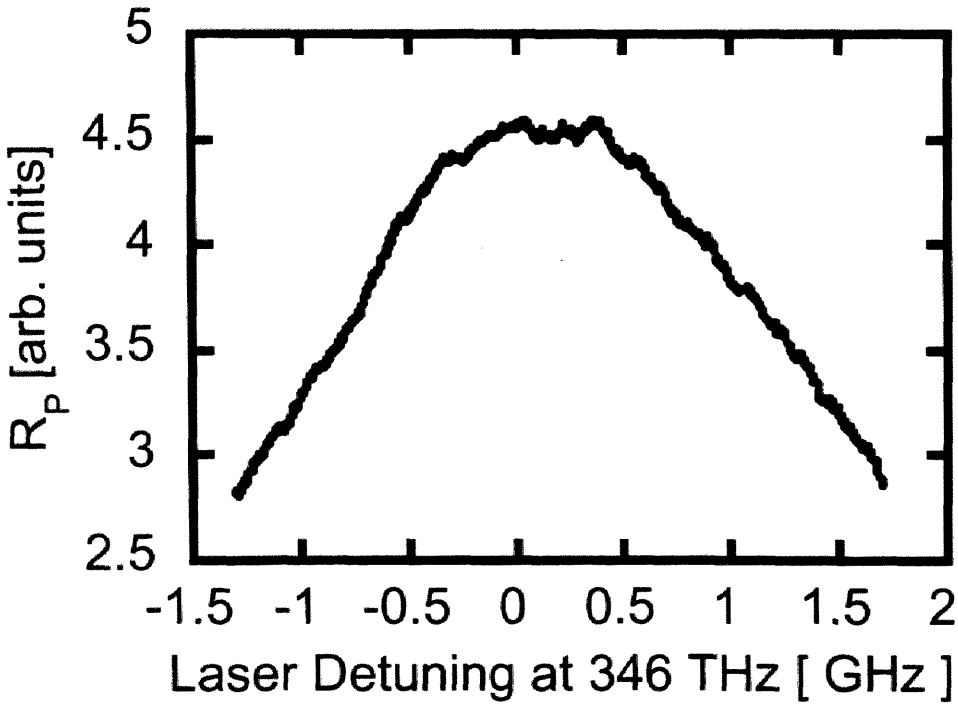

図 4.4: 866 nm (346 THz) 光をイオンの共鳴周波数前後で掃引して得られた光ガルバノ信号.

イオンの共鳴周波数に合わせている[1][2]．放電ガス中のイオンや原子，分子の光学遷移と共鳴する光を入射すると放電抵抗が変化する現象を，オプトガルバノ効果とよぶ．入射されたレーザー光による励起のためにイオンや原子、分子のエネルギー準位の分布数が定常状態からずれる．プラズマの生成・消滅過程はこれらの励起状態により異なるため，その分布数の変化は電子・イオン数の変化となり放電抵抗の変化へとつながる．この放電抵抗の変化を測定することにより，レーザー光の周波数を共鳴周波数に精度良く合わせることができる．図4.3に光ガルバノ分光に用いた計測系を示す．放電管にはホローカソードランプ(浜松ホトニクスL2783-20XNe-Ca)を用いた．放電管には，高圧電源により安定抵抗R (33 kΩ, 50 W) を介して約15 mAの電流が流されている． レーザー光はオプティカルチョッパーにより約1 kHzでチョップされた後，放電電極中央で焦点を結ぶようにレンズにより絞られ放電管に入射されている．レーザー光の変調による微小な放電抵抗の変化は陰極に取りつけられたコンデンサーC (0.1μF) を介して取り出され，ロックインアンプにより検出されコンピュータに記録される．図4.4は，866 nm光をCa^+イオンの共鳴周波数周辺で約3 GHzの範囲で周波数掃引を行い放電抵抗の変化(光ガルバノ信号) を測定した例である．この信号のピークがCa^+イオンの共鳴周波数を表わしており，これによりレーザーの周波数を数百MHz以下の精度でCa^+イオンの共鳴周波数に合わせることができる．

レーザー光のスペクトル形状はファブリー・ペロー干渉計により測定されており，レーザーダイオードの発振状態を確認している．レーザー光の波長およびプラズマへの入射位置を変化させることによりプラズマのドップラー広がりおよび密度の空間分布計測ができる．図4.1に示したように，レーザー光により励起されたイオンの蛍光は光学系により集光され，UVフィルターを通って光子計数モードで動作している光電子増倍管(PMT)によりパルス信号に変換され，マルチチャンネルアナライザー(MCA)により計数され，コンピュータ(PC)に記録される．図4.5はトロイダルRFトラップの平面図と図中A，B

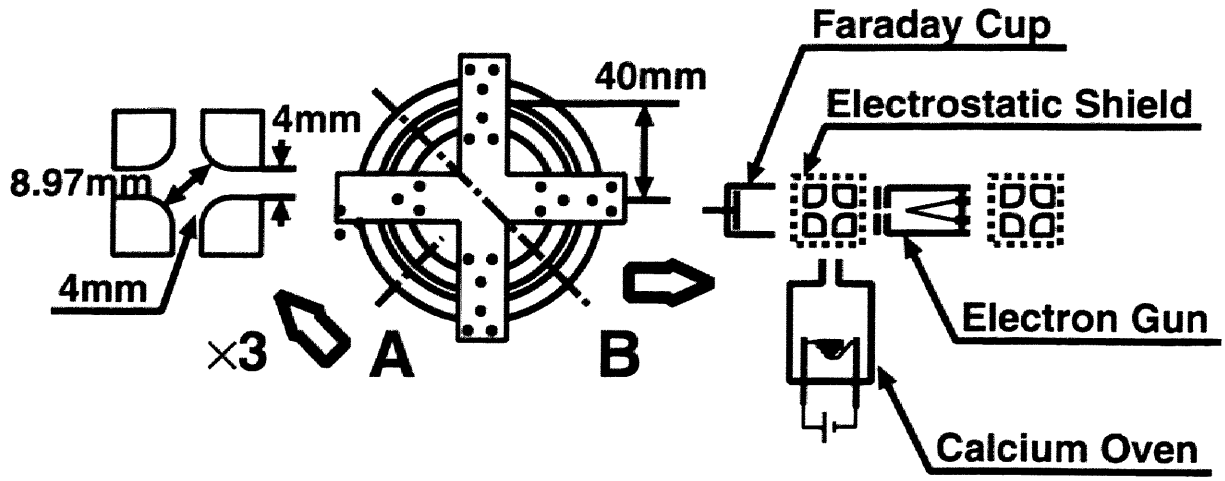

図 4.5: トロイダル RF トラップ断面図．だたし，A 断面は 3 倍に拡大．

における装置断面である．ただし A は 3 倍に拡大してある．トロイダル RF トラップは 4 個のリング状の銅製電極からなり，それらはセラッミックの枠組によって固定されている．トーラスの主半径は 40 mm，対向する電極間隔が 8.97 mm で隣り合う電極の間隔は 4 mm，閉じ込め領域に面した電極の形状は半径 4 mm の円形である．B 断面にはイオン生成を行う電子銃と電子ビームの電流を測定するためのファラデーカップ，リング型電極全体を覆う静電シールド，Ca オーブンが示されている．電子ビームはリング電極の隙間よりイオントラップ内に入射されており，閉じ込め領域内でイオンを生成している．イオンの生成を行っている電子銃の加速電圧は 140 V，電子ビーム電流 I_B は約 3 ～ 10 nA である．これらの実験条件を表 4.1 にまとめる．図 4.6 は実験装置の側面図でイオントラップの閉じ込め用電源とイオンの電気的計測系が示されている．イオントラップの動作において 4 つリング電極は対角線上に向かい合う電極同士が組となり，一方の組は接地され，もう一方の組には 2 MHz，250 V の V_{RF} と 0 ～ −5 V の V_{DC} を重畳した駆動電圧が加えられる．接地されている電極間には閉じ込めポテンシャル中でのイオンの固有振動数 f_{ion} で共鳴するように調整された LC 並列共振回路が取りつけられており，f_{ion} に対しては電極間が高インピーダンスになっている．

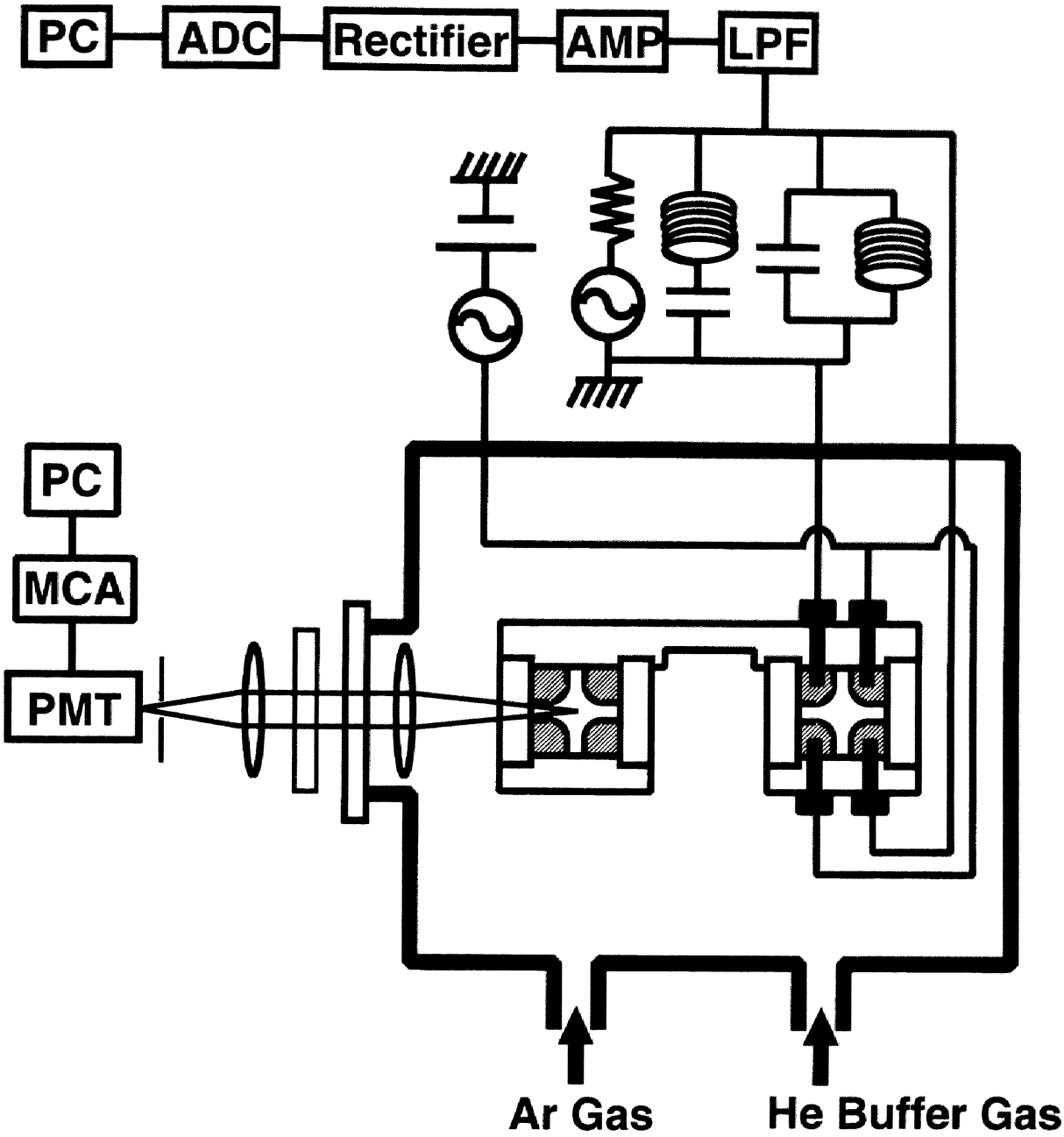

図 4.6: イオントラップおよび電気的，光学的イオン計測系の概要 (側面図).

表 4.1: 本実験で用いたトロイダル RF トラップの駆動パラメータおよび実験条件.

V_{DC}	$0 \sim -5$ V
V_{RF}	250 V
$\Omega/2\pi$	2 MHz
$\lvert q \rvert$	0.38
$\lvert a \rvert$	$0 \sim 0.015$
f_{ion}	$268 \sim 297$ kHz
P_{Ar}	2×10^{-6} Torr
P_{Ca}	1×10^{-8} Torr
P_{He}	$6 \times 10^{-7} \sim 2 \times 10^{-6}$ Torr

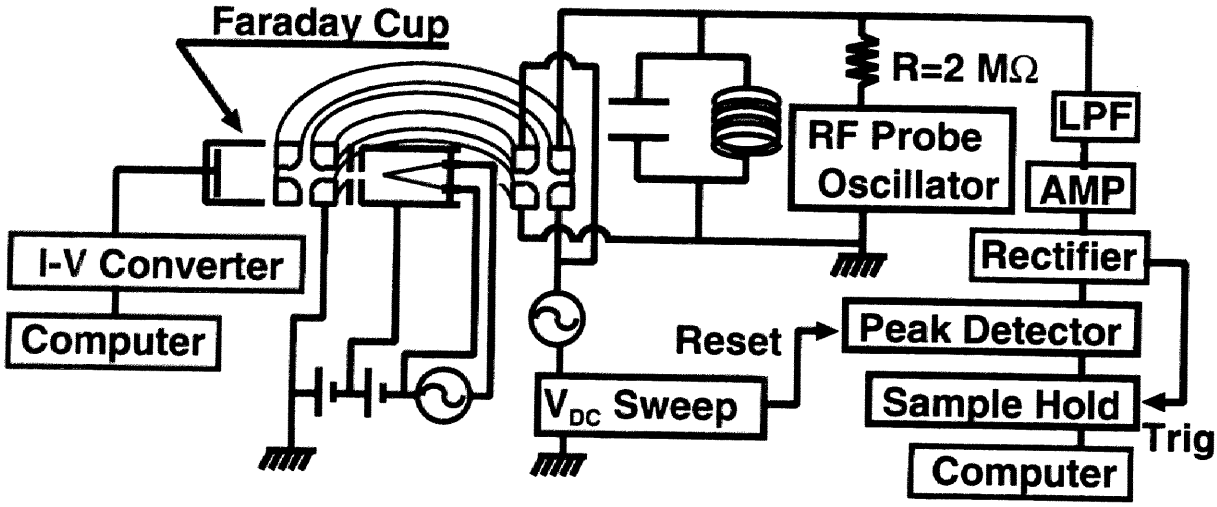

図 4.7: RF 共鳴吸収法を利用した閉じ込め時間計測系.

4.2 RF 共鳴吸収法を利用した閉じ込め時間計測

図 4.7 は RF 共鳴吸収法を利用した閉じ込め時間測定系のブロック図である．2 組の対向する電極の組のうち接地される側の電極間に共鳴周波数 f_r の LC 並列共振回路が取りつけてあり，その両端には 2 MΩ の高抵抗を介して周波数 f_p，振幅 1 mV の微小なプローブ信号が加えられている．イオンの閉じ込めに影響を与えないためには，このプローブ信号を良い S/N が得られる範囲でできるだけ小さくする必要がある．f_p と閉じ込めポテンシャル中でのイオンの固有振動数 f_{ion}，および f_r の 3 つが一致したとき，トラップ電極間のインピーダンスが下がり電極間の電圧は小さくなる．この電圧降下の大きさにより閉じ込め

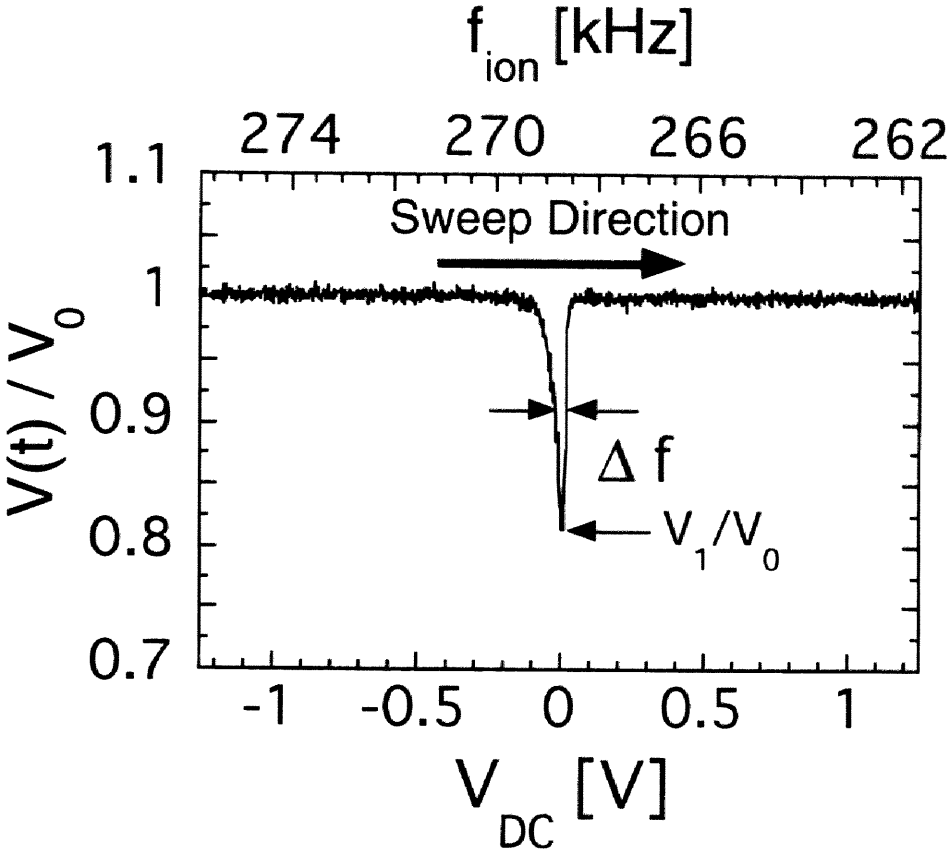

図 4.8: V_{DC} を掃引した場合の電極間電圧の減衰特性．上部には V_{DC} の値に対応する f_{ion} を示す．

られたイオンの数を見積もる [3][4].

イオントラップに大量のイオンが閉じ込められている場合，高周波電場が作る閉じ込めポテンシャルにイオン雲による空間電荷の効果が重畳され，実効的な閉じ込めポテンシャルが小さくなるために f_{ion} は (2.10) 式で与えられる値よりも小さくなる．閉じ込め時間計測では，閉じ込められているイオン数の時間変化を調べる必要がある．閉じ込められているイオン数が変化すると，イオンの空間電荷効果による影響も変化するために，閉じ込め時間計測においては f_{ion} も時間的に微小だが変化する．ここで，V_{DC} に以下のように微小な変調を加える．

$$V_{\mathrm{DC}} = V_{\mathrm{DC0}} + \widetilde{V_{\mathrm{DC}}}. \tag{4.1}$$

V_{DC0} はある定常値で $\widetilde{V_{\mathrm{DC}}}$ は V_{DC} の微少な変調を表わす．f_{ion} は V_{DC} の微少な変化に対して比例関係にあるので，f_{ion} は $\widetilde{V_{\mathrm{DC}}}$ により $V_{\mathrm{DC}} = V_{\mathrm{DC0}}$ におけるイオンの固有振動数 $f_{\mathrm{ion}}(V_{\mathrm{DC}} = V_{\mathrm{DC0}})$ の前後で微少に変化させられる．そのため，あらかじめ f_{p}，f_{r} を $f_{\mathrm{p}} = f_{\mathrm{r}} = f_{\mathrm{ion}}(V_{\mathrm{DC}} = V_{\mathrm{DC0}})$ に固定しておき，f_{ion} を $\widetilde{V_{\mathrm{DC}}}$ で掃引することにより f_{p}, f_{r}, f_{ion} を一致させることが可能であり，このときのプローブ信号の減衰からイオンの総数を見積ることができる．ここで，$V_{\mathrm{DC0}} = 0, -3, -5\,\mathrm{V}$ においてそれぞれ $f_{\mathrm{ion}}(V_{\mathrm{DC}} = V_{\mathrm{DC0}}) = 263$, 282, 295 kHz であった．

電極間に加えられたプローブ信号の振幅の減少は低周波フィルタ (LPF) を通した後に増幅，整流し計測される．図 4.8 はこのようにして測定された振幅の変化の例である．横軸は V_{DC} であり，それに対応する f_{ion} も示してある．イオンがプローブ信号と共鳴すると電極間に加えられた電圧 V_0 は V_1 へと減少する．ここで電圧降下の程度を表わす変数 Y_{max} は (3.1) 式により定義されており．イオントラップに閉じ込められているイオン数が少ない場合 ($Y_{\mathrm{max}} \leq 0.3$) には $N \propto Y_{\mathrm{max}}$ として扱うことができる [3][4]．我々はこの Y_{max} が小さい範囲において実験を行った．Y_{max} の時間変化は V_{DC} を連続的に掃引することによっ

て測定した．掃引ごとの吸収のピークはピークディテクタにより取り出すとともに吸収のピーク値をサンプルホールドし Y_{max} の時間変化としてコンピュータに取り込んだ．ピークホールドは V_{DC} の掃引ごとにリセットされる．図 4.9(a)，(b) はそれぞれ正弦波変調法とパルス変調法におけるデータ取り込みのタイムチャートである．I_{B} は $\widetilde{I_{\mathrm{B}}}/I_{\mathrm{B}} \sim 10\%$ の範囲で変調を行った．$\widetilde{I_{\mathrm{B}}}$ の一周期の間に V_{DC} は 20 ～ 400 回掃引される．$\widetilde{V_{\mathrm{DC}}}$ の振幅は 0.2 V と十分小さいため，これによる閉じ込めポテンシャルの変形による閉じ込め時間の変化は無視できると仮定している．この $\widetilde{V_{\mathrm{DC}}}$ により f_{ion} を約 1 kHz の範囲で掃引し $f_{\mathrm{p}}(= f_{\mathrm{r}})$ と一致させる．$\widetilde{Y}_{\mathrm{max}}$ は以下で定義される Y_{max} の $\widetilde{I_{\mathrm{B}}}$ による変動分である．

$$Y_{\mathrm{max}} = Y_{\mathrm{max0}} + \widetilde{Y}_{\mathrm{max}}. \tag{4.2}$$

$\widetilde{Y}_{\mathrm{max}}$，$\widetilde{I_{\mathrm{B}}}$ の位相差はこれらの相互相関を計算することにより得られた．閉じ込め時間は I_{B} の変調周波数に対する $\widetilde{Y}_{\mathrm{max}}$ の位相遅れの変化を (3.21) 式でカーブフィットすることにより求められた．パルス変調法の場合も同様の手順で $\widetilde{Y}_{\mathrm{max}}$ を測定し (3.15) 式により閉じ込め時間を求めた．ただし，ここでは電子銃を完全には停止させず，正弦波変調法の場合と同じ振幅で矩形に I_{B} の変調を行っている．

4.3 波長可変短波長レーザー

図 4.2 は Ca^{+} イオンのレーザー誘起蛍光法に用いたエネルギー準位で，計測には波長が 397 nm と 866 nm の 2 本のレーザーが必要である．866 nm 光は市販のレーザーダイオード (三洋 DL-5033-101) の動作電流，温度を制御することにより直接得られるためその詳細は省略するが，レーザーダイオードの動作電流を変調することによりイオンの共鳴中心から ±1 GHz の範囲で 10 kHz の繰り返し周波数で掃引されている．

以下では基本波 (794 nm) の波長変換を行うことにより得る 397 nm 光発生システムの

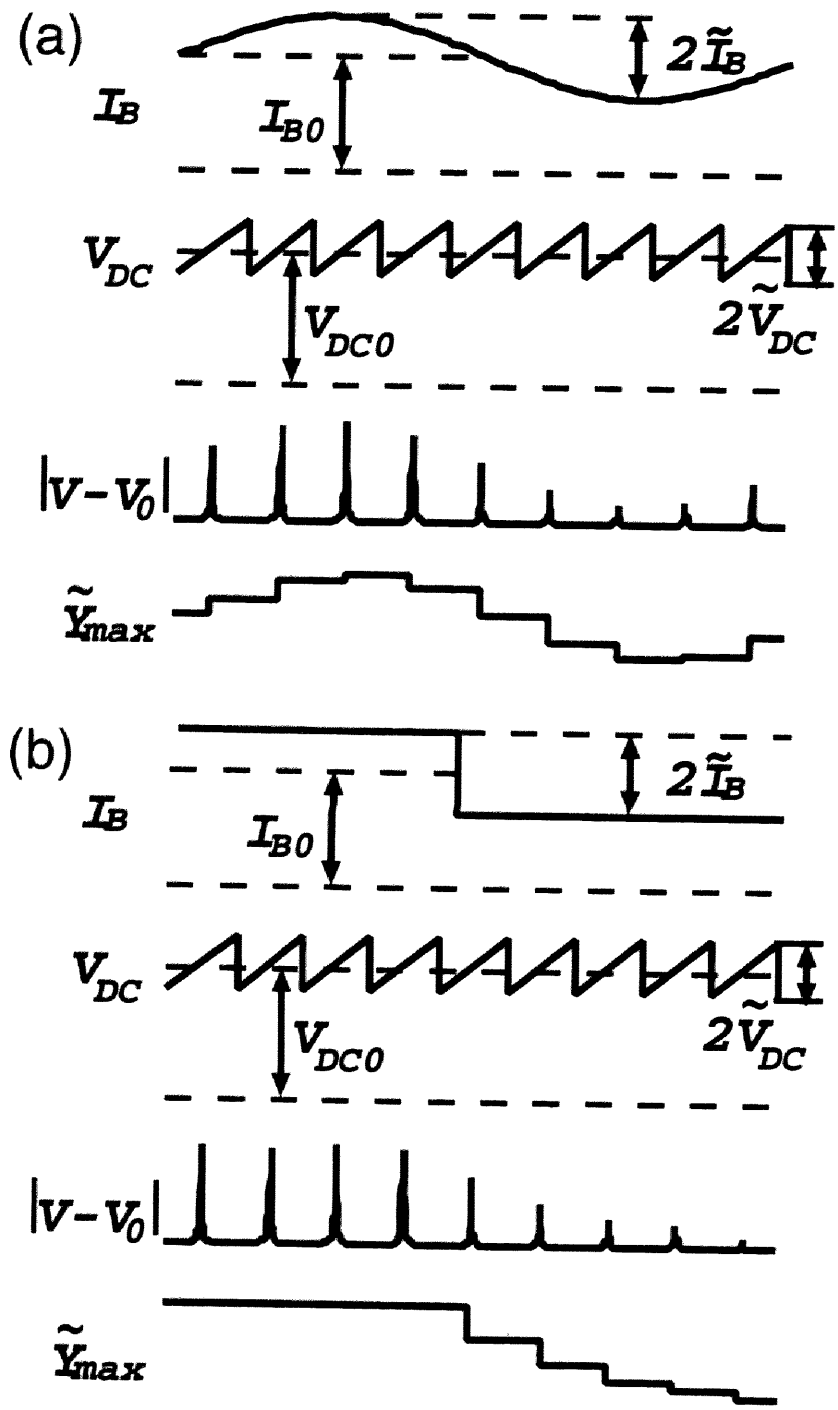

図 4.9: $\tilde{Y}_{\max}$ 計測のタイムチャート．(a) 正弦波変調法，(b) パルス変調法．

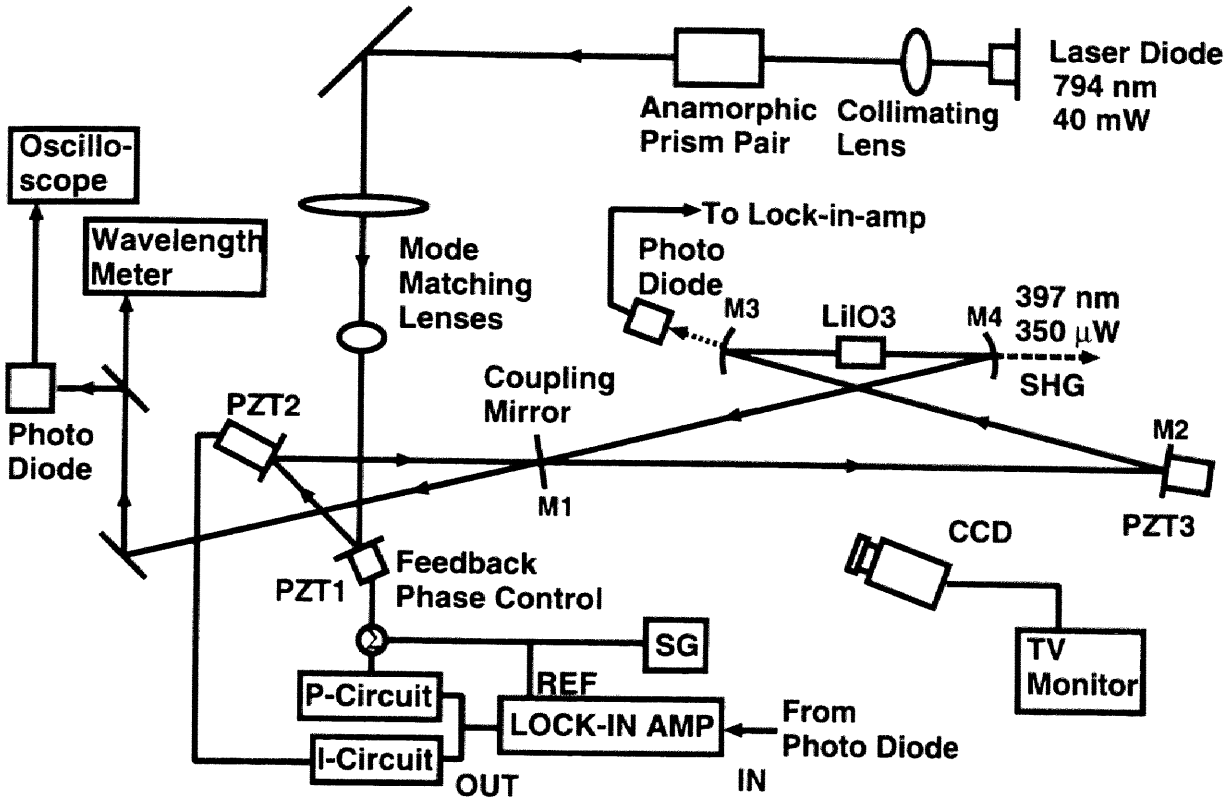

図 4.10: 397 nm レーザーシステムの概要.

詳細を示す．図 4.10 に波長可変のレーザーシステムの概要を示す [5][6][7]．光源には半導体レーザー (三洋 DL-6030-101) を用いている．光源を半導体レーザーから得ることにより，小型で安価なレーザーシステムを製作することができる．これはレーザー冷却によるイオン温度のコントロールおよびレーザー冷却されたイオン雲の計測等複数のレーザーが必要となる研究への発展へとつながる技術であり重要である．

基本波はリング型のリング型外部共振器内部で増幅され共振器内に配置した非線形素子 ($LiIO_3$) により二倍高調波に変換される．レーザーダイオードと外部共振器の間には二つの共振器のモード整合をとるためのレンズを配置した．さらに，レーザーダイオードと外部共振器との間には圧電素子に取り付けたミラーを配置し，両者の間の光路長を自動制御することにより同調を安定化した．以下にこのレーザーシステムの詳細を示す．

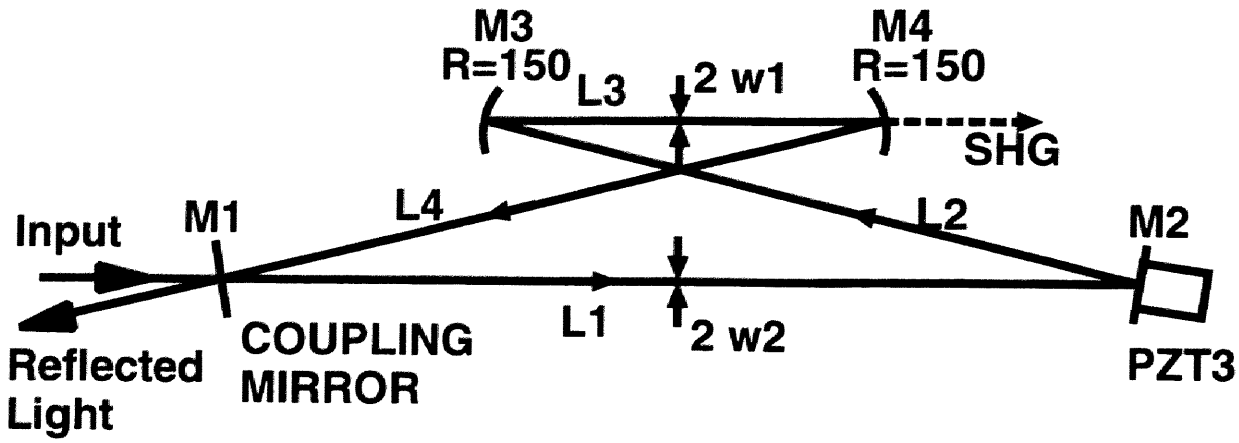

図 4.11: リング型外部共振器.

4.3.1 光源

光源に用いたレーザーダイオード (三洋 DL-6030-101) は縦横単一モード発振するもので出力は約 40mW である．レーザーダイオードの発振波長は動作電流と動作周囲温度によって変化するため，これらを調整することにより発振波長の粗調整を行い 793.9 nm で発振させた．発振波長の揺らぎを小さくするために半導体レーザーの電源ノイズを抑え，動作周囲温度は ±0.01 ℃の範囲内で制御を行った．また，半導体レーザー光の横モード (空間的な強度分布) の特徴として，半導体レーザーチップの出力窓が矩形であるために，チップに対して水平方向と垂直方向でビームの広がり角，焦点の位置が異なるということがあげられる．このため半導体レーザーと外部共振器間のモード整合をとるには非球面レンズを使ってビームの広がりを補正すべきである．しかし，一般にこれらの特性は製品による個体差が大きいため，固体ごとに最適なモード整合をとることは現実的ではない．そのため，ここではコリメートレンズとプリズムペアによるビーム形状の整形のみ行った．

4.3.2 リング型共振器

図 4.11 に本研究で用いたリング型共振器を示す．リング型共振器は 2 枚の平面ミラー M1,M2 と 2 枚の凹面鏡 (R=150 mm)M3,M4 により構成されており，このうち M2 はピエゾ素子に取りつけられており外部電圧によりその位置を正確に制御することができ，これにより共振器の共振波長を連続的に変化させることが可能である．M2,M3,M4 は 794 nm 光に対して 99.9%の反射率を持ち，結合ミラー M1 の反射率は後述する理由により 98%としてある．レーザー光は M1 を通してリング型共振器へと入力され，共振器内部で波長変換された後 M4 を通して出力される．レーザーダイオードは強い戻り光がチップ内の共振器に入射すると発振が不安定となることが知られているが，リング型共振器ではその構造上結合ミラーの反射光や共振器内で増幅された光が直接光源に戻ることがないためこのような不安定動作を避けることができる．

ミラー配置および凹面鏡曲率

リング型共振器には 2 つのビームウエスト W1,W2 があり，非線型結晶 $LiIO_3$ は W1 に配置されており 794 nm 光は 397 nm 光へと変換される．W2 はレーザーダイオードの共振器とリング型共振器とのモード整合をとるのに用いる．ここで W1,W2 の半径 w_1, w_2 は，M1 と M2 間の光路長を L_1，M2 と M3 間の光路長を L_2，M3 と M4 間の光路長を L_3，M4 と M1 間の光路長を L_4 として

$$L = L_1 + L_2 + L_4, \tag{4.3}$$

とすれば,

$$w_1^2 = \frac{\lambda\sqrt{R}}{2\pi}\sqrt{\frac{(1-L_3/R)(L_3+L-L_3L/R)}{1-L/R}}, \tag{4.4}$$

$$w_2^2 = \frac{\lambda\sqrt{R}}{2\pi}\sqrt{\frac{(1-L/R)(L_3+L-L_3L/R)}{1-L_3/R}}, \tag{4.5}$$

で与えられる [5]. ここで, R は M3, M4 の曲率半径で, λ は共振器の共振波長である. 非線型結晶による波長変換の効率は入射されているレーザーの電界強度の二乗に比例するため w_1 は絞られている方が良いが, 発生した第二高調波の向きは基本波と角度を持ち, 波長変換の効率は第二高調波と基本波が重なっている方が良いため w_1 を絞り過ぎるとかえって第二高調波の出力は小さくなる. また, リング型共振器をレンズ列からなる導波路で置き換えるとその共振の安定条件は,

$$0 \leq (1-\frac{L}{R})(1-\frac{L_3}{R}) \leq 1, \tag{4.6}$$

で表わされる. L, L_3, R はこの条件を満たす図 4.12 で示された領域内にある必要がある. リング型共振器の各パラメータは共振器の安定領域内で第二高調波が最大になるような w_1 が得られるように選ばれ, 本研究においては $L_1 = 270\,\mathrm{mm}$, $L_2 = L_4 = 235\,\mathrm{mm}$, $L_3 = 160\,\mathrm{mm}$, $R = 150\,\mathrm{mm}$ とした. そして, その結果得られる w_2 に対して, 外部のレンズ系を用いて光源であるレーザーダイオード内の共振器とモード整合をとる.

結合ミラーの反射率

リング型共振器内部の光強度 (I_{circ}) と共振器への入射光の光強度 (I_{inc}) の比は

$$Q = \frac{I_{\mathrm{circ}}}{I_{\mathrm{inc}}} = \frac{1-r_1}{(1-\sqrt{r_1A})^2 + 4\sqrt{r_1A}\sin^2(\pi L_{\mathrm{round}}/\lambda)}, \tag{4.7}$$

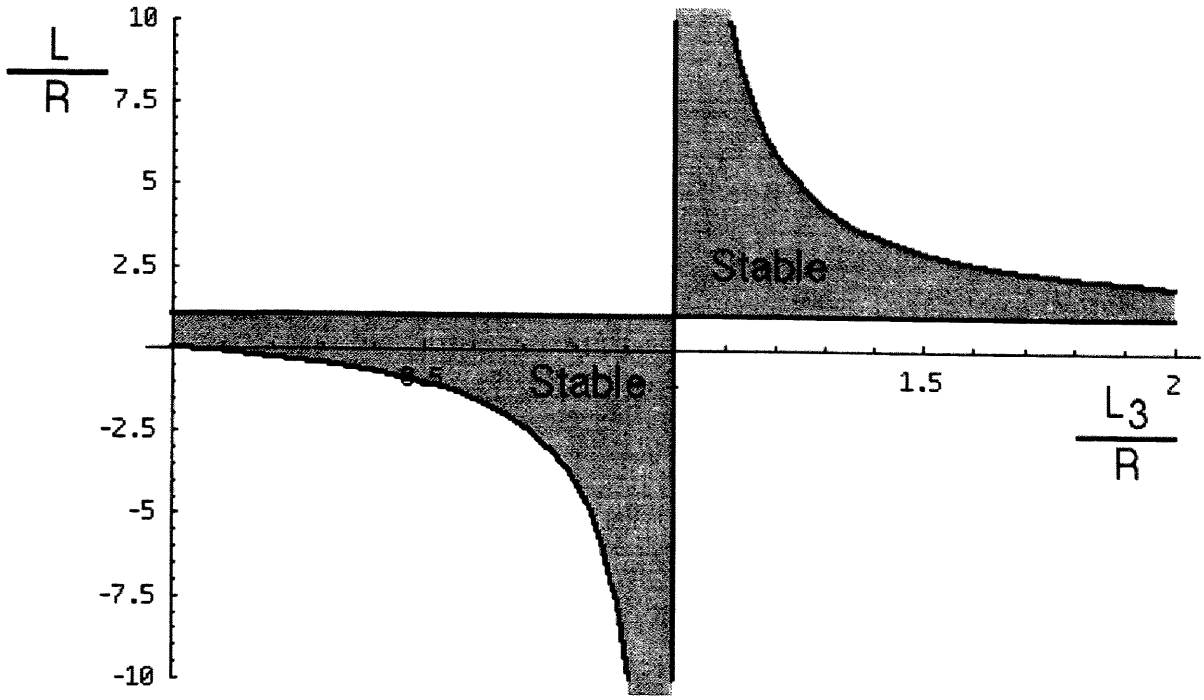

図 4.12: リング型共振器の安定領域．影になっている部分では光が共振器内で安定に閉じ込められる．

で与えられ，Q のことを内部増強ファクターと呼ぶ．ここで，$A = r_2 r_3 r_4 (1-\alpha)$，$r_n$ はミラー Mn の反射率，α は共振器を光が一周するときの損失率，$L_{\mathrm{round}} = L_1 + L_2 + L_3 + L_4$．(4.7) 式より，$L_{\mathrm{round}}$ が基本波の波長の整数倍で，A が r_1 に等しいときに $I_{\mathrm{circ}}/I_{\mathrm{inc}}$ は最大値

$$\left(\frac{I_{\mathrm{circ}}}{I_{\mathrm{inc}}}\right)_{\mathrm{max}} = \frac{1}{1-r_1}, \tag{4.8}$$

をとる．このレーザーシステムにおいては，$r_2 = r_3 = r_4 = 0.999$ であり，このとき $r_2 r_3 r_4 = 0.997$ である．また，非線形結晶 ($LiIO_3$) の波長変換効率は 0.3%程度なのでそれ以外の損失を考えずに $\alpha = 0.003$ とすれば，$A = 0.994$ となりこの値が r_1 の最適値である．図 4.13 は $A = 0.995, 0.99, 0.98$ における Q の r_1 依存性を示しており，それぞれの A において $r_1 = A$ で Q が最大になったあと急激に減少する様子がわかる．本研究では A を正確に知ることができないために共振器の最高性能を出すことはできないが，急激な性能の低下を避けるために $r_1 = 0.98$ とした．

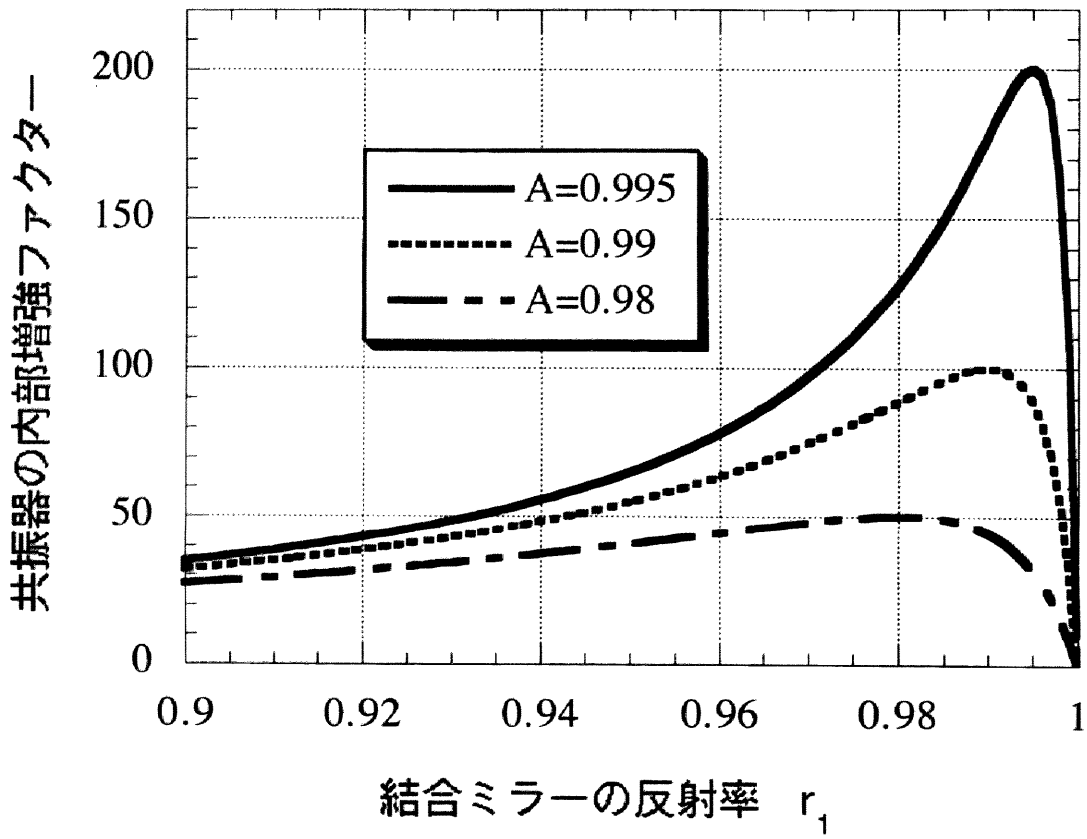

図 4.13: 共振器の内部増強ファクターの A, r_1 依存性.

4.3.3 モード整合および光軸調整

397 nm レーザーシステムは原理的に図 4.14 に示すようなレーザーダイオード内の共振器と波長変換を行っているリング型の外部共振器の二つがモードマッチングレンズを通して結合されたシステムと等価である．レーザーダイオードからのガウスビーム波は，モードマッチングレンズによって外部共振器のガウスビーム波のモードに整形されて外部共振器に入射される．このときレーザーダイオードのビームウエストを w_{LD}，外部共振器のビームウエストを w_2，レーザーダイオードのビームウエストとモードマッチングレンズの間の距離を l_1，モードマッチングレンズと外部共振器のビームウエストの間の距離を l_2，モードマッチングレンズの焦点距離を f とすると

$$l_1 = f \pm \frac{w_{\mathrm{LD}}}{w_2}\sqrt{f^2 - f_0^2}, \tag{4.9}$$

$$l_2 = f \pm \frac{w_2}{w_{\mathrm{LD}}}\sqrt{f^2 - f_0^2}, \tag{4.10}$$

$$f_0 = \pi w_{\mathrm{LD}} w_2/\lambda, \tag{4.11}$$

がこの二つの共振器のモード整合をとる条件である．しかし，レーザーダイオードのビームウエストは製品による個体差が大きく正確な w_{LD} の値を知ることは困難である．そのため図 4.10 に示すように，レーザーダイオードの出力をいったん平行光にし，その後モード整合用の 2 枚のレンズを用いて外部共振器とのモード整合をとる．

リング型共振器の光軸調整は，図 4.10 に示すように M1 による共振器内部の散乱光を CCD カメラで観測し，キャビティー内の高次のモードが抑えられるようミラーおよび非線型結晶の角度調整を行う．ここで，M2 をマウントしているピエゾ素子 (PZT3) を 30 Hz,15 V の鋸波で駆動し L_{round} を微小に変化させると (4.7) 式で表わされる Q は L_{round} がレーザー光の波長 λ の整数倍となったときにピークを持つ．図 4.15 は (4.7) 式により求めた共振器長掃引時の内部強度の変化である．図 4.16 は，M3 を透過して外部に出てくる共振器の内

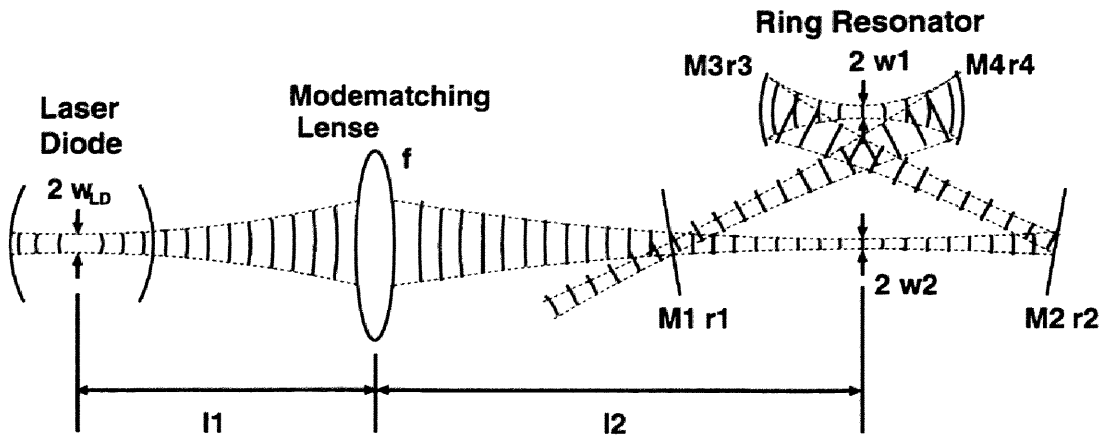

図 4.14: 半導体レーザーとリング型共振器間のモード整合概念図．レーザーダイオードのビームウエスト w_{LD} がリング型共振器のビームウエスト w_2 と整合が取れるようモード整合レンズを配置する．

部光を計測し I_{inc} で規格化したもので，共振器の内部強度に比例している．大きなピーク間にある小さなピークは共振器の高次の横モードを示している．また，図 4.16 のピークが図 4.15 と比べて幅が広がっているのは，共振器内部の結晶端面で散乱される光が戻り光としてレーザーダイオードに再入射しレーザーダイオードの発振周波数を外部共振器の共鳴周波数に引き込んでいるためである．この現象を利用してレーザーダイオードと外部共振器の発振を同調させ，さらにレーザーダイオードのスペクトルの狭窄化を行う．そのため，共振器およびモードマッチングレンズの調整は外部共振器の横モードを抑え，ピークが大きく丸みを帯びるように行う．

4.3.4 比例・積分制御によるシステムの安定化

以上のような手順でシステムの調整を行うことで外部共振器とレーザーダイオードのモード整合が取れたとしても，レーザーダイオードが外部共振器の発振周波数で発振しなければ外部共振器で基本波を増幅することはできない．この外部共振器と半導体レーザーの発振周波数の同調は外部共振器内に配置した第二高調波発生用の非線形結晶の端面での反射光を利用して行われる．一般にリング型共振器のような進行波型の共振器では共振

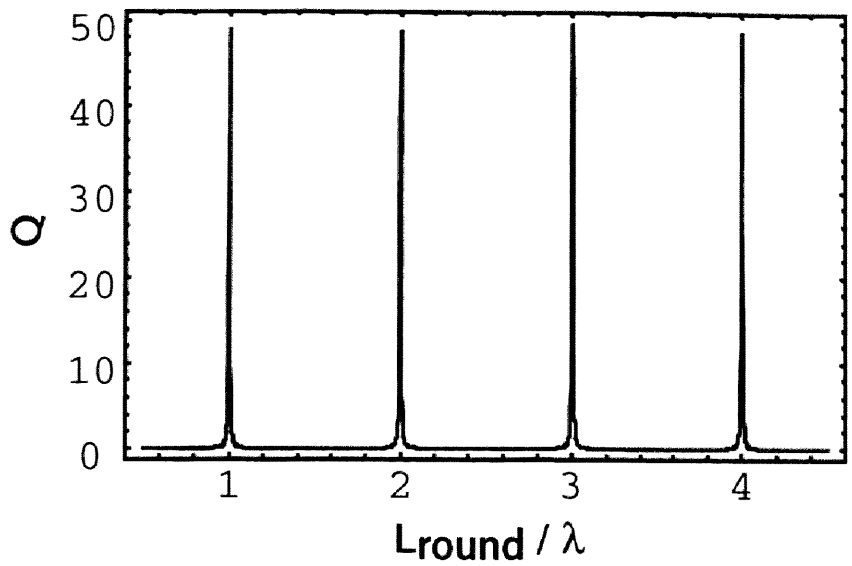

図 4.15: 共振器長掃引時の共振器内部の光強度の変化.

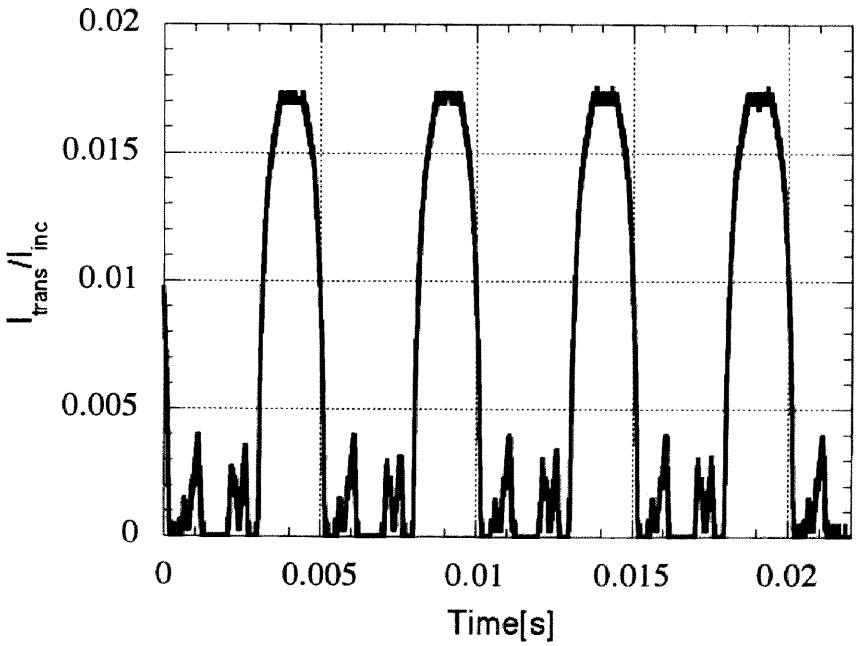

図 4.16: 共振器長掃引時に M3 後部で測定した透過光強度の変化.

器からの戻り光はないが，いまの場合結晶表面で反射された微弱な光が共振器内を逆に周り半導体レーザーに再入射する．レーザーダイオードの発振周波数は，このような戻り光が入って来るとその周波数へと引き込まれるため，外部共振器に同調されると同時に発振スペクトルは狭窄化される．この同調はレーザーダイオードに再入射する戻り光の位相に敏感であり，外部共振器とレーザーダイオードの間の光路長を制御し安定化することができる．ここでは，比例・積分制御により共振器の内部強度が最大となるよう光路長の自動制御を行った．自動制御のための誤差信号は，図 4.10 の PZT1 を数 kHz で微小に変調し，それに対する内部強度の変化をロックインアンプを用いて検出することにより得た．

4.3.5 レーザーシステムの性能

以上の安定化を行った第二高調波レーザーシステムを用いて約 350 μW の 397 nm 光を得た．さらに外部共振器の共振器長とレーザーダイオードの動作電流を同時に制御することにより約 5 GHz にわたって周波数掃引を行うことができた．このときのレーザーの線幅は約 3 MHz 以下であり，スペクトルの測定に用いたファブリーペロー干渉計の分解能以下であった．本研究ではレーザー誘起蛍光法による Ca^+ イオンの速度分布関数，密度の空間分布測定にこの波長可変レーザーを用いたが，付録 A に示すレーザーシステムの安定化を施すことによりレーザー冷却も行うことができる．

4.4 レーザー誘起蛍光法

Heバッファガス冷却されたCa^+イオンの計測にはレーザー誘起蛍光法を用いた[8][9][10]. 図4.17にレーザー誘起蛍光法を用いたイオンの測定系を示す. Ca^+イオンを$^2P_{1/2}$準位に励起する397 nm光および866 nm光は, 混合ミラーにより重ね合わされトーラスの接線方向からイオン雲に入射されており, 焦点距離300 mmのレンズによりトーラスとの接点に焦点を結んでいる. これらのレーザーの波長は波長計により数GHzの精度で計測されるとともに, ホローカソードを用いたオプトガルバノ分光により数百MHz以下の精度でCa^+イオンの共鳴周波数に合わされている. また, レーザーのスペクトル形状はファブリーペロー干渉計により計測されている. 本研究では$^2P_{1/2}-^2S_{1/2}$遷移で放出される397 nmの蛍光がレンズ系により集光されUVフィルタを通して光子計数モードで動作している光電子増倍管によって観測される. このとき集光している光学系の立体角は約0.13 srであった. 観測された光子数の変化はマルチチャンネルアナライザー(MCA)により計数されコンピュータに取り込まれる. イオンのドップラー広がりは, レーザーの位置をプラズマ中心に固定し, 397 nm光をCa^+イオンの共鳴周波数を中心に約±3 GHzの範囲で掃引し計測した. また, 密度の空間分布については, 397 nm光をCa^+イオンの共鳴周波数に固定しておきステッピングモータによりレンズを駆動することによりレーザーをトーラス内側から外側へ向けて移動させ, そのときの蛍光強度の変化から求めた[11][12][13]. 蛍光計測において, トーラス方向の空間分解能は光電子増倍管の前に設置したスリットにより得ており, レーザーとイオン雲の接触領域のうちトーラス方向の約0.5 mmの範囲で蛍光を測定している. 蛍光測定のポロイダル断面での空間分解能は, 397 nm光のビーム径によって決まる. 397 nm光のビーム径は, 図4.18に示すようにミラーによってレーザーを曲げ, レーザー誘起蛍光法の測定点に合わしてある397 nm光の焦点を取り出すことにより計測した. 焦点の位置にはナイフエッジが置かれており, その位置を掃引したときの透過光強度はナイフエッジの背後のパワーメーターにより計測されている. 図4.19は, ナ

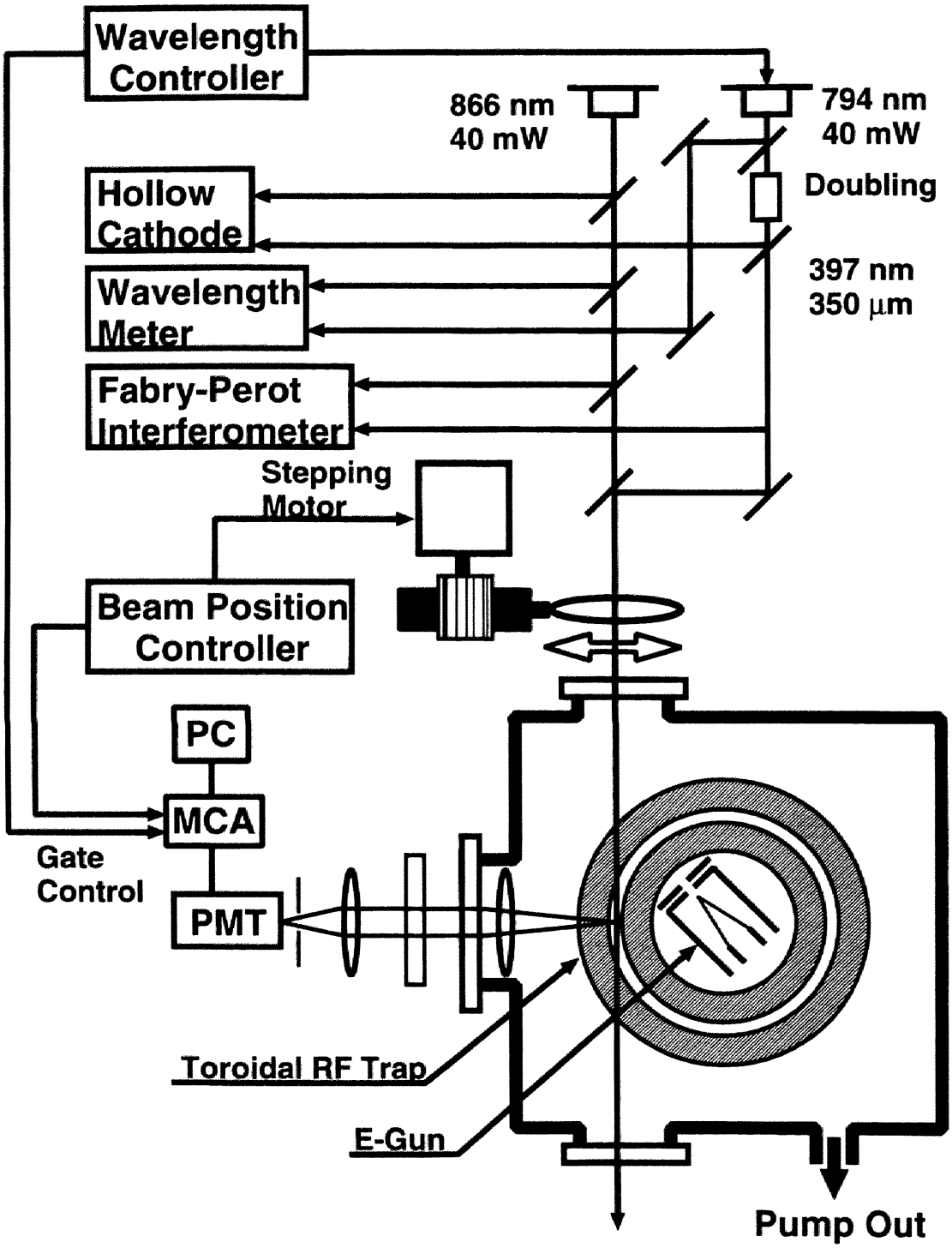

図 4.17: レーザー誘起蛍光法によるイオンの速度分布関数，密度の空間分布測定系.

イフエッジを移動させながらその後部で397 nm光の強度を測定した結果であり(a),(b)はそれぞれトーラス主半径に垂直な方向とトーラス主半径方向におけるビーム強度分布の空間積分を表わす．実線は誤差関数によるカーブフィットであり，測定値とよく一致している．このことは397 nm光の光強度分布がガウス型であることを意味している．これにより求めた397 nm光のビーム断面はその半値幅の縦横が0.16×0.10 mmの楕円形であった．このビームの広がりを考慮して評価したイオン雲の半値幅は，ビームの広がりを無視して評価した半値幅と1%程度しか違いがなかったため半値幅の評価ではこのビームの広がりを無視した．

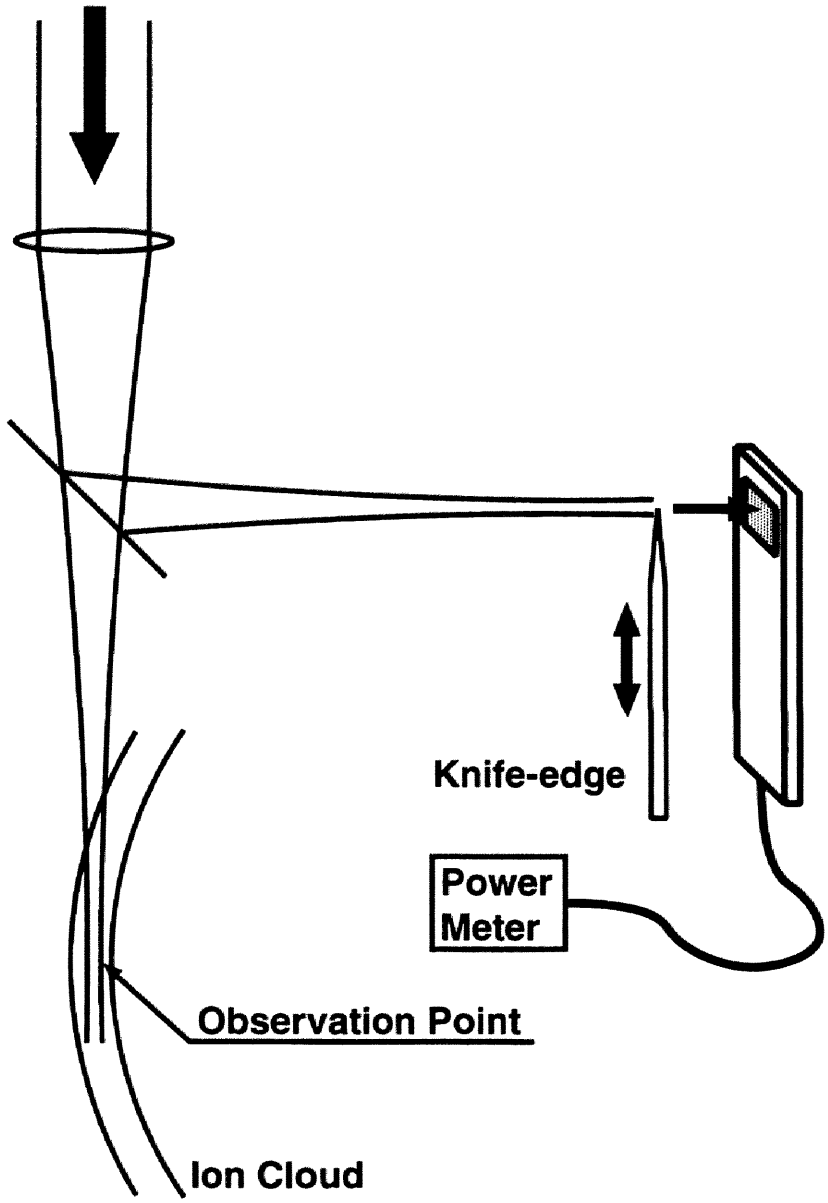

図 4.18: レーザー誘起蛍光法での測定点における 397 nm レーザーの形状測定系.

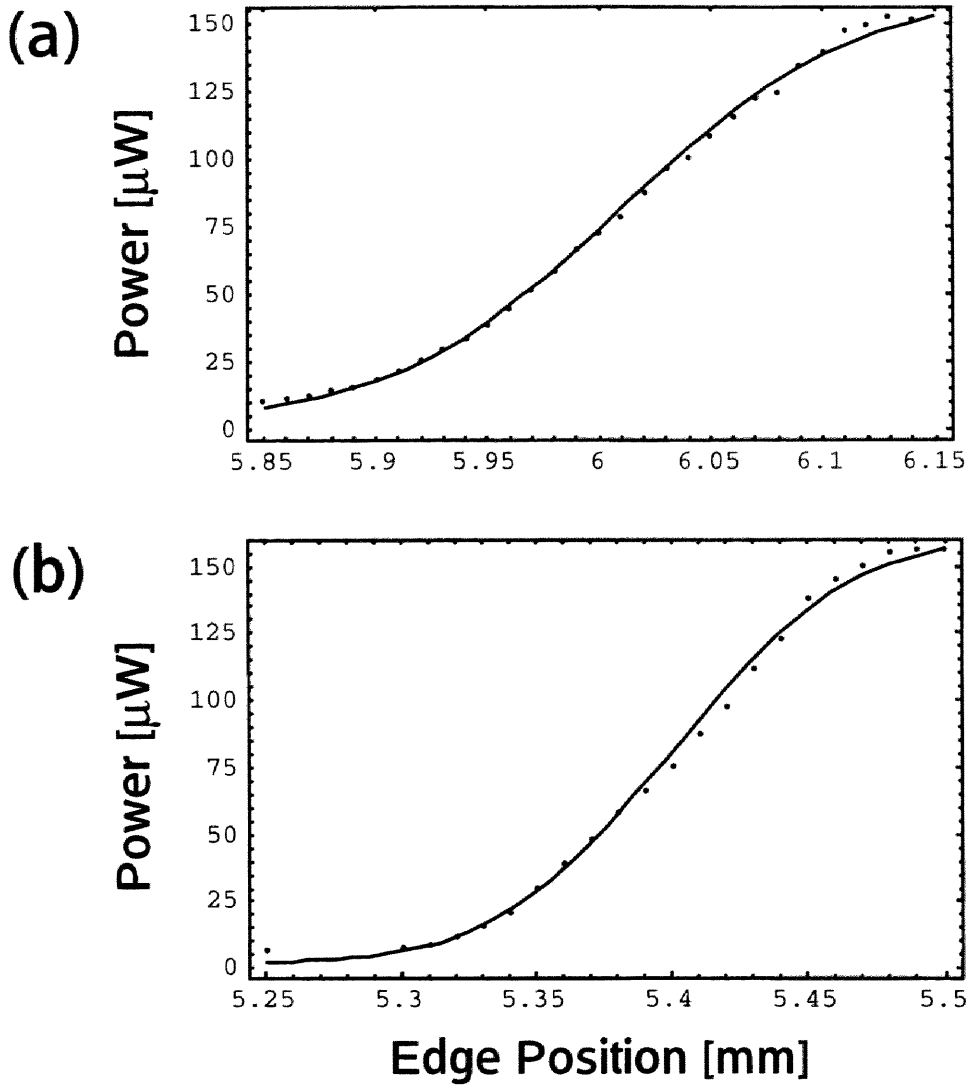

図 4.19: 397 nm レーザーのビーム形状. (a) トーラス主半径に垂直な方向におけるビーム強度分布の空間積分, (b) トーラス主半径方向におけるビーム強度分布の空間積分.

参考文献

[1] R. Ohmukai, M. Watanabe, H. Imajo, K. Hayasaka, and S. Urabe: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 311.

[2] 鈴木 隆則: 分光研究 **32** (1983) 367.

[3] 占部 伸二, 梅津 純, 石津 美津男: 応用物理 **54** (1985) 964.

[4] J. Yoda and K. Sugiyama: Jpn. J. Appl. Phys. **26** (1987) L1780.

[5] 早坂 和弘, 渡辺 昌良, 今城 秀司, 占部 伸二: レーザー研究 **20** (1992) 53.

[6] K. Hayasaka, M. Watanabe, H. Imajo, R. Ohmukai, and S. Urabe: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 1595.

[7] C. H. Oh, S. G. Kim, Y. S. Song, Y. B. Kim, and P. S. Kim: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 1634.

[8] J. Yoda and K. Sugiyama: Jpn. J. Appl. Phys. **31** (1992) 3750.

[9] S. Urabe, H. Imajo, K. Hayasaka, and M. Watanabe: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) L1532.

[10] S. Urabe, H. Imajo, K. Hayasaka, and M. Watanabe: J. Mod. Opt. **39** (1992) 417.

[11] H. Schaaf, U. Schmeling, and G. Werth: Appl. Phys. **25** (1981) 249.

[12] R. D. Knight and M. H. Prior: J. Appl. Phys. **50** (1979) 3044.

[13] P. H. Hemberger, N. S. Nogar, J. D. Williams, R. G. Cooks, and J. E. P. Syka: Chem. Phys. Lett. **191** (1992) 405.

第5章 閉じ込め時間測定

5.1 RF共鳴吸収法を利用した閉じ込め時間測定

5.1.1 パルス変調法による閉じ込め時間測定

3.3.1節で説明したパルス変調法を用いてAr^+イオンの閉じ込め時間τ_pのV_{DC0}依存性を調べた．真空容器を4×10^{-9} Torr以下に排気した後，1.5×10^{-6} TorrのArガスで満たした．図5.1はV_{RF}を250 Vとし，V_{DC0}をそれぞれ$0, -3, -5$ Vとした場合のY_{max}のI_B依存性を示す．V_{DC0}を加えることにより閉じ込めポテンシャルが非対称となるために，V_{DC0}を大きくするにつれてI_Bが一定でも閉じ込められているイオンの数は減少している．ここで，加速電圧によってI_Bを変化させると電離断面積の変化や電子銃の静電レンズの焦点の変化によりイオンの生成効率が変化するため，電子銃の加速電圧は一定としフィラメント電流を変化させることによりI_Bを制御している．I_Bが小さい間はY_{max}はI_Bに比例しており，3.3.1節で仮定した粒子バランスを表わす(3.13)式の関係が満されている．しかし，I_Bを大きくするに従いY_{max}はI_Bに比例しなくなる．これは閉じ込められているイオンの数が増えるにつれて，(3.13)式では考慮されていない閉じ込め電場によるRF加熱で失われるイオンが多くなるためであると考えられる．図中の太線部分はI_Bを変調した範囲を表わし，それぞれY_{max}がI_Bに比例の関係にあり，$\widetilde{I_B}$はI_Bの約10%程度の振幅ある．ここでY_{max}は$0.1 \sim 0.2$の範囲であるため$N \propto Y_{max}$と近似できる．5秒間イオンを生成後電子銃を停止し，5秒間Y_{max}の減衰を測定する．今回の実験ではこのイオン生成・減衰の周期を100回繰り返し測定し，その平均から減衰曲線を求めた．図5.2(a),(b)に

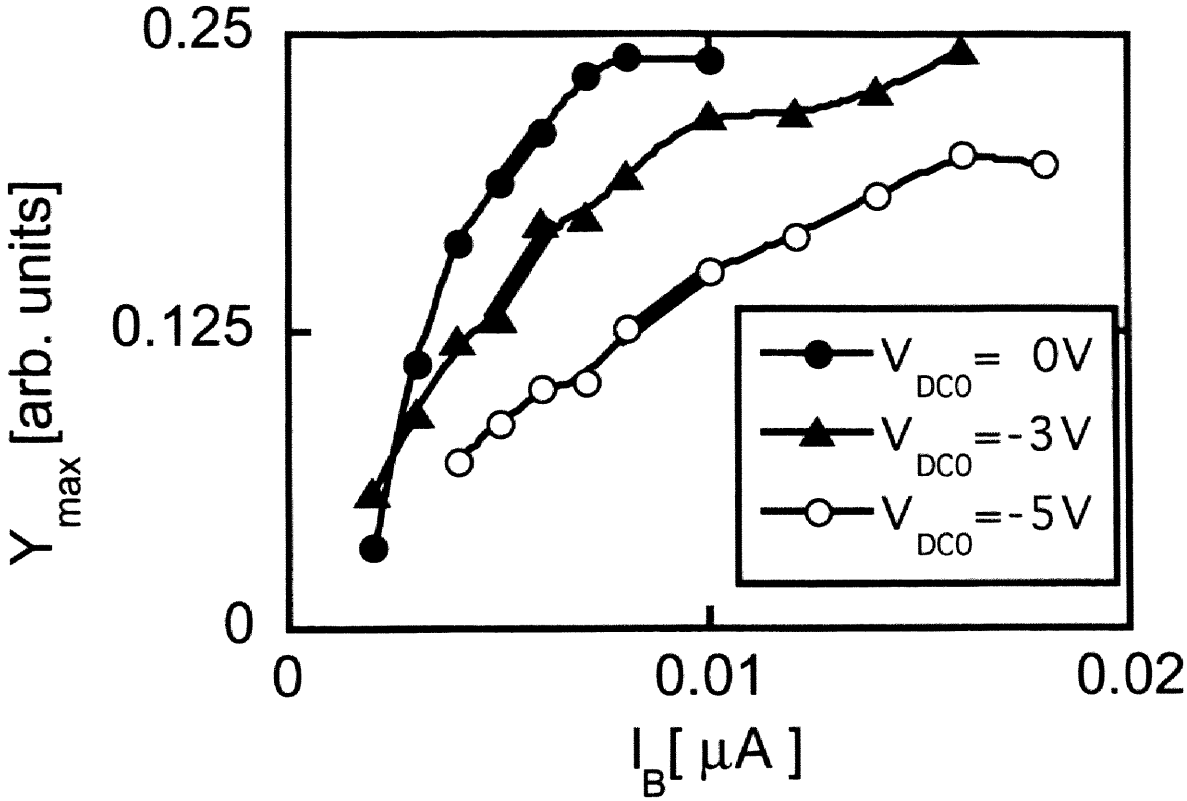

図 5.1: Y_{max} の I_{B} 依存性．太線部は $\tilde{I}_{\mathrm{B}}$ を変調した範囲．

$V_{\mathrm{DC}} = 0\,\mathrm{V}$ において，このような手順で計測された $I_{\mathrm{B}}, Y_{\mathrm{max}}$ の減衰曲線を示す．この減衰曲線から求めた $I_{\mathrm{B}}, Y_{\mathrm{max}}$ の時定数はそれぞれ 0.07 s と 0.35 s であった．ここで，I_{B} の減衰の時定数が Y_{max} の時定数に比較して十分に小さくないため，図 5.2(b) の時定数は (3.15) 式によってカーブフィットすることにより求めた [2]．同様にして求めた Y_{max} の減衰曲線を図 5.3 に示す．図中の黒丸 (•)，黒三角 (▲)，白丸 (○) はそれぞれ $V_{\mathrm{DC}} = 0, -3, -5\,\mathrm{V}$ における測定値で，実線は電子ビームの減衰時間も考慮した (3.15) 式を最小二乗法によってカーブフィットした結果である．これにより求めた τ_{p} を表 5.1 にまとめる．V_{DC0} を大きくすると τ_{p} が小さくなる傾向が見られたが，図 5.3 に示されるように今回実験を行った条件では，ノイズにより減衰曲線が大きく変形されており，最小二乗法によるカーブフィットが困難である．以下に同様の実験条件で行った正弦波変調法の実験結果を示す．

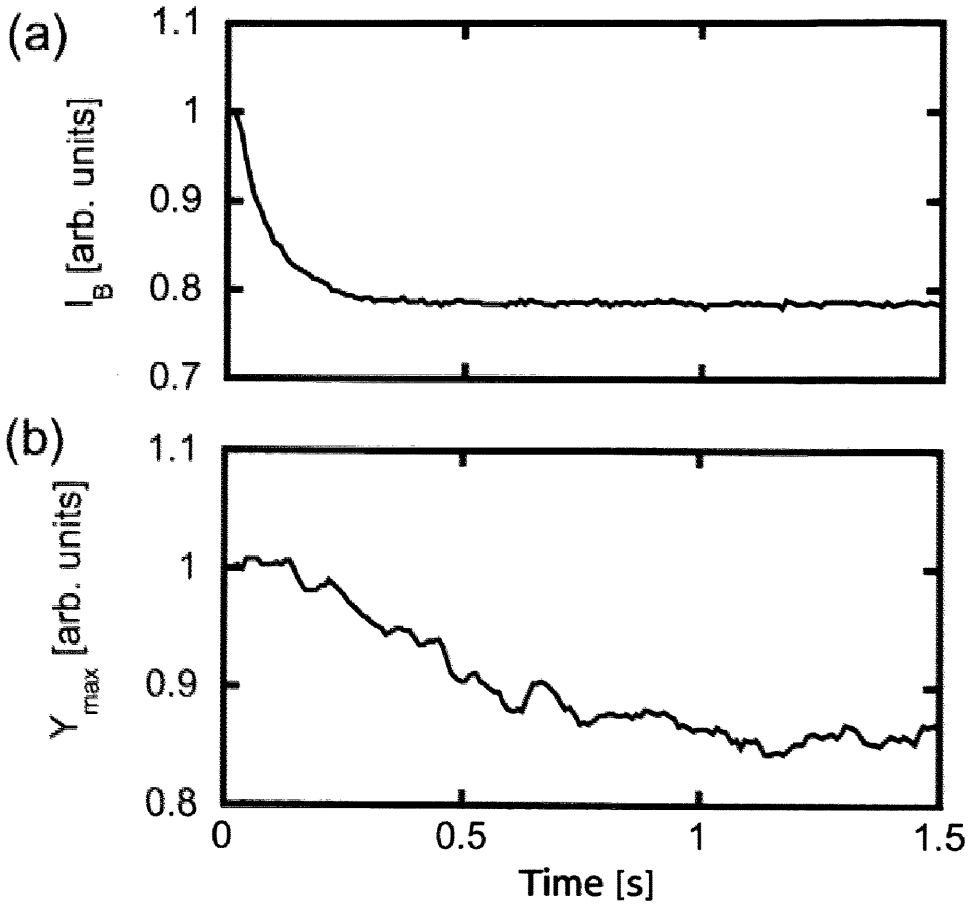

図 5.2: 電子ビーム停止後の I_B, Y_{max} の減衰時間の比較. (a)I_B の減衰曲線. (b)Y_{max} の減衰曲線.

表 5.1: パルス変調法で計測したイオン閉じ込め時間.

V_{DC0} [V]	0	-3	-5
τ_p [s]	0.35 ± 0.04	0.36 ± 0.05	0.27 ± 0.02

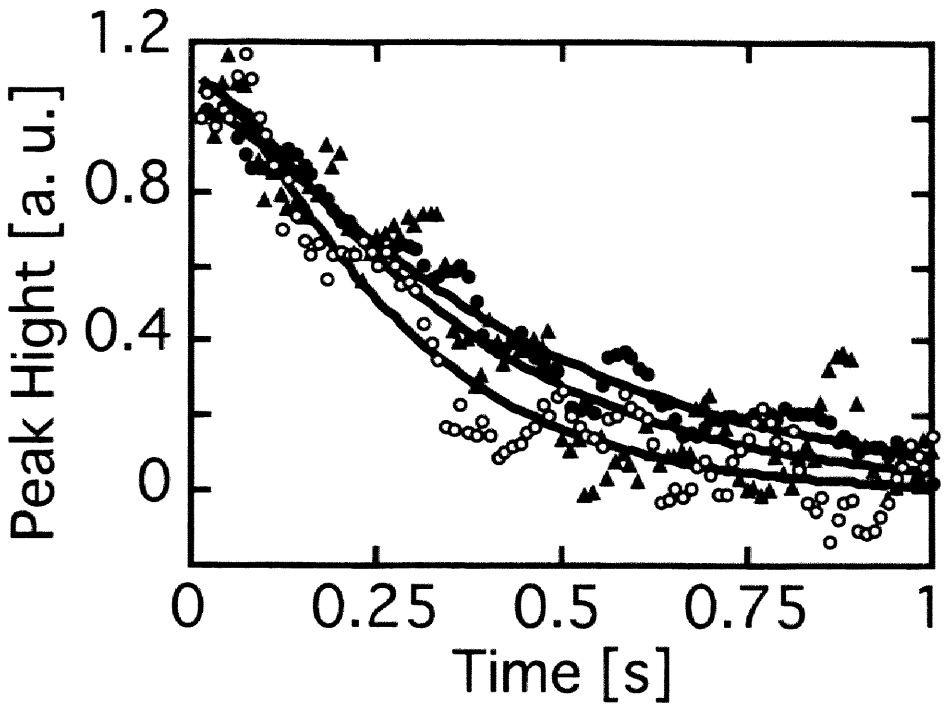

図 5.3: I_B 停止後の Y_{max} 減衰曲線 (● : $V_{DC} = 0$ V, ▲ : $V_{DC} = -3$ V ○ : $V_{DC} = -5$ V).

5.1.2 正弦波変調法による閉じ込め時間測定

3.3.2 節で測定原理を示した正弦波変調法を用いて Ar^+ イオンの閉じ込め時間 τ_s の測定を行った [1][2]. 実験条件は 5.1.1 節で行ったパルス変調法による測定と同じである. 図 5.4(a), (b) は $V_{DC0} = 0$ V, $V_{RF} = 250$ V で I_B を $f_0 = 0.21$ Hz で正弦的に変調した場合の $\widetilde{I_B}$ と $\widetilde{Y}_{max}$ の時間波形である. $\widetilde{Y}_{max}$ には大きな高周波ノイズが重畳されており S/N は 1 程度であった. ある時系列データ $X(t)$ のフーリエ変換を $X(\omega)$ で表わすと, $X(t)$ のオートパワースペクトル $PX(\omega)$ は

$$PX(\omega) = \overline{X(\omega) \cdot X^*(\omega)}, \tag{5.1}$$

で定義される. ここで $\overline{}$ は時間平均を表わす. 図 5.5(a),(b) はこの定義にしたがって図 5.4 に示した $\widetilde{I_B}$,$\widetilde{Y}_{max}$ のオートパワースペクトルの計算例である. $\widetilde{I_B}$, $\widetilde{Y}_{max}$ ともに変調周波

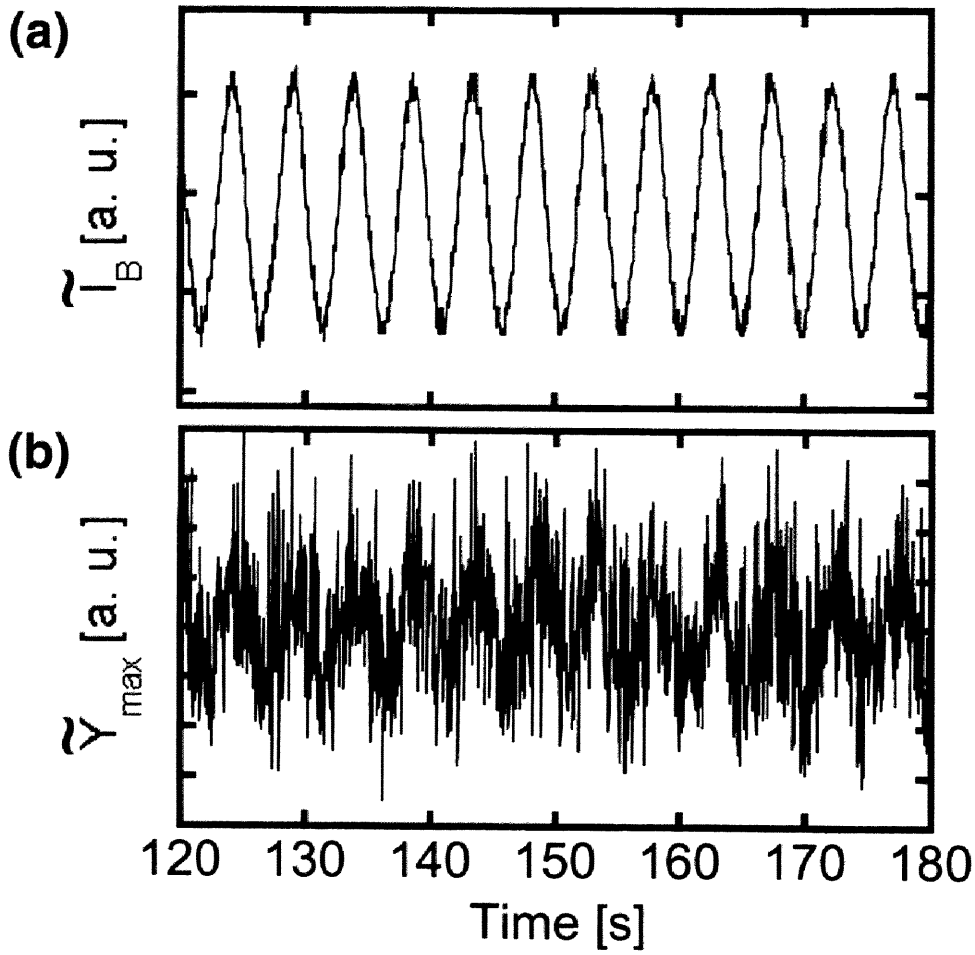

図 5.4: 正弦波変調法で計測した (a) $\widetilde{I}_{\mathrm{B}}$ と (b) $\widetilde{Y}_{\mathrm{max}}$.

数に鋭いピークを持ちその周辺にこれ以外のピークは見られない．ここで時系列データ $Y(t)$ のフーリエ変換を $Y(\omega)$，オートパワースペクトルを $PY(\omega)$ とし $X(t), Y(t)$ のクロスパワースペクトルを

$$C(\omega) = X^*(\omega) \cdot Y(\omega), \tag{5.2}$$

で定義することにより，この二信号間のコヒーレンシー $H(\omega)$ および位相差 ϕ は

$$H^2(\omega) = \frac{\overline{C(\omega)} \cdot \overline{C^*(\omega)}}{\overline{PX(\omega)} \cdot \overline{PY(\omega)}}, \tag{5.3}$$

$$\phi = \tan^{-1} \frac{\mathrm{Im}[C(\omega)]}{\mathrm{Re}[C(\omega)]}, \tag{5.4}$$

で表わされる．図5.5(c),(d) はこのようにして求めた $\widetilde{I}_{\mathrm{B}}, \widetilde{Y}_{\mathrm{max}}$ 間の $H(\omega), \phi$ である．0.21 Hz での $\widetilde{I}_{\mathrm{B}}, \widetilde{Y}_{\mathrm{max}}$ 間のコヒーレンシーは 0.99 であり，このことは $\widetilde{I}_{\mathrm{B}}$ と $\widetilde{Y}_{\mathrm{max}}$ が非常に良い線形関係にあり I_{B} の変調による系の乱れが少ないことを示す．$\widetilde{Y}_{\mathrm{max}}$ の測定回路で生じる位相の変化分を差し引いた $\widetilde{Y}_{\mathrm{max}}$ の位相の遅れは 0.44 rad であった．ここで，$\widetilde{I}_{\mathrm{B}}$ に対して $\widetilde{Y}_{\mathrm{max}}$ の位相が遅れる方向をプラスとしてある．

同様にして I_{B} の変調周波数を 0.05~1 Hz の範囲で約 0.05 Hz づつ変化させながら位相遅れの変化を測定した (図 5.6)．この位相差の変調周波数依存性は (3.21) 式と良く一致しており，(3.21) 式の関係にカーブフィットすることにより τ_s を導出し表 5.2 にまとめた．パルス変調法と正弦波変調法で測定した閉じ込め時間の V_{DC0} 依存性はほぼ一致しており，どちらも V_{DC0} が大きくなるに従って閉じ込め時間が短くなるという傾向が見られた．正弦波変調法では，$\widetilde{I}_{\mathrm{B}}$ の振幅はパルス変調法と同じであるにもかかわらず同期検波を用いるためにノイズによる影響が少ないことがわかる．これにより正弦波変調法では，$\widetilde{I}_{\mathrm{B}}$ をより小さくしてプラズマに与える摂動を抑えた閉じ込め時間測定が可能であると考えられる．この実験条件では β_x，β_y の値がいずれも 0.24 ~ 0.29 の範囲にあり，イオントラップ

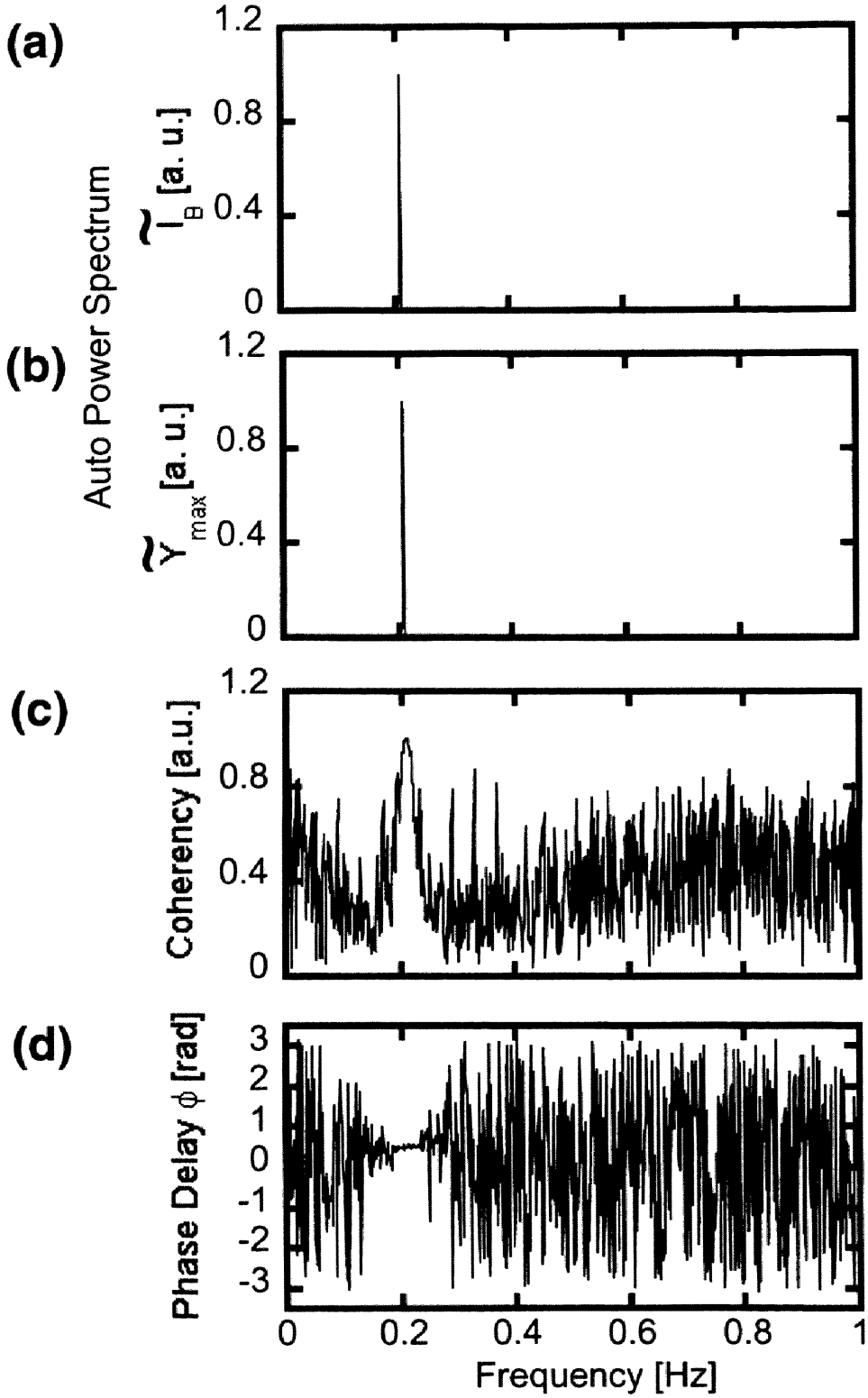

図 5.5: $\tilde{I}_{\mathrm{B}}$ と $\tilde{Y}_{\max}$ のオートパワースペクトル ((a), (b)) と 2 信号間の (c) コヒーレンシーおよび (d) 位相差.

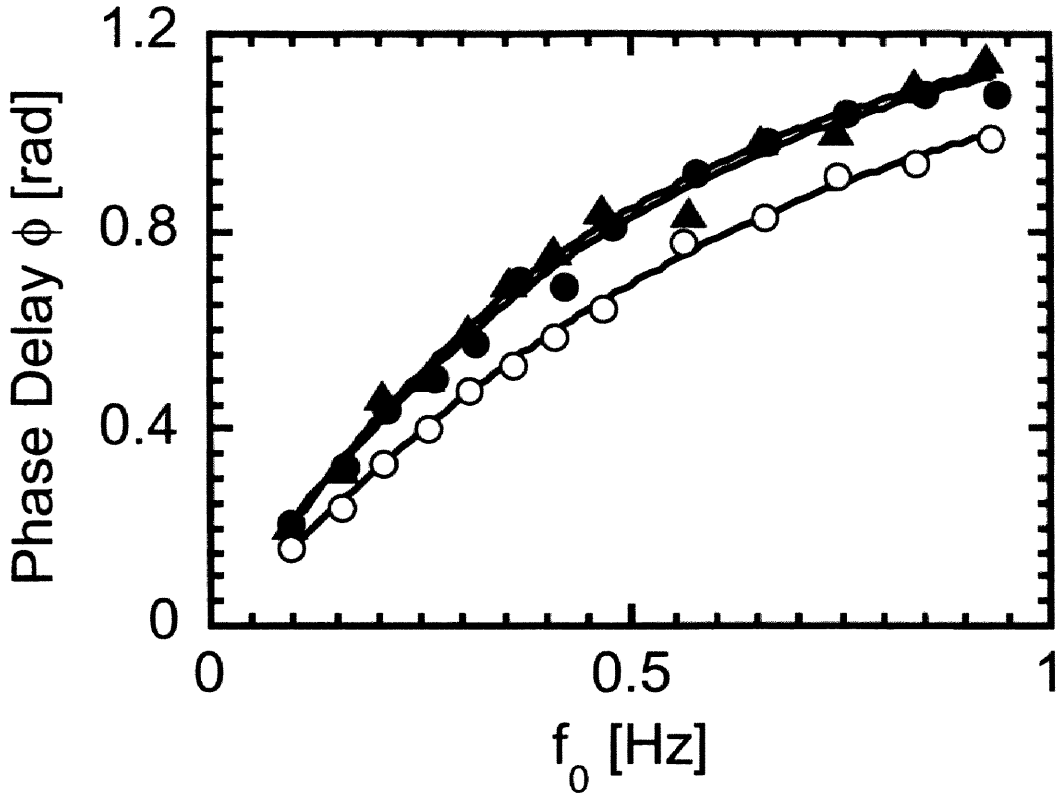

図 5.6: $\widetilde{Y}_{\max}$ の位相遅れ ϕ の変調周波数 f_0 依存性 (● : $V_{\mathrm{DC}} = 0$ V, ▲ : $V_{\mathrm{DC}} = -3$ V ○ : $V_{\mathrm{DC}} = -5$ V).

表 5.2: 正弦波変調法で計測したイオン閉じ込め時間

V_{DC0} [V]	0	-3	-5
τ_s [s]	0.35 ± 0.04	0.36 ± 0.05	0.27 ± 0.02

の動作としては閉じ込めの安定領域内にある．しかし，負の V_{DC0} によって図 2.5 における Y 方向のポテンシャルは約 20%ほど浅くなる．これによりイオン雲は Y 方向に伸びた楕円に変形されイオントラップ電極と接触する確率が高くなり，閉じ込め時間を短くしていると考えられる．今回の実験ではトラップ電極に DC 電圧を加えることにより閉じ込めポテンシャルに非対称性を導入し，閉じ込め時間への影響を調べたが，同様の効果はイオントラップ周辺の絶縁体の帯電，トラップ電極の機械的な誤差，電極に加えられる閉じ込め用 RF 電圧の位相のずれ等さまざまな原因による閉じ込めポテンシャルの歪みによっても生じる．そのため，一成分プラズマの安定な閉じ込めには閉じ込めポテンシャルの補正が重要であり，イオントラップの外部に設けた補正用電極に DC 電圧を加えることによって閉じ込めポテンシャルの歪みの補正が行われている [3]．我々のトロイダル RF トラップの場合，閉じ込め時間内でイオンはトーラス方向に何回も周回しているためトーラスの一部に補正電極を設けてイオンの軌道の歪みを平均的に修正することが可能である．閉じ込め時間はポテンシャルの歪みを反映しているので，正弦波変調法で閉じ込め時間 (位相差) の変化を計測しながら補正電極の電圧を調整し，ポテンシャルの歪みを平均的に補正することによって閉じ込めの最適化を行うことが可能である．

5.2 バッファガスによるイオンの冷却とレーザー誘起蛍光法による閉じ込め時間測定

低温の軽い原子 (バッファガス) による Ca^+ イオンの衝突冷却の効果が，イオンの閉じ込めに与える影響を調べるために，閉じ込め時間のバッファガス圧依存性をレーザー誘

起蛍光法を用いて測定した[2][4]．図5.7が電子銃停止後のイオンの蛍光強度の減衰特性の例である．図に示されているのは$P_{He} = 5.8, 6.7, 9.5 \times 10^{-7}$ Torrの場合で，それぞれのP_{He}における閉じ込め時間τは72, 110, 153 sであった．P_{He}が大きくなるにつれて衝突冷却によりCa^+イオンが冷え，閉じ込め時間が長くなっている．一方，5.1節で測定したAr^+イオンの閉じ込め時間はバッファガス冷却されたCa^+イオンに比べて極端に短い．この原因としては，閉じ込められているAr^+イオンとこれを生成するために導入されているArガスの質量が等しいために衝突冷却の効果がないことが考えられる[5][6]．また，Arガスの密度が高いためにRF電場の大きいイオン雲の周辺ではイオン－中性ガスの衝突によりイオンが安定領域から逃げる効果も大きいと考えられる．この効果は残留Arガスを減らして測定した閉じ込め時間と今回の結果を比較することで調べることができる．そのためには，真空容器全体にArガスを満たすのではなく，Ca蒸気の場合と同様にトラップ下部に設置した原子オーブンのノズルを利用して電子ビームが入射している部分だけにArガスを導入し，Ar^+イオンの生成を変えずに残留Arガスを減らす方法や，Arガスをパルス的に導入しAr^+イオンの減衰を測定する際の残留Arガスを減らす方法等の改善が必要である．

イオントラップ中の粒子数の減衰特性には長短２つの時定数があることが知られている[7]．これは，イオン生成停止直後に高温のイオンが短い時間で失われ，その後イオン数は閉じ込めポテンシャルとRF加熱によって決まるゆっくりとした減衰をするためである．しかし，我々の測定ではRF共鳴吸収法での測定結果(図5.3)にもレーザー誘起蛍光法による測定結果(図5.7)にもこれが原因と考えられるような２つの時定数による減衰は見られなかった．トロイダルイオントラップではトーラス状の閉じ込め領域の一部で電子ビームによりイオンの生成が行われ，それがトーラス方向に一様に広がって閉じ込められている．RF電極近傍で生成されたイオンは，強いRF電場によって加速され高速となるため，速やかにトラップから逃げるか電極との衝突で失われる．そのため高温のイオンは

イオン生成領域から離れるに従い減少し，トーラス全体では閉じ込められている全イオン数に対して高温のイオンは少ないと考えられる．5.1 節でイオンの測定に用いた RF 共鳴吸収法は，閉じ込められているイオン全体を平均して電気的に測定する方法なので，数の少ない高温のイオンの時間変化は計測されなかったと思われる．また，5.2 節で用いた LIF による測定ではプラズマの局所的な計測を行うため，イオン生成領域でのイオンの減少を測定することにより 2 つの時定数が観測される可能性はある．しかし，今回の実験ではイオン生成領域から離れた場所で計測しているため時定数の変化は見られなかったと考えられる．

$P_{\mathrm{He}} = 6 \times 10^{-7} \sim 2 \times 10^{-6}$ Torr で，閉じ込め時間は約 70 s から 160 s まで改善された (図 5.8)．閉じ込め時間は P_{He} が 1×10^{-6} Torr 以下では急激に改善されるがそれ以後は飽和している．RF トラップ中のイオンは閉じ込めポテンシャルを作っている RF 電場との非断熱的な相互作用により加熱され閉じ込め領域から失われる．この非断熱過程のため実際の粒子の軌道は (2.12) 式のような理想的なポテンシャル中の運動からずれてくる．閉じ込め電位の歪みがある場合はさらにその影響が大きくなる．He ガスを導入することにより，He ガス－Ca イオン間の衝突周波数と温度差に比例する冷却効率で Ca^+ イオンの運動エネルギーは失われる．閉じ込め時間はこのような RF 加熱と冷却の平衡により決まるため，He ガス圧が増加しイオンの冷却が進むにつれて理想的にはイオンは He ガス温度に漸近するものと考えられる．

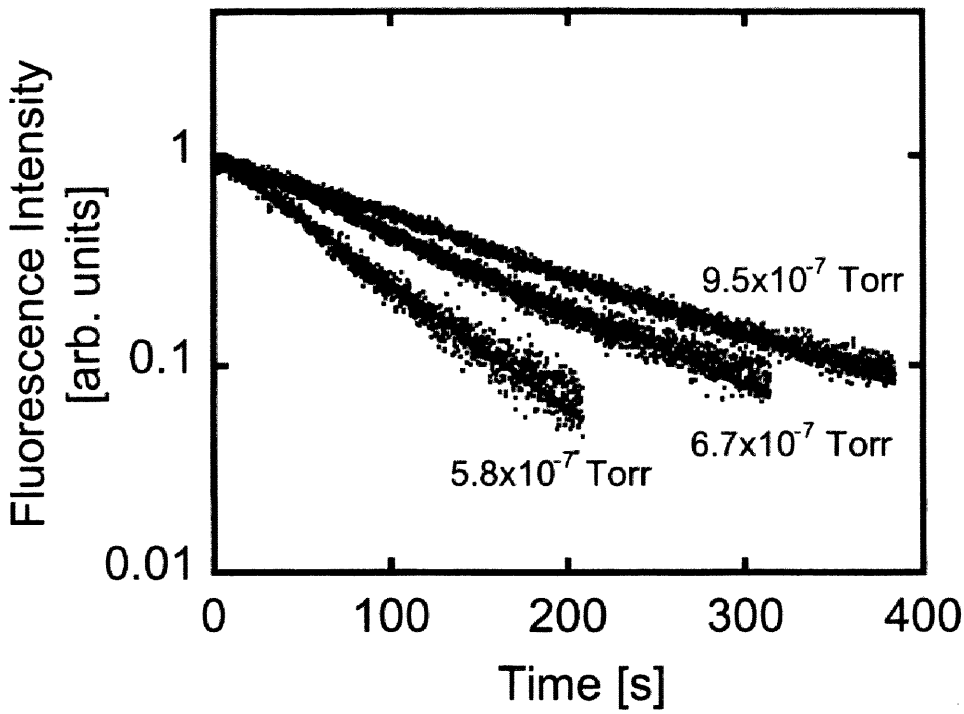

図 5.7: 電子ビーム停止後の Ca^+ イオンの蛍光強度減衰曲線, (P_{He}, τ) = (5.8 × 10^{-7} Torr, 72 s), (6.7 × 10^{-7} Torr, 110 s), (9.5 × 10^{-7} Torr, 153 s).

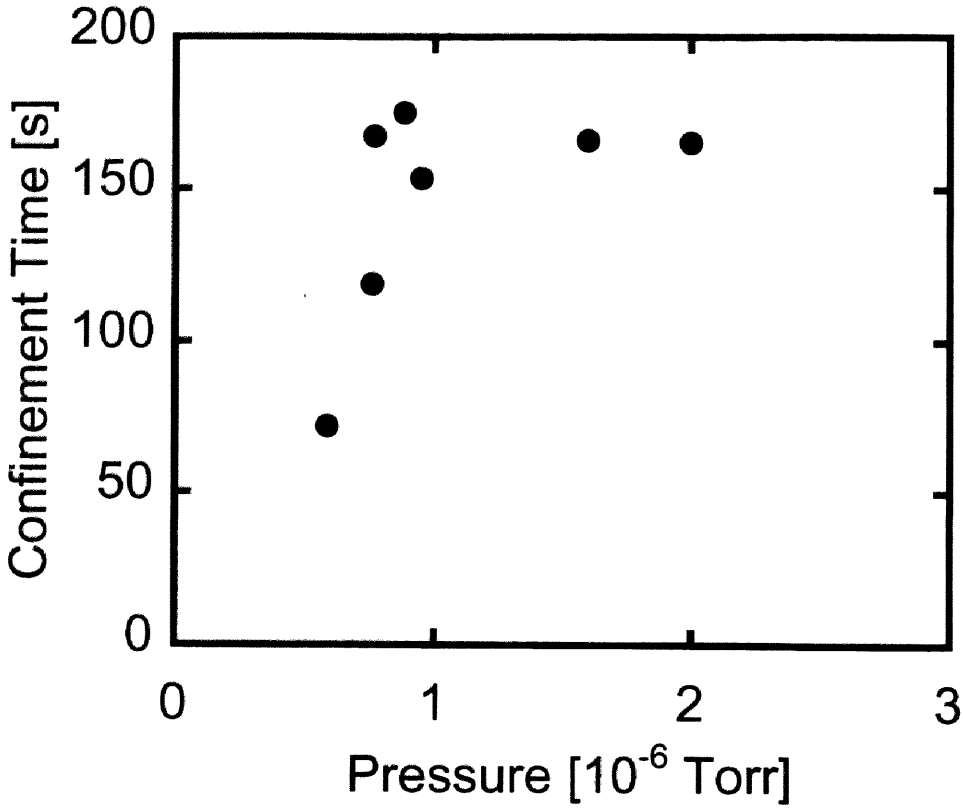

図 5.8: 閉じ込め時間 τ の P_{He} 依存性.

参考文献

[1] M. Aramaki, Y. Sakawa, and T. Shoji: Jpn. J. Appl. Phys. **39** (2000) L246.

[2] 荒巻 光利, 坂和 洋一, 庄司 多津男, 早坂 和弘: プラズマ・核融合学会誌 (2001 年 3 月号 掲載予定)

[3] D. J. Berkeland, J. D. Miller, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland: J. Appl. Phys. **83** (1998) 5025.

[4] M. Aramaki, Y. Sakawa, T. Shoji, and K. Hayasaka, J. Plasma and Fusion Research (投稿中).

[5] F. G. Major and H. G. Dehmelt: Phys. Rev. **170** (1968) 91.

[6] J. Yoda and K. Sugiyama: IEEE Trans. Inst. & Meas. **38** (1989) 521.

[7] M. N. Gaboriaud, M. Desaintfuscien, and F. G. Major: Int. J. Mass Spectrom. & Ion Phys. **41** (1981) 109.

第6章 速度分布関数・密度の空間分布測定

本研究で用いたトロイダルRFトラップによる閉じ込めは，ポロイダル断面においてはRF加熱があり，トロイダル方向にはRF加熱のない連続な自由度を持つと言う点で他の閉じ込め配位と異なる．回転双曲型RFトラップ(図2.1(a))に閉じ込められたイオン雲では，速度分布関数[1]や密度の空間分布[2][3][4]等を計測した例はあるが，トロイダルRFトラップに閉じ込められたイオン雲の特性を詳しく調べた例はない．ここでは，トロイダルRFトラップ中のイオン雲の速度分布関数および密度の空間分布を測定し，イオン雲の特性を考察する[5][6].

6.1 バッファガス冷却されたCa^+イオンの速度分布関数

図6.1はトーラス接線方向よりプラズマのポロイダル断面中心を通るように計測用レーザーを入射し，397 nm光をCa^+イオンの共鳴周波数を中心に約±3 GHzにわたって周波数掃引して測定したドップラー広がりであり，トーラス方向のイオンの速度分布に対応する．図6.1(a),(b),(c)ではHeバッファガスの圧力(P_{He})を$6\times10^{-7}, 2\times10^{-6}, 3\times10^{-5}$ Torrとしバッファガス冷却の効果を変化させている．ここで，Ca^+イオンの$^2P_{1/2}-^2S_{1/2}$遷移の自然幅が約20 MHz，計測に用いた397 nm光源のスペクトル幅が4 MHz以下とイオン雲の数GHzのドップラー広がりより十分狭い．蛍光スペクトルは良くガウス分布と一

表 6.1: イオン密度の導出に用いた実験パラメータ.

S	18
V	0.65×10^{-11} m^3
Q	0.1
$d\Omega$	0.13 sr

致しており (図 6.1 中の実線), イオンの速度分布関数におけるボルツマン統計からのずれは今回の実験精度の範囲では見受けられなかった. また, レーザーを共鳴中心の前後で掃引する場合, レーザーによるイオンの冷却や加熱に起因するスペクトルの変形が観測されることもある [7] が, 今の場合スペクトルの形は共鳴中心に対して対称であり, イオンの温度はバッファガスによる冷却によって決まっていることが分かる. 図 6.1 においてドップラー広がりの半値幅より求めたトーラス方向のイオン温度 (T_t) はそれぞれ 2600 K[図 6.1(a)], 1150 K[図.6.1(b)], 550 K[図 6.1(c)] となっており, P_{He} の増加とともにイオンは冷却されている. 図 6.2 に T_t の $P_{He}(5 \times 10^{-7} \sim 7 \times 10^{-5}$ Torr) に対する依存性を示す. T_t は $P_{He} = 5 \times 10^{-7}$ Torr で 2700 K であったが, 1×10^{-5} Torr で 600 K まで冷却され, それ以後はほぼ一定となっていることが分かる.

今回の実験では, イオンが準安定状態に溜らないように強い 866 nm 光を用いて $^2D_{3/2}$ 準位のイオンを $^2P_{1/2}$ 準位に再励起した. そこで図 4.2 に示した三準位系を $^2P_{1/2} - ^2S_{1/2}$ の二準位系で近似し, イオンの蛍光強度からイオン密度 n_i を (3.12) 式より概算した. その際, 実験パラメータとして表 6.1 を用いた.

$\nu_{0L} = \nu_{0D}$ とおき, 求めた n_i の P_{He} 依存性を図 6.3 に示す. P_{He} が $5\times10^{-7} \sim 7\times10^{-5}$ Torr の範囲で n_i は 5.5×10^5 cm^{-3} 程度で変化は微小であった. n_i, T_t より求めたバッファガス冷却されたイオンのクーロン結合係数 Γ はいずれも 10^{-4} のオーダーであった. したがって, 今回実験を行った範囲ではプラズマはまだ弱結合状態にあり, 長距離相互作用が支配的となるようなプラズマを作るにはレーザー冷却によりプラズマをさらに低温まで冷却する必要があることが分かった.

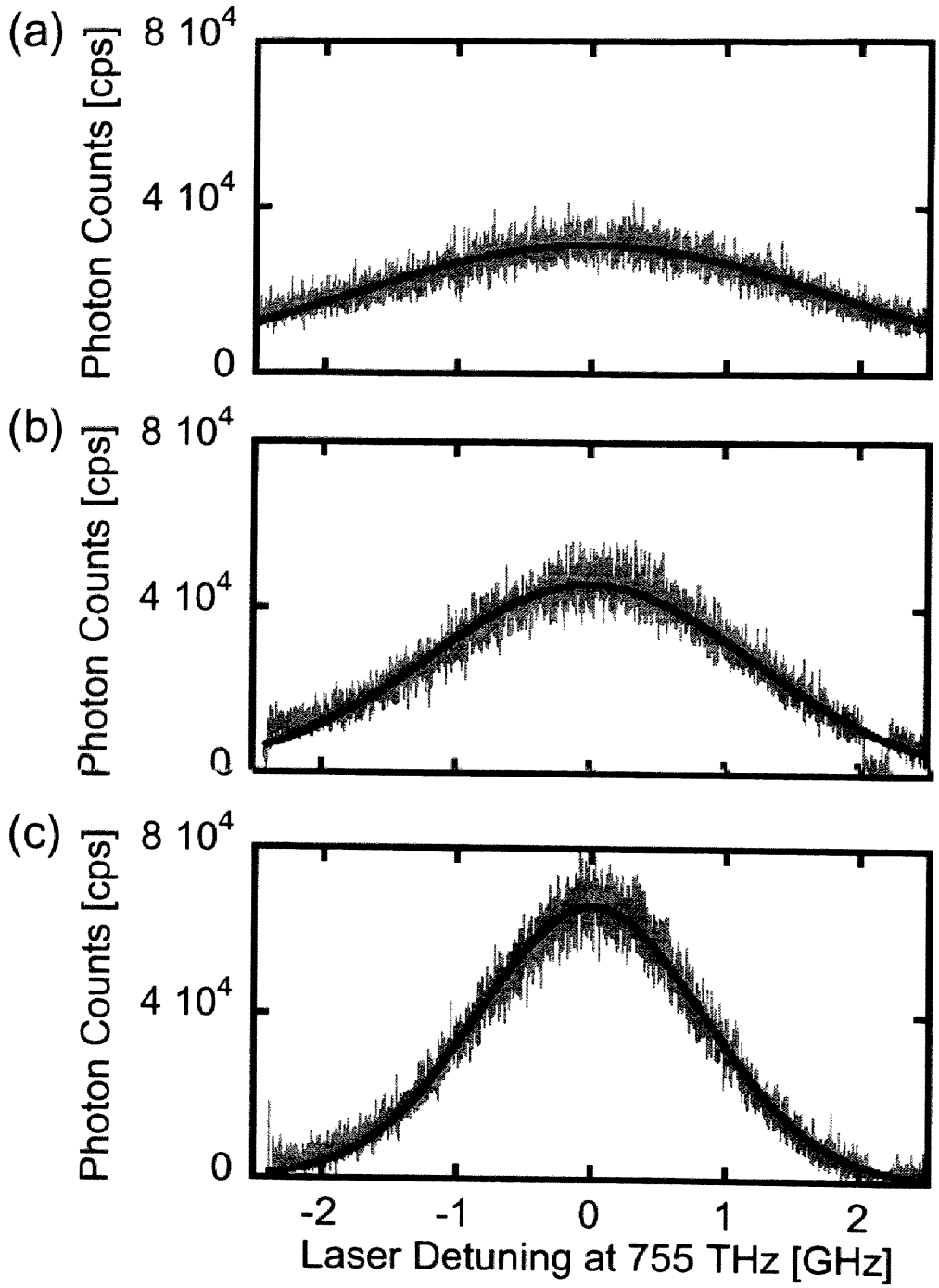

図 6.1: バッファガス冷却された Ca^+ イオンのドップラー広がり ((a)$P_{He} = 6 \times 10^{-7}$,(b)$2 \times 10^{-6}$, (c)$3 \times 10^{-5}$ Torr). 実線はガウス分布によるカーブフィット.

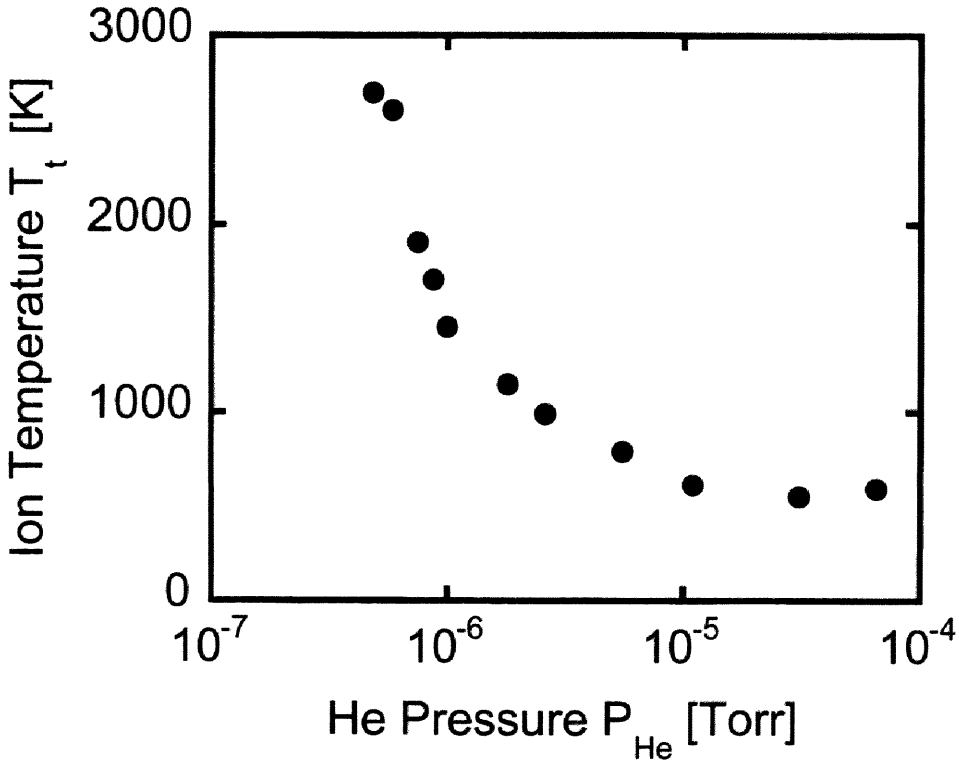

図 6.2: T_t の P_{He} 依存性.

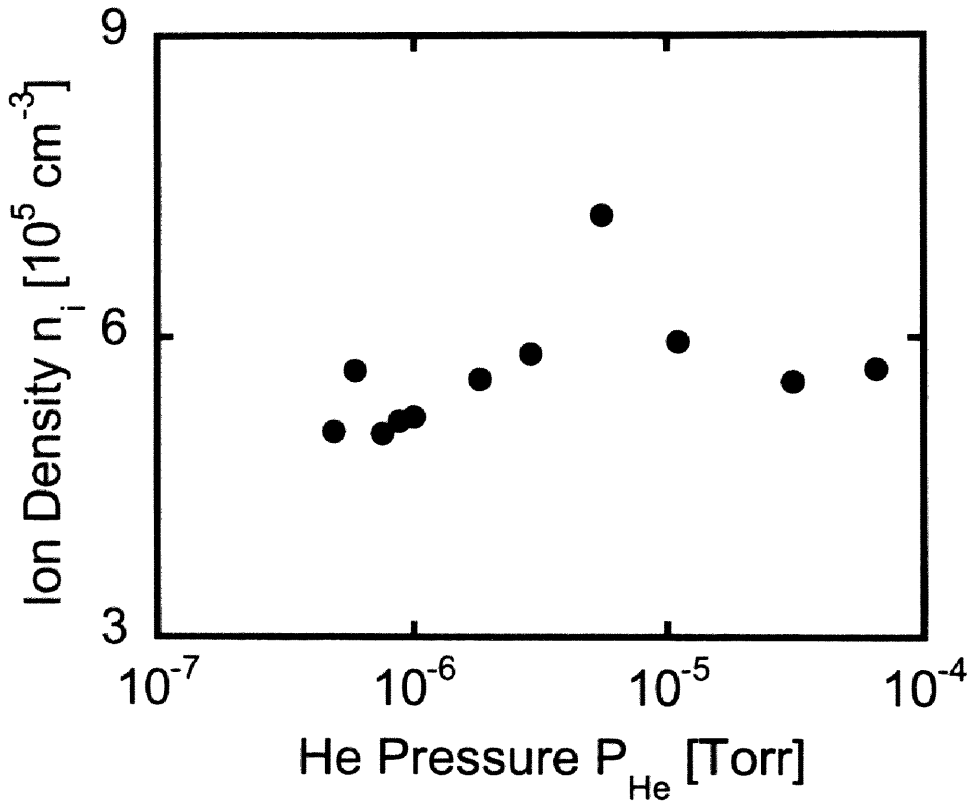

図 6.3: n_i の P_{He} 依存性.

6.2 バッファガス冷却されたCa^+イオンの密度の空間分布

イオントラップ中のイオン密度の空間分布 $n(r)$ はイオンがボルツマン統計に従うと仮定すると以下のように表わされる [8][9][10],

$$n(r) = n_0 \exp(-q\phi_{\mathrm{tot}}/k_{\mathrm{B}}T), \tag{6.1}$$

$$\phi_{\mathrm{tot}} = \phi_{\mathrm{eff}} + \phi_{\mathrm{sc}}, \tag{6.2}$$

$$\nabla^2\phi_{\mathrm{sc}} = \frac{qn(r)}{\varepsilon_0}. \tag{6.3}$$

ここで，n_0 はプラズマ中心 $(r=0)$ でのイオン密度，k_{B} はボルツマン定数，ε_0 は真空中の誘電率，$q\phi_{\mathrm{tot}}$ はイオンの全ポテンシャルエネルギーで ϕ_{sc} はプラズマによる空間電位を表わす．ϕ_{eff} は (2.12) 式を円筒座標に移して

$$\phi_{\mathrm{eff}}(r) = \frac{1}{4}\frac{qV_{\mathrm{RF}}^2}{mr_0^4\Omega^2}r^2, \tag{6.4}$$

を用いる．(6.1) 式を ϕ_{sc} について解き (6.3) 式に代入することにより自己無撞着な電場を考慮した場合の $n(r)$ を与える (6.5) 式を得る．

$$n'' - \frac{(n')^2}{n} + \frac{n'}{r} - \frac{q^2n^2}{\varepsilon_0 k_{\mathrm{B}}T} + \frac{nq^2V_{\mathrm{RF}}^2}{mr_0^4\Omega^2k_{\mathrm{B}}T} = 0. \tag{6.5}$$

ここで，$n' = \partial n/\partial r$ である．n の分布において高温，低密度の極限では ϕ_{sc} の効果は無視できるため

$$n(r) = n_0 \exp(-q\phi_{\mathrm{eff}}/k_{\mathrm{B}}T) \tag{6.6}$$

$$= n_0 \exp(-q^2V_{\mathrm{RF}}^2r^2/4mr_0^4\Omega^2), \tag{6.7}$$

とガウス分布へと漸近することがわかる．一方，低温，高密度の極限では $\phi_{\mathrm{tot}} = 0$ というイオンに働く力の平衡により密度は決まり，

$$n(r) = \varepsilon_0 V_{\mathrm{RF}}^2 / m r_0^4 \Omega^2, \tag{6.8}$$

となる．これはプラズマ内部では一様な密度を持ち，総粒子数によって決まるプラズマの境界の外側では密度が 0 となる矩形の密度の空間分布を表わす．(6.5) 式より，高温低密度と低温高密度の中間領域ではガウス分布から矩形分布へと連続的に変化する密度の空間分布が得られる．しかし，低温，高密度の強結合プラズマにおいては長距離相互作用であるクーロン力が支配的となるためイオン雲がボルツマン統計には従わなくなり，密度の空間分布は (6.1) 式のような形では表わせなくなる可能性がある．そのため強結合状態では (6.5) 式から得られた分布からのずれが予想される．

図 6.4 はトーラスの接線方向から入射しているレーザーをトーラス内側から外側にむけてポロイダル断面内を掃引した場合に観測される蛍光強度の空間変化を示している．ここで，図 6.4(a),(b),(c) はそれぞれ P_{He} を 5×10^{-7}, 2×10^{-6}, 4×10^{-6} Torr とした場合である．横軸はプラズマの中心を基準としており，縦軸は計測された光子数である．計測に用いているレーザーの周波数はイオンの共鳴周波数に固定されており，その周波数広がりは数 MHz である．これに対してイオンのドップラー広がりは数 GHz と十分大きいので図 6.4 の蛍光強度はトロイダル方向の速度分布関数の中心付近にあるイオンの密度に比例しており，バッファガス冷却により T_{t} が小さくなるにつれて蛍光強度は大きくなる．一方，密度の空間分布はポロイダル断面内におけるイオン温度 T_{p} に依存している．図 6.4 中の実線は (6.5) 式の数値解を用いてカーブフィットしたものであり，これにより求めた T_{p} は，それぞれ 1800 K[図 6.4(a)], 1600 K[図 6.4(b)], 1400 K[図 6.4(c)] となった．この T_{p} の値は 6.1 節でイオンのドップラー広がりから求めた T_{t} と同程度の値であったが，T_{t} のようにバッファガスによって冷却されることはあまりなく，ほぼ一定の値となった．T_{p} は密度の

表 6.2: バッファガス冷却された Ca プラズマのパラメータ.

P_{He}	$5 \times 10^{-7} \sim 7 \times 10^{-5}$ Torr
T_{t}	$2700 \sim 550$ K
T_{p}	~ 1800 K
n_{i}	5×10^{5} cm^{-3}
N	10^{5}
D_{i}	0.7 mm
Γ	10^{-4}

空間分布から間接的に得られた温度であり閉じ込めポテンシャルが持つ誤差等を含むため T_{t} との厳密な定量的な比較はできないが，P_{He} に対する依存性が明らかに異なっていることから T_{t} と T_{p} に不一致があることが結論できる．これはトロイダル方向には外部より作られる電場がないためこの方向には加熱されないのに対して，ポロイダル断面内の運動は閉じ込めの RF 電場で加熱されるためであると考えられる．さらなる定量的な考察には T_{p} も T_{t} と同様にドップラー広がりから直接求めることが必要である．図 6.5 はイオン雲の半値幅 D_{i} の P_{He} 依存性を表わしており，D_{i} は約 $0.7 \sim 0.8$ mm で P_{He} による変化は小さい．プラズマ密度の半値幅内でトーラス方向に一様にイオンが分布すると仮定して求めた総粒子数 N は約 10^5 個であった．$T_{\mathrm{t}}, T_{\mathrm{p}}, n_{\mathrm{i}}, N, D_{\mathrm{i}}, \Gamma$ の P_{He} 依存性を表 6.2 にまとめる．

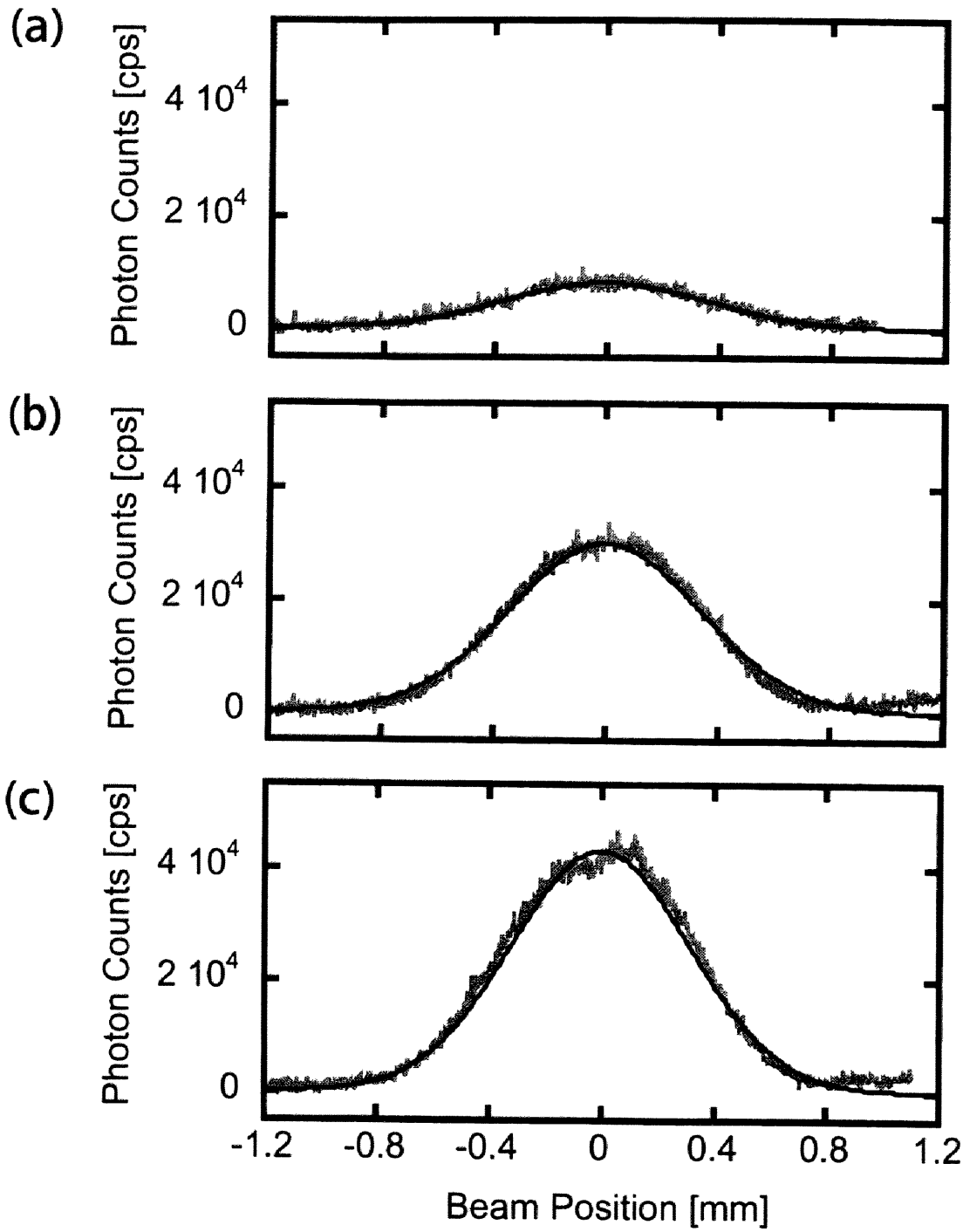

図 6.4: バッファガス冷却された Ca^+ イオンの密度の空間分布 ((a)$P_{He} = 5 \times 10^{-7}$, (b)$2 \times 10^{-6}$, (c)$4 \times 10^{-6}$ Torr). 実線は (6.5) 式によるカーブフィット.

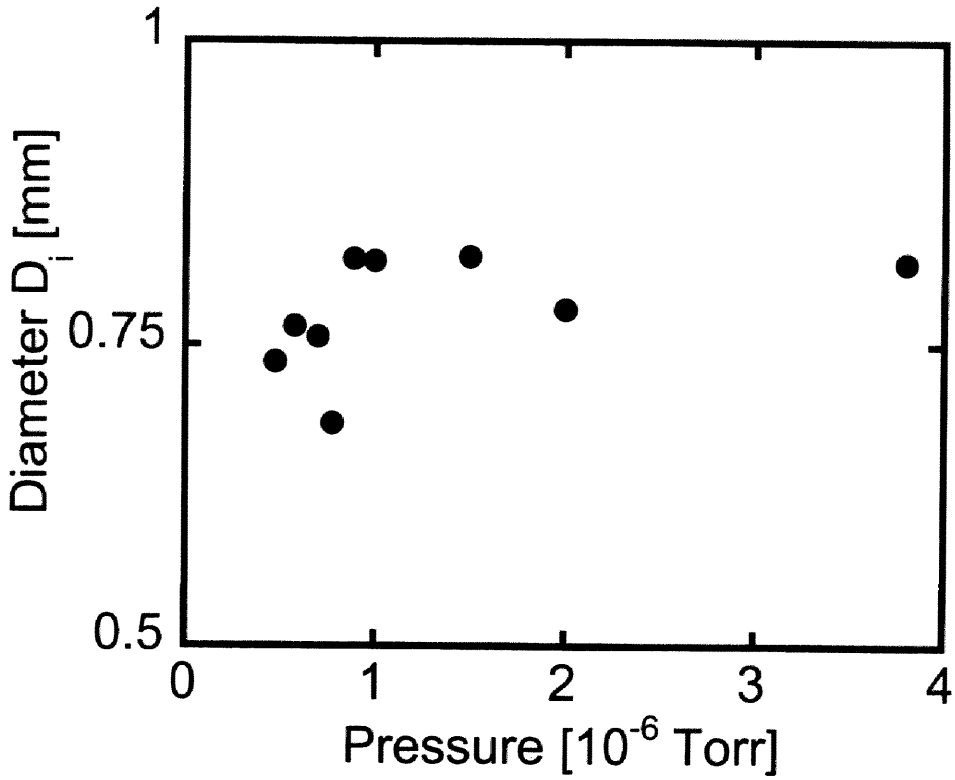

図 6.5: D_i の P_{He} 依存性.

参考文献

[1] S. Urabe, H. Imajo, K. Hayasaka, and M. Watanabe: J. Mod. Opt. **39** (1992) 417.

[2] H. Schaaf, U. Schmeling, and G. Werth: Appl. Phys. **25** (1981) 249.

[3] R. D. Knight and M. H. Prior: J. Appl. Phys. **50** (1979) 3044.

[4] 依田 潤, 杉山 和彦: レーザー研究 **22** (1994) 359.

[5] 荒巻 光利, 坂和 洋一, 庄司 多津男, 早坂 和弘: プラズマ・核融合学会誌 (投稿中).

[6] M. Aramaki, Y. Sakawa, T. Shoji, and K. Hayasaka, J. Plasma and Fusion Research (投稿中).

[7] K. Hayasaka, M. Watanabe, H. Imajo, R. Ohmukai, and S. Urabe: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 1595.

[8] L. S. Cutler, C. A. Flory, R. P. Giffard, and M. D. McGuire: Appl. Phys. B **39** (1986) 251.

[9] L. S. Cutler, R. P. Giffard, and M. D. McGuire: Appl. Phys. B **36** (1985) 137.

[10] G. Li, S. Guan and A. G. Marshall: J. Am. Soc. Mass. Spectrom **9** (1998) 473.

第7章 まとめ

7.1 本研究のまとめ

荷電粒子間に長距離相互作用が働く，一成分プラズマの統計力学的な特性を調べるために，トーラス型の閉じ込め方式を検討し，これに基づいてトロイダルRFトラップを製作して，これに閉じ込められたイオンの特性を明らかにするためにイオンの閉じ込め時間，速度分布および空間分布測定を行った．

イオントラップに閉じ込めたイオンの電気的な検出法としてRF共鳴吸収法を用い，光学的計測法としてレーザー誘起蛍光法を用いた．Ca^+ イオンのレーザー誘起蛍光法による計測のために397 nmと866 nmのレーザー光源をそれぞれ製作した．397 nmレーザーシステムでは40 mWの794 nm光を外部共振器中で増幅し第二高調波を発生させることにより，出力約350 μW，線幅3 MHz以下の397 nm光を得ており，その周波数を±6 GHzにわたり掃引することができた．

Ar^+ イオンの閉じ込め時間は，新しく開発した正弦波変調法と通常行われるパルス変調法でイオンを生成する電子ビームの強度を変調させRF共鳴吸収法でイオンの信号を検出することによって測られた．トラップ電極にDC電圧を加えることにより閉じ込めポテンシャルに非対称性を持たせ，その閉じ込め時間に対する影響を測定した．二つの方法で測定した閉じ込め時間はほぼ一致しており，ポテンシャルの非対称性が大きくなるに従って閉じ込め時間は短くなった．一方ノイズに対しては，測定に同期検波を用いる正弦波変調法の方が有効であった．今回の実験ではトラップ電極にDC電圧を加えることにより閉

じ込めポテンシャルに非対称性を導入し，閉じ込め時間への影響を調べたが，同様の効果はイオントラップ周辺の絶縁体の帯電，トラップ電極の機械的な誤差，電極に加えられる閉じ込め用RF電圧の位相のずれ等さまざまな原因による閉じ込めポテンシャルの歪みによっても生じる．そのため，一成分プラズマの安定な閉じ込めには閉じ込めポテンシャルの整形が重要であり，イオントラップの外部に設けた補正用電極にDC電圧を加えることによって閉じ込めポテンシャルの歪みの補正が行われている．我々のトロイダルRFイオントラップの場合，閉じ込め時間内でイオンはトーラス方向に何回も周回しているためトーラスの一部に補正電極を設けてイオンの軌道の歪みを平均的に修正することが可能である．閉じ込め時間はポテンシャルの歪みを反映しているので，正弦波変調法で閉じ込め時間(位相差)の変化を計測しながら補正電極の電圧を調整しポテンシャルの歪みを平均的に補正することによって閉じ込めの最適化を行うことが可能である．

バッファガス冷却されたイオンの閉じ込め時間はレーザー誘起蛍光法を用いて測定した．冷却を行っていないAr^+イオンに対してバッファガス冷却されたCa^+イオンの閉じ込め時間は数百倍であった．閉じ込め時間のHeバッファガス圧依存性を調べることにより我々の装置では1×10^{-6} Torr程度のHeガス圧でイオンの冷却が飽和することが分かった．また，少数の粒子を閉じ込めるイオントラップの粒子数減衰に見られるような2つの時定数をもった減衰はトロイダルRFトラップでは見られなかった．

トロイダルRFトラップにCa^+イオンを閉じ込め，真空容器に導入したHeバッファガスとの衝突冷却を利用しイオンの冷却を行った．計測用レーザーをトーラス接線方向よりプラズマに入射し，トーラス方向のイオンの速度分布関数に対応するドップラー広がりおよびポロイダル断面における密度の空間分布をレーザー誘起蛍光法を用いて測定した．速度分布関数からトーラス方向のイオン温度T_tおよび密度n_iを，密度の空間分布からはポロイダル断面でのイオン温度T_pとプラズマの直径D_iを求めそれらのバッファガス圧P_{He}依存性を調べた．T_tはバッファガスにより約550 Kにまで冷却されたが，T_pはP_{He}によ

らずほぼ一定であった．これはトーラス方向には加熱源がないのに対してポロイダル断面では大きなRFによる加熱があるため冷却の効果が見られないためであると考えている．しかし，T_tはドップラー広がりから直接得られたのに対して，T_pはイオンの密度の空間分布から間接的に求めているため閉じ込めポテンシャルが持つ誤差の影響を受けている可能性がある．そのためT_tとT_Pの違いを定量的に確かめるためには計測用レーザーを半径方向からも入射し，T_tと同様に直接ドップラー広がりから温度を求める必要があると考えられる．n_iおよびD_iに関してもP_{He}に対する依存性は微小であった．今回実験を行った温度 (550 ~ 2700 K)，密度 ($5 \times 10^5\,\mathrm{cm}^{-3}$) では$\Gamma \sim 10^{-4}$程度とクーロン相互作用の影響が小さく，観測されたイオンの速度分布関数，密度の空間分布は実験精度の範囲でボルツマン統計から予想される形状と一致することが分かった．

本研究では，以上のように大容量のイオンの閉じ込め方式としてトーラス型のRFトラップを開発し，イオンの速度分布関数，密度の空間分布を狭帯域半導体レーザーを用いたレーザー誘起蛍光法により計測するとともに，電子ビーム変調法などの新しい方法を用いてイオンの閉じ込め時間を計測しイオンの閉じ込め特性を明らかにした．

7.2 今後の課題と展望

本研究でトラップ中のイオンの速度分布関数，密度の空間分布の精密測定技術を確立したので，今後はCa^+イオンをレーザー冷却によりさらに低温まで冷却しプラズマを強結合状態として同様の計測を行うことが可能である．

本研究で計測用に用いているレーザーシステムをさらに安定化することによりレーザー冷却にも利用することができる．レーザーシステムの安定化は，光源であるレーザーダイオードの発振のモードホッピングを回折格子による光フィードバックにより抑えることで行うことができ，既に良好な性能を得ている (付録A)．

レーザー冷却されたイオンの温度はレーザーの位置，周波数，パワーに敏感に依存するためこれらを高精度で制御することにより広い範囲で温度を連続的に変化させることが可能である．しかし，これまでのレーザー冷却実験ではいったんイオンの冷却が始まると冷却効率が正のフィードバックを受けるために速やかに固相へと相転移している．そのため，相転移に至る手前での安定な温度制御自体にも技術的な興味が持たれるとともに，これによって広い範囲のΓでの実験を行うことにより長距離相互作用がプラズマの物性に与える影響の詳細を知ることが可能になると考えられる．

本研究ではイオンの温度はHeバッファガスの熱浴で決まるために計測用レーザーによるイオンの運動への影響はなかったが，高真空で行われるレーザー冷却実験では計測用のレーザーによる影響を無視できないため，これをできる限り微弱にする必要があり，今後はイオンの蛍光測定系の改良も必要となると考えられる．

また，レーザー冷却およびバッファガス冷却で通常扱う温度領域は大きく異なるが，冷却方法を工夫することにより両者の中間領域である数Kの一成分プラズマを実現できる可能性がある．このようなプラズマはΓは等しいが，レーザー冷却された系は孤立した系で，バッファガス冷却された系は大きな熱浴と接した系である．この二つの系を詳しく調べることにより長距離相互作用が支配するクーロン多体系と剛体球で近似できる系の混合系の物性を調べることも可能となる．

第8章　謝辞

本研究全般にわたり懇切丁寧なご指導を賜った，名古屋大学工学部助教授 庄司多津男先生に謹んで御礼申し上げます．また，本論文をまとめるにあたりまして，ご多忙の中多くのご助言，ご指導を賜りました核融合科学研究所教授渡利徹夫先生に心から御礼申し上げます．本研究の遂行ならびに論文作成におきまして，一貫して懇切丁寧なるご指導を賜り，常に適切なご指導，御討論を頂きました名古屋大学工学部助手坂和洋一先生に心から御礼申し上げます．

本論文の作成にあたり多くの有益なご教示とご助言を賜りました，名古屋大学工学部教授 佐藤紘一先生ならびに核融合科学研究所教授 東井和夫先生に厚く御礼申し上げます．

本研究で用いたイオントラップ，レーザーシステムの設計，製作全般にわたりに特に貴重なご教示とご助言を賜りました，郵政省通信総合研究所 早坂和弘先生に心から御礼申し上げます．

本研究の遂行にあたりまして多くの貴重なご助言を頂きました名古屋大学工学部教授 門田清先生ならびに名古屋大学工学部助手 佐々木浩一先生に深く御礼申し上げます．

本研究で粒子シミュレーションを行うにあたりまして多くの貴重なご教示を賜りました，核融合研究所教授 上村鉄雄先生に心から御礼申し上げます．

日頃から多くのご教示とご助言を賜りました，核融合科学研究所助教授 田中雅慶先生に心から御礼申し上げます．

本研究を遂行するにあたりまして多大なご協力を頂きました庄司グループの大学院学生の皆様に心から御礼申し上げます．

また，これまでの研究生活に協力し続けてくれた妻の明美に心から感謝します．

付 録A 回折格子半導体レーザー

本研究で用いたレーザーシステムの光源であるレーザーダイオード (LD) を，回折格子による光フィードバックを利用してさらに安定化した [1][2]．図 A.1 は回折格子によって安定化された回折格子半導体レーザーの概念図である．LD の出力はコリメートレンズ (Melles-Griot 06GLC007) により平行光にされ，回折格子に入射される．ここで，回折格子への入射角を θ_{i}，m 次の回折角を θ_{m}，回折格子の格子間隔を a，波長を λ とすると，これらの関係は (A.1) 式で表わされる，

$$a(\sin\theta_{\mathrm{m}} - \sin\theta_{\mathrm{i}}) = \mathrm{m}\lambda. \tag{A.1}$$

回折格子半導体レーザーの出力は，0 次光として取り出される．このとき，図 A.1 に示すように -1 次光が LD に再入射するよう θ_{i} は選ばれる．ここで，$\lambda = 794\,\mathrm{nm}$ の LD と $a = 1/1800\,\mathrm{mm}$ の回折格子を用いた場合 $\theta_{\mathrm{i}} = \theta_{-1} = 45.6^{\circ}$ となる．

図 A.1 の配位では，LD 内の共振器モード，回折格子の戻り光の波長分解能，および LD チップの端面と回折格子により形成される共振器の共振モードの 3 つにより LD の発振波長は決まる．図 A.2 はこれら 3 つの要素の関係を表わしている．図 A.2(a) は LD 内部の共振器の共振モードを表わしており，モード間隔は約 0.3 nm 程度である．LD 単独で発振させた場合，これらの共振モードのうちの最も利得の大きなモードで発振するが，これはあまり安定ではなく動作温度，動作電流，外部からの入射光等の摂動を受けるとモード間のジャンプが起こる (モードホッピング)．図 A.2(b) は回折格子による回折光のスペクトル広

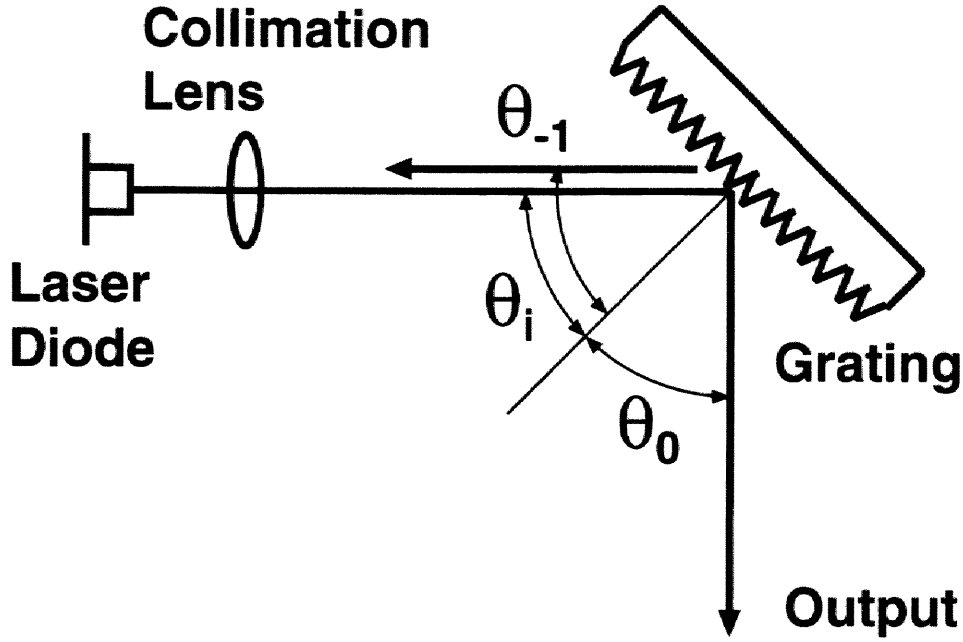

図 A.1: 回折格子半導体レーザー概念図.

がりを表わしており，ここではコリメート後のレーザー光のスポットサイズが 3 mm で回折格子の格子間隔が 1/1800 mm だったので，その広がりは約 0.15 nm($= 1/(3 \times 1800)$ mm) となる．この広がりは図 A.2(a) に示す LD のモード間隔よりも狭いために，回折格子からの -1 次光を LD に再入射すると発振波長の引き込みが起こり，-1 次光の波長に対応する発振モードが選択され他のモードでの発振が抑えられるためにモードホッピングが起こらなくなる．さらに LD のチップ端面と回折格子は共振器を形成しており，その共振モードを示したのが図 A.2(c) であり (a)(b) よりも狭い共振モードを持つ．(a)(b) により選択された LD の発振モードに，この (c) によるフィードバックが重ね合わされることにより，LD はスペクトルの広がりが小さく，安定な発振をする．

図 A.3 は本研究で 794 nm 光の光源に用いている DL-6030(三洋電気) に回折格子によるフィードバックを加えたときの LD の発振閾値 I_{th} の変化を測定したものである．横軸は LD への入力電流 I_{LD}，縦軸は LD の出力 P_{LD} をパワーメータで測定したものである．回折格子によるフィードバックがない場合は $I_{\mathrm{th}} = 164\,\mathrm{mA}$ であった．一方，回折格子によ

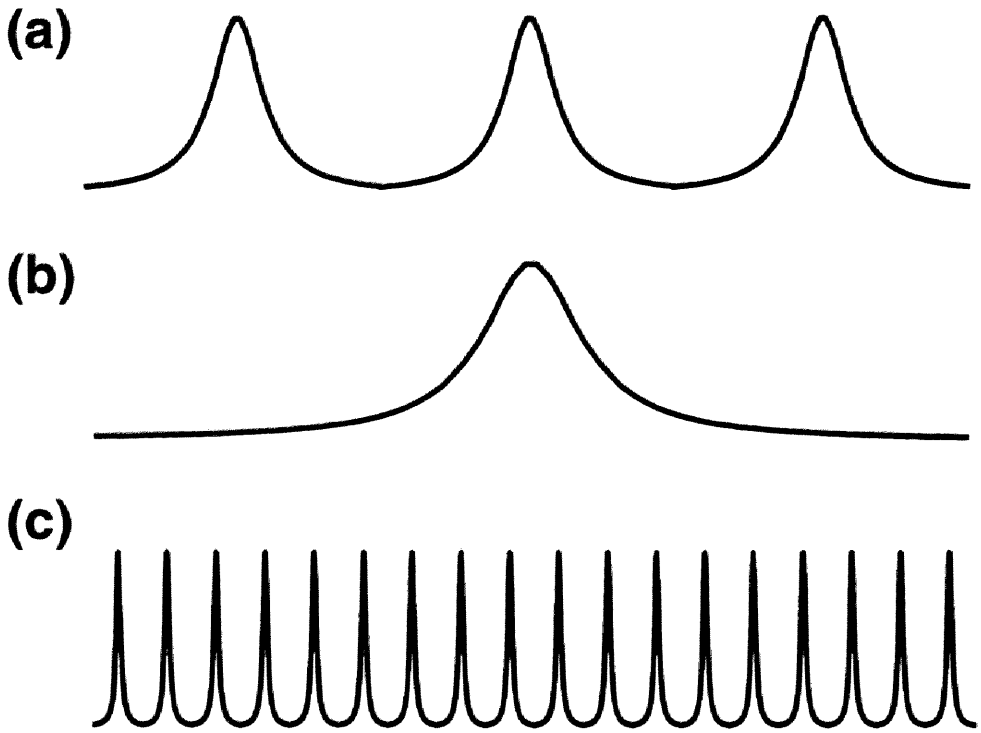

図 A.2: 回折格子を用いた半導体レーザーの発振波長選択，(a) レーザーダイオードの内部共振器モード，(b) 回折格子の回折光のスペクトル，(c) レーザーダイオードのチップ端面と回折格子が形成する共振器のモード.

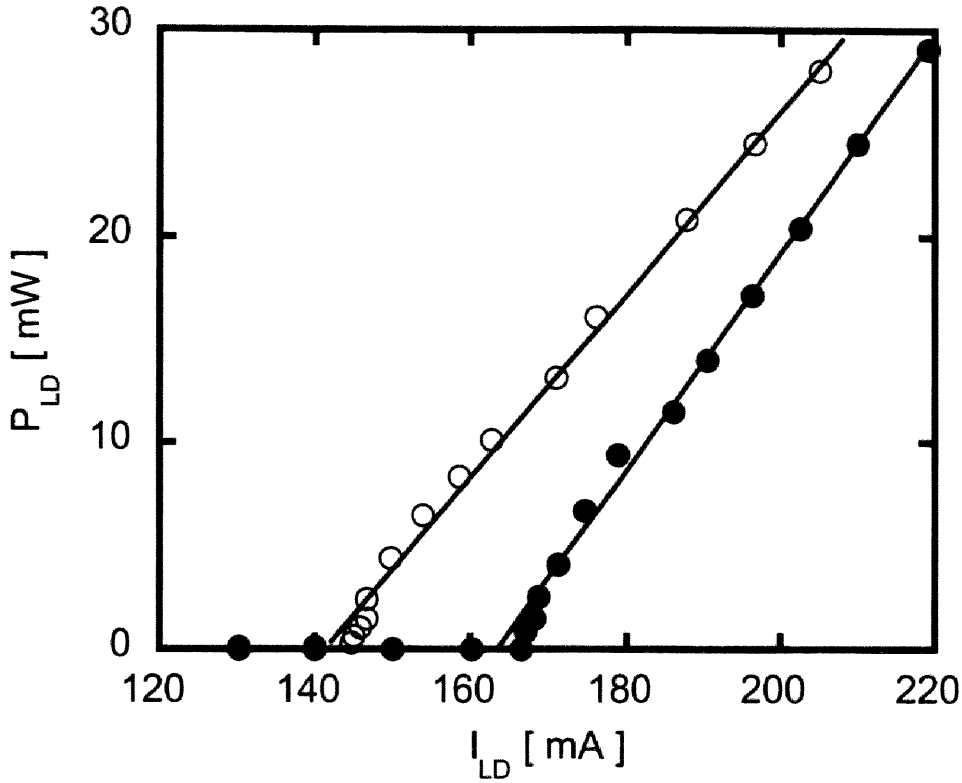

図 A.3: 回折格子からの光フィードバックによるレーザーダイオードの発振閾値の減少 (● : 回折格子によるフィードバックなし $I_{\mathrm{th}} = 164\,\mathrm{mA}$, ○ : 回折格子によるフィードバックあり $I_{\mathrm{th}} = 141\,\mathrm{mA}$).

るフィードバックがある場合は $I_{\mathrm{th}} = 141\,\mathrm{mA}$ と I_{th} は小さくなっている．このように，回折格子によるフィードバックが働くと I_{th} は減少するため，回折格子とコリメートレンズは I_{th} が最小となるように調整される．図 A.3 の例のように I_{th} が 10 ~ 20% 減少すれば，回折格子によるフィードバックは十分である．

参考文献

[1] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T. W. Hänsch: Opt. Commun. **117** (1995) 541.

[2] K. Hayasaka, S. Urabe, and M. Watanabe: Jpn. J. Appl. Phys. **39** (2000) L687.

発表論文・国際会議

学術雑誌論文

1. New Method of Particle Confinement Time Measurement in RF Trap:

   Mitsutoshi Aramaki, Youichi Sakawa, and Tatsuo Shoji,

   Jpn. J. Appl. Phys. **39** (2000) pp.L246-L248. （第3, 5章）

2. トロイダルRFトラップ中のイオン閉じ込め時間測定:

   荒巻 光利、坂和 洋一、庄司 多津男、早坂 和弘,

   プラズマ・核融合学会誌 (2001年3月号 掲載予定). （第3, 5章）

3. トロイダルRFトラップ中でバッファガス冷却された一成分プラズマのレーザー誘起蛍光法を用いた測定:

   荒巻 光利、坂和 洋一、庄司 多津男、早坂 和弘,

   プラズマ・核融合学会誌 (投稿中). （第3, 6章）

4. Velocity Distributions and Density Profiles of Buffer-gas Cooled One Component Plasma in Toroidal RF Ion Trap:

   M. Aramaki, Y. Sakawa, T. Shoji, and K. Hayasaka,

   J. Plasma and Fusion Research (投稿中). （第5, 6章）

参考論文

1. Multilayer mirror soft x-ray spectrometer for fast electron temperature measurement on the compact helical system:
   S. Lee, S. Duroah, A. Ejiri, H. Iguchi, A. Fujisawa, E. Ishiyama, Y. Takase, H. Toyama, M. Aramaki, and M. Kojima, S. Okamura, K. Matsuoka,
   Rev. Sci. Instrum. **71** (2000) pp.1671-1674.

2. Two-Dimensional Strongly Coupled Plasma on a Solid Surface
   T. Shoji, M. Fujigaya, H. Tomita, M. Aramaki, and Y. Sakawa
   Physica Scripta (掲載予定).

国際会議・学会

1. New Method of Particle Confinement Measurement in RF Ring Trap,
   Mitsutoshi Aramaki, Youichi Sakawa, and Tatsuo Shoji,
   41nd Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics,
   Washington, USA, 1999.

2. Two-dimensional strongly coupled plasma on solid and liquid surfaces,
   T. Shoji, K. Shinohe, M. Aramaki, H. Tomita, and Y. Sakawa,
   International Topical Conference on Plasma Physics : Colloidal Plasma Science,
   Trieste, Italy, 2000.

3. Cooling of Ca ions confined in rf ring trap,
   Mitsutoshi Aramaki, Youichi Sakawa, Hideki Tomita, Tatsuo Shoji, and Kazuhiro

Hayasaka,

42nd Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics combined with the 10th International Congress on Plasma Physics (ICPP),

Qubec, Canada, 2000.

4. Velocity Distribution of Ca Ions Confined in RF Ring Trap,

Mitsutoshi Aramaki, Youichi Sakawa, Tatsuo Shoji, and Kazuhiro Hayasaka,

11th International Toki Conference,

Gifu, Japan, 2000.