

東京大学 大学院新領域創成科学研究科  
基盤科学研究系  
先端エネルギー工学専攻

平成 29 年度

修士論文

無電極電気推進機のプラズマ電磁誘導加速過程に関する  
研究

2018 年 1 月 30 日提出  
指導教員 小泉 宏之 准教授

47166072 関根 北斗



# 目次

序文.....	1
第 1 章 研究背景 .....	2
1.1 電極を用いた電気推進機 .....	2
1.1.1 静電加速式.....	2
1.2 無電極電気推進.....	5
1.2.1 静電加速式.....	5
1.2.2 磁気ノズル加速式.....	6
1.2.3 電磁誘導加速式.....	9
1.3 プラズマ中の磁場浸透.....	15
第 2 章 RIPAL .....	16
2.1 ICP (Inductively Coupled Plasma) .....	16
2.2 RIPAL の作動原理.....	16
2.3 等価回路モデル.....	17
第 3 章 実験装置 .....	19
3.1 設置系統図 .....	19
3.2 真空装置.....	19
3.3 プラズマ生成用装置.....	19
3.3.1 高周波電力供給系 .....	19
3.3.2 推進剤ガス供給系 .....	21
3.3.3 プラズマ生成用永久磁石 .....	21
3.4 プラズマ加速用装置.....	25
3.4.1 プラズマ加速用コイル (Acceleration coil).....	25
3.4.2 キャパシタ .....	25
3.4.3 キャパシタ充電用高電圧電源.....	25
3.4.4 スイッチ.....	27
3.5 測定系 .....	28
3.5.1 ログスキーコイル .....	28
3.5.2 オシロスコープ.....	28
3.6 磁気プローブ.....	29
3.6.1 これまでの磁気プローブ計測.....	29
3.6.2 磁気プローブの原理 .....	29
3.6.3 Capacitive pickup の軽減.....	30
3.6.4 3 軸測定用磁気プローブ.....	31
3.7 トリプルプローブ .....	34

3.7.1	トリプルプローブの原理.....	34
3.7.2	実験装置.....	37
第4章	磁場測定.....	38
4.1	解析方法.....	38
4.1.1	磁場の時間履歴の導出.....	38
4.1.2	誘導電流の導出.....	40
4.1.3	誘導磁場 $B_{ind}$ の導出.....	40
4.1.4	軸方向ローレンツ力 $f_z$ の計算.....	41
4.2	ノイズ処理.....	42
4.2.1	FFT を用いたバンドパスフィルタ.....	42
4.2.2	断面積と傾きの校正.....	45
4.2.3	スムージング処理.....	49
4.3	実験結果① プラズマなし実験.....	51
4.3.1	実験条件.....	51
4.3.2	磁場分布.....	51
4.3.3	誘導電流分布.....	51
4.3.4	ローレンツ力分布.....	51
4.4	実験条件② Xe 流量：12 sccm 実験.....	61
4.4.1	実験条件.....	61
4.4.2	磁場分布.....	61
4.4.3	誘導磁場分布.....	61
4.4.4	誘導電流分布.....	61
4.4.5	ローレンツ力分布.....	61
4.5	実験条件③ Xe 流量：18 sccm 実験.....	73
4.5.1	実験条件.....	73
4.5.2	磁場分布.....	73
4.5.3	誘導磁場分布.....	73
4.5.4	誘導電流分布.....	73
4.5.5	ローレンツ力分布.....	73
4.6	実験条件④ Xe 流量：18 sccm, 蓋つき実験.....	85
4.6.1	実験条件.....	85
4.6.2	磁場分布.....	86
4.6.3	誘導磁場分布.....	86
4.6.4	誘導電流分布.....	86
4.6.5	ローレンツ力分布.....	86
第5章	議論と考察.....	99



5.1	誘導電流の $z$ 方向移動速度.....	99
5.1.1	実験条件② Xe 流量 : 12 sccm 実験 .....	100
5.1.2	実験条件③ Xe 流量 : 18 sccm 実験 .....	107
5.1.3	実験条件④ Xe 流量 : 18 sccm 実験, フタつき実験.....	114
5.1.4	$j_\theta$ と $f_z$ の移動速度 $v_{j\theta}$ , $v_{fz}$ のまとめ .....	121
5.2	先行研究との比較 .....	122
5.2.1	CTP-FARAD における誘導電流分布との比較.....	122
5.2.2	CTP-FARAD との比較から得られる考察.....	122
5.3	加速コイル電流と誘導電流の位相差 .....	124
5.3.1	加速コイル電流と誘導電流の位相差の検証.....	124
5.3.2	加速コイル電流と誘導電流の位相差の検証結果.....	124
5.3.3	加速コイル電流と誘導電流の位相差に関する考察 : 磁場拡散方程式より .	128
5.3.4	加速コイル電流と誘導電流の位相差に関する考察 : 等価回路モデルより .	128
5.3.5	誘導電流およびローレンツ力の振幅に関する考察.....	129
5.4	プラズマの電気伝導率 $\sigma_\theta$ 分布.....	130
5.4.1	プラズマの電気伝導率分布の導出 .....	130
5.4.2	変動電場 $E_\theta$ および電気伝導率 $\sigma_\theta$ の分布 (実験条件①).....	131
5.4.3	変動電場 $E_\theta$ および電気伝導率 $\sigma_\theta$ の分布 (実験条件②).....	131
5.4.4	変動電場 $E_\theta$ および電気伝導率 $\sigma_\theta$ の分布 (実験条件③).....	131
5.4.5	変動電場 $E_\theta$ および電気伝導率 $\sigma_\theta$ の分布 (実験条件④).....	131
5.4.6	周方向電場 $E_\theta$ および周方向誘導電流 $j_\theta$ の位相差.....	148
5.4.7	プラズマ中の電場 $E_\theta$ および電気伝導率 $\sigma_\theta$ の分布に関する考察.....	148
5.5	Alfvén 速度に関する考察 .....	150
5.5.1	Alfvén 速度とは.....	150
5.5.2	軸方向 Alfvén 速度 $V_A$ の計算結果.....	150
5.5.3	軸方向 Alfvén 速度 $V_A$ と誘導電流のピークの移動速度との比較 .....	151
第 6 章	結論と今後の展望.....	154
6.1	本研究のまとめと結論 .....	154
6.2	今後の展望 .....	155
	参考文献 .....	156
	謝辞.....	164
	業績リスト.....	165
	Appendix A 準定常電流近似 .....	166
	Appendix B Debye 長の計算 .....	168



## 図目次

図 1-1. イオンスラストの作動概念図. ....	3
図 1-2. 永久磁石を用いた時の HPT-1 と実験装置の概要図[49]. ....	7
図 1-3. HPT-1 の概観[38]. ....	7
図 1-4. HEAT の概観[50]. ....	8
図 1-5. VASIMR の概念図[59]. ....	9
図 1-6. PIT の概念図[65]. ....	10
図 1-7. (左) FARAD の概観[65]. (右) FARAD の概念図[69]. ....	11
図 1-8. RMF の概念図[75]. ....	12
図 1-9. REF の概念図[50]. ....	13
図 1-10. $m=0$ 加速法の概念図[51]. ....	14
図 2-1. RIPAL の推力発生原理の模式図. ....	17
図 2-2. プラズマ電磁誘導加速の等価回路. ....	18
図 3-1. 実験時の接地系統図. ....	20
図 3-2. 実験に用いた真空チェンバとクライオポンプ. ....	20
図 3-3. 実験に用いたロータリーポンプ. ....	21
図 3-4. プラズマ生成用コイルと永久磁石. ....	22
図 3-5. プラズマ生成用高周波電源と整合器. ....	22
図 3-6. マスフローコントローラと高電圧電源. ....	23
図 3-7. RIPAL の静磁場強度 (FEMM による計算値). 白点線は磁力線を表す. ...	23
図 3-8. RIPAL の静磁場ベクトル (FEMM による計算値). ....	24
図 3-9. RIPAL のベクトルポテンシャル (FEMM による計算値). 色線は等高線 (す なわち磁力線) を表す. ....	24
図 3-10. プラズマ加速用コイルとロゴスキーコイル, および底面永久磁石. ....	26
図 3-11. パルス発振回路の写真. ....	26
図 3-12. パルス発振回路の回路図. ....	26
図 3-13. 実験に使用したファンクションジェネレータ. ....	27
図 3-14. IGBT 駆動回路の回路図[3]. ....	27
図 3-15. 実験に使用したオシロスコープ. ....	28
図 3-16. CTT を用いた磁気プローブ測定回路の回路図[95]. ....	31
図 3-17. アルミナコアの CAD 図. 各辺には深さ 0.5 mm の溝が掘られており, 容易 に 3 コイル間の垂直をとることが出来るようになっている. ....	32
図 3-18. アルミナコアにエナメル線を巻き付けた様子. ....	32
図 3-19. テクサム製 BNC 導入端子. ....	32
図 3-20. 磁気プローブ先端. ....	33

図 3-21. 磁気プローブ測定回路の等価回路図. ....	33
図 3-22. トリプルプローブ測定回路（電流法）の回路図. ....	36
図 3-23. トリプルプローブ測定回路（電圧法）の回路図. ....	36
図 3-24. 実験時のトリプルプローブ測定回路の回路図. ....	37
図 4-1. 磁場測定実験の解析フロー. ....	38
図 4-2. <b>3,3</b> における磁気プローブの出力波形. ....	39
図 4-3. <b>3,3</b> における磁場の時間履歴. ....	39
図 4-4. 計算領域と誘導電流計算の概要図. ....	41
図 4-5. 積分後の波形がドリフトする様子. ....	43
図 4-6. 波形を点対称にひっくり返し、放電開始時刻で元の波形と接続させた関数. 接合点は (80000, 0). ....	43
図 4-7. 典型的な磁場の周波数スペクトル. ....	44
図 4-8. ハニング窓のプロット. ....	44
図 4-9. 断面積とプローブの傾きの較正のフローチャート. ....	47
図 4-10. 較正時の <b>I<sub>e</sub></b> が収束する様子. ....	48
図 4-11. 較正時の <b>I<sub>e</sub></b> が収束する様子. ....	48
図 4-12. 較正時の <b>I<sub>e</sub></b> が収束する様子. ....	48
図 4-13. 較正時の <b>I<sub>e</sub></b> が収束する様子. ....	48
図 4-14. 較正時の <b>I<sub>e</sub></b> が収束する様子. ....	48
図 4-15. スムージングの概要図（左）と、重み付け関数のプロット（右）. ....	50
図 4-16. 実験条件①における磁場分布 ( <b><math>2.5 \leq t \leq 15.0</math></b> ). ....	52
図 4-17. 実験条件①における磁場分布 ( <b><math>17.5 \leq t \leq 30.0</math></b> ). ....	53
図 4-18. 実験条件①における誘導電流分布 ( <b><math>2.5 \leq t \leq 15.0</math></b> ). ....	54
図 4-19. 実験条件①における誘導電流分布 ( <b><math>17.5 \leq t \leq 30.0</math></b> ). ....	55
図 4-20. 実験条件①におけるローレンツ力分布 ( <b><math>2.5 \leq t \leq 15.0</math></b> ). ....	56
図 4-21. 実験条件①におけるローレンツ力分布 ( <b><math>17.5 \leq t \leq 30.0</math></b> ). ....	57
図 4-22. <b>r = 0</b> における軸方向ローレンツ力の積分値（実験条件①）. ....	58
図 4-23. <b>r = 6</b> における軸方向ローレンツ力の積分値（実験条件①）. ....	58
図 4-24. <b>r = 12</b> における軸方向ローレンツ力の積分値（実験条件①）. ....	58
図 4-25. <b>r = 18</b> における軸方向ローレンツ力の積分値（実験条件①）. ....	58
図 4-26. <b>r = 24</b> における軸方向ローレンツ力の積分値（実験条件①）. ....	58
図 4-27. <b>r = 30</b> における軸方向ローレンツ力の積分値（実験条件①）. ....	58
図 4-28. <b>r = 36</b> における軸方向ローレンツ力の積分値（実験条件①）. ....	59
図 4-29. <b>r = 42</b> における軸方向ローレンツ力の積分値（実験条件①）. ....	59
図 4-30. <b>r = 48</b> における軸方向ローレンツ力の積分値（実験条件①）. ....	59
図 4-31. 各 <b>r</b> 位置における軸方向ローレンツ力の積分値（実験条件①）. ....	60

図 4-32. 軸方向ローレンツ力 $f_z$ の体積分値 (実験条件①)	60
図 4-33. 実験条件②における磁場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ )	62
図 4-34. 実験条件②における磁場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ )	63
図 4-35. 実験条件②における誘導磁場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ )	64
図 4-36. 実験条件②における誘導磁場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ )	65
図 4-37. 実験条件②における誘導電流分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ )	66
図 4-38. 実験条件②における誘導電流分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ )	67
図 4-39. 実験条件②におけるローレンツ力分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ )	68
図 4-40. 実験条件②におけるローレンツ力分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ )	69
図 4-41. $r = 0$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②)	70
図 4-42. $r = 6$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②)	70
図 4-43. $r = 12$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②)	70
図 4-44. $r = 18$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②)	70
図 4-45. $r = 24$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②)	70
図 4-46. $r = 30$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②)	70
図 4-47. $r = 36$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②)	71
図 4-48. $r = 42$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②)	71
図 4-49. $r = 48$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②)	71
図 4-50. 各 $r$ 位置における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②)	72
図 4-51. 軸方向ローレンツ力 $f_z$ の体積分値 (実験条件②)	72
図 4-52. 実験条件③における磁場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ )	74
図 4-53. 実験条件③における磁場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ )	75
図 4-54. 実験条件③における誘導磁場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ )	76
図 4-55. 実験条件③における誘導磁場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ )	77
図 4-56. 実験条件③における誘導電流分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ )	78
図 4-57. 実験条件③における誘導電流分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ )	79
図 4-58. 実験条件③におけるローレンツ力分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ )	80
図 4-59. 実験条件③におけるローレンツ力分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ )	81
図 4-60. $r = 0$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③)	82
図 4-61. $r = 6$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③)	82
図 4-62. $r = 12$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③)	82
図 4-63. $r = 18$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③)	82
図 4-64. $r = 24$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③)	82
図 4-65. $r = 30$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③)	82
図 4-66. $r = 36$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③)	83
図 4-67. $r = 42$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③)	83

図 4-68. $r = 48$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③).	83
図 4-69. 各 $r$ 位置における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③).	84
図 4-70. 軸方向ローレンツ力 $f_z$ の体積分値 (実験条件③).	84
図 4-71. 推進機下流に取り付けられたベークライトのフタ.	85
図 4-72. 実験条件④における磁場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).	88
図 4-73. 実験条件④における磁場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).	89
図 4-74. 実験条件④における誘導磁場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).	90
図 4-75. 実験条件④における誘導磁場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).	91
図 4-76. 実験条件④における誘導電流分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).	92
図 4-77. 実験条件④における誘導電流分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).	93
図 4-78. 実験条件④におけるローレンツ力分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).	94
図 4-79. 実験条件④におけるローレンツ力分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).	95
図 4-80. $r = 0$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).	96
図 4-81. $r = 6$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).	96
図 4-82. $r = 12$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).	96
図 4-83. $r = 18$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).	96
図 4-84. $r = 24$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).	96
図 4-85. $r = 30$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).	96
図 4-86. $r = 36$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).	97
図 4-87. $r = 42$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).	97
図 4-88. $r = 48$ における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).	97
図 4-89. 各 $r$ 位置における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).	98
図 4-90. 軸方向ローレンツ力 $f_z$ の体積分値 (実験条件④).	98
図 5-1. $r = 0$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件②).	101
図 5-2. $r = 6$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件②).	101
図 5-3. $r = 12$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件②).	101
図 5-4. $r = 18$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件②).	102
図 5-5. $r = 24$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件②).	102
図 5-6. $r = 30$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件②).	102
図 5-7. $r = 36$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件②).	103
図 5-8. $r = 42$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件②).	103
図 5-9. $r = 48$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件②).	103
図 5-10. $r = 0$ での $t-z$ 平面における $f_z$ の分布 (実験条件②).	104
図 5-11. $r = 6$ での $t-z$ 平面における $f_z$ の分布 (実験条件②).	104
図 5-12. $r = 12$ での $t-z$ 平面における $f_z$ の分布 (実験条件②).	104
図 5-13. $r = 18$ での $t-z$ 平面における $f_z$ の分布 (実験条件②).	105

図 5-14.	$r = 24$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件②).	105
図 5-15.	$r = 30$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件②).	105
図 5-16.	$r = 36$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件②).	106
図 5-17.	$r = 42$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件②).	106
図 5-18.	$r = 48$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件②).	106
図 5-19.	$r = 0$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件③).	108
図 5-20.	$r = 6$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件③).	108
図 5-21.	$r = 12$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件③).	108
図 5-22.	$r = 18$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件③).	109
図 5-23.	$r = 24$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件③).	109
図 5-24.	$r = 30$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件③).	109
図 5-25.	$r = 36$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件③).	110
図 5-26.	$r = 42$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件③).	110
図 5-27.	$r = 48$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件③).	110
図 5-28.	$r = 0$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件③).	111
図 5-29.	$r = 6$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件③).	111
図 5-30.	$r = 12$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件③).	111
図 5-31.	$r = 18$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件③).	112
図 5-32.	$r = 24$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件③).	112
図 5-33.	$r = 30$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件③).	112
図 5-34.	$r = 36$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件③).	113
図 5-35.	$r = 42$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件③).	113
図 5-36.	$r = 48$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件③).	113
図 5-37.	$r = 0$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件④).	115
図 5-38.	$r = 6$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件④).	115
図 5-39.	$r = 12$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件④).	115
図 5-40.	$r = 18$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件④).	116
図 5-41.	$r = 24$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件④).	116
図 5-42.	$r = 30$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件④).	116
図 5-43.	$r = 36$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件④).	117
図 5-44.	$r = 42$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件④).	117
図 5-45.	$r = 48$ での $t-z$ 平面における $j\theta$ の分布 (実験条件④).	117
図 5-46.	$r = 0$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件④).	118
図 5-47.	$r = 6$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件④).	118
図 5-48.	$r = 12$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件④).	118
図 5-49.	$r = 18$ での $t-z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件④).	119

図 5-50. $r = 24$ での $t - z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件④).	119
図 5-51. $r = 30$ での $t - z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件④).	119
図 5-52. $r = 36$ での $t - z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件④).	120
図 5-53. $r = 42$ での $t - z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件④).	120
図 5-54. $r = 48$ での $t - z$ 平面における $fz$ の分布 (実験条件④).	120
図 5-55. 周方向誘導電流のピークの移動速度 $vj\theta$ .	121
図 5-56. 軸方向ローレンツ力のピークの移動速度 $fz$ .	121
図 5-57. CTP-FARAD における誘導電流分布[91]. 左から, 放電後 0.5 $\mu s$ , 1 $\mu s$ , 1.5 $\mu s$ .	122
図 5-58. 誘導電流の面積分の計算領域.	124
図 5-59. $r \geq 0$ における誘導電流の時間履歴 (実験条件①).	125
図 5-60. $r \geq 0$ における誘導電流の時間履歴 (実験条件②).	125
図 5-61. $r \geq 0$ における誘導電流の時間履歴 (実験条件③).	126
図 5-62. $r \geq 0$ における誘導電流の時間履歴 (実験条件④).	126
図 5-63. $r \geq 0$ における誘導電流の時間履歴 (実験条件②~④).	127
図 5-64. 各実験条件における軸方向ローレンツ力 $fz$ の体積分 $Fz$ の時間履歴.	127
図 5-65. 実験条件①における周方向電場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).	132
図 5-66. 実験条件①における周方向電場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).	133
図 5-67. 実験条件①における周方向電気伝導率分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).	134
図 5-68. 実験条件①における周方向電気伝導率分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).	135
図 5-69. 実験条件②における周方向電場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).	136
図 5-70. 実験条件②における周方向電場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).	137
図 5-71. 実験条件②における周方向電気伝導率分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).	138
図 5-72. 実験条件②における周方向電気伝導率分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).	139
図 5-73. 実験条件③における周方向電場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).	140
図 5-74. 実験条件③における周方向電場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).	141
図 5-75. 実験条件③における周方向電気伝導率分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).	142
図 5-76. 実験条件③における周方向電気伝導率分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).	143
図 5-77. 実験条件④における周方向電場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).	144
図 5-78. 実験条件④における周方向電場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).	145
図 5-79. 実験条件④における周方向電気伝導率分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).	146
図 5-80. 実験条件④における周方向電気伝導率分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).	147
図 5-81. $r > 0$ における $j\theta$ と $E\theta$ の和. $Iacc$ と $E\theta$ の位相は $\pi/2$ だけずれている.	148
図 5-82. 軸方向 Alfvén 速度 $VA$ の分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).	152
図 5-83. 軸方向 Alfvén 速度 $VA$ の分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).	153



## 表目次

表 1. 磁気プローブの出力信号の積分法の特徴 .....	29
表 2. 実験条件① .....	51
表 3. 実験条件② .....	61
表 4. 実験条件③ .....	73
表 5. 実験条件④ .....	85
表 6. $j\theta$ および $fz$ のピークの $z$ 方向移動速度 (実験条件②) .....	100
表 7. $j\theta$ および $fz$ のピークの $z$ 方向移動速度 (実験条件③) .....	107
表 8. $j\theta$ および $fz$ のピークの $z$ 方向移動速度 (実験条件④) .....	114

## 序文

ISECG は 2013 年に有人深宇宙探査に関するロードマップを発表した。このロードマップでは、2030 年代までの月面有人探査、そして 2030 年代以降の有人火星探査ミッションを計画している。深宇宙の惑星は、太陽系および地球の形成、生命の起源と進化などといった根源的な科学的疑問や、これからの地球・宇宙利用といった実利用的観点に至るまで、広範な価値を有している。例えば、2017 年に報告された月面における縦穴の発見[1]は、月の成り立ちに関する新たな議論を巻き起こし、同時に人類の月利用に向けても大きく歩を進めることとなった。

宇宙空間における軌道遷移に用いられてきた宇宙推進として、化学推進と電気推進がある。このうち電気推進は、化学推進に比して比推力が大きいため、打ち上げ後投入された軌道からの軌道遷移に用いられてきた。特に、深宇宙探査ミッションでは軌道遷移の $\Delta V$ として数 km/s (例えば火星で 3 km/s) 必要であるため、電気推進の使用は不可欠であるといえる。その一方で、有人ミッションを見据えた場合、電気推進の利用は、低推力であることによるミッションの長期化という問題を引き起こす。その解決策となるのは、推進効率を現状実用化されている電気推進機の水準に保ったまま ( $\cong 50\%$ )、投入電力を 100 kW - 1 MW に増加させた電気推進を開発することである。

100 kW - 1 MW 級電気推進機の実用化に向けて、大別して 2 つの方針が取られている。1 つは、既に実用化されている数 kW 級電気推進のスケールアップする方針である。しかし、既存の電気推進機はその動作に電極を用いており、その損耗による寿命から原理的に逃れることが出来ない。そのため、数万～数十万時間にも及ぶ長時間差動試験が必須となる。さらに、同時に中和器の開発も必要となる。そこでもう 1 つの方針として、大電力で作動する無電極推進機を開発するという方針がある。無電極推進機では、既存の電気推進機で問題となっている電極損耗が原理的に生じず、長寿命化に有利とされる。これまで、様々なコンセプトを持つ無電極推進機が提案され、研究されてきた。しかし、今日までに宇宙実証された無電極推進機は存在しない。無電極推進機においては、ヘリコン波放電を用いるなどの効率の良いプラズマ生成法が定着している。しかし無電極推進機の実用化に際し、特に大きな問題の一つが、“効率的なプラズマ加速方法の確立”である。

柳沼らは、高周波プラズマと高周波電流による連続的な電磁誘導加速をコンセプトとする無電極推進機 “RIPAL” を提案した[2], [3]。本研究では、本推進機のプラズマの電磁誘導加速においてキーとなるパラメータである、プラズマ中の磁場、および誘導電流を測定する。さらに、プラズマを加速するローレンツ力分布の導出や、誘導電流の移動速度の検証、電気伝導率の変化などを通して、RIPAL のプラズマ電磁誘導加速過程におけるプラズマの挙動を詳細に解明する。

# 第1章

## 研究背景

### 1.1 電極を用いた電気推進機

今日までの深宇宙探査には、電極を用いてプラズマの生成または加速を行う電気推進機が用いられてきた。ここではその中でも主要なスラスタであるイオンスラスタとホールスラスタの特徴をまとめる。

#### 1.1.1 静電加速式

##### (a). イオンスラスタ

イオンスラスタは、スクリーングリッド、アクセルグリッドの2枚、またはディセルグリッドを加えた3枚の加速用電極間に、数 kV の電圧を印加することで電場を生成し、放電室でプラズマ中のイオンを静電加速する電気推進である。プラズマ生成方式としては、直流放電式、RF 放電式、マイクロ波放電式などがある[4]。これまでにイオンスラスタを用いた深宇宙探査機の例としては、『はやぶさ』[5], [6], 『はやぶさ 2』[7], 『PROCYON』[8], 『Deep Space One』[9], 『DAWN』[10]などがある。地上試験では、約 10,000 時間の長時間作動試験が行われている。

大電力化する際の問題点は、イオンビームの電流密度  $j_{ib}$  が Child-Langmuir の空間電荷制限則

$$j_{ib} = -\frac{8\epsilon_0}{9d^2} \left(\frac{e}{2m}\right)^{\frac{1}{2}} V^{\frac{3}{2}} \quad (1)$$

$d$ : グリッド間距離

$V$ : グリッド間電圧

によって制限されるという点である。このため、大推力を得るためにはグリッド面積を大きくする必要があり、スラスタヘッドが大型化してしまう。また、衛星本体の電気的中和のために中和器を有するため、大電力化に伴って中和器性能の向上や大電流化も必要となる。比推力は 3000 - 4000 s と非常に高い。

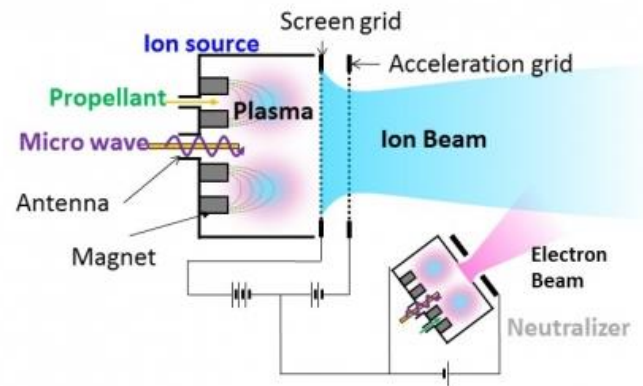


図 1-1. イオンスラスタの作動概念図.

## (b). ホールスラスタ

ホールスラスタは、円環状の放電・加速領域（チャンネル）を有しており、軸方向の電場および半径方向の磁場が印加されている。この磁場に沿ってイオンおよび電子はサイクロトロン運動をするが、チャンネルの軸方向長さ  $L$  を、

$$r_{ec} < L < r_{ic} \quad (2)$$

$r_{ec}$ : 電子のサイクロトロン半径

$r_{ic}$ : イオンサイクロトロン半径

となるように設計すると、イオンは磁場にトラップされず、電場によって軸方向に加速される。

一方で、電子は磁場の周りでサイクロトロン運動をし、その旋回中心（guiding center）は  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  drift によって周方向に運動する[11]。この運動により駆動される電流をホール電流と呼ぶ。周方向ホール電流と半径方向磁場との相互作用によって生じる軸方向ローレンツ力により、（両極性拡散にみられるような）軸方向への流れが妨げられ、チャンネルの内部に強い電場が維持される。

以上のような仕組みのために、イオンスラスタとは異なり、プラズマの生成・加速領域に常に電子が存在するため、推進機内部においてはほとんどの領域において準中性が保たれる。そのため、空間電荷制限則を受けず、高い電流密度（推力密度）の維持が可能である。ホールスラスタは通常、電子源となる陰極（Cathode）を有し、ここから供給される電子の一部はイオンビームの中和に寄与する。残りの電子は中性粒子との衝突により、チャンネル内を陽極（Anode）に向かって拡散する。この電子の拡散によって加速チャンネル内は電子に

は電子が常に供給され，中性粒子との衝突によってプラズマを生成すると同時にプラズマが準中性に保たれる．

ホールスラストは，チャンネルの形状により，主に 2 種類に分けられる．1 つは SPT シリーズに代表されるマグネティックレイヤ型，もう 1 つは TAL シリーズに代表されるアノードレイヤ型である．

ホールスラストの比推力は 1000 - 2000 s 程度で，推進効率 50 % で作動し，推力電力比が高い．合計の消費電力が 50 kW の大電力で作動させた実績もある．磁場形状を工夫し電極損耗を低減させる研究も行われている．ただし，原理的に電極が損耗するため

Anode と Cathode の両方の寿命評価が必要になる．数 kW 級では 10,000 時間の長時間作動試験が行われている．大電力化にともない Cathode から供給する電子の必要電流値も上昇するため，Cathode の開発も必要となる．

## 1.2 無電極電気推進

先述したような従来の電気推進機は、プラズマの生成または加速の過程において、プラズマと電極が直接接触している。よって、スパッタなどによる電極の損耗は原理的に避けられない。この問題への解決策のひとつとして、無電極推進機が提案され、研究されてきた。無電極推進機には、プラズマに暴露する電極がないため、長寿命化に有利である。また、無電極推進機は原理的に推進剤を選ばないため、利用できる推進剤が幅広く、将来的な惑星資源の利用などが期待される。さらに、これまで提案されている無電極電気推進機のプラズマ加速では、プラズマを準中性状態で排気するため、中和器が不要である。

また、無電極推進機内のプラズマの挙動は、宇宙および実験室プラズマの物理学的観点からも興味深い。無電極推進機のプラズマ源としては、高周波エネルギーによる効率の良いプラズマ生成が可能なヘリコンプラズマ[12]–[14]が多く用いられてきた。その一方で、ヘリコンプラズマのイオン生成機構は長年研究されてきたが、未だ明らかになっていない。また、無電極推進機のプラズマ加速過程では、磁場とプラズマの相互作用が重要になる。磁場とプラズマの相互作用は、天体物理学などの分野でも重要なテーマ（例えば、太陽風と地球磁気圏プラズマの相互作用）である[15]–[19]。

本章では、これまでに研究されてきた無電極推進機を加速方法に着目してまとめる。

### 1.2.1 静電加速式

#### (c). Double-layer thruster

ダブルレイヤー（電気二重層, Double Layer, DL）とは、プラズマ中で局所的に電気的中性条件が崩壊し、正味の電荷密度が正・負となる領域が隣接して形成され、その結果として局所的な強電場が自発的に形成されるものである。特に、DL に正味の電流が流れない Current-Free Double Layer (CFDL) [20]–[22]は、無電極プラズマスラスタへの応用が期待されている。2003 年、2004 年には、Cohen らや Charles and Boswell がヘリコンプラズマに磁気ノズル（発散静磁場）を印可した際の CFDL 形成および CFDL の自発的電場によるイオンの静電的加速現象を報告した[22]–[25]。しかし依然として CFDL の形成機構は明らかになっておらず、DL における高エネルギー電子の輸送過程解明のための EEPF (Electron Energy Probability Function, 電子エネルギー分布関数) 測定などが行われてきた[26]。このイオン加速現象による推力発生を利用した、ダブルレイヤースラスタが提案されて以来、研究が進められてきた[27]–[31]。しかし、その後の 1 次元または 2 次元の理論的研究において、DL そのものは軸方向の力を生まないこと[32]、および発散磁場と組み合わせることで軸方向の力を生じることも指摘されている[33]。ここで、使用するヘリコン

プラズマ源はガラス管および絶縁物のエンドプレートで上流域と径方向を終端しているため、必然的に系全体を流れる定常電流はゼロとなり、**Current-Free** の条件が与えられている[34].

Takahashi らは、2012 年に振り子型 (pendulum-type) のスラストスタンドを用いて、永久磁石を用いたヘリコンダブルレイヤースラスト (PM-HDLT) の直接推力測定を行った[35]. これが、ヘリコンスラストの世界初の直接推力測定の例である. その結果、プラズマの吸収高周波電力 725 W において、約 3 mN の推力が得られた. またこのときの電子密度は Langmuir probe によって同時に計測され、 $\sim 2 \times 10^{18} [\text{m}^{-3}]$  であった.

### 1.2.2 磁気ノズル加速式

#### (d). HPT-1 (Helicon Plasma Thruster)

HPT-1 は、Takahashi らによって構築された、磁気ノズル加速式ヘリコンスラストである. 2011 年 Takahashi らは、HPT-1 の静磁場形状 (特に、発散磁場形状) を変えた際の軸方向の力の分解直接測定 (全推力および磁力線に働く軸方向の力) を行った[36]. その結果、2 次元的流体モデルを用いて実験結果をよく説明する理論式が示された. また同時に、電磁誘導による軸方向の力は、電子の反磁性ドリフト電流と径方向磁場によって増大することが示された. さらに 2013 年 Takahashi らは、軸方向の力の分解測定装置を發展させ、バックプレートに働く力の直接測定を行った[37]. またこの結果をもとに、理想的磁気ノズルにおける軸方向電磁誘導推力の理論的限界 (Theoretical limit) を示す式を導出した. 続いて 2015 年、Takahashi らは、プラズマ生成部の上流域にて電場構造が形成され、イオンの軸方向加速が起こり得る条件においては、壁面へ損失する軸方向運動量が増大することを観測した[38]. これには中性粒子枯渇現象[39]–[43]に伴うプラズマ構造形成が大きく関係しているとの考察があるものの、詳細は未解明である. 2016 年 Takahashi らは、Hall element probe を用いて磁気ノズル中のプラズマ中磁場を測定し、プラズマ中周方向誘導電流を実験的に推定した[44]. また 2017 年に Takahashi らは、磁気プローブによる磁場測定によって、磁気ノズル中の発散磁場が高密度プラズマによって伸長される現象を初めて実験的に確認した[45]. さらに、Langmuir probe によるイオン飽和電流測定の結果、マッハプローブによるイオンマッハ数測定を合わせ、上記現象の遷移条件に関して、アルベンマッハ数 (Alfvén Mach Number) が重要である可能性を指摘した. この結果は、長年議論されてきた磁気ノズル中のプラズマのデタッチメント[46]–[48]に関して重要な結果である. この実験においては、プラズマ投入電力は最大 5 kW であるが、中性粒子枯渇現象のために、高密度プラズマが維持される時間は数百  $\mu\text{s}$  程度、推力電力比はおおよそ 20 mN/kW であり、推進効率は $\sim 15\%$ であった.

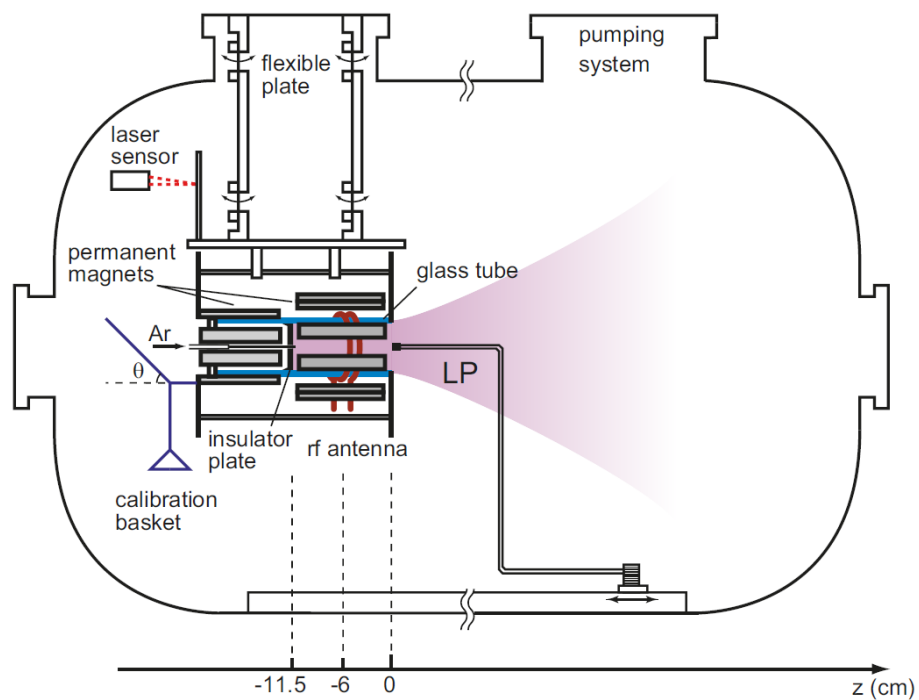


図 1-2. 永久磁石を用いた時の HPT-1 と実験装置の概要図[49].

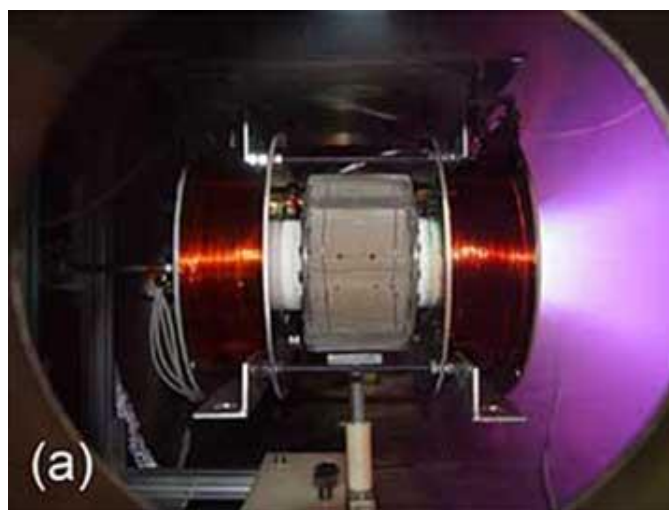


図 1-3. HPT-1 の概観[38].

(e). ヘリコンスラスト with 磁気ノズル[50]–[52]

HEAT (Helicon Electrodeless Advanced Thruster) プロジェクトは、2009 年頃からスタートした、高密度ヘリコンプラズマを利用した無電極推進機の研究開発プロジェクトである。HEAT プロジェクトで開発されたヘリコンスラストは、高軸方向磁場中で生成されて



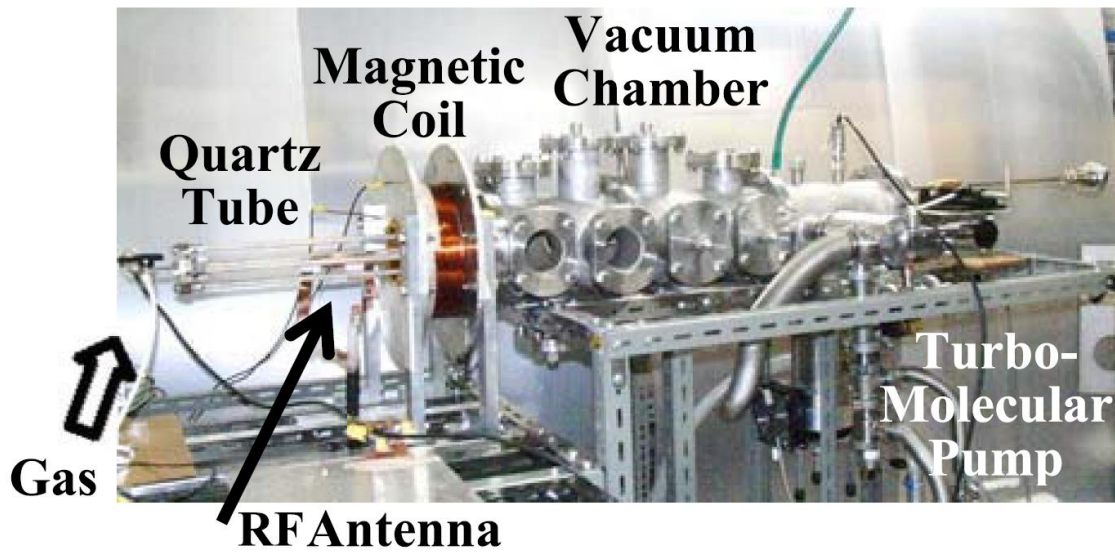


図 1-4. HEAT の概観[50].

おり，下流では発散磁場となっている．直径 3 cm のプラズマ源を用いたプラズマ生成用高周波電力  $\sim 1$  kW での実験において，推力 3  $\sim$  5 mN，比推力  $\sim 200$  s，推進剤利用効率  $\sim 30\%$  (推進剤：Ar) という性能が確認されている．また，直径 10 cm，永久磁石と電磁石を併用した大口径プラズマ源 LMD (Large Mirror Device)[53]を利用した，円筒形ターゲットを用いた振り子式スラストスタンドによる推力測定実験では，投入高周波電力 3 kW，Xe 流量 90 sccm，電磁石電流  $\sim 400$  A において，推力 41 mN，推力電力比 16 mN/kW，推進効率  $\sim 8\%$  という性能が確認された[54].

#### (f). VASIMR (Variable Specific Impulse Magneto-plasma Rocket)

VASIMR は，1970 年代後半に核融合プラズマに用いられる磁気ダイバータに関する研究の過程で提案され[55]，主に 2000 年代に研究が進められてきた[56]–[60]．また，NASA と ESA による木星探査計画 EJSM (Europa Jupiter System Mission，欧州では LAPLACE と呼称) における，2020 年打ち上げ予定の探査機 “Europa Clipper” への適用なども提案されている[61]．VASIMR では，(i) ヘリコン波放電によって高密度プラズマを生成し，(ii) 下流域で ICRH (イオンサイクロトロン共鳴加熱) により径方向運動エネルギーを増大させ，(iii) 磁気ノズルで軸方向エネルギーへと変換することで推力を得ている．2011 年の報告[60]によれば，ヘリコンプラズマ生成電力 30 - 50 kW，ICRH 電力 200 kW によって推力 5.7 N，比推力 5000 s，推進効率約 70%のパフォーマンスが得られている．ただし，この推

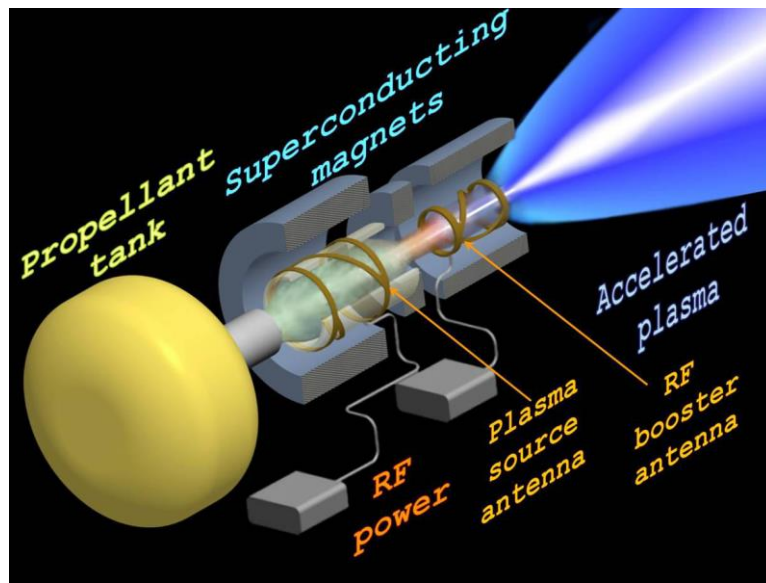


図 1-5. VASIMR の概念図[59].

力値は直接計測によるものではなく、プラズマ源下流に吊るした円板へのモーメントフラックスを計測したものである[62].

### 1.2.3 電磁誘導加速式

#### (g). PIT (Pulsed Inductive Thruster)

PIT は、キャパシタ（通常、数  $\mu\text{F}$  ～ 数十  $\mu\text{F}$ ）を高電圧電源によって充電（通常、数十  $\text{kV}$ ）しておき、コイル中心部に設置されたガス導入ポート（Gas injection cone）などから中性ガスをコイル表面に導入し、コイルの放電によって中性ガスを電離する。さらに、コイルの変動磁場と、コイルの変動磁場によって発生するプラズマ中誘導電流によって発生するローレンツ力によって、プラズマを加速し高速排気（ $O(\sim 10 - 100 \text{ km/s})$ ）することで推力を生じる[63].

PIT のプラズマ加速性能において重要な現象は、プラズマ中の電流シート（Current sheet）形成である。特に、一様な電流シートが形成されるときに PIT の性能は高くなり、これは通常、加速コイル電流の早い立ち上がり（high rise rate）と一様な中性粒子密度によって達成される。加速コイル電流の早い立ち上がりには、高い充電電圧と小さい加速コイルインダクタンスが効果的である[64].

これまでの PIT では、PIT MK シリーズ（PIT MK I, MK V, MK Va）が最高クラスの推

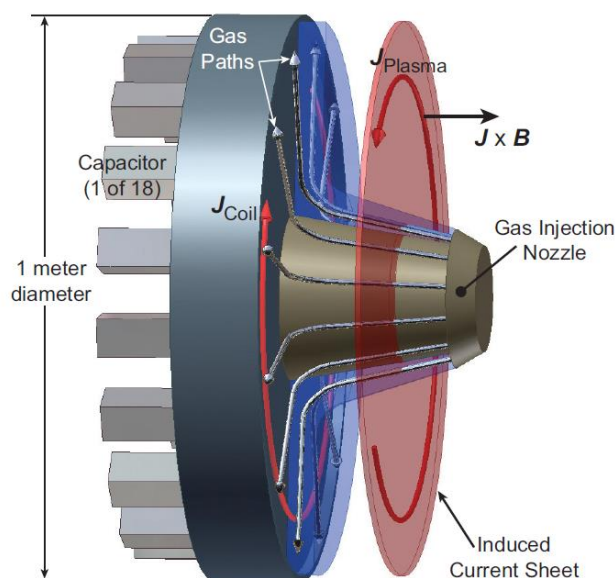


図 1-6. PIT の概念図[65].

進効率を達成している．特に，PIT MK Va において，推進剤  $\text{NH}_3$  によって推進効率 50 % 以上を達成している[66].

(h). FARAD (Faraday Accelerator with Radio-frequency Assisted Discharge)[65], [67]–[69]

FARAD は，Princeton 大の研究チームによって提案された，誘導加速型無電極推進機である．FARAD は，PIT に似た形状を持つ．しかし，プラズマ加速領域に推進剤を中性ガスの状態で導入し，電離，電流シート形成，加速の全てを加速用コイルに印可するパルスで行う PIT に対し，Helicon（または RF）アンテナであらかじめ電離させることにより (preionization), PIT よりも小さな放電電力・電圧での作動を可能としている．Choueiri ら [69] は，プラズマ生成電力 1.2 kW (周波数：13.56 MHz, アンテナタイプ：Boswell-type saddle), キャパシタ容量 39.2  $\mu\text{F}$ , キャパシタ充電電圧 2 kV, プラズマ加速用コイル形状は half-turn コイル (12 回巻き, 電流値は最大で 20 kA 以上程度) という実験条件において， $0 \sim 10 \text{ MA/m}^2$  の誘導電流を，磁気プローブを用いて測定した．その結果，電流シートの軸方向移動速度は  $\cong 12 \text{ km/s}$  であった．また，高速度カメラによって電流シートの動きを可視化した結果，電流シートの軸方向移動速度は  $\cong 4.6 \text{ km/s}$  だった[69].

また，Hallock らは，コーン状 (conical) のプラズマ加速コイルを用いた FARAD (CTP-FARAD) を用いて実験を行い，磁気プローブを用いた誘導電流測定などから電流シートの

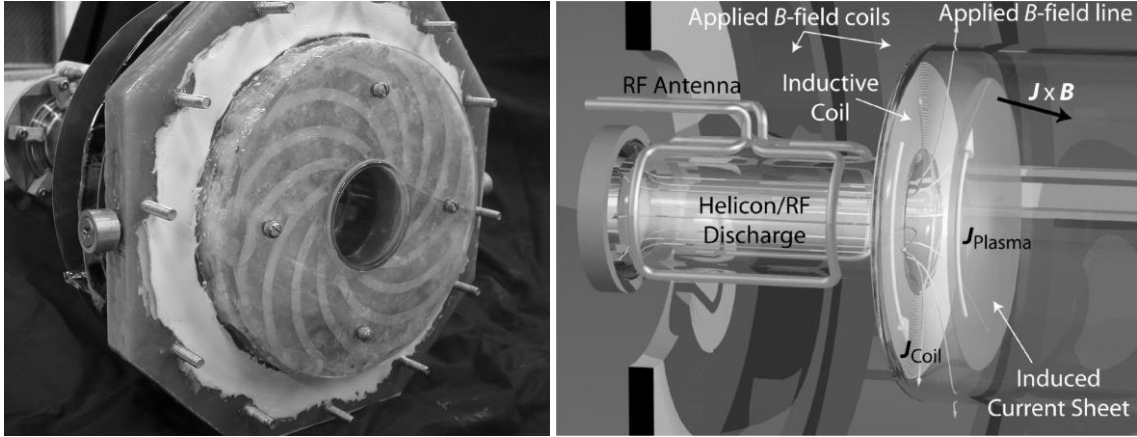


図 1-7. (左) FARAD の概観[65]. (右) FARAD の概念図[69].

形成過程について議論を行った[70], [71]. この時測定された電流シートの移動速度は,  $\cong 7.1 \text{ km/s}$  であった. また, CTP-FARAD の推力測定も行った[72].

- (i). ヘリコンスラスト with RMF (Rotation Magnetic Field) acceleration[51], [52], [73]–[75]

RMF は, 核融合分野でのコンパクトトーラス Field Reversed Configuration (FRC) の装置に関し, 平衡形成維持時間増加のための周方向電流駆動の概念を応用したものである[52]. RMF では, まず絶縁管の周りに取り付けられた 2 ペアのコイルに流れる,  $90^\circ$  位相のずれた変動電流により, プラズマ中に回転磁場  $\mathbf{B}_{\text{RMF}}$  を誘起する. この時間的に回転する磁場により, Faraday の電磁誘導の法則

$$\frac{d\mathbf{B}_{\text{RMF}}}{dt} = -\text{rot}\mathbf{E} \quad (3)$$

に従って, 軸方向の変動磁場  $\mathbf{E}$  を作る. この結果として, オームの法則

$$\mathbf{E} + \frac{1}{n_e e} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) = \eta \mathbf{j} \quad (4)$$

を介して, プラズマ中に軸方向誘導電流  $j_z$  が発生する. 左辺のホール電流の項 ( $j_z B_r$ ) は,  $\mathbf{B}_{\text{RMF}}$  によって作られる  $j_\theta$  による直流成分と, 周波数  $2\omega$  の交流成分から成る. 最終的に,  $j_\theta$  と外部磁場  $B_r$  の相互作用として, ローレンツ力

$$f_z = j_\theta B_r \quad (5)$$

が発生し, プラズマを排気する.

RMF による電流駆動では, プラズマ中への RMF の浸透が重要となる. Milroy は, 予測

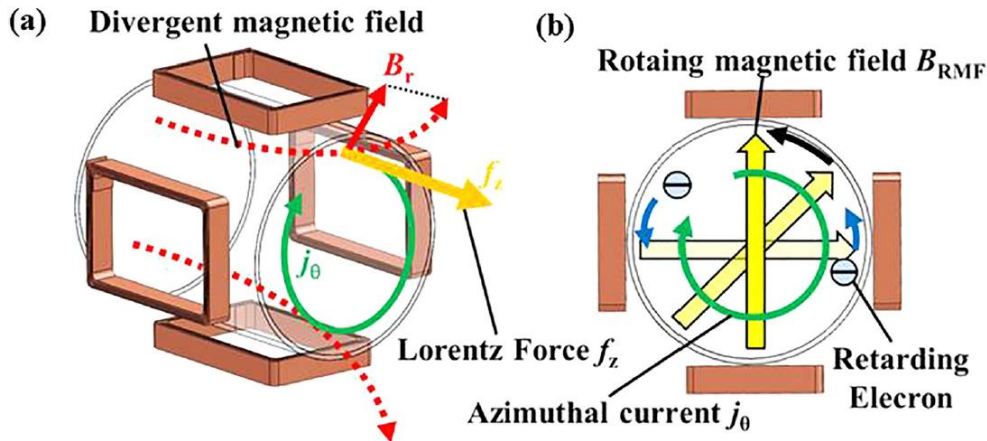


図 1-8. RMF の概念図[75].

子修正子法 (Predictor corrector method) を用いた数値計算によって RMF の浸透条件を示した。また Milroy によると、非等方的 (anisotropic) なプラズマ抵抗と、軸方向の外部磁場の向きとおよび強度が磁場浸透に大きな影響を及ぼす[76].

(j). ヘリコンスラスト with REF (Rotation Electric Field) acceleration[50], [52]

REF では、絶縁管の周りに取り付けられたアンテナに位相差のある電流を流すことで、プラズマ中に回転電場を与える。ここで、回転電場の角周波数  $\omega_{REF}$  を

$$\omega_{ion} < \omega_{REF} < \omega_{electron} \quad (6)$$

$\omega_{ion}$ : イオンのサイクロトロン角周波数

$\omega_{electron}$ : 電子のサイクロトロン角周波数

とすると、電子の運動は

- ◆ Larmor 半径での円運動
- ◆ 回転電場  $E_{REF}$  と外部磁場  $B$  による  $E \times B$  drift

との重ね合わせとなる。さらに、径方向に電子密度勾配があるとドリフト運動の差が生じ、正味の周方向電子電流がプラズマ中に誘起されることになる。高密度のヘリコンプラズマ中では、この勾配が大きいために電流駆動に有利と考えられる。この周方向電流と径方向磁場により生じる軸方向のローレンツ力によって、プラズマを加速する。この加速法は、リサーチ加速とも呼ばれる。

2012 年 Nishida らは、マッハプローブによるイオン音速計測により、REF のイオン流速に対する影響を実験的に確認した[77]。その結果、REF によるイオン速度上昇分は少なく、



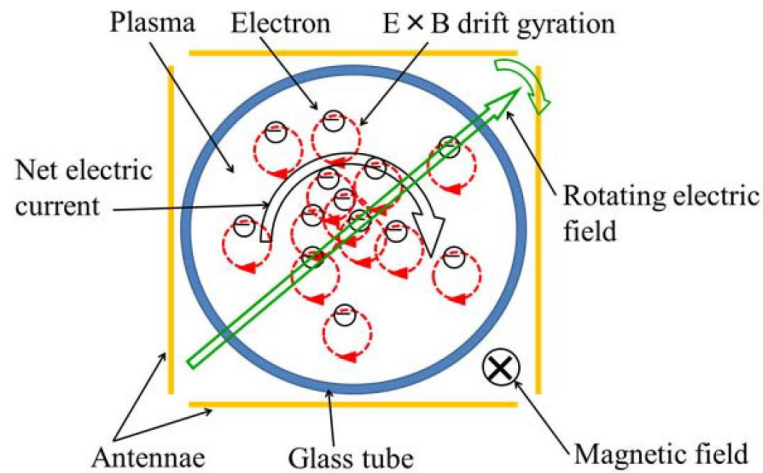


図 1-9. REF の概念図[50].

また電圧位相差によるイオン流速の顕著な変動も確認できなかった。その原因は、電場がヘリコンプラズマへ十分に浸透しなかったためであると考えられている。

(k). ヘリコンスラスト with  $m=0$  acceleration[50]–[52], [78]

HEAT プロジェクトにおいて提案された、 $m=0$  コイル（アンテナ）を用いた加速法である。 $m$  は周方向のモードを表している。 $m=0$  コイルは、プラズマ生成部の下流領域の絶縁管の周囲に巻かれており、軸方向の変動磁場  $B_z$  を生成する。ここで、変動磁場の周波数  $\omega_{\text{coil}}$  は  $O(10 \text{ kHz})$  と、ヘリコンプラズマ生成に用いられる周波数よりも低い。この変動磁場によって、プラズマ周方向電流  $j_\theta$  を誘起する。そして、外部静磁場  $B_r$  との相互作用で生じるローレンツ力  $f_z = j_\theta B_r$  によって、プラズマを加速し排気する。

本加速法で重要となるのは、

- 1) 低周波（ $\sim 10 \text{ kHz}$ ）で加速フェーズ・減速フェーズが入れ替わるため、プラズマが減速フェーズに入る前に加速され、排気されること。
- 2) プラズマのインダクタンス  $L_p$  がプラズマ抵抗  $R_p$  に対して支配的であること
- 3)  $m=0$  コイルが作り出す磁場および電場が、十分にプラズマ中へと浸透すること

である[50], [51]。この原理によるローレンツ力の方向は、半周期毎に反転することになる。

篠原らは、 $m=0$  コイルの適用によって生じる電磁場を、1次元モデル、および2次元軸対称仮定の下で計算した。計算には粒子間衝突の効果も考慮されている。その結果、電磁場

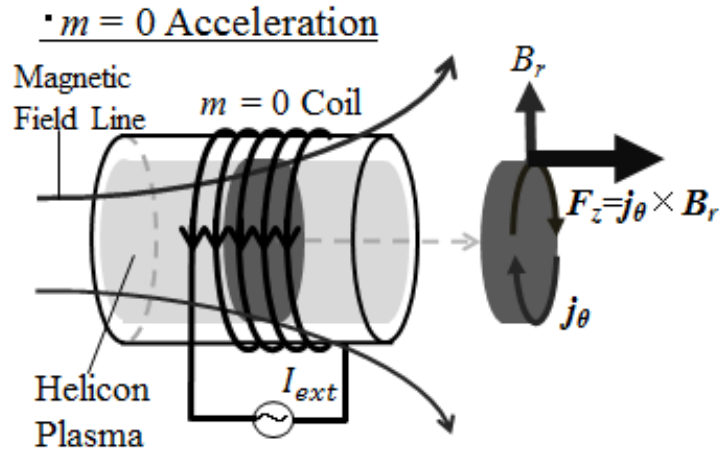


図 1-10.  $m=0$  加速法の概念図[51].

のプラズマへの浸透度は、低域混成周波数を  $\omega_{LH}$  としたとき、

$$\omega_{coil}/\omega_{LH} = 1 \quad (7)$$

を境に異なることを示した[52]. また、プラズマ中に誘起される周方向電流は、 $m=0$  コイルに流れる電流の周波数が ICR 領域であるときに大きくなることを見出した. 以上の結果は、プラズマと  $m=0$  コイルの等価回路モデルによっても検証され、同様の結果を得た. また、本計算によって粒子軌道の解析も行った[50]. その結果、 $m=0$  コイル電流の 1 周期におけるイオンの軸方向移動距離  $L_{iz}$  は、外部磁場  $B_r$  が小さいほど（誘導電流  $j_\theta$  が大きくなるため）大きくなった. 一方で、 $m=0$  コイル電流の周波数が高いほど（誘導電流  $j_\theta$  は大きくなったが） $L_{iz}$  は小さくなった. そのため、最適な作動条件があると考えられる[50].

### 1.3 プラズマ中の磁場浸透

Maxwell 方程式より,

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = -\text{rot}\mathbf{E} \quad (8)$$

$$\text{rot}\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{j} \quad (9)$$

流体を中性と仮定し, 流体の移動に伴う電荷の移動によって発生する電流 (滞留電流) は小さいとして無視すると, オームの法則は,

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (10)$$

$\sigma$ : プラズマの電気伝導率

と書ける.

式(8)(10)より,

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \kappa \nabla^2 \mathbf{B} + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad \left( \kappa = \frac{1}{\sigma \mu_0} \right) \quad (11)$$

となる. この方程式を磁場拡散方程式と呼び, プラズマ中の磁場の浸透を決定する式である.  $\kappa$  は磁場拡散係数と呼ばれ, プラズマ中の磁場拡散について重要なパラメータである. また, 右辺第 1 項は磁場の拡散項, 第 2 項は移流項であり, これら大きさの比

$$R_m = |\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})| / |\kappa \nabla^2 \mathbf{B}| \quad (12)$$

を磁気レイノルズ数と呼ぶ. 磁気レイノルズ数は, プラズマ中の磁場浸透に対して拡散が支配的であるか, それとも移流が支配的であるかを示すパラメータである. 一般に,

$$R_m \gg 1 \quad (13)$$

のとき, 理想 MHD (MagnetoHydroDynamics) 方程式の適用が可能となる.



## 第2章

## RIPAL

### 2.1 ICP (Inductively Coupled Plasma)

ICP とは、高周波の変動磁場により生じる変動電場によって気体を電離させてプラズマを生成し（高周波放電）、さらにプラズマ内の変動磁場が誘起する渦電流によって生じるジュール熱によって加熱・維持されるプラズマである[79]。一般的には、絶縁間の周りに高周波コイルを巻き、絶縁間に気体を導入した上でコイルに高周波を印可する、という手法がとられている。誘導結合プラズマの電子温度は数 eV 程度、電子密度は  $10^{17} / \text{m}^3$  程度であり、ナノ粒子の合成や厚膜合成、有害ガスの分解などに利用されている。

### 2.2 RIPAL の作動原理

RIPAL (Radio-frequency Inductive Plasma Accelerator with Low aspect ratio plasma) は、柳沼らによって提案された完全無電極のプラズマ推進機である。RIPAL の推力発生過程は、主に(i) プラズマ生成フェーズ、(ii) プラズマ加速フェーズの 2 つのフェーズに分けることができる。その模式図を図 2-1 に示す。

(i) プラズマ生成フェーズでは、ガラス管の周りに巻きつけられたコイルに、高周波 (13.56 MHz) を印可することで Xe ガスを電離させ、ICP を生成する。(ii) プラズマ加速フェーズでは、プラズマ加速用コイルに高周波 ( $\sim 100 \text{ kHz}$ ) の大電流を印可することで定常的な変動磁場を生成する。この変動磁場による電磁誘導によって、プラズマ中には電子誘導電流が誘起される。そして、プラズマ中の磁場と、誘導電流の相互作用によって発生するローレンツ力によって電子電流を加速し、この電子の移動が作る静電場によってイオンを加速することで、プラズマを準中性状態で排気する。

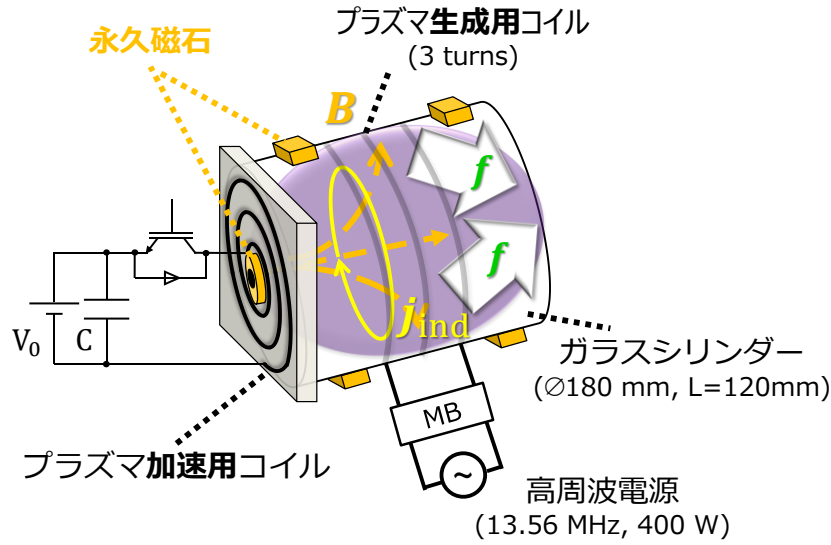


図 2-1. RIPAL の推力発生原理の模式図.

## 2.3 等価回路モデル

プラズマの電磁誘導加速を利用するスラスタである PIT の研究において, Lovberg らによって等価回路モデル (Equivalent circuit model) が提案された[80] (図 2-2). 等価回路モデルでは, 加速コイル電流が作り出す磁場によってプラズマ電流シート (渦電流) が誘起される現象を, それぞれの等価回路モデルによってモデル化したものである.

等価回路における各パラメータの定義を以下に示す.

$V$ : 高周波電源電圧

$R_{\text{Acc}}$ : プラズマ加速用回路の抵抗

$R_p$ : プラズマの等価抵抗

$I_{\text{Acc}}$ : プラズマ加速用回路を流れる電流

$I_p$ : プラズマ中誘導電流

$L_{\text{coil}}$ : プラズマ加速用コイルのインダクタンス

$L_p$ : プラズマの等価インダクタンス

$M$ : プラズマ加速用回路とプラズマの相互インダクタンス

キルヒホッフの法則より,

$$V - L_{\text{coil}} \frac{dI_{\text{Acc}}}{dt} + \frac{d}{dt} (MI_{\text{Acc}}) = R_{\text{Acc}} I_{\text{Acc}} \quad (14)$$

$$-L_p \frac{dI_p}{dt} + M \frac{dI_1}{dt} + I_{Acc} \frac{dM}{dt} = R_p I_p \quad (15)$$

ここで、 $R_{Acc}$  を十分小さくとり、さらにプラズマの誘導電流によって加速回路側に生じる誘導起電力が小さいこと、また相互インダクタンス  $M$  が一定と仮定すると、

$$I_p = -\frac{MI_{Acc}}{L_p} \frac{1}{\sqrt{1+Q_p^{-2}}} \left( \frac{1}{\sqrt{1+Q_p^2}} \exp\left(-\frac{\omega}{Q_p} t\right) - \sin\left(\omega t + \text{atan}\left(\frac{1}{Q_p}\right)\right) \right) \quad (16)$$

$$Q_p = \frac{\omega L_p}{R_p}$$

と書くことが出来る[81].  $Q_p$  はプラズマの  $Q$  値と呼ばれる. 上式からわかるように、プラズマの抵抗値  $R_p$  が

$$\frac{\omega L_p}{R_p} \ll 1 \quad (17)$$

を満たすとき、加速コイル電流とプラズマ誘導電流の間には位相差  $\text{atan}\left(\frac{1}{Q_p}\right)$  が生じることになる.

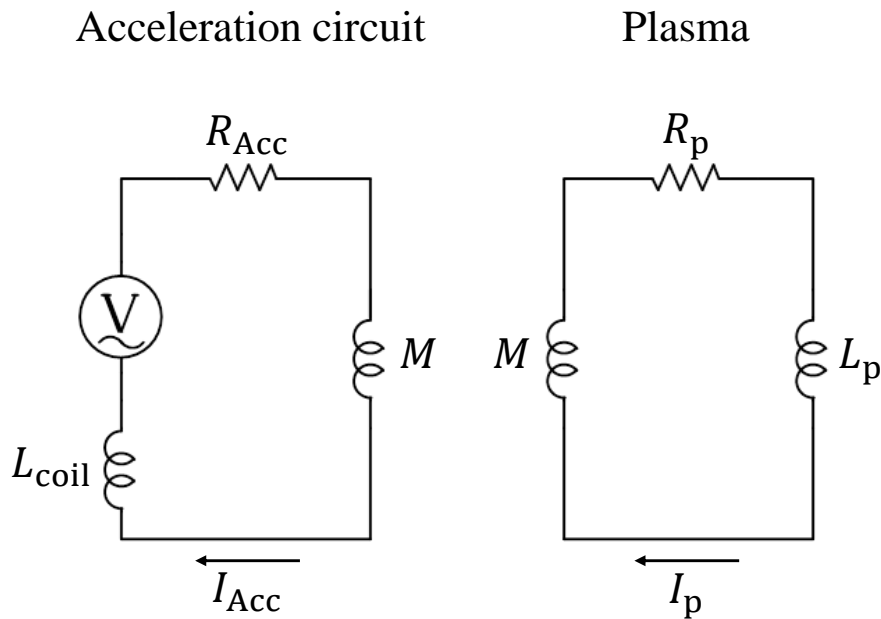


図 2-2. プラズマ電磁誘導加速の等価回路.

## 第3章

### 実験装置

#### 3.1 設置系統図

本研究では、100 kW 級 RIPAL の実現に向けた前段階的試験モデルとして、1 kW 級の試験機を用いた。実験時の接地系統図を図 3-1 に示す。

#### 3.2 真空装置

本研究では、 $\phi$  1.4 m、長さ 3.0 m のステンレス製の真空チェンバを使用した (図 3-2)。真空チェンバ側面のフランジ ( $\phi$  180 mm) に、RIPAL の試験モデルを取り付けてある。真空ポンプとして、粗挽き用に大亜真空製ロータリーポンプ (品番: RPK-3000) (図 3-3) を、高真空引き用に ULVAC 製クライオポンプ (品番: U-20P, 排気量: 10000 L/s ( $N_2$ )) (図 3-2) を使用した。真空計は、大亜真空製ピラニ真空計 (品番: PSG-1) とキャノンアネルバ製電離真空計 (品番: M-431HG) を使用した。

#### 3.3 プラズマ生成用装置

##### 3.3.1 高周波電力供給系

プラズマ生成用高周波電源 (RF power source) として、Thamway 製 T161-5613HA を使用した。印加周波数は 13.56 MHz, 最大出力電力は 400 W で、出力電力は 1 W 刻みで調整可能である。特性インピーダンスは  $50\ \Omega$  である。RIPAL のプラズマ生成・加速領域となるガラス管の形状は、外径 200 mm, 内径 180 mm, 軸方向長さは 80 mm である。プラズマ生成用コイルは、 $\phi$  2 mm のエナメル線をガラス管の周囲に 3 回巻き付けて形成されている (図 3-4)。生成用コイルと高周波電源の間にはインピーダンスマッチングをとるための整合器 (Matching Box, MB) を接続した。プラズマ生成用高周波電源と整合回路を図 3-5 に示す。整合器は 2 つの可変コンデンサと 1 つの可変インダクタから構成されている。

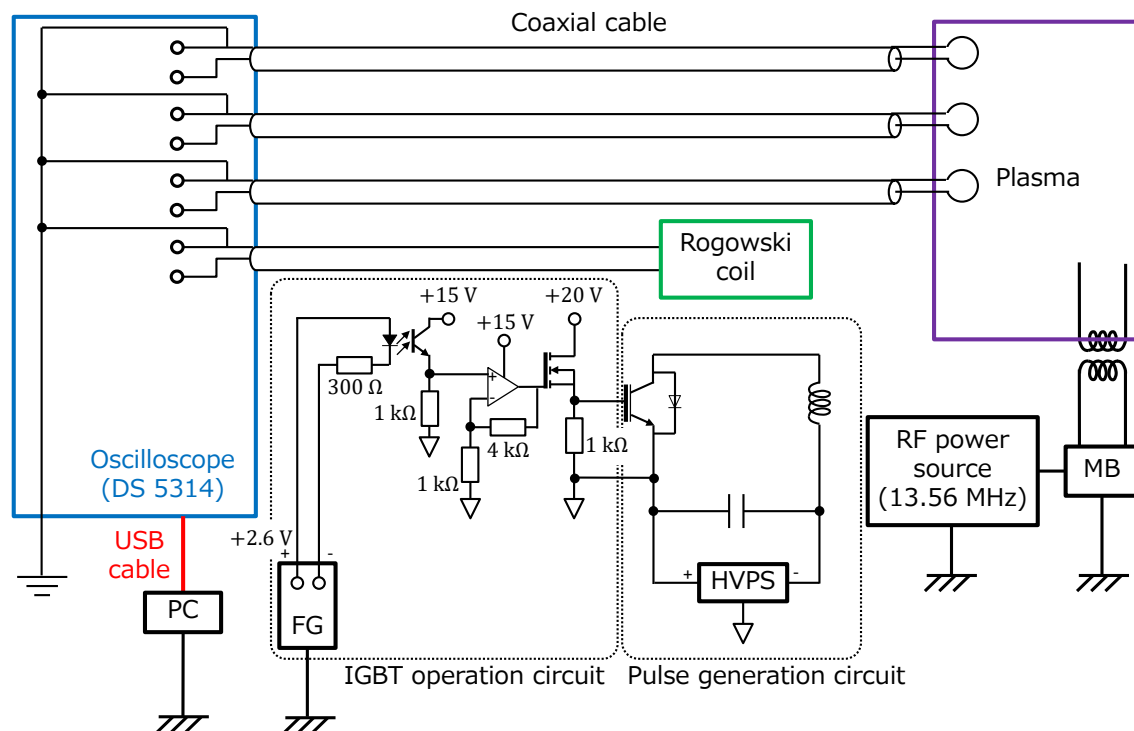


図 3-1. 実験時の接地系統図.

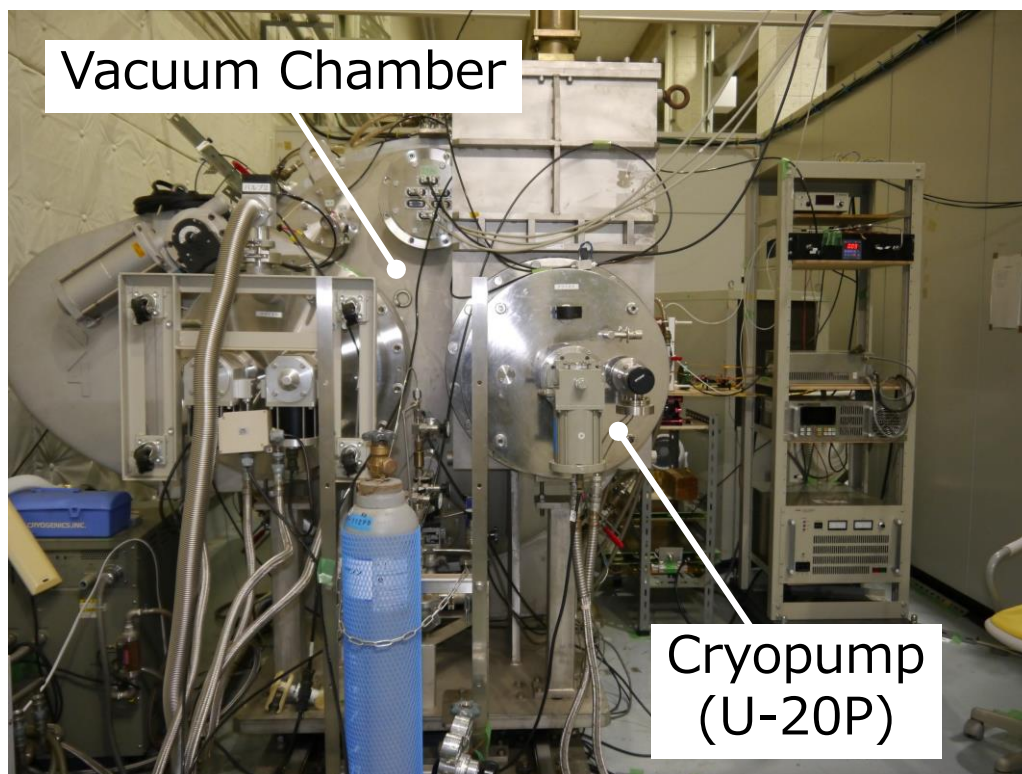


図 3-2. 実験に用いた真空チェンバとクライオポンプ.

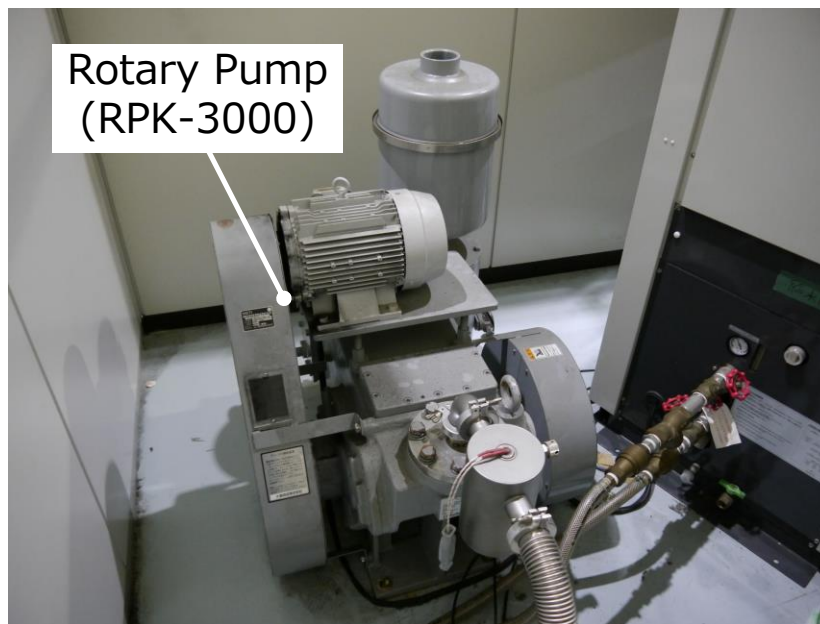


図 3-3. 実験に用いたロータリーポンプ.

高周波電源の特性インピーダンスは  $50\ \Omega$  であるから、高周波電源の出力から見て生成用コイルのインピーダンスが  $50\ \Omega$  になるように可変コンデンサと可変インダクタを調整する。また、プラズマの有無およびその状態によってプラズマ生成用高周波電源の負荷インピーダンスは変化する。その場合でも、高周波電源に内蔵されたセンサによって整合器の可変コンデンサにフィードバックをかけ、自動的にインピーダンスマッチングがとられる。

### 3.3.2 推進剤ガス供給系

ガス供給系の配管図を図 3.2 に示す。ガス供給系は推進剤ガスタンクと MFC (マスフローコントローラ) からなる。推進剤の Ar と Xe の 2 種を容易に切り替えられるようにガス配管が組まれている。MFC には KOFLOC 製 Model 3660 を使用した (図 3-6)。

### 3.3.3 プラズマ生成用永久磁石

RIPAL では、永久磁石によるプラズマの閉じ込めによって壁面での損失を低下させ、プラズマ生成効率を向上させる。プラズマ閉じ込め用のカusp (cusp) 磁場を生成するために、実験用推進機モデルの底面と側面に永久磁石 (フェライト) を配置した。底面に配置した永久磁石は外径 72 mm、内径 30 mm のドーナツ形状 (図 3-10) で、表面磁束は約 60 mT で

ある．側面に配置した永久磁石は  $20\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$  の直方体で，表面磁束は約  $130\text{ mT}$  である．実験では上流側に 32 個，下流側に 16 個の側面磁石が周方向に等間隔に並ぶように固定した（図 3-4）．FEMM を用いて計算した RIPAL の静磁場形状を，図 3-7，図 3-8 に，RIPAL のベクトルポテンシャルマップを図 3-9 に示す．

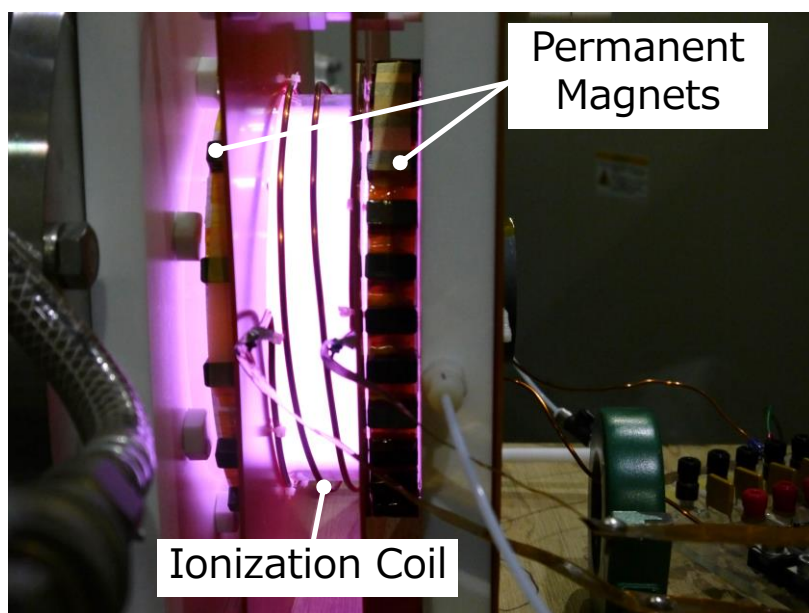


図 3-4. プラズマ生成用コイルと永久磁石．

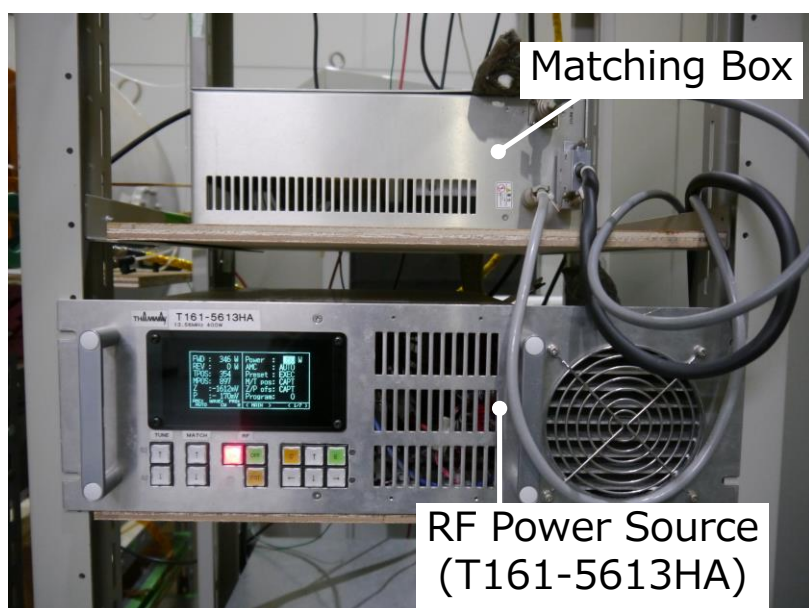


図 3-5. プラズマ生成用高周波電源と整合器．



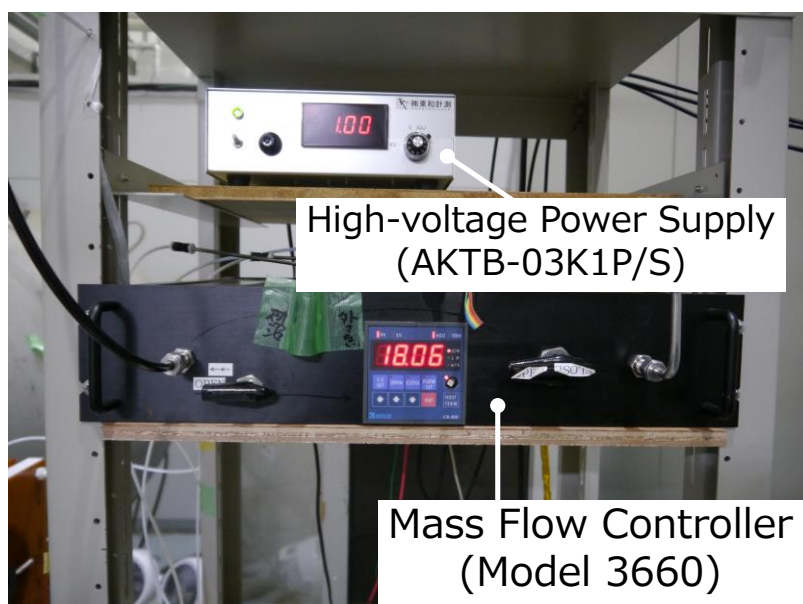


図 3-6. マスフローコントローラと高電圧電源.

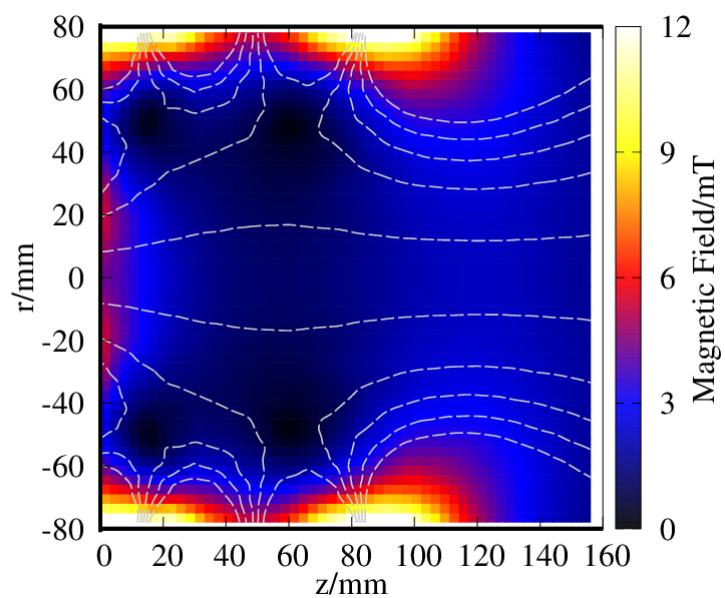


図 3-7. RIPAL の静磁場強度 (FEMM による計算値). 白点線は磁力線を表す.



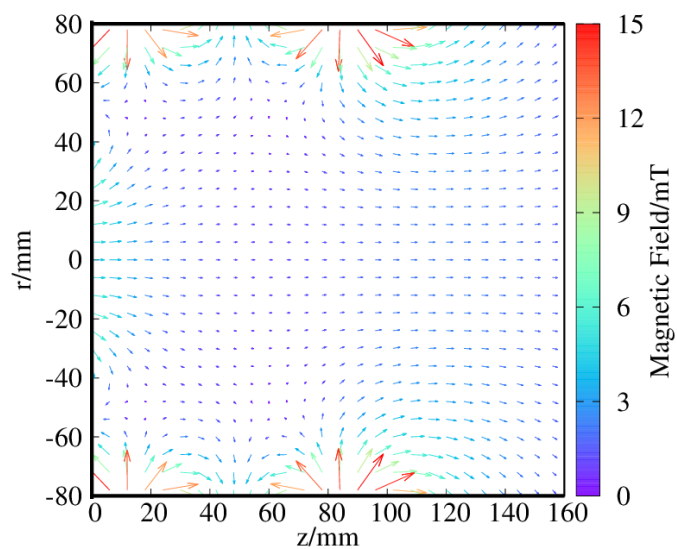


図 3-8. RIPAL の静磁場ベクトル (FEMM による計算値).

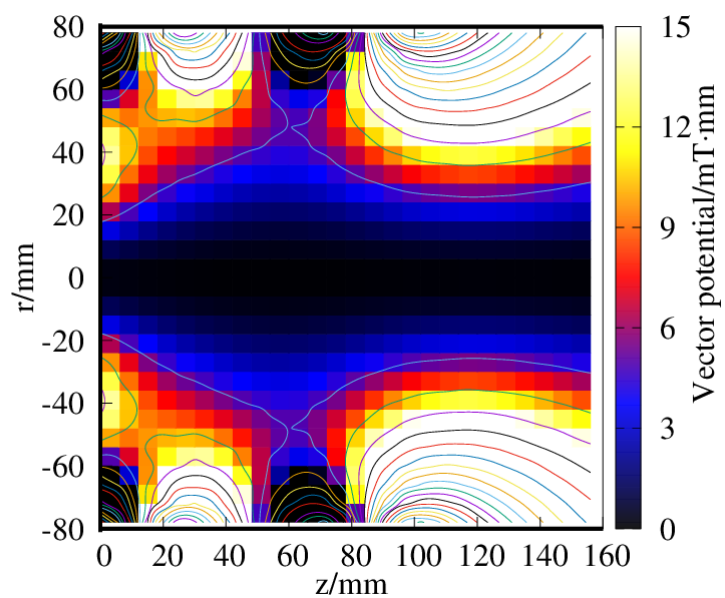


図 3-9. RIPAL のベクトルポテンシャル (FEMM による計算値). 色線は等高線 (すなわち磁力線) を表す.

### 3.4 プラズマ加速用装置

ここでは、プラズマのパルス加速のために、加速コイル電流にパルス電流を印加するパルス発振回路について述べる。パルス発振回路の回路図および写真をそれぞれ図 3-11, 図 3-12 に示す。パルス加速回路はプラズマ加速用コイル, キャパシタ, キャパシタ充電用電源およびスイッチからなる。

#### 3.4.1 プラズマ加速用コイル (Acceleration coil)

本研究では、プラズマ加速用コイルとしてフラットスパイラル型のコイルを使用した。このコイルは、内径 120 mm, 外径 200 mm のドーナツ型領域に、 $\varnothing$  2mm の銅線が 10 回ループするように形成されている (図 3-10)。

#### 3.4.2 キャパシタ

キャパシタとして, EXXELIA Technologies 社製積層コンデンサ TCF285 (容量: 100 nF, 耐電圧: 3000 V) を合計 4 つ使用した (図 3-11)。

#### 3.4.3 キャパシタ充電用高電圧電源

キャパシタ充電用高電圧電源 (High-voltage power supply, HVPS) として, 東和計測製 AKTB-03K1P/S を使用した (図 3-6)。最大出力電圧は 3000 V で, 1 V 刻みにツマミで制御できる。最大出力電流は 1 mA である。キャパシタの充電に要する時間は,

$$V_c = V_0 \left\{ 1 - \exp \left( -\frac{t}{CR} \right) \right\} \quad (18)$$

$V_c$ : キャパシタ充電電圧

$V_0$ : 電源による印加電圧

$t$ : 充電時間

$C$ : キャパシタ容量

$R$ : 充電抵抗

によって決まる。

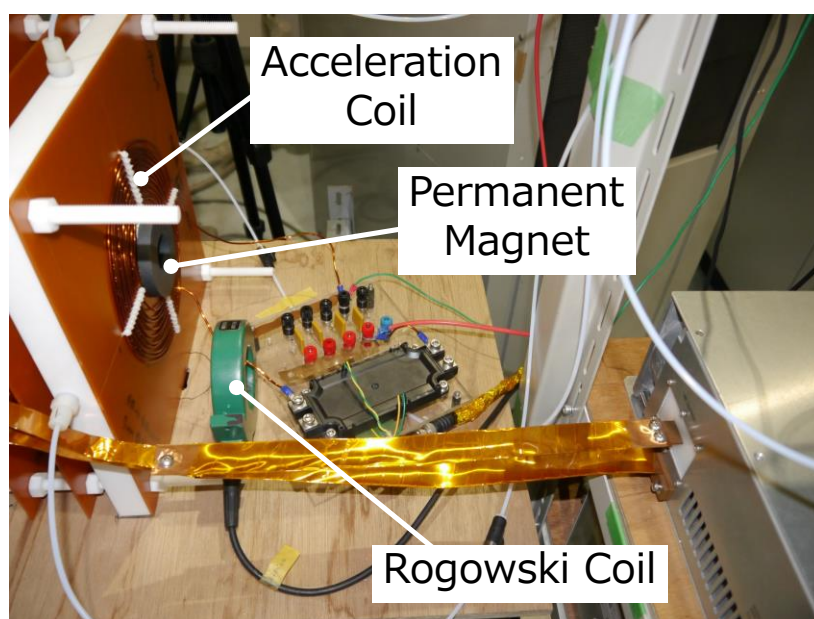


図 3-10. プラズマ加速用コイルとログスキーコイル, および底面永久磁石.

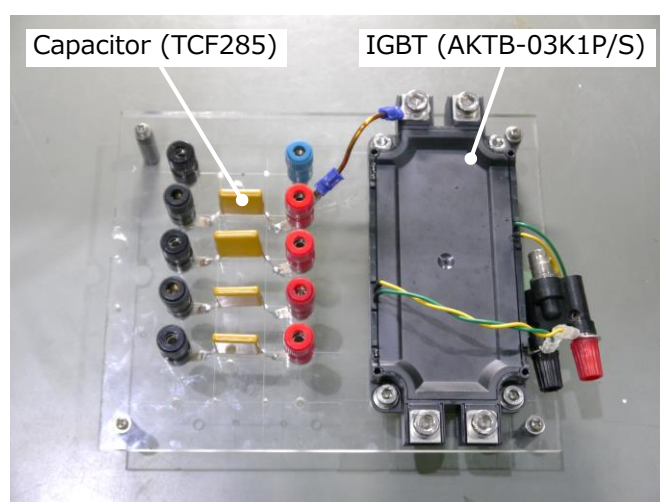


図 3-11. パルス発振回路の写真.

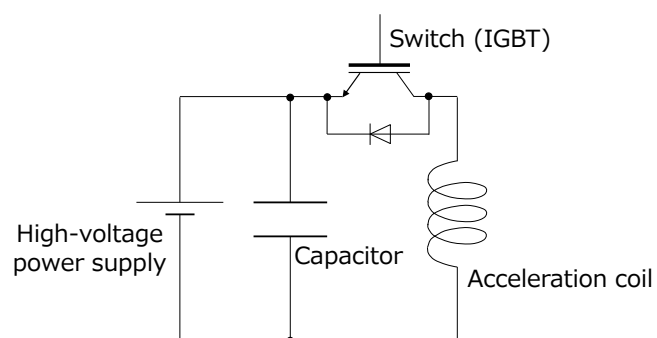


図 3-12. パルス発振回路の回路図.

## 3.4.4 スイッチ

パルス加速回路の放電を制御するためのスイッチには、半導体スイッチの一種である IGBT (SEMIKRON 製 SKM100GB12T4 および SEMix603GB12E4p) を使用した。

ある周期でスイッチを駆動するための信号発生装置として、ファンクションジェネレータ (FG, RIGOL 製 DG1022) を使用した。ファンクションジェネレータの信号を増幅し、さらに IGBT のゲート端子間を絶縁するためにフォトカプラとオペアンプを組み合わせた IGBT 駆動回路を使用した。IGBT 駆動回路の回路図を図 3-14 に示す。

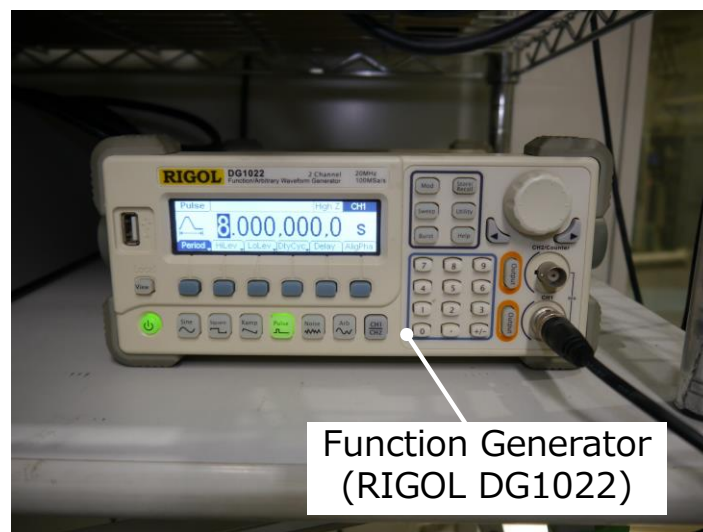


図 3-13. 実験に使用したファンクションジェネレータ。

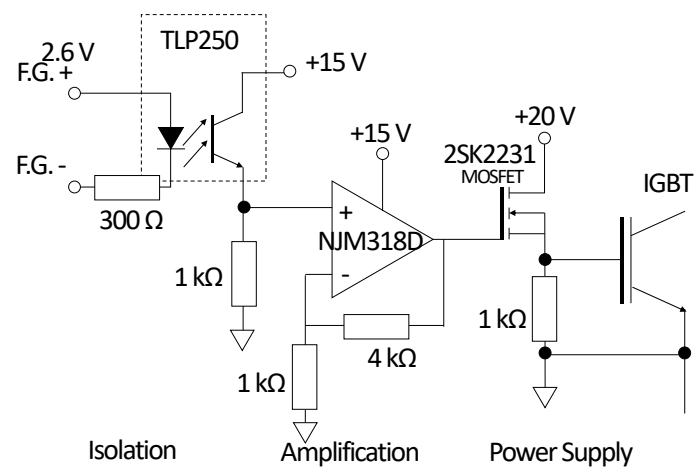


図 3-14. IGBT 駆動回路の回路図[3].

## 3.5 測定系

### 3.5.1 ログスキーコイル

振幅 300 A<sub>pp</sub>, 周波数  $\cong 50$  kHz である加速コイル電流を測定するために, 非接触電流計であるログスキーコイル (Pearson 製, 型番: Current Monito 101) を使用した (図 3-10). 本測定器では, 空芯を流れた電流値  $I$  [A] と出力電圧値  $V$  [V] の間には

$$\frac{I}{V} = 100 \quad (19)$$

の関係がある.

### 3.5.2 オシロスコープ

磁気プローブの出力信号は, オシロスコープ (IWATSU DS5314) によって測定した. IWATSU DS5314 による計測では, 同軸ケーブルの外部導体が GND 電位となる. 測定の際, サンプリングレートは 2 ns, レコード長は 100 k とした.

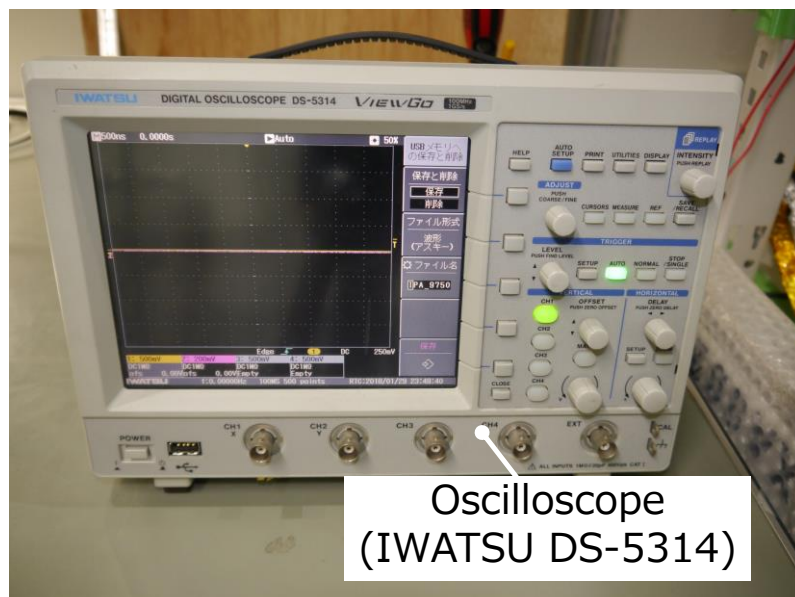


図 3-15. 実験に使用したオシロスコープ.

## 3.6 磁気プローブ

### 3.6.1 これまでの磁気プローブ計測

磁気プローブ (Magnetic probe, Magnetic fluctuation probe, B-dot probe) は, 計測原理が簡単なうえに, 比較的安価で容易に製作が可能であるため, 核融合装置[82], ミラーデバイス[82], プラズマ流発生装置[83], プラズマフォーカス[84], ホールスラスタ[85], PPT[86], [87], ICP 源及びヘリコンプラズマ源[13], [14], [88], [89]およびそれらを利用したスラスタ[45], [69], [90], [91]などの磁場計測に頻繁に利用されてきた[92], [93]. また最近では, 厚膜技術 (Thick film technology) を応用した小型の磁気プローブなども提案されている[94].

### 3.6.2 磁気プローブの原理

一般的に, 磁気プローブはコイルを有しており, コイルが静止している場合 (もしくはコイル静止座標系で考える場合), コイルを貫く磁場  $\mathbf{B}$  が時間的に変動すると, ファラデーの電磁誘導の法則より

$$V_{\text{ind}} = -\frac{1}{nS} \frac{d\mathbf{B}}{dt} \quad (20)$$

$n$ : コイルの巻き数

$S$ : コイルの断面積

$V_{\text{ind}}$ : コイルに誘起される電圧

で表される電圧  $V_{\text{ind}}$  を生じる.

磁場の値を求めるためには, 磁気プローブの出力信号を時間積分することが必要である. 積分の方法としては,

- RC 積分回路を用いる方法 (アナログ積分)
- 数値積分を用いる方法 (デジタル積分)

などが挙げられる. それぞれの特徴を表 1 にまとめる.

表 1. 磁気プローブの出力信号の積分法の特徴

	長時間測定の可否 (数十秒以上)	積分信号のドリフト
RC 積分回路	困難 (オペアンプの使用が必要となる)	出にくい
数値積分	容易	出やすい

### 3.6.3 Capacitive pickup の軽減

磁場計測に際して問題となるのは, "capacitive pickup" と呼ばれる磁気プローブと周辺装置やプラズマとの容量結合である. 特に, プラズマの静電ポテンシャルが  $O(100\text{ V})$  で揺動する RF プラズマでは, capacitive pickup が顕著に問題となる[95]. これまでには, capacitive pickup を軽減するための方法が提案されてきた. ここでは, そのうち主要なものを 3 つ挙げる.

#### (a). 同軸ケーブルで磁気プローブのラインを全て構築する方法

コイルやリード線などの全てのラインを, 特性インピーダンスが一定である同軸ケーブルで構成する方法. この方法では, capacitive pickup はプローブとプラズマ間の静電容量  $C_{BP,P}$  と磁気プローブの特性インピーダンス  $R_0$  (一般的には  $50\ \Omega$ ) で構成されるローパスフィルタを通過することになる. しかし, 同軸ケーブルは一般的にはエナメル線などよりも太いために, この方法では小型の磁気プローブを作ることが難しくなる.

#### (b). 差動測定を行う方法

コイルを巻く方向を  $180^\circ$  反転させた 2 つのコイルによって磁場を同時測定し, これらの信号の差をとる方法[96]. 変動磁場によって発生する磁気プローブ信号の符号は, コイルの巻く方向により反転する一方で, 静電的結合によって発生する capacitive pickup の符号は反転しないことを利用している.

#### (c). CTT (Center-Tapped Transformer) を利用する方法

変圧器の原理を利用した方法または装置. Balun と呼ばれる. 磁気プローブのリード側コイル (1 次コイル) の中心が GND 電位になっており, 変圧器によって計測器側のコイル (2 次コイル) へと電圧が変換される. このとき, capacitive pickup による電流は GND 電位を挟んだ両側に同じ大きさの振幅, 反対の符号で誘起される. よって, 1 次コイルに誘起される電圧は磁場変動によってのみ誘起された電圧であり, これが 2 次コイル側に伝わることになる.

Franck らは, 2002 年にヘルムホルツコイルを用いて, これらの方法による capacitive pickup の低減効果を定量的に評価した[95]. その結果, CTT を用いる方法による低減効果が大きいことが示された. また, FARAD に対する磁気プローブ測定にも, CTT を用いた方法が使用されている[97].

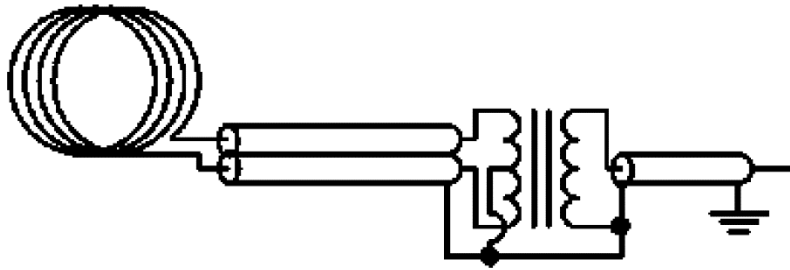


図 3-16. CTT を用いた磁気プローブ測定回路の回路図[95].

#### 3.6.4 3 軸測定用磁気プローブ

本研究では、プラズマ加速用コイルによって作られるプラズマ中の変動磁場分布の時間発展を計測するために、3 軸同時測定が可能な磁気プローブを構築した (図 3-20). プローブ先端のコイル部は、 $\phi 0.2 \text{ mm}$  のエナメル線を、一辺が  $6 \text{ mm}$  のアルミナ (純度: 99.7 %) の立方体に、深さ  $0.5 \text{ mm}$  の溝を各辺に掘ったコア (図 3-17) の周りに巻き付けて形成されている (図 3-18). このコアは、アルミナチューブ (OD:  $4 \text{ mm}$ , ID:  $3 \text{ mm}$ , L:  $40 \text{ mm}$ ) の先端に取り付けられており、このアルミナチューブの中にツイストされたコイルのリード線が通されている. さらに、このコイルとアルミナチューブは、プラズマから熱的、および静電的に保護するために、ガラス管 (OD:  $10 \text{ mm}$ , ID:  $8 \text{ mm}$ , L:  $30 \text{ mm}$ ) の中に配置された状態で、プラズマ中へと掃引される. また、静電的ノイズを防ぐために、アルミナチューブとガラス管の間に静電シールド (アルミホイル) を配置し、これを GND 電位とした.

ツイストされた導線は、アルミナチューブを出た後  $10 \text{ mm}$  程度の位置で同軸ケーブルの内部導体および外部導体へと接続されている. 同軸ケーブルは、チェンバ壁面の JIS 100A フランジに取り付けられたテクサム製 BNC 導入端子 (図 3-19) に接続され、真空側で再び同軸ケーブルに接続され、オシロスコープに接続された. 磁気プローブ測定回路の等価回路図を図 3-21 に示す.



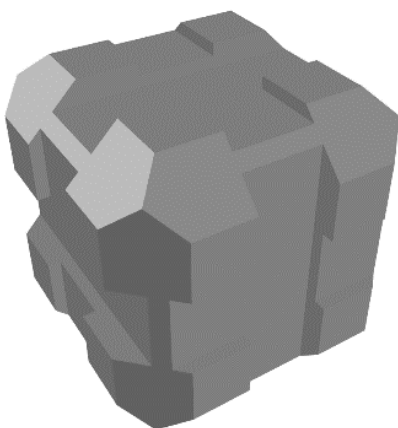


図 3-17. アルミナコアの CAD 図. 各辺には深さ 0.5 mm の溝が掘られており, 容易に 3 コイル間の垂直をとることが出来るようになっている.

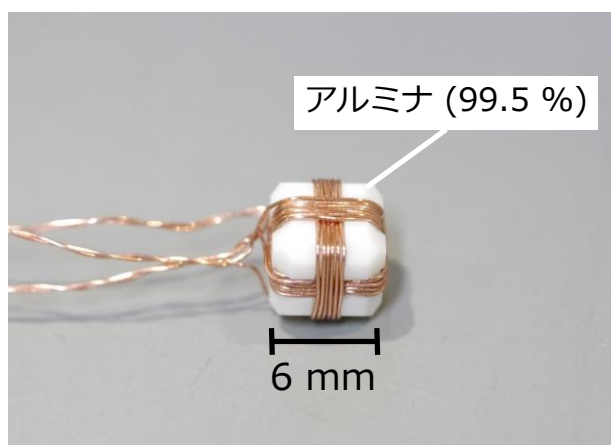


図 3-18. アルミナコアにエナメル線を巻き付けた様子.



図 3-19. テクサム製 BNC 導入端子.

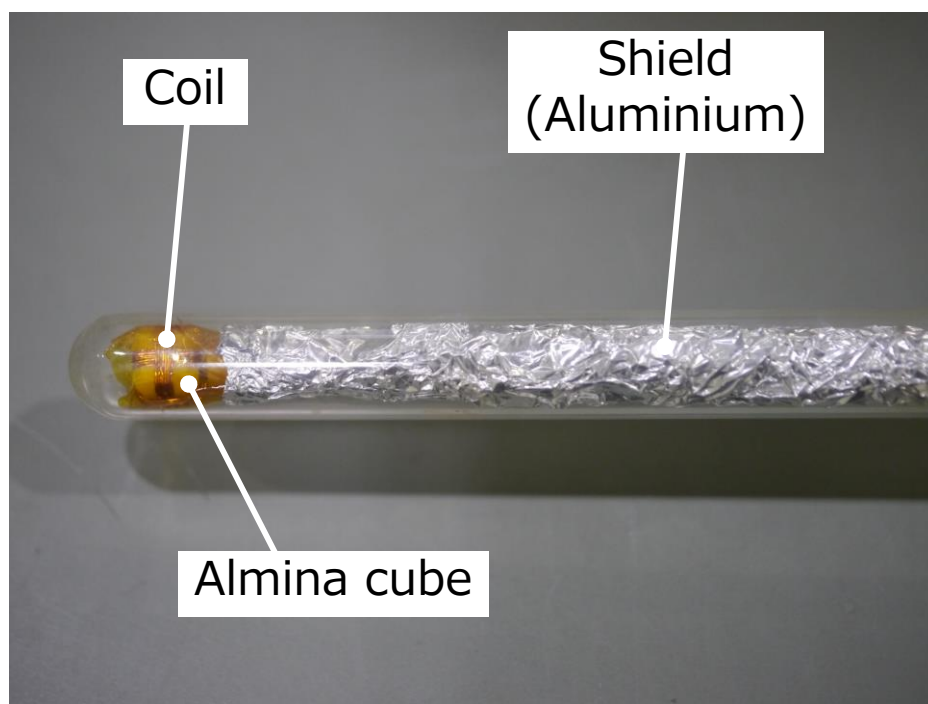


図 3-20. 磁気プローブ先端.

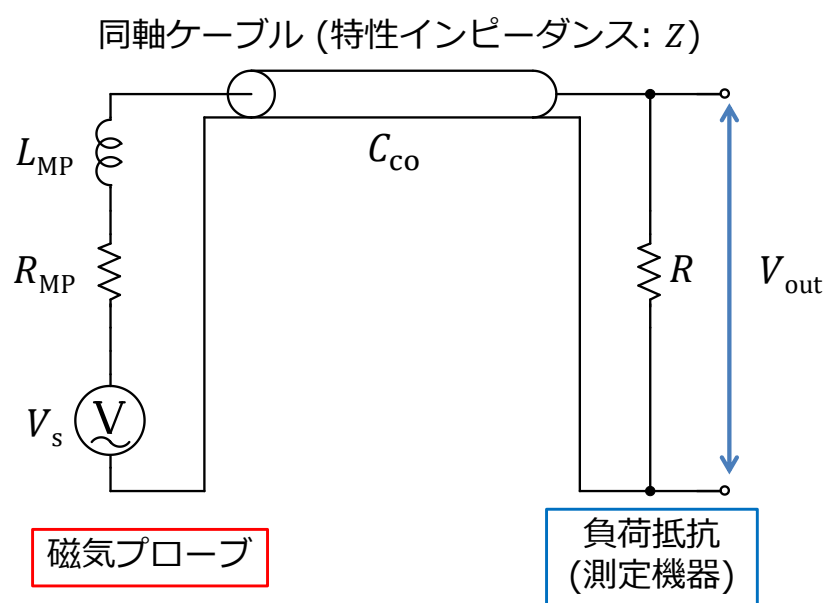


図 3-21. 磁気プローブ測定回路の等価回路図.

### 3.7 トリプルプローブ

静電プローブ法は, Langmuir によってシングルプローブ (ラングミュアプローブ) の原理が提案されてから[98], 実験室プラズマはもちろん, 宇宙プラズマの測定などにも用いられてきた[99]. 特に, ダブルプローブ法[100], [101]を改良したトリプルプローブ法[102]は, シングル・ダブルプローブに必要な電圧掃引が不要であるために, 容易に電子温度  $T_e$ , 電子密度  $n_e$  の高時間分解能な測定が可能である. 核融合研究において, エッジプラズマの計測などによく用いられている.

#### 3.7.1 トリプルプローブの原理

トリプルプローブ法では, 3つの電極 ( $P_1, P_2, P_3$ ) を用いて測定を行う.  $P_1, P_2, P_3$  の間に固定電圧を印加して 2組のダブルプローブとし, プローブに流れる電流を瞬時測定する.

各プローブに流れる電流は,

$$I_i = I_{is,i} - I_{es,i} \exp\left(-\frac{eV_i}{k_B T_e}\right) \quad (i = 2, 3) \quad (21)$$

$I_{is,i}$ : イオン飽和電流 (ion saturation current)

$I_{es,i}$ : 電子飽和電流 (electron saturation current)

$e$ : 素電荷

$k_B$ : ボルツマン定数

とかける. ここで,

$$I_{is,i} = en_e S_i \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{k_B T_e}{M}} \quad (22)$$

$$I_{es,i} = -\frac{1}{4} en_e S_i \bar{v}_e \quad (23)$$

$S_i$ : プローブ電極表面積

$M$ : イオン質量

$\bar{v}_e$ : 電子の平均速度

である. 電子の速度分布関数  $f(v_e)$  として Maxwellian を仮定すれば,

$$\bar{v}_e = \int_0^\infty v_e f(v_e) dv_e \quad (24)$$

$$= \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (25)$$

$m_e$ : 電子質量

である。また,

$$S_2 = S_3 \quad (26)$$

を仮定すると, プローブ電流の保存式

$$I_1 = I_2 + I_3 \quad (27)$$

より,

$$\frac{I_1 + I_2}{I_1 + I_3} = \frac{1 - \exp(-\phi_2)}{1 - \exp(-\phi_3)} \quad (28)$$

および

$$I_{is,0} = \frac{I_3 - I_2 \exp(-\phi_0)}{1 - \exp(-\phi_0)} \quad (29)$$

$$\phi_i \equiv eV_i/k_B T_e \quad (i = 2, 3)$$

$$\phi_0 \equiv e(V_3 - V_2)/k_B T_e$$

となるため, 電子温度  $T_e$  が求まる。さらに式 (10) (17) より, 電子密度  $n_e$  が求まる。この方法では, プローブ電流を測定するため, 電流法と呼ばれている。トリプルプローブ (電流法) の回路図を図 3-22 に示す。

また,  $P_2$  を電位的に浮かせて, プラズマと同電位 (浮動電位) にすると,

$$I_2 = 0 \quad (30)$$

となる。これを式 (16) に代入すると,

$$\frac{1 - \exp(-\phi_2)}{1 - \exp(-\phi_3)} = \frac{1}{2} \quad (31)$$

を得る。よって, 式 (19) から電子温度が求められる。この方法は, 電圧法と呼ばれる (図 3-23)。ただし, 電圧計は (プラズマ抵抗に対して) 十分に高インピーダンスでなくてはならない。また一般に, プラズマの空間電位が高周波で揺動する無電極 RF 放電プラズマ等に対しては適用が困難となる。

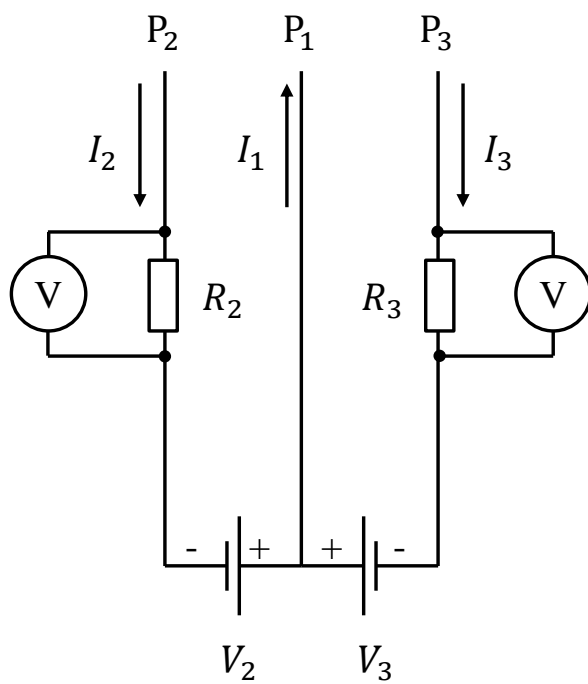


図 3-22. トリプルプローブ測定回路（電流法）の回路図.

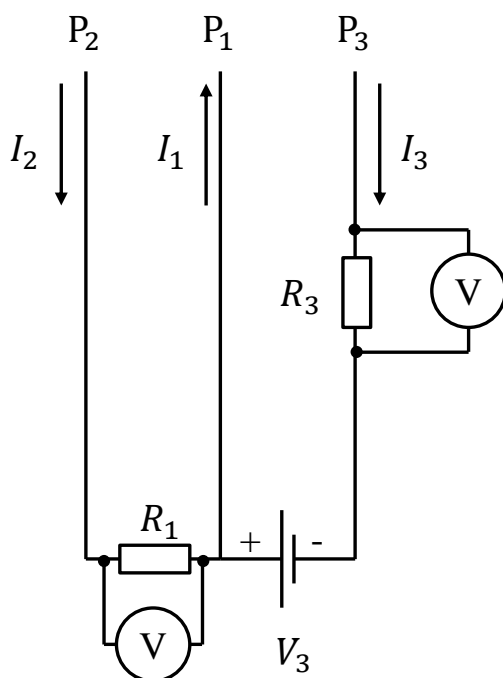


図 3-23. トリプルプローブ測定回路（電圧法）の回路図.

## 3.7.2 実験装置

実際の実験で用いたトリプルプローブの測定回路を、図 3-24 に示す。2つの固定電圧源には乾電池を用いた。理由は、プローブ全体をフロート電位にでき、かつ AC100V など駆動する定電圧源電源が有する固有の周波数を持たないためである。

また、電流法を用いた理由は、電圧法では適切な電子温度が得られなかったためである。その理由として、本研究の対象とするプラズマが無電極の RF 放電プラズマであり、プラズマの空間電位が  $O(100\text{ V})$  で揺動しているためであると考えられる。よって、電流法で測定を行うのであれば、Langmuir プローブなどにも用いられる[103]高周波ひずみ対策が必要であると考えられる。具体的には、

- (1) プローブ指示棒の周りにシースの静電容量に比して大きい容量を持つ支持体を取り付け、プローブを高周波的にプラズマに短絡させることで、空間電位揺動に追従させる
  - (2) プローブに高インピーダンスの並列共振回路を並列し、空間電位揺動に追従させる
  - (3) 高周波電源から移相回路と増幅器を通してプローブ回路に変動電圧と逆位相の RF 電圧を帰還させる
  - (4) キャパシティブプローブやエミッシブプローブにより RF 電位を測定し、プローブ電位を補正する
- などが挙げられる[93].

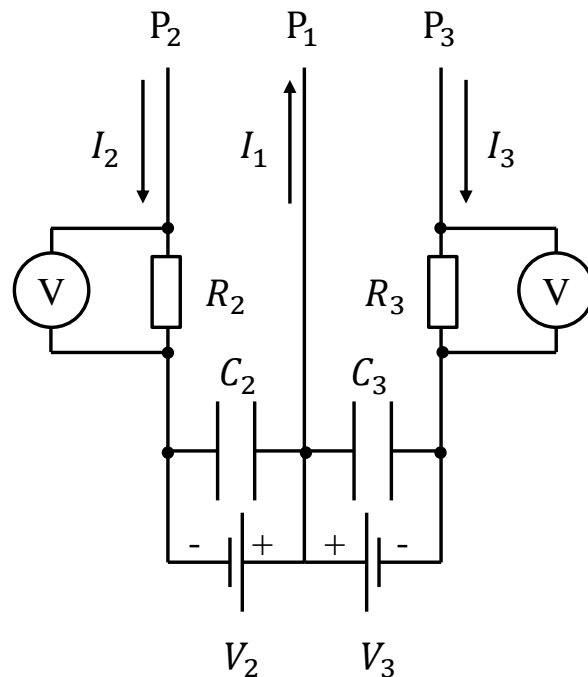


図 3-24. 実験時のトリプルプローブ測定回路の回路図。

## 第4章

### 磁場測定

#### 4.1 解析方法

磁場測定実験の解析フローチャートを図 4-1 に示す.

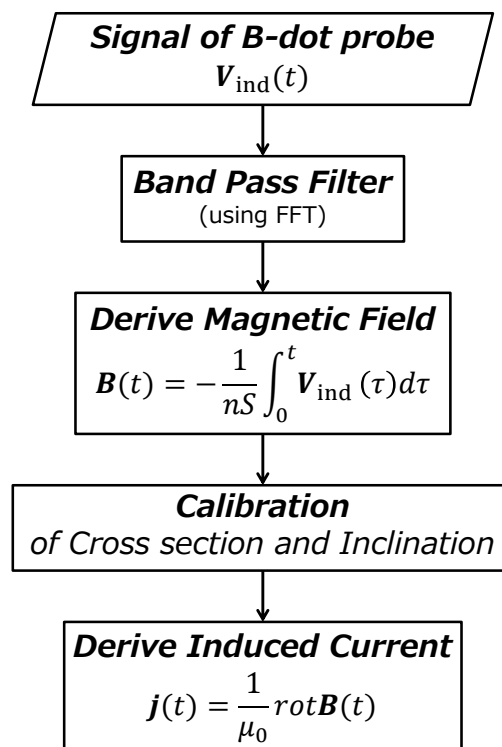


図 4-1. 磁場測定実験の解析フロー.

##### 4.1.1 磁場の時間履歴の導出

本研究において, 磁気プローブの出力電圧はアナログフィルタなしで取得された. その後, 数値的に時間積分を行うことで, 各点における磁場の時間履歴が導出された.

典型的な磁気プローブの出力波形, および磁場の時間履歴として,  $(z, r) = (3, 3)$  における測定結果をそれぞれ図 4-2, 図 4-3 に示す.

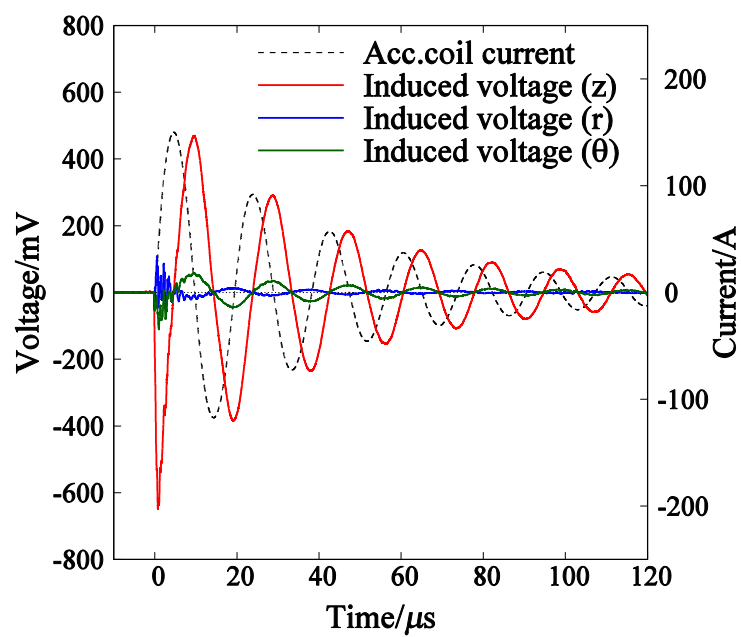


図 4-2. (3,3) における磁気プローブの出力波形.

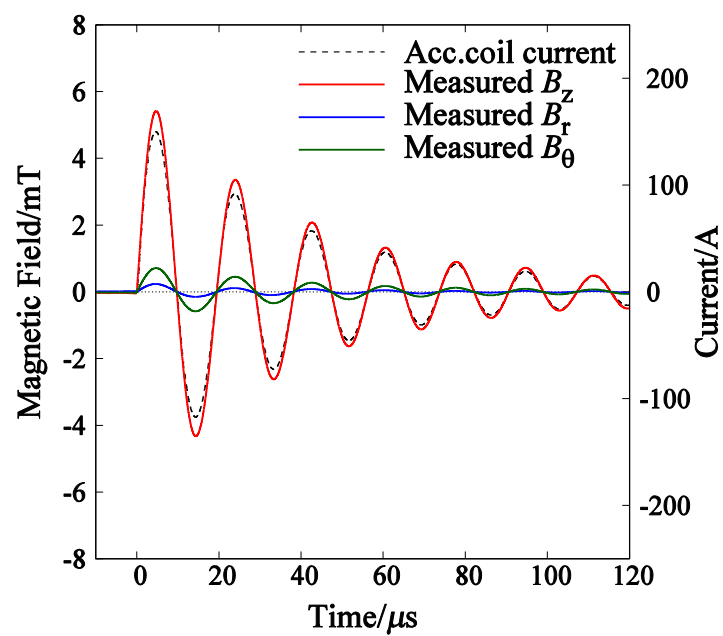


図 4-3. (3,3) における磁場の時間履歴.



## 4.1.2 誘導電流の導出

アンペール・マクスウェルの法則 (Ampère's circuital law) より, 誘導電流  $\mathbf{j}$  は,

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \mathbf{B} \quad (32)$$

$$= \frac{1}{\mu_0} \begin{pmatrix} \frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} \\ \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (33)$$

とかける. ここで, 図 4-4 における点  $P_1, P_2, P_3, P_4$  での磁場の大きさ  $B(P_1), B(P_2), B(P_3), B(P_4)$  を

$$B(P_1) = B(P) - \frac{1}{2} \frac{\partial B(P)}{\partial y} \Delta y \quad (34)$$

$$B(P_2) = B(P) + \frac{1}{2} \frac{\partial B(P)}{\partial x} \Delta x \quad (35)$$

$$B(P_3) = B(P) + \frac{1}{2} \frac{\partial B(P)}{\partial y} \Delta y \quad (36)$$

$$B(P_4) = B(P) - \frac{1}{2} \frac{\partial B(P)}{\partial x} \Delta x \quad (37)$$

と定めると,

$$j_\theta = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \quad (38)$$

$$= \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{\Delta x \Delta y} \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} \Delta x \Delta y - \frac{\partial B_x}{\partial y} \Delta x \Delta y \right) \quad (39)$$

$$= \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{\Delta x \Delta y} \left( (B(P_2) - B(P_4)) \Delta y + (B(P_1) - B(P_3)) \Delta x \right) \quad (40)$$

$$= \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{\Delta x \Delta y} (B(P_1) \Delta x + B(P_2) \Delta y - B(P_3) \Delta x - B(P_4) \Delta y) \quad (41)$$

と計算できる.

4.1.3 誘導磁場  $\mathbf{B}_{\text{ind}}$  の導出

プラズマによる誘導磁場  $\mathbf{B}_{\text{ind}}$  は,

$$\mathbf{B}_{\text{ind}} = \mathbf{B}_{\text{pla}} - \mathbf{B}_{\text{vac}} \quad (42)$$

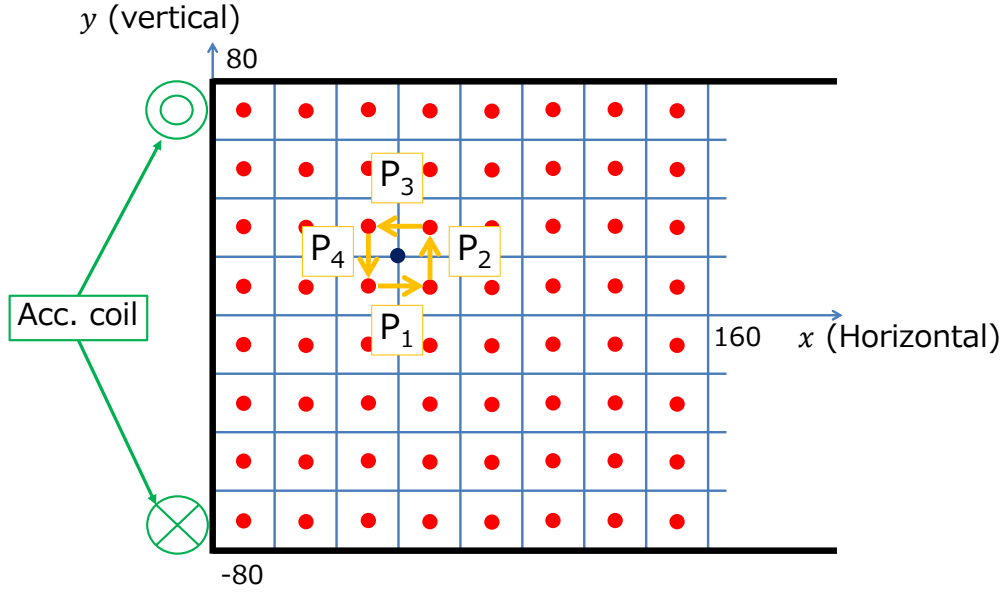


図 4-4. 計算領域と誘導電流計算の概要図.

$B_{\text{pla}}$ : プラズマ中で測定された磁場

$B_{\text{vac}}$ : 真空中で測定された磁場

と算出した．ここで，真空中の磁場の取得時，プラズマ生成用コイルの接続はプラズマ着火時と同様にセットした．ただし，プラズマ生成用電源の電源は OFF であった．

#### 4.1.4 軸方向ローレンツ力 $f_z$ の計算

軸方向ローレンツ力  $f_z(t)$  は，

$$f_z = j_\theta B_r \quad (43)$$

と計算できる．ここで，

$$B_r(t) = B_{r,\text{sta}} + B_{r,\text{coil}}(t) + B_{r,\text{ind}}(t) \quad (44)$$

$B_r$ : プラズマ中の径方向磁場

$B_{r,\text{sta}}$ : 永久磁石による径方向静磁場

$B_{r,\text{coil}}$ : 加速用コイルが作る径方向変動磁場

$B_{r,\text{ind}}$ : プラズマの径方向誘導磁場

である．磁気プローブで測定された径方向磁場を  $B_{r,\text{meas}}$  とすれば，

$$B_{r,\text{meas}}(t) = B_{r,\text{coil}}(t) + B_{r,\text{ind}}(t) \quad (45)$$

である．永久磁石による径方向静磁場としては，FEMM による計算値（図 3-7）を用いた．また，周方向電流  $j_\theta(t)$  の値には，測定値を用いた．

## 4.2 ノイズ処理

### 4.2.1 FFT を用いたバンドパスフィルタ

磁気プローブの出力信号を数値的に時間積分した場合、ノイズによって積分後の波形がドリフトする (図 4-5). このドリフト成分は、興味のある加速コイル電流の周波数 ( $\cong 60 \text{ kHz}$ ) に対して低周波数 ( $20 \text{ kHz}$  以下) である. このことを利用して本研究では、

- 1) 放電区間の波形を抜き出す
- 2) 波形を放電点に関して点対称に反転し、元の波形と放電開始時刻で接続させた関数を作る (図 4-6)
- 3) ハニング窓 (hanning window) をかける
- 4) FFT を行い、 $10 \sim 100 \text{ kHz}$  の信号のみを取り出す

という処理を行った.

(2) で点対称に反転する処理を行った理由は、

- ① FFT を行う範囲を、放電後のみにするため (放電前を含めると、周波数解析時の誤差が大きくなる)
- ② FFT で放電後の波形にハニング窓をかける際、放電開始直後の情報が失われないようにするため

である. 特に②に関して、ハニング窓をかけるとき、窓中央の情報は良く保存され、窓の端の情報は大きく失われることになる. そのため、最も興味のある放電直後の情報を残すために行っている. ここで、ハニング窓は

$$\omega(x) = 0.5 - 0.5\cos 2\pi x, \quad 0 \leq x \leq 1 \quad (46)$$

で表される関数であり、最も一般的によく使用される窓関数のひとつである (図 4-8).

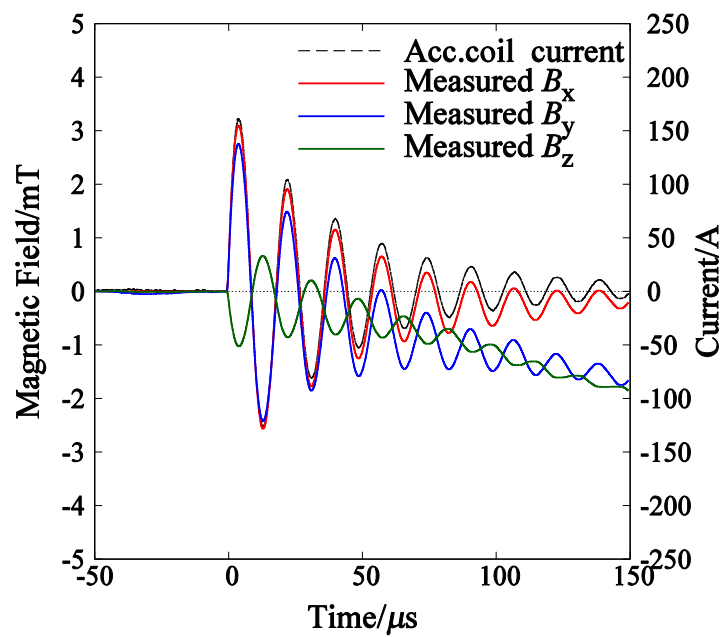


図 4-5. 積分後の波形がドリフトする様子.

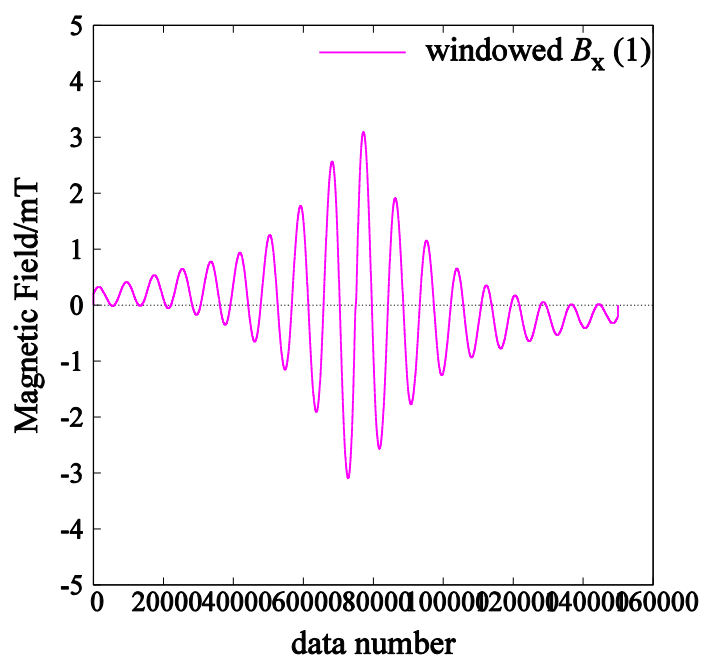


図 4-6. 波形を点対称にひっくり返し，放電開始時刻で元の波形と接続させた関数．接合点は (80000, 0)．

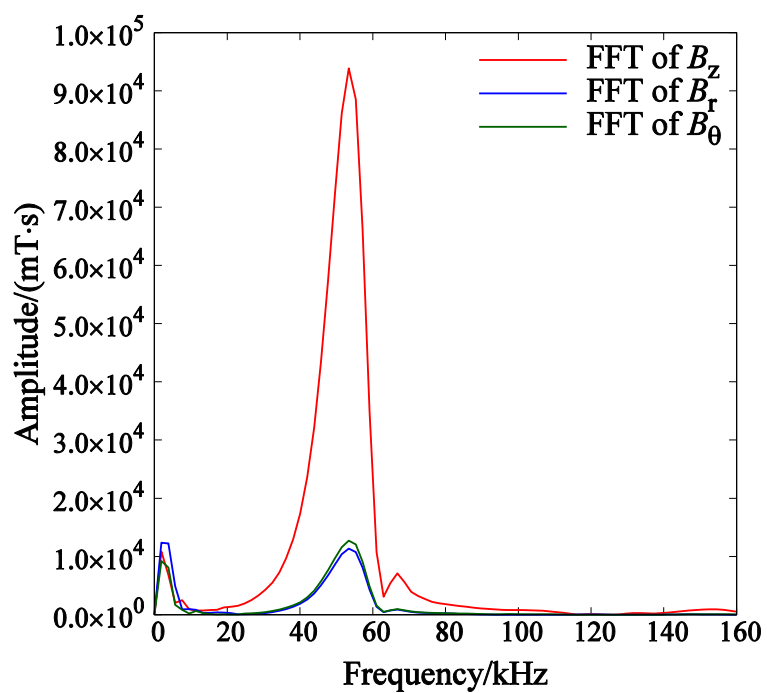


図 4-7. 典型的な磁場の周波数スペクトル.

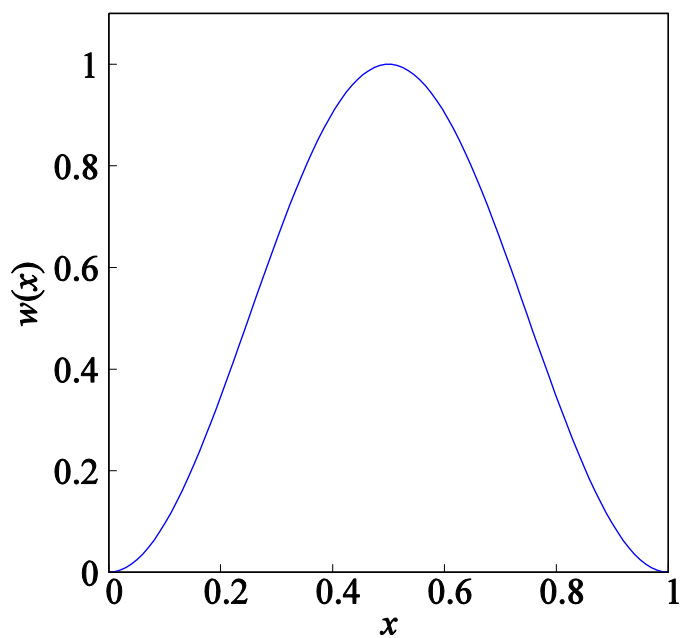


図 4-8. ハニング窓のプロット.

### 4.2.2 断面積と傾きの校正

磁気プローブによる計測では、構築した磁気プローブの感度校正が重要となる．そのためこれまでも、様々な感度校正の方法（主にヘルムホルツコイルを用いる方法が多い）が提案されてきた[104]–[108]．本研究では、真空中（プラズマなしの状態）での誘導電流値を利用して、磁気プローブの断面積比，および磁気プローブの傾きの校正を行った．

真空中では電流のキャリアとなる荷電粒子が存在しないため，真空中での誘導電流  $\mathbf{j}_{\text{vac}}$  は，

$$\mathbf{j}_{\text{vac}} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \mathbf{B} \quad (47)$$

$$= 0 \quad (48)$$

となるべきである．本研究では，評価関数として

$$I_e = \sum^i \sqrt{(j_{\theta,i} s)^2} \quad (49)$$

を定義し，真空中での  $I_e$  が最小になるように，コイルの断面積比と傾きの校正を行った．

磁気プローブの出力電圧  $\mathbf{V}_{\text{ind}}$  を

$$\mathbf{V}_{\text{ind}}(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} V_z(\mathbf{r}, t) \\ V_r(\mathbf{r}, t) \\ V_\theta(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix} \quad (50)$$

とし，磁束密度の真値を

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} B_z(\mathbf{r}, t) \\ B_r(\mathbf{r}, t) \\ B_\theta(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix} \quad (51)$$

とすれば， $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$  と  $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$  との関係は

$$\frac{d\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{dt} = \mathbf{R}(\mathbf{r}) \mathbf{C} \mathbf{V}_{\text{ind}}(\mathbf{r}, t) \quad (52)$$

と表せる．キャリブレーションの対象となるのは， $3 \times 3$  行列  $\mathbf{C}, \mathbf{R}(\mathbf{r})$  である．ここで  $\mathbf{C}$  は，

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} C_{11} & 0 & 0 \\ 0 & C_{22} & 0 \\ 0 & 0 & C_{33} \end{pmatrix} \quad (53)$$

となる．本研究における周方向誘導電流  $j_\theta$  の計算では， $z$  および  $r$  方向のコイルの出力電圧のみを使用する．よって， $C_{11}$  と  $C_{22}$  を校正すればよい．

続いて，磁気プローブの回転によって測定される  $I_e$  について考える．磁気プローブのコイル部が位置  $\mathbf{r}$  にあるときの測定を考える．測定位置のずれとしては下の 2 種が考えられ

る.

- (1)  $x, y, z$  軸に平行な方向の位置ずれ
- (2)  $x, y, z$  軸まわりの回転によるずれ

ここで、本実験では磁気プローブの掃引にステッピングモータを用いているため、相対位置に関して数  $\mu\text{m}$  以下の精度での位置決めが可能である。よって、(1) は無視する。

(2) の各軸まわりの回転について、磁気プローブのコイル部が  $x, y, z$  軸のまわりにオイラー角で  $\alpha, \beta, \gamma$  だけ回転していた場合、磁気プローブ出力電圧  $V_{\text{ind}}$  から算出される磁場  $\mathbf{B}_m$  は、真の磁場を  $\mathbf{B}(\mathbf{r})$  とすると、

$$\mathbf{B}_m = \mathbf{R}_x(\alpha)\mathbf{R}_y(\beta)\mathbf{R}_z(\gamma)\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \quad (54)$$

となる。ただし、

$$\mathbf{R}_z(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha & 0 \\ -\sin\alpha & -\cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (55)$$

$$\mathbf{R}_r(\beta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\beta & \sin\beta \\ 0 & -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \quad (56)$$

$$\mathbf{R}_\theta(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos\gamma & -\sin\gamma & 0 \\ -\sin\gamma & \cos\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (57)$$

である。ここで、

$$\det\mathbf{R}_z, \det\mathbf{R}_r, \det\mathbf{R}_\theta \neq 0 \quad (58)$$

であるから、

$$\det\{\mathbf{R}_z(\alpha)\mathbf{R}_r(\beta)\mathbf{R}_\theta(\gamma)\} \neq 0 \quad (59)$$

となる。よって

$$\mathbf{R}^{-1}(\mathbf{r}) = \mathbf{R}_z(\alpha)\mathbf{R}_r(\beta)\mathbf{R}_\theta(\gamma) \quad (60)$$

を満たす行列  $\mathbf{R}$  が存在する。ここで測定された磁場を  $\mathbf{B}_m$  とすると、

$$\frac{d\mathbf{B}_m}{dt} = \mathbf{C}\mathbf{V}_{\text{ind}}(\mathbf{r}, t) \quad (61)$$

となる。式(8)より磁場の真値  $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$  は

$$\mathbf{R}^{-1} \frac{d\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{dt} = \mathbf{C}\mathbf{V}_{\text{ind}}(\mathbf{r}, t) \quad (62)$$

$$\Leftrightarrow \frac{d\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{dt} = \mathbf{R}(\mathbf{r})\mathbf{C}\mathbf{V}_{\text{ind}}(\mathbf{r}, t) \quad (63)$$

と書ける。ここで、行列  $\mathbf{R}(\mathbf{r})$  の各成分  $R_{ij}(\mathbf{r}) (i, j = 1, 2, 3)$  は

$$R_{ij} \leq 1 \quad (64)$$

を満たす。よって、式 (59) の範囲で、プログラム上で数値的に  $R_{ij}$  を変化させ、真空中で

の  $I_e$  が最も小さくなるような  $R_{ij}$  を探索する (図 4-9).

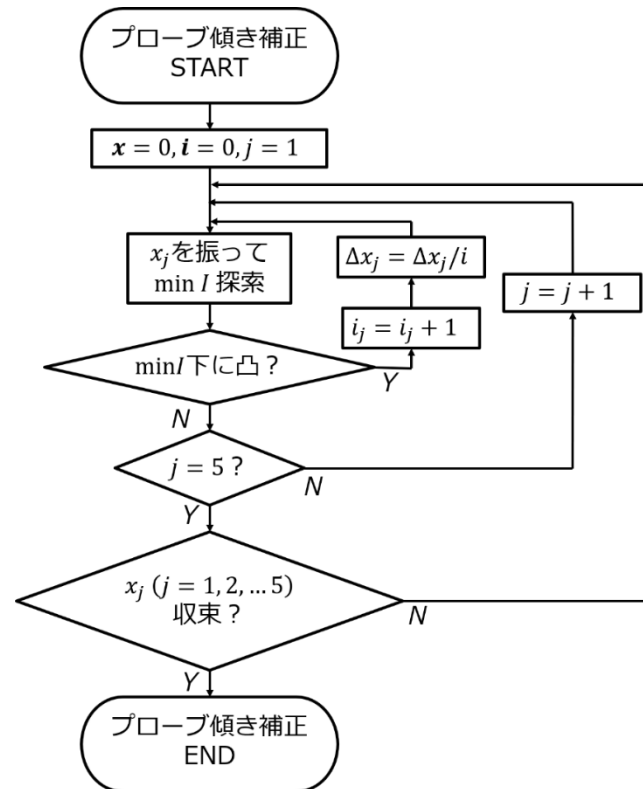
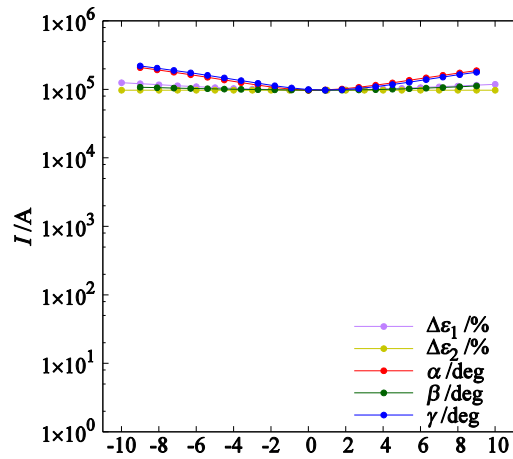
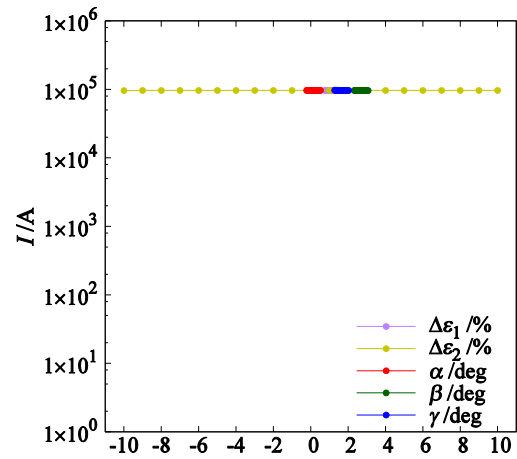
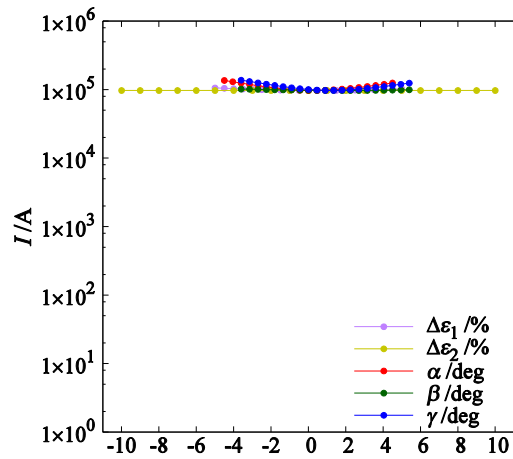
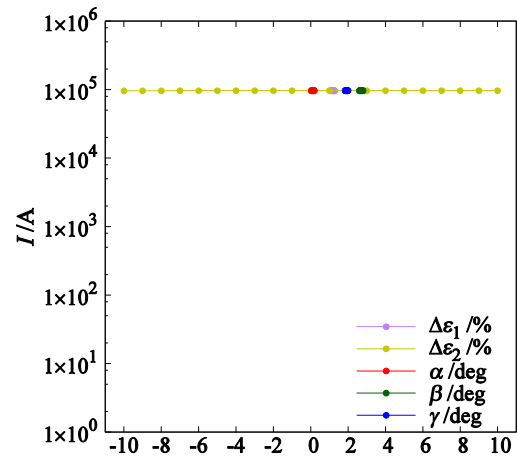
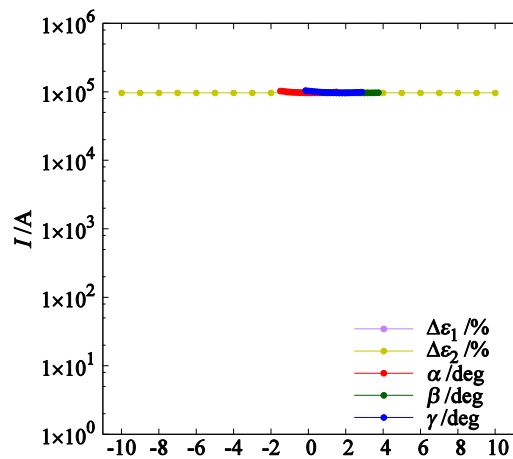


図 4-9. 断面積とプローブの傾きの較正のフローチャート.



図 4-10. 較正時の  $I_e$  が収束する様子.図 4-13. 較正時の  $I_e$  が収束する様子.図 4-11. 較正時の  $I_e$  が収束する様子.図 4-14. 較正時の  $I_e$  が収束する様子.図 4-12. 較正時の  $I_e$  が収束する様子.

## 4.2.3 スムージング処理

本手法において誘導電流分布は、測定データ（磁場）の回転，すなわち空間的微分操作によって導出している．そのため，測定データに乗ったノイズが小さい値であっても，微分後のデータには大きな影響を及ぼす．例えば，

$$(z, r) \in \{|z| \leq 120, |r| \leq 120\} \quad (65)$$

の領域において， $z$  軸に沿って 20 点， $r$  軸に沿って 20 点，真空中で磁場測定を行ったときの，あるセルにおける誘導電流を考える．このとき，セルの周囲に沿って磁場の線積分を行うことになるが，この値が（ノイズによって）0.01 mT だったとする（典型的な測定値の約 0.1 %）．このとき算出される誘導電流値は，

$$j_{\text{vac}} \cong \frac{1}{\mu_0} 0.01/(6)^2 \quad (66)$$

となってしまう．

本研究では，磁場の回転によって算出された誘導電流分布におけるノイズの影響を軽減するための方法として，スムージング処理を実施した．その概要図を図 4-15 に示す．ある点  $(x_0, y_0)$  の誘導電流値を算出する場合，距離の 2 乗に比例して強度が小さくなる重み付け関数（weight function）：

$$W(\mathbf{r}) = \left(1 + \frac{ar^2}{R^2}\right)^{-1} \quad (67)$$

$r$ : 点  $(x_0, y_0)$  との距離

$R$ : 探索半径

を用いて，スムージング後の電流密度  $j'_z$  を

$$j'_z(\mathbf{r}_0) = \frac{1}{\mu_0} \frac{\sum_{i, r_i \leq R} W(\mathbf{r}_i) j_z(\mathbf{r}_i)}{\sum_{i, r_i \leq R} W(\mathbf{r}_i)} \quad (68)$$

と算出した．

本研究では，

$$a = e - 1 \quad (69)$$

$$R/\text{mm} = 10 \quad (70)$$

を採用した．そのため， $r = R$  ( $= 10$ ) で，強度が  $1/e$  になる．

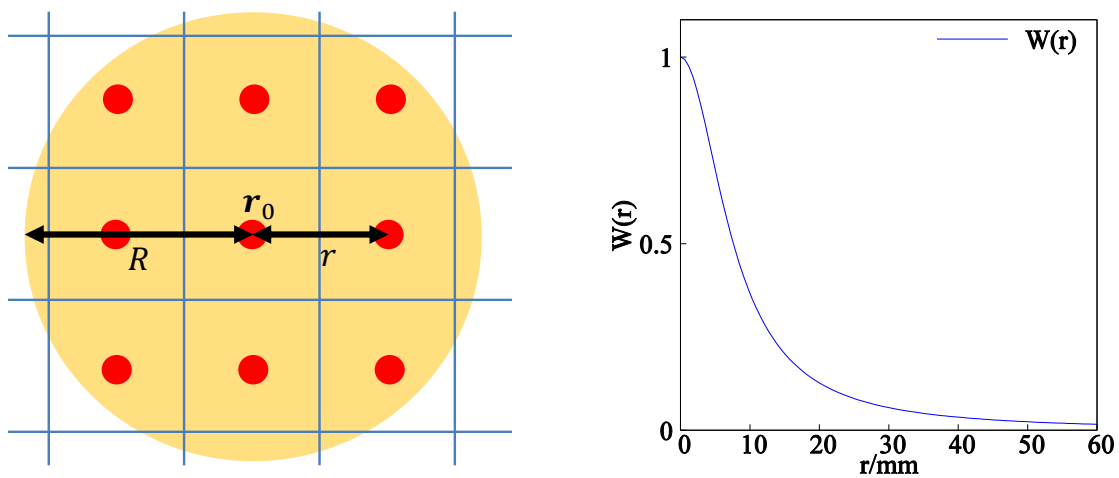


図 4-15. スムージングの概要図 (左) と, 重み付け関数のプロット (右).

## 4.3 実験結果① プラズマなし実験

### 4.3.1 実験条件

プラズマを点火せず，真空中で磁場測定を行った．実験条件を表 2 に示す．

表 2. 実験条件①

測定点数/点	400
測定周数/周	2
プラズマ生成電力/W	0
Xe 流量/sccm	0
加速コイル周波数/kHz	50 kHz
加速回路キャパシタンス/nF	400
キャパシタ充電電圧/V	1000

### 4.3.2 磁場分布

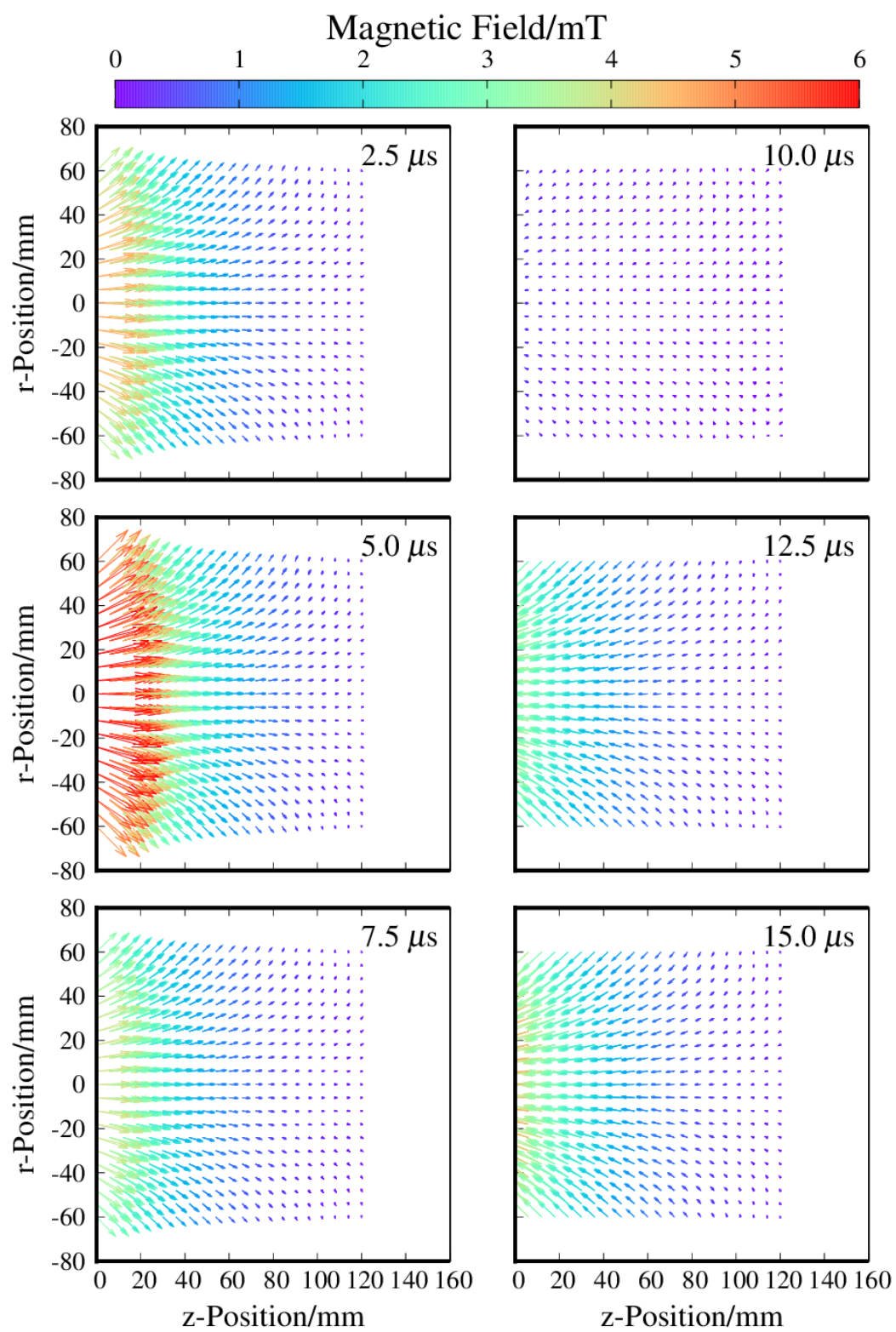
プラズマ加速回路放電時に測定された磁場  $\mathbf{B}$  の分布を図 4-16, 図 4-17 に示す．

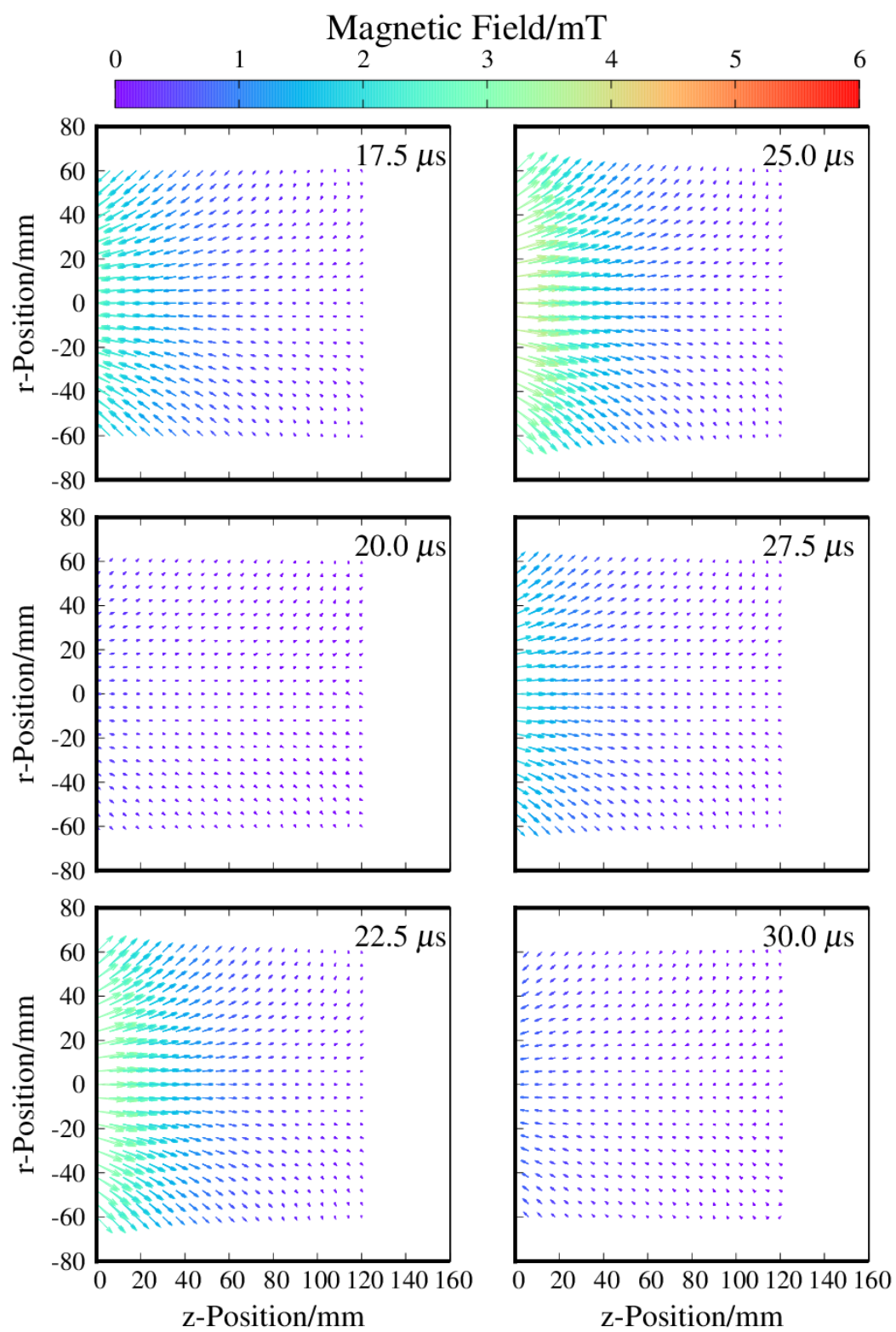
### 4.3.3 誘導電流分布

プラズマ加速回路放電時に測定された誘導電流  $j_\theta$  の分布を図 4-18, 図 4-19 に示す．

### 4.3.4 ローレンツ力分布

プラズマ加速回路放電時に測定された軸方向ローレンツ力  $f_z$  の分布を図 4-20, 図 4-21 に示す．また， $r = 0, 6, 12, 18, 24, 30, 36, 42, 48$  の各位置におけるローレンツ力の積分値  $\sum_{r=a} f_z$  ( $a = 0, 6, 12, 18, 24, 30, 36, 42, 48$ ) の時間履歴をそれぞれ図 4-22 - 図 4-30 に示し，これらを同一のグラフにプロットしたものを図 4-31 に示す．また，測定領域 ( $0 \leq z \leq 120, -60 \leq r \leq 60$ ) における軸方向ローレンツ力の体積分  $F_z = \iiint f_z dV$  の時間履歴を図 4-32 に示す．ただし，体積分計算にあたっては軸対称性を仮定した．

図 4-16. 実験条件①における磁場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

図 4-17. 実験条件①における磁場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

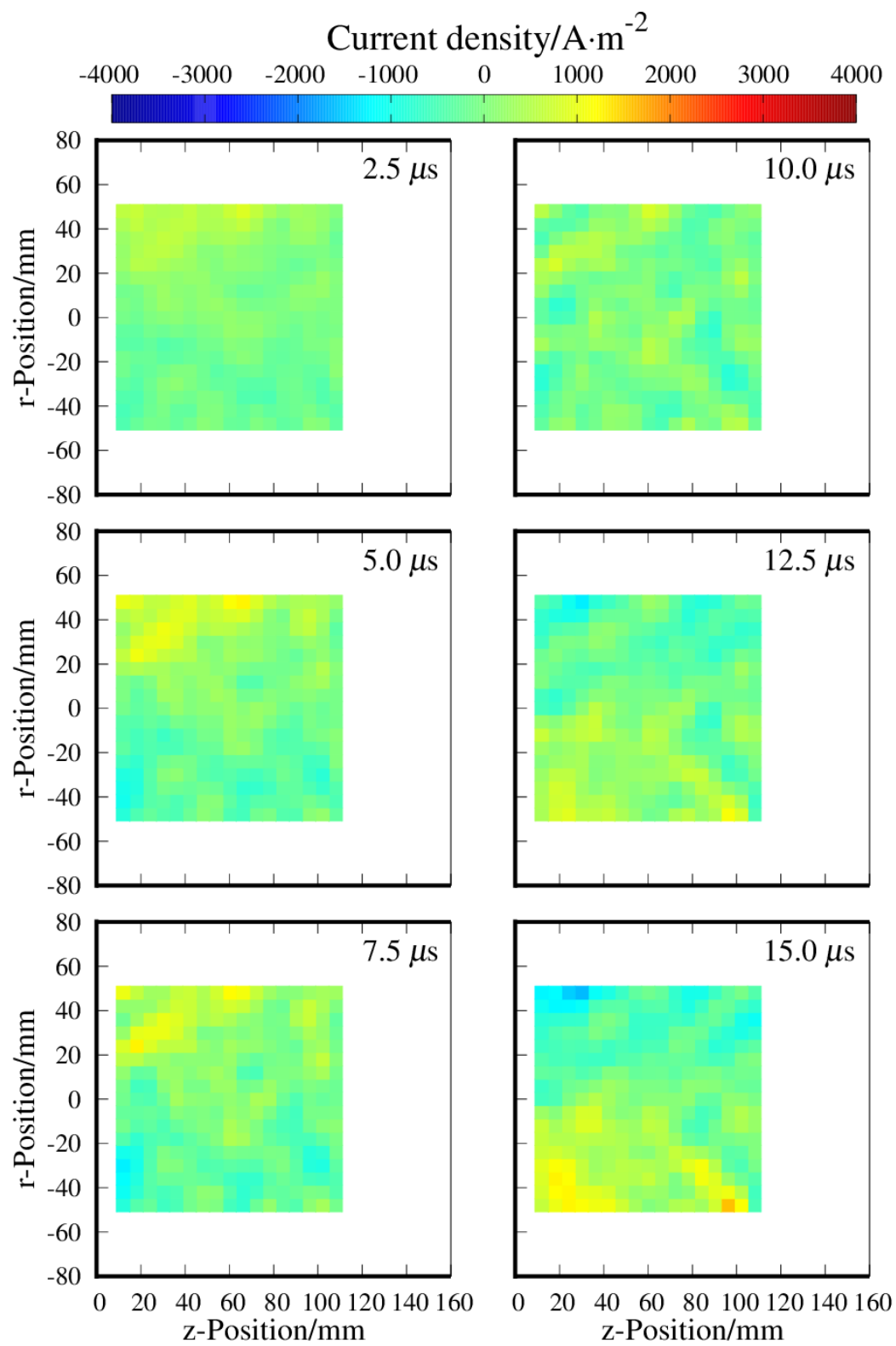


図 4-18. 実験条件①における誘導電流分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

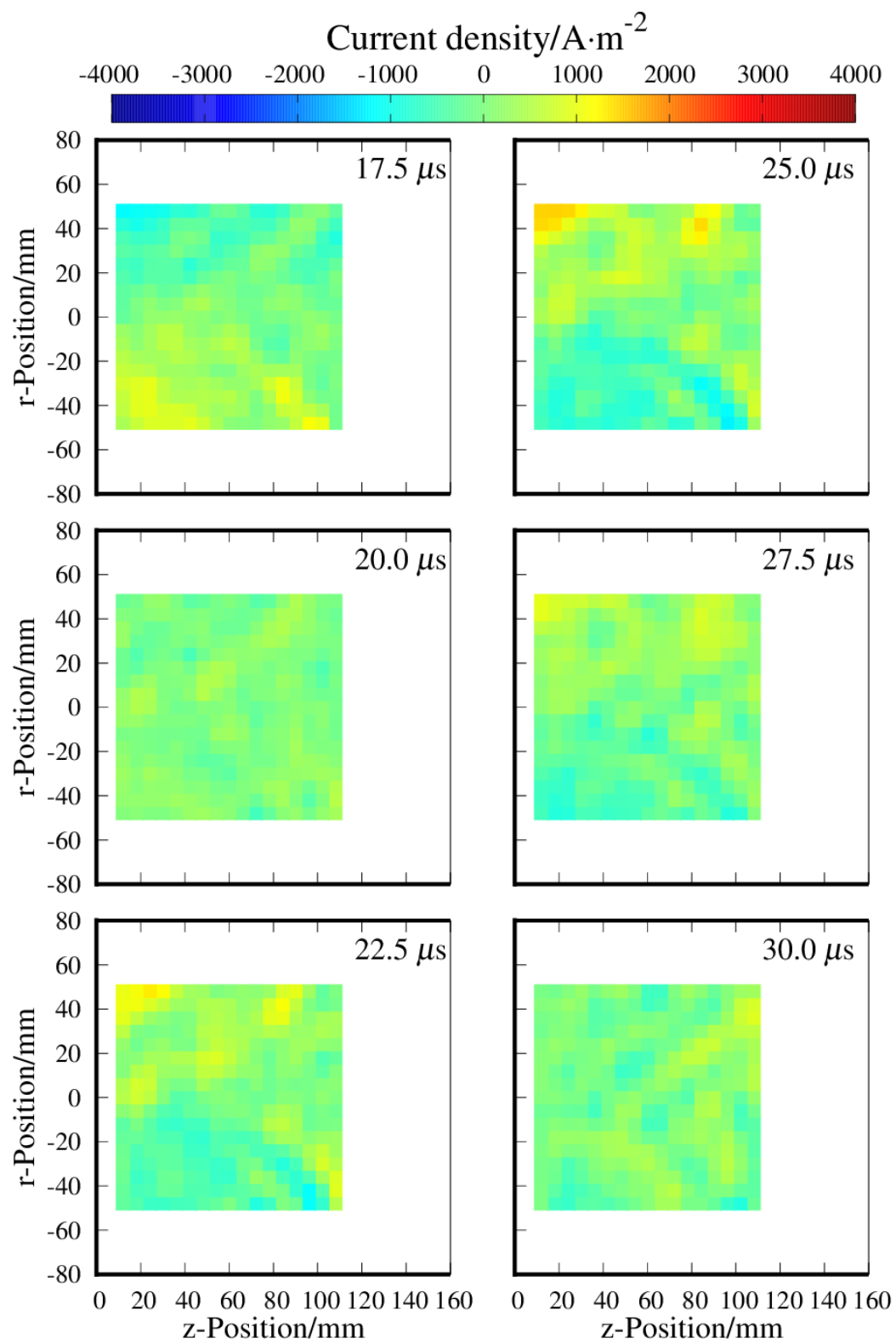


図 4-19. 実験条件①における誘導電流分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).



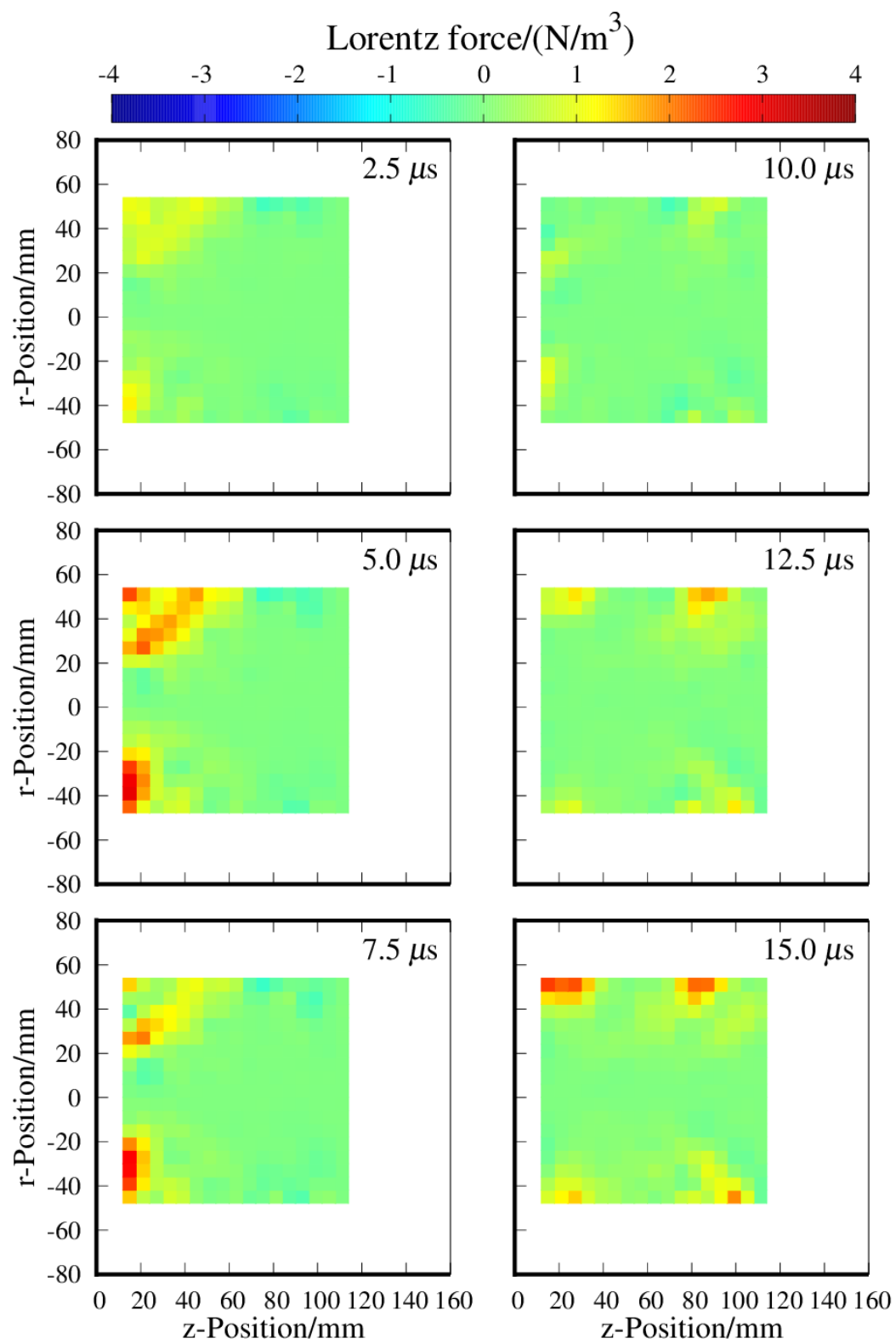
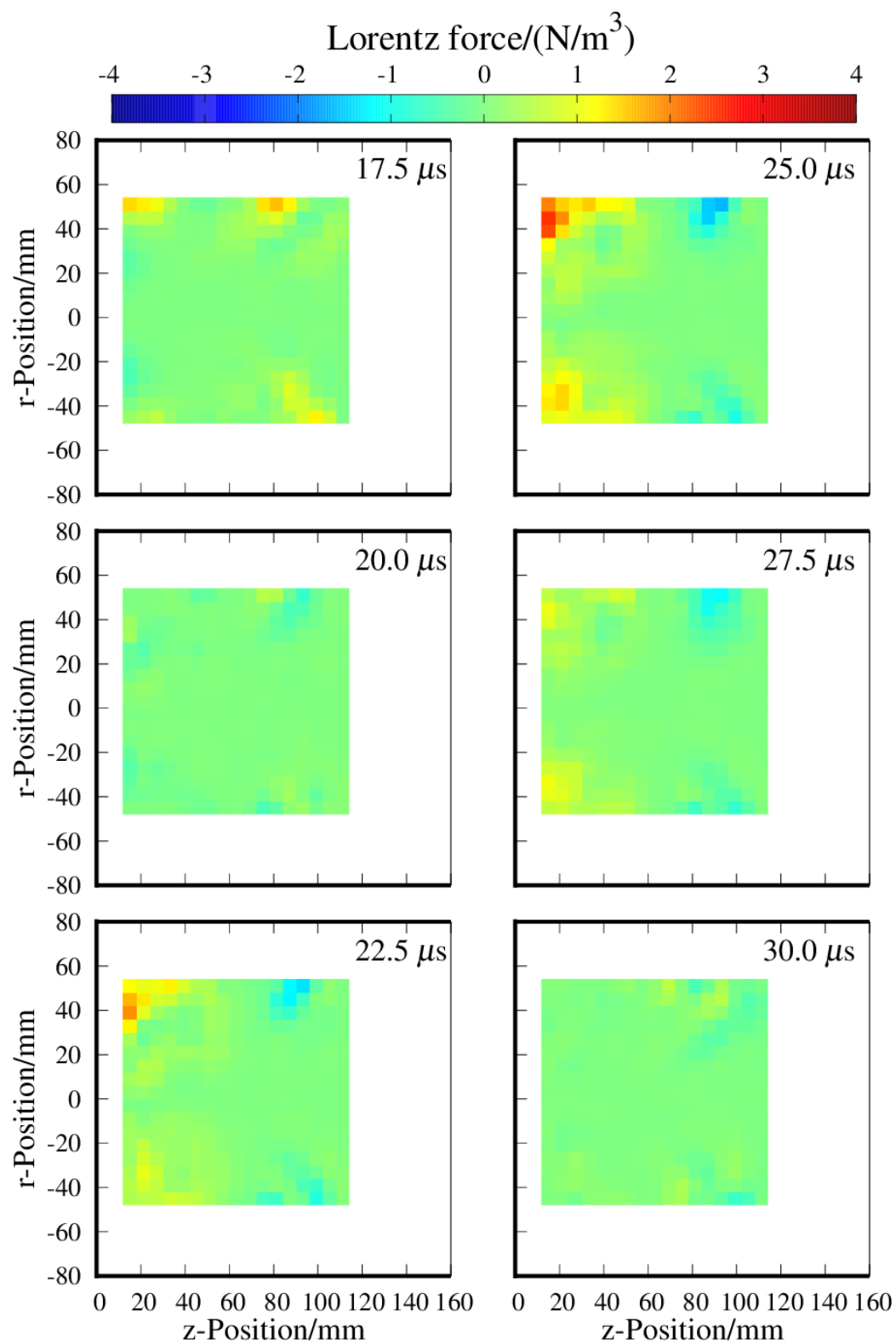


図 4-20. 実験条件①におけるローレンツ力分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

図 4-21. 実験条件①におけるローレンツ力分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

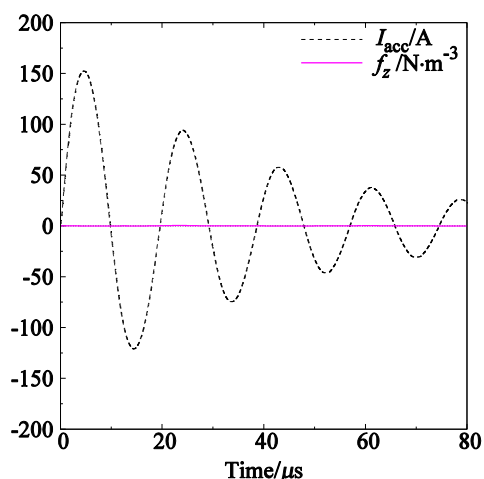


図 4-22.  $r = 0$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件①).

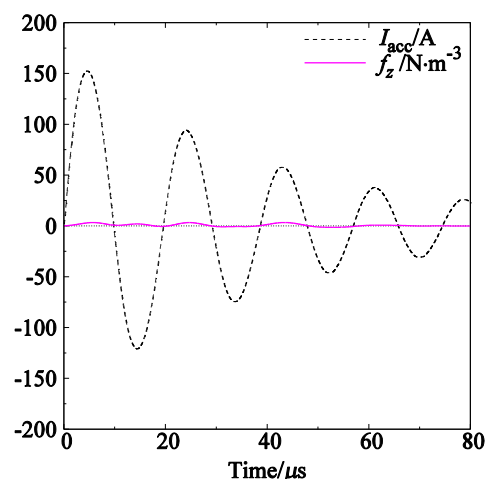


図 4-25.  $r = 18$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件①).

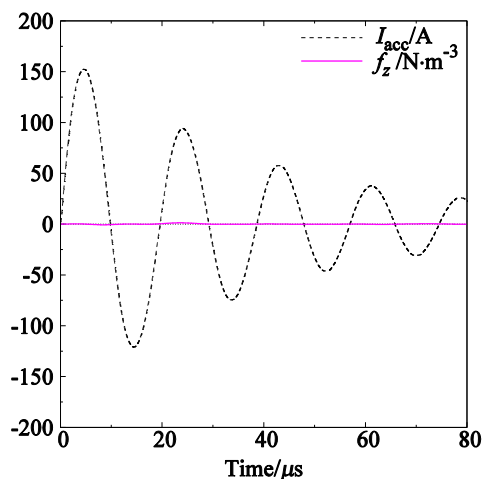


図 4-23.  $r = 6$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件①).

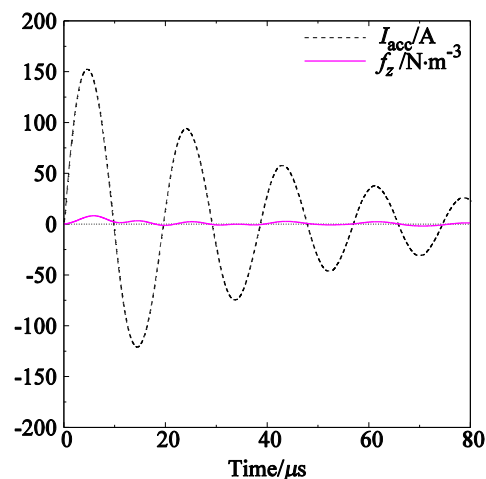


図 4-26.  $r = 24$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件①).

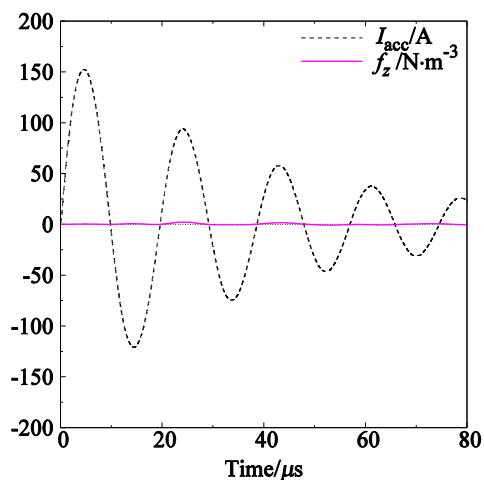


図 4-24.  $r = 12$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件①).

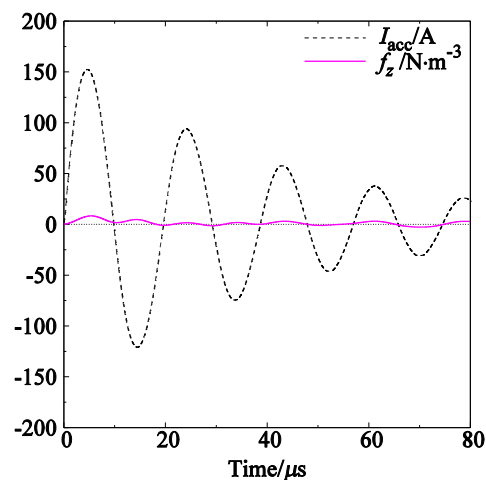


図 4-27.  $r = 30$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件①).

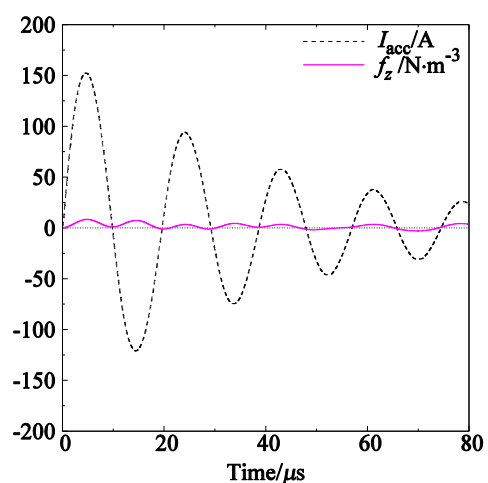


図 4-28.  $r = 36$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件①).

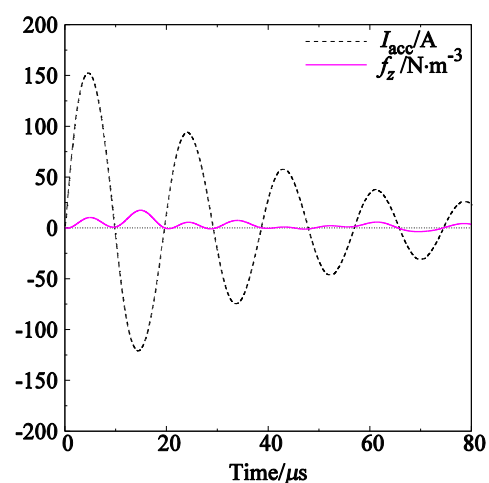


図 4-30.  $r = 48$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件①).

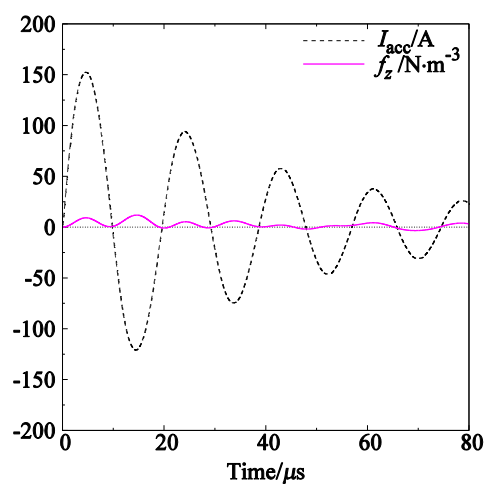
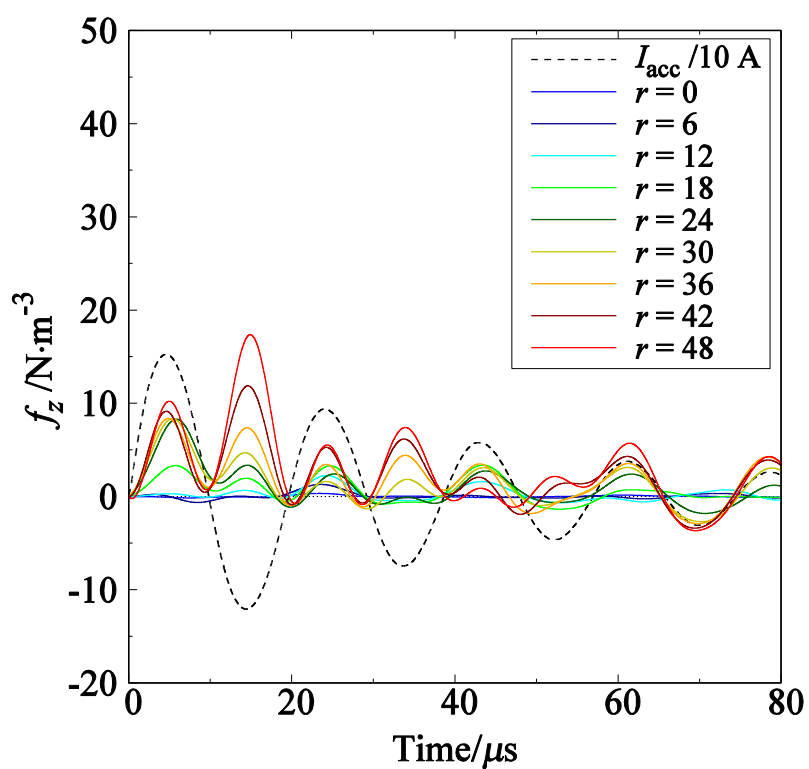
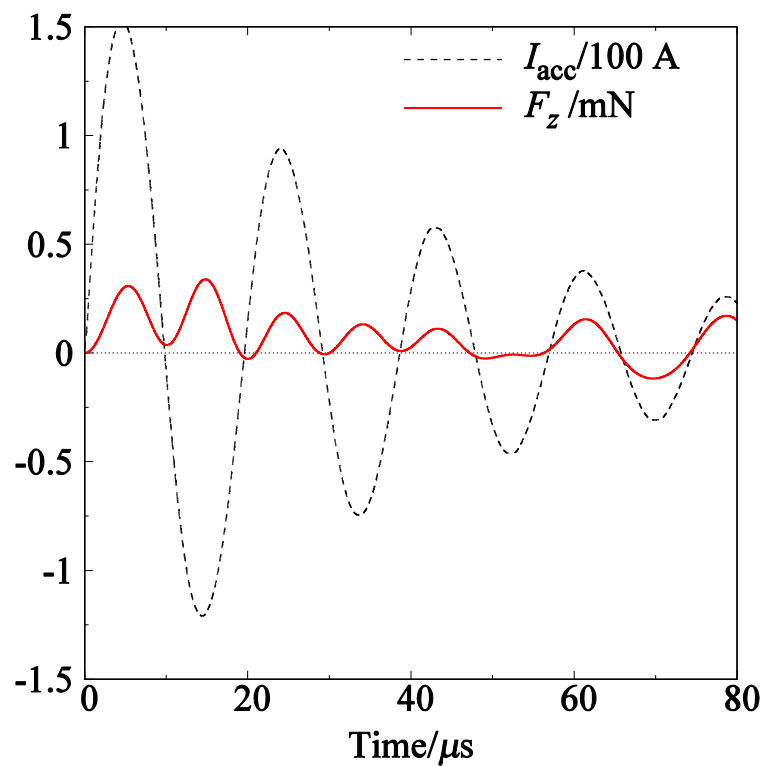


図 4-29.  $r = 42$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件①).

図 4-31. 各 $r$ 位置における軸方向ローレンツ力の積分値（実験条件①）図 4-32. 軸方向ローレンツ力  $f_z$  の体積分値（実験条件①）

## 4.4 実験条件② Xe 流量：12 sccm 実験

### 4.4.1 実験条件

実験条件を表 3 に示す.

表 3. 実験条件②

測定点数/点	400
測定周数/周	2
プラズマ生成電力/W	350
Xe 流量/sccm	12
加速コイル周波数/kHz	50 kHz
加速回路キャパシタンス/nF	400
キャパシタ充電電圧/V	1000

### 4.4.2 磁場分布

プラズマ加速時に測定された磁場  $B$  の分布を図 4-33, 図 4-34 に示す.

### 4.4.3 誘導磁場分布

プラズマ加速時に測定された誘導磁場  $B_{\text{ind}}$  の分布を図 4-35, 図 4-36 に示す.

### 4.4.4 誘導電流分布

プラズマ加速時に測定された周方向誘導電流  $j_\theta$  の分布を図 4-37, 図 4-38 に示す.

### 4.4.5 ローレンツ力分布

プラズマ加速時の軸方向ローレンツ力  $f_z$  の分布を図 4-39, 図 4-40 に示す. また, 各  $r$  位置におけるローレンツ力の積分値  $\sum_{r=a} f_z$  ( $a = 0, 6, 12, 18, 24, 30, 36, 42, 48$ ) の時間履歴をそれぞれ図 4-41 - 図 4-49 に示し, これらを同一のグラフにプロットしたものを図 4-50 に示す. また, 測定領域 ( $0 \leq z \leq 120, -60 \leq r \leq 60$ ) における軸方向ローレンツ力の体積分  $F_z = \iiint f_z dV$  の時間履歴を図 4-51 に示す. ただし, 体積分計算にあたっては軸対称性を仮定した.

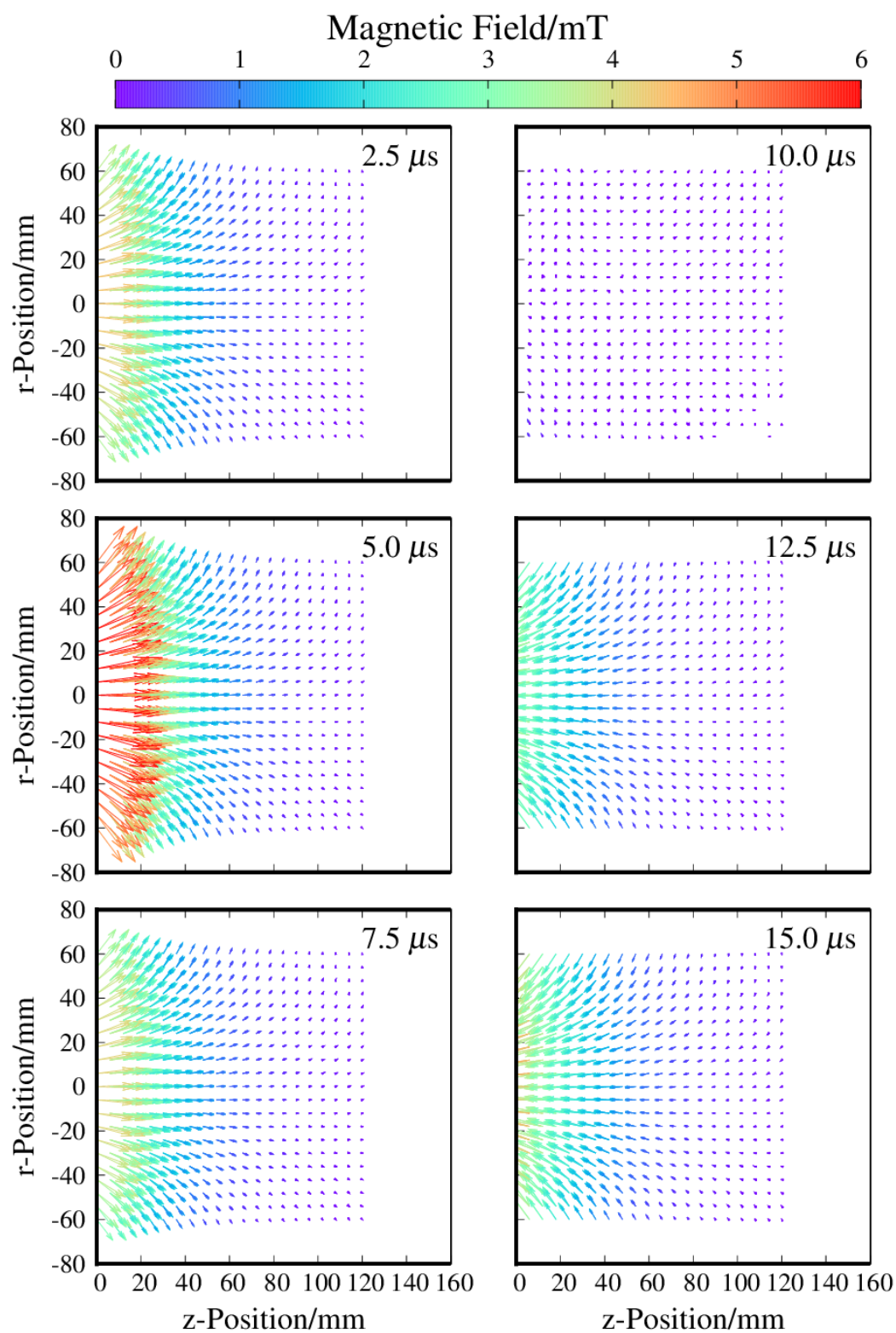
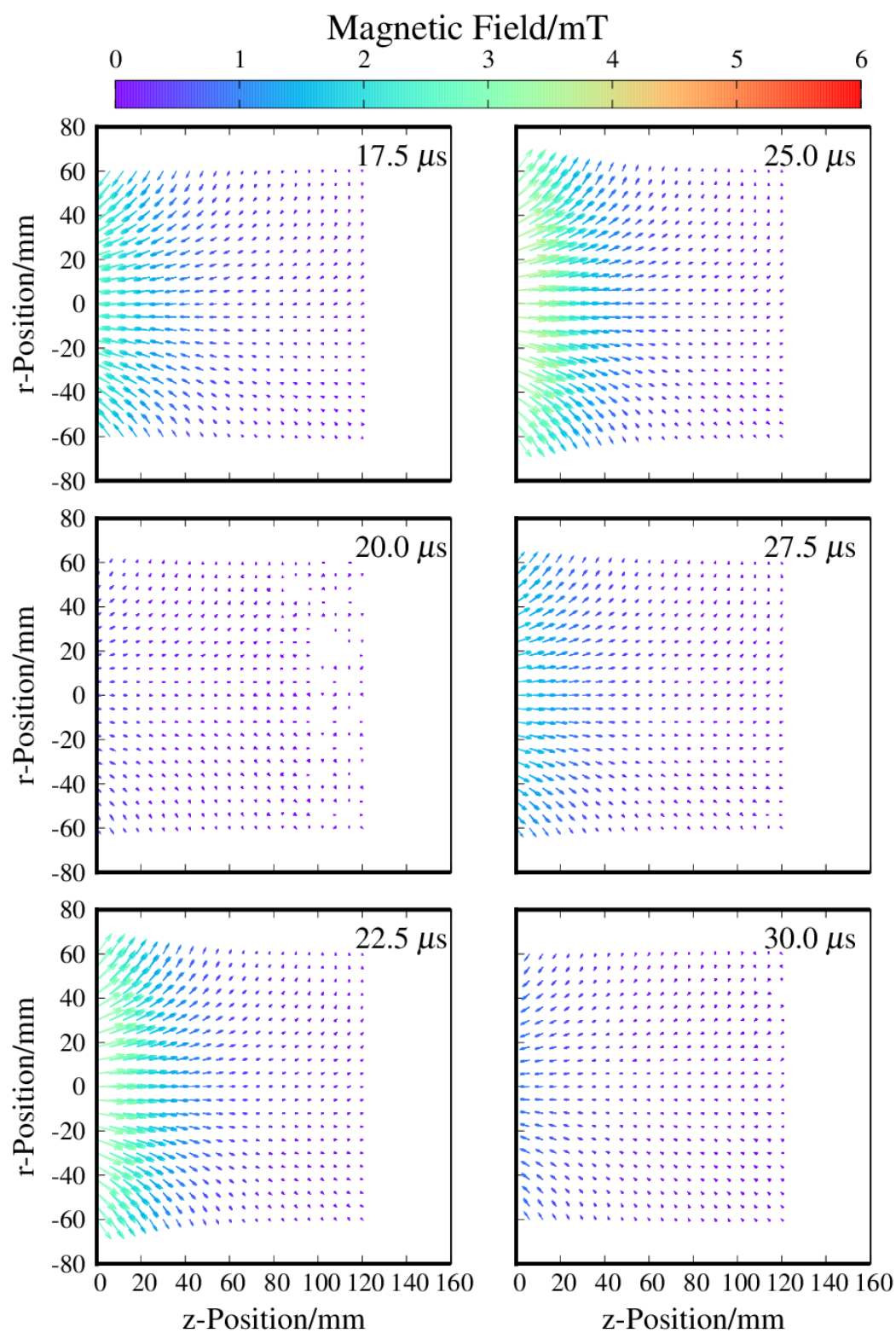


図 4-33. 実験条件②における磁場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

図 4-34. 実験条件②における磁場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).



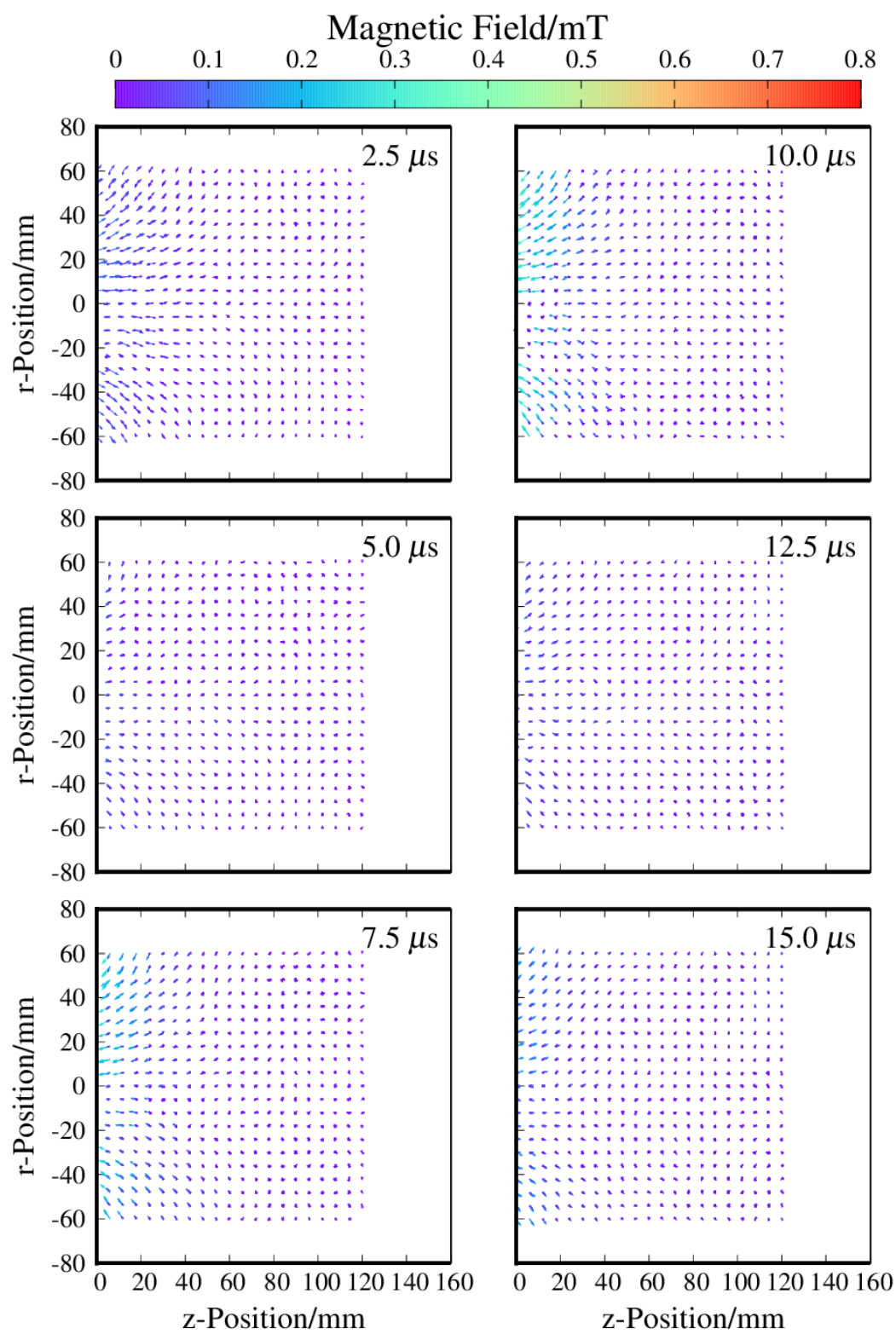


図 4-35. 実験条件②における誘導磁場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

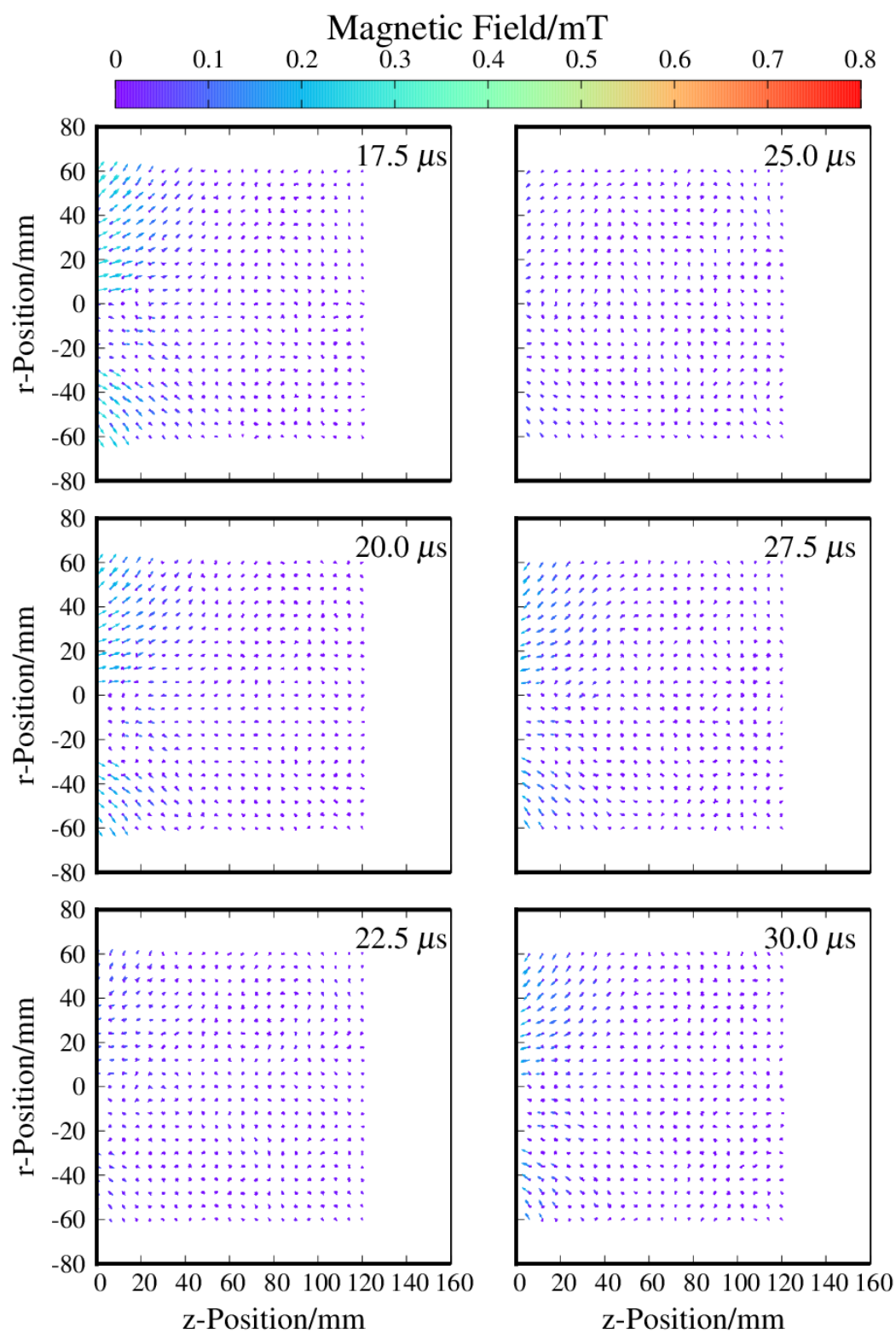


図 4-36. 実験条件②における誘導磁場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

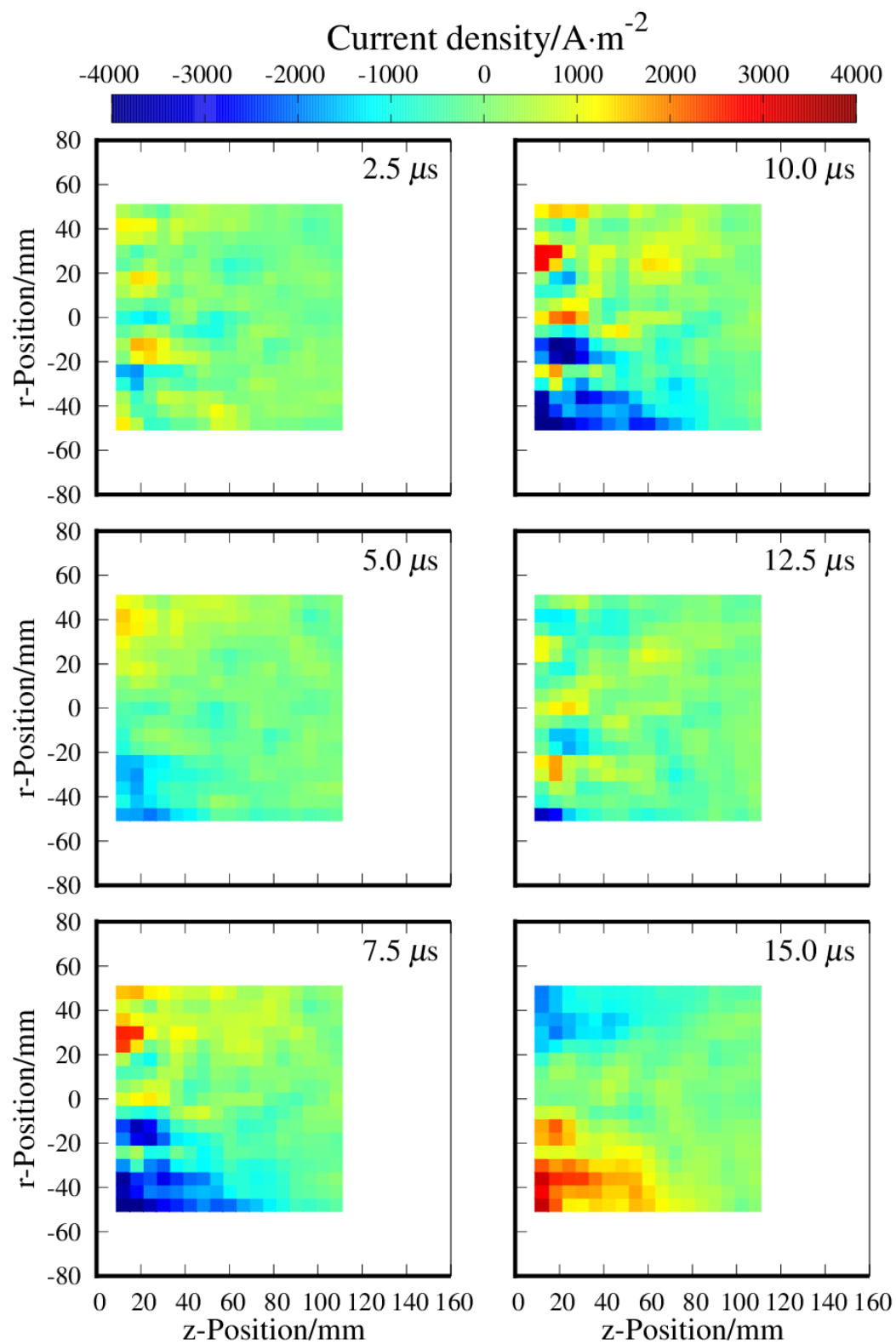


図 4-37. 実験条件②における誘導電流分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

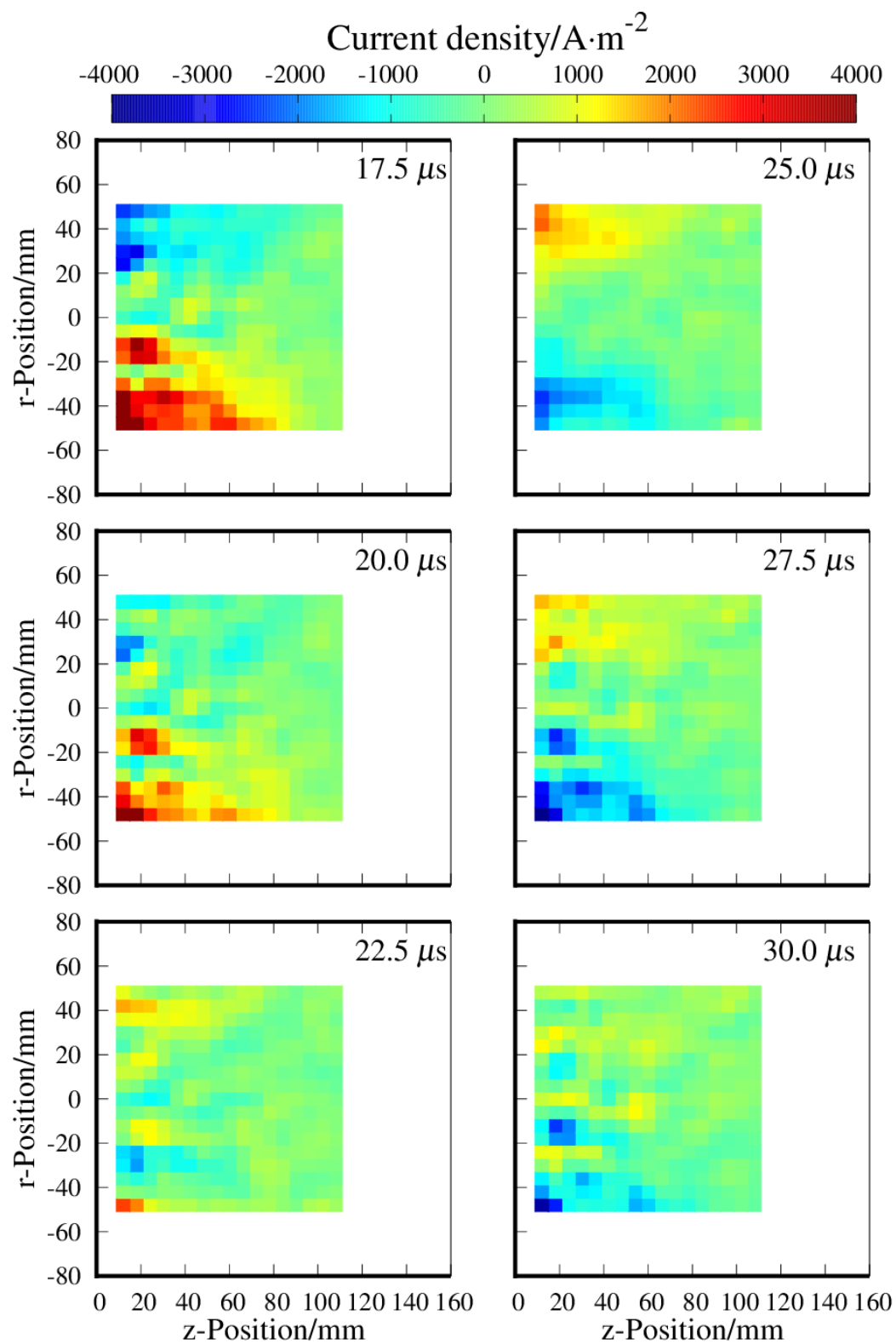


図 4-38. 実験条件②における誘導電流分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

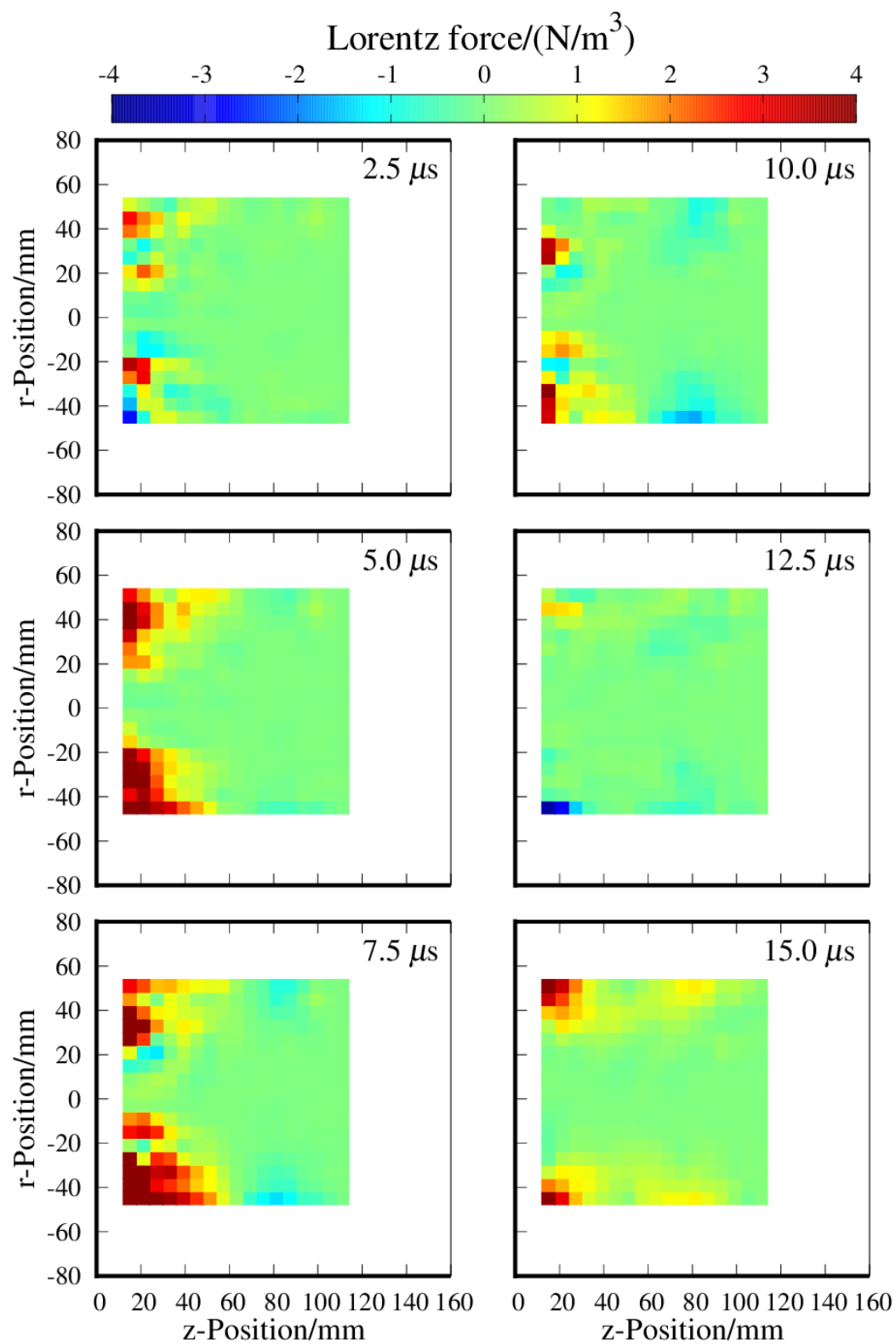


図 4-39. 実験条件②におけるローレンツ力分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

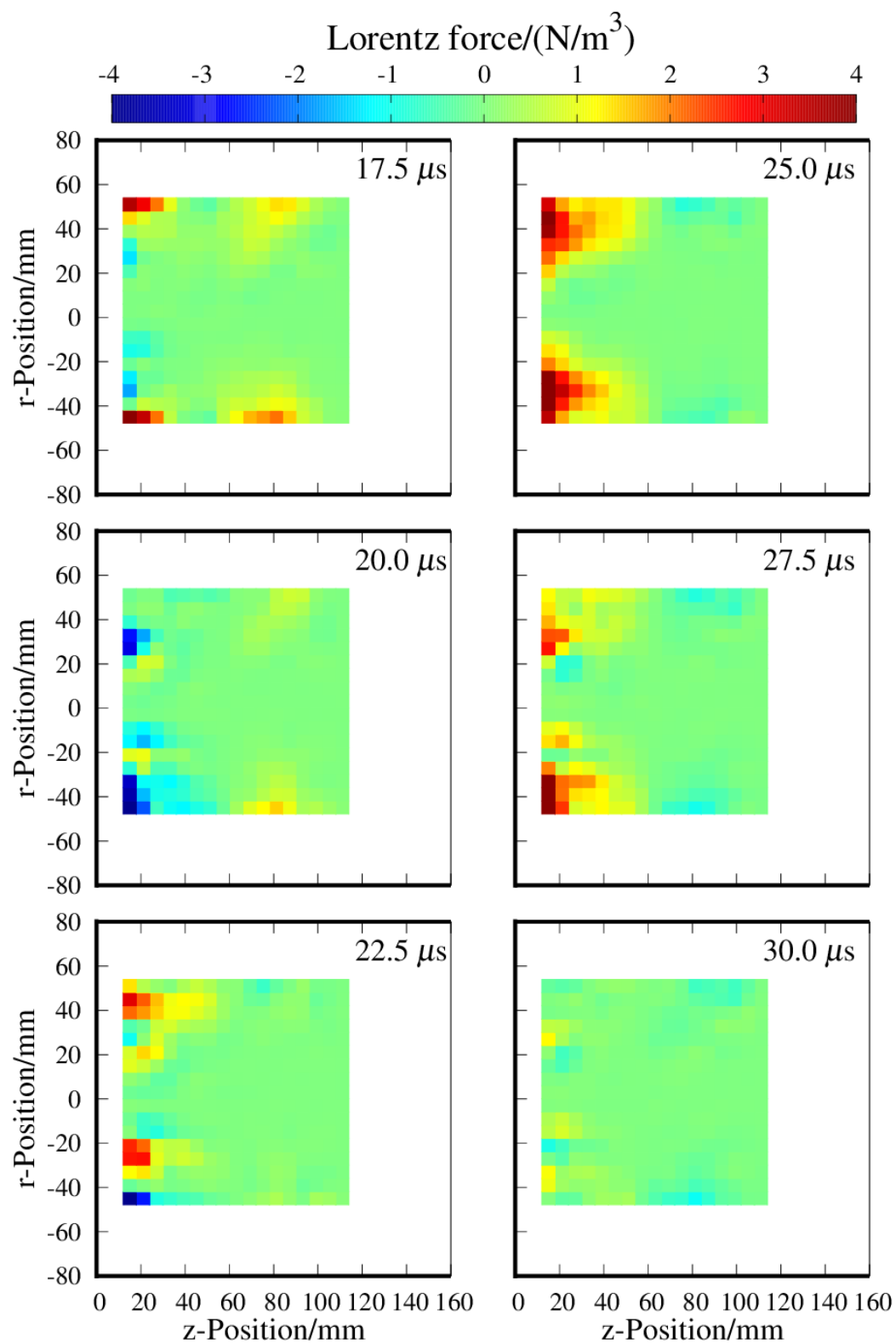


図 4-40. 実験条件②におけるローレンツ力分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

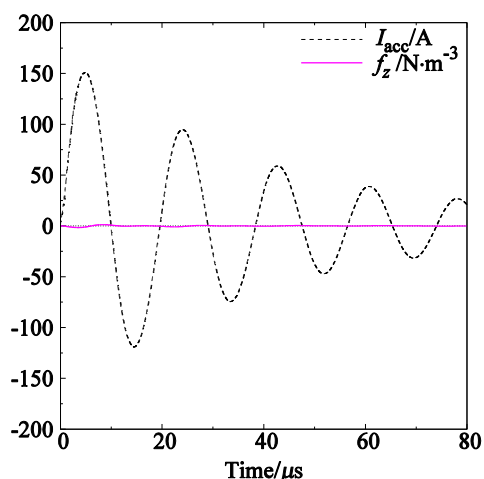


図 4-41.  $r = 0$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②).

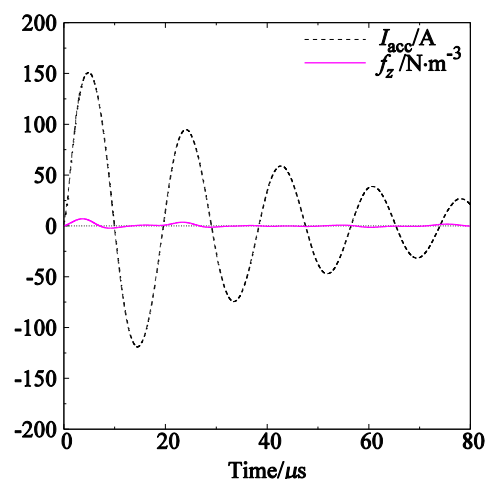


図 4-44.  $r = 18$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②).

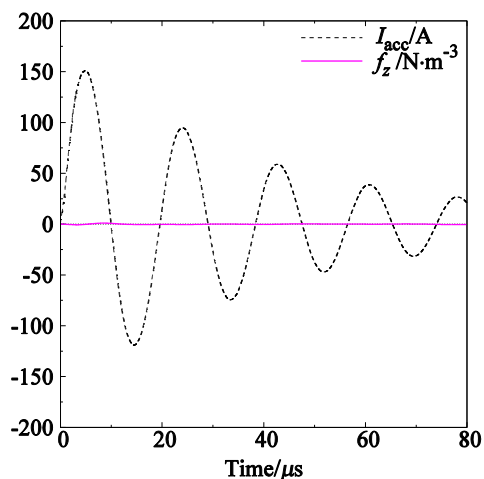


図 4-42.  $r = 6$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②).

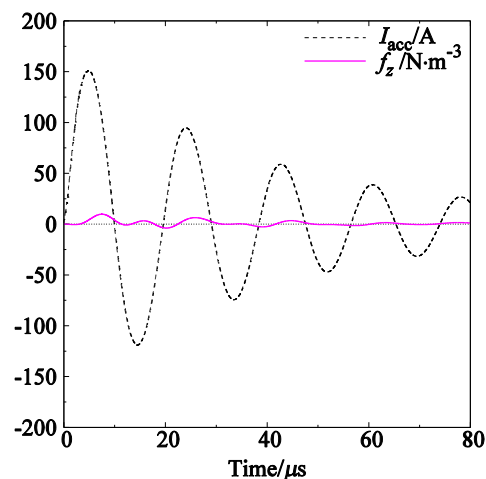


図 4-45.  $r = 24$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②).

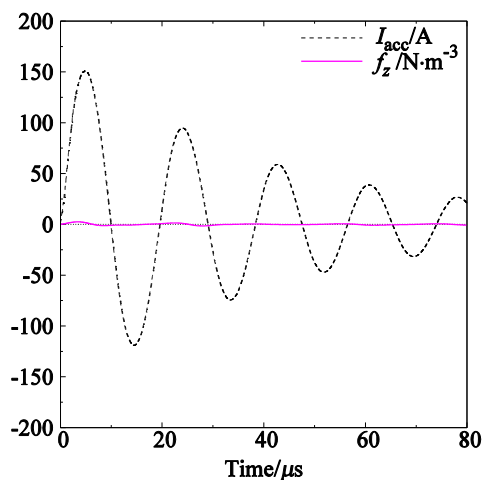


図 4-43.  $r = 12$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②).

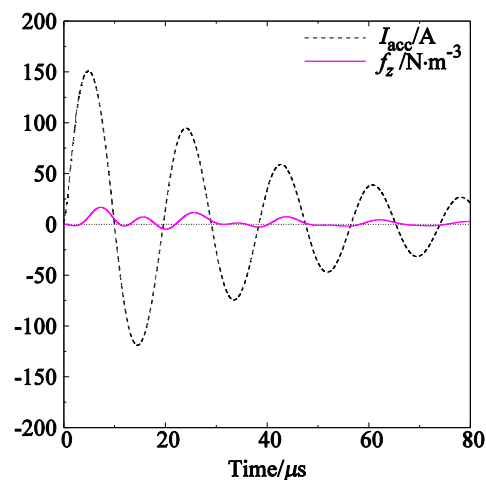


図 4-46.  $r = 30$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②).

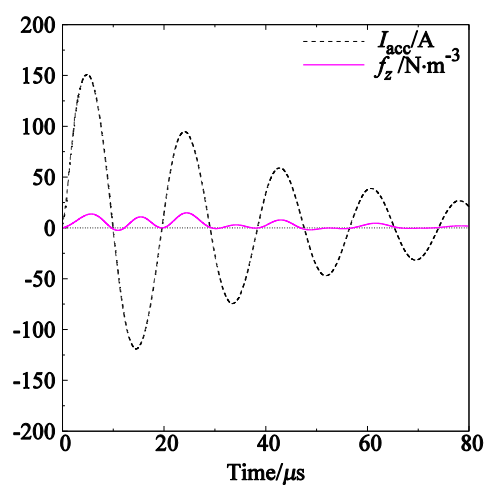


図 4-47.  $r = 36$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②).

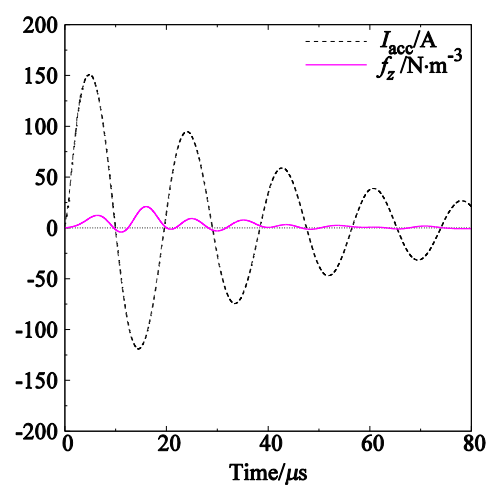


図 4-49.  $r = 48$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②).

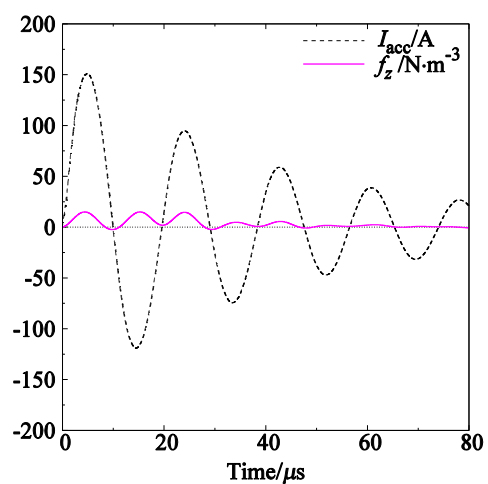
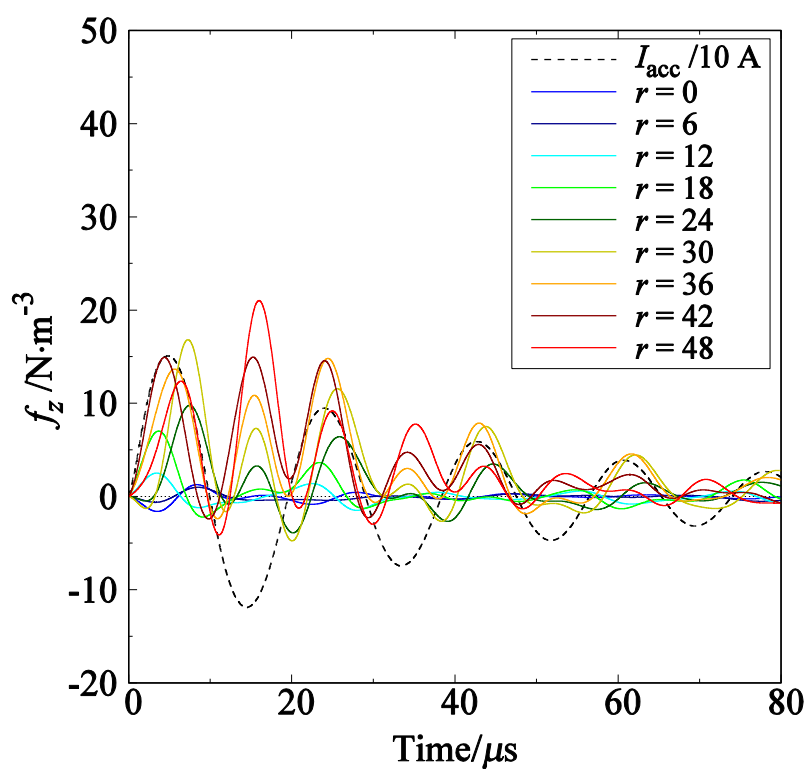
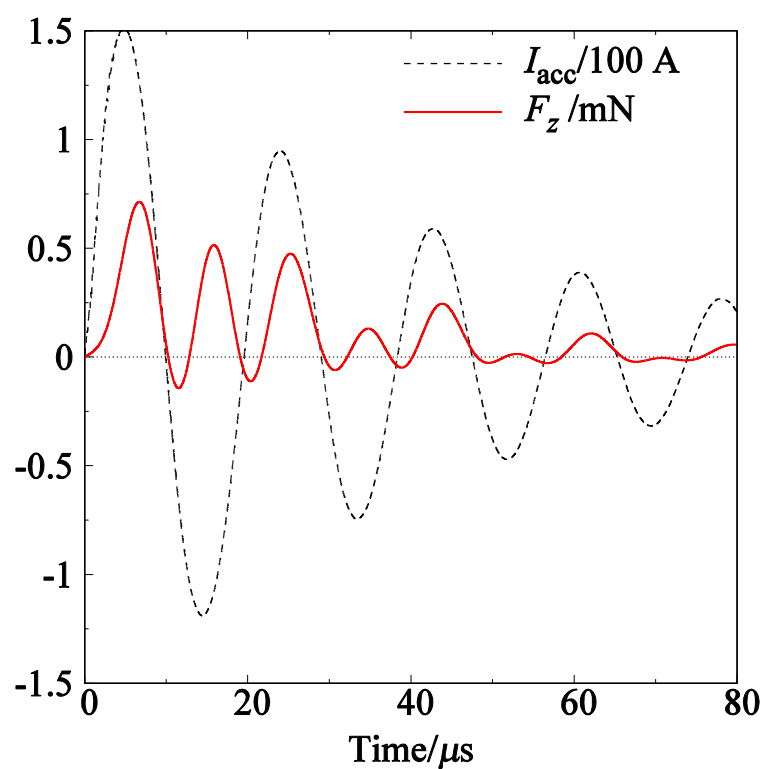


図 4-48.  $r = 42$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件②).



図 4-50. 各 $r$ 位置における軸方向ローレンツ力の積分値（実験条件②）図 4-51. 軸方向ローレンツ力  $f_z$  の体積分値（実験条件②）

## 4.5 実験条件③ Xe 流量：18 sccm 実験

### 4.5.1 実験条件

実験条件を表 4 に示す.

表 4. 実験条件③

測定点数/点	400
測定周数/周	2
プラズマ生成電力/W	350
Xe 流量/sccm	18
加速コイル周波数/kHz	50 kHz
加速回路キャパシタンス/nF	400
キャパシタ充電電圧/V	1000

### 4.5.2 磁場分布

プラズマ加速時におけるプラズマ中磁場  $\mathbf{B}$  の分布を, 図 4-52, 図 4-53 に示す.

### 4.5.3 誘導磁場分布

プラズマ加速時に測定された誘導磁場  $\mathbf{B}_{\text{ind}}$  の分布を図 4-54, 図 4-55 に示す.

### 4.5.4 誘導電流分布

プラズマ加速時における周方向誘導電流  $j_\theta$  の分布を, 図 4-56, 図 4-57 に示す.

### 4.5.5 ローレンツ力分布

プラズマ加速時の軸方向ローレンツ力  $f_z$  の分布を図 4-58, 図 4-59 に示す. また, 各  $r$  位置におけるローレンツ力の積分値  $\sum_{r=a} f_z$  ( $a = 0, 6, 12, 18, 24, 30, 36, 42, 48$ ) の時間履歴をそれぞれ図 4-60~図 4-68 に示し, これらを同一のグラフにプロットしたものを図 4-69 に示す. また, 測定領域 ( $0 \leq z \leq 120, -60 \leq r \leq 60$ ) における軸方向ローレンツ力の体積分  $F_z = \iiint f_z dV$  の時間履歴を図 4-70 に示す. ただし, 体積分計算にあたっては軸対称性を仮定した.

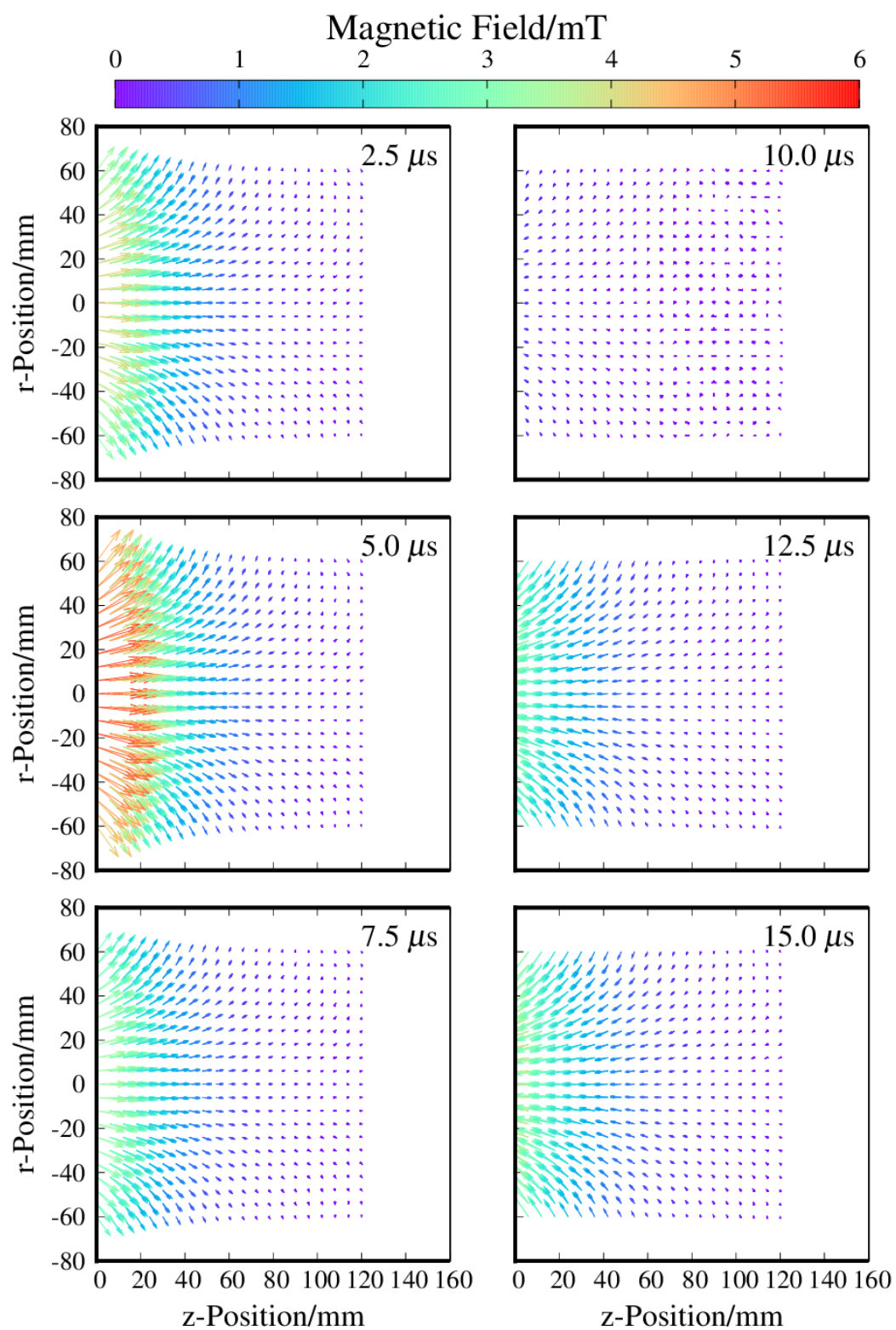


図 4-52. 実験条件③における磁場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

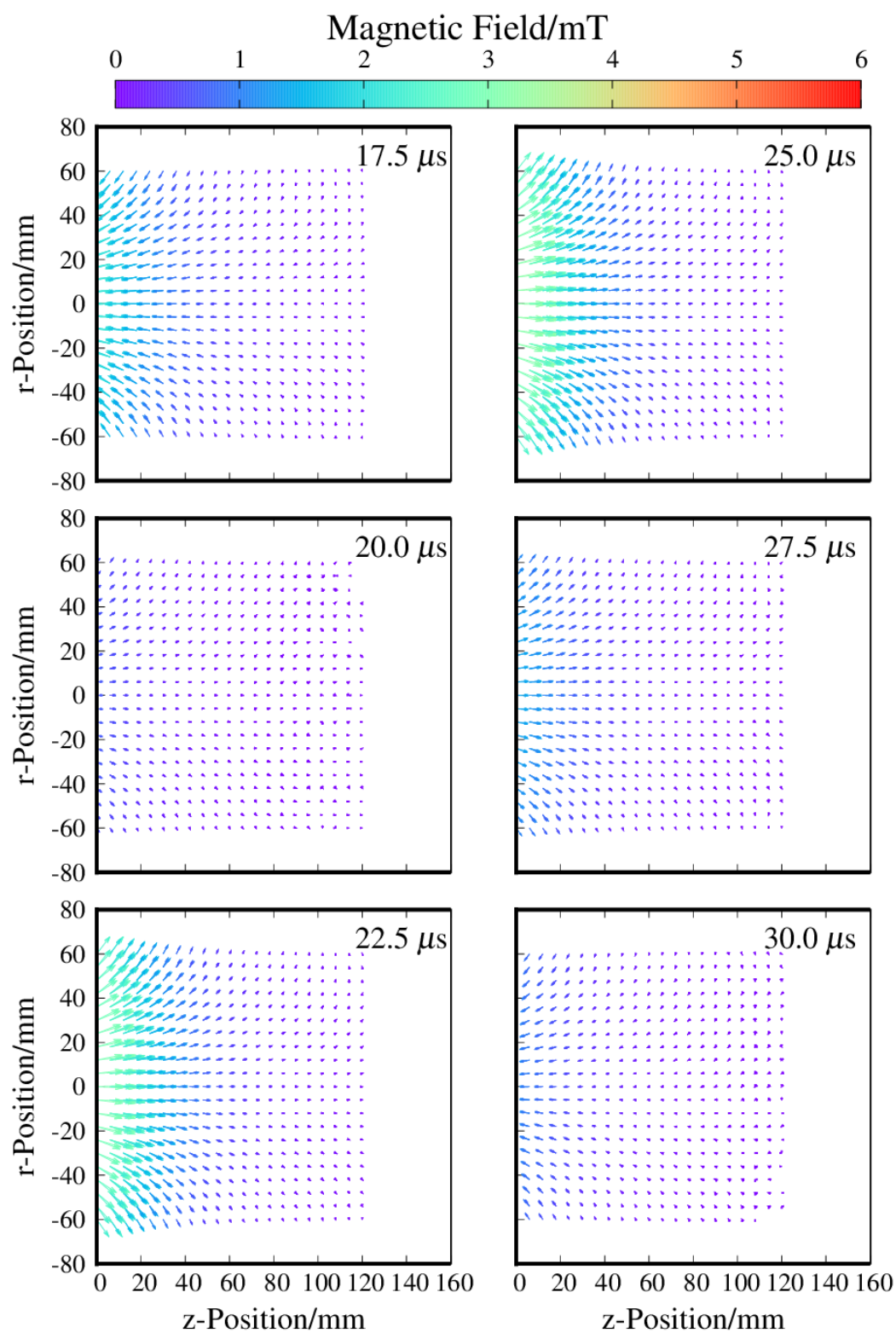


図 4-53. 実験条件③における磁場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

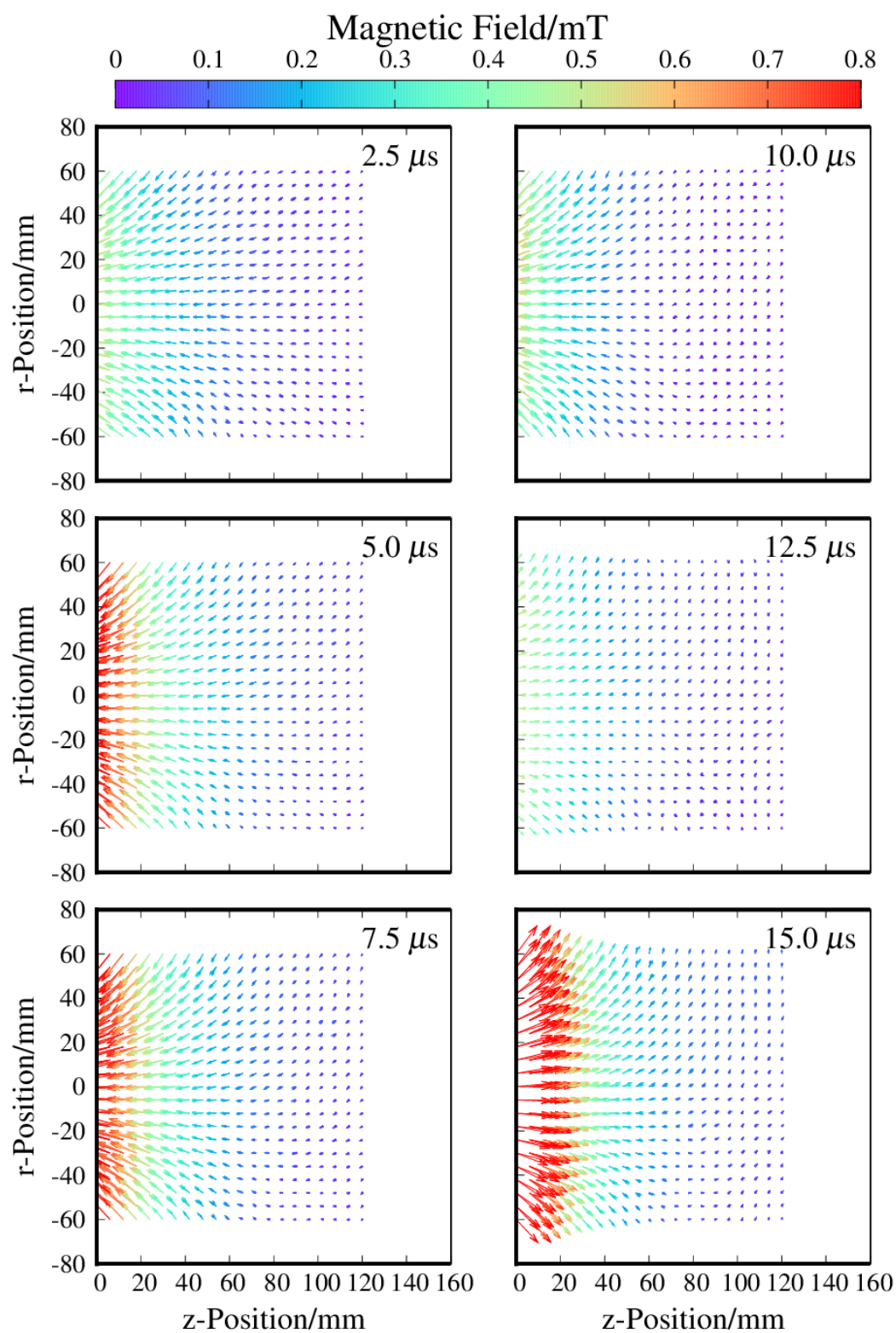


図 4-54. 実験条件③における誘導磁場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

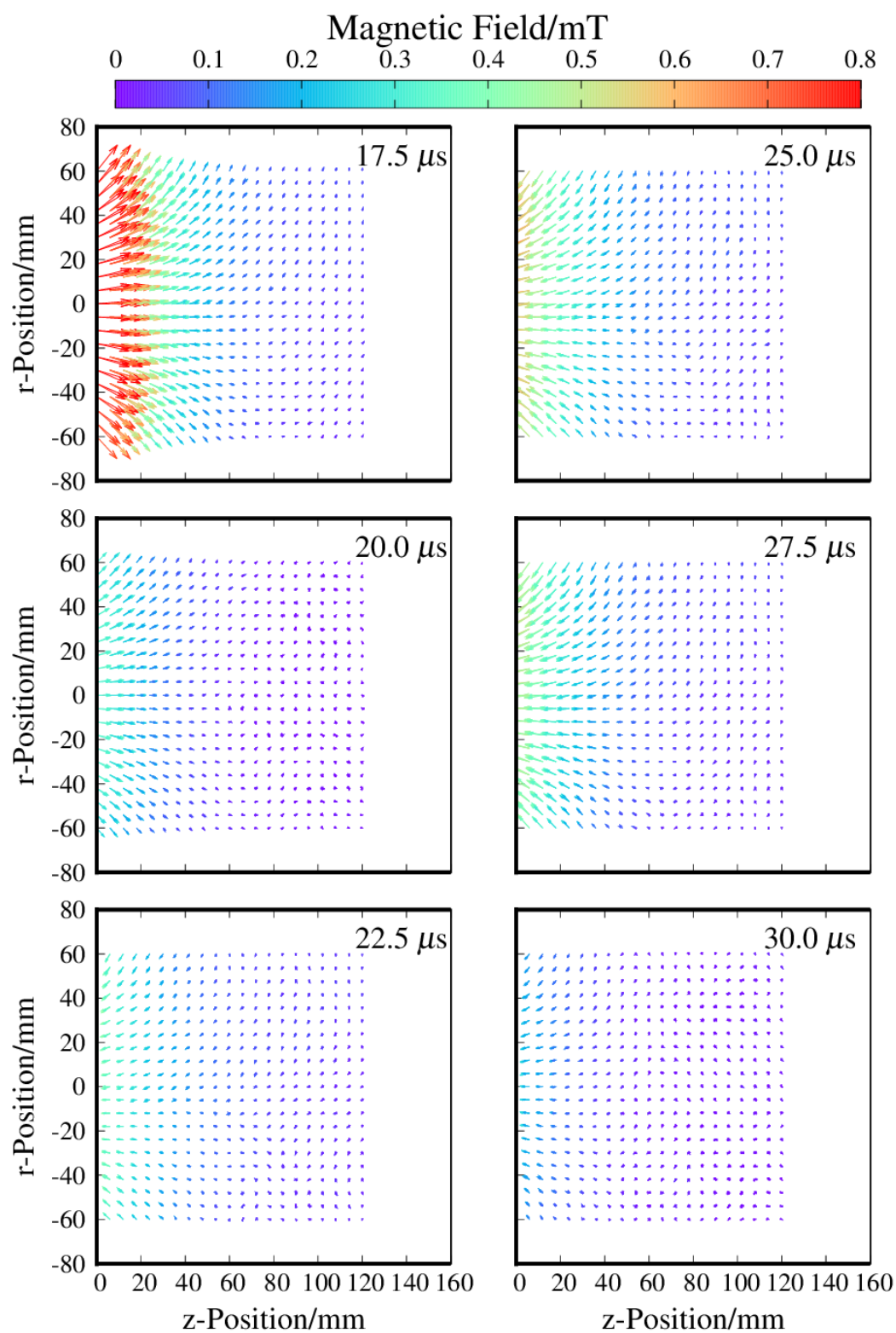


図 4-55. 実験条件③における誘導磁場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

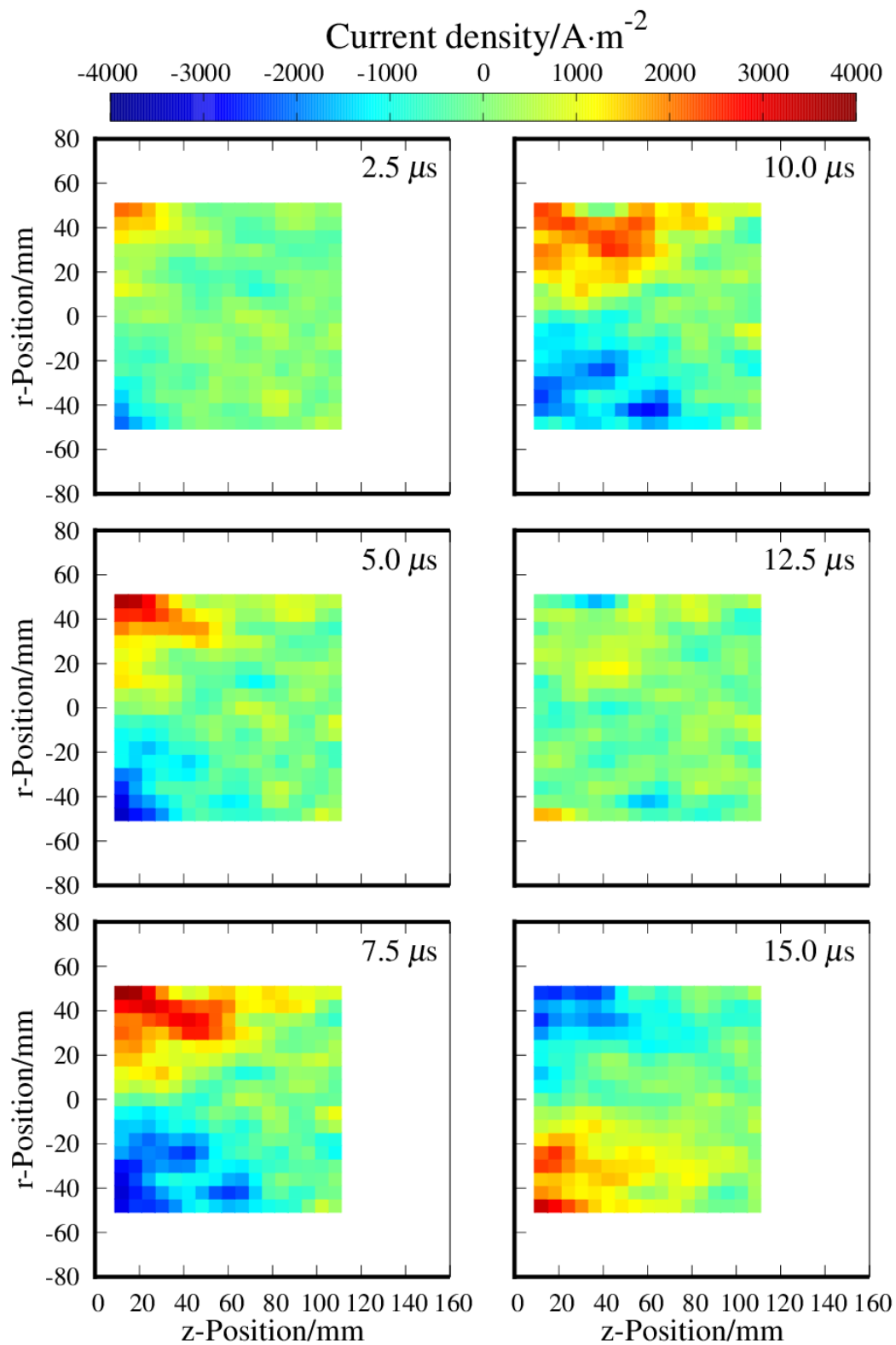


図 4-56. 実験条件③における誘導電流分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

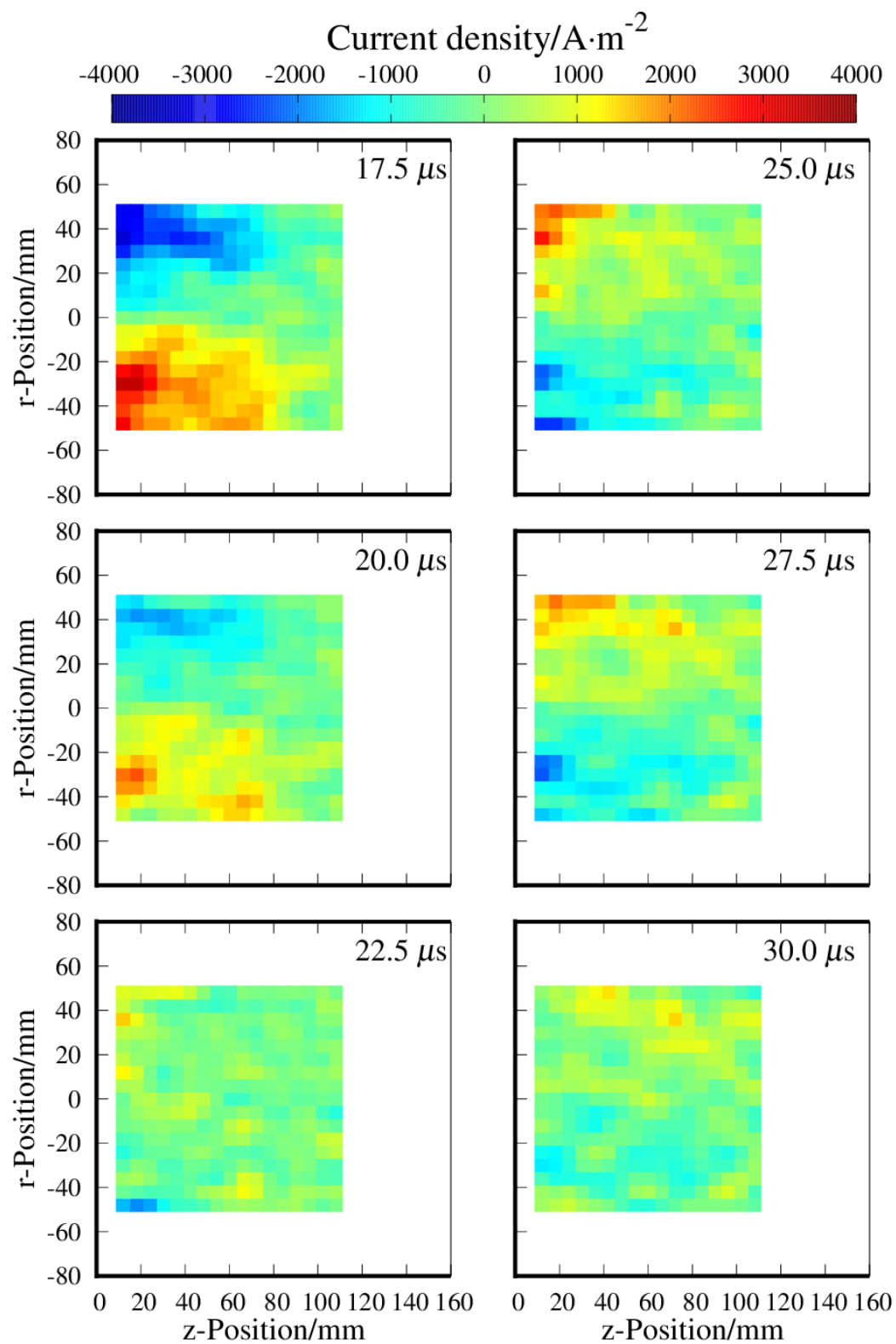


図 4-57. 実験条件③における誘導電流分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).



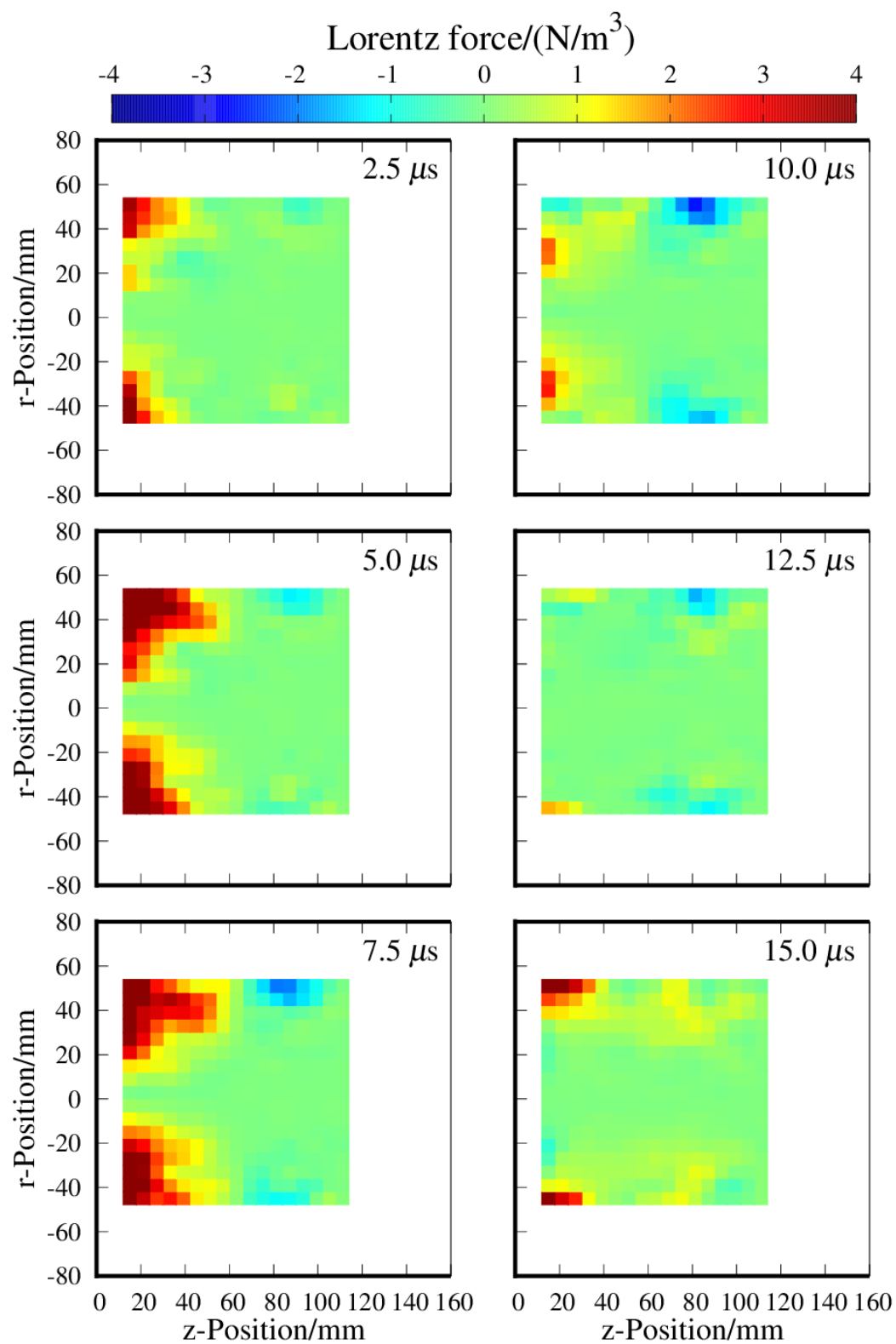


図 4-58. 実験条件③におけるローレンツ力分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

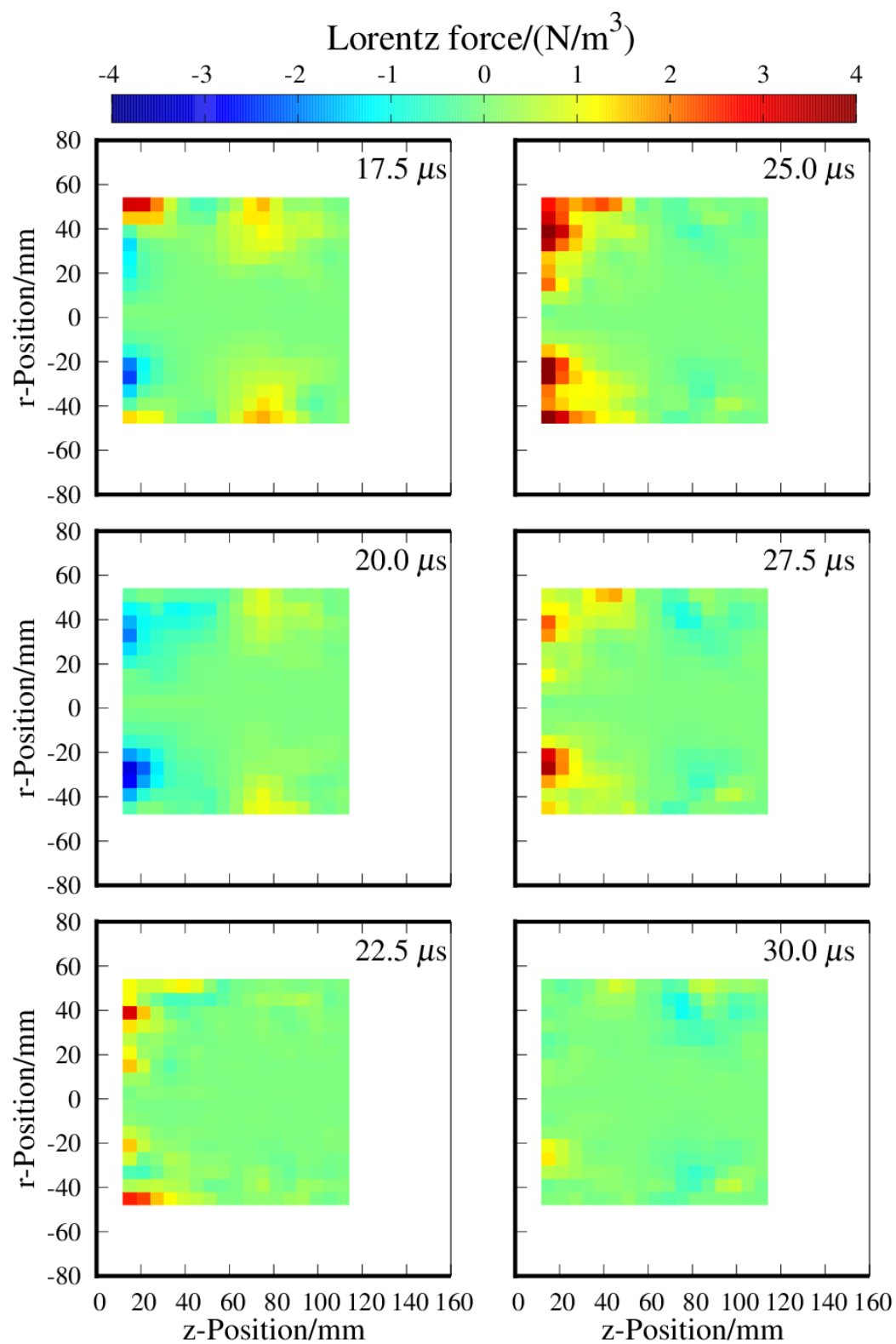


図 4-59. 実験条件③におけるローレンツ力分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

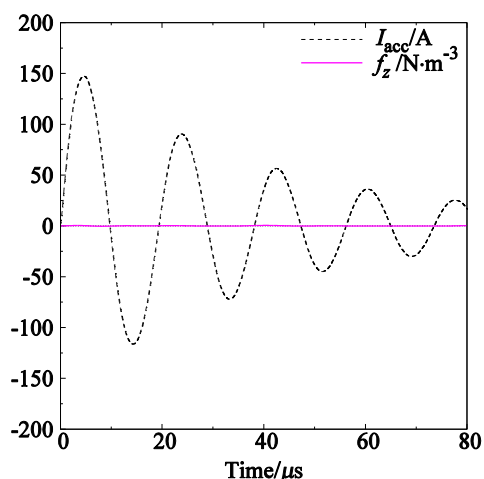


図 4-60.  $r = 0$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③).

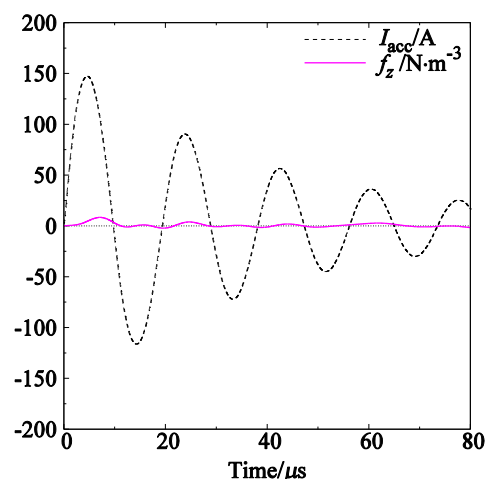


図 4-63.  $r = 18$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③).

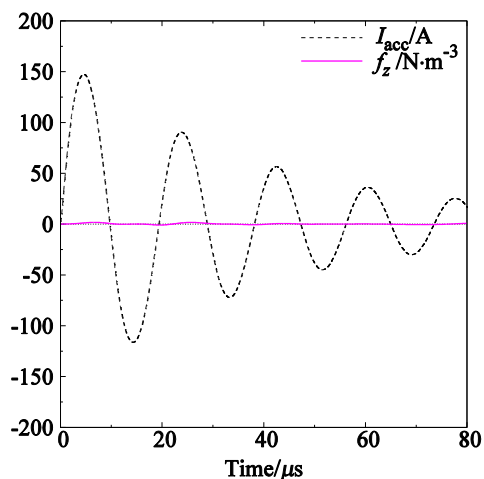


図 4-61.  $r = 6$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③).

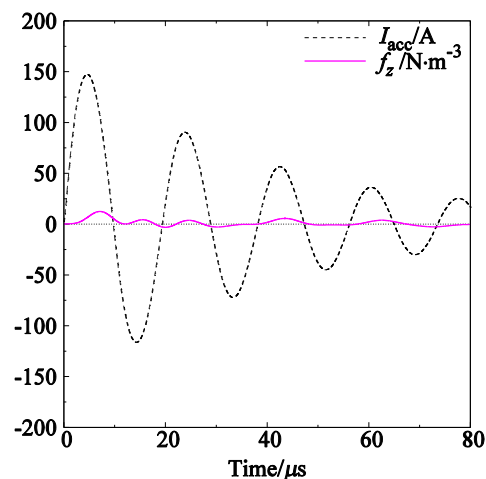


図 4-64.  $r = 24$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③).

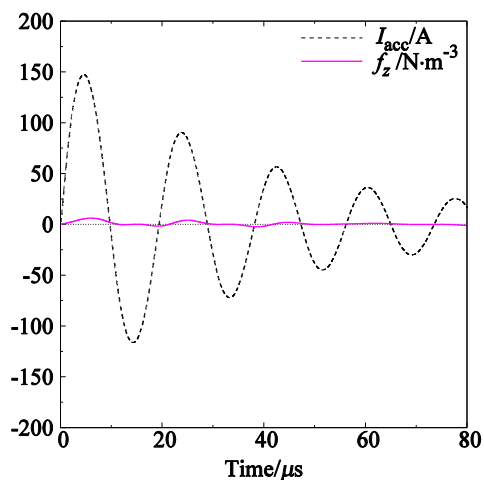


図 4-62.  $r = 12$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③).

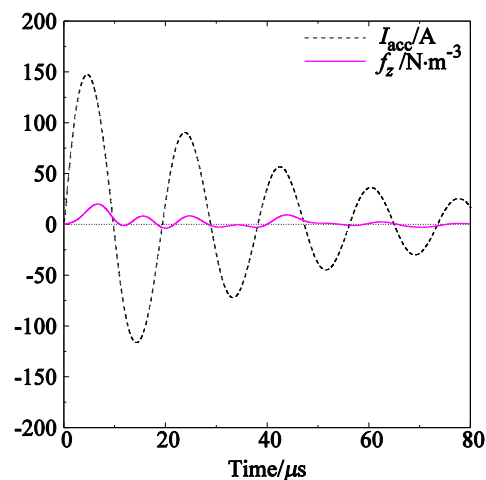


図 4-65.  $r = 30$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③).

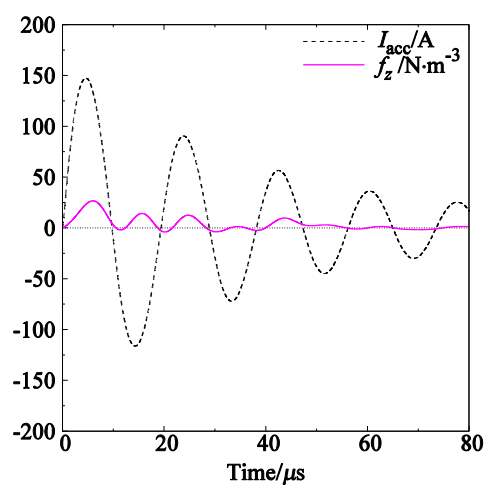


図 4-66.  $r = 36$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③).

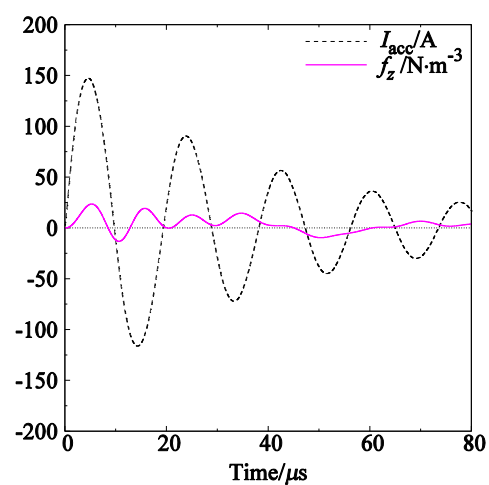


図 4-68.  $r = 48$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③).

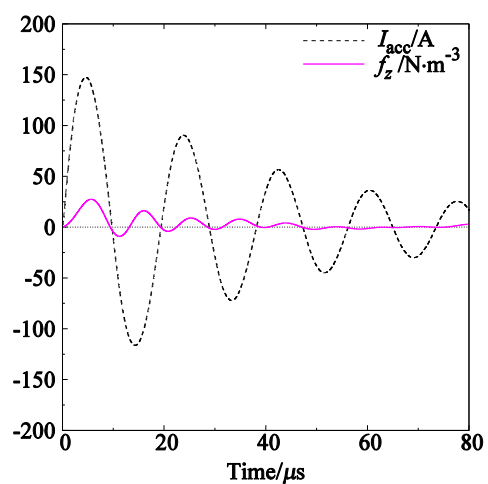
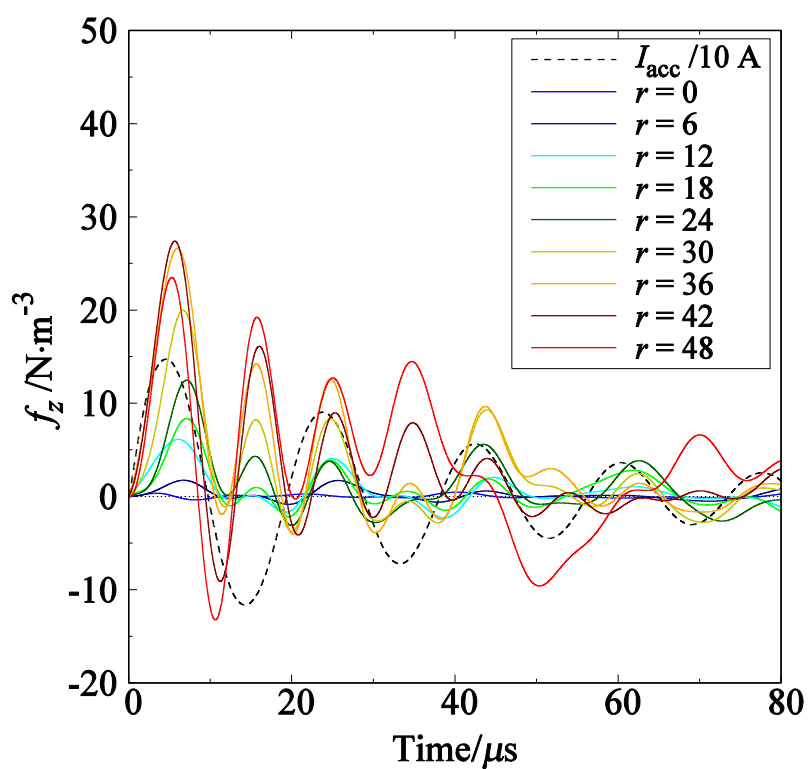
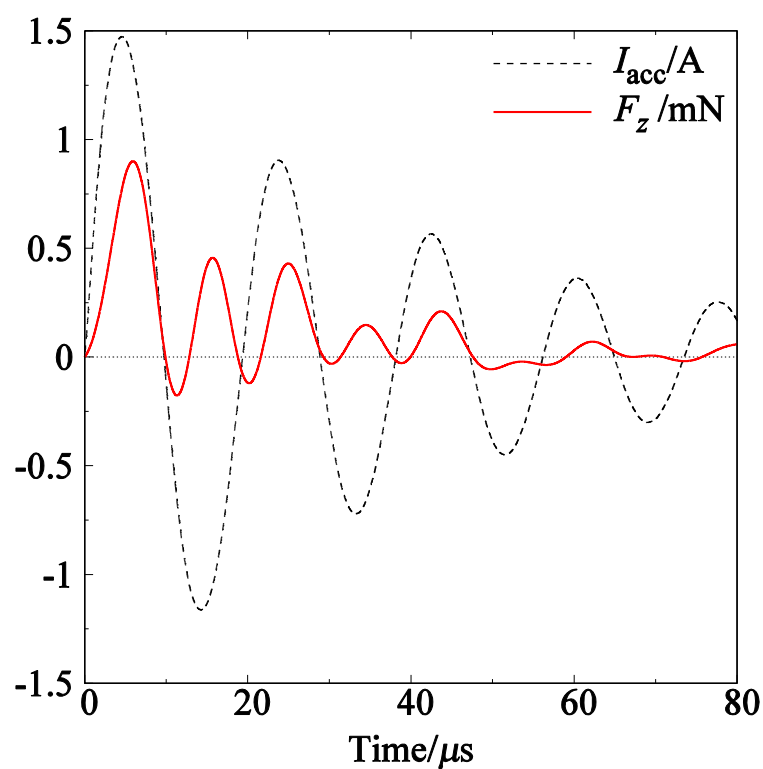


図 4-67.  $r = 42$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③).

図 4-69. 各 $r$ 位置における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件③)図 4-70. 軸方向ローレンツ力  $f_z$  の体積分値 (実験条件③)

4.6 実験条件④ Xe 流量：18 sccm，蓋つき実験

4.6.1 実験条件

実験条件を表 5 に示す．また，フタを取り付けた時の様子を図 4-71 に示す．中性粒子密度を上げ，プラズマの密度を高めることが目的．ベークライトは実験中に焦げたりすることはない．

表 5. 実験条件④

測定点数/点	400
測定周数/周	2
プラズマ生成電力/W	350
Xe 流量/sccm	18
加速コイル周波数/kHz	50 kHz
加速回路キャパシタンス/nF	400
キャパシタ充電電圧/V	1000
下流のフタ	有り

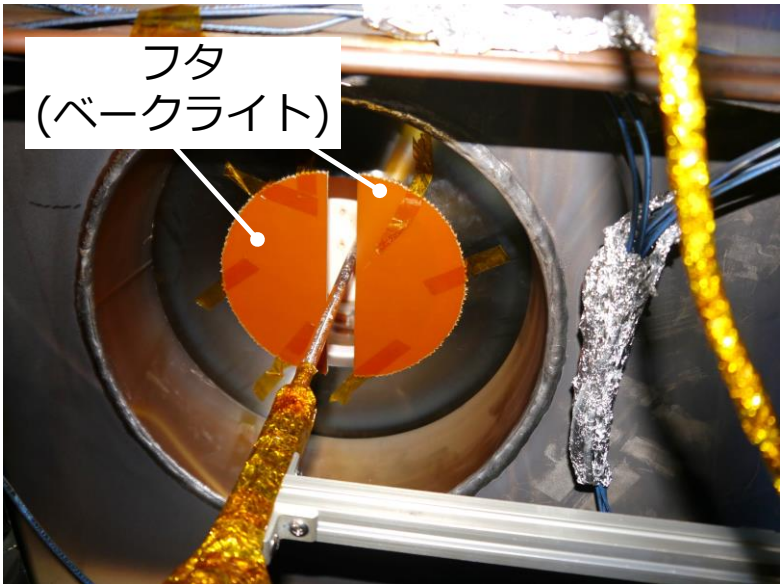


図 4-71. 推進機下流に取り付けられたベークライトのフタ．

#### 4.6.2 磁場分布

プラズマ加速時におけるプラズマ中磁場  $\mathbf{B}$  の分布を図 4-72, 図 4-73 に示す.

#### 4.6.3 誘導磁場分布

プラズマ加速回路放電時に測定された誘導磁場  $\mathbf{B}_{\text{ind}}$  の分布を図 4-74, 図 4-75 に示す.

#### 4.6.4 誘導電流分布

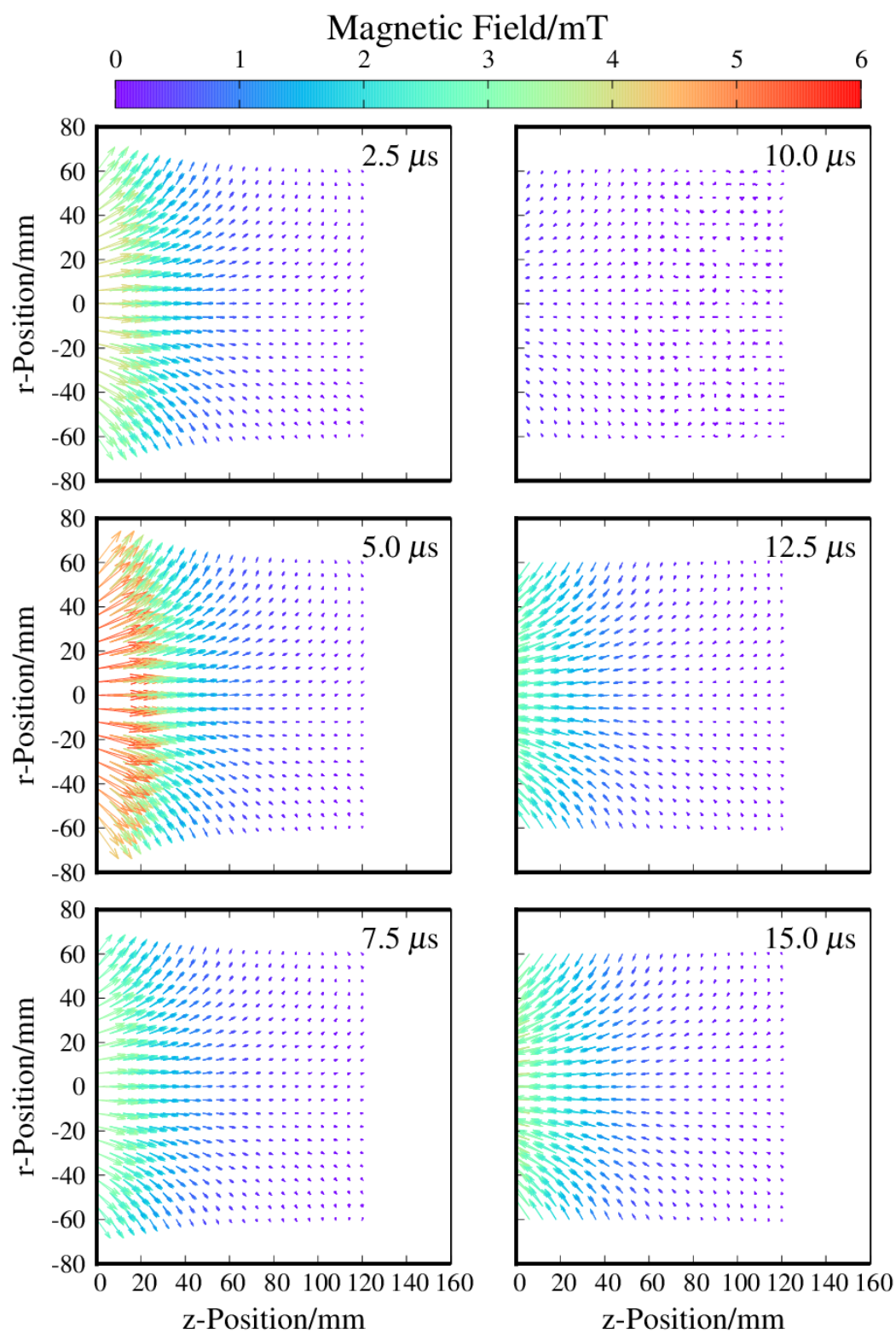
プラズマ加速時におけるプラズマ中周方向誘導電流  $j_\theta$  の分布を図 4-76, 図 4-77 に示す.

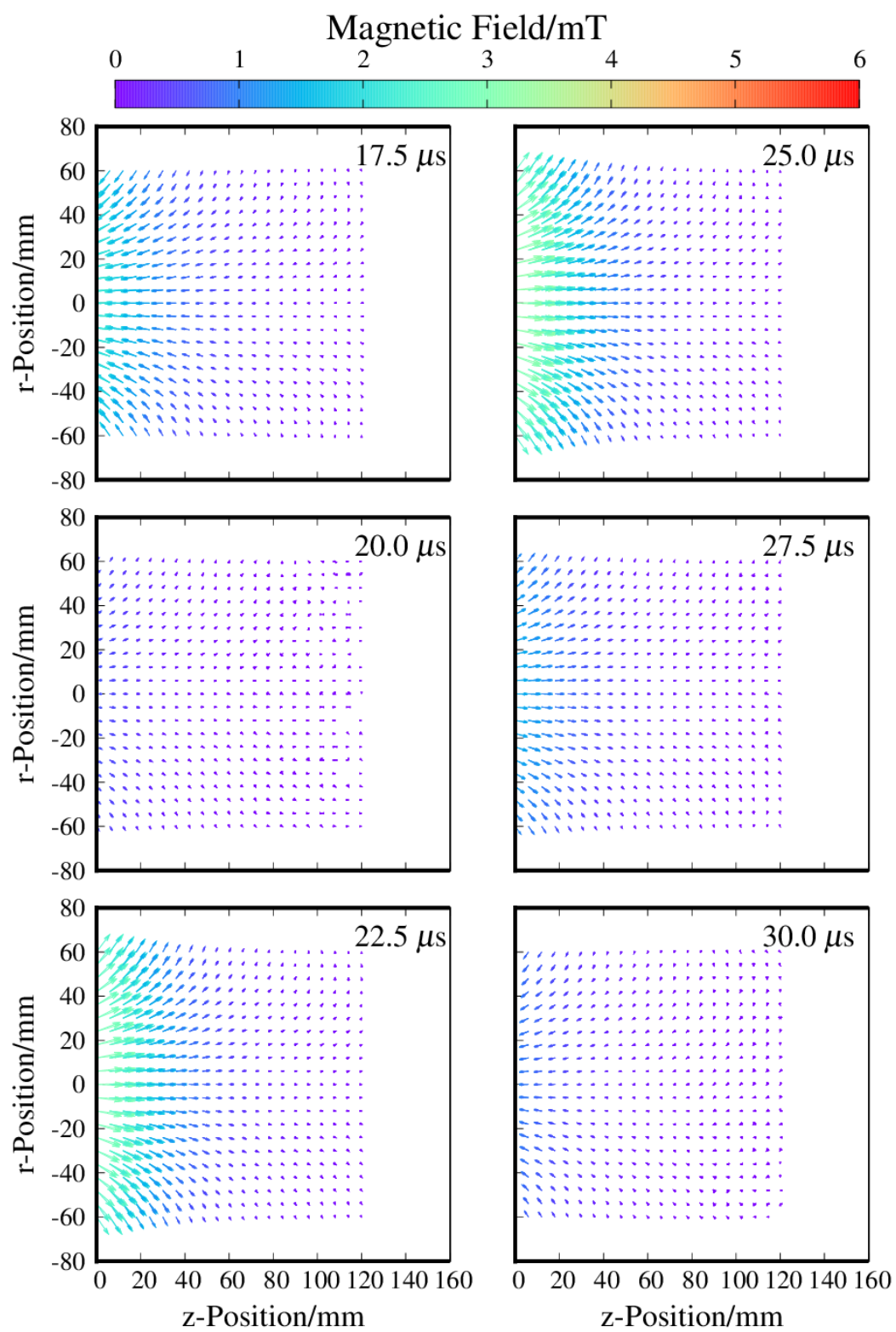
#### 4.6.5 ローレンツ力分布

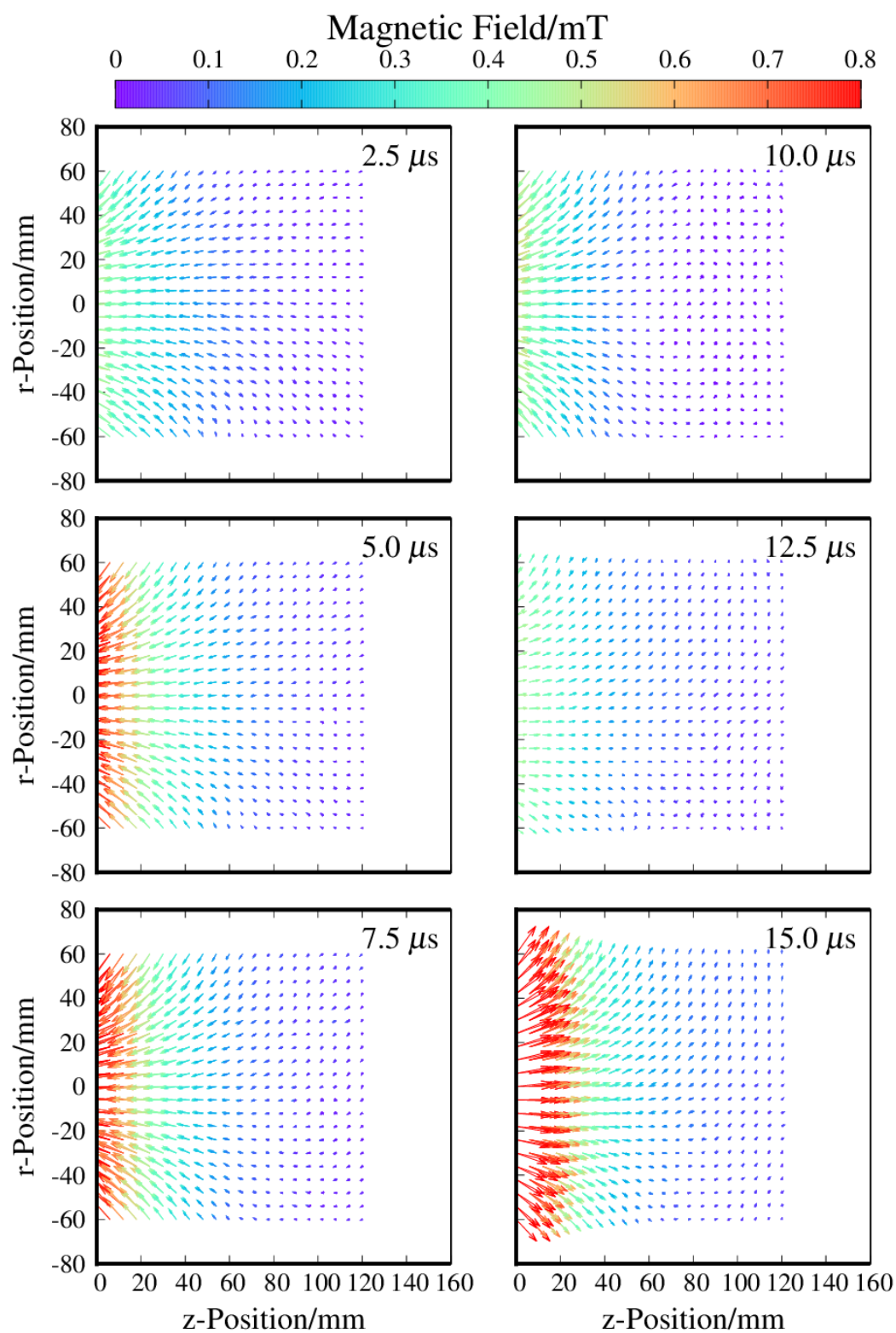
プラズマ加速時の軸方向ローレンツ力  $f_z$  の分布を図 4-78, 図 4-79 に示す. また, 各  $r$  位置におけるローレンツ力の積分値  $\sum_{r=a} f_z$  ( $a = 0, 6, 12, 18, 24, 30, 36, 42, 48$ ) の時間履歴をそれぞれ図 4-80 - 図 4-88 に示し, これらを同一のグラフにプロットしたものを図 4-89 に示す. また, 測定領域 ( $0 \leq z \leq 120, -60 \leq r \leq 60$ ) における軸方向ローレンツ力の体積分  $F_z = \iiint f_z dV$  の時間履歴を図 4-90 に示す. ただし, 体積分計算にあたっては軸対称性を仮定した.

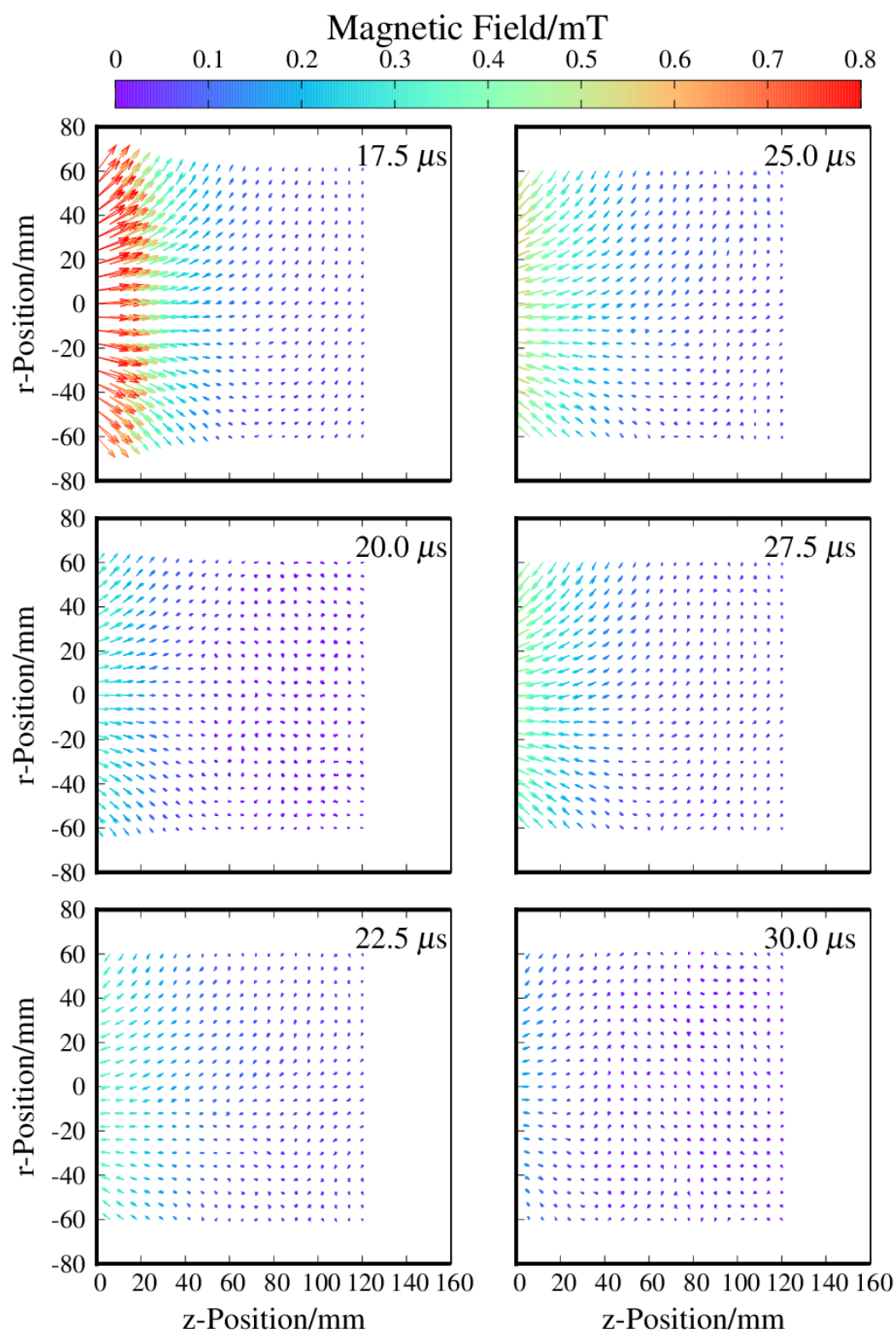


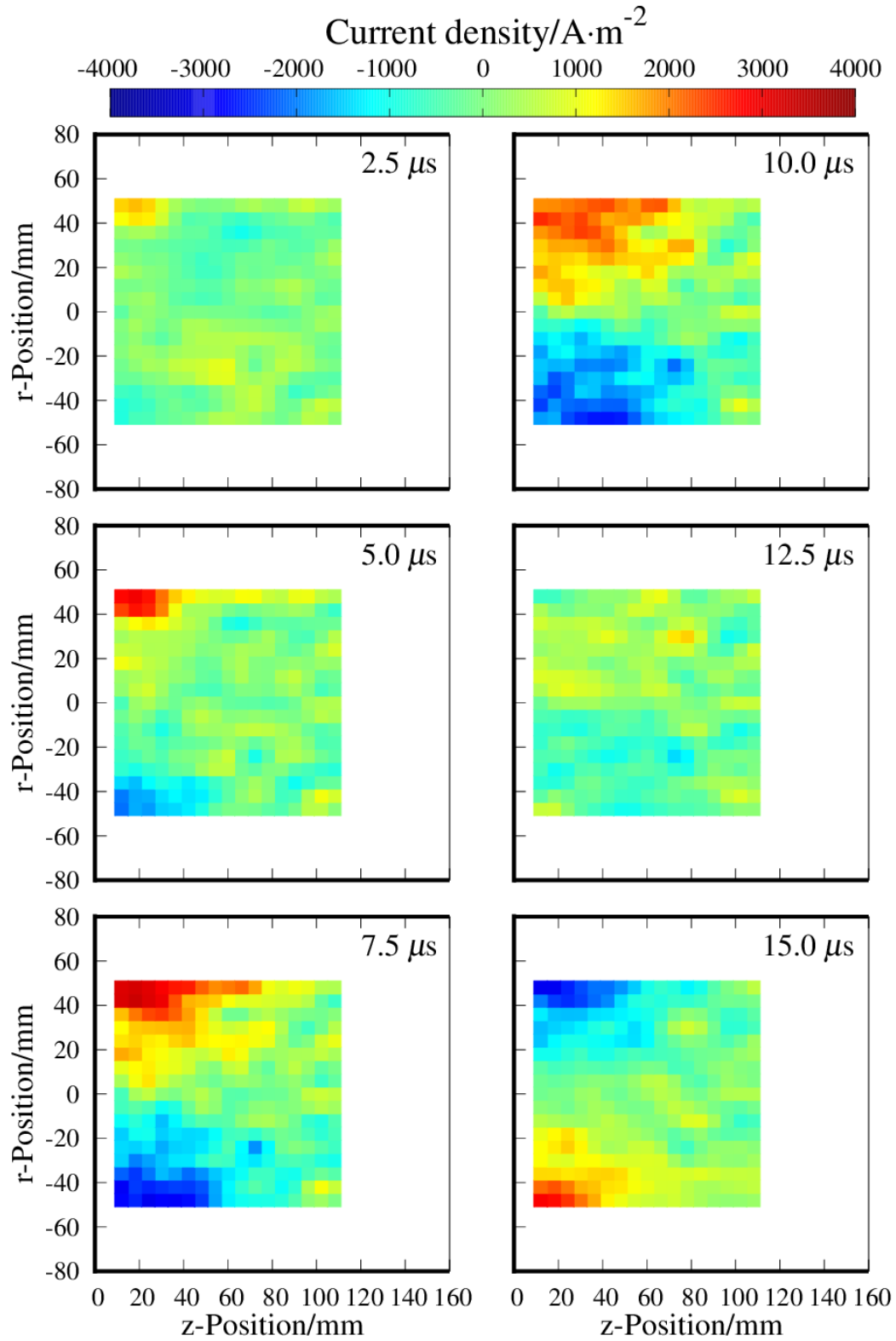


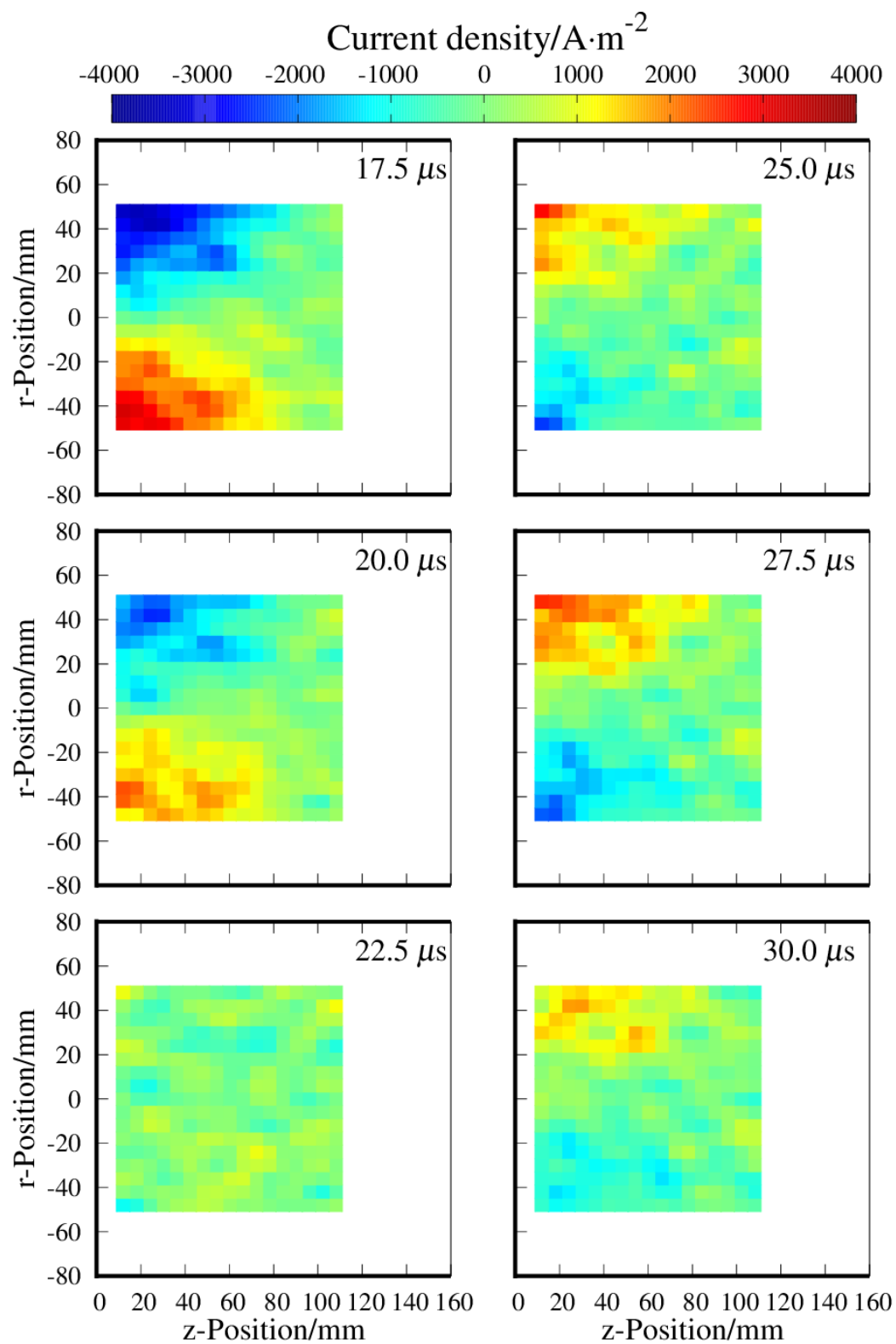
図 4-72. 実験条件④における磁場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

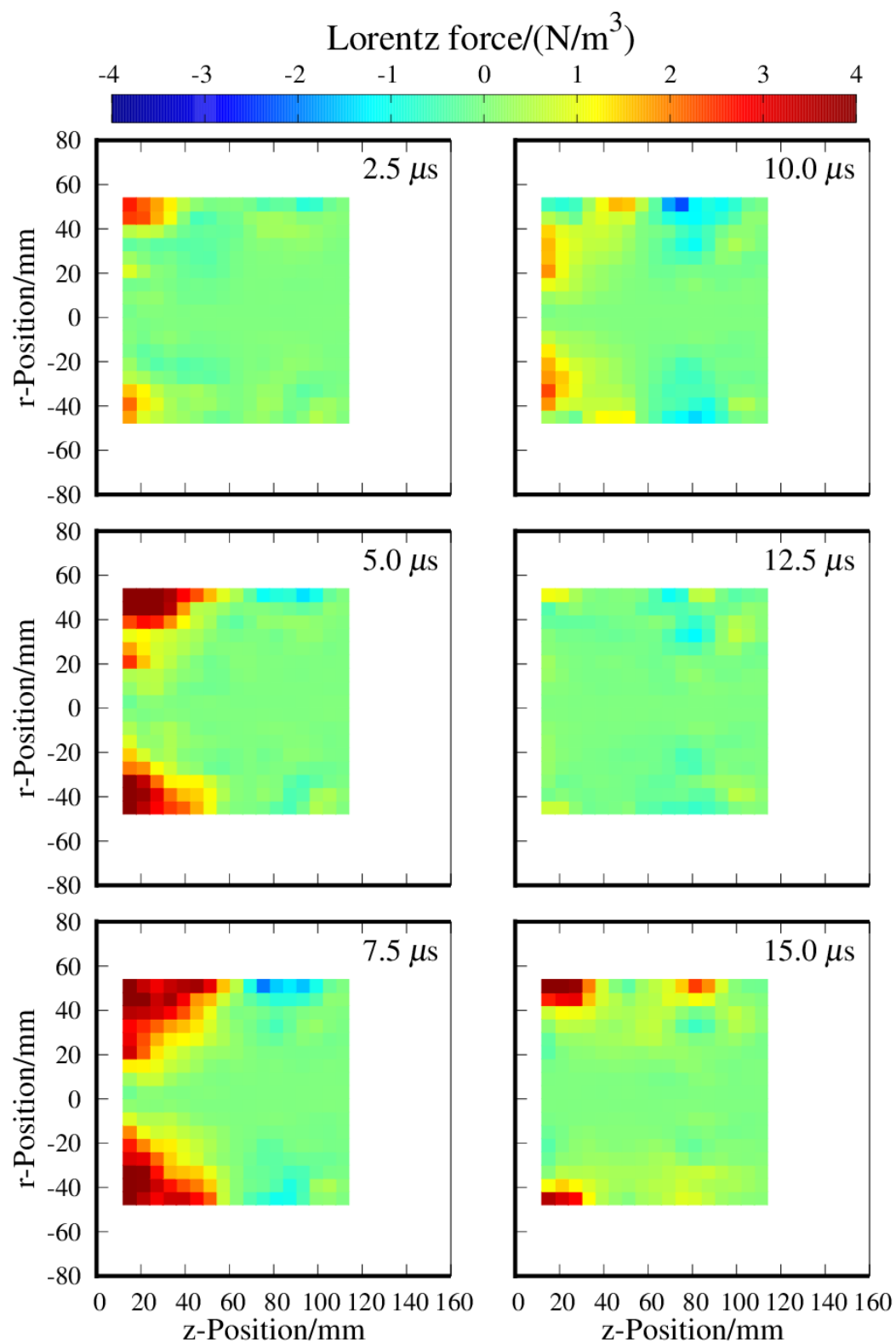
図 4-73. 実験条件④における磁場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

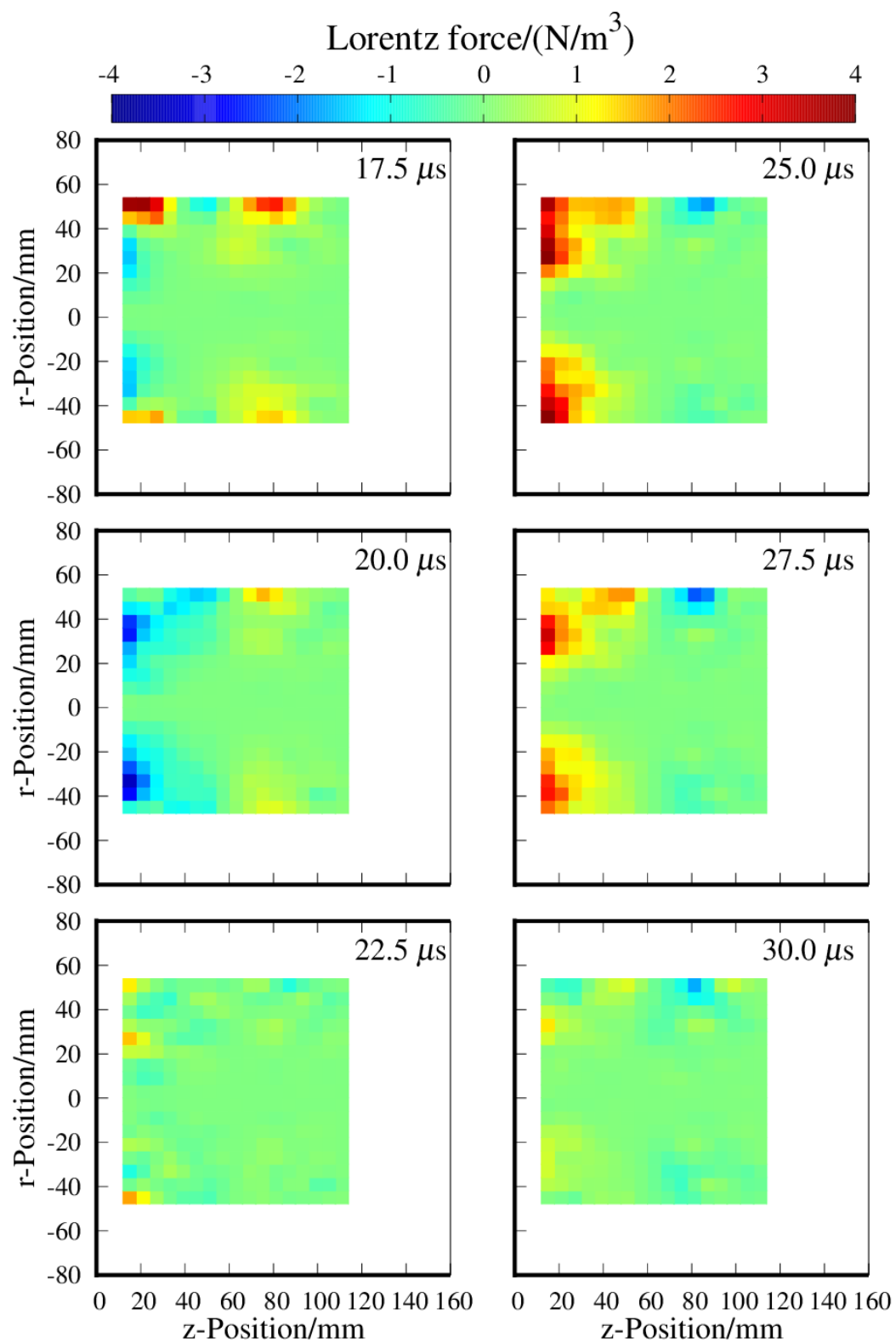
図 4-74. 実験条件④における誘導磁場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

図 4-75. 実験条件④における誘導磁場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

図 4-76. 実験条件④における誘導電流分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

図 4-77. 実験条件④における誘導電流分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

図 4-78. 実験条件④におけるローレンツ力分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

図 4-79. 実験条件④におけるローレンツ力分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).



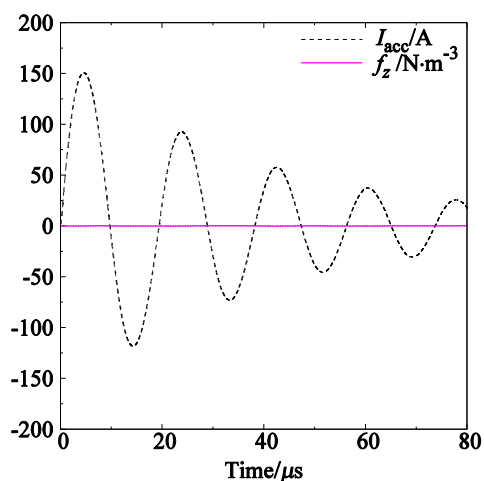


図 4-80.  $r = 0$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).

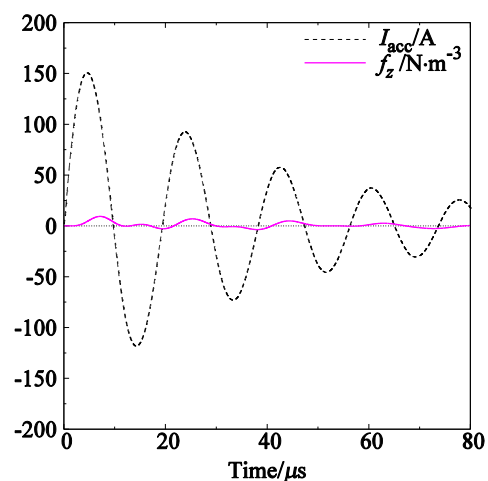


図 4-83.  $r = 18$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).

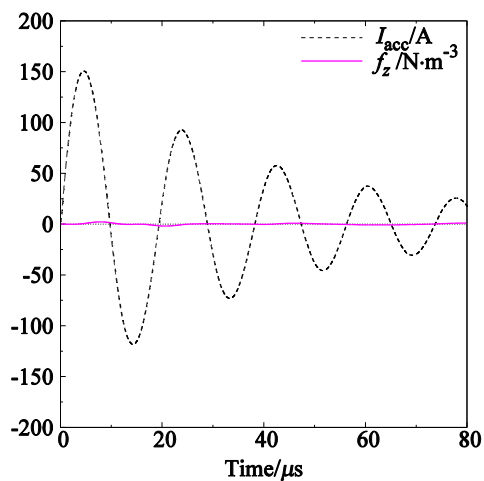


図 4-81.  $r = 6$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).

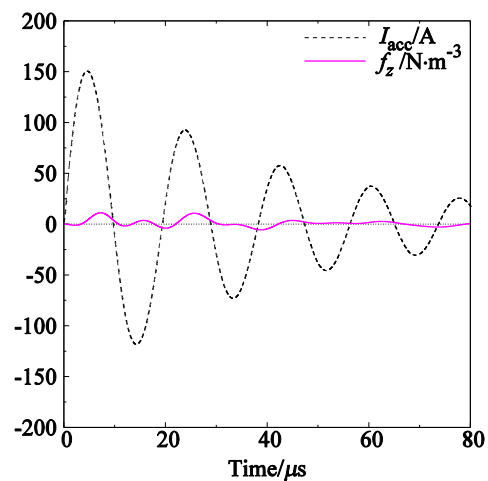


図 4-84.  $r = 24$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).

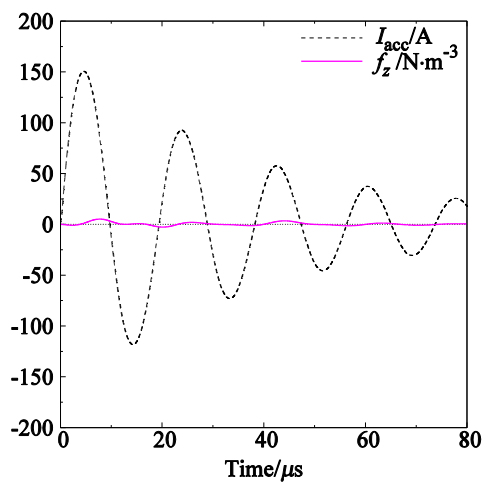


図 4-82.  $r = 12$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).

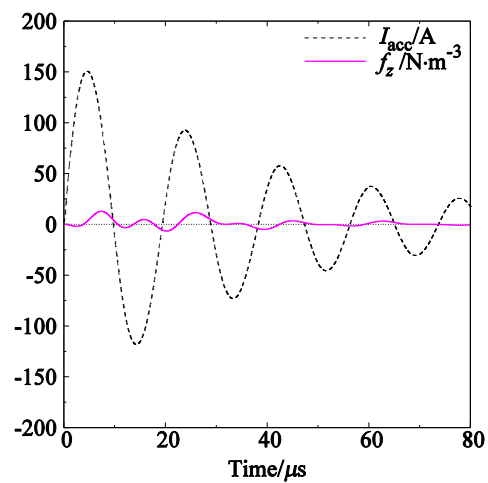
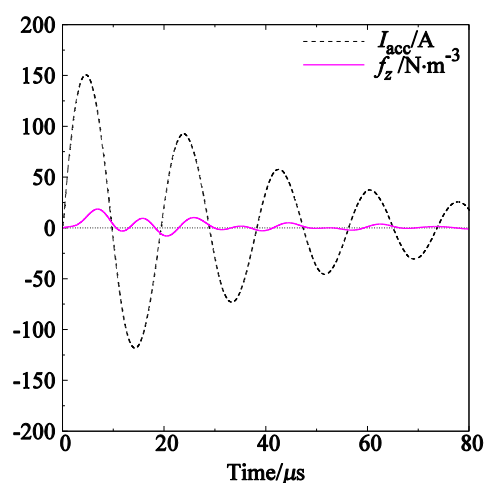
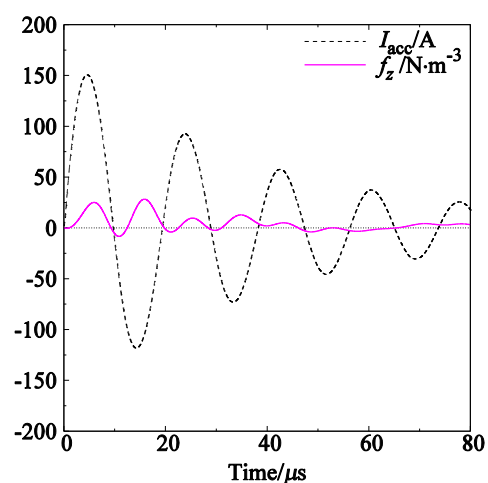
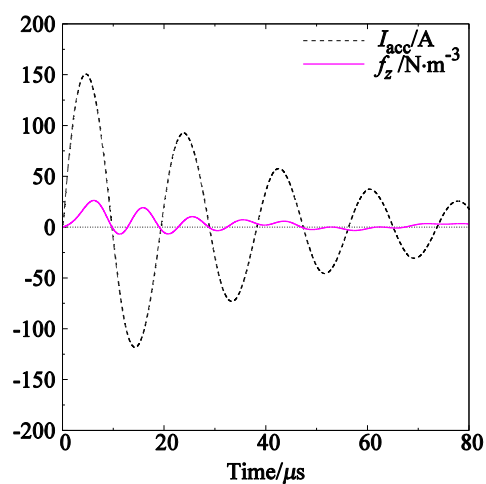


図 4-85.  $r = 30$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).

図 4-86.  $r = 36$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).図 4-88.  $r = 48$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).図 4-87.  $r = 42$  における軸方向ローレンツ力の積分値 (実験条件④).

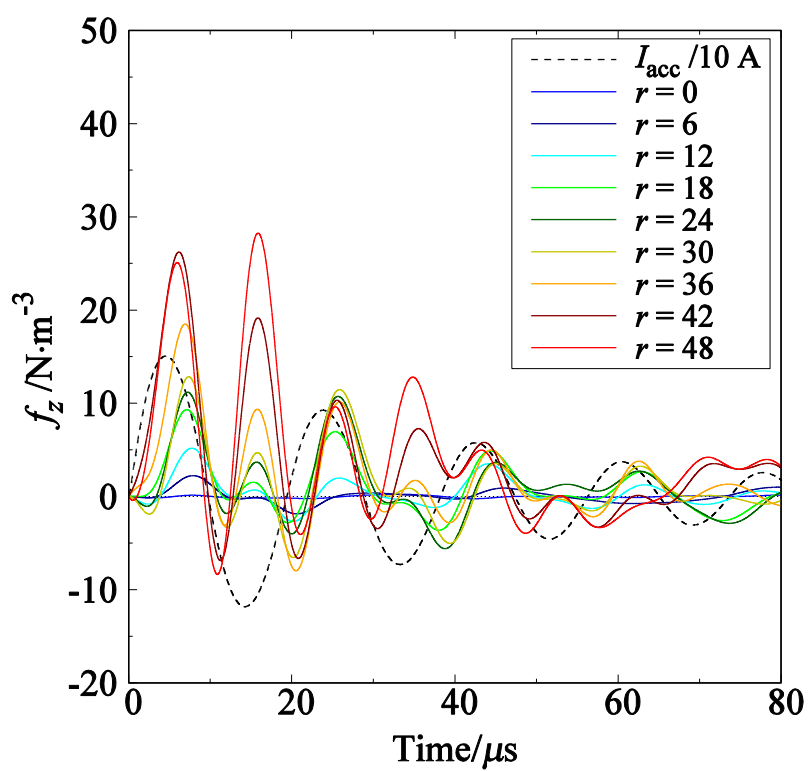


図 4-89. 各 $r$ 位置における軸方向ローレンツ力の積分値（実験条件④）

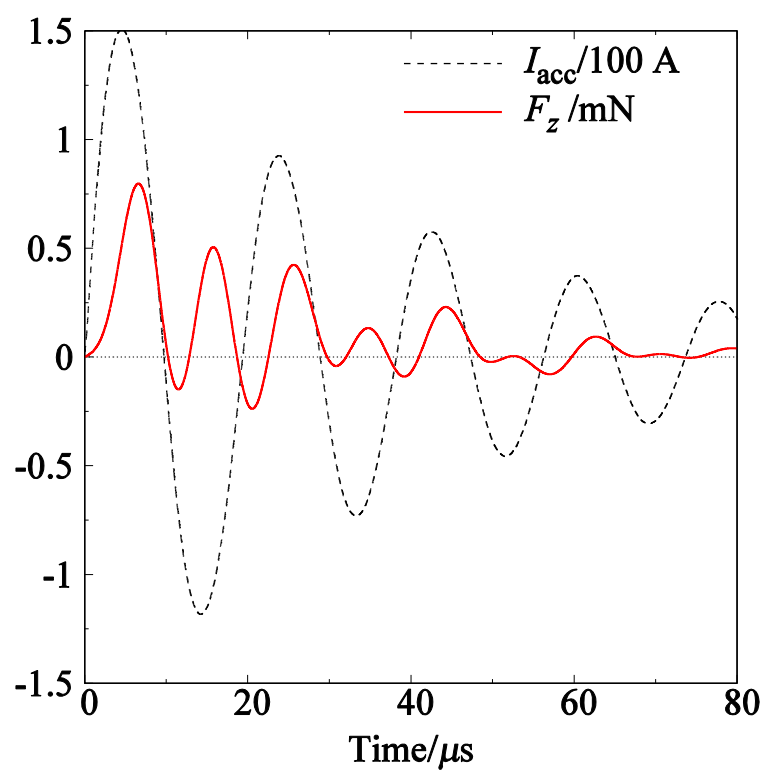


図 4-90. 軸方向ローレンツ力 $f_z$ の体積分値（実験条件④）

## 第5章

### 議論と考察

#### 5.1 誘導電流の $z$ 方向移動速度

プラズマの電磁誘導加速では，誘導電子電流の  $z$  方向移動速度が重要なパラメータである． $r = 0, 6, 12, 18, 24, 30, 36, 42, 48$  の各  $r$  位置における周方向誘導電流  $j_\theta$  の時間履歴から，時間区間  $0 \leq t \leq 20$  における  $j_\theta$  のピーク位置の  $z$  軸方向の移動速度  $v_z$  を算出した．移動速度  $v_z$  の算出方法は，

- (1) ある  $r$  平面上の数点の  $z$  位置に関して，誘導電流値がピークを取る点  $(t, z_i)$  ( $0 \leq t \leq 20, i = 1, 2, \dots$ ) を求める．
- (2) 点  $(t, z_i)$  を  $t-z$  平面上にプロットする．
- (3) 最小二乗法によって，1 次曲線

$$t = \frac{1}{v_z} z + t_0 \quad (71)$$

でフィッティングする．

とした．

またフィッティング変数  $v_z$  の誤差は，フィッティング時の漸近的標準誤差 (Asymptotic Standard Error) から，誤差伝搬計算によって算出した．

## 5.1.1 実験条件② Xe 流量 : 12 sccm 実験

$r = 0, 6, 12, 18, 24, 30, 36, 42, 48$  での,  $t-z$  空間における誘導電流  $\mathbf{j}_\theta$ , 軸方向ローレンツ力  $f_z$  の分布をそれぞれ図 5-1-図 5-9, 図 5-10-図 5-18 に示す. また,  $r \geq 12$  を満たす各  $r$  位置での  $\mathbf{j}_\theta$  および  $f_z$  の  $z$  方向移動速度  $v_{j_\theta}, v_{f_z}$  を表 6 に示す.

表 6.  $\mathbf{j}_\theta$  および  $f_z$  のピークの  $z$  方向移動速度 (実験条件②)

$r$ 位置/mm	$\mathbf{j}_\theta$ のピークの $z$ 方向 移動速度 $v_{j_\theta}/(\text{km/s})$	$f_z$ のピークの $z$ 方向 移動速度 $v_{f_z}/(\text{km/s})$
12	$-27.0 \pm 131.5$	$200.0 \pm 2560.0$
18	$9.1 \pm 6.6$	$17.9 \pm 15.6$
24	$-108.7 \pm 909.7$	$-62.5 \pm 199.2$
30	$-83.3 \pm 111.1$	$-100.0 \pm 96.0$
36	$26.3 \pm 17.3$	$30.3 \pm 13.8$
42	$32.3 \pm 44.7$	$71.4 \pm 117.3$
48	$-20.8 \pm 13.0$	$-55.6 \pm 55.6$

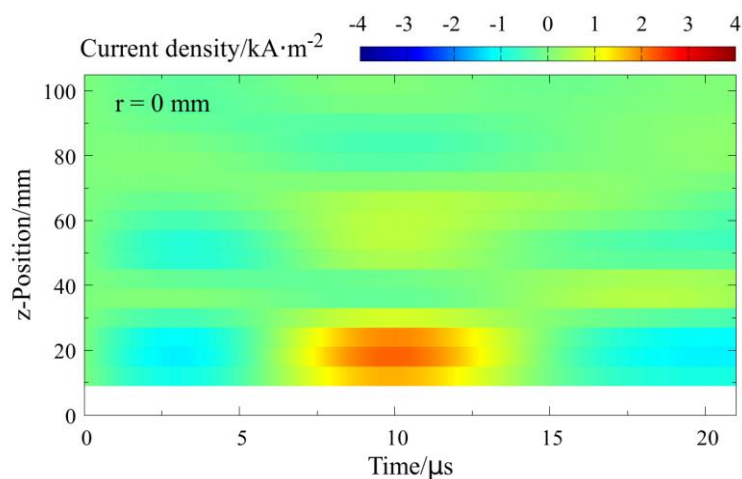


図 5-1.  $r = 0$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件②).

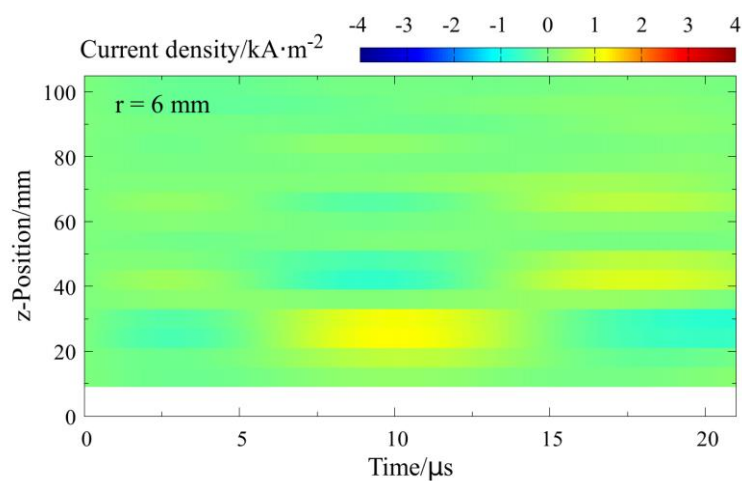


図 5-2.  $r = 6$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件②).

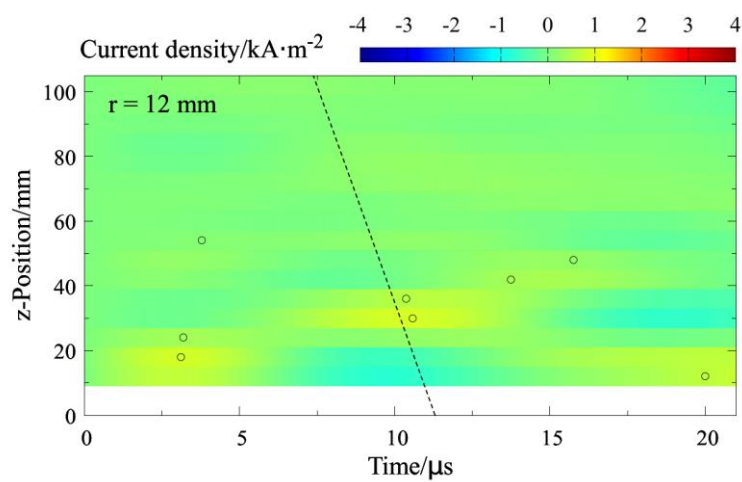


図 5-3.  $r = 12$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件②).

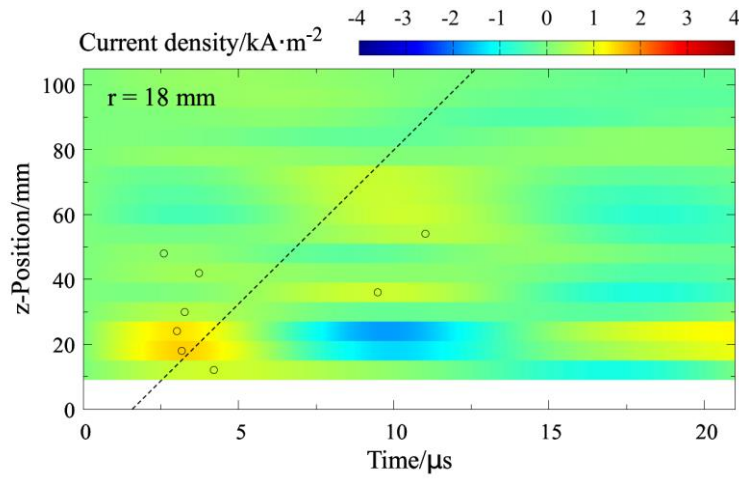


図 5-4.  $r = 18$  での  $t - z$  平面における  $j_{\theta}$  の分布 (実験条件②).

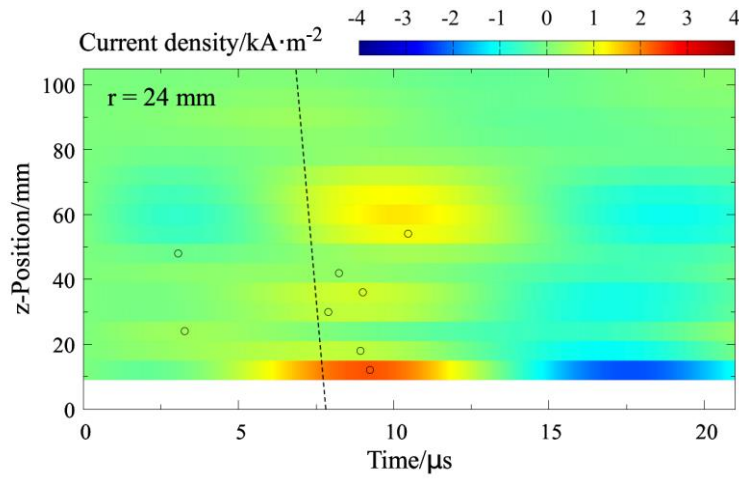


図 5-5.  $r = 24$  での  $t - z$  平面における  $j_{\theta}$  の分布 (実験条件②).

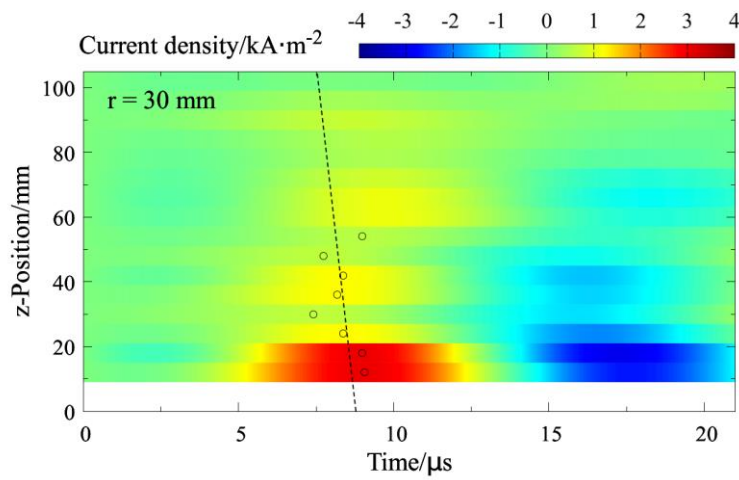


図 5-6.  $r = 30$  での  $t - z$  平面における  $j_{\theta}$  の分布 (実験条件②).

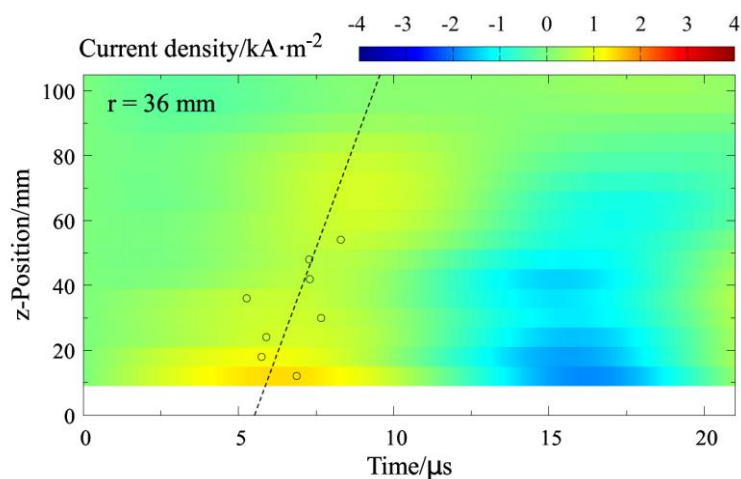


図 5-7.  $r = 36$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件②).

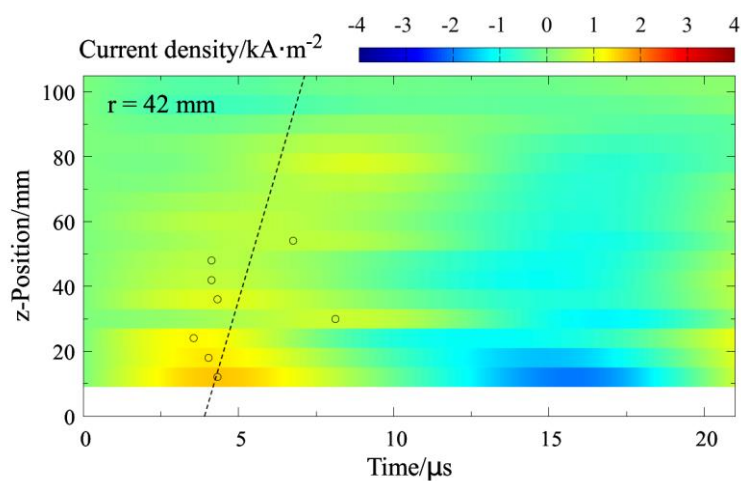


図 5-8.  $r = 42$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件②).

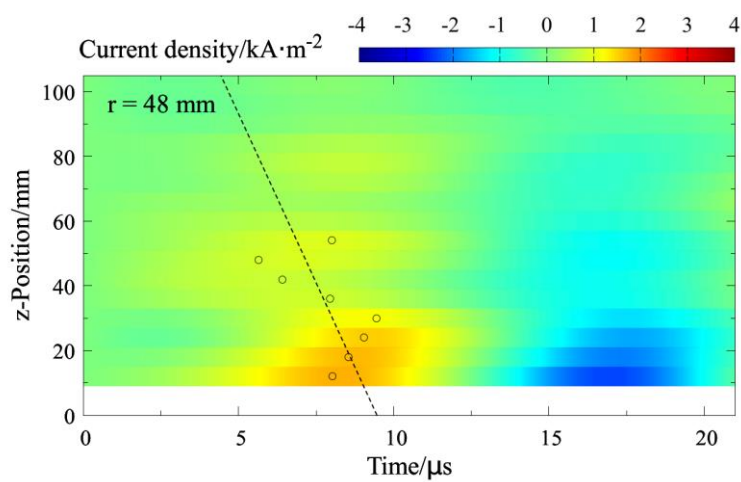


図 5-9.  $r = 48$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件②).



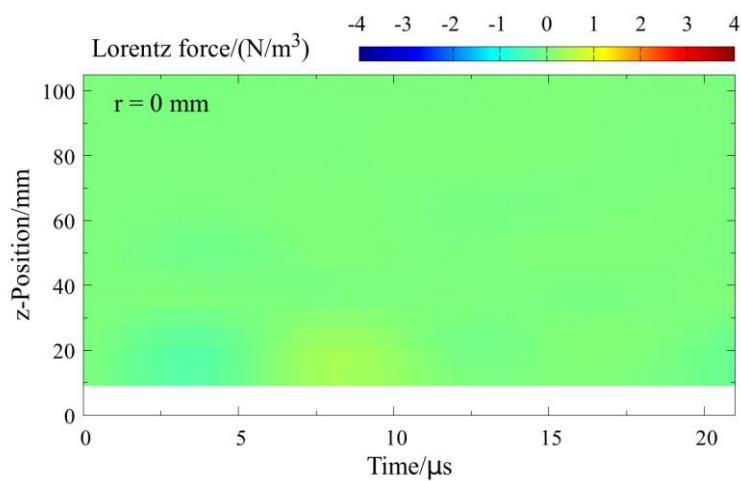


図 5-10.  $r = 0$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件②).

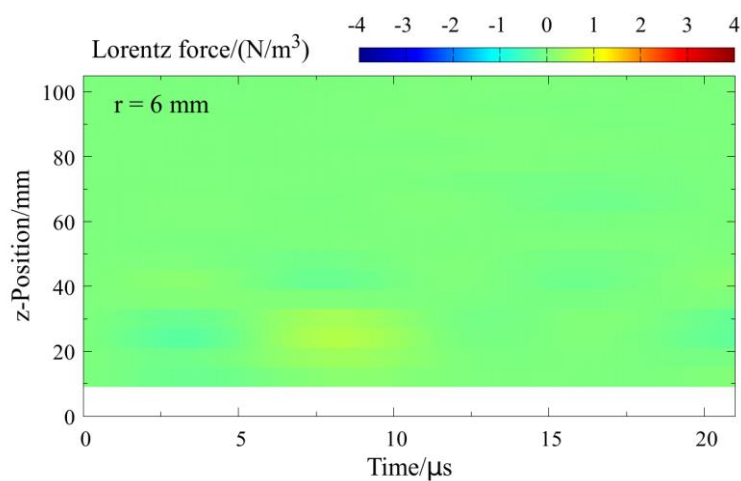


図 5-11.  $r = 6$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件②).

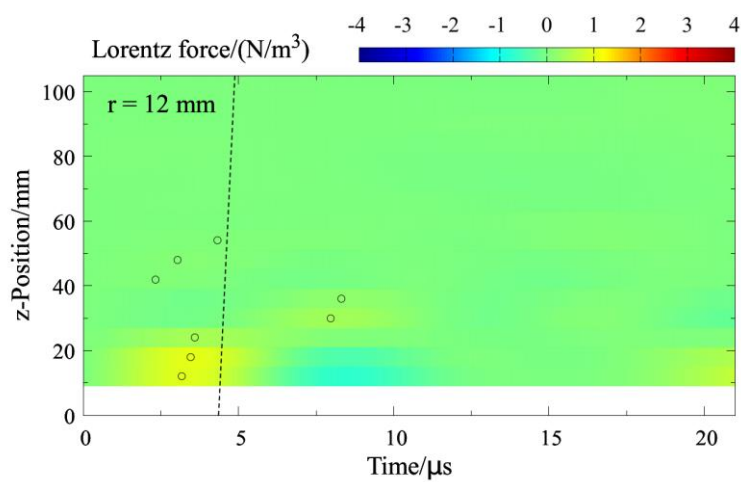


図 5-12.  $r = 12$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件②).

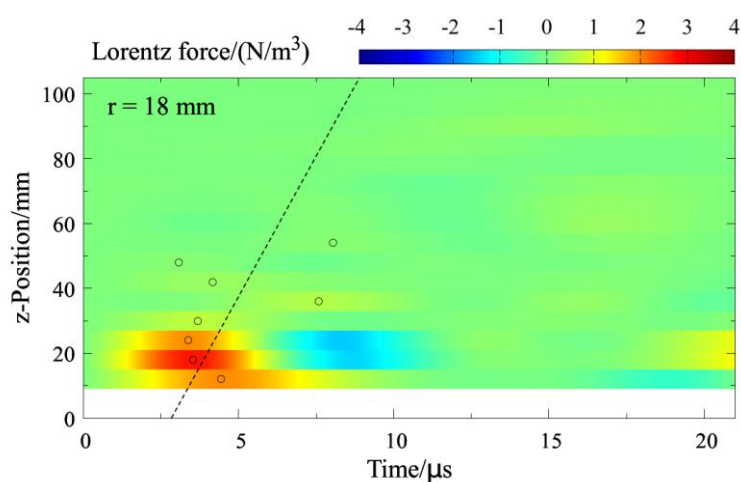


図 5-13.  $r = 18$  での  $t - z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件②).

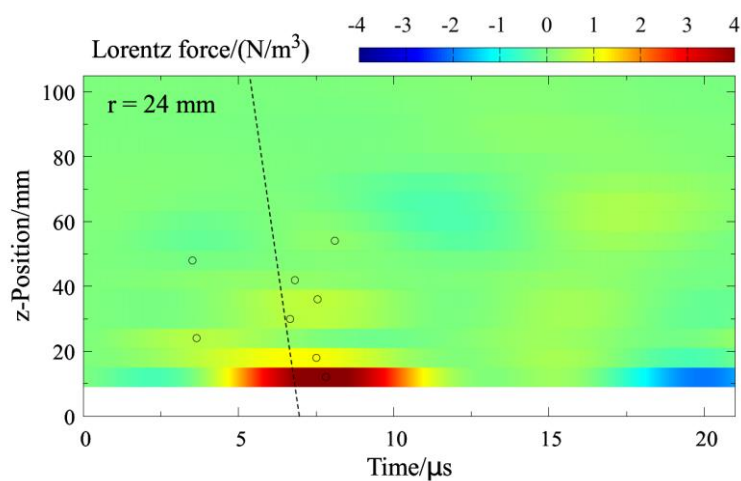


図 5-14.  $r = 24$  での  $t - z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件②).

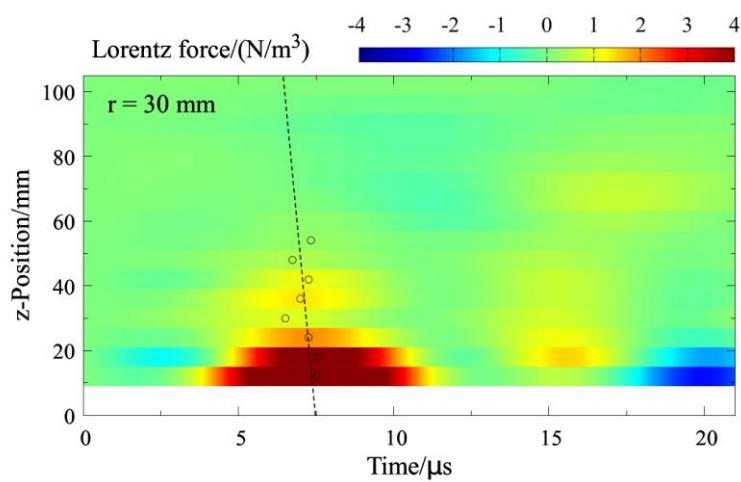


図 5-15.  $r = 30$  での  $t - z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件②).

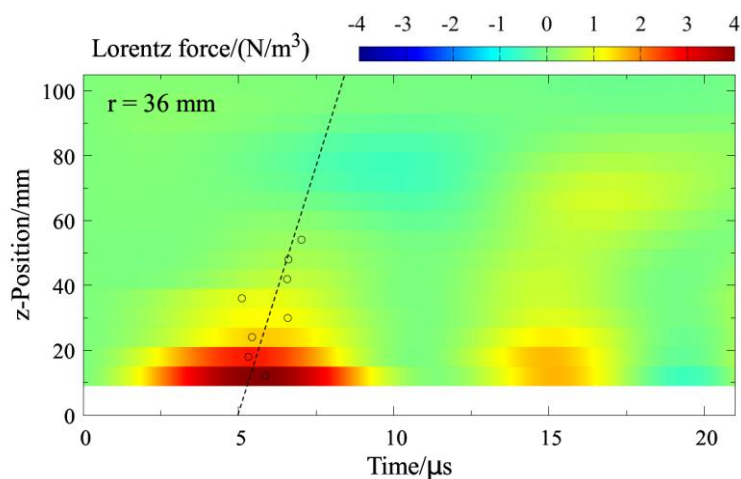


図 5-16.  $r = 36$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件②).

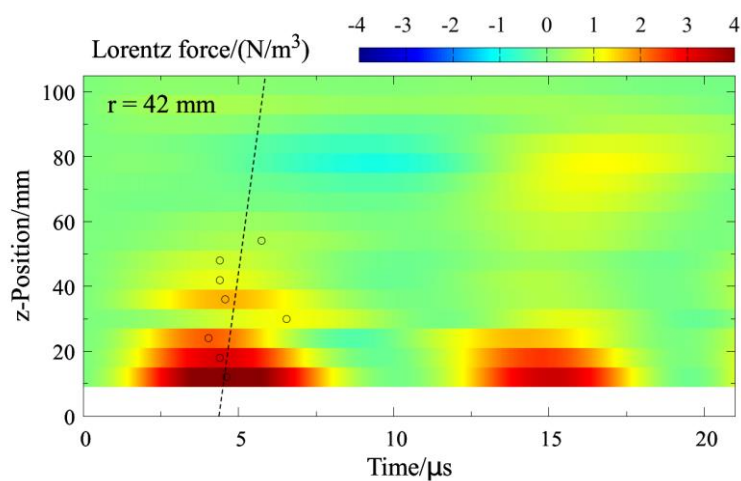


図 5-17.  $r = 42$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件②).

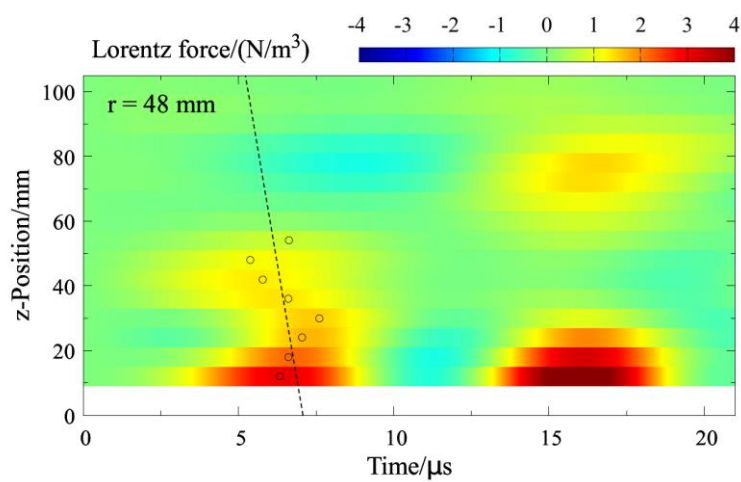


図 5-18.  $r = 48$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件②).

## 5.1.2 実験条件③ Xe 流量 : 18 sccm 実験

$r = 0, 6, 12, 18, 24, 30, 36, 42, 48$  での,  $t-z$  空間における誘導電流  $j_\theta$ , 軸方向ローレンツ力  $f_z$  の分布をそれぞれ図 5-19~図 5-27 に示す. また,  $r \geq 12$  を満たす各  $r$  位置での  $j_\theta$  および  $f_z$  の  $z$  方向移動速度  $v_{j_\theta}, v_{f_z}$  を図 5-28~図 5-36 に示す.

表 7.  $j_\theta$  および  $f_z$  のピークの  $z$  方向移動速度 (実験条件③)

$r$ 位置/mm	$j_\theta$ のピークの $z$ 方向 移動速度 $v_{j_\theta}/(\text{km/s})$	$f_z$ のピークの $z$ 方向 移動速度 $v_{f_z}/(\text{km/s})$
12	$7.1 \pm 0.66$	$10.9 \pm 0.6$
18	$16.1 \pm 3.4$	$26.3 \pm 6.9$
24	$47.6 \pm 22.7$	$101.0 \pm 122.4$
30	$370.4 \pm 329.2$	$-333.3 \pm 533.3$
36	$32.3 \pm 10.4$	$38.5 \pm 7.8$
42	$23.3 \pm 2.9$	$25.0 \pm 2.8$
48	$20.0 \pm 8.8$	$18.9 \pm 4.6$

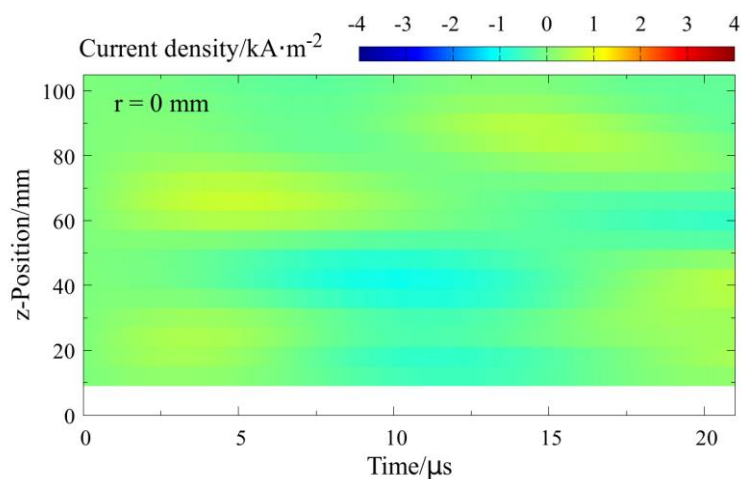


図 5-19.  $r = 0$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件③).

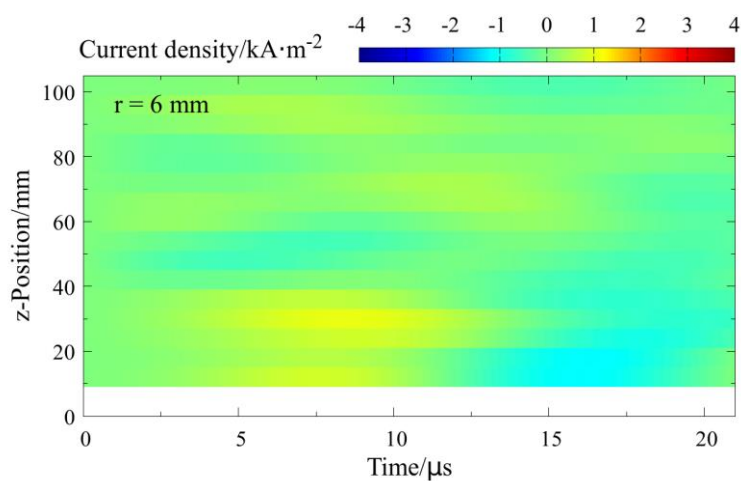


図 5-20.  $r = 6$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件③).

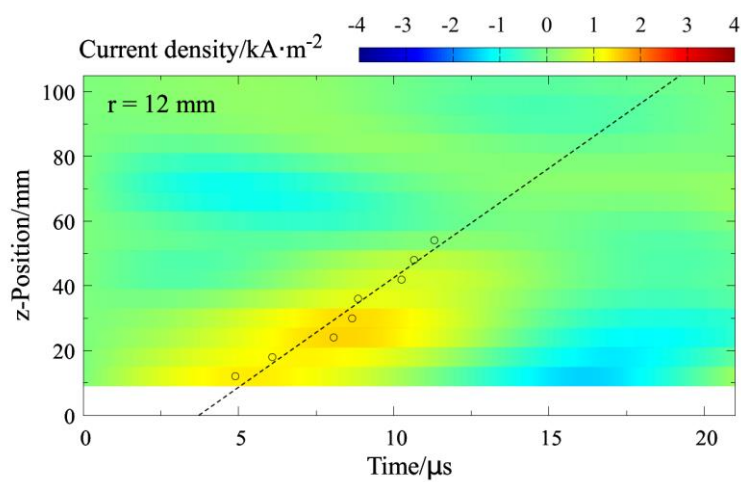


図 5-21.  $r = 12$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件③).

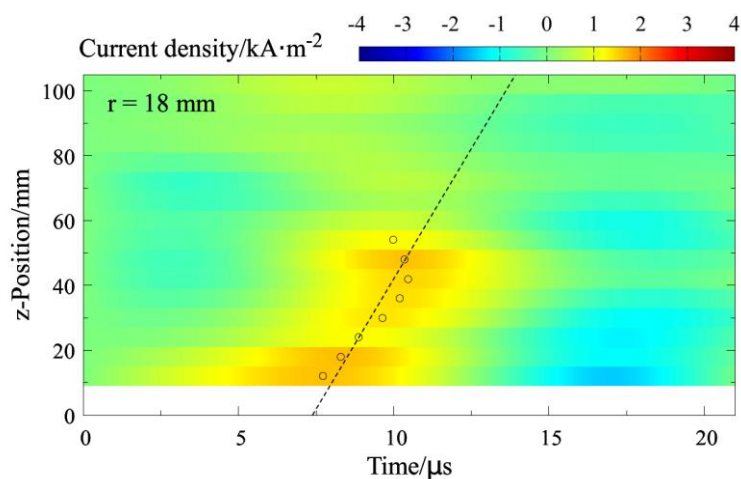


図 5-22.  $r = 18$  での  $t - z$  平面における  $j_{\theta}$  の分布 (実験条件③).

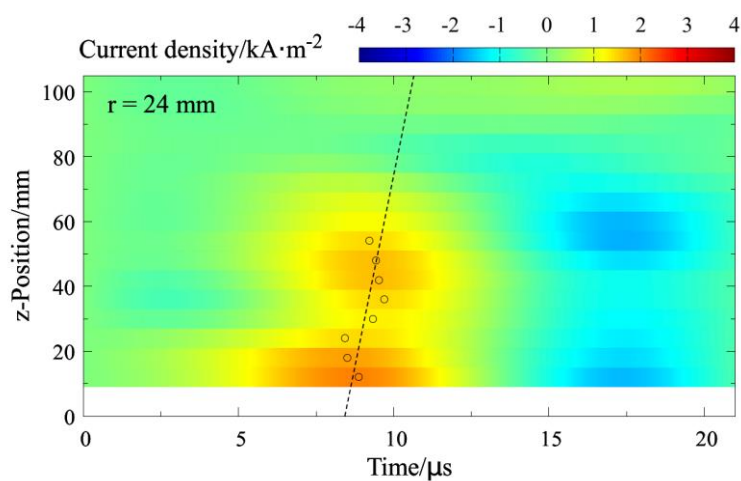


図 5-23.  $r = 24$  での  $t - z$  平面における  $j_{\theta}$  の分布 (実験条件③).

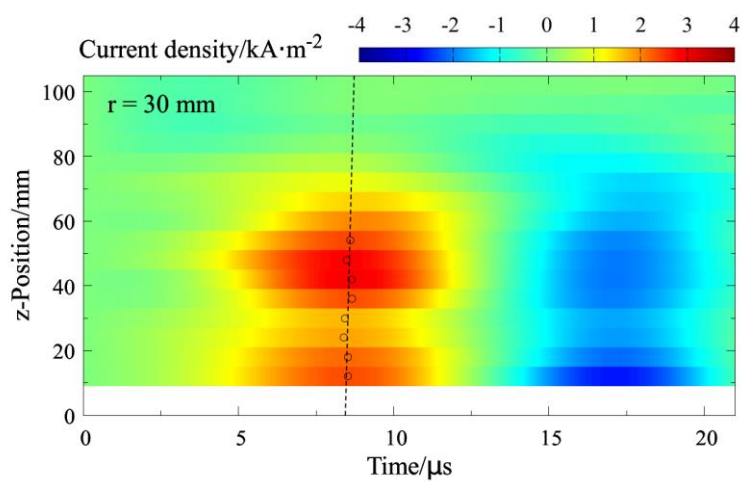


図 5-24.  $r = 30$  での  $t - z$  平面における  $j_{\theta}$  の分布 (実験条件③).

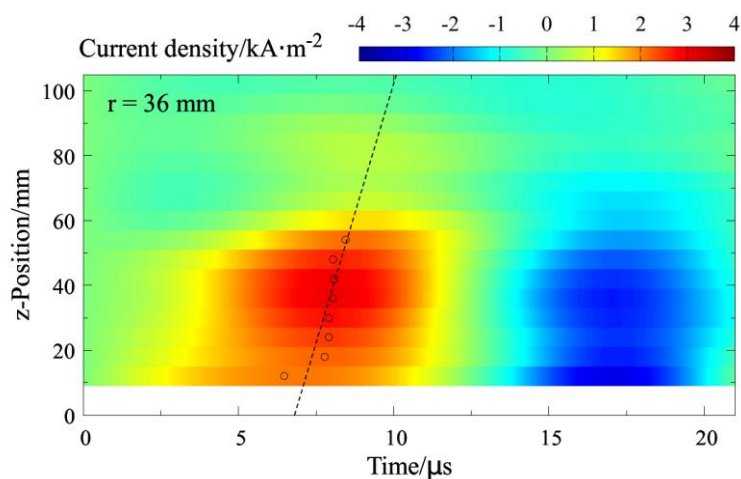


図 5-25.  $r = 36$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件③).

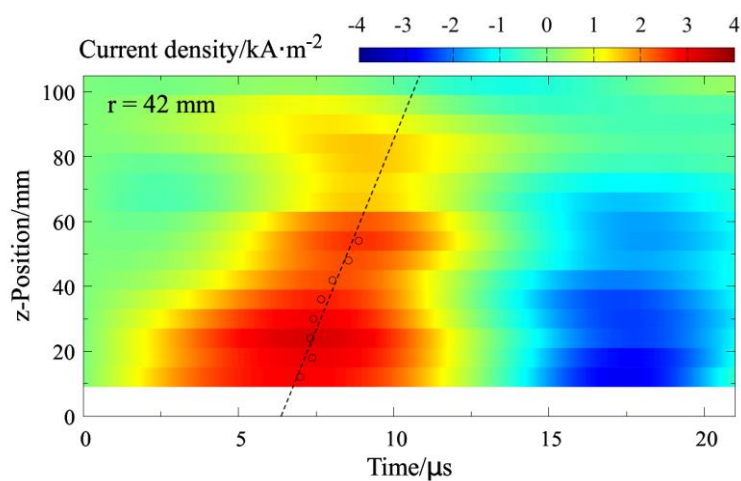


図 5-26.  $r = 42$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件③).

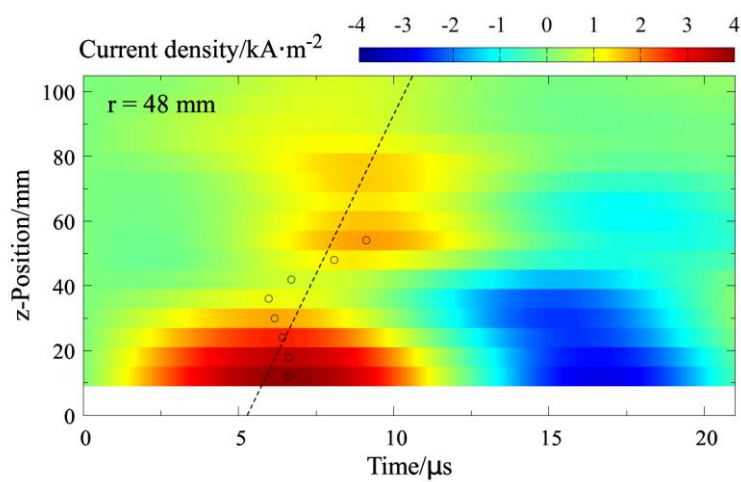


図 5-27.  $r = 48$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件③).



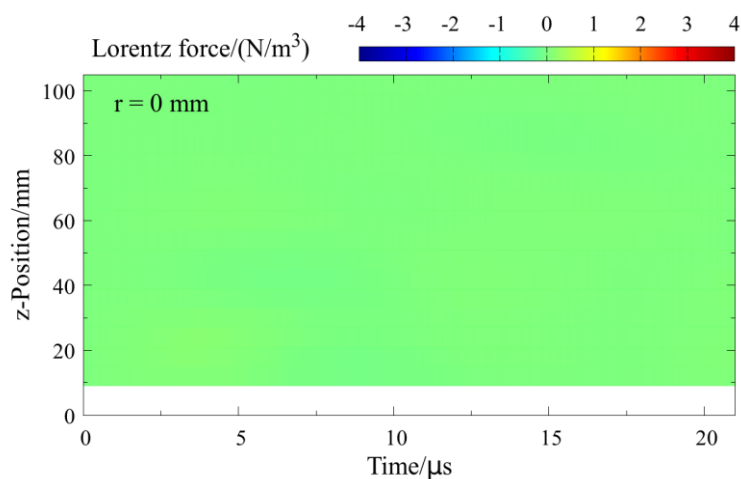


図 5-28.  $r = 0$  での  $t - z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件③).

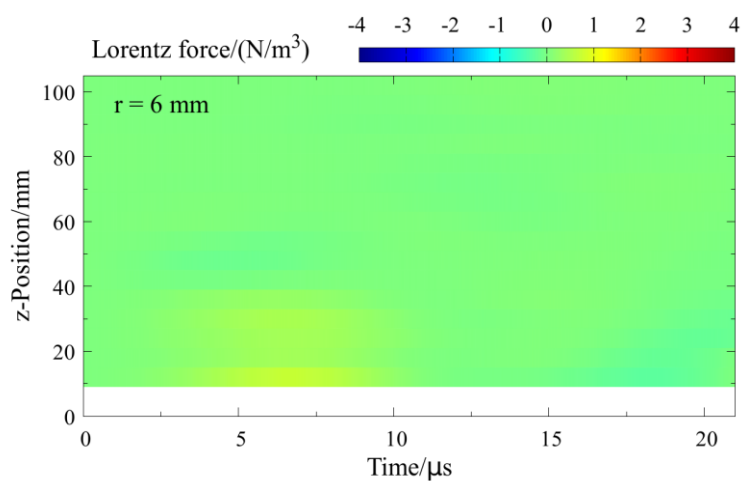


図 5-29.  $r = 6$  での  $t - z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件③).

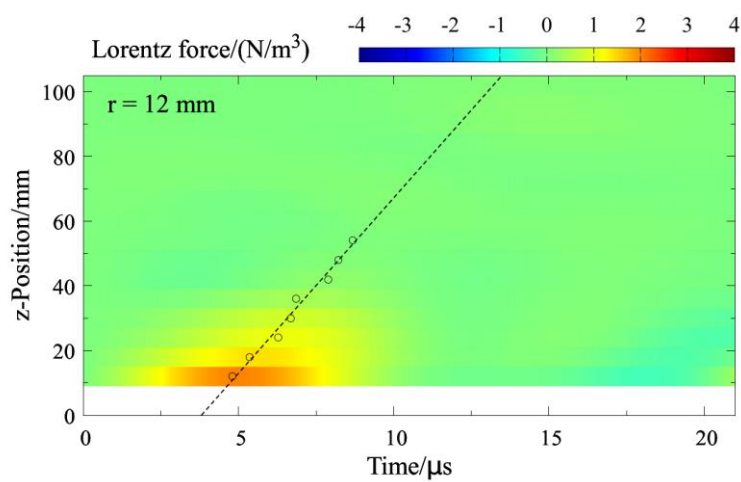


図 5-30.  $r = 12$  での  $t - z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件③).



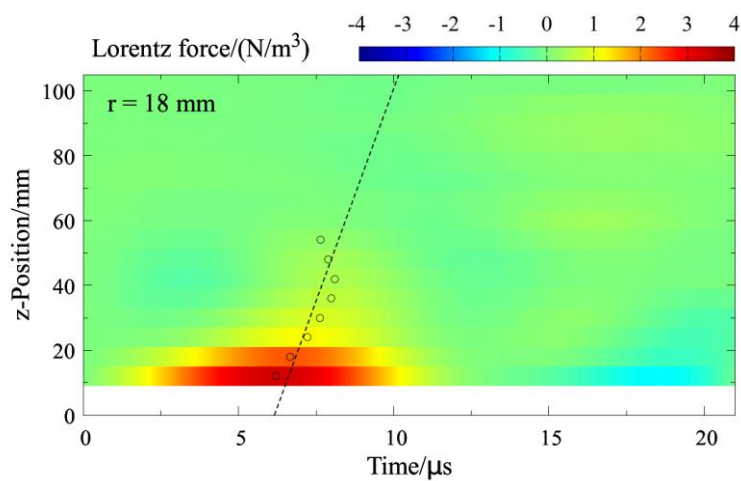


図 5-31.  $r = 18$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件③).

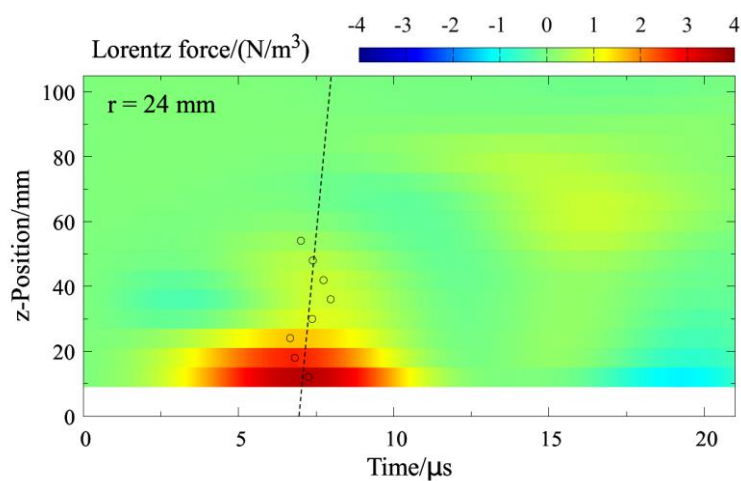


図 5-32.  $r = 24$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件③).

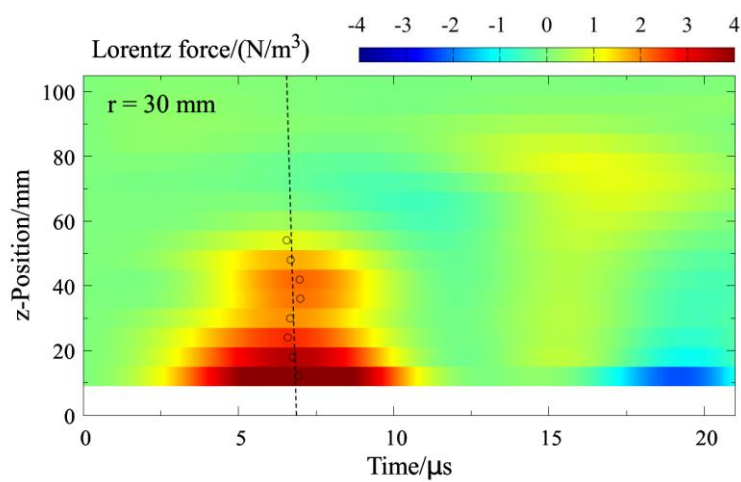


図 5-33.  $r = 30$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件③).

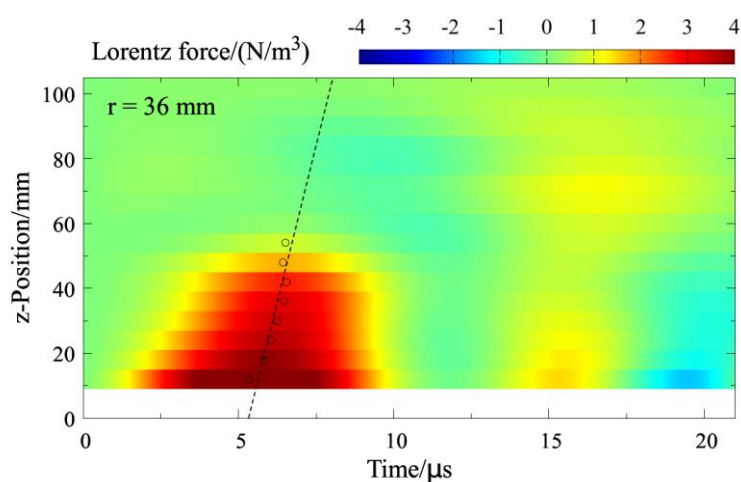


図 5-34.  $r = 36$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件③).

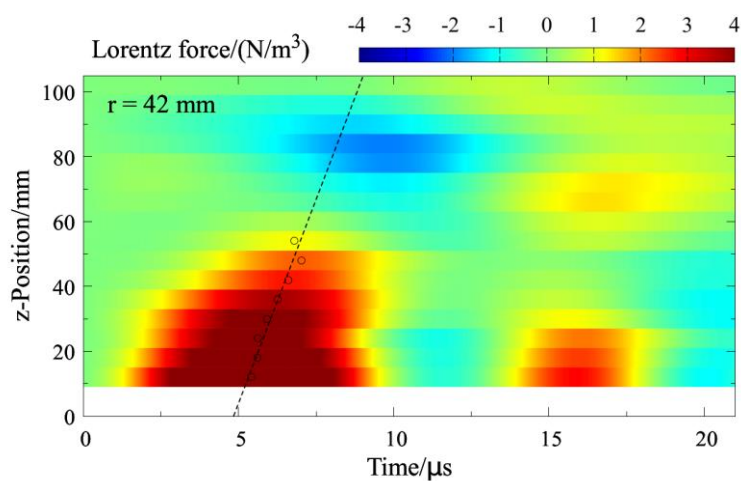


図 5-35.  $r = 42$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件③).

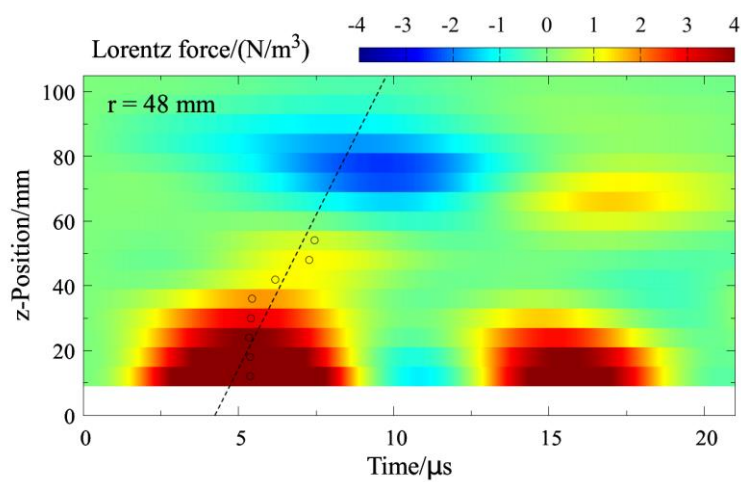


図 5-36.  $r = 48$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件③).

## 5.1.3 実験条件④ Xe 流量 : 18 sccm 実験, フタつき実験

$r = 0, 6, 12, 18, 24, 30, 36, 42, 48$  での,  $t-z$  空間における誘導電流  $j_\theta$ , 軸方向ローレンツ力  $f_z$  の分布をそれぞれ図 5-37 - 図 5-45, 図 5-46 - 図 5-54 に示す. また,  $r \geq 12$  を満たす各  $r$  位置での  $j_\theta$  および  $f_z$  の  $z$  方向移動速度  $v_{j_\theta}, v_{f_z}$  を表 8 に示す.

表 8.  $j_\theta$  および  $f_z$  のピークの  $z$  方向移動速度 (実験条件④)

$r$ 位置/mm	$j_\theta$ のピークの $z$ 方向 移動速度 $v_{j_\theta}/(\text{km/s})$	$f_z$ のピークの $z$ 方向 移動速度 $v_{f_z}/(\text{km/s})$
12	$384.6 \pm 1272.2$	$123.5 \pm 146.3$
18	$76.9 \pm 27.2$	$66.7 \pm 14.2$
24	$153.8 \pm 28.4$	$526.3 \pm 554.0$
30	$178.6 \pm 137.1$	$-625.0 \pm 1523.4$
36	$122.0 \pm 119.0$	$52.6 \pm 17.2$
42	$21.3 \pm 3.8$	$20.8 \pm 4.2$
48	$20.0 \pm 2.6$	$18.7 \pm 2.8$

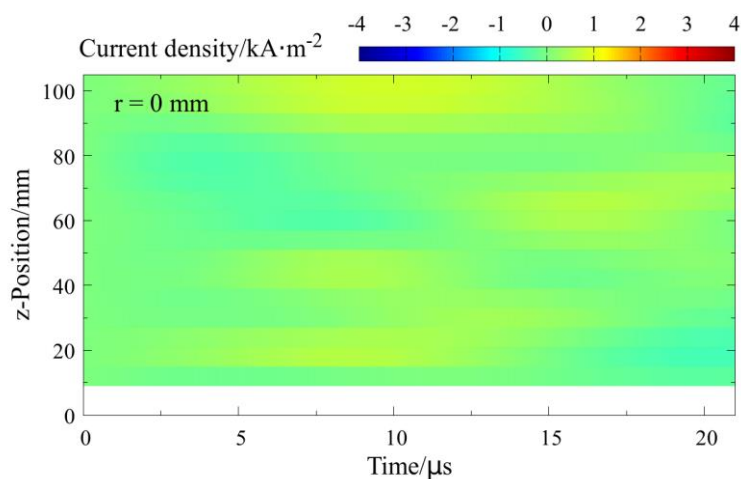


図 5-37.  $r = 0$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件④).

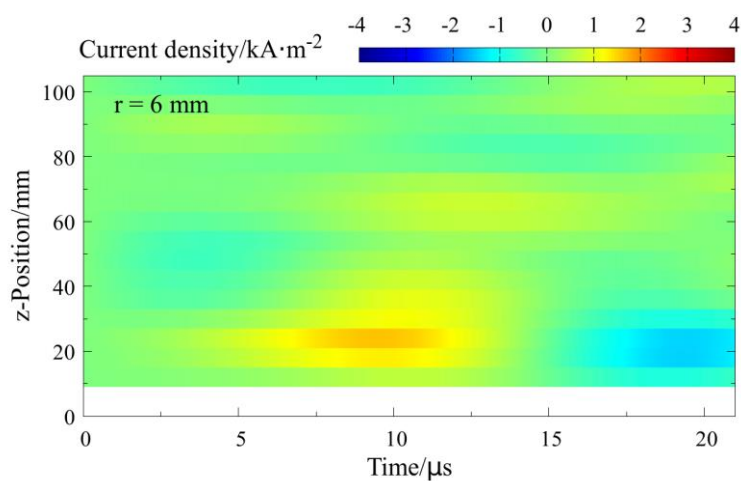


図 5-38.  $r = 6$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件④).

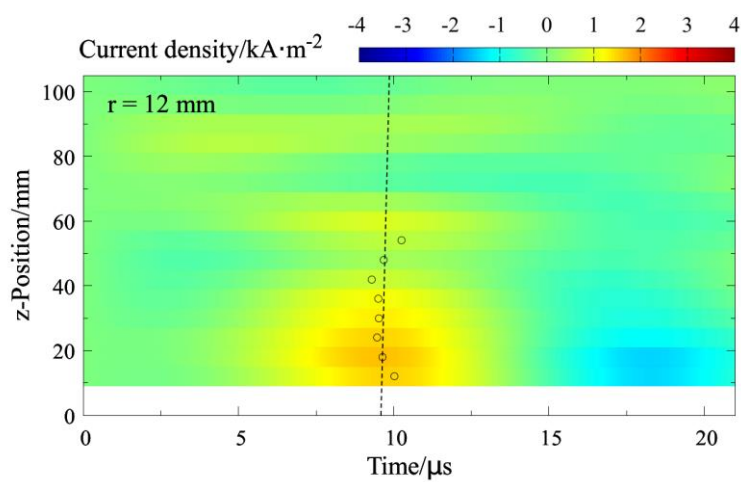


図 5-39.  $r = 12$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件④).

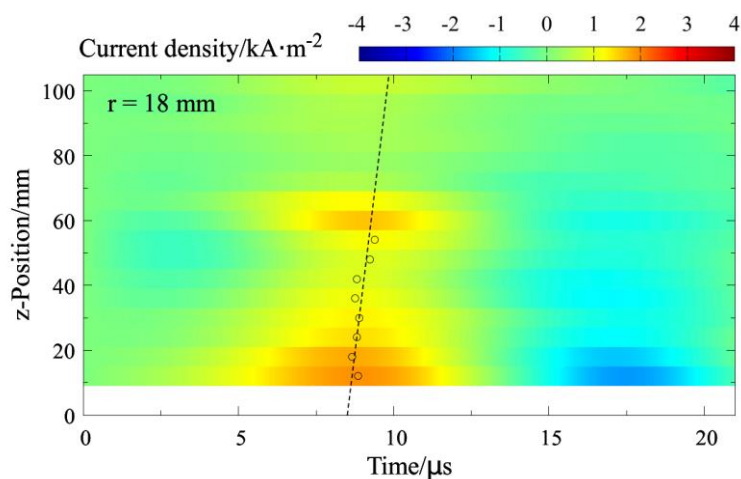


図 5-40.  $r = 18$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件④).

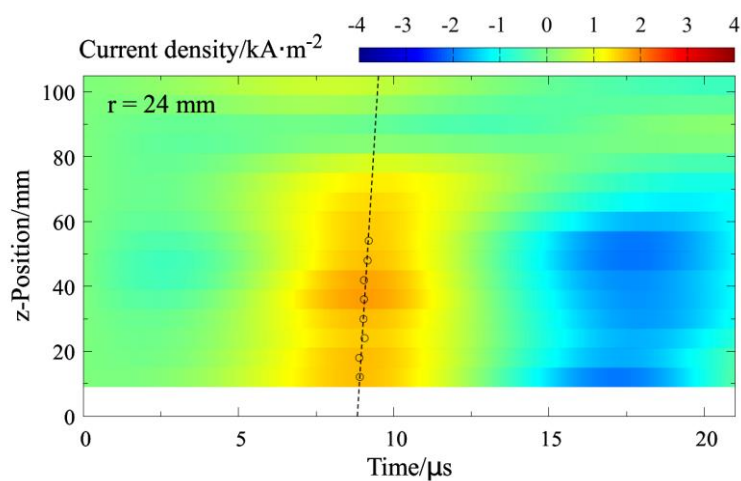


図 5-41.  $r = 24$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件④).

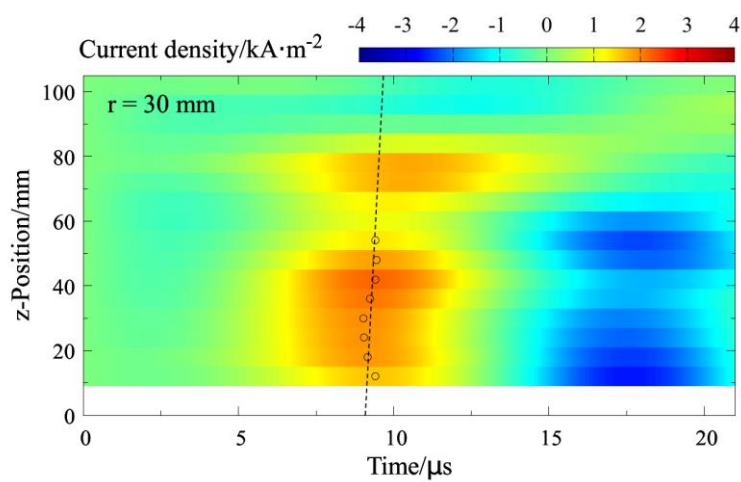


図 5-42.  $r = 30$  での  $t - z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件④).

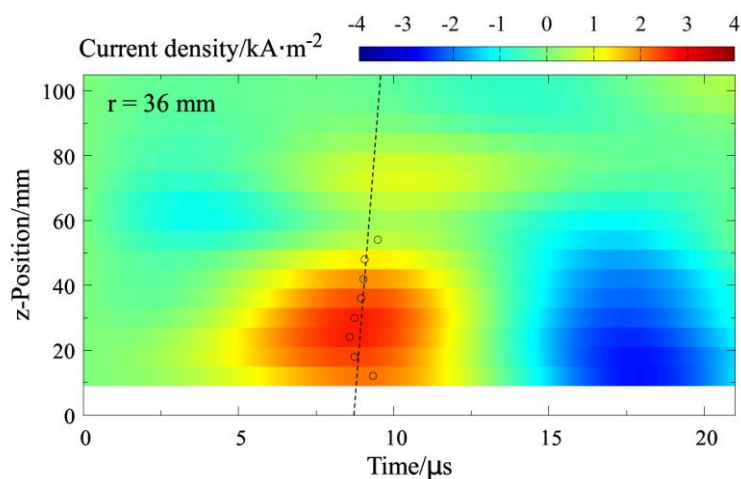


図 5-43.  $r = 36$  での  $t$ - $z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件④).

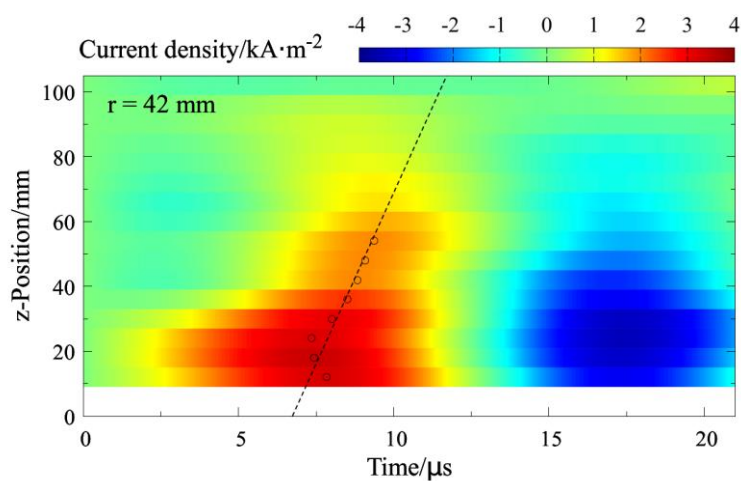


図 5-44.  $r = 42$  での  $t$ - $z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件④).

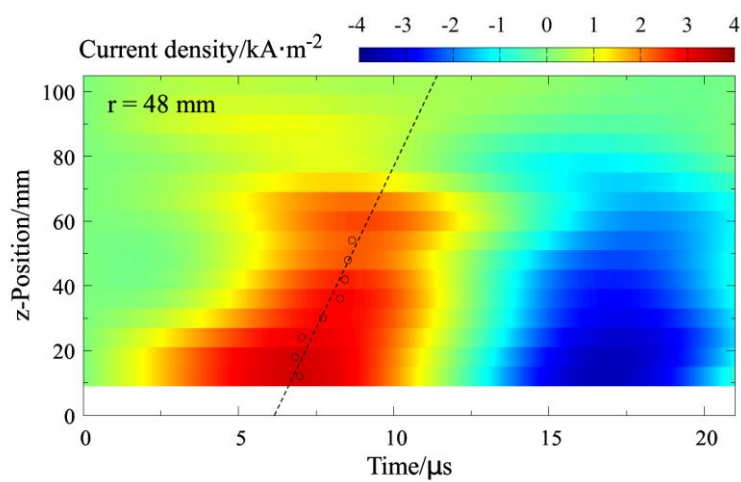


図 5-45.  $r = 48$  での  $t$ - $z$  平面における  $j_\theta$  の分布 (実験条件④).

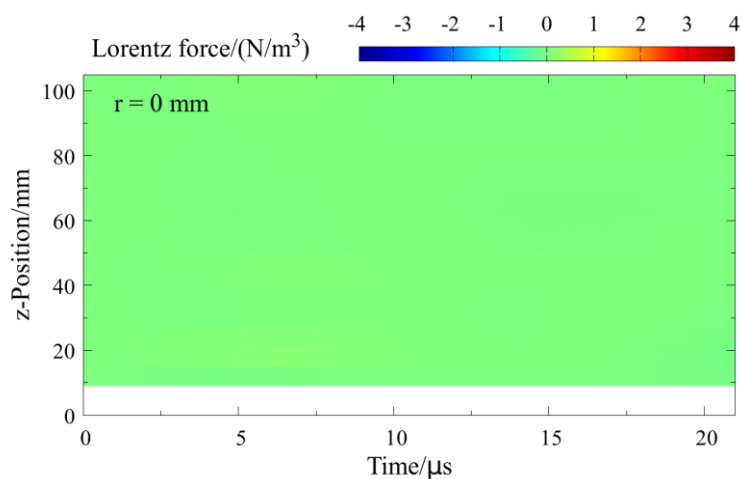


図 5-46.  $r = 0$  での  $t - z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件④).

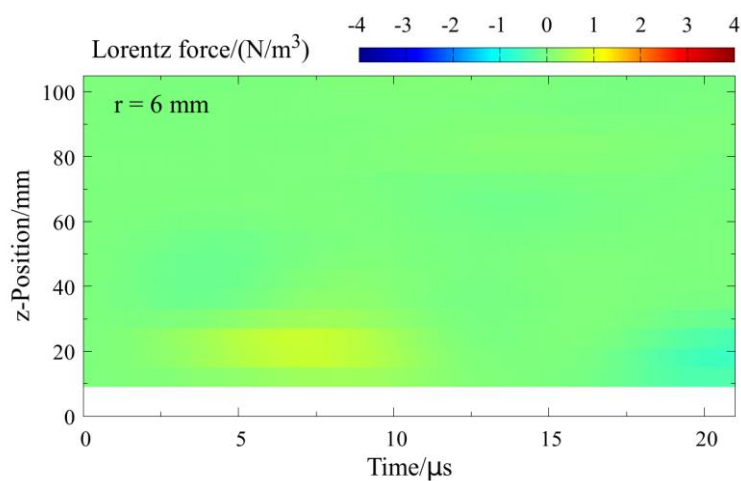


図 5-47.  $r = 6$  での  $t - z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件④).

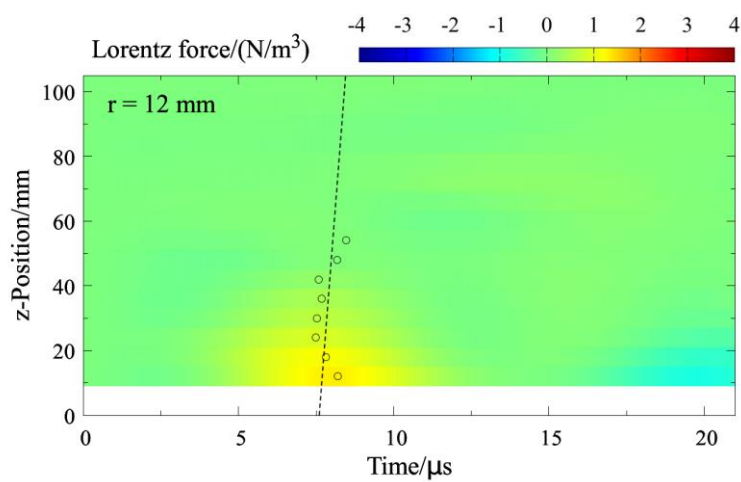


図 5-48.  $r = 12$  での  $t - z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件④).



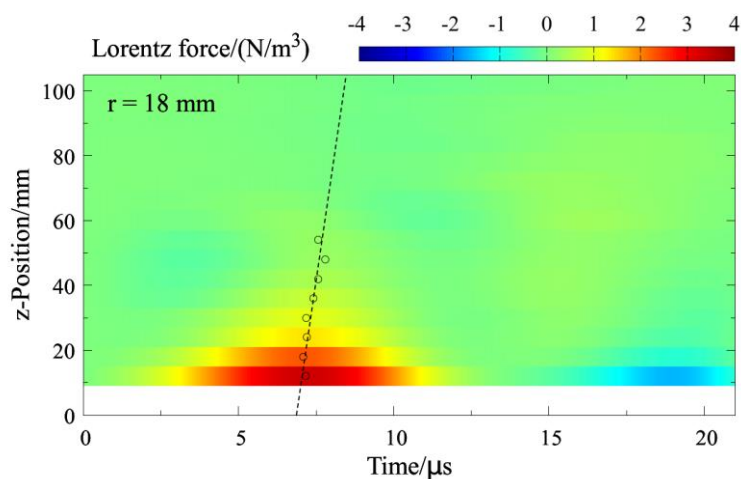


図 5-49.  $r = 18$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件④).

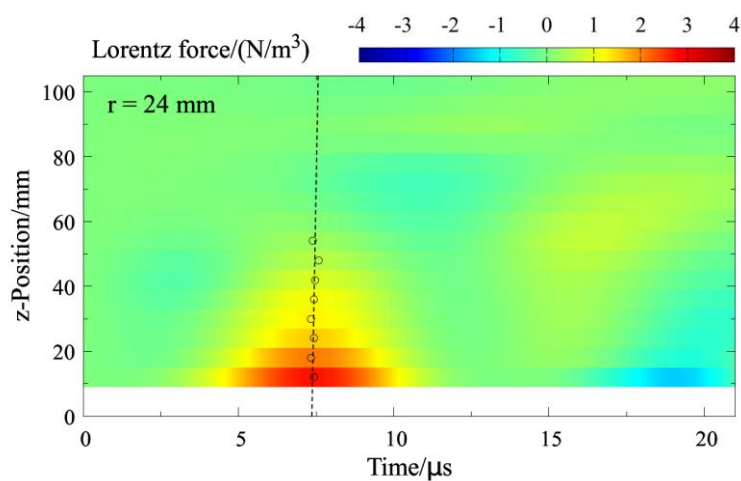


図 5-50.  $r = 24$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件④).

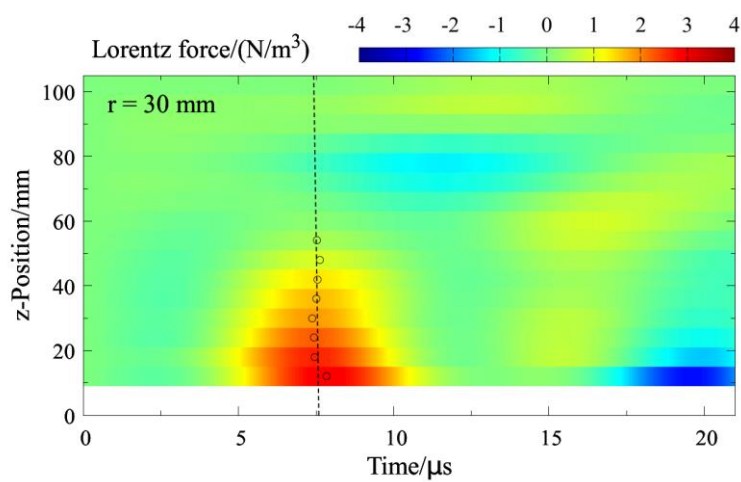


図 5-51.  $r = 30$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件④).



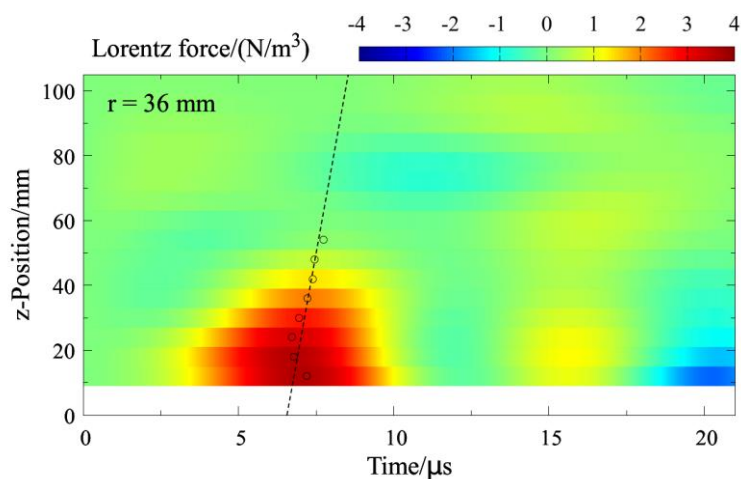


図 5-52.  $r = 36$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件④).

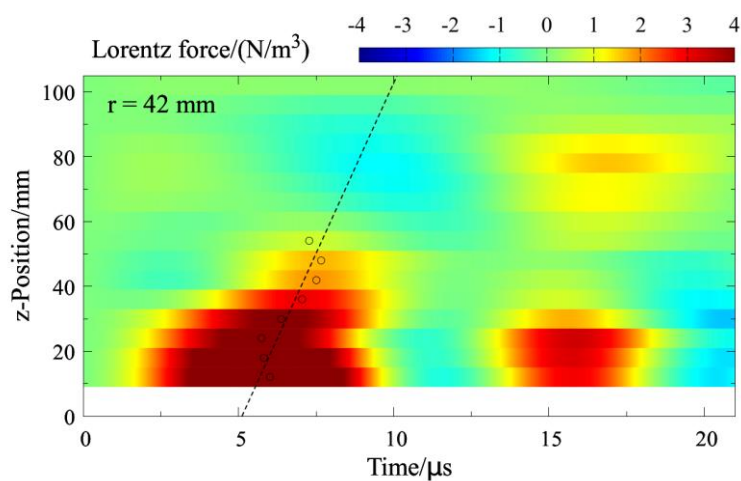


図 5-53.  $r = 42$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件④).

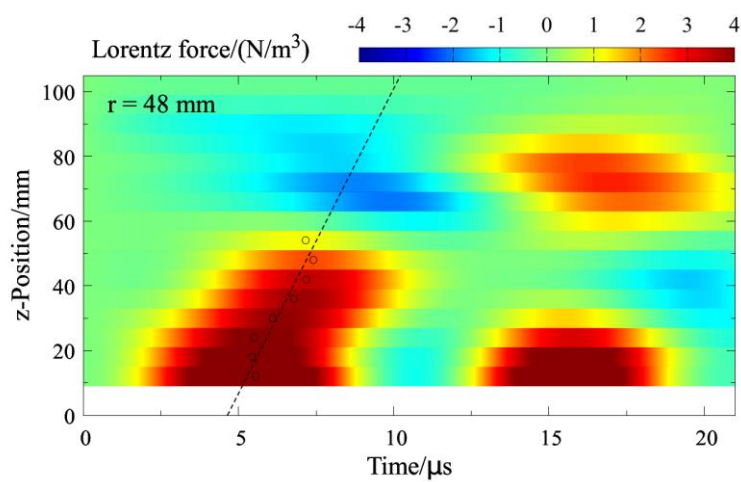


図 5-54.  $r = 48$  での  $t-z$  平面における  $f_z$  の分布 (実験条件④).

5.1.4  $j_\theta$  と  $f_z$  の移動速度  $v_{j_\theta}$ ,  $v_{f_z}$  のまとめ

周方向誘導電流  $j_\theta$  と、軸方向誘導電流  $f_z$  の移動速度をまとめたグラフをそれぞれ図 5-55, 図 5-56 に示す.

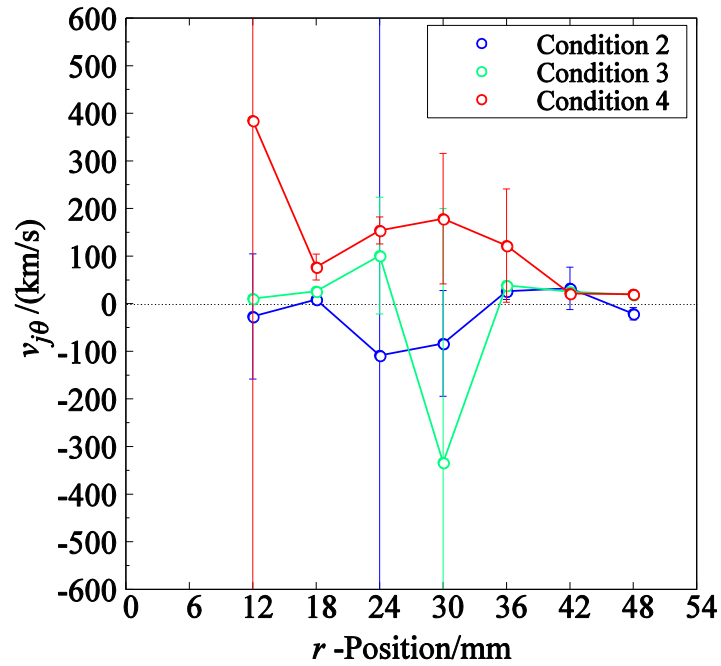


図 5-55. 周方向誘導電流のピークの移動速度  $v_{j_\theta}$ .

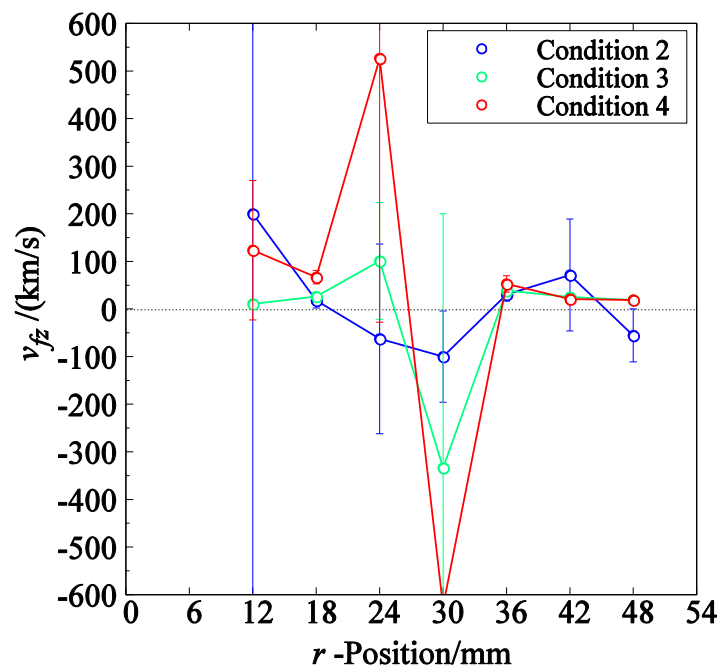


図 5-56. 軸方向ローレンツ力のピークの移動速度  $v_{f_z}$ .

## 5.2 先行研究との比較

### 5.2.1 CTP-FARAD における誘導電流分布との比較

本項では、電磁誘導加速式無電極電気推進機の研究において、プラズマ中の誘導電流分布を測定した例との比較を行う。Hallock らは、CTP-FARAD におけるプラズマの電磁誘導加速中の磁場分布を磁気プローブによって測定し、周方向誘導電流  $j_\theta$  の空間分布を算出した[91]。

同論文の結果（図 5-57）より、誘導電流は本研究と同様にプラズマの径方向端部（ $r \geq 3.5$  cm, プラズマと絶縁管の境界付近）に観測されていることがわかる。また、そのピーク位置の移動速度を概算すると、誘導電流のピーク値の  $z$  方向移動速度  $v_{j_\theta}$  は

$$v_{j_\theta} \cong \frac{1.5 \text{ cm}}{1 \mu\text{s}} = 15 \text{ km/s} \quad (72)$$

と概算できる。この速度は、本研究の測定結果よりも  $5 \sim 10 \text{ km/s}$  ほど遅い。

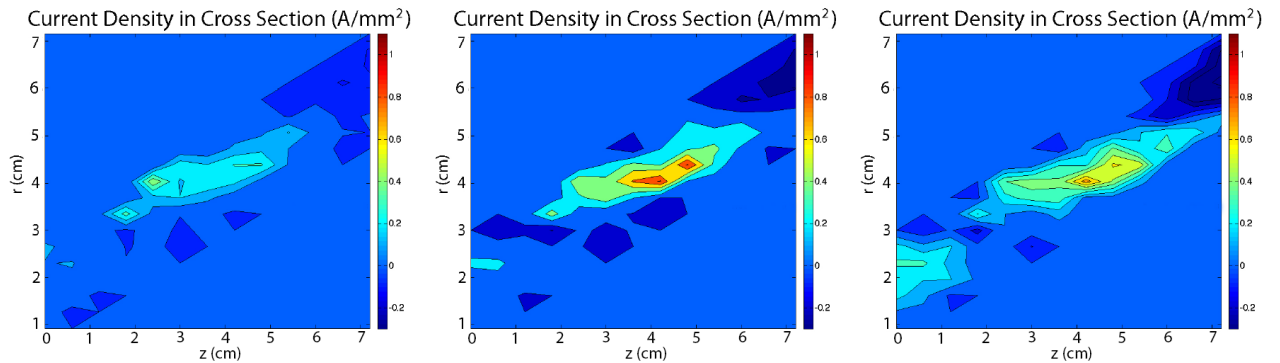


図 5-57. CTP-FARAD における誘導電流分布[91]. 左から、放電後  $0.5 \mu\text{s}$ ,  $1 \mu\text{s}$ ,  $1.5 \mu\text{s}$ .

### 5.2.2 CTP-FARAD との比較から得られる考察

FARAD で用いられているプラズマの密度は  $\cong 10^{17} [\text{m}^{-3}]$  であるから、当研究で用いられているプラズマよりもやや高密度である。そのため、磁場拡散係数  $\kappa$  について

$$\kappa_{\text{CTP-FARAD}} < \kappa_{\text{RIPAL}} \quad (73)$$

となっていると考えられ、これに伴って磁場拡散速度は RIPAL のほうが大きくなる。

一方で、CTP-FARAD ではプラズマに与えている変動磁場の大きさが RIPAL の 10 倍程度、プラズマ中の誘導電流の値は 10 倍以上であるから、軸方向ローレンツ力は 100 倍程

---

度になると見積もれる．よって，CTP-FARAD における誘導電流ピークの移動は，RIPAL のそれに比して，ローレンツ力による電子電流の移動の影響をより大きく反映したものである可能性が考えられる．

### 5.3 加速コイル電流と誘導電流の位相差

#### 5.3.1 加速コイル電流と誘導電流の位相差の検証

等価回路モデルによれば，プラズマの電磁誘導加速においては，加速コイル電流と誘導電流の間に位相差が生じる．この位相差を検証するため，測定領域中  $r > 0$  の領域で，誘導電流の面積分を算出した (図 5-58)．

#### 5.3.2 加速コイル電流と誘導電流の位相差の検証結果

実験条件①～④での， $r > 0$  の領域における誘導電流の面積分の時間履歴をそれぞれ図 5-59・図 5-62 に示す．また実験条件②～④での， $r > 0$  の領域における誘導電流の面積分の時間履歴をまとめてプロットしたものを図 5-63 に示す．プラズマのない状態 (図 5-59) では，加速コイル電流と誘導電流の間に位相差は確認できない (この誘導電流はノイズによるものであるが)．一方で，プラズマ有りの状態 (図 5-63) では，加速コイル電流と誘導電流の間には  $\cong \pi/2$  の位相差が確認できる．

また，考察のため，各実験条件における軸方向ローレンツ力  $f_z$  の体積分  $F_z$  の時間履歴を図 5-64 に示す．

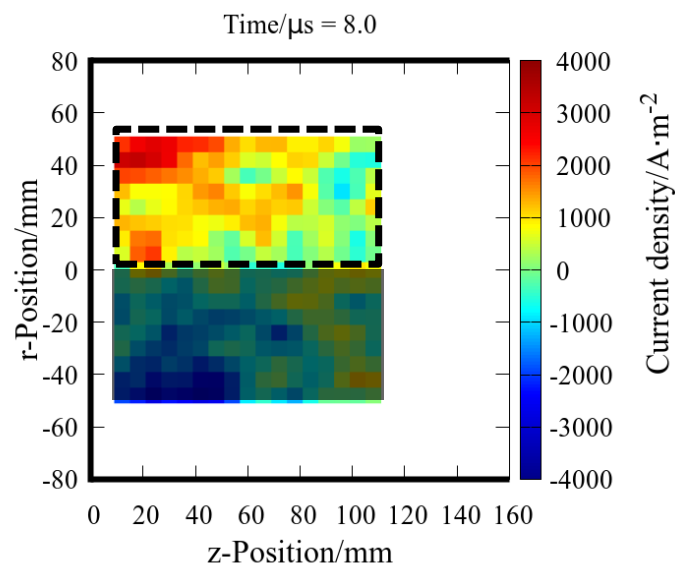
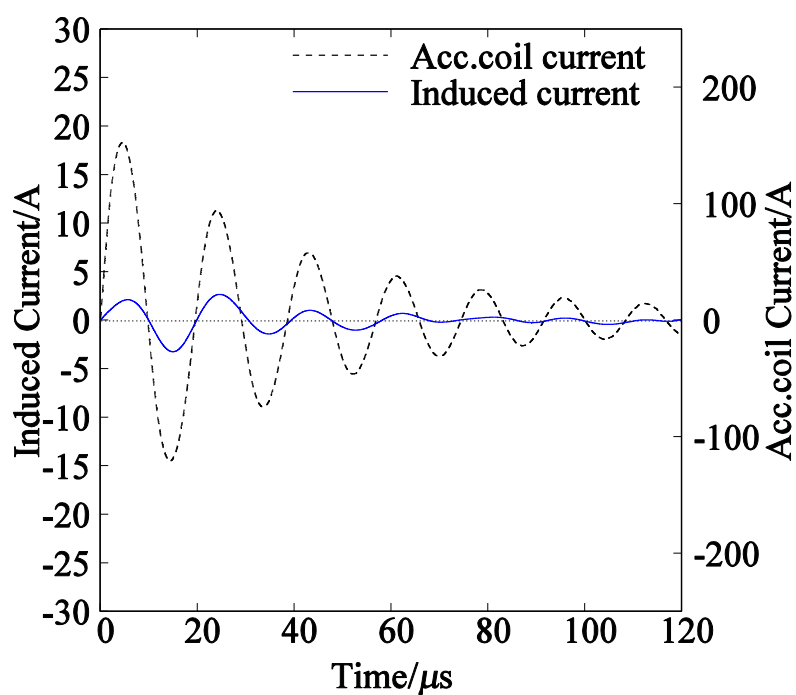
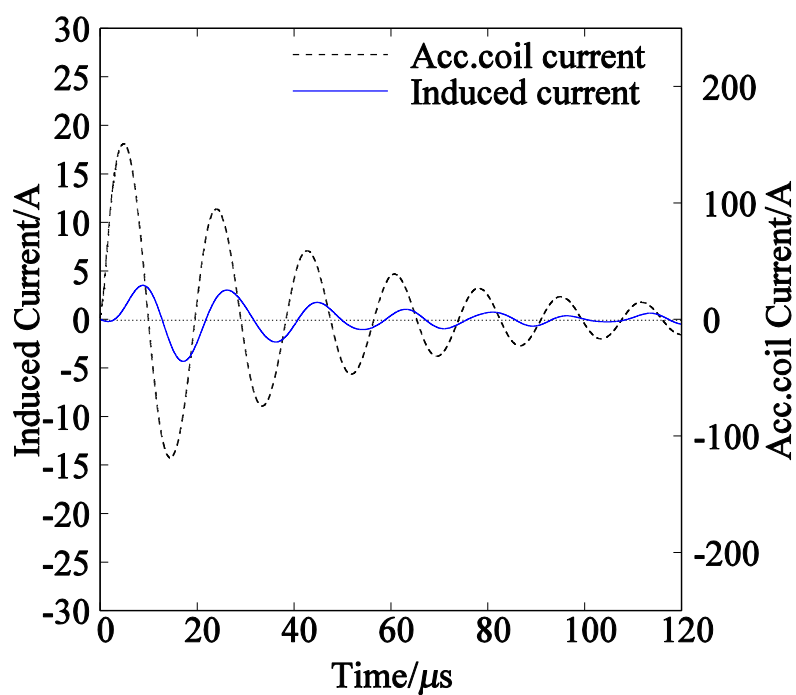
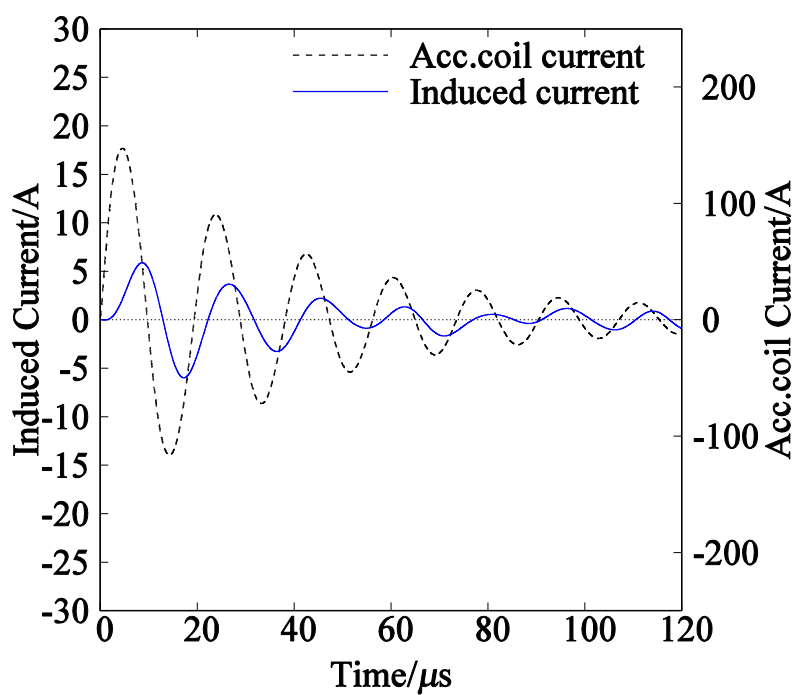
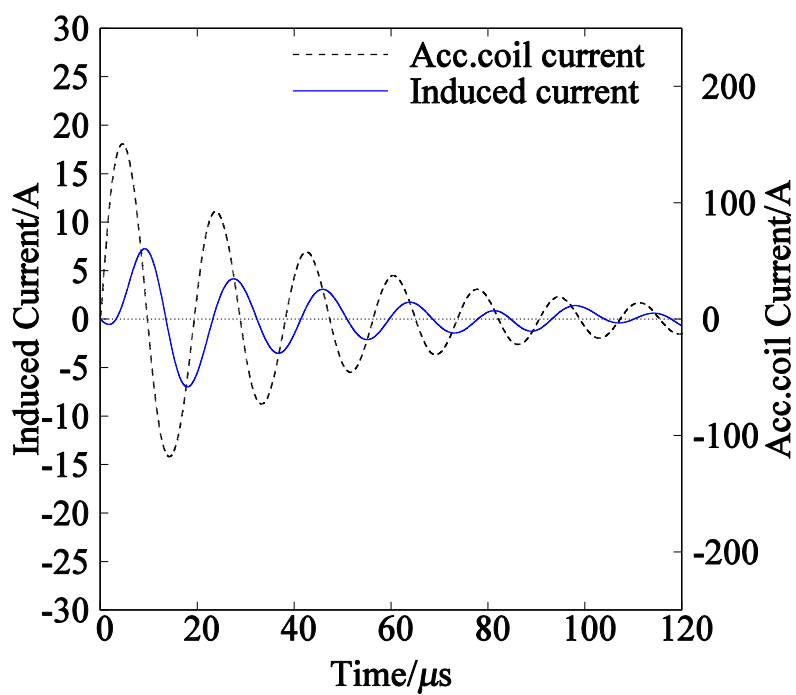


図 5-58. 誘導電流の面積分の計算領域.

図 5-59.  $r \geq 0$  における誘導電流の時間履歴 (実験条件①).図 5-60.  $r \geq 0$  における誘導電流の時間履歴 (実験条件②).

図 5-61.  $r \geq 0$  における誘導電流の時間履歴 (実験条件③).図 5-62.  $r \geq 0$  における誘導電流の時間履歴 (実験条件④).

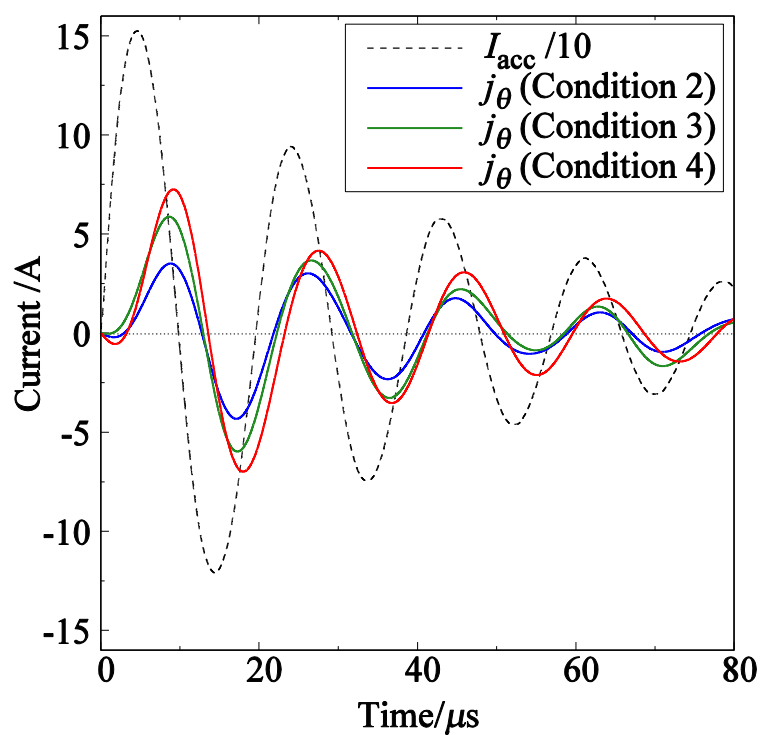


図 5-63.  $r \geq 0$  における誘導電流の時間履歴 (実験条件②～④).

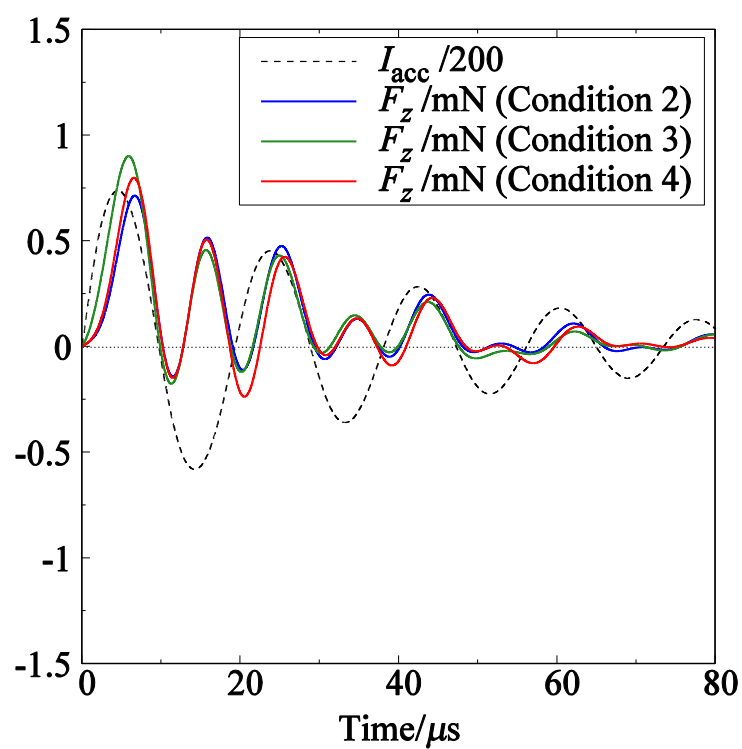


図 5-64. 各実験条件における軸方向ローレンツ力  $f_z$  の体積分  $F_z$  の時間履歴.



## 5.3.3 加速コイル電流と誘導電流の位相差に関する考察：磁場拡散方程式より

まず，加速コイル電流と誘導電流の位相ずれを，磁場拡散方程式から考察する．磁場拡散方程式において

$$R_m \ll 1 \quad (74)$$

であるとき，オームの法則は

$$\mathbf{j}(t) = \sigma \mathbf{E}(t) \quad (75)$$

である．電気伝導率  $\sigma$  が一定であるとし，加速コイル電流が作る磁場を

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) \quad (76)$$

$\omega$ : 加速コイル電流周波数

とすれば，Maxwell 方程式より

$$\text{rot} \mathbf{E} = \frac{d\mathbf{B}}{dt} \quad (77)$$

$$= i\omega \mathbf{B}_0(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) \quad (78)$$

$$= \omega \mathbf{B}_0(\mathbf{r}) \exp\left(i\left(\omega + \frac{\pi}{2}\right)t\right) \quad (79)$$

となる．式 (75) より，誘導電流  $\mathbf{j}$  と電場  $\mathbf{E}$  は同位相であるから，加速コイル電流と誘導電流の間には  $\pi/2$  の位相差ができることになる．この結果は，実験結果とよく一致している．よって，RIPAL のプラズマ電磁誘導加速において，プラズマの磁気レイノルズ数は式 (74) を満たしており，プラズマ抵抗が無視できない大きさを持つことが考えられる．

さらにこのことは，RIPAL の加速フェーズにおける磁場浸透が

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \kappa \nabla^2 \mathbf{B} \quad (80)$$

と表せることを示している．これは，松隈による RIPAL の電磁誘導加速の数値計算における仮定[81]の妥当性を示す．

## 5.3.4 加速コイル電流と誘導電流の位相差に関する考察：等価回路モデルより

続いて，等価回路モデルから考察する．等価回路モデルにおける加速コイル電流と誘導電流との位相差  $\delta$  は，

$$\delta = \text{atan}\left(\frac{1}{Q_p}\right) \quad (81)$$

と書ける．

$$R_p \rightarrow \infty \quad (82)$$

とすると,

$$Q_p \rightarrow 0 \quad (83)$$

となる. よって

$$\delta \cong \frac{\pi}{2} \quad (84)$$

となる. この結果は実験結果とよく一致している. また, 上記の推定にあたっての式(73)は, 5.3.3 における考察と矛盾ない.

### 5.3.5 誘導電流およびローレンツ力の振幅に関する考察

図 5-63 より, プラズマ中に流れる誘導電流の振幅は, 実験条件②, 実験条件③, 実験条件④の順で大きくなった. その一方で, 図 5-64 より, 軸方向ローレンツ力の振幅は, 実験条件②, 実験条件④, 実験条件③の順で大きくなった.

誘導電流の大きさが上記の順になった理由として考えられるのは, 流量増加に伴うプラズマ密度の増加である. その一方で, 誘導加速型の無電極推進機の推力が  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  で決定されることを考えると, ローレンツ力の大きさもこの順に並ぶと考えるのが妥当である. この要因として考えられるのは,

- 実験条件③では, 大きな径方向磁場のある領域で大きな誘導電流が生成された
- 実験ごとのばらつき
- ローレンツ力の計算時, 径方向静磁場に FEMM による計算値を用いていること

などが挙げられる.

## 5.4 プラズマの電気伝導率 $\sigma_\theta$ 分布

### 5.4.1 プラズマの電気伝導率分布の導出

Maxwell 方程式より，プラズマ中の磁場  $\mathbf{B}(t)$  がつくる電場  $\mathbf{E}$  は

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = -\text{rot}\mathbf{E} \quad (85)$$

と書ける．さらに，Stokes の定理より

$$\iint_S \frac{d\mathbf{B}}{dt} \cdot d\mathbf{s} = - \iint_S \text{rot}\mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} \quad (86)$$

$$= \int_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (87)$$

となる．ここで，本推進機における磁場および誘導電流の測定結果における軸対称性から，電場  $\mathbf{E}$  の分布が軸対称であるとして考える．式 (86) における閉曲面  $S$  として， $z$  軸に垂直な円板をとれば

$$d\mathbf{s} = \begin{pmatrix} ds \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (88)$$

$$d\mathbf{l} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ dl \end{pmatrix} \quad (89)$$

となるから， $E_\theta$  は

$$E_\theta(z, r) = \frac{1}{2\pi r} \iint_S \frac{dB_z}{dt} ds \quad (90)$$

と計算できる．

プラズマ中の電気伝導率  $\sigma$  は通常異方性を持つためにテンソルとなる[11]が，等方性を仮定すれば，

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_z \\ \sigma_r \\ \sigma_\theta \end{pmatrix} \quad (91)$$

と書ける．よって，電子が静止しているとする，オームの法則より

$$j_\theta = \sigma_\theta E_\theta \quad (92)$$

となる．

本研究では， $\frac{dB_z}{dt}$  と  $j_\theta$  の分布測定を行ったため，上記の仮定のもと，これらの測定値を用いて  $E_\theta$  および  $\sigma_\theta$  の分布を導出することが出来る．

#### 5.4.2 変動電場 $E_\theta$ および電気伝導率 $\sigma_\theta$ の分布（実験条件①）

実験条件①（プラズマなし実験）における，電場分布と電気伝導率分布をそれぞれ図 5-65 - 図 5-66, 図 5-67 - 図 5-68 に示す.

#### 5.4.3 変動電場 $E_\theta$ および電気伝導率 $\sigma_\theta$ の分布（実験条件②）

実験条件②（Xe 流量：12 sccm 実験）における，電場分布と電気伝導率分布をそれぞれ図 5-69 - 図 5-70, 図 5-71 - 図 5-72 に示す.

#### 5.4.4 変動電場 $E_\theta$ および電気伝導率 $\sigma_\theta$ の分布（実験条件③）

実験条件③（Xe 流量：18 sccm 実験）における，電場分布と電気伝導率分布をそれぞれ図 5-73 - 図 5-74, 図 5-75 - 図 5-76 に示す.

#### 5.4.5 変動電場 $E_\theta$ および電気伝導率 $\sigma_\theta$ の分布（実験条件④）

実験条件④（Xe 流量：18 sccm, フタあり実験）における，電場分布と電気伝導率分布をそれぞれ図 5-77 - 図 5-78, 図 5-79 - 図 5-80 に示す.

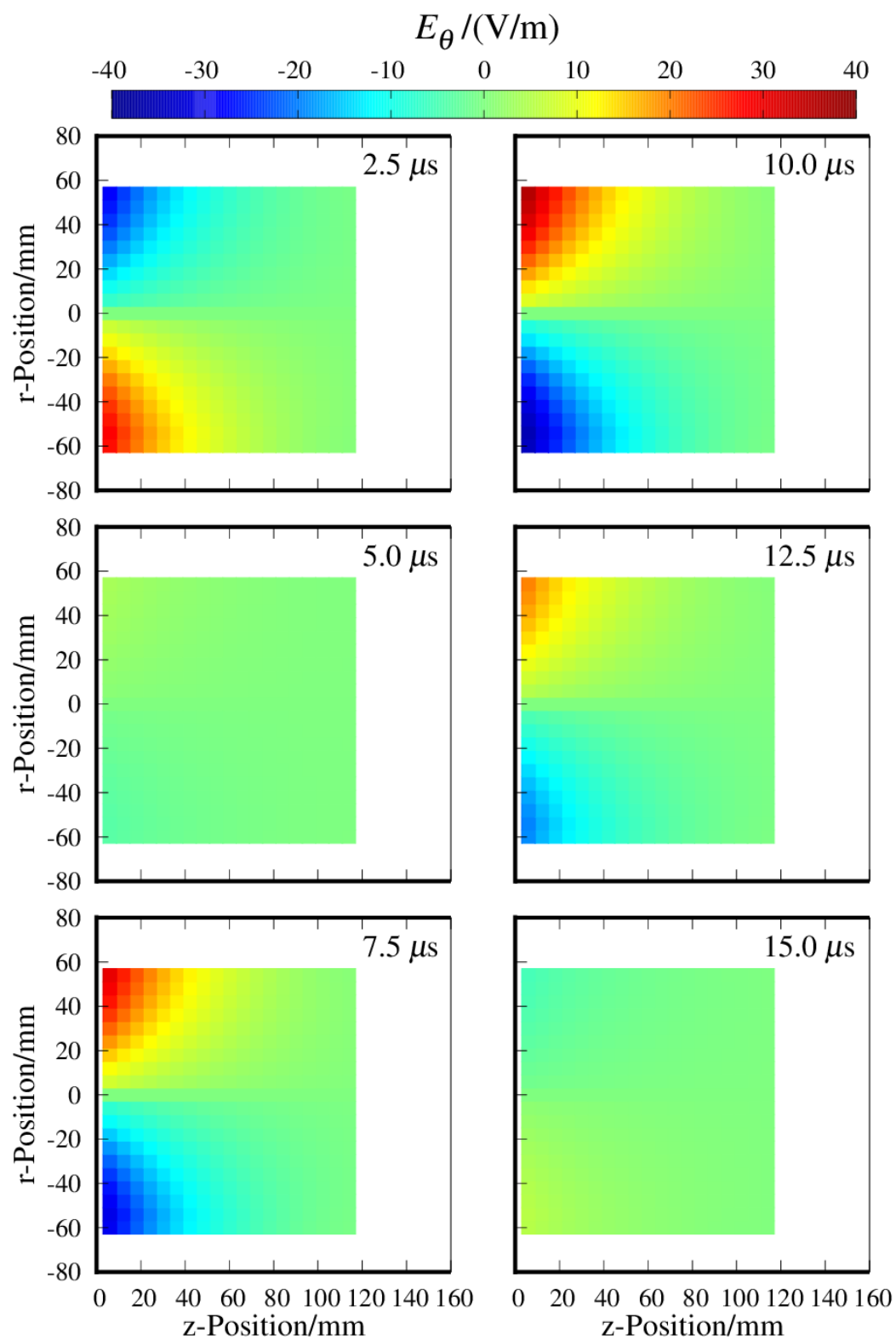


図 5-65. 実験条件①における周方向電場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

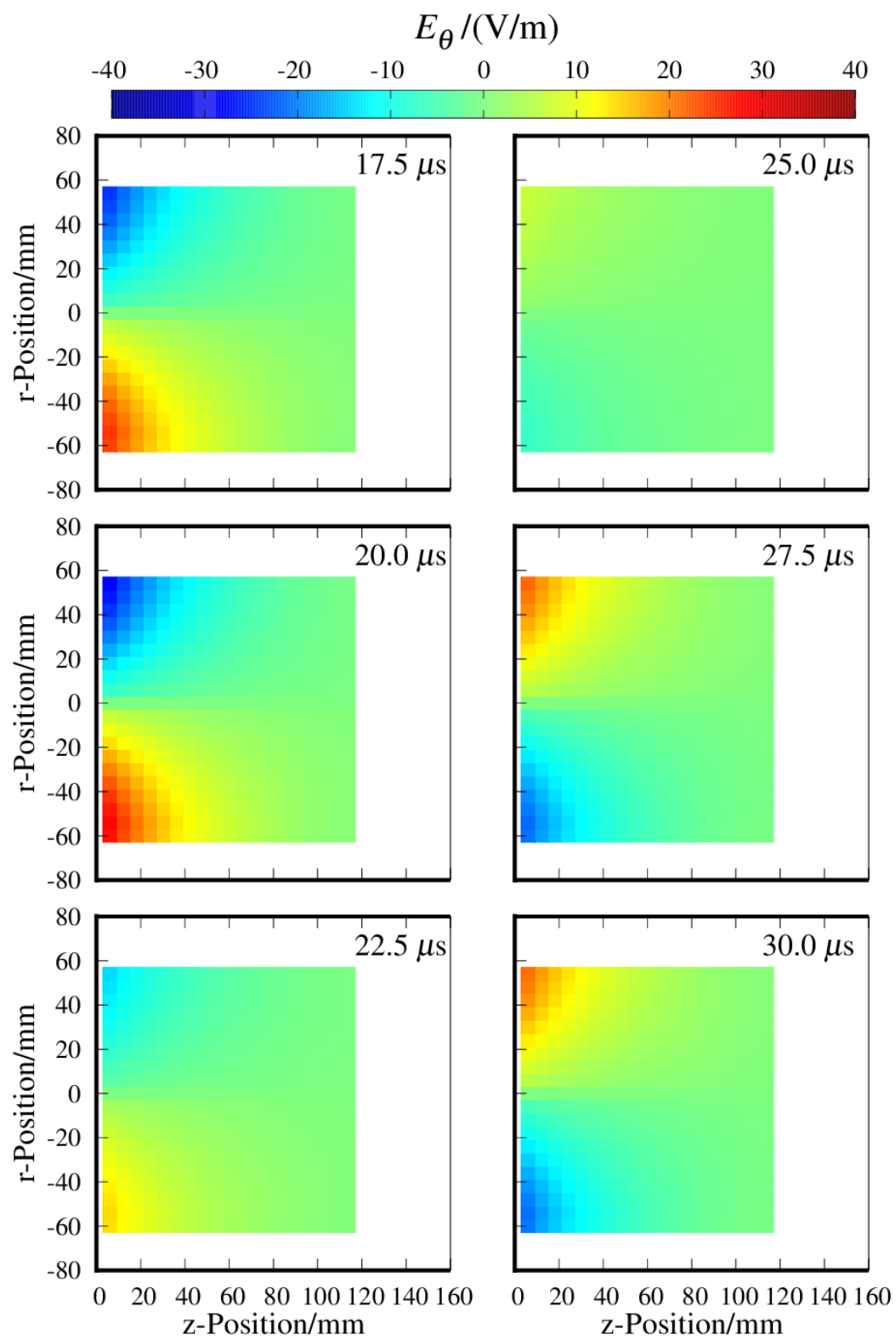


図 5-66. 実験条件①における周方向電場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

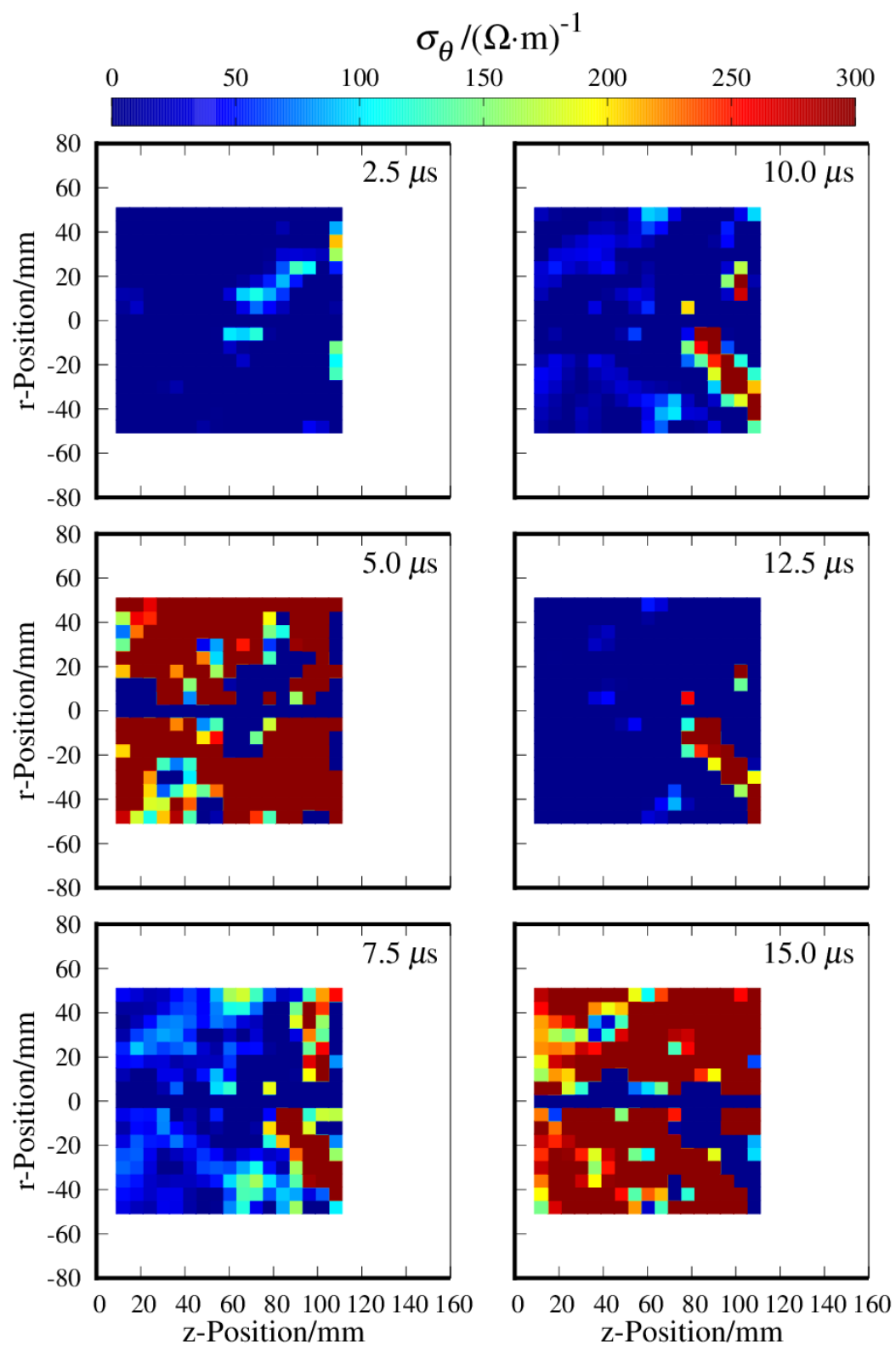


図 5-67. 実験条件①における周方向電気伝導率分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

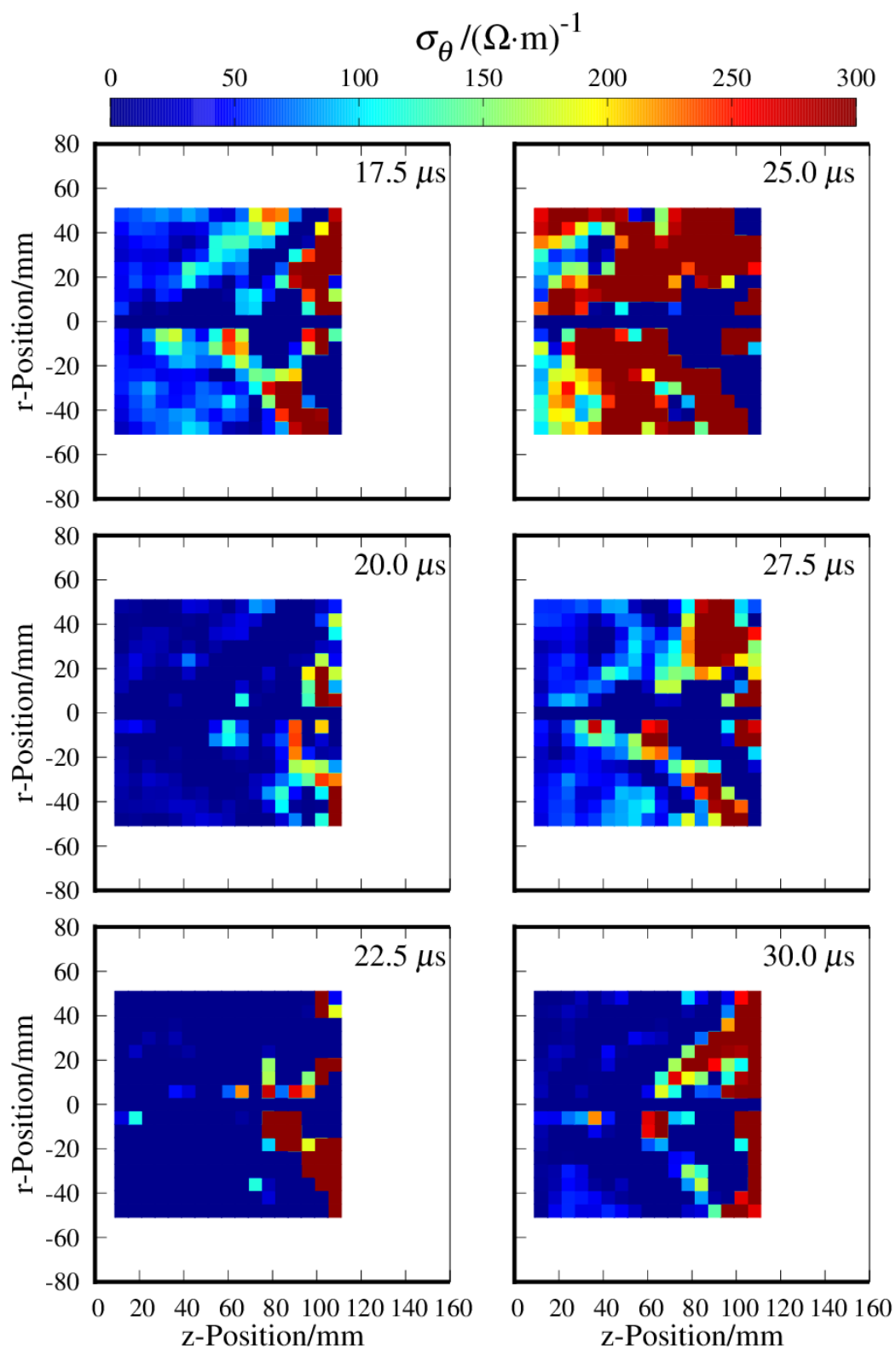
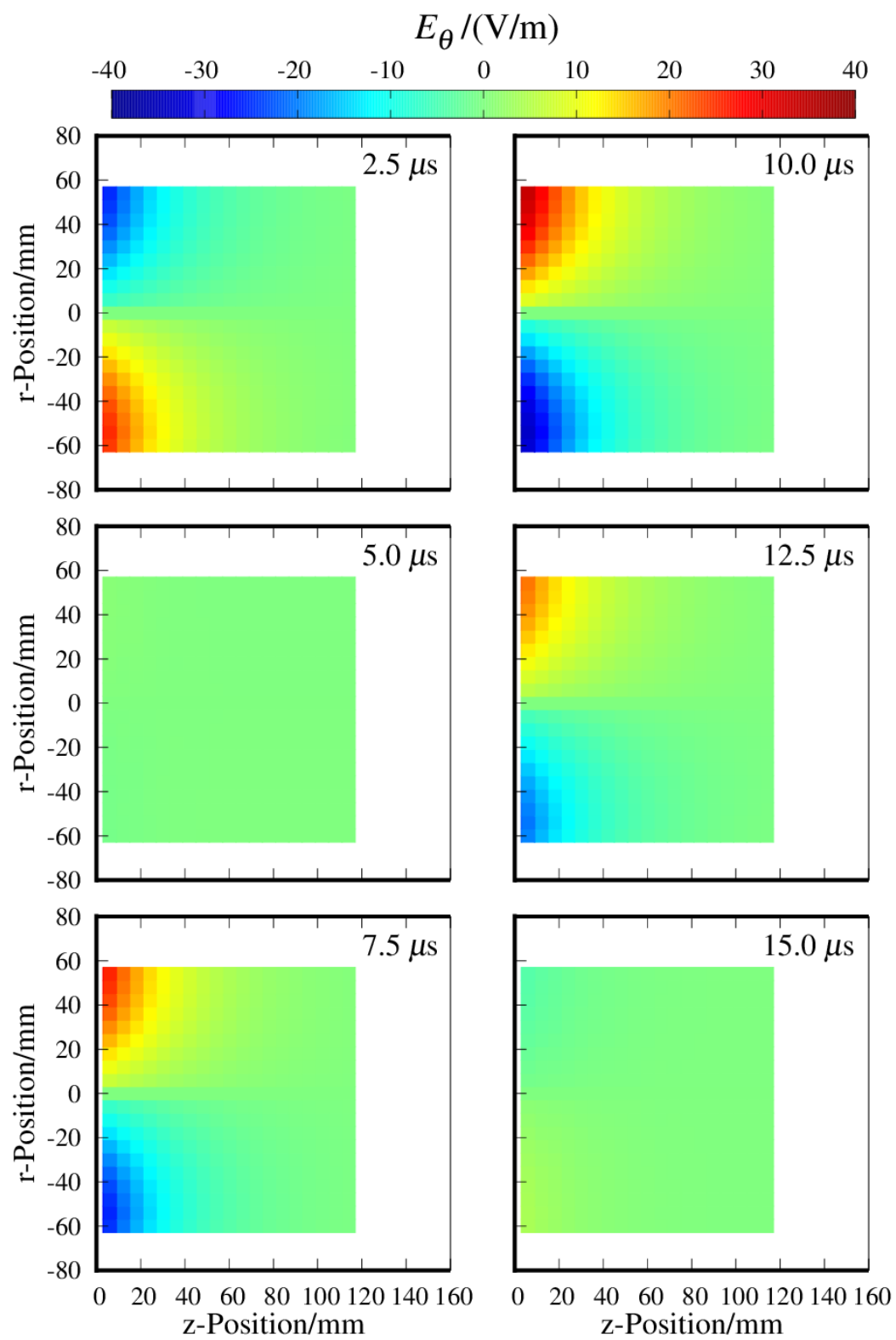


図 5-68. 実験条件①における周方向電気伝導率分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).



図 5-69. 実験条件②における周方向電場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

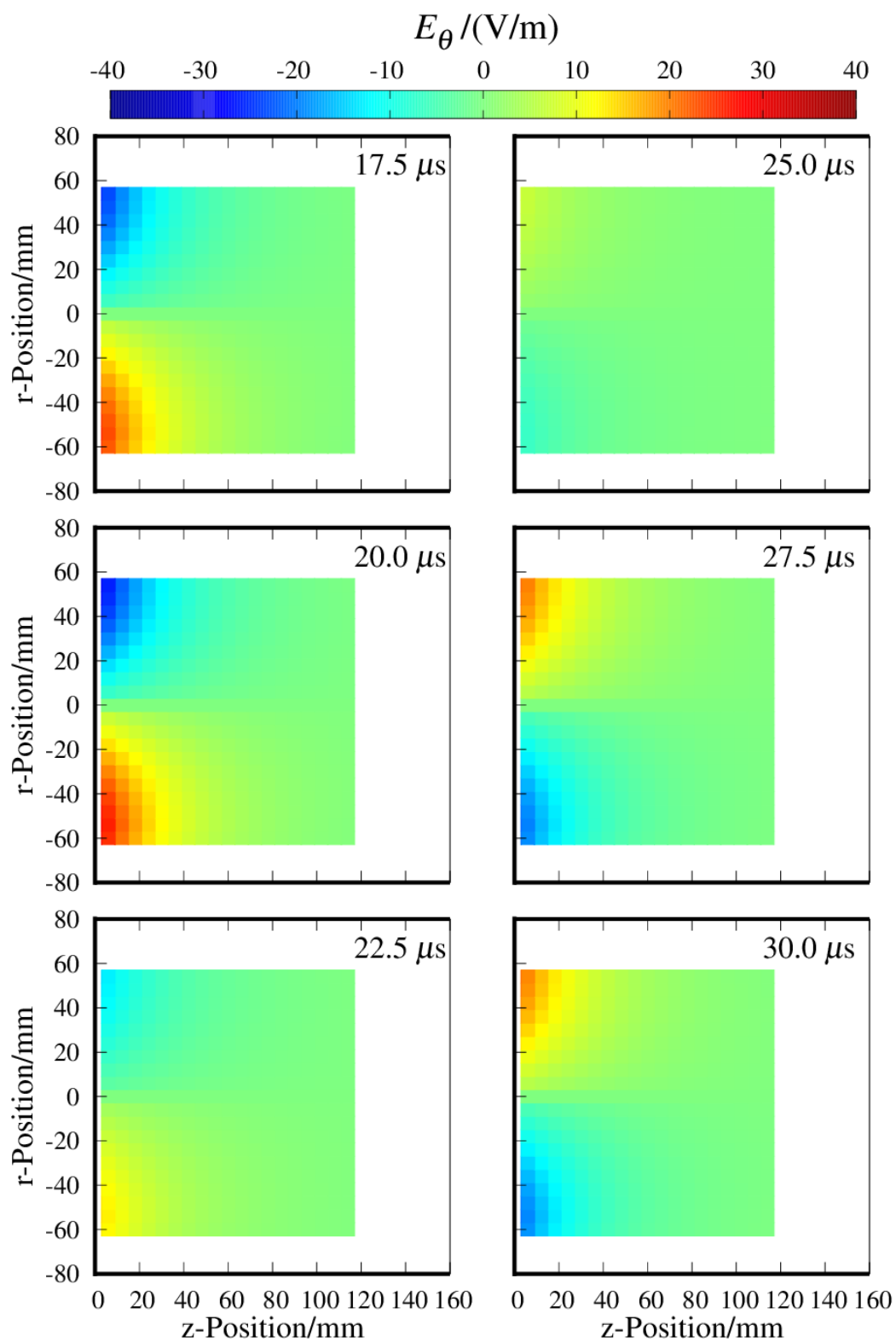


図 5-70. 実験条件②における周方向電場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

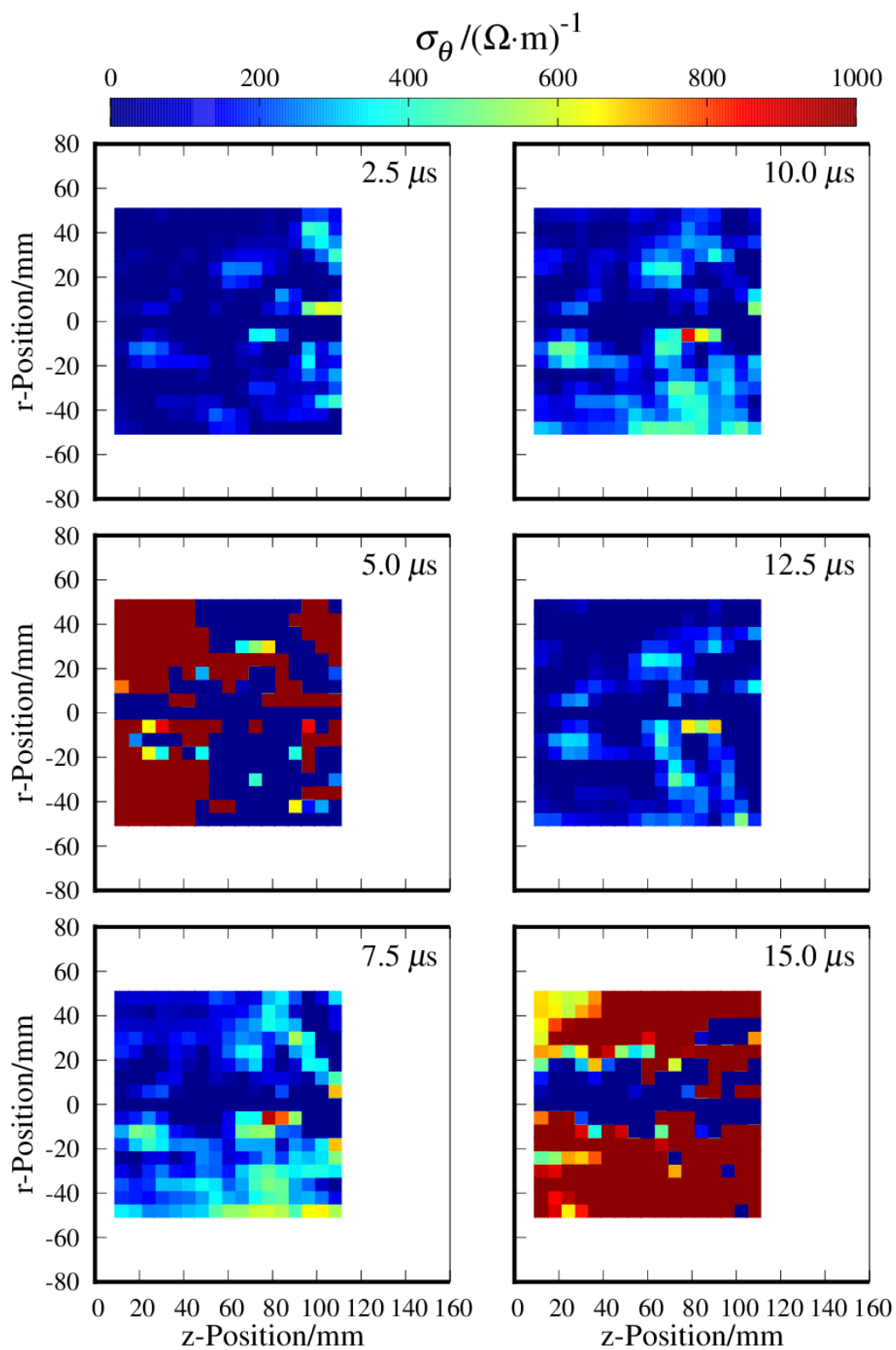


図 5-71. 実験条件②における周方向電気伝導率分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

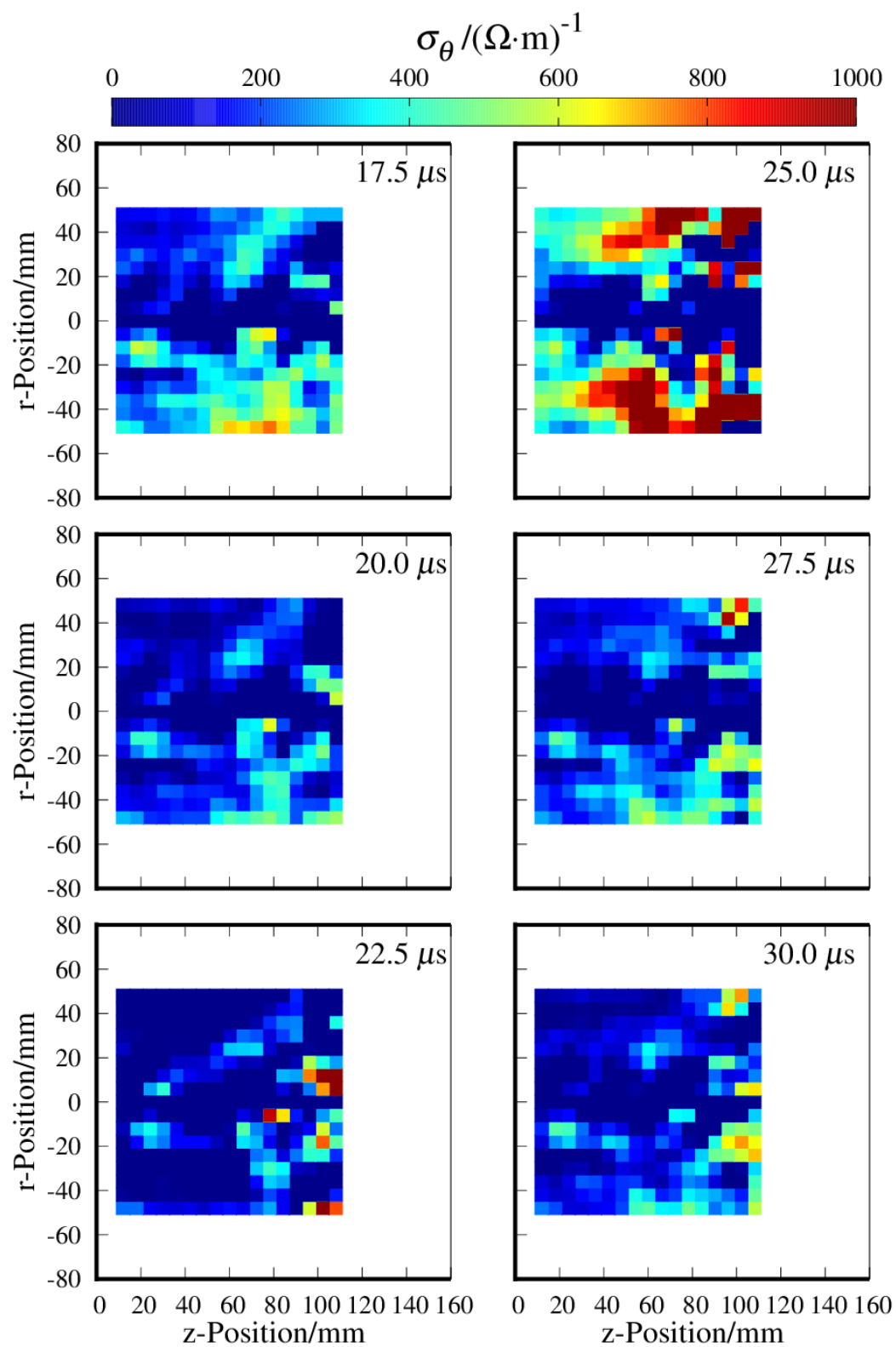


図 5-72. 実験条件②における周方向電気伝導率分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

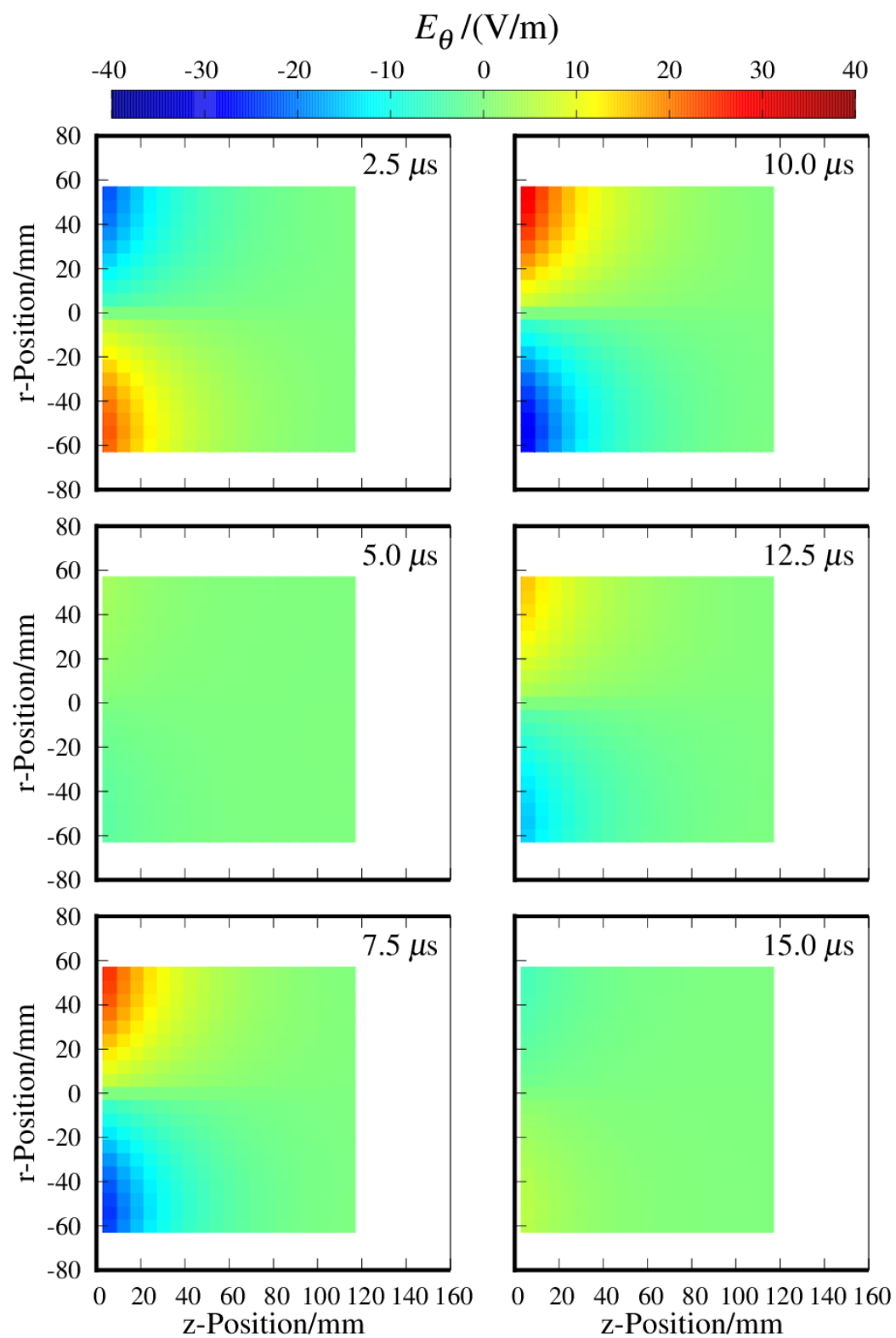


図 5-73. 実験条件③における周方向電場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

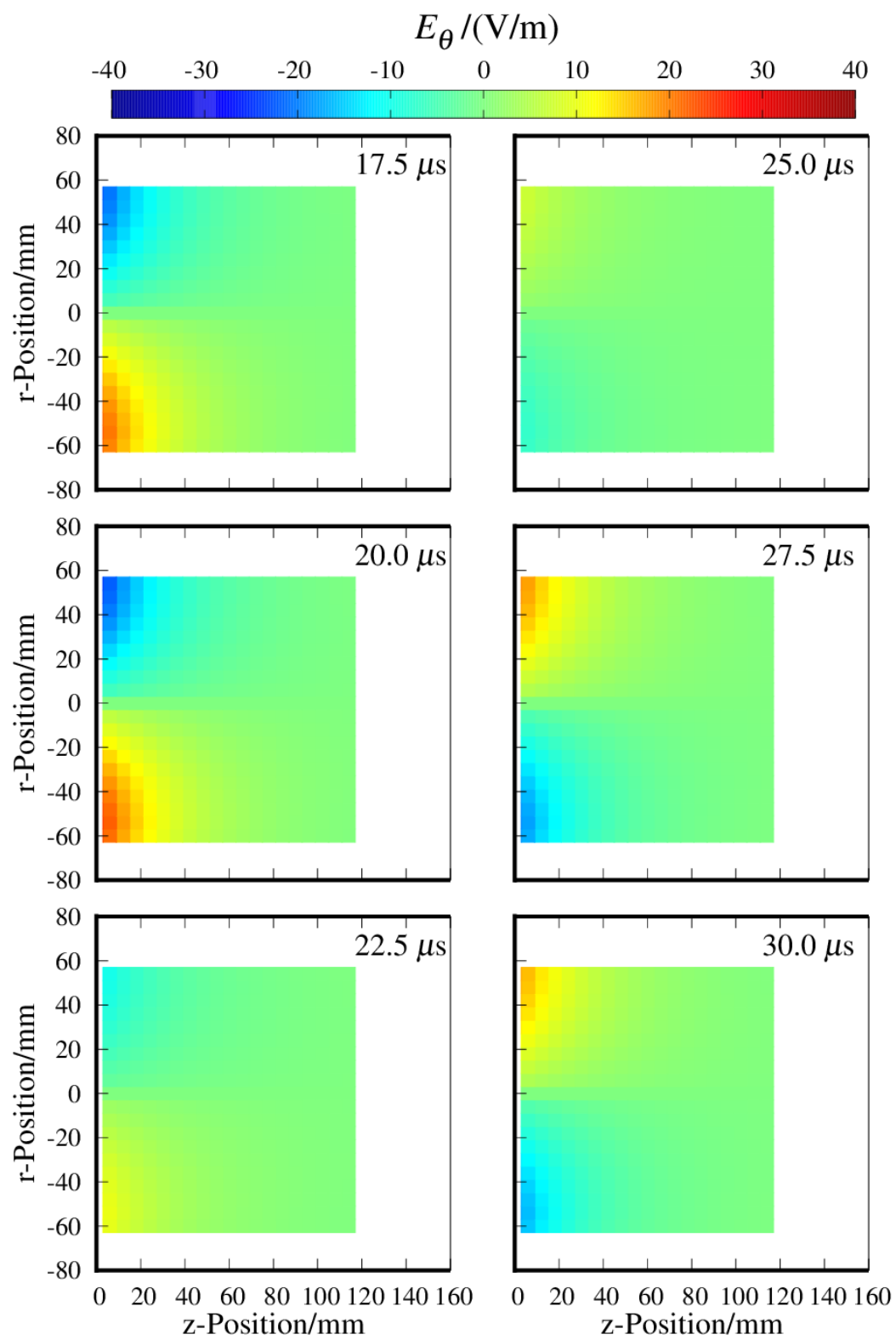


図 5-74. 実験条件③における周方向電場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

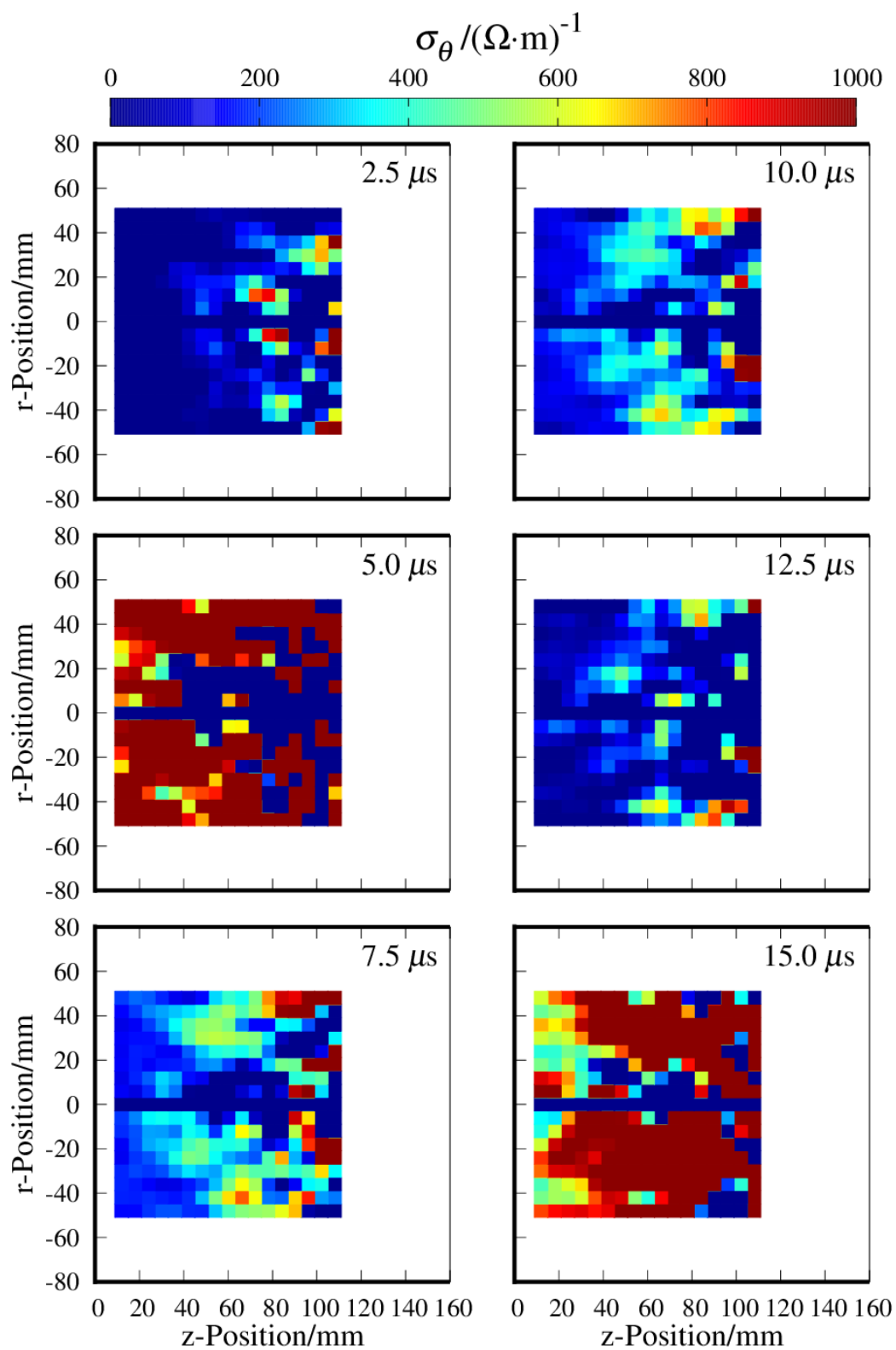


図 5-75. 実験条件③における周方向電気伝導率分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

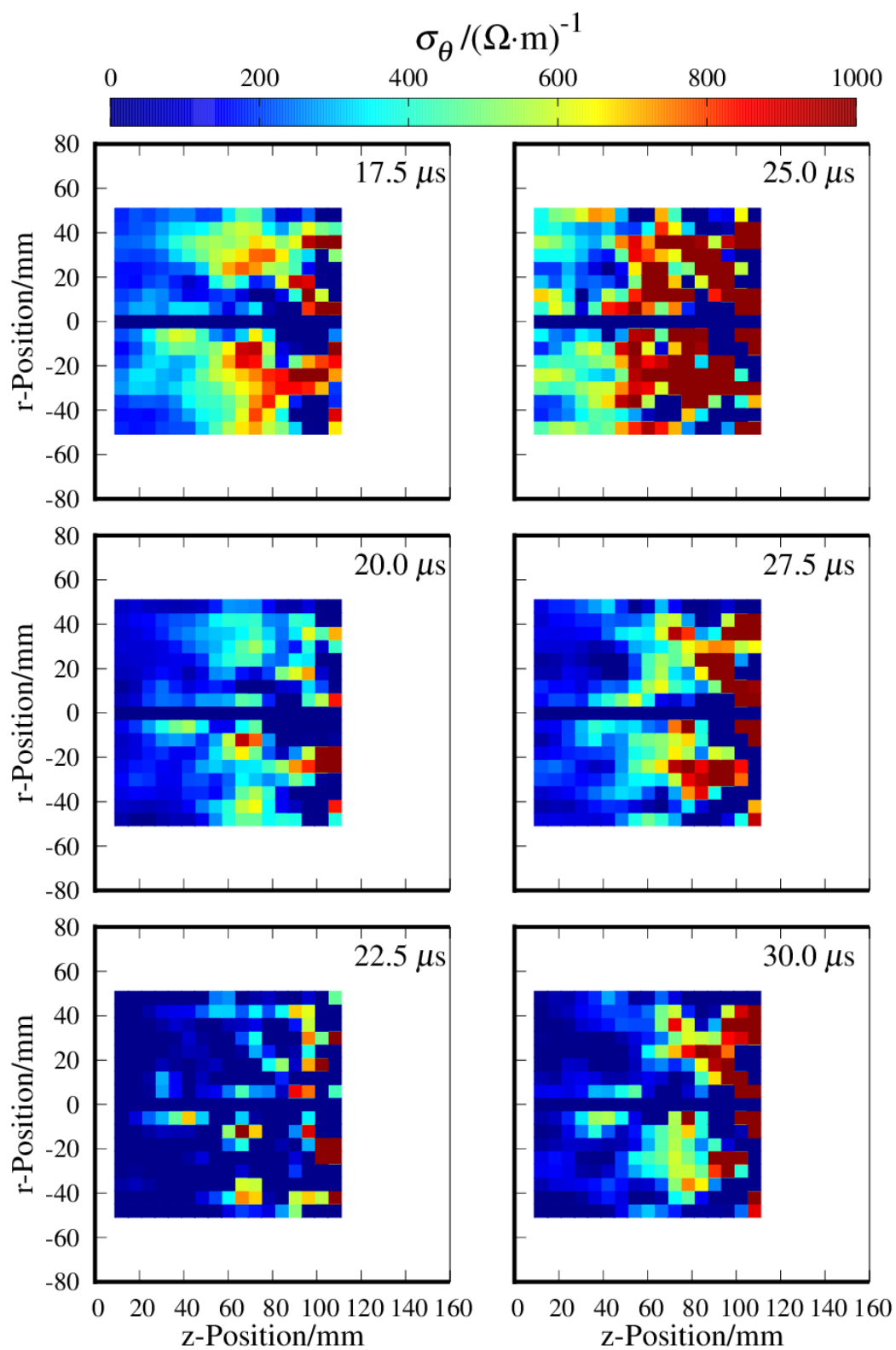
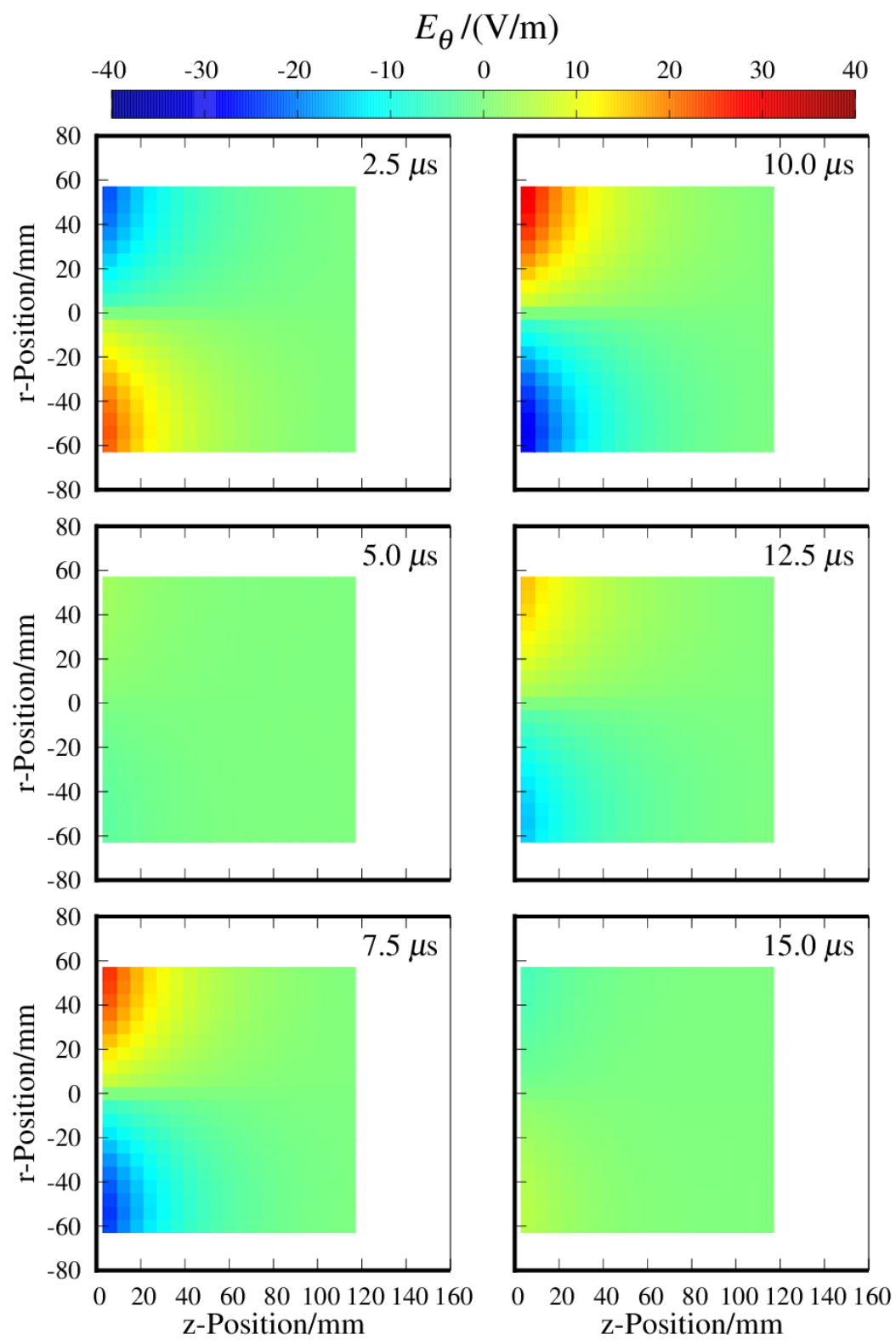


図 5-76. 実験条件③における周方向電気伝導率分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).



図 5-77. 実験条件④における周方向電場分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

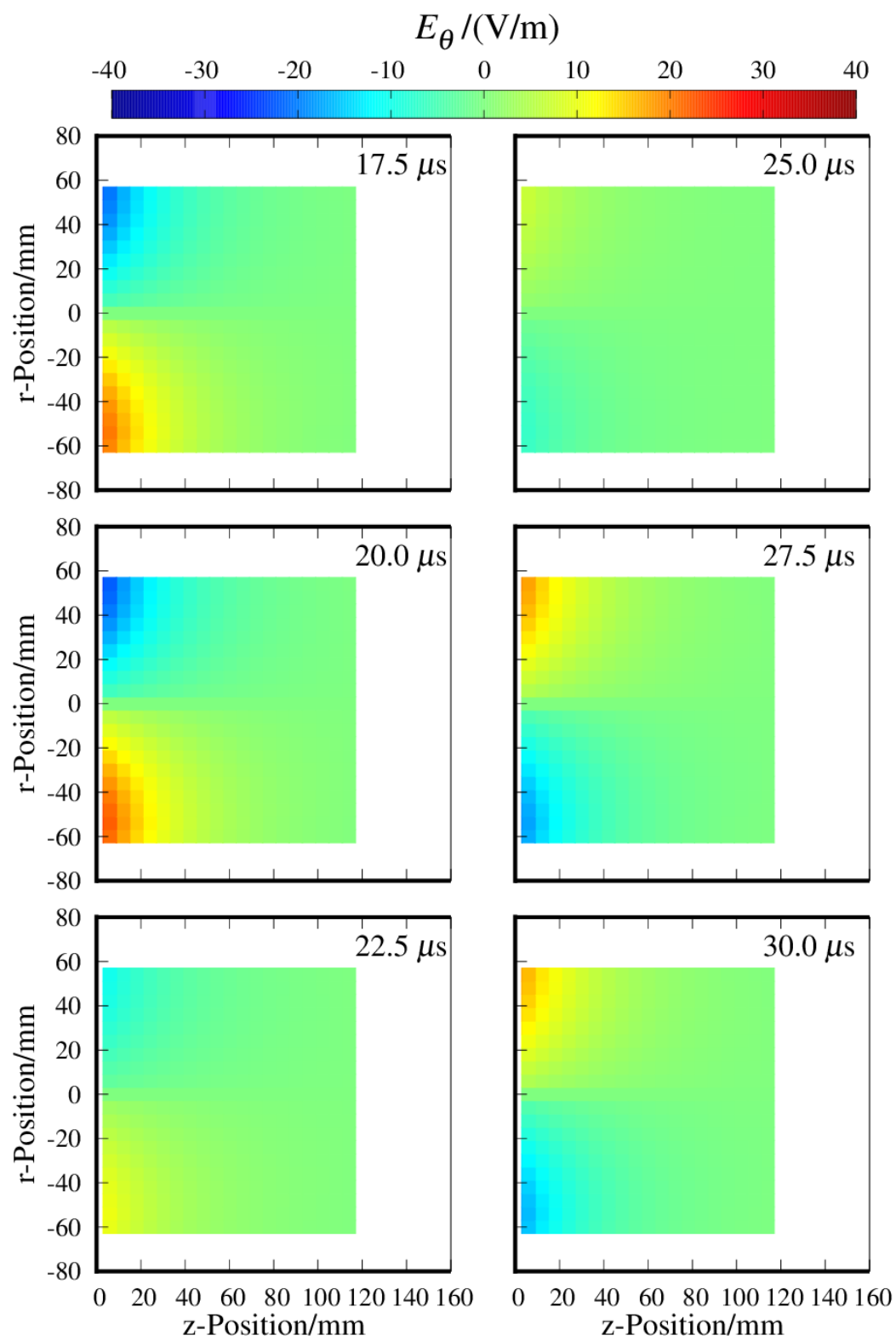


図 5-78. 実験条件④における周方向電場分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

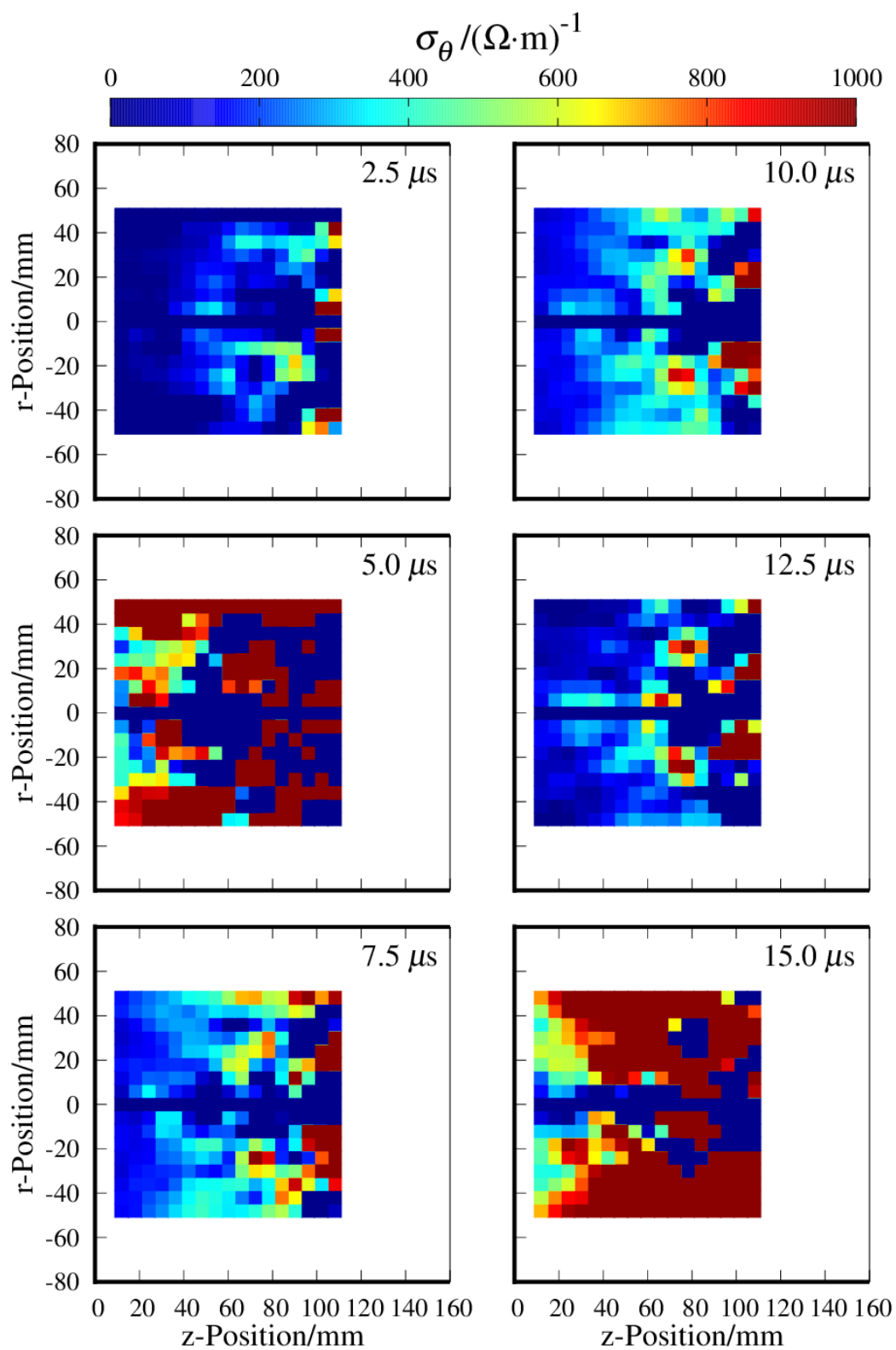


図 5-79. 実験条件④における周方向電気伝導率分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

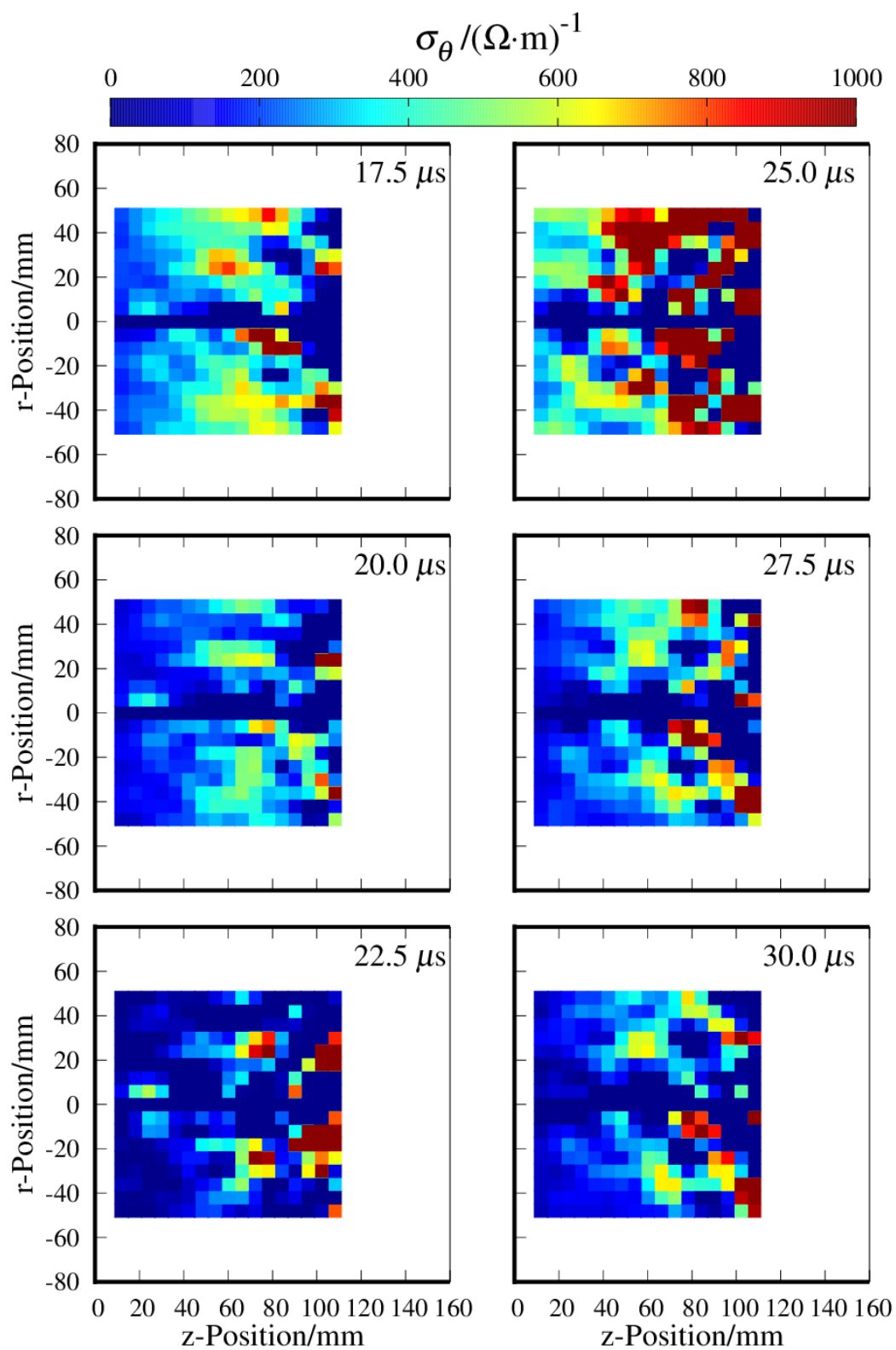


図 5-80. 実験条件④における周方向電気伝導率分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

5.4.6 周方向電場  $E_\theta$  および周方向誘導電流  $j_\theta$  の位相差

$E_\theta$  と  $j_\theta$  の位相差を確認するために、5.3 と同様に  $r > 0$  における  $E_\theta$  と  $j_\theta$  の面積分の時間履歴を算出した。このプロットを図 5-81 に示す。

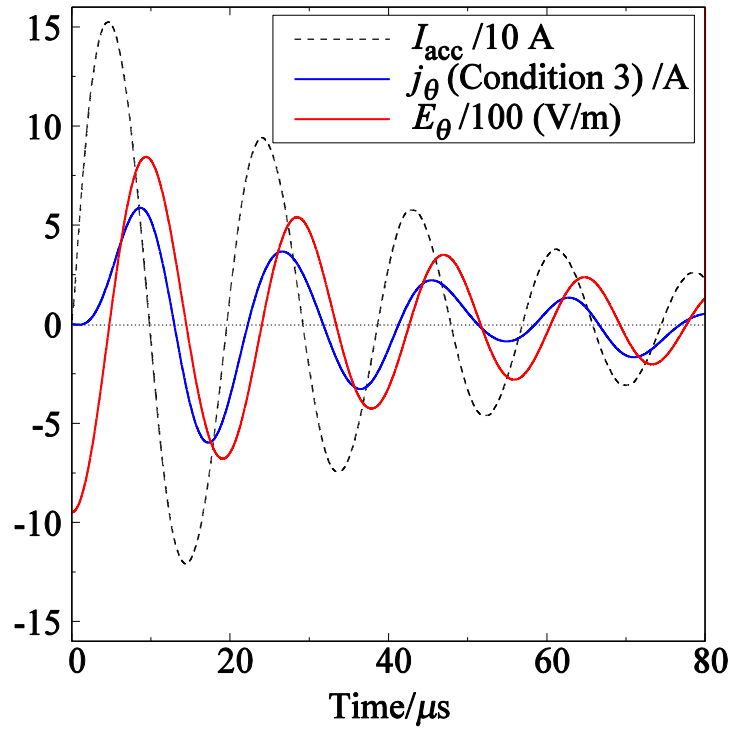


図 5-81.  $r > 0$  における  $j_\theta$  と  $E_\theta$  の和.  $I_{acc}$  と  $E_\theta$  の位相は  $\pi/2$  だけずれている。

5.4.7 プラズマ中の電場  $E_\theta$  および電気伝導率  $\sigma_\theta$  の分布に関する考察

周方向電場  $E_\theta$  分布と誘導電流分布を比較してみると、これらの位相、方向がそろっており、分布も類似していることがわかる。これは、プラズマ周方向電流がほぼ式 (75) で表せる電場  $E_\theta$  によって生じている、ということ示唆している。このことは、プラズマの抵抗が大きいとするこれまでの考察と矛盾ない。

また、プラズマの電気伝導率  $\sigma_\theta$  は  $\cong 400 \pm 100 [(\Omega \cdot \text{m})^{-1}]$  程度であり、軸対称な分布を持つことがわかった。ここで、 $z$  方向 1 次元磁場の誘導方程式を考える。磁気レイノルズ数  $R_m$  が

$$R_m \ll 1 \quad (93)$$

であると仮定すると、1 次元の磁場の誘導方程式は

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} \cong \kappa \frac{B_z}{L^2} \quad (94)$$

$L$ : 磁場変化のスケール長

と書ける. 式 (94) の両辺を積分すると

$$\begin{aligned} \ln B_z &= \frac{\kappa t}{L^2} \\ &= \frac{t}{\mu_0 \sigma_0 L^2} \end{aligned} \quad (95)$$

すなわち

$$B_z = B_0 \exp(t/\tau) \quad (96)$$

$$\tau = \mu_0 \sigma_0 L^2 \quad (97)$$

を得る. この  $\tau$  を磁場の拡散時間 (magnetic field diffusion time) と呼び[28], 磁場変化のスケール長を磁場が拡散するのに要する時間を表す. よって, 磁場の拡散の速度  $v_d$  は

$$v_d \cong L/\tau \quad (98)$$

と書ける.

本研究におけるの実験結果より,

$$L/\text{mm} \cong 70, \sigma_0/(\Omega \cdot \text{m})^{-1} \cong 400 \quad (99)$$

として代入すると,  $v_d \cong 28.4 \text{ km/s}$  を得る. この値は, 5.1 で得られた結果に非常に近いといえる.

## 5.5 Alfvén 速度に関する考察

### 5.5.1 Alfvén 速度とは

本章では、MHD モデルに則って、”Alfvén 波による磁場浸透” について議論してみる。Alfvén 波は、プラズマ中を伝わる磁気波である。理想 MHD モデルにおいて、プラズマが磁力線を凍結 (frozen-in) して動くような場合、磁力線は張力がある弦のようにみなすことができる[11]。この弦の振動 (=磁場の擾乱) がプラズマ中を伝搬する速度 (波動方程式より求まる) が、Alfvén 速度である。

軸方向の Alfvén 速度は、以下のように書くことが出来る。

$$V_A = \frac{B_z}{\sqrt{\mu_0 n_p M_i}} \quad (100)$$

$B_z$ : 軸方向磁場

$n_p$ : プラズマ密度

$M_i$ : イオン質量

### 5.5.2 軸方向 Alfvén 速度 $V_A$ の計算結果

計算結果を、図 5-82 図 5-83 に示す。ただし、本計算では、加速コイル周波数  $\omega_{Acc}$  が

$$\omega_{Acc} < \omega_{ci} \ll \omega_{ei} \quad (101)$$

$\omega_{ci}$ : イオンサイクロトロン周波数

$\omega_{ei}$ : 電子サイクロトロン周波数

であるため、式 (5) における  $B_z$  は

$$B_z = B_{sta,z} + B_{coil,z} \quad (102)$$

$B_{sta,z}$ : 永久磁石による軸方向静磁場

$B_{coil,z}$ : 加速用コイルが作る軸方向変動磁場

と算出した。また、プラズマ密度  $n_p$  は

$$n_p / \text{m}^{-3} = 1.0 \times 10^{17} \quad (103)$$

で同様であるとして計算した。

### 5.5.3 軸方向 Alfvén 速度 $V_A$ と誘導電流のピークの移動速度との比較

5.1 で行った考察及び図 5-55 より, 本研究で測定された誘導電流のピークの移動速度  $v_z$  は,  $r > 40$  の領域で  $v_z \cong 25 \pm 5$  km/s 程度であった. この値と図 5-82, 図 5-83 を比較すると, およそ近い値であることがわかる.

また, 5.1 における  $t-z$  図では, ほぼ全条件かつ全  $r$  位置で,  $z \cong 60$  の位置で誘導電流が消失しているような挙動を確認できる. この領域では,  $z < 60$  の領域に比べて Alfvén 速度は小さくなっており, 軸方向への  $B_z$  が伝搬しづらくなっていることがわかる.

ただし, 計算で用いた電子密度の値は, 実際の電子密度よりもやや高めの見積もりであり, Alfvén 速度  $V_A$  はやや小さめに算出されている可能性が高い. また, MHD モデルはプラズマの電気伝導率  $\sigma_p$  を無限大としたときのモデルである. この点で, 5.1~5.3 での考察によって得られた示唆とは矛盾した過程であることに注意しなければならない.



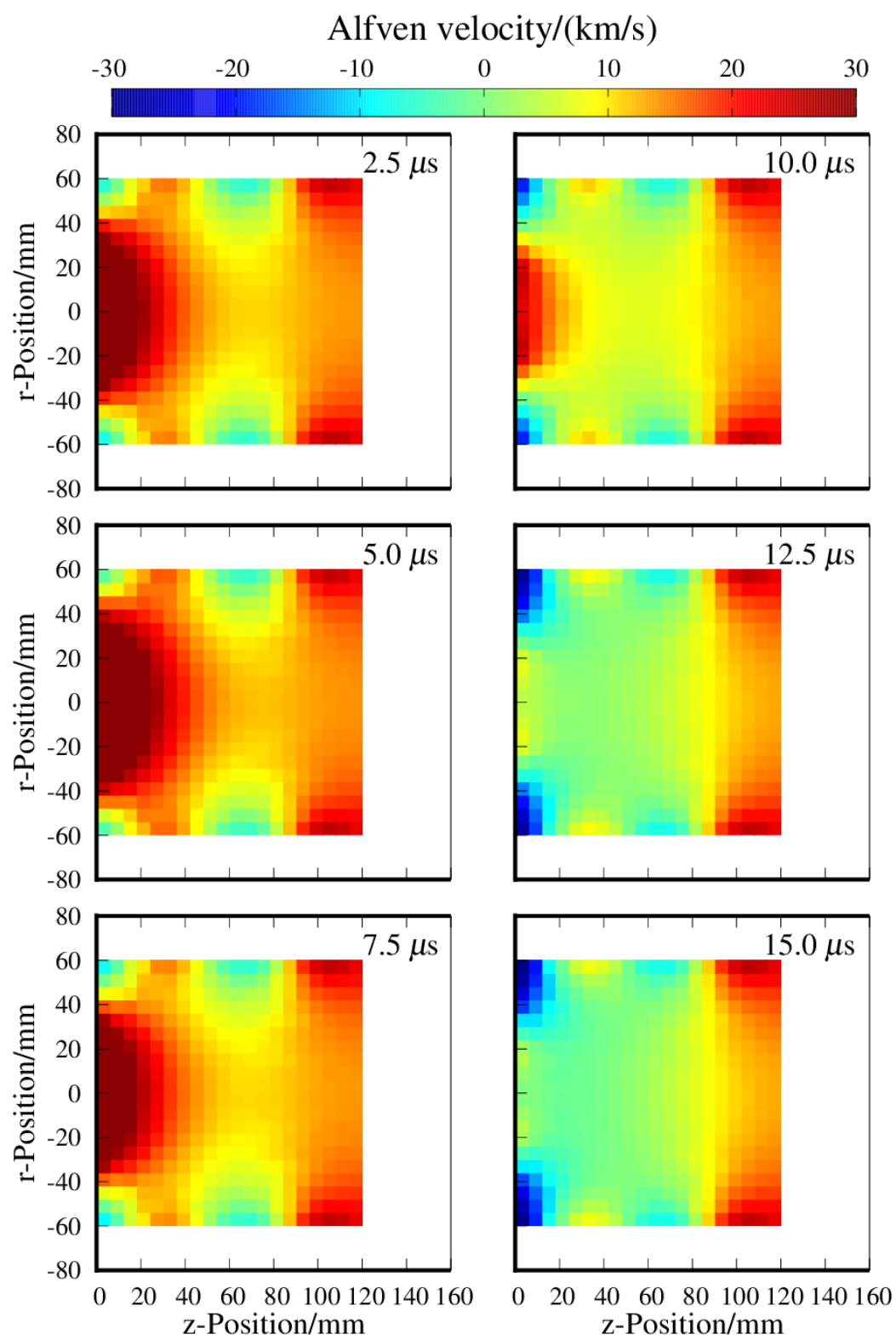


図 5-82. 軸方向 Alfvén 速度  $V_A$  の分布 ( $2.5 \leq t \leq 15.0$ ).

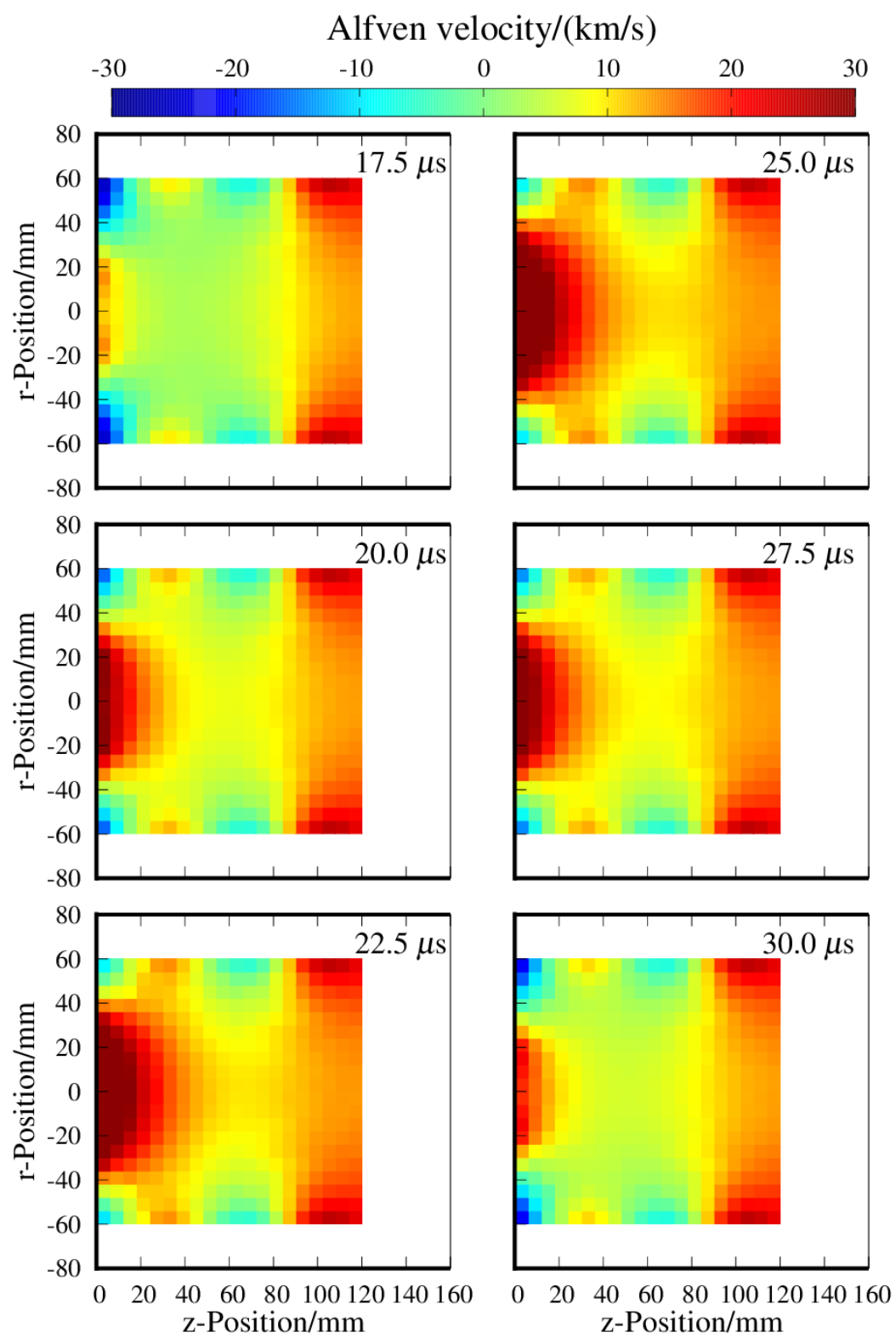


図 5-83. 軸方向 Alfvén 速度  $V_A$  の分布 ( $17.5 \leq t \leq 30.0$ ).

## 第6章

### 結論と今後の展望

#### 6.1 本研究のまとめと結論

本研究によって、RIPAL のプラズマ電磁誘導加速過程における以下のパラメータの分布を明らかにした.

- プラズマ中の磁場  $\mathbf{B}$
- プラズマ中の誘導磁場  $\mathbf{B}_{\text{ind}}$
- プラズマ中の周方向誘導電流  $j_\theta$
- プラズマ中の軸方向ローレンツ力  $f_z$
- プラズマ中の周方向電場  $E_\theta$
- プラズマ中の電気伝導率の周方向成分  $\sigma_\theta$

以上の測定結果より、RIPAL のコンセプト通り、プラズマ中に反磁性周方向誘導電流の誘起が確認された. またその分布から、 $|r| > 40$  の領域で特に大きな誘導電流密度 ( $\cong 4000 \text{ A/m}^2$ ) が確認できた.

また、磁場拡散方程式、および等価回路モデルを用いた考察を行った. その結果、RIPAL のプラズマ電磁誘導加速現象では

- (1)  $j_\theta$  のピークの移動速度は  $\cong 25 \text{ km/s}$  だった
- (2)  $j_\theta$  と加速コイル電流の間には  $\cong 2\pi/5$  の位相差があった
- (3)  $f_z$  によって発生する 1 パルス当たりのインパルスは  $\cong 1.0 \times 10^{-8} [\mu\text{N} \cdot \text{s}]$  だった
- (4) 磁場拡散方程式において、拡散項が支配的である ( $R_m \ll 1$ )
- (5) 等価回路モデルにおいては、プラズマの  $Q$  値が非常に小さく、0 に近い ( $Q_p \cong 0$ )
- (6)  $j_\theta$  の分布は、周方向電場  $E_\theta$  分布によっておよそ決まっている可能性が高い

ことがわかった. 特に、(3) ~ (5) は互いに矛盾なく説明された.

また、これまでの電磁誘導加速式の無電極電気推進機の研究においてほとんど例がなかったプラズマ中の誘導電流の測定に成功したことは、RIPAL だけでなく無電極電気推進機の研究全体に大いに貢献した成果であるといえる.

## 6.2 今後の展望

前項 (1) は、磁場拡散方程式において、移流項  $\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$  が拡散項に比して非常に小さいことを示している。これは、同方程式内で電子電流の速度  $\mathbf{v}$  が無視できること、すなわちローレンツ力によるプラズマ加速が効率的に行われていないことを示唆している。

また(5) に関して、プラズマ加速回路とプラズマの距離の関数である相互インダクタンス  $M$  が“一定”とする仮定によって、測定結果（加速コイル電流と誘導電流の位相差）がよく説明できることから、上記と同様の結論を得る。また同時に、プラズマ抵抗  $R_p$  が大きいことで、加速用コイルからプラズマに投入されたエネルギーは、主にプラズマのオーム加熱を引き起こしている可能性が示唆される。

誘導加速式電気推進機の推力は  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  で決まる。RIPAL の実用化に向けて、推力を向上させてゆくためには、

- (i). 高密度かつ高電離度のプラズマ生成による、電気伝導率  $\sigma_p$  の周方向成分の増大.
- (ii). 加速コイル電流の周波数の上昇による  $Q_p = \omega L_p / R_p$  の増大.
- (iii). 周方向電場  $E_\theta$  分布を変化させることによる、最適な  $j_\theta$  分布と径方向磁場  $B_r$  分布の組み合わせの探索

などが必要である。特に (iii) について、具体的には、誘導電流が大きい領域での、強い径方向磁場  $B_r$  の生成が考えられる。ただし、径方向静磁場の増加は  $\sigma_p$  の軸方向および周方向成分を増大させるので、最適点がある可能性が高い。また、位相をずらした径方向変動磁場生成などの工夫も考えられる。

## 参考文献

- [1] T. Kaku *et al.*, “Detection of Intact Lava Tubes at Marius Hills on the Moon by SELENE (Kaguya) Lunar Radar Sounder,” *Geophys. Res. Lett.*, vol. 44, no. 20, p. 10,155-10,161, 2017.
- [2] K. Yaginuma, H. Koizumi, and K. Komurasaki, “Fundamental Experiment of Radio Frequency Inductive Plasma Accelerator with Low-Aspect Ratio RF-Plasma,” *J. IAPS*, vol. 23, no. 2, pp. 1–6, 2015.
- [3] 柳沼和也, “高周波プラズマと誘導加速を用いた 無電極推進機の提案と実証,” 東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻修士論文, 2016.
- [4] 荒川義博, 國中均, 中山宣典, and 西山和孝, イオンエンジンによる動力航行. コロナ社, 2006.
- [5] H. Kuninaka, N. Nishiyama, I. Funaki, T. Yamada, Y. Shimizu, and J. Kawaguchi, “Deep Space Flight of Microwave Discharge Ion Engines onboard Hayabusa.pdf,” *J. Sp. Technol. Sci.*, vol. 22, no. 1, 2006.
- [6] H. Kuninaka, K. Nishiyama, I. Funaki, Y. Shimizu, T. Yamada, and J. Kawaguchi, “Assessment of plasma interactions and flight status of the HAYABUSA asteroid explorer propelled by microwave discharge ion engines,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 34, no. 5 II, pp. 2125–2132, 2006.
- [7] H. Kuninaka and Project Hayabusa2, “Deep Space Exploration of Hayabusa-2 Spacecraft,” in *ISTS2015-k-61, 30th International Symposium on Space Technology and Science, June 4- 10, 2015*.
- [8] H. Koizumi *et al.*, “Initial Flight Operations of the Miniature Propulsion System Installed on Small Space Probe: PROCYON,” *Trans. JSASS Aerosp. Tech. Japan*, vol. 14, no. ists30, pp. 13–22, 2016.
- [9] J. E. Polk *et al.*, “Validation of the NSTAR ion propulsion system on the Deep Space One mission: Overview and initial results,” in *35th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 1999.
- [10] V. C. Thomas *et al.*, *The dawn spacecraft*, vol. 9781461449. 2012.
- [11] F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, Second edi. Plenum Press, 1974.
- [12] J. A. Lehan and P. C. Thonemann, “An experimental study of helicon wave propagation in a gaseous plasma,” *Proc. Phys. Soc.*, vol. 85, no. 2, pp. 301–316, 1965.
- [13] R. W. Boswell and F. F. Chen, “Helicons—the early years,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 25, no. 6, pp. 1229–1244, 1997.

- [14] F. F. Chen and R. W. Boswell, "Helicons-the past decade," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 25, no. 6, pp. 1245–1257, 1997.
- [15] M. Ono, "High Harmonic Fast Waves in High-Beta Plasmas," *Phys. Plasmas*, vol. 2, no. 1995, pp. 4075–4082, 1995.
- [16] R. L. Stenzel and J. M. Urrutia, "Electron magnetohydrodynamic turbulence in a high-beta plasma. I. Plasma parameters and instability conditions," *Phys. Plasmas*, vol. 7, no. 11, pp. 4450–4456, 2000.
- [17] T. Aiouaz, H. Peter, and R. Keppens, "Forward modeling of coronal funnels," *Astron. Astrophys.*, vol. 442, no. 3, pp. L35–L38, 2005.
- [18] G. A. Gary, "Plasma beta above a solar active region: Rethinking the paradigm," *Sol. Phys.*, vol. 203, no. 1, pp. 71–86, 2001.
- [19] C. S. Corr and R. W. Boswell, "High-beta plasma effects in a low-pressure helicon plasma," *Phys. Plasmas*, vol. 14, no. 12, 2007.
- [20] F. W. Perkins and Y. C. Sun, "Double layers without current," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 46, no. 2, pp. 115–118, 1981.
- [21] G. Hairapetian and R. L. Stenzel, "Observation of a stationary, current-free double layer in a plasma," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, no. 2, pp. 175–178, 1990.
- [22] C. Charles and R. Boswell, "Current-free double-layer formation in a high-density helicon discharge," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 9, pp. 1356–1358, 2003.
- [23] S. A. Cohen, N. S. Siefert, S. Stange, R. F. Boivin, E. E. Scime, and F. M. Levinton, "Ion acceleration in plasmas emerging from a helicon-heated magnetic-mirror device," *Phys. Plasmas*, vol. 10, no. 6, pp. 2593–2598, 2003.
- [24] C. Charles and R. W. Boswell, "Laboratory evidence of supersonic ion beam generated by a current-free 'helicon' double-layer," *Phys. Plasmas*, vol. 11, no. 4, pp. 1706–1714, 2004.
- [25] C. Charles, R. W. Boswell, and M. A. Lieberman, "Xenon ion beam characterization in a helicon double layer thruster," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 26, pp. 2004–2007, 2006.
- [26] K. Takahashi, C. Charles, R. Boswell, W. Cox, and R. Hatakeyama, "Transport of energetic electrons in a magnetically expanding helicon double layer plasma," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 19, pp. 15–18, 2009.
- [27] X. Sun *et al.*, "Observations of ion-beam formation in a current-free double layer," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 2, pp. 1–4, 2005.
- [28] N. Plihon, P. Chabert, and C. S. Corr, "Experimental investigation of double layers in expanding plasmas," *Phys. Plasmas*, vol. 14, no. 1, 2007.
- [29] K. Takahashi, K. Oguni, H. Yamada, and T. Fujiwara, "Ion acceleration in a

- solenoid-free plasma expanded by permanent magnets,” *Phys. Plasmas*, vol. 15, no. 8, 2008.
- [30] H. S. Byhring, C. Charles, Å. Fredriksen, and R. W. Boswell, “Double layer in an expanding plasma: Simultaneous upstream and downstream measurements,” *Phys. Plasmas*, vol. 15, no. 10, pp. 1–6, 2008.
- [31] M. Wiebold, Y. T. Sung, and J. E. Scharer, “Experimental observation of ion beams in the Madison Helicon eXperiment,” *Phys. Plasmas*, vol. 18, no. 6, 2011.
- [32] A. Fruchtman, “Electric field in a double layer and the imparted momentum,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, no. 6, pp. 3–6, 2006.
- [33] E. Ahedo, “Double-layer formation and propulsive assessment for a three-species plasma expanding in a magnetic nozzle,” *Phys. Plasmas*, vol. 18, no. 3, 2011.
- [34] K. Takahashi, C. Charles, and R. W. Boswell, “発散磁場配位下RFプラズマ中の無電流ダブルレイヤー,” *J. Plasma Fusion Res.*, vol. 88, no. 4, pp. 220–227, 2012.
- [35] K. Takahashi *et al.*, “Direct thrust measurement of a permanent magnet helicon double layer thruster,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 14, pp. 1–4, 2011.
- [36] K. Takahashi, T. Lafleur, C. Charles, P. Alexander, and R. W. Boswell, “Electron diamagnetic effect on axial force in an expanding plasma: Experiments and theory,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, no. 23, pp. 1–4, 2011.
- [37] K. Takahashi, C. Charles, and R. W. Boswell, “Approaching the theoretical limit of diamagnetic-induced momentum in a rapidly diverging magnetic nozzle,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, no. 19, pp. 1–5, 2013.
- [38] K. Takahashi, A. Chiba, A. Komuro, and A. Ando, “Axial momentum lost to a lateral wall of a helicon plasma source,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 114, no. 19, pp. 1–5, 2015.
- [39] E. Ahedo and J. Navarro-Cavallé, “Helicon thruster plasma modeling: Two-dimensional fluid-dynamics and propulsive performances,” *Phys. Plasmas*, vol. 20, no. 4, 2013.
- [40] K. Takahashi, Y. Takao, and A. Ando, “Neutral-depletion-induced axially asymmetric density in a helicon source and imparted thrust,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 108, no. 7, 2016.
- [41] A. Fruchtman, G. Makrinich, P. Chabert, and J. M. Rax, “Enhanced plasma transport due to neutral depletion,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 11, pp. 1–4, 2005.
- [42] M. Shimada, G. R. Tynan, and R. Cattolica, “Neutral gas density depletion due to neutral gas heating and pressure balance in an inductively coupled plasma,” *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 16, no. 1, pp. 193–199, 2007.
- [43] C. M. Denning, M. Wiebold, and J. E. Scharer, “Observations of neutral depletion and plasma acceleration in a flowing high-power argon helicon plasma,” *Phys.*

- Plasmas*, vol. 15, no. 7, 2008.
- [44] K. Takahashi, A. Chiba, A. Komuro, and A. Ando, “Experimental identification of an azimuthal current in a magnetic nozzle of a radiofrequency plasma thruster,” *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 25, no. 5, 2016.
  - [45] K. Takahashi and A. Ando, “Laboratory Observation of a Plasma-Flow-State Transition from Diverging to Stretching a Magnetic Nozzle,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, no. 22, pp. 1–5, 2017.
  - [46] E. Ahedo and M. Merino, “On plasma detachment in propulsive magnetic nozzles,” *Phys. Plasmas*, vol. 18, no. 5, 2011.
  - [47] M. Merino and E. Ahedo, “Plasma detachment in a propulsive magnetic nozzle via ion demagnetization,” *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 23, no. 3, 2014.
  - [48] E. Ahedo and M. Merino, “Two-dimensional supersonic plasma acceleration in a magnetic nozzle,” *Phys. Plasmas*, vol. 17, no. 7, 2010.
  - [49] K. Takahashi, C. Charles, R. Boswell, and A. Ando, “Performance improvement of a permanent magnet helicon plasma thruster,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 46, no. 35, pp. 1–6, 2013.
  - [50] S. Shinohara, H. Nishida, T. Tanikawa, T. Hada, I. Funaki, and K. P. Shamrai, “Development of electrodeless plasma thrusters with high-density helicon plasma sources,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 42, no. 5, pp. 1245–1254, 2014.
  - [51] T. Ishii *et al.*, “Study on Electrodeless Electric Propulsion in High-Density Helicon Plasma with Permanent Magnets,” *Proc. 12th Asia Pacific Phys. Conf.*, vol. 15047, pp. 1–7, 2014.
  - [52] 篠原俊二郎, “ヘリコン源を用いた先進的無電極 プラズマロケットエンジンの研究開発,” *J. Plasma Fusion Res.*, vol. 91, no. 6, pp. 412–428, 2015.
  - [53] S. Shinohara, S. Takechi, and Y. Kawai, “Effects of axial magnetic field and faraday shield on characteristics of RF produced plasma using spiral antenna,” *Japan. J. Appl. Phys.*, vol. 35, p. 4503, 1996.
  - [54] D. Kuwahara *et al.*, “Development of direct thrust measurement system for the completely electrodeless helicon plasma thruster,” *Plasma Fusion Res.*, vol. 9, no. SPECIALISSUE.2, pp. 2–5, 2014.
  - [55] F. R. Chang and J. L. Fisher, “A supersonic gas target for a bundle divertor plasma,” *Nucl. Fusion*, vol. 22, no. 1003, 1982.
  - [56] F. R. Chang-Díaz, “Plasma propulsion for interplanetary flight,” *Thin Solid Films*, vol. 506–507, pp. 449–453, 2006.
  - [57] E. A. Bering, “The VASIMR™ VX-100 Engine : Next Step to High Power Electric Propulsion,” *Area*, no. January, pp. 5005–5005, 2008.



- [58] E. A. Bering *et al.*, “High Power Electric Propulsion Using VASIMR™: Results From Flight Prototypes,” no. January, pp. 1–18, 2009.
- [59] L. D. Cassady *et al.*, “VASIMR Performance Results,” *VASIMR Perform. Results*, no. July, p. 6772, 2010.
- [60] E. A. Bering *et al.*, “Performance studies of the VASIMR ® VX-200,” *Chief Exec.*, no. January, pp. 4–7, 2011.
- [61] E. A. Bering *et al.*, “Using VASIMR ® for the Proposed Europa Mission,” *Sp. Conf. Expo. San Diego, CA, AIAA 2014-4344*, 2014.
- [62] D. G. Chavers and F. R. Chang-Diaz, “Momentum flux measuring instrument for neutral and charged particle flows,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 73, no. 10, pp. 3500–3507, 2002.
- [63] R. G. Jahn, *Physics of Electric Propulsion*. McGraw-Hill 32244T, 1968.
- [64] K. A. Polzin, “Comprehensive Review of Planar Pulsed Inductive Plasma Thruster Research and Technology,” *J. Propuls. Power*, vol. 27, no. 3, pp. 513–531, 2011.
- [65] K. A. Polzin, “Faraday accelerator with radio-frequency assisted discharge (FARAD),” *Engineering*, no. June, 2006.
- [66] C. L. Dailey and R. H. Lovberg, “The PIT MkV pulsed inductive thruster,” *NASA STI/Recon Tech. Rep. N*, vol. 93, p. 32353, 1993.
- [67] E. Choueiri and K. Polzin, “Faraday Acceleration with Radio-Frequency Assisted Discharge (FARAD),” *AIAA 4004-3940*, 2004.
- [68] K. a Polzin, K. a Polzin, E. Y. Choueiri, and E. Y. Choueiri, “Design Rules for High-Performance FARAD Thrusters,” *Proc. Int. Electr. Propuls. Conf. 2005*, pp. 1–9, 2005.
- [69] E. Choueiri and K. Polzin, “Faraday Acceleration with Radio-Frequency Assisted Discharge,” *J. Propuls. Power*, vol. 22, no. 3, pp. 611–619, 2006.
- [70] K. A. Hallock, E. Y. Choueiri, and K. A. Polzin, “Current Sheet Formation in a Conical Theta Pinch Faraday Accelerator with Radio-frequency Assisted Discharge,” *30 th Int. Electr. Propuls. Conf. Florence, Italy, IEPC-2007--165*, 2007.
- [71] A. K. Hallock, “Effect of Inductive Coil Geometry on the Operating Characteristics of a Pulsed Inductive Plasma,” *Dr. thesis, Princet. Univ.*, no. May, pp. 1–16, 2012.
- [72] A. K. Hallock and K. A. Polzin, “Thrust Stand Measurements of the Conical Theta Pinch FARAD Thruster,” *NASA STI/Recon Tech. Rep. N*, 2017.
- [73] D. Kuwahara *et al.*, “High-Density Helicon Plasma Thrusters using Electrodeless Acceleration Schemes,” *Proc. Jt. Conf. 30th Int. Symp. Sp. Technol. Sci. 34th Int. Electr. Propuls. Conf. 6th Nano-satellite Symp. Hyogo-Kobe*, vol. 14, no. m, p. 386, 2015.

- [74] T. Furukawa, K. Takizawa, D. Kuwahara, and S. Shinohara, “Study on electromagnetic plasma propulsion using rotating magnetic field acceleration scheme,” *35th Int. Electr. Propuls. Conf. Atlanta, Georg. USA, IEPC-2017-196*, 2017.
- [75] T. Furukawa, K. Takizawa, D. Kuwahara, and S. Shinohara, “Study on Electromagnetic Plasma Propulsion using Rotating Magnetic Field Acceleration Scheme,” *Phys. Plasmas*, vol. 24, no. 43505, 2017.
- [76] R. D. Milroy, “A numerical study of rotating magnetic fields as a current drive for field reversed configurations,” *Phys. Plasmas*, vol. 6, no. 7, pp. 2771–2780, 1999.
- [77] H. Nishida, T. Nakamura, K. Takahashi, and S. Shinohara, “Experimental Study for Proof-of-Principle of Electrodeless Helicon Plasma Thruster Using Lissajous Acceleration,” *Front. Appl. Plasma Technol.*, vol. 21, no. March, p. 67, 2012.
- [78] S. Shinohara *et al.*, “Development of high-density helicon plasma sources and their applications,” *Phys. Plasmas*, vol. 16, no. 5, pp. 1–10, 2009.
- [79] P. Chabert and N. Braithwaite, *Physics of Radio-frequency Plasmas*. Cambridge University Press, 2011.
- [80] R. H. Lovberg and C. L. Dailey, “Large Inductive Thruster Performance Measurement,” *AIAA J.*, vol. 20, no. 7, 1982.
- [81] 松隈俊大, “渦電流解析による誘導プラズマ加速のモデル化と 1kW 級実験機を用いた検証実験,” 東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻修士論文, 2016.
- [82] T. Edlington, R. Martin, and T. Pinfeld, “MAST magnetic diagnostics,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 72, no. 1 II, pp. 421–425, 2001.
- [83] D. C. Black and R. M. Mayo, “High sensitivity, inductively coupled miniature magnetic probe array for detailed measurement of time varying magnetic field profiles in plasma flows,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 67, no. 4, pp. 1508–1516, 1996.
- [84] S. H. Saw *et al.*, “Magnetic probe measurements in INTI plasma focus to determine dependence of axial speed with pressure in neon,” *J. Fusion Energy*, vol. 31, no. 5, pp. 411–417, 2012.
- [85] P. Y. Peterson, A. D. Gallimore, and J. M. Haas, “An experimental investigation of the internal magnetic field topography of an operating Hall thruster,” *Phys. Plasmas*, vol. 9, no. 10, p. 4354, 2002.
- [86] H. Koizumi, R. Noji, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, “Plasma acceleration processes in an ablative pulsed plasma thruster,” *Phys. Plasmas*, vol. 14, no. 3, 2007.
- [87] M. Lau and G. Herdrich, “Plasma diagnostic with inductive probes in the discharge channel of a pulsed plasma thruster,” *Vacuum*, vol. 110, pp. 165–171, 2014.
- [88] R. L. Stenzel and J. M. Urrutia, “Helicons in Unbounded Plasmas,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 114, no. 20, pp. 1–5, 2015.

- [89] B. R. Roberson, R. Winglee, and J. Prager, “Enhanced diamagnetic perturbations and electric currents observed downstream of the high power helicon,” *Phys. Plasmas*, vol. 18, no. 5, pp. 1–12, 2011.
- [90] H. Bhuyan, S. R. Mohanty, N. K. Neog, S. Bujarbarua, and R. K. Rout, “Magnetic probe measurements of current sheet dynamics in a coaxial plasma accelerator,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 14, no. 10, pp. 1769–1776, 2003.
- [91] A. K. Hallock, E. Y. Choueiri, and K. A. Polzin, “Current Sheet Formation in a Conical Theta Pinch Faraday Accelerator with Radio-frequency Assisted Discharge,” pp. 1–10, 2007.
- [92] I. H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press, 1987.
- [93] プラズマ核融合学会, プラズマ診断の基礎と応用. コロナ社, 2006.
- [94] H. Takahashi, S. Sakakibara, Y. Kubota, and H. Yamada, “Magnetic probe construction using thick-film technology,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 72, no. 8, pp. 3249–3259, 2001.
- [95] C. M. Franck, O. Grulke, and T. Klinger, “Magnetic fluctuation probe design and capacitive pickup rejection,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 73, no. 11, p. 3768, 2002.
- [96] M. P. Reilly, W. Lewis, and G. H. Miley, “Magnetic field probes for use in radio frequency plasma,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 80, no. 5, 2009.
- [97] T. E. Markusic, “Current Sheet Canting in Pulsed Electromagnetic Accelerators Current Sheet Canting in Pulsed Electromagnetic Accelerators,” *Dr. thesis, Princet. Univ.*, 2002.
- [98] H. M. Mott-Smith and I. Langmuir, “The theory of collectors in gaseous discharges,” *Phys. Rev.*, vol. 28, no. 4, pp. 727–763, 1926.
- [99] K. S. Jacobsen, J. E. Wahlund, and A. Pedersen, “Cassini Langmuir probe measurements in the inner magnetosphere of Saturn,” *Planet. Space Sci.*, vol. 57, no. 1, pp. 48–52, 2009.
- [100] E. O. Johnson and L. Malter, “Double-probe method for determination of electron temperatures in steady and time-varying gas discharges,” *Phys. Rev.*, vol. 76, no. 9, pp. 1411–1412, 1949.
- [101] E. O. Johnson and L. Malter, “A floating double probe method for measurements in gas discharges,” *Phys. Rev.*, vol. 80, no. 1, pp. 58–68, 1950.
- [102] S. L. Chen and T. Sekiguchi, “Instantaneous direct-display system of plasma parameters by means of triple probe,” *J. Appl. Phys.*, vol. 36, no. 8, pp. 2363–2375, 1965.
- [103] I. D. Sudit and F. F. Chen, “Rf compensated probes for high-density discharges,”

- Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 3, no. 2, pp. 162–168, 1994.
- [104] R. C. Phillips and E. B. Turner, “Construction and calibration techniques of high frequency magnetic probes,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 36, no. 12, pp. 1822–1825, 1965.
- [105] J. G. Yang, J. H. Choi, B. C. Kim, N. S. Yoon, and S. M. Hwang, “A calibration method of a radio frequency magnetic probe,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 70, no. 9, pp. 3774–3775, 1999.
- [106] J. Spaleta, L. Zakharov, R. Kaita, R. Majeski, and T. Gray, “Magnetic probe response function calibrations for plasma equilibrium reconstructions of CDX-U,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 77, no. 10, pp. 8–11, 2006.
- [107] S. J. Howard, R. D. Horton, D. Q. Hwang, R. W. Evans, and S. J. Brockington, “Calibration of magnetic probes in the vicinity of a conducting well,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 79, no. 2, 2008.
- [108] E. T. Everson *et al.*, “Design, construction, and calibration of a three-axis, high-frequency magnetic probe (B-dot probe) as a diagnostic for exploding plasmas,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 80, no. 11, pp. 0–8, 2009.

## 謝辞

本論文を完成させるにあたり、非常に多くの方のご指導とご協力を頂きました。指導教官である小泉宏之准教授には、2年間非常に熱心なご指導を賜りました。工学に関するバックグラウンドを全く持っていなかった自分に、航空宇宙工学など種々の学問はもちろん、機械工作や実験の心得など、本当に幅広い知識と経験をご教授いただきました。その知識の深さと鋭い考察力には、日々驚かされるばかりでした。その一方で、多忙な中でも学生に多大な時間と労力を割き、熱心に指導をされる姿勢や、常に学生と対等な研究者であり続けるという信念には、強い尊敬の念を抱かざるを得ませんでした。

小紫教授には、輪講の際にいくつかの本質的な質問をいただきました。研究室の学生に対する厳しくも暖かい姿勢や、本質を突く質問がとても印象に残っています。IPA 班の先輩である柳沼さんには、実験の初歩の初歩すら知らなかった私を丁寧にご指導いただき、ときには研究の指針を示していただきました。研究室の先輩である浅川さん、中川さん、松隈さん、小島さんは、本研究に対するたくさんの有意義な助言をしていただいたとともに、ミーティングや輪講、学会参加時における積極的な姿勢や、頭の回転の速さなど、見習うべき点を多々持たれている先輩方でありました。同輩の富田くん、倉重くん、飯田さん、武田くんとは、互いに切磋琢磨しながら日々研究に取り組むことが出来ました。

最後に、他愛もない会話から真剣な相談まで、気兼ねなくすることができる、恵まれた研究室メンバーの中で、研究に打ち込むことが出来たことを、心より幸せに思います。小泉研究室でなければ、私はこの研究を行い、そして博士課程へと進学する意思を持つことはなかったでしょう。そんな皆様へ心から感謝の気持ちと御礼を申し上げたく、謝辞にかえさせていただきます。

## 業績リスト

- 1) 関根北斗, 柳沼和也, 松隈俊大, 小泉宏之, 小紫公也「3次元磁場測定を用いた誘導加速型無電極推進機におけるプラズマ加速機構に関する研究」, 日本航空宇宙学会第48期年会講演会, 東京都, 2017年4月.
- 2) Hokuto Sekine, Kazuya Yaginuma, Toshihiro Matsuguma, Hiroyuki Koizumi and Kimiya Komurasaki, "Study on Acceleration Processes of an Inductive Plasma Accelerator by Three-axis Magnetic Field Measurements," International Electric Propulsion Conference 2017, Atlanta, USA, October, 2017.
- 3) Kazuya Yaginuma, Hokuto Sekine, Hiroyasu Kurashige, Toshihiro Matsuguma, Hiroyuki Koizumi and Kimiya Komurasaki, "Experimental Study for Effects of Acceleration Frequency on the Performance in an Electroless Inductive Plasma Accelerator," International Electric Propulsion Conference 2017, Atlanta, USA, October, 2017.
- 4) 関根北斗, 柳沼和也, 松隈俊大, 小泉宏之, 小紫公也「誘導加速型無電極電気推進機のプラズマ誘導加速過程における3次元磁場測定」, 日本航空宇宙学会 第61回宇宙科学技術連合講演会, 新潟県, 2017年10月.

※日本航空宇宙学会 学生優秀賞 受賞

- 5) 関根北斗, 倉重宏康, 柳沼和也, 小泉宏之, 小紫公也「無電極プラズマ推進機の電磁誘導加速過程における3次元磁場測定」, PLASMA Conference 2017, 兵庫県, 2017年11月.
- 6) 倉重宏康, 柳沼和也, 関根北斗, 小泉宏之, 小紫公也「定常加速方式を適用した誘導加速型無電極プラズマ推進機における推力発生の基礎実験」, PLASMA Conference 2017, 兵庫県, 2017年11月.
- 7) 関根北斗, 柳沼和也, 小泉宏之, 小紫公也「無電極プラズマ推進機の電磁誘導加速過程における誘導磁場および誘導電流に関する研究」, H29年度宇宙輸送シンポジウム, 神奈川県, 2018年1月.
- 8) 倉重宏康, 柳沼和也, 関根北斗, 小泉宏之, 小紫公也「誘導加速型無電極推進機の加速電力を考慮した推進性能評価」, H29年度宇宙輸送シンポジウム, 神奈川県, 2018年1月.

## Appendix A

### 準定常電流近似

アンペール・マクスウェルの法則 (Ampère's circuital law) は,

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \left( \mathbf{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \quad (104)$$

と書ける．本研究において，加速用コイル電流の周波数は  $\cong 50$  kHz であるから，準定常近似と呼ばれる近似の適用を検討する．プラズマ中の誘導電流  $\mathbf{j}$  は，プラズマの電気伝導率を  $\sigma$  とすれば，オームの法則より

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (105)$$

とかける．ここで電界  $\mathbf{E}_0$  が正弦的である，すなわち

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin \omega t \quad (106)$$

と置けば，

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}_0 \sin \omega t \quad (107)$$

と書ける．

一方，変位電流の項  $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$  は

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (108)$$

$$= \varepsilon_0 \omega \mathbf{E}_0 \cos \omega t \quad (109)$$

となるため，式(1)，式(4)，式(6) より，

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 (\sigma \mathbf{E}_0 \sin \omega t + \varepsilon_0 \omega \mathbf{E}_0 \cos \omega t) \quad (110)$$

$$= \mu_0 \mathbf{E}_0 \sigma \sqrt{1 + \left( \frac{\varepsilon_0 \omega}{\sigma} \right)^2} \sin(\omega t + \alpha) \quad (111)$$

$$\alpha = \arctan \left( \frac{\varepsilon_0 \omega}{\sigma} \right)$$

となる．

ここで， $\left( \frac{\varepsilon_0 \omega}{\sigma} \right)^2 \ll 1$  が成り立つとき

$$\nabla \times \mathbf{B} \cong \mu_0 \mathbf{E}_0 \sigma \sin(\omega t + \alpha) \quad (112)$$

となる．式 (101) と式 (105) の振幅を比較すると，この条件の下では変位電流の項  $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$  を

無視できるといえる．

現在の RIPAL のプラズマの電気伝導度  $\sigma$  は、最も高い領域で

$$\sigma/(\Omega \cdot \text{m})^{-1} \cong 1000 \quad (113)$$

程度である．これと，加速コイル周波数  $\omega$  が

$$\omega/(\text{rad/s}) \cong 2\pi \cdot 50 \times 10^3 \quad (114)$$

$$\cong 3 \times 10^5 \quad (115)$$

であることを用いれば，

$$\left(\frac{\varepsilon_0 \omega}{\sigma}\right)^2 \cong 10^{-20} \quad (116)$$

となり，準定常近似の適用が妥当であるといえる．



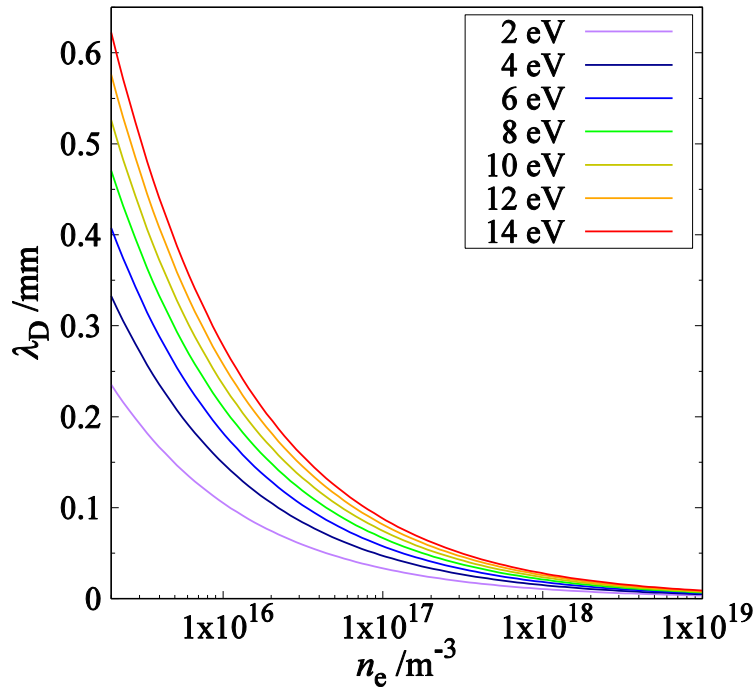
## Appendix B

### Debye 長の計算

本研究で用いたような, 磁気プローブ, トリプルプローブをプラズマに挿入するときには, プラズマの Debye 長 (Debye length) に注意する必要がある. Debye 長は, プラズマによる電場遮蔽のスケールを表している. すなわち, Debye 長以下のスケールではプラズマの準中性条件が破れていると考えることが出来る. Debye 長  $\lambda_D$  はプラズマ中の Poisson 方程式を解くことで得られ, 以下の式で表すことが出来る.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (117)$$

本研究で対象としたプラズマの電子温度, 電子密度付近での Debye 長を Appendix B- 1 に示す.



Appendix B- 1. RIPAL のプラズマ付近でのデバイ長.