

修士論文
反陽子プラズマの電子冷却と制御法の開発

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻
黒田 直史

2001年1月10日

目次

第1章	序論	3
1.1	反陽子を用いた分光、衝突実験について	3
1.2	本研究の動機と目的	4
第2章	予備的考察	5
2.1	非中性プラズマ	5
2.2	電磁トラップ中の荷電粒子	7
2.2.1	電磁トラップ中の荷電粒子の運動	7
2.2.2	マグネトロン運動の冷却 — サイドバンド冷却	9
第3章	実験装置	12
3.1	実験装置の概要	12
3.2	反陽子トラップについて	12
3.3	Duoplasmatron イオン源	13
3.4	測定系について	14
3.4.1	マイクロチャンネルプレート	14
3.4.2	蛍光板	14
3.4.3	荷電増幅器	15
3.4.4	タンク回路	15
第4章	H⁻ イオンプラズマの電子冷却	25
4.1	実験手順	25
4.2	H ⁻ イオンの電子冷却	25
4.3	電子冷却に対する回転電場の効果	26
第5章	トラップに閉じ込められたプラズマの制御	31
5.1	プラズマの生成 — 電子と水素分子の衝突	31
5.2	H ₃ ⁺ イオンプラズマ	32
5.2.1	H ₃ ⁺ イオン	32
5.2.2	陽子 – H ₃ ⁺ イオン 2 成分プラズマの構成成分の制御	35
5.2.3	H ₃ ⁺ イオン生成過程	36
5.3	回転電場によるプラズマの制御	40

5.3.1	陽子及び H_3^+ イオンプラズマの径方向への圧縮	40
5.3.2	陽子及び H_3^+ イオン 2 成分プラズマの圧縮	43
5.3.3	プラズマ構成成分の選択的制御	44
第 6 章	結論	61
6.1	H^- イオンプラズマの電子冷却	61
6.2	数 eV のエネルギーにおける H_3^+ イオンの生成について	61
6.3	陽子プラズマの制御	61

第1章 序論

1.1 反陽子を用いた分光、衝突実験について

反陽子は陽子の反粒子であり、1955年に Chamberlain, Segrè, Wiegand, Ypsilanti によってカリフォルニア大学の Bevatron を使って発見された。理論的には、反陽子は陽子が Dirac 方程式に従えば存在する。反陽子の発見以降、Dirac 方程式の確認という面だけではなく、陽子の物理量との精密な比較などを通して CPT 保存則のテストケースの一つとして注目されている [1]。

原子物理の分野では、この反陽子を用いることで、例えば原子衝突過程において、荷電符号に依存する効果と質量に依存するそれとを分離して研究出来るようになることが期待されている。また、反陽子を物質中に導入する時を考えると、反陽子は減速されて反陽子原子を形成し、そして周辺の原子や分子と衝突する。この反陽子原子は、 μ^- 粒子や π^- 中間子、 K^- 中間子の場合と同じ様に反陽子がクーロン力で原子核に束縛されている原子であるが、反陽子の質量が電子よりも非常に大きいので、そのボーア半径は、主量子数が同じならば換算質量に反比例して電子軌道の約 $1/1000$ になる。反陽子の捕獲は入れ替わる電子の束縛エネルギーと同程度のところへ起こる。反陽子は、最初に捕獲された時の高いエネルギー準位から低い準位へとオージェ電子を出しながら落ちていき、最後は X 線を出してさらに低い準位にカスケード遷移する。低いエネルギー準位にある反陽子は電磁相互作用だけでなく原子核からの強い相互作用の影響を受ける。その為、先程のオージェ電子や X 線を観測することでそれらの相互作用による影響、つまり、反陽子-陽子相互作用や反陽子-核子相互作用による影響をエネルギー準位のずれや幅として見る事が出来る [2]。その反陽子原子の内、 $\bar{p}\text{He}^+$ は高密度媒質中でも安定で μs 程度の長い寿命を持っているので、既にレーザー分光法などを用いて研究されている [1, 3, 4]。また、その他にも反陽子の比電荷 (e/m) を Gabriels ら [5] が 10^{-11} の精度で決定したり、反水素原子生成を目指して反陽子を電磁トラップに閉じ込める実験 [5] も既に行なわれている。

さて、現在、CERN において反陽子減速器 (AD) が稼働している。この AD では、反陽子ビームを電子冷却等の手法を用いて約 $3\text{ GeV}/c$ から $100\text{ MeV}/c$ 程度まで減速することに成功しており、ここで得られた反陽子を用いて反陽子ヘリウム ($\bar{p}\text{He}^+$) のレーザー分光実験が行なわれている [3]。また、AD から得られた反陽子ビームは RFQ (Radio Frequency Quadrupole) で 50 keV までにさらに減速することにも成功している。この低速反陽子ビームを用いることで準安定な反陽子原子の

生成、反陽子原子の生成初期過程の解明などが出来ると期待されている。

本研究室では、他の研究室、大学、機関と共にこの低速反陽子をトラップに閉じ込めて数 10 K 程度まで冷却し、1 keV から数 eV 程度のエネルギーの超低速ビームとして引き出して、水素などの分子、原子との衝突実験、生成された反陽子原子の分光などを計画している [4]。

1.2 本研究の動機と目的

本研究は、前述の超低速反陽子実験に向けて開発したトラップ内での反陽子プラズマの振舞いを H^- イオン、陽子で模擬実験することを主な目的とした。

具体的には、まず、 H^- イオンの電子冷却を行なった。電子冷却は、このトラップを用いて反陽子を冷却する際に中心的な役割を果たす手法である。そこで、反陽子の代替として電荷が反陽子と同じく -1 であり質量も近い H^- イオンを用い、電子冷却を行なった際に H^- イオンが実際どの程度冷却されるのか、より効率良く冷却する手法はないかを調べた。

次に、トラップ中での反陽子プラズマの制御に応用する為に、トラップに閉じ込めた陽子プラズマの回転電場による制御を試み、その挙動、即ち、回転電場の周波数、振幅及び印加時間に対する依存性、トラップポテンシャルの深さについての依存性などを調べた。陽子は電荷の符号が反陽子と反対である為に電子と反陽子の相互作用については推測出来ないが、質量は同じであり、また H^- イオンと違って安定であることから、トラップ内での反陽子プラズマの挙動を推測するのは容易であると考えられる。

第2章 予備的考察

2.1 非中性プラズマ

本研究で用いたような電磁トラップ中に、一方の電荷を持った粒子を閉じ込めた時、その温度が下ると、閉じ込められた荷電粒子群は非中性のプラズマとして振舞うことが知られている。トラップ中のプラズマを制御し、その性質を調べるのにあたって必要となる非中性プラズマの性質をまとめる。

一様な磁場 B で径方向に閉じ込められた電子プラズマを考える。閉じ込められたプラズマは定常状態 ($\partial/\partial t = 0$) にある、つまり粒子数や形状が変化したりしないとし、プラズマの形状を円筒対称として考える。即ち密度分布は次式の通りだとする。

$$n_e(r) = \begin{cases} \hat{n}_e = \text{const.}, & 0 \leq r < r_b \\ 0, & r > r_b \end{cases} \quad (2.1)$$

但し、 r_b はプラズマの半径である。非中性プラズマの場合、プラズマ全体を中性化する背景のイオンが無い、或いは全体で電氣的に中性にならないので電子自身の空間電荷による電場、

$$E_r(r) = \begin{cases} -\frac{m_e}{2e} \omega_e^2 r, & 0 \leq r < r_b \\ -\frac{m_e}{2e} \omega_e^2 \frac{r_b^2}{r}, & r > r_b \end{cases} \quad (2.2)$$

が効いてくる。ここで、 ω_e^2 はプラズマ振動数 ($\omega_e = 4\pi\hat{n}_e e^2/m_e = \text{const.}$) であり、 r は対称軸からの距離である。また、プラズマを構成する荷電粒子の運動を解析し易くする為に、空間電荷や磁場による運動の速度に比べて、熱速度が小さく無視出来ると仮定する。つまり、この電子プラズマを冷たいプラズマとして扱う。

一様磁場中で運動する電子に働く力の径方向の釣合いは次式で表わされる。

$$-\frac{m_e V_{\theta e}^2(r)}{r} = -eE_r(r) - \frac{e}{c} V_{\theta e}(r) B_0 \quad (2.3)$$

$$V_{\theta e}(r) = \omega_r(r) r \quad (2.4)$$

$V_{\theta e}(r)$ はプラズマを構成している電子の方位角方向の速度である。図 2.1 から判るように遠心力及び空間電荷に伴うクーロン力と印加されている磁場によるローレンツ力が釣合っている。また ω_r は電子の角速度である。 ω_e 及びサイクロトロン

角振動数 ω_c を用いて式 2.3 を解いて ω_r を求めると、

$$\omega_r = \omega_r^\pm \equiv \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \left(1 - \frac{2\omega_e^2}{\omega_c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (2.5)$$

が得られる。この ω_r^\pm はそれぞれプラズマの剛体回転の振動数に対応する。というのも、式から明らかなように ω_r^\pm は r に依存しておらずプラズマが一様に回転するからである [6]。

式 2.5 について考察してみる。 $2\omega_e^2/\omega_c^2 \ll 1$ の時は、 $\omega_r^+ \simeq \omega_c$ 、つまり ω_r^+ は電子のサイクロトロン角振動数に等しい。一方、 $\omega_r^- = \omega_e^2/2\omega_c \equiv \omega_D$ であり、これはディオコトロン運動に相当する。この条件 ($2\omega_e^2/\omega_c^2 \ll 1$) は、プラズマの密度がブリルアン限界より低い場合に対応する。一方、密度が高くなり、ブリルアン密度限界 ($2\omega_e^2/\omega_c^2 = 1$) を満す時には、

$$\omega_r^\pm = \frac{1}{2} \omega_c \quad (2.6)$$

となる。このブリルアン密度限界を越える場合 ($2\omega_e^2/\omega_c^2 > 1$) は、式 2.5 より判るように空間電荷による自己場が非常に大きくなり径方向への閉じ込め条件は満たされない (図 2.2)。因みに反陽子のブリルアン限界は 1 T の磁場中では、 $1.4 \times 10^{10}/\text{cm}^3$ である。

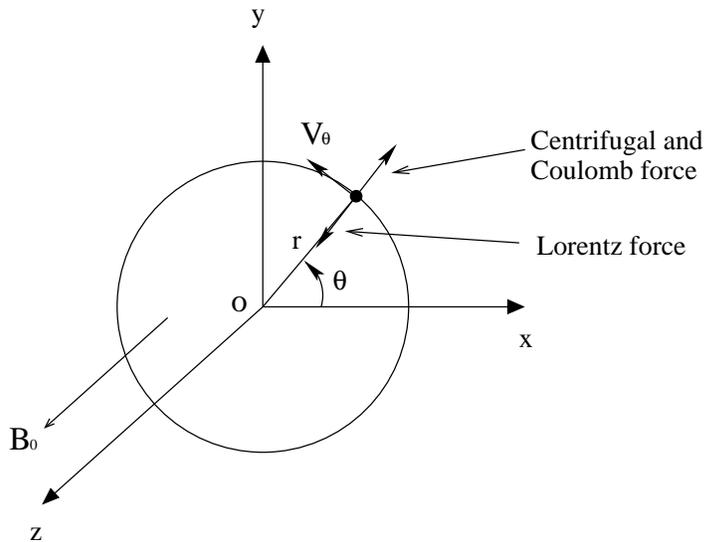


図 2.1: 電子プラズマの径方向の力の釣合い

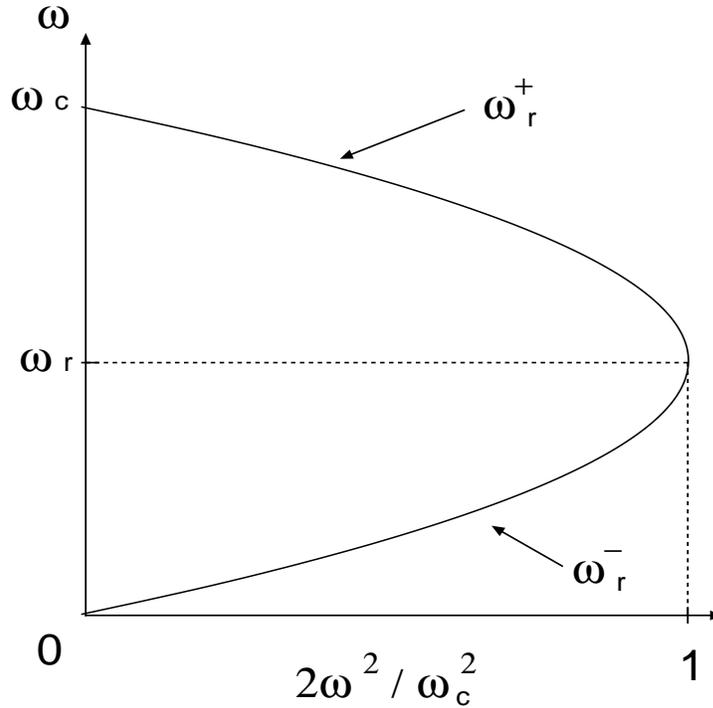


図 2.2: プラズマの剛体回転と自己場との関係

2.2 電磁トラップ中の荷電粒子

本研究で使用した荷電粒子トラップは、ペニングトラップ (Penning trap) [7, 8] が元になっている。ただし、多くの反陽子を蓄積したいので大容量化の困難なペニングトラップに対し、幾つかの改良を行なっている [9]。この電磁トラップに閉じ込めたプラズマを回転電場で制御するのが本研究の目的の一つである。ここでは、典型的なペニングトラップ中での荷電粒子の運動を見た後、その運動範囲を径方向に圧縮するにはどうすれば良いのかを考える。

2.2.1 電磁トラップ中の荷電粒子の運動

典型的なペニングトラップは、図 2.3 にあるように最小直径が $2\rho_0$ である回転双曲面をなす電極と上下にある $2z_0$ だけ離れた同じく回転双曲面の電極の三つの電極で囲まれた領域に荷電粒子を閉じ込めるものである。式 2.7, 2.8 は、環状及び上下の電極の形状を表す。

$$z^2 = \frac{1}{2}(\rho^2 - \rho_0^2) \quad (2.7)$$

$$z^2 = z_0^2 + \frac{\rho^2}{2} \quad (2.8)$$

実際には、それぞれの電極によって作られる四重極電場と図の上下方向にかけられる一様な磁場によって粒子が閉じ込められる。この磁場を \mathbf{B} とするとトラップ内の荷電粒子 (質量 m 、電荷 e) は、この磁力線に垂直な面上でサイクロトロン運動をし、その時の角周波数は、

$$\omega_c = \frac{|e\mathbf{B}|}{m} \quad (2.9)$$

である。この磁場内では、荷電粒子は磁力線に巻き付く格好になるので径方向 (図の r の方向) には閉じ込められるが、軸方向 (図の z の方向) には閉じ込める力が働いていない。ペニングトラップでは、この一様な磁場に、電極によって作られる四重極場 (式 2.10) を重ねることで、粒子の z 軸方向の運動を制限している。

$$V(\rho, z) = V_0 \frac{z^2 - \rho^2/2}{2d^2} \quad (2.10)$$

$$d^2 = \frac{1}{2}(z_0^2 + \frac{\rho_0^2}{2}) \quad (2.11)$$

ここで、 V_0 はトラッピングポテンシャルである。この z 方向の運動は、

$$\ddot{z} + \omega_z^2 z = 0 \quad (2.12)$$

$$\omega_z^2 = \frac{eV_0}{md^2} \quad (2.13)$$

で表わされるように調和振動になる。

この四重極電場が加わることから、 z 軸に垂直な面 (xy 平面) 内での粒子の運動には $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによる効果が加わる。即ち、運動方程式は以下ようになる。

$$m\ddot{\boldsymbol{\rho}} = e(\mathbf{E} + \dot{\boldsymbol{\rho}} \times \mathbf{B}) \quad (2.14)$$

$$E_{\perp} = \frac{\rho V_0}{2d^2} \quad (2.15)$$

この上の二式を ω_c, ω_z を用いて書き直すと、

$$\ddot{\boldsymbol{\rho}} - \omega_c \times \dot{\boldsymbol{\rho}} - \frac{1}{2}\omega_z^2 \boldsymbol{\rho} = 0 \quad (2.16)$$

となり、左辺の第三項、即ち四重極場による項が加わっていることが判る。この方程式 2.16 を解く為に以下の変数

$$\mathbf{V}^{(\pm)} = \dot{\boldsymbol{\rho}} - \omega_{\mp} \hat{\mathbf{z}} \times \boldsymbol{\rho} \quad (2.17)$$

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2}\{\omega_c \pm (\omega_c^2 - 2\omega_z^2)^{\frac{1}{2}}\} \quad (2.18)$$

を導入し、 $\mathbf{V}^{(+)} - \mathbf{V}^{(-)}$ を考えると、

$$\boldsymbol{\rho} = -\frac{\hat{\mathbf{z}} \times (\mathbf{V}^{(+)} - \mathbf{V}^{(-)})}{\omega_+ - \omega_-} \quad (2.19)$$

を得る。また、

$$\dot{\mathbf{V}}^{(\pm)} = \omega_{\pm} \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{V}^{(\pm)} \quad (2.20)$$

である。式 2.19, 2.20 からプラズマ粒子の運動は、 z 軸方向の調和振動と、径方向の二つの円運動の重ね合わせになっていることが判る。この径方向の二つの円運動の固有振動数は式 2.18 より、

$$\omega_{+} \equiv \omega'_c = \omega_c - \omega_m \quad (2.21)$$

$$\omega_{-} \equiv \omega_m = \frac{\omega_c^2}{2\omega'_c} \quad (2.22)$$

となる。つまり、今回の実験においては、表 2.1 から判るように $\omega_m \ll \omega_z \ll \omega_c$ となっており、 ω'_c は殆んど ω_c に等しい。表 2.1 と式 2.22, 2.22 から $\omega_{-} \ll \omega_{+}$ であり、 $\mathbf{V}^{(+)}$ はほぼトラップされた粒子のサイクロトロン運動の速度に等しいことが判る。一方、 $\mathbf{V}^{(-)}$ はマグネトロン運動の速度である [10, 11]。

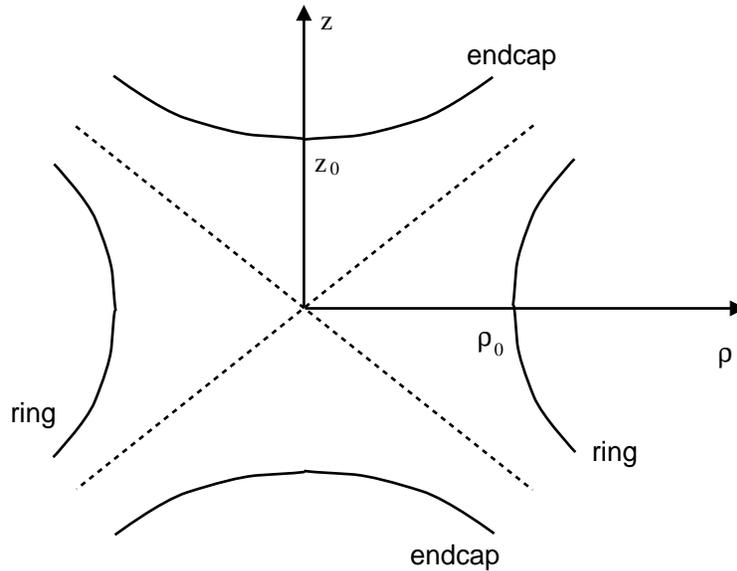


図 2.3: ペニングトラップ

2.2.2 マグネトロン運動の冷却 — サイドバンド冷却

サイクロトロン運動及び軸方向の運動では、エネルギーを失うと振幅も小さくなる。つまり、安定な運動である。一方マグネトロン運動では、エネルギーを失うと運動の半径は大きくなる。つまり、マグネトロン運動はポテンシャルの頂上の周りを等高線に沿って運動しており、徐々にエネルギーを失って半径を増大させ、最後にはトラップ電極に衝突する。但し、この減衰時間は長いのでマグネト

	陽子	H ₃ ⁺
cyclotron frequency	15 MHz	5 MHz
axial frequency	250 kHz	177kHz
magnetron frequency	2.1 kHz	3.1 kHz

表 2.1: 陽子及び H₃⁺ イオンの 1 Tesla におけるトラップパラメータ

ロン運動は準安定だと考えることが出来る [10]。このマグネロン半径を小さくするには、何らかのエネルギーを加えることが必要になることが判る。これに利用される手法の一つがサイドバンド冷却である。この手法では、マグネロン運動と軸方向の運動の結合を利用して冷却(または加熱)している。

この二つの運動の結合という状態は、以下のように量子力学的な取り扱いで理解出来る。軸方向及びマグネロン運動の量子数をそれぞれ (k, l) として表す。図 2.4 にあるように、初めのエネルギー準位が (k, l) であるとする。ここで $\hbar(\omega_m + \omega_z)$ のエネルギーを持つ光子との相互作用には、 $(k, l) \rightarrow (k+1, l-1)$ 及び $(k, l) \rightarrow (k-1, l+1)$ の二種類が考えられる。光子を吸収する方ではマグネロン運動の量子数は減少し、光子を放出する方の量子数は増大している。それぞれの遷移確率を見てみると、光子を吸収する方では $(k+1)l$ という成分を持ち、放出する方では $k(l+1)$ という成分を持っている。従って $l > k$ であれば、光子の吸収、即ちマグネロン運動の「冷却」が主となる。

一方、 $(k, l) \rightarrow (k+1, l+1)$ 及び $(k, l) \rightarrow (k-1, l-1)$ の遷移を考えると、これらは $\hbar(\omega_z - \omega_m)$ のエネルギーを持つ光子の吸収放出に対応している。 $(k, l) \rightarrow (k+1, l+1)$ の遷移確率は $(k+1)(l+1)$ を含み、 $(k, l) \rightarrow (k-1, l-1)$ の方は $(k-1)(l-1)$ を含む。つまり、この場合では常にマグネロン運動は励起されていることになる。

従って、粒子に外部から $\hbar(\omega_m + \omega_z)$ のエネルギーを与えるような仕組みがあるとマグネロン運動は「冷却」されることが判る。

本研究でこのサイドバンド冷却を試みる為に ω_m や ω_z を知っておく必要が有る。これらは、2.2.1 節の式 2.9, 式 2.13 及び式 2.22 を用いて計算している。但し、実際に使用したトラップは多重リングを用いて調和ポテンシャルを形成するものでペンゲトラップとは形状が違う(3.2 節参照)。このトラップでは、

$$d^2 = \frac{1}{2} \left(L^2 + \frac{b^2}{2} \right) \quad (2.23)$$

となる [12]。2L はトラップ領域の長さを、b はトラップ電極の半径を表す。計算した結果が表 2.1 である。

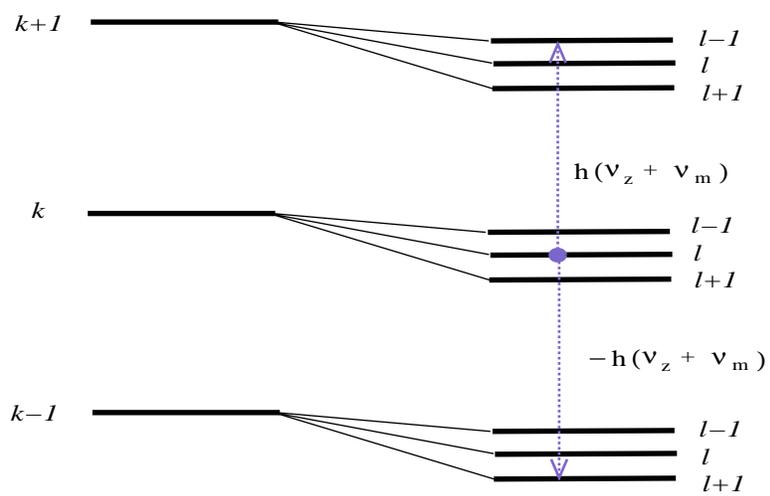


図 2.4: 軸方向の運動 (k) とマグネトロン運動 (l) のエネルギー準位の結合

第3章 実験装置

3.1 実験装置の概要

実験で用いた装置は大きく次の様に分類出来る。まず、実験に用いるイオン及び電子を作るイオン源と電子銃、イオン及び電子を閉じ込めるトラップ、トラップの中心軸付近に一樣磁場を作る超伝導磁石、イオンを運ぶビームライン、そして測定系である(図 3.1)。

イオン源から引き出されたイオンはビームラインを介してトラップ内に導入される。電子銃 (electron emitter) は、トラップのイオン源側(図 3.1 では上方)にあるポートの直線導入器上に設置されており、ビームラインの中心軸からの距離を変えて入射させることが出来る。

トラップは超伝導磁石を用いた電磁トラップである。ここで、 10^6 個程度の粒子を閉じ込める。また、トラップを構成する 14 個の環状電極(図 3.2)のうち真中の一つは径方向に四分割されており、外部からその分割された電極のそれぞれに位相を $\pi/2$ ずつずらした高周波電場をかけることでプラズマに回転のトルクを与え、これを制御することが出来る(図 3.4)。

測定系には、プラズマを引き出してその形状を見る為の MCP (マイクロチャンネルプレート) と蛍光板、及びトラップ内のプラズマの非破壊測定に用いるタンク回路がある。

3.2 反陽子トラップについて

CERN での実験で反陽子トラップとして用いられるこのトラップは 14 個の円筒状電極(図 3.2)からなる。このトラップは、ボアチューブの中に配置される。ボアチューブは超伝導ソレノイドに取り囲まれ、ソレノイド及びボアチューブを冷却する為の液体ヘリウム槽が上部に設置されている(図 3.3)。今回の実験ではこの超伝導磁石による磁場の強さは 1T にして用いた。

さて、トラップ電極は 14 個の円筒電極で構成され、その内径は 40 mm、全長 638 mm になる。安定して反陽子を閉じ込める為に電極は $10\mu\text{m}$ の精度で加工しており、それらが $20\mu\text{m}$ の精度で加工されたステージ上に設置されている。また、トラップ内で $\sim 10^{-12}$ Torr 以下の圧力を得る為に無酸素銅でできている。図 3.2 の中央部分におよそ 100mm に渡って設置されている 5 個の電極が調和ポテンシャル

を形成し [12]、ここに $\sim 5 \times 10^6$ 個の反陽子及び 10^8 個程度の電子を半径 1mm、径方向の長さが 50mm 程度の回転楕円体状にして閉じ込めることが出来る様に設計されている [13, 14, 15]。この電極の大きさは、10 keV のエネルギーで 300 ns のパルス幅の反陽子ビームを捕捉出来るように考えて設計されている。

また、閉じ込めたプラズマの密度、形状を制御する為に、中央の調和ポテンシャルを作る電極の内一つが径方向に四つに分割されてており、これを使ってプラズマに回転電場をかけることが出来る。回転電場は、図 3.4 のように電極それぞれに位相が $\pi/2$ ずつ異なる正弦波を印加することで得られる。この位相が $\pi/2$ ずつずれた正弦波は、任意波形発生器からの位相が $\pi/2$ ずれた正弦波を図の e, f から "phase shifter" に入力した後二つに分割し、それぞれ反転・非反転増幅器に通すことで、 $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ の位相を持った正弦波として得たものである。

このトラップを使った荷電粒子の閉じ込め、冷却、径方向の圧縮と引き出しは図 3.5 の様な手順で行われる。

まず、電子をトラップ内に導入、閉じ込めておく。トラップに入射して来る 50 keV 程度の反陽子はその入口で degrader foil によって 10keV 程度まで減速され、下流側に建てられる高圧の壁によって反射される。入射することを知らせる外部からのトリガによってさらに上流側にも高圧の壁が建てられる。こうしてトラップに閉じ込められた反陽子は、次に電子との衝突でエネルギーを失い冷却される。この時、回転電場を使うなどしてプラズマを径方向に圧縮させる。これは低速ビームとして引き出す際に直径 2mm 程度までに絞り込む必要があるからである。電子をトラップから追い出した後、下流側のポテンシャルを下げて反陽子を引き出す。この時、ポテンシャルの下げ方を変えることでパルスとして引き出したり、連続的に引出したり出来る。

3.3 Duoplasmatron イオン源

Duoplasmatron イオン源は、この実験においては H^- イオン及び陽子源として用いた。このことから解るように、正負どちらのイオンにも対応している。このイオン源のおよその構成は図 3.6 の様になっている。

このイオン源は、フィラメントと中間電極 (intermediate electrode)、陽極からなる。フィラメントは、熱電子放出の仕事函数を小さくする為に Ba の化合物で覆われている。このことは、フィラメントの寿命を延ばすことに役立っている。また、図にあるソレノイドによる磁場は電子の見掛けの平均自由行程を延ばし、気体分子との衝突回数を増やしている。

さて、フィラメントから放出された熱電子は図の 3.6 の First discharge と呼ばれている領域に於いて、ここに導入されていた気体 (ここでは水素分子) をイオン化する。この時、ここに一定以上の電圧がかかっているとイオン化の際に出来た電子がさらに他の分子をイオン化することになる。こうしてプラズマがここに溜め

られる。この First discharge と呼ばれる場所とフィラメントを覆うようになっている漏斗型の電極が中間電極である。この中間電極はフィラメントに対しては陽極として振舞うように、即ちフィラメントよりも電位が高くなるようになっている。プラズマは、漏斗型の中間電極の孔を通して次の領域 (Second discharge) に導入される。

次の領域 (Second discharge) は、中間電極と陽極に挟まれた領域である。ここでは、先の中間電極は陰極として働く。つまり、陽極よりも電位は低く設定されている。このプラズマは陽極にある孔を通してさらに次の引出し領域 (extraction region) に行き、ここからイオンビームとして引出されることになる。

このイオン源で取り出すイオンの電荷の符号を変えるには、漏斗型の中間電極の孔の形状を変えることで対応する。即ち、陰イオンはプラズマの境界付近に多く存在しているので、図 3.7 の様に中心からずれた孔にすることで Second discharge 領域に主に陰イオンを導入させられるようになり、陰イオン源とすることが出来る。

3.4 測定系について

3.4.1 マイクロチャンネルプレート

マイクロチャンネルプレート (MCP) は、長い管状になった ($10 \sim 50 \mu\text{m}$) ダイノード (二次電子放出電極) を積上げ、そして粒子が斜めに入射するように組み立てられたものである。ここでは、次に説明する蛍光板と組合せてプラズマの二次元画像を撮像するのに用いた。

MCP ではダイノードが全面に拡がっており、このチャンネルの内壁に衝突した荷電粒子は複数の電子に変換される。その電子がさらにチャンネルの内壁に衝突し、以下鼠算式に増幅された電子を MCP の後ろに設置したアノードで検出する。原理的にはアノードからの読み出しを細分すれば管径までの空間分解能が得られる。

本実験で用いたものは、有効直径が 75mm で管径が $25\mu\text{m}$ のものを 2 枚組で用いた。信号読み出しには蛍光板を用い、その画像を CCD カメラで撮像するという方法をとった。また、この MCP はトラップ中心から約 110cm 離れた位置に設置された。

3.4.2 蛍光板

蛍光板は、導電性の ITO 膜に片面が覆われている硝子板に、 ZnO を塗布したものをを用いた。導電性の膜を用いているのでこの蛍光板をファラデーカップとして用いることが出来る。実際、これを用いてトラップから引き出した粒子の time of flight を測定した。この ITO 膜は硝子基板上に膜を張った場合、膜厚は 210nm 、シート抵抗値が $1.2 \times 10^{-4}\Omega\text{cm}$ 、 500nm の光に対する透過率が 87% となる。一方、蛍

光体の ZnO は、知られている蛍光体の中でも発光効率がよく、緑色の光 (波長 505 nm 前後) にそのピークがあり、光量が 1/10 になる時定数は 4 ~ 500 ns である。

蛍光体の塗布は、スラリー状にした結着剤に蛍光体を混ぜ、それを硝子板の ITO 膜のある面に塗布し乾燥させるという手順で行った。

この蛍光板と MCP を用いたプラズマ形状の測定の概要は図 3.8 の通りである。入射してくる陽子 (或いは H_3^+ などのイオン) は、二枚の MCP で増幅される。この時蛍光板の電位は、MCP の一番後ろから出て来る電子を引き寄せる為に、その電位よりもおよそ 1.5 kV 程高くなっている。そして、この電子が蛍光板にあたって光を発した様子を CCD カメラで撮像する。使用した CCD カメラは高感度モードで照度 0.0005 lx の光を検出することが出来る。

3.4.3 荷電増幅器

荷電増幅器 (charge sensitive preamplifier) は、ファラデーカップに来た荷電粒子の数を測定するのに使用した。基本的な構造は、入力された電気量に比例した電圧を出力する増幅器である。測定に用いたものでは、164 mV の出力が 10^6 個の一価の荷電粒子数に相当する。回路図は、図 3.9 に示す通りである。

3.4.4 タンク回路

タンク回路はプラズマの非破壊測定に用いた LCR 共鳴回路である [18]。この回路ではトラップ中の荷電粒子雲の運動を検出出来る。これは以下のようにして理解される。

トラップ電極に荷電粒子の運動によって誘起される電流は、粒子の速度を v 、トラップ中心付近の物理量を添字の c で表わすと次のように書かれる [19]。

$$i_c = -\frac{q\alpha\dot{z}}{2z_0} \quad (3.1)$$

ここで α はトラップの形状因子である。ペニングトラップ中の荷電粒子の z 軸方向の運動は、

$$\ddot{z} = -\omega_z^2 z - \gamma\dot{z} - \frac{q\alpha V}{2mz_0} \quad (3.2)$$

となり、強制振動と看做せる。この運動方程式は、式 3.1 を用いると、

$$V = l\frac{di_c}{dt} + \frac{1}{c} \int i_c dt + ri_c \quad (3.3)$$

$$l = \frac{4mz_0^2}{q^2\alpha^2} \quad (3.4)$$

$$c = \frac{q^2\alpha^2}{4kz_0^2} \quad (3.5)$$

$$r = \frac{4\gamma m z_0^2}{q^2 \alpha^2} \quad (3.6)$$

と書ける。この等価回路 (図 3.10) のインピーダンスは、

$$Z(\omega) = \left\{ \frac{1}{r_n + j\omega l_n + (1/j\omega_n)} + \frac{1}{R} + \frac{1}{j\omega L_e} + j\omega C_e \right\}^{-1} \quad (3.7)$$

である。ここで、 C はトラップされた荷電粒子群の重心運動と結合するキャパシタンス、 L は環境のインダクタンスであり、 R はタンク回路の抵抗である。この R は系のエネルギーの損失に関連付けられる量であり、この回路をドライブする熱雑音源の電圧の自乗平均は R を用いて、

$$\langle v_{noise}^2 \rangle = 4k_B T (\Delta\nu) R \quad (3.8)$$

と表される。 k_B はボルツマン定数、 T は絶対温度、 $\Delta\nu$ は雑音を観測する周波数域である。この雑音を図 3.10 の回路を透過した信号が Lorentzian になり、信号強度は $|Z(\omega)|$ に比例する。トラップ中の粒子の z 軸方向の運動の振動数を $\omega_z = 1/\sqrt{LC}$ とすると、

$$|Z(\omega)|^2 = \frac{R^2 l_n^2 \omega^2 (\omega^2 - \omega_z^2)^2 + R^2 r^2 \omega^4}{\omega^4 (R+r)^2 + 4[l^2 + (\frac{r^2 R^2}{\omega^4 L^2}) - (\frac{2lR^2}{L\omega_z^2})] \omega^2 (\omega^2 - \omega_z^2)^2 + (\frac{l^2 R^2}{\omega_z^4 L_e^2}) (\omega^2 - \omega_z^2)^4} \quad (3.9)$$

となり、 $\omega = \omega_z$ で窪みのあるスペクトルが得られる。従ってこれを用いることでトラップ内の粒子の運動をモニタ出来る。

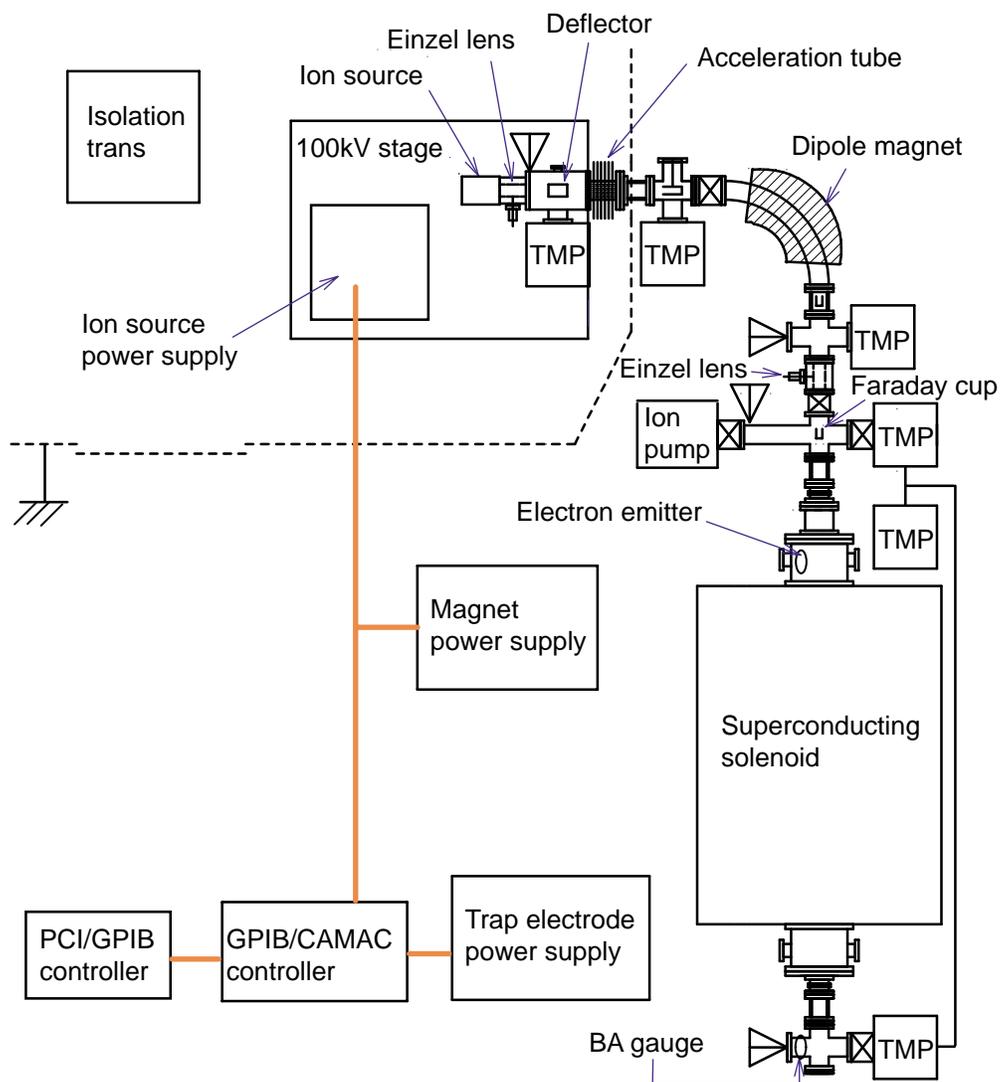


図 3.1: 実験装置の配置

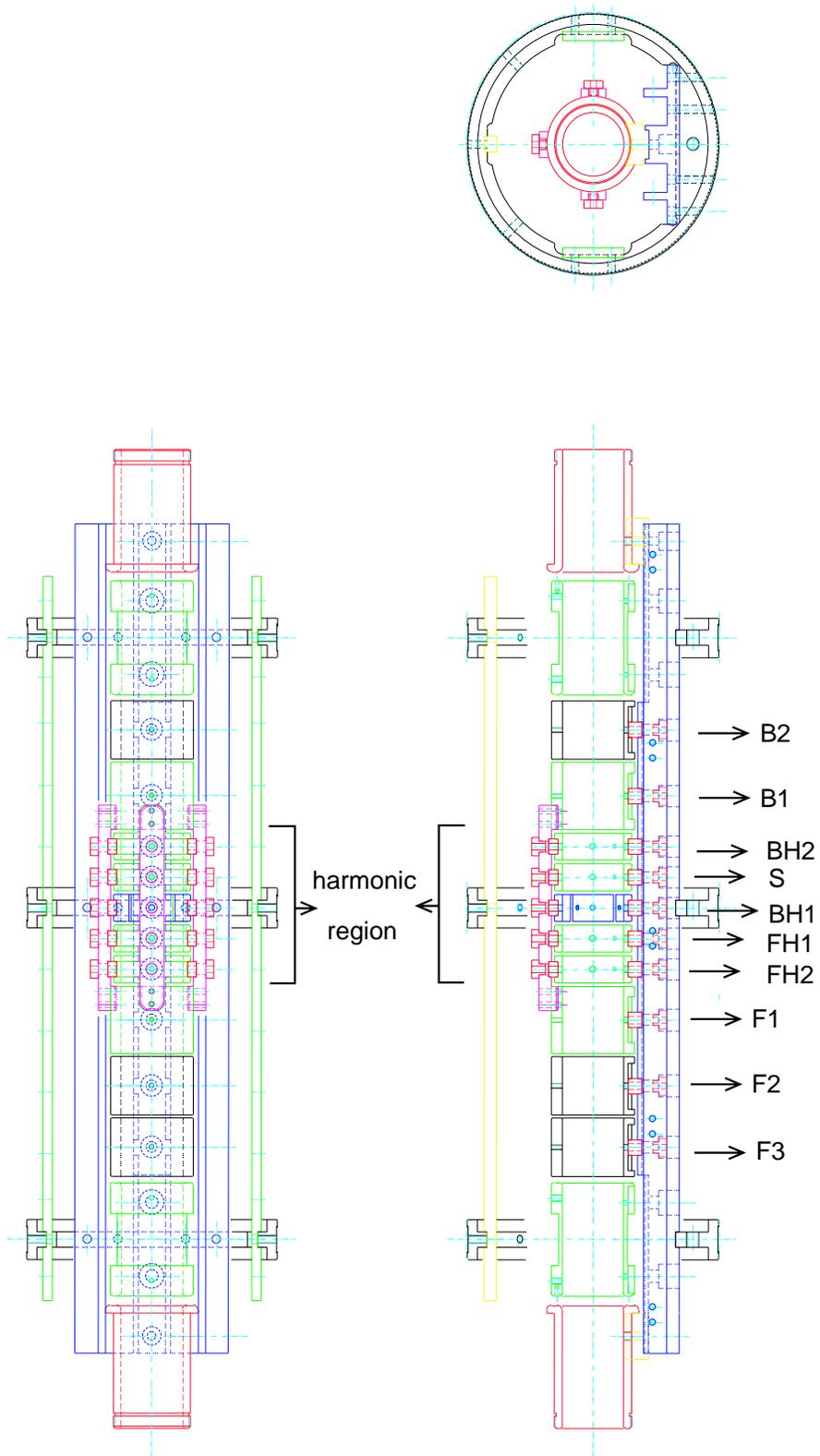


図 3.2: トラップ電極

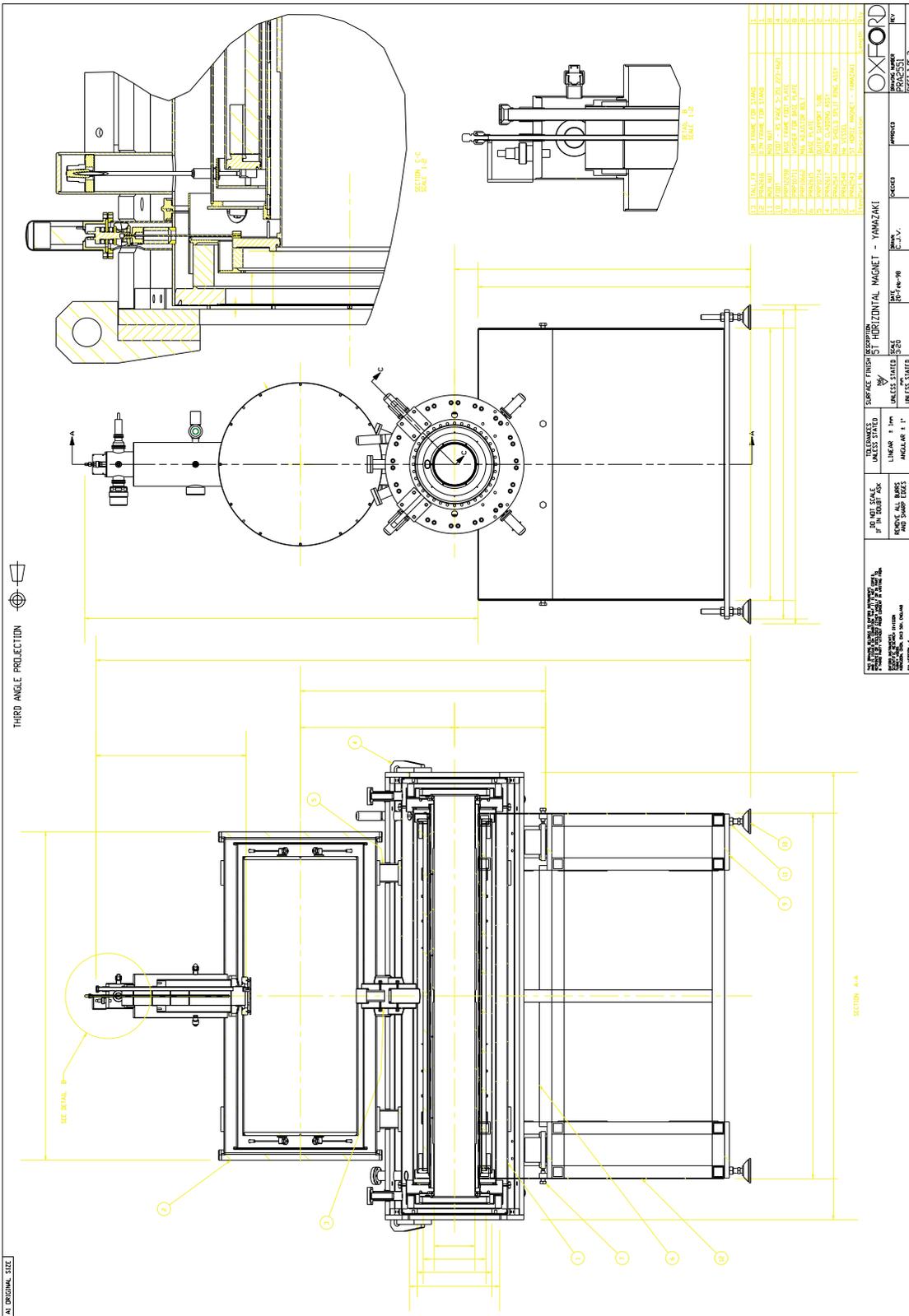


图 3.3: 超伝導磁石

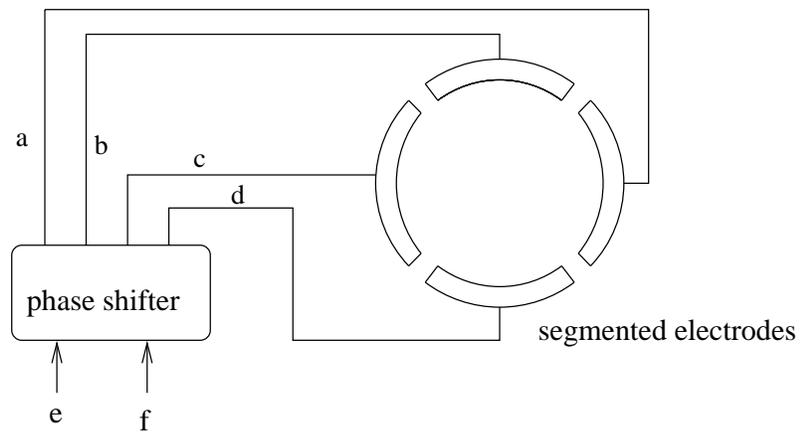


図 3.4: 回転電場 : $a = 0, b = \pi/2, c = \pi, d = 3\pi/4$

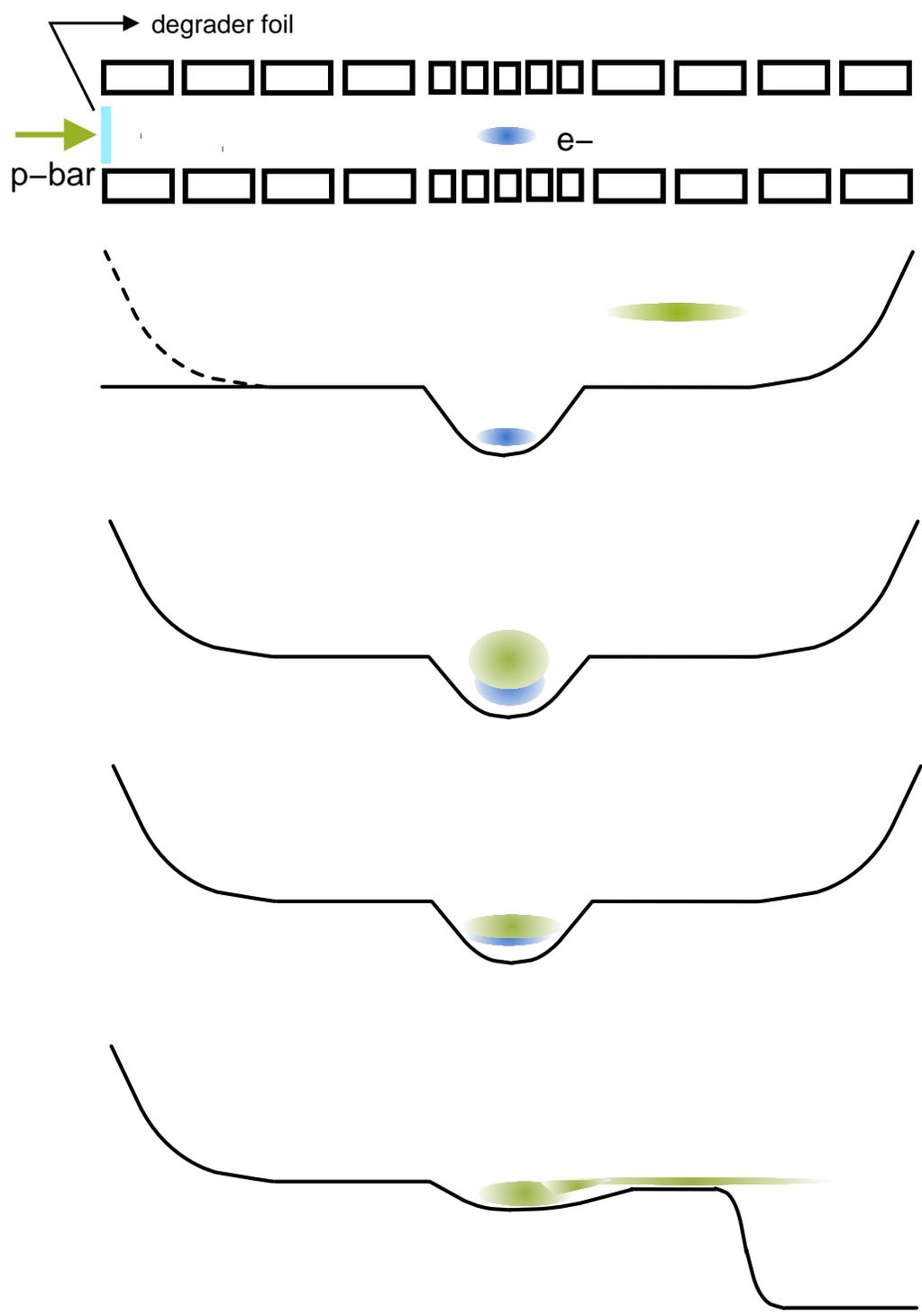


図 3.5: 荷電粒子の閉じ込め、冷却、圧縮、引き出しの手順

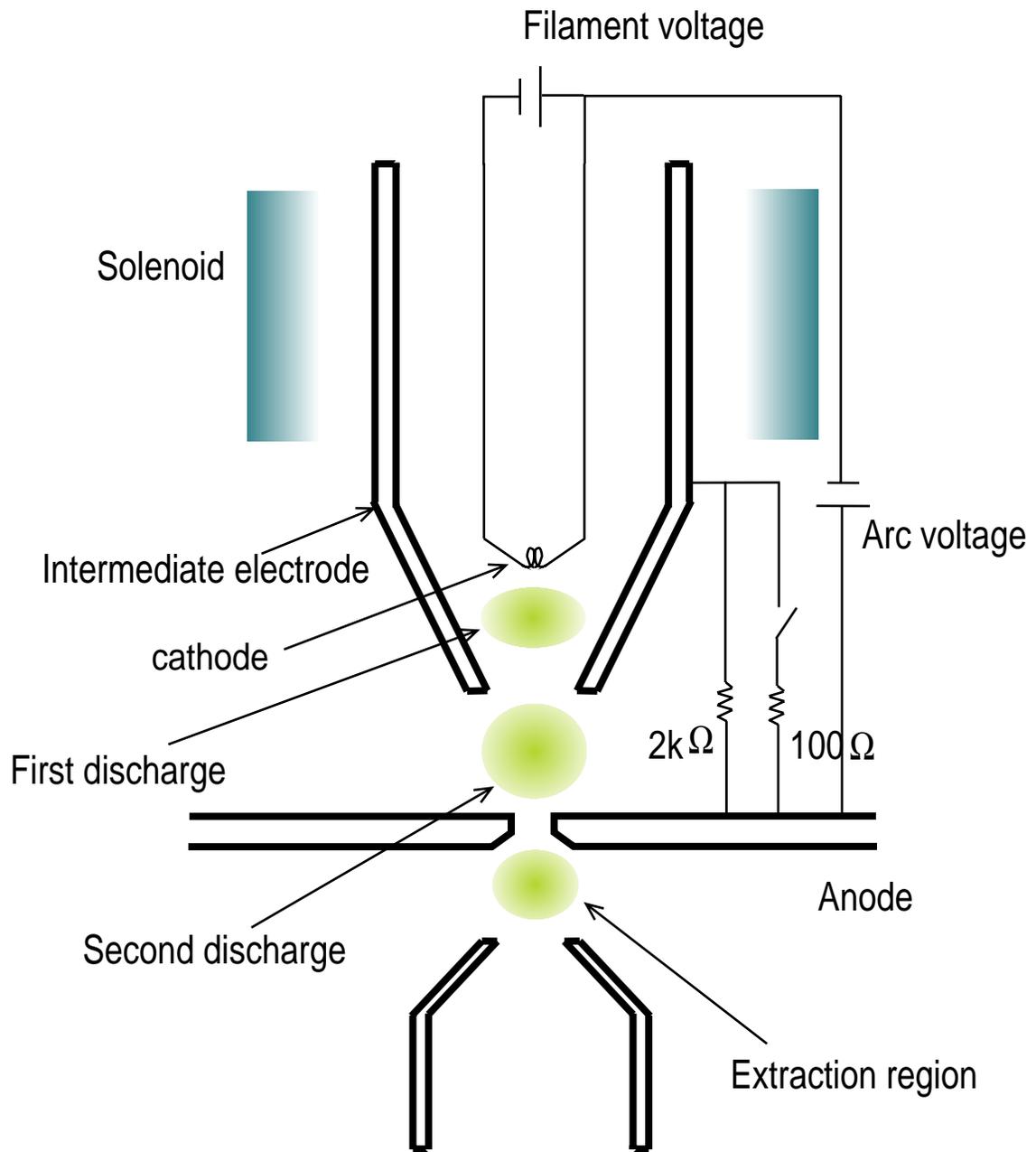


図 3.6: Duoplasmatron イオン源模式図

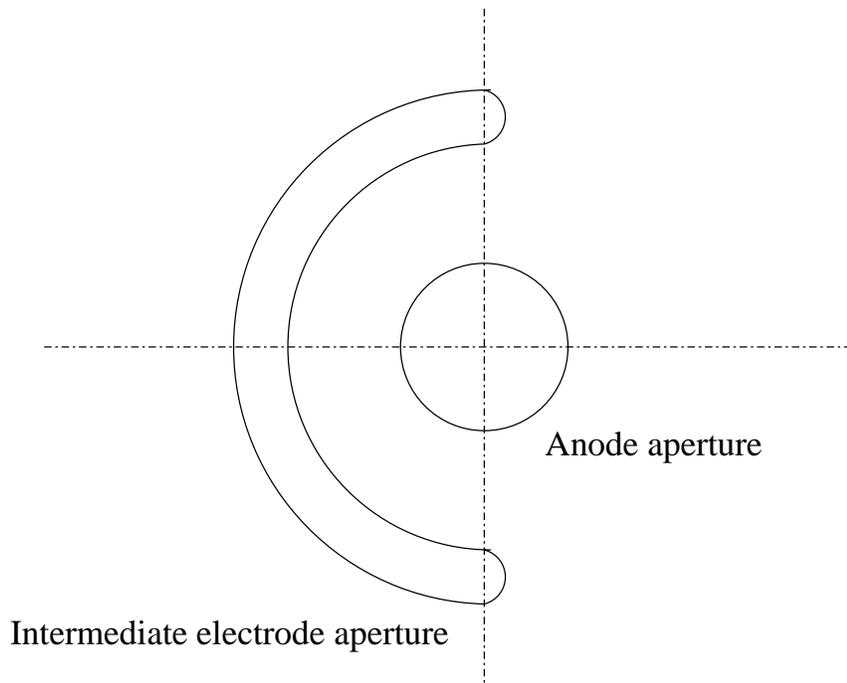


図 3.7: イオン源の中間電極の孔 [16]

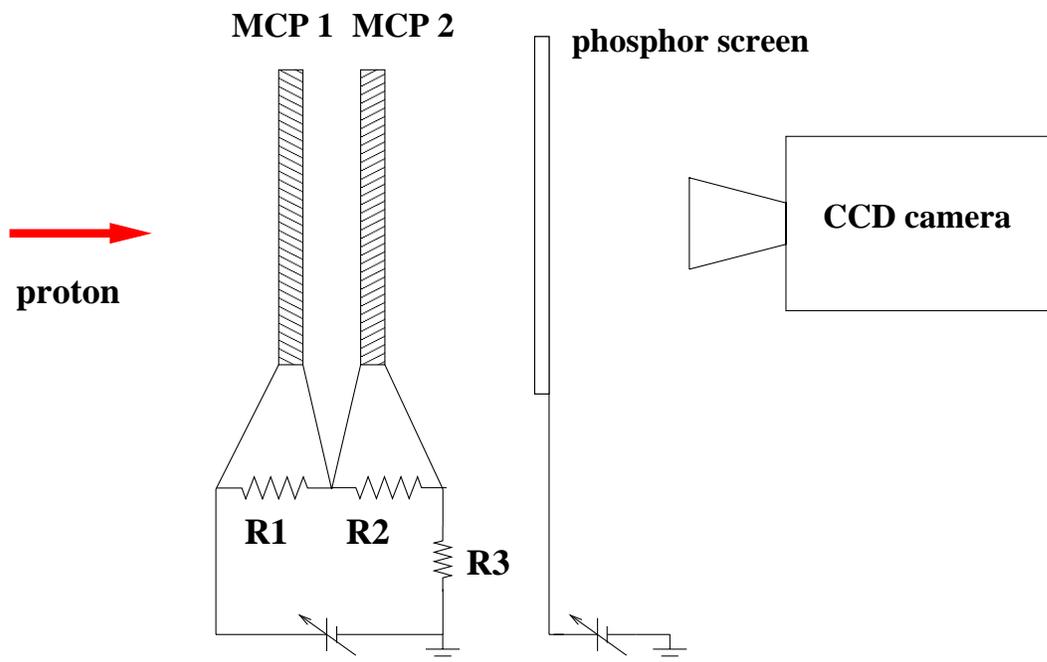


図 3.8: MCP、蛍光板及び CCD を使用したプラズマの二次元画像の撮像

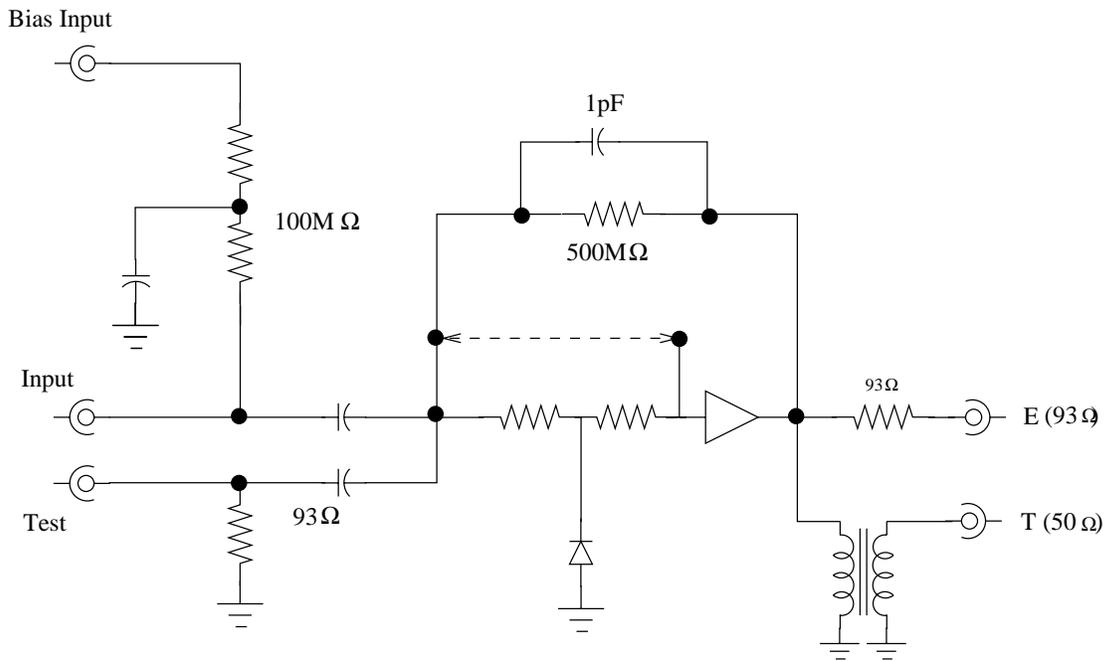


図 3.9: 荷電増幅器 [17]

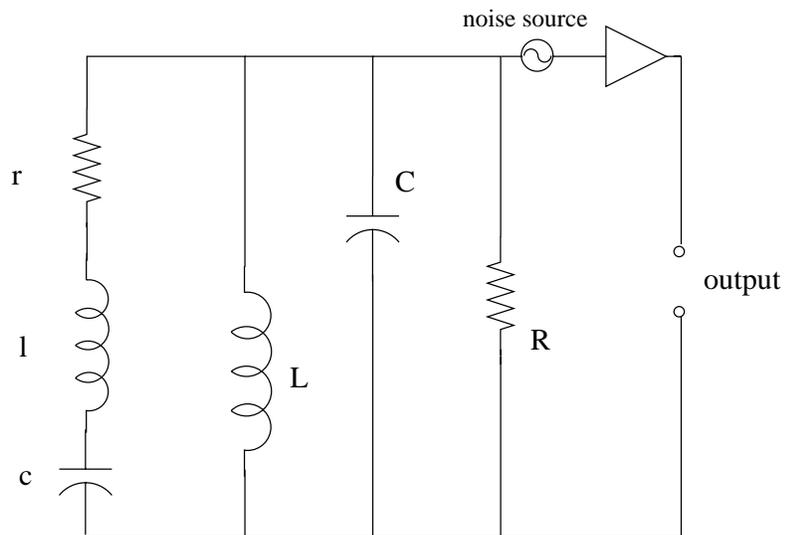


図 3.10: タンク回路

第4章 H⁻ イオンプラズマの電子冷却

4.1 実験手順

この実験では、H⁻ イオンをトラップに閉じ込め、電子冷却することを目指した。

図 4.1 に実験の手順を示す。まず、トラップに $\sim 55\text{eV}$ の電子を入射、これを閉じ込める。電子数は 1×10^8 個程度で、この時、回転電場をかけると電子プラズマを径方向に圧縮することが出来る。ここへ Duoplasmatron イオン源から負水素 (H⁻) イオンを入射、トラップ (深さ 50 V) に捕捉する。トラップ全体がこの時 $\sim 900\text{V}$ 程度浮かされる。 $\sim 900\text{V}$ 程度浮かした時が H⁻ イオンのトラップ効率が最も良いからである。ここで、浮かした時の電位 (V_f) としているものは、電極 F1 及び B1 の電位である。また、H⁻ イオンのエネルギーは $\sim 1\text{keV}$ である。これは、静止した電子と衝突する際に 1.4keV を越えると H⁻ イオンの電子が剥れてしまうからである [9]。そして、電子冷却によって H⁻ イオンは数十 eV 程度冷やされた後、電極 B2 を下げることで引出される。

引き出されたイオン (及び電子) の検出は、ファラデーカップを用いて得られた電流を荷電増幅器を通して読み取った。この時、荷電増幅器の減衰時間はおよそ $800\mu\text{s}$ であり、電子の time of flight ($\leq 200\text{ns}$)、H⁻ イオンのそれ ($\leq 10\mu\text{s}$) を分離することが出来ないため、引き出した粒子の (軸方向の) エネルギー分布を見た。具体的には、時間と共に変化する引き出し側電極 B2 の電位に応じて引き出される粒子の量が変わるので、グラフのピークの位置の違いからトラップ中でのエネルギーを決定した。

4.2 H⁻ イオンの電子冷却

まず、電子 (9×10^7 個) を H⁻ イオン (2×10^6 個) 入射の 70 秒前に導入して電子冷却を試みた。冷却すると H⁻ イオンの温度は最終的には電子のそれと同じになるので前節に述べた様にしてエネルギー分布のずれの測定を試みた。図 4.2 上図は、この時のエネルギー分布である。横軸の時間変化は下図に示されている通り、電極 B2 の電位の変化に対応する。即ち早い時間で出て来る粒子は遅く出て来るものに比べてエネルギーが高いことになる。図では、H⁻ イオンのみを閉じ込めて引き出した時に比べて電子と共に閉じ込めた場合に遅く出て来る成分が見えており、電子冷却で H⁻ が冷却されたと考えられる。図 4.2 の下図は、電極 B2 の電位の時間変

化を示す。つまり横軸の時間は電極 B2 の電位に相当している。この時、 $V_f = 890$ V から測ったエネルギーの差は、 H^- イオンのみの場合には $65eV$ であったものが、2.9 秒電子と共に閉じ込めると $50eV$ に、5.9 秒と閉じ込めると $30eV$ になる。

4.3 電子冷却に対する回転電場の効果

次に、 H^- イオンの電子冷却をより早く行なう方法を探った。非中性プラズマにトルクを加えると径方向に圧縮できることが判っている [9, 25, 26]。そこで回転電場を用いて電子プラズマにトルクを与えて径方向に圧縮し、密度を上げれば電子と H^- イオンの衝突が起こり易くなり冷却がより早く出来るようになることが期待される。

実験は、電子をトラップに閉じ込めた状態で、回転電場を電極 S を通して加えた (3.2 節参照)。かけた回転電場の周波数は $2MHz$ で振幅 $V_{pp} = 0.5$ V、電子数は 1.3×10^8 個である。トラップより引出した電子群の画像は、蛍光板で光った像を CCD カメラで撮像することで得ている。電場を印加する時間を変えて得られた画像が図 4.3 である。120 秒間回転電場をかけた後、中心部 (直径 2 mm の領域) に集められた電子は回転電場をかけなかった場合の 20 倍になることが判った。これは、複数の領域に分割されたファラデーカップを用いて中心部に集められた電荷を測定することで見積っている。

電子の圧縮が出来たところで、そこへ H^- イオンを入射して、圧縮しなかった場合と比べてみた。図 4.4 には二つのデータが載っている。一つ (黄緑の方) は H^- イオンを 1.9 秒間閉じ込めて電子冷却した時のものであり、青い方は 0.9 秒間閉じ込め、その間回転電場を加えた時のものである。何れも電子数は 9×10^7 個、 H^- イオン数は 2×10^6 個である。

ところで、電子冷却をした時、引き出したプラズマのエネルギー分布を見ると、閉じ込め時間が長い程分布は後ろにずれていき、最初のピークは閉じ込め時間を長くしていくと次第に低くなり、後ろのほうにピークが現われるようになる。そして、しばらく経つと後ろのピークだけになることが判っている。図 4.4 を見ると回転電場の無い場合に比べて回転電場で圧縮するとピークが下がり高いエネルギーの成分が減っていることが判る。回転電場が無い場合と、その半分の時間だけ閉じ込めて電子を圧縮した場合とを比べるとピークは明らかに下がっており、半分以下の時間で冷却出来ると考えられる。

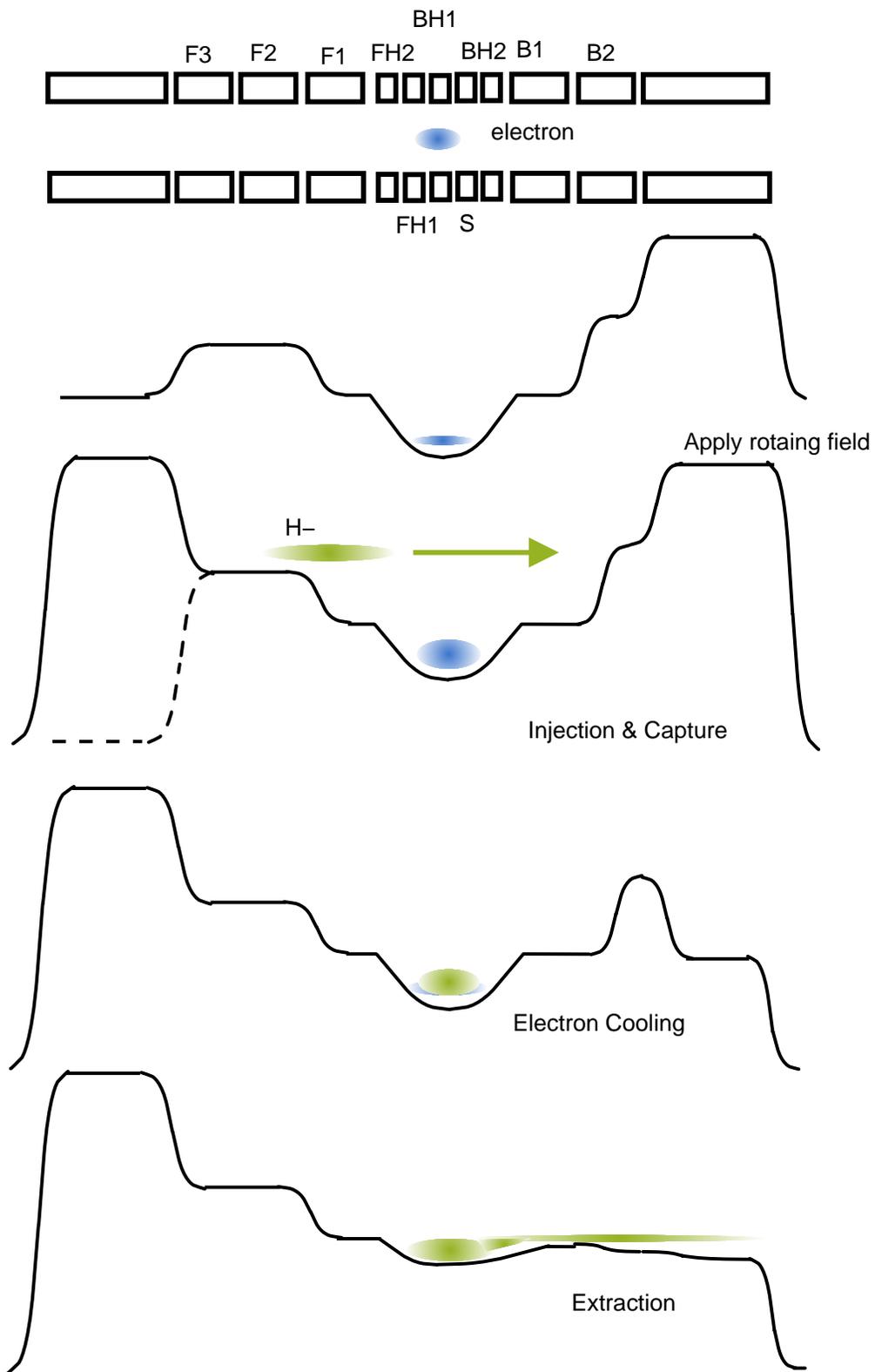


図 4.1: H⁻ イオンの電子冷却実験の手順

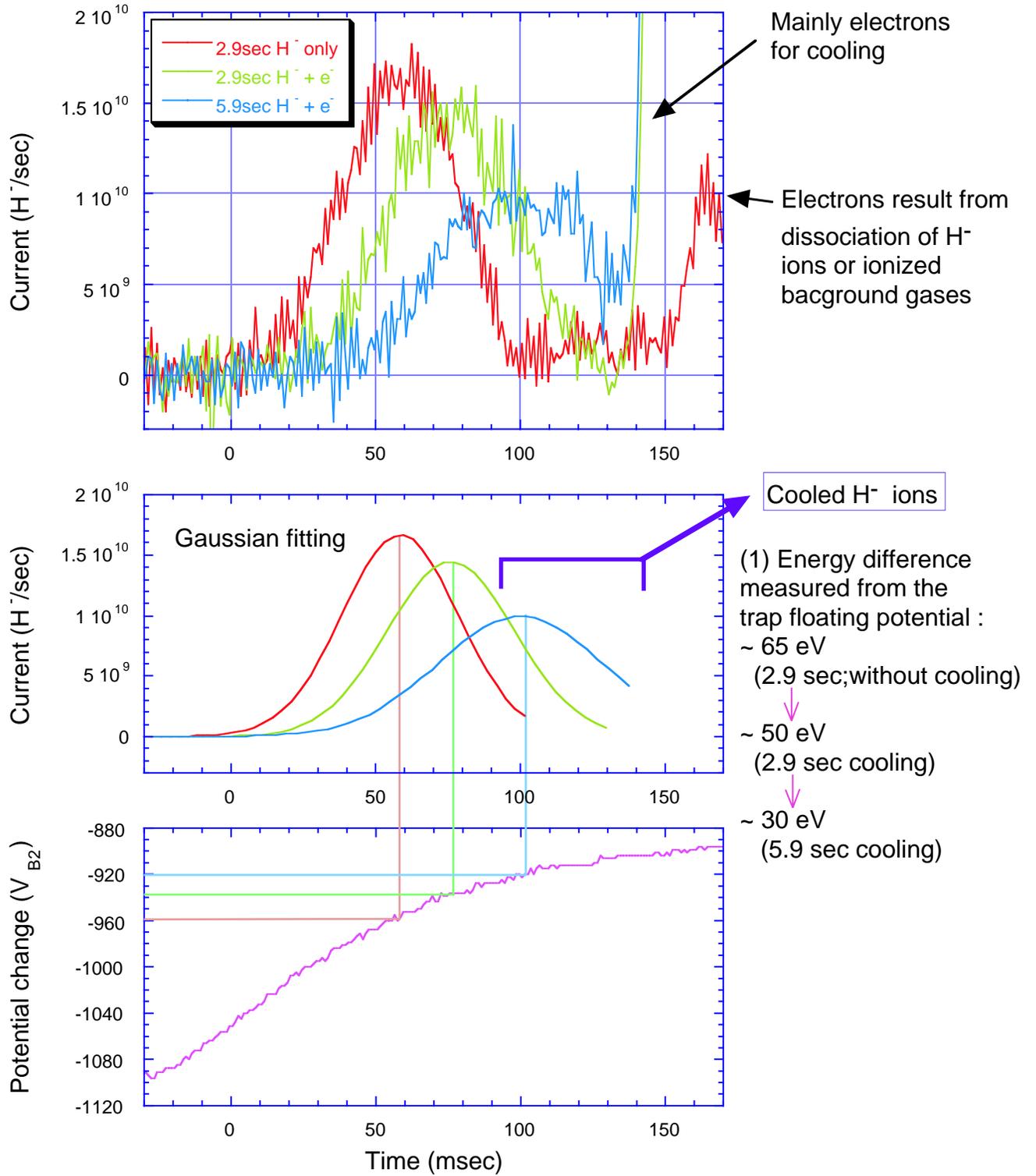


図 4.2: H^- イオンの電子冷却

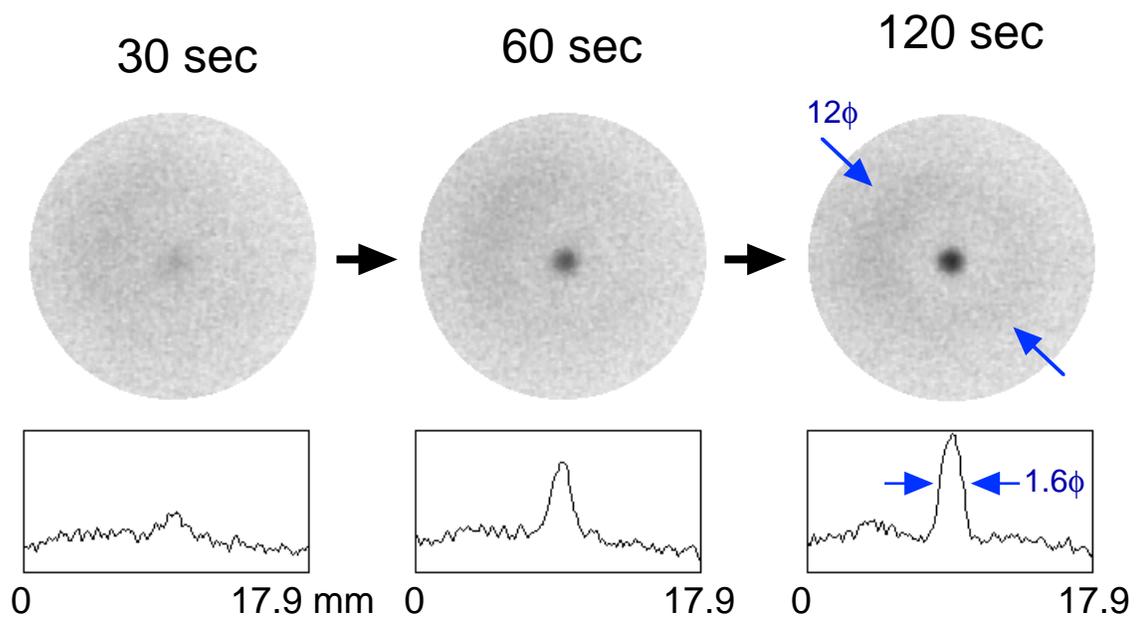


図 4.3: 電子の回転電場による径方向への圧縮

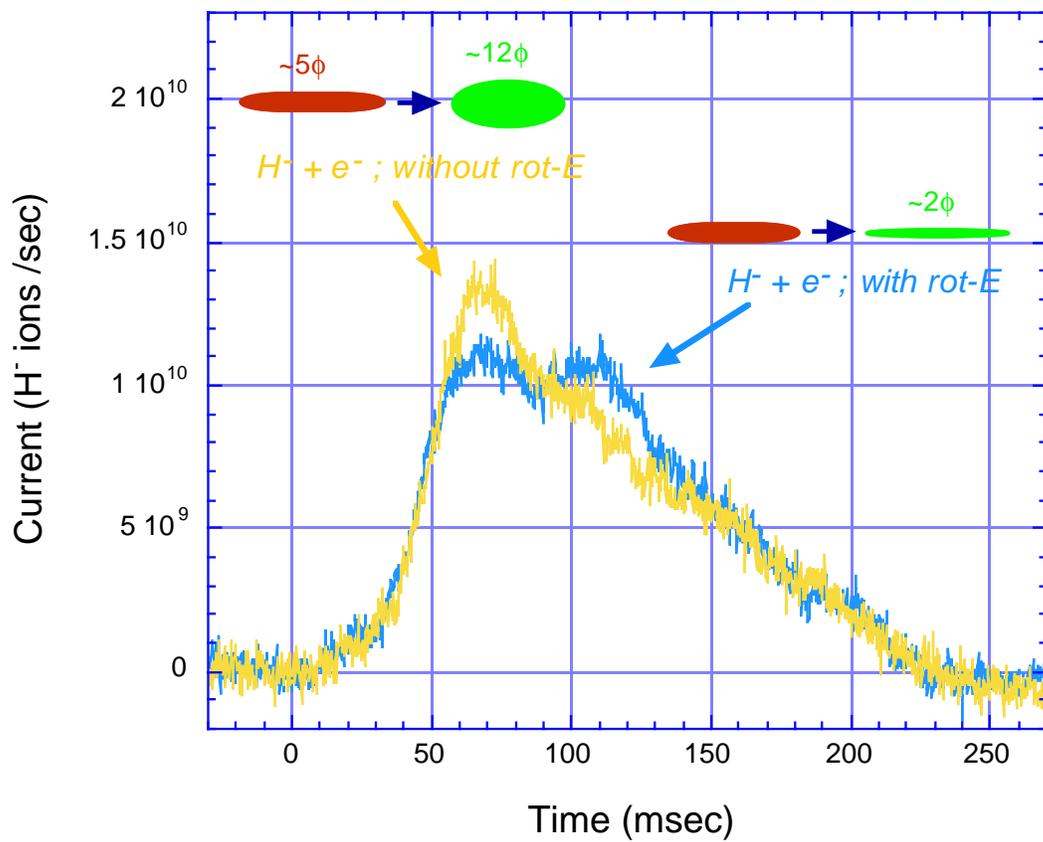


図 4.4: H^- イオンの電子冷却に対する回転電場の効果

第5章 トラップに閉じ込められたプラズマの制御

5.1 プラズマの生成 — 電子と水素分子の衝突

ここではトラップに閉じ込めたプラズマの制御について述べる。この実験では、基本的にボアチューブは 30 K 及び 6 K 程度の温度に保った。反陽子で実験する際は 6 K にするのだが、ここで 30 K にしたのは、電子による残留ガスのイオン化によって陽子プラズマを得たからである。というのもその際にボアの温度が低い、即ち真空が良いと、得られるプラズマの量が少なくなり結果としてプラズマを検出するのが困難になるからである。

このイオン化による陽子プラズマ生成の手順は以下の様なものである (図 5.1)。初めに正の荷電粒子が溜まるポテンシャルを作っておき、そこに 60 eV のエネルギーを持った電子を入射する。この電子は残留ガスと衝突し、これをイオン化する。出来た正の荷電粒子は、予め作ってあったポテンシャルに溜ることになる。

以下に示す実験は、イオン化で生成された陽子プラズマ (後述するように実際には H_3^+ も混ざっている) を閉じ込め引出した電荷を MCP の表面で受け、それを荷電増幅器を通して見たものである。プラズマをトラップし、引出す時の電極の電位配置は表 5.1 の通りである。但しトラップ全体は +800 V ($\equiv V_f$) に浮いている。図 5.2 上段左は、ボアチューブの温度が 30 K の時に引出されてきた荷電粒子の量を測定したもので、B2 の電位の変化 (890V \rightarrow 810V) に対して 2 秒、8 秒、10 秒、100 秒の各閉じ込め時間についてプロットしている。また、図 5.2 上段右ではボアの温度を 6 K に変えて、15 秒、30 秒、60 秒、80 秒、そして 100 秒後のそれぞれについてプロットしている。

6 K の方では閉じ込め時間に因らず、B2 の電位が同じところでは出て来るプラズマの量はほぼ同じ (グラフの傾きが同じ) である。一方 30 K の方では、閉じ込め時間が長くなればなるほど B2 の電位が低いところで粒子が出てきていることが見て取れる。これは、ボアの温度が高い、つまり残留ガスが多い為にプラズマ粒子がその残留ガスとの衝突を起こし易くなり、その為に長い時間閉じ込めると粒子がエネルギーを失っていることを表わしている。また、30 K に比べて 6 K の方がより高い電位のところで多くの粒子が出てきているが、これはボアの温度が低いほうが、残留ガスとの衝突が起こりにくく、従ってプラズマの温度が下がりにくいいため電極 B2 の電位が高いところでも粒子が引き出されて来るからである。

電極	プラズマ生成	トラップ	引出し
F3	90[V]	90[V]	90[V]
F2	90	90	90
F1	50	50	90
FH2	20	20	50
FH1	5	5	45
BH1	0	0	40
S	5	5	35
BH2	20	20	30
B1	50	50	20
B2	90	90	10
$V_f = V_{F1} - \text{GND}$	0	800	800

表 5.1: トラップ電極の電位

ここで、粒子がトラップから出て来る場合を考えると、粒子の軸方向のエネルギーが電極 B2 の電位より大きい、即ち、

$$E_{\parallel} \equiv \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 > -e[V_{B2} - \phi] \equiv \frac{1}{2}mv_e^2(r, V_{B2}) \quad (5.1)$$

であることが必要である。ここで、 ϕ は電極による電位とプラズマの空間電荷による電位である。このプラズマがマックスウェル分布していると仮定して誤差函数、

$$\text{erfc}(x) = \int_{v_e}^{\infty} e^{-t^2} dt \quad (5.2)$$

$$f = N \text{erfc}(\sqrt{(V_{B2} - \phi)/E_{\parallel}}) \quad (5.3)$$

でフィッティングしたのが [20, 21]、図 5.2 の下図である。但し、式中で N は粒子数である。フィッティングして求めたプラズマの温度は表 5.2 に示す通りとなった。プラズマの温度は 10 秒以上経つと 3~4 eV 程度になっている。

5.2 H_3^+ イオンプラズマ

5.2.1 H_3^+ イオン

ここでは、トラップから引き出した荷電粒子を、MCP で電子に変換、増幅し、蛍光板 (ITO 膜) で受けたその電荷を直接オシロスコープで見ることで粒子の time of flight を測定した。これは荷電増幅器では以下の陽子と H_3^+ イオンの time of flight が分離出来ないからである。図 5.3 上から判るように二つのピークが見える。こ

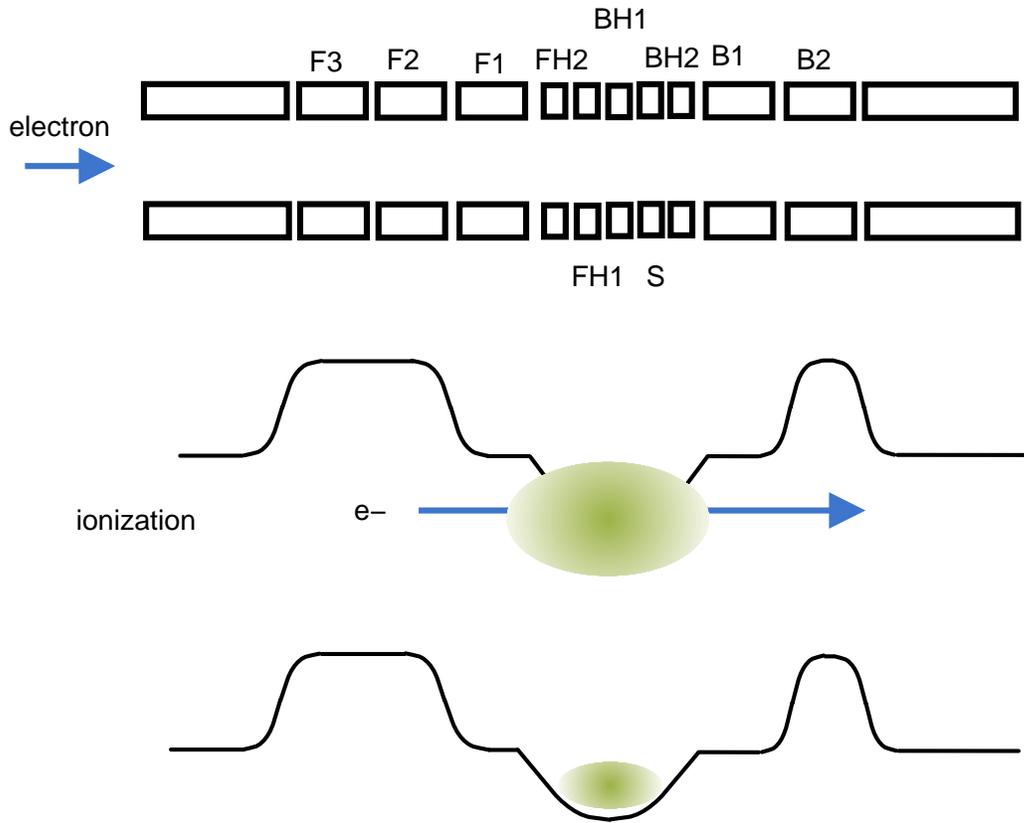


図 5.1: 電子によるイオン化を用いたプラズマの生成

閉じ込め時間 [sec.]	プラズマの温度 [eV]
2	12.7
10	4.6
40	4.3
60	4.3
80	3.9
100	3.4
110	3.4

表 5.2: 式 5.3 より求めたプラズマの温度

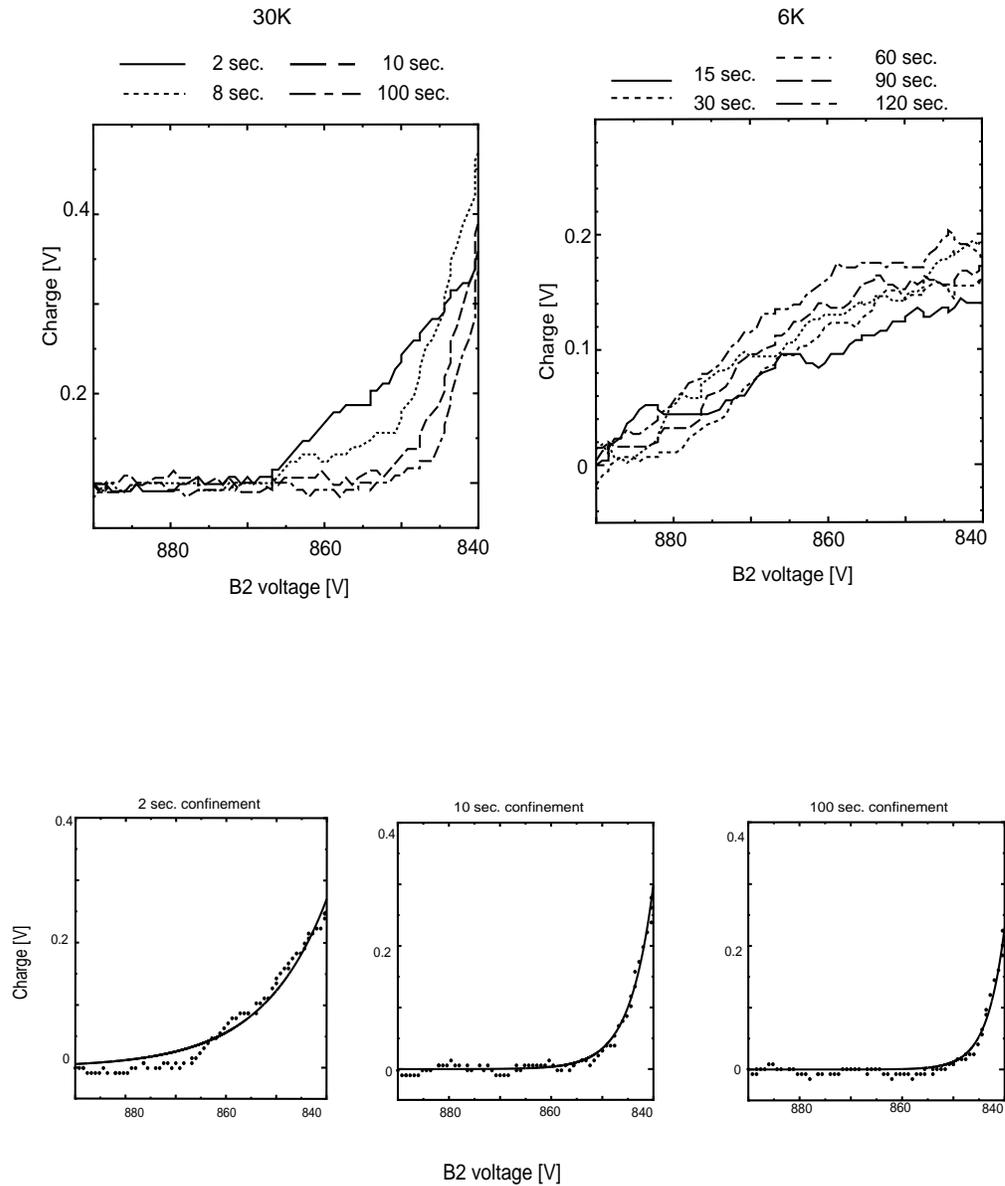


図 5.2: 引出し側電極 (B2) の電位と引出された電荷量の関係．上段左：30K での引出し．上段右：6K での引出し．下段左：2 秒閉じ込め後引出し．下段中：10 秒閉じ込め後引出し．下段右：100 秒閉じ込め後引出し

の二つのピークに対応する時刻を B2 の電位を下げ始めた時から測り、それぞれ t_1 , t_2 とすると、 $t_1 = 3.00 \times 10^{-6}$ 秒、 $t_2 = 5.17 \times 10^{-6}$ 秒となり、ほぼ $t_1 : t_2 = 1 : \sqrt{3}$ になっていることが判る。従って質量比から、このプラズマは主に H^+ (陽子) と H_3^+ イオンからなっていると考えられる。

この時、図 3.1 の超伝導磁石の上流側のポートで残留ガスの分圧を四極子マススペクトロメータ (Q-mass) で測定すると表 5.3 の様な結果が得られた。実験中はトラップ (ポアチューブ) の温度は、四極子マススペクトロメータのある場所の温度が室温なのに対して 30K と低い。従ってトラップ中の真空はもっと良いと考えられる。少なくとも表 5.3 から解ることは、残留ガスの殆どを水素が占めているので、電子と水素分子の衝突が主に起こっている筈であるということである。従って、生成されたプラズマは基本的に陽子 (H^+) と H_3^+ イオンで構成されていると考えられる。

	30 K	6 K
total	7.46×10^{-10} [torr]	2.44×10^{-10} [torr]
H_2	7.01×10^{-10}	2.2×10^{-10}
H_2O	4.51×10^{-11}	2.40×10^{-11}

表 5.3: トラップ内分圧

ところが、もともと陽子は反陽子の代替として用いる筈であり、この H_3^+ イオンが混ざっていないプラズマに対する回転電場の効果を知る必要があった。そこで、パラメトリック励起を用いて H_3^+ イオンをトラップポテンシャルから排除することを試みた。また、 H_3^+ イオン生成の原因を調べる為にトラップ中での水素分子の原子衝突過程について以下で調べた。

5.2.2 陽子 - H_3^+ イオン 2 成分プラズマの構成成分の制御

ここでは、陽子- H_3^+ イオン 2 成分プラズマから、 H_3^+ イオンをトラップから排除することを試みた。これは、 H_3^+ イオンのトラップ中での磁場方向 (軸方向) の固有振動数をトラップ電極 (図 5.1 の FH1) に印加し、軸方向の運動を励起してトラップより飛び出させるというものである。

この実験の際のトラップ電極の変化は表 5.4 の通りである。表 5.1 との違いはプラズマを生成する時の電位配置である。表 5.4 の様な調和ポテンシャルから離れた配置にすると経験上、重たい方の成分をトラップから飛ばし易くなる [22]。励起電場は、このプラズマ生成用の電位配置の時に電極 FH1 に電子の入射後 10 秒間かけた。周波数は H_3^+ イオンの固有振動数に近い 140 kHz で振幅は $V_{pp} = 10$ V であった。

図 5.3 は、電場を 10 秒間加えた場合 (中図) と加えなかった場合 (上図) の time of

flight である。中図では H_3^+ イオンが減少していることが判る。下図は同様に陽子をドライブした実験結果で、加えた電場の周波数は 242 kHz、振幅 $V_{pp} = 10$ V である。また、陽子のドライブした場合に比べて H_3^+ イオンは減少しにくく、かつ印加時間と共に陽子も減少しにくかった。こちらは印加時間 5 秒程で陽子を飛ばせてしまうことが判った。

電極	プラズマ生成	トラップ	引出し
F3	90[V]	0[V]	90[V]
F2	90	0	90
F1	90	50	90
FH2	90	20	50
FH1	5	5	45
BH1	0	0	40
S	5	5	35
BH2	90	20	30
B1	90	50	20
B2	90	90	10
$V_f = V_{F1} - \text{GND}$	800	800	800

表 5.4: 荷電粒子数を制御する時のトラップ電極の電位

5.2.3 H_3^+ イオン生成過程

H_3^+ イオン生成過程を調べる為に、次のような実験を行った。電子による残留ガスのイオン化で出来た正の荷電粒子をトラップし、引き出しの際に 5.2.1 節と同じ様にして time of flight を調べた。図 5.4 の上図は、トラップ時間を変えた時の time of flight から、得られた電流値を積分して、それぞれをトラップ内での陽子及び H_2^+ 、 H_3^+ イオンの割合としてプロットしたものである。

この実験結果を説明する為に以下の様な解析を試みた。

まず、表 5.3 で見たように、残留ガスの殆んどは水素分子である。この時、(1) 陽子と水素分子、(2) H_2^+ イオンと水素分子及び、(3) H_3^+ イオンと水素分子の衝突が考えらる。以下、5.1 節から 3 ~ 4 eV 程度のエネルギーについて見ていく。

図 5.5, 5.6 より [23, 24]、

1. 陽子と水素分子との衝突に於いては H_2^+ イオンの生成断面積は、 $\sigma_1 \approx 5 \times 10^{-17} \text{cm}^2$ 程度である (図 5.5)。
2. H_2^+ イオンと水素分子の衝突では、3 ~ 4 eV では陽子が生成されることはな

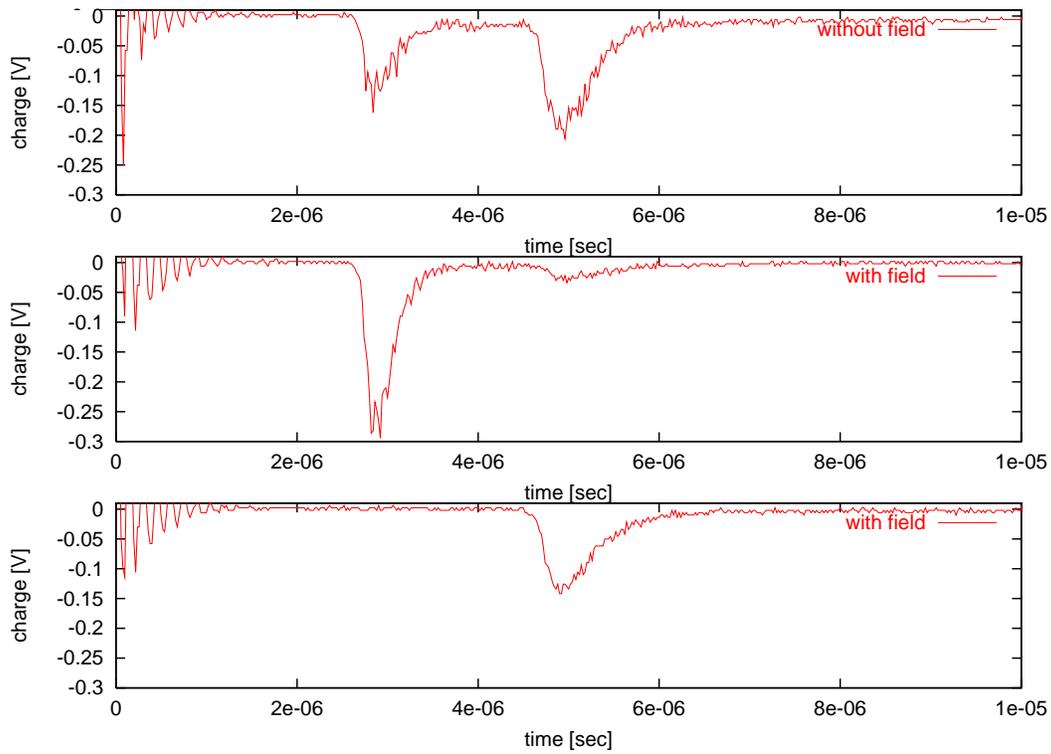


図 5.3: 荷電粒子のトラップからの排除．上：励起電場無し．中： H_3^+ イオンの排除 (140kHz, $V_{pp} = 10\text{V}$, 10 秒)．下：陽子の排除 (238 kHz, $V_{pp} = 10\text{V}$, 10 秒)

く、10 eV 以下に範囲を広げても H_3^+ イオン生成が支配的と言える。その断面積は、 $\sigma_2 \simeq 1 \times 10^{-15} \text{cm}^2$ 程度である。

3. 水素分子との衝突によって生成される H_3^+ イオンは、上記二つの反応で生成される陽子や H_2^+ 、 H_3^+ イオンの量に影響を及ぼす程では無い。

といったことが読み取れる。そこで、 H_3^+ イオンは以下の様に表わされる反応を経て生成されると考える。



上記反応のレート方程式は以下の様になる。

$$\frac{dn_p}{dt} = -\gamma_1 n_p \quad (5.6)$$

$$\frac{dn_{\text{H}_2^+}}{dt} = \gamma_1 n_p - \gamma_2 n_{\text{H}_2^+} \quad (5.7)$$

$$\frac{dn_{\text{H}_3^+}}{dt} = \gamma_2 n_{\text{H}_2^+} \quad (5.8)$$

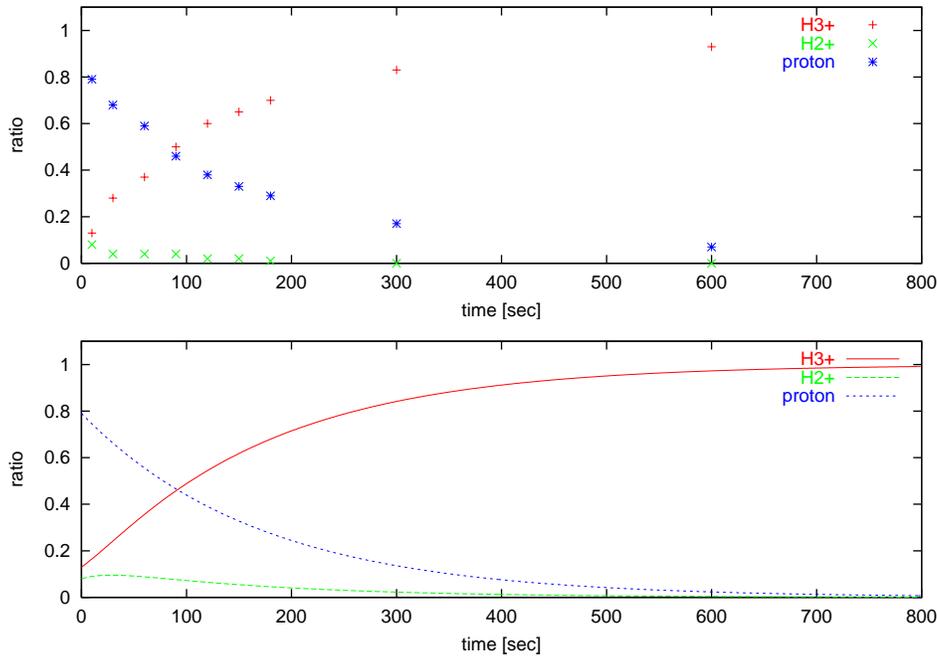


図 5.4: トラップ中の各イオンの時間発展 (上: 実験値, 下: 計算)

ここで $\gamma = \sigma v n_{\text{H}_2}$ である。 σ は断面積を、 v は速度、 n_{H_2} は H_2 の即ち残留ガスの数密度を表す。

5.1 節よりプラズマのエネルギーはおよそ 4 eV であり、実験結果 (図 5.4 上図) にレート方程式を解いたものをフィットして γ を求めると、それぞれ $\gamma_1 = 5.8 \times 10^{-3}$ 、 $\gamma_2 = 4.1 \times 10^{-2}$ となった。また、表 5.3 から 30 K に於ける残留ガス (水素分子) の数密度を求めると $n_{\text{H}_2} = 2.61 \times 10^7 / \text{cm}^3$ となった。これらより、生成断面積を $\sigma_{\text{H}_2^+} = 8.1 \times 10^{-17} \text{cm}^2$ 、 $\sigma_{\text{H}_3^+} = 8.1 \times 10^{-15} \text{cm}^2$ と推測した。これらを上述の σ_1, σ_2 と比較すると、およそ一桁小さいが、 $\sigma_{\text{H}_2^+}$ と $\sigma_{\text{H}_3^+}$ との間の差 (二桁) は σ_1, σ_2 場合と同じであることが判る。推測値の計算に用いた n_{H_2} は表 5.3 の圧力から求めているが、その圧力を測っている場所が室温なのに対しトラップでは 30 K と低温である為実際に実際よりも大きな値になっていると考えられる。従って、求めた $\sigma_{\text{H}_2^+}$ と $\sigma_{\text{H}_3^+}$ の値は実際の値より小さく出ていると考えられる。

これらのことから、4 eV での H_3^+ イオン生成断面積は H_2^+ イオンのそれよりも大きく、トラップ内に作られた H_2^+ は直に H_3^+ イオンに代わってしまうことが判った。図 5.4 上図にあるように引出したプラズマの time of flight を取ると時間と共に陽子が減少していた原因は、陽子が水素分子との衝突によって H_3^+ イオンに変わっていたことにある。

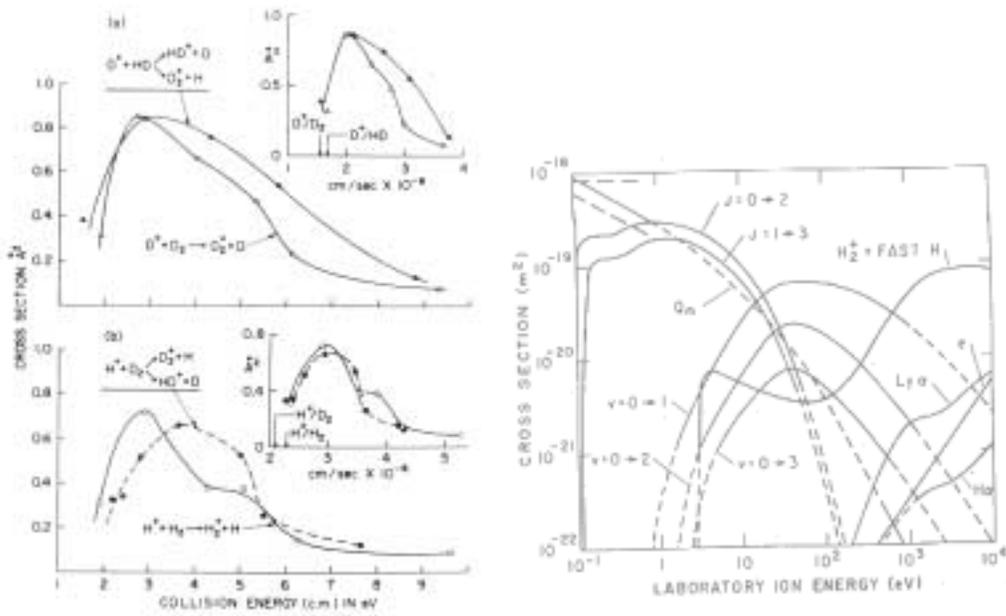


図 5.5: $H^+ - H_2$ 衝突の断面積 (右図 [23], 左図 [24])

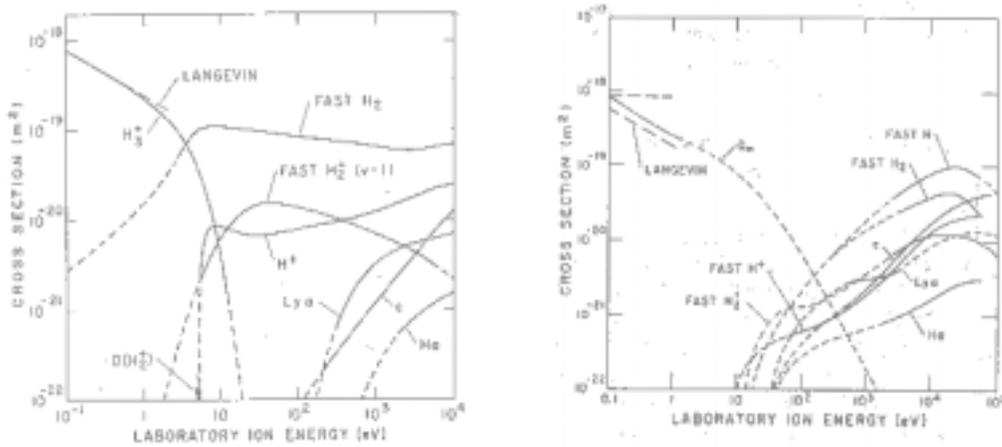


図 5.6: 左図: $H_2^+ - H_2$ 衝突の断面積 [24] . 右図: $H_3^+ - H_2$ 衝突の断面積 [24]

5.3 回転電場によるプラズマの制御

5.3.1 陽子及び H_3^+ イオンプラズマの径方向への圧縮

次に陽子、 H_3^+ イオン、及びその混合プラズマの回転電場での制御を試みた(3.2節参照)。この回転電場によるプラズマの制御は、既に電子[25, 26]や陽電子[27]、 Mg^+ [26, 28]、 Be^+ [29, 30]などのイオンでは試みられている。

ここでは、トラップから H_3^+ イオンや陽子を飛ばした時とは違って、分割電極にプラズマの軸方向の基準周波数に近い周波数を持ち、振幅が $V_{pp} \simeq 1$ V 程度の回転電場をかけている。

本実験では反陽子プラズマに応用する為に主に陽子プラズマを圧縮出来るパラメータを見付けた。ここで便宜的に陽子プラズマと呼んでいるものは、粒子数にしてプラズマ中の90%以上を陽子が占めるものである。陽子プラズマを径方向に圧縮する主な目的は、低速ビームとして引出す際に直径2mm程度以下にする必要があるからであり[31]、また、予め同じ様に回転電場によって径方向に圧縮されている電子プラズマと相互作用させ易く、つまり電子冷却による冷却がより早く行なえるようになることが期待出来るからである。図5.7は、トラップ中でのプラズマの径方向の半径とMCPの位置でのそれとの対応である[31]。つまり、引き出された荷電粒子群の動径分布が半径1~2cm程度なら良いことが判る。

実験は次の様に行なった。まず、陽子プラズマを得る為に、図5.1のようにしてプラズマを生成し、5.2.2節で行ったパラメトリック励起を用いて H_3^+ イオンをトラップから飛ばして陽子がプラズマの主たる構成成分となるようにした。そうして陽子プラズマを得た後に分割電極Sを用いて回転電場を加えた。その後、プラズマを引出し、MCPと蛍光板でその二次元画像を得たり、蛍光板上に塗布されている導電性のITO膜を使って引き出された電荷を測定した。この時の電位配置は表5.4の通りであった。プラズマのトラップ中での半径は、MCPに開いている穴の半径(不感部分を含めて)が4.3mmであることから、画像のpixelと実際の大きさが対応付けられるので図5.7からトラップ内での半径を見積った。また、プラズマを引出した際にCCDを通して得られる画像をモニターで確認しながら、中心付近が強く光る時の周波数を記録して共鳴周波数を決めている。本研究での典型的な場合、共鳴する周波数域はほぼ ± 2 kHz に限られていたので周波数の誤差もその程度に収まっている。

図5.8は陽子プラズマに回転電場(252 kHz, $V_{pp} = 1.6$ V)を200秒間加えた後に引出し、MCPと蛍光板からなる検出器で見た二次元画像である。この画像から陽子プラズマ圧縮の典型的なプロファイルを見ることが出来る。回転電場を加えなかった時はほぼMCPの全面に渡って光っているが、回転電場を加えた方は、中心部が強く光っている。そのうち中心の黒い丸い部分はMCPに開いている穴である。この時得られた画像の断面図(光量を縦軸に、横軸を画素(pixel)に取った)が、図5.9である。但し断面で切取る時、中央の穴は避けている。図から判るように、

回転電場をかけると中心部の光量は増え逆に周辺部の光量が減る。また、この図から半値全幅を見積もると、100 pixel \approx 2.0 cm となり、図 5.7 より、トラップ中でのプラズマの径方向の大きさは直径 2.4 mm 程度であると見積ることが出来た。

このプラズマを圧縮させる回転電場の周波数を決めている要因を知る為に、図 5.10 にあるようトラップポテンシャルの深さを 50 V, 75 V, 100 V に変えた時の共鳴周波数の変化を見た。もし、陽子プラズマを圧縮させる回転電場の周波数がサイドバンド周波数 ($\omega_s \approx \omega_z + \omega_m$) で決まっているとすると、 ω_z はポテンシャルの深さの平方根に比例するので、トラップポテンシャルの深さを変えるとその平方根倍だけ周波数が高くなる筈である。実際、同じ粒子数に対して共鳴周波数を比べると、 $f_{50} : f_{75} : f_{100} = 1 : 1.29 : 1.45$ となり、ほぼ $1 : \sqrt{1.5} : \sqrt{2}$ となる。従ってトラップ中のプラズマの回転電場による制御には ω_a が効いており、サイドバンド励起が起こっていると考えられる (2.2.2 節参照)。

さて、どの程度の時間、閉じ込めて回転電場をかければ径方向に圧縮出来るかを知る為に、回転電場をかける時間を変えてプラズマの形状の変化を比べてみた。図 5.11, 5.12 と 5.14 は、陽子プラズマを径方向に圧縮させられる周波数 (242 kHz, 252 kHz) を持つ回転電場を加えた時の三次元プロファイルである。図 5.11, 5.12 は 242 kHz の周波数で振幅が 0.8 V の回転電場を加えたものである。図から、60 秒程経つと中心部の光の強度が強くなっていくことが判る。従って、このくらいの時間以上で圧縮することが出来ると考えられる。回転電場をかけていない時と比べて明らかなのは、周辺部の光量が落ちていくことである。この周波数 (242 kHz) での径方向への圧縮は 252 kHz、 $V_{pp} = 1.6$ V の回転電場をかけた時 (図 5.14) 程顕著ではない。後者の場合、前者に比べて時間及び電場の振幅は二倍強くする必要があったがより多くの粒子が中心付近に集められることが判った。

この時、中心の穴を避けて得た断面図が図 5.13 である。100 秒、120 秒でも中心に粒子が集まっているがまだ顕著ではない。140 秒以上回転電場をかけると明らかに中心部の光量が増えていることが判る。

プラズマにかけている 240 kHz 前後の周波数は、トラップ中での陽子のサイドバンド周波数 ($\omega_s \approx \omega_a + \omega_m$) に近い。 ω_a は陽子のトラップ内での軸方向の振動の周波数であり、 ω_m は陽子のマグネトロン周波数である (表 2.1)。この 2 倍波と考えられる 480 kHz 付近の周波数を持つ回転電場でも径方向の圧縮が出来ることを二次元画像から確認した。240 kHz 付近の周波数を持つ回転電場と 480 kHz 付近周波数とでは、圧縮のし易さに大きな違いは認められなかった。5.3.2 節で述べるように陽子或いは H_3^+ イオンが主体となるプラズマと違い両者が適度に (図 5.18 の "mixture" の場合ほぼ 1 : 3) 混ざっていると一成分プラズマの場合よりも共鳴周波数の粒子数依存性は大きくなる。

この傾向は H_3^+ イオンでも同じである。 H_3^+ イオンのサイドバンド周波数は 140 kHz 前後であるが、この周波数で共鳴が見付かった。また、その倍波 (280 kHz) も見えた。

プラズマに回転電場をかける時間を変えた時、得られたプラズマの粒子数の変

化を見たのが図 5.15 である。図 5.15 a. は図 5.11 と同じ条件下で回転電場をかけた時間に対して MCP の表面で検出した粒子数をプロットしたものである。時間と共に粒子数が増えていく様子がこの結果から判る。一方で図 5.11, 5.12 を見ると 200 秒程度経つと中心以外も明るくなっていることが見て取れる。理由はまだ定かではないが、或る時間以上(この場合は 200 秒以上)に長く閉じ込めると圧縮されたプラズマが軸上ではない任意の場所に引出されてくることが判った。この引き出し位置は制御出来ていない。

図 5.15 b. は、この例での共鳴の周波数 256 kHz に対しそれより低い 246 kHz の周波数を持つ電場をかけた場合の対比である。共鳴よりも低い周波数の電場をかけると時間と共に検出される粒子数は減っていく。

図 5.15 c. は、上から順に中心付近、中心より 20 pixel, 50 pixel, 80 pixel におけるプラズマの断面の高さを回転電場印加時間に対してプロットしたものである。図中の赤線はそれぞれの位置での回転電場をかけなかった時のものである。この図から回転電場の効果をはっきりと判る。つまり、この場合陽子プラズマに 256 kHz の回転電場をかけた時、140 ~ 160 秒頃から顕著に中心付近の強度が上がる事が判る。

また、残留ガスのイオン化によってプラズマを得た場合、5.2 節より陽子は直に H_3^+ イオンに変わってしまうことが判っているが、回転電場を加えると図 5.16 から判るように 100 秒経った後もその比率は殆ど変わらない(図中、緑が回転電場をかけた時を、黒が回転電場をかけなかった時を表わす)。ただし、図 5.15 c, 5.23 から、回転電場をかけると共鳴した方が圧縮されるので MCP の穴を通り抜けてしまい、MCP の前面で電荷を測定出来ない。また共鳴より 10 kHz 程度低い周波数では粒子数が減少することが判っている。そこで、回転電場と H_3^+ イオン生成の関係を見る為にここでは共鳴とかけ離れた周波数(共鳴 243 kHz に対して 260 kHz)をかけて time of flight を測定した。この結果から、回転電場を加えるとプラズマがヒートアップさせられるので、 $p \rightarrow H_3^+$ の反応が抑制され、従って、共鳴より 10 ~ 20 kHz 程低い周波数を除いて、プラズマの成分比は大きく変わらないと看做している

ところで、反陽子をトラップに閉じ込めて回転電場で圧縮し引出す時、トラップ中の反陽子プラズマの状態を非破壊的に知ることが出来ると有用である。そこで、タンク回路を用いてトラップ中のプラズマの運動をモニタすることを試みた。この時、タンク回路はトラップ中の陽子の軸方向の基準振動数に合わせている。図 5.17 はそのタンク回路から得られた信号をスペクトルアナライザで見たものである。信号の強度は色で表わされ、赤い程強いことになっている。3.4.4 節でみたように、タンク回路を通すとトラップ中でのプラズマの振動数付近で窪みのある信号が得られる。図では、248kHz 付近に見える青い線がその窪みに対応する。左図は回転電場をかけなかった時のもの、右図は回転電場をかけ、かつプラズマが圧縮された時のものである。回転電場をかけ、プラズマが圧縮されると、あるところで(数秒経過後)、窪みが 3 ~ 4 kHz 低いほうにずれることが判る。プラズマが圧縮された時は、常に周波数のシフトが見えた。このことを使えば、回転電場によってプラズマが圧縮出来たかどうかのモニタがタンク回路で出来ると思われる。周波数

シフトの量などの定量的な解析は今後行う必要がある。

5.3.2 陽子及び H_3^+ イオン 2成分プラズマの圧縮

図 5.19, 5.20 は陽子と H_3^+ イオンが混ざった 2 成分プラズマの圧縮の様子である。陽子プラズマの圧縮と同じ様に 40 ~ 60 秒経てば中心に集まってい来ている様子が判る。また 120 秒経過後のものでは中心からずれた位置に引き出されている。

このプラズマの粒子数依存性は陽子や H_3^+ イオンプラズマの場合と少し様子が違っている。図 5.18 で "mixture" とある印がそれで、他の 1 成分乃至は或る成分が他よりも非常に多いプラズマと比べて共鳴周波数の粒子数依存性が大きいことが判る。この粒子依存性は粒子数が減ると共鳴周波数が高くなるというものである。

この粒子数依存性に対して、予めプラズマの粒子数を知らなくても回転電場でその形状を制御することが出来れば、径方向にプラズマを圧縮するという手法の応用が広がるかもしれない。そこで、プラズマに加える回転電場を単一の周波数を持ち一方向に回っている電場ではなく、或る周波数幅を持つ四重極場にしてみた。四重極場は図 3.4 の分割電極で対角上にある電極に同じ位相の電場を加え、隣りの電極とは位相が π 違うようにすると得られる。この電場は、トラップされている粒子から見ると加えている電場の半分の周波数を持ったそれぞれ逆回転の二つの回転電場の重ね合わせとして見える。つまり、四重極場を加える時は通常の二倍の周波数の電場を使う。この四重極場は、ノイズ源からの白色ノイズを band pass filter を通して或る周波数幅にして、これを図 3.4 の電極に加えることで得た。図 5.21 はその時の画像である。左の画像は電場をかけずにプラズマを引き出した時のもので、右は四重極場をかけた時の画像である。回転電場をかけた時間は 100 秒である。回転電場をかけた方が、かけなかった場合と比べて周辺部が暗くなり中心部が明るくなっているという前節までの実験と同じ傾向が見て取れる。この例では、20 kHz の幅を持つ電場をかけたが、フィルターの帯域幅を 60 kHz 以上に広げれば 10^6 個前後の粒子数について、その依存性を考えずにプラズマの制御が出来る筈である。

またプラズマの粒子数を一定にしてその内の陽子の割合を変えて共鳴する周波数を探したものが図 5.22 である。140 kHz 付近にある共鳴周波数は H_3^+ イオンのサイドバンド周波数であり、240 kHz 付近のそれは陽子のサイドバンド周波数だと考えられる。その上に見える 280 kHz 付近のものは陽子が無い状況と考えると H_3^+ イオンのサイドバンド周波数の二倍波であるはずである。ところが、プラズマ中の陽子数を増やしていくと (H_3^+ イオンの数を減らしていくと)、陽子の割合が 50% を越えた所で 280 kHz 付近の共鳴が見えなくなり、陽子のサイドバンド周波数と H_3^+ イオンの 2 倍波の間に出てくることが判った。

5.3.3 プラズマ構成成分の選択的制御

ところで、この2成分プラズマに回転電場を印加したときに径方向に圧縮されているのは、どちらの成分なのだろうか。或いは2成分共に圧縮されているのだろうか。

そこで、周波数が陽子、 H_3^+ のそれぞれに対応する回転電場をかけた時のプラズマの time of flight を見てみた (図 5.23)。図中で黒い線は回転電場を印加しなかったときの time of flight であり、青い線は H_3^+ イオンを圧縮させる周波数の電場をかけた時の、黄緑のものは陽子についてのものである。この図から陽子を回転、圧縮させる電場をかけた時には陽子の数が減り、 H_3^+ イオンを圧縮させる電場をかけた時には H_3^+ イオンが減っていることが判る。この時 MCP で増幅された信号を後ろの蛍光板から得ており、MCP に開いている穴 (不感部分を含めて直径 8.4mm) を通った粒子は測定出来ないと考えられる。それ故に陽子に共鳴する回転電場を印加したときに陽子の数が減少し、逆もまた然りなのはそれだけ陽子 (H_3^+ イオン) が中心にある穴を通り抜けるからだと考えられる。図 5.9 から判るように、回転電場をかけた前後で粒子数が大きく減っているようには見えず、回転電場をかけることでプラズマを構成する粒子が飛ばされて粒子が減るとは考えにくい。つまり、プラズマ構成成分の一方に共鳴する周波数を持った回転電場を加えると共鳴する成分が主に圧縮されていると考えられる。

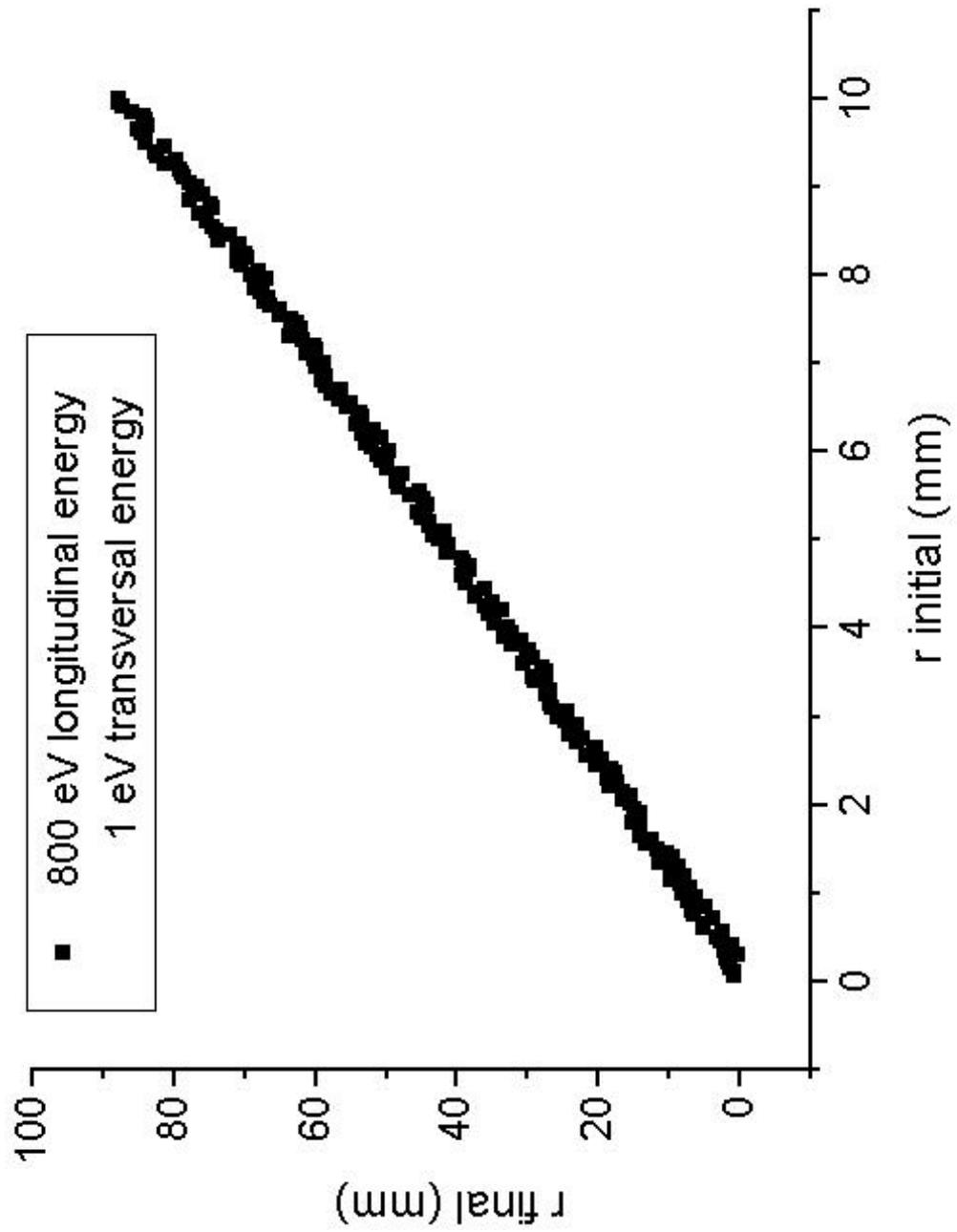


図 5.7: 陽子プラズマのトラップ中での直径と引き出した後の直径の対応 [31]

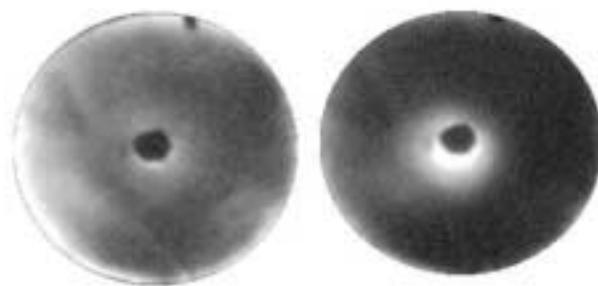


図 5.8: 陽子プラズマの圧縮 (左: 回転電場無し、右: 回転電場印加): トラップ時間 200 秒

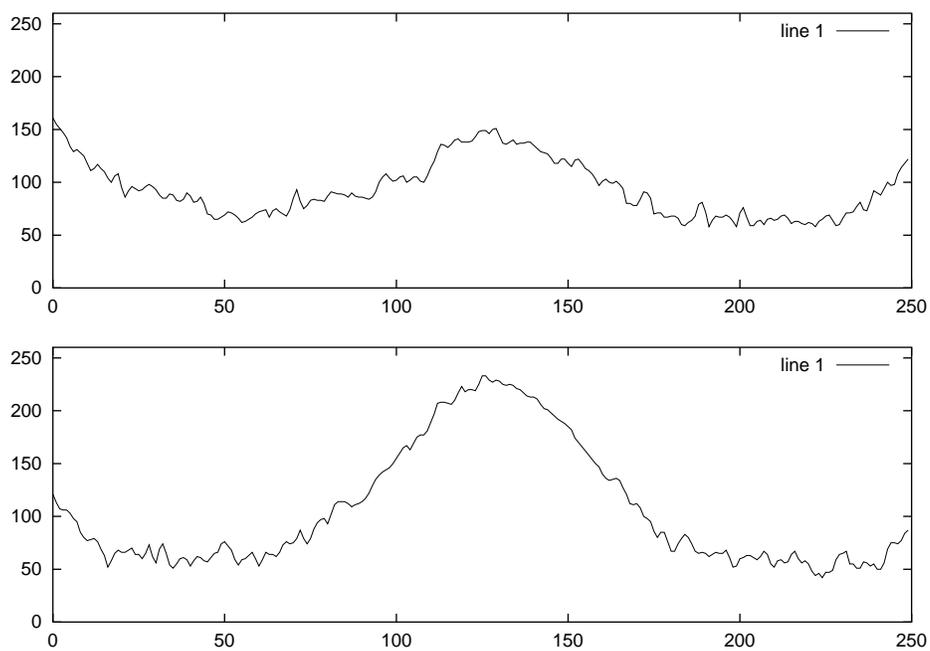


図 5.9: 陽子プラズマの 1 次元プロファイル ($f = 242\text{kHz}$)

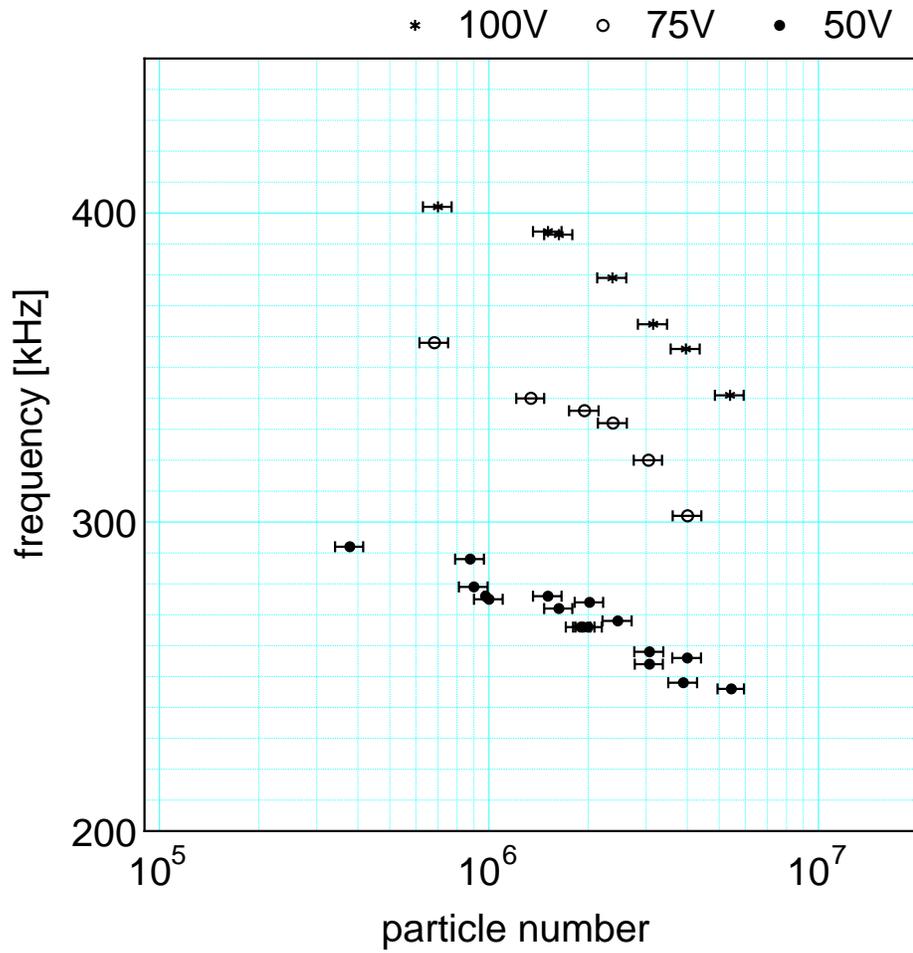


図 5.10: 共鳴周波数とトラップポテンシャルの関係

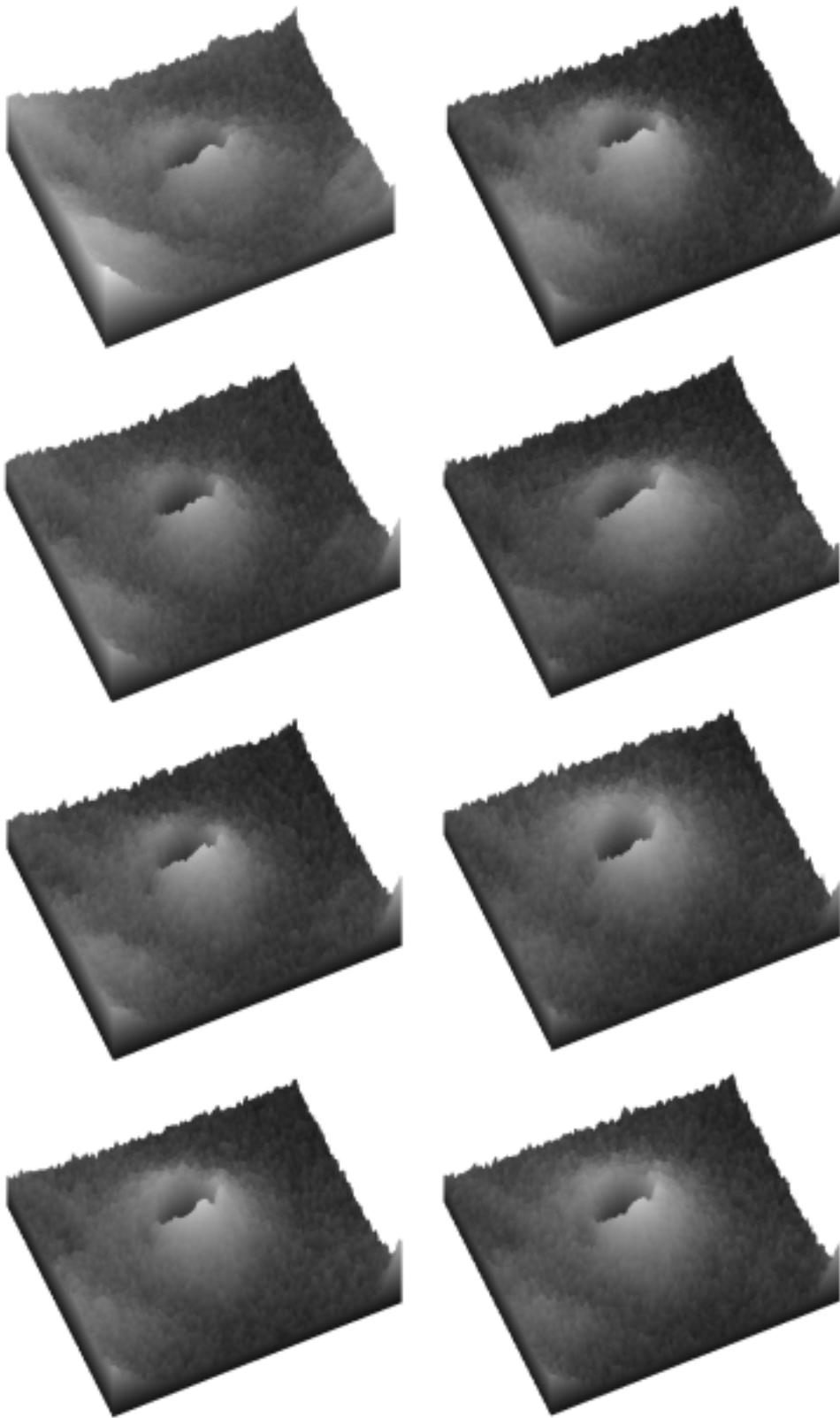


図 5.11: 陽子プラズマの 3 次元プロファイル ($f = 242\text{kHz}$) . 左上から、回転電場無し、20sec, 40sec, 60sec . 右上から、80sec, 100sec, 120sec, 150sec .

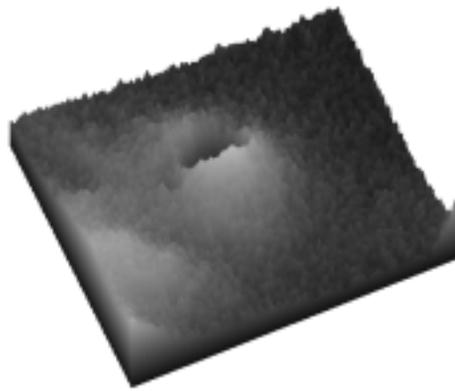


図 5.12: 陽子プラズマの 3 次元プロファイル ($f = 242\text{kHz}$) 閉じ込め、200sec.

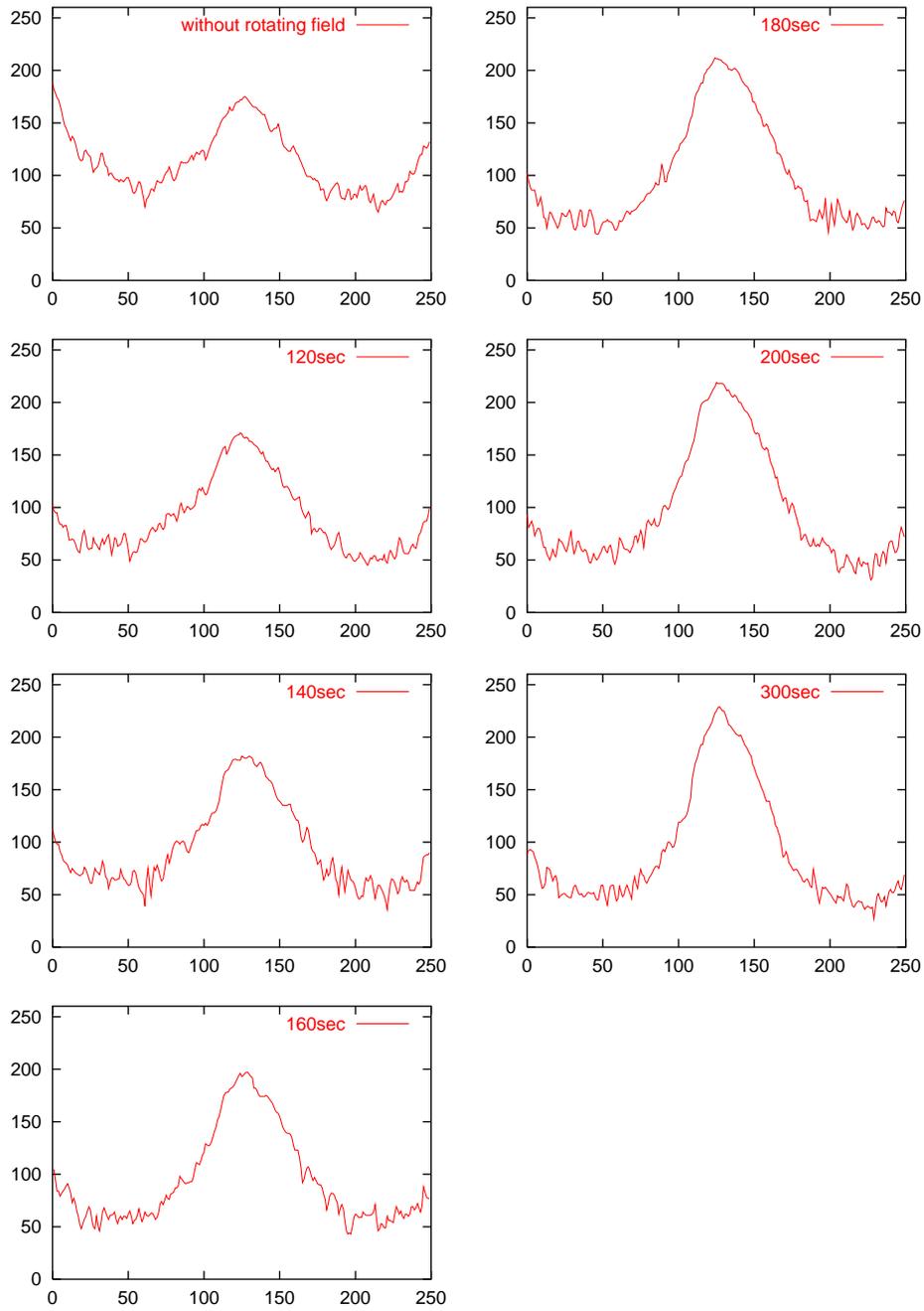


図 5.13: 陽子プラズマの 1 次元プロファイル ($f = 252\text{kHz}$)

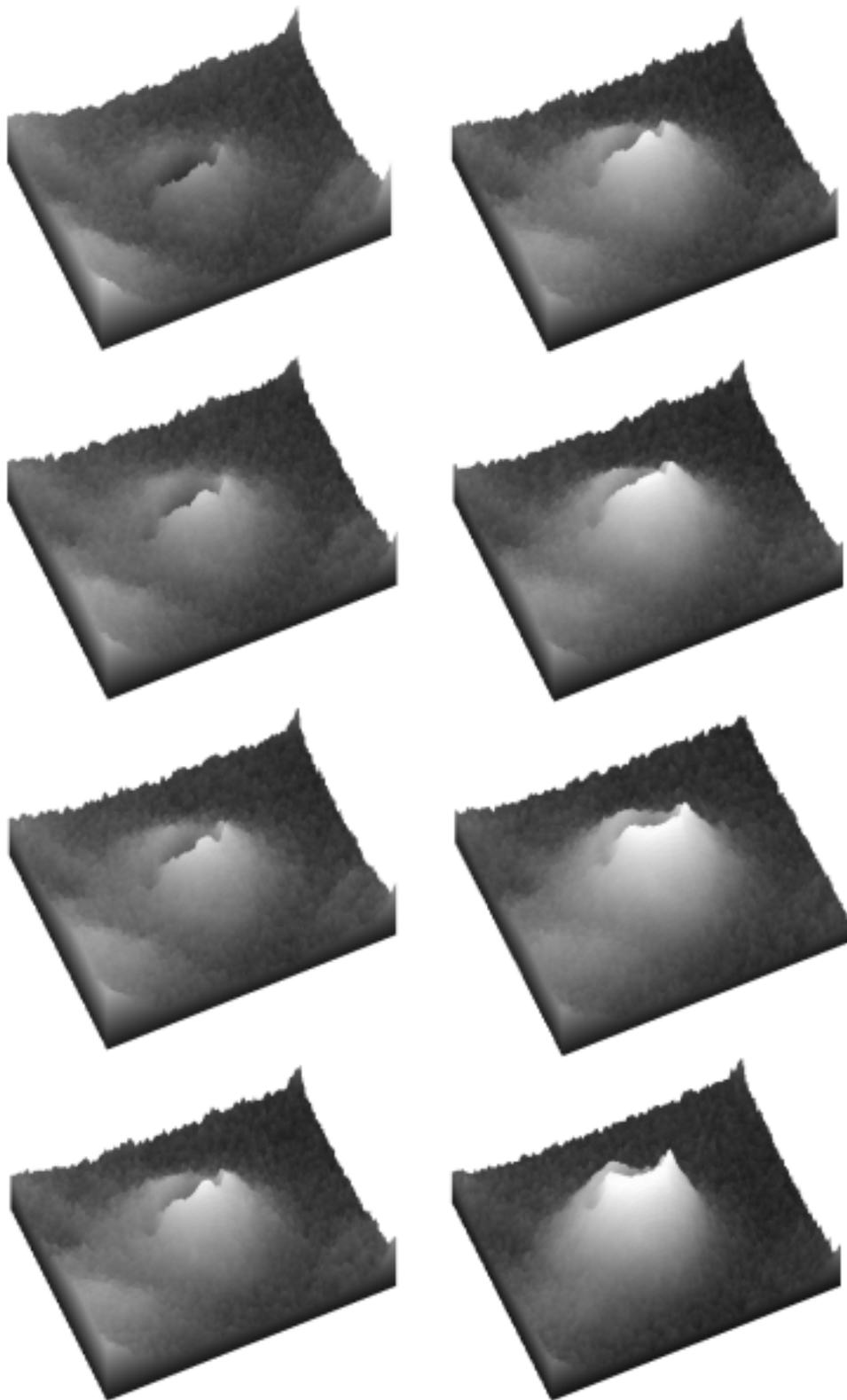
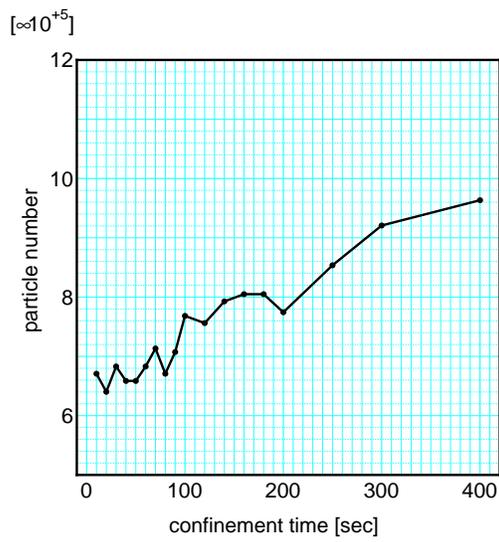
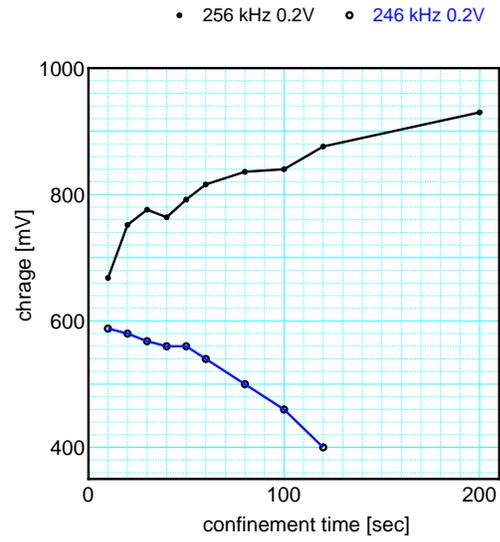


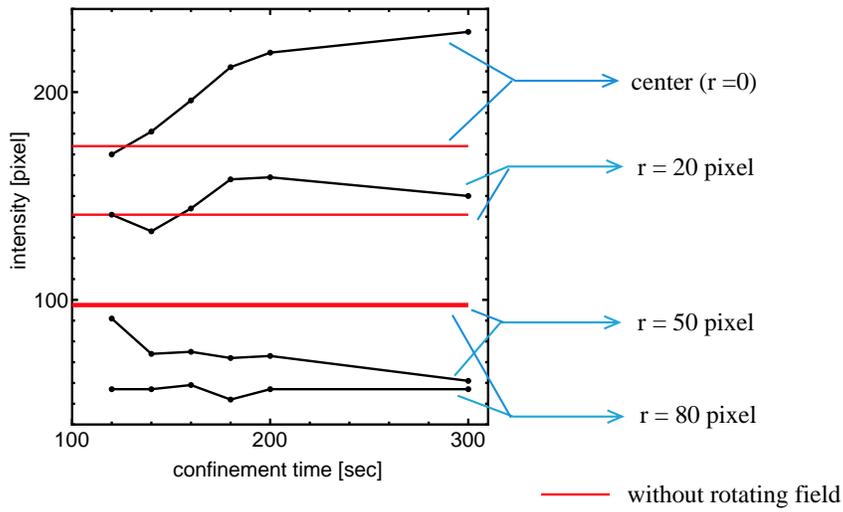
図 5.14: 陽子プラズマの3次元プロファイル ($f = 252\text{kHz}$) . 左上から、回転電場無し、100sec, 120sec, 140sec . 右上から、160sec, 180sec, 200sec, 3000sec .



a.



b.



c.

図 5.15: 回転電場を印加した時の粒子数変化の時間依存

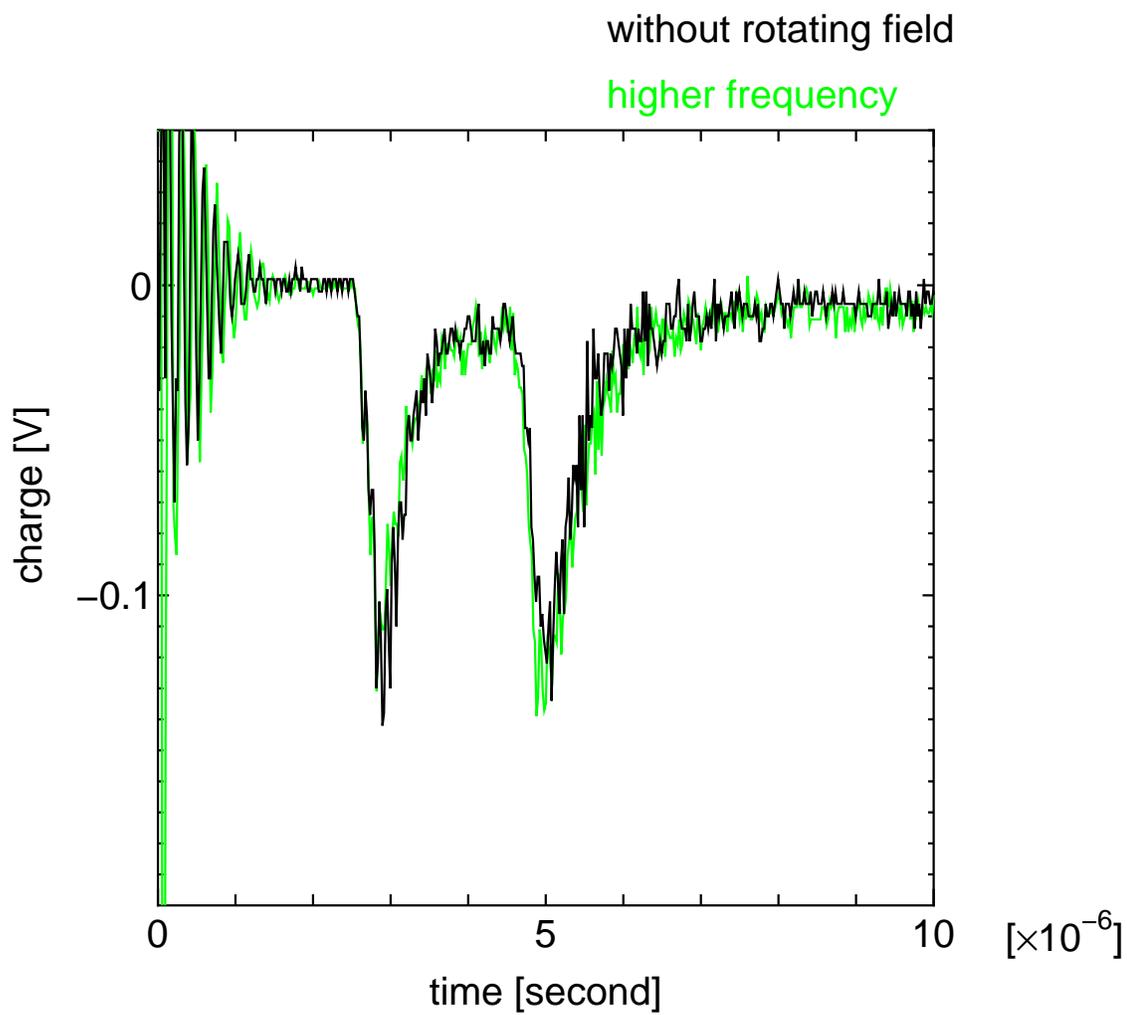


図 5.16: 回転電場を加えた時の time of flight

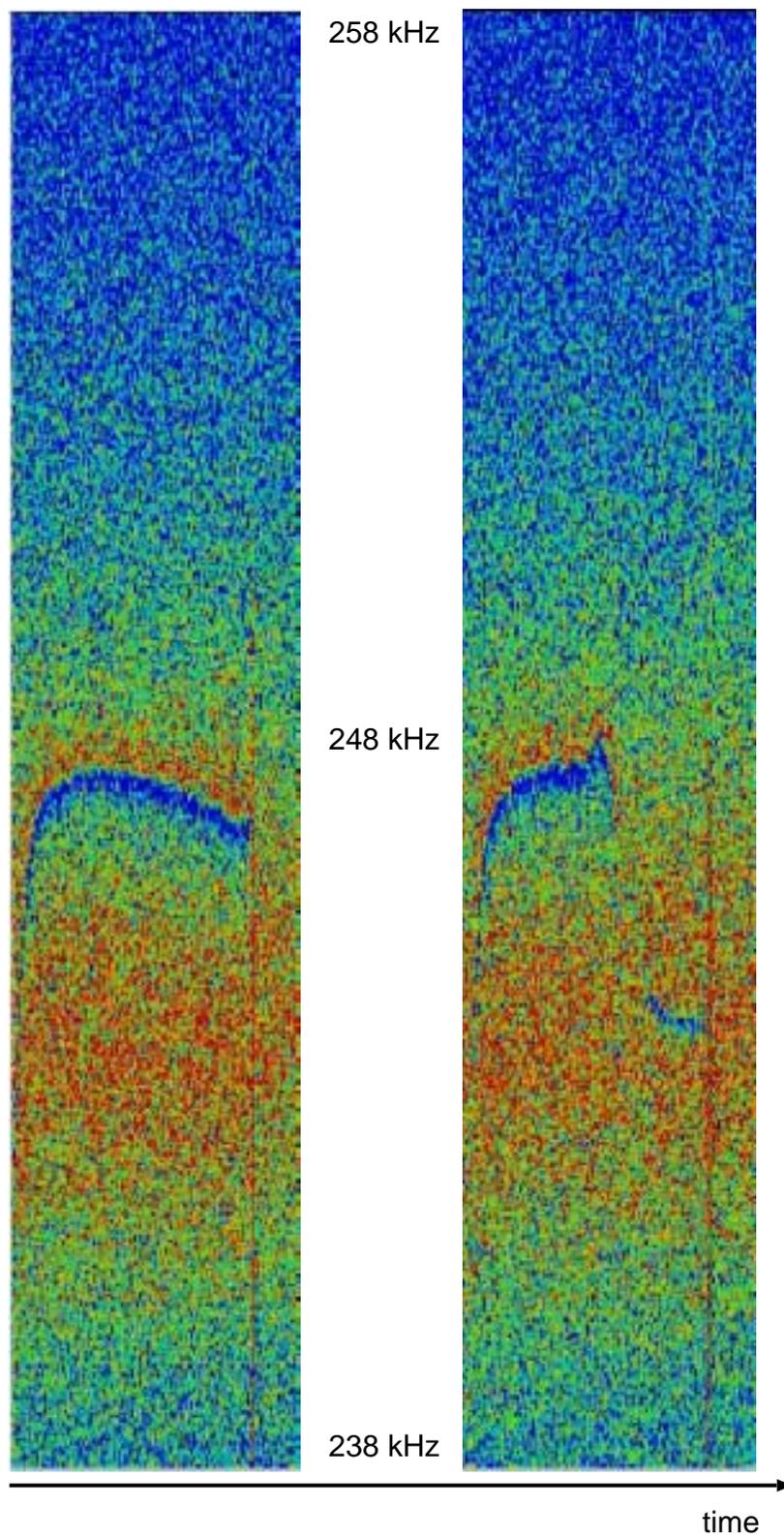


図 5.17: タンク回路で見たプラズマの圧縮 . 左 : 回転電場無し , 右 : 回転電場有り

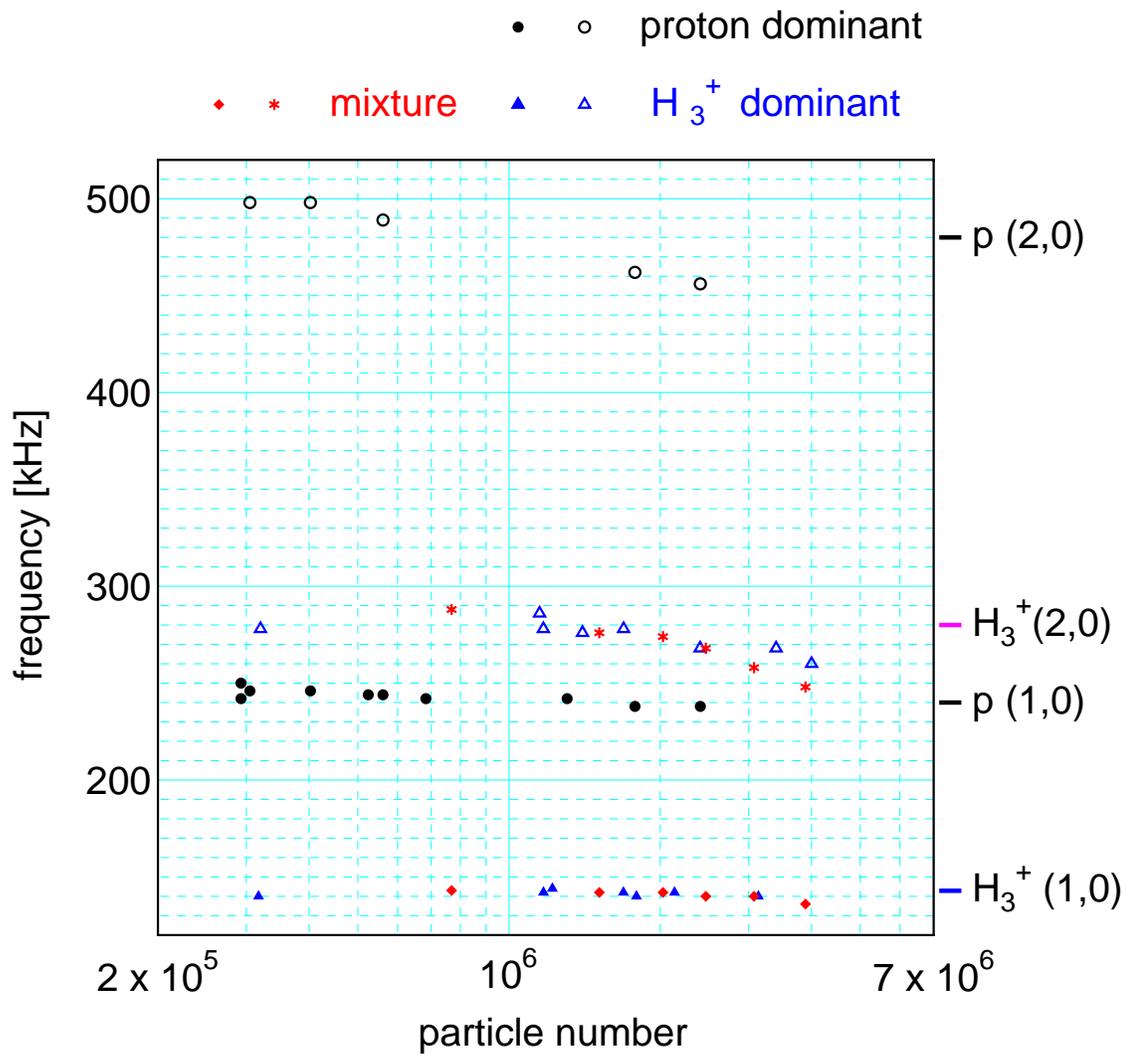


図 5.18: 共鳴周波数と粒子数の関係

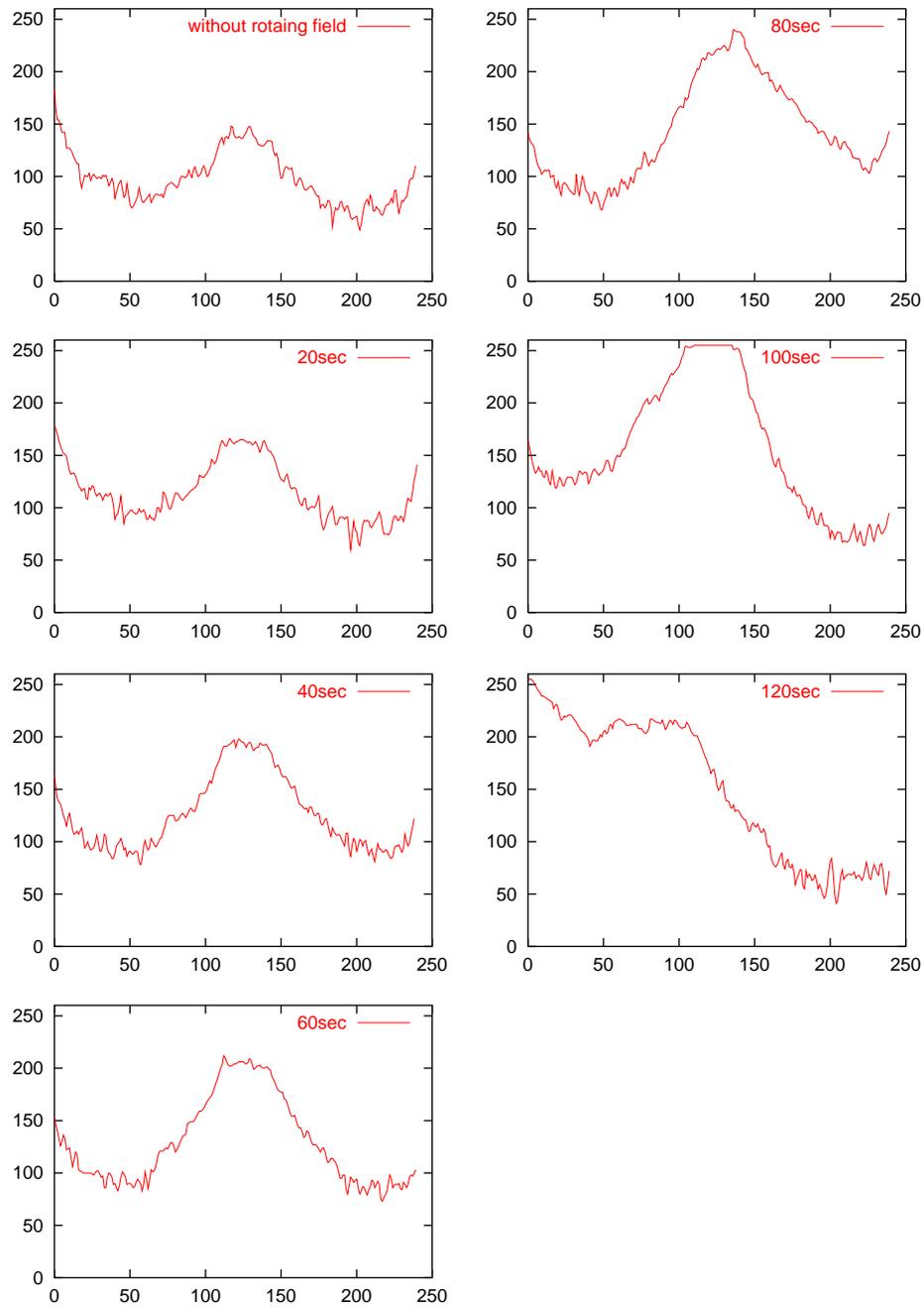


図 5.19: 陽子-H₃⁺2 成分プラズマの 1 次元プロファイル ($f = 256\text{kHz}$)

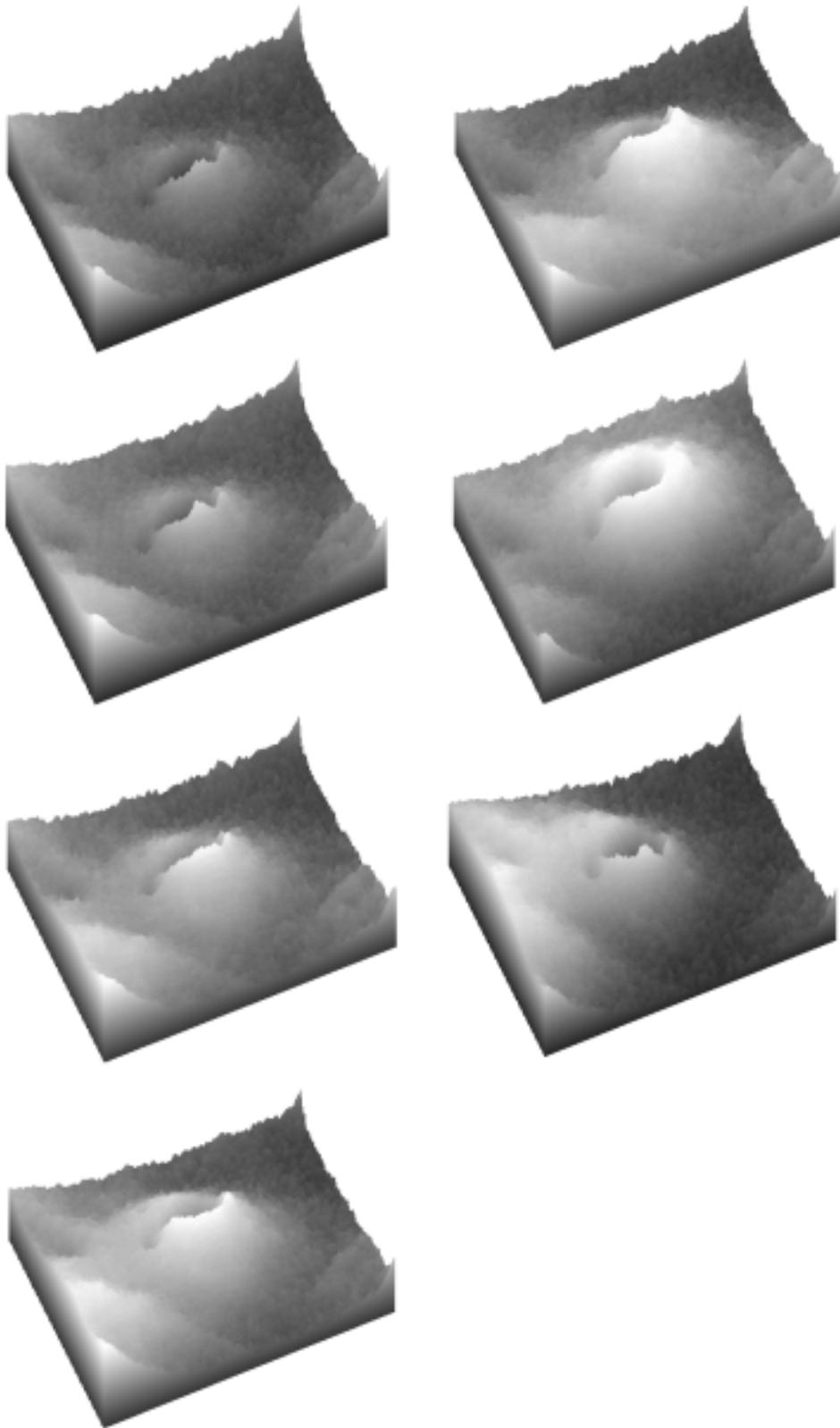


図 5.20: 陽子- H_3^+ 成分プラズマの3次元プロファイル ($f = 256\text{kHz}$) . 左上から、回転電場無し、20sec, 40sec, 60sec . 右上から、80sec, 100sec, 120sec .

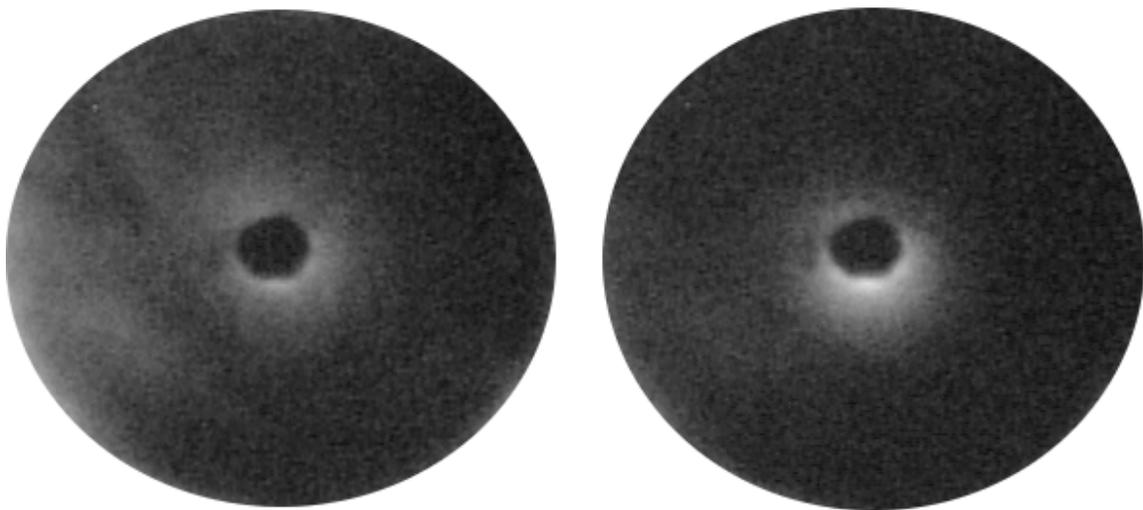


図 5.21: 500kHz ~ 540kHz の幅を持った四重極場をかけた時のプラズマの画像 (左は電場無し)

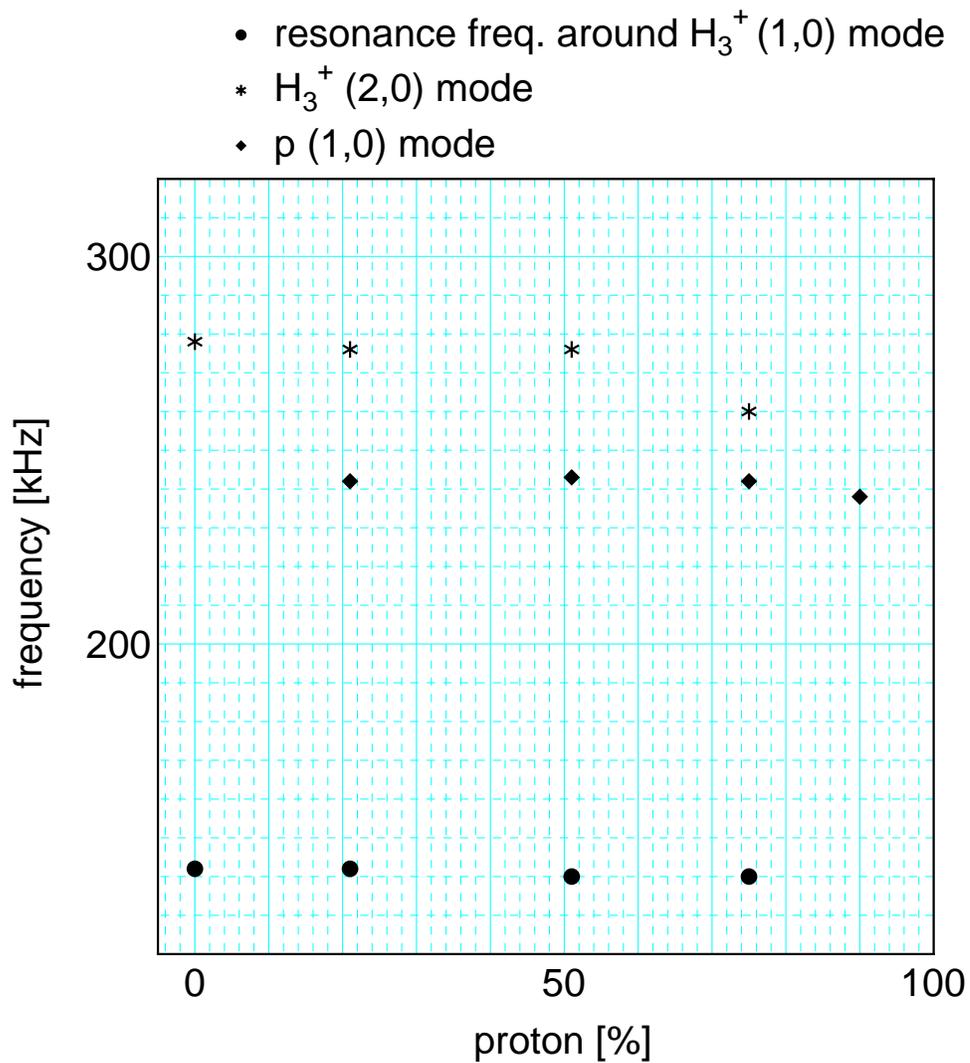


図 5.22: 陽子の比率を変えた時の共鳴周波数

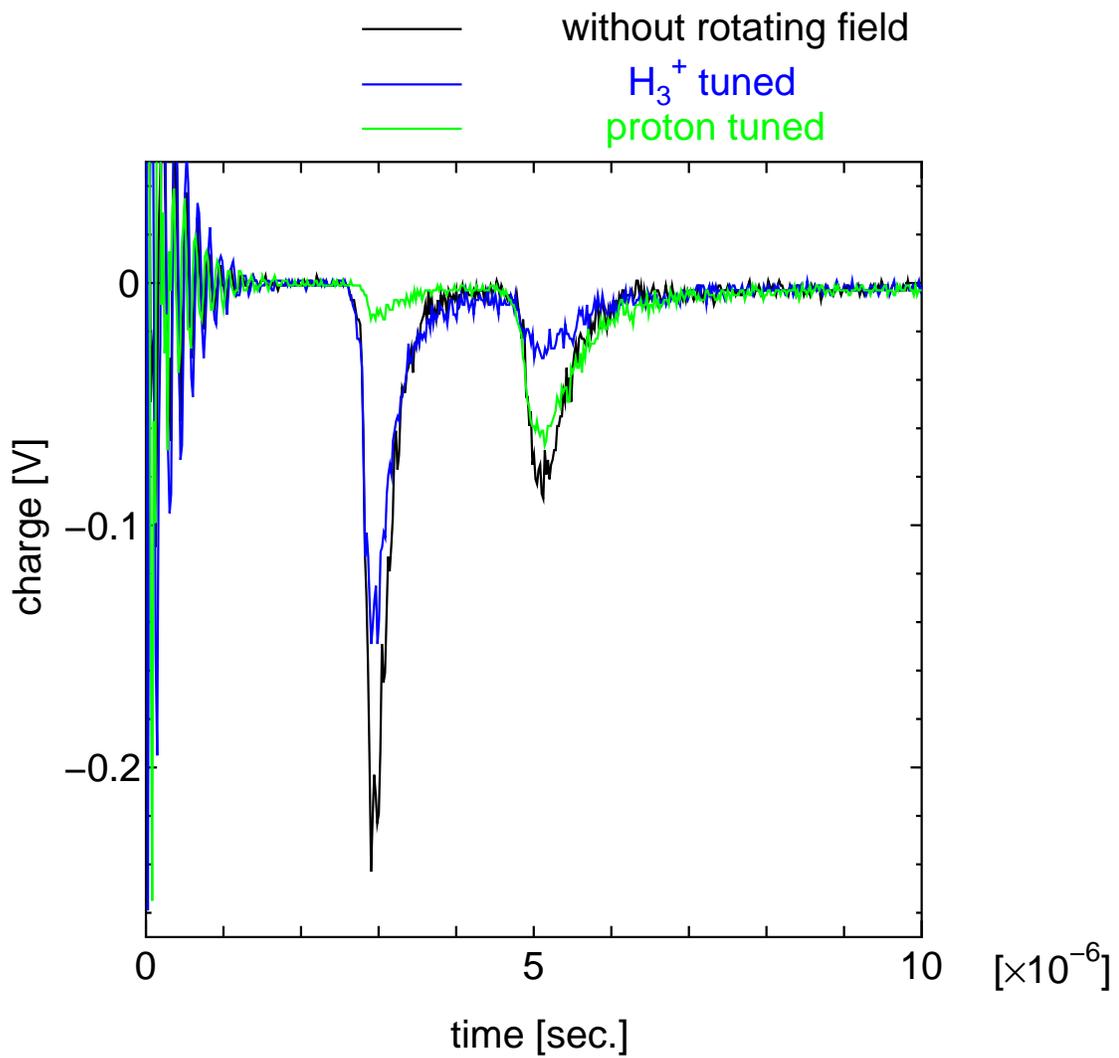


図 5.23: 共鳴周波数の違いによる time of flight の違い

第6章 結論

6.1 H⁻ イオンプラズマの電子冷却

超低速反陽子ビームを生成するにはトラップした反陽子を電子冷却しなければならぬ。今回、負水素(H⁻)イオンを用いた電子冷却の実験から、 1.5×10^8 個の電子で 2×10^6 個の H⁻ イオンを冷却出来ることが確認出来た。つまり、予め電子をトラップに導入し、暫くした後イオン源から H⁻ イオンを導入すると、それと電子との相互作用により H⁻ イオンのエネルギーを 2.9 秒閉じ込めた時にはおよそ 50eV、5.9 秒経過後はおよそ 30eV 下げることが出来た。また、電子を予め回転電場によって径方向に圧縮しているとより短い時間で、H⁻ イオンを冷却出来ることが判った。この手法は反陽子の電子冷却にそのまま応用出来ると期待される。

6.2 数 eV のエネルギーにおける H₃⁺ イオンの生成について

トラップ内の水素分子をイオン化して作られたプラズマは、30K の環境温度で 10 秒程度トラップに閉じ込めるとで 5 eV 以下になることが判った。水素分子をイオン化して得られるのは、陽子や H₂⁺、H₃⁺ であり、それらと水素分子の間での衝突反応を見ると、H₃⁺ イオンは 3 ~ 4eV のエネルギー領域では生成断面積が H₂⁺ より二桁大きく、主に生成されるのは H₃⁺ イオンであることが判った。この程度のエネルギーでの H₃⁺ イオン生成は宇宙空間での原子分子反応との関係を考えて興味深い [32, 33]。

6.3 陽子プラズマの制御

回転電場によるプラズマの制御は既に電子、陽電子、Be⁺ 及び Mg⁺ イオンでは報告されているが、本研究で初めて陽子プラズマの回転電場による制御に成功した。さらに、トラップ中という 3 ~ 4eV のエネルギー領域において H₃⁺ イオンと陽子の混合プラズマについても回転電場を加えることでその形状を制御出来ることが判った。即ち、制御したい陽子や H₃⁺ イオンプラズマのサイドバンド周波数を持った回転電場を加えることで径方向への圧縮が出来、さらにそのサイドバンド

周波数の2倍波でも圧縮できること、そしてそれらで構成されている2成分プラズマに回転電場をかけ、どちらか一方だけを選択的に圧縮することにも成功した。圧縮された後のプラズマの直径は何れの場合も2.4 mm程度になった。これらのプラズマを圧縮させる回転電場は、その粒子の共鳴周波数(陽子は240 kHz、 H_3^+ イオンは140 kHz)を持ち、振幅が $V_{pp}=0.8$ Vの正弦波であり、60~100秒程度かけることでプラズマを径方向に圧縮させられた。プラズマを圧縮させることの出来る周波数の幅は4kHz程であった。

また、共鳴周波数には粒子数依存性があり、プラズマの粒子数が減ると共鳴周波数が高い方へとずれることも判った。予めその粒子数を知るのが難しい場合にはある程度の周波数幅を持った電場を加えることでプラズマを圧縮することが出来るということが本研究に於いて確認された。また、トラップ中で回転電場による圧縮が出来たかどうかをタンク回路で非破壊的に確認することにも成功した。

ところで実際に反陽子に回転電場をかけようとした時、予め導入されている電子と共に回転電場をかけることになる。先の2成分プラズマの制御では選択的に回転電場がかかっていたように見えた。反陽子と電子を用いた場合どうなるのかは実際に確認する必要がある。また、2成分プラズマから一成分だけをトラップ外に飛ばす為に強制振動用いたが、この方法を反陽子・電子プラズマに対して応用できるかも確認が必要である。

参考文献

- [1] J Eades, F.J. Hartmann, Rev. Mod. Phys. **71**, 373 (1999)
- [2] C.J. Batty, Rep. Prog. Phys **52**, 1165 (1989)
- [3] T. Azuma *et.al.*, (ASACUSA Collaboration) Progress Report, CERN/SPSC 2000-04, CERN/SPSC M642 (2000)
- [4] T. Azuma *et.al.*, (ASACUSA Collaboration) Proposal CERN/SPSC 97-19, CERN/SPSC P-307 (1997)
- [5] G. Gabrielse, A. Khabbaz, D.S. Hall, C. Heimann, H. Kalinowsky, and W. Jhe, Phys .Rev. Lett. **82**, 3198 (1999)
- [6] R.C. Davidson, *Theory of Nonneutral Plasma*, W.A.Benjamin,Inc. 1974
- [7] F.M. Penning, Physica III, **9**, 873 (1936)
- [8] H.G. Dehmelt, Adv. At. Mol. Phys., **3**, 55 (1967)
- [9] T. Ichioka, Doctor Thesis, University of Tokyo, 2001
- [10] L.S. Brown, and G. Gabrielse, Rev Mod. Phys. **58**, 233 (1986)
- [11] D.S. Hall, Doctor thesis, Harvard University, 1997
- [12] H. Higaki, and A. Mohri, J.J.Appl.Phys. **36**, 5300 (1997)
- [13] T. Ichioka *et.al.*, Proceedings of the International Workshop in Noneutral Plasmas, (1999)
- [14] Y.Yamazaki, Nucl. Instrum. Methods **B154**, 174 (1999)
- [15] Non-Neutral Plasma Physics III, *ed. J. Bollinger et.al.*, AIP Press (1999)
- [16] Duoplasmatron MODEL358, manual
- [17] ORTEX 142AH, manual

- [18] D.J. Wineland, and H.G. Dehmelt, J.Appl.Phys. **46**, 919 (1975)
- [19] X. Feng, M. Charlton, R.A. Lewis, and Y. Yamazaki, J.Appl.Phys. **79**, 8 (1996)
- [20] B.R. Beck, J. fajans, and J.H. Malmberg, Phys.Rev.Lett. **68**, 317 (1992)
- [21] A.W. Hyatt, C.F. Driacoll, and J.H. Malmberg, Phys. Rev. Lett., **59**, 2975 (1987)
- [22] H. Higaki, *private communication*
- [23] M.G. Holliday, J.T. Muckerman, and L. Friedman, J. Chem. Phys. **54**, 1058 (1971)
- [24] A.V. Phelps, J. Phys. Chem. Ref. Data **19**, 653 (1990)
- [25] F. Anderegg, E.M. Hollmann, and C.F. Driscoll, Phys. Rev. Lett. **81**, 4875 (1998)
- [26] X.-P. Huang, F.Anderegg, E.M. Hollmann, C.F. Driscoll, and T.M. O'Neil, Phys. Rev. Lett. **78**, 875 (1997)
- [27] R.G. Greaves, and C.M. Surko, Phys.Rev.Lett. **85**, 1883 (2000)
- [28] E.M. Hollmann, F. Anderegg and C.F. Driscoll, Phys. Plasmas **7**, 2776 (2000)
- [29] X.P. Huang, J.J. Bollinger, T.B. Mitchell, W.M. Itano, and D.H.E. Dubin, Phys. of Plasmas **5**, 1656 (1998)
- [30] X.-P. Huang, J.J. Bollinger, T.B. Mitchell, and W.M. Itano, Phys. Rev. Lett. **80**, 73 (1998)
- [31] K.Y. Franzen, *private communication*
- [32] J.A. Luine, and G.H. Dunn, Astroph. J. **299**, L67 (1985)
- [33] D.A. Church, Phys. Rep. **228**, 253 (1993)

謝辞

本研究を行うに当たり、指導教官の山崎泰規教授には研究を進めるに際して、要所所で適切な方向に導いて頂きました。先生の御指導が無ければこの論文をまとめることは出来なかったと思います。小牧研一郎教授にも指導教官と変わらぬ適切な指導を沢山頂きました。鳥居寛之助手の様々な助言も大変参考になっただけではなく、日常の会話においても色々得るものがありました。

檜垣浩之博士には実際に研究を進めていく過程での議論や特にその経験に基いた助言を頂き、研究の大きな指針となりました。回転電場をかけるのに用いた”phase shifter”など電気回路関係でも大いにお世話になりました。市岡利康博士の豊富な知識に裏打ちされた数々の助言は実験技術上大いに役立ち、また色々議論して下さい現象の理解の助けとなりました。Ken Yoshiki-Franzen 博士、王志剛博士にも持ち前の語学力を駆使し、よく議論ののって頂きました。米田諭氏には、只ひたすらデータを取るという退屈な作業につきあって頂きました。これらトラップグループの皆様のおかげで無事実験を行なえました。ここに感謝致します。

毛利明博京都大学名誉教授には、実験室にいらっしゃた際にいつも御助言を頂きました。大変感謝しています。理化学研究所の神原正博士には MCP について色々相談ののって頂いただけでなく、実験初期段階では実験の心構えなどを教えて下さり大変参考になりました。

実験中、超伝導磁石用の寒剤を提供して頂いた低温サブセンターの小田嶋豊氏、石田晶紀氏、芦沢佳子氏に感謝致します。

また伊藤高臣博士、森下雄一郎氏、岩井良夫氏、岡林則夫氏、高林雄一氏、遠藤厚身氏、村越大氏ら研究室の皆様には、普段の研究生活で助けて頂くことができました。この他多くの人々の援助があったからこそ、ここに修士論文をまとめることが出来ました。厚く御礼申し上げます。