

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	リッジ付高周波空洞を用いた電子加速器の研究
Title(English)	
著者(和文)	林崎規託
Author(English)	Noriyosu Hayashizaki
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第4358号, 授与年月日:2000年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第4358号, Conferred date:2000/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

リッジ付高周波空洞を用いた電子加速器の研究

東京工業大学 理工学研究科 原子核工学専攻
博士課程 97D21077 林崎規託

目次

第1章 序論	1
1.1 緒言	1
1.2 蛇行型電子加速器の特長	3
1.3 蛇行型電子加速器の応用可能性	3
1.4 本研究の目的と研究課題	5
1.5 本論文の構成	6
1.6 参考文献	7
第2章 原理と構造	8
2.1 加速原理	8
2.2 加速器の構成	9
2.3 高周波共振空洞	10
2.3.1 円筒形共振空洞と共振モード	10
2.3.2 加速空洞としての特性パラメータ	15
2.3.3 リッジトロンの加速空洞	17
2.4 偏向電磁石とビーム収束	20
2.4.1 磁場強度と軌道半径	20
2.4.2 偏向電磁石中における粒子の運動	21
2.4.3 エッジ収束	23
2.5 シンクロトロン振動	27
2.5.1 モーメントム・コンパクション・ファクター	27
2.5.2 位相安定性	28
2.5.3 ビーム収束に対する高周波加速の影響	33
2.5.4 リッジトロンにおける位相安定性	33
2.6 まとめ	34

2.7	参考文献	34
第3章	プロトタイプ機的设计	35
3.1	设计方针	35
3.2	基本パラメータ	36
3.3	加速空洞的设计	39
3.3.1	SUPERFISH による高周波特性解析	39
3.3.2	コールド・モデルを用いた高周波特性試験	43
3.3.3	MAFIA を用いた高周波特性解析	51
3.4	ビーム軌道計算	55
3.4.1	ビームと位相空間	55
3.4.2	リッジトロンのビーム収束法	57
3.4.3	電子計算機を用いたビーム軌道計算	57
3.4.4	ハード・エッジ近似によるビーム収束の検討	59
3.4.5	アクティブ・フィールド・クランプを用いたビーム収束の検討	62
3.4.6	位相アクセプタンスの計算	72
3.5	偏向電磁石	73
3.5.1	磁石パラメータの検討	73
3.5.2	磁極形状の検討	75
3.5.3	アクティブ・フィールド・クランプ	77
3.6	電子銃	78
3.6.1	熱陰極材料	78
3.6.2	電子銃的设计	80
3.7	まとめ	84
3.8	参考文献	86
第4章	各装置の製作と特性試験	87
4.1	全体構成	87
4.2	加速空洞と高周波システム	87
4.2.1	製作	87
4.2.2	低電力試験	93
4.3	偏向電磁石	95
4.3.1	製作	95

4.3.2	磁場分布の測定	95
4.4	電子銃	98
4.4.1	製作	98
4.4.2	電子銃単体試験	100
4.5	その他附属装置	102
第5章	ビーム加速試験	104
5.1	加速試験システム	104
5.1.1	全体構成	104
5.2	ビーム加速試験	107
5.2.1	高周波電力の投入	107
5.2.2	高周波磁場によるビーム偏向作用の改善	108
5.2.3	ビーム加速試験	111
5.3	考察	117
第6章	結論	120
6.1	本研究の成果	120
6.2	今後の課題	122
6.3	参考文献	124

第1章 序論

1.1 緒言

物質を構成する粒子である原子核や電子，あるいは原子および分子イオンなどの荷電粒子を，電磁気力を用いて人工的に高速状態に加速して利用する装置を加速器という。加速器の開発は1800年代後半の陰極線研究に端を発し，原子核研究の手段として高速粒子の必要性から1920年代より本格化した。以来，約70年の歴史をもつ加速器技術であるが，それは主として原子核や素粒子実験のニーズとともに発展してきたといえる。例えば加速エネルギーは，1932年にJ. CockcroftとE. Waltonによって電圧増倍整流回路を用いておこなわれた初めての人工的な原子核反応実験では500 keVであったが^[1]，核反応の高エネルギー化にともない技術開発が進められた結果，現在ではTeVクラスの蓄積リングが建設されるまでに至っている。しかしその一方で，黎明期に開発された加速構造が，最新技術の導入と改良により現在においても利用され続けている。また，時代とともに原子核や電子の反応過程が工業，医療，農業などの分野に応用されるにつれ，加速器には産業用機器としての役割も加わるようになった^[2]。

加速器は基本的に，荷電粒子の加減速をおこなうための電場発生部分と，進路を制御するための電場および磁場発生部分から構成される。その製作にあたっては，必要とされる加速エネルギー領域とビームの種類および強度に応じて選択可能な構造が異なる。代表的な分類としては，加速粒子の種類によって電子加速器とイオン加速器，加速電場の状態によって静電型と高周波型，さらに高周波型については粒子軌道によって直線型と周回型に大別される。しかしもうひとつ，これまで周回型の一部に分類され，本論文において新しく蛇行型と定義した加速構造が存在する。これは高周波周回型と同様に，加速管と偏向磁石から構成されて繰り返し加速をおこなうものの，閉軌道や円形軌道をもたないために注目されてこなかった。その理由としては，高エネルギー加速のニーズが直線型と周回型の組み合わせによって実現可能であり，長くにわたって蛇行型が着想されなかったことがあげられる。

このような状況のなかで、1989年にフランスのJ. Pottierにより、初めて加速空洞として同軸型共振空洞を用いた蛇行型電子加速器として「ロードトロン」が提案された^[3-8]。次いで、1995年に日本の小寺正俊によって、初めてリッジ付共振空洞を用いた蛇行型電子加速器として「折畳み軌道高周波電子加速器」が提案された^[9]。そして本研究では、後者の加速構造について原理実証機の開発をおこない、その有効性を検証した^[10-11]。

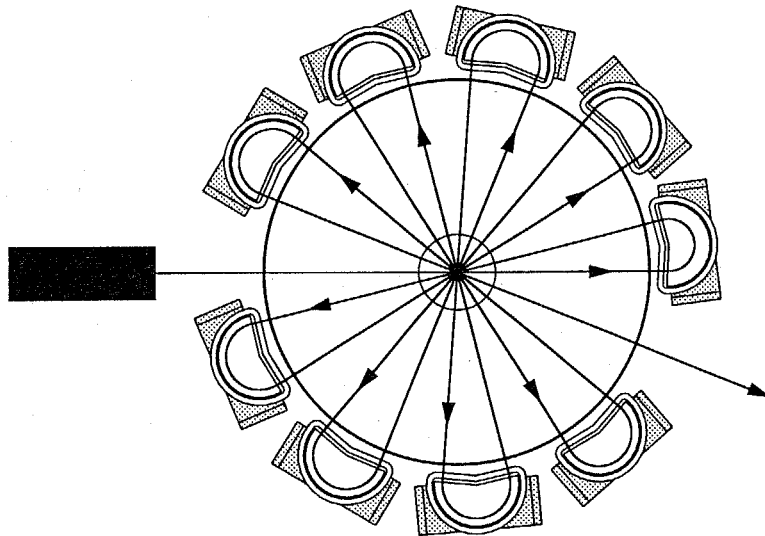


図 1.1 「ロードトロン」のビーム軌道図

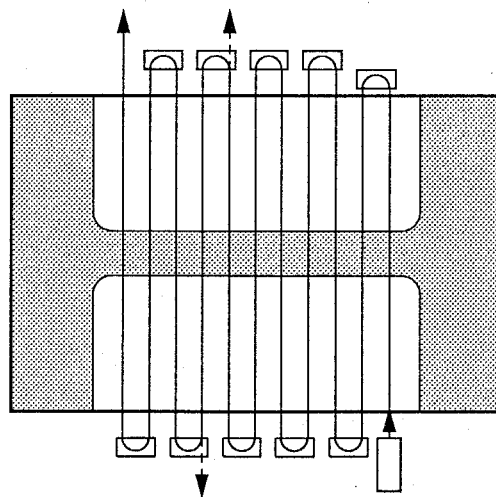


図 1.2 「折畳み軌道高周波電子加速器」のビーム軌道図

1.2 蛇行型電子加速器の特長

本論文では「偏向電磁場により進行方向を反転させて、荷電粒子を連続的に加速する高周波型加速器のなかで、閉軌道および円形軌道をもたないもの」を蛇行型加速器と定義する。「折畳み軌道高周波電子加速器」や「ロードトロン」の例から、この加速構造を用いた電子加速器は、次のような加速器としての特長をもつことが分かる。

- ① ひとつの加速空洞を繰り返して加速に利用するため、電力効率が高い。
- ② 加速空洞は構造が単純であり、機械的剛性が得られやすい。
- ③ ビーム反転を加速空洞の外部でおこなうため、収束要素を組み込みやすい。

加速エネルギーの大きさには原理上の制限は存在しないが、現実的には加速空洞と偏向装置（主に電磁石）の大きさによって制約を受けるため、低・中エネルギー加速が実用領域となる。

蛇行型加速構造では、加速途中に偏向装置を配置するためのビームドリフト空間が不可欠である。これは加速電場の極性が反転するまでにドリフト空間を必要とする高周波加速において好都合な条件である。そして偏向装置の設計性を考慮した場合、ドリフト空間は適当な長さの余裕をもたねばならない。したがって、加速粒子の速度は大きいほうがのぞましいため、この加速構造は低エネルギー領域で容易に粒子速度が光速付近まで達する電子加速器に適している。また、ドリフト空間の長さは高周波波長に比例するため、加速空洞サイズによって制約を受けるものの、運転周波数は低い方が有利である。「折畳み軌道高周波電子加速器」や「ロードトロン」では、どちらも VHF 波（メートル波）帯の運転周波数を採用しており、これは次のような利点を有する。

- ① 連続運転が可能であり、大きな時間平均ビーム出力を得ることができる。
- ② 装置サイズが比較的取り扱いやすい大きさとなる。
- ③ 高周波増幅器に四極管が使用可能であり、製作コストの低減が期待できる。

これらの特長は、蛇行型電子加速器が産業用加速器として大きな利用可能性をもつことを示している。

1.3 蛇行型電子加速器の応用可能性

電子線の工業利用は、1957年にレイケム社（米国）による加速エネルギー 1 MeV、ビーム出力 5 kW という小型電子加速器を用いた、ポリエチレンの熱収縮チューブ製造より実

用化が始まった。以来、電子線の工業的応用は約 40 年の歴史を有し、その形態も現在では高分子材料のキュアリング加工、医療用具や食品の滅菌や殺菌、排煙処理や廃棄物処理などの環境保全、ガン治療など多岐にわたっており、電子線照射プロセスとして産業界に定着している^[2]。照射プロセスに利用される電子線のエネルギー範囲は、数 10 keV～10 MeV と 1000 倍にわたるレンジをもつ。この幅広いレンジに単体で対応可能な電子加速器は存在せず、必要とする加速エネルギーに応じて、次の 3 種類の加速構造が開発・利用されてきた。

- ① シングルギャップ型（～300 keV）：表面硬化，低エネルギー滅菌・殺菌
- ② 静電型（300 keV～5 MeV）：耐熱性加工，ポリマー改質，環境保全処理
- ③ 高周波型（5～10 MeV）：医療用具滅菌，食品殺菌

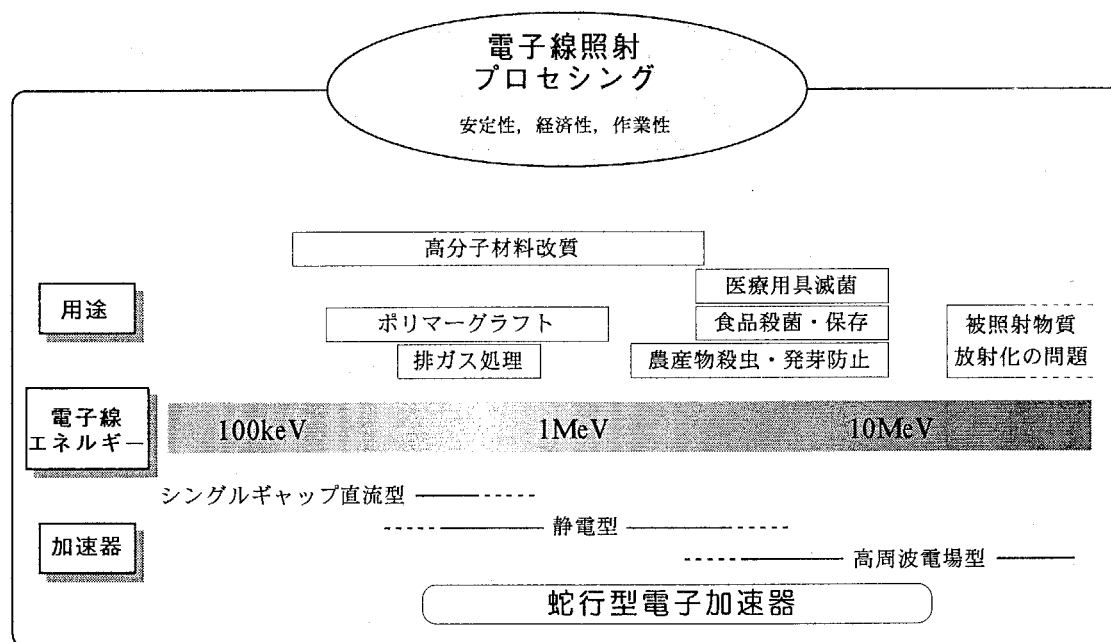


図 1.3 電子加速器の工業的利用

電子線照射プロセスの重要な応用分野のひとつに放射線殺菌・滅菌があり、すでに食品照射や医療用具滅菌プロセスとして実用化されている^[12-13]。そして現在、人間の生命に関わる食料資源や医療用具の品質と安全性を、製造工程の段階から確実に確保するための手段として、放射線殺菌・滅菌の重要性が世界的に認識されつつある。なかでも医療用具の滅菌は、医学の進歩とともに院内感染防止の観点から重要性が高まり、医療機関におけ

る滅菌管理の徹底とともに、製造段階から品質管理されたディスポーザブル医療用具の急速な普及が進んでいる。また滅菌品質にとどまらず、滅菌作業従事者に対する安全性の確保、環境影響への考慮についても国際的な議論が広がっており、このような潮流のなかで電子線滅菌法の有効性に大きな期待が寄せられている。

医療用具の放射線滅菌に必要とされる一般的な吸収線量は 25 kGy が目安とされている[14–15]。加速エネルギーについては、その大きさに比例して物質中における電子線の飛程も長くなるが、10 MeV をこえると誘導放射能の問題が生じる。したがって、大きな透過深度と高い滅菌品質の確保に必要とされる、汎用的な滅菌用電子加速器の性能条件としては、加速エネルギーが 10 MeV、ビーム出力が 20～30 kW となる。10 MeV 対応の電子加速器としては、装置絶縁の問題から静電型を使用することは困難であるため、必然的に高周波型を導入することになり、これまではマイクロ波型の電子線形加速器が利用されてきた。しかし、これらの加速エネルギーおよびビーム出力は、蛇行型電子加速器に対しても手頃なものであり、すでに「ロードトロン」は産業用加速器として商品化がなされている。その性能も連続運転という特長を活用し、現在では加速エネルギーが 10 MeV で、ビーム出力が 35, 80, 150 kW という数種類の実用機が製作されている[5–8]。

1.4 本研究の目的と研究課題

新しい加速構造の有効性を確認し、その応用可能性を追求する上で、原理実証用加速器を開発することは非常に重要である。そこで本研究は、これまで提案段階にあった「リッジ付共振空洞を用いた蛇行型電子加速器」について実際に製作をおこない、その加速構造の有効性を検証し、製作方法を確立することを目的としている。

ここでリッジ付共振空洞とは、円筒形の高周波共振空洞の内部にリッジと呼ばれる電極が取り付けられているもので、加速空洞として次のような特徴をもつ。

- ① リッジ電極を持たない通常の共振空洞と比較して共振周波数が低い。
- ② リッジ電極形状の変化により電磁場分布の最適化が容易である。
- ③ リッジ電極部分に電場が集中するため、加速電力効率が低い。

加速器の分野においてリッジ付共振空洞は、これまで IH 型や 4 ヴェイン高周波四重極型などのイオン線形加速器に利用されてきたが、電子加速器としては本加速器が最初の応用例となる。そして、円筒空洞の径方向にビームを繰り返し加速するためにリッジ電極を効果的に活用するので、開発途中に「リッジトロン」と命名された。

その実用機レベルにおける仕様目標は、電子線滅菌への応用を考慮して、加速エネルギーが 10 MeV、ビーム出力が 25 kW とした。しかし本研究では、加速構造の検証を主目的とするため、加速エネルギー 2.5 MeV、ビーム出力 6.5 kW のプロトタイプ機の開発を(株)東芝との共同研究としておこなった。そして、加速空洞や偏向電磁石、電子銃などから構成されるプロトタイプ機の開発にあたっては、次のような研究課題があった。

- ① 加速空洞として必要なリッジ付共振空洞の特性条件の検討と製作
- ② ビーム収束法の検討と、軌道計算を用いた加速安定性の評価
- ③ 小型で磁場精度のよい偏向電磁石の製作
- ④ 加速ビームの時間的構造を調整可能な電子銃の製作
- ⑤ ビーム加速試験による加速特性の実験的評価

1.5 本論文の構成

本論文は全 5 章より構成される。本章では、これまで注目度が低かった蛇行型加速構造について着目し、その定義および電子線加速器としての特長、さらに応用領域として電子線照射滅菌について概説した。そして、本研究の主題となるリッジ付共振空洞を用いた蛇行型電子加速器の開発目的と特長、研究課題について述べた。

第 2 章では、リッジトロンを構成する加速空洞と偏向電磁石の動作原理、加速器内におけるビーム運動の基本的原理について述べ、その開発における留意点を明らかにする。

第 3 章では、本研究において製作したプロトタイプ機における、加速空洞や軌道計算、偏向電磁石、電子銃の設計内容について述べ、その工学的な特色などについて考察する。

第 4 章では、プロトタイプ機の製作内容について述べ、その構成要素ごとの主要特性を設計値と比較しながら考察する。

第 5 章では、ビーム加速試験の結果を示し、本研究において提案された加速構造の有効性について検証をおこなう。

第 6 章では、本研究において得られた成果を総括し、将来の実用機開発に対する指針とともに結論をまとめる。

1.6 参考文献

- [1] J. D. Cockcroft and E. T. S. Wolton, Proc. Roy. Soc. A136 (1932) 619.
- [2] 放射線と産業 各号, (財) 放射線利用振興協会
- [3] J. Pottier, Nucl. Instr. and Meth B40/41 (1989) 943-945.
- [4] J. M. Bassaler et al., Nucl. Instr. and Meth B68 (1992) 92-95.
- [5] Y. Jongen et al., Nucl. Instr. and Meth B79 (1993) 865-870.
- [6] Y. Jongen et al., Nucl. Instr. and Meth B89 (1994) 60-64.
- [7] A. Herer et al., 放射線と産業 78 (1998) 27-31.
- [8] M. V. Lancker et al., Nucl. Instr. and Meth B151 (1999) 242-246.
- [9] 小寺正俊, 特開平 10-041099 「折畳み軌道高周波電子加速器」
- [10] N. Hayashizaki et al., Nucl. Instr. and Meth A427 (1999) 28-32.
- [11] N. Hayashizaki et al., Nucl. Instr. and Meth B (2000) to be published.
- [12] 日本アイソトープ協会, 放射線滅菌の現状と展望, 丸善 (1998)
- [13] WHO (世界保健機関), 照射食品の安全性と栄養適性, コープ出版 (1996)
- [14] 平成 9 年 7 月 1 日医薬監第 1 号 厚生省医薬安全局監視指導課長通知「滅菌バリデーション基準について」
- [15] 平成 10 年 5 月 1 日医薬監第 69 号 厚生省医薬安全局監視指導課長通知「放射線滅菌バリデーションガイドライン」

第2章 原理と構造

本章では、リッジ付共振空洞を用いた蛇行型電子加速器（以下、リッジトロン）が必要とする基本原理についてまとめる。まず初めに高周波電場を用いた蛇行型加速の原理について述べ、次に主な構成要素となる加速空洞と偏向電磁石の基本的性質を概説する。そして、ビーム収束と加速安定性の原理について述べ、リッジトロンへの適用条件を検討する。

2.1 加速原理

対向する一組の柱状電極を用いた荷電粒子の加速を考える。電極内に加速粒子の通過孔をあけておき両電極に直流電圧を印加すると、電極間に電場が発生して片方向に一度だけ荷電粒子を加速することができる。しかし、両電極に高周波電圧を印加すると発生する電場は半周期ごとに逆方向に変化する。そこで、一度加速された粒子の進路を逆方向に反転させ、再び電極間に到達するまでの時間が高周波の半周期になるように調整すると、粒子は前回とは逆相の電場で再加速される。このスキームを高周波に同期しながら繰り返すことにより、一対の加速電極を用いて粒子を連続的に加速することが可能である。

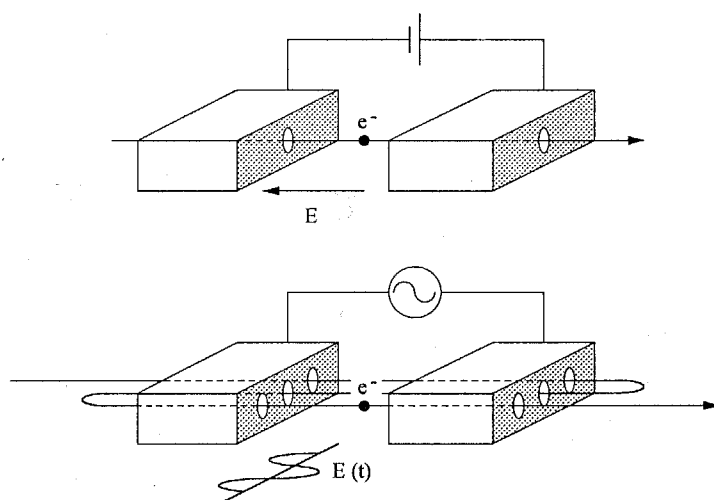


図 2.1 粒子加速の原理（上：静電加速，下：高周波同期加速）

加速電極に高周波電圧を印加するとき、高周波電力を効率よく加速電圧に変換するために、特定周波数の電磁場定在波を小電力で励振できる共振空洞が用いられる。とくにリッジトロンではリッジ付共振空洞を採用し、空洞内に対向して取り付けられた2本のリッジ電極を加速電極として使用する。粒子の反転は電場もしくは磁場を用いた偏向装置によりおこなうが、必要強度が電場では粒子速度の2乗に比例するのに対して磁場では正比例する。また、放電の問題や高圧絶縁の必要がないことから、リッジトロンでは偏向電磁石を採用している。

この加速方法では、加速電極と偏向電磁石の配置構成によって、回転形と蛇行形の2種類の粒子軌道をとることができる。前者としては、粒子速度とともに偏向磁場強度が増加して円形閉軌道を保持するシンクロトロンや、逆に偏向磁場強度が一定で円形もしくは螺旋形の軌道をもつマイクロトロンやサイクロトロンなどがある。後者については、これまでにリッジトロンおよびロードトロンにおいて採用されているだけである。

2.2 加速器の構成

リッジトロンはリッジ付共振空洞と外周部に設置された複数の偏向電磁石から構成される。その全体構成を図2.2に示す。共振空洞には2本のリッジ電極が対向して取り付けられており、電極内部はビーム通路として中空構造になっている。したがって、電子銃より引き出された電子ビームは、ソレノイドレンズによって収束されて空洞内に入射し、リッジ電極間を加速ギャップとして加速される。そして、偏向電磁石によって再び空洞内に向けて反転されることで、繰り返し加速がおこなわれる。

加速に用いられる高周波電場は擬 TE_{110} モードで、共振空洞に高周波電力を投入することにより励振される。このモードでは高周波電場の大部分がリッジ電極間に集中し、高い加速電力効率を得られる。また、空洞軸方向の高周波電場分布を均一化するために、電極端部は空洞端板に向けて延長されている。偏向電磁石の磁場強度は電子の加速エネルギーとともに大きくなり、任意の偏向電磁石を無磁場とすることによって、最終エネルギー到達前に電子ビームを取り出すことも可能である。したがって、一定ステップではあるが加速エネルギーが可変になっている。加速周期については高周波電場との同期条件により、高周波半周期の奇数倍ごとに設定可能であるものの、省スペースなどの観点から基本モードである π 周期加速を採用している。なお、単位半周期あたりのビーム軌道距離 $(\beta\lambda/2)$ が電子速度に比例して長くなるので、加速空洞に対する偏向電磁石の位置関係は同期条件を保持するために適宜調整される。

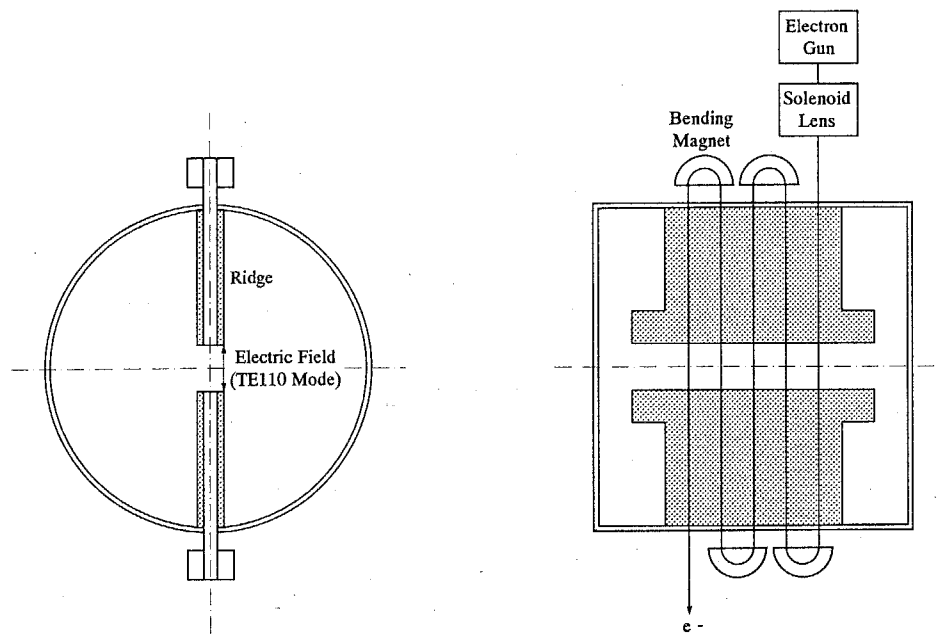


図 2.2 リッジトロンの全体構成図

2.3 高周波共振空洞

空間内のある領域内にエネルギーを注入することにより、特定周波数の振動が発生していつまでも保持されるとき、その領域は共振系と呼ばれる。電磁波を伝送する同軸線路、矩形や円形の導波管を適当な長さに切断し、その一端を導体で蓋をすると導体内に定在波が立つ。そしてさらに、他端について蓋をしても内部の電磁場分布は影響を受けない。このように導体で囲まれた空間を共振空洞と呼ぶ。加速器においては真空状態を維持しながら効率よく高周波電力を加速電圧に変換する加速空洞として利用される。本節では、その電磁氣的性質と特性パラメータについて述べ、リッジトロンの加速空洞について考察をおこなう。

2.3.1 円筒形共振空洞と共振モード^[1~6]

リッジトロンの用いられるリッジ付共振空洞の励振モードは、円形導波管の伝送理論を基本に理解することができる。円形導波管による電磁波伝送には、TE 波 (Transverse Electric Wave), TM 波 (Transverse Magnetic Wave) の 2 種類のモードがあり、これは共振空洞の励振モードにおいても同様である。TE 波とは電磁波の進行方向あるいは空洞軸方向に対して電場が垂直方向だけに存在し、TM 波とは同様に磁場が垂直方向だけに存在する電磁波モードを意味する。ここではリッジトロンの用いられる TE モードを主体に

軸方向に対して電場が垂直方向だけに存在し、TM 波とは同様に磁場が垂直方向だけに存在する電磁波モードを意味する。ここではリジトロンで用いられる TE モードを主体に共振条件を求める。

＜電磁波の波動方程式＞

まずはじめに、任意方向に伝搬する電磁波の波動方程式について考える。真空中における Maxwell の方程式は、領域内に電荷が存在しないと仮定すると、次のように記述される。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

ここで $\mathbf{E}$ は電場、 $\mathbf{B}$ は磁束密度、 ϵ_0 と μ_0 は誘電率と透磁率である。(2.1) の両辺の回転と、(2.2) の両辺の時間微分をとることにより、(2.1) と (2.2) から $\mathbf{B}$ を消去することができる。

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.5)$$

この関係から、真空中で電荷が存在しないという条件により、電場についてのベクトル波動方程式が得られる。

$$\nabla \cdot \nabla \mathbf{E} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.6)$$

同様にして、磁場についてのベクトル波動方程式も得られる。

$$\nabla \cdot \nabla \mathbf{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

＜円形導波管の伝送モード＞

円筒形共振空洞の基本となる円形導波管（半径 a ）を進行する電磁波について、ベクトル波動方程式をもとに考える。なお、管壁導体の導電率は無限大、媒質は無損失と仮定する。座標系として円筒座標系 (r, ϕ, z) を採用し、導波管内における電磁波の進行方向を z 方向、伝播定数を γ とすると、電場 $\mathbf{e}$ は次のように表示できる。

$$\mathbf{e}(r, \phi, z, t) = \mathbf{E}(r, \phi) e^{j(\omega t - \gamma z)} \quad (2.8)$$

これをベクトル波動方程式 (2.6) に代入すると、次のヘルムホルツ方程式が得られる。

$$\nabla \cdot \nabla \mathbf{E} + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \mathbf{E} = 0 \quad (2.9)$$

ここで、進行方向成分 E_z は分離することができ、

$$\nabla^2 E_z + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 E_z = 0 \quad (2.10)$$

を満たし、境界条件 $E_z(r = a) = 0$ にしたがう。(2.10) を展開し、 ∇^2 を進行方向成分と断面座標成分に分離するために $E_z(r, \phi, z) = R(r)\Phi(\phi)Z(z)$ を試みると、

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0) E_z = 0 \quad (2.11)$$

$$\frac{1}{Rr} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \frac{1}{\Phi r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} + \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0) = 0 \quad (2.12)$$

を得る。なお、磁場について展開した結果も (2.12) と同形式になる。

円形導波管の伝送モードには TE モードと TM モードがあり、ここではリッジトロンの励振モードに関連する前者の進行方向成分について述べる。TE モードでは電場の進行方向成分が存在しない ($E_z = 0$) ため、磁場について展開した (2.12) を使用することになる。 z 依存性は分離定数 $-k^2$ を用いて分離される。

$$\frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = -k^2 \quad (2.13)$$

この解としては $Z(z) = e^{\pm jkz}$ が適当である。 ϕ 依存性は $\gamma^2 = (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0)^2 - k^2$ とおき、両辺に r^2 を乗じて分離定数 $-m^2$ を用いて分離される。

$$\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = -m^2 \quad (2.14)$$

この解は $\Phi(\phi) = Be^{\pm j m \phi}$ である。残りの r 依存性は、

$$r \frac{d}{dr} \left(r \frac{dR}{dr} \right) + (\gamma^2 r^2 - m^2) R = 0 \quad (2.15)$$

これはベッセル方程式であり、その解は次のようになる。

$$R = A_1 J_m(\gamma r) + A_2 N_m(\gamma r) \quad (2.16)$$

右辺の $J_m(\gamma r)$ は m 次のベッセル関数、 $N_m(\gamma r)$ は m 次のノイマン関数であるが、その性質から後者は解とならずに第1項だけが残る。

このときの境界条件は $E_\phi(r = a) = 0$ である。Maxwell の方程式から誘導される E_ϕ の式にこれを適用すると $J'_m(\gamma r) = 0$ となる。 $J'_m(\gamma r) = 0$ の n 番目の根を j'_{mn} とおくと、 m, n に対応する $\gamma_{mn} = j'_{mn}/a$ が求められる。この関係を $H_z(r, \phi) = R(r)\Phi(\phi)$ に適用し、 $A_1 B = H_{mn}$ とおくと、磁場の進行方向成分を記述する次式が得られる。

$$(H_z)_{mn} = H_{mn} J_m\left(\frac{j'_{mn}}{a} r\right) e^{\pm j m \phi} \quad (2.17)$$

TE_{mn} モードにおいては $m \geq 0$ でありうるが、 $n \geq 1$ でなければならない。TM 波についても同様に、磁場の進行方向成分が存在しない ($H_z = 0$) 条件において展開できる。導波管には伝送モードごとに遮断周波数と呼ばれる伝送可能な電磁波の最低周波数が存在し、なかでも最も低い遮断周波数をもつ伝送モードを基本モードと呼び、円形導波管では j'_{mn} の最小値を用いる TE₁₁ モードが相当する。電磁波は導波管内において管壁間を何度も往復しながら進み、伝搬周波数が遮断周波数に近づくにつれて往復回数が増加し、管壁に衝突した点で電流が流れて損失が生じる。したがって、低い周波数の方が減衰量が大きくなる。

<円筒形共振空洞の励振モード>

円形導波管（長さ l ）の両端に蓋をすると円筒形共振空洞ができる。共振空洞では両端の蓋部分の電場がゼロであることが境界条件になるので、その適当な解は $\sin(kz)$ と $\cos(kz)$ になる。このため TE モード円筒形共振空洞の軸方向磁場成分 H_z は次のようになる。

$$(H_z)_{mnk} = \sum_{n,m} J_m(\gamma_{mn} \rho) e^{\pm j m \phi} [a_{mn} \sin(kz) + b_{mn} \cos(kz)] \quad (2.18)$$

$z = l = 0$ である両端の蓋面上においては $b_{mn} = 0$ として、

$$k = \frac{p\pi}{l} \quad (p = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.19)$$

したがって、

$$\gamma^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - k^2 \quad (2.20)$$

$$= \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \frac{p^2 \pi^2}{l^2} \quad (2.21)$$

また、通常の境界条件 $E_z(r = a) = 0$ も存在する。

$$\gamma_{mn} = \frac{\alpha_{mn}}{a} \quad (2.22)$$

ここで、 α_{mn} は J_m の n 番目のゼロ点である。したがって、2つの境界条件と変数分離定数 m^2 の結果、振動の角周波数は3つの不連続なパラメータに依存することになる。

$$\omega_{mnp} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \sqrt{\frac{\alpha_{mn}^2}{a^2} + \frac{p^2 \pi^2}{l^2}} \quad (2.23)$$

なお、TMモードについても同様の結果が得られる。 z 方向に定在波の立った円筒形共振器では TE_{111} モードが基本モードとなり、導波管と同様に最も長い共振波長をもつ。

＜共振空洞の等価回路＞

共振空洞の電氣的性質は分布定数等価回路を用いて考えることができる。等価回路は抵抗 R 、インダクタンス L 、静電容量 C から構成され、その電流と電圧の分布は伝搬定数 γ 、特性インピーダンス Z を用いて与えられる。TEモード共振空洞の等価回路はTEモード導波管の両端を短絡することで得られ、無損失導体を仮定すると図2.3のように表現できる。

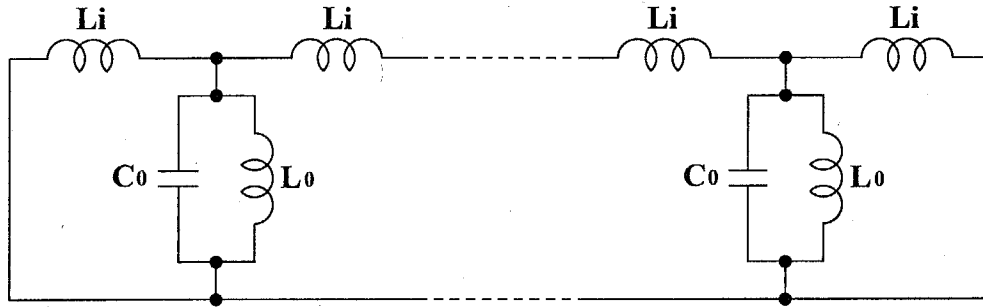


図 2.3 TE モード共振空洞の等価回路

この等価回路の電圧と電流分布の式は次のように与えられる。

$$V(z) = V_i \cosh \gamma z + Z I_i \sinh \gamma z \quad (2.24)$$

$$I(z) = I_i \cosh \gamma z + \frac{V_i}{Z} \sinh \gamma z \quad (2.25)$$

ここで、 V_i と I_i は電圧と電流の入力最大値である。また、伝搬定数と特性インピーダンスは次のように表わされる。

$$\gamma = \sqrt{\frac{L_i}{L_o} (1 - \omega^2 L_o C_o)} \quad (2.26)$$

$$Z = j\omega \sqrt{\frac{-L_i L_o}{1 - \omega^2 L_o C_o}} \quad (2.27)$$

TE モード共振空洞ではサセプタンス成分が並列共振回路を構成していることから、その共振周波数は次のように与えられる。

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_o C_o}} \quad (2.28)$$

2.3.2 加速空洞としての特性パラメータ

共振空洞を加速器の加速空洞として用いるにあたっては、加速特性や電力効率などの観点から加速空洞の性能を表わす、いくつかの重要なパラメータを考慮しなければならない。ここでは、Q 値、シャント・インピーダンス、トランジット・タイム・ファクターという、電力効率に関わる 3 つのパラメータについて説明する。

< Q 値 >

共振状態において共振空洞の内部には電磁気エネルギーが蓄積されている。これは共振空洞のもつ電氣的なりアクタンス成分にリアクティブエネルギーとして存在する。空洞体が無損失の場合には最初に投入されたエネルギーは保存されて振動を続けるが、一般的には次の損失のために振動は減衰していく。

- ① 空洞を構成する導体による抵抗損失
- ② 空洞に含まれる媒質による誘電体損と磁性体損
- ③ 空洞から自由空間中への輻射電力による輻射損失

その単位時間あたりの損失量を表わすパラメータとして Q 値 (Quality Factor) があり、次のように定義される。

$$Q = 2\pi \frac{\text{空洞内の蓄積エネルギー}}{\text{1 周期の間に消費されるエネルギー}} \quad (2.29)$$

このような共振空洞の内部コンダクタンスによる Q 値は無負荷 Q (Q_0) と呼ばれる。しかし、実際の共振空洞では壁面開口部を通じて高周波電源や各種モニター類が接続されており負荷として作用する。したがって、これら外部リアクタンスによる Q 値も定義されて外部 Q (Q_e) と呼ばれる。そして内外のコンダクタンス全体に対する Q 値は負荷 Q (Q_L) と呼ばれ、次のように表わされる。

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} \quad (2.30)$$

Q 値は共振空洞の体積や表面積、励振モードによって変化する。共振周波数を一定にした場合、空洞内の蓄積エネルギーが体積に、導体損が表面積に比例するため、空洞形状が大きくなる高次モードの方が高い Q 値をもつ。

＜シャント・インピーダンス＞

加速器に用いられる共振空洞の重要な性能パラメータとして、シャント・インピーダンス (Shunt Impedance) がある。これは投入された高周波電力に対して、空洞内に発生する加速電場の大きさを表わす。定常状態における共振空洞の消費電力は、加速に有効な高周波電場強度の 2 乗に比例する。そこで、空洞の消費電力を P 、加速に有効な平均電場強度を E_{z0} とすると、シャント・インピーダンス Z_s は次のように定義される。

$$Z_s = \frac{E_{z0}^2}{P/L} \quad (2.31)$$

シャント・インピーダンスは (Ω/m) の単位をもち、その数値が大きいほど高周波損失が少ないことになる。

＜トランジット・タイム・ファクター＞

高周波型加速器の加速ギャップ電場は、運転周波数にしたがって一定の周期で変化する。とくに定在波型の加速器の場合、粒子が加速ギャップを移動している間も、加速電場は連続的に変化しているため、最終的な加速エネルギーは平均電場強度にもとづく。平均電場強度は、加速粒子の進行方向を z 方向、最大電場強度を $E_z(z)$ 、加速ギャップの周期距離を L 、その原点をギャップ中心にとると、次のように表わされる。

$$E_0 = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} E_z(z) dz \quad (2.32)$$

したがって、エネルギー利得 ΔW は粒子がギャップ中心を通過するときの高周波位相を ϕ_s 、ギャップ内の位置 z における時刻を $t = z/v$ とすると、次のように表わされる。

$$\Delta W = e \int_{-L/2}^{L/2} E_z(z) \sin(\phi_s + \omega z/v) dz \quad (2.33)$$

$$= e \sin \phi_s \int_{-L/2}^{L/2} E_z(z) \cos(\omega z/v) dz \quad (2.34)$$

$$= e E_0 L T \sin \phi_s \quad (2.35)$$

ここで T はトランジット・タイム・ファクター (Transit Time Factor) と呼ばれ、加速に寄与する電場の割合を示す。

$$T = \frac{\int_{-L/2}^{L/2} E_z(z) \cos(\omega z/v) dz}{\int_{-L/2}^{L/2} E_z(z) dz} \quad (2.36)$$

このため、加速電力効率の評価にはシャント・インピーダンス Z_s の代わりに、 T^2 を乗じた実効シャント・インピーダンス $Z_s T^2$ を用いる方が適切である。

2.3.3 リッジトロンの加速空洞

リッジロンでは円筒形共振空洞の径方向に電子ビーム加速をおこなう必要があるため、TEモードのリッジ付共振空洞を使用しなければならない。この空洞の基本となるリッジ付導波管は、 TE_{11} モード円形導波管の磁束回転面に対して垂直かつ電磁波進行方向に、リッジと呼ばれる電極を取り付けたものである。このとき電場分布はリッジ電極間に集中して、ちょうど静電容量を電極間に付加したものと等価になり、リッジなしの場合に比較すると管径が相対的に拡大されるため遮断周波数は低くなる。

リッジ付共振空洞はリッジ付導波管の両端を短絡したものであるが、空洞端板面における電磁場境界条件を満足するために、リッジ電極の両端にはエンドスペースと呼ばれる磁束通路空間を確保しなければならない。その大きさは慣習的に空洞断面積の約1/2とされている。リッジトロンの励振モードでは、リッジ電極を用いた加速と加速電場分布の一樣性が必要であるため、空洞軸方向の電場分布が変化しない TE_{110} モードの利用が理想的である。しかし、境界条件から空洞端板面において電場は存在しないので、現実的には TE_{111} モードとなる。ただし、高周波磁束がリッジ電極間を横切ることなくエンドスペースを通過して循環するならば、空洞両端付近を除いて電場分布は一樣となり擬 TE_{110} モードとみなすことができる。その電磁場分布を図2.4に示す。

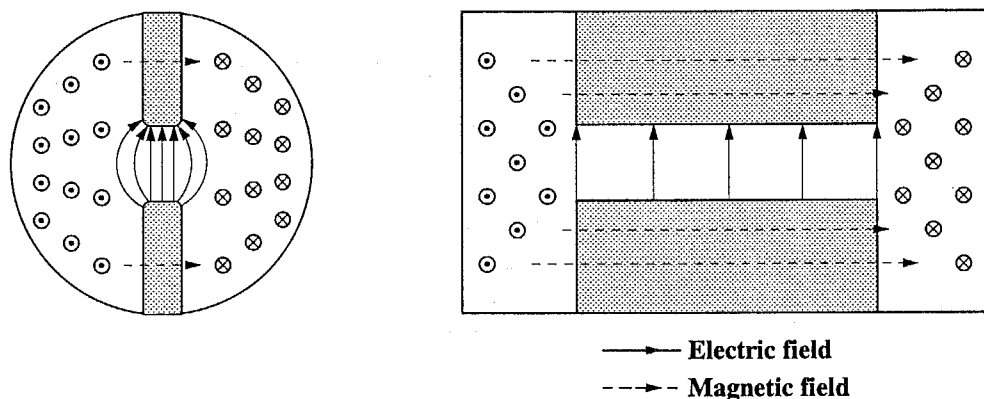


図 2.4 擬 TE_{110} モードの電磁場分布

リッジ付共振空洞の等価回路的な取り扱いは、TE モード円筒形共振空洞を基本として考えることができる。空洞は大きく両端のエンドスペースと中央のリッジ電極部分に3分割され、いずれも電力損失を無視するとインダクタンスと静電容量の並列回路として構成される。等価回路的には図 2.5 が対称的につながったものとなるが、理想的共振空洞で対称的な電場分布を仮定すると、その基本的特性は図 2.5 を用いて検討できる。この回路の

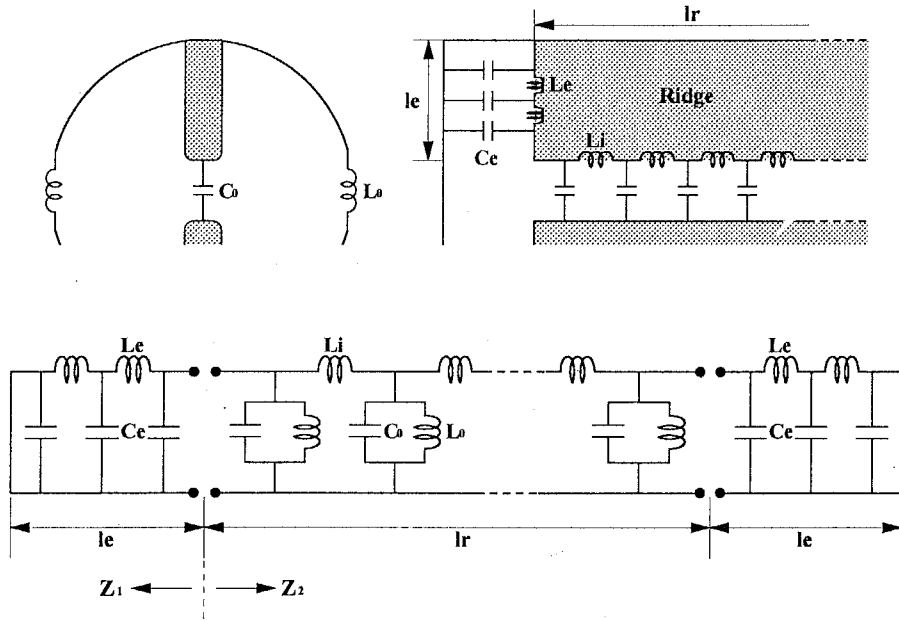


図 2.5 リッジ付共振空洞の等価回路

電圧と電流分布は (2.24) ~ (2.25) と同様に与えられる。しかし、伝搬定数と特性インピーダンスはエンド部の γ_e と Z_e 、リッジ部の γ_r と Z_r に分けられ、それぞれ次のように表わされる。

$$\gamma_e = j\omega\sqrt{L_e C_e} \quad (2.37)$$

$$\gamma_r = \sqrt{\frac{L_i}{L_o}(1 - \omega^2 L_o C_o)} \quad (2.38)$$

$$Z_e = \sqrt{\frac{L_e}{C_e}} \quad (2.39)$$

$$Z_r = j\omega\sqrt{\frac{-L_i L_o}{1 - \omega^2 L_o C_o}} \quad (2.40)$$

また、回路上の任意位置 l において左右両端方向を見たインピーダンスを Z_1 , Z_2 とす

ると、共振条件は $Z_1 = Z_2$ となる。そして、エンド部とリッジ部の境界 $l = l_e$ において Z_1 , Z_2 を考えると、 $V_i = 0$ であることから次のように与えられる。

$$Z_1 = Z_e \tanh \gamma_e l_e \quad (2.41)$$

$$Z_2 = \frac{Z_1 + Z_r \tanh \gamma_r l_r}{1 + (Z_1/Z_r) \tanh \gamma_r l_r} \quad (2.42)$$

したがって、 $Z_1 = Z_2$ かつ $Z_1 = Z_e$ の関係を満たすには次の条件が必要となる。

$$2\pi f = \frac{1}{\sqrt{L_o C_o}} \quad (2.43)$$

$$2\pi f = \frac{\pi}{2l_e \sqrt{L_e C_e}} \quad \text{h.c. } \frac{2\pi}{\lambda_o} \quad (2.44)$$

これらの関係よりリッジ電極上の電場分布の傾向を推定することができ、 C_e が大きすぎる場合にはエンド部における位相進みが大きく γ_r は実数となり、電圧分布は中下がりとなる。 C_e が小さすぎる場合は位相進みが小さく γ_r は虚数となり、電圧分布は中上がりとなる。

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_e C_e}}$$

2.4 偏向電磁石とビーム収束

蛇行型加速器において、共振空洞と同等に重要な構成要素として偏向電磁石がある。これは名称通りに荷電粒子の偏向に使用され、ビーム光学的にはプリズムの作用をおこなう。また、粒子の有する運動量の偏差からビームを分離したり、磁場分布や磁極形状の組み合わせによってビーム収束機能をもつこともできる。本節では偏向電磁石のもつビーム収束作用の原理について主に述べ、リッジトロンについての具体的な検討は次章の軌道計算においておこなう。

2.4.1 磁場強度と軌道半径

偏向電磁石におけるビーム軌道形状は磁石の磁場強度と通過粒子のもつ運動量に依存し、その関係は運動方程式から求めることができる。磁場による偏向運動中の粒子は半径 r_0 の円軌道を描き、次のようにローレンツ力と遠心力が均衡しながら作用している。

$$\frac{mv^2}{r} - e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (2.45)$$

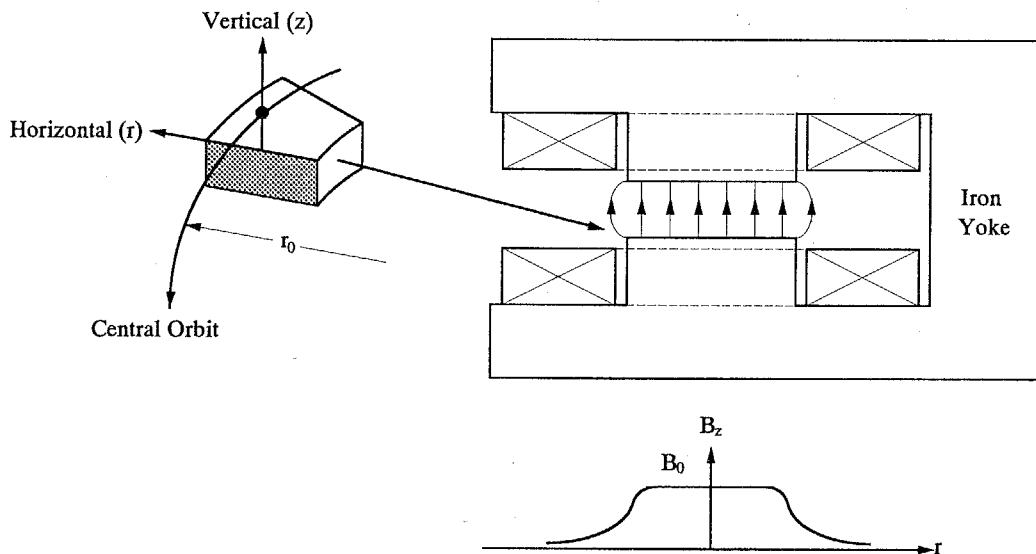


図 2.6 偏向磁石内における粒子の偏向運動

これより、磁場による粒子の偏向されやすさの指標として磁気剛性 Br_0 が得られ、次のように表わされる。

$$Br_0 \text{ (m} \cdot \text{T)} = 3.3356 \times p \text{ (GeV/c)} \quad (2.46)$$

2.4.2 偏向電磁石中における粒子の運動^[7]

偏向電磁石の磁場分布に勾配が存在すると、中心軌道を外れた粒子に対して通過位置に応じた収束あるいは発散作用がはたらく。ここでは水平と垂直両方向について、それぞれ収束と発散作用が生じる磁場形状を求める。

<水平方向の粒子運動>

2次元磁場中における荷電粒子の運動として中心軌道半径 r_0 と、この点より r だけ離れた軌道半径 $r_0 + r$ における同一粒子の挙動を考える。磁極面には傾斜があつて磁場勾配が存在するものとし、各位置における磁場強度を $B_z(r_0)$, $B_z(r_0 + r)$ と仮定すると、中心軌道半径は次のように得られる。

$$r_0 = \frac{mv}{eB_z(r_0)} \quad (2.47)$$

$r_0 + r$ における磁場は、

$$B_z(r_0 + r) = B_z(r_0) + r \left(\frac{dB_z}{dr} \right) \quad (2.48)$$

これは半径方向に対する磁場変化量を表わす Field Index (n 値) を用いることで、次のようにも表わすことができる。

$$B_z(r_0 + r) = B_z(r_0) \left(1 - n \frac{r}{r_0} \right) \quad (2.49)$$

$$n = - \frac{r_0}{B_z} \left(\frac{dB_z}{dr} \right) \quad (2.50)$$

したがって、 $r_0 + r$ における粒子の運動方程式は次のように表わされる。

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{mv^2}{r_0 + r} - evB_z(r_0 + r) \quad (2.51)$$

ここで $r \ll r_0$ と仮定すれば、 $\frac{1}{r_0 + r} \approx \frac{1 - r/r_0}{r_0}$ と近似できるので、(2.51) は次のように変形できる。

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -v^2 \frac{1 - n}{r_0^2} r \quad (2.52)$$

粒子の運動は時間の関数であるとともに、偏向電磁石内の位置の関数でもあるので、微係数を時間から粒子の進行方向の位置座標 s に置き換えると便利ことが多い。

$$\frac{d^2 r}{ds^2} = -(1 - n) \frac{r}{r_0^2} \quad (2.53)$$

これより、偏向電磁石は設計軌道を外れた粒子の水平方向運動に対して、 $n < 1$ であれば収束作用、 $n > 1$ であれば発散作用、 $n = 1$ の場合は自由空間として作用することがわかる。

＜垂直方向の粒子運動＞

偏向電磁石の対称水平面に垂直な方向の粒子運動として、図 2.7 のように対称面から距離 z だけ離れた粒子の挙動を考える。粒子の垂直方向運動に作用するのは水平方向磁場成分 B_r によるローレンツ力だけであり、その運動方程式は、次のように表わされる。

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = ev B_r(z) \quad (2.54)$$

磁場分布は対称水平面を中心として鏡像対称であることから $B_r(0) = 0$ であり、1 次近似として $B_r = \left(\frac{dB_r}{dz}\right)z$ が成り立つ。また、 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ の関係から $\frac{dB_r}{dz} = \frac{dB_z}{dr}$ が得られ、

$$\frac{dB_r}{dz} = -n \frac{B_z(r_0)}{r_0} \quad (2.55)$$

これを (2.54) に代入し、位置座標 s による微分で表わすと、

$$\frac{d^2 z}{ds^2} = -\frac{n}{r_0^2} z \quad (2.56)$$

したがって、偏向電磁石は中心軌道を外れた粒子の垂直方向運動に対して、 $n > 0$ であれば収束作用、 $n < 0$ であれば発散作用、 $n = 0$ の場合は自由空間として作用することがわかる。そして、偏向電磁石が水平方向と垂直方向の収束力を同時にもつ条件は $0 < n < 1$ であり、これは弱収束型のシンクロトロンやサイクロトロンの安定条件となっている。

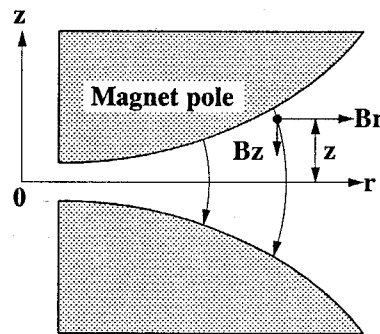


図 2.7 磁場勾配による水平方向磁場成分の発生

2.4.3 エッジ収束^[8]

偏向電磁石のもつビーム収束作用としては、磁場勾配（ n 値）を用いる方法のほかに、ビーム入出射面に傾斜角（エッジ角）をもたせる方法があり、これは線形近似において薄肉レンズとして取り扱うことができる。ここではエッジ傾斜角と収束効果の関係、また漏洩磁場分布の影響について述べる。

<水平方向の収束>

図 2.8 のように、偏向電磁石のビーム入射面が傾斜角 $-\epsilon$ をもつ場合の粒子運動を考える。中心軌道（半径 r_0 ）に対して $r_1 (> 0)$ の変位をもって入射する粒子は、エッジ傾斜角が小さいと仮定すると、 $r_1 \tan(-\epsilon)$ の距離にわたって B_z による偏向作用を余分に受けることになる。このために中心軌道よりも早い時点から磁石内側に偏向され、最終的に $\Delta\theta$ の角度をもって中心軌道と交差することになる。

$$\Delta\theta = -\frac{r_1 \tan \epsilon}{r_0} \quad (2.57)$$

また、 $r_2 (< 0)$ の変位をもって入射する粒子についても同様の効果が得られる。

$$\Delta\theta = -\frac{r_2 \tan \epsilon}{r_0} \quad (2.58)$$

したがって、入射位置の正負によらず偏向電磁石は通過粒子の水平方向運動に対して、エッジ傾斜角が負の場合は収束作用を、正の場合は発散作用をもつことになる。なお傾斜角の方向は、磁場境界面に対する法線が粒子軌道の外側を向く場合を正方向と定義する。

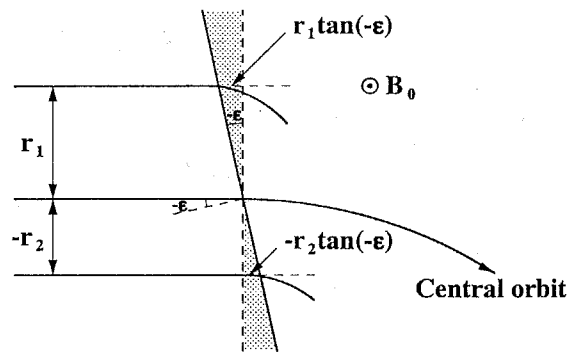


図 2.8 エッジ角度による水平方向収束作用

＜垂直方向の収束＞

図 2.9 (a) のように、偏向電磁石のビーム入射面が ϵ だけ傾斜している場合に、水平対称面から垂直方向に z の変位をもって入射する粒子を考える。そして磁極面と直交する磁場成分を B_σ と表わすと、磁極外側の領域では $B_\sigma \cdot \sin \epsilon$ の大きさの磁場が粒子軌道に直交して作用する。

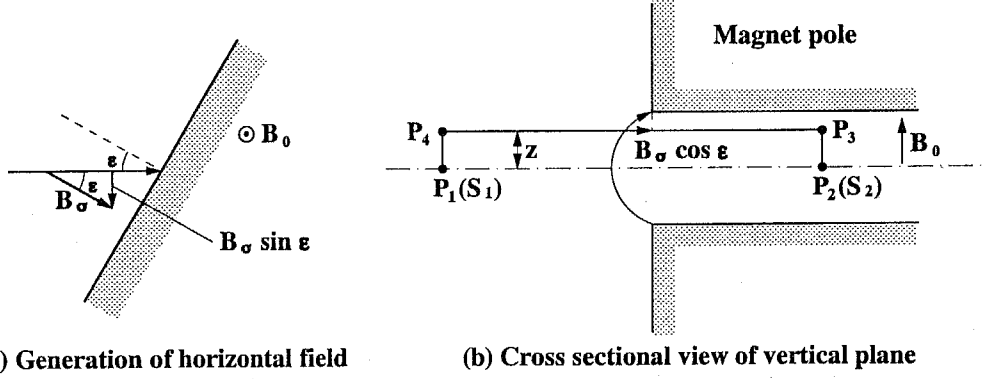


図 2.9 エッジ部分における水平方向磁場成分の存在と垂直方向の磁極断面図

したがって運動方程式は次のようになる。

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -ev B_\sigma \sin \epsilon \quad (2.59)$$

微係数を時間 t から位置座標 s に変換すると、

$$\frac{d^2 z}{ds^2} = -\frac{e B_\sigma \sin \epsilon}{mv} \quad (2.60)$$

ここで B_σ を評価するために、図 2.9 (b) のような磁極断面図において、 $P_1 \sim P_4$ から構成される閉ループに $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ を適用すると、

$$\int_{s_1}^{s_2} B_\sigma \cos \epsilon ds - \int_0^z B_z dz = 0 \quad (2.61)$$

が成り立つ。(2.60) を s について積分し、(2.61) を適用すると、

$$\begin{aligned} \frac{dz}{ds} &= \int_{s_1}^{s_2} -\frac{e B_\sigma \sin \epsilon}{mv} ds \\ &= -\frac{e \tan \epsilon}{mv} \int_{s_1}^{s_2} B_\sigma \cos \epsilon ds \\ &= -\frac{e \tan \epsilon B_z z}{mv} \\ &= -\frac{z \tan \epsilon}{r_0} \end{aligned} \quad (2.62)$$

したがって、偏向電磁石は通過粒子の垂直方向運動に対して、エッジ傾斜角が正の場合には収束作用を、負の場合は発散作用をもつことになる。

＜漏洩磁場形状の影響＞

これまでのエッジ収束効果では、磁極端部で磁場分布が急峻に変化するシャープ・エッジ近似を仮定していたが、実際には有限の拡がりをもつ漏洩磁場部分をともなって緩やかに変化する。そこで現実的な磁場分布のひとつとして、図 2.10 のような線形磁場近似を用いた場合の、エッジ収束作用への影響を考える。

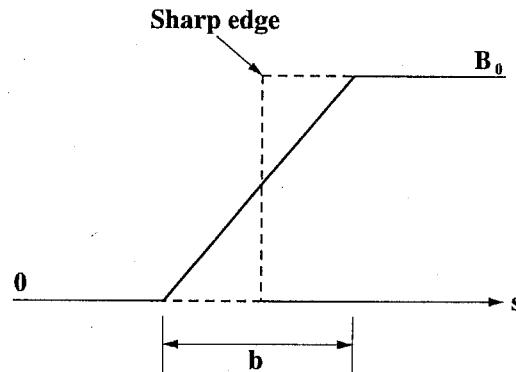


図 2.10 漏洩磁場のシャープ・エッジ近似（破線）と線形近似（実線）

まず水平方向の粒子運動について、図 2.11 の斜線部分に漏洩磁場を仮定する。中心軌道上の A 点と変位 r をもつ粒子の磁場入射部 B 点の位置関係は、漏洩磁場の導入によっても変化しない。したがって、水平方向のエッジ収束作用はシャープ・エッジ近似の場合と同様に記述可能である。

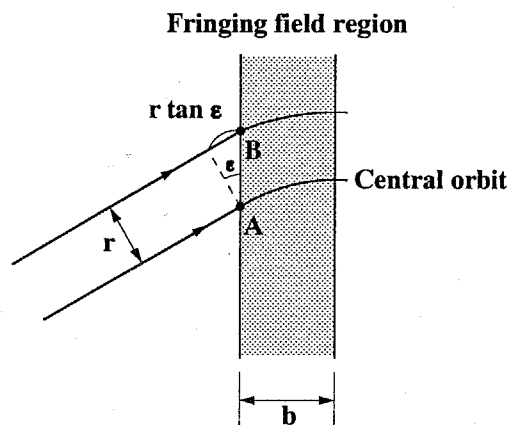


図 2.11 線形磁場近似における水平方向エッジ収束角の保存

垂直方向の運動については、偏向作用を受けながら漏洩磁場領域を通過するため、磁極面に対する粒子軌道の入射角は随時変化することになる。そこで、図 2.12 の P 点に存在

する粒子の垂直方向の運動方程式は (2.60) の ϵ を $\epsilon - \Delta\epsilon(s)$ におきかえて、次のように表わされる。

$$\frac{d^2 z}{ds^2} = -\frac{eB_\sigma \sin(\epsilon - \Delta\epsilon(s))}{mv} \quad (2.63)$$

$$\Delta\epsilon(s) = \int_0^L \frac{1}{r_0(s)} ds \quad (2.64)$$

そしてシャープ・エッジと同様に積分をおこなうと、次のような結果を得る。

$$\int_0^{\frac{b}{\cos \epsilon}} -\frac{eB_\sigma \sin(\epsilon - \Delta\epsilon(s))}{mv} ds = -\frac{z}{r_0} \left(\tan \epsilon - \frac{b}{6r_0 \cos \epsilon} \right) \quad (2.65)$$

したがって、漏洩磁場を導入した場合に垂直方向のエッジ収束効果は減少する。その大きさは漏洩磁場の領域長に比例し、曲率半径に反比例するので、リッジトロンのように小型の偏向電磁石を使用する加速器では大きな影響が生じることになる。

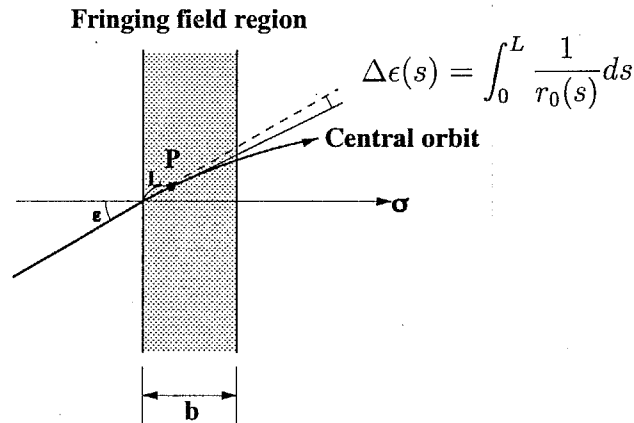


図 2.12 線形磁場近似による垂直収束方向エッジ傾斜角の減少

2.5 シンクロトロン振動

高周波加速において粒子の得る加速エネルギーは、加速電場の高周波位相によって異なる。このため、連続して高周波加速をおこなう加速器では、粒子加速のタイミングを適切に維持することが重要となる。リッジトロンについて考えると、その加速周期は運転周波数の半周期の奇数倍から選ぶことができる。しかし、加速電子が運動量偏差をもつ場合には同期関係が崩れ、次第に加速周期から外れていくことになる。なるべく多くの電子を安定的に加速するには、運動量偏差をもつ粒子の進行方向の運動（シンクロトロン運動）が、高周波加速位相を中心として振動的であることがのぞましい。ここでは、その条件について述べる。

2.5.1 モーメンタム・コンパクション・ファクター^[9]

ビーム軌道中に加速部分と偏向電磁石が混在すると、加速によるエネルギー増加は粒子の速度、質量、軌道長に寄与し、その増加率に応じて偏向磁石内の通過軌道は変化する。そしてこのときに偏向電磁石の磁場形状によっては、遅い速度の粒子が速い速度の粒子を途中で追い越してしまうことがある。これはエネルギーの高い粒子と低い粒子の平衡軌道の位置が、粒子エネルギーの大きさと磁場形状によっては偏向磁石内で逆転してしまうために生じる。この現象は粒子の加速安定性を考えるうえで重要であり、追い越しが生じるエネルギーはトランジション・エネルギー（Transition Energy）と呼ばれる。したがって、リッジトロンのように加速空洞と偏向電磁石をもつ蛇行型加速構造では、安定したビーム加速のために追い越し現象の発生条件を考慮する必要がある。

運動量 p をもつ粒子に対する平衡軌道の長さを C 、運動量偏差 Δp をもつ粒子に対する平衡軌道の長さのずれを ΔC とすると、その偏差量が小さいときには比例定数 α を用いて、次のように表わすことができる。

$$\frac{\Delta C}{C} = \alpha \frac{\Delta p}{p} \quad (2.66)$$

最も簡単な場合の例として、磁場分布が軸対称の場合を考える。 $p = erB$ の関係から、次のような関係が p 、 r 、 B の微少量の間に成り立つ。

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta B}{B} + \frac{\Delta r}{r} \quad (2.67)$$

一方、磁束密度と半径の関係は Field Index (n 値) を用いて表わされる。

$$\frac{\Delta B}{B} = -n \frac{\Delta r}{r} \quad (2.68)$$

これを (2.67) に代入すると、次の関係が得られる。

$$\frac{\Delta p}{p} = (1 - n) \frac{\Delta r}{r} \quad (2.69)$$

したがって、軸対称の磁場分布の場合に比例定数 α は次のようになる。

$$\alpha = \frac{1}{(1 - n)} \quad (2.70)$$

すなわち α は磁場形状のみによって決まる定数であり、モーメントム・コンパクション・ファクター (Momentum Compaction Factor) と呼ばれ、運動量に対する平衡軌道の長さの依存性を示す。

次に偏向電磁石の通過時間と運動量の関係を考える。磁石通過時間を T 、粒子の速度を v とすると、 $T = C/v$ から次のような微小量の関係式が得られる。

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta C}{C} - \frac{\Delta v}{v} \quad (2.71)$$

また、速度と運動量の微小量の関係は次のように表わされる。

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{\Delta p}{p} \quad (2.72)$$

ここで γ は相対論的質量比であり、粒子の全エネルギーを静止エネルギーで規格化したものになる。(2.71) に (2.72) と (2.66) を代入すると、次の関係式を得ることができる。

$$\frac{\Delta T}{T} = (\alpha - \frac{1}{\gamma^2}) \frac{\Delta p}{p} \quad (2.73)$$

これらより、運動量偏差が存在すると粒子速度の変化とともに、偏向電磁石における軌道半径や通過時間も異なってしまうことが分かる。そして追い越し現象の発生は (2.73) の右辺括弧内における α の正負、すなわち Field Index に依存することになる。また、モーメントム・コンパクション・ファクター α とトランジション・エネルギー γ_t には $\alpha = \gamma_t^{-2}$ の関係があり、位相安定性の考察においては加速エネルギーが主要な物理量として扱われるので、後者を用いることが多い。

2.5.2 位相安定性^[10]

高周波型加速器における粒子の加速位相 ϕ_s は、基準運動量 p_s をもつ加速粒子をもとに決められる。ここで加速位相とは粒子が加速ギャップ中心を通過するときの高周波電場の位相であり、その加速周期は常に加速粒子と加速位相が同期するように設定される必要がある。しかし前述したように、運動量偏差をもつ粒子はトランジション・エネルギー γ_t の前後において運動が異なってくる。その関係を図 2.13 に示す。なお慣習的に高周波電場は余弦関数型の定義を採用し、最大電圧時を原点とみなした。

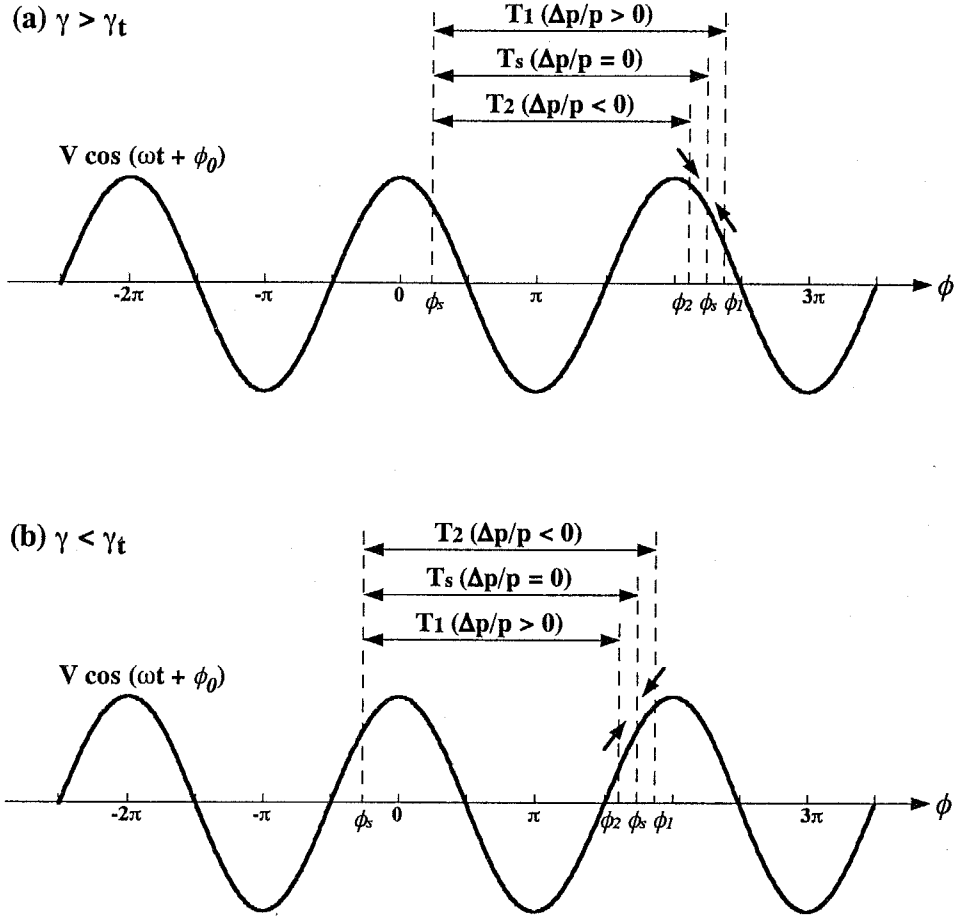


図 2.13 高周波電場に対する運動量偏差と加速位相の関係

< $\gamma > \gamma_t$ の場合>

まずはじめに、取り扱う粒子の初期加速位相はすべて ϕ_s と仮定する。このとき $\Delta p/p > 0$ の運動量 p_1 をもつ粒子には $\Delta T/T > 0$ の関係があるので、その加速周期 T_1 は基準運動量 p_s をもつ粒子よりも大きくなり、次の加速では高周波位相 ϕ_1 で加速を受ける。反対に $\Delta p/p < 0$ の運動量をもつ粒子の、次の加速における高周波位相は ϕ_2 となる。ここで同期位相 ϕ_s を $2m\pi < \phi_s < 2m\pi + \pi/2$ (m は整数)の領域にとると、 $\cos \phi_1 < \cos \phi_s < \cos \phi_2$ が成り立つ。したがって、運動量 p_s, p_1, p_2 の粒子のエネルギー利得を $\Delta E_s, \Delta E_1, \Delta E_2$ とすると、 $\Delta E_2 > \Delta E_s > \Delta E_1$ の関係が得られる。

これより、 $\Delta p/p > 0$ の運動量をもつ粒子は基準粒子に比べてエネルギー利得が小さく、次の加速時における加速位相は ϕ_s の方向にシフトする。また、 $\Delta p/p < 0$ の運動量をもつ粒子も同様に、次の加速時には ϕ_s の方向へシフトしていく。すなわち適切に基準粒子の加速位相を設定すれば、加速粒子のもつ運動量に拡がりが存在したとしても、基準粒子の前後で振動的に安定して加速を続けることが分かる。これを位相安定性と称し、この運動を

位相振動と呼ぶ。

＜ $\gamma < \gamma_t$ の場合＞

この条件では $\Delta p/p$ と $\Delta T/T$ の正負は逆転する。したがって、運動量 p_1 ($\Delta p/p > 0$) , p_s ($\Delta p/p = 0$) , p_2 ($\Delta p/p < 0$) をもつ粒子の加速周期の大小関係は $T_1 < T_s < T_2$ となる。このため、同期位相 ϕ_s を $2m\pi - \pi/2 < \phi_s < 2m\pi$ の範囲にとると、次の加速時における加速位相の位置関係は $\phi_1 < \phi_s < \phi_2$ が成り立つ。そして $\gamma > \gamma_t$ の場合とは対照的に運動量の大きい粒子のエネルギー利得は小さく、また運動量の小さい粒子のエネルギー利得が大きいという関係が得られ、同様に位相安定性が存在する。

＜位相振動の方程式＞

加速ギャップにおける任意粒子のエネルギー変化は、平均加速電場を E_0 、加速位相を ϕ 、トランジット・タイム・ファクターを T とすると、進行方向座標 s に対して次のように表わされる。

$$\frac{dW}{ds} = eE_0T \cos \phi \quad (2.74)$$

同期粒子に対しては $\phi = \phi_s$ が適用される。また、エネルギーの変化は相対論的質量比 γ を用いて次のようにも表わされる。

$$\frac{dW(s)}{ds} = \frac{d}{ds}(\gamma m_0 c^2) = m_0 c^2 \frac{d\gamma}{ds} \quad (2.75)$$

したがって、同期粒子と非同期粒子のエネルギー差は次のようになる。

$$\frac{d}{ds}(\gamma - \gamma_s) = \frac{eE_0T}{m_0 c^2} (\cos \phi - \cos \phi_s) \quad (2.76)$$

次に、任意粒子が加速ギャップ内の位置 s に到達する時刻を t とすると、そのときの高周波位相は次のようになる。

$$\phi = \omega t - \frac{2\pi}{\beta\lambda} \int ds \quad (2.77)$$

同期粒子に対しては t_s が適用される。また、同期粒子と非同期粒子の位相差の変化は次のように表わされる。

$$\frac{d}{ds}(\phi - \phi_s) = \omega \left(\frac{dt}{ds} - \frac{dt_s}{ds} \right) \quad (2.78)$$

右辺の時間 t と位置 s の間には次の関係がある。

$$\frac{dt}{ds} - \frac{dt_s}{ds} = \frac{1}{c} \left(\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} - \frac{\gamma_s}{\sqrt{\gamma_s^2 - 1}} \right) \quad (2.79)$$

したがって、 $(\gamma - \gamma_s)$ の1次項までとると次のようになる。

$$\frac{d}{ds}(\phi - \phi_s) = -\frac{2\pi}{\gamma_s^3 \beta_s^3 \lambda}(\gamma - \gamma_s) \quad (2.80)$$

(2.76) と (2.80) の関係から、位相差 $\Delta\phi = \phi - \phi_s$ に関する運動方程式が次のように得られる。

$$\frac{d}{ds}[\gamma_s^3 \beta_s^3 \frac{d}{ds}(\Delta\phi)] = -\frac{2\pi e E_0 T}{m_0 c^2 \lambda}(\cos \phi - \cos \phi_s) \quad (2.81)$$

$|\phi - \phi_s| \ll 1$ のように位相差が微小であり、各パラメータが急激に変化しない場合は次のように変形できる。

$$\frac{d^2}{ds^2}(\Delta\phi) = -\frac{2\pi e E_0 T \lambda}{m_0 c^2 \gamma_s^3 \beta_s^3}(\Delta\phi) \sin \phi_s \quad (2.82)$$

この式は ϕ_s と E が s に依存しないときには単振動を表わし、その角周波数は次のようになる。

$$\omega_s = \sqrt{-\frac{2\pi e E_0 T \lambda}{m_0 c^2 \gamma_s^3 \beta_s^3} \sin \phi_s} \quad (2.83)$$

$|\phi - \phi_s| \ll 1$ の近似が成り立たないときには、(2.81) を積分することにより、次のエネルギー積分が得られる。

$$\frac{\gamma_s^3 \beta_s^3}{2} \left(\frac{d\Delta\phi}{ds} \right)^2 + \frac{2\pi e E_0 T \lambda}{m_0 c^2} (\sin \phi - \phi \cos \phi_s) = C_1 \quad (2.84)$$

ここで C_1 は任意の定数である。また、 $\Delta\phi$ と ΔW の間には次の関係がある。

$$\frac{d\Delta\phi}{ds} = -\frac{2\pi}{\gamma_s^3 \beta_s^3 \lambda}(\gamma - \gamma_s) = -\frac{2\pi}{\gamma_s^3 \beta_s^3} \frac{\Delta W}{m_0 c^2} \quad (2.85)$$

したがって、(2.84) は次のように変形される。

$$\frac{\pi}{\gamma_s^3 \beta_s^3 m_0 c^2} (\Delta W)^2 + e E_0 \lambda (\sin \phi - \phi \cos \phi_s) = C_2 \quad (2.86)$$

これより $\gamma < \gamma_t$ の場合には、次のような ϕ と ΔW の関係が得られる。

$$\sqrt{\frac{\pi}{e E_0 T \lambda \gamma_s^3 \beta_s^3}} \Delta W = \pm \sqrt{C_2 - (\sin \phi + \phi \cos \phi_s)} \quad (2.87)$$

いろいろな C_2 の値に対する (2.87) の曲線の軌跡を図 2.14 に示す。図中の矢印は位相平面内の粒子の運動方向を示す。 C_2 の値が小さいときには軌跡は閉曲線となるが、ある値以上では閉じた曲線にはならない。このように振動の振幅がある一定値を越えると不安定振動になるのがシンクロトロン振動の特徴である。なお、 $\gamma > \gamma_t$ の場合には向きが逆になる。

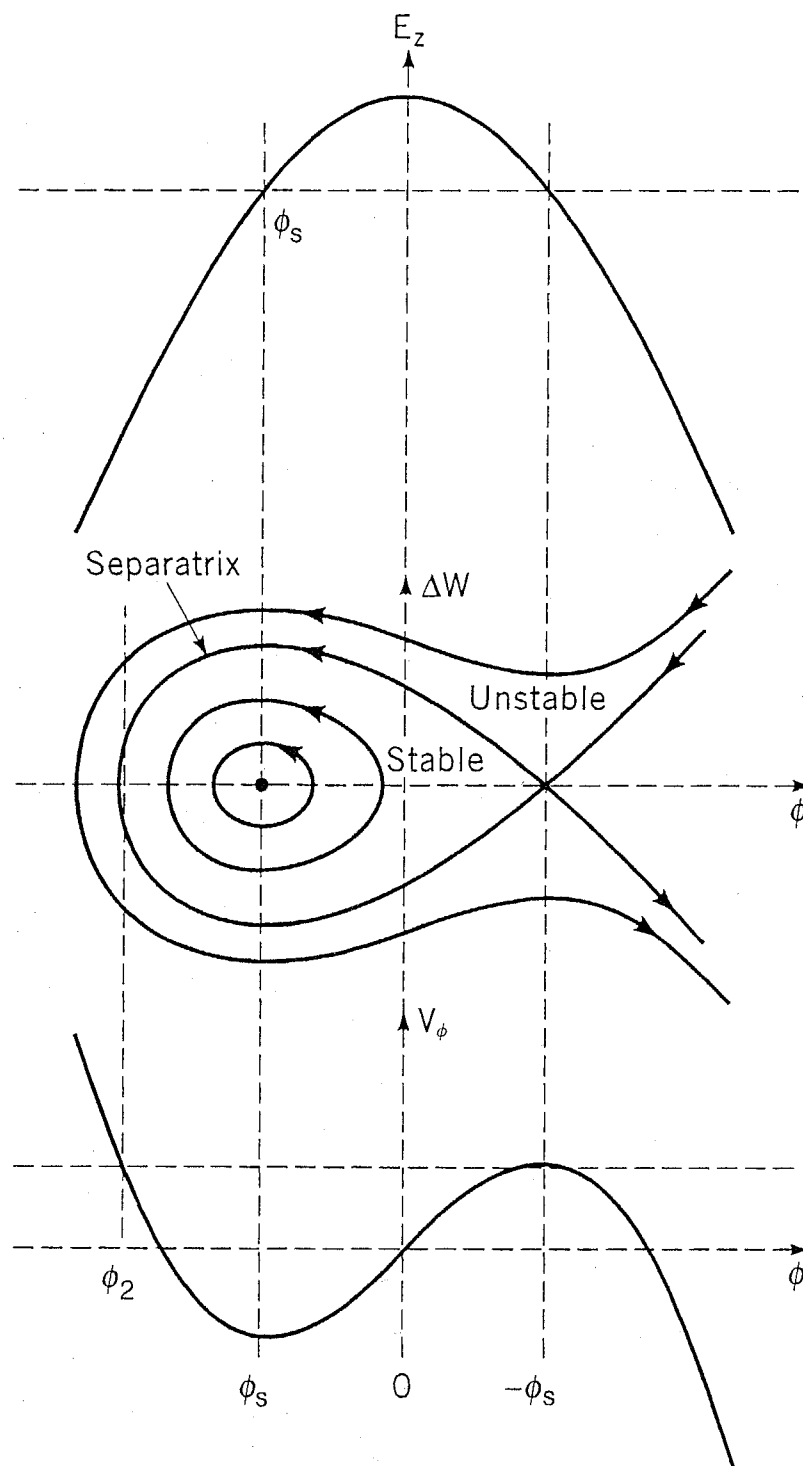


図 2.14 位相振動のセパトリクス ($\gamma > \gamma_t$ の場合)

2.5.3 ビーム収束に対する高周波加速の影響

加速ギャップにおいて粒子は進行方向に加速されるだけでなく、電場の形状に応じて横方向にも力を受ける。静電場を用いた加速ならばギャップ通過による加速効果のために、横方向電場の作用は全体としては収束力となる。しかし、高周波加速の場合には加速位相によって作用が異なる。その最も基本的な運動方程式は、加速位相 ϕ_s をもつ基準粒子を円筒座標系で考えると、次のように与えられる。

$$\frac{d^2r}{dz^2} = \frac{-\pi}{m_0 c^2 \lambda} \frac{q E_0 T}{\beta_s^3 \gamma_s^3} \sin \phi_s r \quad (2.88)$$

したがって、 ϕ_s によって右辺の符号が反転し、横方向電場の作用は収束力と発散力のどちらにも変化しうる。また、その効果は加速電場強度や運転周波数に比例し、粒子速度に反比例することが分かる。

2.5.4 リッジトロンにおける位相安定性

リッジトロンのビーム進路中には加速ギャップと偏向電磁石が混在する。このため、加速位相の選定にはモーメンタム・コンパクション・ファクターを考慮する必要がある。電子は繰り返し加速ギャップを通過するが、その位相運動は偏向電磁石の通過の有無により、第1ギャップと第2ギャップ以降に分けて考えることができる。前者の加速位相については、第1ギャップ以前に偏向電磁石の通過がないことと、入射ビームの進行方向集群化をおこなうバンチャー部分をもたないことから、進行方向のビーム収束作用をもつマイナス設定がのぞましい。後者については偏向電磁石の寄与が含まれるが、次章で述べるようにリッジトロンにおいてはビーム収束の観点から Field Index はゼロもしくはプラスが用いられる。したがって、モーメンタム・コンパクション・ファクターは常にプラスとなり、位相安定性の原理から加速位相もプラス設定となる。なお、第1ギャップ～第2ギャップの間のドリフト距離は、加速位相の極性シフトがあるために、高周波半周期分よりも大きく設定しなければならない。加速によるビーム発散効果は、加速位相がマイナス設定でエネルギーも低い第1ギャップにおいて最も影響が大きいことが予想され、第1偏向電磁石における収束作用の確保がビーム軌道計算のうえで重要になる。

2.6 まとめ

本章では、リッジトロンの構成要素である共振空洞と偏向電磁石の基本的性質、またビーム運動解析の基礎となる加速と収束の原理について述べ、その適用条件について検討した。

- ① リッジトロンの加速空洞であるリッジ付共振空洞の構成と励振モードについて述べ、加速電場分布の均一化に重要な電氣的要素を等価回路を用いて考察し、設計時に必要とされる調整内容について示した。
- ② 偏向電磁石のもつビーム収束作用の原理について述べ、なかでもエッジ収束における漏洩磁場分布の考慮が垂直方向収束力に影響することを指摘し、軌道計算における留意点とした。
- ③ 加速における位相安定性と偏向電磁石の磁場形状の寄与について述べ、リッジトロンの加速位相設定において注意すべき点を述べた。

2.7 参考文献

- [1] ジョージ・アルフケン, ベクトル・テンソルと行列, 講談社 (1978)
- [2] ジョージ・アルフケン, 特殊関数と積分方程式, 講談社 (1978)
- [3] 三輪進, 高周波電磁気学, 東京電気大学出版局 (1992)
- [4] 小西良弘, 実用マイクロ波回路設計ガイド, 総合電子 (1996)
- [5] 小西良弘, マイクロ波回路の基礎とその応用, 総合電子 (1992)
- [6] 中西哲也, 中重イオン用四ヴェイン型 RFQ 線形加速器の研究, 学位論文
- [7] 遠藤有聲, OHO'97 高エネルギー加速器セミナーテキスト
- [8] 野田章, OHO'89 高エネルギー加速器セミナーテキスト
- [9] 亀井亨, 木原元央, 加速器科学, 丸善 (1993)
- [10] 福本貞義, OHO'97 高エネルギー加速器セミナーテキスト

第3章 プロトタイプ機的设计

本章では、リッジ付共振空洞を用いた蛇行型電子加速器（以下、リッジトロン）の加速構造と加速特性を検証するために製作された、プロトタイプ機的设计内容について述べる。

3.1 设计方針

リッジトロンの原理実証的研究は、その加速構造の特性を慎重に検証するため、①各種試験を目的としたプロトタイプ機と、②電子線照射滅菌を目的とした実用機という、二段階の装置開発を通じておこなうことにした。本研究の内容は前者に属しており、とくに加速構造の有効性と加速特性を確認すべく、電気的特性試験および加速試験を目的としたプロトタイプ機の開発をおこなう。その设计性能は実用機目標性能（加速エネルギー 10 MeV、ビーム出力 25 kW）の 1/4 である、加速エネルギー 2.5 MeV、ビーム出力 6.5 kW とした。また、本研究では実用機の開発に必要な技術的課題を明確にし、その解決方法を探求することも目的のひとつである。このため、プロトタイプ機でありながらも、産業用加速器としての応用性を考慮した设计をおこなわなければならない。

産業用加速器に要求される特性は、工業装置としての経済的特性と、加速器としての運転特性という、2つの観点から評価を必要とする。前者としては、①小型であること、②運転コストが小さいこと、③製作コストが小さいこと、後者としては、①高いビーム品質、②良好なビーム再現性、③自動制御があげられる。とくに産業分野において加速器の利用を検討する場合、その初期投資の大きさが導入を躊躇させる大きな要因となっており、設置スペースの確保や放射線遮蔽の容易さなどからも、加速器の小型化および製作コスト低減は重要な課題である。また、照射線量により製品品質を管理する産業利用において、高いビーム品質と再現性の確保は産業用加速器に必須の条件である。したがって、プロトタイプ機の開発においては、小型化、省エネルギー、高いビーム品質の実現に配慮して设计をおこなうことにした。

リッジトロンの加速構造においては、加速器本体の大きさは加速空洞と偏向電磁石の形状に依存し、その空洞半径は運転周波数、空洞長は加速回数と偏向電磁石の偏向半径にそ

れぞれ依存する。そこで、プロトタイプ機の大きさは小型化と同時に試験時の取り扱い性も考慮し、加速器本体で 2.0×1.0 m、加速空洞で 1.0×1.0 m を設計目標とした。実際の設計にあたっては、すでに高い水準に達している多くの加速器技術を利用し、さらに改良を加えることで高いビーム品質を実現する。具体的な設計は、①加速空洞、②ビーム軌道計算、③偏向電磁石、④電子銃に大別しておこなわれた。

3.2 基本パラメータ

蛇行型加速器では加速回数に反比例して必要となる加速電圧が減少する。これは消費電力の抑制につながるものの、偏向電磁石数の増加がともなうため、現実的には加速空洞の大きさなどの制約を受ける。そこでプロトタイプ機の基本パラメータは、最終エネルギーまでの加速回数が5回、最大加速電圧が500 kV、偏向電磁石数が4台という条件下で検討した。また、最終ビーム出力の確保に必要な平均ビーム電流量は2.5 mA とした。

<運転周波数>

リッジトロンでは連続運転をおこなうために、高周波増幅器に四極管が使用可能な VHF 波帯 (30~300 MHz) を運転周波数に選択している。そして前章で述べたように、円筒型共振空洞の半径は共振周波数にほぼ反比例するため、なるべく高周波側を用いることが加速器小型化の点では望ましい。しかし、リッジトロンのビーム軌道には偏向電磁石を配置可能な長いドリフト空間を確保する必要がある、その実現には低周波側が有利である。また、空洞蓄積エネルギーも空洞体積に比例して低周波側で大きくなり、これは電力効率の向上につながる。プロトタイプ機の加速空洞サイズとしては、加速ギャップ幅や偏向電磁石などを含めた取り扱いの手頃さを考慮して、空洞直径と空洞長ともに最大1.0 m を限度とした。この限度寸法におけるリッジ無し円筒型空洞の共振周波数を (2.23) にしたがって算出すると約200 MHz となり、さらにリッジ付では低いものとなる。したがって、運転周波数は100~200 MHz の領域で検討することにした。リッジトロンと同様に VHF 波帯域を用いて連続運転をおこなうロードトロンの運転周波数も、プロトタイプ機においては180 MHz、実用機で107.5もしくは215 MHz となっている^[1-2]。

<加速電場強度>

加速器の小型化にあたっては、少ない加速回数で大きな加速エネルギーを得ることが重要である。しかし、加速電極に印加可能な電圧には放電による制限値が存在し、また加速

空洞の電力損失は加速電圧の2乗に比例する。したがって、実際には加速器の用途や高周波電源の能力などを考慮して加速電圧を設定しなければならない。

真空中における放電限界電圧に関する実験的研究は、1950年代初めに W. D. Kilpatrick (米国) によっておこなわれており、高周波電場の周波数と放電限界の関係は次のように示される^[3]。

$$f = 1.643 \times E^2 e^{(-8.5/E)} \quad (3.1)$$

ここで、 f は周波数 (MHz)、 E は表面電場強度 (MV/m) である。これをグラフにしたものが図 3.1 であり、周波数が 100 MHz では 11.4 MV/m が放電限界となる。そして、電極表面処理技術の進歩とともに、高い電場を必要とする高周波四重極型線形加速器の開発などにおいても研究が進められた結果、現在では2～3倍程度の放電限界が得られている。しかし、電場強度は周波数に依存するため、現在においても慣習的に Kilpatrick 値の倍数として表わすことが多い。

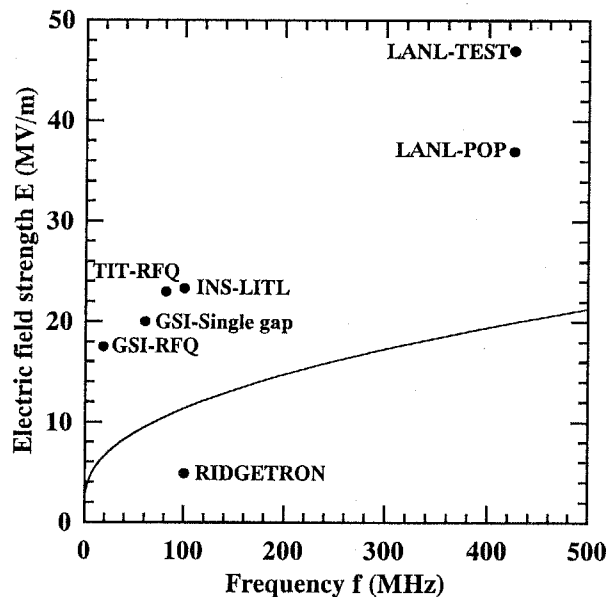


図 3.1 キルパトリック放電限界

プロトタイプ機の加速電圧は、偏向電磁石の設置数や加速空洞の電力損失などを考慮して 500 kV に設定された。その最大電場強度は、運転周波数が 100～200 MHz で加速ギャップ幅が 200 mm の場合において、部分的に 5.0 MV/m に達する程度である。これは Kilpatrick 値よりも十分に低く、本設計において放電は大きな問題にならない。

＜偏向電磁石の偏向半径＞

磁場を用いて荷電粒子を偏向する場合に，偏向電磁石に要求される偏向力の大きさは，粒子エネルギーに応じた一定値である磁気剛性にしたがう。前章で述べたように磁気剛性は磁場強度と偏向半径の積であり，電子に対する大きさは図 3.2 のように変化する。

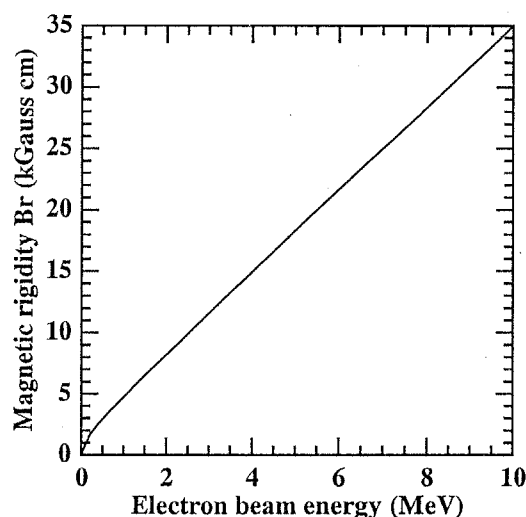


図 3.2 加速電子に対する磁気剛性

リッジトロンの必要とされる偏向電磁石の特徴は，偏向角度が180度であり，空洞長が磁石サイズに依存するため偏向半径がなるべく小さいことである。偏向半径は磁石数にも依存し，その設置可能な領域がリッジ電極基部の範囲に限定されるので，さらに現実的には条件が厳しい。また，隣接する磁石との相互影響を考えると，ある程度の設置間隔も必要となる。磁場分布については，磁極端部に近付くにつれて漏洩磁場の影響が現れるが，中心軌道の左右20 mm程度はビーム通路として有効磁場精度を確保したい。したがって，磁極形状やコイルの大きさなどを考慮して，偏向半径は約50 mmで検討することにした。必要とされる磁場強度は磁気剛性から得られ，最終反転時の加速エネルギーである2.0 MeVにおいても1.6 kGauss程度なので技術的な難しさは少ない。

＜入射エネルギー＞

リッジトロンの入射エネルギーは電子銃の引き出し電圧として付与されるが，入射系における安定輸送を考えると，なるべく高い方がのぞましい。これは，入射ビームのもつ光速比 β に反比例してビームエミッタンスが増加し， β^3 に反比例して空間電荷の影響が大きくなるためである。プロトタイプ機では，電子銃の絶縁簡略化や放電問題などを考慮して20 kVに決定した。

3.3 加速空洞の設計

通常の円筒型共振空洞が解析的な手法で設計可能なのに対し、リッジ付共振空洞においてはリッジ電極の効果が含まれるため、電磁場計算コードやコールド・モデルを用いた設計が一般的となっている。加速空洞の開発においては“SUPERFISH (2次元)”や“MAFIA (3次元)”などの電磁場計算コードを用いた設計例が多く、その計算精度も高いことが報告されている^[4-5 など]。なかでもリッジトロンの加速空洞は単純な構造をもつため、ドリフトチューブ型線形加速器などと比較して、計算メッシュ分割数などの制約は少ないことが予想される。しかし、SUPERFISHを用いたTEモード空洞の設計では、無限長空洞を仮定した2次元計算となるため、大まかな高周波特性の検討には都合がよいものの、最終的な空洞パラメータ決定にはMAFIAの利用が適している。そこで本節では、SUPERFISHを用いて共振周波数や空洞径の検討をおこない、コールド・モデル測定とMAFIAを用いた計算結果を比較することで、リッジ電極形状や空洞設計手法の検討をおこなった。

3.3.1 SUPERFISHによる高周波特性解析

ここでは、2次元電磁場解析用計算機コード“SUPERFISH”を用いた、加速空洞の検討結果について述べる。内容的には、計算コードの内容を簡単に紹介し、共振周波数や加速ギャップ幅などをパラメータとして計算結果をもとに、空洞径や電力損失の得失について比較をおこなう。そしてコールド・モデル製作に必要な空洞パラメータを決定する。

<SUPERFISHとは>

“SUPERFISH”はカリフォルニア大学（米国）のK. HalbachとR. F. Holsingerによって開発された、軸対称構造をもつTMモード共振空洞の共振周波数、電磁場分布、蓄積エネルギー、電力損失などを主として計算するプログラムである^[6]。このプログラムでは計算領域を三角メッシュを用いて細分化し、その内部での磁場強度が直線的に変化するものと近似して、各々のメッシュで境界条件が満足されるように共振周波数が計算される。このとき、各メッシュから得られる非同次連立方程式は非反復法で解かれる。TEモード共振空洞は軸対称構造をもたないが、図3.3のように対称軸を空洞外部にとったリング状空洞を考え、そのリング半径を空洞径よりはるかに大きくとることで無限長空洞を仮定した計算が可能である。しかし、空洞断面の形状は空洞軸に沿って一様なものでなくてはならず、また高次モードの計算はできない。

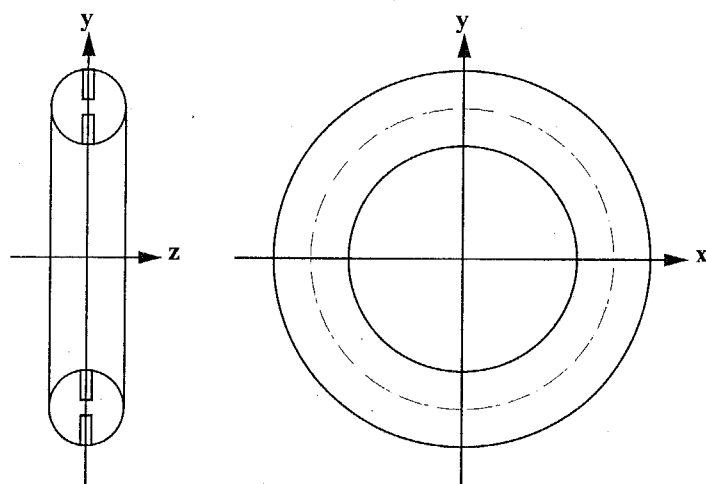


図 3.3 SUPERFISH における TE モードリッジ付共振空洞の計算モデル

<高周波特性の評価>

加速空洞の共振周波数が 100, 150, 190 MHz となる場合の空洞径と電力損失を, リッジ電極幅と加速ギャップ幅を変化させながら SUPERFISH を用いて求めた。計算はメッシュ分割数と対称性を考慮して空洞断面の 1/4 の領域についておこない, ビーム通過孔の存在は無視した。リッジ電極幅は 45, 100, 200, 300 mm の 4 種類, 加速ギャップ幅は 100, 200, 300 mm の 3 種類を適宜組み合わせた。そして, 比較的広い範囲で現実的な電力損失が得られたリッジ幅が 45 と 100 mm の計算結果を, 空洞径については図 3.4 に, 電力損失については図 3.5 に示す。電力損失の算出には純銅の抵抗率 $1.72 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ を使用した。

また, リッジトロンは加速空洞外部に偏向電磁石をもつが, その位置関係にも配慮が必要である。最も設置条件が厳しいのは第 1 偏向電磁石であり, これは通過電子エネルギーが 4 台中最小で, 偏向電磁石を含んだドリフト距離 ($\beta\lambda/2$) が最も短いことに起因する。そこで, 加速空洞壁面から第 1 偏向電磁石のビーム入出射面までの距離についても計算し, 図 3.4 にあわせて示した。なお, 偏向半径は 50 mm としている。

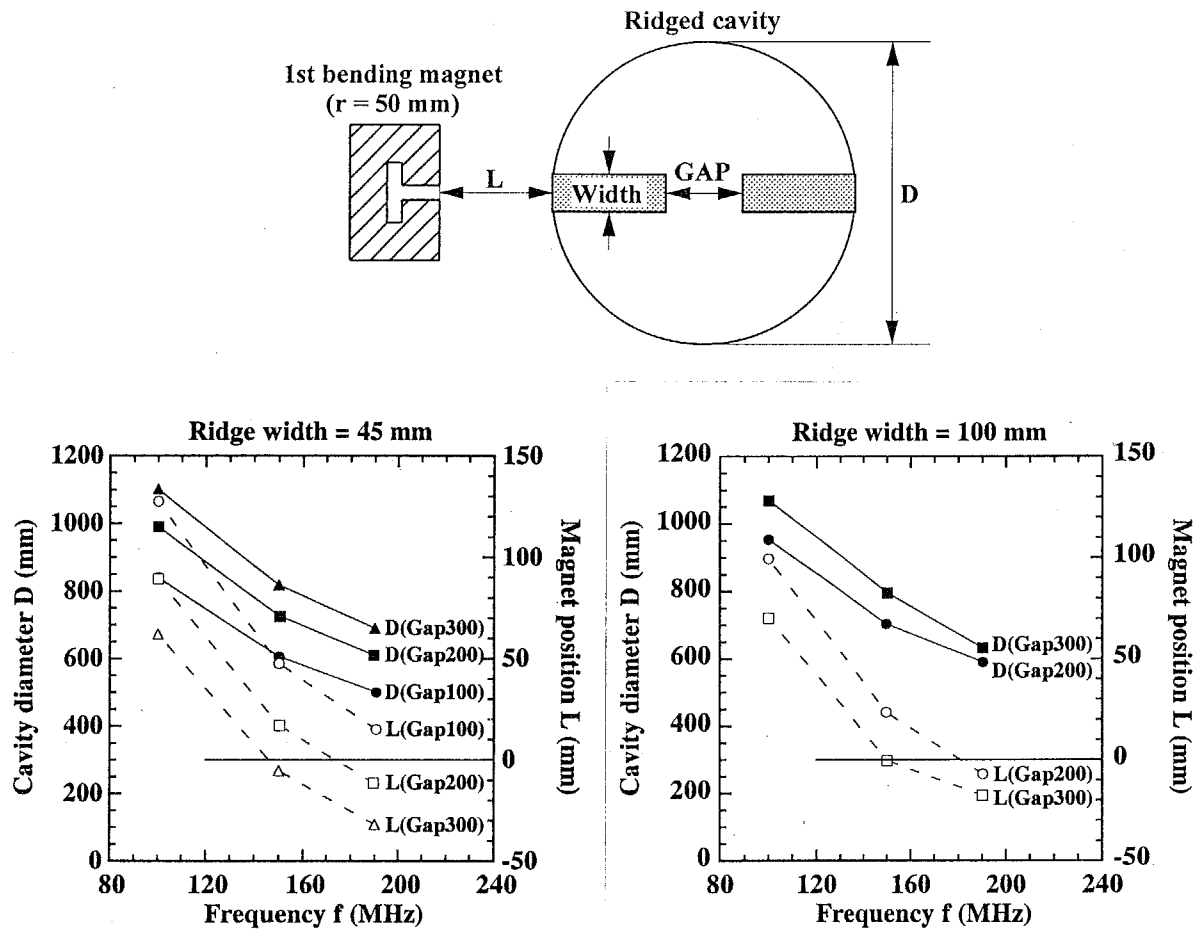


図 3.4 リッジ電極形状に対する共振周波数と空洞径および偏向電磁石位置の変化

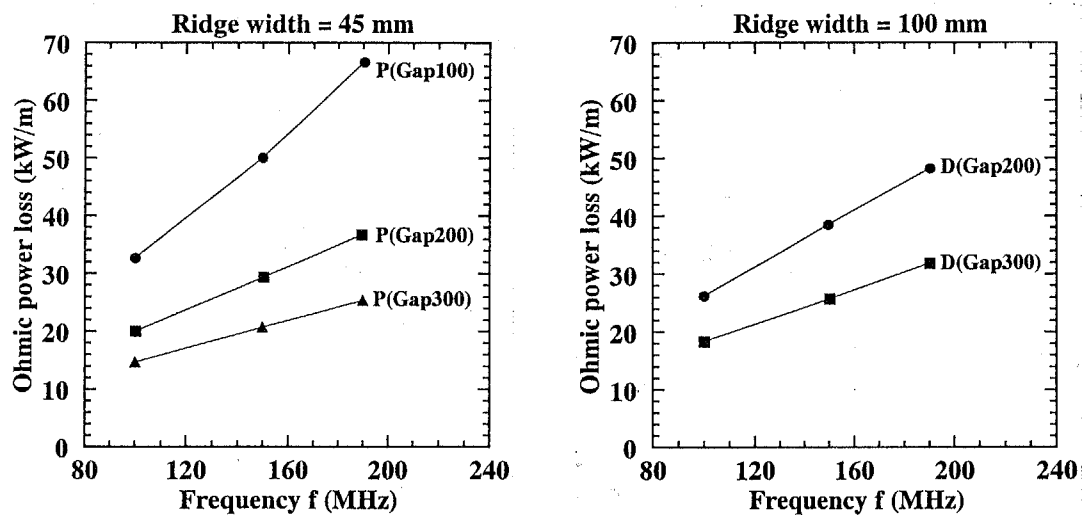


図 3.5 リッジ電極幅と加速ギャップ幅に対する共振周波数と電力損失の変化

これらのグラフより、次のことが分かる。

- ① 加速ギャップ幅と電極間の静電容量は反比例するため、小さい空洞径で低い周波数を得るにはギャップ幅は大きい方がのぞましい。
- ② 省電力設計には共振周波数が低い方が適している。
- ③ 共振周波数が高くなると空洞壁面から偏向電磁石までの距離はマイナス表示となり、これは空洞内部に磁石が位置してしまうことを意味する。そのような設計は不可能ではないものの、空洞構造が複雑となり現実的ではない。

したがって、共振周波数を 100 MHz に決定し、現実的なビーム通過孔と冷却水路、構造強度などを考慮しながら再計算をおこない、コールド・モデルで検討すべき空洞パラメータとして表 3.1 を得た。その電気力線分布を図 3.6 に示す。SUPERFISH の計算で対応できないエンドスペース部分の形状については、コールド・モデル測定と MAFIA を用いた計算により検討をおこなう。

Resonant frequency (MHz)	100.4
Cavity diameter (mm)	964
Ridge width (mm)	80
Gap width (mm)	200
Ohmic power loss (kW)	24.4
Quality factor	40449

表 3.1 SUPERFISH によって決定された空洞パラメータ

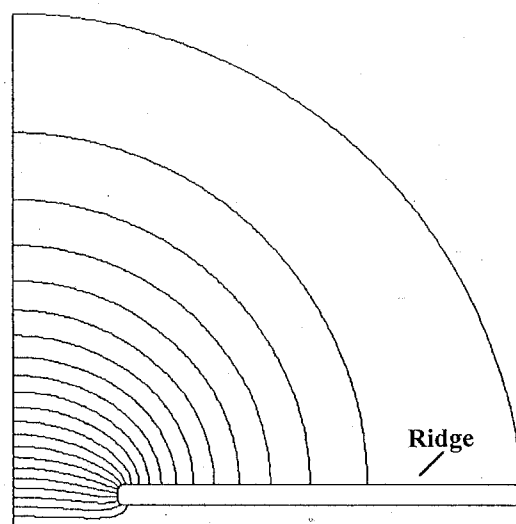


図 3.6 SUPERFISH によって決定された空洞の電気力線

3.3.2 コールド・モデルを用いた高周波特性試験

リッジ電極の端部形状の検討と加速電圧分布の均一化，電子計算機による解析結果との比較検証のために，1/4 縮尺のコールド・モデル空胴を製作して高周波特性の測定をおこなった。主な測定内容は，①共振周波数の測定と，②加速電圧分布の測定である。高周波特性の調整は，プランジャ式容量性チューナ（エンド・チューナ）の利用とリッジ電極端部の延長によりおこなった。なお，1/4 縮尺であるため共振周波数は実機の 4 倍となる。

<コールド・モデルの全体構造と製作>

SUPERFISH によって得られた空胴パラメータを用いて，1/4 縮尺のコールド・モデル空胴を製作した。その概略図を図 3.7 に，全体写真を図 3.8 に示す。空胴本体は上下梁を中心に分割構造とされ，平板（厚さ 1 mm）の曲げ加工により成形された側板と，両端に配置される空胴端板（厚さ 10 mm）から構成される。組み立て後の空胴内径は 241 mm（実機換算 964 mm）であり，端板を移動することで 185，210，235，260 mm（同 740，840，940，1040 mm）の 4 種類の空胴長が設定できる。使用金属は快削性と導電率を考慮して真鍮とした。リッジ電極は 4 個の真鍮ブロックより構成され，はめ合い構造で上下梁に取り付けられる。リッジ電極長は偏向電磁石の偏向半径を 50 mm と仮定して，モデルでは 135 × 20 mm（同 540 × 80 mm）とした。ビーム通過孔としては円孔タイプとスリットタイプを選択できるが，SUPERFISH による計算との整合性から後者を用いた。ビーム通過空間としては 125 × 10 mm が確保され，電極先端部は半径 1.25 mm の面取り加工が施されている。リッジ電極の両端は真鍮ブロックの取り付けによって空胴端板方向に延長が可能である。各部の接続固定はネジ止めでおこない，とくに導電コンタクトは使用していない。

高周波信号の入力と検出は，空胴側面に点対称で位置するループ型結合器を用いておこなう。電磁場分布測定用の摂動体は，端板中央にあけられた $\phi 8$ mm の導入孔を通じて導入される。また高周波特性の調整機構として，空胴端板には $\phi 25$ mm 銅製のプランジャ式容量性チューナ（エンド・チューナ）が合計 4 個取り付けられている。各チューナにはマイクロメータが取り付けられており，挿入量を正確に読み取ることができる。その可動範囲は端板同一面から 25 mm である。

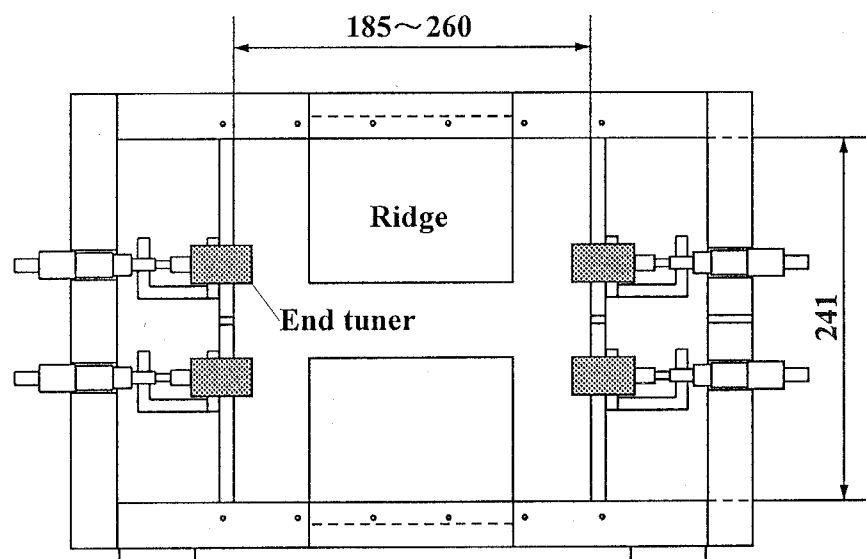


図 3.7 コールド・モデル空洞の概略図

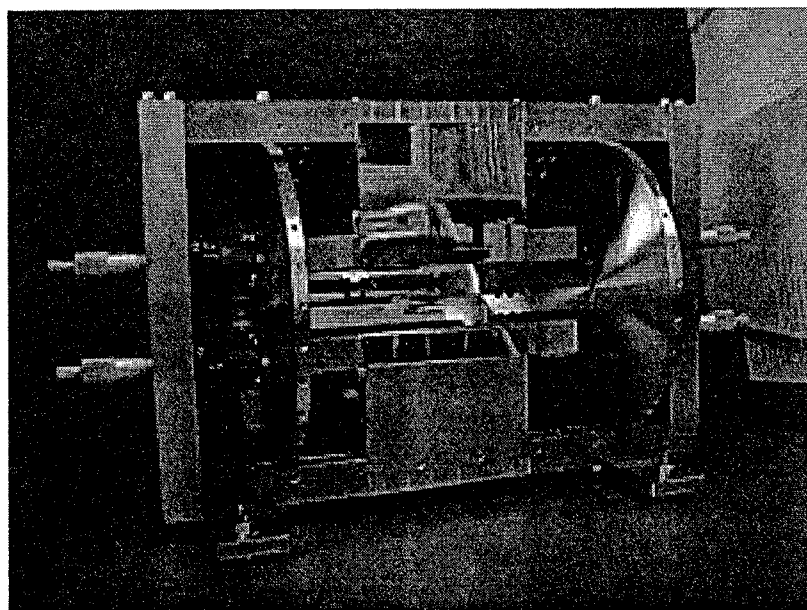


図 3.8 コールド・モデル空洞

＜共振周波数の測定＞

・測定方法

信号発生器からモデル空洞に高周波信号を入力し、その内部に最大振幅の高周波電場が励振される周波数を、ループ型結合器を通じてベクトル電圧計で測定した。結合器のループ断面積はともに 0.8 cm^2 と小さく、モデル空洞との結合は無視できる。空洞端板間の距離は 235 と 260 mm の 2 種類を設定し、共振周波数の調整はエンド・チューナおよびリッジ電極端部の延長によりおこなった。

・測定結果

空洞端板間が 235 mm で電極延長なしの状態における、エンド・チューナ挿入量に対する擬 TE_{110} モード共振周波数の変化を図 3.9 に示す。この結果より、エンド・チューナの利用だけでは設計周波数が実現できないことが分かる。エンド・チューナ調整がない場合の共振周波数は 504.33 MHz であり、SUPERFISH のモデル計算値である 400 MHz とは大きく異なる。この理由としては、モデル空洞では電極両端にエンドスペースが存在するのに対し、SUPERFISH による解析ではリッジ電極は無限長に仮定されていることがあげられる。

エンド・チューナは、空洞端板とリッジ電極間に存在する静電容量を変化して、高周波特性を調整する機構なので、同等の作用はリッジ電極を端板方向に延長することでも得られる。そこで、空洞端板間が 235 と 260 mm で電極延長時における、エンド・チューナ挿入量に対する共振周波数の変化を図 3.10 に示す。電極延長幅は 25, 37.5, 43.75 mm (実機換算 100, 150, 175 mm) の 3 種類とした。この結果より、実機の空洞端板間が 940 mm で 100 MHz を実現する電極延長の条件は、エンド・チューナ調整なしで 160 mm 以上となることが分かる。高次モードについては、電圧分布測定によって $n = 3$ までが確認された。

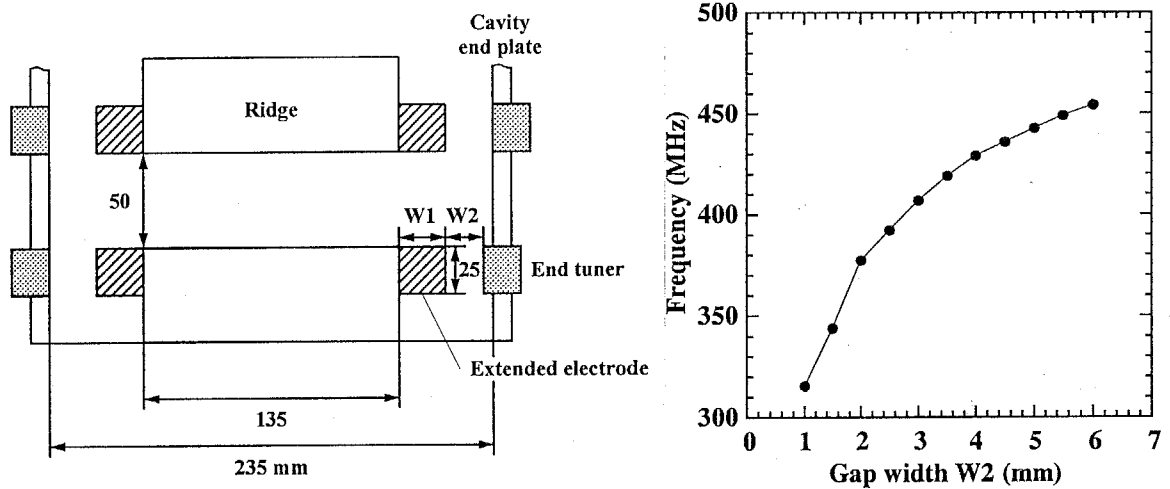


図 3.9 エンド・チューナ挿入量と共振周波数の関係（電極延長なし：W1 = 0 mm）

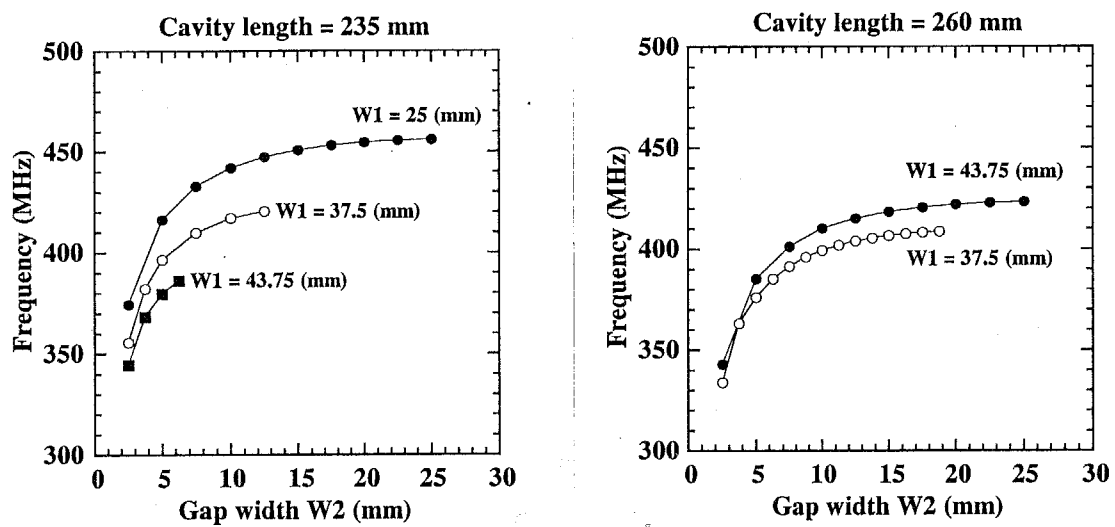


図 3.10 エンド・チューナ挿入量と共振周波数の関係（電極延長時）

＜加速電場分布の測定＞

・ 摂動法を用いた電場分布測定について

加速電場分布の測定は、アルミニウム金属球を用いた摂動法によりおこなった。この原理は、共振空洞や導波管の中に小さな誘電体もしくは磁性体を挿入することにより生じる、共振周波数のわずかな変動を測定して相対的な電磁場分布を調べるものであり、加速空洞の電磁場分布の測定にも応用されている^[7]。

金属小球を摂動体として用いると透磁率は無限大であり感度が高く、加速ギャップ内の微小部分の電場強度を測定できる。摂動体による共振空洞内の電氣的エネルギーまたは磁氣的エネルギーの変化量が全エネルギーに比べて無視できるとき、共振周波数 f_0 の微小変化 Δf は摂動体が位置する場所での電場もしくは磁場強度の 2 乗に比例し、次のような関係がある。

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1}{2} \int (H_a^2 - E_a^2) dv \quad (3.2)$$

E_a , H_a は摂動体の占める体積 v 内における、摂動体がない時の電磁場強度に比例した量である。したがって、プロトタイプ機の空洞軸付近では $H_a = 0$ と近似でき、電場強度だけが測定可能となる。しかし、微小摂動体による共振周波数の変化は小さいため、 Δf_0 は位相差 $\Delta\alpha$ に変換して測定する。その変換は次式を用いておこなうことができる。

$$\tan \Delta\alpha = \frac{2Q\Delta f}{f_0} \quad (3.3)$$

ここで $\Delta\alpha$ が十分小さいときは、 $\tan \Delta\alpha \sim \Delta\alpha$ と近似できる。

$$\Delta\alpha = \frac{2Q\Delta f}{f_0} \quad (3.4)$$

したがって、次の関係が得られる。

$$|E_a| \propto \sqrt{\Delta\alpha} \quad (3.5)$$

・測定方法

今回用いた測定システムのブロックダイアグラムを図 3.11 に示す。細いテグス糸を通して空洞軸上に取り付けられた $\phi 1$ mm のアルミニウム球を、ステッピング・モーターにより定速度で移動させながら空洞内に導入し、ベクトル電圧計により $\Delta\alpha$ を測定する。また、測定信号はレコーダに出力されて時間すなわち位置の関数として記録される。高周波の入力、検出カプラーは共振周波数の測定と同じ物を用いた。空洞端板間の距離は 235 と 260 mm の 2 種類を設定し、電圧分布の調整はエンド・チューナおよびリッジ電極端部の延長によりおこなった。

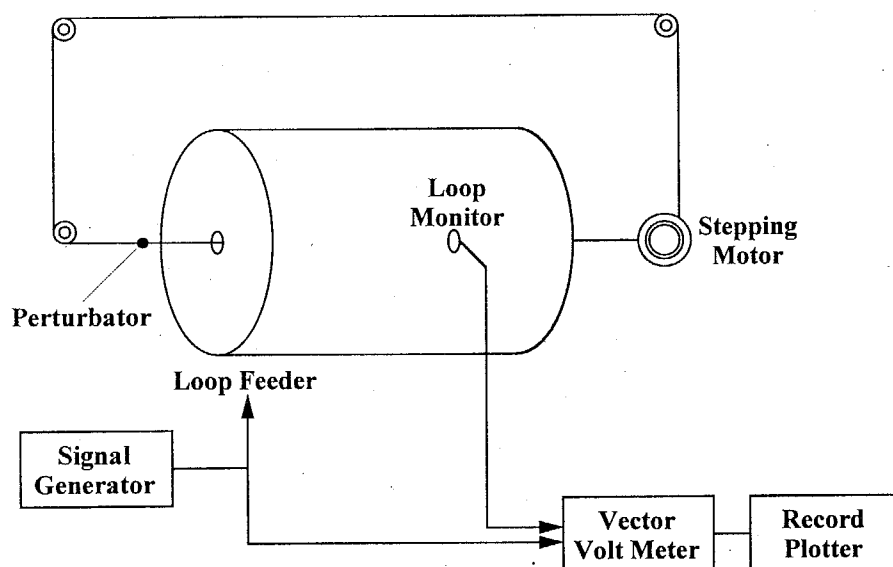
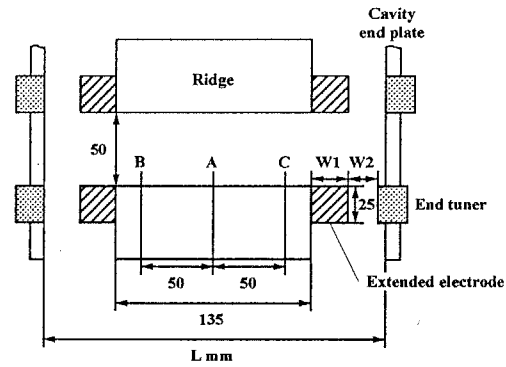


図 3.11 モデル空洞を用いた電場測定システム

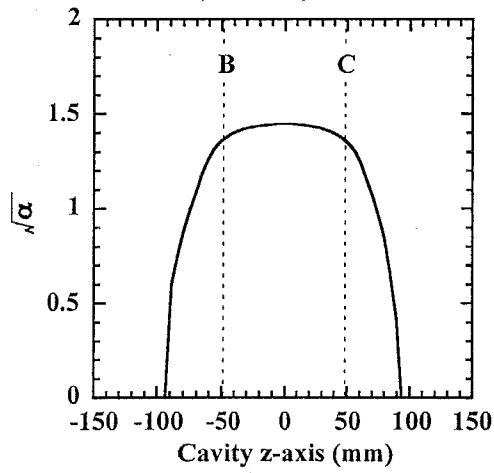
<測定結果>

電極延長の有無とエンドチューナの調整による、加速電場の空洞軸方向分布を図 3.12 に示す。空洞端板間の距離が 235 と 260 mm の両条件ともに同傾向の内容であるため、前者の結果のみを示している。各グラフの縦軸は摂動体の通過による励振電磁波の位相差変化の平方根であり、前述したように電場強度に比例する。横軸は空洞軸方向の摂動体位置を示し、空洞中央をゼロとした。電場分布の評価は、電極中心（A 点）に対する両端の加速ギャップ位置（B, C 点）の強度比を用いておこない表 3.2 に示す。



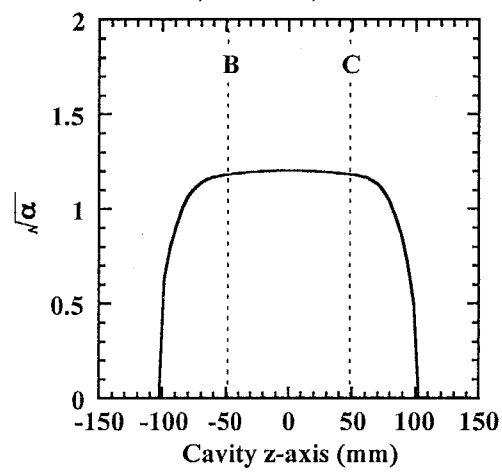
Condition①

$L = 235, W1 = 0, W2 = 50 \text{ mm}$



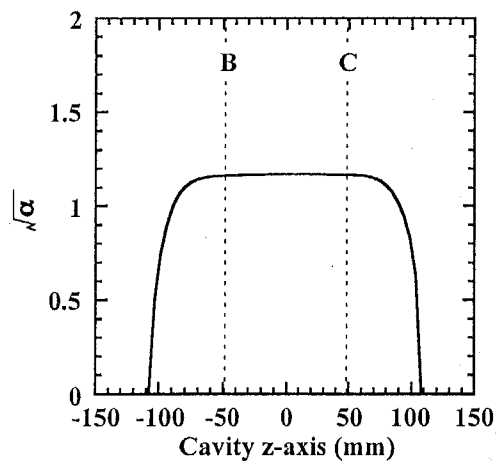
Condition②

$L = 235, W1 = 25, W2 = 25 \text{ mm}$



Condition③

$L = 235, W1 = 37.5, W2 = 12.5 \text{ mm}$



Condition④

$L = 235, W1 = 37.5, W2 = 5 \text{ mm}$

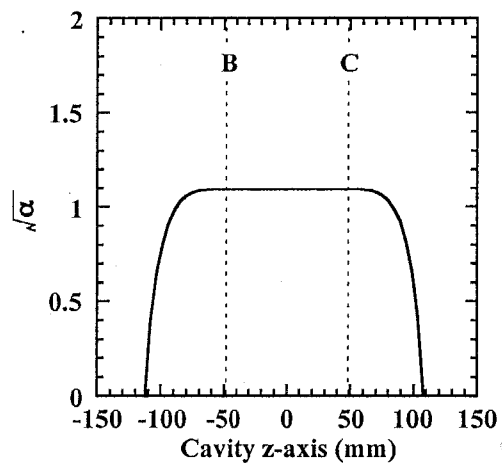
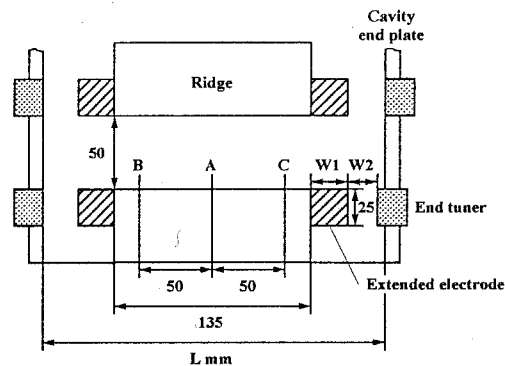


図 3.12 コールド・モデルにおける電場分布の測定結果



Plot No.	L (mm)	W1 (mm)	W2 (mm)	f (MHz)	B/A	C/A
①	235	0.0	0.0	502.37	0.886	0.870
②	235	25.00	25.00	456.02	0.962	0.962
③	235	37.50	12.50	420.31	0.983	0.991
④	235	37.50	5.00	396.47	1.000	1.000

表 3.2 コールド・モデル測定による電場分布の評価

この結果から、電極延長とエンド・チューナ調整がともにゼロの場合（Plot ①）では、加速電場が第 1 と第 5 加速部分で大きく落ち込み、実用不可能なことが分かる。電極延長時には第 1 と第 5 加速部分が相対的に電極中心に位置することになるため、電極中央部に対する落ち込みは 5 % 以内に改善される（Plot ②～③）。しかし、エンド・スペース幅の 3/4 の大きさまで電極端部を延長しても均一状態は得られない（Plot ③）。そこでエンド・チューナ併用すると（Plot ④）、全てのビーム加速部分で均一の電場分布となることが分かる。また、さらに電極延長およびエンド・チューナ挿入量を大きくすると、電極両端の電場が中央部よりも高くなり、過調整の状態となってしまう。この一連の変化は、前章においても述べたように、エンド・スペース部分の静電容量の増減に応じて、分布定数等価回路の伝搬定数が変化するために生じる。

実機における電場分布の均一化の指針としては、共振周波数の調整にも必要とされる電極延長のみで対応し、エンド・チューナの併用による複雑化を回避したい。このため、電極延長のみで均一電場分布を満足するには、空洞端板間が 940 mm の場合では 160 mm 以上、1040 mm の場合では 180 mm 以上の延長量が必要となることが分かった。しかし、これらの大きな延長量は発熱や電力損失の増加などをともなう。そこで共振周波数は 113 MHz と若干高くなるものの、端板間が 940 mm で電極延長が 100 × 100 mm のものを基本形状とし、3 次元電磁場計算コード MAFIA を用いて最終調整することにした。

3.3.3 MAFIA を用いた高周波特性解析

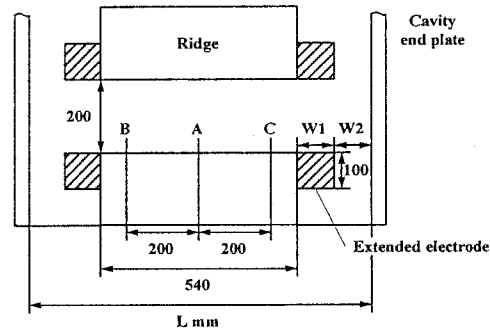
ここでは、3次元電磁場解析用計算機コード“MAFIA”を用いた加速空洞の設計について述べる。内容的には、計算コードの内容を簡単に紹介し、コールド・モデル測定結果に対する再現性の評価をおこなう。そして最終的な空洞パラメータを決定する。

<MAFIA とは>

MAFIA は DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron : ドイツ), LANL (Los Alamos National Laboratory : 米国), KFA (Kernforschungs Anlage-Jülich : ドイツ) の共同グループにより開発された 3次元汎用電磁場解析コードであり、モジュール化された計算アルゴリズムを組み合わせることで静電磁場, 低～高周波電磁場 (時間および周波数領域), 粒子軌道の解析が可能である^[8-9]。このプログラムにおいて計算対象は直交もしくは斜交メッシュで分割され, 電磁場問題は Maxwell 方程式の積分形を有限積分法を用いることにより解かれる。共振空洞内の電磁場解析に必要とされる固有値問題では, 有限積分法を基本に Maxwell 方程式を行列方程式に変形して計算がおこなわれる。なお現在, MAFIA は CST 社 (ドイツ) によって商用化されており, 本設計においても市販品が用いられた。

<コールド・モデル測定結果との比較>

コールド・モデル測定結果に対する MAFIA を用いた電磁場解析の再現性を比較評価した。計算はコールド・モデルの空洞パラメータを 1/1 縮尺に換算しておこない, 対称性を考慮して計算領域は 1/8 分割したものをを用いた。その共振周波数についての評価を表 3.3 に, 加速電場分布についての評価を表 3.4 に示す。これらより, MAFIA による計算はコールド・モデル測定の結果を 2% 前後の精度で再現することが分かった。そこで, 加速空洞の最終形状決定は MAFIA を用いておこなうことにした。



L (mm)	W1 (mm)	W2 (mm)	f_{MAFIA} (MHz)	$f_{Model}/4$ (MHz)	Error (%)	Q_0	Power loss (kW)
940	100.0	100.0	113.14	114.01	-0.76	28400	36.60
940	150.0	50.0	103.22	105.08	-1.77	26900	46.62
940	175.0	25.0	94.44	96.55	-2.18	25100	60.74

表 3.3 MAFIA による計算とコールドモデル測定と比較（共振周波数）

L (mm)	W1 (mm)	W2 (mm)	B/A MAFIA	B/A Model	Error (%)
940	100.0	100.0	0.974	0.962	1.25
940	150.0	50.0	0.990	0.983	0.71
940	175.0	25.0	1.006	1.011	-0.49

表 3.4 MAFIA による計算とコールドモデル測定と比較（電場分布）

<加速空洞の最終形状決定>

共振周波数を 100 MHz とするために、空洞長とギャップ幅を変化させて最終調整をおこなった。接続される偏向電磁石の偏向半径が、次節で述べる軌道計算において 50 → 66 mm に変更されたのにもない、加速ギャップにおけるビーム間隔も 100 → 120 mm に広がった。この変更に対応しながら、最終的に決定した空洞パラメータを表 3.5 に、空洞形状を図 3.6 に示す。電極延長基部が曲線処理されているのは発熱の集中を避けるためである。また、最終形状における擬 TE_{110} モードの電場および磁場分布を図 3.13 と図 3.14 に示す。

Resonant frequency (MHz)	101.7
Cavity inner diameter (mm)	964
Cavity inner length (mm)	990
Ridge width (mm)	80
Gap width (mm)	140
Beam hole diameter (mm)	ϕ 40
Ohmic power loss (kW)	42
Quality factor	28200

表 3.5 最終的な空洞パラメータ

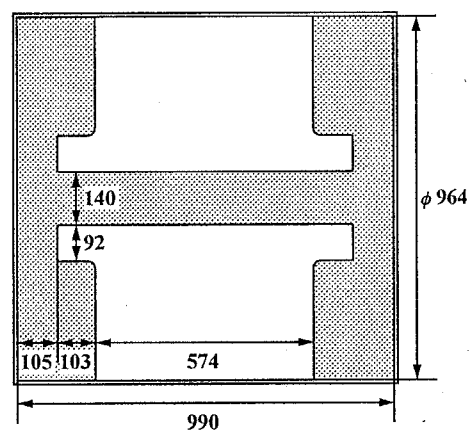


図 3.13 最終的な空洞形状

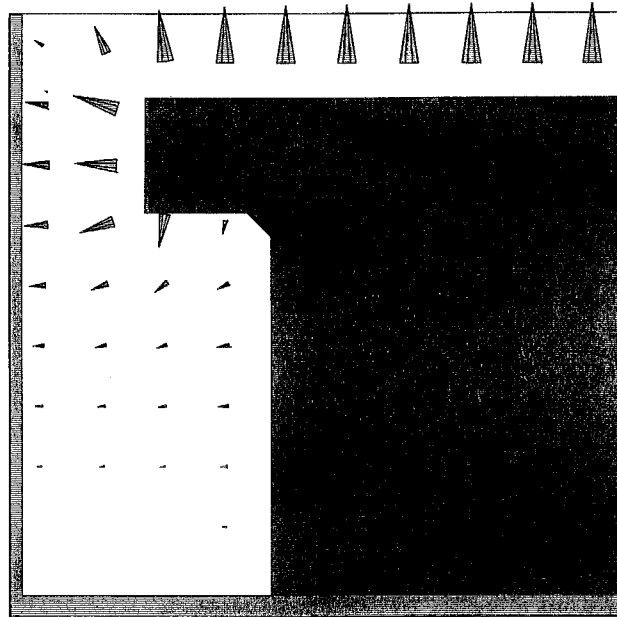


図 3.14 最終空洞形状における電場分布（軸方向半分割モデル）

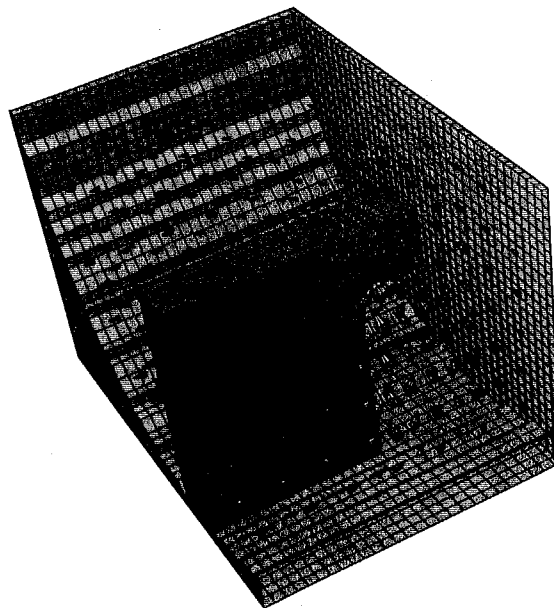


図 3.15 最終空洞形状における磁場分布（軸方向半分割モデル）

3.4 ビーム軌道計算

真空中を進行する電子ビームの形状は、電子間に働くクーロン反発力の作用によって次第に拡大してしまう。また、加速器内における加速や偏向などの電磁場作用は、条件によっては電子ビームに発散性を与える。したがって、低損失で安定したビームの加速輸送に必要とされる収束パラメータの獲得は、加速器開発における最重要課題のひとつである。加速器内におけるビームの運動は電磁気学を基本とした運動方程式で記述でき、電子計算機技術の進歩とともに計算機シミュレーションを用いた解析が短時間で可能となっている。リジトロンの開発においても、収束パラメータの導出に計算機シミュレーションを使用し、逆磁場を用いた収束法とアクティブ・フィールド・クランプ機構を考案することで安定的な解が得られた。

3.4.1 ビームと位相空間

ここでは、ビーム表現に用いられる位相空間の概念を説明し、軌道計算における輸送行列とエミッタンスの導入の有効性について述べる。

<位相空間と輸送行列>

ビームを構成する個々の粒子の位置を横軸に、運動量を縦軸にプロットしたものは位相空間と呼ばれ、このビーム表現は軌道計算において大きな利点をもつ。なぜなら、粒子のしたがう運動方程式は2階微分方程式であり、初期条件として位置と運動量が決まれば、以後の運動状態が一意的に決定されるためである。対照的に実空間を用いたビーム表現では、空間内の同一点から出発した粒子が時間経過とともに別々の場所に移動したり、逆に異なった場所にあった粒子が同一点に集まったりして、粒子の初期の点集合からその後の運動を予測することはできない。

位相空間における点集合として表現されたビームを追跡する最も簡便な方法は輸送行列の利用である。その適用条件は運動方程式が線形もしくは線形近似が許されることで、ビーム光学の分野では近軸軌道近似とも呼ばれる。このため、粒子位置 x が $x \ll 1$ および粒子進行角度 x' が $x' = p_x/p_s \ll 1$ を前提とした近似が可能となるように、ビームの進行方向にできるだけ沿った座標系 s を選ぶものとする。

線形の運動方程式にしたがうビーム運動は、一般に2つの線形独立解の重ね合わせで表わすことができる。とくに線形独立解として、余弦型の軌跡 $C(s_0, s_0)$ と正弦型の軌跡 $S(s_0, s_0)$ を初期条件として定義することにより、運動の追跡対象である粒子自身の初期

値 $x(s_0)$ および $x'(s_0)$ を重ね合わせ係数として使うことができる。

$$\begin{cases} x(s) = C(s, s_0)x(s_0) + S(s, s_0)x'(s_0) \\ x'(s) = C'(s, s_0)x(s_0) + S'(s, s_0)x'(s_0) \end{cases} \quad (3.6)$$

$$\begin{cases} C(s_0, s_0) = 1 \\ C'(s_0, s_0) = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} S(s_0, s_0) = 0 \\ S'(s_0, s_0) = 1 \end{cases} \quad (3.7)$$

これを行列表示で示すことで、輸送行列 $M(s, s_0)$ が定義される。

$$x(s) \equiv \begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \end{pmatrix} = M(s, s_0)x(s_0) \quad (3.8)$$

したがって、任意の位置における粒子の変位と進行角度は行列計算が可能であり、輸送行列 $M(s, s_0)$ の行列要素を求めることは、余弦型と正弦型の初期値に対する運動方程式の解を求めることに帰着する。そして、ドリフト空間や偏向電磁石など各種の加速器要素に対して輸送行列が与えられている。

<位相空間とエミッタンス>

位相空間上に分布したビーム粒子の性質を表現するとき、その粒子群を取り囲む閉曲線内の面積が重要な特性量として用いられる。この位相空間面積を π で除したものをエミッタンスと呼び、加速器の軌道計算においてはビーム品質を与える計算量として取り扱う。一般的に N 個の粒子から構成されるビームの運動は $6N$ 次元の位相空間で表現されるが、粒子群を同一粒子の大きな塊と捉えることで、その運動とエミッタンスは6次元位相空間を基本にすることができる。輸送行列を用いた軌道計算の場合、座標系には水平・垂直方向の位置と進行角度、進行方向のビーム長さや運動量分散を導入することが多い。ここで位相空間の横軸をビームの水平方向位置、縦軸を進行角度にとると、エミッタンス ϵ は次のように表わされる。

$$\epsilon = \frac{1}{\pi} \int x'(x) dx \quad (3.9)$$

安定したビームの加速輸送にはエミッタンスが小さいことが重要であるが、この大きさはビーム速度に反比例して減少するため、粒子が加速されると見かけ上はビーム品質が向上してしまうことになる。そこで、ビーム速度に関係のない本質的なエミッタンス量として、次のような規格化エミッタンス ϵ_n が定義される。

$$\epsilon_n \equiv \beta\gamma\epsilon \quad (3.10)$$

この規格化は加速ギャップを含むビーム軌道計算に対して重要であり、本研究で利用した軌道計算コードにおいても適宜変換して用いられている。

3.4.2 リッジトロンのビーム収束法

これまでの加速器のビーム収束法としては、ドリフトチューブ型線形加速器では加速電極内部への四重極収束磁石の組み込み、電子線形加速器では加速管外周部へのソレノイド磁石の設置、周回型加速器では偏向電磁石に付随する収束作用、あるいは独立した四重極収束磁石などが用いられている。これらの方法をリッジトロンの適用した場合、前節で得られた空洞設計パラメータのもとでは、四重極磁石のリッジ電極内への組み込みは構造的に難しく、空洞外に独立して設置するにも空間的な制約があり、結果的に偏向電磁石に付随する収束作用を利用することになる。したがって、1台の偏向電磁石で水平・垂直両方向のビーム収束が可能な方法を実現しなければならない。

偏向電磁石のもつ収束効果としては前章で述べたように、①偏向角、②磁場勾配、③エッジ傾斜角による作用が考えられる。しかし、リッジトロンのようにビーム軌道が180度反転する場合には、偏向角に応じた収束効果は生じない。磁場勾配の利用では、弱収束の原理にもとづいた磁場分布の実現によって両方向収束が可能であるものの、小型磁石については収束力や磁場精度の点で問題がある。エッジ傾斜角の利用では、入射面と出射面で傾斜方向を変化させると両方向の収束が可能であるが、漏洩磁場の影響により垂直方向の収束力が減少する問題がある。そこで本研究では、偏向磁場とは逆極性の磁場を用いた収束方法を新しく考案し、その実現のためにアクティブ・フィールド・クランプという機構を新たに開発した。

3.4.3 電子計算機を用いたビーム軌道計算

本研究のビーム軌道計算に用いた計算コードの概要について述べ、その主要な入力パラメータについて説明する。

<軌道計算コード>

加速器の軌道計算をおこなうには電子計算機の利用が作業効率が高く、各種の軌道計算コードが多くで研究所で開発されている。その計算アルゴリズムとしては前述の輸送行列を利用するものや運動方程式を逐次的に解くもの、計算内容としては多数のモデル粒子を個別に追跡するものやビーム・エンベロープのみに着目するものなど種々のタイプがある。そして、本研究のプロトタイプ機に必要とされる水平・垂直方向のビーム収束パラメータの検討には、TRANSPORTとPOWER TRACEという2種類の計算コードを使用した。また、ビーム進行方向についての位相アクセプタンスの評価は、輸送行列と逐次計

算を組み合わせた数値計算によって検討をおこなった。

TRANSPORT と POWER TRACE はともに、加速器内におけるビーム軌道のエンベロープを、近軸軌道近似のもとで輸送行列を用いて計算するコードである。前者は、1963年に SLAC (Stanford Linear Accelerator Center : 米国) において開発が開始された計算コードで、各地の研究施設における改良の結果、現在では1~3次の磁場成分を考慮したビーム・エンベロープ計算が可能になっている^[10]。後者は、1987年に LANL (Los Alamos National Laboratory) の K. R. Crandall と D. P. Rusthoi によって開発された計算コード TRACE3-D のグラフィカル・ユーザ・インタフェース対応版であり、線形的な空間電荷効果を考慮したバンチビームのエンベロープ計算が可能である^[11]。どちらのコードにおいても計算粒子を表わす座標系には6次元位相空間が用いられ、水平方向の位置と進行角度 (x, x')、垂直方向の位置と進行角度 (y, y')、進行方向のビーム長さ¹と運動量分散 ($z, \Delta p/p$) から構成される。計算可能な加速器要素としては、ドリフト空間、四重極レンズ、ソレノイドレンズ、偏向電磁石、エッジ傾斜角、加速空洞などが用意されており、入力されたパラメータは自動的に輸送行列に変換される。位相空間行列と輸送行列はともに 6×6 行列として計算がおこなわれ、計算結果は位相空間データと実空間でのビーム・エンベロープとして出力がなされる。

<入力パラメータ>

リッジトロンの軌道計算に必要とされる入力パラメータには、ビーム初期条件 (位置と進行角度)、偏向磁場強度、加速電圧と加速位相、各構成要素の長さなどがあげられる。これらの決定には、いくつかの仮定もしくは数値計算の結果を用いた。

ビーム初期条件としては、はじめに正立楕円形状を仮定して収束性の評価をおこない、良好な結果が得られたものについては、後節で述べる電子銃軌道計算コード EGUN2e による計算結果を導入した。偏向磁場強度は各磁石の中心軌道を通過する電子のエネルギーにあわせた磁気剛性より、磁場分布がハード・エッジ近似の場合は偏向半径を 50 mm とし²て算出した。漏洩磁場を考慮した場合については後述する。加速電圧は最大値が 500 kV、加速位相は位相安定性の考慮より、第1ギャップをマイナス位相、第2~第5ギャップをプラス位相に設定した。その大きさの決定には、位相アクセプタンスの計算結果を用いている。各構成要素の長さは、偏向電磁石の部分については偏向半径と偏向角度の積から得ることができ、ドリフト空間は高周波半周期あたりのビーム進行距離 ($\lambda\beta/2$) から偏向電磁石部分を差し引いたものとなる。なお、加速位相シフトが存在する場合には適宜延長がなされる。

計算内容は偏向電磁石の磁場境界条件によって、ハード・エッジ近似を用いた前半段階と、逆磁場収束とアクティブ・フィールド・クランプを導入した後半段階に分けられる。また、計算コードの導入時期の違いから、前半段階においては TRANSPORT を、後半段階においては POWER TRACE を利用した。両者の用いる輸送行列は基本的に同一であるが、加速ギャップの取り扱いなどが若干異なっている。

3.4.4 ハード・エッジ近似によるビーム収束の検討

ハード・エッジ近似による磁場勾配収束とエッジ収束の効果を TRANSPORT を用いて検討した。ビーム・エンベロープの許容値は、加速器内部のビーム通路の大きさを考慮して、水平方向 ± 15 mm、垂直方向 ± 8 mm とした。ビーム起点は第1加速ギャップ下流端から 70mm 下流側に設定している。これは、TRANSPORT の加速ギャップの取り扱いが相対論的粒子を対象としており、プロトタイプ機の入射エネルギー 20 keV ($\beta = 0.27$) では条件を満足せず、最低でも第1ギャップ通過後の加速エネルギー 500 keV ($\beta = 0.87$) を必要としたためである。ビーム初期条件は $x = y = 2$ mm, $x' = y' = 5$ mrad, $z = 0$ mm, $\Delta p/p = 0$ % の点ビームを基本に評価をおこなった。加速位相は第2～第5ギャップの全てを5度に設定した。また、偏向電磁石の偏向半径は 34～60 mm のものについて計算をおこない、数種類を組み合わせる方法なども検討したが、設計の煩雑さを避けるため最終的には 50 mm のもの1種類に統一した。

<磁場勾配を用いた収束>

磁場勾配で水平・垂直両方向の収束作用をもたせるには、Field Index (n 値) の大きさは $0 < n < 1$ の弱収束範囲に存在する必要がある。偏向電磁石にエッジ傾斜角をつけず、4台全ての n 値を等しく $0 \sim 1$ の範囲で変化させて計算をおこなったところ、いずれも加速途中でビーム形状が許容値を超えてしまい実用できないことが分かった。その理由としては、磁石の偏向半径が小さいために磁場勾配による収束力が強すぎてしまうことがあげられる。

前章で述べた勾配磁場中における粒子の運動方程式を再掲すると次のようになる。

$$\frac{d^2x}{ds^2} = -\frac{(1-n)}{r^2}x \quad (3.11)$$

$$\frac{d^2y}{ds^2} = -\frac{n}{r^2}y \quad (3.12)$$

これより、水平方向の収束力を与える因子は $(1-n)/r^2$ 、同じく垂直方向は n/r^2 であるこ

とが分かり、偏向半径が $r = 0.05, 0.1, 0.5, 1.0$ m の場合における n 値に対する前者の大きさの変化を図 3.16 に示す。後者については、 $n = 0.5$ を中心として図 3.16 の左右が反転したグラフとなる。偏向半径が 50 mm の磁石の収束効果は半径 1 m のものと比較して 400 倍も大きく、水平と垂直両方向の収束力が均衡する $n = 0.5$ の値を用いた計算においてもビーム軌道は拡大を続けた。水平もしくは垂直の一方方向だけに着目すると、前者については $n > 0.96$ ，後者については $n < 0.04$ の領域で安定性が得られた。そこでこれらの組み合わせを検討し、 n 値が 0.01 と 0.99 の磁石を交互に配置したところ許容値内の結果が得られた。しかし、磁場勾配の実現には傾斜した磁極面が必要であり、小型磁石では磁場分布が加工誤差に敏感で製作も難しいため、本研究での採用はおこなわなかった。

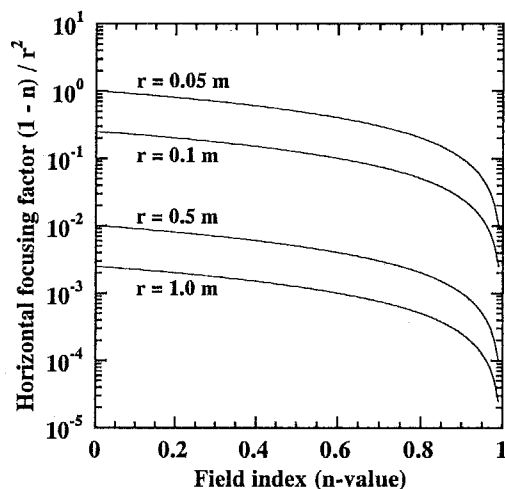


図 3.16 磁場勾配による水平方向収束力の偏向半径と n 値に対する変化

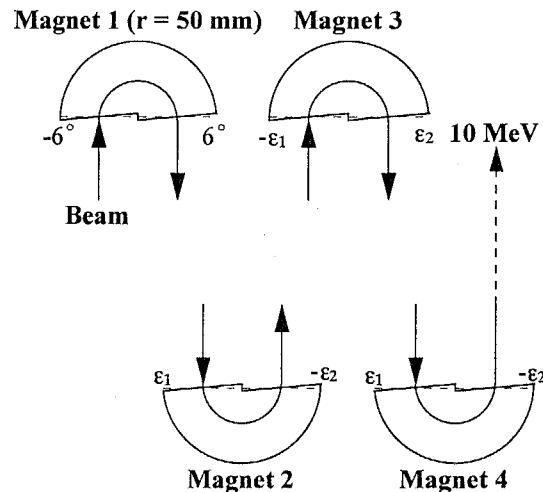
＜エッジ角による収束＞

エッジ傾斜角を用いて水平・垂直両方向の収束効果を得るには、偏向電磁石の入射面と出射面においてエッジ傾斜方向を逆にする必要がある。そこで、入射角と出射角を変化させて計算をおこない、ビーム・エンベロープの動きを追跡した。この計算は実用機への応用も考慮して最終加速エネルギーが 10 MeV で磁石数が 19 台の条件でおこない、得られた結果を表 3.6 に、最も安定なエンベロープを図 3.17 に示す。エッジ傾斜の方向は、表 3.6 の斜線左下側の領域では第 1 偏向磁石からの入出射順で負正正負…，同じく右上側では正負負正…の繰り返しとしている。入射角と出射角が等しいと収束と発散の作用が打ち消し合ってビーム軌道は不安定となる。しかし例外的に、第 1 磁石の入出射角はともに、

位相アクセプタンスが比較的大きくなる ± 6 度を用いた。なお、ビーム・エンベロープのグラフは縦軸中央部を中心軌道軸として、上半分が水平方向，下半分が垂直方向を表わし，横軸はビーム進行方向となっている。

磁石配置図

(斜線より右上側の場合，左下側では入出射角の正負が反転)



		Exit angle ϵ_2																
		4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	
Incident angle ϵ_1	5			▲	×													
	6	×	▲		○	▲	×											
	7		×	▲		○	○	▲	×									
	8		×	▲	▲		○	○	○	○	▲	×						
	9			×	▲	▲		○	○	○	○	○	○	▲	×			
	10			×	▲	▲	▲		○	○	○	○	○	○	▲	×		
	11			×	×	▲	▲	▲		▲	○	○	○	○	○	▲	×	
	12				×	▲	▲	▲	▲									

○：水平・垂直方向がともに許容値内で加速器終端まで到達
 凡例 ▲：水平・垂直方向のどちらかが許容値以外となる
 ×：加速器終端まで到達しない

表 3.6 エッジ角度と収束性の関係

この結果より許容値内でビームが安定加速される領域（表 3.6 灰色部分）が存在することが分かった。なかでも入射側が 10 度，出射側が 14 度の組み合わせは，入出射側ともに 1 度程度の角度誤差が許され最も安定的な解となっている。入射側よりも出射側のエッジ角が大きい場合に安定なのは，前者側における収束・発散効果が磁石通過距離とともに増幅して後者側に影響するのを補償しているためである。また，安定領域前後において，

ビーム初期条件として進行方向分布を位相アクセプタンス 40 度分，運動量分散 2.5 % を適用した計算をおこなったところ，下流側の下限値が 1~2 度ほど縮小したが安定領域は維持された。

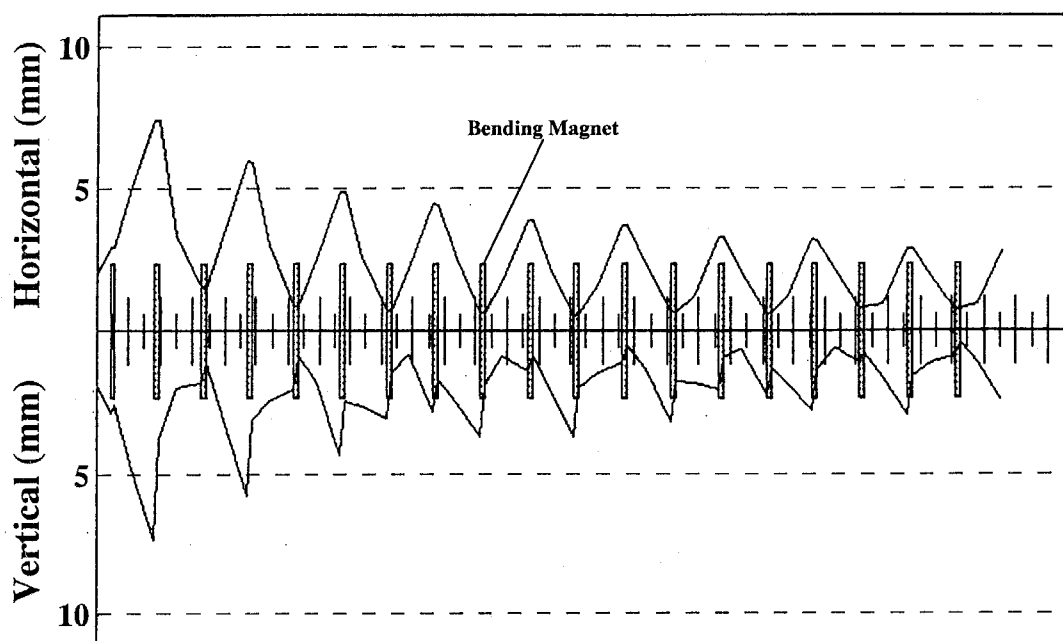


図 3.17 エッジ角度によるビーム収束（入射角： ± 10 度，出射角： ± 14 度）

3.4.5 アクティブ・フィールド・クランプを用いたビーム収束の検討

ここでは，漏洩磁場による垂直方向エッジ収束効果の減少をリッジトロンの場合について評価し，新しい収束法として磁石本体とは逆方向の磁場を用いた方法の提案をおこない，その収束効果を POWER TRACE によるビーム軌道計算によって検証する。

<漏洩磁場によるエッジ収束効果の減少>

エッジ傾斜角を用いた水平・垂直両方向の収束は，ハード・エッジ近似においては可能ことが分かった。しかし，実際の偏向電磁石は磁場分布が境界面で緩やかに変化する漏洩磁場領域をもち，その存在は図 3.18 のように垂直方向収束のエッジ傾斜角を減少させる。なかでも偏向半径が小さい偏向電磁石を必要とするリッジトロンでは大きな影響が現れる。線形近似の漏洩磁場分布におけるエッジ角減少量 $\Delta\epsilon$ は (2.65) に示したが，TRANSPORT では高次項を含んだ次式が導入されている^[12]。

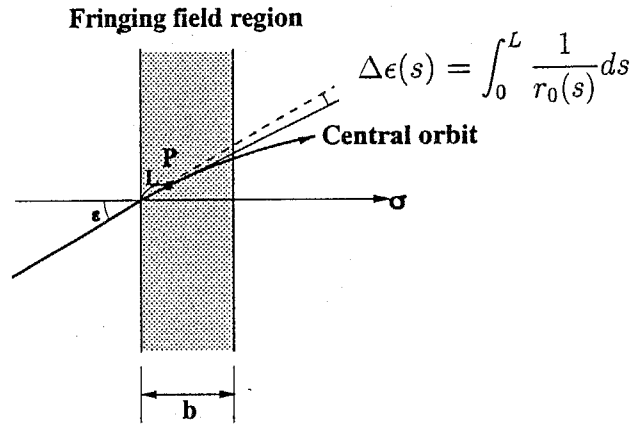


図 3.18 漏洩磁場による垂直方向収束エッジ傾斜角度の減少（図 2.12 を再掲）

$$\Delta\epsilon = K_1 \left(\frac{g}{r} \right) \left(\frac{1 + \sin^2 \epsilon}{\cos \epsilon} (1 - K_1 K_2 \left(\frac{g}{r} \right) \tan \epsilon) \right) \quad (3.13)$$

ここで、 r は偏向半径、 g は磁極間隙、 ϵ はエッジ傾斜角である。 K_1 は漏洩磁場 $B_z(s)$ の範囲と磁極間隙の比に相当する量であり、次式により与えられる。また、 K_2 は漏洩磁場の高次成分に相当する量であるが、エッジ傾斜角が小さい場合には省略可能である。

$$K_1 = \int \frac{B_z(s)(B_0 - B_z(s))}{gB_0^2} ds \quad (3.14)$$

ここで、 B_0 は磁石本体部分の磁場強度である。TRANSPORT の解説書に掲載されている各種磁場分布モデルに対する K_1 の大きさを表 3.7 に示す^[10]。これより、エッジ角度が $\epsilon \ll 1$ の条件で高次項 K_2 を省略したとき、線形近似においては (2.65) と (3.13) が等しいことが分かる。

プロトタイプ機の偏向電磁石は偏向半径が 50 mm と小さいため、漏洩磁場による垂直方向エッジ収束の減少効果は非常に大きくなる。そこで、ハード・エッジ近似計算に用いた設計磁石に対して 2 次元磁場計算をおこない影響量を評価した。内容的には、いくつか磁極間隙を変化して計算した漏洩磁場分布の積分から K_1 を求め、(3.13) のなかでエッジ角度の減少に最も寄与する $K_1 g/r$ の大きさを算出した。その変化を図 3.19 に示す。これより磁極間隙が 20 mm の計算における K_1 は 0.42 が読み取れるが、このときのエッジ角度減少量 $\Delta\epsilon$ は約 30 度にまで達し、ハード・エッジ計算におけるエッジ傾斜角は逆に発散力として作用してしまう。その補正法としては、①正方向傾斜角の増加による補正、②磁極間隙の縮小、③偏向半径の延長、④フィールド・クランプ（磁場遮蔽鉄芯）の利用が考えられるが、表 3.8 に示すような問題点が存在し、いずれにおいても設計収束力の回復はできない。このため、新しい収束法の考案が必要とされた。

Model	K_1
Linear	$b/6g$
Clamped Rogowski	0.4
Unclamped Rogowski	0.7
Square-edged Magnet	0.45

表 3.7 各種磁場分布モデルに対する K_1 の大きさ

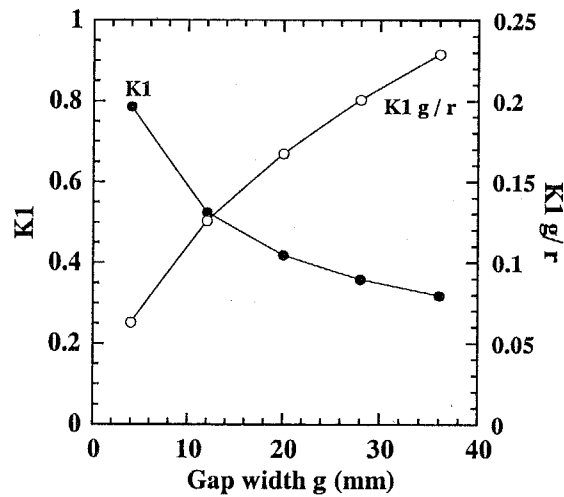


図 3.19 プロトタイプ機の偏向電磁石における K_1 と磁極間隙の関係

	補正法	問題点
①	正方向傾斜角の増加による補正	角度減少量が大きすぎて補正対応できない
②	磁極間隙の縮小	磁極間隙を 4 mm に縮小すると角度減少量は 1/3 まで低減するが、ビーム通過空間が確保できず非現実的
③	偏向半径の延長	加速回数や空洞長に大きな影響が生じる
④	フィールド・クランプの利用	K_1 を 1/2 までしか低減できない

表 3.8 プロトタイプ機のもの偏向電磁石の収束力減少に対する補正法と問題点

＜逆方向磁場を用いた収束方法の検討＞

そこで本研究では、漏洩磁場による垂直方向エッジ収束効果の減少を抑え、水平・垂直両方向の収束を実現する新しい方法として、偏向電磁石本体とは逆方向の磁場を用いる方法を考案した。この方法においては、水平方向の収束性は磁場中におけるビーム偏向運動に付随する収束作用から、垂直方向についてはエッジ収束作用から得ることになる。

偏向電磁石における水平方向のビーム運動方程式は、偏向半径を r 、偏向角度を θ 、Field Index を n とすると、次のように表わされる。

$$\begin{cases} x(s) = \cos(\sqrt{1-n}\theta)x(s_0) + \frac{r}{\sqrt{1-n}}\sin(\sqrt{1-n}\theta)x'(s_0) \\ x'(s) = \frac{\sqrt{1-n}}{r}\sin(\sqrt{1-n}\theta)x(s_0) + \cos(\sqrt{1-n}\theta)x'(s_0) \end{cases} \quad (3.15)$$

これは $n = 0$ の場合には次のように変形される。

$$\begin{cases} x(s) = \cos(\theta)x(s_0) + r\sin(\theta)x'(s_0) \\ x'(s) = \frac{1}{r}\sin(\theta)x(s_0) + \cos(\theta)x'(s_0) \end{cases} \quad (3.16)$$

したがって、偏向角度が180度の場合には入出射時のビーム発散角 x' が保存されるが、180度以上の場合においては収束性をもつことが分かる。逆磁場領域についてはビーム座標系を回転して考えることができ、偏向方向は反対になるものの収束効果は変わらない。正逆両方向の磁場領域をまたがってビームが進行する場合、全体的な偏向角度は両領域の差になるものの、収束性は両領域の和として作用する。そこで、逆磁場を用いた収束方法では、正方向磁場による偏向角度を $(180 + \theta)$ 、逆磁場部分における偏向角度を $-\theta$ とすることで、ビーム進路としては180度の反転をおこないながらも、水平方向に $(180 + 2\theta)$ の収束効果を確保する。ただし、現実的には逆磁場部分を含む漏洩磁場領域では磁場強度が低下して偏向半径が大きくなるので、実効的な水平方向の収束効果は $(180 + 2\theta)$ よりも小さくなる。

この収束法では漏洩磁場領域に逆磁場を導入するため、(3.13)における K_1 の大きさは正逆両方向の漏洩磁場の打ち消し合いにより、適切な磁場分布を求めることでゼロ前後まで減少する。これより、垂直方向のエッジ収束作用に対する漏洩磁場の影響は、ほとんど無視できるようになる。また、水平方向のビーム収束は逆磁場と偏向角度によりおこなっているため、エッジ収束は入出射面ともに垂直方向に用いることができる。このようにして、水平と垂直両方向のビーム収束が実現される。以上をまとめると、図3.20のようになる。

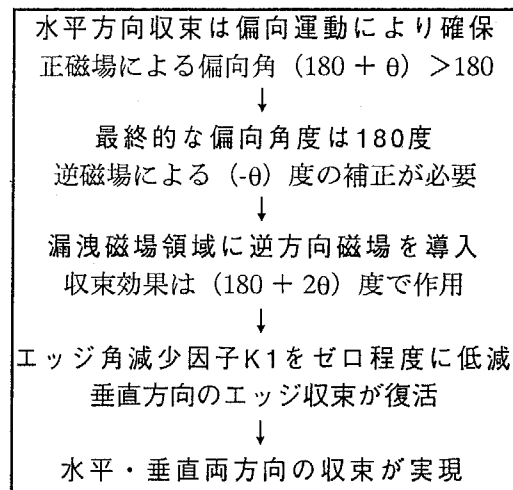


図 3.20 逆磁場収束法のフローチャート

逆磁場を励磁する機構としては、アクティブ・フィールド・クランプ機構を新しく開発した。その構造を 3.21 に示す。従来のフィールド・クランプは磁場遮蔽用鉄芯を磁石本体に取り付けるものであったが、このクランプは新たに逆磁場励磁用の補助コイルを備えており、本体磁極ビーム入出射面の漏洩磁場の拡がりを効果的に抑制し、その作用をコイル電流の調整により制御可能な構造になっている。なお、磁場分布の平行性を確保するために、アクティブ・フィールド・クランプの磁極入出射面についても、本体磁極と等しいエッジ傾斜角度をもたせなければならない。

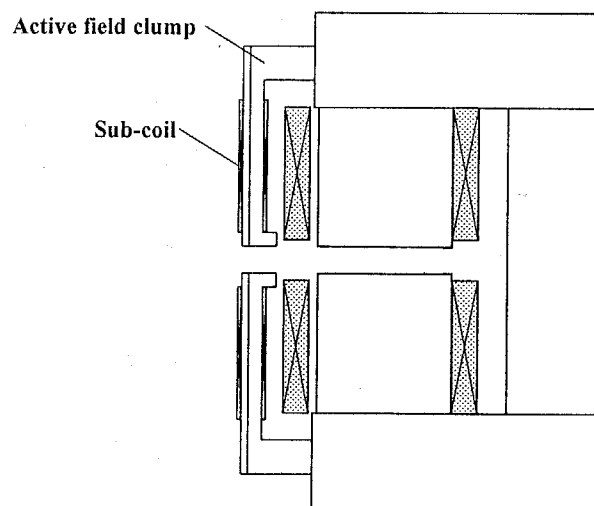


図 3.21 アクティブ・フィールド・クランプを取り付けた偏向電磁石

＜漏洩磁場分布のビーム軌道計算への導入＞

逆磁場収束法を用いた場合のビーム軌道は、2次元磁場計算から得られた漏洩磁場分布をセグメント分割し、理想二極磁場の集合体として取り入れることで計算した。逆磁場を含んだ漏洩磁場分布は、磁石本体の主コイルとアクティブ・フィールド・クランプの副コイルの巻数比を変化して比較をおこなった。磁場計算コード OPERA-2D による、副コイルと主コイルの巻数比が 8/30, 10/30, 12/30 の3種類についての計算結果を図 3.22 に示す。これより、逆磁場を強くしても正方向磁場は大きな影響を受けないことが分かる。なお、 K_1 の大きさは 0.02~0.04 まで低減した。

これらの漏洩磁場分布を軌道計算に導入するにあたっては、正・逆方向それぞれにおいてセグメント長と磁場強度の積がほぼ等しくなるように、各4セグメントの理想二極磁場に分割近似がおこなわれた。したがって、1台の偏向電磁石は本体部とビーム入出射両面の漏洩磁場領域を合わせて17セグメント構成として計算がなされる。最終的に採用された図 3.22 の巻数比が 8/30 の磁場分布に対する、ビーム中心軌道と磁場データを図 3.23 に示す。その偏向角度の総和は 196 度であり、総軌道長は 461.6 mm, エッジ傾斜角は-3 度となっている。ビームは逆磁場で外側に振られてから正磁場領域に入射するため、機械的なエッジ傾斜角度は水平方向収束に設定されていても、実質的には大部分のセグメントで垂直方向収束として作用することが分かる。なお、本体部分の偏向半径は 66 mm に増加した。

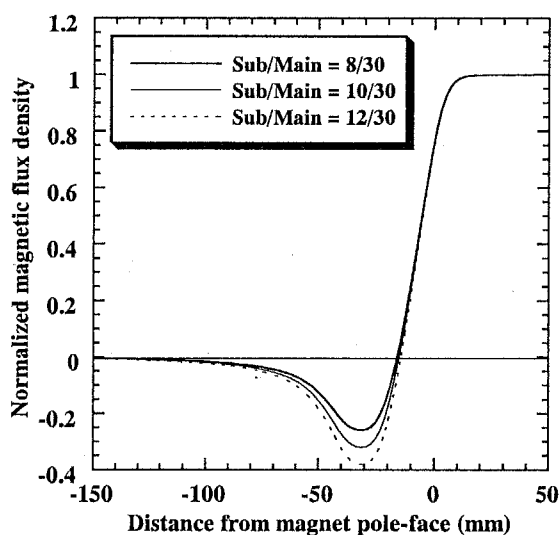
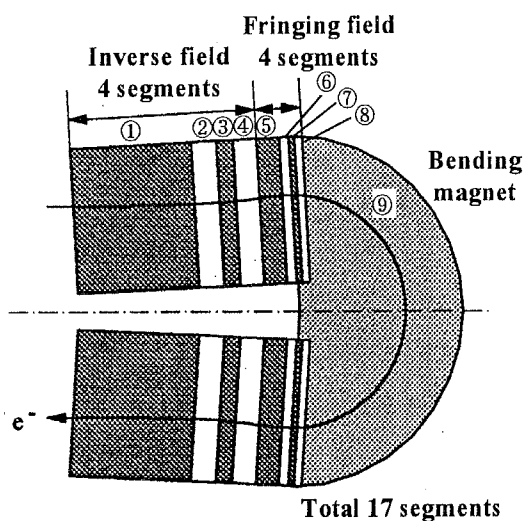
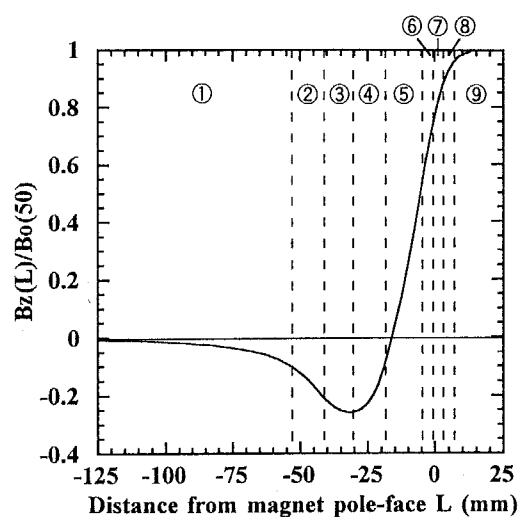


図 3.22 逆磁場を含んだ漏洩磁場分布の計算結果

Central beam trajectory



Magnetic field distribution



Magnetic field data

Segment number	Segment length (mm)	Normalized magnetic field	Deflection radius r (mm)	Deflection angle θ (deg)
①	70.25	-0.04	-2002	-2.010
②	13.90	-0.21	-395.4	-2.014
③	9.21	-0.31	-260.7	-2.023
④	13.43	-0.21	-382.6	-2.012
⑤	13.65	0.32	211.0	3.708
⑥	5.45	0.79	84.46	3.698
⑦	3.18	0.94	70.86	2.577
⑧	4.38	0.98	67.51	3.718
⑨	194.7	1.00	66.14	168.7
Total	461.6 ^{*1}	-	-	196.1 ^{*2}

*1: $2 \times (\text{①} + \text{②} + \text{③} + \text{④} + \text{⑤} + \text{⑥} + \text{⑦} + \text{⑧}) + \text{⑨}$

*2: $2 \times (\text{⑤} + \text{⑥} + \text{⑦} + \text{⑧}) + \text{⑨}$

図 3.23 副コイル対主コイル巻数比が 8/30 の磁場分布におけるビーム中心軌道

＜軌道計算結果＞

プロトタイプ機に対する逆磁場収束法の適用効果は、POWER TRACE による軌道計算を通じて検証した。その計算パラメータを表 3.9 に示す。

ビーム振幅許容値	水平方向±15 mm, 垂直方向±8 mm
ビーム計算起点	第 1 加速ギャップ中心から 900 mm 上流部
ビーム初期条件	エミッタンス 2.4 $\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$ (電子銃計算コード EGUN2e より)
入射ビーム長	高周波位相 30 度分 (全長 250 mm : 位相アクセプタンス計算より)
加速周波数	100 MHz
最大加速電圧	500 kV
加速位相	第 1～第 5 ギャップの順に-25, 0, 8, 10, 10 度
加速ビーム電流量	2.5 mA (設計値)

表 3.9 POWER TRACE による逆磁場収束の検証に用いた軌道計算条件

軌道計算は磁極入出射面のエッジ傾斜角度を変化させながら、図 3.22 に示した 3 種類の磁場分布を中心におこなった。そして、副コイル対主コイルの巻数比が 8/30 の磁場分布において、入出射面ともにエッジ傾斜角度を-2～-3 度に設定したときに、安定したビーム収束性が得られることが分かった。このときの偏向角度の総和は図 3.23 に示したように 196 度であり、最終的なエッジ角度は製作誤差の発生を考慮して 3 度を採用した。ビーム電流量と加速位相の条件を変化した場合における、4 種類の特徴的なビーム・エンベロープを図 3.24 に示す。このグラフは縦軸中央部を中心軌道軸として、上半分が水平方向、下半分が垂直方向のビーム・エンベロープを表わし、横軸はビーム進行方向となっている。なお、加速器入射部のソレノイド電磁石 (全長 60 mm) の位置は固定し、その磁場強度には 100 Gauss を用いた。

図 3.24 に示した 4 種類の計算結果のビーム・エンベロープは、いずれにおいても周期的に振動を繰り返しており、安定して加速されることが分かる。とくに問題となった垂直方向エッジ収束も、ハード・エッジ近似の場合よりも小さい-3 度のエッジ傾斜角を用いて十分に確保されている。各計算条件の内容は次のようになっている。

- ・条件① ビーム電流量 : 2.5 mA, 加速位相シーケンス : -10, 8, 10, 10, 10 度
- ・条件② ビーム電流量 : 0 mA, 加速位相シーケンス : -25, 0, 8, 10, 10 度
- ・条件③ ビーム電流量 : 2.5 mA, 加速位相シーケンス : -25, 0, 8, 10, 10 度
- ・条件④ ビーム電流量 : 10 mA, 加速位相シーケンス : -25, 0, 8, 10, 10 度

このなかでビーム・エンベロープが許容値内を満足するもの条件①である。しかし実際には、偏向電磁石と加速空洞の間にアクティブ・フィールド・クランプの設置空間を確保すべく、第1～第2加速の位相シフト量を大きく設定する必要があったため、加速位相シーケンスを変更した条件③を採用した。その影響は条件①と③を比較することにより評価することができる。また、加速位相シーケンスは等しいものの、ビーム電流量が異なる条件②～④を比較することにより、空間電荷効果の影響を評価することができる。

まず、加速位相シーケンスの影響について考える。条件①と加速位相シーケンスが異なっている条件②～④では、第1偏向磁石後半において水平方向エンベロープは20 mm前後まで広がってしまい許容値を超えている。その原因としては次の3点があげられる。

- (1) 加速エネルギー利得と入射エネルギーが大きく異なり、第1ギャップ通過後では前者量が支配的なこと
- (2) 加速位相が ± 90 度に近づくにつれて、加速ギャップ通過ビームの先頭と末尾部分におけるエネルギー利得差（すなわち運動量分散）が増加すること
- (3) 偏向電磁石内での水平方向ビーム運動に運動量分散が大きく影響すること

この問題は前述したように、第1～第2加速の位相シフト確保に基づくものであるため、プロトタイプ機において回避できなかった。なお、これは加速器の設計構造に起因するものであるから、ビーム電流量によっては比較的影響を受けない。

次にビーム電流量の影響について考える。電子ビームのように同種の荷電粒子が集合接近すると、各粒子から等方的に発生した電場が粒子相互間において反発作用し、ビーム電流量の制限やビーム径の増大という形で影響が現れる。この現象は空間電荷効果と呼ばれ、その作用はビーム電流量に比例し、相対論的質量比 β の3乗に反比例する。POWER TRACEにおける空間電荷効果の考慮は、周期的に粒子群となった楕円形バンチビームを仮定しておこなわれており、これは3次元一様分布をもつ楕円形バンチビームを対象にしたP. M. Lapostolleの理論に基づいている^[13-14]。その効果は、微小電流の条件②、設計電流量の条件③、その4倍である条件④の比較から分かるように、ビームエネルギーの低い加速器入射部において顕著に現れるが、第1加速ギャップ以降においては10 mA時においても極端に大きくなることはなかった。

以上より、逆磁場を用いた収束法は軌道計算の上においては大きな収束効果をもつことが確認され、プロトタイプ機におけるビーム収束機構として採用することにした。

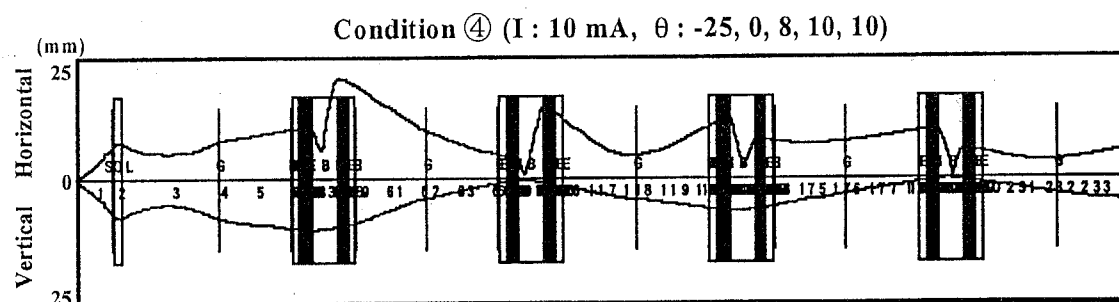
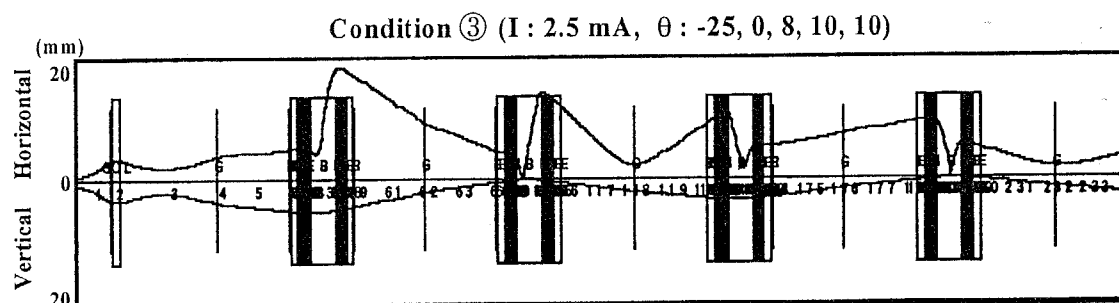
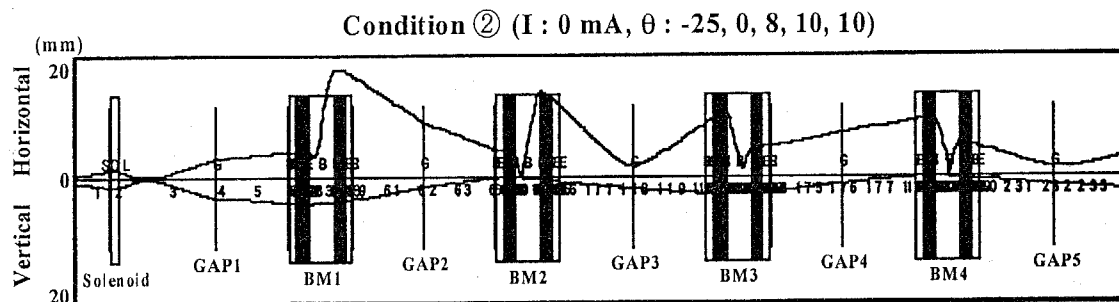
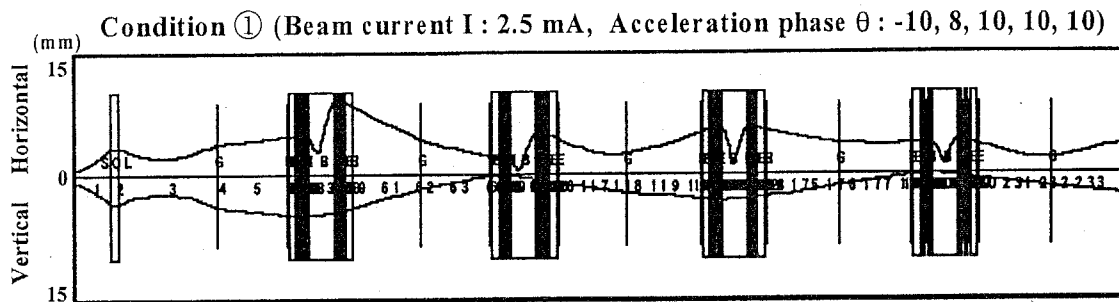


図 3.24 コイル巻数比 8/30 の磁場分布におけるビーム・エンベロープの計算結果

3.4.6 位相アクセプタンスの計算

加速器のビーム加速効率（加速ビーム電流量/入射ビーム電流量）は、加速位相の違いに起因するエネルギー利得と運動量分散の大きさによって異なり、適切な加速位相の設定は加速器開発において非常に重要である。しかし、本研究で用いた2種類の軌道計算コードでは、基準粒子を用いて計算がおこなわれるため、加速電場の時間的変化を考慮した計算が正確にできない。そこでビームエンベロープ計算とは別に、加速ギャップへのビーム入射時刻を変化させて加速エネルギーと運動量分散を逐次計算し、輸送行列と組み合わせることで、プロトタイプ機に対する位相アクセプタンスの評価をおこなった。

ビームの加速輸送において運動量分散が影響するのは水平方向の運動に対してである。このため、水平方向の変位と進行角度の初期条件がともにゼロのビームを仮定し、加速ギャップにおける運動量変化については時間分割による逐次計算をおこない、偏向電磁石における運動量分散の効果は輸送行列を用いて、第1加速位相に応じたビーム軌道の許容性を追跡した。加速位相は位相安定性の原理に基づき、第1ギャップにおいてはマイナスに、第2～5ギャップにおいてはプラスに設定した。前述したように加速位相が ± 90 度側に近づくと、高周波電場の振幅が大きく変化する運動量分散が大きくなるので、なるべく全ての加速位相は小さくしたい。そこで、第1～第2加速位相の位相シフトを考慮して、逆磁場収束の利用に対して最終的に決定された加速位相の組み合わせは、第1～第5ギャップの順に-25, 0, 8, 10, 10度となり、位相アクセプタンスは約40度であった。このときの第1加速位相と水平方向ビーム・エンベロープの関係を図3.25に示す。

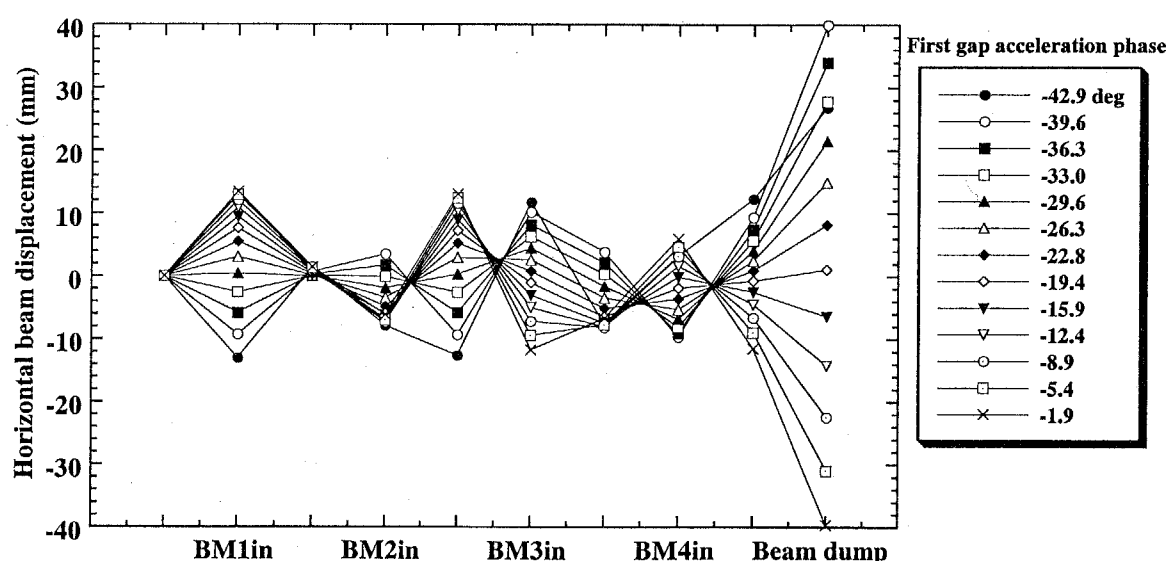


図 3.25 -25, 0, 8, 10, 10 度の加速位相に対する位相アクセプタンスの計算

3.5 偏向電磁石

軌道計算の結果より、プロトタイプ機の偏向電磁石は偏向半径が 66 mm に決定され、その入出射面にはアクティブ・フィールド・クランプ機構を取り付けることが必要となった。従来の小型偏向電磁石としては低エネルギー質量分析用があるものの、偏向半径は 200~300 mm で最大偏向角度も 90 度程度であり、本研究における設計条件に近いタイプは存在しない。そこで、偏向半径が小さいほど厳しくなる漏洩磁場の影響に留意しながら、なるべく広い有効磁場領域と収束効果が得られるように磁石設計をおこなった。

3.5.1 磁石パラメータの検討^[15-16]

偏向電磁石の形状には C 型、H 型、窓枠型という 3 種類の基本形がある。その形状と特徴をを図 3.26 と表 3.10 に示す。リッジトロンの偏向電磁石は運転中に磁場強度が変化しないため、ヒステリシスや渦電流についての問題は小さい。このため、ビームダクトの取り付けやすさや設置空間が小さいことを考慮して C 型形状を採用した。

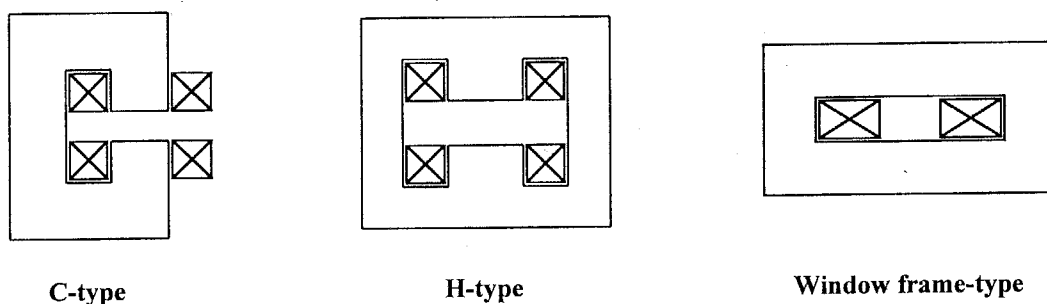


図 3.26 偏向電磁石の各種形状

	C-type	H-type	Window frame-type
長 所	・真空槽の出し入れが容易 ・渦電流の効果が小さい ・ギャップ磁場はコイルの位置精度に比較的不敏感	・対称性から多極成分が発生しにくい ・渦電流の効果が小さい ・ギャップ磁場はコイルの位置精度に比較的不敏感	・対称性から多極成分が発生しにくい ・磁場の一様性がよい ・重量が小さい
短 所	・重量が大きくなる ・非対称構造なので多極成分が発生しやすい	・真空槽の出し入れのために分割構造となる	・真空槽の出し入れのために分割構造となる ・渦電流の効果が大きい ・コイル成形が複雑

表 3.10 偏向電磁石の形状と特徴

偏向電磁石の磁場強度は磁気剛性の式から求められ、プロトタイプ機の場合には第1～第4磁石の順に 0.45, 0.73, 0.99, 1.25 kGauss となり、磁気飽和の影響は大きな問題にならない。偏向電磁石の起磁力は励磁電流量 I とコイル巻数 N の積で表わされ、磁束密度を B_0 、磁極間隙を g とすると、次のように与えられる。

$$NI = \frac{B_0 g}{\mu_0} + \frac{B_{iron} l}{\mu_0 \mu_r} \quad (3.17)$$

右辺第2項はヨーク部分（鉄芯）に対する起磁力であり、 B_{iron} 、 l 、 μ_r はそれぞれヨーク中の磁束密度、磁路長、比透磁率である。これは鉄の飽和がほとんどない 10 kGauss 以下では比透磁率が大きいので省略できる。起磁力の他に励磁電流量と電流密度 j が決まると、コイル巻数やコイル面積、発熱量などが評価できる。 N 巻コイルの抵抗 R_{coil} の大きさは、銅線の抵抗率を ρ 、1 巻あたりの平均長を L_{turn} 、断面積を S_{coil} とすると、次のように表わされる。

$$R_{coil} = \rho \frac{NL_{turn}}{S_{coil}} = \rho \frac{NjL_{turn}}{I} \quad (3.18)$$

したがって、コイルの発熱量 P は次のように与えられる。

$$P = R_{coil} I^2 = \rho j N I L_{turn} \quad (3.19)$$

これより、消費電力は起磁力と電流密度に比例することが分かる。発熱量や励磁電源の観点からは、コイル巻数を増やして1巻あたりの電流量を下げると負担が少ないが、断面積が小さくて長いコイルが必要となるために冷却水は流れにくくなる。そこで、逆磁場収束に必要な磁場分布や利用可能な電源設備などを考慮し、最終的に表 3.11 のような磁石パラメータを決定した。ヨーク材料としては、残留磁場を抑えるため保持力の小さな低炭素鋼 S10C を用いることにした。

Design parameter	Magnet 1	Magnet 2	Magnet 3	Magnet 4
Magnetic field strength (kGauss)	0.5	0.8	1.1	1.4
Gap width (mm)	20	20	20	20
Coil turn number (turn)	162	216	270	324
Coil current (A)	5.3	6.4	7.0	7.4
Voltage (V)	2.8	4.8	6.6	8.4
Coil resistance (Ω)	0.6	0.8	0.9	1.1
Ohmic power loss (W)	15.7	30.7	46.1	62.4

表 3.11 偏向電磁石の設計パラメータ

3.5.2 磁極形状の検討

偏向電磁石の設計における重要項目のひとつとして、漏洩磁場の少ない磁極形状をデザインすることがあげられる。漏洩磁束は主に磁極端部において発生し、これは磁束集中による局所的な磁気飽和のために磁極材の透磁率が低下することに起因している。その磁極デザインに対する影響はビーム入出射面と半径方向の磁極端部に分けて考えられる。

・ビーム入出射面の形状について

ビーム入出射面に対する漏洩磁場の影響は、磁場領域が磁極外部にまで拡がることで偏向角度が設計値よりも大きくなることである。その補正法としては、漏洩磁場を考慮した磁極長の短縮設計や、入出射部においても等スカラーポテンシャル面が連続するように Rogowsky 曲線状の端部処理などがおこなわれる。しかし、プロトタイプ機の軌道計算では収束用の逆磁場を含めた漏洩磁場分布を考慮しているので、電磁石設計において磁極長の補正はおこなわず、磁極端部も直角形状のままになっている。

・半径方向端部の形状について

半径方向に対する漏洩磁場の影響は、磁極周縁部に近付くにつれて磁場強度が落ち込んで有効磁場領域が狭くなることである。その補正法としては、磁極幅の拡張や透磁率の減少を補うためのシムと呼ばれる磁極材の追加などがおこなわれる。前者については、直角状の磁極端部に対して磁極拡張量を算出する経験式があり、有効磁場領域の境界部分における磁場勾配を $\Delta B/B_0$ 、磁極間隙を g 、拡張量を a とすると、次のように与えられる^[15]。

$$a = 2g \left(0.75 - 0.36 \ln \left(100 \left| \frac{\Delta B}{B_0} \right| \right) \right) \quad (3.20)$$

後者は磁極端部における磁場の落ち込みを補うもので、シムの追加により漏洩磁束が磁局面に戻って磁場が上昇し、その外側で急激に低下する分布となる。また、高磁場磁石ではシム自身の飽和を防止するために、磁束が集中しやすい角型に代わって滑らかな曲線状のシムが用いられる。

・最終的な設計形状について

プロトタイプ機においてはビーム収束に影響が生じない磁場誤差が 0.1 % 以下の部分を有効磁場領域に設定し、この精度を軌道半径の水平方向 ± 15 mm の範囲で確保するために 20 mm の磁極拡張をおこない、磁極半径は 100 mm とした。補正シムについては幅 6 mm、高さ 0.5 mm の角型とした。

補正シムの有無による有効磁場領域の変化についての磁場計算結果を図 3.27 に示す。計算モデルにおいては磁極両端部に補正シムを取り付けている。その結果、ビーム中心軌道 ($x = 66 \text{ mm}$) の前後 $\pm 20 \text{ mm}$ 以上の領域において、 0.1% 以内の精度で有効磁場領域が得られた。これは入出射面側のシムがなくても維持される。また、磁石本体はコイルを含めて設置空間の限界付近で設計をおこなっており、隣接する磁石との間隔はコイル部分で 6 mm 、磁極部分で 40 mm となっている。その相互影響についても磁場計算により確認した結果、低磁場側磁石の隣接面付近において最大 0.2% の磁場勾配が現れた程度であった。これはビーム軌道にほとんど影響しないものと考え、とくに磁気シールドなどによる対応はおこなわないことにした。

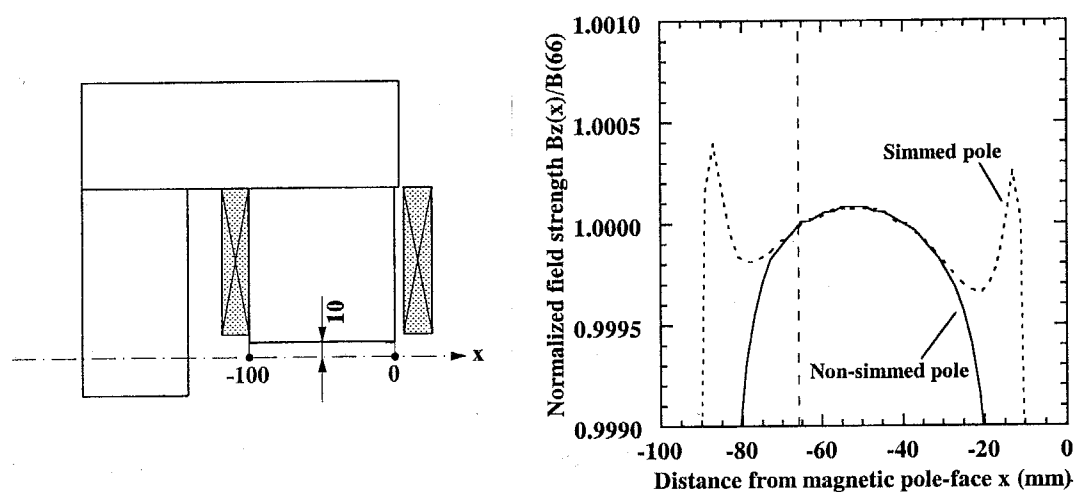


図 3.27 補正シムの有無による有効磁場領域の変化

各部パラメータとビーム収束効果の調整によって、最終的に決定した磁石形状を図 3.28 に示す。磁極半径は 100 mm 、磁極ギャップは 20 mm 、磁極回転角度は 180 度、エッジ傾斜角度は入出射面ともに -3 度となっている。なお、この磁石に取り付けられるビームダクトにはビーム観測用に直線部が設置されるため、干渉する部分のヨーク材は切り欠き加工がおこなわれる。

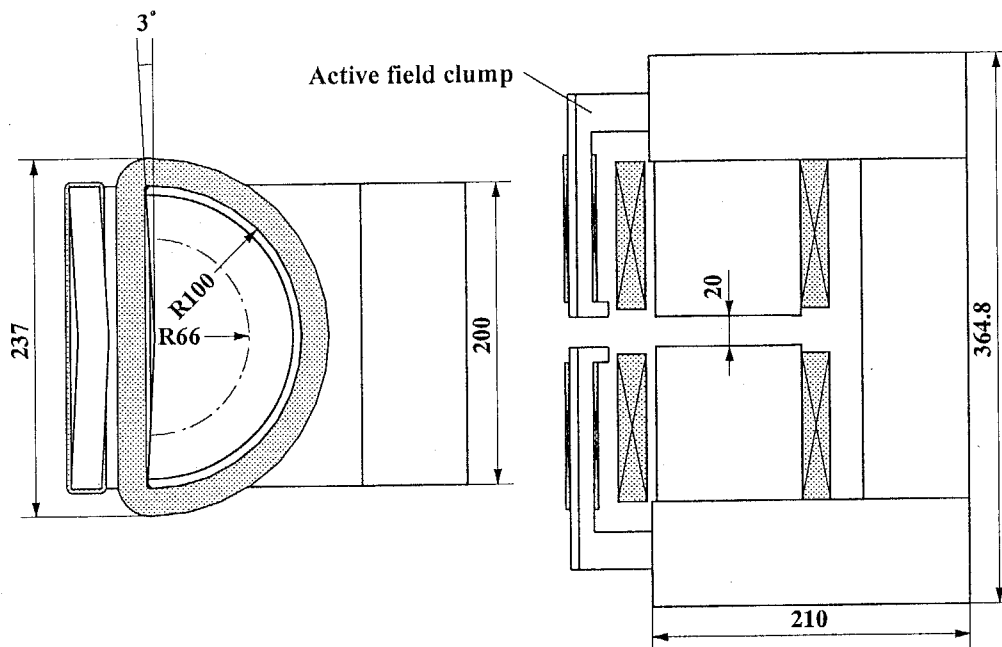


図 3.28 偏向電磁石の最終設計形状

3.5.3 アクティブ・フィールド・クランプ

アクティブ・フィールド・クランプは逆磁場発生用の補助磁極である。コイル数は前節において述べたように、安定した逆磁場収束のために本体部主磁極の 8/30 とした。そして本体コイルと極性を反転して直列的に配線することで、一台の電源で同時に正逆両方向を励磁する構造となっており、基本的に逆磁場励磁量の調整はできない。このため、アクティブ・フィールド・クランプについての初めての試みということもあり、微調整用に別配線となった副コイルも備えている。それぞれのコイル巻数を表 3.12 に示す。クランプ磁極の材料には S10C を、励磁量が少ないことからコイルには一般的な平角銅線を選択し、発熱については空冷とした。また、クランプ磁極においても-3 度のエッジ傾斜角が付けられており、磁石本体への取り付けはネジ止めによっておこなう。

Design parameter	Clump 1	Clump 2	Clump 3	Clump 4
Main-coil turn number (turn)	43	58	72	86
Sub-coil turn number (turn)	18	24	30	36

表 3.12 アクティブ・フィールド・クランプのコイル巻数

3.6 電子銃

電子加速器において加速空洞とならんで重要な構成要素に電子銃があり、高品質ビームの加速輸送には高い性能をもつ電子銃の使用が不可欠であるため、これまでに多くの種類が開発されてきている^[17-18]。リッジトロンのプロトタイプ機において、加速エネルギー 2.5 MeV、ビーム出力 6.5 kW の実現に必要な加速ビーム電流量は 2.5 mA である。これは電子加速器としては比較的小さいビーム電流量であり、その電子銃タイプには一般的な酸化物含浸型の使用が考えられるが、実用機での産業用途を想定すると真空条件が厳しい。このため本研究では、低真空条件でも動作可能な六ホウ化ランタンを用いた電子銃を新しく開発した。

3.6.1 熱陰極材料^[17-19]

物質中の電子を真空内に取り出すには、そのポテンシャル障壁（仕事関数）を乗り越えるのに十分なエネルギーを外部から与える必要がある。電子加速器のビーム源として放出電子量が制御可能な陰極には、加熱によって熱電子を放出する熱陰極と、電界放出を利用する冷陰極があり、制御の容易さから前者が用いられることが多い。そして Richardson-Dushman の式によると、仕事関数が低い物質ほど低温度で熱電子放出が可能となっている。しかし、純金属では仕事関数の低い元素ほど融点が低くて蒸発量も大きいことが多いため、仕事関数が酸化物<ホウ素化物<炭化物の順に大きくなる化合物陰極の利用が普及している。ここでは、電子加速器に用いられている酸化物陰極と六ホウ化ランタン陰極の性質について述べる。

<酸化物陰極>

酸化バリウムは仕事関数が低い酸化物であるが、さらにストロンチウムやカルシウムなどの酸化物と組み合わせることで、その大きさは 1.0~1.5 eV と非常に低くなる。これらは比較的強い結合度をもち、熱電子放出が生じる 700~850 °C でもバリウム蒸発量は少ないため陰極として使用できる。熱陰極のなかで酸化物陰極は最も低温度で動作可能であり、ブラウン管や加速器など各種装置の電子源として利用されている。構造的にはコーティング型、含浸型、焼結型に分類され、高い放射電流密度を得るには含浸型が用いられる。これはアルミン酸バリウムを主剤とした含浸剤を、多孔質タングステン基体に含浸して焼結したものであり、真空中で加熱処理すると酸化物が残留して陰極動作が可能になる。この構造では放出電流が酸化物層を経由せずに基体金属中を通過できるため、加熱温

度を増加することで高い放射電流密度が得られる。また、基体が金属であるので機械加工が容易であり、組立精度が要求される加速器などの電子銃用途に適している。含浸型の仕事関数は、遊離バリウムの生成率と移動率、蒸発率に依存し、温度によって変化する。

酸化物陰極はアルカリ土類金属の酸化物であるため、活性状態で大気に触れると水蒸気と反応して水酸化物に変わり、再排気しても電子放出が不可能になる。このため、組立式の真空装置における使用は適しておらず、その動作環境も残留気体による表面浸蝕を避けるために 10^{-9} Torr 以下が要求される。

＜六ホウ化ランタン陰極＞

ランタン系元素とホウ素との化合物は仕事関数が比較的低く、融点も約 2200 °C 程度と高い。なかでも六ホウ化ランタン (LaB_6) は仕事関数が 2.66 eV と小さく、加熱による蒸発時の組成変化も少ないので熱陰極として用いられる。その陰極材料としての特長は次の通りである。

- ① 仕事関数が低くて蒸発速度が遅い。
- ② 電気的な良導体であるので高密度の電子ビームを放射可能。
- ③ 表面浸蝕に対して耐性が強く、大気に触れても放射電流特性に再現性がある。
- ④ 動作温度では化学量論比に近い組成で蒸発するため放射電流が安定している。
- ⑤ 陰極表面に形成されている酸化物の蒸気圧が高いため低真空条件に強い。

LaB_6 陰極には多結晶焼結型と単結晶型があり、安定性や輝度、寿命の点で後者が優れている。また、単結晶型では結晶面によって仕事関数が異なり、(100) 面については 2.3 ~ 2.9 eV, (110) 面については 2.6 ~ 2.7 eV, (111) 面については 2.9 ~ 3.4 eV の値が得られている。放出電流は 1300 ~ 1700 °C の動作温度で 10 A/cm² 以上にも達するが、低温では仕事関数の増加によって放射電流が減少して動作が不安定になり、高温では蒸発速度が増加して寿命が短くなる。

真空状態は LaB_6 陰極の動作安定性に大きな影響を与える。とくに酸素や水蒸気とは激しい反応性があり仕事関数も高くなる。動作条件としては 10^{-5} Torr 以下の真空度が必要であり、安定動作には 10^{-7} Torr 以下での使用が推奨されている。また、大気にさらしても放射電流に再現性があり、 10^{-6} Torr 以下で 1100 °C 以上に加熱すると再動作可能という利点がある。

3.6.2 電子銃の設計

プロトタイプ機の電子銃の設計にあたっては、東京大学原子核研究所（核研）において製作された、電子シンクロトロン入射器用電子銃のデザインを参考にした^[20]。一般的な電子銃では生成ビームに収束性をもたせるため陰極面はパラボラ型で、周囲に設置されるウェーネルトと呼ばれる収束電場を形成する電極にも傾斜角が与えられる。しかし、この核研型電子銃では図 3.29 に示すように、フラット表面をもつ含浸型陰極を使用して、ウェーネルトには傾斜角をつけていない。これは低エミッタンスビームを生成して、なるべく小さな発散角度で電子線形加速器に入射させるためであり、プロトタイプ機においても同条件のビーム生成が必要とされる。ここでは、陰極材料の選定や電極の構成と形状決定など、その設計内容について述べる。

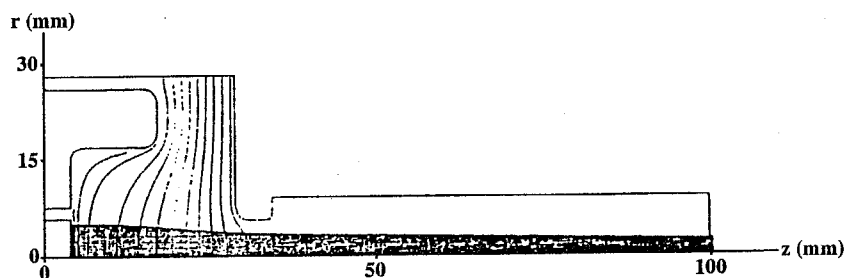


図 3.29 核研型電子銃の電極形状

＜陰極材料の選定＞

本研究では実用機における産業利用を考慮して、低真空条件で安定動作が確保可能な LaB_6 を陰極材に選択した。加速器用の LaB_6 電子銃としては、高エネルギー加速器研究所にて特性研究が過去におこなわれ^[21]、電気興業(株)の産業用電子加速器においては実用化が報告されている^[22]。

電子加速器のビーム電流量と最小エミッタンスは電子銃の陰極表面積に依存するため、その表面形状の選択は重要である。LaB₆陰極の形状は電子顕微鏡などに用いられるペンシルタイプのもので一般的であるが、使用時間に比例して陰極先端が変形する問題もあり、大電流を必要とする加速器用には適していない。このため、前述した核研型電子銃と同じく低エミッタンスビーム輸送も考慮して、本研究ではフラット表面タイプの単結晶LaB₆陰極を採用した。その直径はφ4 mm、結晶配位方向は(110)であり、電子顕微鏡や電子ビームリソグラフィ用に製造実績のある電気化学工業㈱の製品を用いた。材料特性は仕事関数 2.66 eV、Richardson 定数 29 A/cm²deg²が公表値であり、寿命は動作環境

によって2000～5000時間程度といわれている。陰極本体は大型の金属ホルダーにて支持され、直熱式カーボンヒーターを介して動作温度の1300～1500℃まで電流制御により加熱される。工場出荷直前に測定された加熱温度とヒーター電流の変化グラフを図3.30に示す。

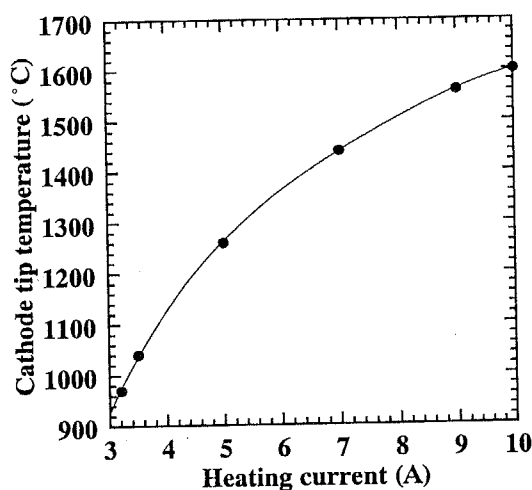


図 3.30 使用した LaB₆の加熱特性

＜電極構成とビーム制御＞

陰極と陽極からなる二極管構造の熱陰極電子銃の動作は、放射電流量が引き出し電圧に依存する空間電荷制限領域と、温度に依存する温度制限領域という2つの領域に分けられる。通常の加速器用電子銃では前者の領域を使用し、その放射電流量 I と引き出し電圧 V には次のような関係がある。

$$I = PV^{3/2} \quad (3.21)$$

ここで P はパービアンズと呼ばれ、構造寸法によって定まる乗数である。したがって、放射電流量は引き出し電圧を変化することで制御可能であるが、より低い電圧で効果的におこないたい場合には、陰極面近傍にグリッド電極を配置する三極管構造がとられる。

三極管構造の電子銃回路は図3.31 (a) のような構成となっている。電子銃の陰極とウェーネルト電極、グリッド電極には引き出し電圧 V_a が印加される。そして、ウェーネルト電極とグリッド電極にはバイアス電圧 V_b が重畳され、放出電流の制御とビーム収束に用いられる。陰極温度はヒーター電流 I_h によって調整される。電子銃の動作はバイアス電圧に大きく依存し、ウェーネルト電極にマイナス電圧を印加したときの陰極近傍の等電位面の様子は図3.31 (b) のようになる (グリッド電極は省略)。ウェーネルト電極と陽極間に

位置するゼロ電位面はビーム孔付近では陰極面に接近し、その延長交線よりも中心部では引き出し電場が作用して電子放出が起こり、外側の部分では抑え込み電場が作用して電子放出は起こらない。バイアス電圧を深くするとゼロ電位面の延長交線は陰極中心方向に移動し、電子放射面積が減少して放射電流は小さくなる。さらに深くすると、ついにゼロ電位面は陰極面には達せず電子放射がなくなり、このときの電圧をカットオフ電圧という。

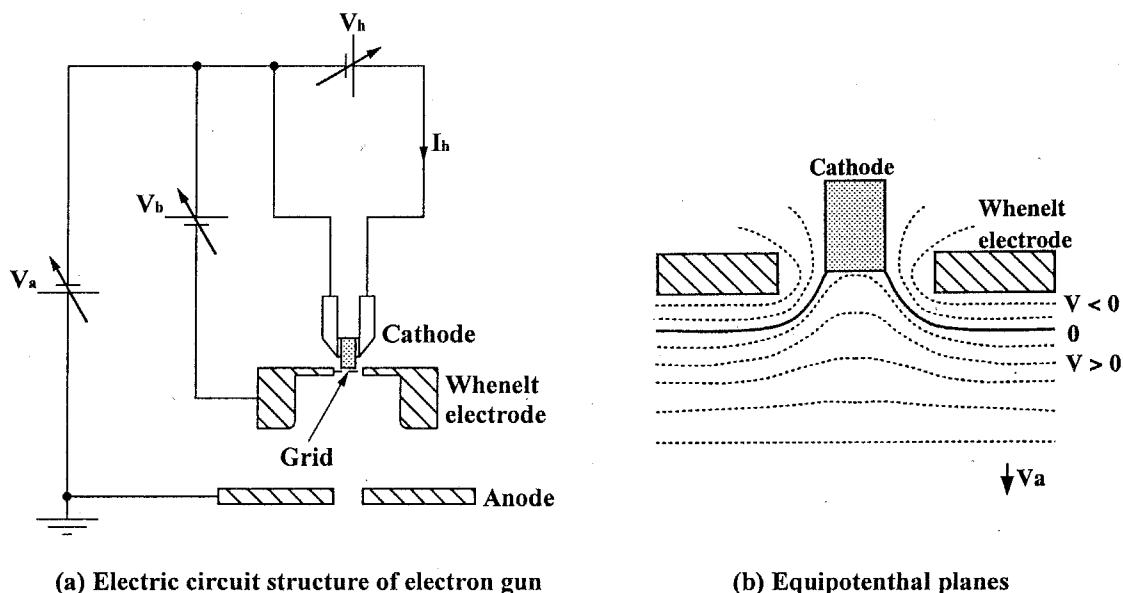


図 3.31 電子銃の回路構成と電極近傍の等電位面

電子加速器の加速効率に大きな影響を与える入射ビームの形状と時間的構造は、電子銃を含む入射系で適切に調整される必要があり、前者については電子銃電極の形状配置と入射系収束要素、後者についてはパルサーやバンチャーなどのビーム細断化・集群化要素を用いておこなわれる。プロトタイプ機においては、ビーム形状は電子銃電極と入射系のソレノイド磁石で最適化をおこない、時間的構造はバンチャー機構をもたないため電子銃を三極管構造とし、グリッド電極を用いて電流量とあわせて制御することにした。引き出し電圧は、大きなピーク電流の獲得と空間電荷効果の低減のために、多くの電子加速器では-50~-200 kV の高電圧が用いられている。しかし、本電子銃では放電の防止と小型軽量性を考慮して-20 kV を陰極側に印加することにした。

＜電極形状の決定＞

電子銃の電極形状の設計には解析的な方法も存在するが、現在では設計精度の点から計算機シミュレーションの利用が主流となっており、目的のビーム形状が得られるまで電極形状や配置の修正がおこなわれる。プロトタイプ機の電子銃設計においては引き出し電圧

を-20 kV に設定し、まず電極形状解析の定石となっている Pierce 法を用いて基本配置を求めた後、電子銃計算コード EGUN2e^[23]を用いた軌道計算によって形状を決定した。なお、電子放出時のグリッド電圧は引き出し電圧に比べて非常に小さいものと仮定し、いずれの計算においても電極構造は二極管近似をおこなった。この方法は過去多くの設計例で用いられている^[20 など]。

Pierce 法とは同軸円筒や同軸球面などの二極管電子銃において、空間電荷制限領域の円柱平行もしくは円柱収束ビームを実現する電極配置を求める解析的な設計法である。この方法では、電極間の電位差分布が距離の 4/3 乗に比例して変化することを用いて、ウェーネルト電極の傾斜角は 67.5 度に設定する。しかし、ウェーネルト電極の傾斜角を省略した場合でも、若干の補正によって同性能を実現可能なことが核研型電子銃の研究で報告されている。本設計においても傾斜角を省略して計算した結果、陰極と陽極間の距離は 13 mm となった。

電子銃計算コード EGUN2e は陰極を含んだ電子軌道を静電磁場領域で計算するプログラムであり、入力された電極形状と引き出し電圧から与えられる境界条件は差分方程式を用いて解かれ、計算領域内の電磁場分布と電子軌道が算出される。計算上の注意としては、メッシュ分割距離を複数設定できないために、電極形状が複雑で計算領域が大きい場合には計算精度が低下する点があげられる。このため、陰極とグリッド電極の間隔が 0.5 mm 以下となる本設計ではグリッド電極の配置は省略した。電極形状の決定にあたっては、下流部の収束用ソレノイド磁石の利用を最低限に抑えるために、ソレノイド入射部にて最小のビームエミッタンスが得られることを条件とした。最終的に採用した電極配置に対するビーム軌道計算結果を図 3.32 に、電子銃パラメータを表 3.13 に示す。このビーム形状は加速器本体における POWER TRACE を用いた軌道計算において、ビーム初期条件として導入された。

Cathode material	LaB ₆
Cathode diameter (mm)	4.0
Beam emittance (π mm · mrad)	2.4
DC beam current (mA)	50
Extraction voltage (kV)	20.0

表 3.13 電子銃の設計パラメータ

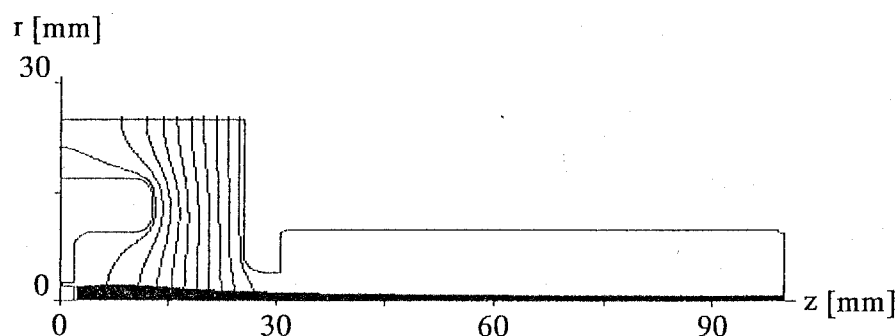


図 3.32 最終電極配置における軌道計算結果

3.7 まとめ

ここでは、本章の内容をプロトタイプ機的设计内容別にまとめる。

<共振空洞>

SUPERFISH による解析結果をもとにコールドモデルを製作して電磁場特性測定をおこない、MAFIA による解析結果と比較検証した。両者の共振周波数と加速電圧分布は精度よく一致し、実用機開発においてはMAFIAのみを用いた空洞設計が可能であることを確認した。共振周波数は100～200 MHzの範囲で検討し、装置小型化と偏向電磁石の設置空間の確保には100 MHzが適切であることを示した。共振周波数と加速電場分布の調整法は、エンドチューナとリッジ電極延長の2種類について比較し、加速電場強度や調整範囲の点で効果的な後者を採用した。加速電場分布は共振周波数の観点から、空洞中心の第3ギャップに対して第1と第5ギャップの落ち込みが5%のものを採用したが、高周波磁場によるビーム軌道への影響が生じたため、運転開始後に1%以内に改造が施された。

<軌道計算>

電子ビームの安定した加速輸送のために、ビーム収束法と位相アクセプタンスの評価を、TRANSPORTとPOWER TRACEを用いた軌道計算によりおこなった。プロトタイプ機におけるビーム収束は各種制約のために偏向電磁石を利用したものに限られ、かつ

水平・垂直両方向の収束効果を実現しなければならない。磁場勾配を用いた収束とエッジ収束の効果を判定したところ、後者についてはハード・エッジ近似において安定解が存在した。しかし、漏洩磁場を考慮すると垂直方向のエッジ傾斜角の減少量が設定値を上回ってしまうことが分かった。そこで、本研究では新しい収束法として磁石本体とは逆方向の磁場を用いる方法を考案し、必要とされる磁場分布の実現のためにアクティブ・フィールド・クランプ機構を新しく開発した。これは逆磁場を用いて電子に180度以上の偏向運動を与えることで、水平方向では偏向運動にともなう収束作用を、垂直方向ではエッジ収束作用を利用して両方向の収束を実現する。その結果、水平方向は加速位相の問題から ± 25 mmまで広がってしまうものの、垂直方向は ± 8 mm以内で、ビームは周期的に安定して加速されることが分かった。

<偏向電磁石>

軌道計算に用いられた漏洩磁場分布を実際に再現し、かつ最大限の有効磁場領域を確保するために、磁極形状と磁場分布の検討を磁場計算を用いておこなった。設計された磁石はC型で、磁極半径100 mm、磁極回転角度180度、エッジ傾斜角度が3度となった。漏洩磁場の影響を低減するために、半径方向については磁極周縁部に補正シムが付加されており、磁極のほぼ全域で0.1%の磁場精度が確保されている。ビーム入出射面については、漏洩磁場の存在を考慮した軌道計算をおこなっているため、アクティブ・フィールド・クランプが設置されるだけであり、これは偏向電磁石に本収束方法を用いる利点のひとつである。

<電子銃>

プロトタイプ機に必要な2.5 mAの加速ビームを得るために、低エミッタンス電子銃の設計をおこなった。陰極材料には低真空条件に強い LaB_6 の単結晶を選択し、電極構成はビーム電流量と時間的構造の制御をおこなうグリッド電極をもつ三極管構造となっている。引き出し電圧は-20 kVを陰極に印加する設計とし、EGUN2eによる電極形状解析をおこない、 $2.4 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ のエミッタンスをもつビームを得た。そしてこの結果は加速器本体におけるPOWER TRACEを用いた軌道計算において、ビーム初期条件として導入された。

3.8 参考文献

- [1] J. M. Bassaler et al., Nucl. Instr. and Meth B68 (1992) 92-95.
- [2] A. Herer et al., 放射線と産業 78 (1998) 27-31.
- [3] W. D. kilpatrick, The Review of Sci. Inst. 28 (1957) 824-826.
- [4] PIAFE working group of accelerators, Nucl. Instr. and Meth B139 (1998) 28-36.
- [5] 岡村昌宏, RFQ 型加速器の高効率化に関する研究, 学位論文 (1995) .
- [6] J. H. Billen, L. M. Yong, LA-UR-96-1834 Rivised, Los Alamos National Laboratory (1998) .
- [7] S. W. Kitchen, A. D. Schelberg, J. Appl. Phys. 26 (1955) 618-621.
- [8] T. Weiland, 1988 Linear Accelerator Conference Proc. (1988) 273-278.
- [9] The Mafia Collaboration, MAFIA Users Guide, Univercity of California (1989) .
- [10] D. C. Carey et al., SLAC-R-95-462 UC-414, Stanford Linear Accelerator Center (1995) .
- [11] K. R. Crandall, D. P. Rusthoi, LA-UR-97-886, Los Alamos National Laboratory (1997)
- [12] K. L. Brown, SLAC-75 Rev. 2 UC-28, Stanford Linear Accelerator Center (1971) .
- [13] P. M. Lapostolle, CERN Report AR/Int SG/65-15, CERN European Organization for Nuclear Research (1965) .
- [14] T. P. Wangler, RF Linear Accelerator, John Willey & Sons (1998) .
- [15] 遠藤有聲, OHO'97 高エネルギー加速器セミナーテキスト.
- [16] 江川一美, OHO'99 高エネルギー加速器セミナーテキスト.
- [17] 高木俊宜, 電子・イオンビーム工学, 電気学会 (1995) .
- [18] 日本学術振興会第 132 委員会, 電子・イオンビームハンドブック第 3 版, 日刊工業新聞社 (1998) .
- [19] C. Oshima, M. Aono, 真空, 24 (1981) 287-295.
- [20] Y. Hashimoto et al., Proc. of the 18th Linear Accelerator Meeting in Japan, (1993) 67-69.
- [21] T. kurihara et al., Proc. of the 17th Linear Accelerator Meeting in Japan, (1992) 25-27.
- [22] T. Fujisawa et al., Nucl. Instr. and Meth. B124 (1997) 120-127.
- [23] W. B. Herrmannsfeldt, SLAC-331 UC-28, Stanford Linear Accelerator Center (1988) .

第4章 各装置の製作と特性試験

本章では、前章にて設計検討をおこなった、加速空洞や偏向電磁石、電子銃の製作内容について述べる。また各構成要素の特性試験として、加速空洞の低電力試験、偏向電磁石の磁場測定、電子銃の単体試験の結果を示す。

4.1 全体構成

製作されたプロトタイプ機は加速空洞、偏向電磁石、電子銃、高周波電源および附属装置から構成され、(株)東芝の遮蔽施設に設置された。その全体図と外観を図 4.1 および図 4.2 に示す。加速空洞は直径が $\phi 1030$ mm、空洞長が 1070 mm となっており、偏向電磁石や電子銃を含めた加速器本体の大きさは $2000 \times 1200 \times 2300$ mm となっている。空洞側面にはビーム通過孔が合計 10 個あり、電子銃、偏向電磁石、ビームダンプ装置が接続される。空洞頂部にはループ型高周波電力結合器と誘導性チューナが、空洞底部にはターボ分子ポンプが設置され、それぞれ運転時の電力供給と周波数調整、真空維持に用いられる。また、空洞端板には真空測定子とループ型観測用結合器が取り付けられている。

4.2 加速空洞と高周波システム

4.2.1 製作

<加速空洞>

加速空洞は無酸素銅とステンレス材の組み合わせにより製作され、空洞内径は $\phi 966$ mm (設計値よりも 2 mm 増)、端板間距離は 990 mm となっている。各使用材料は、無酸素銅 (C1020PC-H) がリッジ電極全体と空洞および端板内面の導電材に、ステンレス (SUS304L) が空洞および端板の構造材に用いられている。空洞部分における両者の接合は、各圧延素材を個々に一次加工した後組み合わせ、HIP (Hot Isostatic Pressing : 熱間等方加圧) 工法による拡散接合を施している。これは同種・異種金属に高温加熱と等方加圧を与えた

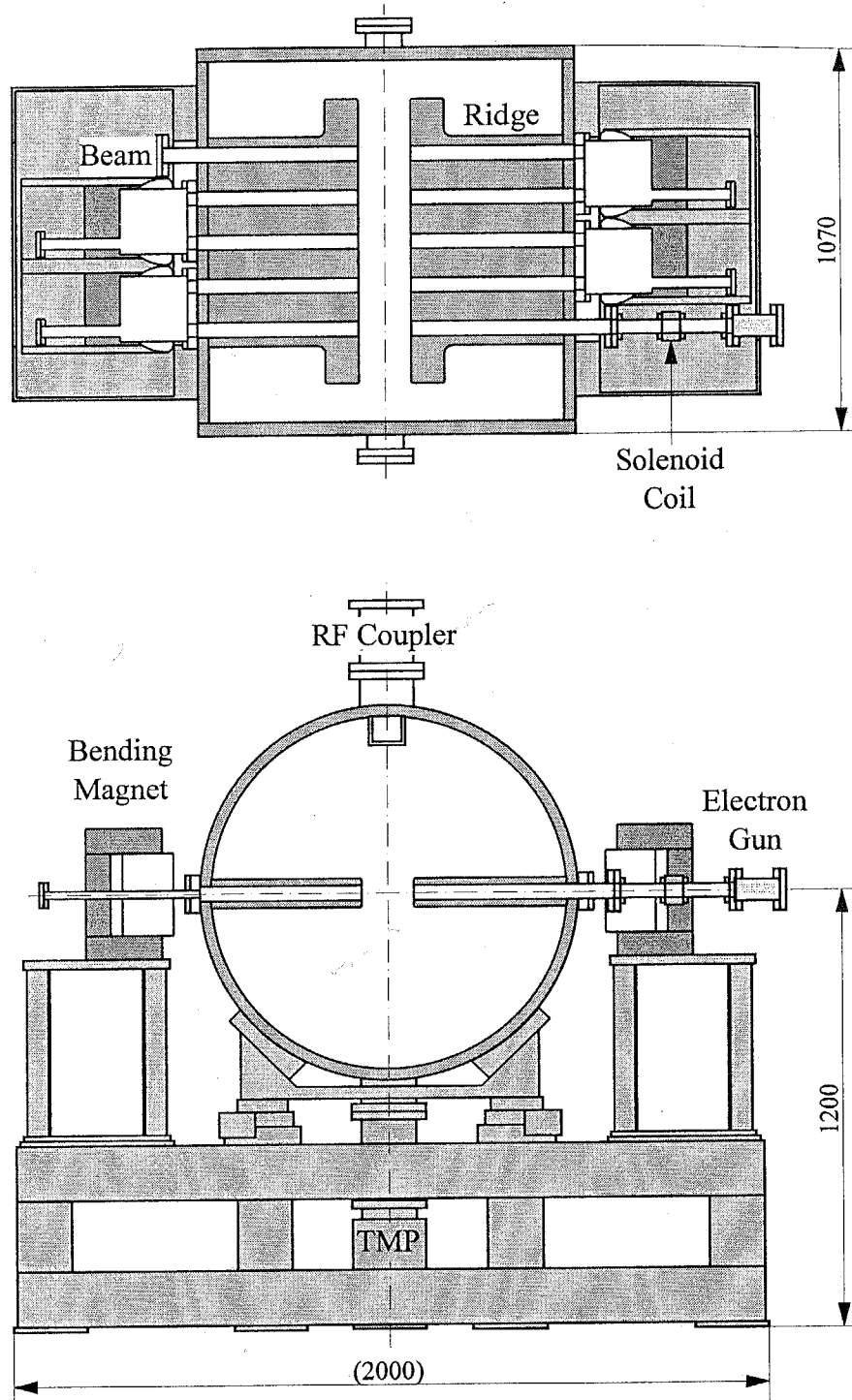


図 4.1 プロトタイプ機の全体図

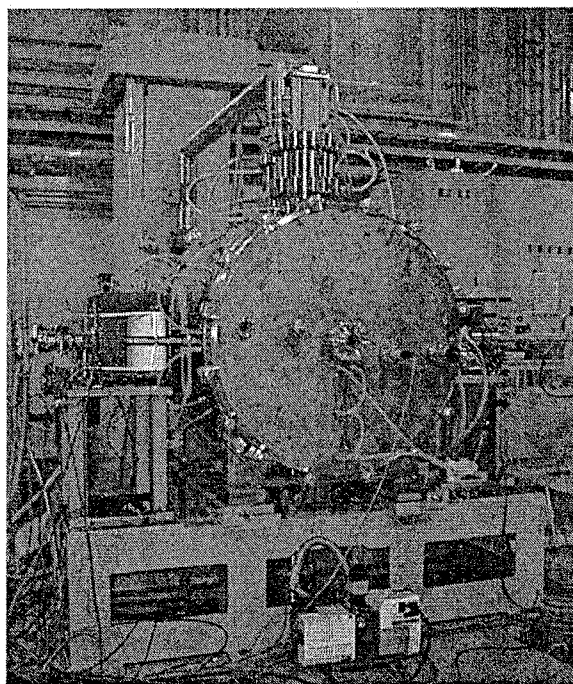


図 4.2 プロトタイプ機の外観

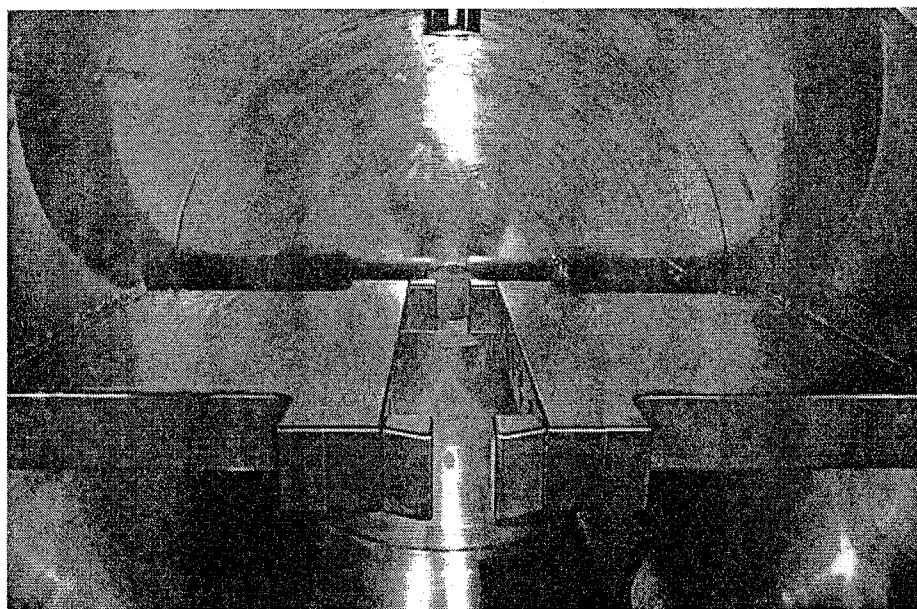


図 4.3 リッジ電極外観（改造後）

ときに生じる元素拡散現象を用いた接合法で，超高压の不活性ガス雰囲気にある高压加熱炉において処理される。加速器製作の工法としては，一般的な銅鍍金による導電処理を用いた加速空洞に比べて，表面状態が優れている特長がある。銅材の板厚は円筒部が3 mm，端板が5 mm となっており，これは運転周波数 100 MHz に対して必要とされる表皮深さ $6.5\ \mu\text{m}$ よりも十分に厚い。リッジ電極は内部にビームパイプの設置を必要とするため，分割して形状加工された後に溶接にて組み立てられ，加速空洞にも溶接接合されている。その外観を図 4.3 に示す。尖頭放電防止のために電極端部は半径 5 mm の面取り加工がなされている。空洞円筒部と端板は真空封止用の O リングと電氣的接触用のヘリコフレックスを介してボルト止めにて接合される。空洞全体の組み立て精度は $\pm 0.5\ \text{mm}$ 以内であった。

＜高周波電力増幅器＞

高周波電力増幅器は前段増幅器と主増幅器から構成される。信号発生器から得られた高周波励振信号は，前者のトランジスタ型電力増幅器において最大 3.5 kW まで，後者の四極管型電力増幅器において最大定格 50 kW（最大 60 kW）まで増幅された後，同軸線路（WX-120D）を通じて加速空洞に入力される。主増幅器には CPI 社製の水冷四極管（4CW100000E）を使用しており，その最大陽極損失は 100 kW で周波数 108 MHz まで使用可能である。高周波回路は入出力側ともに，運転中に変動可能な可変キャパシタンスと可変インダクタンスを備えており，運転周波数を 95～105 MHz の範囲で調整することができる。主増幅器の仕様は表 4.1 に示す。加速空洞に対する供給電力の入反射状態は，主増幅器出力端子部分に取り付けられた方向性結合器の出力信号を波形表示することで観測可能である。プロトタイプ機の高周波システムは全て連続運転に対応して製作されているが，制御盤におけるスイッチ変換によりパルス運転も可能となっている。

Frequency band (MHz)	95～105
Maximum output power (kW)	50 (CW)
Gain (dB)	14
Input impedance (Ω)	50
Amplification circuit	Grid common
Tetrode	EIMAC 4CW100000E
Output circuit	$3/4\text{-}\lambda$ resonance type

表 4.1 高周波主増幅器の仕様

＜ループ型高周波電力結合器＞

主増幅器から同軸線路を通じて伝送された高周波電力は、加速空洞頂部に取り付けられたループ型結合器を介して加速空洞内の電磁波に変換される。その変換原理は電磁誘導の法則に基づいており、高周波電流が空洞内に挿入された結合器のループ線路を通過するときに、加速空洞内に高周波磁場が誘起されて励振が生じる。したがって、その取り付けには空洞位置によって方向性がある。ループ型結合器は同軸線路コネクタと銅製のループ線路から構成され、各々は真空封止のためのセラミック窓を挟んで組み立てられており、その形状を図 4.4 に示す。なお、取り付け時はループ部分だけが空洞円筒内に位置する。結合器の電氣的性質はループ断面積に依存し、プロトタイプ機では 21.4 cm^2 とされ、空洞内で回転させることによって整合をおこなう。電力変換にともなう発熱は水冷される。

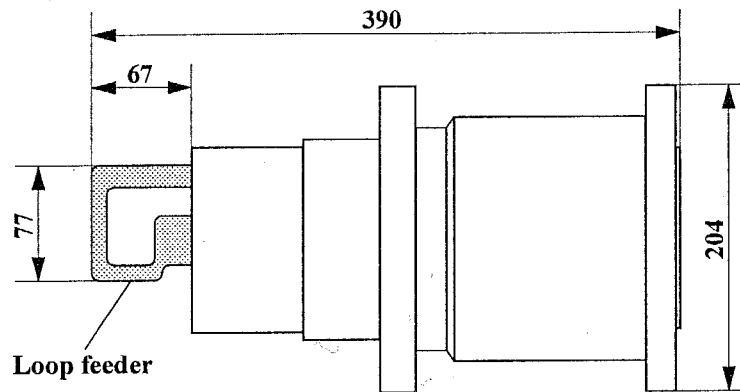


図 4.4 ループ型電力結合器の形状

＜誘導性チューナ＞

加速器運転中の空洞発熱や環境温度変化は共振状態変動の要因となるため、運転周波数を一定に保つための機構として同調器（チューナ）が用いられる。誘導性チューナは加速空洞内のインダクタンスを制御して励振状態の調整をおこなうもので、高周波磁束が集中する部分に空洞外部から金属プランジャを出し入れする機構をもつ。原理的には摂動理論に基づき、プランジャの挿入によりインダクタンスが減少すると共振周波数は高くなる。プロトタイプ機の誘導性チューナは直径 $\phi 200 \text{ mm}$ の銅製プランジャとパルスモータ駆動装置から構成され、可動ストロークは 65 mm である。その移動量の制御は、信号発生器とループ型観測用結合器から得られる 2 つの高周波信号の位相差がゼロとなるように、フィードバック制御回路を用いて自動的におこなわれる。プロトタイプ機における高周波システムのブロック図を図 4.5 に示す。

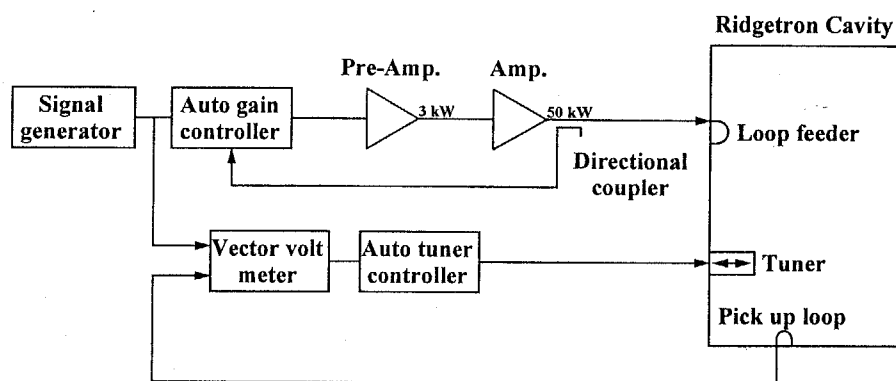


図 4.5 プロトタイプ機の高周波系ブロック図

<ループ型観測用結合器>

空洞端板には3個のループ型観測用結合器が取り付けられている。これはBNC型コネクタと共振状態に影響しない程度の銅線ループを組み合わせたものであり、空洞内の共振状態観測や、高周波励振の位相情報を必要とするチューナ類の信号源として用いられる。

4.2.2 低電力試験

低電力試験は、信号発生器から得られる数 10 mW レベルの高周波信号を加速空洞に入力し、その電気的特性を測定するためにおこなわれる。本研究では製作した加速空洞に対して、①共振周波数と無負荷 Q 値の測定、②誘導性チューナの性能試験、③加速電場分布の測定を実施した。その測定結果を以下に示す。

<共振周波数と無負荷 Q 値の測定>

ループ型電力結合器を加速空洞に取り付けて高周波増幅器とのインピーダンス整合をおこなった後、共振周波数と無負荷 Q 値を測定した。インピーダンス整合はループ結合器を回転しておこない、ネットワーク・アナライザで入力信号の反射状態を観測しながら最適状態で固定した。その整合度は無負荷 Q 値と外部 Q 値の比である結合係数を用いて評価でき、整合後における大きさは 1.04（密結合）であった。共振周波数と無負荷 Q 値の測定もネットワーク・アナライザを用いておこない、前者は 101.4 MHz（設計値誤差 0.26 %），後者は共振曲線から算出され 23142（設計値比 82.4 %）であった。

<誘導性チューナの性能試験>

低電力入力による励振なので空洞温度は一定と仮定し、空洞内大気圧で誘導性チューナの挿入量に対する共振周波数の変化を測定した。その結果、図 4.6 に示すように約 100 kHz の調整範囲が得られ、これは空洞温度変動による周波数変化よりも十分に大きく、実用上問題がないことが確認できた。

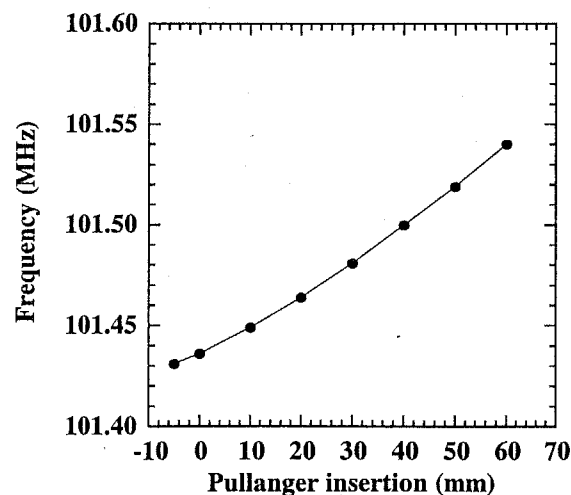


図 4.6 誘導性チューナ挿入量に対する共振周波数の変化

＜加速電場分布の測定＞

コールド・モデル測定と同様の摂動法に基づき、製作した空胴の加速電場分布の測定をセラミック摂動球を用いておこなった。測定は空胴内大気圧で誘導性チューナの挿入量が0, 30, 60 mmの3種類に対して実施し、いずれも同様の測定結果が得られた。チューナ挿入量が0 mmの場合における、測定値とMAFIAによる計算値の比較を図4.7に示す。また、第1～第5ギャップの各点における電場強度の比較結果を表4.2に示す。両者は0～1.3 %の精度で一致しているが、両端ギャップの落ち込み量は測定値のほうが大きい。

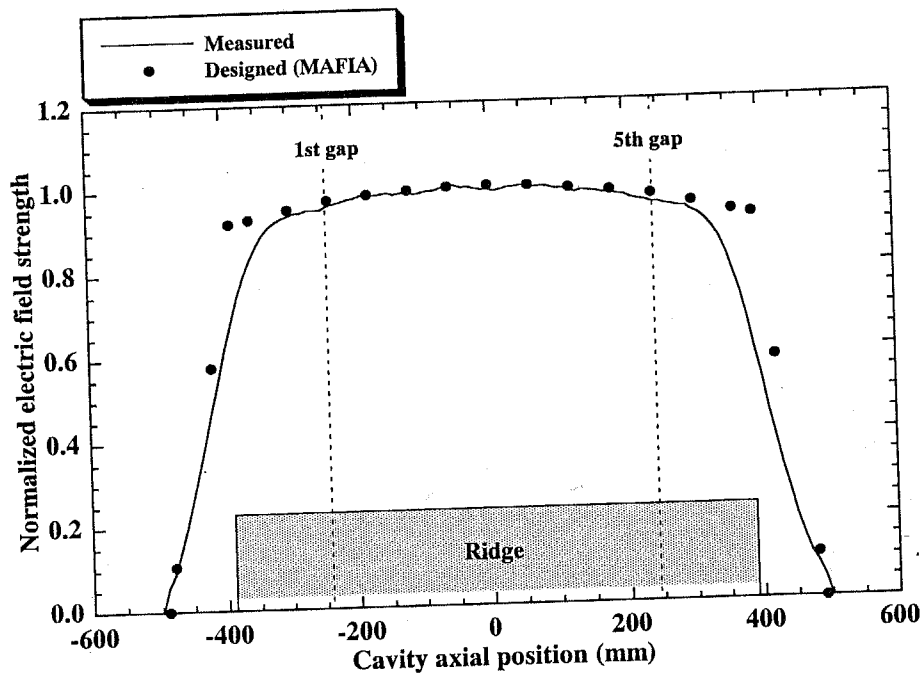


図 4.7 製作された加速空胴の加速電場分布（チューナ挿入量 0 mm の場合）

Gap number	1	2	3	4	5
Field ratio(MAFIA)	0.974	0.991	1.000	0.991	0.974
Field ratio(Measured)	0.961	0.995	1.000	0.997	0.967
Error (%)	-1.3	0.4	0.0	0.6	-0.7

表 4.2 加速電場分布の計算値と測定値の比較（チューナ挿入量 0 mm の場合）

4.3 偏向電磁石

4.3.1 製作

製作した偏向電磁石の外観を図 4.8 に示す。磁石各部の製作精度は ± 0.1 mm 以内であった。

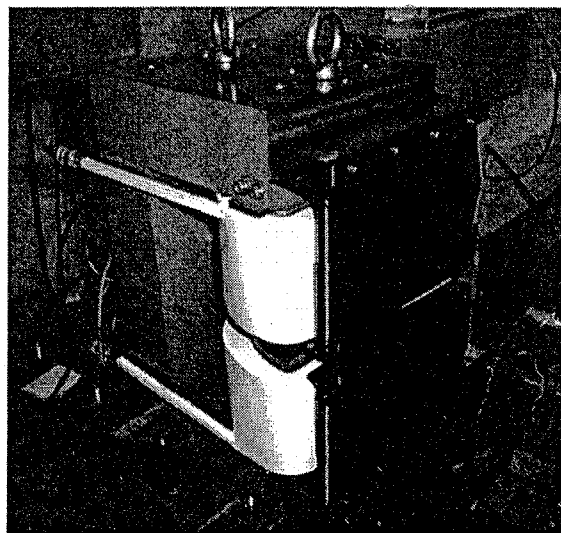


図 4.8 偏向電磁石の外観

4.3.2 磁場分布の測定

製作した偏向電磁石の磁場分布が設計パラメータを満たしているか確認するために磁場測定をおこなった。測定には温度管理されたホール素子を用い、ステッピング・モータで磁極対称面を水平方向に移動させることでマッピング・データを得た。磁場強度や冷却水量などの測定条件は加速器運転時に準じている。磁石は全部で4台製作したが、製作時期が接近していたこともあり、個々の磁場特性に大きな変化は見られなかった。以下に代表例として、第4偏向電磁石の測定結果を示す。

<磁極入出射面における漏洩磁場分布>

逆磁場を用いたビーム収束において重要となる、ビーム入出射面における漏洩磁場分布を測定した。アクティブ・フィールド・クランプの有無に対する測定結果と、前章の軌道計算の部分で示した逆磁場を含んだ計算値を、あわせて図 4.9 に示す。結果的に、逆磁場強度の測定最大値は計算値よりも約2%小さいものの、その分布位置は同一であった。

しかし、アクティブ・フィールド・クランプの補助コイルによる強度調整幅が $\pm 5\%$ ほどあるので、この磁場誤差はビーム軌道に対して大きな問題とはならない。

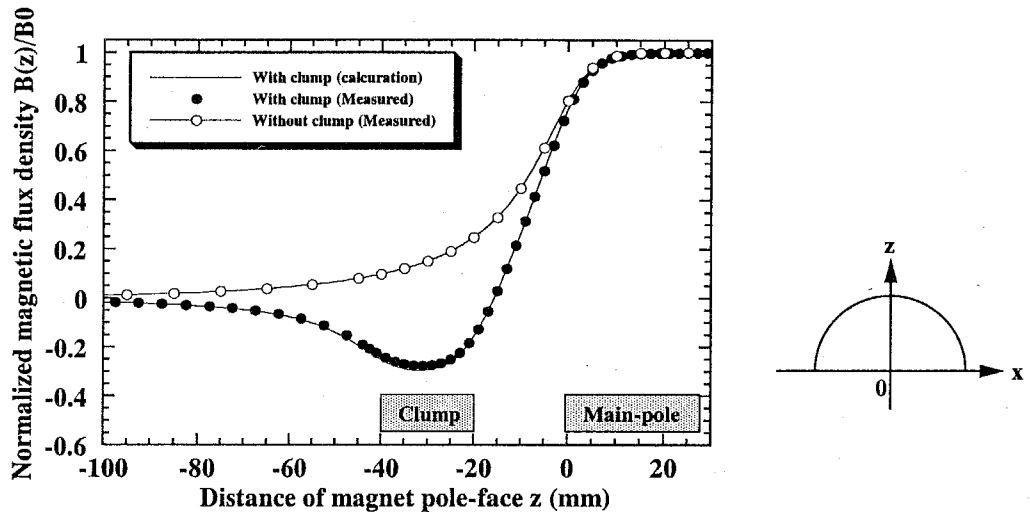


図 4.9 磁極入出射面における漏洩磁場分布の測定結果

<磁極各部の有効磁場領域>

偏向電磁石内において加速ビームの通過領域となる、有効磁場領域の大きさを測定した。ビーム入出射面から 45, 60, 90, 120, 135 度の偏向位置における、半径方向の磁場分布を図 4.10 に示す。各測定点において、磁場精度 0.1 % 以下を満足する有効磁場領域は、軌道半径 66 mm を中心として ± 20 mm 以上が確保されている。入出射面に近づくにつれて磁場勾配が現れているのは、低炭素鋼の比透磁率が 6.0~7.0 kGauss 付近を最大にして両側でなだらかに減少する傾向をもつことに起因し、磁石ヨーク内の磁路長が場所によって異なる C 型形状磁石では、その透磁率の減少を補償すべく磁束が局所的に集中するために生じる。

<エッジ傾斜角度の評価>

磁場測定データから磁極 x 軸の各点における磁極 z 軸方向の磁場有効長を求めることにより、エッジ傾斜角の大きさを評価することが可能である。偏向磁場強度と z 方向分布長の積から有効長を算出し、軌道中心である $x = \pm 66$ mm の位置の大きさで正規化した結果を図 4.11 に示す。プロトタイプ機の偏向電磁石には -3 度のエッジ傾斜がつけられており、逆磁場がある場合に測定値は計算値をよく再現しているものの、逆磁場がない場合に

は大きく外れてエッジ傾斜角が鈍ってしまうことが分かる。この現象は、逆磁場を用いると本体磁極とクランプ磁極間を確実に磁束が通過し、その設定されたエッジ傾斜角のもつ磁場分布が正しく実現されるために生じる。したがって、アクティブ・フィールド・クランプの導入は、エッジ傾斜角の有効領域拡大にも寄与することになる。

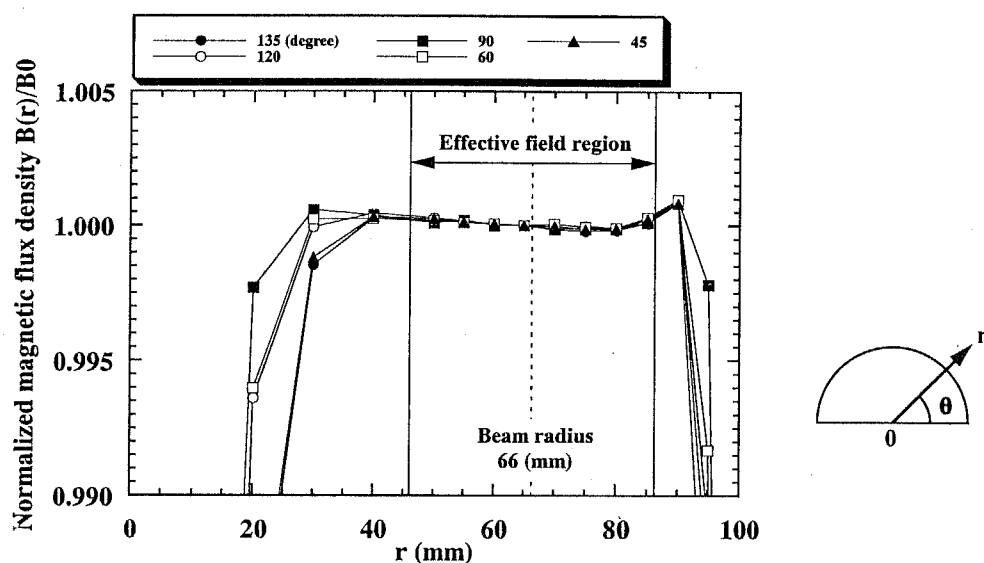


図 4.10 磁極各部の有効磁場領域の測定結果

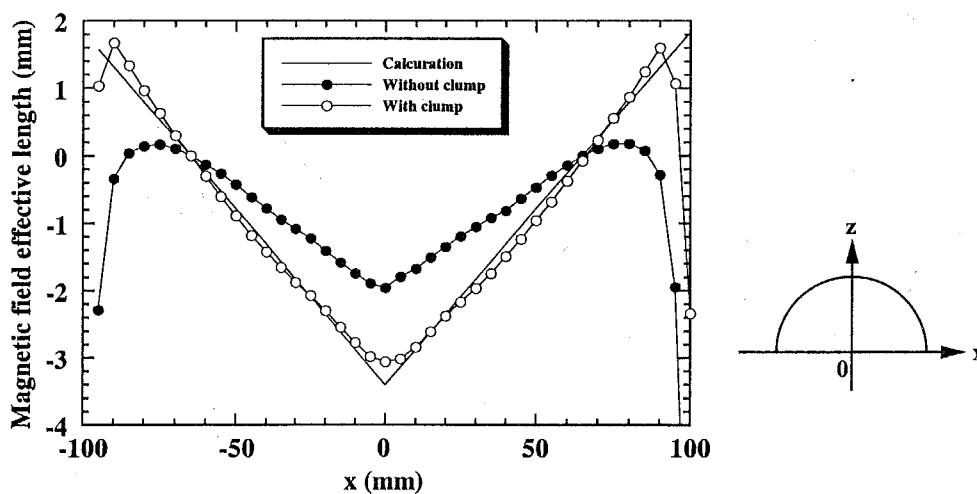


図 4.11 エッジ傾斜角の評価

4.4 電子銃

4.4.1 製作

<電子銃本体>

電子銃は LaB_6 陰極，銅製の陽極とウェーネルト電極，モリブデン線 ($\phi 0.2 \text{ mm}$) を用いたグリッド電極から構成され，これらは最大耐圧 30 kV のセラミック絶縁ダクトの中に組み込まれている。陰極は支持材とともにマウント化されており，銅製ホルダーに固定することで引き出し電圧の -20 kV が印加される。グリッド電極は陰極面から約 0.5 mm 離れた位置に井桁状にして配置し，その固定は線端をウェーネルト電極にネジ止めしておこなう。このため，グリッド電極とウェーネルト電極は同電位となる。その電子引き出し面の様子を図 4.12 に示す。

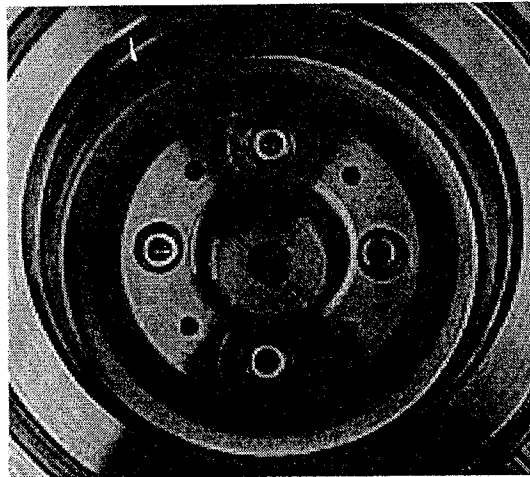


図 4.12 電子銃の電子引き出し面

<電源回路>

プロトタイプ機の電子銃はグリッドパルサー機能を備えた三極管構造をもち，その動作のために，①引き出し高圧回路，②グリッド電圧回路，③陰極ヒーター加熱回路が製作され，これらは絶縁構造をもつ標準電源ラックに統合して組み込まれた。グリッド電圧回路と陰極ヒーター回路は引き出し高圧上に位置し，絶縁トランスを介して通電される。引き出し電圧とヒーター電流はともに直流で，それぞれ最大値は -30 kV と 10 A である。

本電子銃のグリッドパルサー機能は，軌道計算で得られた位相アクセプタンスに合わせ

て引き出しビーム幅を制御し、高周波電場の加速位相と同期調整をおこなうために必要である。その働きを決定するのがグリッド電圧であり、これは動作基準点を増減する直流バイアス電圧と、加速空洞ピックアップ信号を増幅した正弦波電圧の重畳によって形成される。そしてバイアス電圧がカットオフ電圧以下に設定されたとき、ビーム幅はグリッド励振電圧の振幅に応じて調整可能となり、等ビーム幅の条件ではバイアス電圧が低いほどビーム電流量は大きくなる。その模式図を図 4.13 に示す。

本研究においては、最初に電子銃本体の製作をおこない、あらかじめ直流グリッド試験によりカットオフ電圧を測定した。その大きさは、高圧電源の関係から-10 kV の引き出し電圧において-110 V であった。そしてグリッド電圧回路の設計では、余裕をもたせて最大バイアス電圧を-1 kV、最大励振電圧を ± 1 kV に設定した。その制御ブロック図を図 4.14 に示す。加速空洞からピックアップされた高周波信号は、引き出し高圧上に設置されたトランジスタ型増幅器を経由し、同軸共振回路においてバイアス電圧と合成され、グリッドおよびウェネルト電極に印加される。また、位相調整器に取り付けられた切換スイッチにより、連続動作とパルス動作が選択可能となっている。

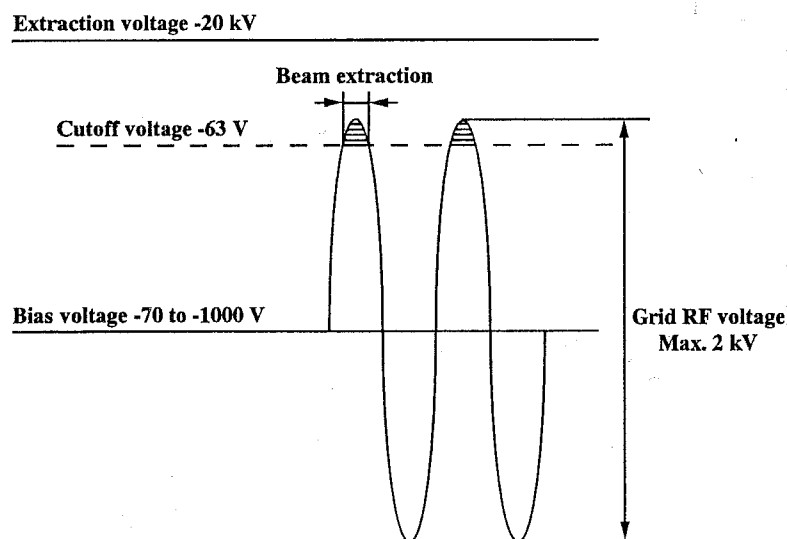


図 4.13 グリッド電圧と引き出し電流量の関係模式図

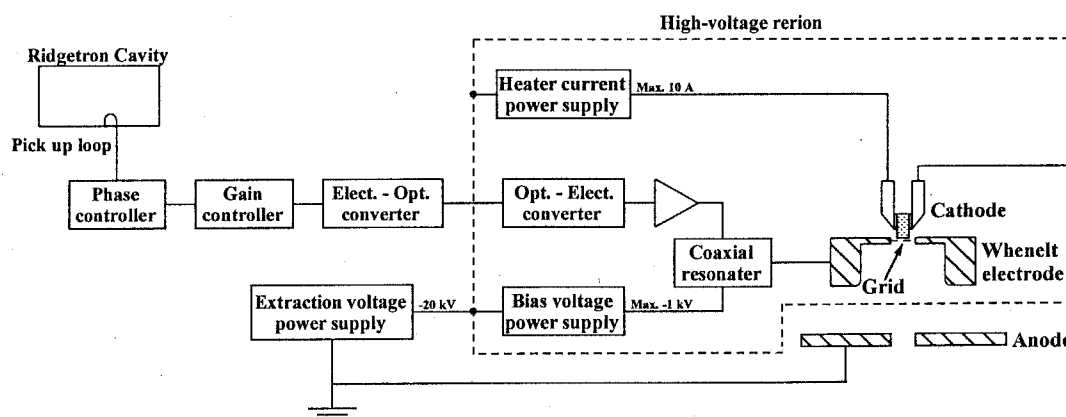


図 4.14 電子銃の運転制御ブロック図

4.4.2 電子銃単体試験

製作した電子銃の動作性能を評価するために単体状態での特性試験をおこなった。電子銃電源回路の完成が次章で述べる加速空洞の改造後であったため、グリッド電圧の励振周波数には 92.8 MHz を使用した。エミッタンス測定は測定装置の準備が間に合わず実施していない。

＜電気的特性の測定＞

LaB₆陰極の加熱電流制御には定電流電源を用い、その電圧は電流値設定後 20～30 分で安定する。セラミック絶縁ダクトの耐圧は最大-30 kV を確認した。グリッド回路内におかれた同軸共振回路は 92.8 MHz に同調され、その無負荷 Q 値は 330 であった。連続動作時のグリッド励振電圧とトランジスタ増幅器の出力の関係を図 4.15 に示す。電力増加にともなう電子銃内での放電発生により、最大励振電圧は±375 V であった。パルス動作（デューティー 0.06 %）時には±700 V まで確認されている。また、ビーム引き出し電圧とカットオフ電圧の関係を図 4.16 に示す。井桁状のグリッド電極の使用により、引き出し電圧が-20 kV におけるカットオフ電圧は-63 V であった。

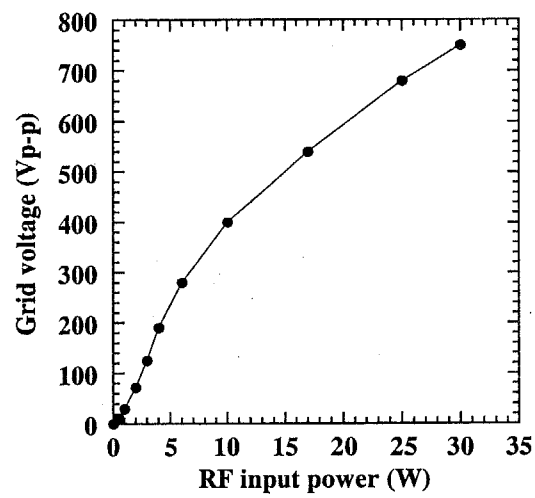


図 4.15 グリッド励振電圧とトランジスタ増幅器出力の関係

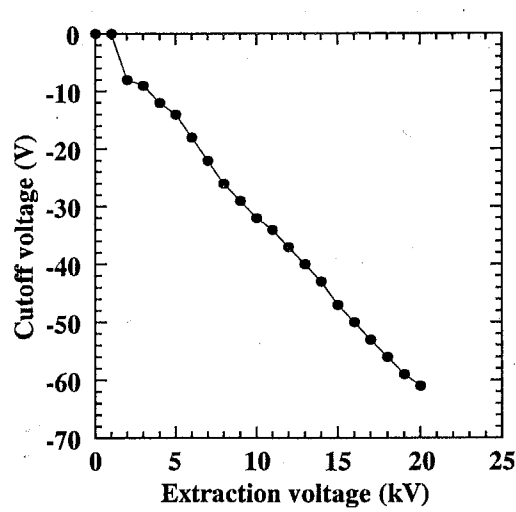


図 4.16 ビーム引き出し電圧とカットオフ電圧の関係

＜ビーム電流量の測定＞

陰極温度が約 1400 度の場合における，グリッド電圧に対する平均ビーム電流量の変化をファラデーカップで測定した。電流照射によるファラデーカップの発熱を抑えるため，グリッド励振はパルス動作（デューティ 0.06 %）でおこない，その結果を図 4.17 に示す。引き出し電圧は -20 kV で，ソレノイド磁石による収束をおこなった。陰極面から測定部までの距離が約 1000 mm あり，スリットなどの障害物も存在するので，計算値と比較して電流量は少なかった。

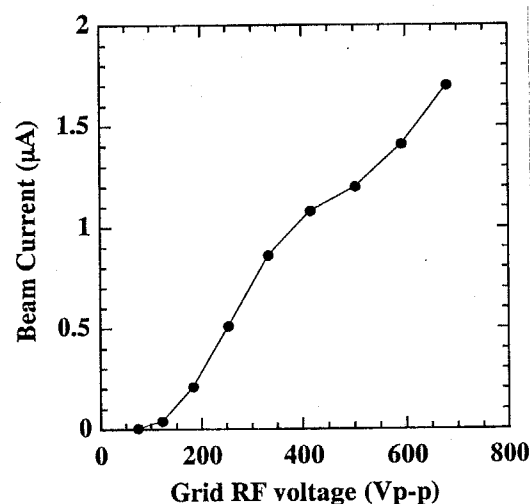


図 4.17 グリッド電圧に対する平均ビーム電流量の変化（デューティ 0.06 %）

4.5 その他附属装置

＜真空装置＞

加速空洞底面に取り付けられたターボ分子ポンプ（550 l/s）を用いて，空洞本体と偏向電磁石の真空排気がおこなわれる。電子銃には高真空維持のために独立したイオンポンプが取り付けられており，運転時以外は真空ゲートバルブによって加速空洞とは真空中に分離されている。真空度測定は低真空時にはピラニ真空計，高真空時には冷陰極マグネトロン型真空計が用いられ，電子銃についてはイオンポンプの電極間電流量から参考値が換算される。空洞内真空度は運転時に $1 \times 10^{-5} \sim 10^{-4}$ Pa，停止時に 1×10^{-5} Pa 以下が得られている。

＜冷却装置＞

加速空洞とリッジ電極，空洞側板，空洞端板，偏向電磁石，高周波増幅器は，最大 60 kW 入力 of 連続運転にも耐えられるように脱イオン水を用いて冷却される。冷却水量は加速器本体で約 110 l/min，高周波増幅器で約 85 l/min を基本としている。

第5章 ビーム加速試験

本章では、プロトタイプ機を用いたビーム加速試験について述べ、リッジ付共振空洞を用いた蛇行型電子加速器のもつ加速構造の有効性を検証した。なお、連続ビームを用いた加速試験は測定装置の発熱などの制約があったため、電流量は小さいが基本的特性は変化しないパルスビームを用いた。また、ビーム調整時に高周波磁場によりビーム軌道が偏向されていることが判明し、対応策としてリッジ電極の改造をおこなった。このことで運転周波数は設計値よりも低くなったが、加速特性に大きな影響はなかった。

5.1 加速試験システム

5.1.1 全体構成

加速試験に用いたプロトタイプ機および測定装置の構成を図 5.1 に示す。電子銃から引き出されたビームは、収束用のソレノイド磁石と位置調整用のステアリング磁石を通過した後、加速空洞に入射する。そして偏向電磁石における 4 回の反転とリッジ電極を用いた 5 回の加速の後、ビーム通路末端部に取り付けられた分析電磁石で加速エネルギーが測定される。ビーム電流量の測定はファラデーカップおよび CT モニターでなされる。ビームプロファイルについては各偏向電磁石のストレートダクトに取りつけられた蛍光板ポートを通じて観測可能である。以下に各測定装置の機能を述べる。

<エネルギー分析磁石>

二極磁場中における電子の偏向運動半径が加速エネルギーによって異なることから、偏向電磁石をエネルギー分析装置として利用することができる。加速試験で用いた分析電磁石は偏向半径が 250 mm、最大磁場強度が 2.5 kGauss であることから、加速エネルギーが 2.5 MeV の電子ビーム測定に対応している。その励磁特性を図 5.2 に示す。

<ファラデーカップ>

金属カップを用いた終端型のビーム強度モニターであり、絶対強度の測定が可能であ

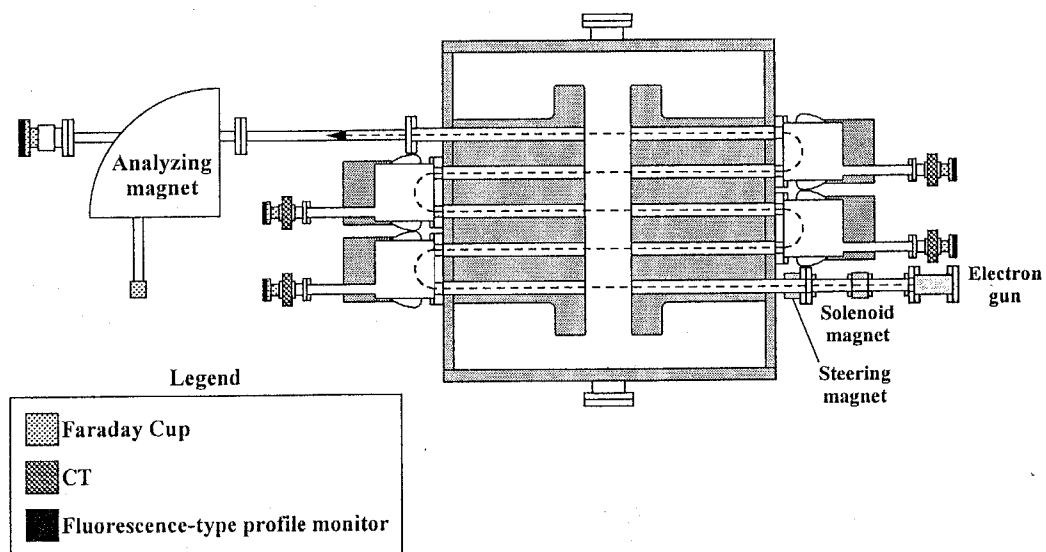


図 5.1 全体構成

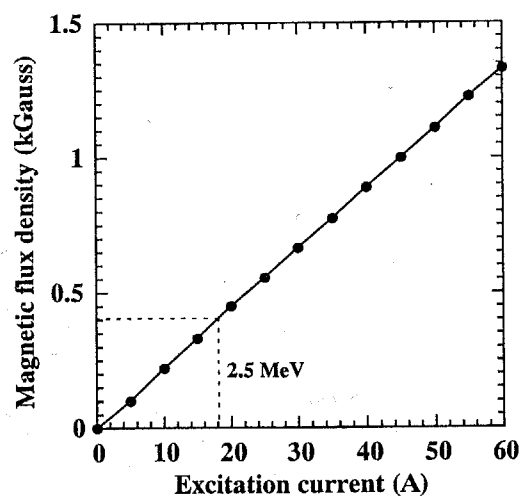


図 5.2 エネルギー分析電磁石の励磁特性

る。偏向電磁石のストレートダクトとエネルギー分析磁石の終端部に設置した。

＜電流トランスモニター＞

トランスの原理を用いた通過型のビーム強度モニターである。フェライトのような高透磁率の環状鉄心にコイルを巻き付け、その中心にビームを通過させると、ビーム強度の変化に応じてコイル端子に誘導電圧が発生する。したがって、あらかじめ基準電流を用いて発生電圧を校正しておくことによりビーム強度の測定が可能である。なお、原理的に直流ビームの測定は難しく、パルスビームについても応答性能を考慮する必要がある。本加速試験においては市販品（ピアソン社製）と自作品の2種類を使用した。その原理図を図5.3に示す。

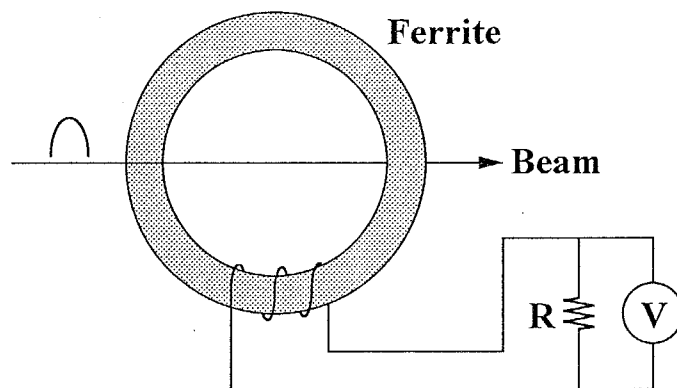


図 5.3 電流トランスモニター原理図

＜発光型ビームプロファイルモニター＞

電子ビームの照射によって可視光を発する蛍光体を利用した、発光型のビームプロファイルモニターである。本研究で製作したモニターには、蛍光体としては $\text{ZnS} \cdot \text{Ag}$ 粉末（シルバニア社製）を、固定材としては水ガラスを使用し、これらの混合液をステンレス製のメッシュ板（ 250 mesh/inch^2 ）に塗布して使用した。したがって、従来の発光型モニターの観測面はビーム照射面側に限定されていたが、本モニターではメッシュ透過光を利用して照射面裏側からも観測可能となっているのが特徴である。発光色は青色であり、その発光像を図5.4に示す。



図 5.4 ビームプロファイルモニターの発光像

5.2 ビーム加速試験

リッジトロンの運転とビーム測定に必要な装置類を整備した後、ビーム加速試験をおこなった。ここでは、高周波電力投入にともなう加速空洞のエージング作業、高周波磁場によるビーム偏向作用の改善、加速特性の測定結果の順に内容を述べる。

5.2.1 高周波電力の投入

加速空洞内のリッジ電極には高周波投入電力の大きさに応じて周期的に高電圧が印加される。このとき電極表面から放出された電子の走行時間が運転周波数に同期すると、連続的な2次電子の放出を誘起して最終的に放電を生じることがあり、この現象はマルチパクタリング放電と呼ばれ履歴効果がある。大きな問題となるのは大電力の初回投入時であり、対策としては少しずつ電力を慣らしながら投入していくエージングと呼ばれる作業が必要となる。しかし、本加速器においては最大 50kW の高周波電力を連続投入するにも関わらず、とくに問題なく短時間で投入作業が完了した。また、加速実験中の放電現象もほとんど発生していない。これはリッジトロンの加速空洞が単純な内部構造をもつため、マルチパクタリング放電が長時間継続されるような条件が維持されないことに起因する。

加速器運転時における高周波電力の入反射量の確認は、主増幅器の出力部に取り付けられた方向性結合器の出力信号によりモニター可能である。その反射率は誘導性チューナによる励振状態の自動制御により、最大 50 kW の電力投入時においても約 1 % 以下に抑えられる。また、高周波主増幅器の制御回路には、投入電力もしくは加速電圧を設定値に維

持するフィードバック回路が組み込まれている。なお、本研究の加速試験ではパルスビームを用いたが、高周波系は常に連続モードで運転をおこなった。

5.2.2 高周波磁場によるビーム偏向作用の改善

加速空洞のエージング終了後のビーム調整作業として、第1ギャップのビーム加速をおこなったところ、その軌道が水平方向に偏向していることが発光型プロファイルモニターで確認された。これは加速ギャップ空間に高周波磁場が存在していたためで、対策としてリッジ電極の改造をおこなった。なお、この時点においては電子銃グリッド回路が未完成であったので、入射ビームには矩形パルスビーム（デューティ0.05 %）を用いた。

<高周波磁場のビーム軌道への影響>

第1加速ギャップを対象としたビーム調整作業時に確認された、ギャップ中心から下流側 600 mm の位置における、高周波電力 50 kW 投入時のビームプロファイルを図 5.5 に示す。このときステアリング磁石を調整して測定された偏向幅は 100 mm 以上であった。

その原因としては高周波磁場の影響が考えられたため、電磁場計算コード MAFIA を用いて第1ギャップ近傍における高周波磁場強度を求めたところ、500 kV 励振時において最大 13 Gauss のビーム偏向磁場が発生していることが分かった。そこで、得られた偏向磁場強度を用いて第1加速位相の変化に対するビーム偏向量を算出したところ、観測結果とよく一致する図 5.5 グラフが結果が得られた。この結果より、電子銃グリッド回路を用いてパルス幅が 40 度分のビームを入射しても、35 mm 程度のビーム偏向量が生じてしまうため、高周波磁場強度を低減する対策がとられた。

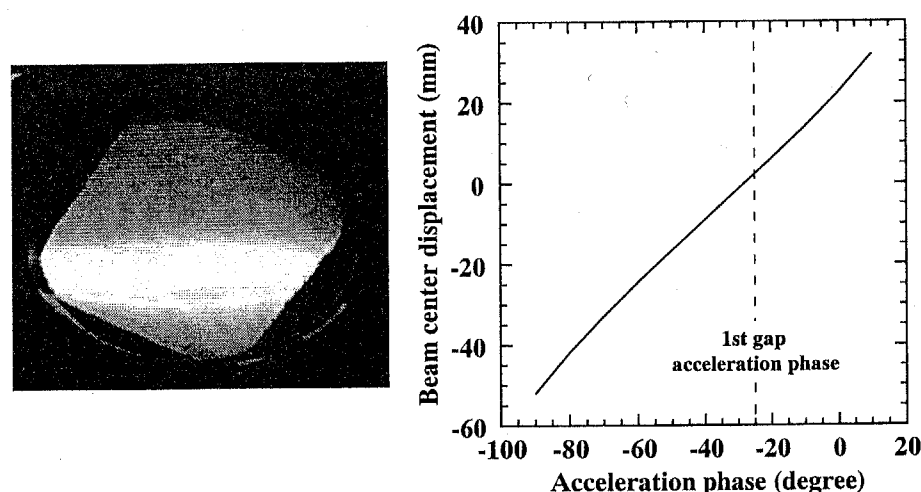


図 5.5 高周波磁場の影響を受けたビームプロファイルと偏向幅計算値

＜リッジ電極の改造＞

加速ギャップ中における高周波磁場の存在は、原理的に電極間の電場分布を全て等しくすることで解消可能である。そこで、なるべくビーム偏向量を小さくするために、平坦な電場分布が得られるリッジ電極形状の追求と改造をおこなった。電極両端に向かって減少する電場分布を補正する電極形状としては、図 5.6 に示すように加速ギャップ側に電極を延長する方法 (a) と、空洞端板側に電極を部分延長する方法 (b) の 2 種類が考えられる。しかし、後者においては端板方向の電場成分が大きくなりシャント・インピーダンスが低下するため、本研究では前者を採用し、銅製ブロックの追加により突出部を形成することにした。

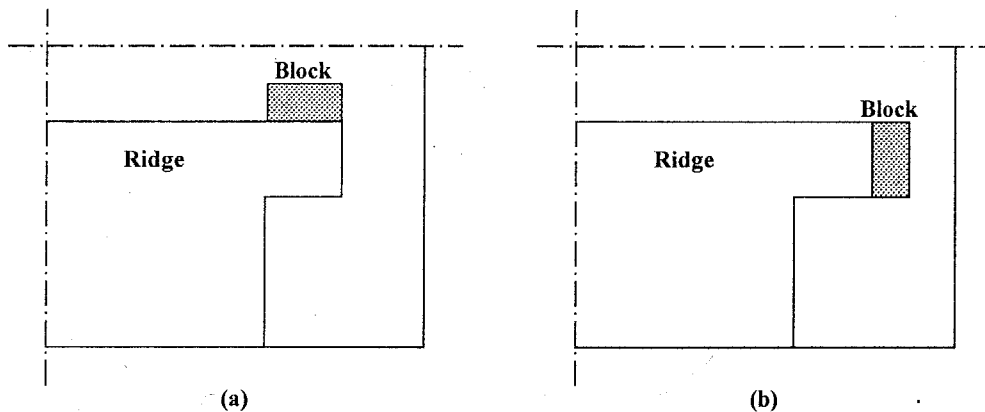


図 5.6 高周波磁場を低減するリッジ電極の形状変更案

MAFIA による電磁場計算を通じて最適化された追加ブロックは、空洞端板側にテーパ面をもつ $60 \times 80 \times 40$ mm のものであり、インジウムシートを介してリッジ電極にネジ止め固定された。電極改造前後における偏向磁場分布の計算値を図 5.7 に示す。ブロックの追加によって全体的に偏向磁場強度が減少し、とくに第 1 加速ギャップの位置では $1/6$ 程度まで改善されている。これはブロック周囲に発生する磁場が垂直方向成分を打ち消す作用をおこなうためである。

電極ブロックの追加により空洞パラメータも変化し、MAFIA による計算では共振周波数が 92.5 MHz、無負荷 Q 値が 24060 となり、改造後の低電力試験では前者が 92.8 MHz (計算値誤差 0.3 %)、後者が 21246 (計算値比 88 %) が得られた。また、運転周波数の低下にともない高周波システムの同調調整もおこなわれた。なお、電極ブロックを取り付けた部分はギャップ幅が狭くなったため、最大電場強度はキルパトリック放電限界の約 1 倍となった。

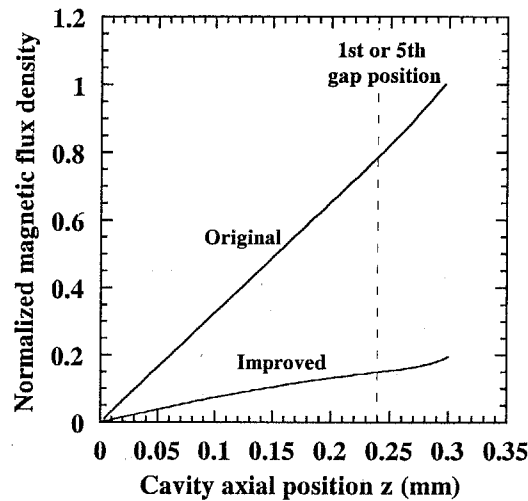


図 5.7 電極改造にともなうギャップ中心における偏向磁場分布の変化（計算値）

<改造後のビーム加速状態>

電極改造後に確認された第1加速ギャップ通過後のビームプロファイルを図5.8に示す。これより、水平方向のビーム形状が改善されていることが分かる。そして、改造前と同様にビーム偏向量を計算した結果が図5.8グラフであり、パルス幅が40度のビームに対しては6 mmにまで減少した。なお、ビーム偏向量は加速エネルギーの増加とともに小さくなるので、ギャップ入射エネルギーが20 kVと最も小さい第1加速に対する改善が重要であった。

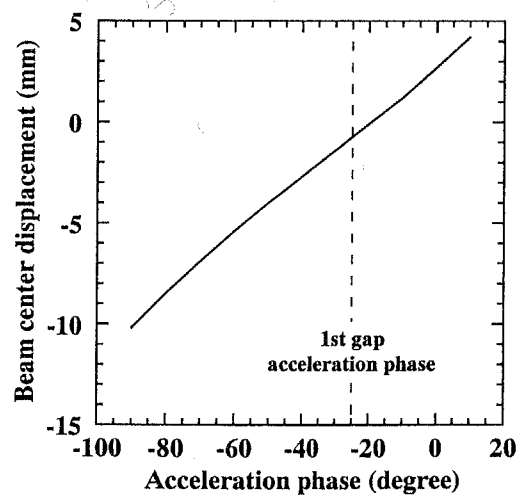
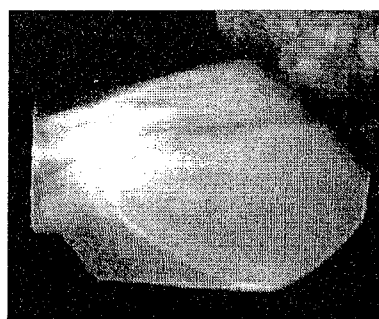


図 5.8 電極改造後のビームプロファイルと偏向幅計算値（第1ギャップ加速後）

5.2.3 ビーム加速試験

ビーム調整作業の終了後、新しく完成した電子銃を用いてビーム加速試験をおこない、最終部までのビーム加速に成功した。その加速特性を検証するために、ビーム電流量とエネルギースペクトルを主体とした測定を、第1ギャップおよび第5ギャップ加速後を中心におこなった。電子銃グリッド回路によって制御できる入射ビーム幅は位相換算で0～110度であり、第1加速位相に対する同期タイミングは最大200度まで調整可能となっている。したがって、軌道計算によって得られた40度の位相アクセプタンスは十分に制御範囲にある。しかし、投入可能な高周波電力が増幅器の不調により最大で30 kWに制限されたため、加速電圧は設計値（最大電圧500 kV、予定電力量57 kW）の約73 %となった。また、ビーム電流量測定には平均電流量計を用いたため、ピーク電流量を求めるには測定値にデューティの逆数を乗じる必要がある。偏向電磁石とソレノイド磁石、ステアリング磁石の励磁電流は適宜調整をおこなった。

<第1ギャップ加速後のビーム特性測定>

第1ギャップ通過後の加速ビーム特性として、①全ビーム電流量と、②エネルギースペクトルを測定した。なお、測定に用いたファラデーカップおよび分析電磁石は、第1偏向電磁石を取り外した状態で加速器ビーム孔に接続した。

・全加速電流量の測定

電子銃グリッド電圧を変化することで、入射ビーム幅を位相アクセプタンス計算値に相当する40度に設定し（デューティ0.05 %、以後全て同じ）、第1ギャップの加速位相に対する全加速電流量の変化を測定した。内容的には、①電子銃グリッドバイアス電圧を固定して高周波電力を変化させた場合、②高周波電力を固定して電子銃グリッドバイアス電圧を変化させた場合の2種類についておこなった。それぞれの結果を図5.9と図5.10に示す。

なお、入射ビームの同期タイミング調整は可変抵抗のダイヤル指示を参考におこなうため、そのままでは第1加速位相として直読することはできない。このため、図5.9における最大電流量の中央付近にてエネルギースペクトルを測定し、そのエネルギー幅から加速位相原点とビーム幅中心の対応をおこなった。この結果は以後全ての測定およびグラフに適用されている。

第1ギャップにおいては高周波電場の半周期にわたってビーム加速が可能であるため、どちらの結果においても180度以上の領域で加速ビームが測定されている。図5.10にお

いてはバイアス電圧が500～600 Vをピークとして電流量に変化が見られる。その原因としては電子銃の動作変化が考えられるが、入射系に電流測定装置が設置されていないため確認できなかった。高周波電力が30 kWの場合の最大測定電流から得られるピーク電流は380 μA に相当する。

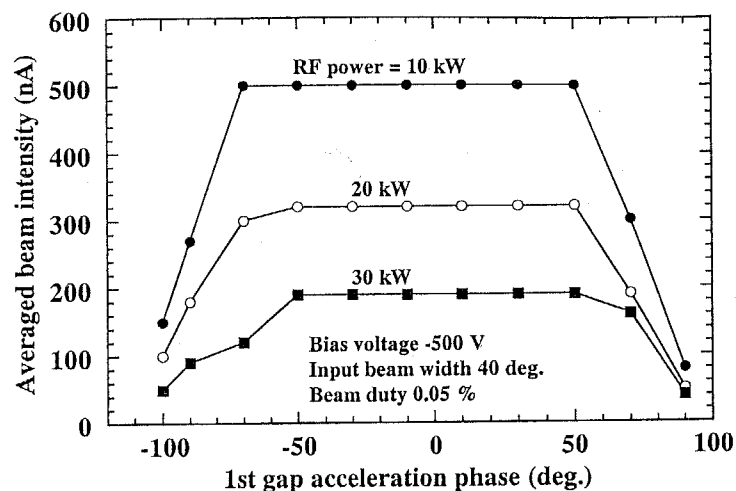


図 5.9 第1加速位相に対する全加速電流量の変化（第1加速後、バイアス-500 V）

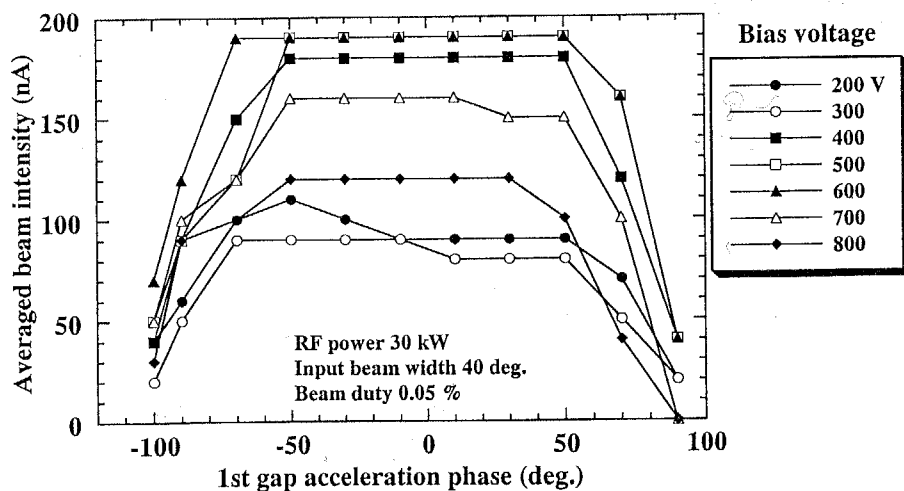


図 5.10 第1加速位相に対する全加速電流量の変化（第1加速後、高周波電力30 kW）

・エネルギースペクトルの測定

電子銃バイアス電圧が-500 V、入射ビーム幅が40度の条件で、高周波電力と第1加速位相を変化してビームスペクトルを測定した。その変化の様子を図5.11に示す。高周波電力量の減少は加速電圧に対して平方根で作用し、その第1ギャップ通過後の最大エネルギーを設計値である500 keVから換算すると、電力量が10, 20, 30 kWの場合には224, 316, 387 keVとなる。これは加速位相が0度の場合のピークエネルギーをよく再現している。また、加速位相が原点から遠ざかるにつれて、ギャップ通過時におけるエネルギー変化幅が大きくなるため、スペクトルのピークエネルギーが低下するとともに分散量が大きくなる。とくに後者については、一部を除いて電力が変化しても近い数値となっている。

また本測定においては、電子銃バイアス電圧が-500 V、高周波電力が30 kWの条件を用いて、入射ビーム幅の増減に対するスペクトルの変化も測定した。第1加速位相を0度に設定した場合における、ピーク電流量の変化を図5.12に示す。

＜最終ギャップ加速後のビーム特性測定＞

最終ギャップ（第5ギャップ）通過後の加速ビーム特性として、①全ビーム電流量と、②エネルギースペクトルを測定した。なお、高周波電力が30 kWの測定中に増幅器が故障したため、低電力側の測定は実施できなかった。

・全加速電流量の測定

電子銃バイアス電圧を-500 Vに設定し、入射ビーム幅が90度の条件で、第1加速位相に対する最終加速後の全電流量を測定した。ビーム幅を40度よりも大きくしたのは、特性判断に必要な大きさの加速電流量を得るためである。その測定結果を図5.13に示す。これより、加速電流量は第1加速位相の-30~-50度をピークとしてプラス側に向けて緩やかに減少していくことが分かる。この現象の考察は次節でおこなう。最大測定電流量の240 nAから得られるピーク電流量は480 μ Aに相当する。

・エネルギースペクトルの測定

電子銃バイアス電圧を-500 Vに設定し、入射ビーム幅が100度の条件で、第1加速位相の変化に対する最終加速後のエネルギースペクトルを測定した。その結果を図5.14に示す。第1加速位相が原点から遠ざかるにつれ、スペクトル立ち上がり部のエネルギーは低くなるが、エネルギー半値幅は比較的保存される。加速エネルギーは、設計値からの単純換算では1.8 MeV程度となるが、次節で述べるように加速位相が変化していることが

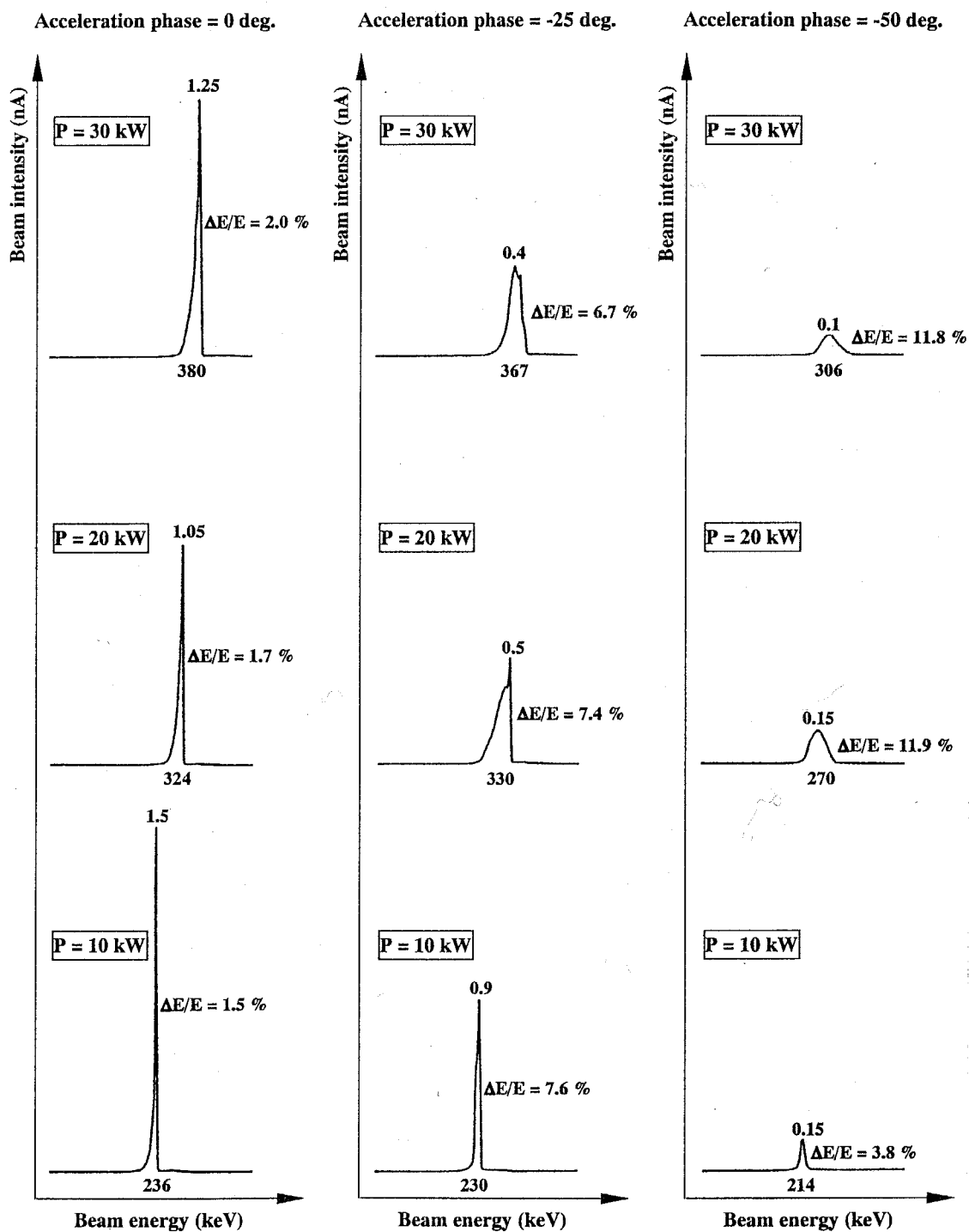


図 5.11 第1 ギャップ加速後のエネルギースペクトル

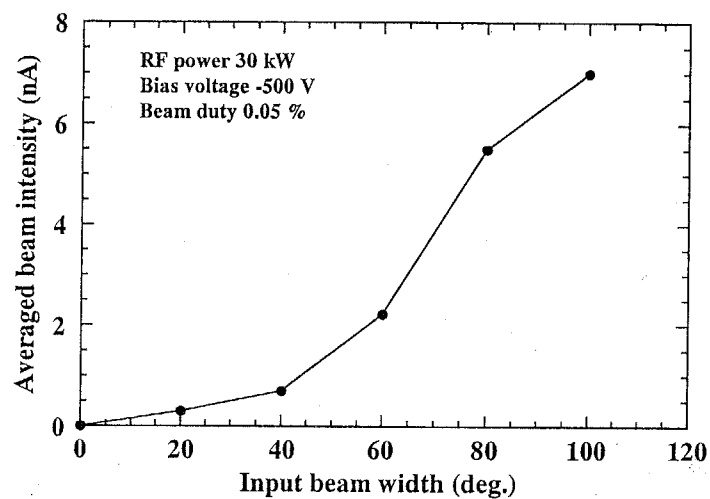


図 5.12 入射ビーム長に対するスペクトルピーク電流量の変化

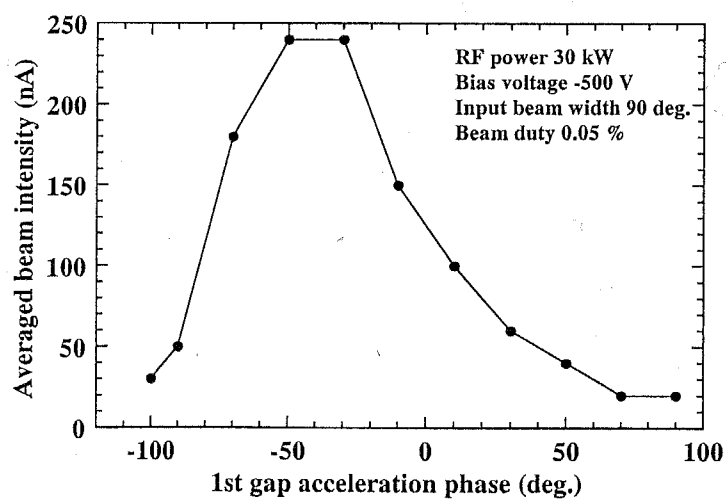


図 5.13 第1加速位相に対する全加速電流量の変化（最終加速後，高周波電力 30 kW）

ら，本測定では1.73 MeV が得られた。

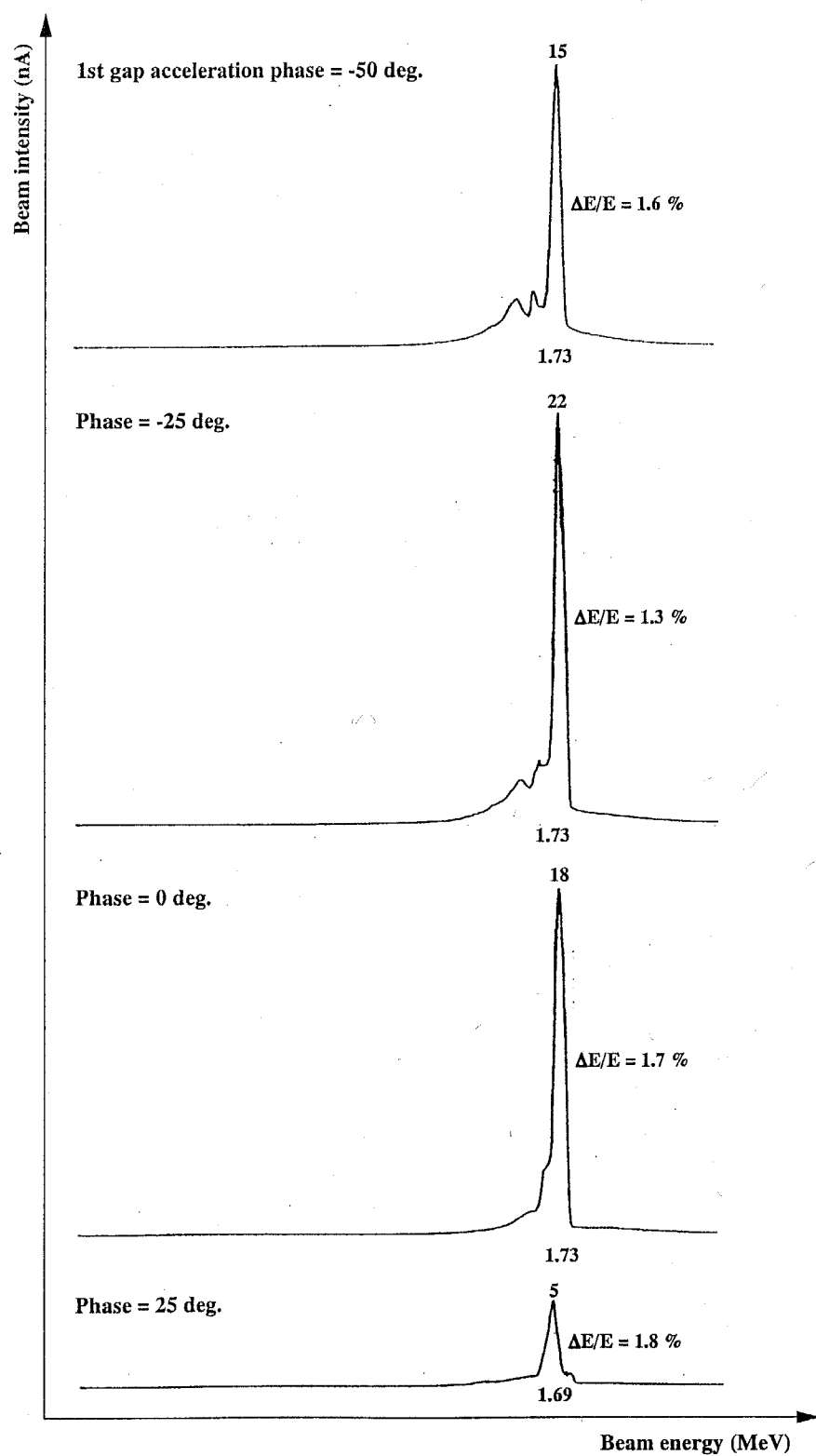


図 5.14 最終ギャップ加速後のエネルギースペクトル

5.3 考察

プロトタイプ機を用いたビーム加速の成功により、リッジ付共振空洞を用いた蛇行型電子加速器（リッジトロン）の加速構造は、原理的に有効であることが実証された。その加速エネルギーは、ビーム調整時には高周波電力 50 kW を用いて 2.5 MeV を実現したが、ビーム測定時には高周波電源の不調により 30 kW を用いて約 1.7 MeV となった。本節では、その加速ビーム特性とプロトタイプ機のもつ電気的特性について考察する。

<高周波電力が 30 kW の場合のビーム軌道計算>

本研究のビーム加速試験においては、高周波投入電力が減少しても偏向電磁石の配置などを変更しなかったため、加速エネルギーの低下により各ギャップにおけるビーム加速位相は設計値から離れてしまっていた。その大きさは、設計値では第1～第5ギャップの順に-25, 0, 8, 10, 10度であったが、30 kW の場合には-25, 9.6, 22.9, 28, 30.2度となり、第1加速位相を除いて大きく異なる。このときのビーム軌道の変化を調べるために、POWER TRACE により軌道計算をおこなった。運転周波数と加速位相、偏向磁場強度以外は設計条件を用いた計算結果を図 5.15 に示す。これより、第1加速位相が-25度で入

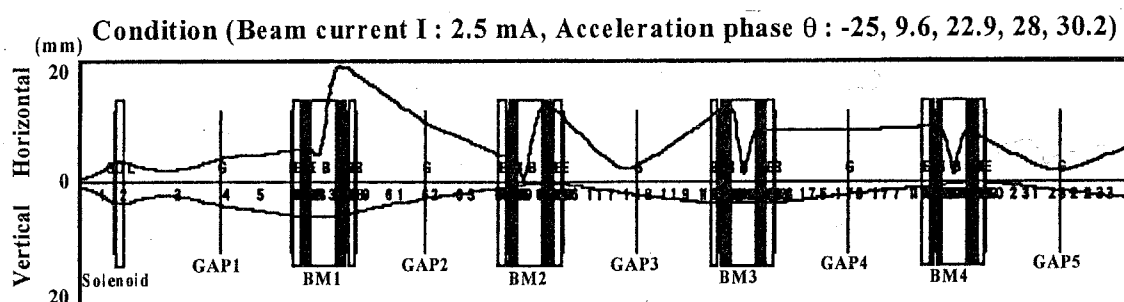


図 5.15 高周波電力が 30 kW の場合のビームエンベロープ計算結果

射したビームは、設計時と同じ傾向をもちながら加速されることが分かる。しかし、ビームエンベロープ計算では中心軌道以外で入射したビームの挙動を追跡することは難しい。そこで、位相アクセプタンス計算を別途おこなったところ、高周波電力が 30 kW の場合の位相アクセプタンスは約 40 度が維持されることが分かった。

<測定結果の考察>

プロトタイプ機の加速ビーム測定は、前節で述べたようにビーム電流量とエネルギース

ベクトルの測定を中心におこなった。実際の加速ビーム特性と軌道計算結果の照合には、径方向および進行方向のビームプロファイルとエミッタンスの正確な測定が重要となるが、まだ本研究では装置の準備段階にある。そこで、図 5.13 に示した第 1 加速位相に対する全加速電流量の変化の測定結果より、位相アクセプタンスの導出を試みた。

まず、第 1 加速位相と入射ビームの同期タイミングは、図 5.16 のように第 1 加速位相 ϕ を基準に表現することができる。そして、 ϕ 軸上にはビーム加速が可能な位相領域として位相アクセプタンスが存在し、これと入射ビームが重なりあった部分が実際の加速電流量として観測されることになる。ここではプロトタイプ機のもつ位相アクセプタンスの形状を、簡単のために矩形と仮定する。この矩形アクセプタンスの前後をビーム幅 90 度の入射ビームが通過したとすると、その重なり合う位相幅と大きさは図 5.16 のようアクセプタンス量により変化することになる。したがって、図 5.13 と図 5.16 のプロット形状を比較することにより、位相アクセプタンスを推定することができる。

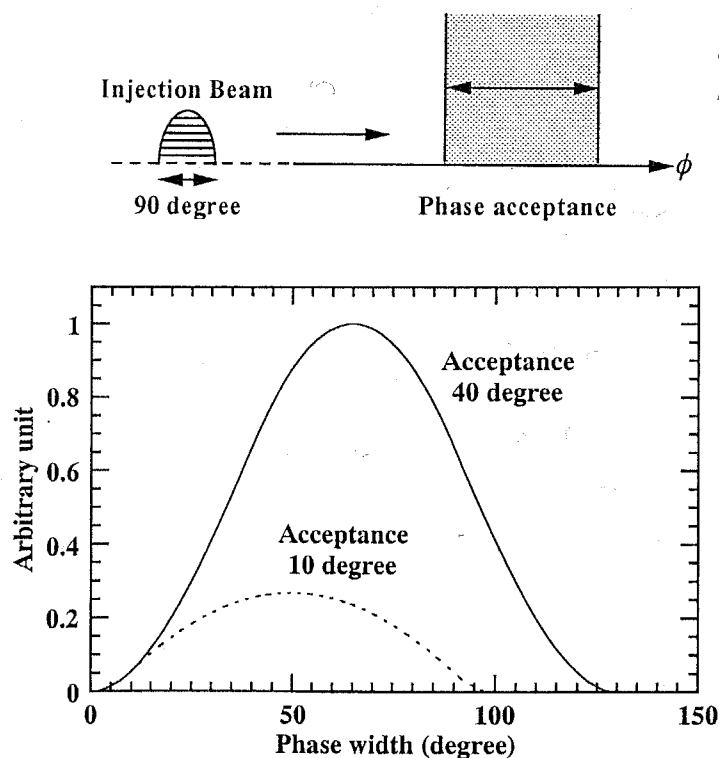


図 5.16 入射ビーム（長さ 90 度）と位相アクセプタンスの関係

さて、図 5.13 の電流量変化は電流ピークをもつマイナス位相部分と、緩やかに電流量

が減少するプラス位相部分に大きく分けられる。そのマイナス位相部分の拡がりとは図 5.16 における破線の位相幅はともに 100 度程度であり、これより位相アクセプタンスは 10 度程度であることが分かる。また、プラス位相部分も考慮した位相幅は 130 度程度であり、これは図 5.16 の実線に近似する。したがって、高周波電力 30 kW におけるプロトタイプ機の位相アクセプタンスは最大 40 度で、その形状は非矩形であることが分かる。

<電気的特性>

プロトタイプ機のもつ電気的特性について、ビーム加速 30 kW 運転時の実測値を設計値とともに表 5.1 に示す。なお、空洞単位長さあたりの実効シャントインピーダンスは、線形加速器と同様に空洞軸方向に対する値となっている。得られた実測値を用いて設計電圧である 500 kV 発生時の消費電力を求めると 57.9 kW になる。

Parameter	Designed	Measured
Operating frequency (MHz)	101.7	92.8
Input energy (keV)	20	20
Output energy (MeV)	2.5	1.74
Quality factor	28200	21246
Ohmic power loss (kW)	42	30
Effective shunt impedance (M Ω)	5.95	4.32
Effective shunt impedance (M Ω /m)	150.3	100.9

表 5.1 プロトタイプ機の電気的特性

ここでは電力損失として加速空洞の抵抗損のみを示した。ところが実際には、加速空洞内の電磁場エネルギーはビーム加速によっても消費され加速電場は減少する。これはビーム電力が大きい加速器において顕著となり、ビーム・ローディングと呼ばれる。今回の加速試験においては小電流パルスビームを用いたため、ビーム・ローディングは大きな問題とはならなかった。しかし、連続ビームを用いた加速試験においては考慮が必要であり、あらかじめ空洞投入電力にビーム・ローディング分を加えておくことで補正可能である。

第6章 結論

6.1 本研究の成果

本研究では、これまで提案段階にあった「リッジ付共振空洞を用いた蛇行型電子加速器（リッジトロン）」の原理実証的研究として、プロトタイプ機の製作をおこない世界初の加速試験に成功した。そして、プロトタイプ機の開発を通じて製作上の問題点を明らかにし、将来の実用機開発に対する技術的基盤を確立した。なかでも、逆磁場を用いた偏向電磁石のビーム収束法の考案と、その実現に必要なアクティブ・フィールド・クランプ機構の開発は、普遍的な加速器技術としても大きな意義をもつ。この逆磁場収束法は偏向電磁石の磁場勾配による収束を必要としてきた加速器などにも適用が可能であり、リッジ電極の形状変更案とあわせて特許申請中である。そして、すでに小型マイクロトロンにおける検討例が報告されている^[1-2]。以下に、本研究で明らかにした内容を要約する。

<加速空洞としての共振空洞特性の検討と製作について>

リッジトロンにおいて加速空洞は特徴的な構成要素のひとつである。本研究のプロトタイプ機の開発においては、蛇行型加速構造に対するリッジ付共振空洞の適用条件と、その設計方法を検討した。また、将来的な産業応用も考慮し、省電力と省スペースの実現もめざした。加速空洞の基本デザインは、四極管を用いた連続運転の条件から運転周波数をVHF帯、省スペース性の考慮から加速空洞サイズが1×1 m以内とした。

加速空洞の形状と特性パラメータの検討は、計算機コード“SUPERFISH”を用いた2次元電磁場解析と、1/4縮尺のコールド・モデル測定によりおこなった。そして前者の結果より、加速空洞サイズには運転周波数が大きく影響し、偏向電磁石位置との構造的条件により、リッジトロンに利用可能な共振周波数帯は100 MHz以下になることが分かった。また後者の結果から、共振周波数の調整と加速電圧分布の均一化には、リッジ電極端部を延長する方法が有効であることが分かった。とくに加速電場分布については、ビーム軌道に影響する高周波磁場の発生を防ぐため、全加速ギャップ位置において電極中心部と等強度にする必要がある。

加速空洞の設計は計算機コード“MAFIA”を用いた3次元電磁場解析によりおこなった。コールド・モデル測定値に対する計算結果の再現性を評価し、両者は精度よく一致することを確認した。これより最終形状の設計をおこない、製作後の低電力試験においては、共振周波数は101.4 MHz（設計値誤差0.06 %）、Q値は23142（設計値比82.4 %）を得た。また、加速電場分布も計算値と精度よく一致した。したがって、リッジトロン実用機の検討は、計算機コード“MAFIA”を利用して可能であることが確かめられた。

<ビーム収束法の検討と安定性の評価について>

ビーム横方向の収束については、偏向電磁石を用いた収束法として磁場勾配収束とエッジ収束、また本研究で新しく考案した逆磁場を用いた収束法を検討した。リッジトロンに必要とされる偏向電磁石は、加速器小型化のために偏向半径が小さいことが重要であるが、これはビーム収束において非常に厳しい条件となった。

各方法の収束性能の評価は、電子計算機を用いたビーム軌道計算によりおこなった。その結果、磁場勾配収束法では過収束現象が生じてビームは発散してしまい、エッジ収束法ではハード・エッジの磁場境界条件に対して安定解が存在するものの、漏洩磁場分布を考慮すると垂直方向が発散してしまうことが分かった。逆磁場を用いた収束法は、漏洩磁場領域に本体磁極とは逆方向の磁場を励磁し、水平と垂直両方向の収束性を得るものである。そして、適切な逆磁場分布を求めて軌道計算をおこなったところ、ビームは収束性をもちながら安定加速され、電流量の増加にも対応することが分かった。したがって、逆磁場収束はリッジトロンの成立条件のひとつになる。

ビーム進行方向の収束については、蛇行型加速構造に必要とされる位相安定性の条件を求め、位相アクセプタンスの計算により加速位相シーケンスを決定した。そして、第1偏向電磁石の設置スペースの確保が、加速位相シーケンスとビーム横方向収束の両者に大きな影響を及ぼすことが分かった。

<偏向電磁石と電子銃の製作>

逆磁場を用いたビーム収束に必要な漏洩磁場分布を実現する、偏向電磁石（偏向半径66 mm）の設計と製作をおこなった。逆磁場の励磁機構としては、アクティブ・フィールド・クランプを新しく開発し、製作後の磁場分布測定値が計算値と2 %以内で一致する結果を得た。また、アクティブ・フィールド・クランプの励磁コイルは本体磁極と直列結線されているため、励磁量調整コイルを別配線にて設置した。しかし、ビーム加速試験において調整コイルの使用は必要なく、逆磁場分布の設計は適切であったことが分かった。

グリッド・パルサー機能をもつ電子銃は、単体試験においてビーム・パルシング機構が安定に動作することが確認された。しかし、ビーム電流量の向上とエミッタンス測定の課題が残っている。

＜ビーム加速試験について＞

プロトタイプ機を用いたビーム加速に成功し、リッジトロンの加速構造が原理的に有効であることを実証した。ビーム測定は高周波電力が 30 kW に制限された状態でおこなったが、そのエネルギー・スペクトルは低電力時の計算値と一致した。また、測定電流量より位相アクセプタンスの計算をおこない、高周波電力が 30 kW においては位相アクセプタンスが最大 40 度程度になることを示した。

6.2 今後の課題

本研究はプロトタイプ機の開発と加速試験の成功によって、第 1 段階の初期目標は達成したといえる。そして次段階の研究内容としては、本論文において結論づけられていない内容の継続的な研究と、実用機開発の検討などがあげられる。

＜連続ビームを用いた加速試験＞

製作したプロトタイプ機は連続運転を基本として設計されており、本研究では高周波系については連続運転をおこなったが、加速ビームとしてはパルスビームを用いた。これは連続ビーム加速時に得られる最大 6.5 kW の出力に、現状のビーム測定装置が対応していないためであり、安全性の観点から判断された。したがって、ビーム測定装置の整備と連続ビームの加速試験をおこない、最終的な加速性能を評価する必要がある。

＜ビーム軌道解析の高度化＞

本研究において加速器本体部の最終的なビーム軌道解析は計算コード POWER TRACE を用いておこなった。これは加速器構成要素のビーム光学的特性を輸送行列に変換し、ビーム・エンベロープの計算をおこなうものである。その計算結果は近軸近似の範囲内で加速器内のビーム運動を適切に表わすものの、より高い精度の解析をおこなうために偏向電磁石の測定磁場データや高次特性も取り入れたレイ・トレース計算をおこなう必要がある。

＜産業実用機としての方向性＞

本研究で製作したプロトタイプ機から実用機の性能を予想し、産業用加速器としての研究課題を考える。まず、実用機の用途には電子線照射滅菌の分野を想定し、加速エネルギーは10 MeV、ビーム電力は25 kWとする。運転周波数と空洞径はプロトタイプ機と同一とし、加速回数増加による電極延長を考慮すると装置サイズは2×3 m 程度になる。そして加速試験の結果より、実用機が必要とする空洞電力損失を算出すると約120 kW となる。

リッジトロンの実用機と同程度の性能をもつ高周波電子加速器として、すでに実用化されているものには電子線形加速器やロードatronが、今後の開発が予想されているものにはマイクロatronがある。そのなかでリッジトロンの実用機が特色をもつには、さらなる省電力化と省スペース化が重要になる。前者については、空洞電力損失の低減を目的としたリッジ電極形状の最適化、とくにビーム加速部に対する電場分布の集中が必要である。後者については、最大加速電圧を増加して加速回数を減少することにより実現可能である。これは第1偏向電磁石の設置余裕にも影響し、第1加速位相の設定の自由度も大きくなる効果がある。また、ビーム電流量の増加によるビーム出力の向上も重要であろう。

＜高エネルギー機への可能性＞

物理工学や原子力工学の用途に必要とされる電子線のエネルギーは、そのほとんどが10 MeV 以上である。例えば、原子力発電所から発生する放射性廃棄物の消滅処理に必要とされる電子線のエネルギーは100 MeV で、その強度は1 A ともいわれている。

このような高エネルギー加速に対応したリッジトロンの開発は、空洞長の延長もしくはモジュール化した単位空洞を複数接続することにより容易に可能である。とくに後者の方法では、加速エネルギー10 MeV をもつ単位モジュールの長さを3 m と仮定すると、10 モジュールの接続により長さ30 m 程度で加速エネルギー100 MeV が実現する。また、連続運転のためにビーム電流量の向上も容易である。したがって、従来計画されてきた実験処理プラントの小型化と低予算化が可能になると思われる。

新しい加速器の開発がビーム応用分野の拡大に寄与してきたことは、歴史的に見ても明らかである。そして現時点においてリッジatronのもつ可能性は無限であるといえよう。

6.3 参考文献

- [1] H. Tanaka, Proc. of the 12th Synposium on Accelerator Science and Technology, 12(1999)107-109.
- [2] H. Tanaka, Proc. of the 2nd Synposium on Accelerator and Related Technology for Application, 2(1999)97-98.

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの皆様からご指導やご助言、ご協力をいただきました。とくに服部俊幸教授には本研究の全般にわたって総合的にご指導をいただきました。リッジトロンの基本構造となる「折畳み軌道高周波電子加速器」を考案されました小寺正俊先生には、プロトタイプ機の開発のみならず、電子加速器の産業利用などにつきましても数多くのご指導とご助言をいただきました。ビーム軌道計算や電子銃の開発におきましては、ご経験の深い藤澤高志先生、千葉好明先生、益子勝英先生に有益なご助言とご協力をいただきました。ここに、心より感謝するとともに深くお礼を申し上げます。

プロトタイプ機の設計と製作、運転、実験の各分野の進行作業におきましては、本研究の共同研究企業でもあります(株)東芝の電力・産業システム技術開発センター、中山光一様、田辺義雄様、竹田修様、高真新一様、山口晶子様、五十川克土様、同じく京浜事業所の佐藤潔和様、岩崎啓子様より多大なるご協力とご助言をいただくとともに、数々のご便宜をはかっていただきました。また、服部研究室の皆様には本論文の作成にあたり多くのご支援をいただきました。ここに、深く感謝するとともに厚くお礼申し上げます。

最後に、お忙しいなか本論文のご審査をお引き受けくださいました、審査教官の皆様に変感謝いたしますとともに、あらためてお世話になりました皆様に心よりお礼申し上げます。

1999年12月