

修士論文
BNCT用陽子加速器開発におけるカusp磁場 ECR イオン源の
研究

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻
山下研究室修士課程二年
藤倉昇平

平成 29 年 1 月

概要

ホウ素中性子捕捉療法 (Boron Neutron Capture Therapy; BNCT) はホウ素を含む薬剤を患者に投与しホウ素をがん細胞に選択的に付着させ、その部位に熱中性子を照射することで $^{10}\text{B}(\text{n}, \alpha)^7\text{Li}$ 核反応を起こしそこで生じる α 粒子とリチウム粒子によりがん細胞を死滅させる、近年注目されている内部照射型がん治療法である。

i-BNCT プロジェクトは筑波大学、高エネルギー加速器研究機構 (KEK)、茨城県、その他民間企業を含む産学官連携プロジェクトであり、大強度陽子加速器とベリリウム標的を使った加速器ベースの BNCT 治療システムの開発が茨城県東海村にあるいばらき中性子医療研究センターで進んでいる。

BNCT として短時間 (1 時間程度) で十分な治療効果を得るには BNCT 用加速器に対して十分な強度を持つ中性子ビーム (エネルギー; 0.5 eV ~ 10 keV、フラックス; 10^9 n/sec/cm²) を安定して供給することが求められる。i-BNCT では管理の安全面から中性子発生用標的としてベリリウムを採用しており、その際にこれらの要求を満たすには最終的には平均電流 10mA の大強度陽子ビームを 1 時間持続して出力できる正イオン源の開発が必要不可欠である。

平成 28 年 7 月に中性子医療研究センターにマイクロ波放電型正イオン源が設置されたが、ほとんどプラズマが点火せず陽子ビームが出力されなかった。本研究では今後の大電流化のための基本方針を確立するために目標を平均ビーム電流 0.5mA で長時間運転 (1 時間以上) としカスプ磁場イオン源の一般的な原理とシミュレーションに基づき、本イオン源の現状把握と原因究明を行った。

マイクロ波によるプラズマ点火に関しては汎用電磁界解析ソフト CST studio を用いたプラズマ室内の静磁界解析及び高周波解析を行い、水素ガスをイオン化できるまで電子を加速させるのに必要な電子サイクロトロン共鳴 (ECR) 条件がどれほど満たされているかを調べたが、十分に条件が満たされているとは言えなかった。また典型的なプラズマ温度を仮定したときの 0 次元プラズマモデルを使ったプラズマ密度計算により数十 mA 級の大電流を出力させるまでプラズマを成長させるのに必要な電子閉じ込め時間を計算し、今後の大電流化の必要条件をまとめた。これらに基づきプラズマ室内の磁場配置を永久磁石により変更しプラズマ点火状況をまとめ大電流化のための基本方針を固めその方針に従ってさらなるイオン源改造を行った。

本研究ではビーム軌道計算と測定に基づき、改造したイオン源に対するビーム軌道最適化を行った。ビーム軌道に関する不確定要素としてプラズマ状態と電極構成により変化するビーム放出面の変化がある。本研究ではそれを残留ガス発光によるビーム軌道観察と電極電流モニタにより評価し、プラズマ状態に合わせてビームが良いエミッタンスで引き出されるよう電極構成を最適化した。

また軌道計算に関してはその後の LEBT 部のビーム軌道の不確定要素としてビームの残留ガスイオン化によりビームの空間電荷力が弱まる Charge Neutralization 現象とビームの H^+ の割合 (プロトン比) がある。それらについては適当な仮定を用い、外部パラメータとしてソレノイド電流を変え RFQ アクセプタンスに一番入るビーム条件を探しその結果に対して CST studio に含まれる Particle studio を用いてビーム軌道計算を行い比較した。

そして最適化されたビーム軌道に対して長時間運転を行い、平均ビーム電流 0.73 mA を達成した。

最後に本研究で行った改善の考察と今後必要な研究、そして今後のさらなる大電流化のためのイオン源改造案を提示した。

目 次

第 1 章	序論	4
第 2 章	i-BNCT の概要	5
2.1	i-BNCT プロジェクト	5
2.2	加速器全体の構成	6
2.2.1	イオン源+LEBT	7
2.2.2	線形加速器部;RFQ・MEBT・DTL	11
2.2.3	ビーム輸送系	13
2.2.4	ベリリウム標的	14
第 3 章	イオン源設計思想と現状考察	15
3.1	イオン源への要求性能	15
3.2	プラズマ点火・大電流条件	16
3.2.1	3次元電磁界シミュレーション	18
3.2.2	0次元プラズマモデル計算	21
3.3	プラズマ点火・ビーム引き出し試験	32
第 4 章	改善手法とイオン源測定	44
4.1	改善手法	44
4.2	イオン源測定	49
4.2.1	ガス流量試験	49
4.2.2	電極部ビーム軌道試験	52
4.2.3	ビーム軌道計算	76
4.2.4	ビーム電流測定	79
第 5 章	考察と今後の課題	87
5.1	考察	87
5.2	今後のプラズマ室改善案	87
5.2.1	水素ガス導入口について	87
5.2.2	放電方法について	88
5.2.3	磁場配置について	89
5.2.4	LEBT 改善について	91
5.3	結論	93
付 録 A	イオン源に関するプラズマ物理	96
A.1	プラズマに関するパラメータ	96
A.1.1	ラーマー半径とサイクロトロン周波数	96
A.1.2	磁気モーメント	98
A.1.3	プラズマ密度と誘電率テンソル	98

A.1.4 プラズマシース面	102
A.2 磁場中のイオン・電子の運動	103
A.2.1 サイクロトロン運動	103
A.2.2 $E \times B$ ドリフト運動	104
A.3 プラズマ室内部で起こる反応	105
付 録 B ビーム力学	112
B.1 ヒルの方程式	112
B.2 twiss parameter とアクセプタンス	114
B.3 エンベロープ方程式	115

図 目 次

2.1	BNCT メカニズム (全体と細胞部詳細)[1]	5
2.2	加速器全体図	6
2.3	加速器概要図	6
2.4	イオン源構成図	7
2.5	引き出し電極部構成図	7
2.6	LEBT 構成図	8
2.7	10 極カスプ磁石図	9
2.8	LEBT ソレノイド磁場強度分布 (縦軸; 磁場強度 (T))	9
2.9	RFQ・DTL	11
2.10	MEBT	12
2.11	RFQ パラメータ	12
2.12	繰り返しとパルスについて	13
2.13	ビーム輸送系構成図	13
2.14	ベリリウム標的 [1]	14
3.1	RFQ アクセプタンス	15
3.2	プラズマ室メカニズム	16
3.3	プラズマ室共振モード	17
3.4	EH スタブ-プラズマ室のインピーダンス	17
3.5	プラズマ点火前にインピーダンスを合わせた場合 (緑:RF 反射)	18
3.6	プラズマ点火後にインピーダンスを合わせた場合 (緑:RF 反射)	18
3.7	プラズマ室静磁場分布 (最大 875 G でプロットしている)	18
3.8	プラズマ室高周波電界の絶対値分布 (入力パワー 0.5 W での計算。最大 1000 V/m でプロットしている。スタブは実際に水素ガス無しで反射をゼロに減らした時の位置)	19
3.9	ECR 共鳴条件 [6]	19
3.10	磁場強度に対する電子エネルギー変化	20
3.11	ECR 領域 (プラズマ室を縦に切った時の断面図。ECR 領域は赤色の部分)	21
3.12	0 次元モデルにおける粒子反応一覧	23
3.13	ガス流量 1 sccm の場合	25
3.14	ガス流量 10 sccm の場合	25
3.15	閉じ込め時間の計算	26
3.16	重み付けによる計算法	27
3.17	電子閉じ込めの様子 (側面図)	28
3.18	電子閉じ込めの様子 (断面図)	28
3.19	閉じ込め時間 2.6×10^{-7} s の場合	29
3.20	上流側から見た電子損失場所 (下流側面部)	29
3.21	上流側から見た電子損失場所 (上流側面部)	30
3.22	プラズマ室の BN 筒の様子	30

3.23 導波管部埋め込み永久磁石	32
3.24 プラズマ室内磁場分布	32
3.25 ECR 領域 (赤)	33
3.26 閉じ込めの様子 (側面図)	33
3.27 閉じ込めの様子 (断面図)	34
3.28 ビューポートからのプラズマ発光の様子	35
3.29 マグネトロンパワースキャン (他条件:ガス流量 8 sccm、繰り返し 25 Hz、パルス幅 1 ms)	35
3.30 繰り返しスキャン (他条件; パワー 1 kW、ガス流量 8 sccm、パルス幅 1 ms)	36
3.31 ガス流量スキャン (他条件; パワー 1 kW、繰り返し 25 Hz、パルス幅 1 ms)	37
3.32 ビーム引き出し試験 (他条件; 繰り返し 25 Hz、パルス幅 500 us)、4 sccm では 1 kW と 2 kW で試験	38
3.33 反射の様子 (緑; 反射、青;PMT 出力)(条件; パワー 1 kW、ガス流量 4 sccm、パルス幅 1 ms)	39
3.34 導波管部埋め込み永久磁石	39
3.35 プラズマ室内磁場分布	40
3.36 ECR 領域	40
3.37 閉じ込めの様子 (側面図)	41
3.38 閉じ込めの様子 (断面図)	41
3.39 反射の様子 (緑; 反射、青;PMT 出力)(条件; パワー 3 kW、ガス流量 4 sccm、パルス幅 500 us)	42
3.40 ビーム引き出し試験 (他条件; パワー 3 kW、繰り返し 25 Hz、パルス幅 500 us)、4 sccm で は 1 kW と 2 kW で試験	42
3.41 漏れ磁場を考慮したプラズマ室内磁場分布	43
4.1 改善後磁石配置図 (左右対照)	44
4.2 イオン源ソレノイド中心強度分布	45
4.3 引き出し口変更	45
4.4 引き出し口改善前	46
4.5 引き出し口改善後	46
4.6 短縮した LEBT 構成	47
4.7 プラズマ室内磁場分布 (漏れ磁場は含めていない)	47
4.8 ECR 領域	48
4.9 閉じ込めの様子 (側面図)	48
4.10 閉じ込めの様子 (断面図)	49
4.11 $\text{Ar} + e^- \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e^-$ の反応断面積 [15]	50
4.12 スタブ調整前 (黄; P_f 、反射; 緑)(パワー 3 kW、ガス流量 H_2 :8.4 sccm、Ar:0.2 sccm、パルス 幅 500 us)	51
4.13 スタブ調整後 (黄; P_f 、反射; 緑)(パワー 3 kW、ガス流量 8.4 sccm、パルス幅 500 us)	51
4.14 引き出し電圧変化に対する放出面の変化 [2]	52
4.15 プラズマ密度変化に対する放出面の変化 [2]	52
4.16 電極間距離-ビーム電流	53
4.17 まっすぐ引き出した場合の phase space	54
4.18 電極部試験回路図	54
4.19 電極ビーム試験結果	55
4.20 ビューポートから見える位置	56
4.21 残留ガス発光によるビーム軌道測定	57
4.22 $V=0\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ	58

[illegible]

4.68	V=46kV でのリペラー電極のビームサイズ	65
4.69	V=47kV でのリペラー電極のビームサイズ	65
4.70	V=48kV でのリペラー電極のビームサイズ	66
4.71	V=49kV でのリペラー電極のビームサイズ	66
4.72	V=50kV でのリペラー電極のビームサイズ	66
4.73	V=0kV でのレンズ 1 のビームサイズ	66
4.74	V=1kV でのレンズ 1 のビームサイズ	66
4.75	V=2kV でのレンズ 1 のビームサイズ	67
4.76	V=3kV でのレンズ 1 のビームサイズ	67
4.77	V=4kV でのレンズ 1 のビームサイズ	67
4.78	V=5kV でのレンズ 1 のビームサイズ	67
4.79	V=6kV でのレンズ 1 のビームサイズ	67
4.80	V=7kV でのレンズ 1 のビームサイズ	67
4.81	V=8kV でのレンズ 1 のビームサイズ	68
4.82	V=9kV でのレンズ 1 のビームサイズ	68
4.83	V=10kV でのレンズ 1 のビームサイズ	68
4.84	V=11kV でのレンズ 1 のビームサイズ	68
4.85	V=12kV でのレンズ 1 のビームサイズ	68
4.86	V=13kV でのレンズ 1 のビームサイズ	68
4.87	V=14kV でのレンズ 1 のビームサイズ	69
4.88	V=15kV でのレンズ 1 のビームサイズ	69
4.89	V=16kV でのレンズ 1 のビームサイズ	69
4.90	V=17kV でのレンズ 1 のビームサイズ	69
4.91	V=18kV でのレンズ 1 のビームサイズ	69
4.92	V=19kV でのレンズ 1 のビームサイズ	69
4.93	V=20kV でのレンズ 1 のビームサイズ	70
4.94	V=21kV でのレンズ 1 のビームサイズ	70
4.95	V=22kV でのレンズ 1 のビームサイズ	70
4.96	V=23kV でのレンズ 1 のビームサイズ	70
4.97	V=24kV でのレンズ 1 のビームサイズ	70
4.98	V=25kV でのレンズ 1 のビームサイズ	70
4.99	V=26kV でのレンズ 1 のビームサイズ	71
4.100	V=27kV でのレンズ 1 のビームサイズ	71
4.101	V=28kV でのレンズ 1 のビームサイズ	71
4.102	V=29kV でのレンズ 1 のビームサイズ	71
4.103	V=30kV でのレンズ 1 のビームサイズ	71
4.104	V=31kV でのレンズ 1 のビームサイズ	71
4.105	V=32kV でのレンズ 1 のビームサイズ	72
4.106	V=33kV でのレンズ 1 のビームサイズ	72
4.107	V=34kV でのレンズ 1 のビームサイズ	72
4.108	V=35kV でのレンズ 1 のビームサイズ	72
4.109	V=36kV でのレンズ 1 のビームサイズ	72
4.110	V=37kV でのレンズ 1 のビームサイズ	72
4.111	V=38kV でのレンズ 1 のビームサイズ	73
4.112	V=39kV でのレンズ 1 のビームサイズ	73

4.113V=40kV でのレンズ 1 のビームサイズ	73
4.114V=41kV でのレンズ 1 のビームサイズ	73
4.115V=42kV でのレンズ 1 のビームサイズ	73
4.116V=43kV でのレンズ 1 のビームサイズ	73
4.117V=44kV でのレンズ 1 のビームサイズ	74
4.118V=45kV でのレンズ 1 のビームサイズ	74
4.119V=46kV でのレンズ 1 のビームサイズ	74
4.120V=47kV でのレンズ 1 のビームサイズ	74
4.121V=48kV でのレンズ 1 のビームサイズ	74
4.122V=49kV でのレンズ 1 のビームサイズ	74
4.123V=50kV でのレンズ 1 のビームサイズ	75
4.124引き出し電圧によるビームサイズの変化	75
4.125CN 時間発展	76
4.126電極部のビーム軌道計算結果 (CN=0 %)	77
4.127LEBT ソレノイド条件	77
4.128LEBT 部のビーム軌道計算結果での最適値での横方向位相空間 (青;RFQ アクセプタンス、 緑; 入射ビームの RMS 楕円)	78
4.129LEBT 部のビーム軌道計算結果での最適値でのビーム軌道 (CN=90 %)	78
4.130ソレノイドスキャン試験結果	79
4.131ソレノイドスキャン試験結果 (12 mA 出力)	80
4.132ソレノイドスキャン試験結果の最適値でのイオン源キャパシタンスの CT(赤) の様子 (パルス幅 300 us、1mV=10mA)	80
4.133ソレノイドスキャン試験結果の最適値での RFQ 入り口の CT の様子 (横軸;us、パルス幅 300 us)	81
4.134ソレノイドスキャン試験結果の最適値での DTL 出口の CT の様子 (横軸;us、パルス幅 300 us)	81
4.135ソレノイドスキャン試験結果の最適値での標的すぐの CT の様子 (横軸;us、パルス幅 300 us)	82
4.136100Hz 連続ビーム試験のパルス平均ビーム電流の推移 (Ar;0 sccm、青;RFQ 入り口 CT、 緑;DTL 出口 CT、赤; 標的部 CT)(15:27:10-15:27:30)	83
4.137100Hz 連続ビーム試験のパルス平均ビーム電流の推移 (Ar;0.2 sccm、青;RFQ 入り口 CT、 緑;DTL 出口 CT、赤; 標的部 CT)(16:31:00-16:38:40)	83
4.138RFQ 入り口の CT	84
4.139標的部の CT	84
4.140100Hz 連続ビーム試験の各 CT のパルス平均ビーム電流と全体平均ビーム電流の推移 (ビームパルスの 1 ms 換算平均)(H ⁺ ;8.4 sccm、Ar;0.2 sccm、青;RFQ 入り口 CT、赤;DTL 出口 CT、緑; 標的部 CT、紫; 全体の平均ビーム電流)	85
4.141RF と電流量の関係	86
5.1 BN 筒の水素導入口付近の様子。導入口付近が一番黒く跡が残っているのがわかる。	88
5.2 将来の磁場改善案側面図	89
5.3 将来の磁場改善案断面図	89
5.4 将来のプラズマ室改善案	90
5.5 将来のプラズマ室改善案閉じ込めの様子 (側面)	90
5.6 将来のプラズマ室改善案閉じ込めの様子 (断面)	91
5.7 最終的な LEBT 案	91
5.8 最終的な LEBT 案でのソレノイドスキャン条件	92

5.9	LEBT 部のビーム軌道計算結果での最適値での横方向位相空間 (青;RFQ アクセプタンス、 緑; 入射ビームの RMS 楕円)	92
5.10	LEBT 部のビーム軌道計算結果での最適値でのビーム軌道 (CN=90%)	93
A.1	プラズマ室内のイオンラーマー半径	96
A.2	プラズマ室内の電子ラーマー半径	97
A.3	CMA 図	100
A.4	磁場と電磁波進行方向の関係	101
A.5	プラズマ中の電磁波の種類	101
A.6	シース領域での 1 次元ポテンシャル [2]	102
A.7	サイクロトロン運動の座標系	104
A.8	$E \times B$ ドリフト運動の座標系	105
A.9	1. イオン化反応: $H + e^- \rightarrow H^+ + 2e^-$ 断面積	106
A.10	2. 再結合反応: $H^+ + e^- \rightarrow H + h\nu$ 断面積	106
A.11	3. 解離反応: $e^- + H_2 \rightarrow e^- + 2H$ 断面積	107
A.12	4. イオン化反応: $H_2 + e^- = H_2^+ + 2e^-$ 断面積	107
A.13	5. 解離性イオン化反応: $e^- + H_2 \rightarrow 2e^- + H^+ + H$ 断面積	108
A.14	6. 解離反応: $H_2^+ + e^- \rightarrow H^+ + H + e^-$ 断面積	108
A.15	7. 解離性再結合反応: $H_2^+ + e^- \rightarrow 2H$ 断面積	109
A.16	8. 解離性再結合反応: $H_3^+ + e^- \rightarrow H_2 + H \text{ or } 3H$ 断面積	109
A.17	9. 解離反応: $e^- + H_3^+ \rightarrow e^- + H^+ + 2H$ 断面積	110
A.18	10. 荷電交換反応: $H^+ + H_2^+ \rightarrow H + H_2^+$ 断面積	110
A.19	11. H_3^+ 生成反応: $H_2 + H_2^+ \rightarrow H_3^+ + H$ 断面積	111
A.20	12. イオン化反応: $H_2 + H_2^+ \rightarrow H_3^+ + H$ 断面積	111
B.1	ビーム力学に置ける座標系	112
B.2	twiss parameter と位相空間楕円の関係	115

第1章 序論

ホウ素中性子捕捉療法 (Boron Neutron Capture Therapy; BNCT) は近年注目されている熱外中性子ビームを使ったガン治療法である。i-BNCT プロジェクトは茨城県・筑波大学・高エネルギー加速器研究機構 (KEK)・その他民間企業が参加する産学官連携プロジェクトであり、現在茨城県いばらき中性子医療研究センターで大強度陽子加速器とベリリウム標的を使った加速器ベースのガン治療システムの開発が進んでいる。

BNCT ではホウ素を含む薬剤をがん細胞に選択的に付着させ、そこに中性子ビームを照射することで $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ 反応を引き起こし、がん細胞を死滅させる治療法である。周りの正常細胞へのダメージをできるだけ避けながら治療効果を出すために照射する熱外中性子ビームはエネルギー; 0.5 eV~10 keV、フラックス; 10^9 n/sec/cm² という要求がある。i-BNCT ではベリリウム標的を採用しており、装置の放射化による患者及び医療従事者の被曝をできるだけ抑えるために 8 MeV の陽子ビームエネルギーを選定しており、またフラックス; 10^9 n/sec/cm² の要求から陽子ビームは平均電流 10 mA が要求されている。

平成 28 年 7 月に中性子医療研究センターに高周波放電型水素イオン源が設置されたが、ほとんどプラズマが放電せず陽子ビームが出力されなかった。この時のイオン源の状態を今後「現状のイオン源」と表記する。

平均電流 10 mA を達成するには大規模なイオン源の改造とそのための研究が必要となるので、本研究ではこのイオン源を大規模な不可逆的改造をすることなく本研究での目標値 (平均電流 0.5mA) を長時間運転 (1 時間) することを目指す。

第 2 章では i-BNCT プロジェクトの概要と加速器全体の構成について述べる。

第 3 章ではプラズマ点火及び大電流化の面から現状のイオン源における問題点をイオン源原理に基づきながら汎用電磁界解析ソフト CST studio を使った電磁界シミュレーションとプラズマに関する数値計算を示し、それに対する点火試験とビーム引き出し試験を合わせてイオン源改善のための基本方針について述べる。

第 4 章では 3 章の基本方針に基づきイオン源のさらなる改善を行い、最終的なイオン源構成に対して電極部ビーム軌道試験とビーム電流測定による加速管までの輸送系の外部パラメータの最適化と最終的な加速器全体のビーム強度評価の詳細について述べる。

第 5 章では今後さらなる大電流化に必要な、大規模なイオン源改造案をシミュレーション結果とともに提示する。

第2章 i-BNCT の概要

2.1 i-BNCT プロジェクト

i-BNCT プロジェクトは中性子捕捉療法 (Boron Neutron Capture Therapy; BNCT) によるがん治療システム開発を目的とした茨城県・筑波大学・高エネルギー加速器研究機構 (KEK)・その他民間企業が参加する産学官連携プロジェクトである。”Hospital and Patient Friendly”をコンセプトに患者や使用者に優しい治療システムを目指している。

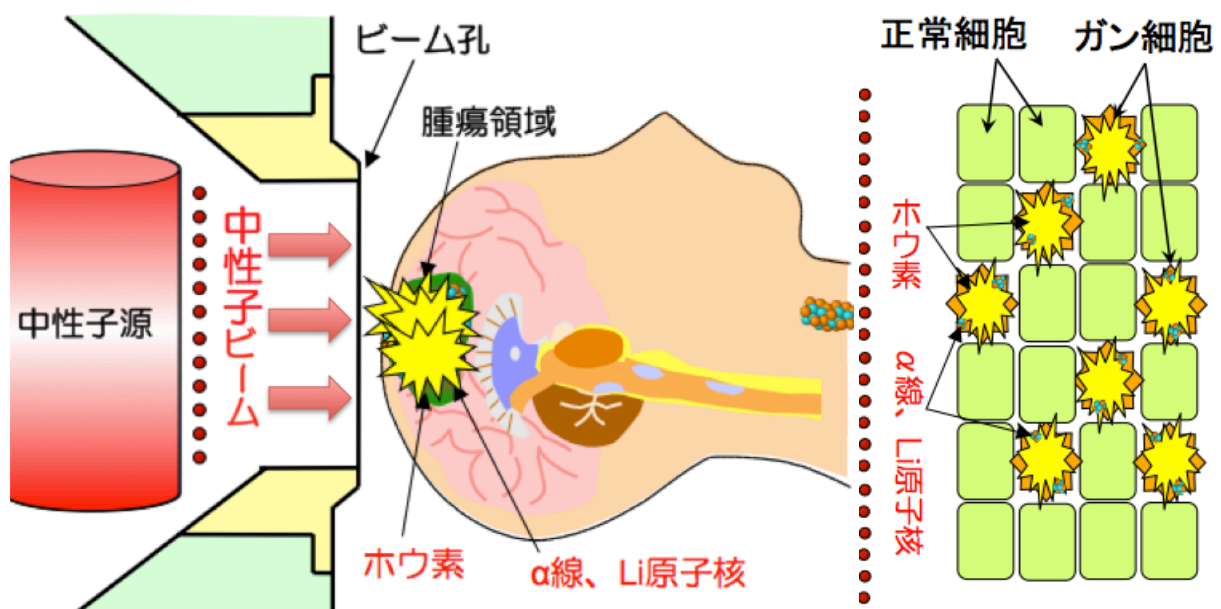


図 2.1: BNCT メカニズム (全体と細胞部詳細)[1]

BNCT のメカニズムを図 2.1 に示す。がん細胞に選択的に付着する、ホウ素を含んだ薬剤を患者に投与し患部に中性子ビームを照射する。ホウ素と中性子が $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反応を引き起こしそのときに生じる α 線と ^7Li ががん細胞を死滅させる。中性子は正常細胞ではほとんど反応せずダメージを与えないので、陽子線を利用したがん治療法に比べ副作用が少ないという利点がある。BNCT では患者への負担をできるだけ軽減するために中性子ビーム照射時間を一時間以内に抑える必要があり、一時間で十分な治療効果を出すには中性子ビームのフラックスが $1 \times 10^9 \text{ n/cm}^2\text{s}$ 以上必要となる [1]。以下に国内外の BNCT 開発状況の一部を示す (空白はまだ定まっていない。その他も今後変更される可能性あり)。

BNCT は以前は原子炉による中性子源を利用していたが、病院内の設置や管理の難しさから医療装置として使うことは難しく、現在は i-BNCT を含めて加速器ベースの治療システムの開発が各所で進められている。

場所	加速器	ビームエネルギー (MeV)	ビーム電流 (mA)	標的
京都大学	Cyclotron	30	1	Be
名古屋大学	Dynamitron	2.8		Li
i-BNCT	RFQ-DTL	8	10	Be
国立がん研究センター	RFQ	2.5	20	Li
Birmingham(UK)	Dynamitron	2.8	1	Li
INFN(Italy)	RFQ	5	30	Be
CNEA(Argentina)	tandem	1.45		Be
BINP(Russia)	tandem	2	1.6	Li

表 2.1: 国内外の BNCT 開発状況 (一部)

2.2 加速器全体の構成

加速器全体の概要図を図 2.2、2.3 に示す。

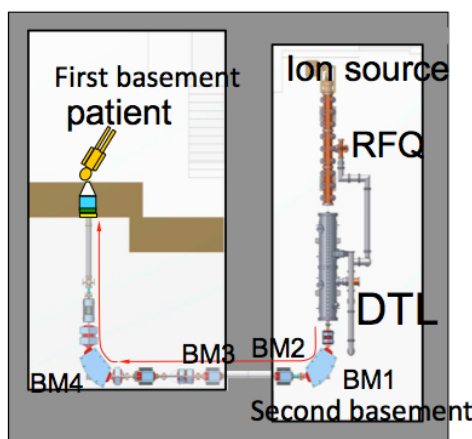


図 2.2: 加速器全体図

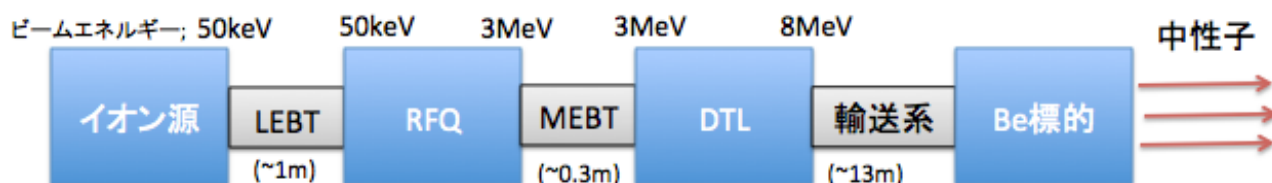


図 2.3: 加速器概要図

加速器全体は主に

1. イオン源+LEBT(Low Energy Beam Transport) (50 keV ライン)
2. RFQ+MEBT(Mediate Energy Beam Transport)+DTL (50 keV → 8 MeV 加速ライン)
3. 標的までの輸送系
4. 標的

からなる。加速器は 2 室にまたがっておりイオン源-DTL までで 1 室、その後輸送系を介して標的のあるもう 1 室へビームを輸送する。この節ではこれらの各部分の詳細を示す。

2.2.1 イオン源+LEBT

イオン源周りの構成図を図 2.4、2.5、2.6 に示す。



図 2.4: イオン源構成図

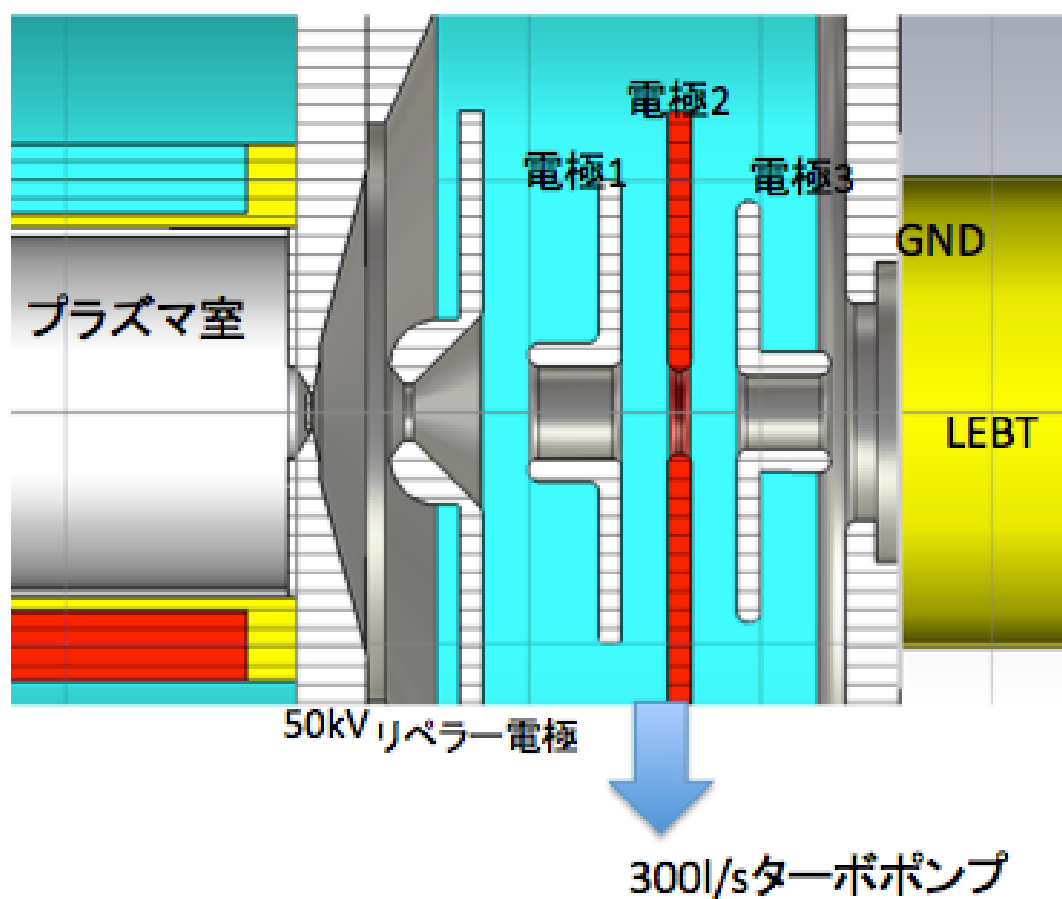


図 2.5: 引き出し電極部構成図

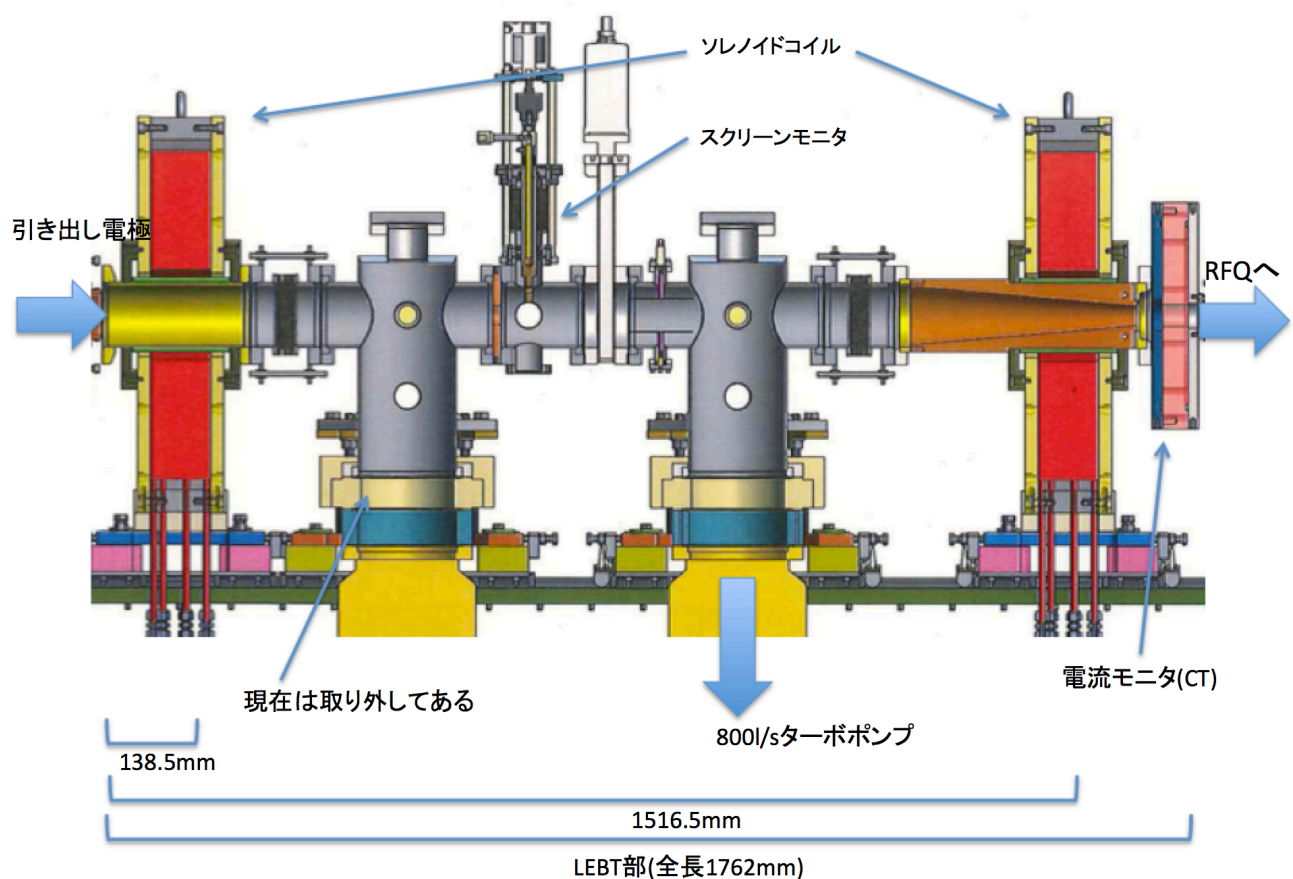


図 2.6: LEBT 構成図

マグネトロンから出力される 2.45 GHz の高周波を導波管を通じて半径 0.04 m、長さ 0.11 m の円柱形のプラズマ室内に送る。その際、EH チューナーによりインピーダンス整合を行い、プラズマ室内入口での高周波の位相を調整する。

プラズマ室内にはパイプを通じて水素ガスが常時注入されており、高周波による放電でプラズマが生成される。プラズマ室側面部には 10 極のネオジム永久磁石 (10 cm × 15 cm × 85 cm、残留磁場強度=1.34 T) が埋め込まれており、プラズマを閉じ込めている。磁石の強さは磁石の真上のプラズマ室表面で 2 kG 程度である。また、プラズマ室表面はボロンナイトライド (BN) の筒で全体が覆われている。これは引き出し電極部・LEBT で生じた電子が引き出し電圧により逆走しプラズマ室表面に強く衝突するのを保護するためである。

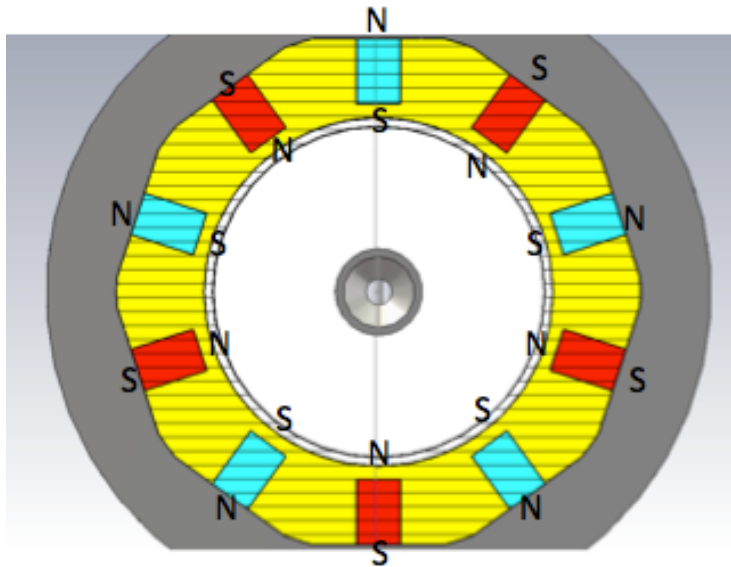


図 2.7: 10 極カスプ磁石図

生成されたプラズマは引き出し電極 (リペラー電極、電極 1、2、3) を通じて 50 keV 陽子ビームとして取り出され LEBT (Low Energy Beam Transport) に輸送される。

本研究当初ではこの構成であったが第 4 章で述べるように本研究の改善で構成図の一部を取り外し最終的には LEBT を短くした (”現在は取り外してある”の部分)。

この電極部では残留ガスがビームによりイオン化され、生じる電子が逆走しやすくなっている。それがプラズマ室内へ入り壁に強く当たることでプラズマ室が破損する恐れがあるので通常リペラー電極は負電圧 (-1~4 kV) をかけておきこの逆走を防ぐ。

以後、これらの電極 (リペラー電極、電極 1、2、3) をそれぞれ順にリペラー、レンズ 1、GND、レンズ 2 と表記する。

LEBT では 2 つのソレノイドコイルを使ってイオン源からの 50 keV のビームが RFQ へ輸送され RFQ を透過するための条件 (アクセプタンス) を満たすようにビーム軌道を調整する (付録 B.2 参照)。

ここに最大定格電流 300 A を流した時の中心磁場強度分布を示す。

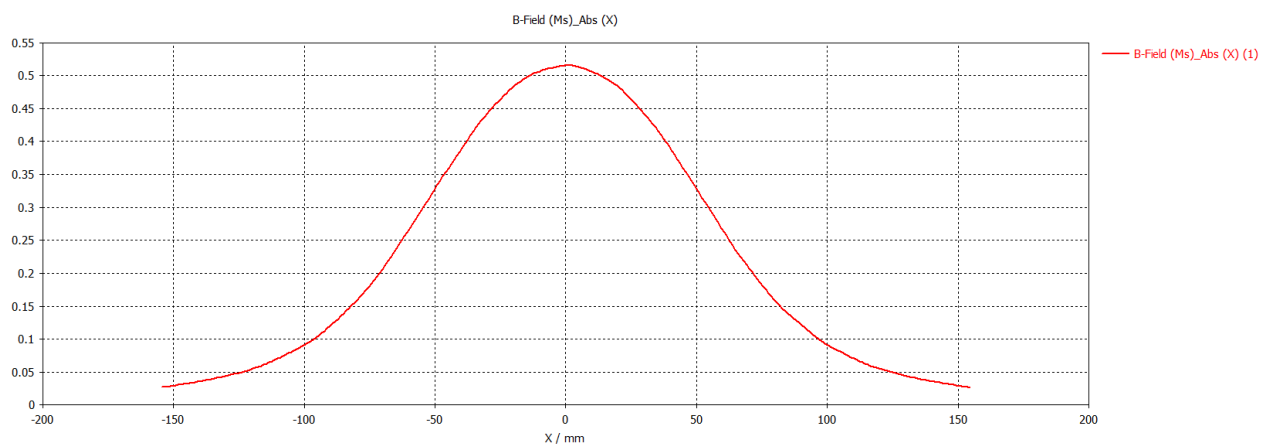


図 2.8: LEBT ソレノイド磁場強度分布 (縦軸; 磁場強度 (T))

LEBT でもプラズマ室からの残留ガスが広がっている ($10^{-1} - 10^{-3}$ Pa)。するとそのガスがビームによりイオン化され生成した電子がビームのポテンシャルにトラップされビームの空間電荷力を中和するという Charge Neutralization 現象が現れる (後述)。

プラズマ室から取り出される陽子ビームには H^+ の他に H_2^+ や H_3^+ も含まれるが、それらは各粒子に対するソレノイドの収束力の違いによりこの LEBT でほとんどがビームから落とされ H^+ のみが RFQ へ入射する。

ここでの構成機器を以下に示す。

[マグネトロン] 日本高周波 (株) 製 MKS-030-E01

[EH スタブ] ミクロ電子 (株) 製 TM-5000/M

プラズマ室内のメカニズムの詳細は次章に記す。

2.2.2 線形加速器部;RFQ・MEBT・DTL

i-BNCT では陽子加速器として線形加速器を採用しており、RFQ(Radio Frequency Quadrupole Linac)、MEBT(Mediate Energy Beam Transport)、DTL(Drift Tube Linac) で構成されている。

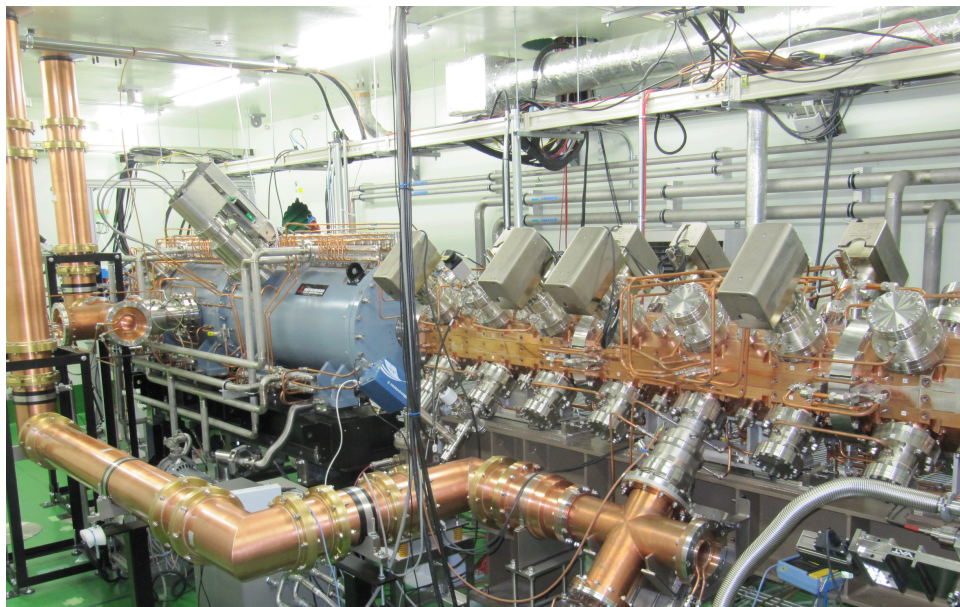


図 2.9: RFQ・DTL

エネルギーとしては LEBT から来る 50 keV のビームを RFQ で 3 MeV まで、さらに DTL で 8 MeV まで加速させる。基本設計は大強度陽子加速器施設 J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex) の線形加速器部で使用されているものと同じであり、クライストロンから周波数 324 MHz の最大出力 1.2 MW マイクロ波を RFQ、DTL それぞれに入力する。但し、施設の都合上一台のクライストロンからのマイクロ波を方向性結合器により分岐させて運転を行なっている。

また MEBT は室内の大きさの都合上 30 cm ほどの幅しかないのでビーム位置モニター (BPM) 一台と収束用の 4 極永久磁石が 3 つのみで構成されている。

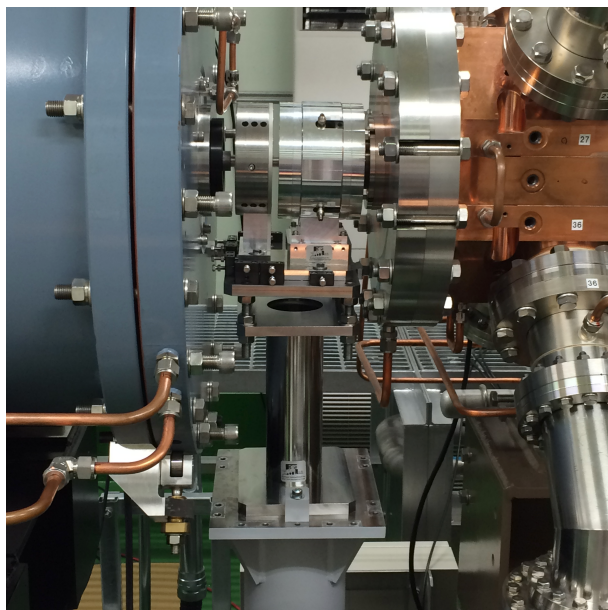


図 2.10: MEBT

ここに RFQ、DTL に関する性能パラメータを図 2.11 に示す (パルス、繰り返しは可能な最大値)。

	RFQ	DTL	<i>J-PARC/DTL</i>
Length (m)	3.1	3.0	9.92
Peak beam current (mA)	50		50
Beam pulse length (μ s)	1000		500
Beam repetition rate (Hz)	200		50
Input beam energy (MeV)	0.05	3.0	3.0
Output beam energy	3.0	8.0	19.7
Focusing magnet type	-	Permanent Q-magnet (FDFD)	Electro Q-magnet (FDFD)
Resonant frequency (MHz)	324		324
Total cell number	-	31	76
Wall loss (MW)	0.34	0.32	1.1
Q_0	9,400	44,000	-

図 2.11: RFQ パラメータ

ここに本研究における繰り返しとパルスについて確認しておく。

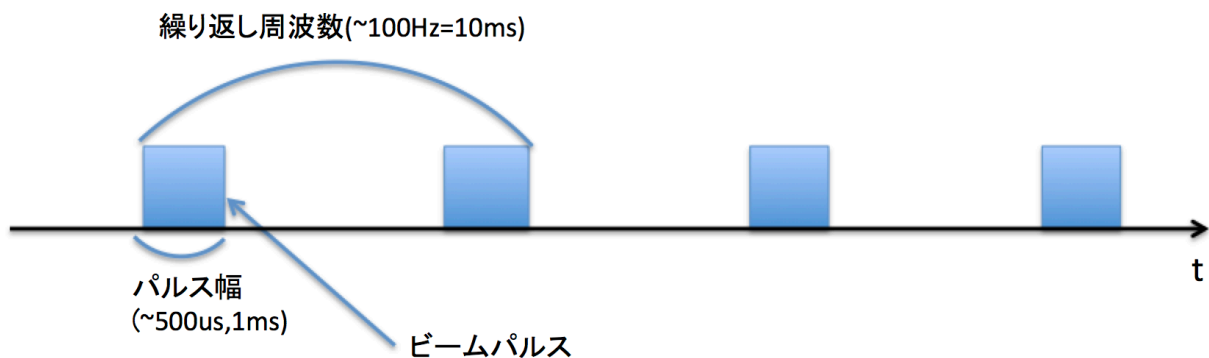


図 2.12: 繰り返しとパルスについて

図 2.12 のように各ビームパルスはパルス幅 (300 us~1 ms) の長さで連続しており、そのパルスを ~ 100 Hz の繰り返し周波数で繰り返し出力している。i-BNCT ではこれらの繰り返しとパルス制御はイオン源部のマグネトロン出力によって行われている。

2.2.3 ビーム輸送系

DTL から標的までは主に 4 台の偏向電磁石と 17 台の四極電磁石を使って輸送される。
ビーム輸送系全体図を示す。

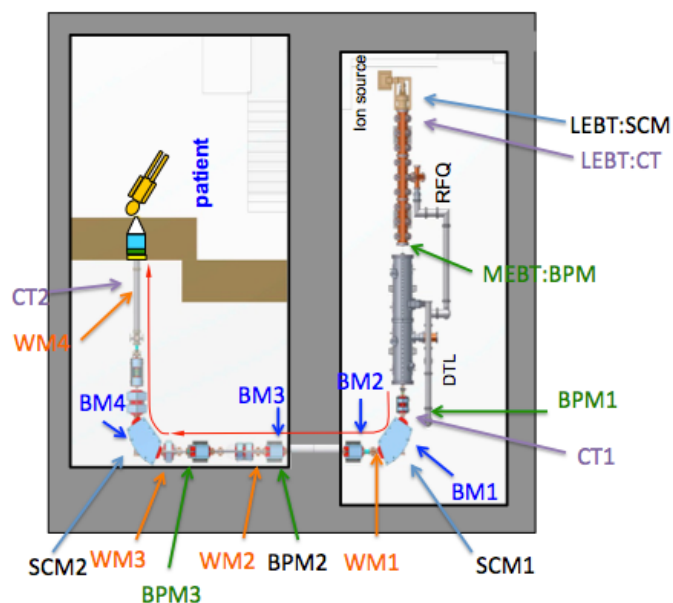


図 2.13: ビーム輸送系構成図

ここで BM、BPM、SCM、WM、CT はそれぞれ Bending Magnet、Beam Position Monitor、Screen Monitor、Wire Monitor、Current Monitor を示す。

輸送系には図 2.13 のように各種モニターが設置されており、それらを使ってビーム軌道最適化に必要なビームパラメータを測定できる。

2.2.4 ベリリウム標的

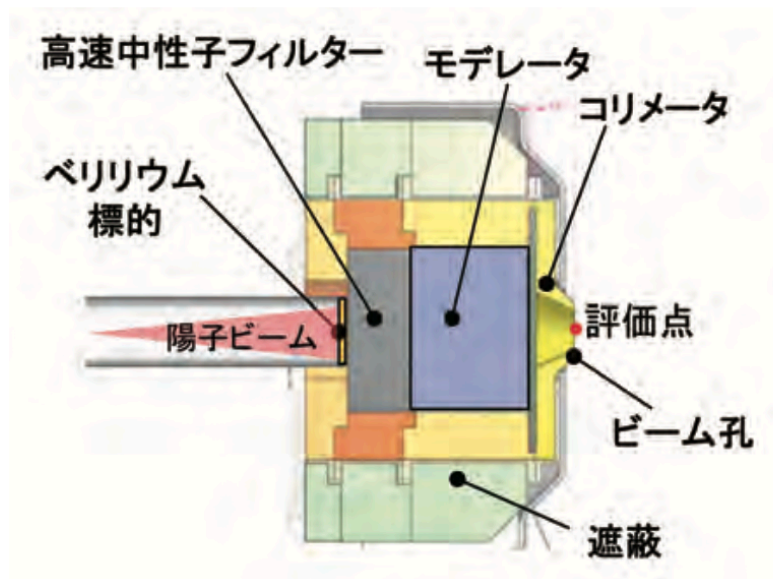


図 2.14: ベリリウム標的 [1]

中性子発生用標的として主にリチウムとベリリウムの選択があるが、この i-BNCT ではベリリウム標的を採用している。その理由として

1. リチウムでは融点が低く (~ 180 度) ビームを当てすぎると融けてしまう恐れがあるが、ベリリウムでは融点が ~ 1200 度なのでその心配が少ない [3]。
2. 陽子ビームをリチウムに当てて中性子を発生させた時に生じる ${}^7\text{Be}$ の半減期が 53 日と長く残留放射線の面から注意が必要となる一方、ベリリウムに当てた際に生じる ${}^9\text{B}$ は半減期が短くその恐れがない [3]。が挙げられる。

BNCT には熱外中性子 ($0.5 \text{ eV} < E < 10 \text{ keV}$) が必要であり、それ以外的高速中性子は人体には有害な放射線となるため、本プロジェクトでは図 2.14 の高速中性子フィルターとモデレータにより適切なフラックス ($1 \times 10^9 \text{ n/cm}^2 \text{ s}$) の熱外中性子のみを取り出す。

運転時では標的の問題をすぐ検出できるよう、BM4 に設置されているサーモグラフィと標的部に設置してある熱電対により標的の温度を常にチェックしている。

第3章 イオン源設計思想と現状考察

平成 28 年 7 月に中性子医療研究センターに設置されたイオン源 (以下、現イオン源とする) ではガス流量やマグネトロンパワーを変えてもプラズマ点火が起こりにくくビームが出力されない状態であった (ガス流量 ~ 30 sccm 以下、パワー ~ 3 kW 以上の範囲で試験)。この章ではカスプ磁場イオン源の一般的な原理とそれに基づく現状考察をする。

3.1 イオン源への要求性能

本研究でのイオン源の目標性能について述べる。

i-BNCT では短時間で十分な治療効果を得るために最終的な性能として平均電流 10 mA のビームを目標としている。但し、現在のイオン源の性能はそれには程遠く最終的なビーム電流を達成するには大規模なイオン源改造とそのための研究が必要となるので現実的でない。そこで本研究ではイオン源の大規模な不可逆的改造をすることなく本研究でのビーム目標値 (平均電流 0.5 mA、繰り返し 100 Hz) を長時間運転 (1 時間) することを目標とする。

また、RFQ のビームアクセプタンス (付録 B.2 参照) に入るビームを作る必要があり、そのためにはそのアクセプタンスより小さい unnormalizedRMS エミッタンス ($16 \pi \text{mm} \cdot \text{mrad}$ 以下) を達成する必要がある。

ここに位相空間での RFQ アクセプタンス図 (unnormalizedRMS) を示す。

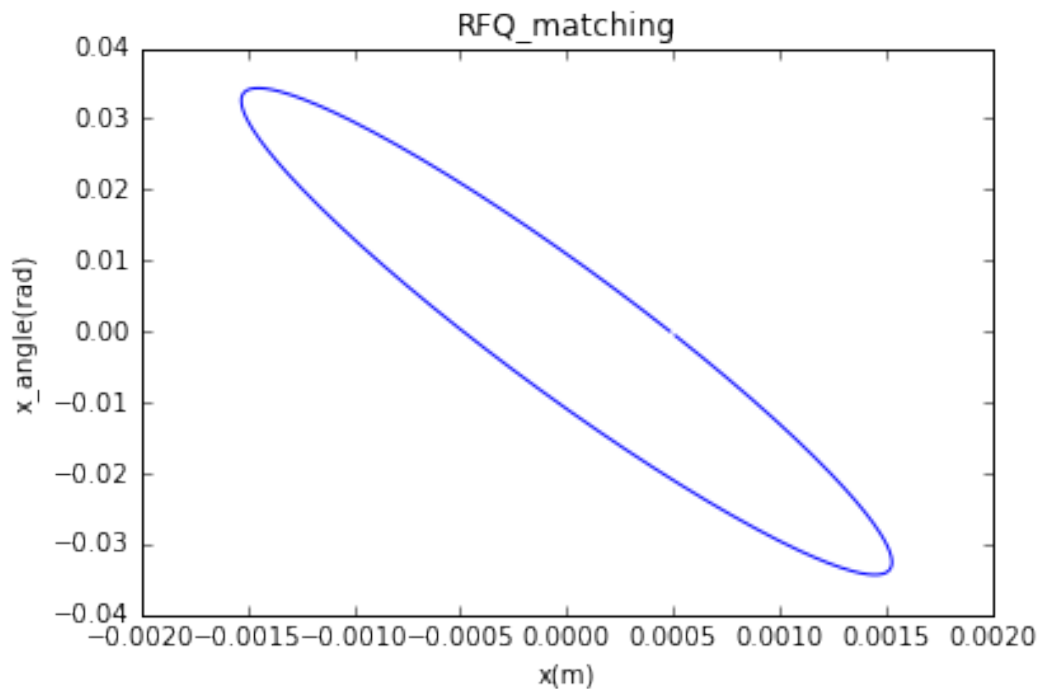


図 3.1: RFQ アクセプタンス

3.2 プラズマ点火・大電流条件

ここでのプラズマ点火とは ECR 共鳴によって電子が加速されイオン化を起こし、プラズマ室内で電子密度が増え定常電流が流れるようになった安定状態として定義する。またここで想定している大電流とは数十 mA 程度である。

カスプ磁場イオン源のプラズマ点火からビーム引き出しまでのメカニズムの全体を示す。

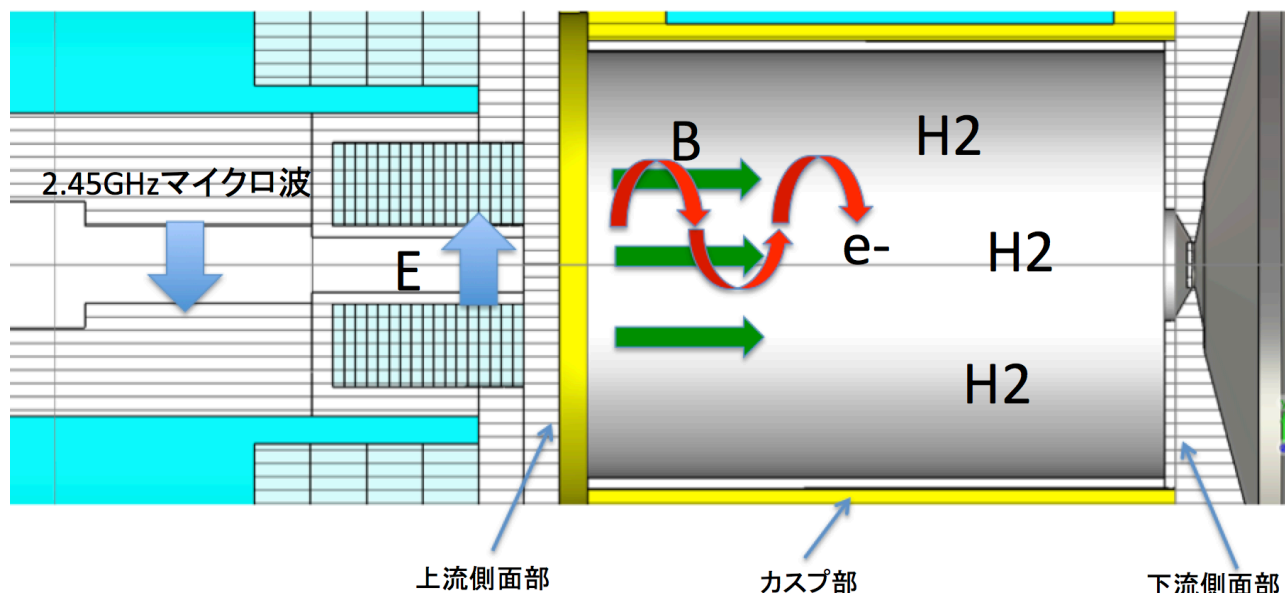


図 3.2: プラズマ室メカニズム

以下では図 3.2 のようにプラズマ室壁面をカスプ部、上流側面部、下流側面部と記すとする。

このイオン源では高周波による電子サイクロトロン共鳴 (ECR) を利用して宇宙線などによりプラズマ室内に生じた偶存電子を加熱しその高速電子が常時注入している水素ガスをイオン化することでプラズマ状態を作り出す。その後、プラズマ中のイオンと電子はカスプ磁場に閉じ込められながら衝突を繰り返し密度を上げていきながらそのプラズマ中の H^+ を電圧のかけられた引き出し電極により引き出す。

このような放電方式はマイクロ波放電として知られている。マイクロ波放電が起こる条件は気体の圧力領域によって異なる [5]。プラズマ室の規模にもよるが圧力が 10^{-4} Torr 以下の真空では電子の衝突がほとんど起こらずプラズマ室壁に電子が衝突した時の二次電子放出により電子数が増大していきそれらの電子がやがてイオン化反応を起こすことにより放電が起こる。

それ以上の圧力領域では電子とガス粒子との衝突が多くなり拡散支配の領域となる。この場合は衝突で起こるイオン化反応による電子数増加と壁への衝突による電子数減少が釣り合った時に放電が起こるとされている。

しかし実際のマイクロ波放電ではこれらの放電メカニズムを明確に分けることはできず、また時空間的な粒子の運動、そして確率的な反応が絡むので放電開始はプラズマ室の構成に依存するところも多く、また一般的なマイクロ波放電の開始条件は明確には定式化されていない。

そこでマイクロ波放電を起こすための必要条件を考える。

プラズマ点火を起こすには偶存電子を水素ガスのイオン化エネルギー $H:13.6\text{ eV}$ ($H_2:15.4\text{ eV}$) 以上まで加速するための高周波電場と静磁場が必要である。そこでプラズマ室内の高周波電場について考える。このプラズマ室を空洞共振器と考えた場合の共振モード周波数を示す。

モード	周波数f(GHz)
TE ₁₁₁	2.65
TE ₂₁₀	3.83
TM ₀₁₀	3.02

図 3.3: プラズマ室共振モード

このプラズマ室は 2.45 GHz に対して共振モードを持たず、そのためプラズマ点火前は導波管からの高周波はほとんど反射することがわかる。その中でできる限りプラズマ室へマイクロ波を送るために手前の EH スタブによりマイクロ波回路系のインピーダンス整合を行う。

ここに EH スタブ-プラズマ室までのインピーダンスの状態を示す。

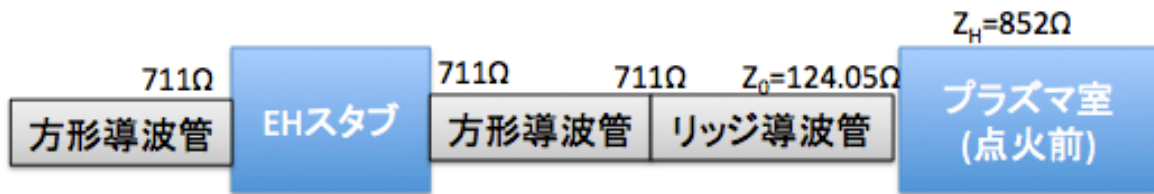


図 3.4: EH スタブ-プラズマ室のインピーダンス

ここで 711 Ω と 124.05 Ω は導波管の 2.45 GHz での TE₁₁ 伝搬モードの特性界インピーダンスである。

このプラズマ室は 2.45 GHz 付近に共振モードがなく空洞共振器より円形導波管の扱いに近くなると考えられる。852 Ω はプラズマ室を半径 0.04 m の中空の円形導波管と見なした時の 2.45 GHz での TE₁₁ 伝搬モードの特性界インピーダンスである (それ以外のモードはカットオフ周波数以下となるので考えなくてよい)。

リッジ導波管とプラズマ室の間の反射係数は

$$Z_{H0} = \frac{Z_H}{Z_0} = \frac{852}{124.05} = 6.9 \quad (3.1)$$

$$\rightarrow \Gamma = \frac{Z_N - 1}{Z_N + 1} = 0.75 \quad (3.2)$$

と決まる。

ここで EH スタブを調整することで EH スタブ手前での反射波をゼロにできるが、その際は EH スタブ以降の導波管とプラズマ室を合わせた全体で一つの共振器と化しており、スタブの調整でプラズマ室内の電場強度が変化する。そしてその中で可能な電場強度の範囲でプラズマ点火を行ななければならない。

但し、プラズマ点火後はそのプラズマ密度に応じてプラズマ室内の誘電率が変わり共振条件やプラズマ室のインピーダンスが変化する中の高周波電場も変化する。

なのでプラズマ室手前の EH スタブを調整して、図 3.5 のようにプラズマ点火前で反射が少なくなるようにスタブを調整するとプラズマ点火後に反射が大きくなり十分なマイクロ波が入らなくなる。また図 3.6 のようにプラズマ点火後のインピーダンスに整合を取るとその分プラズマ点火前にマイクロ波の反射が大きくなり十分なマイクロ波が入らず点火が不安定になる。

但しこのスタブはビーム運転中は調整不可なので、スタブの位置を動かさずに安定した大出力を実現するためには十分安定した (プラズマが常に点火する) スタブ条件の中で、生じるプラズマ密度に対してでき

るだけインピーダンス整合の取れた状態を取る必要がある。

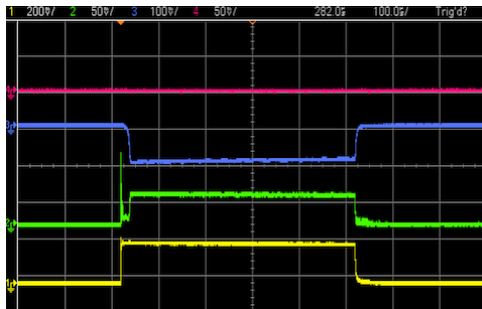


図 3.5: プラズマ点火前にインピーダンスを合わせた場合 (緑:RF 反射)

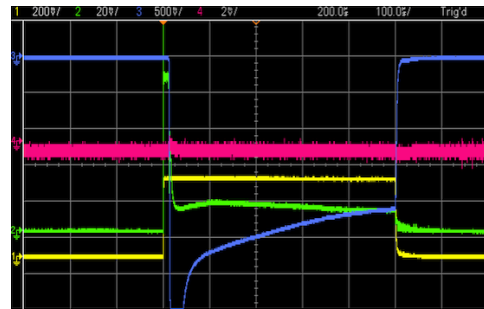


図 3.6: プラズマ点火後にインピーダンスを合わせた場合 (緑:RF 反射)

3.2.1 3次元電磁界シミュレーション

汎用電磁界解析ソフト CST studio は有限要素法による3次元高周波電磁界及び静電磁界解析ソフトである。

このソフトは様々な状況を解析するソルバーを揃えており、特に MW studio は高周波解析、EM studio は静電磁界解析用ソルバーとなっている。このソフトで実際の構造を 3DCAD で入力し材質や磁石・周波数範囲・境界条件など解析したい条件を設定することで3次元の電磁界を解くことができる。

プラズマ室内の電磁場強度を調べるためにこのプラズマ室の構造を入力し MW studio、EM studio を用いて現イオン源のプラズマ室内部の高周波電磁界分布及び静磁界分布を調べた。

ここに計算結果を示す。

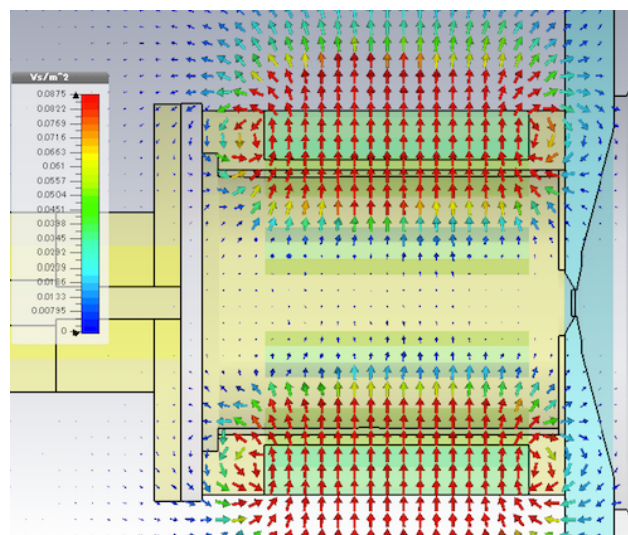


図 3.7: プラズマ室静磁場分布 (最大 875 G でプロットしている)

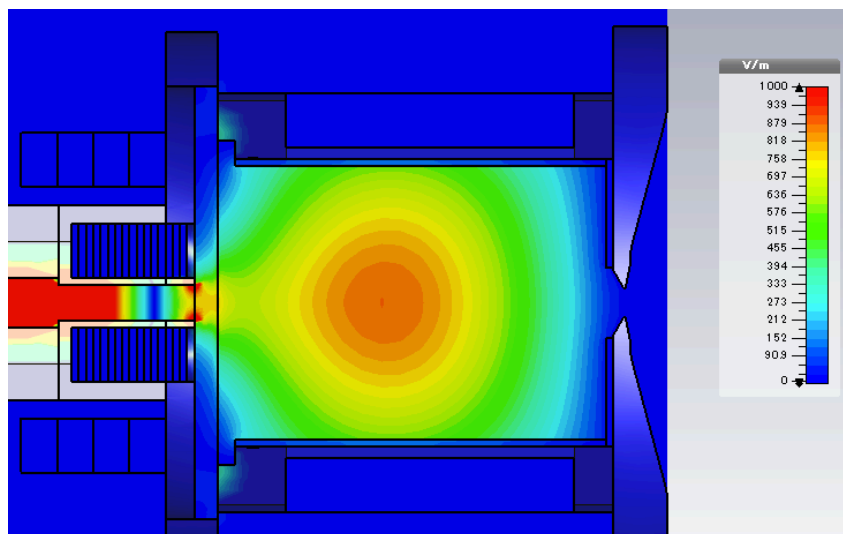


図 3.8: プラズマ室高周波電界の絶対値分布 (入力パワー 0.5 W での計算。最大 1000 V/m でプロットしている。スタブは実際に水素ガス無しで反射をゼロに減らした時の位置)

この分布から、大きい電場が存在するプラズマ室の導波管近く (上流) とプラズマ室中心の間では 875 G の磁場 (赤色) がないことがわかる。これでは ECR 共鳴により電子を加速できない可能性がある。

これらの計算結果を用いて電子が水素のイオン化を起こすまで加速されるための条件を考えるために ECR 共鳴での電子の運動を考える。

ここで図 3.9 のように x 軸方向に静磁場、 y 方向に高周波電場が一様な強度で広がっている領域を考える。この時 $t=0$ で初速度ゼロで原点にいる電子は $E \times B$ ドリフトにより $-z$ 方向へドリフトしながらサイクロトロン運動を行う。

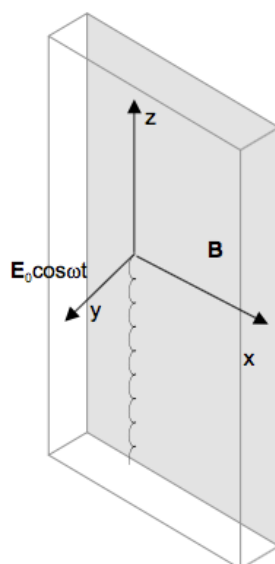


図 3.9: ECR 共鳴条件 [6]

x 方向には等速運動をするだけなので yz 方向の運動だけを考えると、運動方程式は次のようになる。

$$m \frac{dv_y}{dt} = -eE \cos(\omega t - \phi) - ev_z B \quad (3.3)$$

$$m \frac{dv_z}{dt} = +ev_y B \quad (3.4)$$

ここで電場の初期位相はゼロとした。
これを解くと解は以下ようになる。

$$if \omega \neq \omega_0 \rightarrow \begin{cases} v_y = -\frac{\epsilon \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} (\cos \omega t - \cos \omega_0 t) \\ v_z = -\frac{\epsilon \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} (\sin \omega t - \frac{\omega}{\omega_0} \sin \omega_0 t \cos \phi) \end{cases} \quad (3.5)$$

$$if \omega = \omega_0 \rightarrow \begin{cases} v_y = \frac{\epsilon}{2\omega_0} t \sin \omega_0 t \\ v_z = -\frac{\epsilon}{2\omega_0} t \cos \omega_0 t \end{cases} \quad (3.6)$$

ここで $\epsilon = \frac{eE}{m}$, $\omega_0 = \frac{eB}{m}$ である。

またある磁場・電場強度に対する電子の最大加速エネルギー一次のように表される [6]。

$$E_{\max} = \frac{1}{2} m \left[\frac{2}{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2} \right]^2 \left(\frac{\epsilon}{\omega} \right)^2 \quad (3.7)$$

このとき高周波電場 20kV/m(導波管出口付近の典型的な値) での様々な磁場強度に対する電子のエネルギーの時間発展は次のようになる。

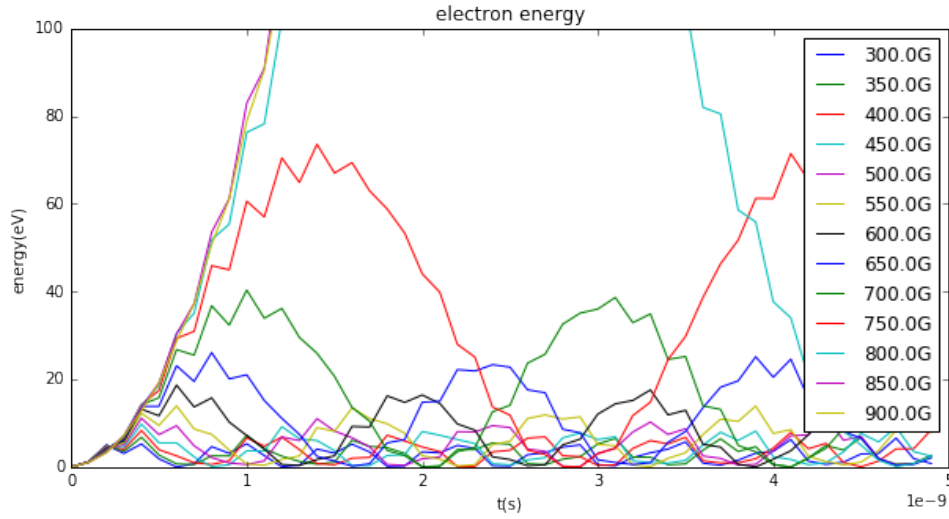


図 3.10: 磁場強度に対する電子エネルギー変化

この図 3.10 からわかるように、イオン化反応を起こすためのエネルギーに到達するには少なくとも電場に対して垂直な 500 G 以上の磁場が必要であることがわかる。

ここで水素ガスをイオン化させるまで電子を加速させることが可能な電磁場が存在する領域を ECR 領域と定義すると、(3.6) 式よりこのプラズマ室内での ECR 領域は次のようになった。

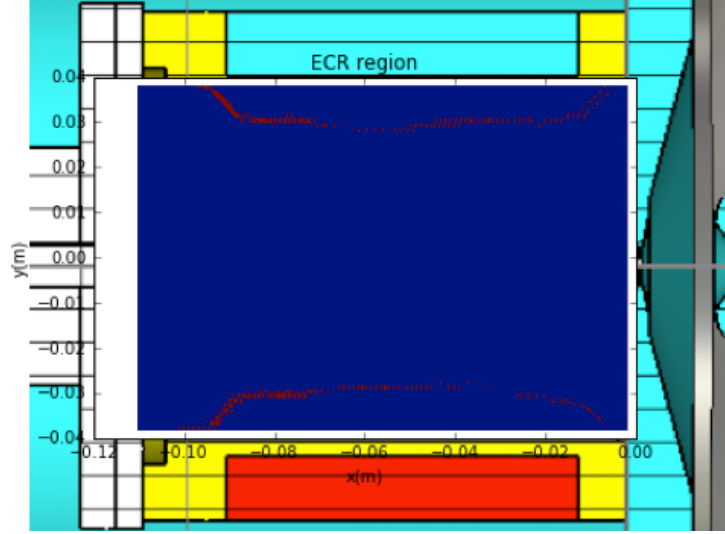


図 3.11: ECR 領域 (プラズマ室を縦に切った時の断面図。ECR 領域は赤色の部分)

この結果からプラズマ室全体の体積に対して ECR 領域の割合が非常に小さいことがわかる。この領域がどこまで広がるべきかについて定量的な予言はできないものの、この状態ではプラズマ点火に至っていないので、この領域を広げることがイオン源改善手法の一つとなりうる。

3.2.2 0 次元プラズマモデル計算

大電流のビーム出力を実現するにはその分プラズマ密度 (=電子密度) を上げる必要がある (付録 A.1.4 参照)。

ここで電子密度に大きく効いてくるパラメータを調べるために、空間分布は考えずにプラズマ室全体の平均電子密度に関する時間発展方程式 (0 次元プラズマモデル) を考える。

$$\frac{dN_e}{dt} = \sum_{i,j} R_{i,j}^s N_i N_j - \sum_{i,j} R_{i,j}^l N_i N_j - \frac{N_e}{\tau_e}$$

ここで N_e, N_i, N_j はそれぞれ電子、粒子 i, j の密度、 $R_{i,j}^s, R_{i,j}^l$ はそれぞれ電子生成、電子消滅反応の反応係数、 τ_e は電子の閉じ込め時間 (プラズマ室壁面へ到達するまでにかかる時間) を示す。第 1 項は非弾性衝突による電子生成反応項、第 2 項は非弾性衝突による電子消滅反応項、第 3 項は拡散によるプラズマ室壁面での電子消滅項を表す。

ここで損失する第 2、3 項のオーダーを計算してみる。プラズマ室の代表的なプラズマ密度 $N_e \simeq 10^{18} / \text{m}^3$ 、電子温度 $T_e \simeq 10 \text{ eV}$ 、イオン温度 $T_i \simeq 1 \text{ eV}$ 、またこのイオン源のプラズマ室の大きさ $L \simeq 0.1 \text{ m}$ を仮定すると、磁場による閉じ込めを無視すれば各項のオーダーは

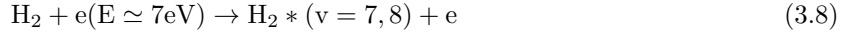
$$\begin{aligned} \sum_{i,j} R_{i,j}^l N_i N_j &\simeq 10^{-20} \times 10^{18} \times 10^{18} \simeq 10^{16} / \text{m}^3 \text{s} \\ \frac{N_e}{\tau_e} &\simeq \frac{10^{18}}{0.1 / 1.8 \times 10^6} \simeq 1.8 \times 10^{25} / \text{m}^3 \text{s} \end{aligned}$$

となる。このことからプラズマ密度を上げるには閉じ込め時間をできるだけ大きくするようなプラズマ室内の磁場構成が重要であることがわかる。

しかし実際にはプラズマ室内では主に e^- 、 H 、 H_2 、 H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ 、 H^- が生成され、それぞれの粒子間で弾性散乱に加えて非弾性反応としてイオン化・解離・再結合反応及びそれらを組み合わせた反応が起きる

ので、それぞれの粒子に対して時間発展方程式を解く必要がある。本研究ではこの時間発展方程式を使ってこのプラズマ室でプラズマが成長していくのに必要な電子閉じ込め時間のオーダーを計算した。

H^- は主に



という解離性反応を通して生成される [14]。このように電子温度の高い領域 (式 3.6) と低い領域 (式 3.7) を積極的に分けて意識的に H^- を作る仕組みを作らない限りほとんど生成されない。そこで今は粒子として e^- 、 H 、 H_2 、 H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ までは考え、またエネルギーに関しては電子温度 $T_e=10\text{ eV}$ 、イオン温度 $T_i=0.1\text{ eV}$ 、中性粒子温度 $T_n=0.1\text{ eV}$ を一定と仮定した。また励起状態の粒子に対しては寿命が $\sim 10^{-9}\text{ s}$ と短くすぐに脱励起するので、ここでは基底状態の粒子のみを考え、また励起反応は粒子種を変えない反応なので考えないとした。

よってこの 0 次元プラズマモデルでは、以下のような各粒子密度に関する平均的な時間発展方程式を解く

$$\frac{dN_e}{dt} = \sum_{i,j} R_{i,j}^s N_i N_j - \sum_{i,j} R_{i,j}^l N_i N_j - \frac{N_e}{\tau_e} \quad (3.10)$$

$$\frac{dN_H}{dt} = \sum_{i,j} R_{H,i,j}^s N_i N_j - \sum_{i,j} R_{H,i,j}^l N_i N_j - \frac{N_H}{\tau_H} \quad (3.11)$$

$$\frac{dN_{H_2}}{dt} = \sum_{i,j} R_{H_2,i,j}^s N_i N_j - \sum_{i,j} R_{H_2,i,j}^l N_i N_j - \frac{N_{H_2}}{\tau_{H_2}} \quad (3.12)$$

$$\frac{dN_{H^+}}{dt} = \sum_{i,j} R_{H^+,i,j}^s N_i N_j - \sum_{i,j} R_{H^+,i,j}^l N_i N_j - \frac{N_{H^+}}{\tau_{H^+}} \quad (3.13)$$

$$\frac{dN_{H_2^+}}{dt} = \sum_{i,j} R_{H_2^+,i,j}^s N_i N_j - \sum_{i,j} R_{H_2^+,i,j}^l N_i N_j - \frac{N_{H_2^+}}{\tau_{H_2^+}} \quad (3.14)$$

$$\frac{dN_{H_3^+}}{dt} = \sum_{i,j} R_{H_3^+,i,j}^s N_i N_j - \sum_{i,j} R_{H_3^+,i,j}^l N_i N_j - \frac{N_{H_3^+}}{\tau_{H_3^+}} \quad (3.15)$$

ここで $R_{i,j}^s, R_{i,j}^l$ はそれぞれ粒子 i, j 間の生成消滅反応の速度係数 $\langle \sigma v \rangle$ (マクスウェル分布で平均をとったもの) を表す。

実際にはこれらの生成消滅反応以外に壁表面での粒子の反応がある。壁に衝突した荷電粒子は基本的には壁に吸収され損失となり場合によっては二次電子放出や壁材料粒子を叩き放出 (スパッタリング現象) する。壁に衝突した中性粒子も高エネルギーなら壁材料粒子をスパッタリングするが、中性粒子自身は一部は反射し一部は壁に長期間吸蔵され後に他の水素と再結合してプラズマ室へ放出される [10] (水素リサイクリング現象)。

厳密にはこれらの相互作用もこの時間発展方程式に取り入れる必要があるが、今のプラズマ室の圧力 ($\sim 1.0\text{ Pa}$) でのプラズマは衝突が多く空間での粒子反応がプラズマ点火と成長の源になっていると考えられるのでこのプラズマモデルでは荷電粒子は壁に衝突すると全損失、中性粒子は壁では全て反射として計算した。

また今回考慮した粒子反応の表を以下に示す (各反応断面積は付録に示す)。

反応	反応式
1;イオン化反応	$e^- + H \rightarrow 2e^- + H^+$
2;再結合反応	$e^- + H^+ \rightarrow H + h\nu$
3;解離反応	$e^- + H_2 \rightarrow e^- + 2H$
4;イオン化反応	$e^- + H_2 \rightarrow 2e^- + H_2^+$
5;解離性イオン化反応	$e^- + H_2 \rightarrow 2e^- + H^+ + H$
6;解離反応	$e^- + H_2^+ \rightarrow e^- + H^+ + H$
7;解離性再結合反応	$e^- + H_2^+ \rightarrow 2H$
8;解離性再結合反応	$e^- + H_3^+ \rightarrow 3H \text{ or } (H_2 + H)$
9;解離反応	$e^- + H_3^+ \rightarrow e^- + H^+ + 2H$
10;荷電交換反応	$H^+ + H_2 \rightarrow H + H_2^+$
11; H_3^+ 生成反応	$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$
12;イオン化反応	$H^+ + H \rightarrow 2H^+ + e^-$

図 3.12: 0次元モデルにおける粒子反応一覧

H^+ 、 H_2 などのイオンや中性粒子はプラズマ室では温度が低く粒子との衝突も多いため閉じ込め時間は拡散係数により決まると考えられる。そこで電子以外の粒子の閉じ込め時間は以下のように考えた。

中性粒子 (H 、 H_2) に関しては磁場の影響を受けないので気体分子論的に扱うことができる [9]。

中性粒子同士の衝突断面積を $\sigma_n = \pi(2r)^2$ (r は粒子半径) と表せるので粒子の平均速度を v 、密度を n と置くと平均自由行程 λ と衝突周波数 ν は

$$\sigma\sqrt{2}v\tau n = 1 \quad (3.16)$$

$$\rightarrow \lambda \sim v\tau = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma} = \frac{kT_n}{\sqrt{2}\sigma P} \quad (3.17)$$

$$\nu = \frac{\langle v \rangle}{\lambda} = \frac{\sqrt{24\pi r^2 P}}{kT_n} \cdot \sqrt{\frac{8kT_n}{\pi m}} \quad (3.18)$$

となる (τ 、 T_n 、 P はそれぞれ平均飛行時間、中性粒子温度、圧力を示す)。

拡散係数 D は密度勾配 ∇n のある領域で生じる粒子流束に対して

$$\Gamma \equiv -D\nabla n \quad (3.19)$$

となる係数である。このとき拡散係数は

$$D = \frac{kT_n}{m_n u} \quad (3.20)$$

と表され、プラズマ室の大きさ $\sim L=0.1$ m まで拡散するまでにかかる時間 τ_n は

$$\tau_n = \frac{L^2}{2D} \quad (3.21)$$

となる。

イオンについては拡散係数は磁場に平行な成分と垂直な成分に分かれる。

磁場に平行な成分 $D_{\parallel}$ はイオンは磁場に影響を受けないので中性粒子の場合と同様の計算で計算できる(但し衝突周波数はイオン同士のクーロン散乱とする)。

磁場に垂直な成分 $D_{\perp}$ は平行な成分 $D_{\parallel}$ を使って

$$D_{\perp} = \frac{D_{\parallel}}{1 + \frac{w^2}{v^2}} \quad (3.22)$$

と表せる [9]。ここで典型的なプラズマ室パラメータ $T_i = 0.1$ eV、 $T_n = 0.1$ eV と圧力 $P=1$ Pa を仮定するとそれぞれの閉じ込め時間は

$$\tau_{H_2} = 4.0 \times 10^{-5} \text{ s} \quad (3.23)$$

$$\tau_H = 2.9 \times 10^{-5} \text{ s} \quad (3.24)$$

$$\tau_{H^+} = 5.2 \times 10^{-3} \text{ s} \quad (3.25)$$

$$\tau_{H_2^+} = 5.3 \times 10^{-3} \text{ s} \quad (3.26)$$

$$\tau_{H_3^+} = 5.6 \times 10^{-3} \text{ s} \quad (3.27)$$

$$(3.28)$$

となった。この 0 次元プラズマモデル計算ではこれらの閉じ込め時間を定数として計算した。また初期条件として

$$n_e = 10^{15} / \text{m}^3 \quad (3.29)$$

$$n_{H_2} = n_H = 2.4 \times 10^{20} / \text{m}^3 \quad (3.30)$$

とし、 $dt = 10^{-9}$ s で時間発展させた (n_{H_2} は室温での 1 Pa での密度。他の粒子は密度ゼロとした)。

ここでは電子閉じ込め時間 τ_e を色々なオーダーに変えた場合にそれぞれの粒子がどのような密度までプラズマとして成長するのかをガス流量が 1 sccm と 10 sccm の二つの場合で計算した。その結果を以下に示す。

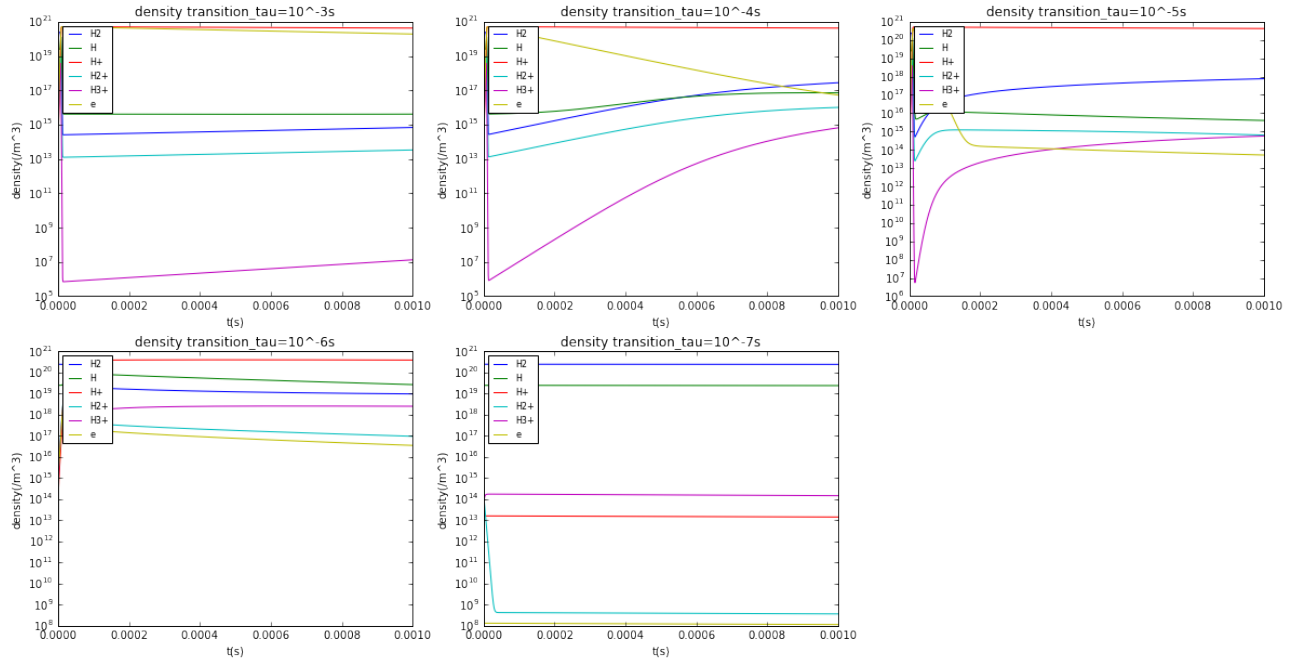


図 3.13: ガス流量 1 sccm の場合

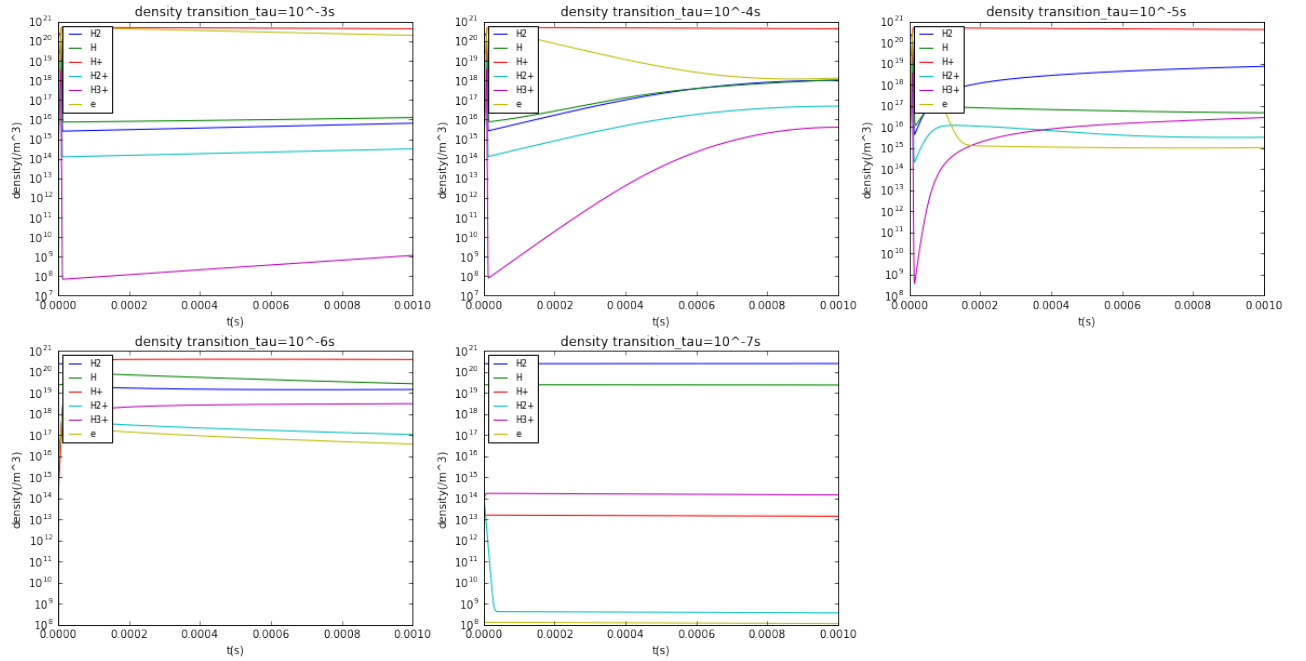


図 3.14: ガス流量 10 sccm の場合

この結果を見ると今のプラズマ室構成ではプラズマ密度のオーダーはガス流量にはあまり依存せず閉じ込め時間が大きいほど電子密度が大きく成長していくのがわかる。付録 A.1.4 より大電流に必要なプラズマ密度は $\sim 10^{17} / \text{m}^3$ なので、そこまでプラズマが成長するには 10^{-6} s 以上の閉じ込め時間が必要であることがわかる。

但し、実際にはプラズマ密度は空間分布を持っており、ビーム電流を向上させるには引き出し口付近の密度を上げる、すなわち引き出し口付近にプラズマを閉じ込める必要がある。磁場による閉じ込めの原理は

磁気モーメントの保存を利用したミラー磁場による反射 (付録 A.1.2 参照) なので、方針としては引き出し口付近の磁場を小さくしその周りの磁場強度を強くすることで引き出し口付近にプラズマを閉じ込めることが考えられる。

この結果に対してこのプラズマ室の平均電子閉じ込め時間を計算した。

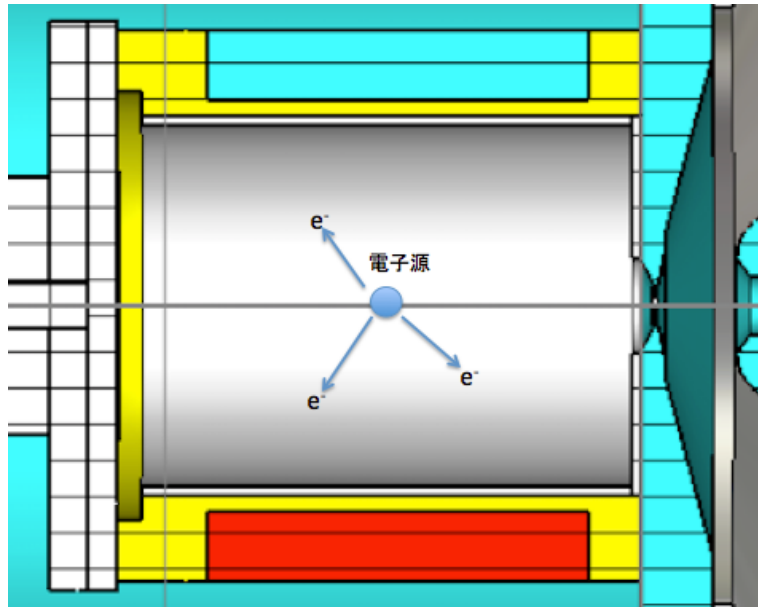


図 3.15: 閉じ込め時間の計算

電子はイオンと違い衝突周波数が小さい (水素 0.1 Pa で平均自由行程 ~ 0.25 m[2])。よって 0.1~1 Pa の真空では電子の閉じ込め時間は衝突による拡散よりも磁力線での電子の運動に依ってくる (付録 A.1.1 参照)。そこでここでは CST による電磁場の計算結果 (メッシュ大きさ 1 mm の 3 次元分布) を用いて電子の運動方程式を数値的に解きそこで今の磁場配置での電子が壁に衝突するまでにかかる時間を電子閉じ込め時間として計算した。

図 3.15 のようにある時間にプラズマ室中心に存在する電子が典型的な電子温度 $T_e=10$ eV でランダムな速度を持っていた時にその電子が壁に当たるまでにかかる平均時間を閉じ込め時間とし、その時間とその閉じ込めの様子を計算した。この計算では場は磁石による静磁場のみとし、粒子のサンプル数は 1000 個とした。また運動方程式はエネルギー保存則が 0.1 eV の誤差の範囲内で成り立つよう 4 次のルンゲクッタ法で数値計算した。

また、メッシュ大きさ $d=1$ mm の中の field については図 3.16 のように周囲 8 点の field を計算点 (i,j,k) と周囲点間の面積による重み付けにより足し合わせて計算を行った。

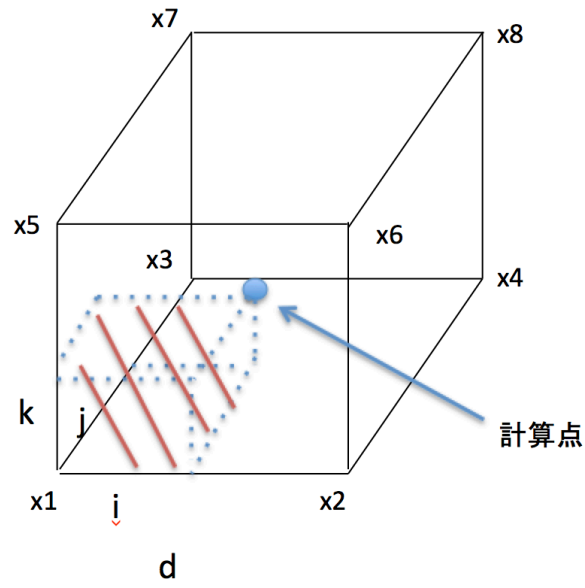


図 3.16: 重み付けによる計算法

この時、各点 $x_1 \sim x_8$ の重み付け $w_1 \sim w_8$ は

$$w_1 = (1 - \frac{i}{d})(1 - \frac{j}{d})(1 - \frac{k}{d}) \quad (3.31)$$

$$w_2 = \frac{i}{d}(1 - \frac{j}{d})(1 - \frac{k}{d}) \quad (3.32)$$

$$w_3 = (1 - \frac{i}{d})\frac{j}{d}(1 - \frac{k}{d}) \quad (3.33)$$

$$w_4 = \frac{i}{d}\frac{j}{d}(1 - \frac{k}{d}) \quad (3.34)$$

$$w_5 = (1 - \frac{i}{d})(1 - \frac{j}{d})\frac{k}{d} \quad (3.35)$$

$$w_6 = \frac{i}{d}(1 - \frac{j}{d})\frac{k}{d} \quad (3.36)$$

$$w_7 = (1 - \frac{i}{d})\frac{j}{d}\frac{k}{d} \quad (3.37)$$

$$w_8 = \frac{i}{d}\frac{j}{d}\frac{k}{d} \quad (3.38)$$

となる。

以下に計算結果を示す。

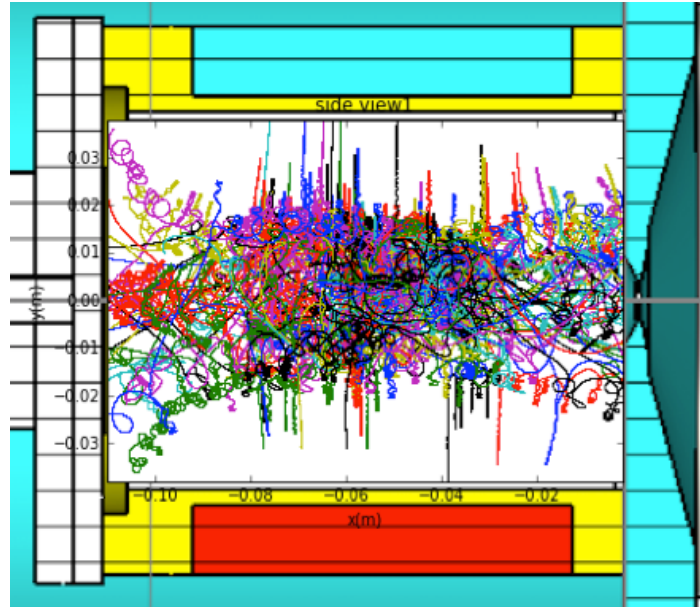


図 3.17: 電子閉じ込めの様子 (側面図)

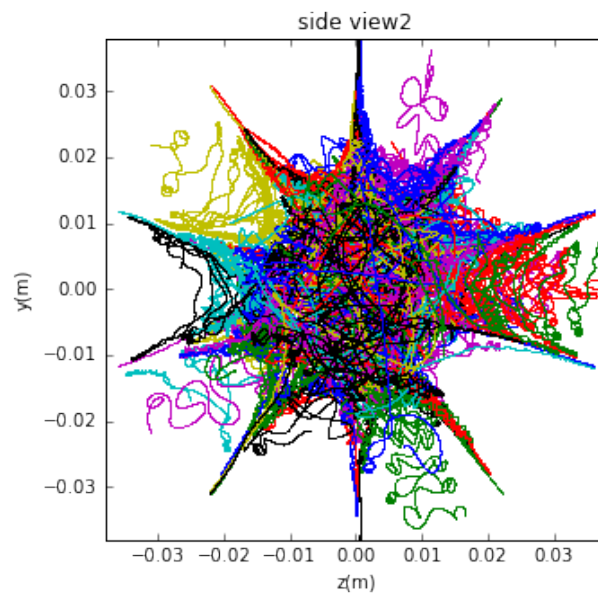


図 3.18: 電子閉じ込めの様子 (断面図)

この時の平均閉じ込め時間は 2.6×10^{-7} s となった。

この場合の 0 次元プラズマ密度の計算結果は次のようになった。

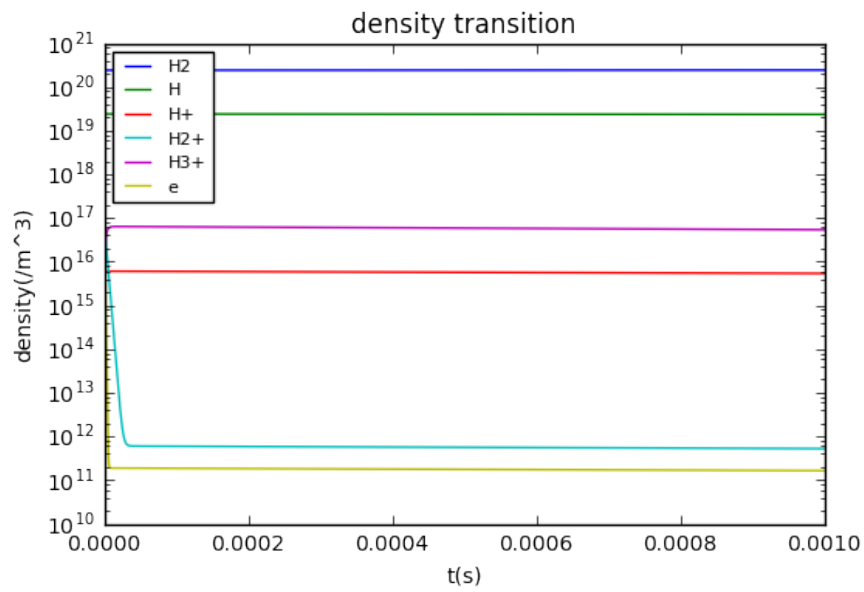


図 3.19: 閉じ込め時間 2.6×10^{-7} s の場合

この場合、必要な電子閉じ込め時間 10^{-6} s より小さいので、電子密度が 10^{17} /m³ まで上がっていないことがわかる。

またこの時の壁での損失場所は次のようになっている。

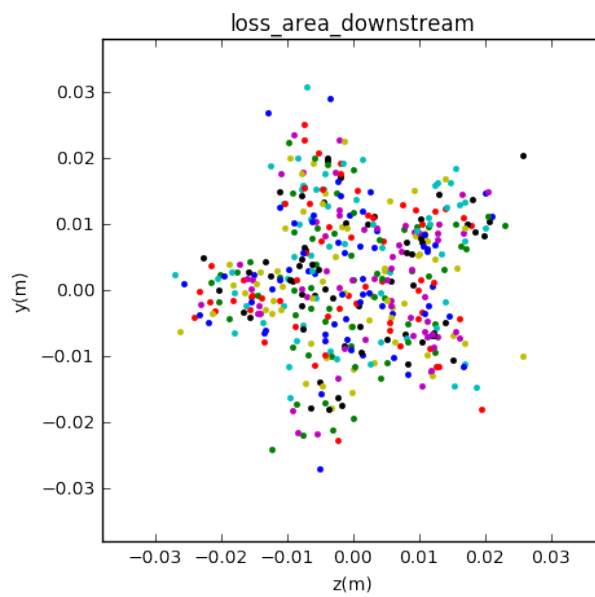


図 3.20: 上流側から見た電子損失場所 (下流側面部)

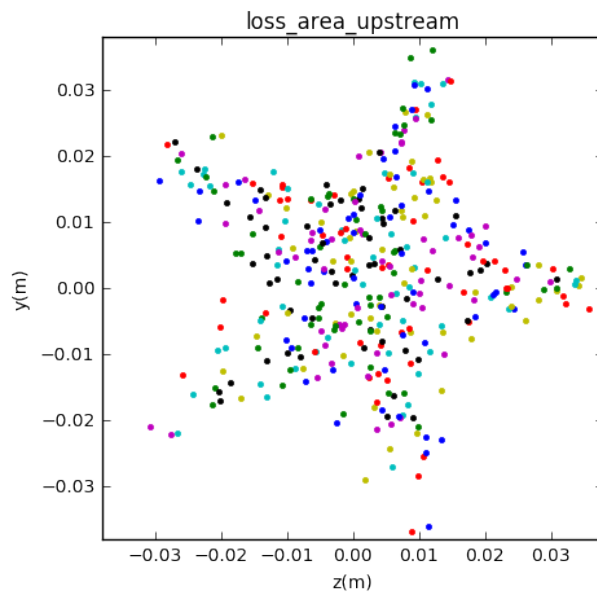


図 3.21: 上流側から見た電子損失場所 (上流側面部)

側面部は星型に閉じ込められており、カスプ部も星型に衝突場所が偏っている。これはカスプ部における電子のドリフト (∇B ドリフト) の向きが 10 極の中で交互に変わるので、上流と下流の側面部で対照的な星型に衝突していると考えられる。

これらに対して現状の BN 筒の様子 (電子が衝突しやすい場所が黒くなっている) は次のようになっており、これらの計算と良く一致して閉じ込めの状況を表している。

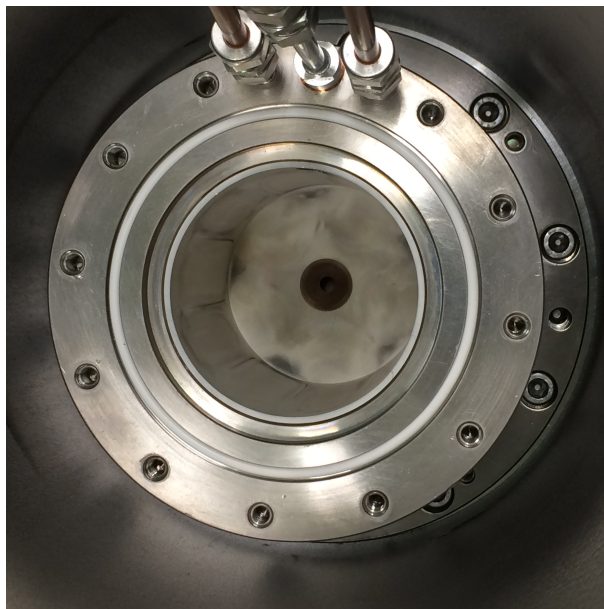


図 3.22: プラズマ室の BN 筒の様子

また水素プラズマイオン源に関しては H^+ の他に H_2^+ 、 H_3^+ も生成され、ビームとして一緒に引き出される。BNCT で必要とされるのは H^+ だけなのでプロトン比は中性子発生効率に影響を与える。また H_2^+ 、 H_3^+ が LEBT を通過して RFQ へ入るとほとんど加速されずに壁面へ吸着しガス源になってしまうため真空の観点からもイオン中の H^+ の割合 (=プロトン比) も向上させる必要がある。

プロトン比 Γ に関しては一般的には以下のようなスケーリング則が成り立つとされている [4]。

$$\Gamma \sim \frac{0.23V_p/S_L}{1 + 0.23V_p/S_L} \quad (3.39)$$

ここで V_p はプラズマの体積 ($\simeq$ プラズマ室の体積 (cm^3)), S_L は壁でのイオンの有効損失面積 (cm^2) である。この式からプロトン比を良くするには V_p/S_L を大きくする必要がある。これについてこのプラズマ室を考えてみると $V_p \sim$ プラズマ室の大きさ (半径 0.04 m、長さ 0.11 m の円柱)、また S_L はカスプ磁場のないところ (上流下流の断面とカスプ磁場のない側面部) と考えると (実際には多少の損失面積があるが多くの磁場のない所で損失するのでここでは無視する)、

$$\frac{V_p}{S_L} = \frac{4.0^2 \pi \times 11.0}{2\pi \times 4.0 \times 2.5 + 4.0^2 \pi \times 2} = 3.38 \quad (3.40)$$

$$\rightarrow \Gamma = 0.44 \quad (3.41)$$

となり、引き出した電流の 44 % しかプロトンビームとして利用できないことになる。これでは効率が悪いのでプロトン比を良くするような工夫が必要となる。

プロトン比の改善方法の一つとして電子閉じ込め時間の改善 (長くする) がある。

0 次元モデル計算結果をみると閉じ込め時間が長くなるにつれてイオン中の H_+ の割合が上がっておりプロトン比が向上しているのがわかる。これは H^+ の主な生成過程が H のイオン化反応 (表中の反応 1) ではなく H_2 や H_3 等の分子からの解離性反応なので、閉じ込め時間が長くなることで分子からの解離が進み H^+ が多く生成されていると考えられる。

またこの現象をスケーリング則の面からみると閉じ込め時間を長くすることはプラズマ室の体積を大きくすることと等価であるので $\frac{V_p}{S_L}$ が改善しプロトン比が良くなったと考えられる。

3.3 プラズマ点火・ビーム引き出し試験

前節までの計算でプラズマ点火には ECR 領域を広げつつ、引き出し口付近にプラズマを閉じ込めることが必要であることがわかった。そこで外部からネオジウム永久磁石を取り付けてプラズマ室内部の磁場を強化することを考えた。ここにその磁石配置図を示す。

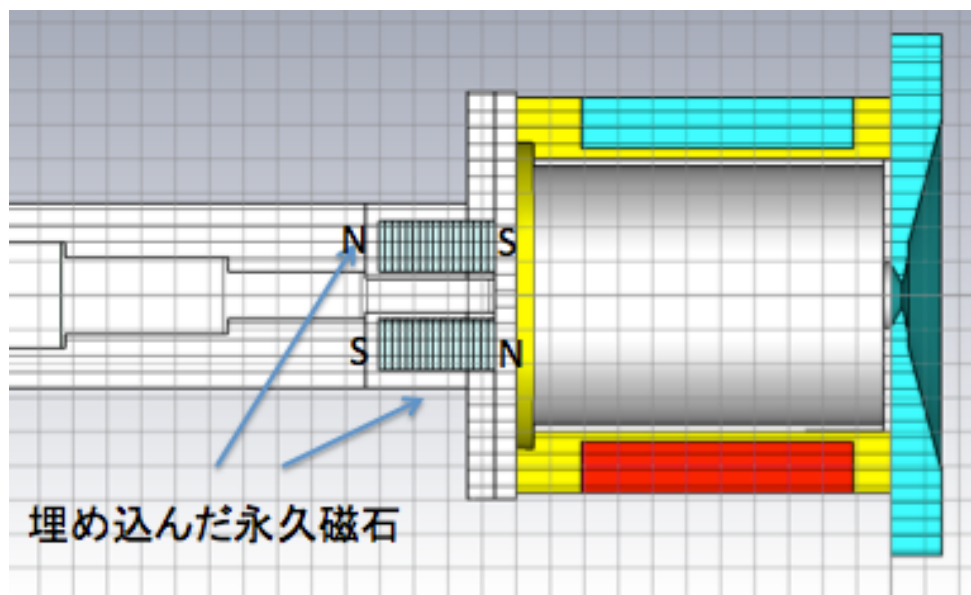


図 3.23: 導波管部埋め込み永久磁石

ここでは 1 枚が $\phi 17$ mm、厚さ 2 mm のネオジウム磁石のものを 17 枚合わせたものを上下で使用した (表面磁場強度 450 kG)。

この時のプラズマ室内磁場分布と ECR 領域と電子閉じ込めは次のようになり、平均閉じ込め時間は 6.3×10^{-7} s となった。

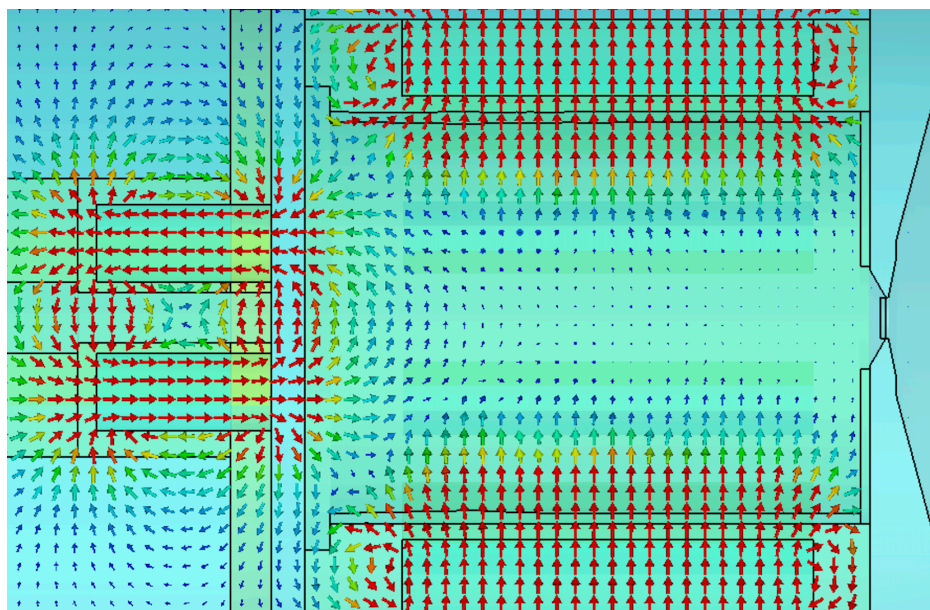


図 3.24: プラズマ室内磁場分布

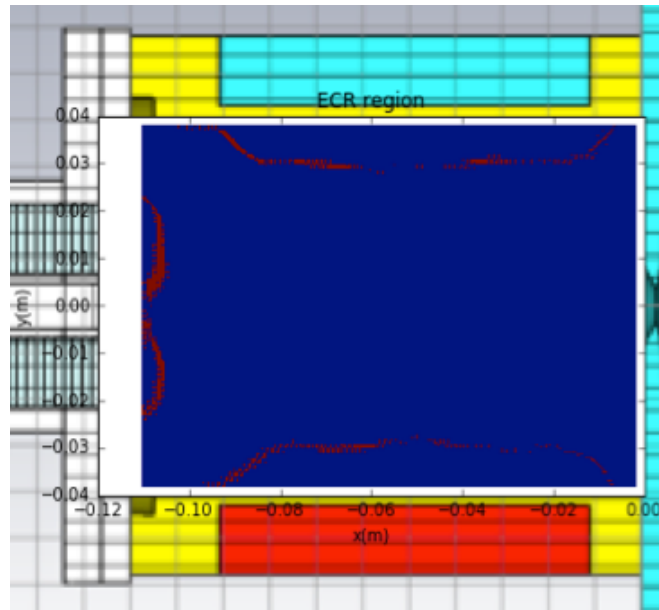


図 3.25: ECR 領域 (赤)

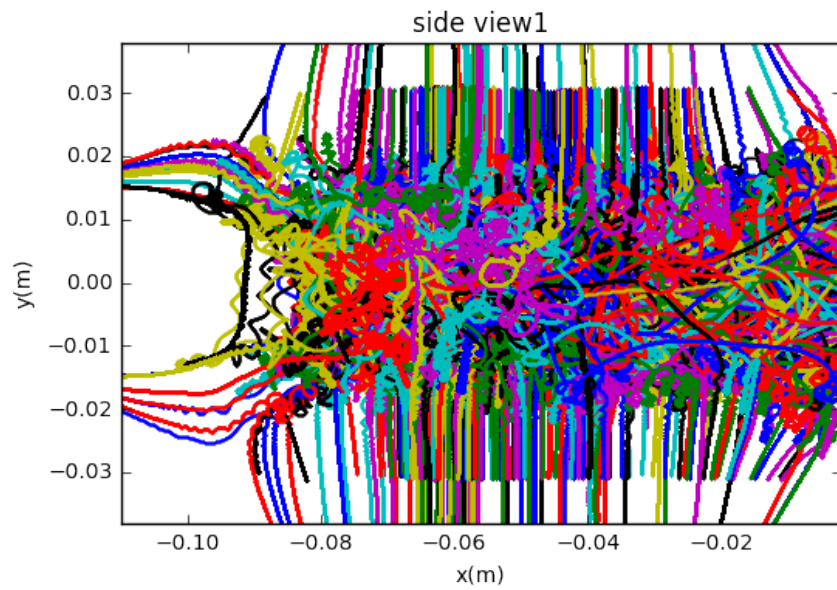


図 3.26: 閉じ込めの様子 (側面図)

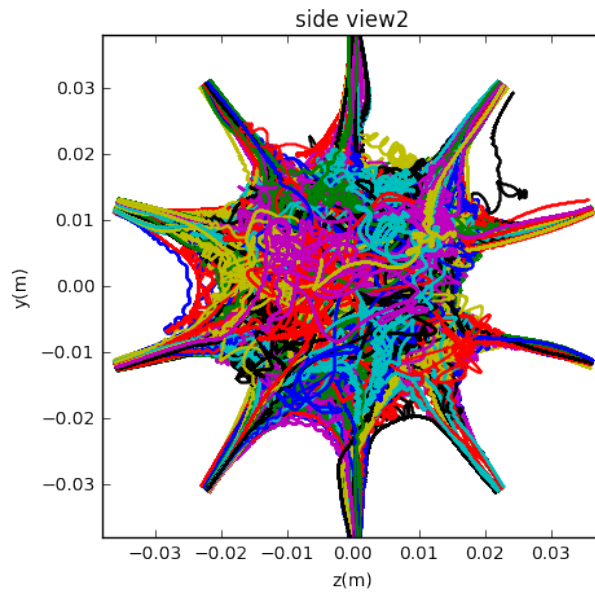


図 3.27: 閉じ込めの様子 (断面図)

追加した永久磁石により閉じ込め時間は改善していないが、導波管近くに ECR 領域が生成しており前に比べて引き出し口の方へ電子がドリフトしやすくなっているのがわかる。

この条件で得られるビーム電流のオーダーを知るため、この磁場配置でプラズマ点火試験とビーム引き出し試験を行った。

プラズマ点火に対する外部パラメータとしては水素ガス流量とマグネトロンパワーがある。ここではプラズマ点火の条件や挙動を調べるために様々なパラメータの組み合わせでプラズマ点火試験を行った。イオン源として求められることとして

1. ビーム電流が大きい
2. 安定してプラズマ点火が起こる。

がある。ここではそれらを様々な条件で調べるため図 3.28 のように埋め込んだ磁石の上に小さいビューポートを設けそこからプラズマからの発光を光電子増倍管で測定し、発光量とパルス内で発光が生じるまでにかかる時間を測定した。但しここで注意すべきことは、プラズマ密度には空間分布があるためビューポートでのプラズマの発光量が多いからといってビーム電流が大きいとは結論できず、あくまでビューポートから見える範囲内で多くの励起反応衝突が起こっていることを意味しているということである。

ここで使用した機器は [光電子増倍管] 浜松ホトニクス社製 H10721 である。

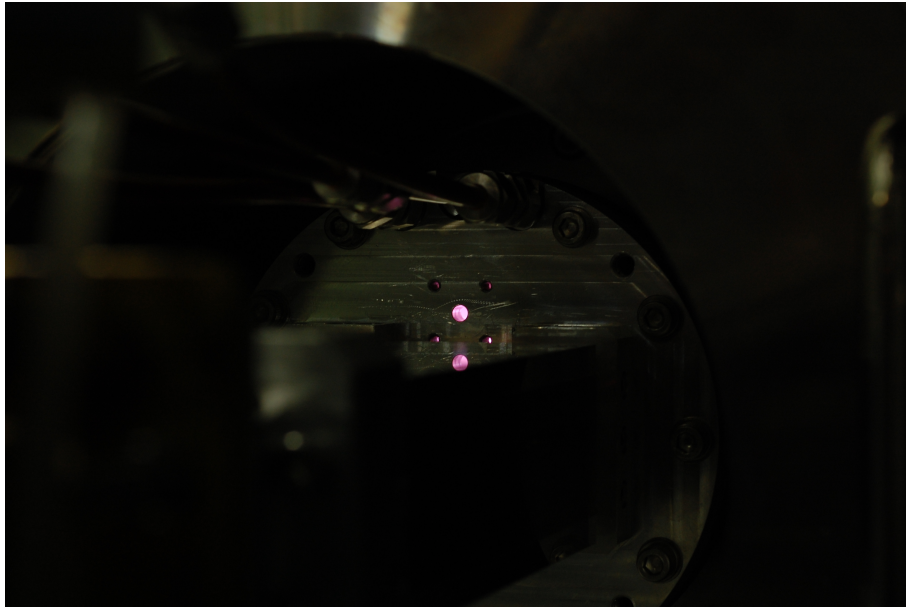


図 3.28: ビューポートからのプラズマ発光の様子

まず始めにガス流量と繰り返しを固定したときのマグネトロンパワーの変化による点火条件を調べた。試験は下表の上から順に行い、ある条件で一度パワーを入力しスタブを発光が一番大きい位置に調整して測定を行い、測定が終わったら入力をやめ次のマグネトロンパワーに切り替えて試験を行うという形式で測定した。但し、プラズマ点火には後に述べるように不可逆性があり、前条件により結果が大きく変わってしまうため測定は一度しか行っていない。

以下にその結果を示す。

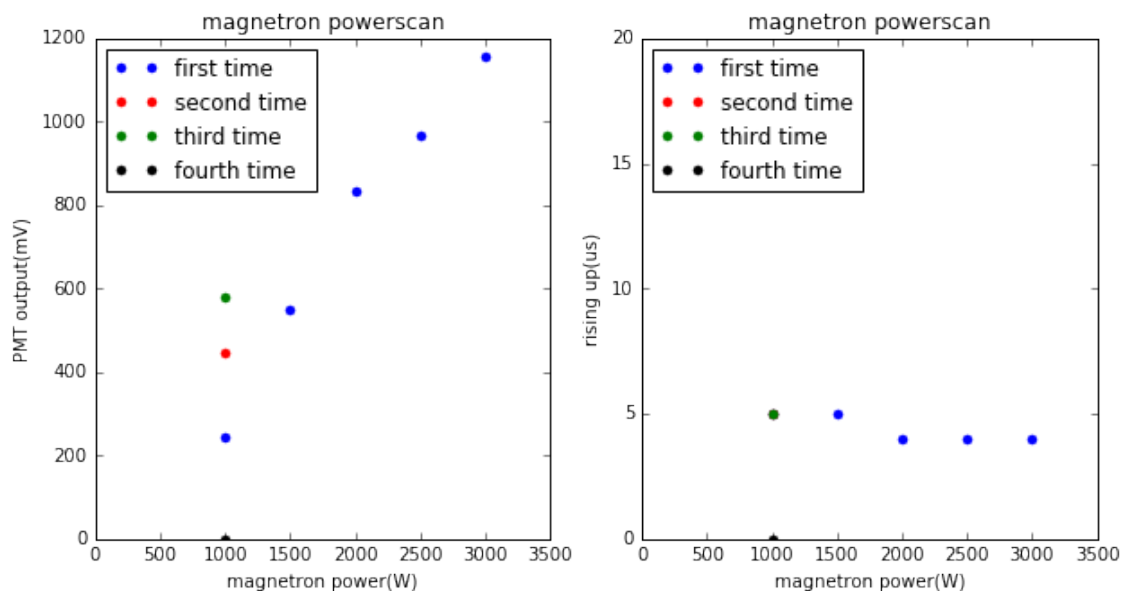


図 3.29: マグネトロンパワースキャン (他条件:ガス流量 8 sccm、繰り返し 25 Hz、パルス幅 1 ms)

この表からマグネトロンパワーは大きいほど発光量も大きいことがわかる。またこの表には書かれていないが、パワーが大きいほど発光が一番大きいスタブの位置の範囲が広がった。このことからパワーが大きいほどプラズマ点火の安定性が増すことがわかる。これはパワーが大きいほど高周波電場強度が強くなり電子

が十分加速されるための ECR 条件が緩くなるため広い範囲で電子が加速されるためと考えられる。但し、3 kW の後に 1 kW → 600 W → 1 kW → 600 W → 1 kW と 1 kW を合計 4 回測定したところ発光量が再現されず、4 回目では点火しなかった (立ち上がり時間は同じ)。

このことからプラズマ点火は不可逆性を持ち、前条件に依存することがわかる。これは一度プラズマ室で点火を起こすと RF 入力をやめても電子密度が下がるまである程度の時間がかかり、その時の電子密度に応じて点火のしやすさが変わると考えられる。

次にパワーと流量を固定した時のマグネトロン繰り返しを変えた時の点火条件を調べた。以下にその結果を示す。

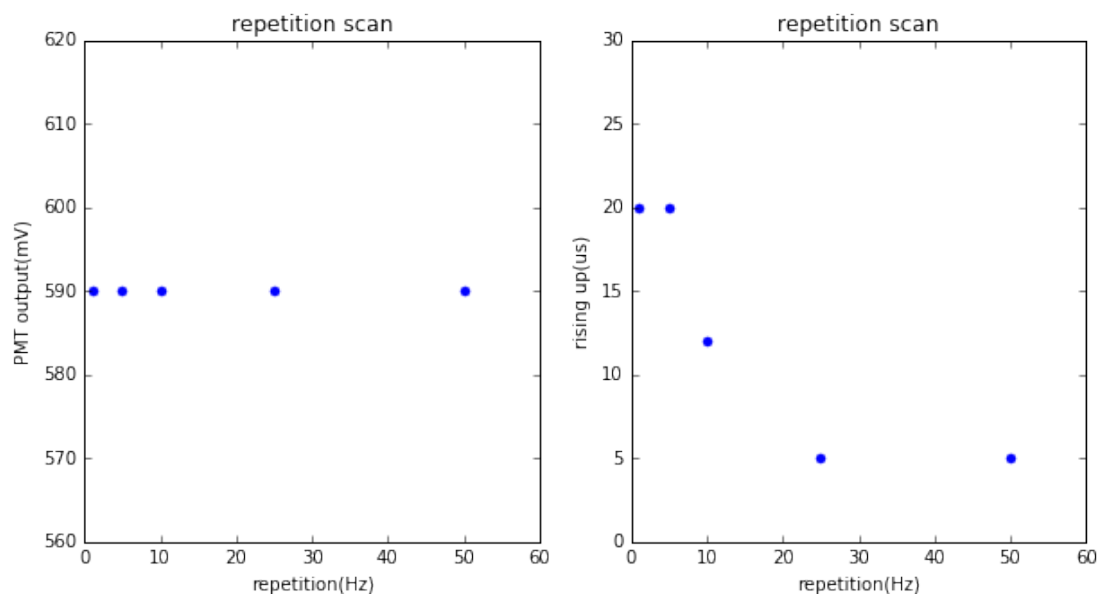


図 3.30: 繰り返しスキャン (他条件; パワー 1 kW、ガス流量 8 sccm、パルス幅 1 ms)

繰り返しを変えても発光量には影響を与えないことがわかる。但し、プラズマ点火の立ち上がりが繰り返しが大きいほど良いことがわかる。これはプラズマ点火時間が長くなり、プラズマ密度が下がりにくくなるためと考えられる。

最後にパワーと繰り返しを固定した時のガス流量による点火条件を調べた。以下にその結果を示す。

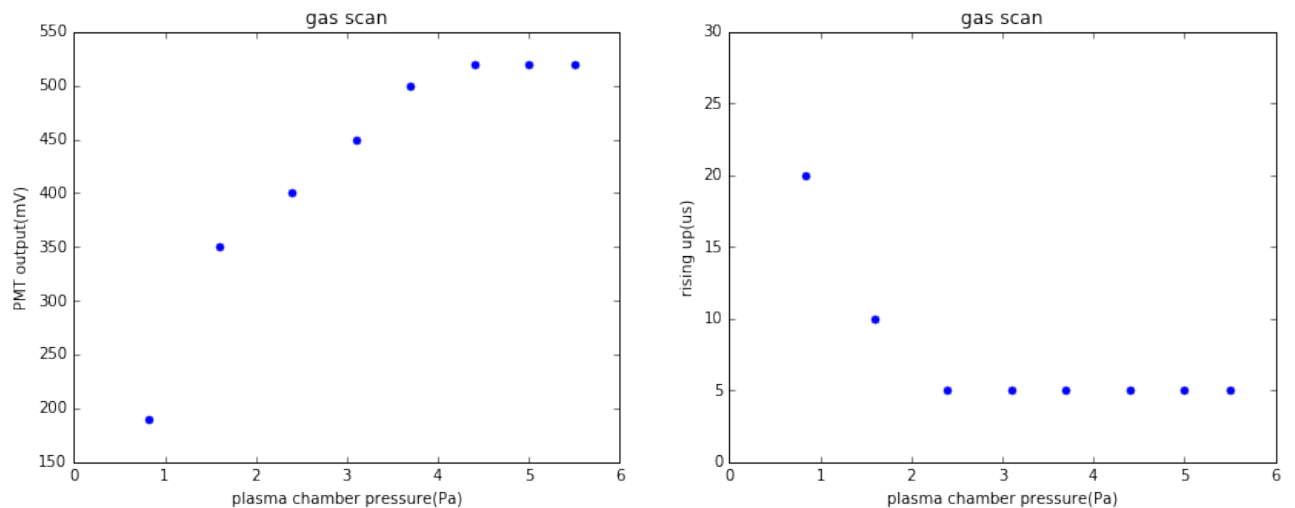


図 3.31: ガス流量スキャン (他条件; パワー 1 kW、繰り返し 25 Hz、パルス幅 1 ms)

但し、プラズマ室内圧力に関しては測定する手段がないので、引き出し口後の電極部上部に設置してあるコールドカソードゲージで測定している全圧を全て水素分圧と仮定した時の引き出し口のコンダクタンスを使って計算したものであり、グラフではそれぞれ左から 1~8 sccm のガス流量に対応している。

この表からガス流量は多いほど立ち上がりも発光量も良いことがわかる。但し、6 sccm 以上では発光量が一定になっている。これは 6 sccm 以上ではこのマグネトロンパワーで与えることのできる電子のエネルギーに対しプラズマ室内にガスが十分供給されており衝突が起きていると考えられる。

次にこれらの点火条件に対しビーム引き出しを行い、ビーム電流を測定した。ここではどれほどの電流が出力されるかわからないためここではマグネトロンをパワー 1 kW、パルス幅 500 us に固定し、また運転中はスタブ調整ができないためガス流量 1 sccm で一番発光の大きい位置に固定した。ビームは RFQ 入り口まで通し、入り口にあるカレントモニターでパルス内での電流の平均値を測定した。LEBT のソレノイド電流は本研究以前に行われたビーム測定での最適値 (一番標的までの透過率の良い) として上流ソレノイド 225 A、下流ソレノイド 255 A を固定して用いた。

この試験では電流量に影響を与えるガス流量を変化させた時の、一番電流量の多い電極電圧条件を探し測定した。そして最後に一度だけパワーを 2 kW に変化させ電流量の変化をみた。

以下にその結果を示す。

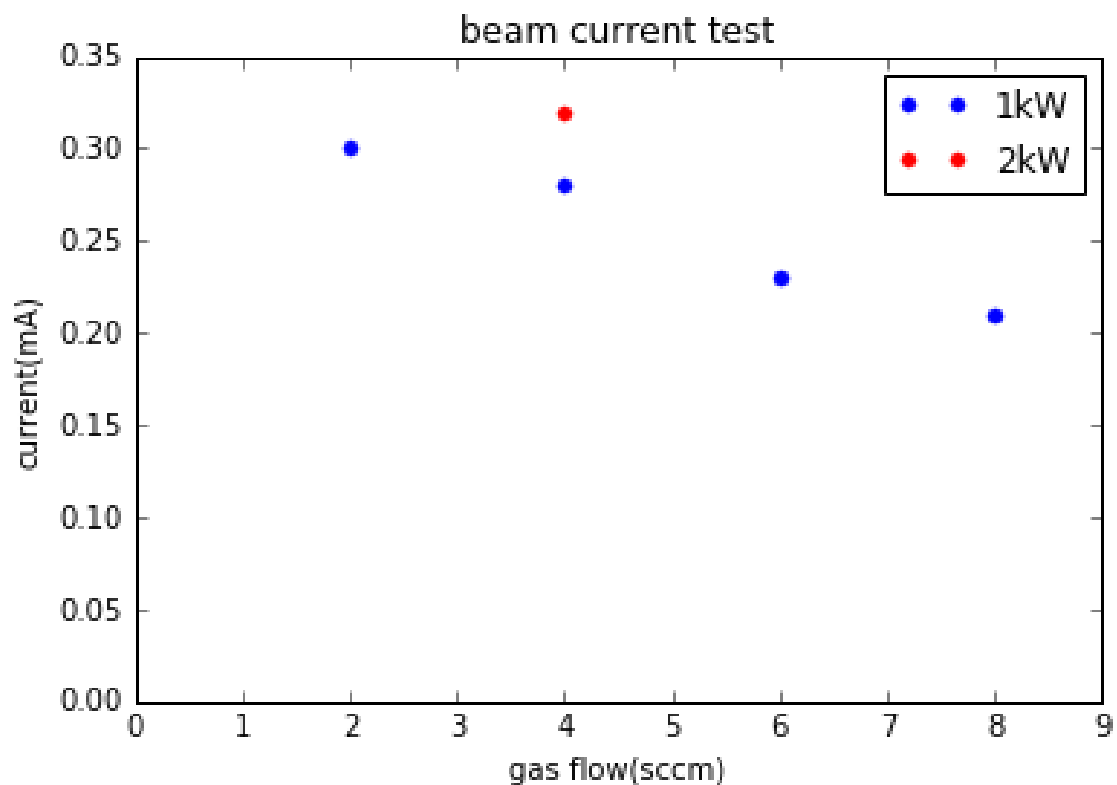


図 3.32: ビーム引き出し試験 (他条件; 繰り返し 25 Hz、パルス幅 500 us)、4 sccm では 1 kW と 2 kW で試験

ここではガス流量が少ないほどビーム電流が大きいという結果になった。これは予めスタブの位置を 1 sccm で最適な条件に合わせているため、1 sccm でプラズマ室にパワーが一番多く入りエネルギーが伝わるためと考えられる。また 4 sccm でマグネトロンパワーを上げたところビーム電流が少し上がった。これは点火試験で見られた結果と同様にパワーを上げると ECR 領域が広がり、加速される電子数が増加するためであると考えられる。但し電流値はパワーやガス流量に対して線形には比例せずオーダーも変わっていないのでその意味では点火に必要な最低限のパワー・ガス流量以上であれば電流値はほとんど変わらないと考えられる。

この試験から ECR 領域を増やすことで点火が起こりやすくなることがわかった。但しこの結果ではこのプラズマ室条件では ~ 0.3 mA 程度であるのでさらなる改善が必要となる。

最初の点火試験ではそれぞれスタブを調整して発光量の一番多い位置に合わせたが、プラズマ点火後の RF の反射は減らなかった。

この原因は次のように考えられる。導波管出口付近を見ると埋め込んだ磁石の間で閉じた磁力線を作っているため電子が導波管出口付近にトラップされ電子密度が大きくなりやすくなっている。また埋め込んだ磁石の磁場の向きから導波管近くの電磁波は O 波になってしまうため、プラズマ密度が $7.5 \times 10^{17} / \text{m}^3$ まで上がるとプラズマ室内部へ伝搬できなくなってしまう (付録 A.1.3 参照)。

ここにその反射の様子の一例を示す (この例では点火後の反射 114 W)。

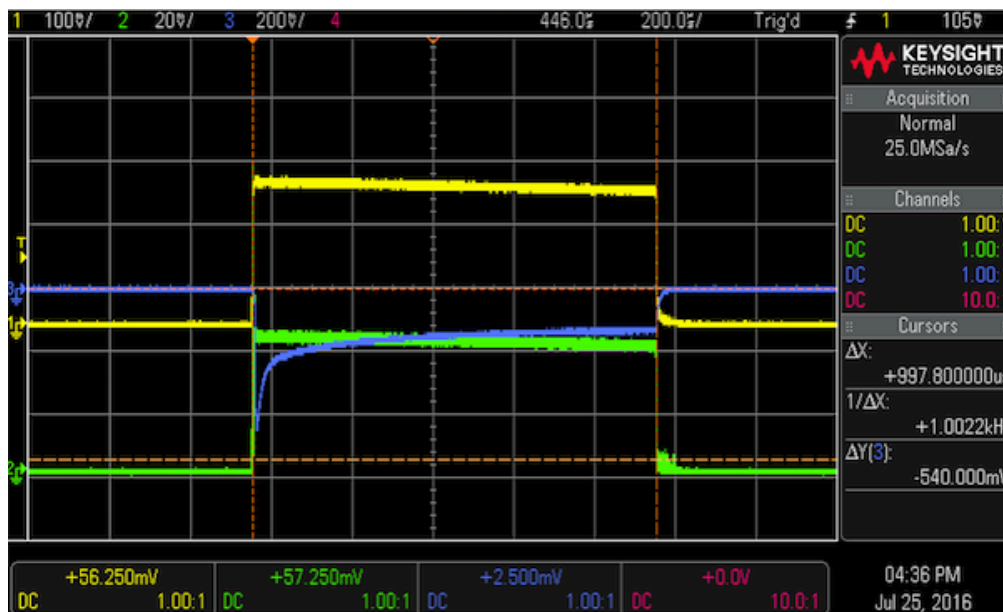


図 3.33: 反射の様子 (緑; 反射、青;PMT 出力)(条件; パワー 1 kW、ガス流量 4 sccm、パルス幅 1 ms)

そこで磁力線が導波管付近で閉じないように、図 3.34 のように永久磁石の極性を揃え 4 sccm のガス流量で点火試験を行った。

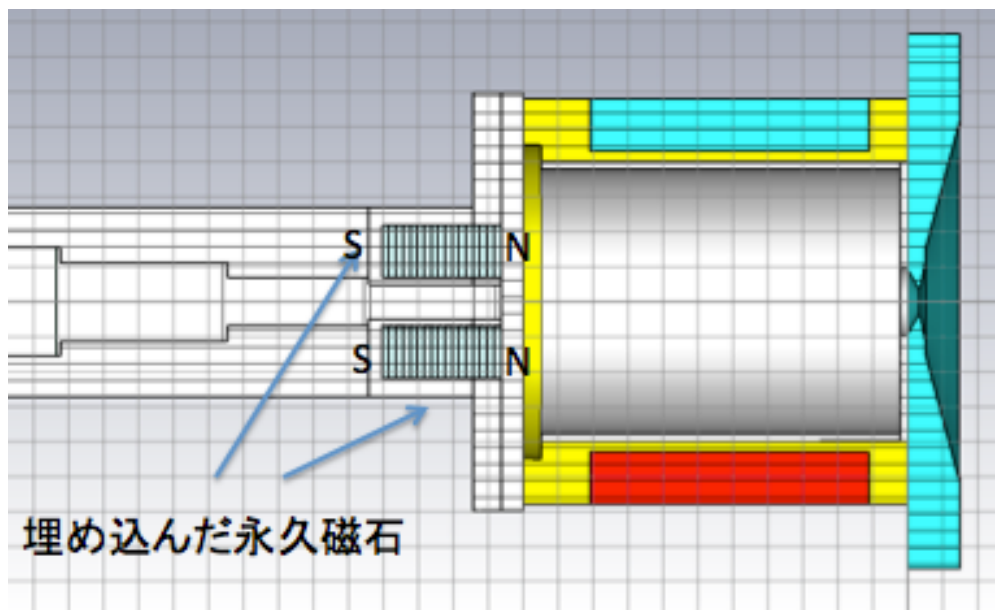


図 3.34: 導波管部埋め込み永久磁石

この磁場配置に対するプラズマ室内磁場分布と ECR 領域と電子閉じ込めは次のようになり、閉じ込め時間は 7.2×10^{-7} s となった。

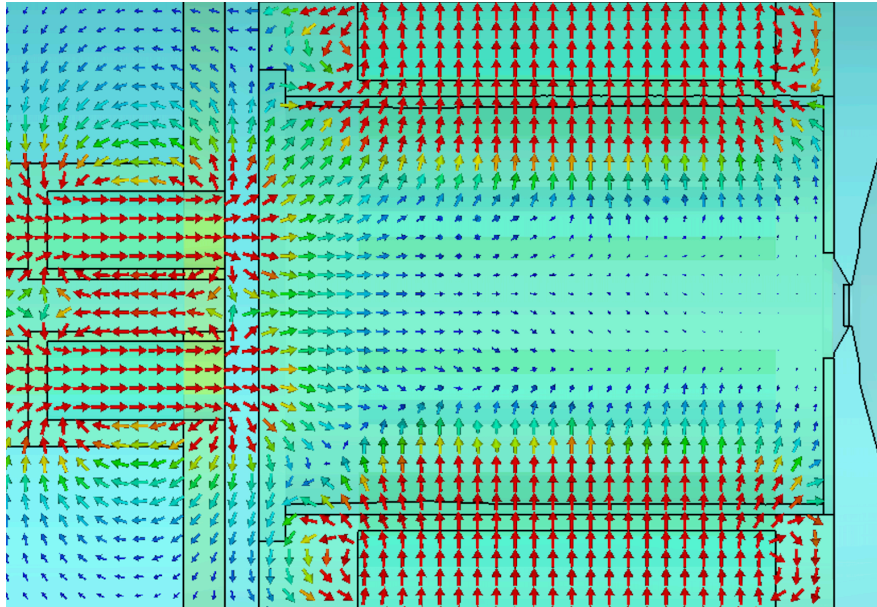


図 3.35: プラズマ室内磁場分布

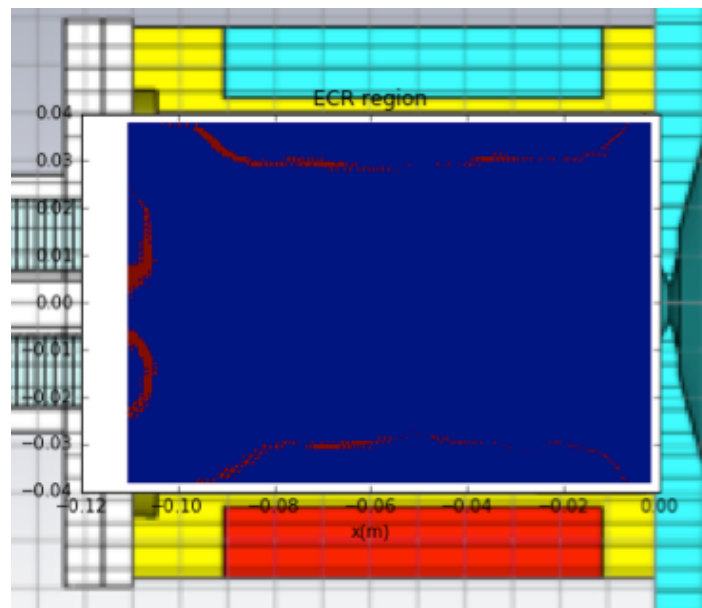


図 3.36: ECR 領域

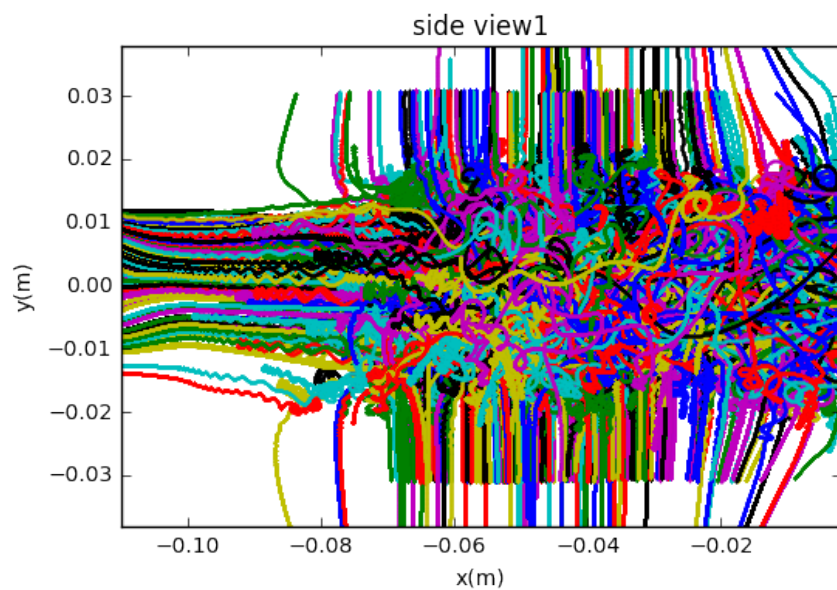


図 3.37: 閉じ込めの様子 (側面図)

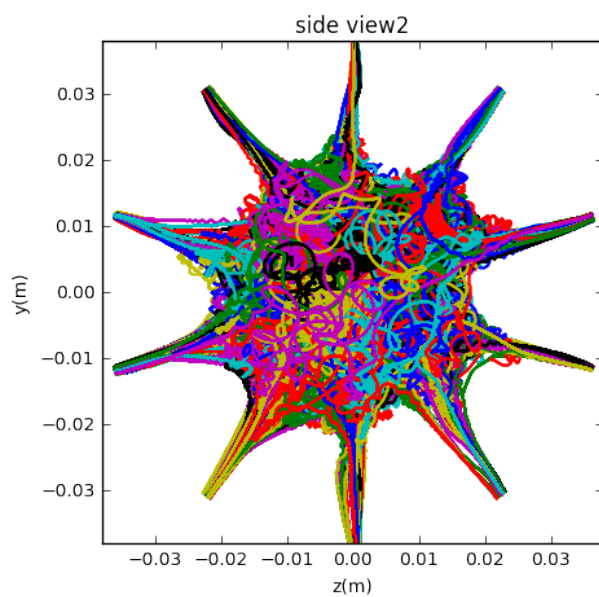


図 3.38: 閉じ込めの様子 (断面図)

すると試験の結果、RF の反射がほとんど減り発光量も 3.5 V と大幅に改善した。下に反射の様子を示す。

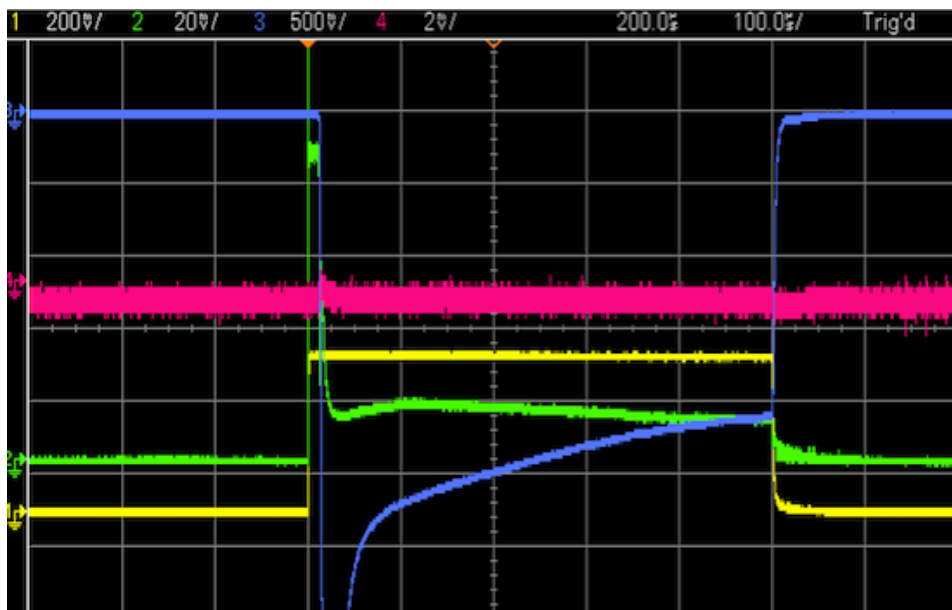


図 3.39: 反射の様子 (緑; 反射、青;PMT 出力)(条件; パワー 3 kW、ガス流量 4 sccm、パルス幅 500 us)

そこで再びガス流量を変えながらビーム引き出し試験を行った。

但し、5 sccm 以下ではそのままでは点火しなかったので 7 sccm で一度点火をした後、点火をキープしたまま流量を下げ測定を行った。また 2 sccm 以下ではそれでも点火はしなかった。

以下にその結果を示す。

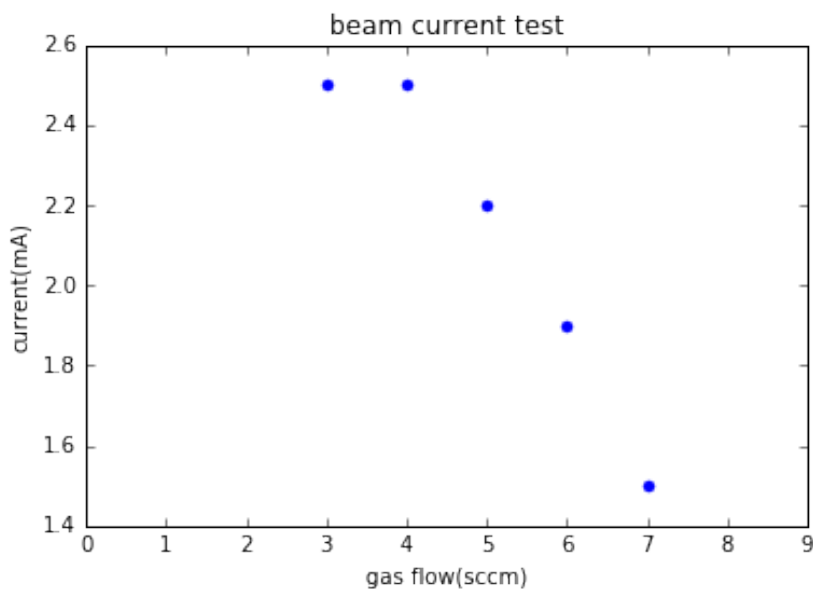


図 3.40: ビーム引き出し試験 (他条件; パワー 3 kW、繰り返し 25 Hz、パルス幅 500 us)、4 sccm では 1 kW と 2 kW で試験

このときのプラズマ点火試験では 3 sccm 以下では点火しなかった。これは磁場極性が変わり導波管近くに電子がトラップされなくなったので電子密度が下がり点火しにくくなったためと考えられる。またプラズマ中の電磁波も R 波となりプラズマ室内部へ伝搬できるようになったと考えられる。

但しビームを引き出さないプラズマ点火試験では 4 sccm までプラズマ点火を確認できたが引き出し試験では 5 sccm 以下では点火しなかった。これは一つには LEBT 部の上流ソレノイドがイオン源に近く、そこからの漏れ磁場がプラズマ室内に影響を与えていると考えられる。以下に上流ソレノイドを 225 A を流した時の漏れ磁場を考慮したプラズマ室内磁場分布を示す。

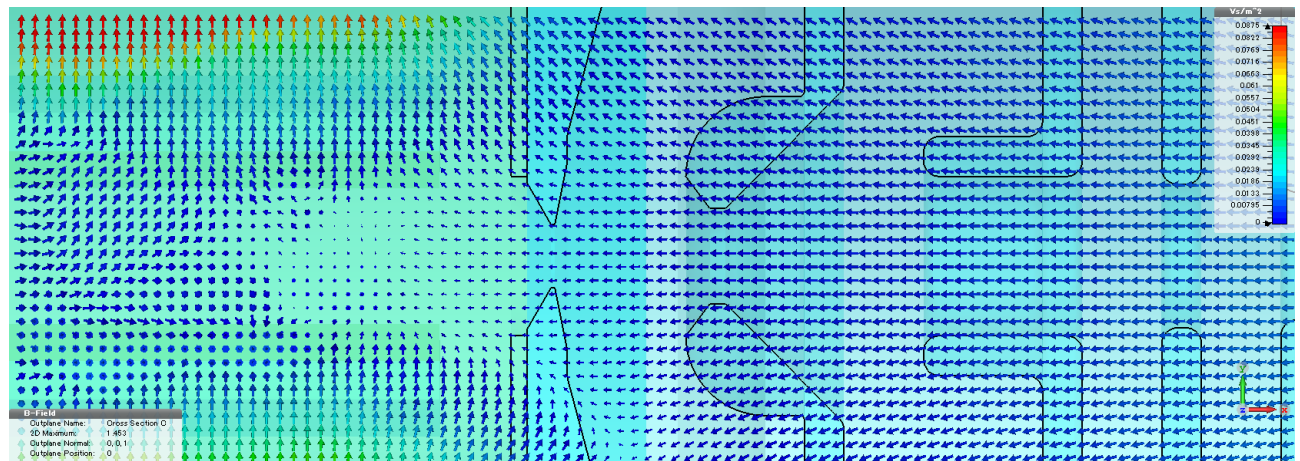


図 3.41: 漏れ磁場を考慮したプラズマ室内磁場分布

上流ソレノイド 225 A を流した際には導波管近くの磁場には影響がないが引き出し口付近で 38 G ほどの磁場が形成されているのがわかる。これにより引き出し口付近の閉じ込めが少し弱くなり、また LEBT 上流ソレノイドと追加した永久磁石の極性が逆なので干渉あって磁場の向きが変わっているのがわかる。

この磁場配置では閉じ込め時間や ECR 領域の広さ、閉じ込めの様子については特に改善していないがビーム電流は改善した。これは現在のプラズマ室では閉じ込め時間の問題よりイオン化によるプラズマ供給量が根本的に足りていないことが大きな問題となっており、今回はプラズマ点火後の RF の反射を減らすことでそれが多少改善されたと考えられる。

以上の結果からまとめると、現在のプラズマ室ではビーム電流はマグネトロンパワーやガス流量、閉じ込め時間にはあまり左右されない。そしてスタブ調整により反射をできるだけ少なくし、ECR 領域を広げ閉じ込め時間が大きくなるように磁場分布を強化することで大きく改善されることがわかった。

本研究ではこの考え方を元に可能な限りプラズマ室本体に手を加えずにビーム電流改善策を行った。具体的な改善手法は次章に示す。

第4章 改善手法とイオン源測定

4.1 改善手法

プラズマ点火及びビーム電流大出力化のためのイオン源及びその周辺 (LEBT) の改善方法をここに示す。前章から今のプラズマ室の大電流化のためにはできるだけ RF 反射を減らしながらプラズマ室内の ECR 領域を広げ引き出し口付近にプラズマが閉じ込められる必要があるということがわかった。

反射を減らしながら ECR 領域を広げ引き出し口付近にプラズマが閉じ込められるようにするにはプラズマ室上流の磁場を強くし、ECR 領域を電場強度の強いプラズマ室中心にできるだけ作ることで、プラズマ室上流の閉じ込めが強化され ECR 領域が拡大すると考えられる。

そこで次のように導波管付近にさらに永久磁石とソレノイドコイルを配置して磁場を強化することを考えた。

また、閉じ込め時間を少しでも長くするために内側にあった BN の筒を取り外した。

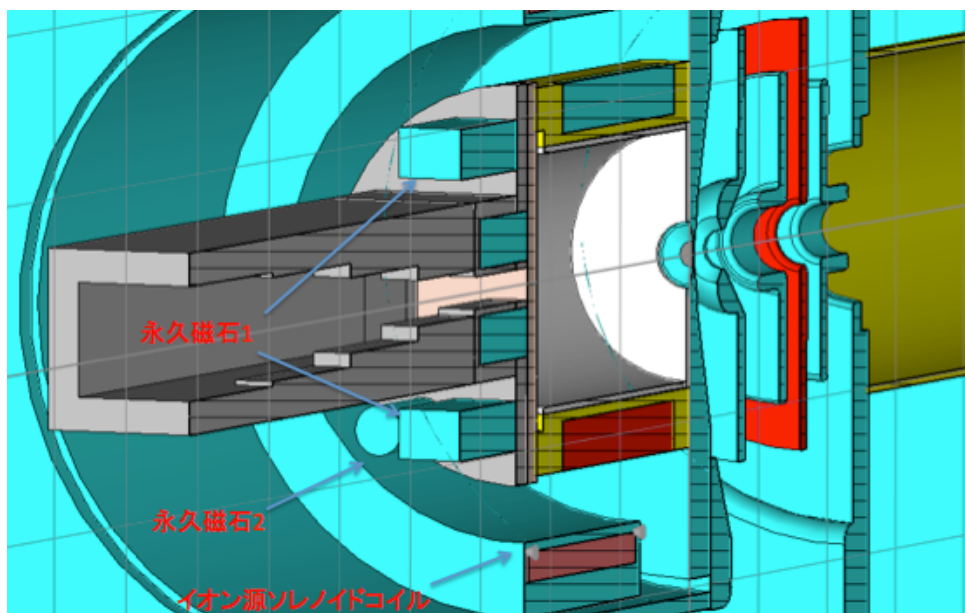


図 4.1: 改善後磁石配置図 (左右対照)

ここで追加した永久磁石 1 は大きさが $40\text{ cm} \times 15\text{ cm} \times 40\text{ cm}$ で磁場が表面で 5.1 kG (測定値) を上下で使用した。また永久磁石 2 は導波管に埋め込んだ磁石と同じもので $\phi 17\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ の磁石を 16 枚ずつ左右で使用した (表面磁場強度 450 kG)。これらの永久磁石とソレノイドによる磁場は全て同じ方向 (下流方向) を向くように極性を揃えた。

また前章で LEBT 上流ソレノイドの漏れ磁場が引き出し口付近に磁場を形成してしまうことがわかったので、LEBT 上流ソレノイドをイオン源から 100 mm ほど離し、また磁場の向きも追加した磁石と同じ向きの揃えて磁場同士が干渉して磁場の向きが変わらないようにした。

追加したソレノイドコイル (イオン源ソレノイド) は中心での磁場強度が最大電流 19 A で次のような強度分布を持つものを使用した。

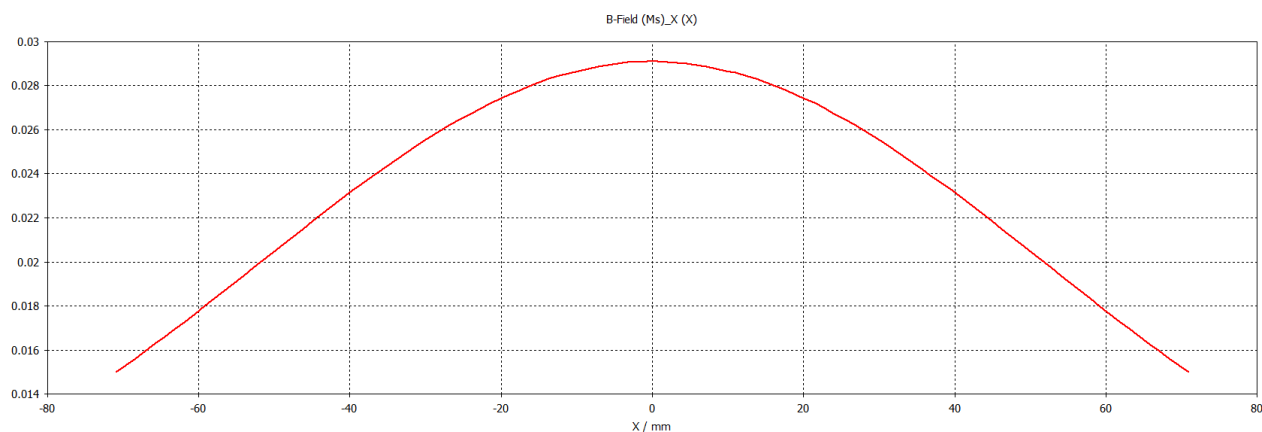


図 4.2: イオン源ソレノイド中心強度分布

またプラズマ状態が変わらなければ電流密度は一定なので引き出し口を大きくすれば電流も上がるので、ビーム電流をさらに上げるために引き出し口を図 4.3 のように $\phi 6\text{ mm} \rightarrow \phi 8\text{ mm}$ と変更した。

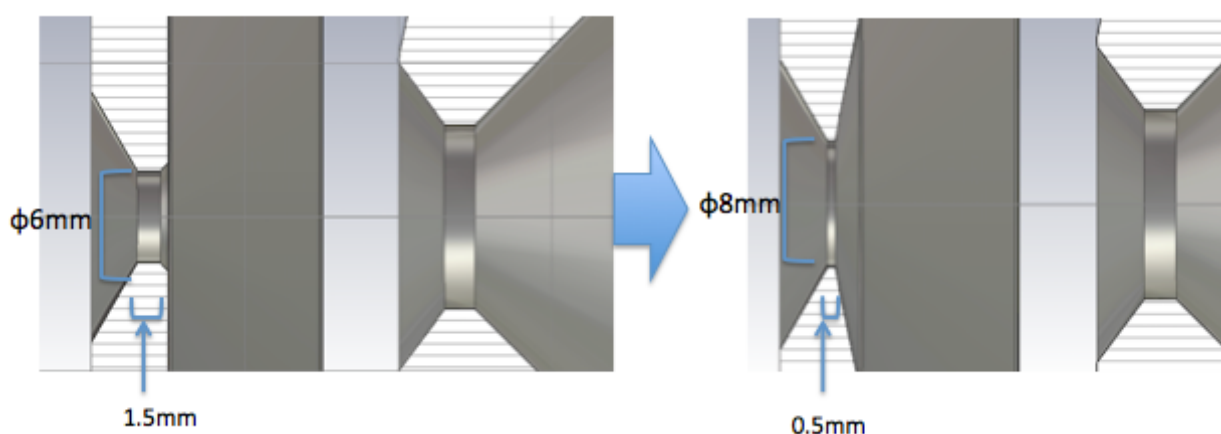


図 4.3: 引き出し口変更

またこの際、引き出し口の幅も 1.5 mm から 0.5 mm へと変更した。これは 1.5 mm では引き出し口での収束電場によりビームが過剰収束してしまう恐れがあったため収束電場を弱めるためである。但し、引き出し口のコンダクタンスが大きくなりプラズマ室内の真空が良くなるのでプラズマ点火に必要なガス流量が増えると予想される。ここに引き出し口変更前後のガス流量に対するプラズマ室内真空を示す。

CST studio の tracking studio ではあるビーム放出面を仮定したときの、外部電磁場とビームの空間電荷力を考慮したビーム軌道計算ができる。ここに 10 mA のビームがまっすぐ放出された時の改善前後の軌道計算結果を示す。

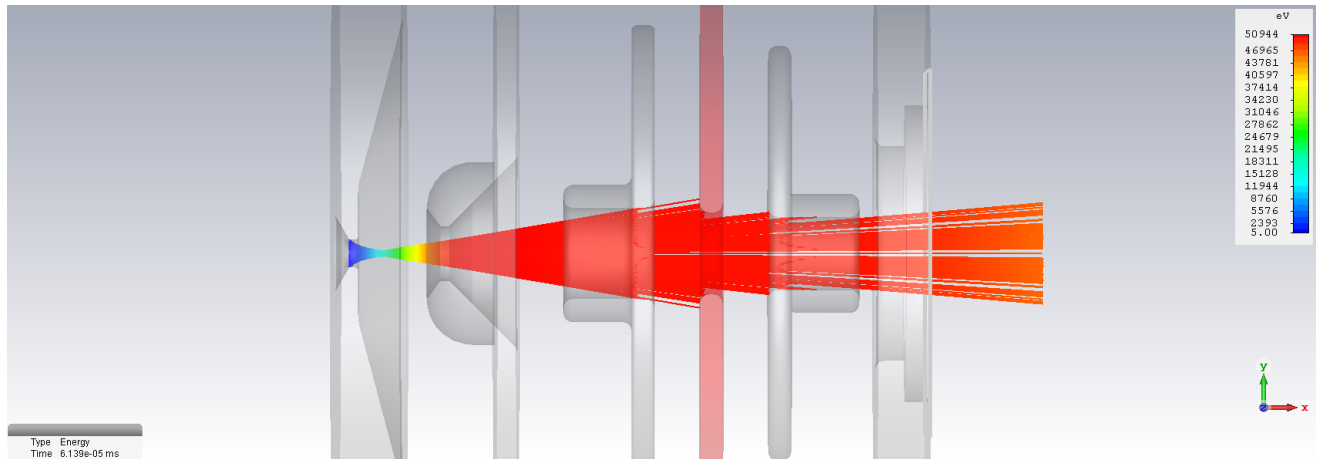


図 4.4: 引き出し口改善前

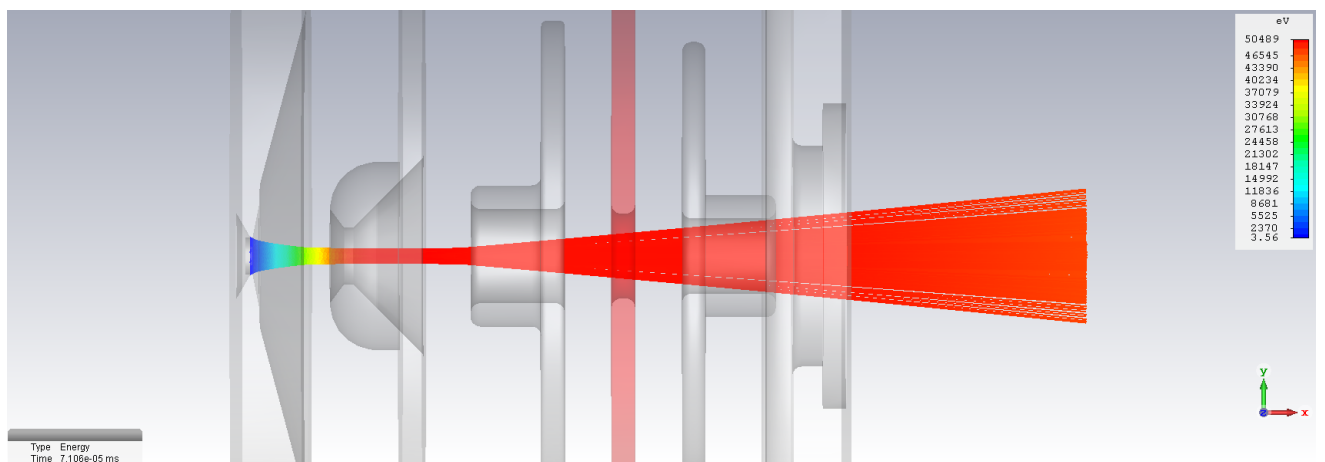


図 4.5: 引き出し口改善後

また LEPT に関しては今後大電流化した場合にはビームの空間電荷による発散力が強くなり、今の LEPT 構成では長すぎて 2 台のソレノイドでは収束仕切れない可能性がある。そこで LEPT を 500 mm ほど短縮化し発散する前に RFQ へ入射できるような構成にした (第 2 章参照)。

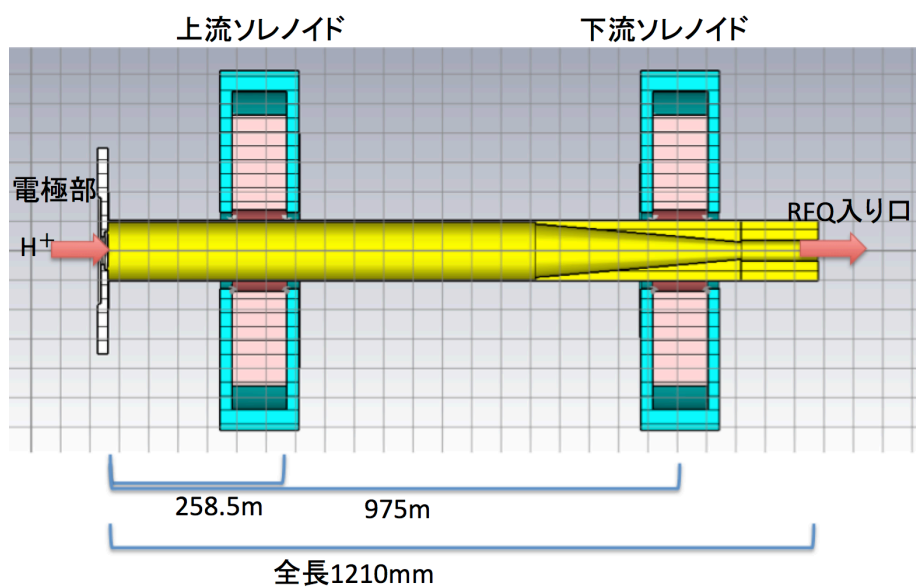


図 4.6: 短縮した LEBT 構成

この最終的なプラズマ室に対する磁場分布 (イオン源ソレノイド電流 19 A を流したとき)、ECR 領域、閉じ込めは次のようになり閉じ込め時間は 6.0×10^{-7} s になった。

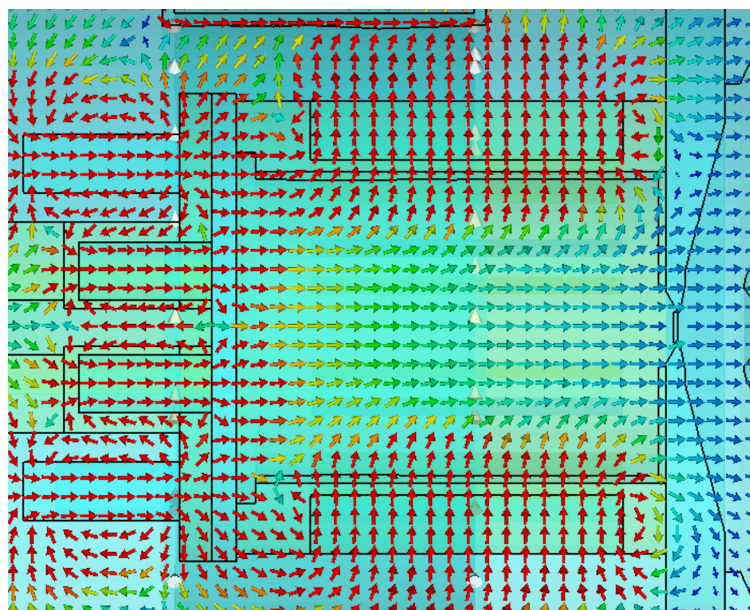


図 4.7: プラズマ室内磁場分布 (漏れ磁場は含めていない)

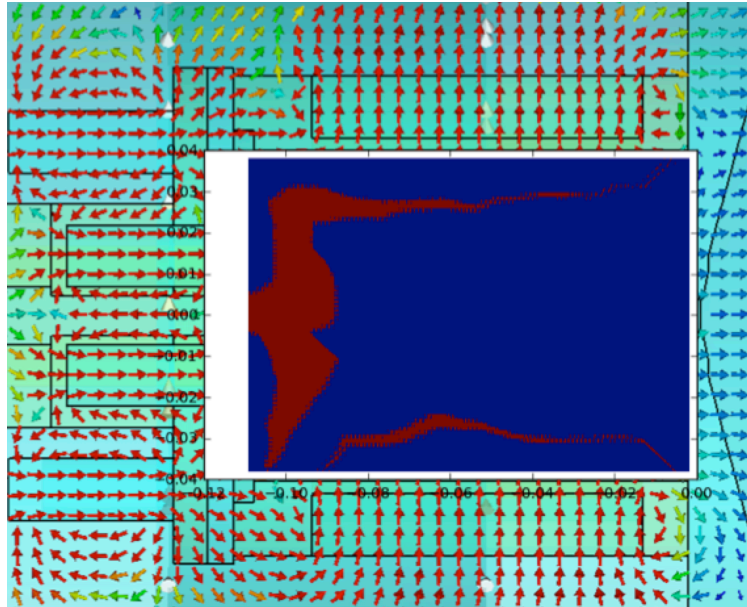


図 4.8: ECR 領域

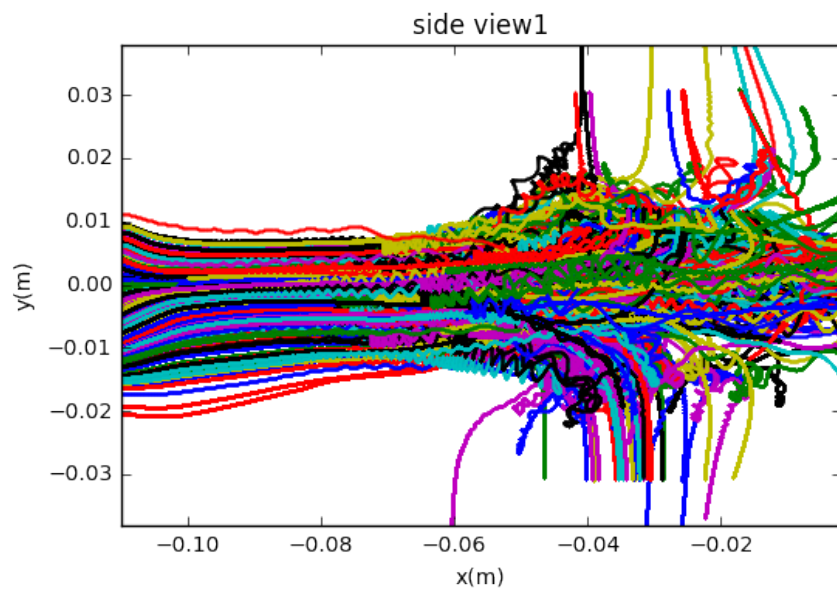


図 4.9: 閉じ込めの様子 (側面図)

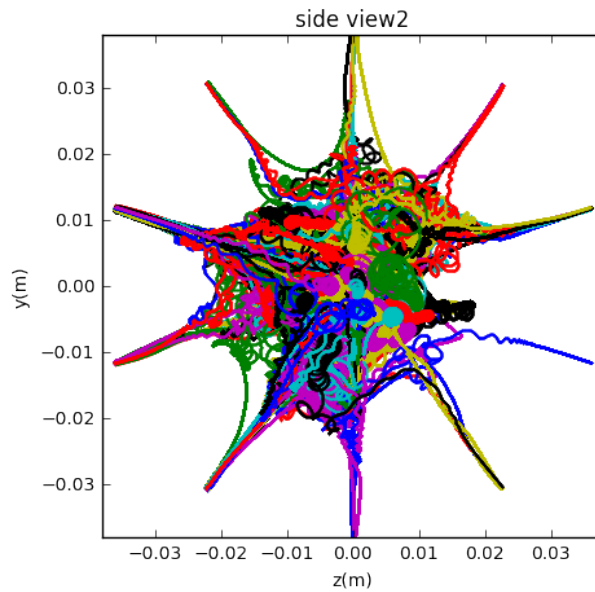


図 4.10: 閉じ込めの様子 (断面図)

これらの改善により、ECR 領域が拡大し閉じ込めも全体的に下流側 (右側) へ集まっている様子がわかる。以上の改善案をまとめると

1. ECR 領域の強化及び引き出し口への閉じ込めのため永久磁石とソレノイド (17~19A) を追加した。
 2. 漏れ磁場によるプラズマ室への影響を改善するため LEPT の上流ソレノイドの磁場の向きを変えた。
 3. ビームの大電流化及び過剰収束を避けるため引き出し口を広げ幅を小さくした。
 4. 閉じ込め時間を少しでも長くするため BN の筒を取った。
 5. ビームが発散する前に RFQ へ入射させるために LEPT を 500 mm ほど短縮化した。
- となる。

これらの改善を行ったプラズマ室に対して本研究では次節のビーム試験とビーム軌道計算により引き出し口から RFQ 入り口までの外部パラメータの最適化及びビーム電流の評価を行った。

4.2 イオン源測定

この節でイオン源改善の効果の確認と引き出し口から RFQ 入り口までの外部パラメータの最適化のための試験方法を示す。

4.2.1 ガス流量試験

前章で行った試験と同様に改善を行ったプラズマ室に対してガス流量試験を行い、プラズマからの反射をできるだけ減らしながら安定して点火が起こるガス流量条件を探した。

前章でマグネトロンパワーは大きいほど点火がしやすく電流も大きいためこの試験ではマグネトロンの最大出力 3 kW に固定した。また、繰り返しは点火の立ち上がりに効くことが前章の試験結果からわかっている。本研究では 100 Hz で運転することを目標としているのでこの試験でも本番と同じ繰り返し 100 Hz を連続で出力して試験した。

EH スタブはビーム引き出し試験の際には調整できないため、点火試験でスタブを最適 (安定して点火が起こり反射もほぼゼロになる) と思われる位置に調整してからその条件でのビーム引き出し試験を行った。

この時点火の有無は、プラズマ室外に磁石を設置した都合で PMT によるプラズマ発光を観察できなくなったので、この試験ではプラズマ室からの反射がパルス内で変化するかどうかにより判断した。

結果は次のようになった。

始めはプラズマ点火後の RF 反射ができるだけゼロになるようにスタブを調整し点火試験を行った。その結果 8.4 sccm(プラズマ室推定分圧 0.99 Pa) までプラズマは点火しなかった (それ以上の流量は加速管の真空を悪化させてしまうため試験していない)。そこで水素に加えてアルゴンを 0.2 sccm(プラズマ室推定分圧 0.14 Pa) 加えるとプラズマ点火した。

アルゴンは水素よりイオン化断面積が大きいので、少量のアルゴンを水素ガスに混ぜることにより点火しやすくなる。但し、アルゴンのイオン化はイオン源にとってエネルギーロスとなるため本研究ではコントロールできる最小流量の 0.2 sccm を流した。ここにアルゴンのイオン化断面積を示す。

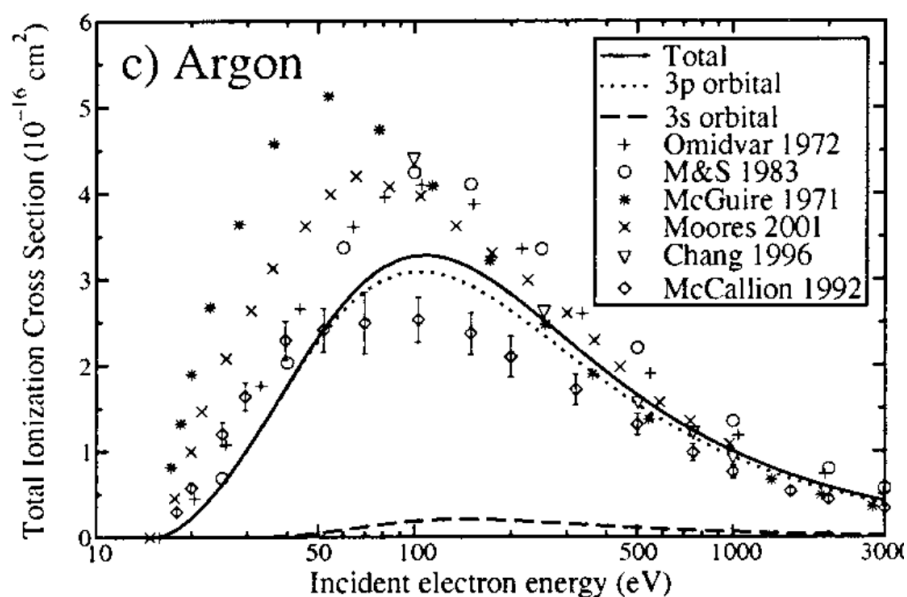


図 4.11: $\text{Ar} + \text{e}^- \rightarrow \text{Ar}^+ + 2\text{e}^-$ の反応断面積 [15]

但し、点火が不安定で 100 Hz 連続で運転を行うと徐々に立ち上がりが悪くなりやがて点火しなくなってしまった。これはプラズマ室内の閉じ込めが不十分で生成したプラズマの壁面での損失量に対してイオン化によるプラズマの供給量が足りておらずその結果として徐々にプラズマ室内のやがてイオン化できなくなってしまったと考えられる。

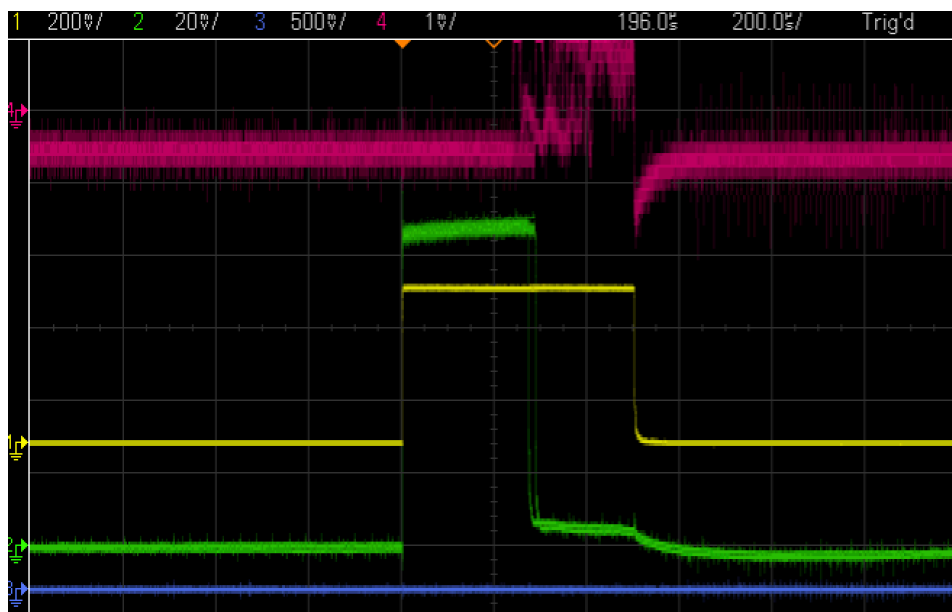


図 4.12: スタブ調整前 (黄; P_f 、反射; 緑)(パワー 3 kW、ガス流量 H_2 ;8.4 sccm、Ar;0.2 sccm、パルス幅 500 us)

そこで水素ガスのイオン化量を少し減らすことを意図して、スタブを調整し図 4.13 のようにプラズマ点火後の反射を意図的に少し増やし今度はプラズマが点火している中で一番立ち上がりの良い条件にスタブを調整した (~16 W)。すると立ちあがりが良くなり 100 Hz 連続でも立ち上がりは変わらず 3 分間連続運転できた。

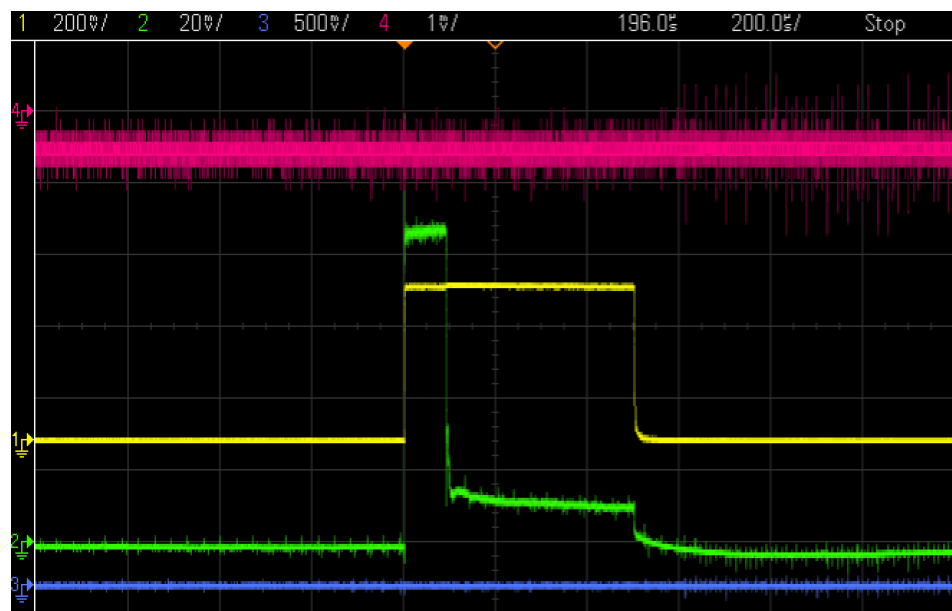


図 4.13: スタブ調整後 (黄; P_f 、反射; 緑)(パワー 3 kW、ガス流量 8.4 sccm、パルス幅 500 us)

よってスタブの位置をこの位置に固定しその後ビーム引き出し試験を行った。その詳細はこの後の節で述べる。

4.2.2 電極部ビーム軌道試験

この試験では引き出し電極部のビーム軌道最適化を行った。

まず始めにビーム放出面について述べる。

引き出し口では図 4.14、4.15 のようにプラズマ密度・電子温度・引き出し電極構成 (引き出し電圧・引き出し距離) に応じてイオン放出面が変化する (付録 A.1.4 参照)。

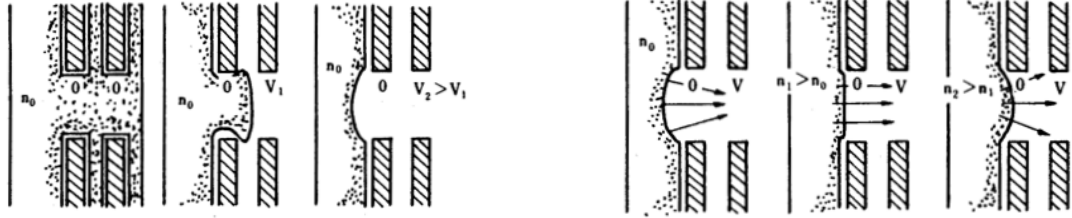


図 4.14: 引き出し電圧変化に対する放出面の変化 [2] 図 4.15: プラズマ密度変化に対する放出面の変化 [2]

ビームエミッタンスの最小化や LEBT 透過率の観点からこの引き出し口ではできるだけビームをまっすぐ引き出すことが望ましい。そのためにはプラズマ密度に対して十分な引き出し電圧をかける必要がある。

イオン源でのビーム放出面は次のようなイオン飽和電流密度 J_{pi} (ボーム条件) と空間電荷制限電流密度 J_{si} (Child-Langmuir の式) が等しくなる面と定義できる [2]。

$$J_{pi} = N_i e \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \quad (4.1)$$

$$J_{si} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (4.2)$$

ここで N_i 、 T_e 、 m_i はそれぞれプラズマ密度、電子温度、イオン質量を表し、 V はプラズマ電位を含めた引き出し電圧、 d は電極間距離を表す。

これらの式によりある電極構成に対して水平に引き出すことのできる電流密度とそれを可能にするためのプラズマパラメータ (プラズマ密度、電子温度) が計算できる。

ここで電極間距離は簡単には変えることはできないため、プラズマ条件から決まる引き出し可能な電流密度に合わせて引き出し電圧を変えてビームがまっすぐ出る条件に合わせる必要がある。

この式をこのイオン源の電極構成に当てはめて計算すると、電極間距離 $d = 0.025$ m、引き出し口径 $\phi 6$ mm と設定した場合の引き出し電圧と出力されるビーム電流の関係は次のようになる。

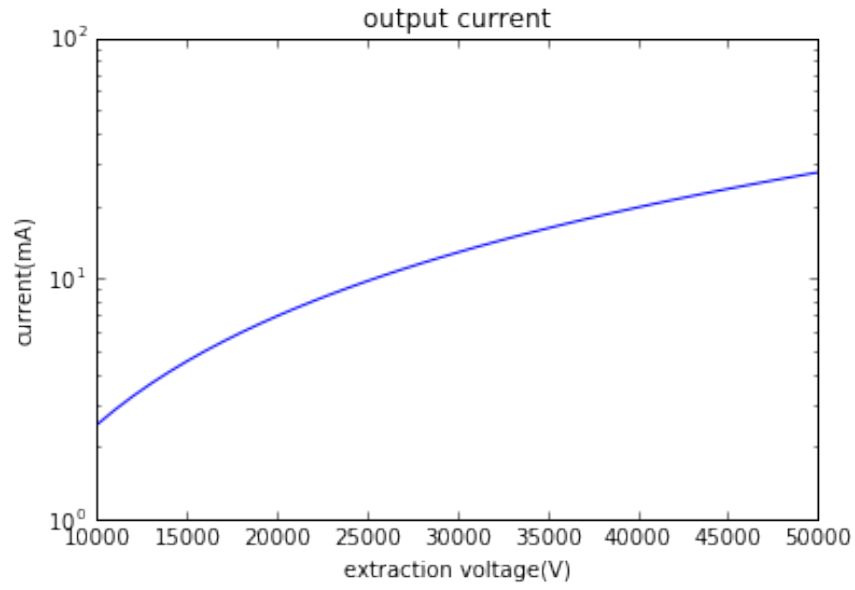


図 4.16: 電極間距離-ビーム電流

今の電極構成では $V=51000$ V、 $d \sim 0.025$ mm でビーム出力 ~ 30 mA がまっすぐ出る条件となる。最終的な目標電流 50mA を達成するには引き出し電圧の調整だけではまっすぐ引き出すことは不可能で、さらに電極間距離を小さくするか、引き出し口径を広げる等の改造が今後必要がある。

ここで仮にまっすぐ引き出した場合のエミッタンスを計算すると、イオン放出面ではイオンは進行方向にはおよそボーム速度 $v_z = \sqrt{\frac{kT_i}{m_i}}$ で進み、横方向にはイオン温度平均速度 $v_x = \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi m_i}}$ を持つと考えられる。すると発散角は $x = \frac{v_x}{v_z} = \sqrt{\frac{8T_i}{\pi T_e}}$ となり位相空間は次のようになり、 a を引き出し口半径とすると規格化エミッタンスは

$$\epsilon_n = \beta \gamma \epsilon_{rms} = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} 4a \sqrt{\frac{8T_i}{\pi T_e}} \quad (4.3)$$

とかける。

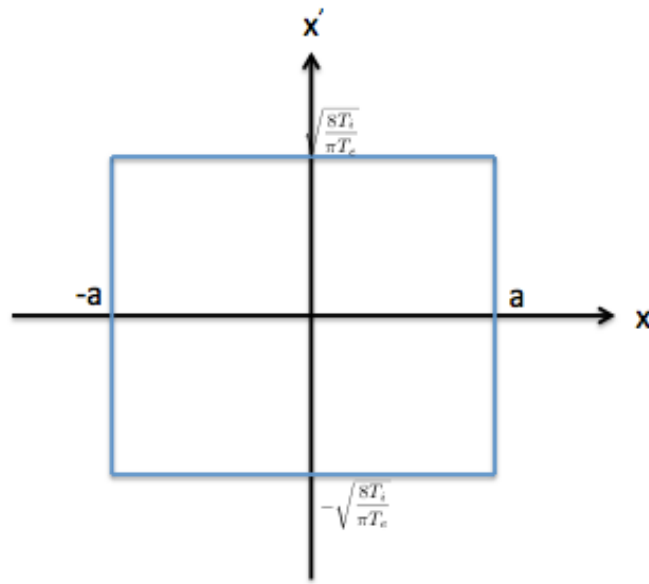


図 4.17: まっすぐ引き出した場合の phase space

ここで ECR イオン源での典型的なパラメータ $T_e = 10$ eV、 $T_i = 0.1$ eV を仮定すると規格化エミッタンスと 50 keV での unnormalized エミッタンスは

$$\epsilon_n = 1.9 \times 10^{-7} \pi \text{mm} \cdot \text{rad} = 1.9 \times 10^{-1} \pi \text{mm} \cdot \text{mrad} \quad (4.4)$$

$$\epsilon_u = 19 \pi \text{mm} \cdot \text{mrad} \quad (4.5)$$

となるので、RFQ アクセプタンス ($\epsilon_u = 16 \pi \text{mm} \cdot \text{mrad}$) にできる限り合わせることを考えるとビームを水平に引き出すことが必須となる。

実際の放出面に関してはプラズマ室内の電子密度と電子温度が分からなければ計算できないので、本研究では放出面に関しては試験によりまっすぐ引き出す条件を調べ、それを元に全体のビーム軌道計算を CST studio により計算した。

次に電極部ビーム試験のセットアップを示す。

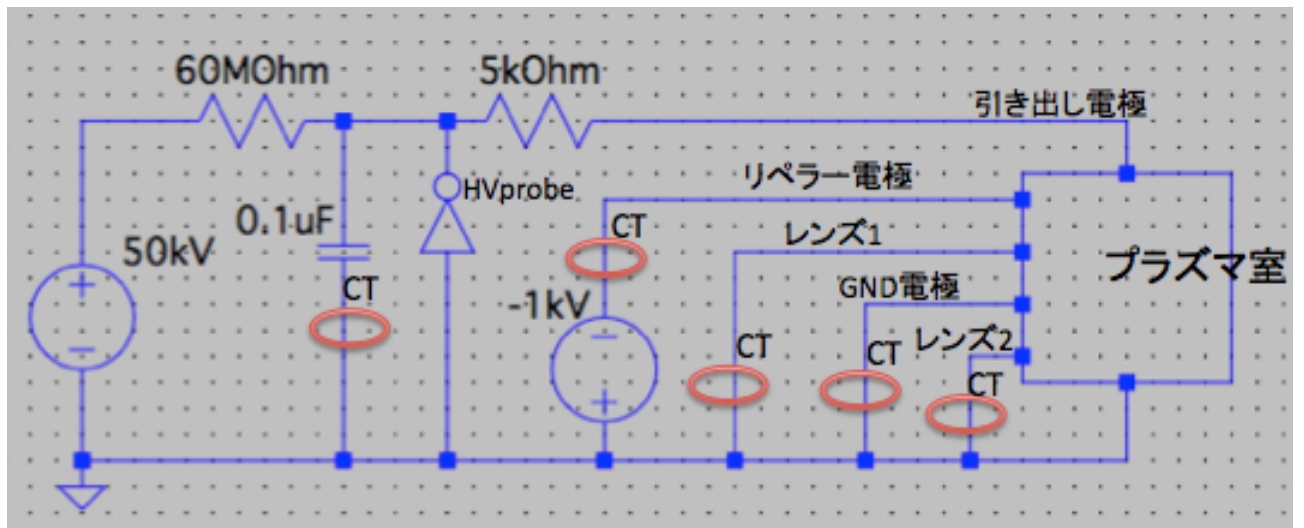


図 4.18: 電極部試験回路図

ここではリペラー電極には-1 kV、他の電極はグラウンドに落とし、引き出し電極を 10 kV~50 kV まで 10 kV ずつ変化させた。

引き出し電圧を変えることでビーム放出面が変化し各電極への衝突状況が変化する。そこで各電極にカレントモニタ (CT) を設置し各条件での CT のパルス平均電流値を測定した。このときのイオン源ソレノイド電流は 17A とした。

ビームが電極へ衝突するとその電荷分だけ電流が流れるので各 CT の測定によってビームの衝突状況を把握することができる。但し、0.1 μ F のキャパシタンスについている CT はプラズマ室から出力されたビーム電流量を測定するが、これには引き出し電極間で生成した電子が逆走してプラズマ室へ入る分も含まれており、過剰に測定される可能性があることに注意する。

また他の各 CT についてもビームが衝突した際に放出される 2 次電子により衝突電流よりも過剰に測定される可能性があるので、ここでは CT 電流がビーム出力電流の 10% 以下の場合を衝突なしと判断することにした。

この試験では各電圧値に対して 5 回ずつ測定を行った。以下にこの試験結果を示す。

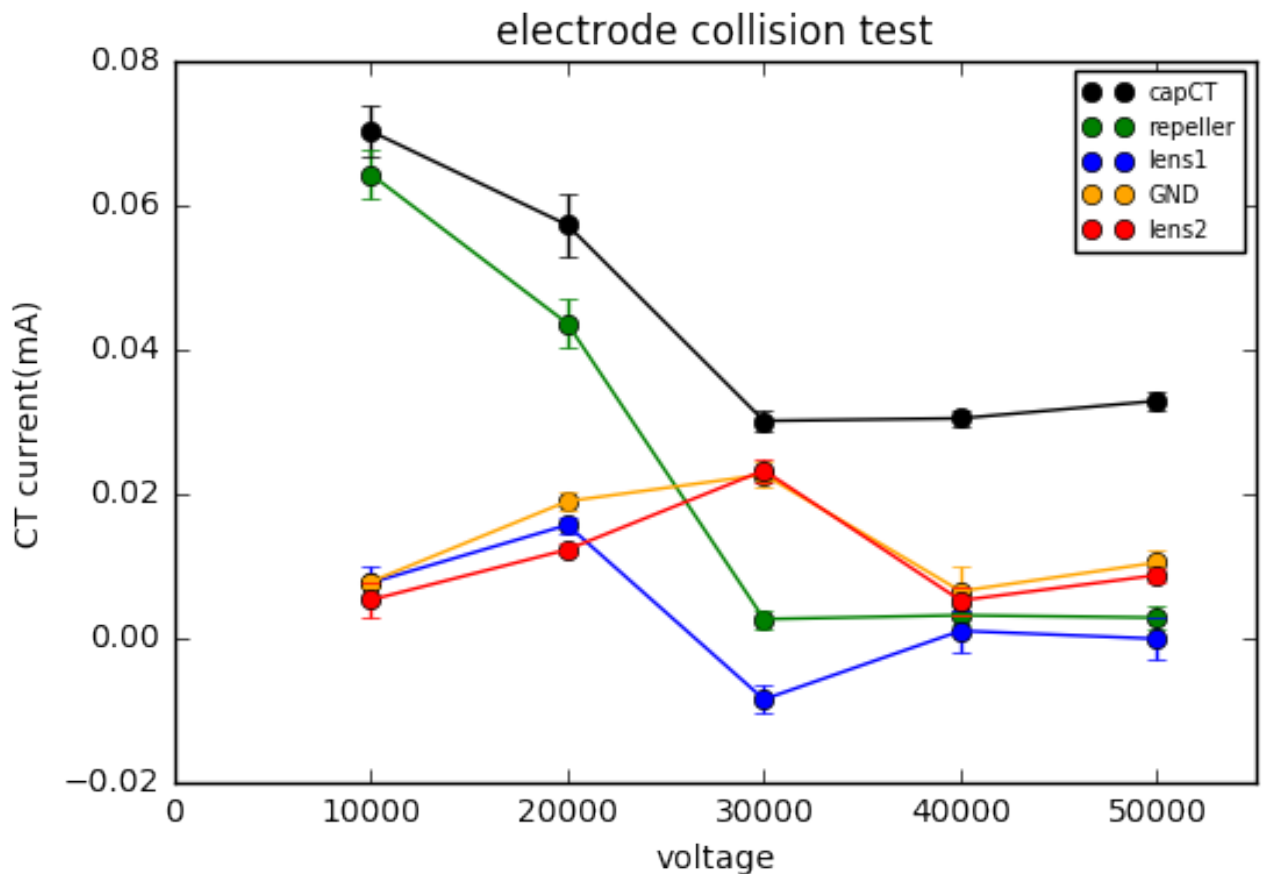


図 4.19: 電極ビーム試験結果

試験結果では 40 kV 以上でおよそビームが衝突していないことがわかる。ここで 30 kV でレンズ 1 の CT が負になっている。リペラー電極には-1 kV の電圧がかかっているためそれ以降のビームラインに発生した電子はレンズ 1 に衝突しやすい。そこで周りの電極 (GND) にビームが衝突した際に発生する二次電子や残留ガスのイオン化により生成した電子がレンズ 1 に衝突したためと考えられる (但し 40~50 kV で周囲にビームが衝突していない時にはレンズ 1CT はゼロになっているためこの原因となる主な電子生成過程は周囲の電極からの二次電子であると考えられる)。

また、引き出し口での放出面の変化によるビーム軌道の変化を確認するため、引き出し口上部に観察用のビューポートを設置しそこからビームによる残留ガスの発光を CCD カメラを使って観察した。ここにビューポートから見える位置を示す。

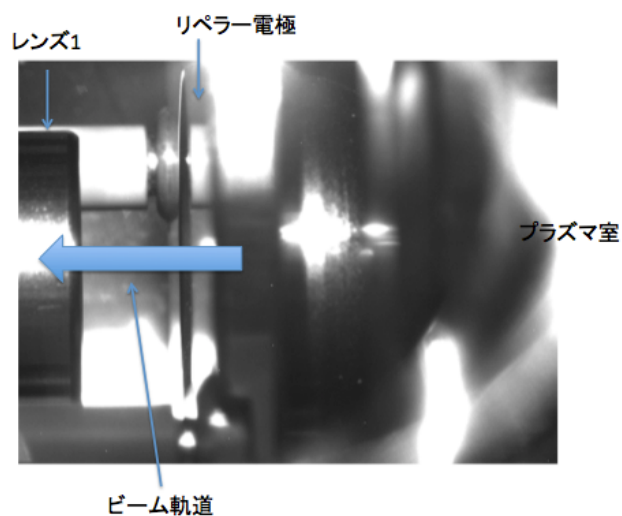


図 4.20: ビューポートから見える位置

この CCD カメラの位置から図のようにリペラー電極とレンズ 1 の間のビーム軌道が見える。ここでも同じように引き出し電圧を $V=0\text{ kV} \sim 50\text{ kV}$ まで 1 kV ずつ変化させた時の発光を CCD カメラを使って撮影した。ここでは CCD カメラの積分時間を 100 ms にして 5 pulse 分のビーム発光を足し合わせた。またプラズマ室内部からの発光も漏れているので 0 kV での画像結果をバックグラウンドとして各画像結果から差し引いた。

以下にその結果を示す。

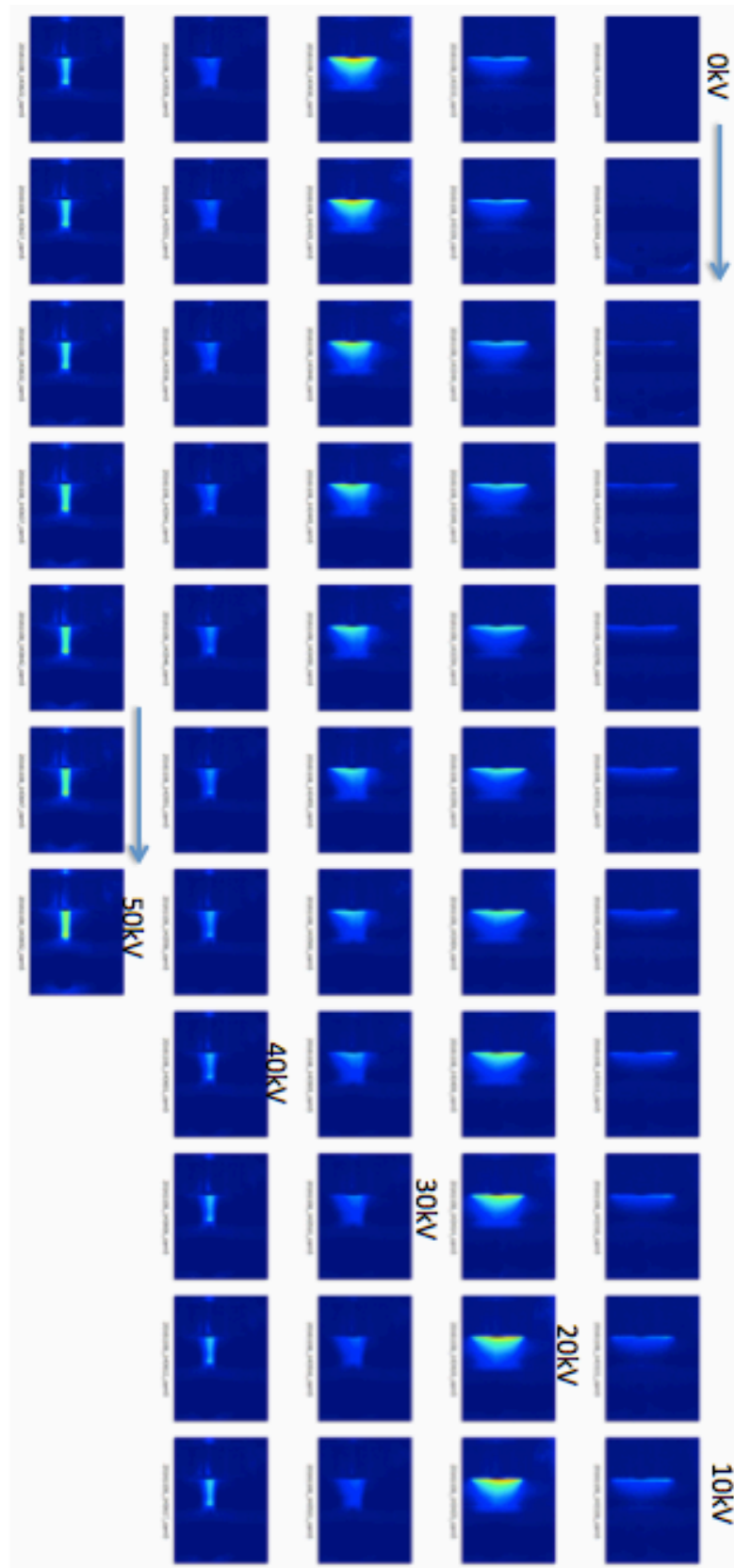


図 4.21: 残留ガス発光によるビーム軌道測定

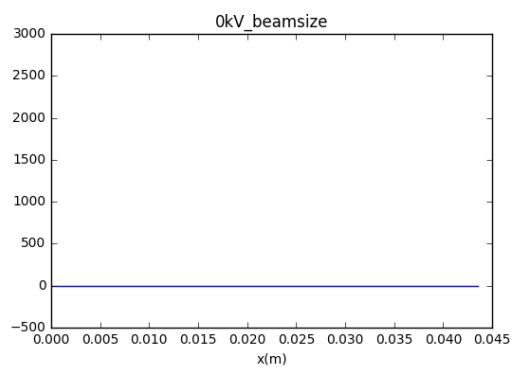


図 4.22: $V=0\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

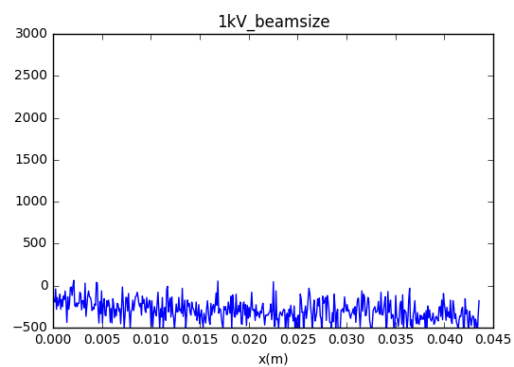


図 4.23: $V=1\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

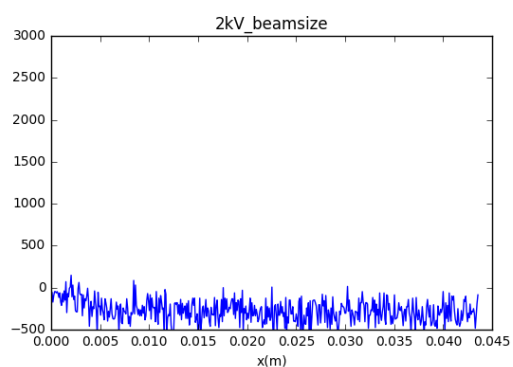


図 4.24: $V=2\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

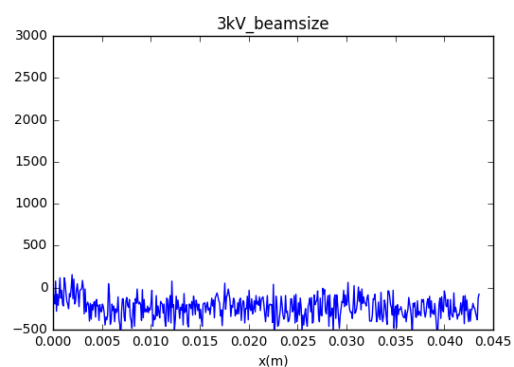


図 4.25: $V=3\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

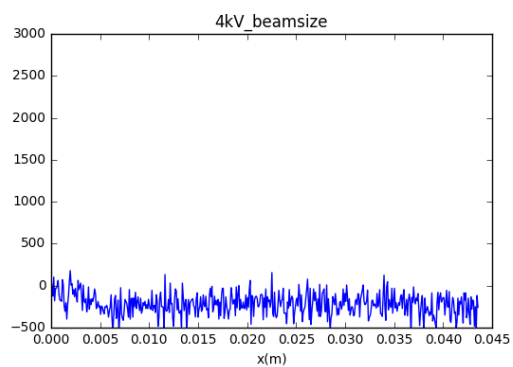


図 4.26: $V=4\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

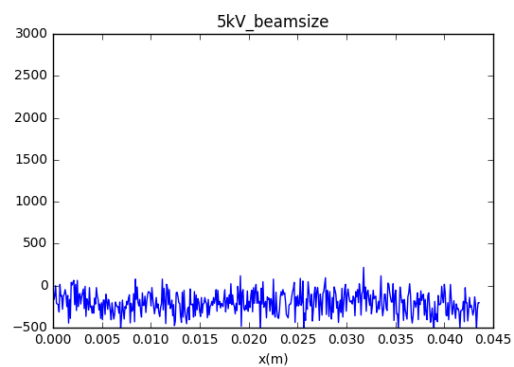


図 4.27: $V=5\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

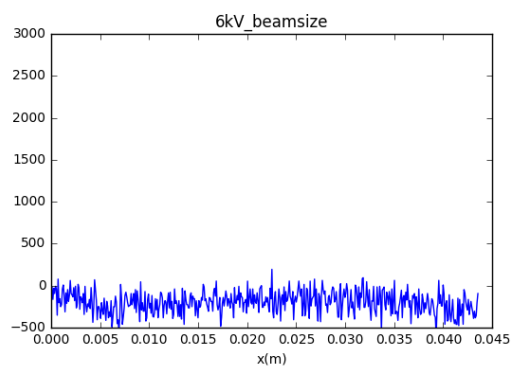


図 4.28: $V=6\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

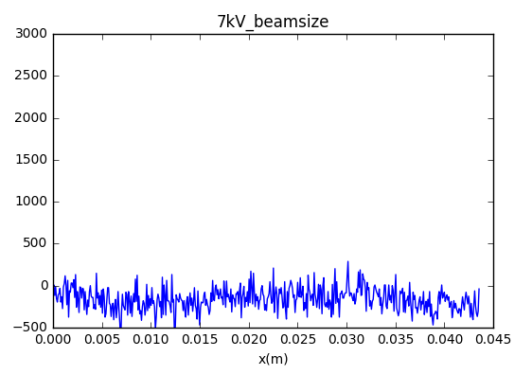


図 4.29: $V=7\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

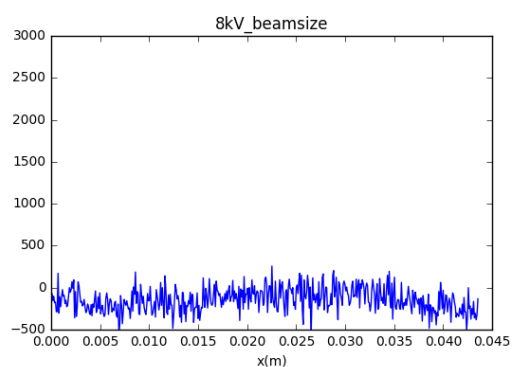


図 4.30: $V=8\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

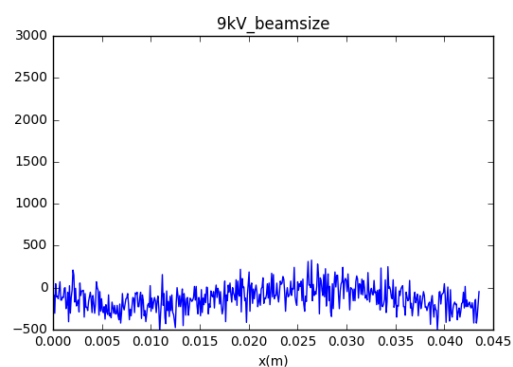


図 4.31: $V=9\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

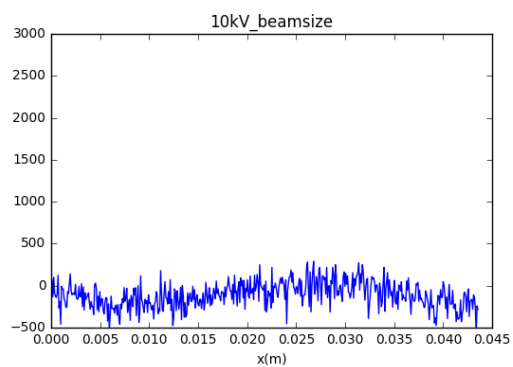


図 4.32: $V=10\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

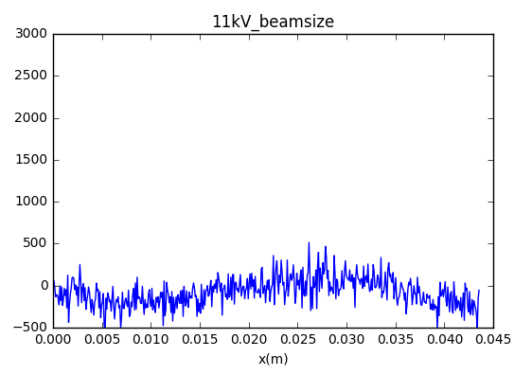


図 4.33: $V=11\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

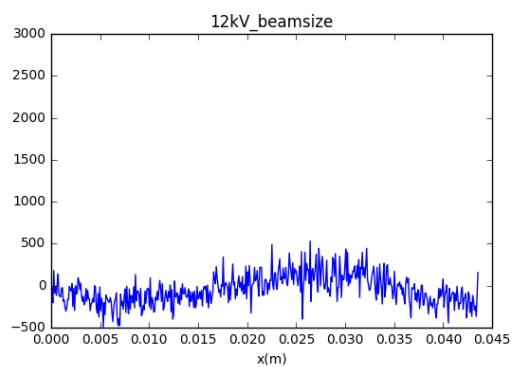


図 4.34: $V=12\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

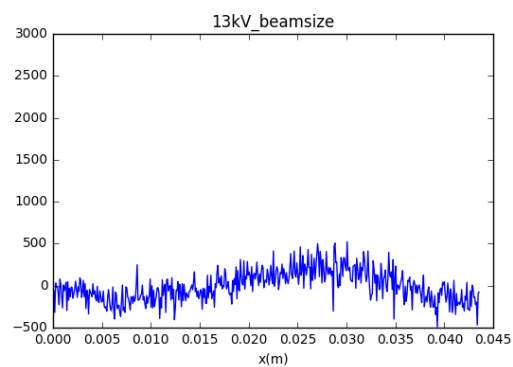


図 4.35: $V=13\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

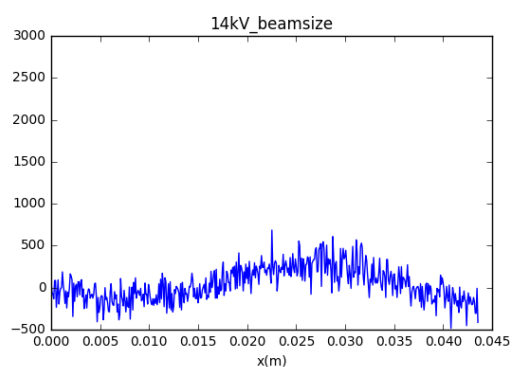


図 4.36: $V=14\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

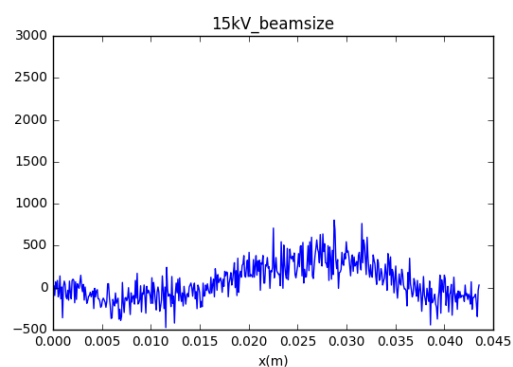


図 4.37: $V=15\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

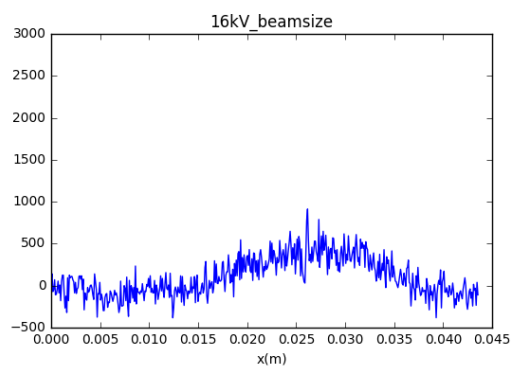


図 4.38: $V=16\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

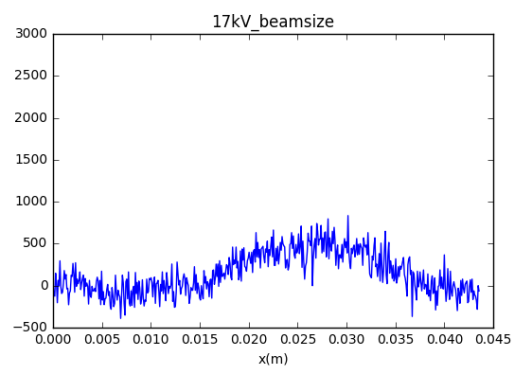


図 4.39: $V=17\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

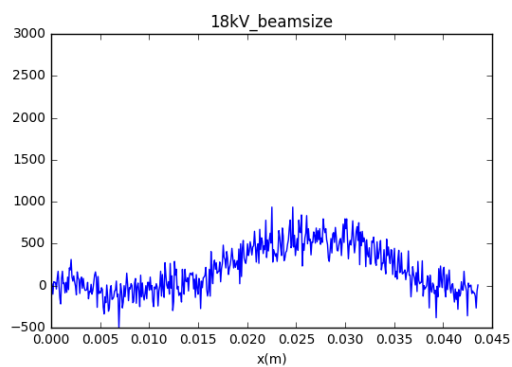


図 4.40: $V=18\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

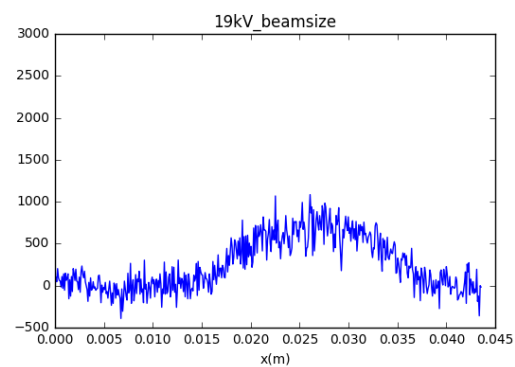


図 4.41: $V=19\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

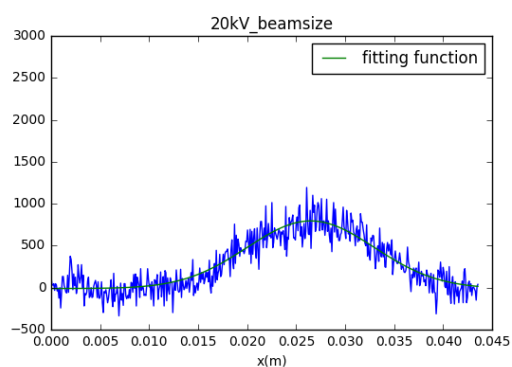


図 4.42: $V=20\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

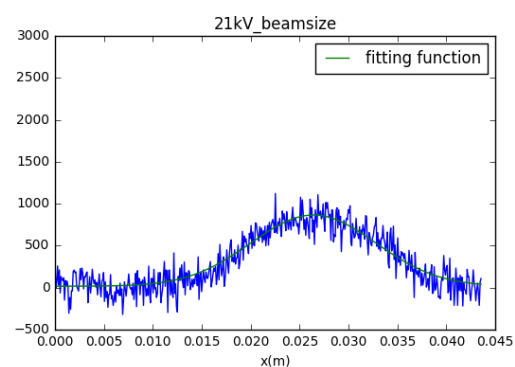


図 4.43: $V=21\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

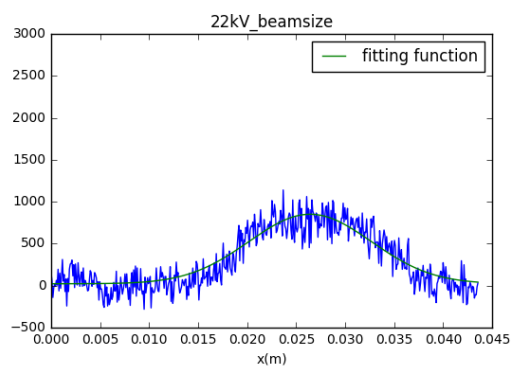


図 4.44: $V=22\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

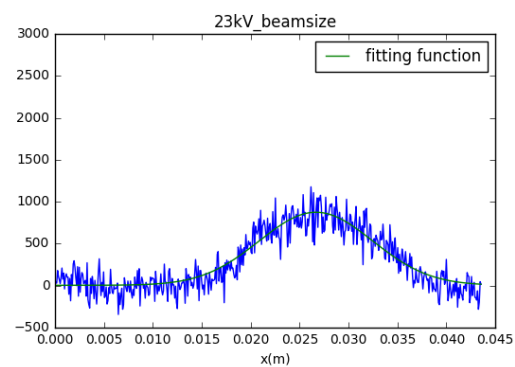


図 4.45: $V=23\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

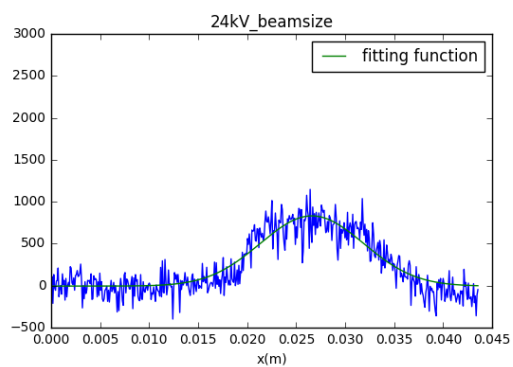


図 4.46: $V=24\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

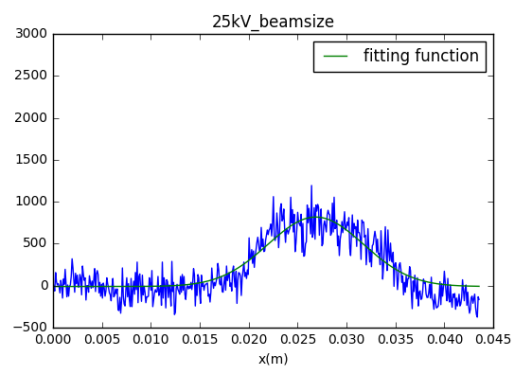


図 4.47: $V=25\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

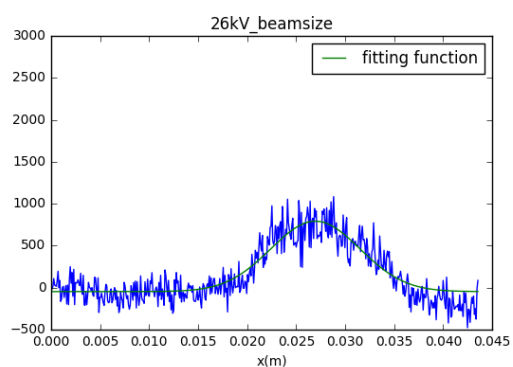


図 4.48: $V=26\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

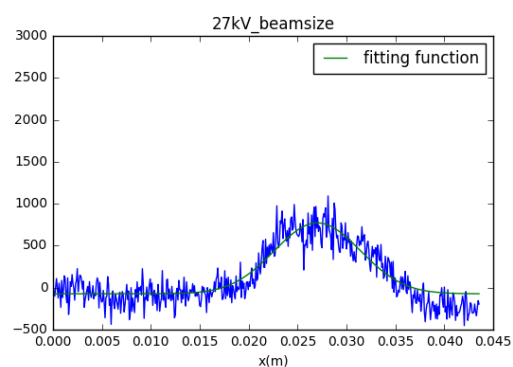


図 4.49: $V=27\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

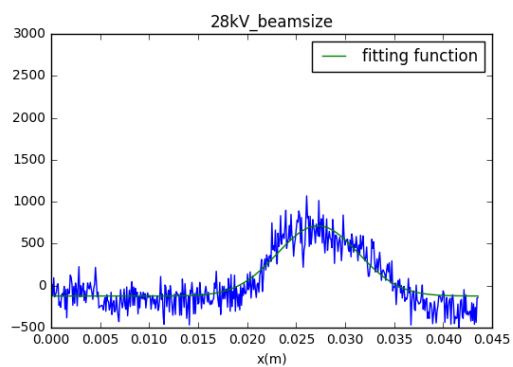


図 4.50: $V=28\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

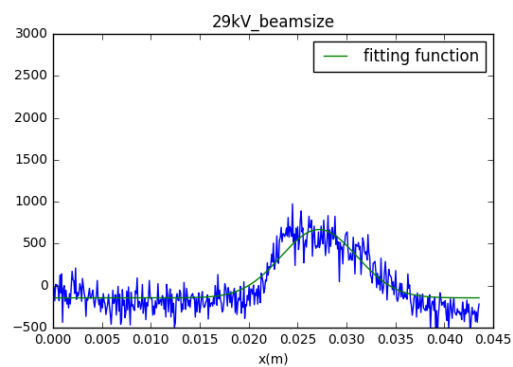


図 4.51: $V=29\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

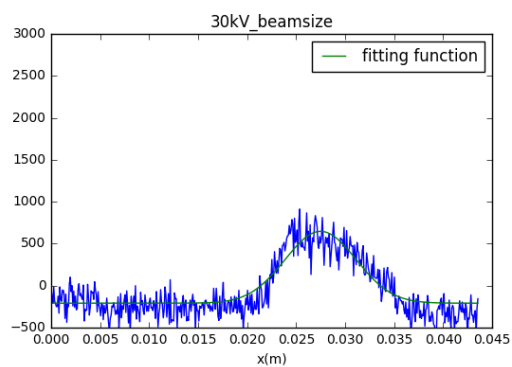


図 4.52: $V=30\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

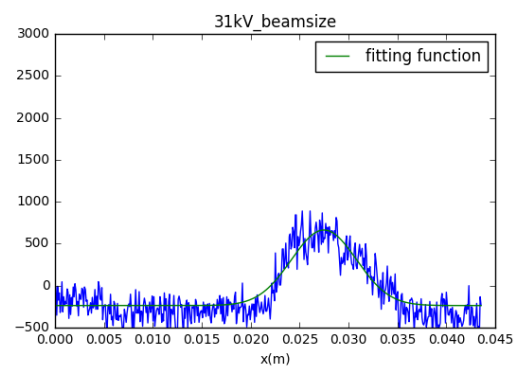


図 4.53: $V=31\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

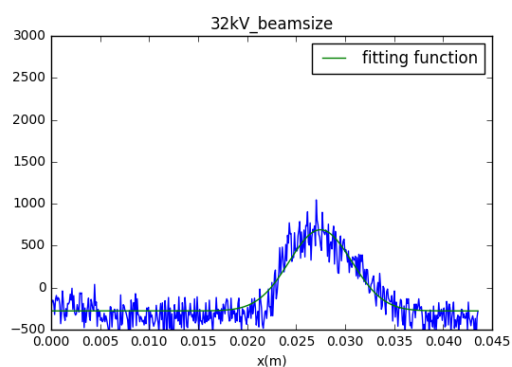


図 4.54: $V=32\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

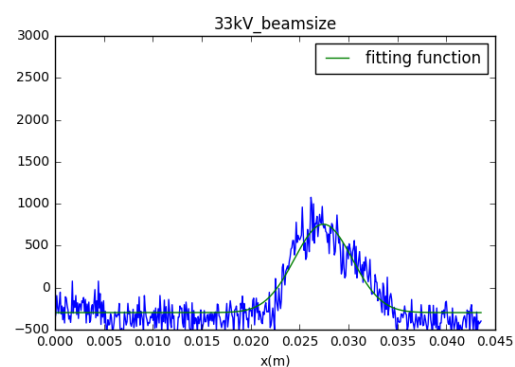


図 4.55: $V=33\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

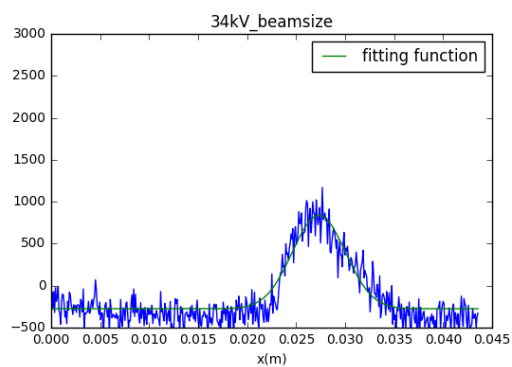


図 4.56: $V=34\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

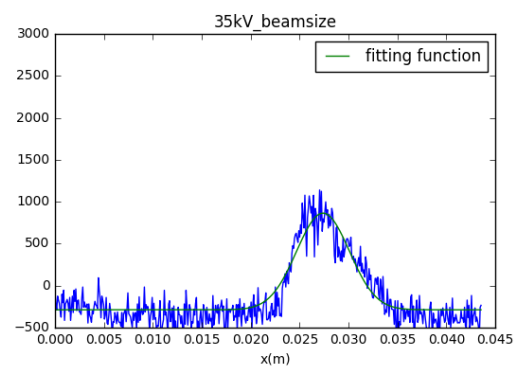


図 4.57: $V=35\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

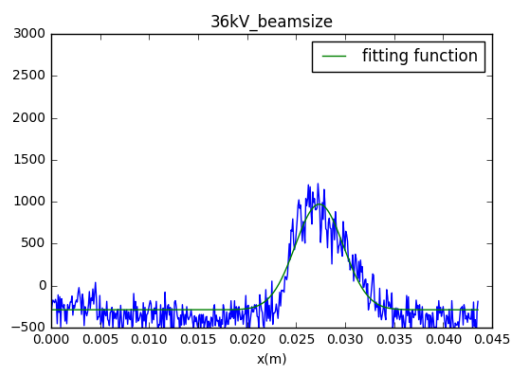


図 4.58: $V=36\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

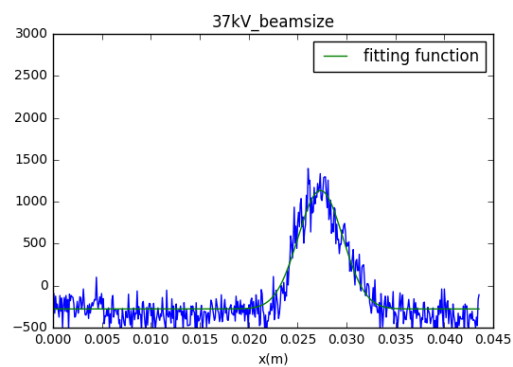


図 4.59: $V=37\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

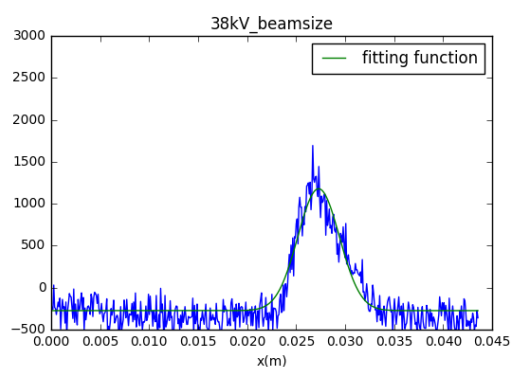


図 4.60: $V=38\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

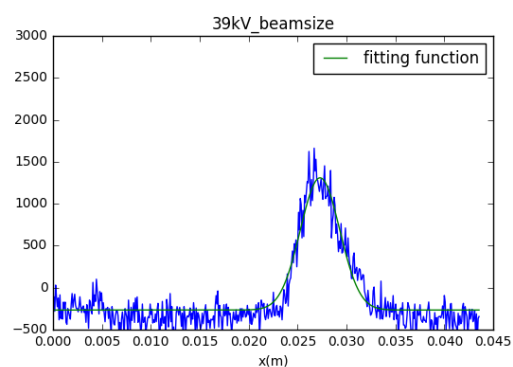


図 4.61: $V=39\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

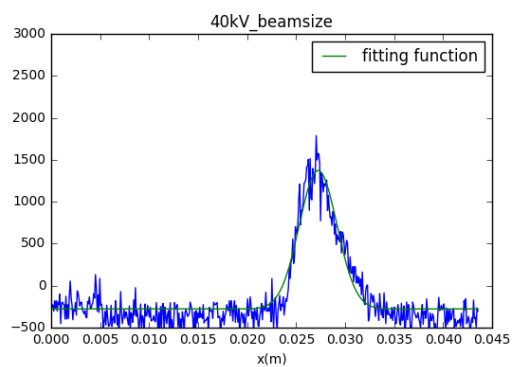


図 4.62: $V=40\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

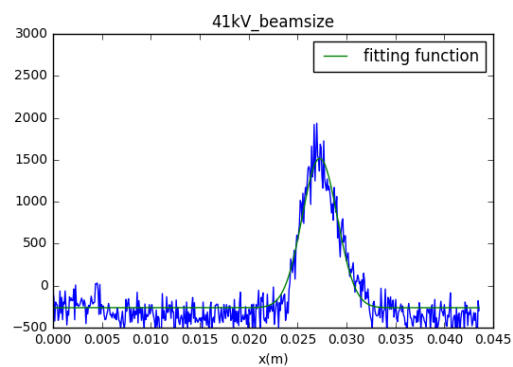


図 4.63: $V=41\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

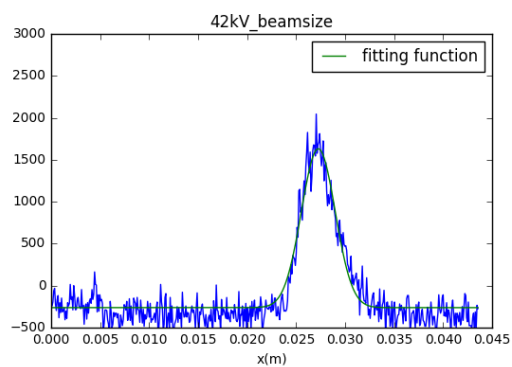


図 4.64: $V=42\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

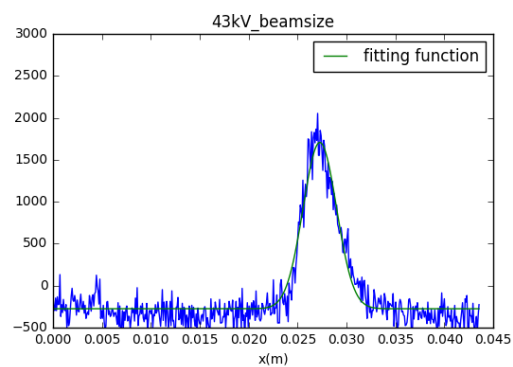


図 4.65: $V=43\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

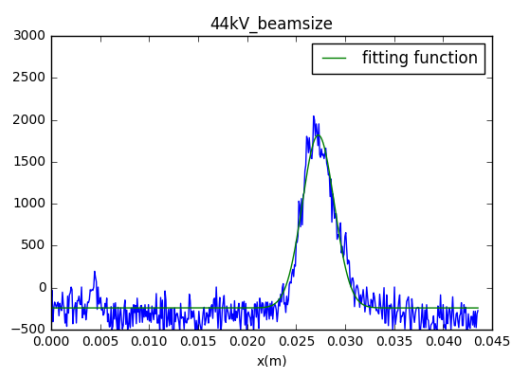


図 4.66: $V=44\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

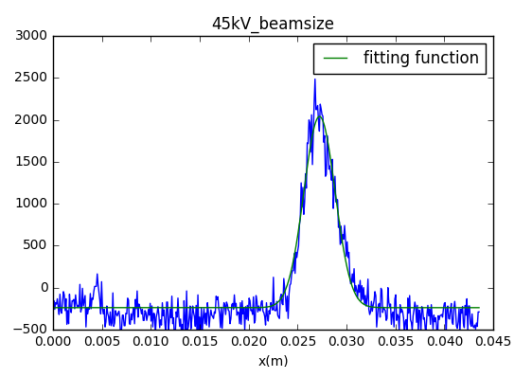


図 4.67: $V=45\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

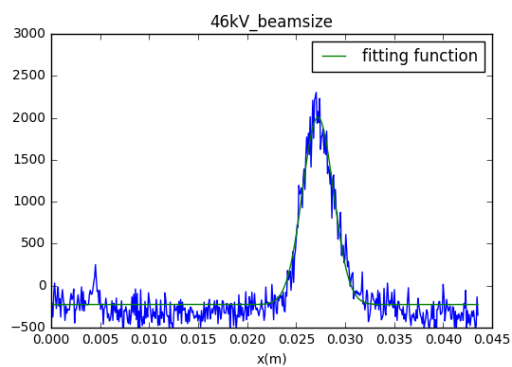


図 4.68: $V=46\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

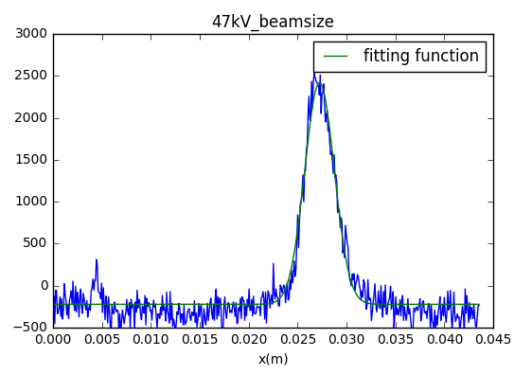


図 4.69: $V=47\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

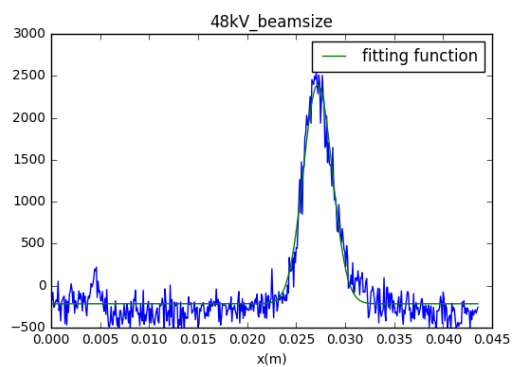


図 4.70: $V=48\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

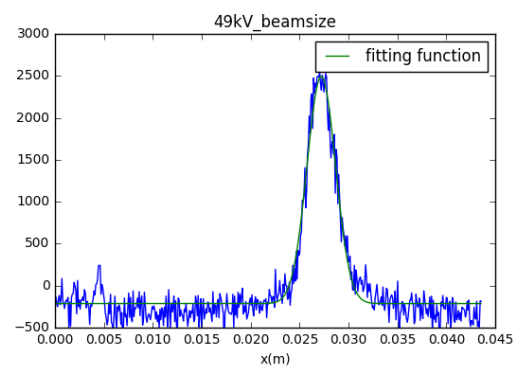


図 4.71: $V=49\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

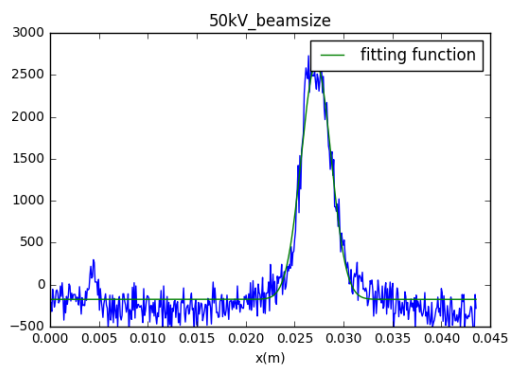


図 4.72: $V=50\text{kV}$ でのリペラー電極のビームサイズ

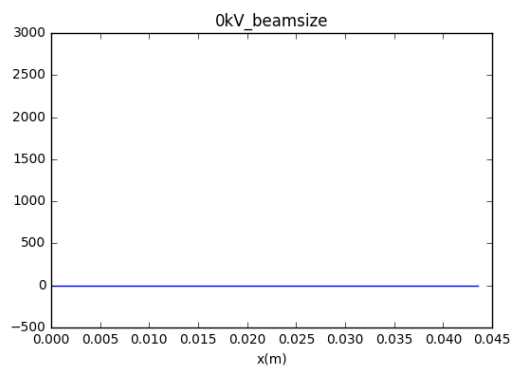


図 4.73: $V=0\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

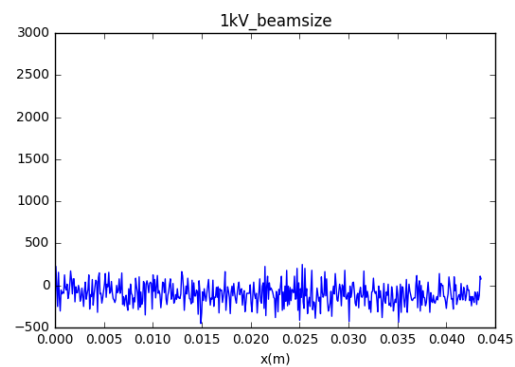


図 4.74: $V=1\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

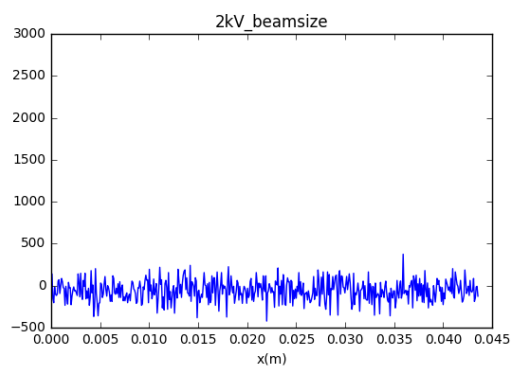


図 4.75: $V=2\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

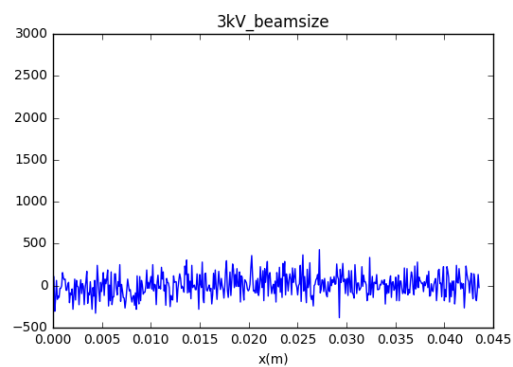


図 4.76: $V=3\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

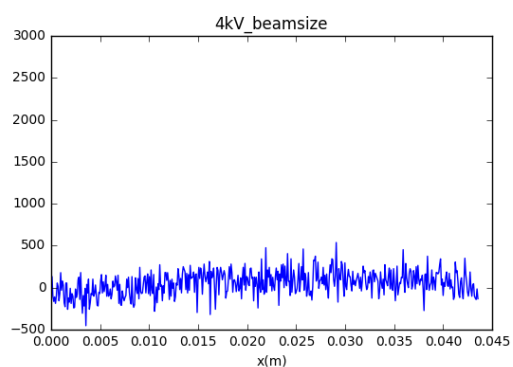


図 4.77: $V=4\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

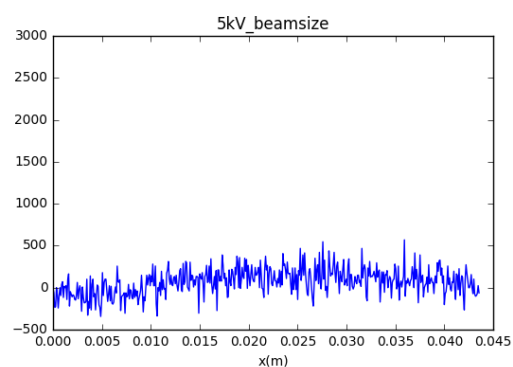


図 4.78: $V=5\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

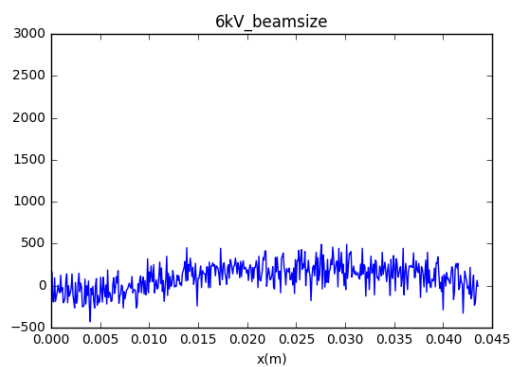


図 4.79: $V=6\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

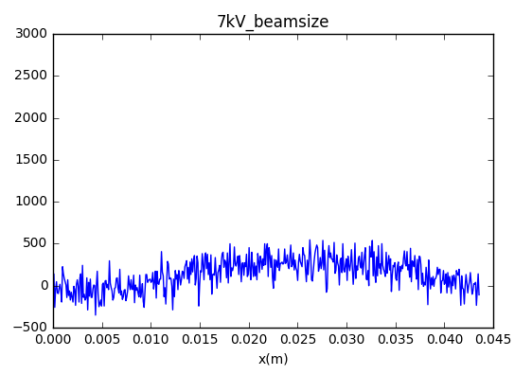


図 4.80: $V=7\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

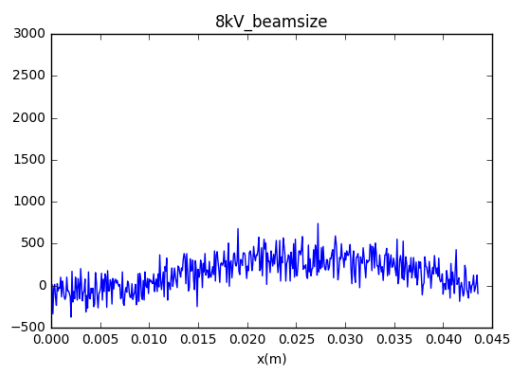


図 4.81: $V=8\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

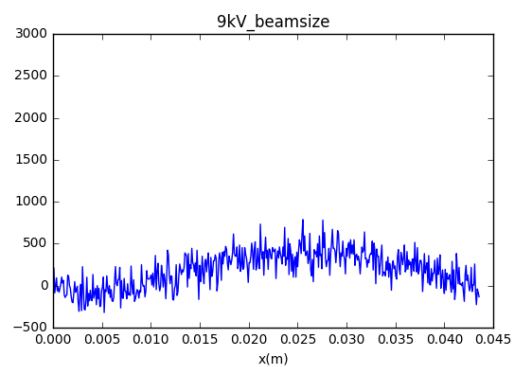


図 4.82: $V=9\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

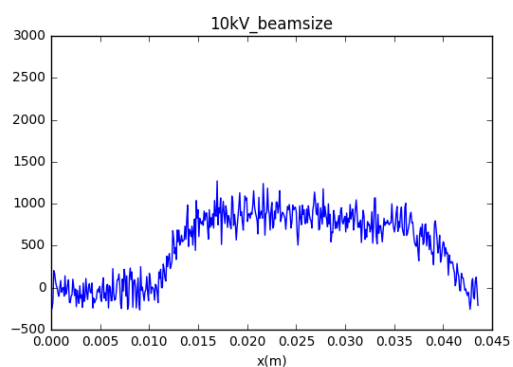


図 4.83: $V=10\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

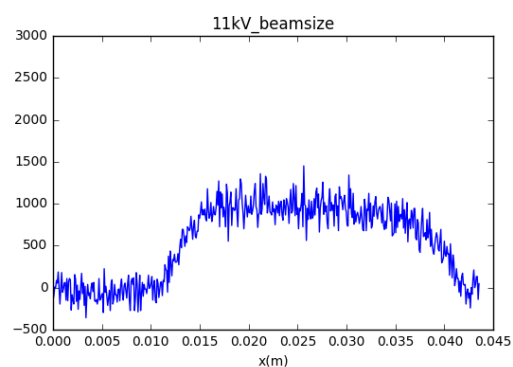


図 4.84: $V=11\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

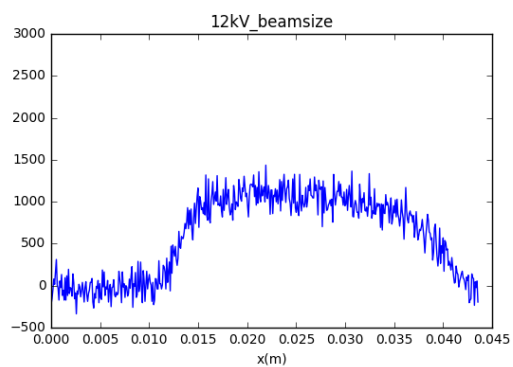


図 4.85: $V=12\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

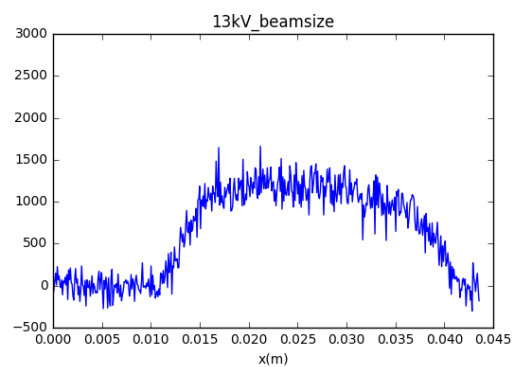


図 4.86: $V=13\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

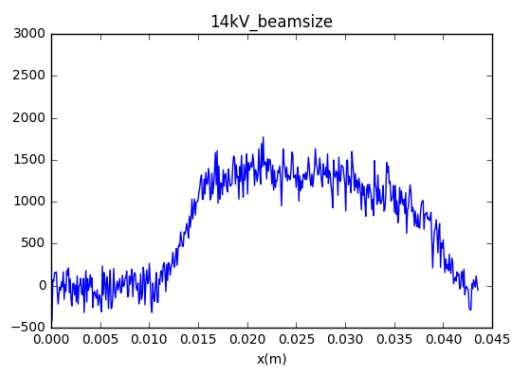


図 4.87: $V=14\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

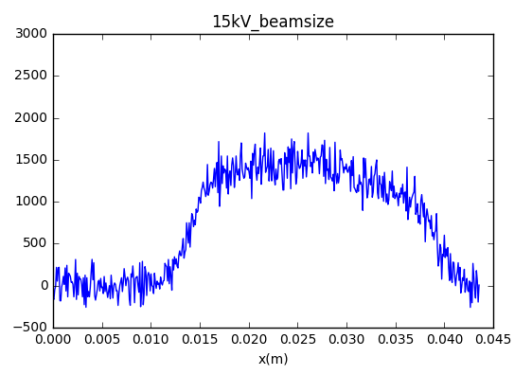


図 4.88: $V=15\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

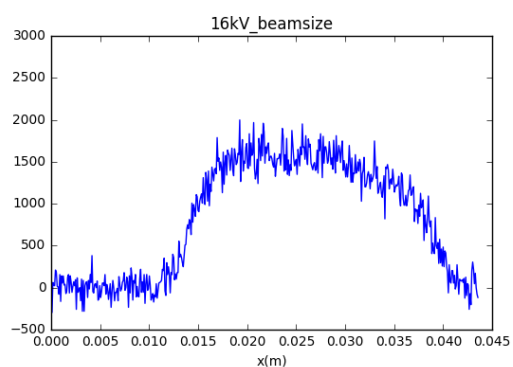


図 4.89: $V=16\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

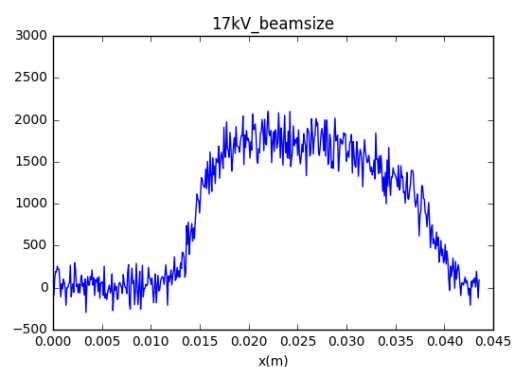


図 4.90: $V=17\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

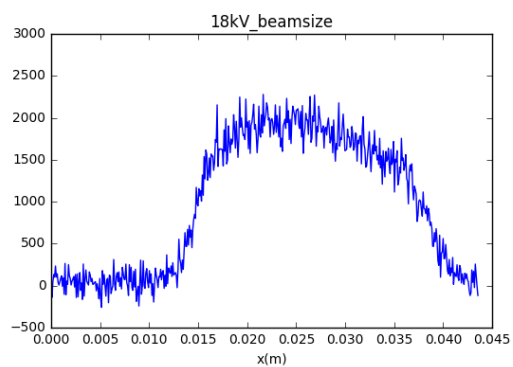


図 4.91: $V=18\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

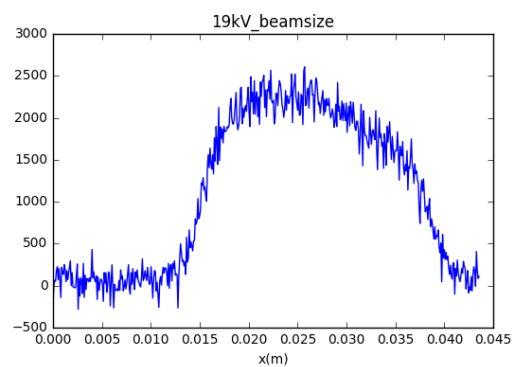


図 4.92: $V=19\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

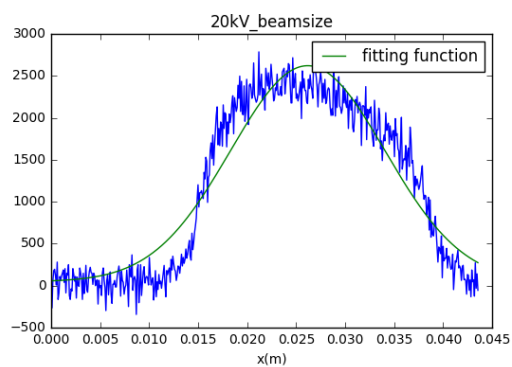


図 4.93: $V=20\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

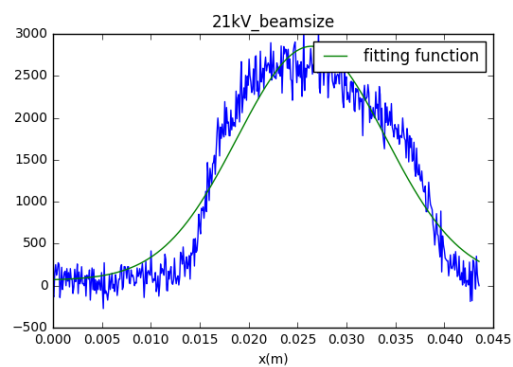


図 4.94: $V=21\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

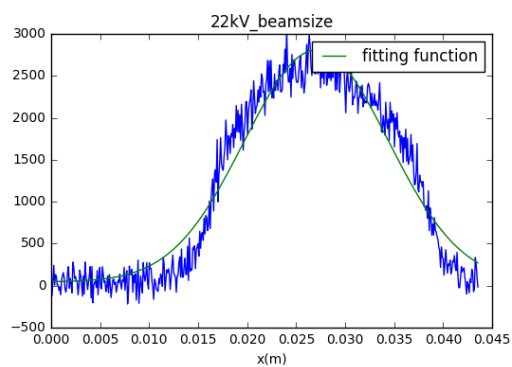


図 4.95: $V=22\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

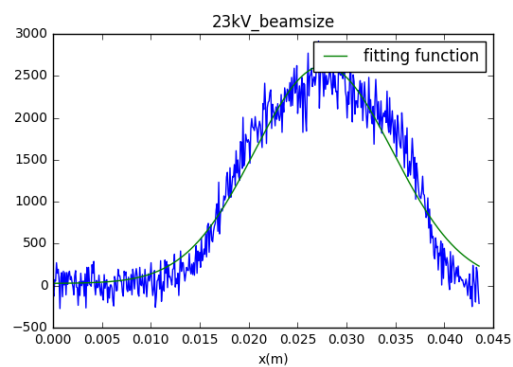


図 4.96: $V=23\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

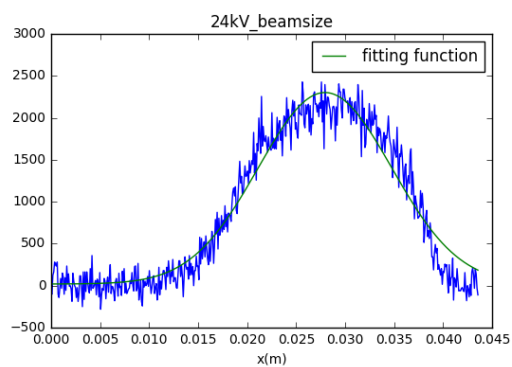


図 4.97: $V=24\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

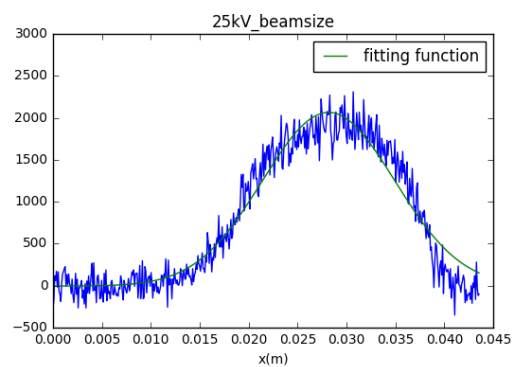


図 4.98: $V=25\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

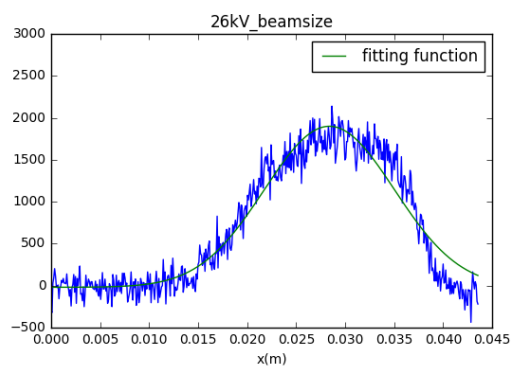


図 4.99: $V=26\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

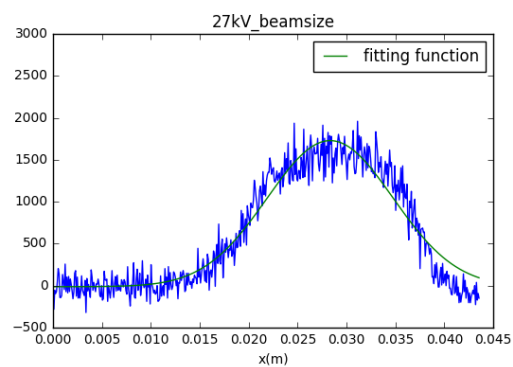


図 4.100: $V=27\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

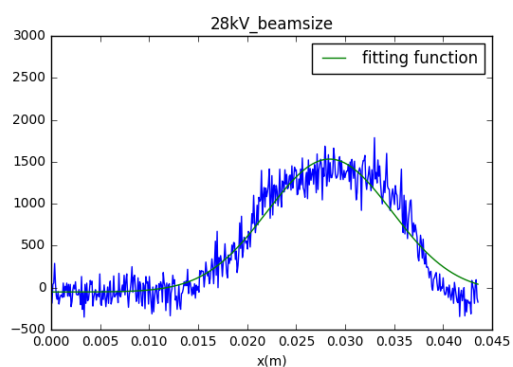


図 4.101: $V=28\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

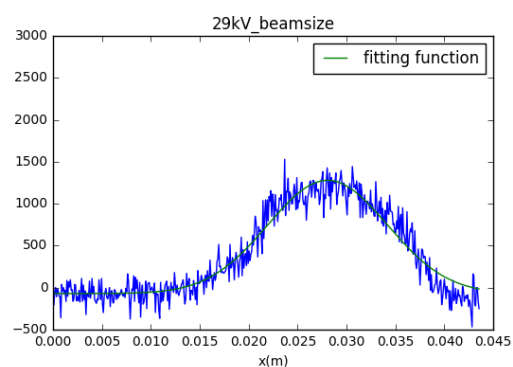


図 4.102: $V=29\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

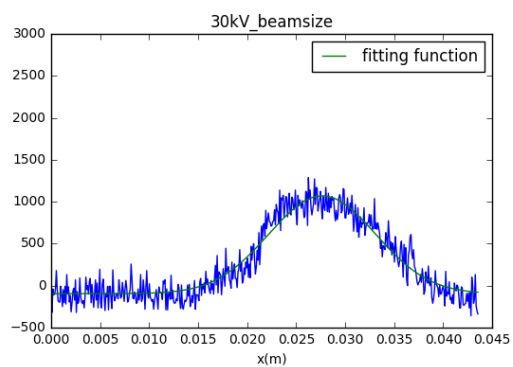


図 4.103: $V=30\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

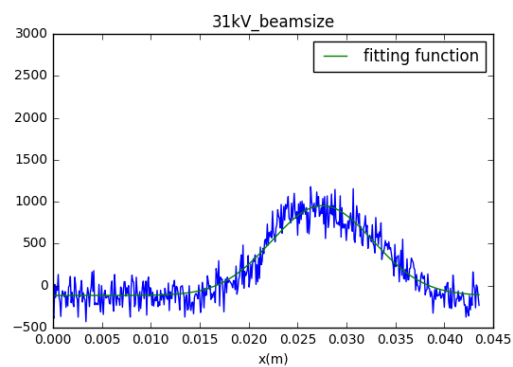


図 4.104: $V=31\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

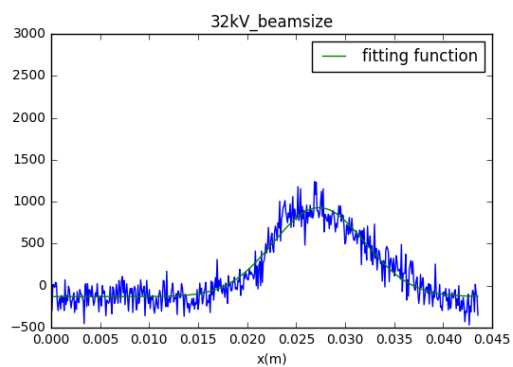


図 4.105: $V=32\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

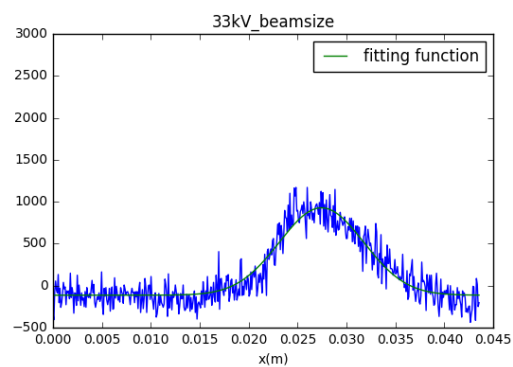


図 4.106: $V=33\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

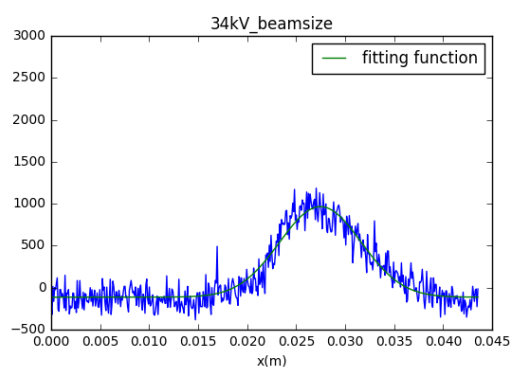


図 4.107: $V=34\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

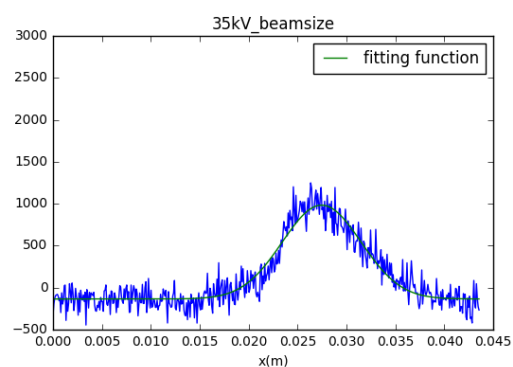


図 4.108: $V=35\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

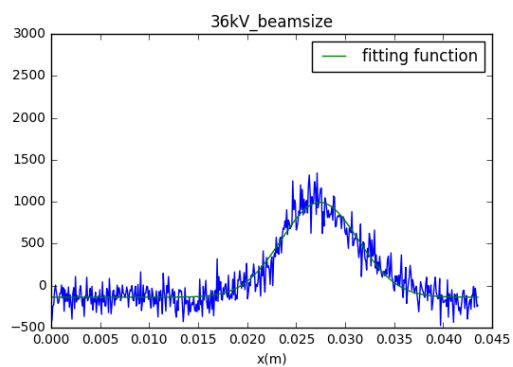


図 4.109: $V=36\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

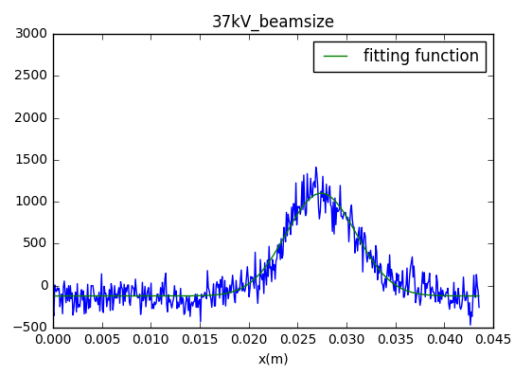


図 4.110: $V=37\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

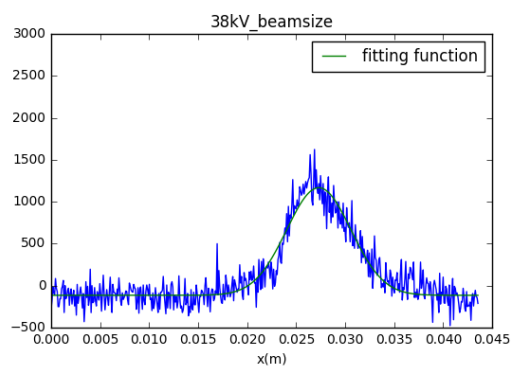


図 4.111: $V=38\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

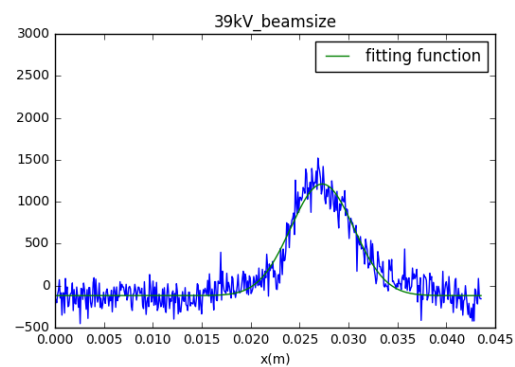


図 4.112: $V=39\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

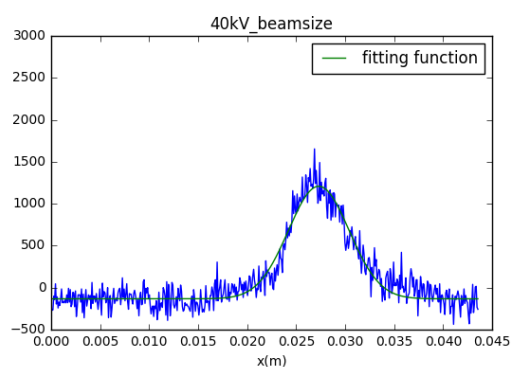


図 4.113: $V=40\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

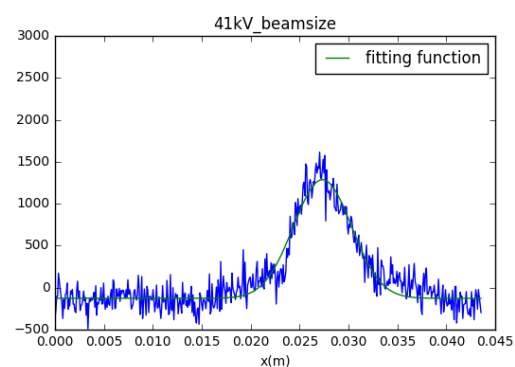


図 4.114: $V=41\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

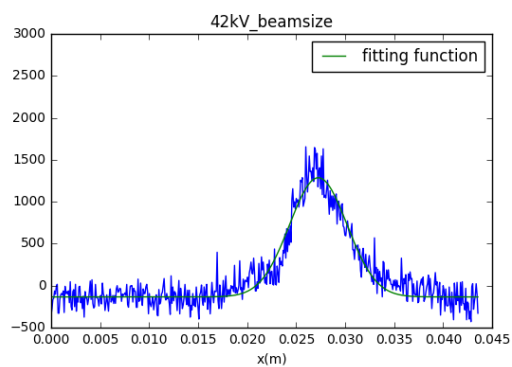


図 4.115: $V=42\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

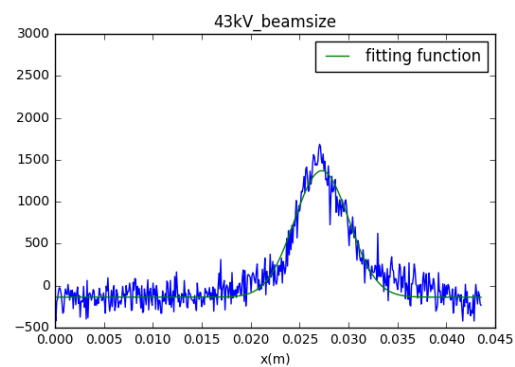


図 4.116: $V=43\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

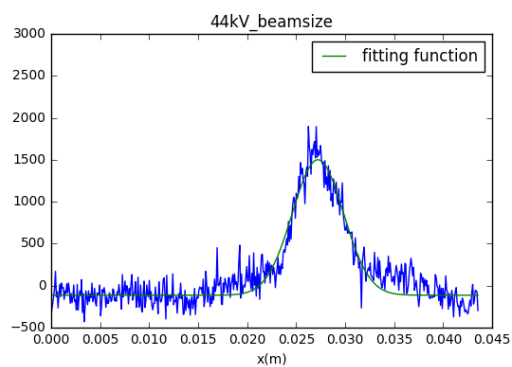


図 4.117: $V=44\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

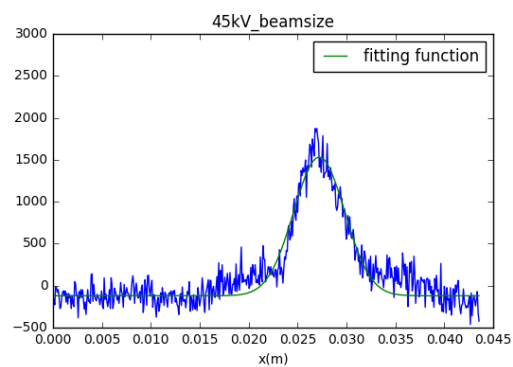


図 4.118: $V=45\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

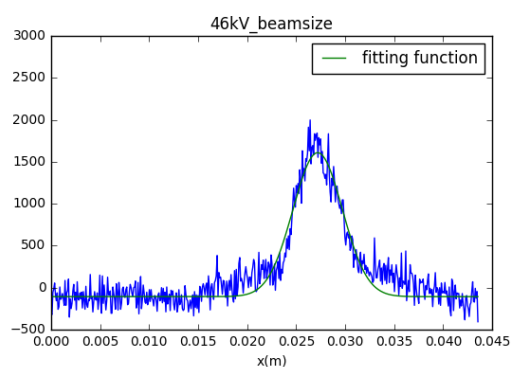


図 4.119: $V=46\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

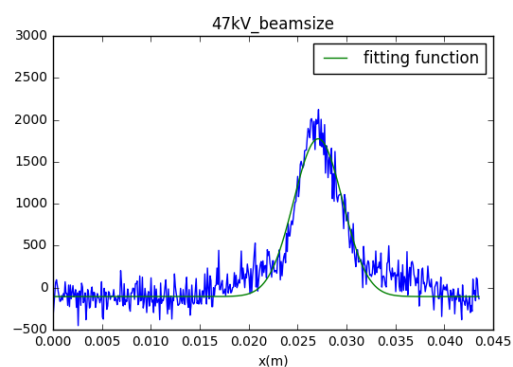


図 4.120: $V=47\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

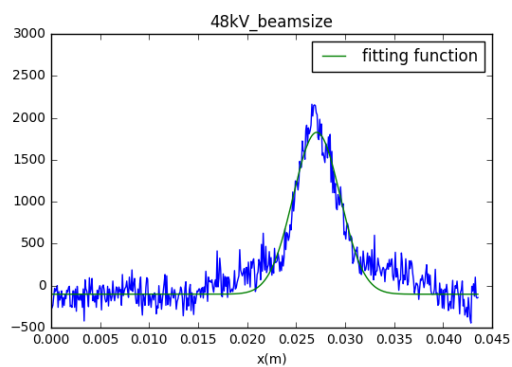


図 4.121: $V=48\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

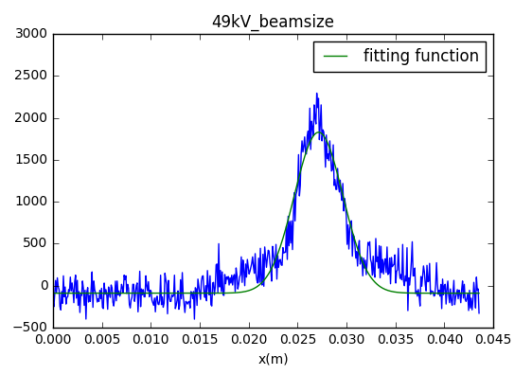


図 4.122: $V=49\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

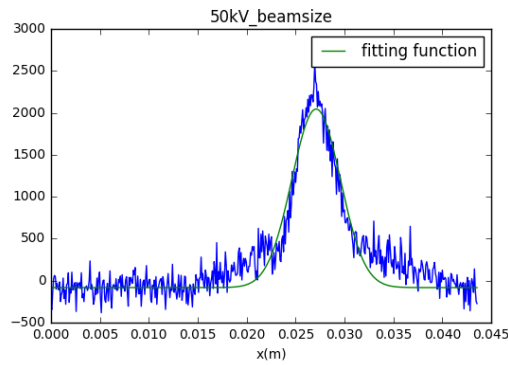


図 4.123: $V=50\text{kV}$ でのレンズ 1 のビームサイズ

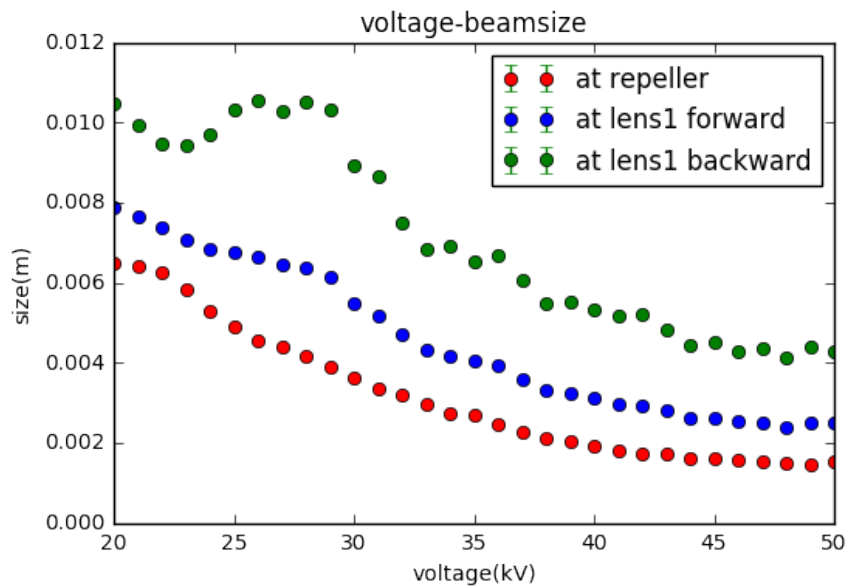


図 4.124: 引き出し電圧によるビームサイズの変化

ここで画像については左上から右に向かって $0, 1, 2, \dots$ kV と上がっていき 50 kV まで続いている。またここでは各電圧での画像結果 (バックグラウンドを差し引いたもの) についてリペラー電極直後とレンズ 1 直前の場所の画像強度をプロットしている (x は横方向の座標)。電圧 20 kV 以上では正規分布で全体を最小二乗法でフィッティングし、 1σ のビームサイズの、電圧による変化を解析した。またそこからわかる発散角を使ってそのまままっすぐビームが進行した場合のレンズ 1 後方でのビームサイズを計算した。ここで 0 mm から 0.01 m の平均をオフセットとした。

この結果で $0\sim 30\text{ kV}$ あたりまでビームが大きく広がっており、その後 50 kV にかけてビームが徐々にまっすぐ引き出される様子が見える。またレンズ 1 の径は 20 mm なので、ビームサイズの解析結果から 2σ のビームがレンズ 1 に衝突しない電圧は 32 kV 以上であることがわかる。これらの計算結果は CT での CT 試験結果と矛盾せずビーム軌道が確認された。

以上より引き出し電圧 51 kV で引き出し口からまっすぐビームが出力されることがわかったのでこの条件で LEET 部の測定やビーム軌道計算を行った。

4.2.3 ビーム軌道計算

前節で 40~50 kV でまっすぐ引き出されていることが確認されたのでこれを元に CST studio を使って 25 mA(キャパシタンス CT30 mA のうち逆走電子 5 mA と仮定) がまっすぐ引き出された場合の、RFQ までのビーム軌道計算 (1500 本) を行い、外部パラメータ (LEBT 上流ソレノイド、下流ソレノイド) の最適値を計算した。

この計算での不確定要素としてビームのプロトン比 (ビームイオン中の H^+ の割合) と Charge Neutralization(CN) がある。

ここで CN の割合を (実際のビームポテンシャルの大きさ)/(電子による空間電荷力緩和が全くない時のビームポテンシャルの大きさ) と定義する (CN100%=ビームの空間電荷力がゼロ)。

charge neutralization(CN) の程度はパルス幅内で LEBT の残留ガスのイオン化が起こり徐々に CN が効き、またビームプロファイルの密度分布も一様ではないので CN の度合いは時間・空間分布を持つ。時間に関してはイオン化の断面積により時間スケール τ のオーダーが計算できる。付録の H_2 の衝突エネルギー 50 keV でのイオン化断面積 $=1.0 \times 10^{-20} /m^2$ を用いると、ガス流量試験での LEBT の圧力 (~ 0.1 Pa, ガス密度 $N_{H_2} = 2.4 \times 10^{19} /m^3$) では

$$\tau = \frac{1}{\sigma v N_{H_2}} = 46 \mu s \quad (4.6)$$

となる。但し実際には生成した電子の再結合やダクトへの損失があるので完全に 100%にはならず、またイオン化の割合は指数関数的に変化すると考えられる [12]。

ここに指数関数的に CN が進むと仮定した場合の時間発展を示す。

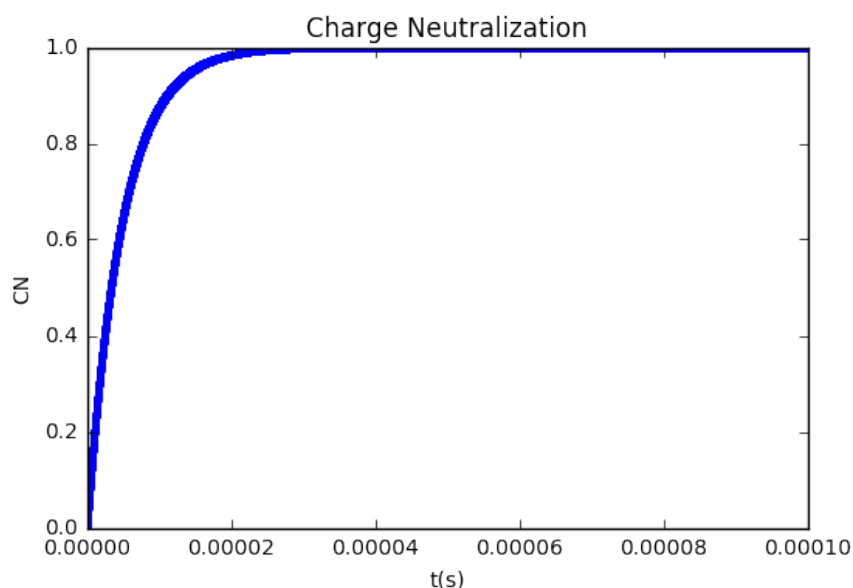


図 4.125: CN 時間発展

よってパルス幅内で CN はほぼ 100 % 近くまで上がると考えられる。

但し、電極部はビームラインの径が小さく電極にあたり CN 電子を損失しやすいので、ここでは電極部の CN=0 % (空間電荷力 100 %), LEBT の CN=90 % (空間電荷力 10 %) と仮定して軌道計算を行った。

プロトン比に関しては前章でも述べたように現状のプラズマ室では 50 % 程度と予想される。電極部では静電的な輸送なのでビーム軌道は粒子の質量に依らないが LEBT 部は静磁的な輸送なので焦点距離が粒子の質量により変わり軌道が変化する [2]。よってプロトン比は LEBT 部の計算時にのみ考えればよくここでは 50 % を仮定して計算した。

ここでは LEBT のソレノイドの電流を変え、一番損失なく RFQ アクセプタンスに入るソレノイド条件を計算した。

以下にその計算結果を示す。



図 4.126: 電極部のビーム軌道計算結果 (CN=0 %)

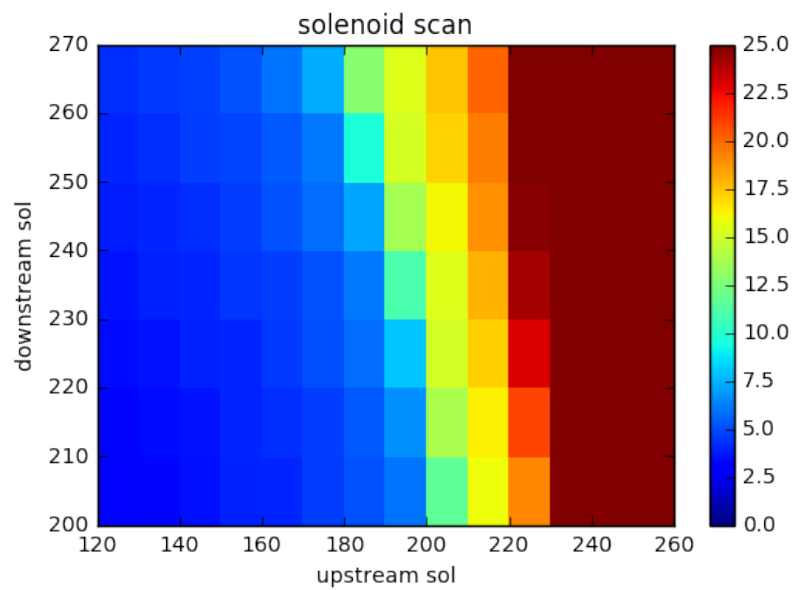


図 4.127: LEBT ソレノイド条件

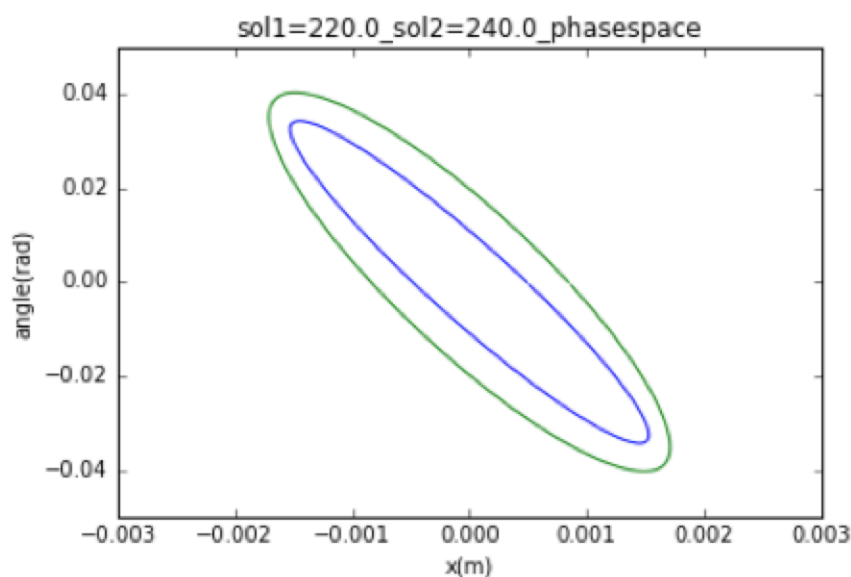


図 4.128: LEBT 部のビーム軌道計算結果での最適値での横方向位相空間 (青;RFQ アクセプタンス、緑; 入射ビームの RMS 楕円)

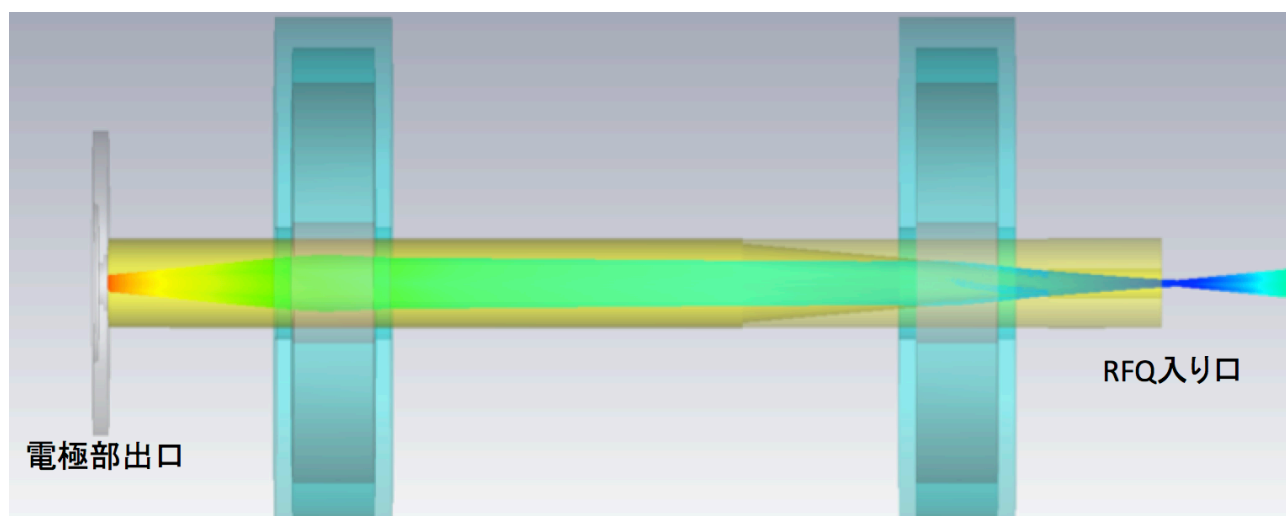


図 4.129: LEBT 部のビーム軌道計算結果での最適値でのビーム軌道 (CN=90 %)

このソレノイドスキャン計算結果より LEBT で一番 RFQ アクセプタンスに入るソレノイド条件は LEBT 上流ソレノイド=220 A、下流ソレノイド=240 A となった。

但し、LEBT 部出口での位相空間では RFQ アクセプタンスよりビームの方が楕円が大きく、まっすぐ出てきた場合でもエミッタンスがまだ大きい。電極部出口では RMS エミッタンス $18.0 \pi \text{mm} \cdot \text{mrad}$ であったのでほとんど RFQ アクセプタンスのエミッタンスとほとんど同じである。よってこれは LEBT がまだ長く、ビームの空間電荷力やソレノイドの収束力等の非線形力により加速されなくともエミッタンスが悪くなってしまうためと考えられる。

よって今後の課題としてさらなる LEBT 短縮化が必要である。

4.2.4 ビーム電流測定

前節までで引き出し口でのビーム軌道が確認でき、RFQ までの軌道計算を行ったので、引き出し口以降の電極部から RFQ までビームを通し外部パラメータを変えながら最終的な標的でのビーム電流測定を行いまた軌道計算結果と比較した。

流量やスタブの位置は前のガス流量試験で述べたように 8.4 sccm(プラズマ室 0.99 Pa) で立ち上がりが一番良い位置に固定した。ここでの外部パラメータとしては電極部のレンズ電圧 (レンズ 1、2) と LEBT 部の上流ソレノイド電流、下流ソレノイド電流であるが、電極部試験で電極部レンズにビームはほとんど当たらないことがわかったので、この試験では LEBT ソレノイドのみを外部パラメータとしてそれぞれ

上流ソレノイド;120 A~260 A

下流ソレノイド;200 A~270 A

の範囲で 1Hz でビームを出し続けながらソレノイドを 10 A ずつ変えその中で最も標的での電流量を多い条件を探した (ソレノイドスキャン試験)。但し電流値に関してはパルス幅 300 us でビームを引き出しパルスの始め 50 us から 150 us の部分の平均電流値を測定した。

ここに使用された機器の詳細を記す。

[カレントモニタ (ACCT)]bergoz 社製 ACCT-HK-350-34.9-40-CAW

以下に試験結果を示す。

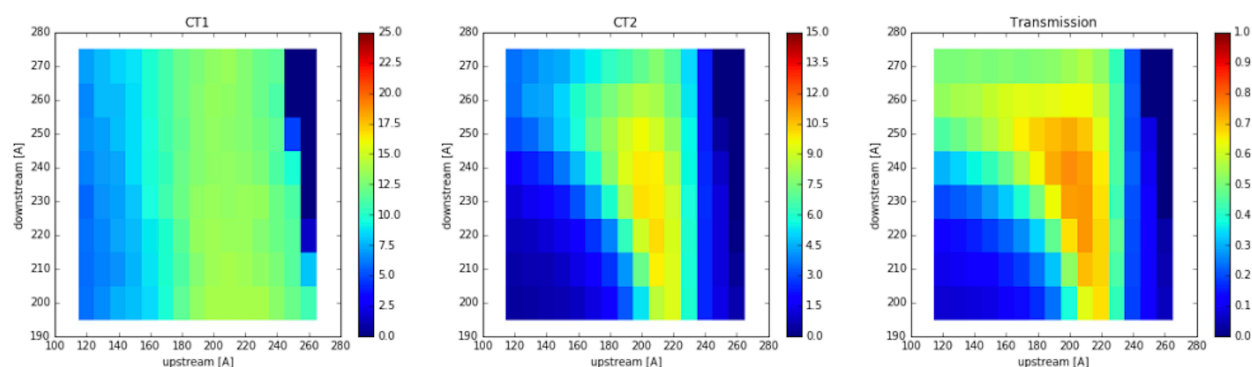


図 4.130: ソレノイドスキャン試験結果

ここで CT1、CT2 はそれぞれ RFQ 入り口、DTL 出口でのカレントモニタの測定値 (ビームパルス内の 100 us-200 us 部の平均値) であり、transmission は CT2/CT1(=加速管透過率) を表す。

加速管-標的のビーム透過率は RFQ への入射ビーム状況にはあまり影響を受けず透過率 ~100 % に調整してあるのでこの透過率がほぼそのまま標的までの透過率となる。

前節でのソレノイドスキャン軌道計算結果と今回の CT1 スキャン結果を比べると CT1 の電流の絶対値が半分程度となっている (最大 12 mA)。電極部試験でビームは電極部にはほとんど当たっていないことがわかっているので、実際にそれくらいのビームしかプラズマ室から出力されておらずイオン源 CT が逆走電子の分過剰に測定しているか、LEBT でビームに含まれる H_2^+ 、 H_3^+ が損失し H^+ のみが CT1 まで透過してくるためと考えられる。ここにイオン源から 12 mA のビームがまっすぐ引き出された場合のソレノイドスキャン計算結果を示す。

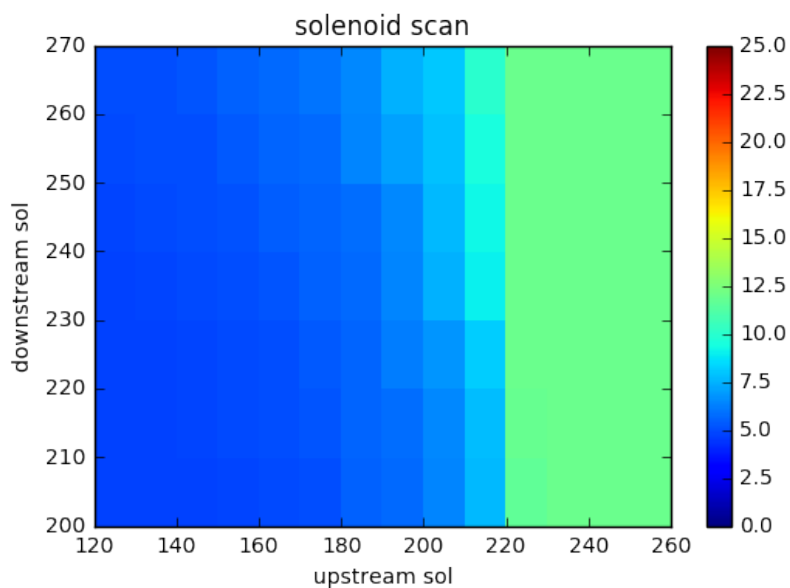


図 4.131: ソレノイドスキャン試験結果 (12 mA 出力)

この結果と比べると実際は上流ソレノイド電流が小さい領域でも透過していることがわかる。もし 12 mA しか出力されていないと仮定するとこれは 90 % 以上の CN が効いている可能性がある。

但し上流ソレノイド=260 A 以上で電流がゼロとなっている。これは上流ソレノイド=260 A 以上になると点火が悪くなってしまい、電流が出力されなかったためである。この原因はやはり上流ソレノイドの漏れ磁場がまだプラズマ室内の磁場分布に影響を与えているためと考えられる。

またこの試験結果から見つかった一番標的までの透過率の良い外部パラメータ最適値 (上流ソレノイド 210 A、下流ソレノイド 220 A) での CT の様子は次のようになった。

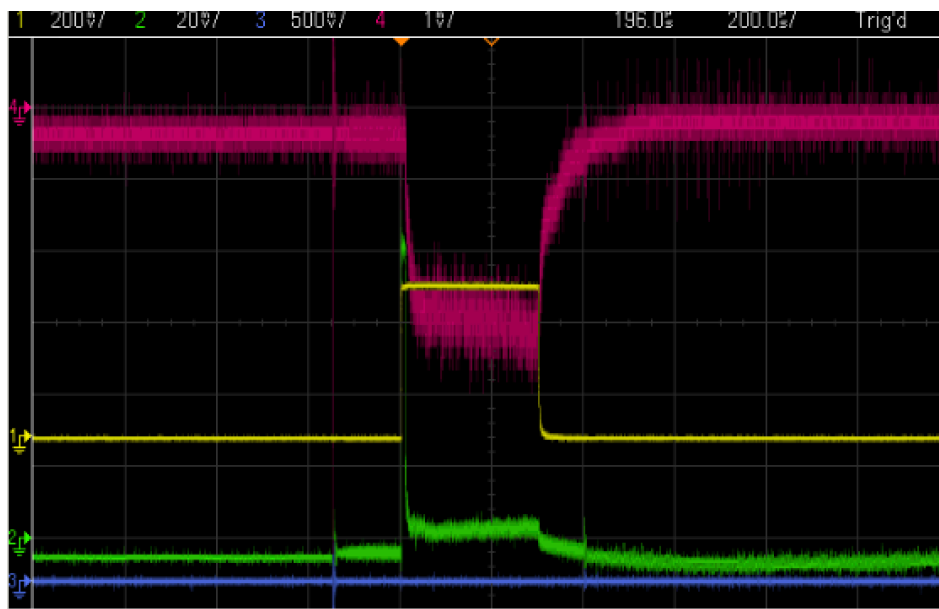


図 4.132: ソレノイドスキャン試験結果の最適値でのイオン源キャパシタンスの CT(赤) の様子 (パルス幅 300 us、1mV=10mA)

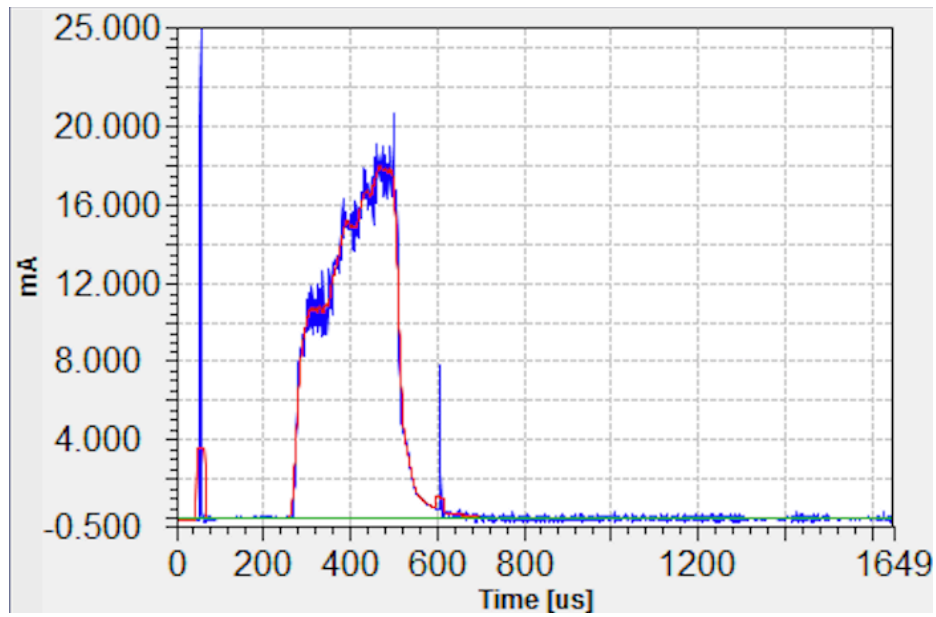


図 4.133: ソレノイドスキャン試験結果の最適値での RFQ 入り口の CT の様子 (横軸;us、パルス幅 300 us)

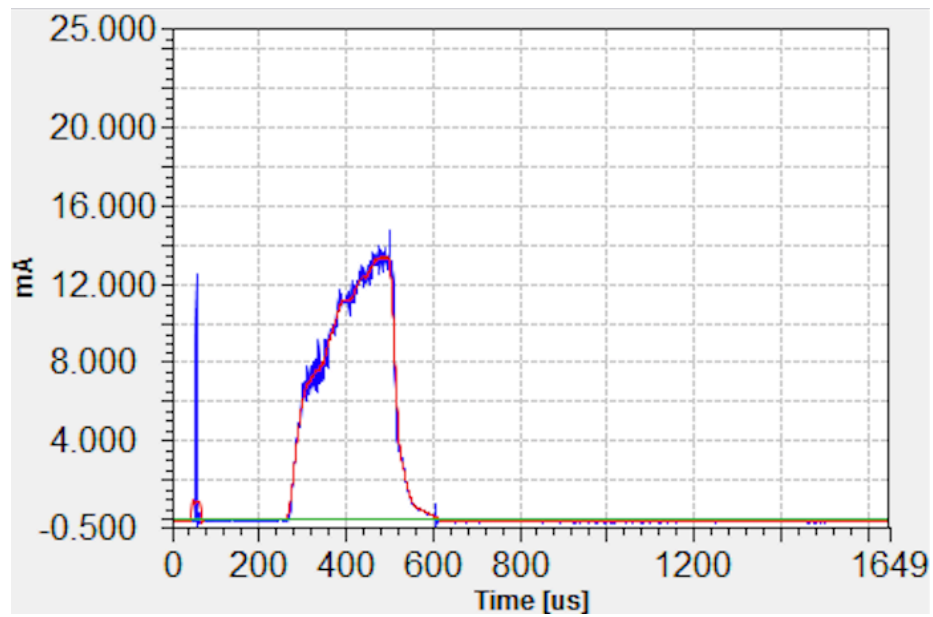


図 4.134: ソレノイドスキャン試験結果の最適値での DTL 出口の CT の様子 (横軸;us、パルス幅 300 us)

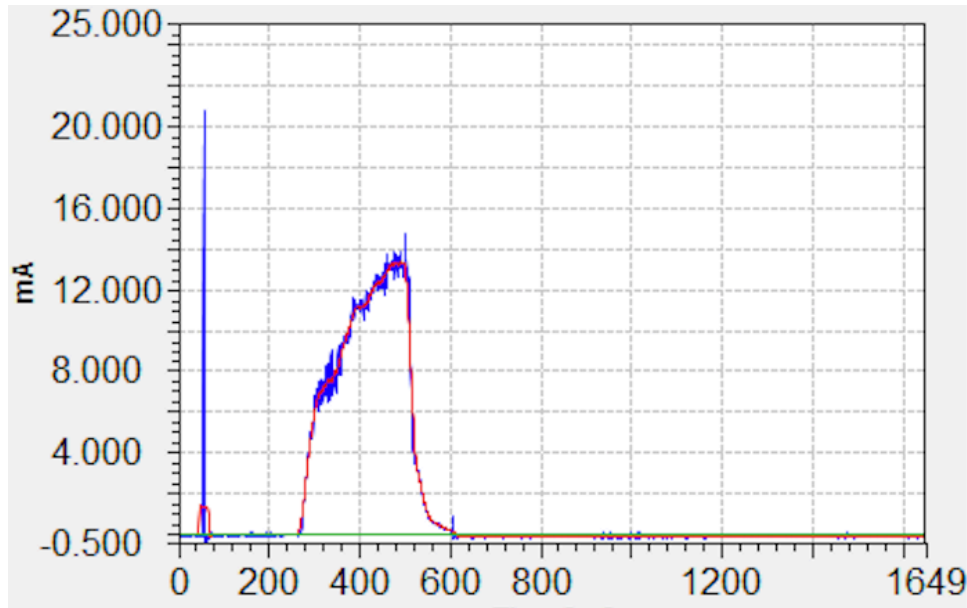


図 4.135: ソレノイドスキャン試験結果の最適値での標的すぐの CT の様子 (横軸;us、パルス幅 300 us)

この CT では電流が最大になるまでの立ち上がり時間が悪いが、これはイオン源電極部での CT では見られず、それ以降の CT (CT1、CT2、標的部 CT) でのみ見られる。よってこれはプラズマ室でプロトン比が変化しており、時間が経つにつれてプロトン比が良くなり LEBT を透過する H^+ の量が増えている、または CN の時定数が計算と異なりその時間でビーム軌道が変化していると考えられる。

RFQ 内での横方向の収束力は質量に依存しているので構造上 H_2^+ 、 H_3^+ は RFQ を通過できない。したがって、RFQ 出口でのプロトン比はアクセプタンスのマッチングも考えるとパルス後方で少なくとも (標的 CT)/(RFQ 入り口 CT)=13.6 mA/17.9 mA=76 %以上となる。

またビームが出続ける時間の長さを見るために繰り返し 100 Hz、パルス幅 300 us (始めは安全上パルス幅を短くして試験) で連続でビームを引き出し、その時のビーム電流と点火の立ち上がりをカレントモニタで確認した。

結果は以下ようになった。

始めは水素ガス 8.4 sccm のみで運転したが、20 秒ほどでビーム電流が減少し点火しなくなった。これはビーム引き出しにより引き出しなしに比べてイオンの消費量がより多くなりその結果プラズマの準中性により電子も壁に損失しプラズマ密度が下がるため、プラズマ密度が上がらなくなっている状態であると考えられる。

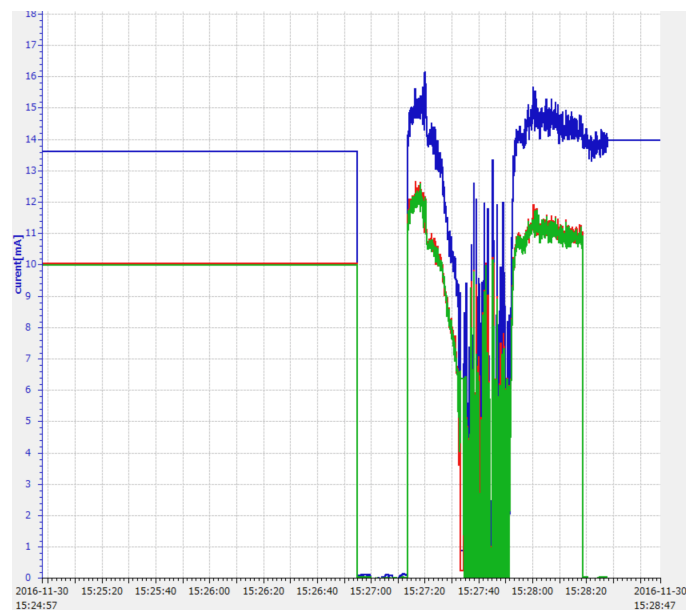


図 4.136: 100Hz 連続ビーム試験のパルス平均ビーム電流の推移 (Ar;0 sccm、青;RFQ 入り口 CT、緑;DTL 出口 CT、赤; 標的部 CT)(15:27:10-15:27:30)

そこで再びアルゴンを 0.2 sccm 混ぜるとビーム電流は一定に安定するようになった。

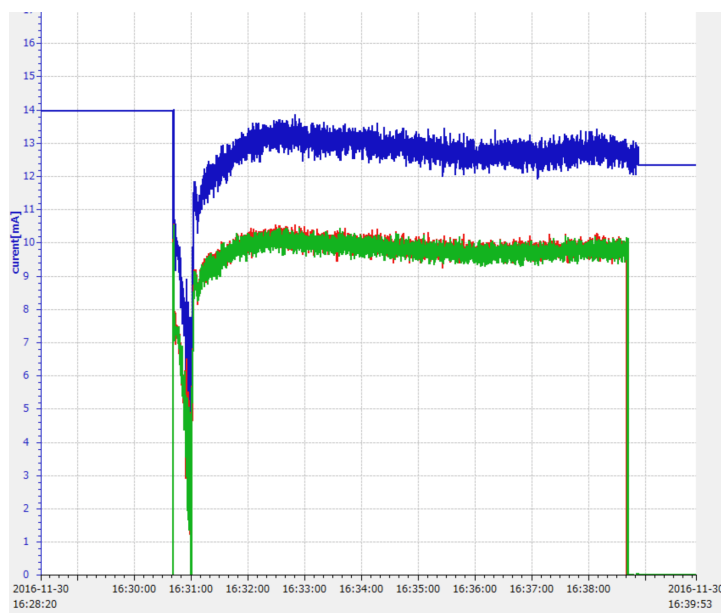


図 4.137: 100Hz 連続ビーム試験のパルス平均ビーム電流の推移 (Ar;0.2 sccm、青;RFQ 入り口 CT、緑;DTL 出口 CT、赤; 標的部 CT)(16:31:00-16:38:40)

これはパルス幅を 500us に伸ばしてもイオン源として 1 時間以上持続することができた。ここに最終的なパラメータ (パワー 3 kW、繰り返し 100 Hz、パルス幅 500 us) での各 CT の様子と電流値の時間推移を示す。

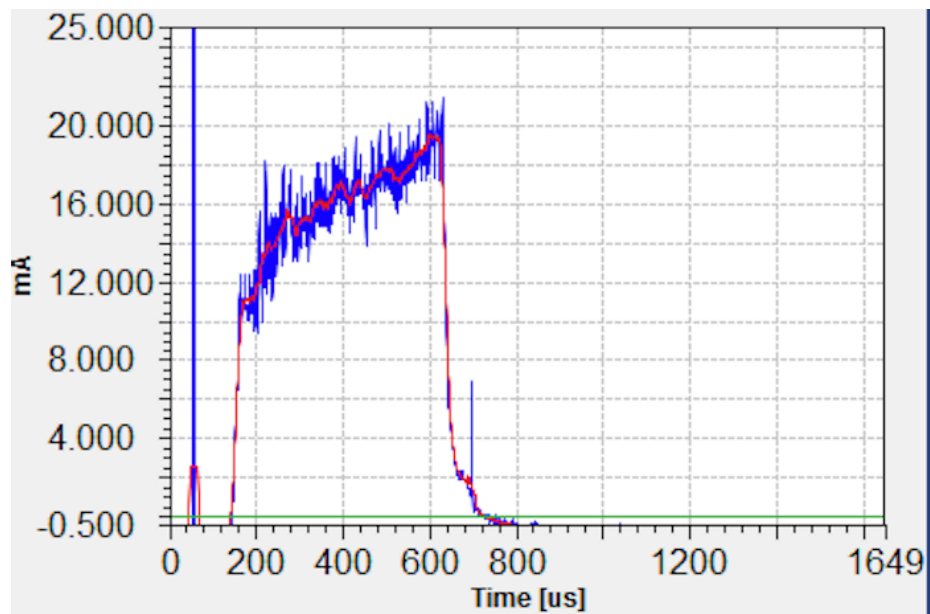


図 4.138: RFQ 入り口の CT

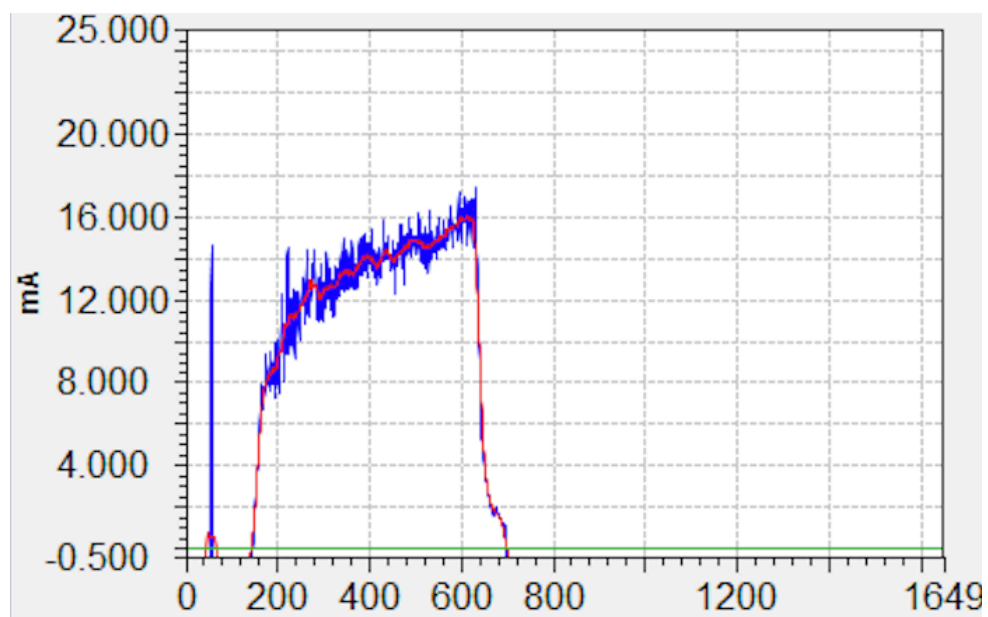


図 4.139: 標的部の CT

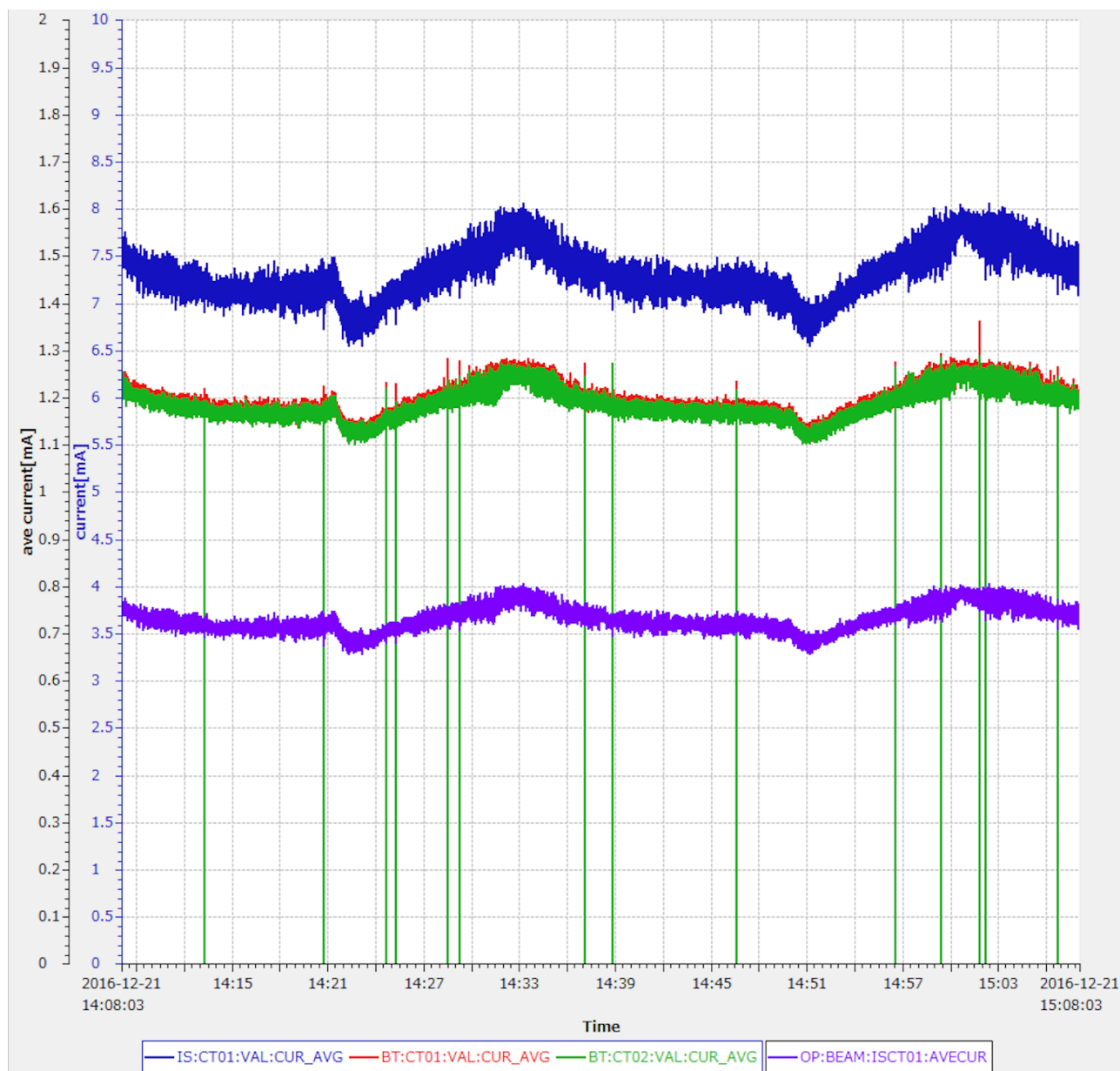


図 4.140: 100Hz 連続ビーム試験の各 CT のパルス平均ビーム電流と全体平均ビーム電流の推移 (ビームパルスの 1 ms 換算平均)(H^+ ;8.4 sccm、Ar;0.2 sccm、青;RFQ 入り口 CT、赤;DTL 出口 CT、緑; 標的部 CT、紫; 全体の平均ビーム電流)

ここで 1 時間という時間スケールでも電流量が変化しているのがわかる。この時の RF とビーム電流量の関係を示す。

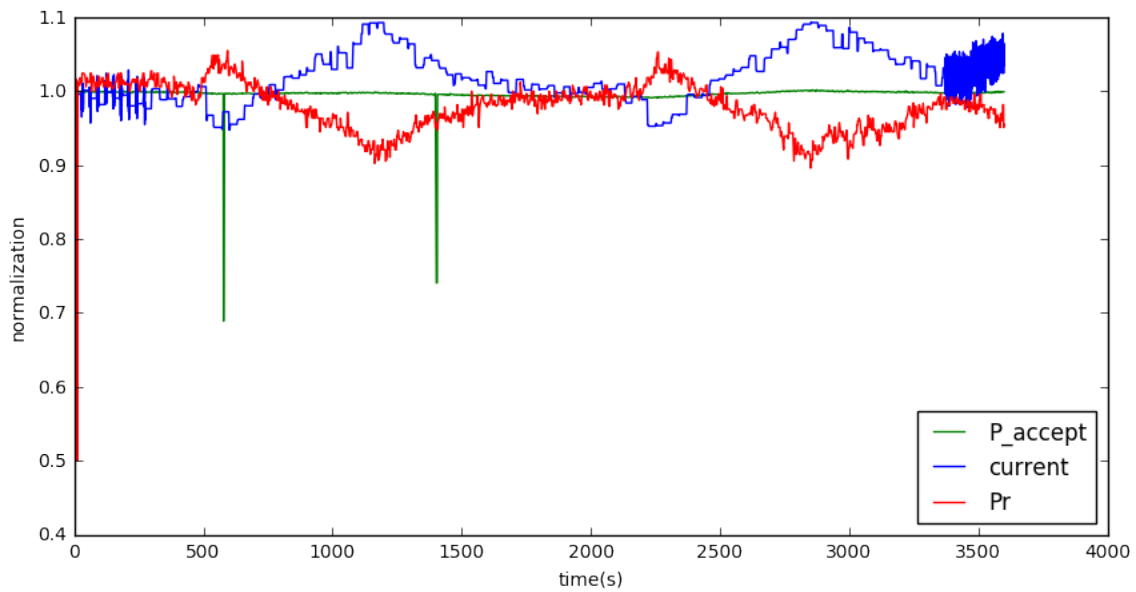


図 4.141: RF と電流量の関係

ここで P_f は RF 入力パワー、 P_r はスタブからの RF 反射パワーを示す。

ここでは連続運転試験の 5 分経過時のそれぞれの $P_{\text{accept}} (=P_f - P_r)$ 、 P_r 、平均電流の値で規格化した時の時間推移を示している。

これを見るとビーム電流量は RF の反射の割合に応じてビーム電流量が変化しているのがわかる。プラズマ生成効率が変化しなければ RF の反射はプラズマ密度に比例すると期待されるので、これはプラズマ密度に対して線形にビーム電流量が変化していることを意味しイオン飽和電流の式に合致する。

また逆にビーム電流量は P_{accept} には依存していない。 P_{accept} はスタブ以降で消費されるパワーなので導波管でのパワー損失がないとするとこれはプラズマ室で消費されるパワーを示す。消費されるパワーはこのグラフでは一定なのでプラズマ室入射パワーに対するエネルギー効率がこの時間スケールで変化していることを示す。

この時の最終的な平均ビーム電流は

$$7.3 \pm 0.2 \text{mA} \times 100 \text{Hz} \times 1 \text{ms} = 0.73 \pm 0.02 \text{mA}$$

となった。

第5章 考察と今後の課題

5.1 考察

本研究の改善及び計算・試験結果からプラズマ室の大規模な改善をすることなく簡単な可逆的改善により、プラズマ点火がおこりにくくビームが出力されない状況から平均ビーム電流 0.73 mA まで改善された。但し最終的な最大ビーム電流 50 mA を達成するには 10 倍以上ビーム電流を上げなければならない (10 倍のプラズマ密度向上) が、最終的なプラズマ室ではプラズマ点火後の RF の反射はかなり下がっておりまた RF やガス流量等の条件変化ではそれほどのビーム改善は不可能である。

よって今後はプラズマ室内の根本的な改善が必要である。

但し、プラズマ密度は空間分布を持っておりビーム電流は引き出し口付近のプラズマ密度に依ってくるので単純なプラズマ室の大きさの変更では逆に引き出し口付近のプラズマ密度が下がってしまう恐れがあり、ビーム電流が改善される可能性は低い。プロトン比を改善しつつ引き出し口付近のプラズマ密度を向上させるには閉じ込め時間強化及び引き出し口でプラズマ密度が向上するようにプラズマ粒子をドリフトさせるような磁場構成が今後の改善で最良であると考えられる。

但し、本研究の 0 次元プラズマモデル計算では平均的なプラズマ密度でしか議論しておらず、閉じ込めの計算も粒子間の衝突やプラズマ室表面での反応などまだまだ不確定要素が多く実際のプラズマの時空間的な挙動を理解するには不十分である。

プラズマ室内の変化をより正確に理解し効率よくイオン源の改善するには今後衝突や表面反応を含めた 3 次元多粒子運動を計算するシミュレーションコードの開発とそれと比較するプラズマ密度・温度の測定が必要であると考えられる。

また本研究のビーム軌道における不確定要素としてプロトン比と Charge Neutralization 現象 (CN) があった。

本研究では LEBT の CN とプロトン比をそれぞれ 90 %、43% で時間・空間的に一定と仮定して軌道計算を行ったが、実際には時空間的に変化しており、それらの変化が各 CT のビーム電流が最大になるまでの立ち上がり時間に影響を与えている可能性があることがわかった。

この立ち上がり時間は大電流化した際にも平均ビーム電流の目標値を達成する時の足枷となる可能性がある。

よって今後はイオン源の改善と共に、Charge Neutralization 現象とプロトン比の時空間的な変化に関する詳細研究とそれに則った LEBT 構成が必要である。

5.2 今後のプラズマ室改善案

5.2.1 水素ガス導入口について

最終的なプラズマ室では、引き出し口付近の磁場が弱く周りの磁場が強いという分布をしておりその意味では引き出し口付近にプラズマが集まりやすい良い分布になっている (第 4 章参照)。

但し、より閉じ込めを強化するにはイオンが磁場が弱い領域 (=引き出し口付近) で生成されなければ粒子の磁気モーメントが大きくなってしまい、ミラー磁場による閉じ込めができない。

現在の水素ガス導入口はプラズマ室上流の上部にあり(3章参照)、その付近でイオン化が起こりやすくなっていると考えられる。その場合、生成したイオンが引き出し口まで到達する確率が低くなるので引き出し口でプラズマ密度が上がりにくくなる。

ここに BN 筒の水素導入口付近の様子を示す。

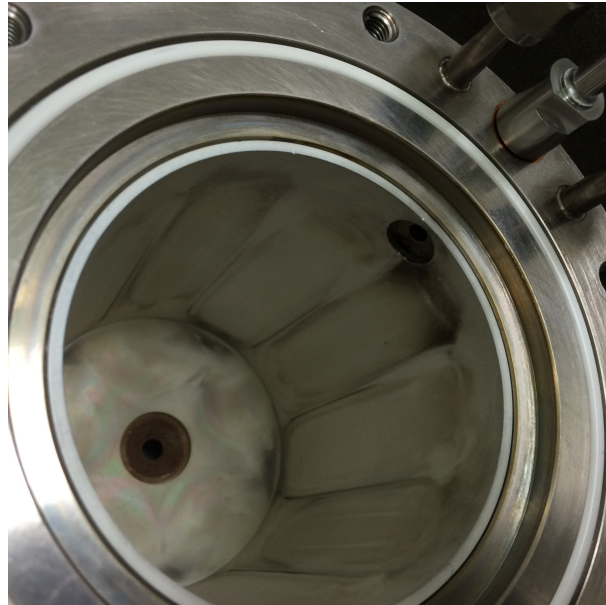


図 5.1: BN 筒の水素導入口付近の様子。導入口付近が一番黒く跡が残っているのがわかる。

この写真から導入口付近でイオン化が起こり生成した粒子が磁場にトラップされながらすぐ近くの壁に衝突していることが予想される。

よってイオン化を引き出し口付近で起こさせるには導入口を下流側へ変更することが一つの改善案である。

5.2.2 放電方法について

マイクロ波放電形式では ECR 共鳴を利用することで電子だけを選択的に加熱できイオン温度を低くできるのでビームエミッタンスを比較的良くすることができるのが利点であるが、加熱するには偶存電子が必要であるのでパルス放電では特に点火が安定しにくく、また電子は強磁場のある所で加熱されるのでイオン生成場所と強磁場領域を分離しにくく閉じ込めと ECR 加熱が両立しにくい。

医療用加速器においては安定したビーム運転が特に必要とされるのでより安定した放電形式への変更(もしくは異種放電同士のハイブリッド)も考える必要がある。

これらのマイクロ波放電のデメリットをカバーする放電形式としてフィラメントによる有電極放電がひとつの改善案となる。

プラズマ室内にフィラメントを挿入しプラズマ室に対して負電圧をかけることでフィラメント表面から熱電子が放出され、かけた電圧により加速されガスをイオン化する。

この放電形式は一定のエネルギーを持つ熱電子が常に放出されるのでプラズマ点火が安定しやすい。但しイオンがフィラメントを叩きフィラメントを構成している不純物がスパッタリングされフィラメントが消耗するので定期的なフィラメントの交換が必要となる。

またイオンも加速されてしまうためマイクロ波放電に比べてイオン温度が上がりやすくエミッタンスが悪くなる可能性がある。

またもう一つの改善案としてマイクロ波で連続放電させつつ、ビームパルス制御を引き出し電圧やマイクロ波のパワー等で行うことが考えられる。

連続運転させることでプラズマが常に点火し電子密度が大きく下がらないので、繰り返し 100Hz でも電流が下がることなく運転できると考えられる

5.2.3 磁場配置について

今後大電流化するにはプラズマ室の磁場構成も導入口・放電形式と合わせて再検討する必要がある。現在の磁場配置は ECR 領域という面では改善されてきたが、今後放電を連続にした場合に閉じ込めをできるだけ 1×10^{-6} s オーダーに近づけることでプラズマ密度が下がりにくくなりビーム電流が安定すると考えられる。

最終的なプラズマ室の磁場構成を閉じ込めという面から考えると上流側は上流から下流にかけて磁場が広がっており、磁場に平行に進む電子は上流へ抜けてしまうがそこには ECR 領域が広がっているので $E \times B$ ドリフトにより上流壁には到達しないと考えられる。

但し、下流側壁面には閉じ込めがなされていないのでこれらを改善することで閉じ込めが強化されると考えられる。

そこで一つの磁場改善案として次のようなものが考えられる。

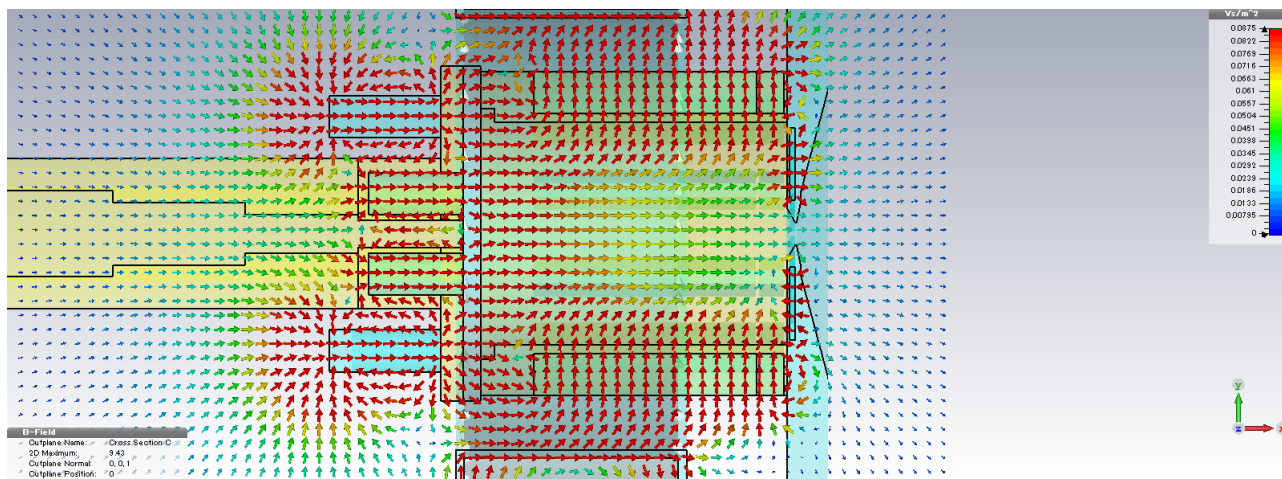


図 5.2: 将来の磁場改善案側面図

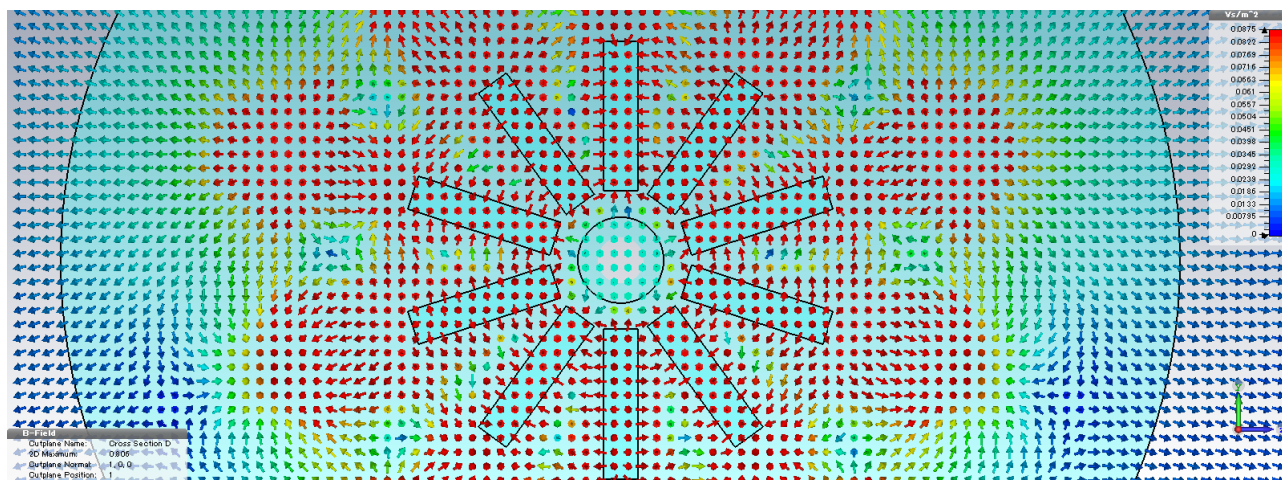


図 5.3: 将来の磁場改善案断面図

図 5.2、5.3 のように下流側に対しては側面と同様にカスプ磁場を配置し閉じ込める。また側面下流に元々あったカスプを延長させ、できるだけ側面での損失を減らす。また上流側に対しては元々追加していたソレノイド磁石の強度を上げ ECR 領域を以前より下流まで広げることで、水素導入口と合わせてより下流側でイオン化が起こりやすくなるようにし引き出し口のプラズマ密度を上げる。

この磁場配置に対する閉じ込めの様子は次のようになり ECR 領域がさらに広がった。また、ミラー磁場による閉じ込めも同時に強化され閉じ込め時間は 3×10^{-6} s とさらに改善した。

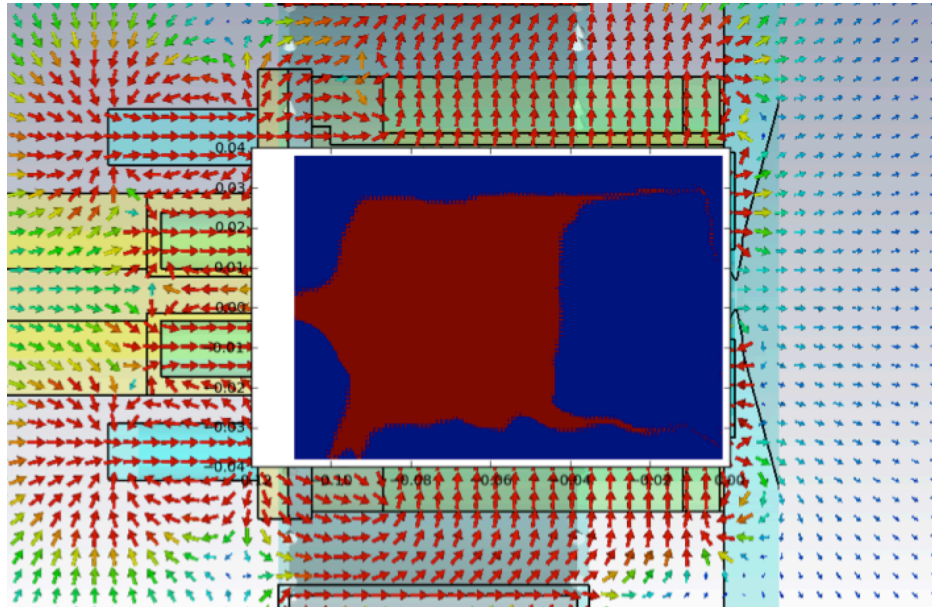


図 5.4: 将来のプラズマ室改善案

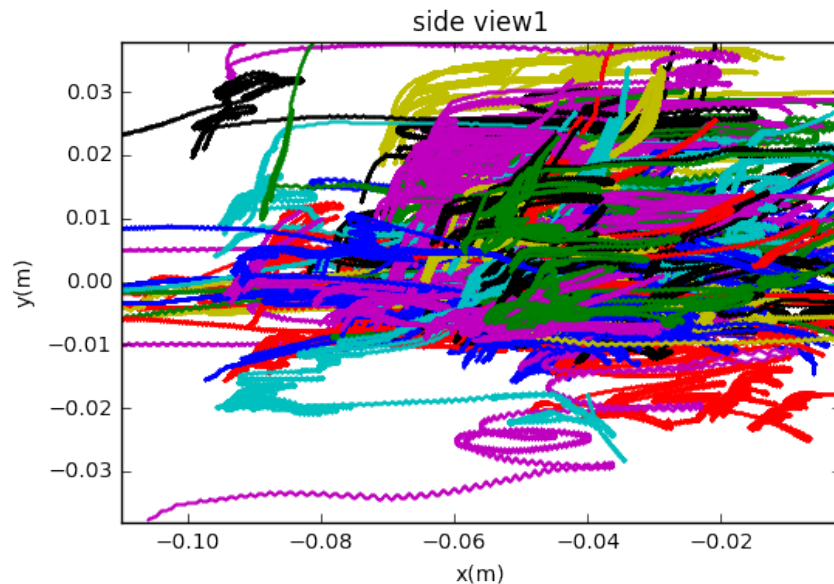


図 5.5: 将来のプラズマ室改善案閉じ込めの様子 (側面)

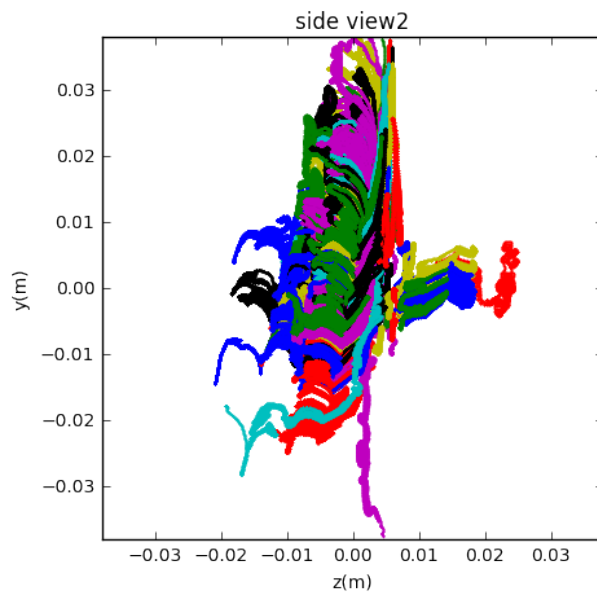


図 5.6: 将来のプラズマ室改善案閉じ込めの様子 (断面)

5.2.4 LEBT 改善について

4.2.3 節の LEBT 部ビーム軌道計算で本研究の LEBT 短縮化ではまだ LEBT が長くエミッタンスを悪くしていることがわかった。またビーム軌道の不確定要素として CN があるがここでは 90 % 一様と仮定し、4.2.3 節と同様の計算方法でさらに 500 mm 短くした場合のビーム軌道計算結果を示す (但しソレノイドスキャンは 200 A から 280 A まで 20 A ずつ計算した)。

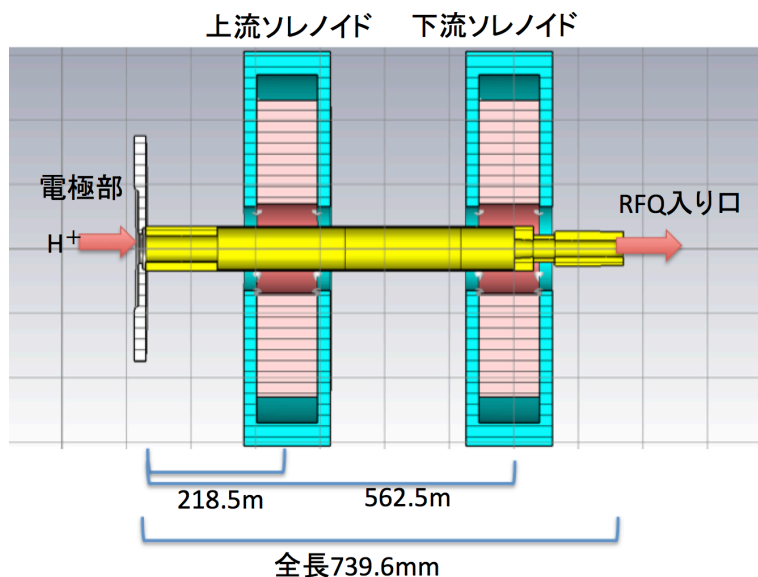


図 5.7: 最終的な LEBT 案

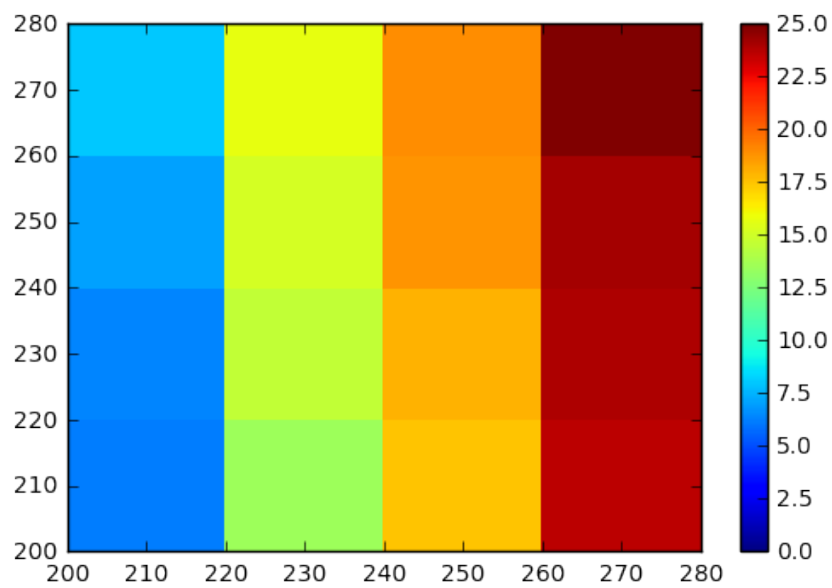


図 5.8: 最終的な LEBT 案でのソレノイドスキャン条件

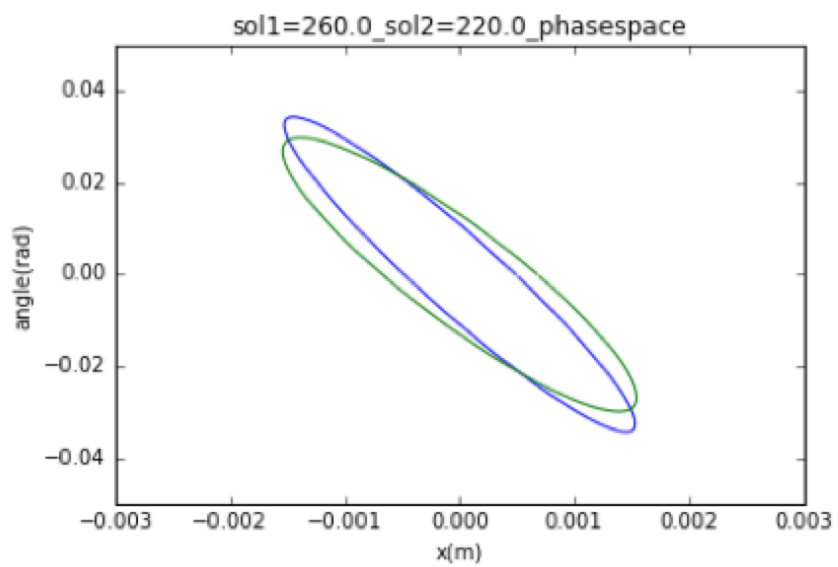


図 5.9: LEBT 部のビーム軌道計算結果での最適値での横方向位相空間 (青;RFQ アクセプタンス、緑; 入射ビームの RMS 楕円)

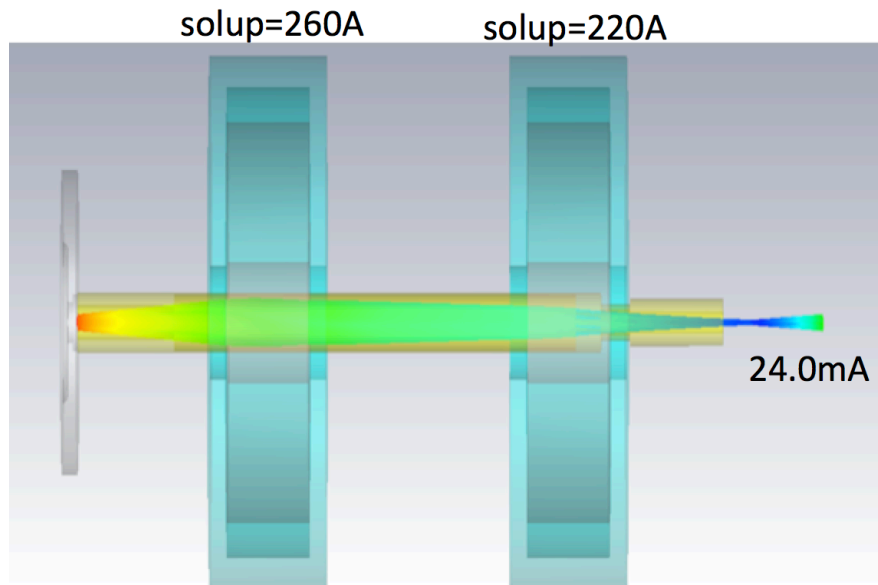


図 5.10: LEBT 部のビーム軌道計算結果での最適値でのビーム軌道 (CN=90%)

またこの場合の RFQ アクセプタンスに最適なソレノイド条件は上流ソレノイド 260 A、下流ソレノイド 220 A となった。位相空間を見ると RFQ アクセプタンス楕円とほとんど重なることができている。このことからエミッタンスは LEBT 部でほとんど変わらず輸送することができているのがわかる。

但し、ソレノイド条件を見るとさらに短縮化したことで 25 mA のビームを収束させるのに 260 A から 280 A のソレノイド電流が必要になっているのがわかる。今後さらに大電流化した際、これでは CN の状態によってはビームを収束仕切れなくなる可能性があるのではやはり LEBT 部の CN の詳細研究が必要である。

5.3 結論

本研究の目標は「イオン源を大規模な不可逆的改造をすることなく本研究での目標値 (平均電流 0.5 mA) を長時間運転 (1 時間) すること」であった。それに対し初期状態のイオン源はほとんどプラズマ点火せずビームが出力されない状況であった。

そこで本研究ではプラズマ点火および大電流の必要条件を考え、プラズマ室内の ECR 領域の大きさと電子閉じ込め時間が十分に足りていないことが ECR 領域計算と 0 次元プラズマ密度計算・閉じ込め時間計算によりわかったのでその二つをイオン源改造の基本方針とした。

行った改造は

1. 永久磁石及びソレノイドを用いてプラズマ室内の導波管近くに磁場を作り ECR 領域を広げた。
2. LEBT を 500mm 短縮化しビームが発散する前に RFQ へ入射できるようにした。
3. 引き出し口を $\phi 8$ mm から $\phi 6$ mm に広げビームの大電流化及び過剰収束を防いだ。
4. BN 筒を外し少しでも閉じ込め時間が長くなるようにした。
5. LEBT 部の上流ソレノイドと永久磁石、イオン源ソレノイドの極性を揃えプラズマ室内に悪影響を与えないようにした。

である。

また標的での最大電流を達成するためにイオン源電極部と LEBT 部のビーム軌道最適化を行った。

電極部に関してはプラズマ状態と電極構成によりビーム放出面が変化するので電極に取り付けた CT の測定とビューポートからの残留ガス発光を用いたビーム軌道観察により最適な電極電圧を探した。

LEBT 部に関しては不確定要素であるプロトン比と CN はそれぞれ 50 %、90 % と仮定してビーム軌道計算を行い最適な LEBT 部のソレノイド電流を計算し、また実際に LEBT 部出口・DTL 出口・標的直前にある CT で電流を測定し標的まで電流が一番届くソレノイド条件を探した。

これらの改善とビーム軌道最適化により、プラズマ点火しなかったイオン源を標的まで平均ビーム電流 0.73mA を 1 時間以上運転することができた。

但し、これらの改善はあくまでプラズマ点火と大電流の必要条件から考察したものであり、実際にはガス流量やマイクロ波パワー、壁面材質、プロトン比等の必要条件までは考察できていない。またこれらの必要条件の妥当性を考察するにはプラズマ室内部の 3 次元プラズマ構造を詳細に調べる必要がある。

また LEBT 部でも CN の不確定要素があり、また LEBT が長すぎることによるエミッタンスの悪化がある。

よって今後はさらなる大電流化へ向けてプラズマ室内の 3 次元プラズマ計算を行いプラズマ室内の挙動を把握しながら磁場配置と水素導入口を変更し閉じ込め時間の改善をおこなう必要がある。また LEBT 部では CN の詳細研究を行いながら、さらなる LEBT 短縮化を行いエミッタンスの良いビームを RFQ へ輸送する必要がある。

参考文献

- [1] 熊田博明 (2014). 加速器ベース BNCT 治療装置の開発における PHITS 技術の適用 RIST ニュース 56,14-24
- [2] 石川順三 (1986). イオン源工学 アイオニクス出版
- [3] Proc. of the 9th annual meeting of the Particle Accelerator Society of Japan, FRUH12
- [4] Y. Okumura, H. Horiike, and K. Mizuhashi(1984) High magnetic field, large- volume magnetic multipole ion source producing hydrogen ion beams with high proton ratio Rev.Sci.Instrum 55,1
- [5] 八坂保能, 板谷良平 (1993) 高周波・マイクロ波放電 J.Plasma Fusion Res. 69,4,2.4
- [6] 酒井滋樹 (2009) 高周波プラズマ型荷電粒子源の開発とその応用 (未公開)
(<http://dx.doi.org/10.14989/doctor.r12337>)
- [7] T Wauters, A Lysoivan, D Douai, O Marchuk, D Wunderlich, R Koch, G Sergienko, G Van Oost and M Van Schoor(2011) 0D model of magnetized hydrogen-helium wall conditioning plasmas Plasma Phys. Control. Fusion 53 125003 (20pp)
- [8] R.K. Janev, D. Reiter and U. Samm, Juelich(2003). Collision Processes in Low-Temperature Hydrogen Plasmas Juel-Report 4105
- [9] Chen, Francis F(1984). Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion Springer US
- [10] 坂本瑞樹 (2008). マクロスケールのプラズマ・壁相互作用 J.Plasma Fusion Res. 84,12,918- 923
- [11] proceedings of IPAC ' 10, Kyoto, Japan MOPEA012
- [12] M. Reiser(2008). Theory and Design of Charged Particle Beams WILEY.
- [13] 宮本健朗 (2014). プラズマ物理の基礎 朝倉書店
- [14] 高村秀一 (1997). プラズマ理工学入門 森北出版
- [15] Philip L. Bartlett and Andris T. Stelbovics(2002). Calculation of electron-impact total-ionization cross sections Phys. Rev. A, 66, 012707
- [16] S. A. Self(963). Exact Solution of the Collisionless Plasma- Sheath Equation Phys. Fluids. 6, 1762

付 録 A イオン源に関するプラズマ物理

A.1 プラズマに関するパラメータ

ここではプラズマ物理の議論で必要となるパラメータについて示す。

A.1.1 ラーマー半径とサイクロトロン周波数

一般に荷電粒子は磁力線に巻きつきながら運動をする (付録 A.2 参照)。この時の円運動の円半径と周回周波数は

$$r_c = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (\text{A.1})$$

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad (\text{A.2})$$

となる。

ここにそれぞれの温度を $T_e=10$ eV、 $T_i = 0.1$ eV と仮定したときの、このプラズマ室内の磁場強度に対するイオンと電子のラーマー半径を示す。

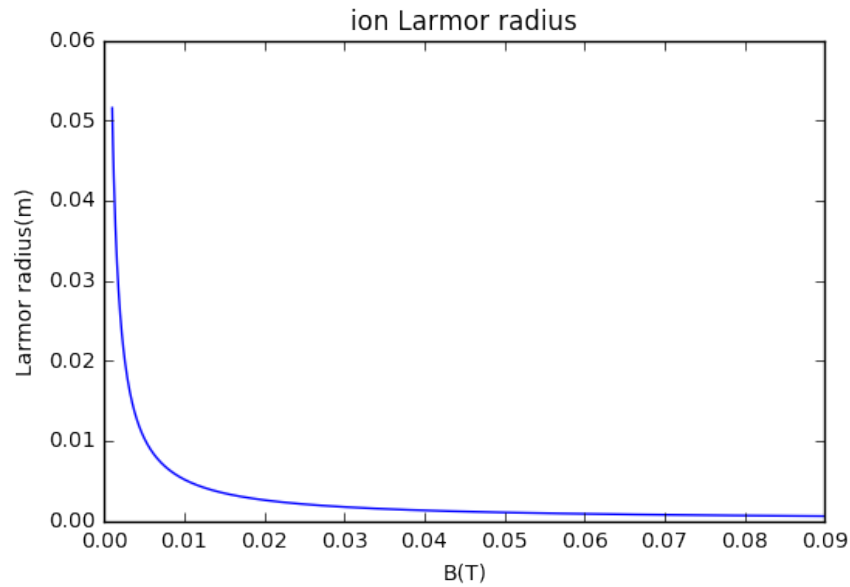


図 A.1: プラズマ室内のイオンラーマー半径

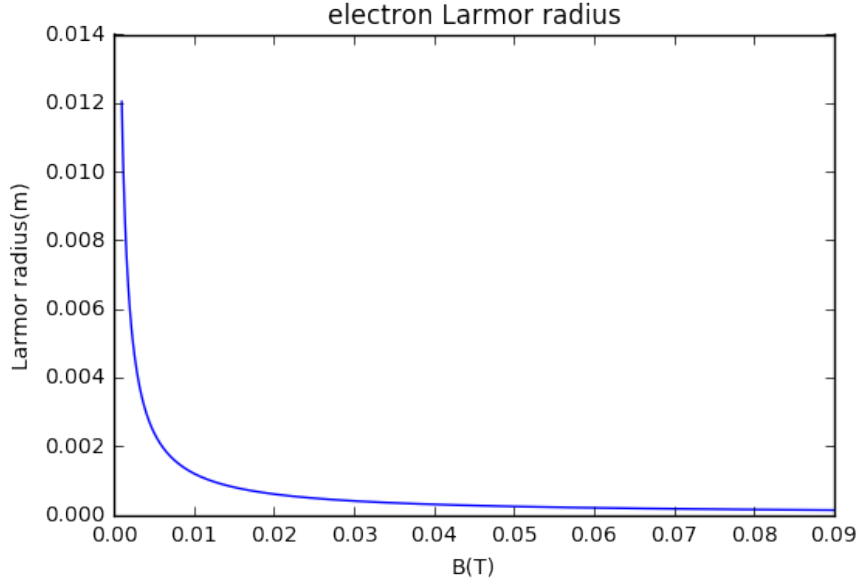


図 A.2: プラズマ室内の電子ラーマー半径

このグラフから両粒子ともおよそ 100 G の磁場があればプラズマ室の大きさ (0.05~0.1 m) に対して壁に衝突せずに十分トラップさせることができる。

このプラズマ室では 10 極のカスプ状の磁石により壁面に対してできるだけ平行な磁力線を作ることで、壁面に拡散してくる粒子を磁力線にトラップさせプラズマを閉じ込めている。

ここで荷電粒子のクーロン弾性散乱による衝突周波数は

$$\frac{1}{\tau_{ei}} = \frac{Z^2 e^4 n_i \ln \Lambda}{\sqrt{3} 12 \pi \epsilon_0^2 m_e^{0.5} T_e^{1.5}} \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{1}{\tau_{ie}} = \frac{m_e}{m_i} \frac{1}{\tau_{ei}} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{1}{\tau_{ii}} = \frac{Z^4 e^4 n_i \ln \Lambda}{\sqrt{3} 6 \pi \epsilon_0^2 m_e^{0.5} T_i^{1.5}} \quad (\text{A.5})$$

となる [13] ($\frac{1}{\tau_{ei}}, \frac{1}{\tau_{ie}}, \frac{1}{\tau_{ii}}$ はそれぞれ電子のイオンに対する衝突周波数、イオンの電子に対する衝突周波数、荷電粒子の同種粒子に対する衝突周波数を表す。 $\ln \Lambda = \ln(\frac{4\pi}{3} \lambda_D^3 n_e)$ はクーロン対数といいデバイ遮蔽による効果を表す)。

荷電粒子の運動が粒子間衝突による拡散支配か磁場によるドリフト支配かはこのサイクロトロン周波数と衝突周波数の大小が目安となる。 H^+ の場合、 $T_e = 10 \text{ eV}$ 、 $T_i = 0.1 \text{ eV}$ 、 $n_i = n_e = 10^{17} / \text{m}^3$ を仮定するとこのプラズマ室内の表面付近のカスプ磁場強度 $B \sim 1.5 \text{ kG}$ よりサイクロトロン周波数、イオン-電子衝突周波数、イオン-イオン衝突周波数はそれぞれ

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = 2.3 \times 10^6 \text{ Hz} \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{1}{\tau_{ie}} = 5.1 \times 10 \text{ Hz} \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{1}{\tau_{ii}} = 4.4 \times 10^6 \text{ Hz} \quad (\text{A.8})$$

となり H^+ の運動は拡散支配よりであることがわかる。また電子については

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = 4.2 \times 10^9 \text{ Hz} \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{1}{\tau_{ei}} = 9.4 \times 10^4 \text{ Hz} \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = 1.9 \times 10^5 \text{ Hz} \quad (\text{A.11})$$

となり運動は磁場によるドリフト支配であることがわかる。

A.1.2 磁気モーメント

プラズマの閉じ込めはこのプラズマ室では磁力線に対して垂直な拡散についてはカusp磁場による閉じ込めを行なっているが、磁場に平行な拡散については粒子の磁気モーメントの保存による閉じ込めを行なっている (磁気ミラー)。

粒子の磁気モーメントは

$$\mu = IS = \frac{qv_{\perp}}{2\pi r_c} \pi r_c^2 = \frac{W_{\perp}}{B} \quad (\text{A.12})$$

とかける ($W_{\perp} = 0.5mv_{\perp}^2$)。

一般にサイクロトロン運動のような周期運動の中で外部パラメータの変化が緩やかな時、運動の位相空間での軌道面積 $J = \int p dq$ が保存する (断熱近似)[14]。これを断熱不変量という。サイクロトロン運動についてこれを当てはめると

$$J_{\theta} = \int p_{\theta} dq_{\theta} = \int mv_{\theta} r_c d\theta = 2\pi r_c m_{\perp} = 2\pi \frac{mv_{\perp}^2}{\omega_c} = \frac{4\pi\mu B}{\omega} = \frac{4\pi m}{q} \mu \quad (\text{A.13})$$

となり、磁気モーメント μ が保存することがわかる。

磁気モーメントの保存により、粒子は磁場の強い方へ進もうとすると磁場に垂直な運動エネルギー $W_{\perp}$ が大きくなりエネルギーの保存により磁場に平行なエネルギー $W_{\parallel}$ が小さくなり、やがて止まり跳ね返る。これにより粒子は磁場強度の小さいところへ閉じ込められる。

この断熱近似が成り立つにはサイクロトロン運動に対して十分磁場勾配が小さいという条件

$$|\nabla \ln B|^{-1} \gg r_c \quad (\text{A.14})$$

が必要である。

このプラズマ室について考えてみるとプラズマ室の大きさ $\sim 0.1 \text{ m}$ に対して磁場強度が $0 \sim 2 \text{ kG}$ までの変化なので平均で

$$|\nabla \ln B|^{-1} = 0.063 \text{ m} \quad (\text{A.15})$$

となり、十分このプラズマ室内の典型的なラーマー半径に対して小さく断熱近似が成り立つ。

A.1.3 プラズマ密度と誘電率テンソル

ここではプラズマ中における移動度テンソルと誘電率テンソルの表式を導く [14]。

まず荷電粒子の運動方程式は

$$m \frac{d\tilde{\mathbf{v}}}{dt} + m\tilde{\mathbf{v}}\nu = q(\tilde{\mathbf{E}} + \tilde{\mathbf{v}} \times \tilde{\mathbf{B}}) \quad (\text{A.16})$$

と書ける (ここで ν は衝突周波数。E、B はそれぞれ高周波電場、静磁場を示す)。

ここで

$$\tilde{\mathbf{E}} = \tilde{E}_0 e^{j\omega t}, \tilde{\mathbf{E}}_0 = (E_{0x}, E_{0y}, E_{0z}) \quad (\text{A.17})$$

という時間依存性を考えると運動方程式は

$$m(j\omega + \nu)\tilde{\mathbf{v}} = q(\tilde{\mathbf{E}} + \tilde{\mathbf{v}} \times \tilde{\mathbf{B}}) \quad (\text{A.18})$$

となる。磁場の向きを z 方向とすると、この式の解は

$$v_x = \frac{(q/m)(j\omega + \nu)}{(j\omega + \nu) + \omega_c^2} E_x + \frac{\omega_c^2}{(j\omega + \nu) + \omega_c^2} \frac{E_y}{B} \quad (\text{A.19})$$

$$v_y = -\frac{\omega_c^2}{(j\omega + \nu) + \omega_c^2} \frac{E_x}{B} + \frac{(q/m)(j\omega + \nu)}{(j\omega + \nu) + \omega_c^2} E_y \quad (\text{A.20})$$

$$v_z = \frac{qE_z}{m(j\omega + \nu)} \quad (\text{A.21})$$

となる。すると移動度テンソルは

$$\tilde{\mathbf{j}} = ne\tilde{\mathbf{v}} = ne\overleftrightarrow{\mu}\tilde{\mathbf{E}} \quad (\text{A.22})$$

$$\overleftrightarrow{\mu} = \begin{pmatrix} \frac{(q/m)(j\omega + \nu)}{(j\omega + \nu) + \omega_c^2} & \frac{(|q|/m)\omega_c}{(j\omega + \nu) + \omega_c^2} & 0 \\ \frac{(|q|/m)\omega_c}{(j\omega + \nu) + \omega_c^2} & \frac{(q/m)(j\omega + \nu)}{(j\omega + \nu) + \omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{e/m}{j\omega\nu} \end{pmatrix} \quad (\text{A.23})$$

となる。但し、プラズマを構成している荷電粒子の種類が複数あるときは

$$\tilde{\mathbf{j}} = ne \sum_k \overleftrightarrow{\mu}_k \tilde{\mathbf{E}} \quad (\text{A.24})$$

と全ての粒子の種類の和になる。

ここでマクスウェル方程式

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{H}} = \tilde{\mathbf{j}} + \epsilon_0 \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t} \quad (\text{A.25})$$

より各 field の時間空間依存性を

$$\phi(\tilde{\mathbf{r}}, t) = \phi(\tilde{\mathbf{k}}, \omega) e^{j(\omega t - \tilde{\mathbf{k}}\tilde{\mathbf{r}})} \quad (\text{A.26})$$

とすると

$$\begin{aligned} -j\tilde{\mathbf{k}} \times \tilde{\mathbf{H}}(\tilde{\mathbf{k}}, \omega) &= (j\omega\epsilon_0 + \sum_k n_k e_k \overleftrightarrow{\mu}_k) \tilde{\mathbf{E}} \\ &= j\omega\epsilon_0 (\overleftrightarrow{\mathbf{1}} - j \sum_k \frac{n_k e_k}{\omega\epsilon_0} \overleftrightarrow{\mu}_k) \tilde{\mathbf{E}} \\ &= j\omega \overleftrightarrow{\epsilon} \tilde{\mathbf{E}}(\tilde{\mathbf{k}}, \omega) \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

となる。

ここで誘電率テンソルが

$$\overleftrightarrow{\epsilon} = \begin{pmatrix} 1 + \sum_k \frac{\omega_{pk}^2(\omega - j\nu_k)}{\omega(j\omega + \nu_k)^2 + \omega_{ck}^2} & -\sum_k \frac{j\epsilon_k \omega_{pk}^2 \omega_{ck}}{\omega(j\omega + \nu_k)^2 + \omega_{ck}^2} & 0 \\ \sum_k \frac{j\epsilon_k \omega_{pk}^2 \omega_{ck}}{\omega(j\omega + \nu_k)^2 + \omega_{ck}^2} & 1 + \sum_k \frac{\omega_{pk}^2(\omega - j\nu_k)}{\omega(j\omega + \nu_k)^2 + \omega_{ck}^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega(\omega - j\nu_k)} \end{pmatrix} \quad (\text{A.28})$$

と書ける (但し $\omega_{pk} = \sqrt{\frac{n_k e_k^2}{m_k \epsilon_0}}$ (第 k 種粒子のプラズマ角周波数)、 ω_{ck} は第 k 種粒子のサイクロトロン周波数、 $\epsilon_k = \frac{e_k}{|e_k|}$ (第 k 種の粒子の電荷符号)、 ν_k は第 k 種粒子の衝突周波数)。

このようにプラズマ密度に比例してプラズマの誘電率が変化するのでプラズマ室のインピーダンスが変化する。このことは現実にはプラズマ点火前後のプラズマ室からの反射の変化として見える。

ここで磁場がゼロのときは誘電率が正の条件から $\omega > \omega_{pk}$ となりプラズマ密度に上限ができてしまう。本イオン源の 2.45 GHz の場合全反射となるプラズマ密度は $7.5 \times 10^{16}/\text{m}^3$ となる。この密度では付録 A.1.4 よりイオン飽和電流 $j_{pi} = 225 \text{ A/m}^2$ 、 $I = 11 \text{ mA}$ ($\phi 8 \text{ mm}$) となってしまうので導波管出口付近には何らかの磁場が必要である。

そこである磁場に対して伝搬できる電磁波をまとめたものとして CMA 図というものがある。

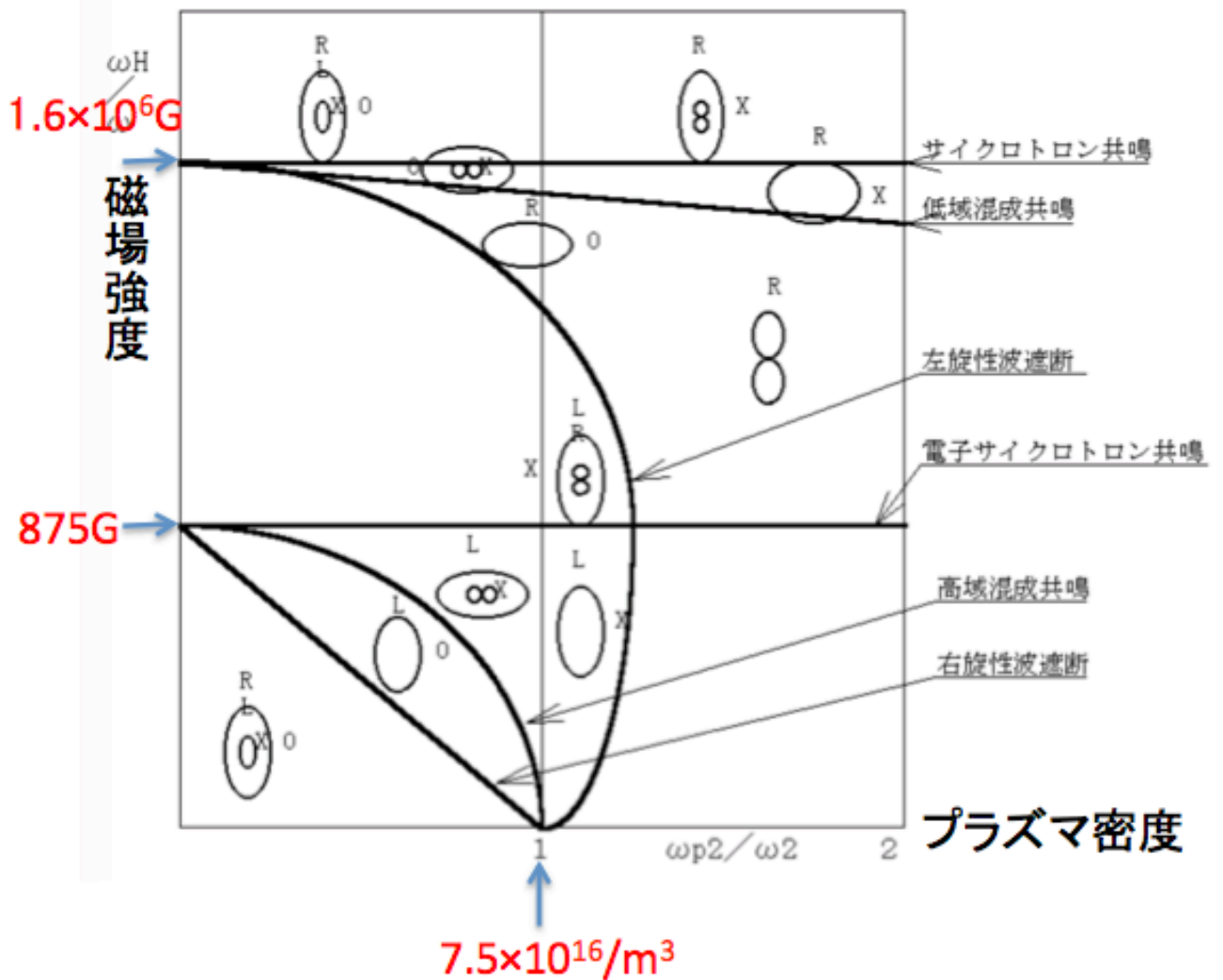


図 A.3: CMA 図

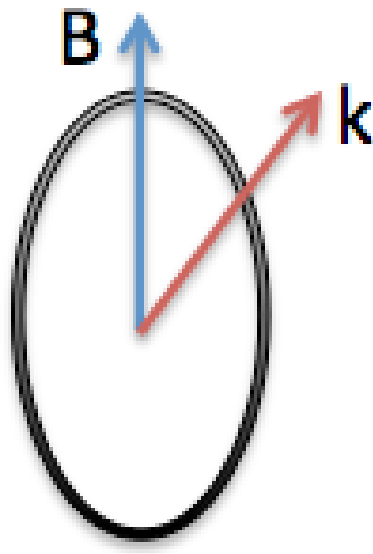


図 A.4: 磁場と電磁波進行方向の関係

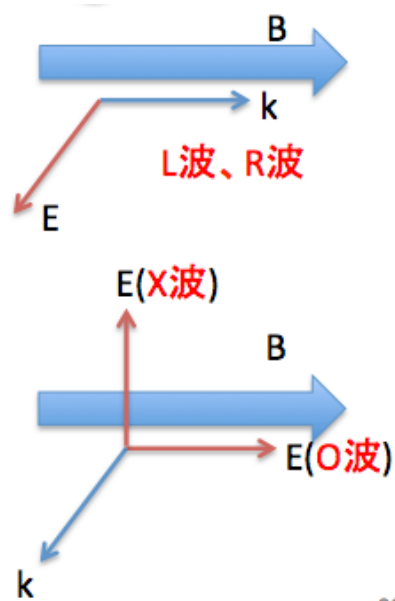


図 A.5: プラズマ中の電磁波の種類

これはあるプラズマ密度と磁場強度に対してどのような電磁波が伝搬できるかを示しており、各領域で伝搬できる電磁波が示されている。プラズマ中で伝搬できる電磁波は図 A.5 のように進行方向が磁場に平行な L、R 波と磁場に垂直な O(正常)、X(異常) 波がある。

我々が考えているプラズマ密度 $10^{17} / \text{m}^3$ と磁場強度 875 G を見ると伝搬できる波は R のみあることがわかる。

A.1.4 プラズマシース面

プラズマ全体は準中性を保つように運動する。壁面近くではイオンより電子の方が速度は大きいので壁面に早く到達しやがてイオンと電子の壁面衝突数が等しくなるところで定常状態となるのでプラズマに接している壁面に対しては一般に正のポテンシャルを持っている（プラズマポテンシャル）。

ここで定常状態のシース領域のポテンシャルを計算する。

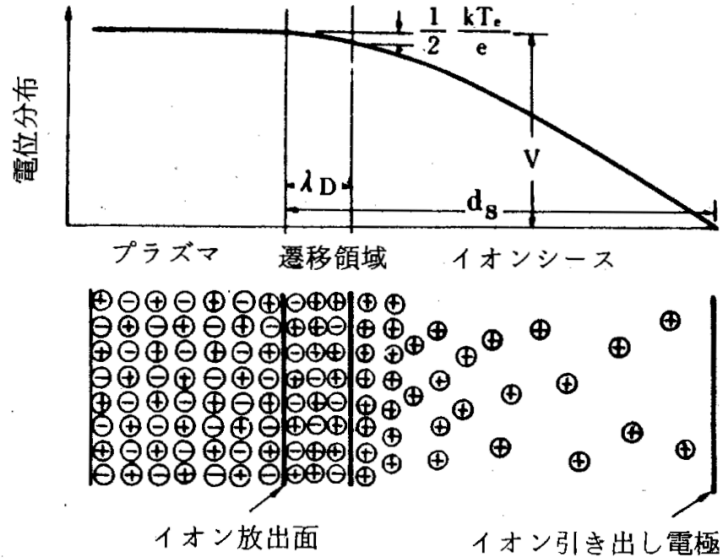


図 A.6: シース領域での1次元ポテンシャル [2]

図 A.6 のようにプラズマ室に接している壁からデバイ長オーダー程度 ($\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{N_e e^2}}$) の厚さの領域では、プラズマの準中性が保たれずポテンシャル分布 ($\phi(x)$) が存在している。一般にはプラズマ中心に対するプリシースポテンシャルが $\sim \frac{k T_e}{2e}$ 、壁面ポテンシャルが $\sim 4 k T_e$ ほどになり、シース領域の長さが $\sim 10 \lambda_D$ 、プリシース領域の長さが $\sim \lambda_D$ 程度になる [16]。

このデバイ長は我々が考えているプラズマ (密度 $= 10^{17} / \text{m}^3$ 、 $T_e = 10 \text{ eV}$) では

$$\lambda_D = 7.4 \times 10^{-5} \text{ m} \quad (\text{A.29})$$

なので各粒子の平均自由工程 ($\sim \text{cm}$ 以上) より十分大きくこの領域では粒子は無衝突であると考えられる。

定常状態では図 A.6 のように遷移領域 (プリシース) とイオンシース領域に分かれプリシースまで準中性が保たれている。

ここでプリシースとシースの境界をシース端と呼ぶことにしそこでのイオン速度とプラズマ密度を v_0 、 N_0 、シース内の速度と密度を $v(x)$ 、 $N_i(x)$ とすると電流の保存則よりシース内では

$$N_0 v_0 = N_i(x) v(x) \quad (\text{A.30})$$

となる。またプラズマ中心でのイオンの初速度をゼロとすると、プリシースにおける電位差 ϕ_0 により

$$e \phi_0 = \frac{1}{2} m_i v_0^2 \quad (\text{A.31})$$

となる。よってこの2式より

$$N_i(x) = N_0 \sqrt{\frac{\phi_0}{\phi(x)}} \quad (\text{A.32})$$

となる。また電子密度については電子温度が高くボルツマン分布となっているので

$$N_e(x) = N_0 \exp\left(\frac{e(\phi_0 - \phi(x))}{kT_e}\right) \quad (\text{A.33})$$

となる。

これらの粒子密度より $\phi(x) = \phi_0$ で $\frac{d\phi}{dx} = 0$ とするとポワソン方程式

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_0}(N_i(x) - N_e(x)) \quad (\text{A.34})$$

$$\rightarrow \left(\frac{d\phi}{dx}\right)^2 = \frac{2eN_0}{\epsilon_0} \left(-2\phi_0 \left(\frac{\phi(x)}{\phi_0} - 1\right) + \frac{kT_e}{e} \left(\exp\left(\frac{e(\phi(x) - \phi_0)}{kT_e}\right) - 1\right)\right) \quad (\text{A.35})$$

となる。

ここでプリシース領域では $\delta\phi = \phi(x) - \phi_0 < \frac{kT_e}{e}$ となるので

$$\left(\frac{d\phi}{dx}\right)^2 = \frac{eN_0}{\epsilon_0} \left(\frac{e}{kT_e} - \frac{1}{2\phi_0}\right) (\Delta\phi)^2 \quad (\text{A.36})$$

となる。すると $\left(\frac{d\phi}{dx}\right)^2 > 0$ より

$$\phi_0 = \frac{kT_e}{2e} \quad (\text{A.37})$$

$$v_0 > \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} = C_s \quad (\text{A.38})$$

となり、イオンはイオン音速 C_s 以上でプラズマから放出されることがわかる (ボーム条件)。またこれがシース端におけるイオン飽和電流条件

$$J_{pi} = N_i e \left(\frac{kT_e}{m_i}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \quad (\text{A.39})$$

となる。

この式からある電流密度に必要なプラズマ密度がわかる。例えば引き出し口径 $\phi 8 \text{ mm}$ でビーム電流 50 mA を達成するには電子温度 $T_e = 10 \text{ eV}$ として

$$J_{si} = 994 \text{ mA/m}^2 \quad (\text{A.40})$$

$$\rightarrow N_i = 3.3 \times 10^{17} / \text{m}^3 \quad (\text{A.41})$$

となり大電流には $10^{17} / \text{m}^3$ ほどのプラズマ密度が必要であることがわかる。

A.2 磁場中のイオン・電子の運動

電子の閉じ込めを考える際に重要となる、磁場中での荷電粒子の基本的な運動について議論する

A.2.1 サイクロトロン運動

。図 A.7 のように z 方向に一様静磁場がある領域を考える。

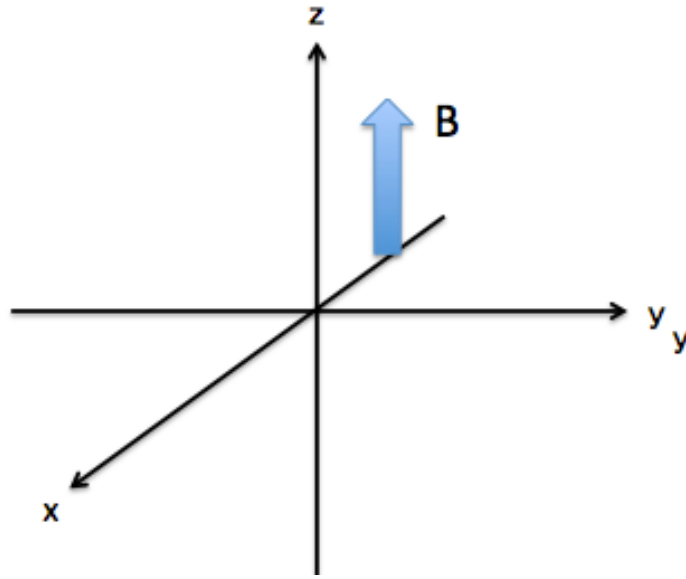


図 A.7: サイクロトロン運動の座標系

すると z 座標方向では等速運動となり、 z 軸方向では運動方程式

$$m \frac{dv_x}{dt} = qv_y B \quad (\text{A.42})$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = -qv_x B \quad (\text{A.43})$$

$$\rightarrow \frac{dv_x^2}{dt^2} = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_x \quad (\text{A.44})$$

$$\frac{dv_y^2}{dt^2} = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_y \quad (\text{A.45})$$

となり x 、 y 座標では $\omega_c = \frac{qB}{m}$ の円運動をすることがわかる。ここで q 、 m はそれぞれ荷電粒子の電荷、質量である。これをサイクロトロン運動といい、 ω_c をサイクロトロン周波数という。このように荷電粒子は基本的に磁場にトラップされ巻きつきながらプラズマ室内を運動する。またこのときの円運動半径は $r_c = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{qB}$ となりこれをラーマー半径という。

A.2.2 $E \times B$ ドリフト運動

図 A.8 のように z 軸方向に磁場、 y 軸に垂直な向きに電場がある領域を考える。

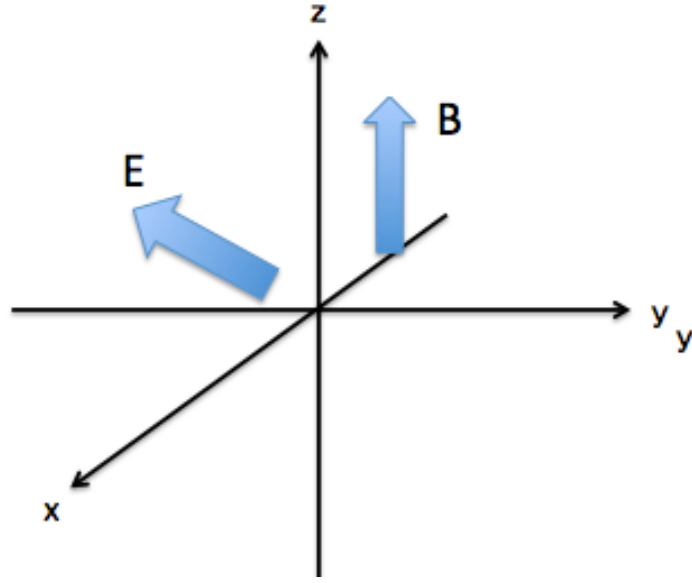


図 A.8: $E \times B$ ドリフト運動の座標系

すると z 方向には等加速度運動となり、 $v_z = \frac{eE_z}{m}t + v_{0z}$ となる (v_{0z} は z 方向の初速度)。 x 、 y 方向では

$$m \frac{dv_x}{dt} = qE_x + qv_y B \quad (\text{A.46})$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = -qv_x B \quad (\text{A.47})$$

$$\rightarrow \frac{dv_x^2}{dt^2} = -\omega_c^2 v_x \quad (\text{A.48})$$

$$\frac{dv_y^2}{dt^2} = -\omega_c^2 \left(\frac{E_x}{B} + v_y \right) \quad (\text{A.49})$$

となる。すると $-y$ 方向に速度 $\frac{E_x}{B}$ でドリフトしながら xy 座標でサイクロトロン運動をすることがわかる。これを一般化すると一様な磁場と電場があるとき、粒子はそれらに垂直な方向に $v_{dE} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$ でドリフトしながらサイクロトロン運動をし、これを $E \times B$ ドリフトという。

また同様にして一般的な力 F と磁場がある時も $\frac{F \times B}{eB^2}$ 速度でドリフトする。これらにより電子の一般的なドリフト運動を考えることができる。

A.3 プラズマ室内部で起こる反応

3.3.1 で述べた 0 次元プラズマモデル計算で考えた非弾性散乱の式と断面積を示す。データは全て Janev[8] の解析式を使った (反応係数 σv しかデータのないものはそちらを記してある)。

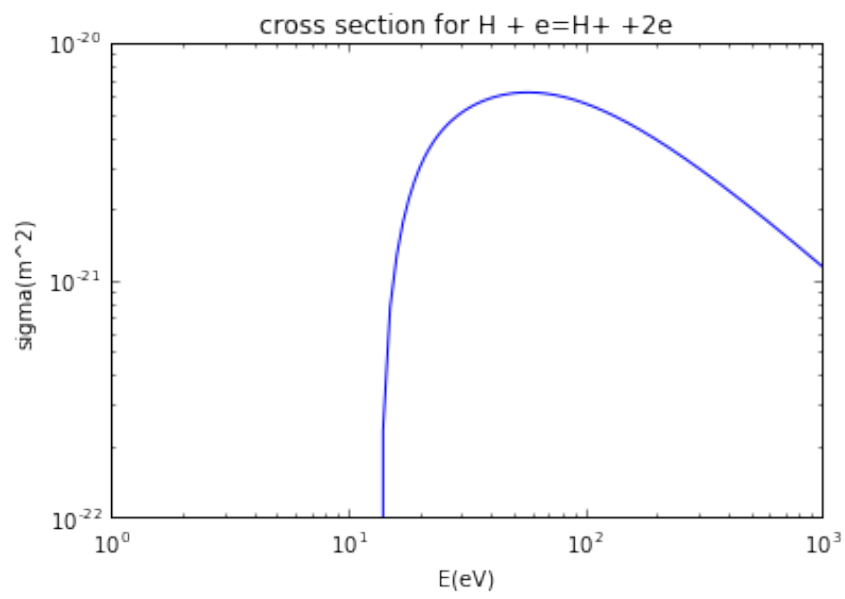


図 A.9: 1. イオン化反応: $H + e^- \rightarrow H^+ + 2e^-$ 断面積

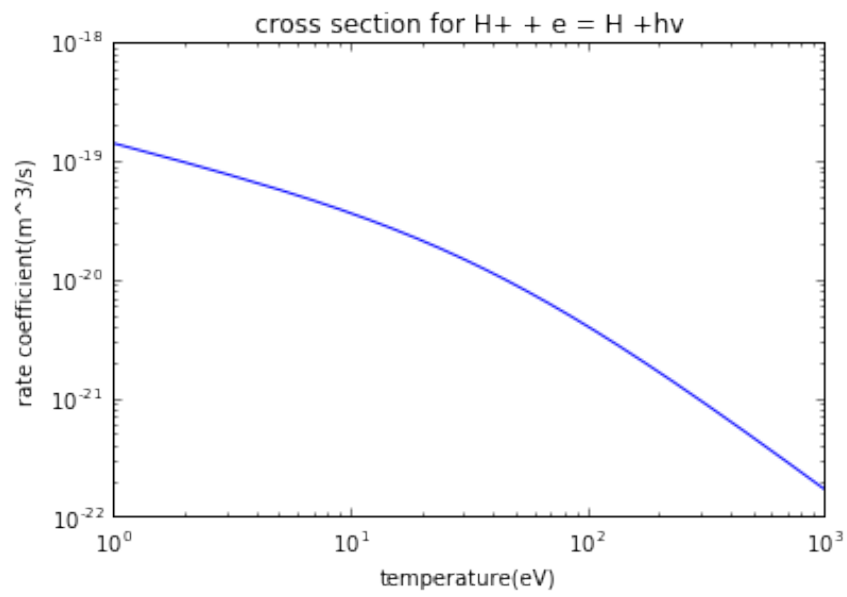


図 A.10: 2. 再結合反応: $H^+ + e^- \rightarrow H + h\nu$ 断面積

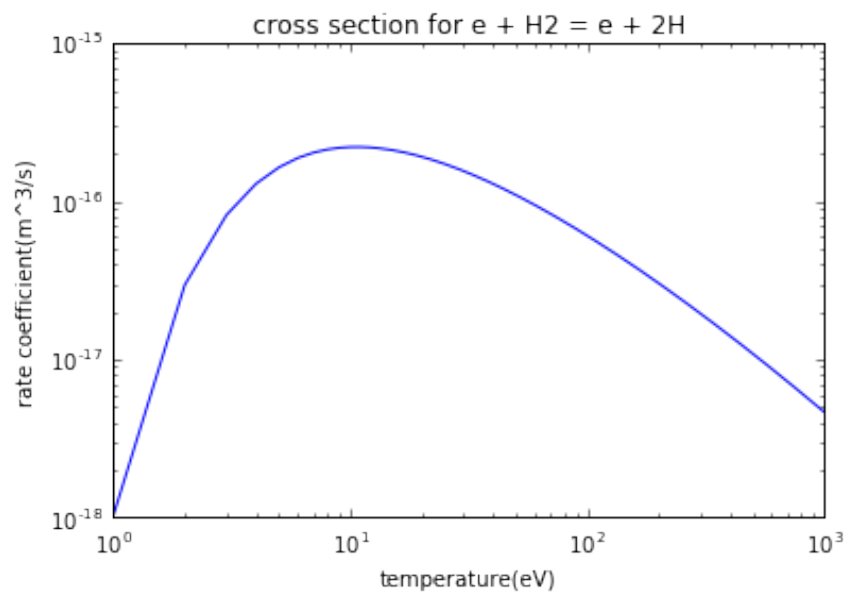


図 A.11: 3. 解離反応: $e^- + H_2 \rightarrow e^- + 2H$ 断面積

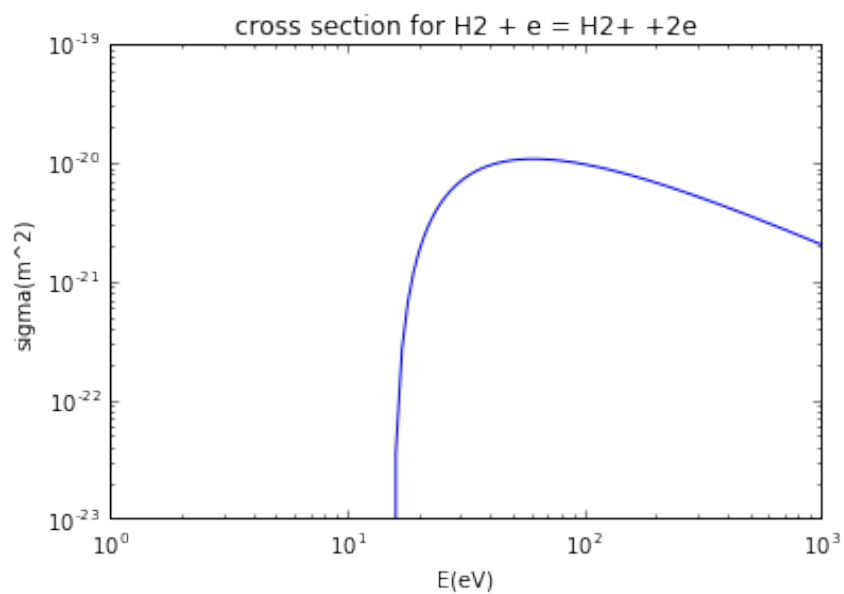


図 A.12: 4. イオン化反応: $H_2 + e^- = H_2^+ + 2e^-$ 断面積

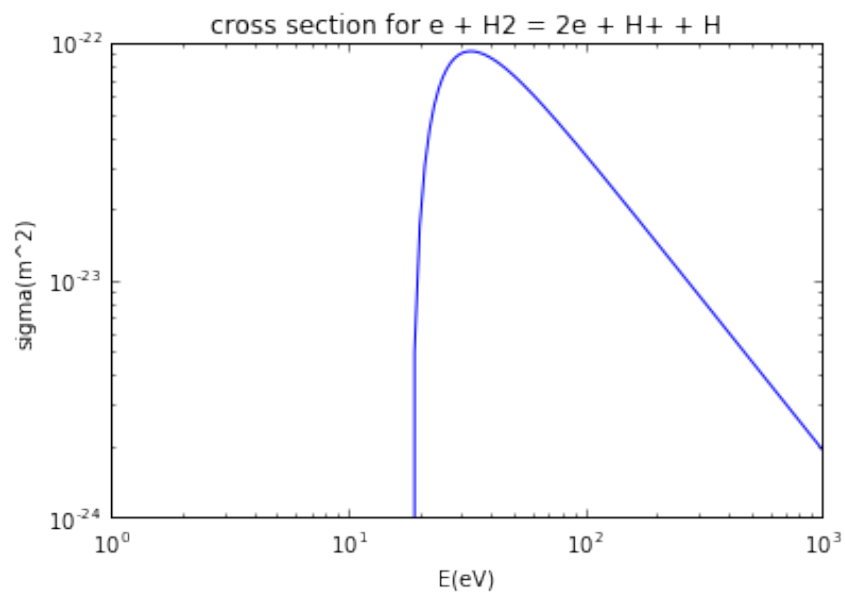


図 A.13: 5. 解離性イオン化反応: $e^- + H_2 \rightarrow 2e^- + H^+ + H$ 断面積

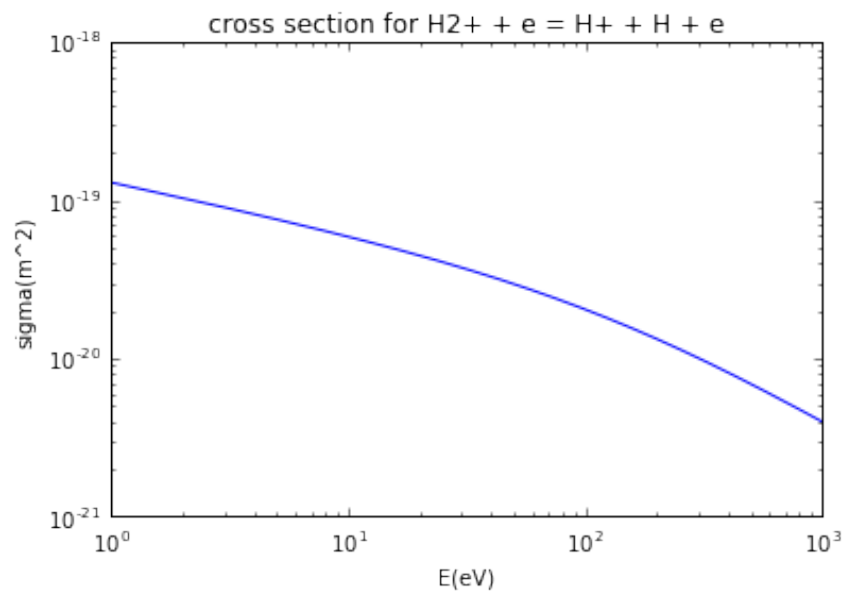


図 A.14: 6. 解離反応: $H_2^+ + e^- \rightarrow H^+ + H + e^-$ 断面積

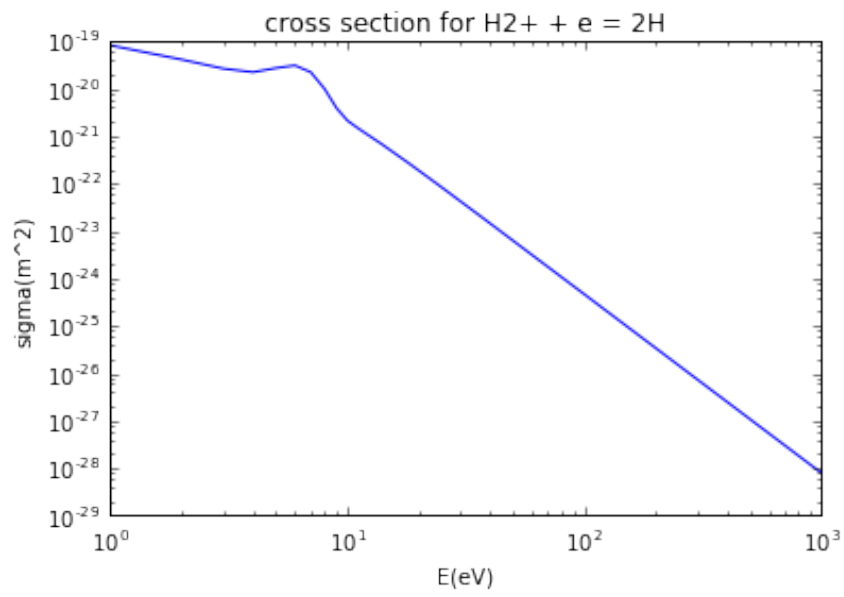


図 A.15: 7. 解離性再結合反応: $H_2^+ + e^- \rightarrow 2H$ 断面積

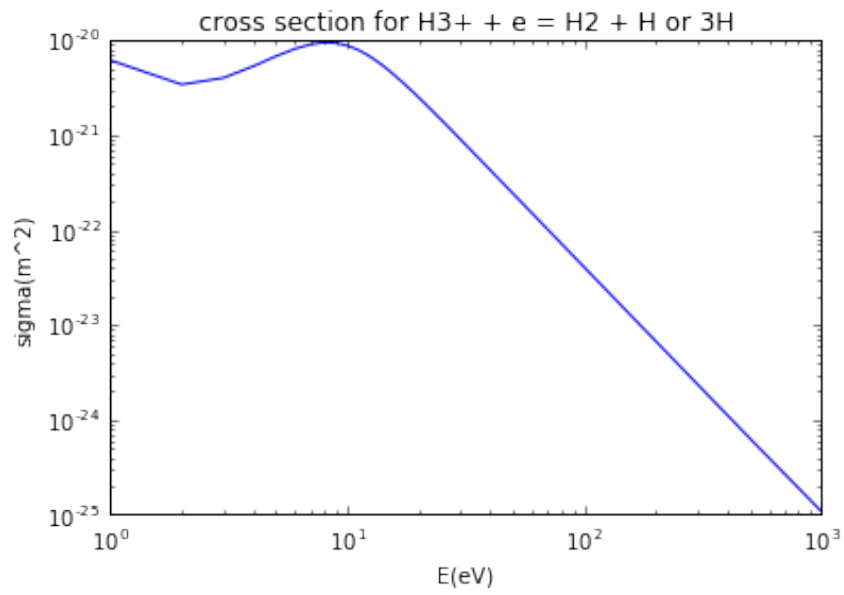


図 A.16: 8. 解離性再結合反応: $H_3^+ + e^- \rightarrow H_2 + H \text{ or } 3H$ 断面積

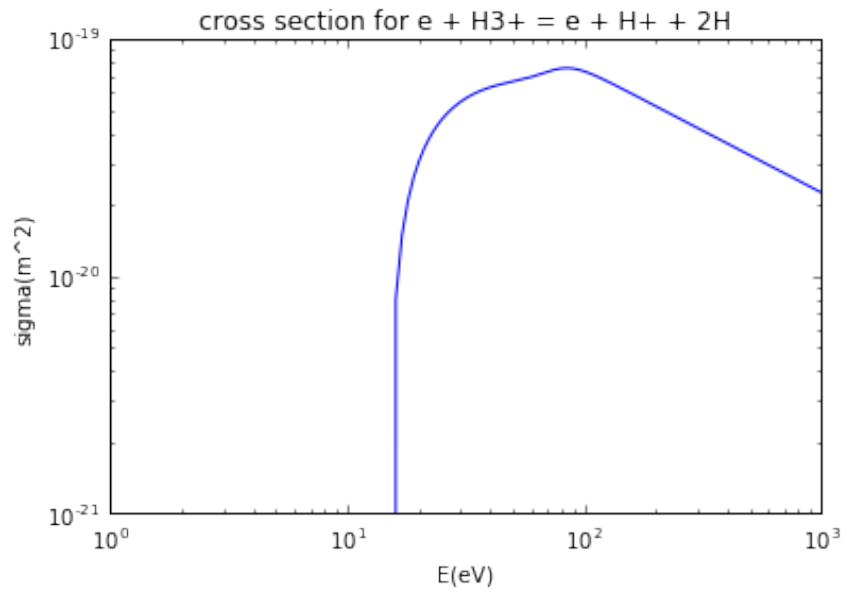


図 A.17: 9. 解離反応: $e^- + H_3^+ \rightarrow e^- + H^+ + 2H$ 断面積

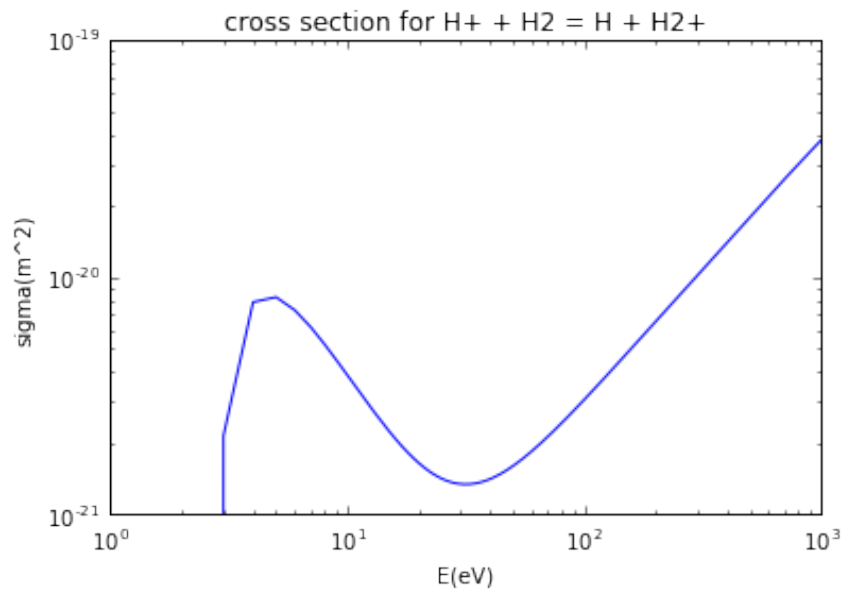


図 A.18: 10. 荷電交換反応: $H^+ + H_2^+ \rightarrow H + H_2^+$ 断面積

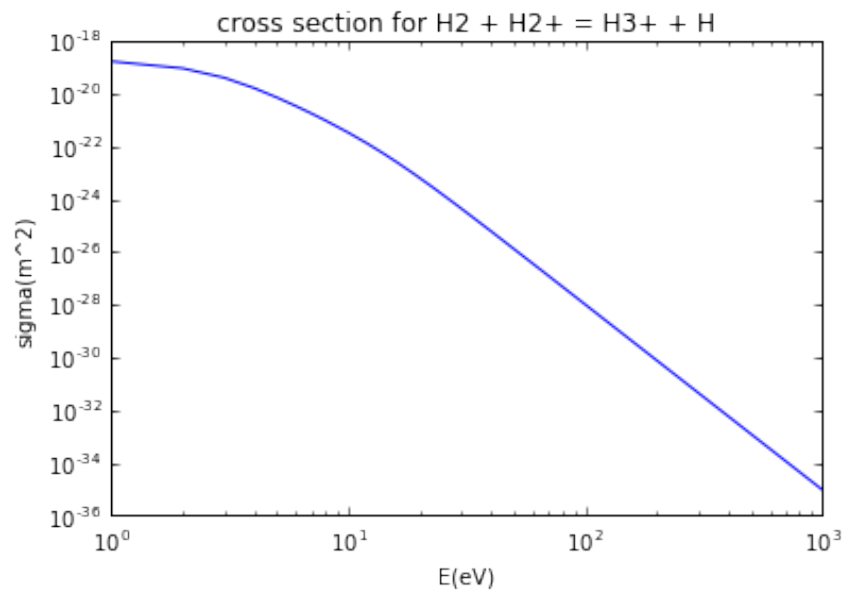


図 A.19: 11. H_3^+ 生成反応: $H_2 + H_2^+ \rightarrow H_3^+ + H$ 断面積

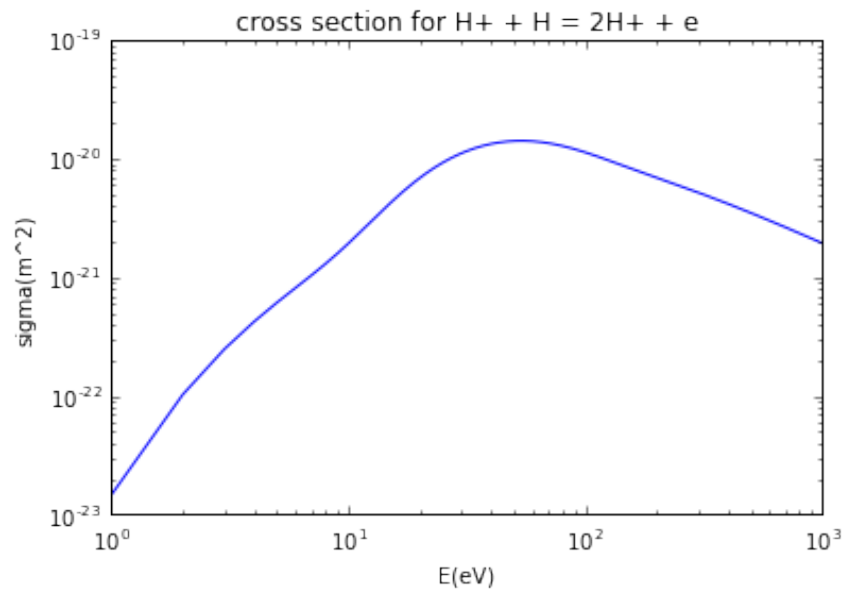


図 A.20: 12. イオン化反応: $H_2 + H_2^+ \rightarrow H_3^+ + H$ 断面積

付 録 B ビーム力学

ここではビーム力学で使われる方程式とパラメータについて議論する [12] (詳細な途中計算はここでは省くとする)。

B.1 ヒルの方程式

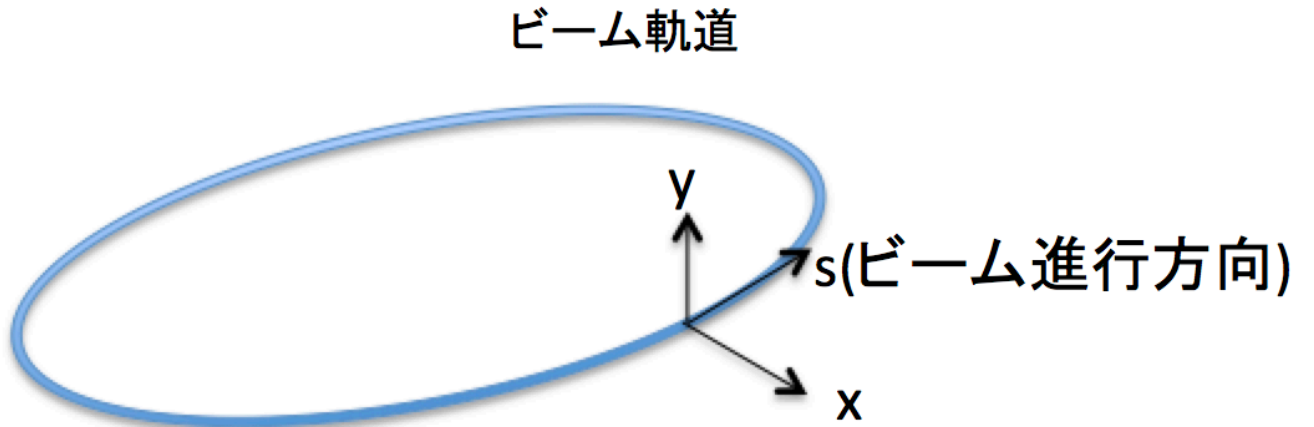


図 B.1: ビーム力学に置ける座標系

ここでは図 B.1 のような粒子の軌道に沿った座標系で考えるとする。一般にビームの粒子はビームの横方向 (ビームの進行方向に垂直な方向) の運動を考えると理想的な軌道 (設計軌道) の周りを振動している (ベータトロン振動)。外部電磁場を多極展開したときの線形な項のみを考えたとき、ベータトロン振動はヒルの方程式

$$x'' + k_x(s)x = F_x \quad (\text{B.1})$$

$$y'' + k_y(s)y = F_y \quad (\text{B.2})$$

で書ける (χ は理想軌道からのずれ、 F_x 、 F_y は粒子の空間電荷力を表す)。

今、空間電荷力を無視するとこれらの一般解は

$$\chi_1(s) = \omega(s)e^{i\varphi(s)} \quad (\text{B.3})$$

$$\chi_2(s) = \omega(s)e^{-i\varphi(s)} \quad (\text{B.4})$$

の線形結合になることが知られている。これらを式 (6.1)、(6.2) に代入して整理すると

$$\omega'' + k\omega - \frac{1}{\omega^3} = 0 \quad (\text{B.5})$$

$$\varphi' = \frac{1}{\omega^2} \quad (\text{B.6})$$

を満たすことがわかる。するとこれらの式を使って $s = s_1$ で初期値 (χ_1, χ'_1) のとき、 $s = s_2$ での値 (χ_2, χ'_2) が決まる。そこで

$$\chi_2 = m_{11}\chi_1 + m_{12}\chi'_1 \quad (\text{B.7})$$

$$\chi'_2 = m_{21}\chi_1 + m_{22}\chi'_1 \quad (\text{B.8})$$

とおくと

$$m_{11} = \frac{\omega_2}{\omega_1} \cos \varphi - \omega_2 \omega'_1 \sin \varphi \quad (\text{B.9})$$

$$m_{12} = \omega_1 \omega_2 \sin \varphi \quad (\text{B.10})$$

$$m_{21} = -\frac{1 + \omega_1 \omega'_1 \omega_2 \omega'_2}{\omega_1 \omega_2} \sin \varphi - \left(\frac{\omega'_1}{\omega_2} - \frac{\omega'_2}{\omega_1} \right) \cos \varphi \quad (\text{B.11})$$

$$m_{22} = \frac{\omega_1}{\omega_2} \cos \varphi + \omega_1 \omega'_2 \sin \varphi \quad (\text{B.12})$$

となる ($\varphi = \varphi(s_2) - \varphi(s_1)$)。ここで、twiss parameter として

$$\beta(s) = \omega^2(s) \quad (\text{B.13})$$

$$\alpha(s) = -\omega(s)\omega'(s) = -\frac{\beta'(s)}{2} \quad (\text{B.14})$$

$$\gamma(s) = \frac{1 + \alpha^2}{\beta} \quad (\text{B.15})$$

とすると、これらは

$$m_{11} = \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} (\cos \varphi + \alpha_1 \sin \varphi) \quad (\text{B.16})$$

$$m_{12} = \sqrt{\beta_1 \beta_2} \sin \varphi \quad (\text{B.17})$$

$$m_{21} = -\frac{1 + \alpha_1 \alpha_2}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} \sin \varphi + \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} \cos \varphi \quad (\text{B.18})$$

$$m_{22} = \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} (\cos \varphi - \alpha_2 \sin \varphi) \quad (\text{B.19})$$

となり、粒子はこれらの式に従って運動する。

次に粒子の従う楕円方程式を導出する。

ヒルの方程式に対するハミルトニアンは

$$H(\chi, \chi'; s) = \frac{1}{2} \chi'^2 + \frac{1}{2} k(s) \chi^2 \quad (\text{B.20})$$

となる。ここで $(\chi, \chi') \rightarrow (\varphi(s), J(s))$ と母関数 $F_1(\chi, \varphi) = -\frac{\chi^2}{2\beta} (\tan \varphi - \frac{\beta'}{2})$ を用いて正準変換すると

$$\chi' = \frac{\partial F_1}{\partial \chi} = -\frac{\chi}{\beta} (\tan \varphi - \frac{\beta'}{2}) \quad (\text{B.21})$$

$$J = -\frac{\partial F_1}{\partial \varphi} = \frac{\chi^2}{2\beta \cos^2 \varphi} \quad (\text{B.22})$$

より

$$\chi = \sqrt{2\beta J} \cos \varphi \quad (\text{B.23})$$

$$\chi' = -\sqrt{\frac{2J}{\beta}} (\alpha \cos \varphi + \sin \varphi) \quad (\text{B.24})$$

ハミルトニアンは

$$H_4(\varphi, J) = H + \frac{\partial F_1}{\partial s} = \frac{J}{\beta} \quad (\text{B.25})$$

となる。するとハミルトン方程式

$$\varphi' = \frac{\partial H_4}{\partial J} = \frac{1}{\beta} \quad (\text{B.26})$$

$$J' = -\frac{\partial H_4}{\partial \varphi} = 0 \quad (\text{B.27})$$

となり、 J は s に依らない保存量であることがわかる。この時、

$$\gamma^2(s)\chi^2 + 2\alpha(s)\chi\chi' + \beta(s)\chi'^2 = 2J \equiv \epsilon \quad (\text{B.28})$$

より、粒子は (χ, χ') の位相空間ではこの楕円上を運動することがわかる。このとき $2J = \epsilon$ は楕円の面積を π で割ったものであるとわかる。

B.2 twiss parameter とアクセプタンス

実際のビームのある位置での位相空間では多数の粒子の点からなるが、位相空間内では全体で一つの楕円を形成している。ここで楕円の一つの表し方として twiss parameter を次のような二乗平均値として定義する。

$$\alpha_{\text{rms}} = -\frac{\langle xx' \rangle}{\epsilon_{\text{rms}}} \quad (\text{B.29})$$

$$\beta_{\text{rms}} = \langle x^2 \rangle / \epsilon_{\text{rms}} \quad (\text{B.30})$$

$$\gamma_{\text{rms}} = \frac{1 + \alpha^2}{\beta} \quad (\text{B.31})$$

$$\epsilon_{\text{rms,u}} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (\text{B.32})$$

すると図 B.2 のようにビームの半径の二乗平均 $\bar{x}$ と傾きの二乗平均 $\bar{x}'$ 、楕円方程式は

$$\bar{x} = \beta_{\text{rms}} \epsilon_{\text{rms}} \quad (\text{B.33})$$

$$\bar{x}' = \gamma_{\text{rms}} \epsilon_{\text{rms}} \quad (\text{B.34})$$

$$\gamma^2 \bar{x}^2 + 2\alpha \bar{x} \bar{x}' + \beta \bar{x}'^2 = \epsilon_{\text{rms,u}} \quad (\text{B.35})$$

と表せる。

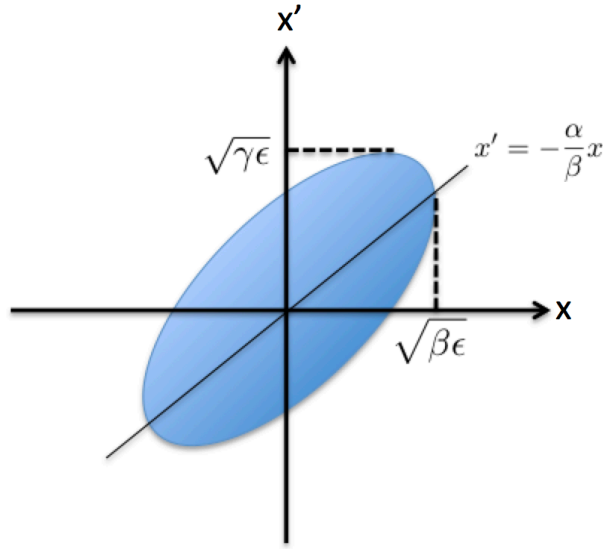


図 B.2: twiss parameter と位相空間楕円の関係

また、このときの大きな楕円の面積 $\epsilon_{rms,u}/\pi$ は RMS エミッタンスといい、これが小さいほどよりビームの広がりが小さく発散も少ないまっすぐな質の良いビームとなる。この量は (楕円の面積)/ π に等しいので、Liouville の定理より加速しない輸送系では保存量となる。

またこの RMS エミッタンスをビーム速度で次のように規格化したエミッタンスを規格化エミッタンスといい、加速中でも保存量となる。

$$\epsilon_{rms,n} = \beta\gamma\epsilon_{rms,u} \quad (B.36)$$

本研究でエミッタンスと表記する時は unnormalized な RMS エミッタンスを指す。

また、アクセプタンスとはある輸送系 (加速も含む) に対してビームを加速可能かつ漏れなく輸送可能であるための位相空間での領域である。よってビームの位相空間の楕円はこのアクセプタンスの領域に収める必要があり、そのように各輸送系の外部パラメータは調整される。

このアクセプタンスは位置によって異なり、本研究では RFQ 入射部でのアクセプタンスへの収束が問題となる。

B.3 エンベロープ方程式

ビーム粒子全体が従う楕円方程式を導出する。全ての粒子は前節のヒルの方程式に従っている。

$$x'' + k(s)x - F_s = 0 \quad (B.37)$$

ここで

$$\frac{dx^2}{ds} = 2xx' \quad (B.38)$$

$$\frac{dxx'}{ds} = x'^2 + xx'' = x'^2 + [-k(s)x^2 + F_s x] \quad (B.39)$$

より二乗平均 $\bar{x}$ 、 $\bar{x}'$ の式に直すと

$$\bar{x}^2 + k(s)\bar{x} - \frac{\epsilon_{rms}}{\bar{x}^3} - \frac{x\bar{F}_s}{\bar{x}} = 0 \quad (B.40)$$

となりこの式に従ってビーム軌道が発展する。第二項は電磁石などの外部力、第三項はエミッタンスによる発散力、第四項はビーム粒子の空間電荷力による発散力を示す。

F_s はビーム粒子分布に依るが、ここでは例としてパルスではなく無限に繋がっている連続な一様な円分布を考える。密度は

となる (r_0 はビーム半径)。この時、単位長さ当たりの電荷は $\lambda = \rho_0 r_0^2 \pi$ なので、ビーム電流 I とは

$$I = \rho_0 r_0^2 \pi \beta c \quad (\text{B.41})$$

の関係がある。すると半径 r の位置での空間電荷による電場は

$$E_r = \frac{I r}{2\pi \epsilon_0 v r_0^2} \quad (\text{B.42})$$

半径 r の位置での空間電荷による磁場は

$$B_\theta = \frac{\beta_z}{c} E_r \quad (\text{B.43})$$

となり、これらを使って $F_s = \frac{q E_s}{\gamma^3 m v^2}$ となる。

$k(s)$ はソレノイド磁石や四極磁石などの外部力による収束を表しそれぞれに対し $k(s)$ が表せる。例えばソレノイド磁石に対しては

$$k(s) = \left(\frac{q B(s)}{2 m_0 c \beta_i(s) \gamma_i(s)} \right)^2 \quad (\text{B.44})$$

となる。エミッタンス項についてはビームが加速されない限り、線形近似のもとではリウヴィルの定理により RMS エミッタンスは保存されるので、一定とされる。この楕円方程式を用いてビーム半径の発展を追うことができる。

謝辞

本研究にあたり、学部頃から適切な御指導・御助言をくださり本研究を行うきっかけをくださった山下了先生に感謝致します。

また本研究は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の先生方及び一緒に作業をしていただいた日本アドバンステクノロジー株式会社 (NAT)・アトックス株式会社 (ATOX) の皆様、そして筑波大学の大西貴博氏のご協力のもとに実現致しました。

KEK の内藤富士雄先生、小林仁先生、栗原俊一先生、本田洋介先生、帯名崇先生、宮島司先生にはイオン源に限らず加速器全体について様々な知恵と知識をご教授していただきながら日々の私の拙い議論に付き合ってくださいました。また高木昭先生、柴田崇統先生にはイオン源について基本的な知識からイオン源改造に関する知恵をご教授していただき、またシミュレーション等に行き詰っていた時に貴重なご助言をいただきました。また NAT と ATOX の皆様には日々のイオン源改造作業に付き合ってください、また加速器開発における実用的な知識を日々学ばさせていただきました。また筑波大学の大西貴博氏には日々の作業に限らず加速器への医学的な視点からのご意見もいただきました。

山下研究室の皆様には2年間の大学院生活で日常面からお世話になり、またミーティングを通して様々な視点から議論をいただきました。特に長倉直樹氏には本論文の添削にも御協力いただきました。半年間有意義な研究生生活を過ごすことができました。本研究にご協力いただいた皆様に心より感謝致します。

最後に日々の研究生生活を支えてくださった私の家族に感謝致します。