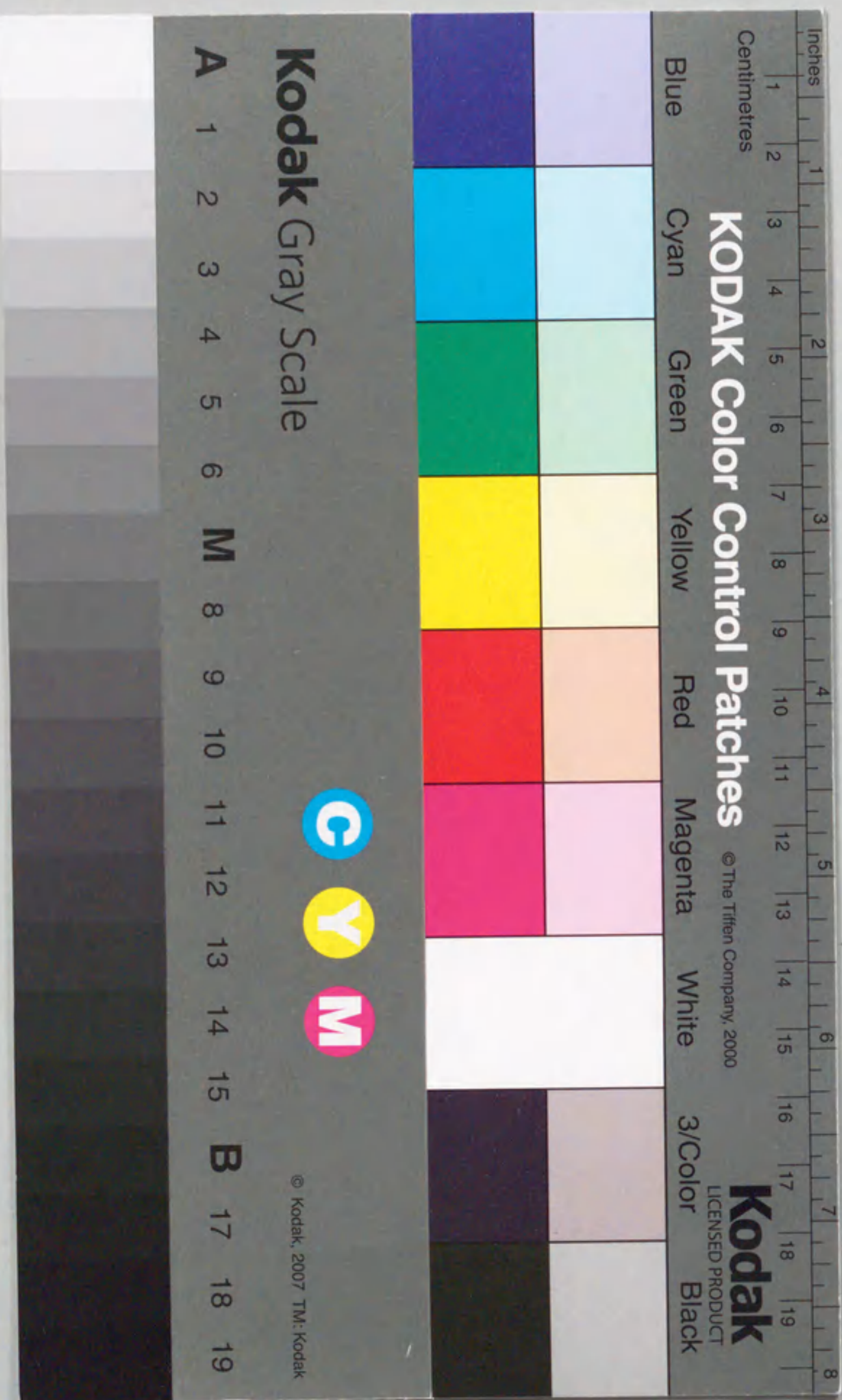


粒子ビーム入射装置の高機能化

松岡 守



①

粒子ビーム入射装置の高機能化

松岡 守

目 次

第1章 序論

1. 1 粒子ビーム入射装置の現在の状況	1
1. 2 粒子ビーム入射装置の原理	1
1. 3 本研究の意義、目的とその構成	7
付録 JT-60、DIII-Dトカマク実験装置とこれらの中性粒子ビーム入射装置	13
参考文献	23

第2章 NBI用加速電源の高性能化

2. 1 序言	24
2. 2 過渡電圧制御機能付きGTOスイッチを用いたNBI用加速電源の開発	29
2. 2. 1 JT-60NBI原型ユニットと電圧制御機能付きGTOスイッチの構成	29
(1) JT-60NBI原型ユニット	
(2) 電圧制御機能付きGTOスイッチ	
2. 2. 2 試験結果	37
2. 2. 3 考察	42
(1) 遮断特性	
(2) 電圧制御機能	
(3) 立ち上げ特性	
(4) 信頼性	
2. 3 二段加速イオン源の第二正電極電圧安定性	47
2. 3. 1 第二正電極電圧の安定条件	47
2. 3. 2 DIII-DNBIの第二正電極電圧の安定性	50
2. 4 イオン源加速電極の放電破壊に対する新しい保護方法	52
2. 4. 1 臨界減衰条件と運転結果	52

2. 4. 2 サージ電流とサージエネルギーの評価	55
2. 5 結言	56
参考文献	57

第3章 NBI用の能動的な磁気遮蔽システムの開発

3. 1 序言	59
3. 2 JT-60NBIにおける漏洩磁界の分布と能動的磁気遮蔽の設計	61
3. 3 縮小モデルによる磁界測定とビーム軌道/熱負荷計算	68
3. 4 打消しコイル電源の設計	79
3. 5 試験結果	83
3. 6 結言	87

付録 JT-60Uの許容誤差磁界と接線NBIに受動的な磁気遮蔽を採用した場合の 磁気島	88
参考文献	91

第4章 ビームエネルギー時間制御システムの開発

4. 1 序言	92
4. 2 ビームエネルギー時間制御における変量	96
4. 3 偏向磁界の応答	100
4. 4 ビームエネルギー時間制御のためのプレプログラム	107
4. 5 試験結果	112
4. 6 考察	117
4. 7 結言	120

付録 (4.1)式の導出	121
参考文献	123

第5章 照射位置で一樣なビーム強度を得るためのビームレット偏向の最適化

5. 1 序言	126
5. 2 ビームレット偏向の最適化問題の定式化	128
5. 3 最適なビームレット偏向の数値計算結果	133
5. 4 考察	137
5. 5 結言	140
参考文献	140

第6章 低エネルギーNBIを用いたトカマク周辺プラズマ内の負の径電界の誘起

6. 1 序言	142
6. 2 径電界誘起のための必要条件	144
6. 3 考察	148
6. 4 結言	150
参考文献	150

第7章 総括

7. 1 本研究のまとめ	152
7. 2 今後の展望と課題	154
参考文献	156

謝辞	158
----	-----

発表論文	159
------	-----

第1章 序論

1. 1 粒子ビーム入射装置の現在の状況

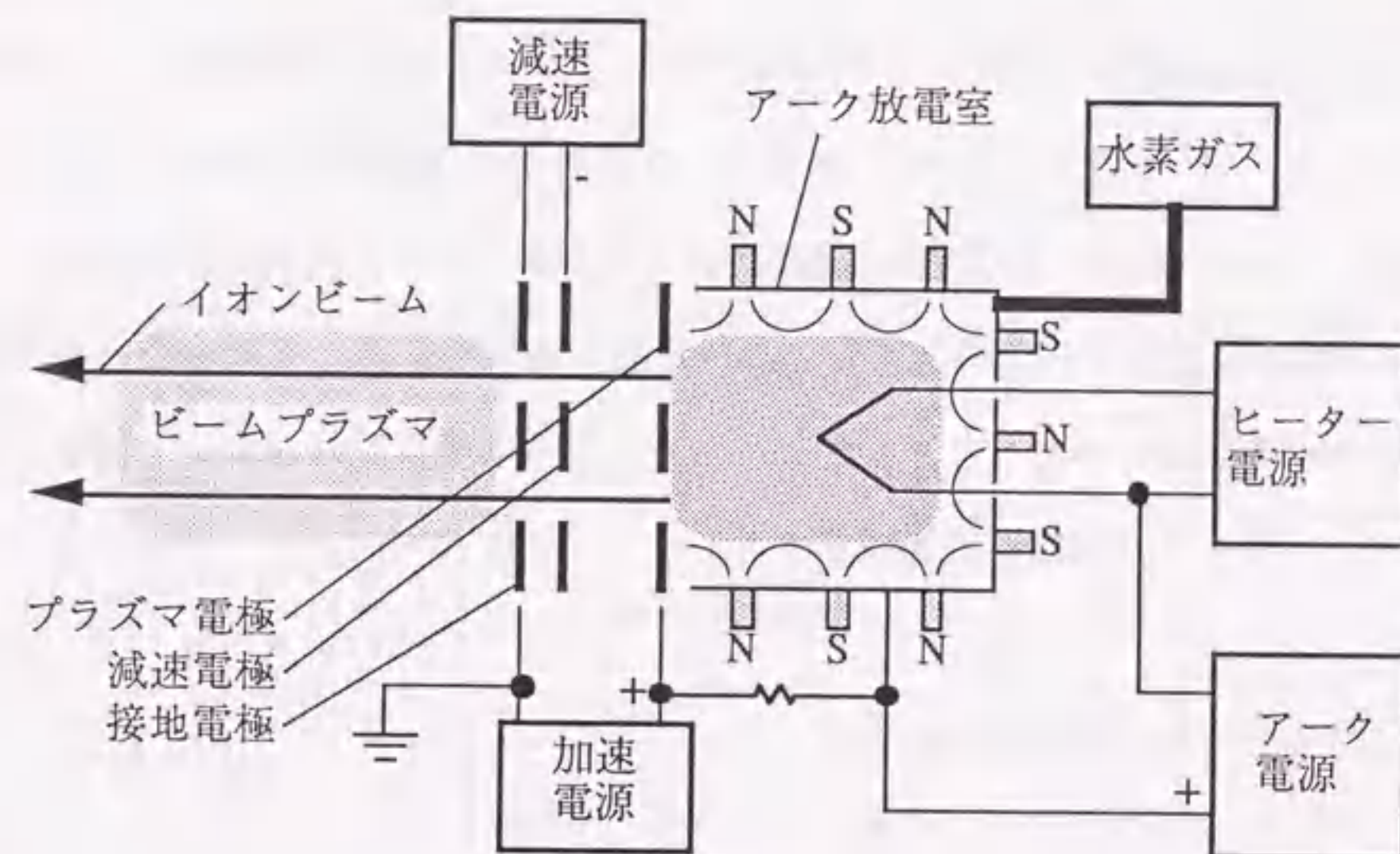
対象物を加熱することを主目的とする粒子ビーム入射装置は、トカマクプラズマを追加熱するための手段として応用されて以来、トカマク装置の大型化と共に大きな進展を遂げてきた。トカマク装置は、トロイダル状に並べた円形（もしくはD型）コイルによって発生するトロイダル磁界と、プラズマ自体にトロイダル方向に電流を流すことにより発生するポロイダル磁界との合成の磁界によって安定に高温、高密度のプラズマを閉じ込める装置である。このトカマクプラズマを粒子ビームによって加熱するためにはプラズマを閉じ込めるための磁界を横切って入射する必要があることから、静電的に加速したイオンビームを中性化した後入射する。そこでこの装置を粒子ビーム入射装置の中でも特に中性粒子ビーム入射装置（以下、Neutral Beam InjectorもしくはNeutral Beam Injection Systemの頭文字をとってNBIと略す。）と呼んでいる。このNBIは、まずその装置の規模において、開発当初はビームエネルギーが数十keV、ビームパワーが数百kW、パルス幅が0.1秒程度であった^{(1) (2)}のに対し、現在では同100keV程度、数十MW、10秒程度^{(3) (4) (5)}となっている。さらに、トカマクの次期装置用のものとしては同1MeV程度、100MW程度、1000秒～2週間という大規模⁽⁶⁾のものが検討されるまでに至っている。NBIに要求される性能としては、実験の再現性を高めるための高信頼性の他に、限られた断面積のポートを介してビームを入射する必要から、ビーム発散が小さくかつビームパワー密度が高いこと等がある。

1. 2 粒子ビーム入射装置の原理

粒子ビーム入射装置のうち、高速のイオンビームを生成する部分はイオン源と呼ばれている。以下、まずこのイオン源について説明する。トカマクプラズマを加熱するため

のNBI用のイオン源は、中性ビームを限られた断面積のポートを介して入射しなければならないことから、高輝度（高電流密度）のイオンビームを発生する必要がある。また、イオン源単基容量（イオンビーム電流値）も大きくなければならない。こうしたNBI用のイオン源として当初2つのタイプのイオン源が開発された。一つは米国オークリッジ研究所で開発された、デュオプラズマトロン型イオン源の変形であるデュオピガトロン型イオン源⁽⁷⁾であり、他の一つは米国バークレー研究所で開発された無磁界型イオン源⁽⁸⁾である。いずれのイオン源もビームエネルギーが20~30keVの領域で数A以上のビーム電流のイオンビームの引き出しに成功した。その後、イオン生成部の壁面に磁石を埋め込むことにより多重のカスプ磁界を形成し、その中に磁界を閉じ込めるといふ、バケット型イオン源⁽⁹⁾が大口径でかつ大電流のイオン源として適していることが認識され、ビーム電流値において大幅な進歩を遂げた。

第1.1図はバケット型イオン源の原理図である。アーク放電室の壁に磁極が交互になるように永久磁石を並べ、放電室の表面付近でのみ磁界強度の強い、多数のカスプ磁界を形成する。アーク放電室内が1Pa程度になるように作動ガスである水素ガスを導入し、



第1.1図 バケット型イオン源の原理図。

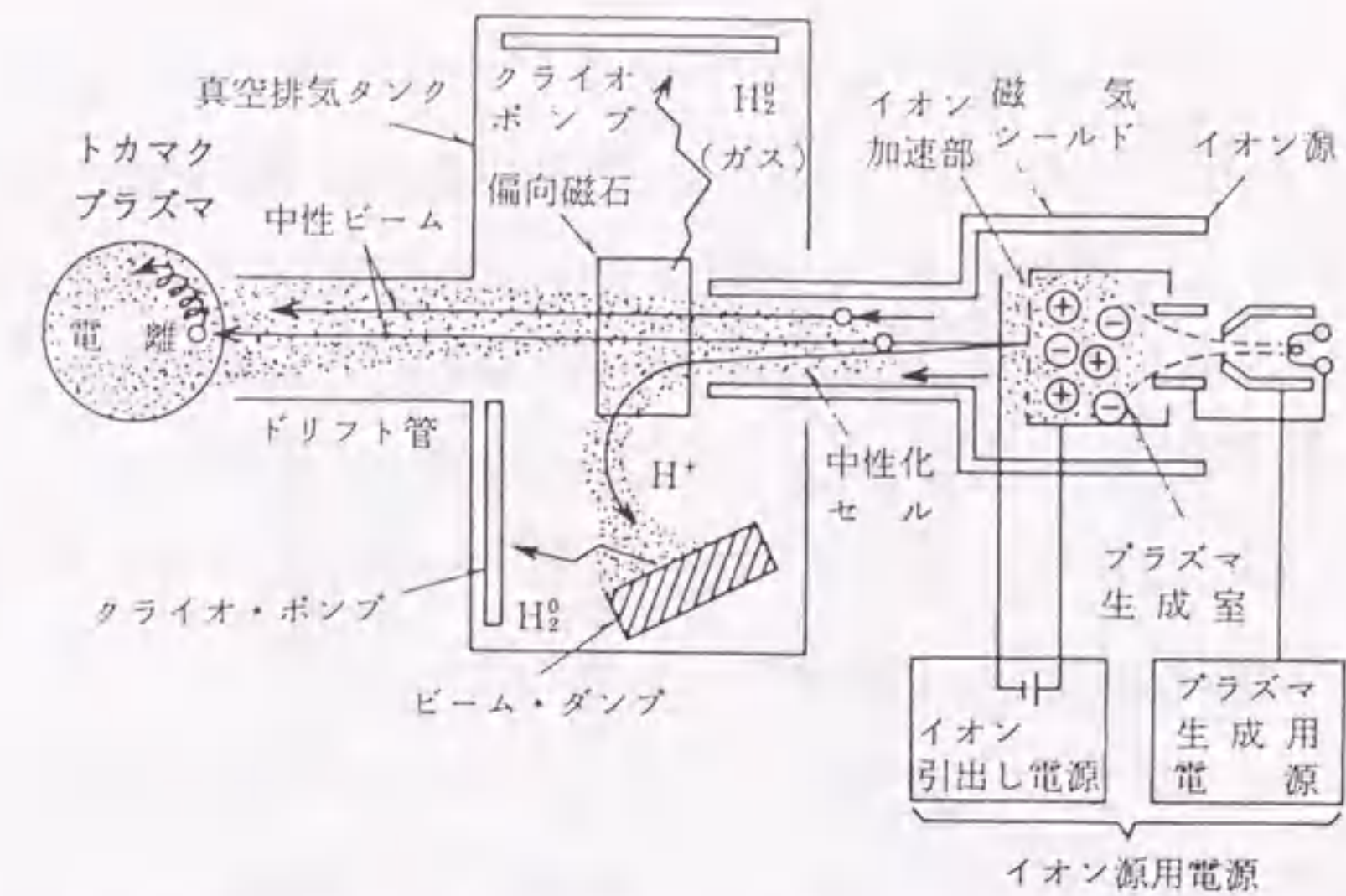
ヒーター電源により加熱したタングステンフィラメントとアーク放電室壁との間に100V程度の直流電圧を印加して低圧アーク放電を行うと生成されたプラズマはカスプ磁界により閉じ込められるので、高密度で静かなプラズマを得ることができる。アーク放電室の片側には多数の円形状（あるいはスリット状）の穴をあけた3枚の電極を、それぞれの穴の中心軸が揃うように間隔をあけて並べる。このうち最もアーク放電室側の電極（プラズマ電極）とイオンビームの最も下流側の電極（接地電極）との間に50kV程度の直流の加速電圧を、中間の電極（減速電極）と接地電極との間に2kV程度の直流の減速電圧を図示の極性で印加すると、プラズマ中の水素の正イオンが引き出され、加速電圧相当のエネルギー（50keV）まで加速されたイオンビームが得られる。アーク放電室からは電極の穴を介して作動ガスがガスの形態のままでも流出してくる。生成したイオンビームは衝突電離によりこの作動ガスを電離するので、イオン源の下流側には薄いプラズマ（ビームプラズマ）が生成される。減速電極はこのビームプラズマ中の電子が加速電圧により逆向きに加速されるのを防ぐために設けてある。トカマクプラズマを加熱するNBI用のイオン源としては、細いビームダクトを介してプラズマを加熱することから、イオンビーム電流密度が高いこと、ビーム発散が小さいことが要求される。電流密度を高くすると一部のイオンビームが衝突することによる電極の熱負荷が増大するので、電極を十分冷却しなければならない。またビーム発散を小さくするには電極の穴の断面形状を最適化し、かつ電極の据え付け精度を非常に良くしなければならない。

イオンビームはイオン飽和電流の形でプラズマから引き出されるので、加速電流（イオンビーム電流）は加速電圧ではなくアークプラズマのパラメータで決まる。ただし加速電圧と無関係なわけではなく、ビーム発散の小さい質の良いビームを引き出すためには、加速電圧とプラズマのパラメータをチャイルド-ラングミュア則で与えられる一定の関係を保つ必要がある。この法則によればイオン飽和電流は加速電圧の $3/2$ 乗に比例し、加速電極の間隔の2乗に反比例する。したがって高電流密度のイオンビームを引き出すためには加速電極の間隔を狭めなければならない。このため通常加速電極の間隔は耐電圧から決まる最小限の値に設定する。しかしながらイオンビームを加速していると

きの電極間の耐電圧は通常の真空ギャップの場合と異なり、その上限はそれまでに進めた耐電圧処理（コンディショニング）の最高値となり明確であるが、この値よりかなり低い電圧でも無視できない確率で放電破壊が生じるという特性を有することが経験的に知られている。そこでこうした放電破壊の際は短時間だけビームを切り、再び運転するようにしている。このためにアーク、加速、減速電源には出力を高速にオンオフするためのスイッチが付けられている。特に加速電源のスイッチは電圧が高いことから高度な技術が必要とされる。また放電破壊時には各部の浮遊容量に蓄えられたエネルギーが放電破壊部に流れ込み損傷を与えるが、この損傷を軽減する技術も要求される。さらに、第1.1図では電極が3枚で加速する電極間隔が1段の1段加速方式のイオン源を示したが、より高エネルギーのイオンビームを引き出すためのイオン源では電極が4枚以上となり中間の追加電極には加速電圧を分割して与えるという多段加速方式となる。これは加速距離が長くなるので、その間におけるイオンビーム粒子間の空間電荷によるイオンビームの拡がり（ビーム発散）を抑えるためと、電極への熱負荷を分散することを目的としている。こうした多段加速イオン源の第二正電極の電圧電流特性は線形ではないので、第二正電極への電圧供給法も注意を要する技術項目である。

以上がバケット型イオン源の原理である。粒子入射装置としてイオンビームをそのまま用いる場合にはこうして得られたイオンビームを直接対象物に入射する。ただし、イオン源から流出してくる作動ガスはターボ分子ポンプやクライオポンプを用いて排気する必要がある。

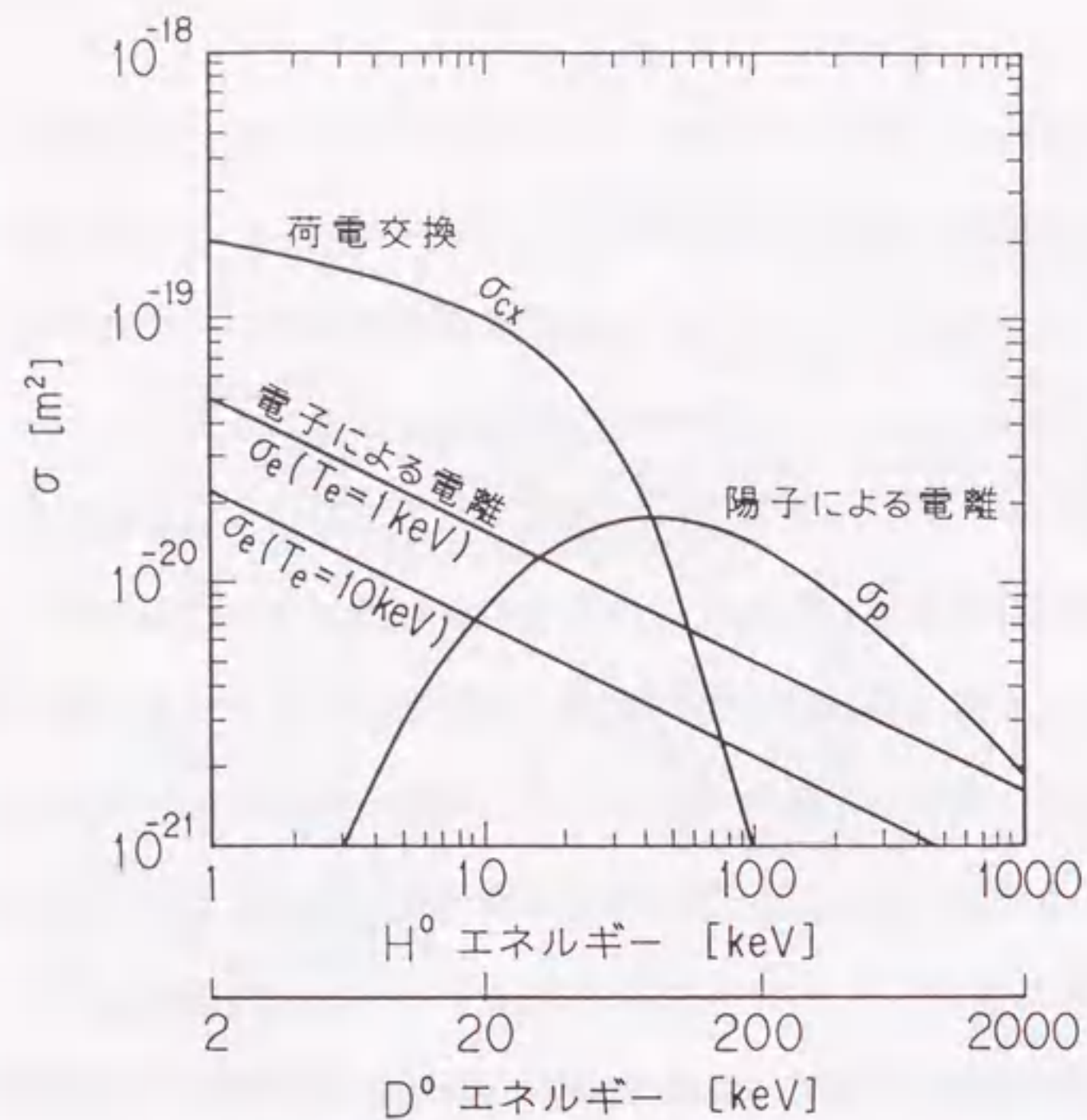
一方、トカマクプラズマを加熱するためのNBIの場合には、得られたイオンビームをさらに中性化した上でプラズマに入射する。第1.2図にNBIの原理図を示す。イオン源から引き出したビームは中性化セルで中性化する。中性化セルは真空的なコンダクタンスを制限するための単なるダクトで、イオンビームはイオン源から流れ出た中性ガス、あるいは必要に応じ中性化セルの中央部より注入した中性ガスとの荷電交換により中性化する。ただし、荷電交換による中性化の方法においては、中性化と電離とが並行して生ずるのでビームの一部はイオンビームとして中性化セルを出てくる。そこで中性化セル



第1.2図 NBIの原理図。イオン源はデュオピガトロン型を模式化してある。

の出口にイオンビームを偏向するための偏向磁石を設置し、この（残留）イオンビームを分離する。中性ビームはそのまま直進し、トカマクプラズマを閉じ込める磁界を横切ってプラズマに入射してプラズマを加熱する。偏向磁石により分離したイオンビームは慣性冷却もしくは水冷の冷却板であるビームダンプに入射して熱化させる。偏向磁石やビームダンプを収めた容器では中性化セルから中性ガスが流れ込み、かつビームダンプからはイオンビームが熱化すると同時にガスの形で再放出される。これらを排気するには大容量の排気速度が必要とされるので、液体ヘリウムで冷却したクライオポンプを設置してある。大容量のNBIを実現するには、ビームダンプとしてより高熱負荷に耐える受熱機器の開発、残留イオンビームを一様にかつ正確にビームダンプに導くために偏向磁石形状の最適化、大容量のクライオポンプの開発等の技術開発が必要とされる。

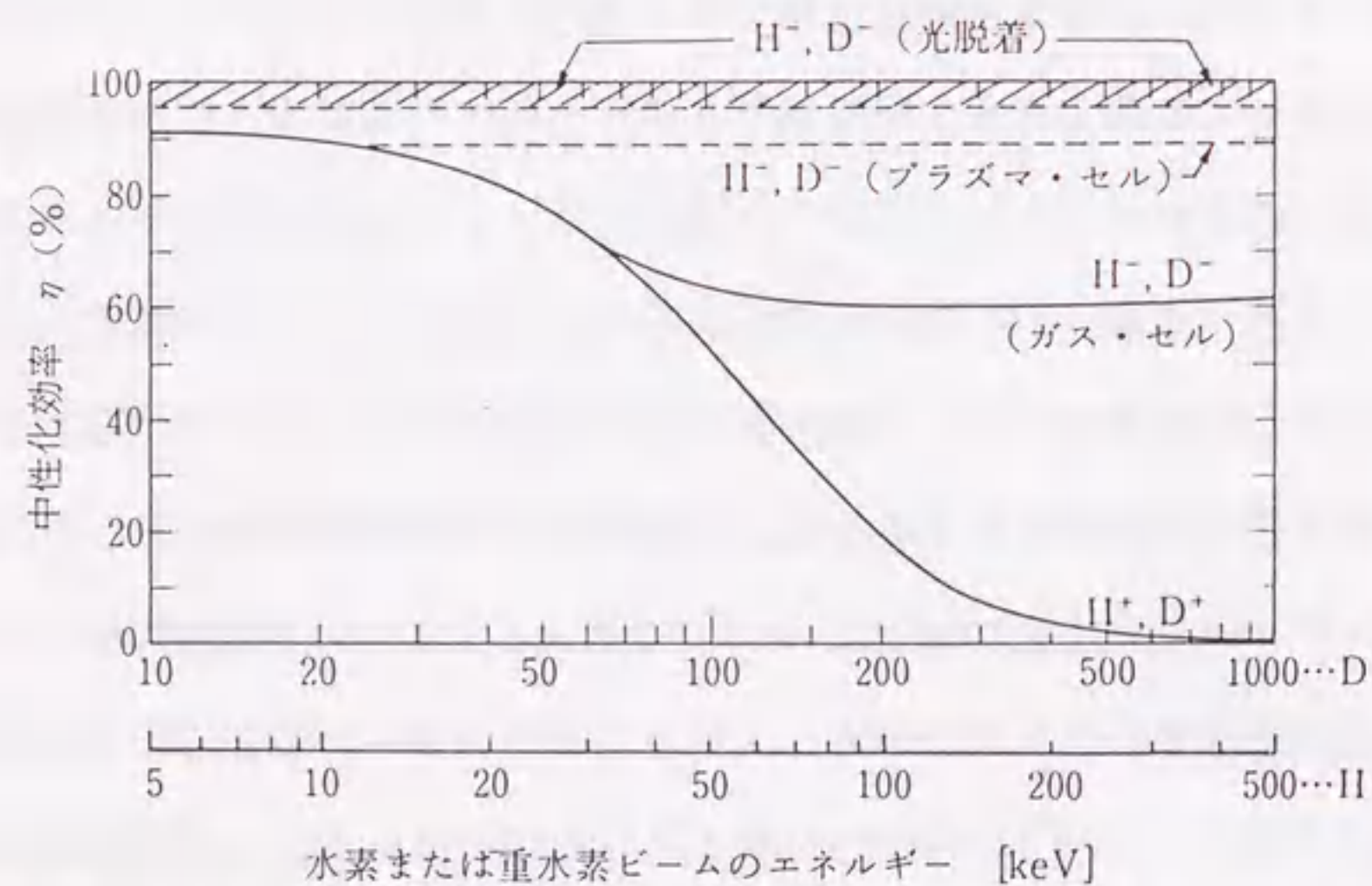
トカマクプラズマに入射した中性ビームはプラズマイオンとの荷電交換もしくは電子、イオンによる衝突電離によりイオン化し、トカマクプラズマを閉じ込めている磁界によりトカマクプラズマと共に閉じ込められる。閉じ込められた高速イオンは衝突によりトカマクプラズマの電子、イオンを加熱しつつ減速し、最終的にはトカマクプラズマに同



第1.3図 中性水素、重水素ビームの電離断面積 σ (文献(10)による)。

化する。

第1.3図に中性水素、重水素ビームの電離断面積を示す⁽¹⁰⁾。電離断面積はビームエネルギーの関数となっている。したがってトカマクプラズマの中心部を有効に加熱する



第1.4図 イオンビームの理論上の最大中性化効率 (文献(11)より)。

ためにはトカマクプラズマの大きさや密度に応じてビームエネルギーを適切に選ぶ必要がある。現在のトカマクプラズマは小半径が数十cm~1mであり、ビームエネルギーが数十~百keV程度のNBIで有効な加熱ができています。一方、次期あるいは次期以降のトカマクプラズマは小半径が数m程度になると想定されており、有効なプラズマ加熱を行うには1MeV程度のビームエネルギーとする必要がある。第1.4図に各種の方式によるイオンビームの理論上の最大中性化効率 (入力イオンビームに対する出力の中性ビームの比率) を示す⁽¹¹⁾。このように現在のビームエネルギー域ではこれまで用いてきた正イオンビームとガスセル方式の組み合わせでも数十%以上の中性化効率があったのに対し、1MeV域では数%以下となってしまいうので実用的でない。しかしながら負イオンビームを用いるとガスセル方式でも60%以上の中性化効率があることから、負イオンビームを用いたNBIの実用化に向けて負イオン源の開発が活発に進められている。負イオンビームを用いたNBIは、正イオンの代わりに負イオンを生成して加速することだけがこれまでのNBIと異なる点であり、これまでのNBIの技術の延長上にある。負イオンビームの場合は、さらに高い中性化効率がプラズマによる中性化 (中性化効率90%程度) やレーザー光による光脱着による中性化 (同95%以上) の方式で期待できることから、こうした新しい方式の検討も進められている。

1.3 本研究の意義、目的とその構成

このように対象物を加熱するための粒子ビーム入射装置は、トカマクプラズマを加熱するためのNBIの開発を軸として発展してきている。そのトカマク装置は研究の進展と共に大型化、複雑化の方向をたどっている。こうしたNBIの発展を段階分けをすると次のようになる。

- (1) NBIの原理実証と加熱への初期的応用の段階
- (2) NBIの大型化と信頼性の向上の段階
- (3) (2) までを基礎としたNBIのハードウェアの高機能化の段階

(4) (3) までを基礎としたNBIの応用面での高機能化の段階

以上の段階の相互の境界は明確ではなく、互いに重なりあっている。現時点は段階(2)の後半に位置していると言える。

段階(1)あるいは(2)においては要求どおりの中性粒子ビームをトカマクプラズマに入射することが先決で、NBIハードウェア自身、あるいはその応用面で高機能を追加するという余裕はなかった。しかし、現在はNBIの基本部分に関する開発は熟してきたと言え、こうした高機能を付加することが検討できる段階に達している。

以上の背景の下に、本研究では段階(2)(3)(4)に対応する開発を行う。

まず段階(2)に対応する項目として、以下に示すようにGTOスイッチの開発、第二正電極電圧の安定性の検討、イオン源の放電破壊に対する新しい保護方法の開発、及び能動的な磁気遮蔽システムの開発を行う。これらは信頼性が高くかつより大型の粒子ビーム入射装置を提供するために必要とされる研究である。

[GTOスイッチ、第2章2節] NBI用の加速電源の主要機器として、直流高速スイッチがある。NBIのイオン源は、高電流密度の中性ビームを得るために、加速電極の電界強度を放電破壊から決まる限界近く(10kV/mm程度)の高い値に設定している。したがって電極間で放電破壊が生ずることがあるが、その場合は短時間だけ加速電圧の印加を中止し、再印加するという準連続運転ができるように設計される。このために放電破壊時に電極が損傷を受けないように出力を高速(100 μ s程度内)に遮断するための高速スイッチが必要とされる。従来、この高速スイッチには大電力四極管が使われてきたが、単器容量が100kV、100A程度になってきてこれに見合う四極管の開発が困難となってきた。より大電力の四極管の開発が困難なのは、大きな陽極損失に伴う熱的機械的な問題と、寄生発振の問題による。そこで大電力四極管に代わるものとしてGTOを用いた高速スイッチを採用した。但し、GTOの素子自体には四極管のような電圧制御機能がない。電圧制御機能がないと、出力の高速遮断時に生じるスイッチの入力側の過電圧が再印加時にそのままかかり、さらなる放電破壊を招いてしまう。そこでGTOスイッチに電圧制

御機能を付加できる新しい回路構成を提案する。これを大型核融合装置JT-60のNBIに適用し、これがNBIの加速電源用高速スイッチとして十分な性能を有することを確認する。

[第二正電極電圧の安定性、第2章3節] ビームエネルギーが30keV程度までのイオン源では一段加速方式であったのに対し、現在の100keV程度のイオン源では第二正電極を間に入れた二段加速方式が用いられている。これは電極に入る熱負荷が分割されて軽減されることと、各段の電界を離れた電子レンズの効果でビームの発散をより小さくできることによる。この第二正電極に流れる電流は全体の加速電流に対して1%程度以下と微小なので、通常は加速電源の出力電圧を抵抗分圧することによって第二正電極電圧を供給している。この場合問題となるのは、分圧抵抗に流すブリーダ電流をいくらに設定するかである。ブリーダ電流を低く設定すれば抵抗発熱も少なく、電源としては設計が容易であるが、一方、第二正電極の電源負荷としての電圧電流特性は線形ではないので、ブリーダ電流を小さくし過ぎると第二正電極電圧が不安定になる。事実、運転条件によっては第二正電極電圧が加速電圧まで持ち上がってしまう現象が報告されている。そこでイオン源の特性を考慮したブリーダ電流の下限の評価法を求め、具体例として中型トカマク装置DIII-D用のNBIに適用する。

[イオン源の保護、第2章4節] 前述のように加速電極で放電破壊が生じた場合、高速に加速電源の出力を遮断する。しかしながら、大容量の電源のため電源は物理的に大きく、かつ電源からイオン源に至る距離が長くなるため、高速スイッチ以降の対地浮遊容量が無視できず、高速スイッチで遮断しても浮遊容量に蓄えられたエネルギーが加速電極に流れ込んで電極に損傷を与えることになる。大型装置の場合、この浮遊容量は1万pF程度でその蓄積エネルギーが50J程度にも達するのに対し、加速電極の許容サージエネルギー、電流はそれぞれ1J程度以下、2kA程度以下とされている。そこでサージエネルギーを吸収させるために、通常はイオン源への給電の直前にフェライトコア等を用いたサージブロックコアが挿入される。しかしながら大型のNBIのサージブロックコアの

容量は0.03ボルト・秒程度にもなる。このサージブロックコアのインダクタンスを大きく設定することは困難である。このためサージブロックコアの2次巻線に取り付ける抵抗（減衰要素）の抵抗値も大きくとることができず、一般にサージ電流は振動的となる。そこで高速スイッチの出力側において対地との間に出力電圧とは逆向きのダイオードと抵抗を直列接続したものを付加することにより、イオン源へのサージエネルギー流入をさらに低減させる手法を提案する。この場合サージ電圧が反転した時点からサージ電流はダイオードと抵抗に流れる。そこでこの抵抗値を調節して臨界減衰とすることにより、加速電極に流れ込むサージエネルギーを低減させるというものである。実際にこの手法をJT-60NBI原型ユニット（JT-60NBI実機の製作に先立って製作、実証試験を行った装置）で試験し、その有効性を確認する。

[磁気遮蔽システム、第3章] トカマクプラズマを加熱するためのNBIはトカマクからの漏洩磁界のある環境下に設置される。一方、NBIはプラズマ中のイオンを加速し、中性化することによって中性粒子ビームを得る装置であるから、磁気遮蔽を施す必要がある。初期のNBI装置においては、ターゲットであるプラズマを発生するトカマク装置も小さく、したがって漏洩磁界も小さかったことから、NBIの磁気遮蔽は容易であった。しかしながら最近のNBIでは、漏洩磁界が大きくなってきており（ 10^2 T台）、また大パワー、長パルスビームであることから、嚴重な磁気遮蔽を行わないとイオンビームが偏向されて想定していない機器に当たり、熱的に破壊してしまう恐れもある。さらにトカマクプラズマは誤差磁界に弱いので、NBIの磁気遮蔽にはトカマクプラズマの位置に過大な誤差磁界を与えてはならないという制限も課されている。このような条件を満たすものとして、コイルを用いた能動的な磁気遮蔽システムを初めてNBIの磁気遮蔽に導入し、実用化する。

また段階（3）に対応する項目としてビームエネルギー時間制御システムの開発、及びビームレット偏向の最適化の研究を行う。これらは照射する対象物（トカマクプラズ

マあるいは被照射試験体等）の要求するとおりに粒子ビームを精度良く引き出すために必要とされる研究である。

[ビームエネルギー時間制御、第4章] NBIのターゲットであるトカマクプラズマの密度等のパラメータは時間変化するものであり、またプラズマへの中性粒子ビームの侵入距離はビームエネルギーに依存することから、常に最適な加熱あるいは電流駆動分布を得るには、ビームエネルギーが可変であることが望ましい。しかしながらこのためには、ビームエネルギーと共にビーム電流、作動ガス導入量、残留イオンビームを偏向するための偏向磁界を同時に注意深く変化させなければならない。こうしたビームエネルギー時間制御のための制御アルゴリズムを新しく考案し、JT-60 NBIにおいてビームエネルギー時間制御が可能であることを初めて実証する。

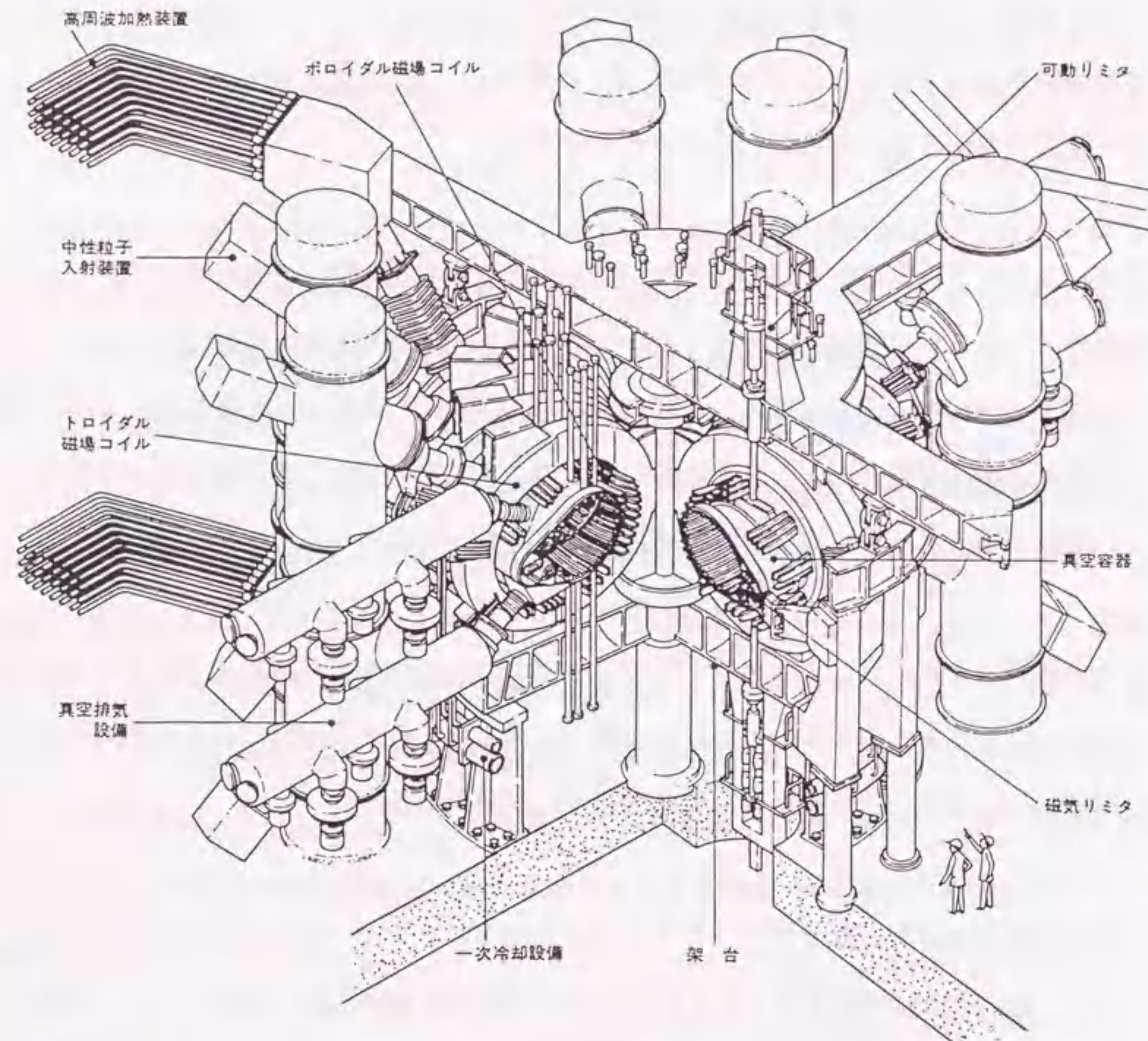
[ビームレット偏向の最適化、第5章] 高熱負荷受熱機器の開発のためのイオンビーム照射装置、あるいは表面組成を変えるためのイオン注入装置では、照射位置におけるビーム強度の均一性が求められる。そこでNBIに用いられてきたような多孔型のイオン源の場合に、各孔毎のビームレットの偏向をどのようにすればより効率的でかつ均一なビーム強度が得られるかについて解析的／数値的に明らかにする。

また段階（4）に対応する項目としてトカマクの周辺プラズマ内に負の径電界を誘起する新しい方法を検討する。これは粒子ビームを入射するトカマクプラズマのエネルギー閉じ込め性能を向上させるために必要とされる研究である。

[負の径電界の誘起、第6章] トカマクプラズマのエネルギー閉じ込めの良いモード（Hモード）は自発的に形成される小半径方向の負の径電界に強い相関のあることが実験的に見いだされ、またこの実験結果に対応する理論も提唱されている。したがって、能動的に負の径電界を何らかの方法で形成することができればHモードを積極的に起

こすことができる可能性がある。こうした背景の下に、トロイダル磁界のリップルによる粒子ビームの入射により生成した高速イオンの損失を利用して、能動的に負の電界を形成する新しい方法を提案する。

最後の第7章では本研究のまとめと今後の展望と課題について記した。



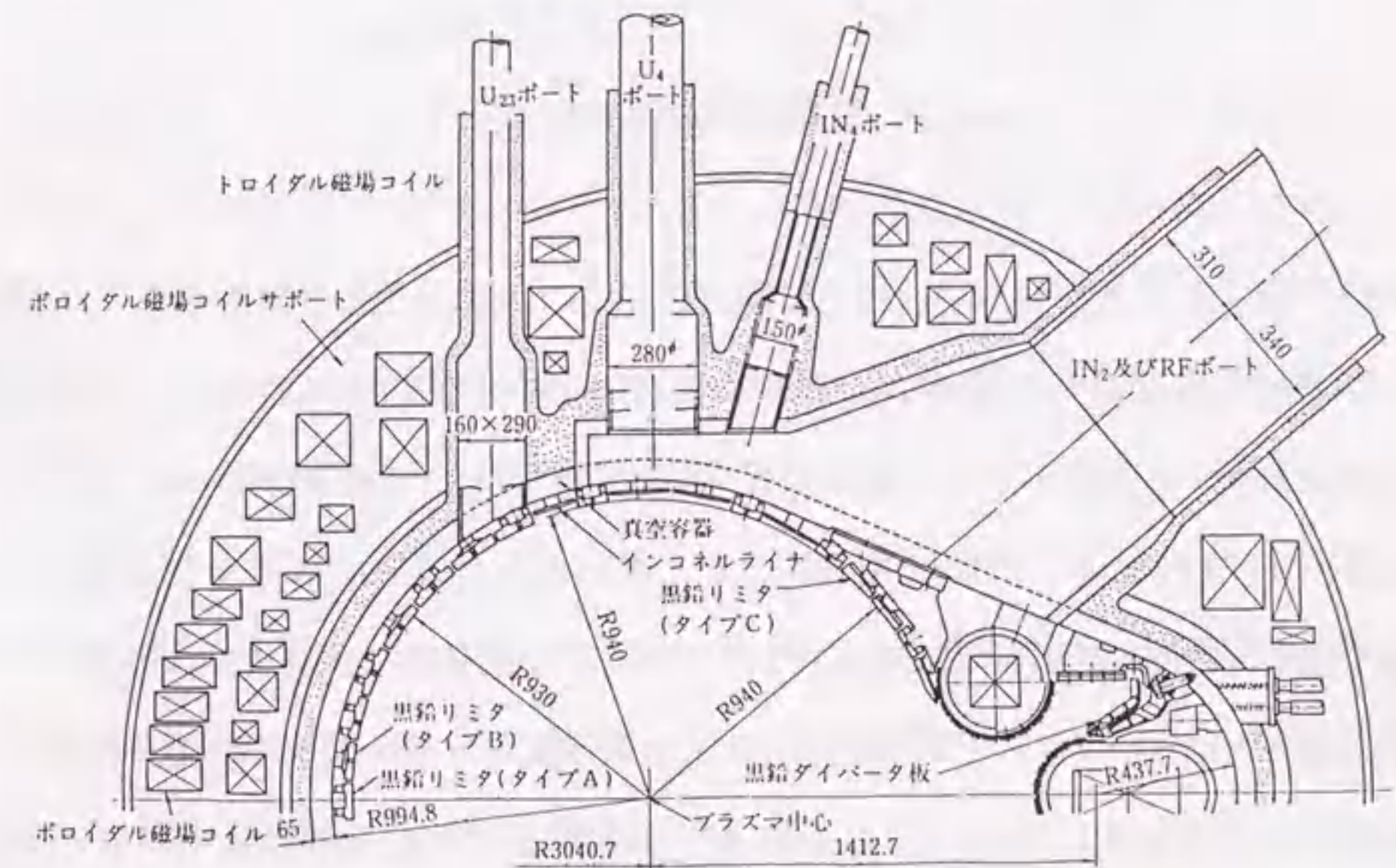
第1.A1図 JT-60の鳥瞰図。

第1章付録 JT-60、DIII-Dトカマク実験装置とこれらの中性粒子ビーム入射装置

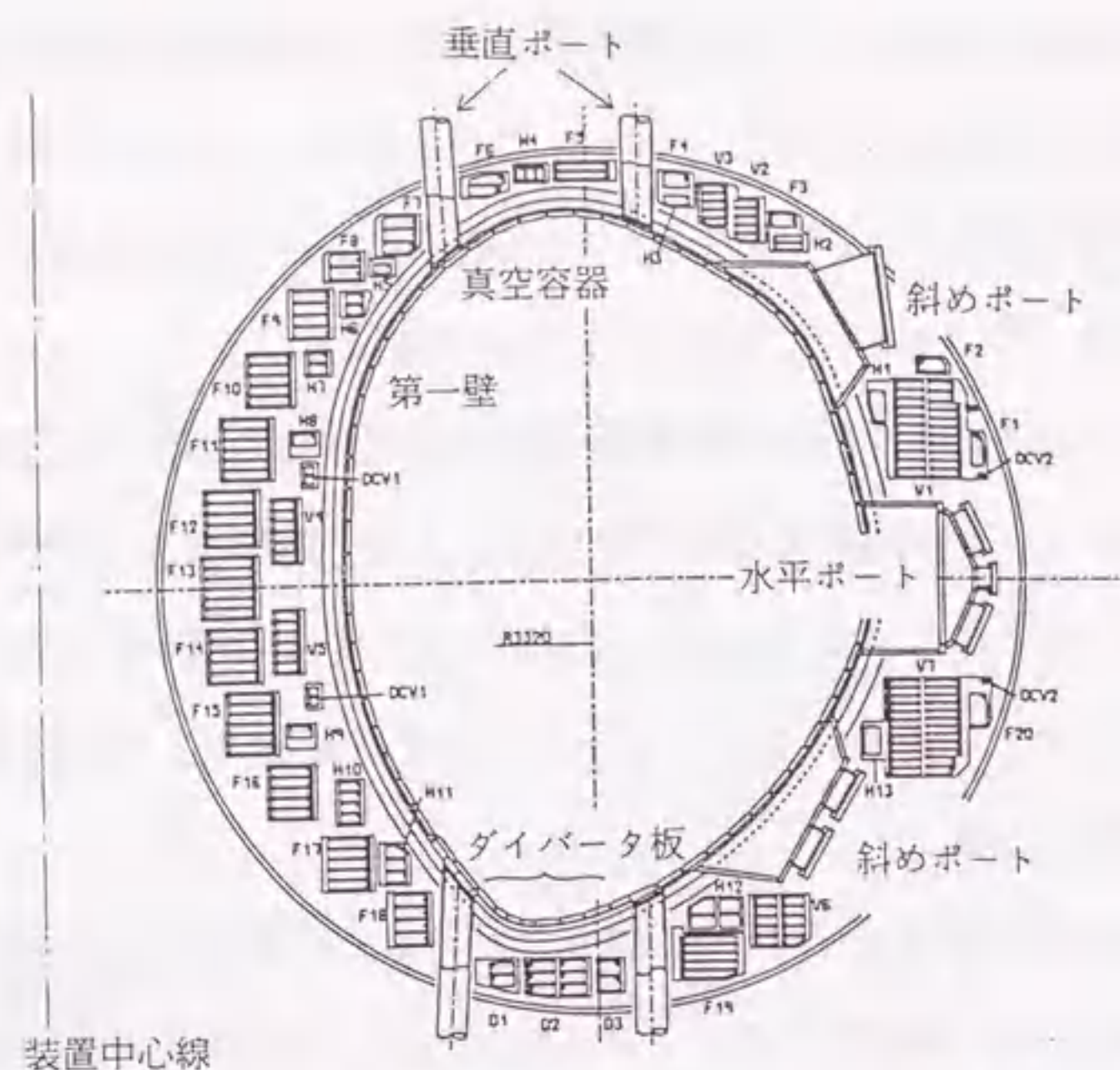
以下には本研究に関わりの深いJT-60、DIII-D各トカマク実験装置及びこれらの中性粒子ビーム入射装置 (JT-60NBI及びDIII-D NBI) の概要を示す。

原子力委員会は昭和50年7月に「第2段階核融合研究開発基本計画」を策定した。この計画の目標は臨界プラズマ条件の達成である。ここで「臨界プラズマ条件」とは、高温プラズマを発生させるのに必要な加熱入力とプラズマ中での核融合反応による出力が等しくなる条件を指す。この条件を達成するための中核装置として建設されたのがJT-60トカマク実験装置である。

第1.A1図にJT-60の鳥瞰図を示す。JT-60の主要パラメータはプラズマ主半径3m、小半径0.95m、トロイダル磁界4.5T、プラズマ電流2.7MA、放電継続時間5~10秒、中性粒子ビーム入射装置及び高周波加熱装置による追加熱パワー30MWで、主半径外側に磁気リミタコイルを配置した装置である。第1.A2図はJT-60本体の垂直断面図である。JT-60は実際に重水素及び3重水素を用いて核融合反応を起こさせるのではなく、核融合反応の



第1.A2図 JT-60本体垂直断面図 (左方がトカマクを中心)。



記号	コイル名	機能
F	空心変流器コイル	プラズマ電流の励起・維持
V	垂直磁場コイル	プラズマの大半径方向位置・形状の制御
H	水平磁場コイル	プラズマの垂直方向位置の制御
D	ダイバータコイル	ダイバータ配位プラズマの生成
DCW	セクターコイル	ディスラプションの抑制

第1.A3図 JT-60U本体垂直断面図。

起こらない軽水素を燃料として使用して臨界プラズマ条件を模擬する装置として建設された。昭和60年に完成したJT-60はその後の実験結果を反映させていくつかの改良が加えられた。トカマクプラズマにはエネルギー閉じ込めに関して通常モード(Lモード)と良いモード(Hモード)の存在することが一般に知られるところとなり、より良いHモードの発生を目指して昭和62年にはプラズマの下方に磁気リミタコイルが追加された。さらに平成元年からはプラズマ電流の増大と重水素運転が可能のように改造が施された。第1.A3図にこの改造後のJT-60(これをJT-60Uと称する)の垂直断面図を示す。改造後の主要パラメータはプラズマ主半径3.4m、小半径1.1m(水平方向) / 1.4m(垂直方向)、

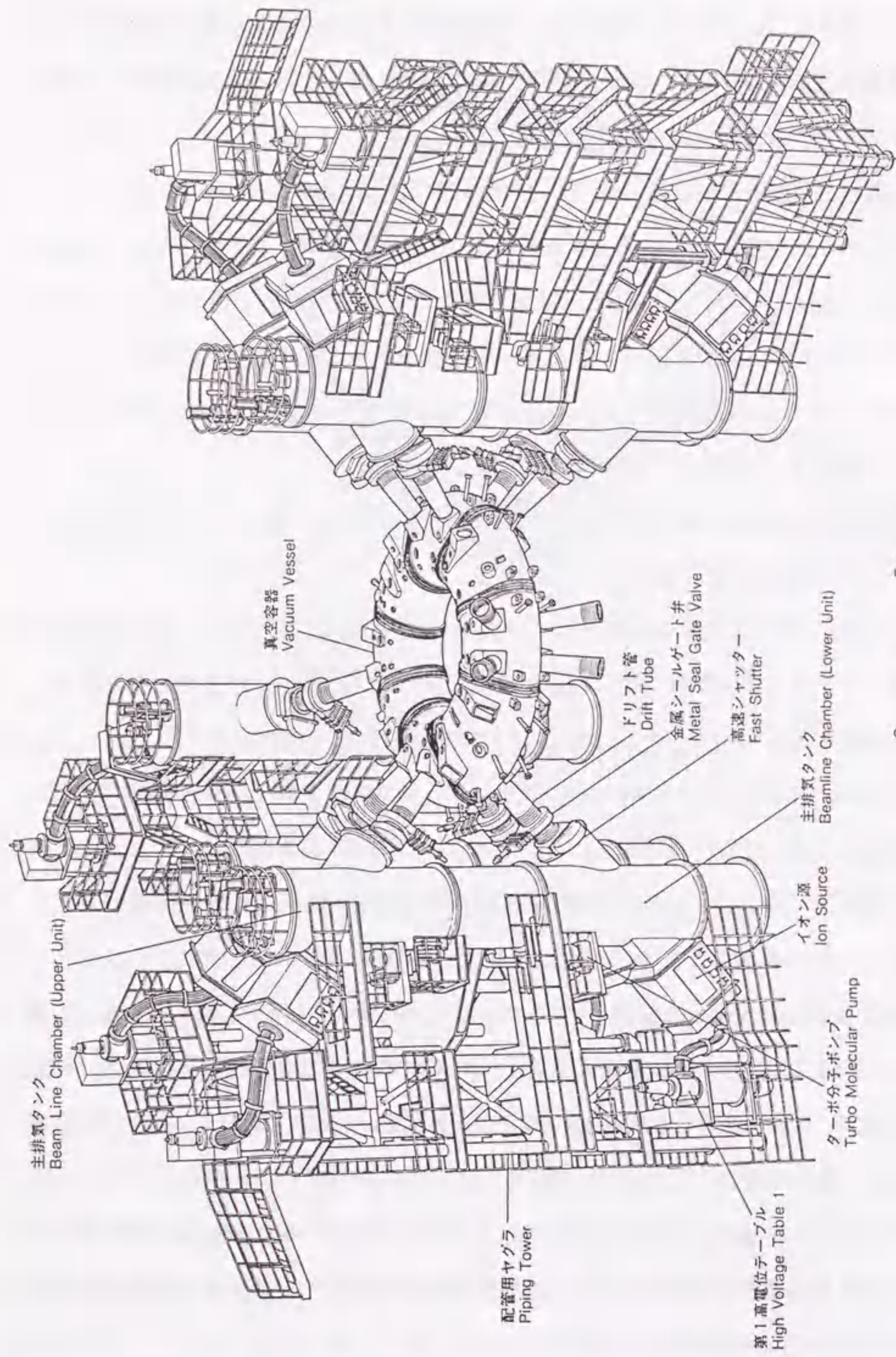
トロイダル磁界4.2T、プラズマ電流6MA、放電継続時間15秒である。追加熱装置のパワーは、重水素運転ではイオンビームの中性化効率が良くなることと電源の強化により、中性粒子ビーム入射装置だけで40MW(目標値)と増加している。

第1.A4図にJT-60NBIの鳥瞰図を示す。JT-60NBIはJT-60の斜め上方から入射する上ユニットと斜め下方から入射する下ユニットがあり、併せて14ユニットからなる。鉛直方向の入射角は ± 35.5 度であり、また赤道面に投影したビーム軸が主半径3mのプラズマ中心軸と交わる角度は74.9度である。したがってトロイダル磁界に対しては垂直に近い入射角を持つ。ビームの諸元は、ビーム種が軽水素の初期の値でビームエネルギーが100keV、入射パワーが全体で20MW、パルス幅10秒である。

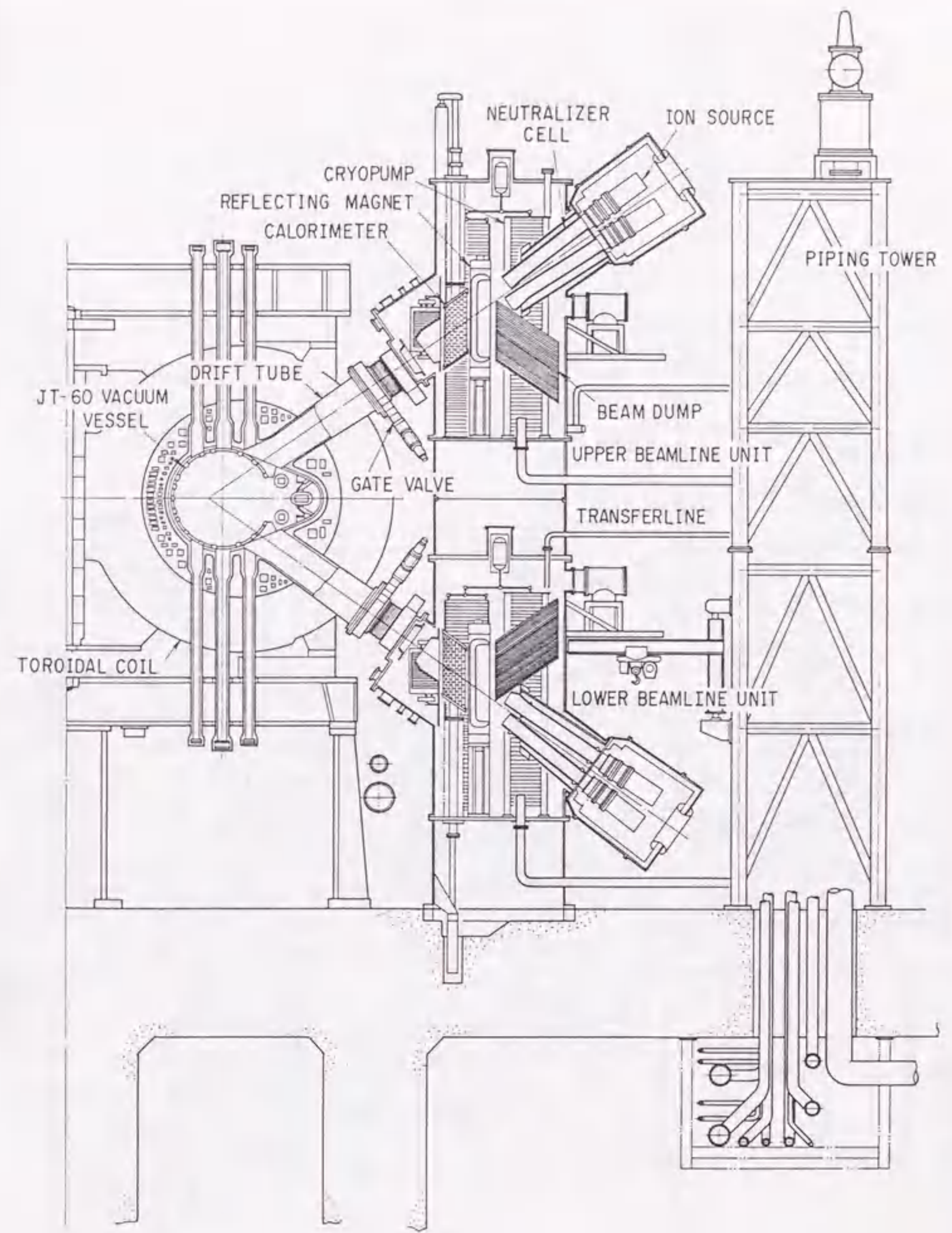
第1.A5図にJT-60NBIの1対の上下ユニットの垂直断面形状を示す。ビーム軸が斜めになっているが、第1.2図と原理的に変わらない。

JT-60NBIはJT-60の重水素運転化と共に重水素ビーム運転を開始した。重水素運転では、必要なプラズマ侵入距離を得るのにより高いビームエネルギーが必要であるので、加速電源の最高電圧を100keVから120kVに上げる電源の強化も実施した。

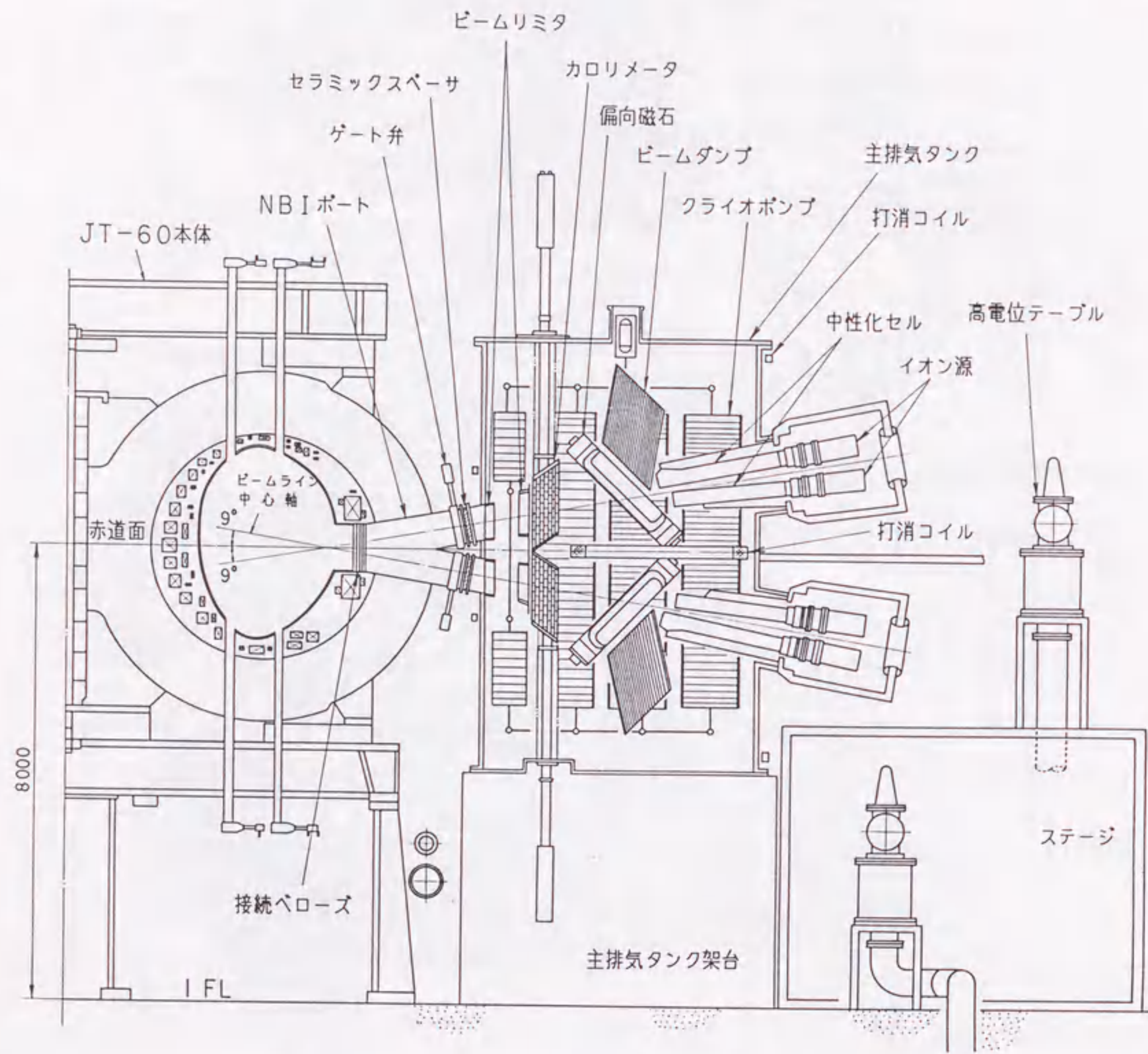
さらに平成4年には14ユニットのうち4ユニットについてトロイダル磁界に対する入射角が接線となるように改造が施された。これはトロイダル磁場のリップルによる高速イオンの損失を、これまでのほぼ垂直なNBI使用時と接線NBI使用時とで比較研究するためである。この改造されたNBI(接線NBI)の垂直断面図を第1.A6図に示す。鉛直方向の入射角を ± 35.5 度から ± 9 度に小さくした上でビーム軸がトカマクプラズマの接線方向となるようユニット全体の向きを変えている。この改造後の全体配置(平面図)を第1.A7図に示す。図中POSITIVE NBI(QUASI-PERP.)と記した5個の円形状のものが準垂直NBIの真空容器である。上下ユニットは1対となっているので、これらは10ユニットのNBIである。また、同(TANGENTIAL)と記した2個の五角形状のものが接線NBIの真空容器である。またNEGATIVE NBIと記したものは現在計画されている負イオン源を用いたビームエネルギーが500keVのNBIである。



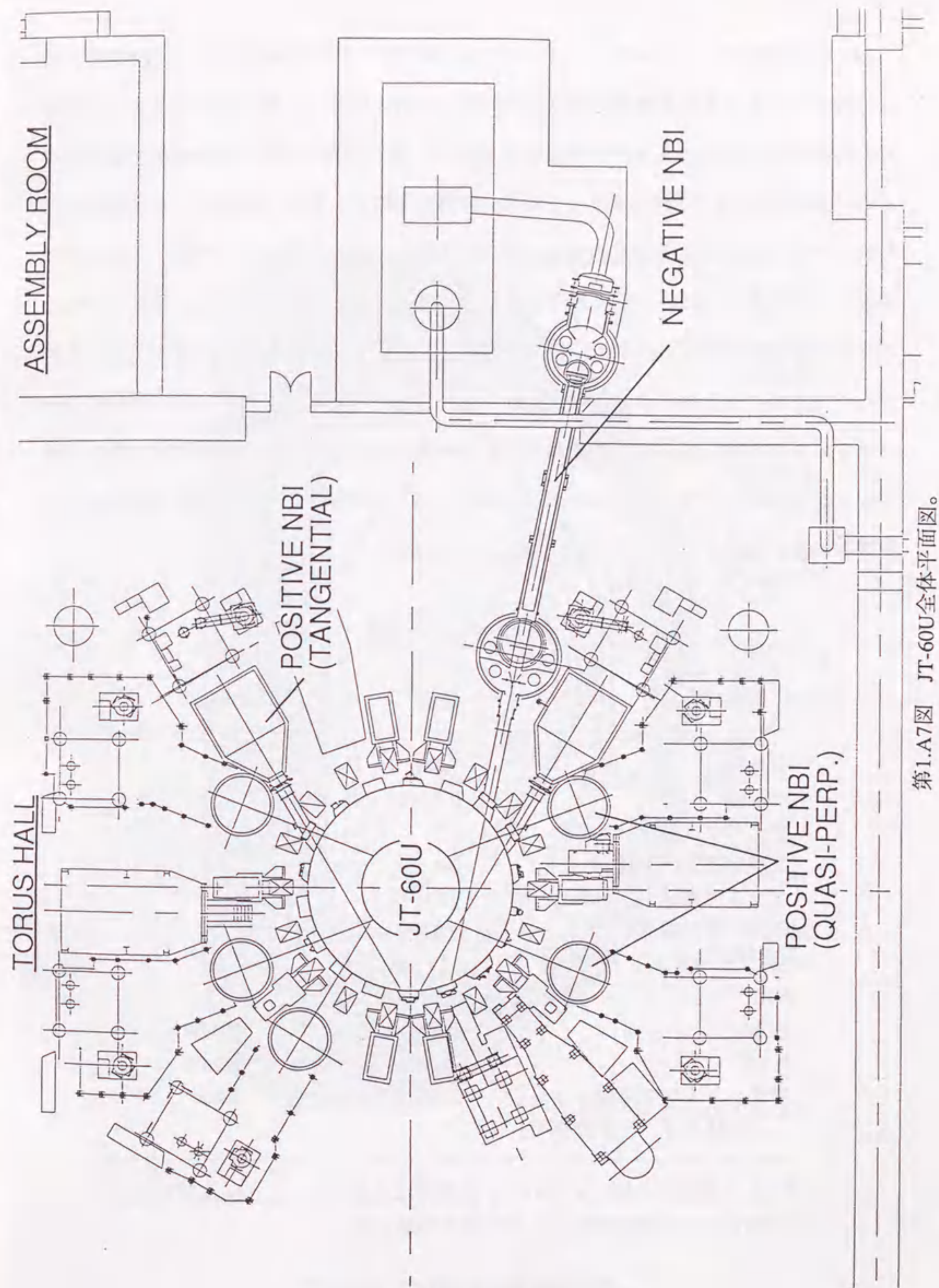
第1.A4図 JT-60NBIの鳥瞰図。



第1.A5図 JT-60NBI垂直断面図。



第1.A6図 JT-60接続NBI垂直断面図。



第1.A7図 JT-60U全体平面図。

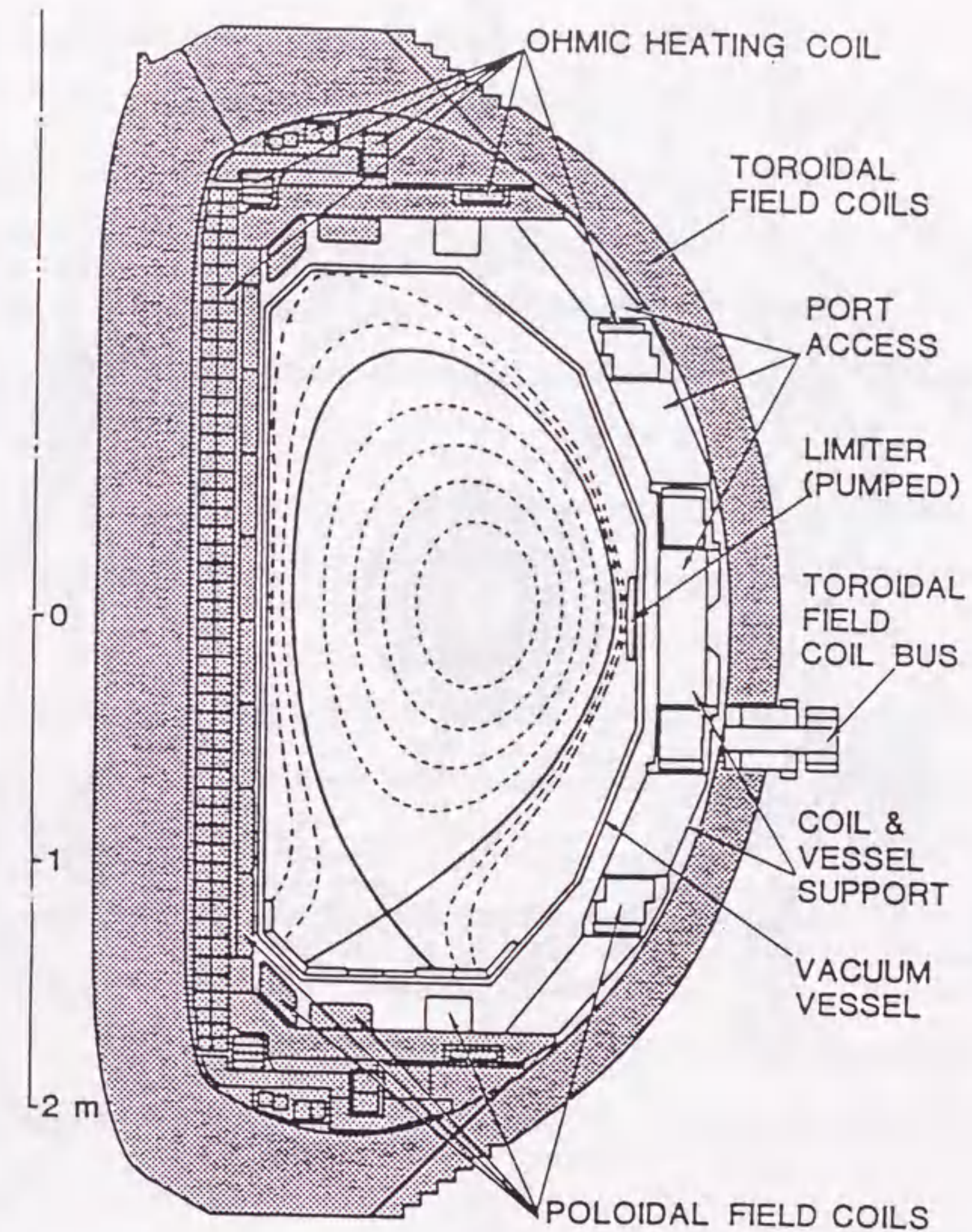
DIII-Dは米国ジェネラルアトミクス社にある中型の非円形断面トカマク装置で、第1.A8図に示すような垂直断面形状をしている。その主要諸元を第1.A1表に示す。真空容器の内壁はグラファイトタイルで蔽われている。第1.A9図はDIII-D全体の水平断面図である。DIII-Dにはこの様に4ユニットのNBIが同方向にビームを入射するように取り付けられている。各ユニットには水平方向に2台のイオン源が並べられている。イオン源は水素または重水素のビームを引き出すことができる。各イオン源のビーム軸とトカマクの真空容器の中心軸 ($R=1.67\text{m}$) との交差角は47度及び63度である。63度の交差角を持つもの (各ユニット毎にイオン源後方から見て右側のビーム)、即ち全体の半分のビームはトカマクの真空容器の主半径方向内側の内壁を見込んでおり、接線入射と垂直入射との中間的な配位となっている。ビームエネルギーは80keV、パルス幅はNBIの中の受熱機器により制限されており、5秒程度までである。

第1.A1表 DIII-Dトカマクの装置パラメータ

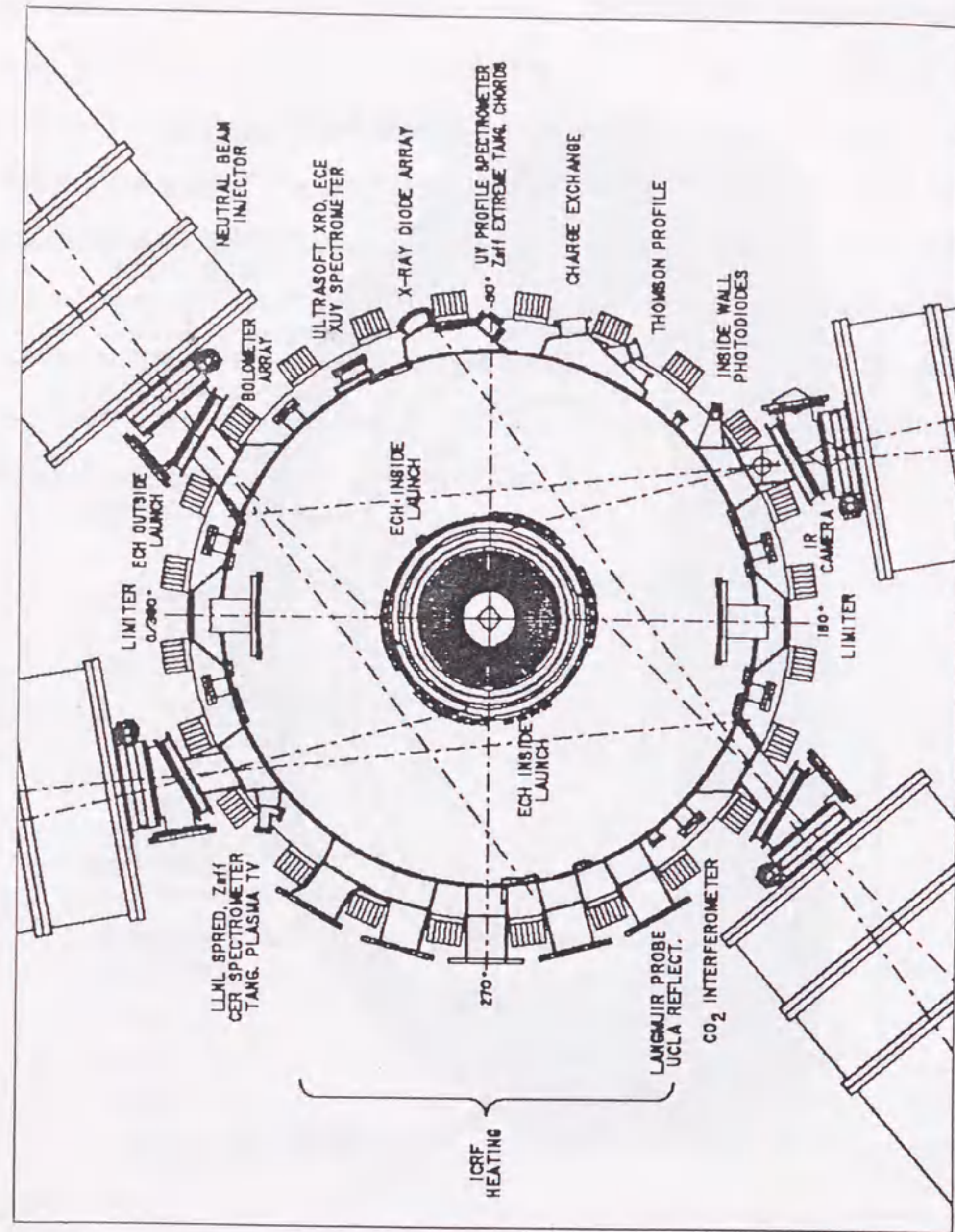
	現状	計画中
主半径	1.67m	
小半径	0.67m	
アスペクト比	2.5	
真空容器非円形度	2.1	
プラズマ電流 ⁱ	3.5MA	5MA
トロイダル磁界	2.2T	
OHコイルボルト秒	12V.sec	
NBI	20MW(12MW ⁱⁱ)	
ECH	2MW	10MW
ICRF	2MW	10MW
フラットトップ時間 (2MAダイバータ放電時)	5sec	10sec

ⁱリミタ運転時の値；ダイバータ放電時はそれぞれ、2.5MA及び3.5MA。

ⁱⁱ12MWは本実験が実施された時点での最大値。



第1.A8図 DIII-D本体垂直断面図。



第1.A9図 DIII-D全体平面図。

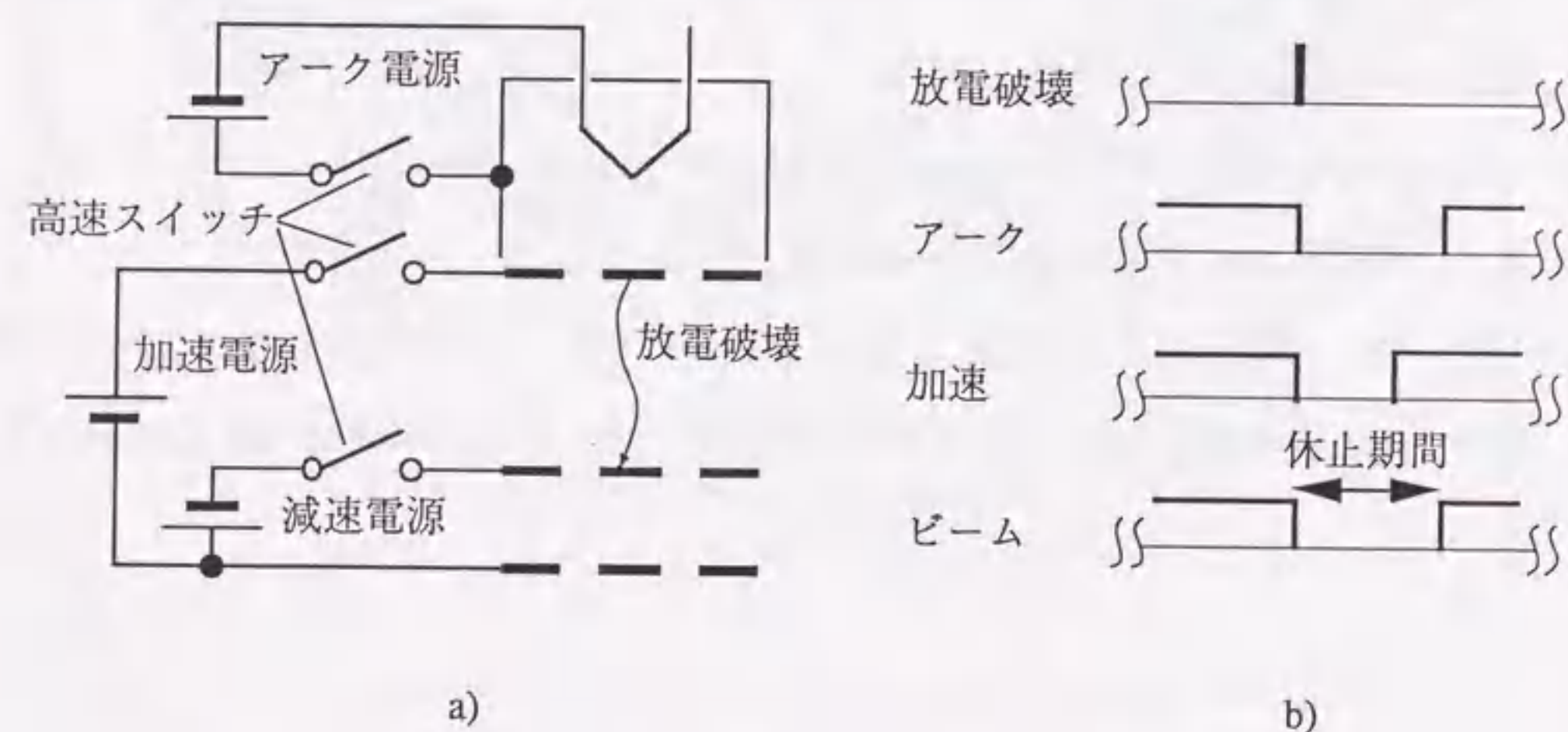
第1章参考文献

- (1) K. Bol, J. L. Cecchi, C. C. Doughney *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 661 (1974).
- (2) L. A. Berry, C. E. Bush, J. L. Dunlap *et al.*, Proc. of 5th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Tokyo), Vol. I, 113 (1974).
- (3) M. D. Williams and The PPPL Neutral Beam Group, Proc. of the Eleventh Symposium on Fusion Engineering (Austin), Vol. 2, 777 (1985).
- (4) G. Duesing, H. Altmann, H. Falter *et al.*, *Fusion Technology* **11**, 163 (1987).
- (5) S. Matsuda, M. Akiba, M. Araki *et al.*, *Fusion Eng. Design* **5**, 85 (1987).
- (6) J. R. Gilleland, Yu. A. Sokolov, K. Tomabechi, and R. Toschi, *Nucl. Fusion* **29**, 1191 (1989).
- (7) R. C. Davis, T. C. Jernigan, O. B. Morgan, L. D. Stewart, and W. L. Stirling, "The DuoPIGatron II Ion Source", Oak Ridge National Laboratory Report ORNL/TM-4657 (1974).
- (8) K. H. Berkner, W. S. Cooper, K. H. Ehlers, R. V. Pyle, and E. G. Hooper, "The LBL/LLL Positive-Ion-Based Neutral Beam Development Program Status", Lawrence Berkeley Laboratory Report UCID-3987 (1977).
- (9) R. Limpaecher and K. R. Mackenzie, *Rev. Sci. Instrum.* **44**, 726 (1973).
- (10) A. C. Riviere, *Nucl. Fusion* **11**, 157 (1973).
- (11) 堀池 寛、小原祥裕、奥村義和 他、「負イオンビームを用いた500keV 20MW中性粒子入射装置の概念設計」、日本原子力研究所レポート JAERI-M 86-064 (1986年)。

第2章 NBI用加速電源の高性能化

2.1 序言

1. 2節で述べたようにNBIでは加速電極間で放電破壊が生じることがあり、その場合には一時的に電圧の印加を停止し、再印加するという準連続運転ができるようにしている。これを第2.1図を用いて説明する。a)図はイオン源とアーク、加速減速電源の構成を示した。各電源には出力を高速にオンオフできる高速スイッチが設けてあり、これを用いてどの電極間で放電したかに関わらず、すべての電源の出力を一時的に高速に遮断する。これは電極間のある箇所放電破壊が生じると他の電極間にも発展しやすいことと、イオンビームを再び引き出す際、最初のビーム引き出し開始時と同様に電源相互の印加開始時刻のタイミングを守って再立ち上げしないとビームがうまく立ち上がらないことによる。イオンビーム電流はアーク放電により決まるので、b)図のようにアーク電圧と加速電圧の印加開始時刻をずらした場合、ビームの休止期間は両電圧とも再印



第2.1図 イオン源の動作原理図。a)イオン源とアーク、加速、減速電源の構成。b)放電破壊時のタイミング。

加する時刻までとなる。トカマクプラズマを加熱するためにNBIを使用する場合、プラズマのエネルギー閉じ込め時間（プラズマ蓄積エネルギーをプラズマに入射したパワーで除した量）より充分短ければ、こうした放電破壊に伴うビームの休止期間があってもプラズマ加熱の性能にほとんど影響を与えない。JT-60のプラズマのエネルギー閉じ込め時間は当初約1秒と想定されていたので、ビームの休止期間がこれより一桁以上小さい数十ミリ秒以下であればプラズマの加熱特性に影響を与えないものとしてNBIの設計を進めた。（ただし後の実験の結果、エネルギー閉じ込め時間は加熱パワーの増大と共に短くなるが見いだされた。この点については2.2.3項で考察する。）

以上のようにアーク、加速、減速電源には電極間の放電破壊時に出力を高速に遮断するスイッチが必要である。このうちアーク、減速各電源用のものはそれぞれ出力電圧が100V程度、-2kV程度であるので、高速スイッチの設計製作は容易である。一方、加速電源用のものは数十kV以上でかつ比較的頻繁に生ずる負荷端短絡に耐えるものでなくてはならないので容易ではない。従来、この高速スイッチには大電力四極管が使われてきた。最近ではビームパワーが10~30MW（加速電源単位で見た中性粒子ビームパワーは1~数MW）のNBIが必要とされ⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾、そのために大電力四極管も並行して開発され、使用されてきた（脚注参照）。しかしながら大きな陽極損失に伴う熱機械的な問題と、寄生発振の発生により、これ以上大電力の真空管の開発は困難になってきている。

寄生発振は真空管の中の電子ビームの不安定性により引き起こされるもので、NBIで使用される大型真空管の場合、経験的には周波数が1GHz程度の強い振動が励起される。大出力化に伴い寄生発振もより強いものが発生し得るが、そうすると周辺の低電圧の回路、例えば真空管の制御回路自身の誤動作を招く恐れがある。また、大きな陽極損失は熱的あるいは機械的な問題（疲労等）を起こし、真空管の寿命を短くする可能性がある。さらに、フラッシュオーバーが生じた場合に真空管の恒久的な損傷を防ぐために、通常真空

脚注：米国RCA製S94000D（TFTR NBIで使用）、スイスBBC製Type CQK 200-4（JET NBIで使用）、米国バリアン製X-2062K等がある。

管の入力電圧を短絡するクローバスイッチが必要となる。クローバスイッチの設置により加速電源はより複雑なものになる。またクローバスイッチは直流発生器の出力を直接短絡するものであるから、クローバスイッチを含めた上流側の信頼性がさらに問題となる。

JT-60 NBIにおいても当初は真空管を使用することを予定していた。しかしながら、JT-60 NBI原型ユニット⁽⁴⁾における実証試験の結果、上記の問題が明らかとなった。そこで抜本的な対策として真空管の代りに半導体素子を多数個直列に接続したスイッチを採用することの適否を検討した。

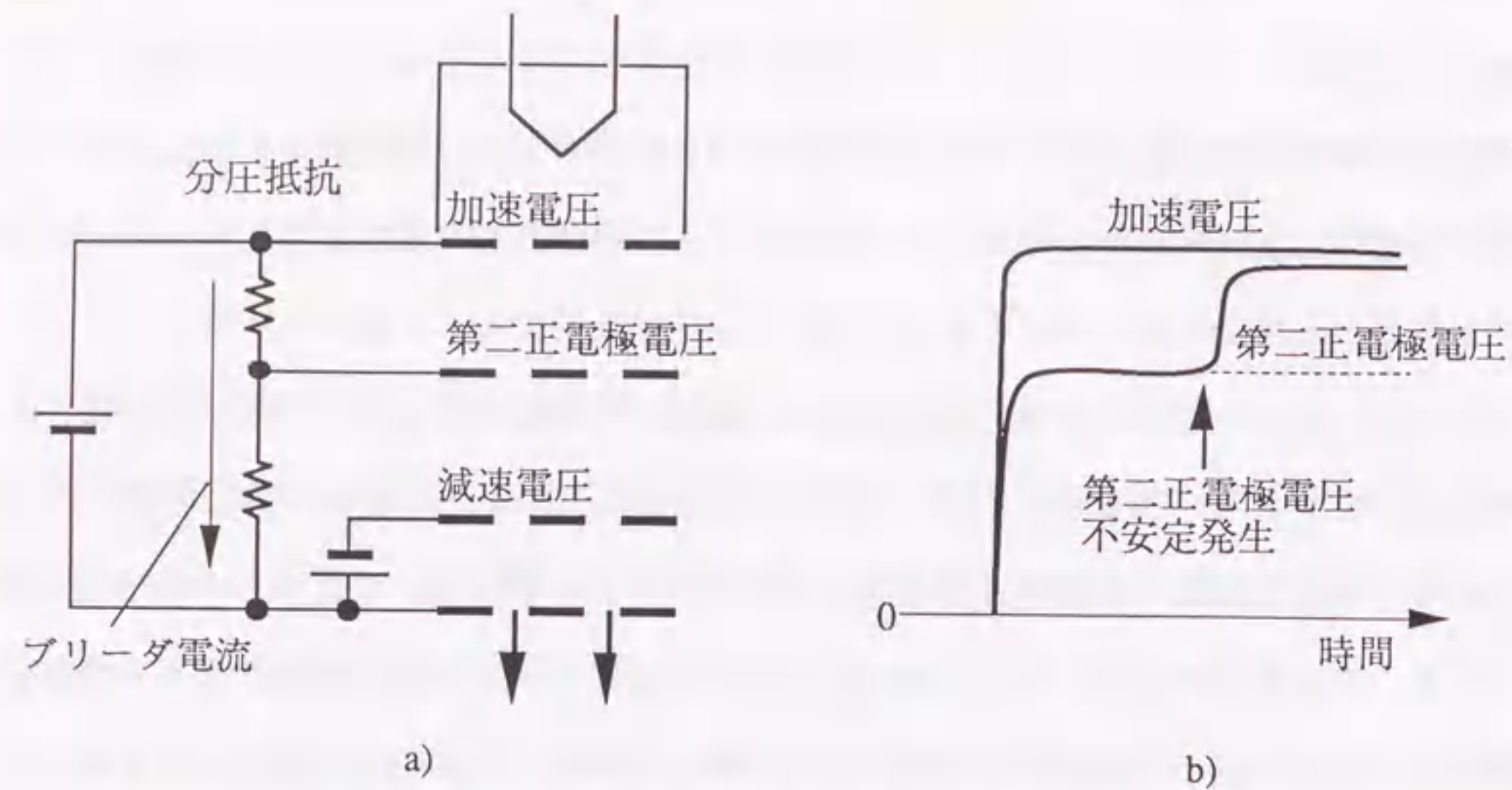
半導体素子としては高電圧大容量のものが必要であるので、通常のサイリスタ、及びゲート・ターンオフ・サイリスタ (GTO) が候補として考えられる。米国バークレーのグループはイオン源のテストスタンドの加速電源にサイリスタを採用した⁽⁵⁾。この例では通常のサイリスタの使用例のとおり、2個のサイリスタスイッチを組み合わせて用いている。即ち一つはオン用、他方はオフ用に逆方向の電流を発生させるためのものである。サイリスタの代りにGTOを用いれば、素子単位の容量はサイリスタよりは小さくなるが、オフ用のスイッチが不要でシステムを簡素化できる。このようなGTOスイッチの加速電源への応用は、名古屋大学プラズマ研究所 (現在の核融合科学研究所) のグループが初めてイオン源テストスタンドに採用している⁽⁶⁾。また、これとは独立に、日立製作所は一つのオン、又はオフ信号を与えることによりすべてのGTOが制御されるマスター・スレーブ回路を採用したGTOスイッチを開発した⁽⁷⁾。我々も後者2例と同様にシステム構成を簡素化できることからGTOを採用することとした。

しかしながら、サイリスタ、あるいはGTOといった半導体スイッチには四極真空管のような電圧制御機能がないという問題がある。上述のバークレー研究所、プラズマ研究所、及び日立製作所の例ではいずれも電圧制御機能無しの単なるスイッチとして利用している。NBIの加速電源においては、後述のように高速スイッチの入力側で過電圧が生じるので、電圧制御機能がないとその過電圧分だけNBIの最高性能を低下させることになる。そこでGTOで構成したスイッチ (GTOスイッチ) で電圧制御ができる回路構成を

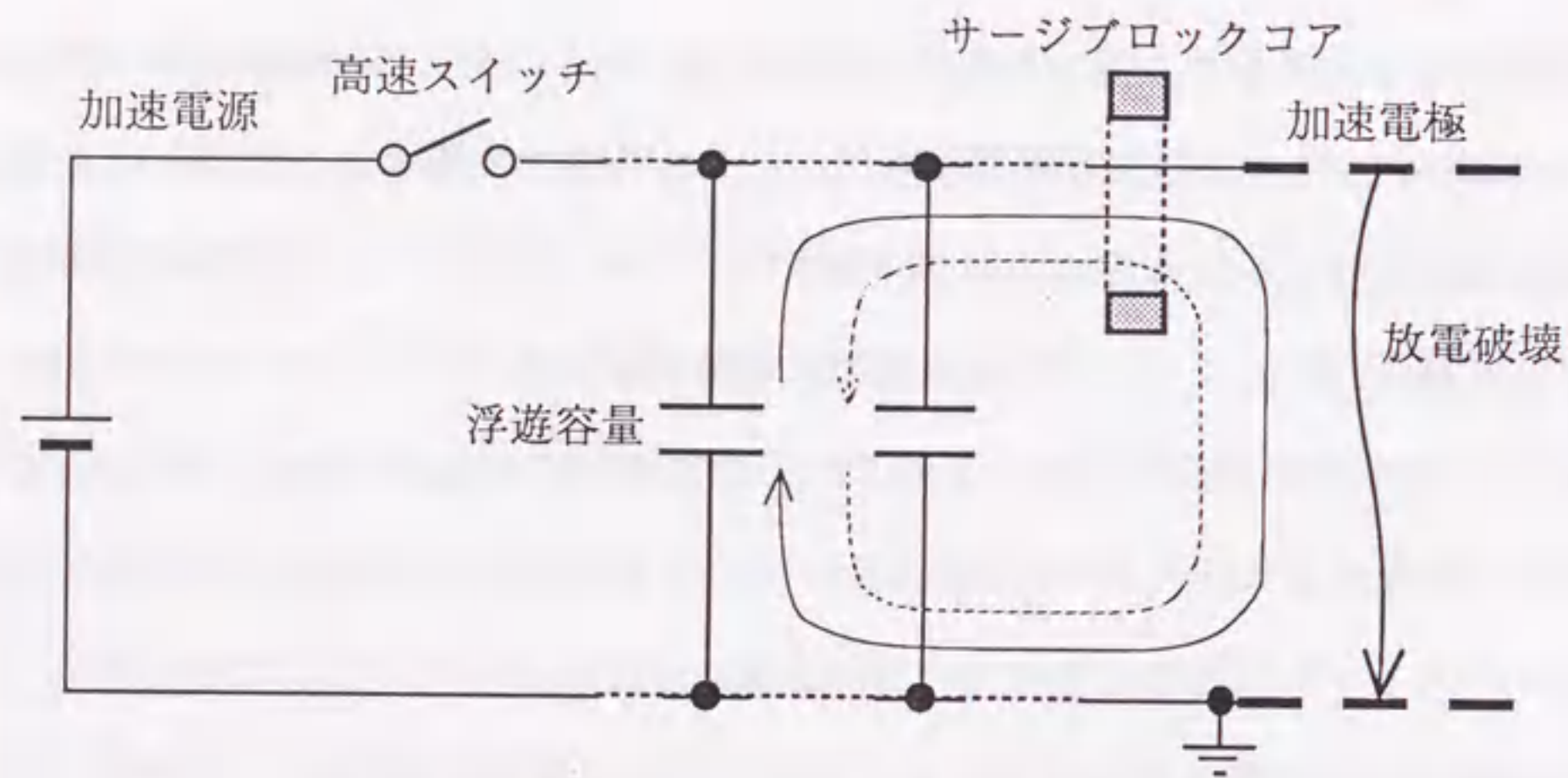
新しく考案した。

NBIの加速電源の高速スイッチを真空管からGTOスイッチに置き換える場合、相互の特性の差異にも注意する必要がある。ひとつはその遮断特性である。大電流のGTOはゲート信号を入れても遮断を完了するまでに20 μ s程度を要する。これは真空管にはないもので、この分だけ遮断に時間を要することになる。またここで考案した電圧制御機能も四極真空管が本来持っているものとは特性が異なるので、これがNBIの加速電源にとっていかなる影響を持つか検討を要する。さらに本質的な問題として立ち上げ特性の相違がある。加速電源の負荷となるイオン源の加速電流はプラズマ源に投入するアーク放電パワーにはほぼ比例し、加速電圧にはほとんど依らない。つまり加速電源に対してイオン源の加速電極は定電流特性を有する負荷である。そしてイオンビームの引き出し開始時、加速電圧とアーク放電パワーの両方の立ち上げ速度を微妙に調整しないとビーム立ち上げ途中で加速電極間で放電破壊が生じて立ち上げられないとされてきた。GTOスイッチに置き換える場合、立ち上げ特性のこのような微妙な調整は不可能であるので、別の対応が必要である。加えて、高エネルギーのNBIにGTOスイッチを用いる場合、GTOの応用としては例の少ない多数直列接続となり、しかも負荷であるイオン源における放電破壊に伴う大きなサージノイズのある下での使用となる。したがって、定電圧制御機能の回路工夫を加えたGTOスイッチ自身の信頼性の確認も重要である。そこでこのGTOスイッチはまず、JT-60 NBI原型ユニットにおいて従来の真空管に置き換えて確認試験を行ない、その結果に基づいてJT-60 NBI実機14ユニットに採用した。この電圧制御機能を有するGTOスイッチの開発については2.2節に示した。

現在の100keV程度のイオン源で用いられている二段加速方式では、通常第2.2図a)のように加速電源の出力電圧を抵抗分圧することによって中間の電圧 (第二正電極電圧) を供給している。電源の製作上はブリーダ電流を低く設定したほうが抵抗発熱が少なくなり、効率も良くなる。一方、加速電圧に対する第二正電極電圧の相対値が変わるとイオンビームの発散も変わるので、第二正電極の電源負荷としての電圧電流特性は線形ではない。したがって、ブリーダ電流を小さくし過ぎると第二正電極電圧の動作点が不安



第2.2図 二段加速イオン源の構成と第二正電極不安定。a)第二正電極電圧供給法。b)第二正電極不安定発生時の電圧波形。



第2.3図 加速電源の対地浮遊容量とサージ電流。

定になる。経験的にはb)図のように突然第二正電極電圧が全体の加速電圧まで持ち上がってしまう現象が観測されている。これまでブリーダ電流の設計値は、経験から加速電流の5%前後に設定されてきたが、その根拠は明確でなかった。そこでイオン源の電圧

電流特性を考慮してブリーダ電流の下限を求める方法を明らかにし、具体例として中型トカマク装置DIII-D用のNBIについて評価した。この検討結果について2.3節に示した。

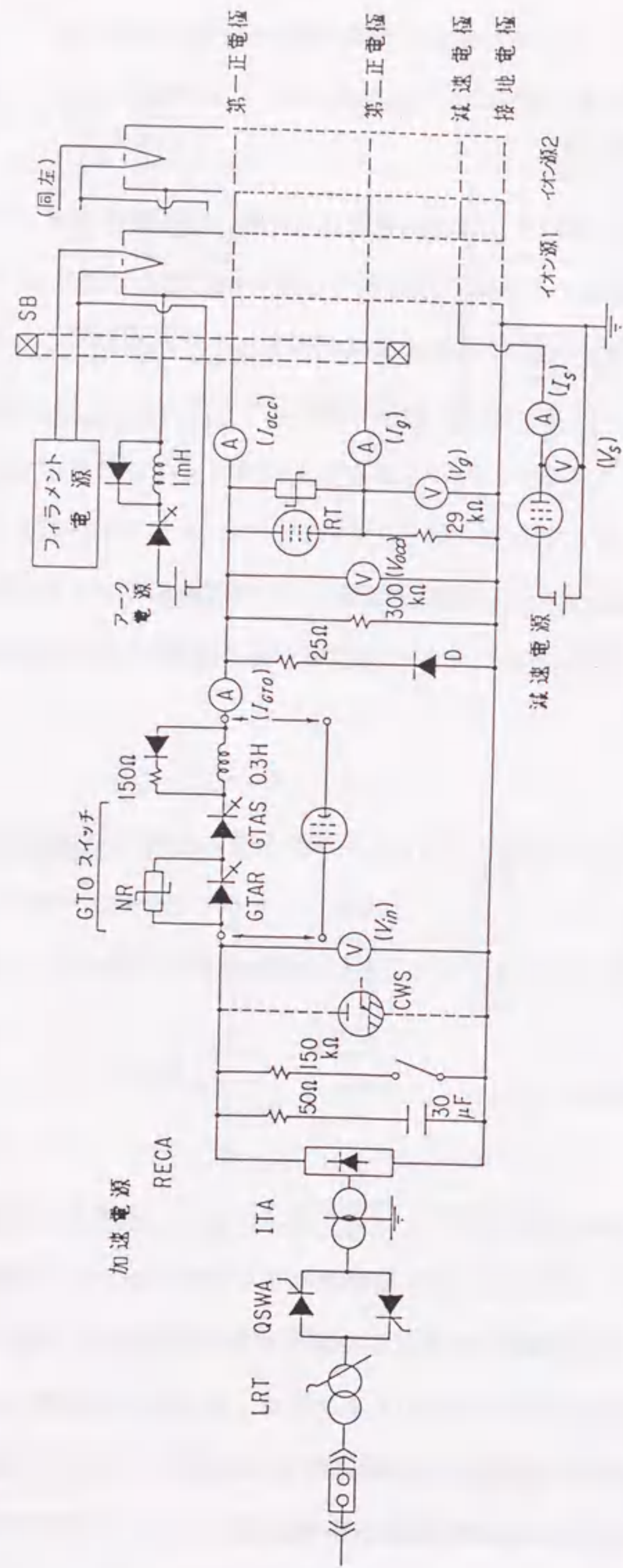
前述のように加速電極で放電破壊が生じた場合、加速電源の出力を高速に遮断する。第2.3図のように高速スイッチで遮断してもその出力側の浮遊容量に蓄えられたエネルギーが加速電極に流れ込んで電極に損傷を与えることになる。このサージエネルギーを吸収させるために、イオン源への給電の直前にフェライトコア等を用いたサージブロックコアが通常挿入される。しかしながらサージブロックコアだけで十分なサージエネルギー吸収をさせようとすると、巨大なサージブロックコアが必要となる。そこでサージ電流が通常振動的になることに着目して、サージエネルギーをさらに吸収する回路構成を考案し、JT-60NBI原型ユニットでその有効性を確認した。このサージ低減法について2.4節に示した。

2.2 過渡電圧制御機能付きGTOスイッチを用いたNBI用加速電源の開発

2.2.1 JT-60 NBI原型ユニットと電圧制御機能付きGTOスイッチの構成

(1) JT-60 NBI原型ユニット

第2.4図にJT-60 NBI原型ユニット（以下原型ユニットと略す）の電源とイオン源の構成を示した。また、第2.1表には加速電源の基本性能を示した。原型ユニットには二段加速イオン源が2台取り付けられており、合わせて最大100keV、80A、10秒のイオンビームを引き出すことができる。2台のイオン源は、共通の加速電源、及び減速電源に並列に接続されている。一方、プラズマ源用のフィラメント、アーク電源はイオン源毎に個別の電源がある。以上の構成はJT-60 NBI実機の1ユニットと同じである。なお、原型ユニットの詳細については文献(4)に記述されている。以下には、GTOスイッチの加速



第2.4図 JT-60NBI原型ユニットのイオン源と電源の構成。

第2.1表 JT-60 NBI原型ユニット加速電源の基本性能

電極 [記号]	電圧 (kV)	電流 (A)
第一正電極 [V_{acc} / I_{acc}]	20 - 100	0 - 80
第二正電極 [V_g / I_g]	20 - 90 ^{a)}	±3

a) 分圧用の真空管の制約から V_g は $10 \text{ kV} \leq (V_{acc} - V_g) \leq 30 \text{ kV}$ の範囲でのみ設定可能。

電源への適用性を検討する上で必要な部分について説明を加えた。

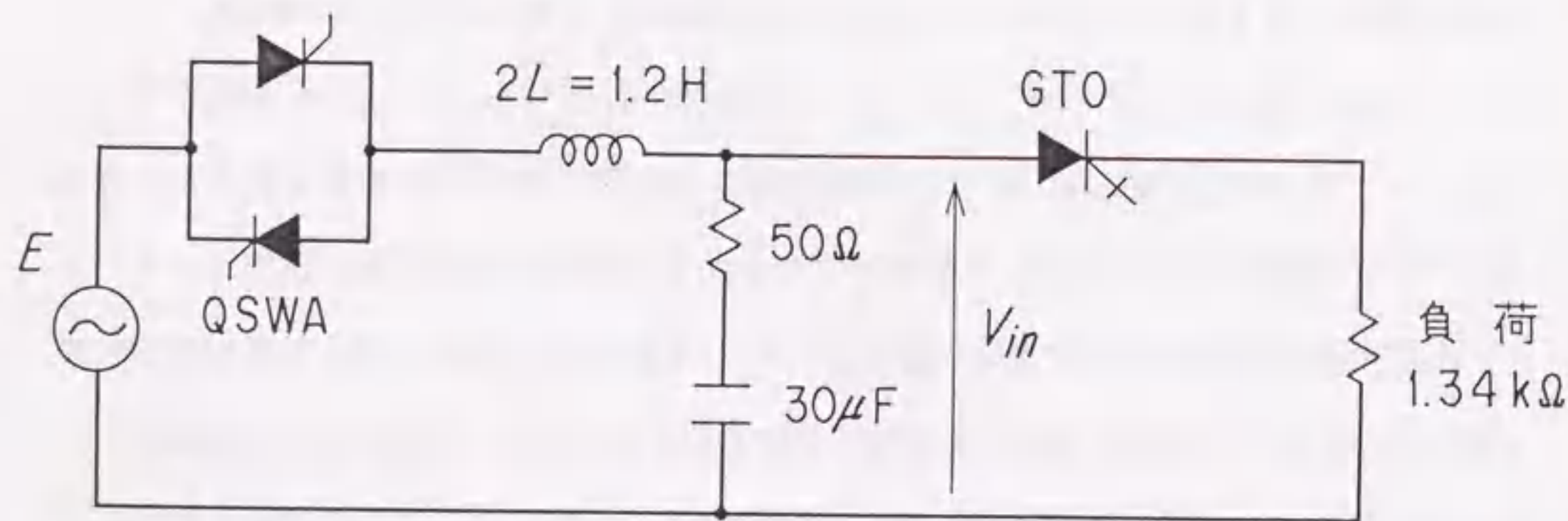
原型ユニットでは、全加速電圧である第一正電極電圧 V_{acc} と二段加速の中間電圧である第二正電極電圧 V_g は共に一つの加速電源から供給している。 V_g は V_{acc} を高速スイッチ用とは別の四極真空管 RT と抵抗 $29 \text{ k}\Omega$ とにより分圧して得ている。分圧用の RT もスイッチとしての機能も受け持っているが、電圧が $10 \text{ kV} \sim 30 \text{ kV}$ と低く、電流が数 A と少ないことから前述のような問題は生じていない。加速電圧の粗調整はビームショットとビームショットの間に負荷時タップ切替器付きトランス LRT により行なう。さらに細かい調整は、ビームショット中に交流側のサイリスタスイッチ QSWA の位相制御により行なう。この制御の時定数は約 100 ms である。絶縁トランス ITA で発生した高電圧は整流器 RECA で整流し、平滑コンデンサ $30 \mu\text{F}$ を経て GTO スイッチに供給される。真空管使用当時は真空管の入力側に取付けられていた、イグナイトロンを直列接続したクローバスイッチ CWS は不要となるので、GTO スイッチへの置き換え時に取り外した。GTO スイッチとその下流の 0.3 H のインダクタンスについては次節で詳述する。フェライト製のサージブロックコア SB は加速電極における放電破壊時、電源の対地浮遊容量に蓄えられたエネルギーが電極に流入して電極を損傷するのを防ぐためのものである。環流ダイオード D は放電破壊時直後出力側の電圧が逆転して GTO スイッチの両端に過大電圧がかかるのを防ぐとともにサージエネルギーを吸収するためのものである (詳細は 2.4 節参照)。図中の記号 'V' と 'A' はそれぞれその横の括弧内に示した量を計測する分圧器と電流計である。

(2) 電圧制御機能付きGTOスイッチ

以下には、イオン源の加速電極で放電破壊が生じたときに加速電源内で過電圧が発生する機構と、新しく考案したGTOスイッチによる電圧制御方式について説明する。

GTOスイッチの入力電圧 V_{in} には、イオン源の加速電極で放電破壊が生じGTOスイッチが遮断した直後に過電圧が発生する。これは一つには、放電破壊発生時GTOスイッチにより直流出力が高速に遮断される一方で、交流側のサイリスタスイッチがすぐには切れずに平滑コンデンサの充電が進むことによる。また、高速スイッチよりも上流の回路のインダクタンスに蓄えられたエネルギーが放出されることによっても充電が進む。したがって高速スイッチに定電圧制御機能がない場合は、再印加時に V_{in} の過電圧がそのまま加速電極にかかることになり、更なる放電破壊を招くことになる。これを避けるには通常の運転電圧を過電圧分だけ下げしておくことも考えられるが、これはNBIの最高性能を下げることにもなる。以上がGTOスイッチを加速電源に採用する場合に電圧制御機能が必要とされる理由である。

V_{in} の過電圧に関して、加速電源の等価回路は第2.5図の様に書ける。図中 E は受電電圧、 L はトランス (LRT、ITA) の漏洩インダクタンスである。受電電圧はQSWAにより遮断されるが、GTOスイッチが遮断してからQSWAが遮断するまでの時間はGTOスイッ



第2.5図 過電圧に関する加速電源の等価回路。

チが遮断する時刻の交流側の位相に依る。またGTOスイッチの遮断と同時に受電電圧の変動があればこれも過電圧に影響する。結局、高速遮断した後のGTOスイッチの入力の過電圧は、その瞬間における交流側の電圧変動、交流の位相、及びトランスの漏洩インピーダンスによって決まる。そこで、

- 1) 初期条件 $V_{in}=115\text{kV}$ 、 $I_{GTO}=86\text{A}$ 、
 - 2) QSWAの位相制御角が最小の10度で運転、
 - 3) GTOスイッチによる遮断はQSWAの転流の直後
- という最も厳しい条件で運転している時に放電破壊が生じ、かつその際
- 4) 交流電圧が瞬時に5%上昇

するとして第2.5図の等価回路を用いて V_{in} の過電圧を求めると、22.4kVとなった。なお、初期条件として仮定した電圧は真空管使用時に陽極降下分を考慮した原型ユニットの最高電圧であり、電流は第二正電極電圧を供給する分圧回路に流す電流を加えた最大電流である。このような最悪の組み合わせはまず起こらないと考えられるが、GTOスイッチの電圧制御の幅はこの場合でも対応できるように決めた。

開発した電圧制御機能付きGTOスイッチは機能的に2つの部分に分けられる。第2.4図に示すように、一つは電圧機能を受け持たない、純粋なスイッチとして働く部分GTAS、もう一つは電圧制御機能を受け持つGTARである。GTASとGTARのGTOの直列接続数は電圧について約2.5の裕度を持たせてそれぞれ96個と24個とした。使用したGTOは全て同一である。その性能仕様を第2.2表に示す。GTOスイッチの下流の0.3Hのインダクタンスは、電極で放電破壊が生じた後GTOスイッチが遮断するまでの間、電源からの続流の増加を制限してGTOスイッチが遮断可能な電流値以下に抑えるためのものである。真空管と異なりGTOスイッチには定電流特性がないため、真空管からGTOスイッチに置き換えるときにこのインダクタンスを挿入した。ここでGTOスイッチが遮断する直前の電流を100A、放電破壊の検出の遅れも含めて遮断するまでの時間を100 μs と仮定すると、実際のターンオフ電流は概略次式で与えられる。

第2.2表 使用したGTOの性能仕様

型式	SG600EX21 (東芝)
最大電圧	2500 V
定格電流	420 A (rms)
ターンオフ電流	600 A
サージオン電流	6000 A
ターンオフ時間	20 μs

$$100A + \frac{100kV \times 100\mu s}{0.3H} = 133A \quad (2.1)$$

この値はGTOの仕様で定められているターンオフ電流600Aに比べ充分小さい。

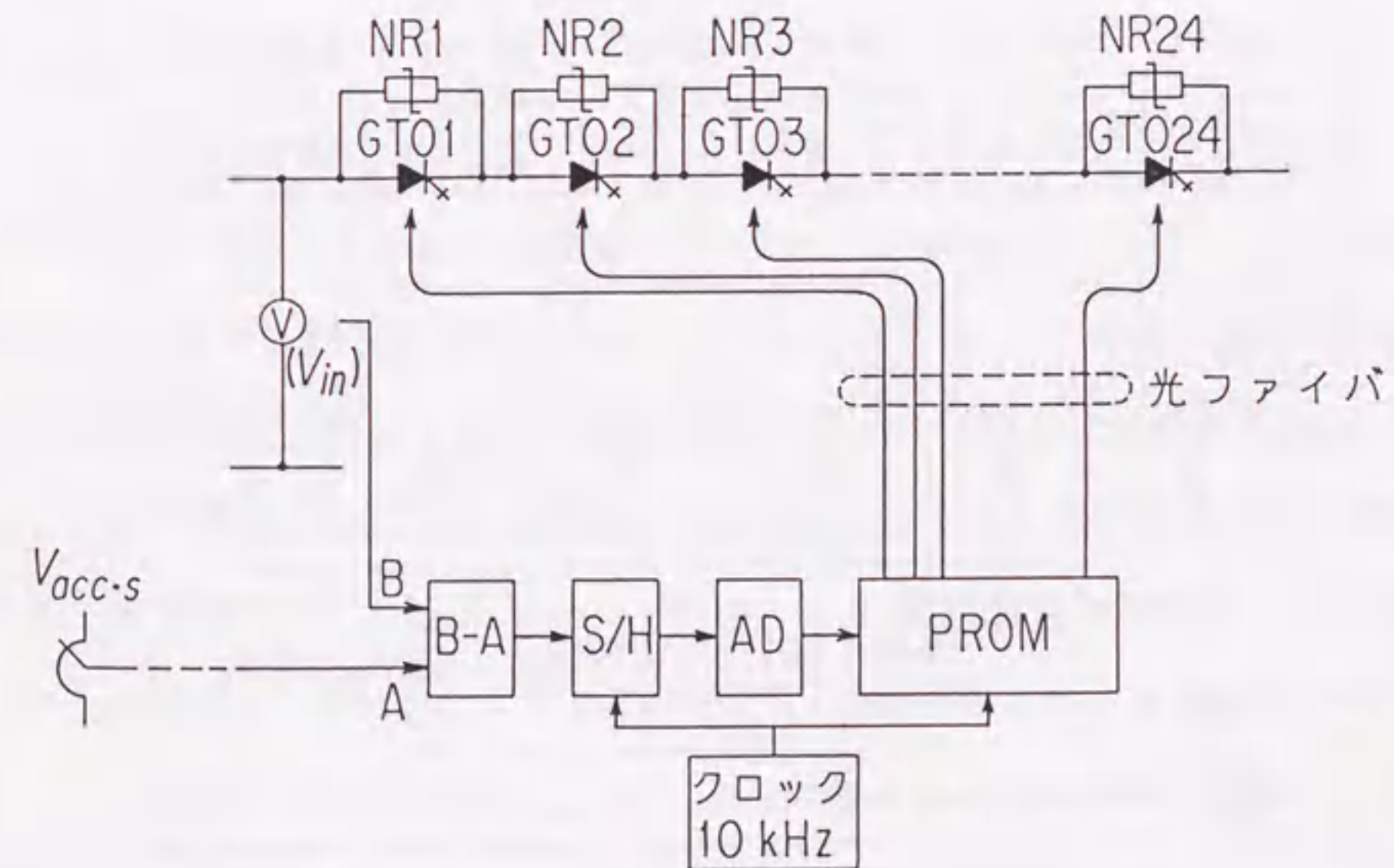
一方このインダクタンスはビームの立ち上げ波形にも影響を及ぼすことに注意する必要がある。前述のように、イオン源は加速電源から見ると定電流特性を持った負荷で、加速電流はイオン飽和電流によって決まる。プラズマを放電容器一杯に拡散させて生成する直流のアーク放電による場合、イオン飽和電流はほぼ投入するアークパワーに比例する。したがって、ビームの立ち上げ特性は加速電源とアーク電源との立ち上げ時定数の大小関係で決まる。例えば加速電源の方がアーク電源より時定数が長い場合は、加速電圧はビームの立ち上げ時に大きく低下することになる。そうすると次節で検討するように第二正電極電圧の不安定性を引き起こす。第2.4図に示したように原型ユニットの電源では、アーク電源にもGTOスイッチを採用している。そしてアーク電流の立ち上げ速度はアーク電源の直流出力側に入れた1mHのインダクタンスで制限している。したがって、それぞれの立ち上げ時定数は次式で概算できる。

$$\text{加速電源: } \tau_{acc} \approx \frac{0.3H \times 100A}{100kV} = 0.3ms \quad (2.2)$$

$$\text{アーク電源: } \tau_{arc} \approx \frac{10^{-3}H \times 700A}{70V} = 10ms \quad (2.3)$$

ここでアーク電流は原型ユニットの代表的な運転値としてイオン源1基あたり700Aとした。以上のように加速電源の時定数はアーク電源に比べて充分短く、電圧不安定の観点からは問題ないように選んだ。

GTARによる出力電圧制御の機構の概念図を第2.6図に示す。GTAR内のGTOにはそれぞれに非線形抵抗(NR1~NR24)が並列に接続されている。この非線形抵抗はその両端の電圧を1.2kVに制限するもので、GTAR内の全てのGTO(GTO1~GTO24)がオフの場合に28.8kVの電圧降下を生じさせることができる。したがって、入力側の過電圧の大小に応じてオンするGTOの数を制御することにより、0~28.8kVの範囲で1.2kVステップで出力電圧を制御することができる。この制御には次のようなオープンループ制御を採用した。入力電圧のモニタ値 V_{in} と加速電圧の設定値 $V_{acc.s}$ の差分を減算器B-Aで得てこれをサンプルアンドホールド回路S/Hでサンプル化し、AD変換器ADでデジタル化する

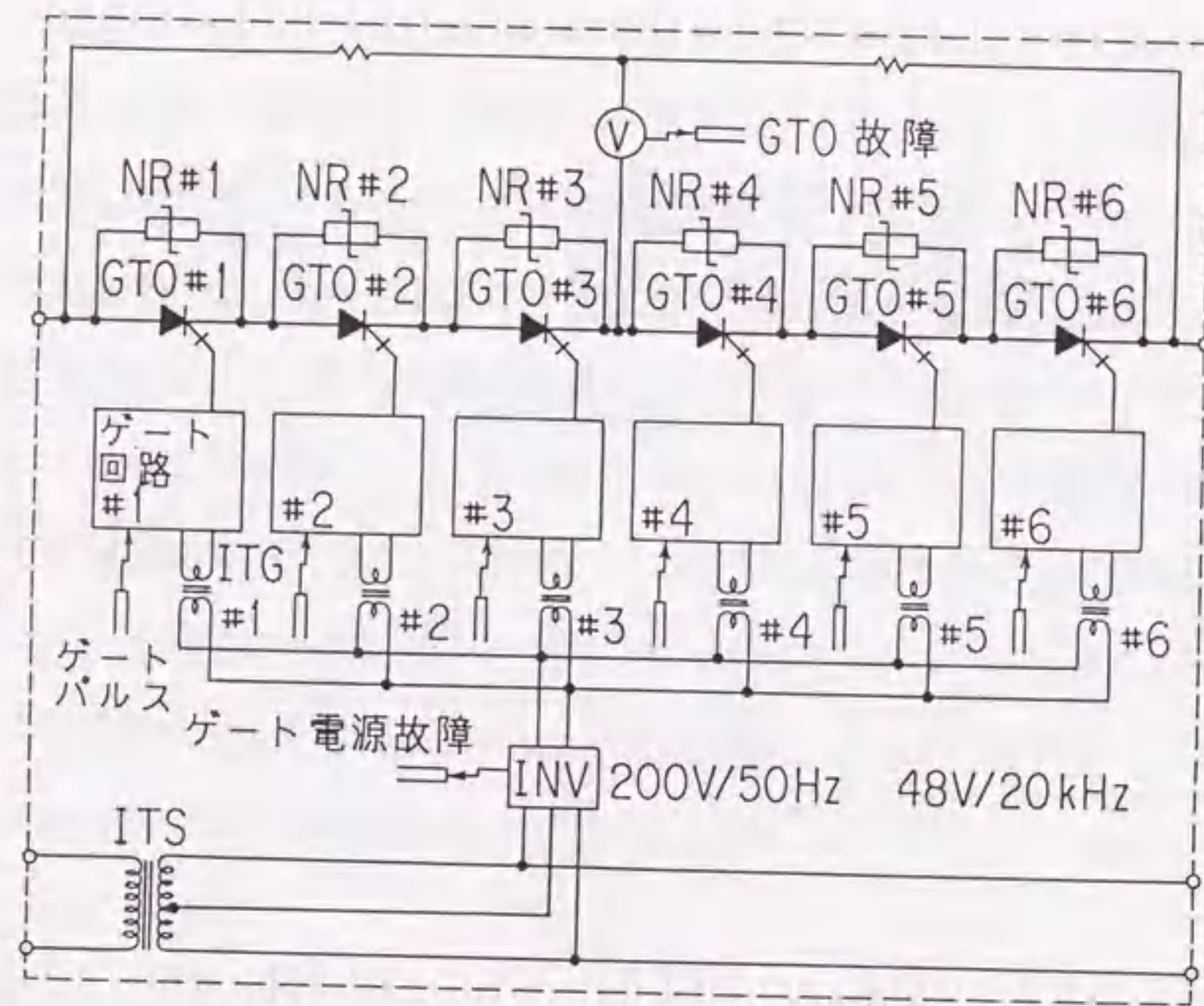


第2.6図 GTARの出力電圧制御の機構。

る。PROM (プログラマブルROM) はこの値に基づいてオンすべきGTOの数量を決め、その信号は異なる電位にあるそれぞれのGTOのゲート回路に光ファイバで伝送する。

以上の手法によれば真空管の場合と同じく出力電圧を出している間、常に電圧制御を行なうことも原理的に可能であるが、その場合非線形抵抗の消費電力が大きくなる。NBIの加速電源では出力再開始時の過電圧だけを抑えれば良いことから、ここでは一回当たりの電流時間積が0.75アンペア・秒の小さな容量の非線形抵抗を使用し、通電 (再) 開始直後だけに電圧制御機能が動作するようにした。非線形抵抗の保護のために、PROMは通電開始後、電流時間積の制限値を超えない一定時間後に無条件に全てのGTOをオンさせる機能を持たせた。さらにPROMは個々の非線形抵抗に電圧がかかる頻度がある程度均等化するために、オンするGTOをGTO1側からとする場合と、GTO24側からとする場合とを交互に切り替える機能も持たせた。

GTOスイッチは構造的には6個のGTO毎にまとめたステージから構成してある。第2.7



第2.7図 GTAR内の1ステージの回路構成。

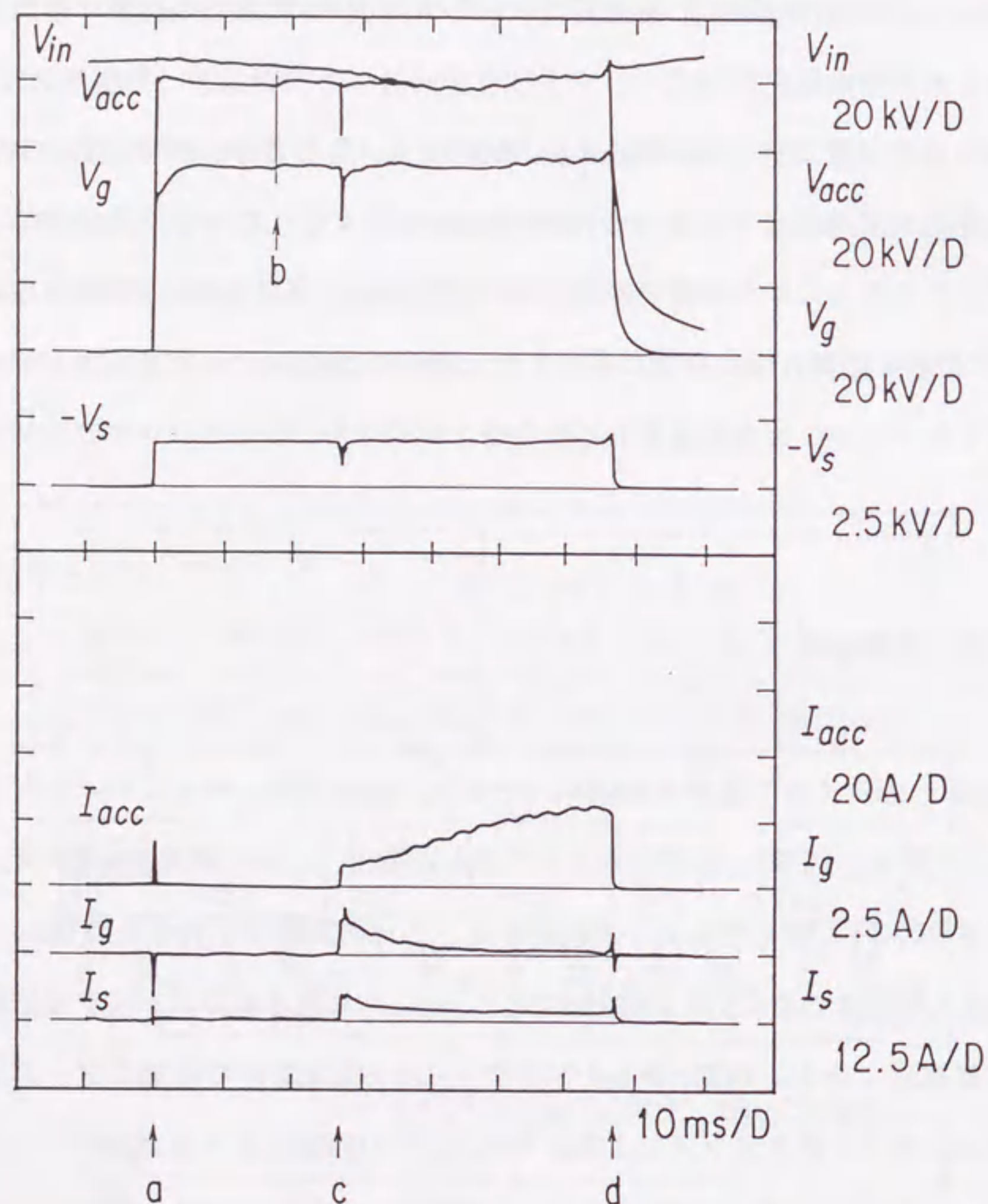
図はGTARの1ステージの回路構成である。GTASのステージも非線形抵抗NR#1~NR#6がないことを除き同じ構成である。ゲート回路の電源は、専用の絶縁変圧器で加速電圧に対応する電位に持ち上げた後、各ステージ毎に設置している7.2kVの絶縁変圧器ITSを介して全てのステージを接続することにより供給している。個々のステージ内ではこの電源をインバータINV、各GTO毎の絶縁変圧器ITG#1~ITG#6を介して各ゲート回路に分配している。個々のゲート回路はそれぞれに専用の光ファイバによりPROMからの信号を受け取る。GTOの故障は、非通電時の6個のGTOの中間電位の変動を検出することによりモニタしている。

GTARの1ステージの大きさは幅96cm、高さ32cm、奥行き64cmである。GTASのステージは、非線形抵抗がないことから高さが26cmと低くなっている以外は同じである。GTOスイッチ全体の大きさは碍子の脚を除いて幅2.6m、高さ2.63m、奥行き1.7m、重量は約3トンである。これは真空管を用いていた場合の盤のスケールより大きいですが、クローバスイッチがないことを考慮すると総合的には同等か、むしろコンパクトになったと言える。

2. 2. 2 試験結果

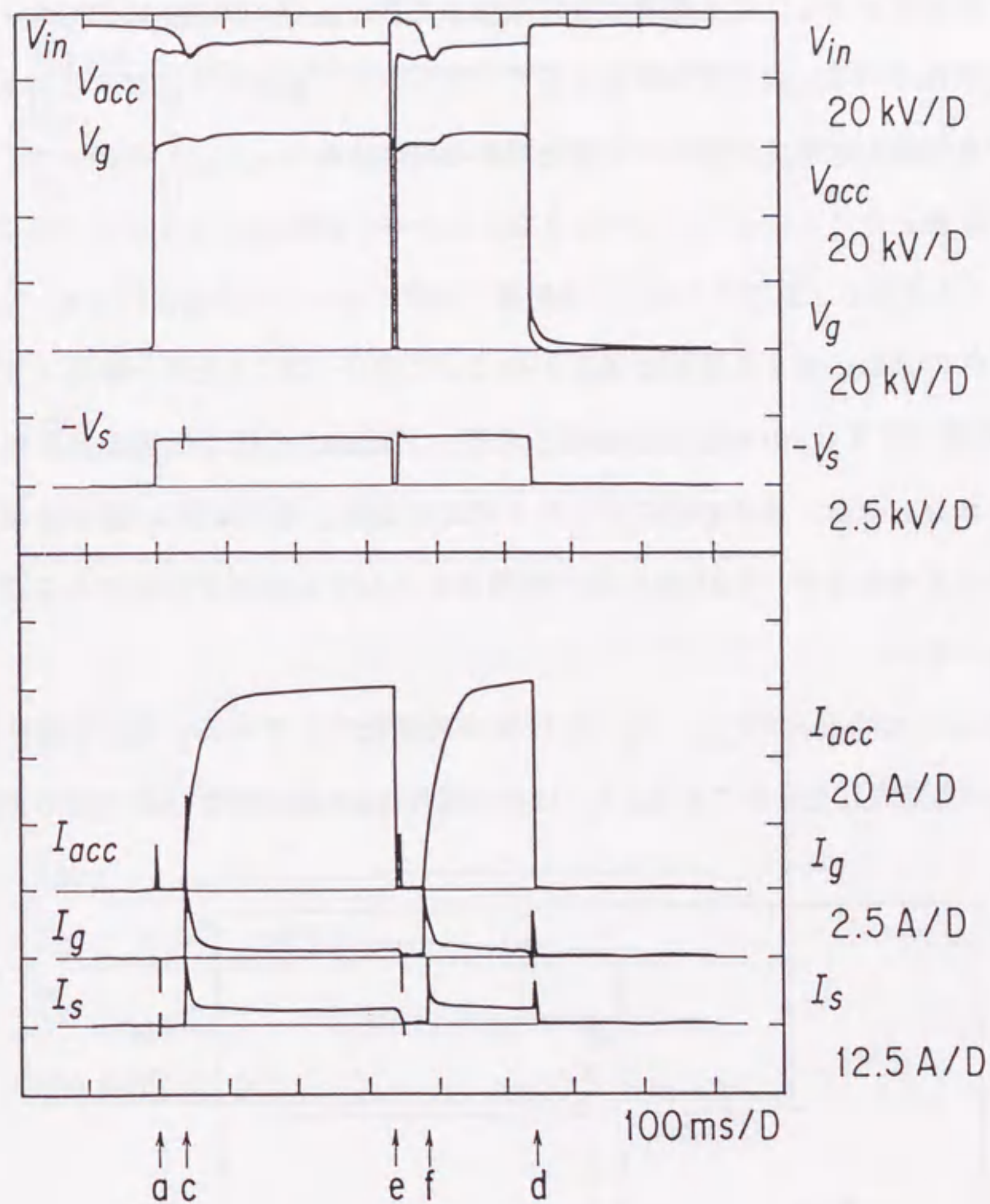
第2.8図は一台のイオン源から80keV、5~25A、35msの短パルスビームを引き出したときの波形である。図中 V_{in} はGTOスイッチの入力電圧、 V_g と I_g は減速電極の電圧電流、他の記号は第2.1表と同じである。加減速電圧、アーク放電はそれぞれ時刻 a 、 c でオンし、いずれも時刻 d でオフする。時刻 a で I_{acc} 、 I_g 、 I_s に見られるスパイクは回路の浮遊容量の充電電流である。時刻 c から d へのゆっくりとした I_{acc} の増加はアーク電源に入っている1mHのインダクタンスによる。また I_{acc} 中の振動はアーク電源のリプルである。ビームを立ち上げる前の V_{in} が V_{acc} の設定値よりも約4kV高いことから、時刻 a からGTARの電圧制御が働いている (V_{in} と V_{acc} の差が電圧制御分)。時刻 a から c に向けて V_{in} が次第に減少するのは V_g を得るための分圧回路に電流が流れることによる。時刻

b でGTAR内のGTOがさらに一個点弧することから、 V_{acc} は1.2kV持ち上がり、設定電圧付近に維持されている。時刻 c 以降は I_{acc} が流れることから V_{in} の減少が速くなっている。そして時刻 c から約10ms後に V_{in} は V_{acc} と同一電圧になっている。つまりすべてのGTOがこの時刻で点弧している。その後の V_{in} 及び V_{acc} のゆっくりとした増加はQSWAの位相制御による出力電圧一定制御によるものである。



第2.8図 1台のイオン源から80 keV, 5~25 A, 35 msのビームを引き出したときの各部電圧電流波形。

第2.9図は二台のイオン源から90keV、60A、0.5秒のビームを引き出している間に放電破壊が生じたときの波形である。この図の時間スケールでは時刻 e で放電破壊が生じたのはほぼ同時に V_{acc} 、 V_g 、 V_s の電源出力を遮断している。このとき V_{in} は約8kV過電圧となっている。その後出力電圧をすぐに再印加するが、アーク放電はこれらの電圧が充分確立した後の時刻 f に再びオンする。GTARは最初のビーム立ち上げ時と同様に再立

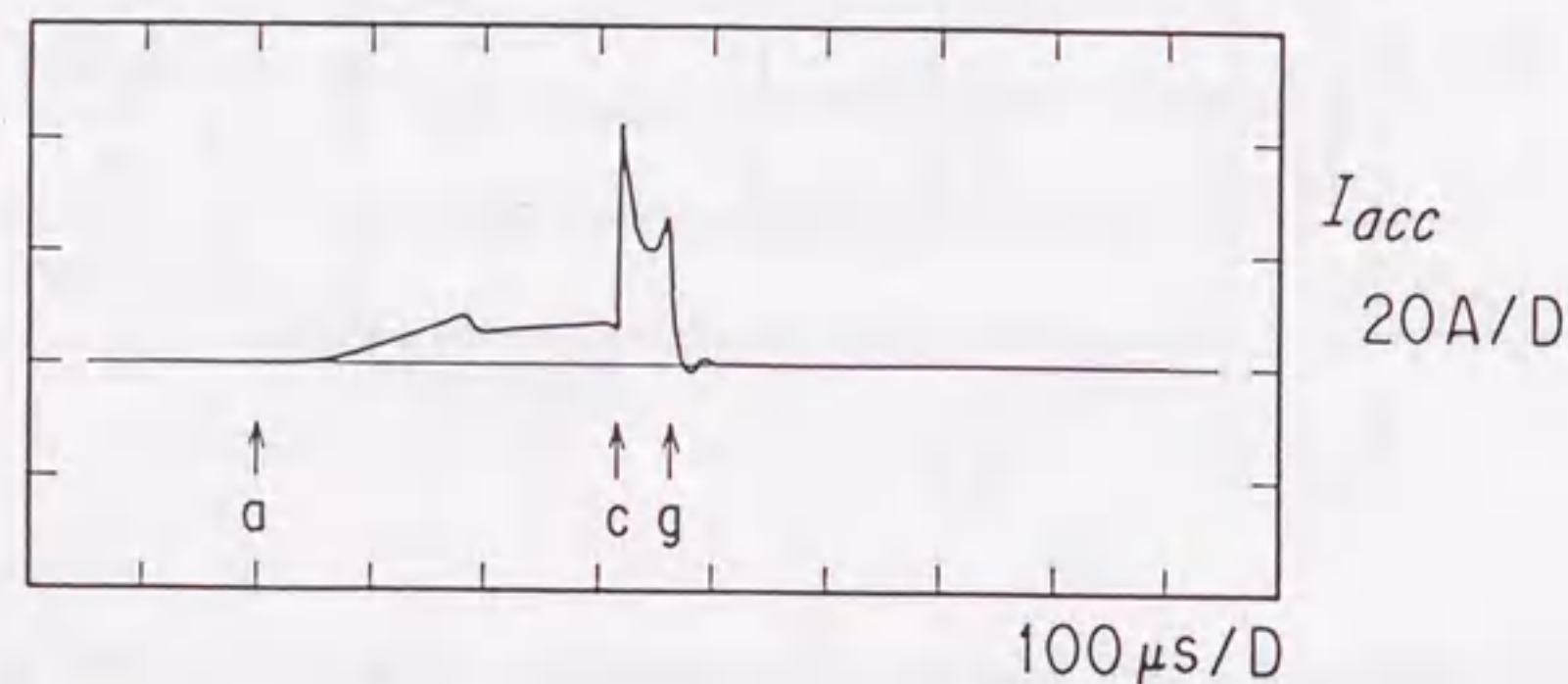


第2.9図 2台のイオン源から90 keV, 60 A, 0.5 sのビームを引き出し中、放電破壊が生じたときの応答波形。

ち上げ時にも動作し、 V_{acc} を一定に維持しているのがわかる。

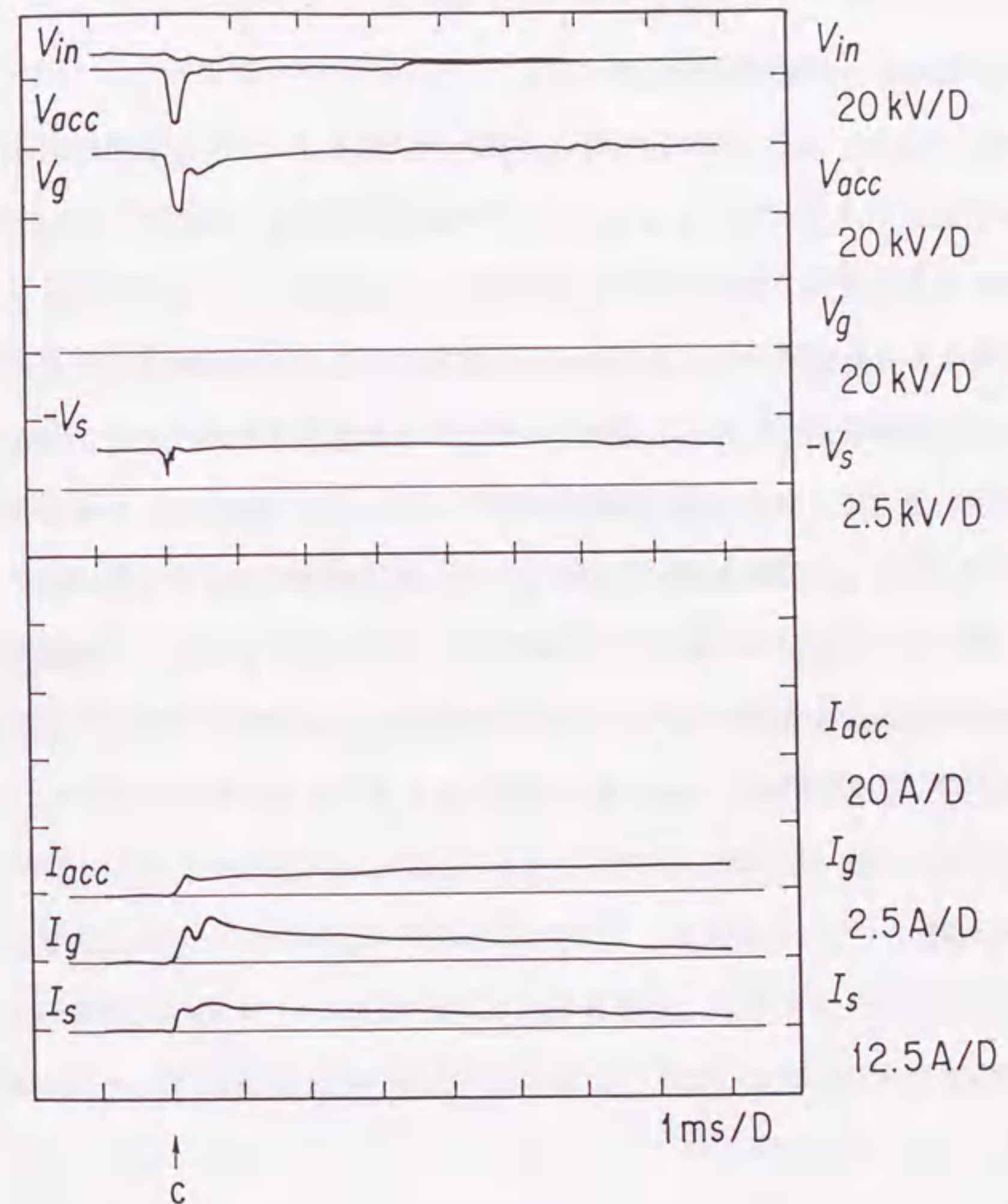
第2.10図はアーク放電開始直後に放電破壊が生じたときの I_{acc} の様子を時間軸を拡大したものである。 V_{acc} 、 V_g 、 V_s を確立した後、アーク放電を時刻 a から開始させているが、300 μ s後の時刻 c で放電破壊が生じている。時刻 c 直後の I_{acc} の急速な増加は、加速電源の0.3Hのインダクタンスより下流の浮遊容量からの放電電流である。その後一旦減って後再び増加する電流が、GTOスイッチと0.3Hのインダクタンスを経て流れる加速電源からの続流である。この続流は放電破壊から約60 μ s後の時刻 g にGTOスイッチによって遮断されている。真空管が使用されていたときは、遮断までに要する時間が30 μ s程度でかつ真空管の定電流特性により続流電流の増加はなかった。したがって、GTOスイッチに置き換えたことにより、より大きなエネルギーが続流によりイオン源に入るようになったことになる。遮断までに要する時間の内訳についての測定は行っていないが、GTO素子自体の遮断に要する時間は電流が少ないことから第2.2表の仕様値より短く、10~20 μ s程度、残りはPROMと各GTO素子のゲート回路内の信号伝送の遅れによるものと考えられる。なお、第2.10図に見られる電流の急激な増加は第2.9図の放電破壊時も存在するはずであるが、第2.9図の長い時間スケールでは測定上の制約から波形としては見えていない。

第2.8図において時刻 c で V_{acc} 、 V_g 、 V_s は短い時間低下している。第2.11図はこれを時間軸について拡大したものである。 I_{acc} は初め約100 μ sの短時間で7Aまで立ち上がり、



第2.10図 放電破壊が生じたときの加速電流の時間拡大波形。

その後少し減った後この時間スケールでは非常にゆっくりと増加してゆく。2.2.1項に示したように、アーク電源と加速電源の相互の立ち上げ時定数を考慮して両者に挿入したインダクタンスの値を決めているのにこのように最初の短時間で I_{acc} が増加するのは、アーク放電開始直後の過渡時はアークパワーと加速電流とが比例関係からずれることによるものと考えられる。なお、この短時間における電流の増加は第2.10図にも現われて



第2.11図 アーク放電開始時の電圧低下。

いる。第2.10図で時刻aとcの間で電流が不連続に変化しているのは、加速電源内の0.3Hのインダクタンスに並列に取り付けたダイオード（第2.4図参照）が点弧することによる。V_{acc}の短時間の電圧低下はこの電流上昇に伴う0.3Hのインダクタンスによる電圧分担で説明できる。即ち、

$$\Delta V_{acc} = 0.3H \times \frac{7A}{100\mu s} = 21kV \dots \dots \dots (2.4)$$

これは第2.11図のV_{acc}の電圧低下の量に近い。

I_sの2つのピークは、分圧に用いている真空管の制御がビーム立ち上げ時に少し振動気味でV_sが変化することによる。また、イオン源の出口側のビームにより生成されたプラズマからの逆流電子を抑えることを目的とするV_sが低下すると、逆流電子が通過するようになり、放電破壊を招く。原型ユニットにおける運転経験では、V_{acc}が設定電圧の半分以下にならないことと、-0.3kVよりも負のV_sが維持されればイオン源は安定に運転することができた。第2.8図及び第2.11図は一台のイオン源が運転された場合のものであって、2台のイオン源を同時に運転するとこの安定範囲を超えて電圧が低下した。この問題を避けるために、二台のイオン源を同時に運転するときは、アーク放電の開始時刻を相互に120μsの短い時間ずらすようにして電圧低下が時間的に二分されるようにした。その結果、標準定格のI_{acc}=80Aでも安定に立ち上げることができている。

2. 2. 3 考察

(1) 遮断特性

試験結果によれば加速電極の放電破壊からGTOスイッチが遮断するまでに要する時間は真空管使用時に比較して約30μs余分にかかっている。したがって、この続流分だけ電極の放電破壊部分へ余分にエネルギーが注入されることになるので、加速電極の耐電

圧の劣化が懸念された。しかしながら実際にはイオン源の耐電圧特性は置き換えの前後でほとんど変わらなかった。これはGTOスイッチを介して流れる続流電流が、イオン源を流れるサージ電流全体に比して充分小さいことによると考えられる。第2.10図のI_{acc}は測定点が電源室でイオン源から約10m離れた所であるので、この間の浮遊容量からのサージ電流が含まれておらず、イオン源に実際に流れるサージ電流より小さくなっている。2. 4節で検討するように放電破壊時にイオン源に流れるサージ電流は最大2kA、流入サージエネルギーは1J以下と見積られる。数千ショットビームを引き出した後イオン源を分解し、加速電極の表面を目視チェックした。放電破壊痕は約4mm直径のくすんだ円で、正電極側にのみ見られた。この状況も真空管を用いていたときと変わらない。

以上の様に、加速電極の耐電圧特性は従来と変わらず、遮断に要する時間が長くなったことは全く問題がないようである。加速電極の放電破壊時に許容されるサージ量については明確なデータが少ない。これまで高速スイッチとして使われてきた大型真空管では、フラッシュオーバー時に許容される真空管への許容エネルギーは3J程度以下とカタログに規定されている。また、文献(8)では加速電源の出力にコンデンサを取付けることによって許容サージ量の評価を行っている。その結果として、サージエネルギーが10J以上でかつピーク電流が600A以上の時加速電極の耐電圧が劣化するとしている。概念的には加速電極に許容されるサージ量は電界強度（イオン源の場合、10kV/mm程度）、加速電圧、電極間の真空度に依存すると考えられるが、いずれにしても数Jかつ数百A以上で問題となると推定される。GTOスイッチに交換した結果、延びた遮断時間30μs内に加速電極に流入する余剰電流は100A程度であり、放電破壊のアーク電圧を100Vと仮定すると余剰流入エネルギーは0.3J程度と見積られる。この値は上述の許容サージ量に対し充分小さいので加速電極の耐電圧特性に影響を及ぼさなかったものと考えられる。

(2) 電圧制御機能

NBIの場合、加速電源の出力電圧を一定にする必要性にはいくつかの理由がある。一

つは加熱すべきプラズマへの浸透距離が適切で、プラズマ中心が加熱できることである。この理由による必要精度は厳しいものではなく、例えば±10%程度の精度で充分と考えられる。また、ビーム発散を小さく保つためにイオンビームのパービアンズ（加速電流を加速電圧の3/2乗で除した値）を一定に保つ必要がある。イオンビームを引き出す穴の形状がスリット状の場合、パービアンズが最適値からわずかでもずれると放電破壊を招くことが知られているが⁽⁹⁾、その一方でJT-60 NBIのイオン源のように円孔の場合はこの制限が緩く、±20%程度ずらした運転も容易である。またビームの発散も10%程度の悪化を容認すれば±10%程度パービアンズがずれても良い。

結局、NBIにとってもっとも厳しい電圧制御の条件は最高性能を低下させないために過電圧をクリップすることにある。イオン源は一旦耐電圧処理が終了すると、長時間運転を休まない限りその達成電圧には再現性がある。例えば、1~2%電圧を達成電圧より上げるとほぼ確実に放電破壊が生ずるという状況になる。このように耐電圧処理の達成電圧の再現性が厳密であることから、過電圧がイオン源にかかる場合はその過電圧分だけイオン源の運転可能ビームエネルギーの上限が下がることになる。したがって、過電圧の許容値はビームエネルギーの1~2%程度以下であることが望ましい。ただし、これは過電圧側に対してだけであり、不足電圧側に対しては10%程度あっても差し支えない。

今回製作したGTOスイッチの電圧制御ステップは1.2kVステップであるので、（再）立ち上げ直後目標電圧を中心として±1.2kVの精度で出力電圧一定制御ができる。その後GTOスイッチのこの制御が終了した後は、第2.8図の波形に見られるように電源リップルがそのまま出力電圧に現われる。これは真空管使用時はなかったものである。原型ユニットの場合、リップルの幅もGTOスイッチの制御精度と同程度であるので、結局GTOスイッチに電圧制御機能を負荷したことにより最大20kV（全加速電圧に対し20%）程度ある過電圧を1.2kV（同1.2%）程度まで抑えられたことになる。これは上記の目標を満たしている。第2.8図に見られるQSWAの位相制御に伴う出力電圧のゆっくりとした電圧変動、及び第2.11図に見られる短時間の電圧低下は数秒の長いビーム入射からすれば問題とはならない。

（3）立ち上げ特性

前章の波形の例のように、原型ユニットにおいては加減速電圧印加後アーク放電を立ち上げている。つまり、ビームはパービアンズ0のビーム発散の大きい状態から定常状態のビーム発散の小さい（最適の）パービアンズへと、ビーム立ち上げの短い時間内で移行する。従来はビームの立ち上げ時においても常に最適なパービアンズであるように、アーク放電と加速電圧を同時に立ち上げるのが放電破壊を少なくする上で有効であると考えられてきた。原型ユニットにおいても、高速スイッチとして真空管を用いていた当初はこのパービアンズ一定の立ち上げ方式を採用していた。しかしながらその場合、加速電圧、電流の運転条件を変える度にアーク放電と加速電圧の相互の波形を微妙に調整しないと、立ち上げ途中で放電破壊あるいは V_g の不安定が生じて立ち上げがうまくゆかなかった。そこで相互のタイミングをずらせて、加速電圧を確立する前にアーク放電を所定値に確立しておく立ち上げ法（定アーク立ち上げ法）、及び加速電圧を所定値に確立した後にアーク放電を確立させる方法（定加速電圧立ち上げ法、前章の波形がその例）が適用不能かGTOスイッチへの置き換えに先立って試験した。なお、これらの立ち上げ方法はいずれもイオン源が一段加速の場合は立ち上げ可能であったものである。

その結果、定アーク立ち上げ法では第二正電極不安定が生じて運転不能であった。定加速電圧立ち上げ法の場合は従来のパービアンズ一定の立ち上げ方式から移行して数十ショットの間はビーム立ち上げ時に放電破壊が生じたものの、次第にその頻度が減り、最終的にはビームの定常に引き出している時間帯とあまり変わらなくなった⁽¹¹⁾。当初放電破壊が生じやすいのは、パービアンズが最適からずれてビーム発散の大きい状態で、かなりの割合のイオンビームが加速電極に当たることによると考えられる。その後、徐々にビームの定常引き出し時とあまり変わらなくなってゆくのは、多くのイオンビームが当たることからビームを引き出しながらの耐電圧処理が良く進み、最終的には立ち上げ途中より加速電圧の高い定常時と放電破壊の起こる確率があまり変わらなくなる、と云うことであると考えられる。この特性の発見はGTOスイッチの採用上重要で、もしバ

ービアンズ一定の立ち上げ方式でなければならなかったとするとGTOスイッチでは立ち上げ波形を調節できないので、加速電源にGTOスイッチを採用すると同時にアーク電源のGTOスイッチをトランジスタに変える等の対策が必要であったと考えられる。

序言で述べたように、JT-60のエネルギー閉じ込め時間は設計時は1秒程度と考えられていたが、実験的に加熱パワーの増加と共に短くなることを見い出された。また加熱実験はプラズマの性能が常に最高の条件で行われるわけではないので、極端な場合、エネルギー閉じ込め時間は50ミリ秒程度になってしまう。これは設計当初に想定した数十ミリ秒に対し長いとは言えないので、ビーム休止時間の間にプラズマの性能が低下してしまう。休止時間を短くするとアーク電源の1mHのインダクタンス（第2.4図参照）に流れる電流が減衰する前に再印加することになり放電波形が変わってしまうので、現状のアーク電源のままではビームの休止時間をあまり短くすることができない。そこで現状は、放電破壊が生じた直後のプラズマ性能の低下は止むを得ないものとして、再立ち上げ後時間が経過してプラズマ性能が復旧したところでプラズマ性能の評価をしている。この場合も、ビームが安定に再立ち上げできることが必要であるのでGTOスイッチの電圧制御機能の重要性は変わらない。(2.2)式に示したように加速電源の時定数は0.3ms程度であるので、アーク電源を改良してビーム休止時間を短くすることは原理的には可能である。

(4) 信頼性

GTOスイッチは、もともと加速電源の大容量化に伴う直流スイッチの信頼性の低下を補うために開発したものであるが、開発時点ではGTOスイッチの信頼性自体も明確ではなかった。出力電圧に比べてかなり小さな定格電圧のGTOを直列接続して構成しているため、過渡的にでも各GTOの電圧の分担にアンバランスが生じるとGTOが破壊されてしまう。第2.4図には示してないが、各GTOには通常行われているように電圧のアンバランスを抑えるための抵抗とコンデンサが並列接続してある。それにも関わらず、原型ユ

ニットにおいては数度に亘りGTOの故障を経験した。そしてその度に改良を施してきた。その主な改良点の一つは、0.3Hのインダクタンスの挿入箇所をGTOスイッチの入力側から第2.4図のように出力側に移動したことである（当初は放電破壊時の電流上昇を抑えることだけを考えていたため、GTOスイッチの入力側に挿入していた）。この目的は加速電極での放電破壊時のサージのGTOスイッチへの流入を阻止することにある。またサージ電流によって回路内に電位差が生じないように、ゲート回路の配線を改善してそのインダクタンスが最小となるようにした。こうした改善の結果、信頼性は飛躍的に向上した。JT-60 NBIの全14ユニットに使用されているGTOは1680個にも達するが、これまでの4年間に亘る通常の運転状態で壊れたGTOは2個だけである。故障の原因は明らかではないが、加速電圧を上げた場合より、加速電流を増やしたときに壊れる傾向が見られることから、配線のインダクタンスの低減に未だ改善の余地があるものと推定される。

一方、サージによるGTOスイッチの誤動作はこれまでのところ一例も見られない。ただし、誤動作があれば何らかの素子が損傷する可能性が高いので、上記の故障例の中に誤動作が含まれている可能性がある。

以上のように故障率は低減されている。またこうした故障の場合も部分的な修復で良い。したがってGTOスイッチ全体として見れば真空管に比べ格段に長い寿命を有すると言える。

2. 3 二段加速イオン源の第二正電極電圧不安定性

2. 3. 1 第二正電極電圧の安定条件

イオン源の第二正電極電流は、1)一部イオンビームの衝突、2)電極間のガスがイオンビームにより電離されることによりできたイオン及び電子の流入、3)2次電子の放出、流入、の各過程により生ずる電流の収支によって決まる。したがって特定のイオン源でかつ作動ガスの条件を固定した場合にはイオンビームの軌道が支配的な役割を持つ。イ

オンビームの軌道は1段目の加速電圧 V_{ag} で定義したパービアンズ

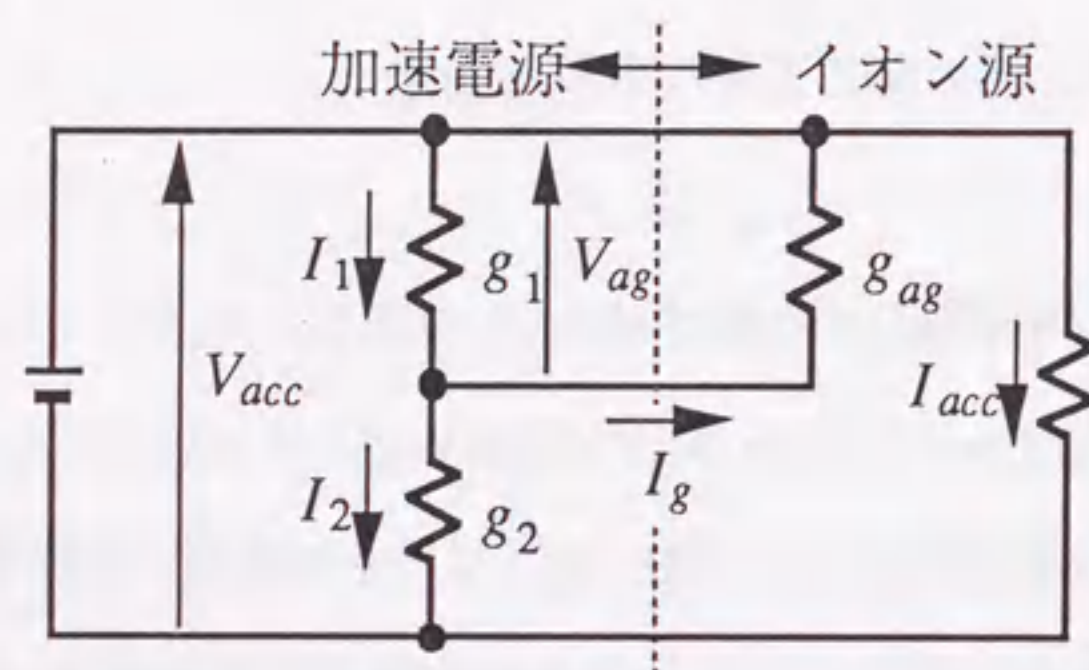
$$p \equiv \frac{I_{acc}}{V_{ag}^{3/2}} \quad (2.5)$$

に強く依存する。したがって第二正電極電流 I_g は近似的に次の形に書くことができる。

$$I_g = f(p) I_{acc} \quad (2.6)$$

ここに I_{acc} は加速電流、 f はパービアンズを引き数とする関数で、イオン源により、また作動ガスの条件により変わる。この近似が正しいことはJT-60NBI原型ユニットイオン源について実験的に確かめた⁽¹²⁾。

加速電圧は低インピーダンスの加速電源より供給されるので一定である。加速電流はイオン源のプラズマ生成部の飽和イオン電流密度によって決まる。したがって、加速電源から見ればイオン源は定電流負荷である。よって加速電源とイオン源は近似的に第2.12図のような等価回路に置き換えることができる。図中の g_{ag} は加速電源とイオン源との接続点(点線)から見た負荷側(全加速電位の電極~第二正電極間)のコンダクタンスである。



第2.12図 加速電源とイオン源の等価回路。

$$g_{ag} \equiv \frac{-I_g}{V_{ag}} \quad (2.7)$$

ただし、電流の向きは図中の矢印の方向を正にとる。この負荷について動作点が微小変化した場合の「微分」コンダクタンス

$$g'_{ag} \equiv \frac{d(-I_g)}{dV_{ag}} \quad (2.8)$$

は(2.5)(2.6)式より

$$g'_{ag} = \frac{3}{2} \frac{I_{acc}}{V_{ag}} p \frac{df}{dp} \quad (2.9)$$

と求められる。したがって $df/dp < 0$ の場合、 g_{ag} は負性コンダクタンスの特性を持っていることになる。このような特性を持った負荷が分圧抵抗の1段目のコンダクタンス g_1 に並列接続される。 g_1 は通常の抵抗で形成されるのでその微分コンダクタンスも g_1 である。第二正電極電圧は g_1 、 g_{ag} の合成コンダクタンスと g_2 の分圧で決まるから、第二正電極電圧が、ある動作点から加速電圧 V_{acc} の方向に持ち上がって行かない条件は

$$g'_{ag} + g_1 > 0 \quad (2.10)$$

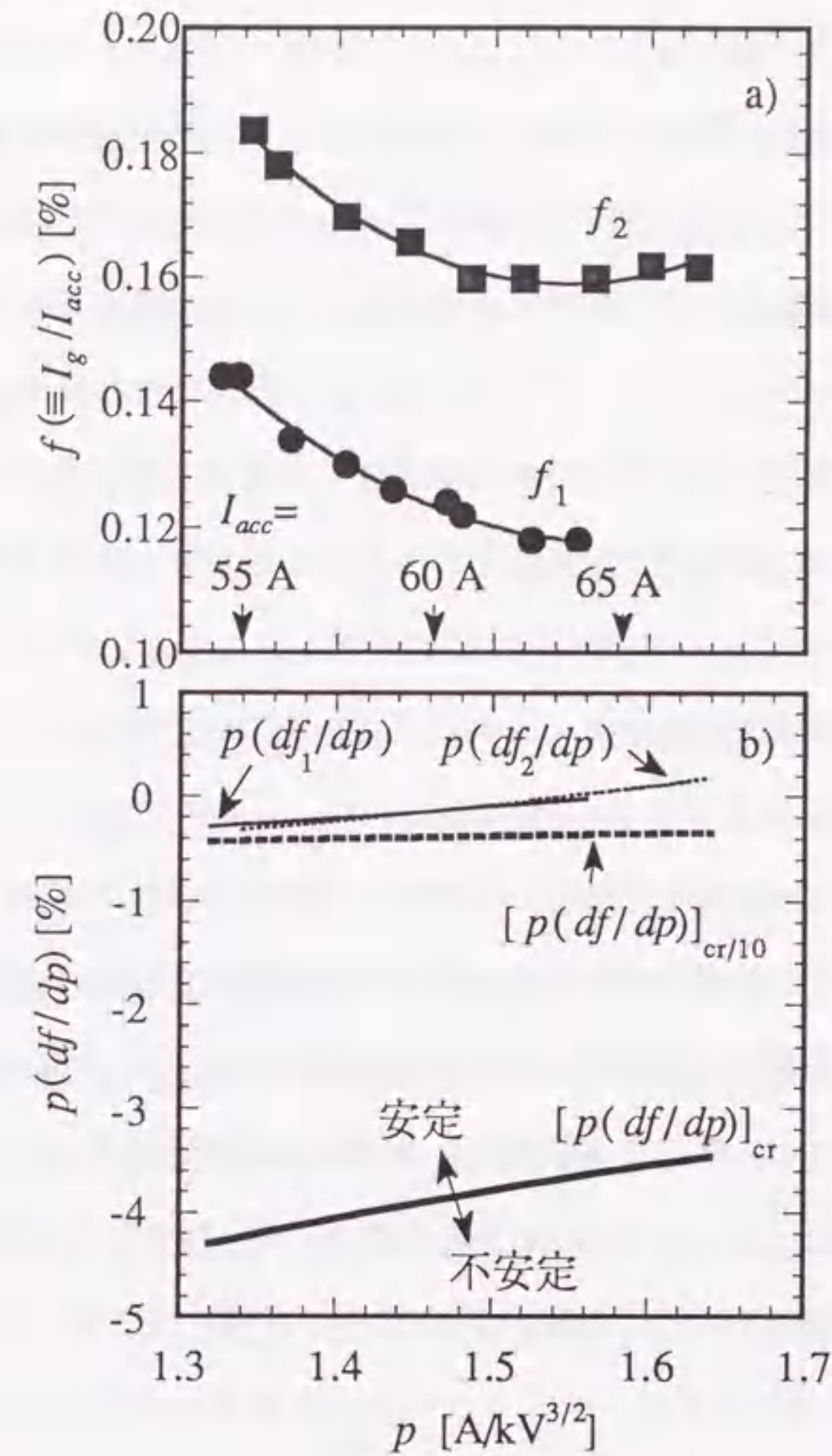
$$\therefore p \frac{df}{dp} > -\frac{2}{3} \frac{g_1}{(I_{acc} V_{ag})} \equiv \left[p \frac{df}{dp} \right]_{cr} \quad (2.11)$$

となる。この式は不等式の左辺で示されるイオン源の特性が負の値であっても、電源回路から決まる右辺の安定限界値よりも大きな値であれば第二正電極電圧は安定であることを示している。分圧抵抗のブリーダ電流を増やすのは g_1 を大きくすることを意味し、安定限界が広まることになる。なお、以上とは逆に第二正電極電圧が0に落ちる向きの不安定も考えられるが、実際のイオン源では生じていないのでここでは割愛した。

2. 3. 2 DIII-D NBIの第二正電極電圧の安定性

具体例としてDIII-D NBI⁽¹³⁾のイオン源の特性と同安定条件を第2.13図に示した。(a)図は実験的に得られた f をプロットしたものである。運転条件は、加速電圧が70kV、第二正電極電圧が58.1kV（ブリーダ抵抗の値： $1/g_1+1/g_2=20k\Omega$ ）で、加速電流を変化させている。 f_2 は f_1 に比べ20%イオン源へのガス導入量を増やした場合のものである。 f_1 、 f_2 とも $df/dp < 0$ の領域があり、負性コンダクタンスの特性を示している。(b)図は(a)図のデータ点を二次関数で近似した曲線を基に(2.11)式の両辺をプロットしたものである。図中 $[p(df/dp)]_{cr/10}$ は分圧抵抗を10倍にした場合の安定条件で、その場合でもまだ近似曲線の下方にあり、第二正電極電圧が安定であることを示している。極端な例として分圧抵抗を取り去った場合の安定限界は(2.11)式より0となり、 f_2 の右側を除き不安定となる。即ち、 V_{a2} が何らかの原因で減少した場合、動作点は右に移動するが、そうすると(a)図より I_g が減るため g_1 による電圧降下が減って V_{a2} はますます減ることとなる。この暴走過程は(b)図で $p(df/dp)$ が正となる位置で止まる。

以上、静的な場合について第二正電極電圧不安定の生ずる条件の近似的な解析法を示し、これを用いてDIII-D NBIのブリーダ電流の設定が定常な条件の基ではイオン源の非線形性に比して充分余裕があり、ブリーダ電流を減らせる可能性があることを示した。しかしながらこれはあくまで静的な場合のものであって、ビームの立ち上げ時の動的な場合については別の考慮が必要となる。つまり、加速電圧の立ち上げ時に飽和イオン電流密度の立ち上げがわずかでも早いと、定義式(2.5)の分母の電圧が小さいことから p は非常に大きな値となり、第2.13図から右側に大きくはみ出した位置が動作点となる。この領域では非常に強い非線形性のあることが知られており⁽¹²⁾、「第二正電極電圧不安定」がやはり生じてしまう⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾。上記のように静的には充分安定であるにも関わらず、DIII-D NBIでも立ち上げ波形をうまく調節しないとこの不安定が生じた。こうした動的な場合の解析には電源の立ち上げ特性、及び同特性に影響を及ぼす回路の浮遊容量を考慮に入れる必要があるが、これは今後の課題である。



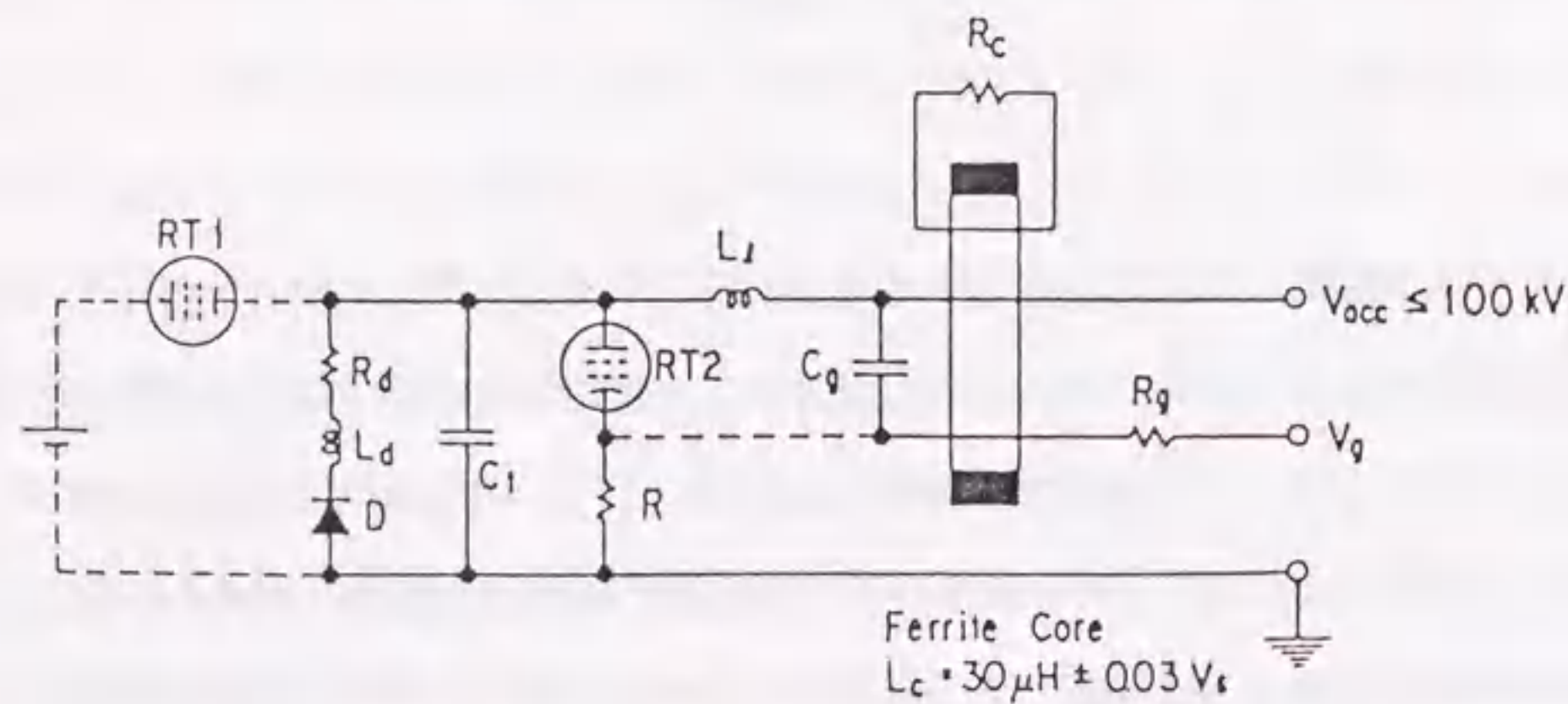
第2.13図 DIII-D NBIのイオン源の特性と同安定条件。a)図は実験的に得られた f をプロットしたものである。運転条件は、加速電圧が70kV、第二正電極電圧が58.1kV（ブリーダ抵抗の値： $1/g_1+1/g_2=20k\Omega$ ）で、加速電流を変化させている。 f_2 は f_1 に比べ20%イオン源へのガス導入量を増やした場合のものである。b)図はa)図のデータ点を基に(2.11)式の両辺をプロットしたものである。図中 $[p(df/dp)]_{cr/10}$ は分圧抵抗を10倍にした場合の安定条件である。

2. 4 イオン源加速電極の放電破壊に対する新しい保護方法

イオン源の放電破壊の際に電極を保護するためにイオン源用電源の回路がこれまでも工夫されてきた⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。ここでは、受動的で単純、したがって信頼性の高い新しい方法を提案する。浮遊容量からのエネルギーを吸収するために電源からのケーブルは、フェライトコア製のサージブロックコアを通してイオン源につなぎ込まれるのが普通である。ここで考案した新しい方法はこのサージブロックコアと組み合わせて用いるもので、浮遊容量からのサージ電流が臨界減衰となるようにしたものである。

2. 4. 1 臨界減衰条件と運転結果

第2.14図に原型ユニット加速電源のサージに関連する部分の構成を示す。RT1はイオン源で放電破壊が生じたとき加速電源出力を20 μ s程度で遮断するための高速スイッチとして用いている四極真空管である（本保護方法の確認はGTOスイッチに置き換える前に実施した）。既述のとおり、第二正電極電圧 V_g は四極真空管RT2と抵抗Rとの分圧により得ている。全体の加速電圧 V_{acc} は100kVまでである。 V_{acc} は V_{acc} と同電位のプラズマ源用の電源と共に気中絶縁のダクトを介してイオン源に供給している。また V_g も接地



第2.14図 原型ユニット加速電源のサージに関連した構成図。

電位より V_{acc} に近いことから、外側の導体を V_{acc} の電位に固定した高耐電圧の同軸ケーブルにより同じダクトを通して供給している。こうした電源の供給方式の場合、浮遊容量は以下の2種に大別できる。一つは電圧 V_{acc} まで充電されるもので、プラズマ源用の電力を V_{acc} 電位まで持ち上げる絶縁トランスの1次（接地電位）と2次（ V_{acc} 電位）の間の浮遊容量とダクトの浮遊容量がその主なものである。この容量は24000pFにも及ぶと見積られる。図にはこれを C_1 で示した。もう一つは V_{acc} と V_g の差の電圧まで充電されるもので、第二正電極電圧を供給する同軸ケーブルの浮遊容量である。この容量はおよそ7000pFと見積られる。図にはこれを C_g で示した。図中の L_c はケーブルのインダクタンスで、およそ60 μ Hである。インダクタンス $L_c=30\mu$ H、ボルト・秒が $\pm 0.03V \cdot s$ のフェライトコアは、放電破壊時の浮遊容量からのエネルギー流入を抑えるためのもので、抵抗 R_c を取付けた2次巻線を有している。巻線とはいっても高電圧が誘起されることから1次、2次側ともフェライトコアを貫通させているだけである。したがって、このフェライトコアとその2次巻線は、急峻なサージ電流に関しては1次の回路に L_c と R_c の並列回路を挿入したのと等価である。変化の遅い通常の加速電流に対してはフェライトコアは影響を与えない。RT1の出力側に取り付けられているダイオードDは本来の機能としてはイオン源の放電破壊時、浮遊容量 C_1 の電荷が放電しさらに反転することによりRT1の陰極側が負電位となってRT1の陽極-陰極間に過大な電圧がかかるのを防ぐためのものである。 L_d はこのダイオード（実際は多数個のダイオード素子を直列接続したもの）の配線のインダクタンスで、およそ10 μ Hである。 R_d はダイオードに直列に挿入した抵抗で、この抵抗によるサージエネルギーの吸収がここで考察する事項である。なお、浮遊容量や配線のインダクタンスの見積りの精度は $\pm 10\%$ 程度と見積られる。

加速電極で放電破壊が生じたときは、RT1が出力を高速に遮断するので、加速電源の直流出力の続流に伴う電極の損傷は少ない。また C_g に蓄えられたエネルギーは第二正電極につなぎこむ直前に挿入した抵抗 R_g でほぼ完全に吸収させることができる。例えば、加速電極の放電破壊時のアーク抵抗を0.1 Ω 、 R_g を100 Ω とすると、 C_g に蓄えられたエネルギーの99.9%は R_g で吸収されることになる。第二正電極に流れる電流は、放電破

壊時でない通常のイオン源の運転状態では1A以下であるので、 R_g を100 Ω としても電圧降下は100V以下となる。これは数十kVの第二正電極電圧に比べて充分小さいので、通常のイオン源の運転に支障はない。フェライトコアは速く変化する電流には高インピーダンスとなる。したがって放電破壊後電流が急増する時には C_1 から放出されるエネルギーの大半が R_g によって消費される。しかしながらDが導通状態となった後は電流の時間変化が小さくなることから、フェライトコアはサージをブロックする素子としては有効に機能しなくなる。この状態ではエネルギーを吸収するのは抵抗 R_d と加速電極間の放電破壊のアーキだけとなる。そこで R_d の値を適切に選んでサージ電流が臨界減衰となるようにすれば、浮遊容量からのサージエネルギーは R_d によって効率的に消費させることができると考えられる。つまり抵抗 R_d と容量 C_1 が並列接続で、これらにインダクタンス L_2 が直列接続される場合の臨界減衰条件、すなわち抵抗 R_d を $(L_2/4C_1)^{1/2}=25\Omega$ とすればよい。

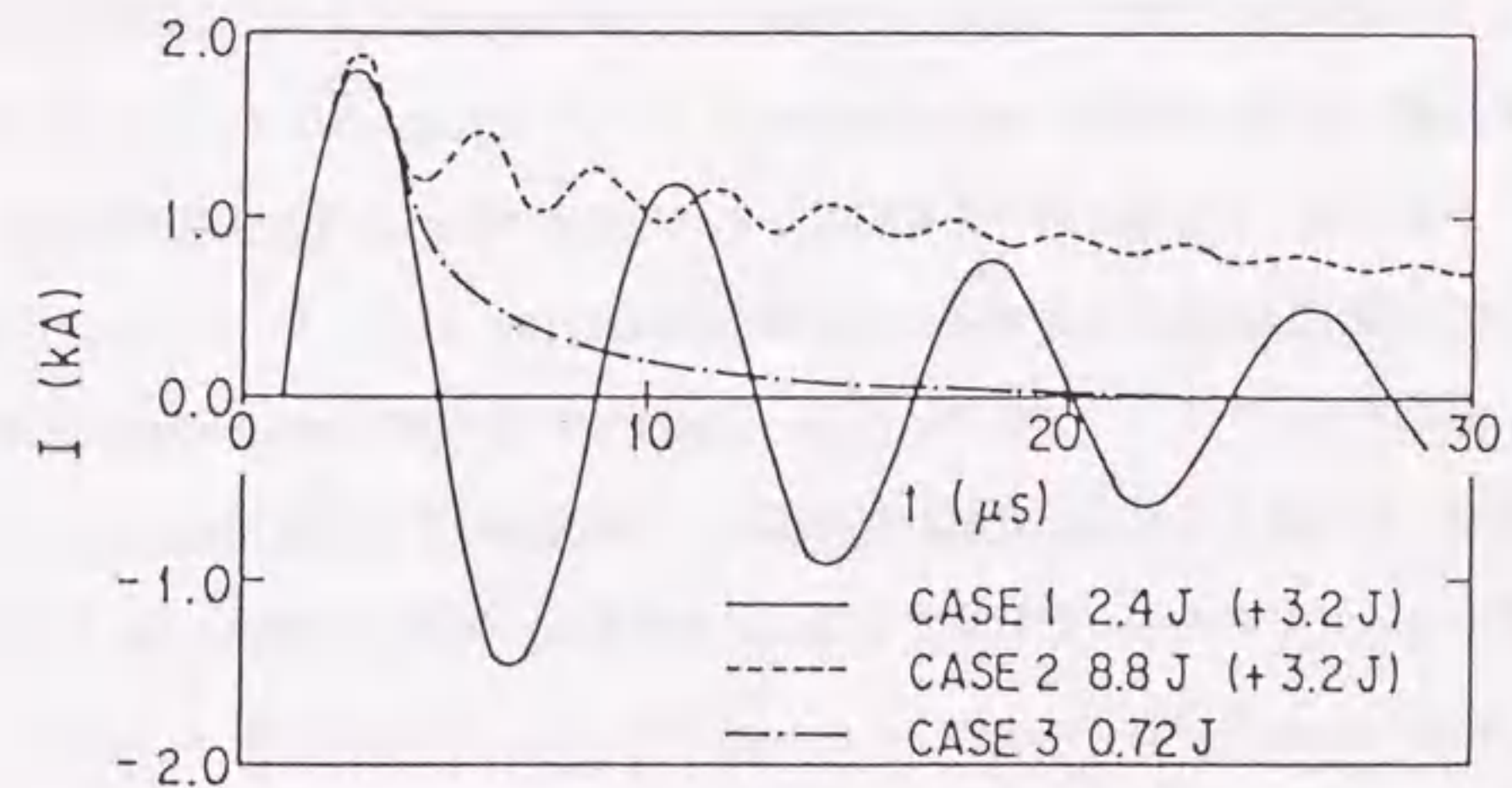
原型ユニットは当初D、 R_d 、 R_g がすべてない状態で運転された。この場合、高電圧の運転領域でRT1がフラッシュオーバーするのを何回か経験した。これは前述のようにRT1の出力側の電圧が反転してRT1に過電圧がかかったためと考えられる。そこで次にダイオードDと R_d として2 Ω という小さな値の抵抗を付け加えた。その結果、RT1のフラッシュオーバーはなくなったもののイオン源のコンディショニングがこれまで90kV程度まで運転できたのに対し、70kV以上には進まなくなった。そこで最後に上記の考察に基づき R_d の値を25 Ω とし、さらに R_g として75 Ω を付けた。その結果、RT1のフラッシュオーバーがなくかつイオン源のコンディショニングも90kV以上まで進められるという良好な結果を得た。ただし最初の状態に比べてコンディショニングがより高くまで運転できたのは、フラッシュオーバーがなくなって安定に多くのコンディショニングができた等条件が異なるので、電極の損傷が最初の状態に比べて減ったことに依るのかどうかは実験的には明確でない。一方、第二段階に比べて電極の損傷が減ってコンディショニングが進んだのは明確である。

2. 4. 2 サージ電流とサージエネルギーの評価

以上の経緯に対応させて3ケースについてサージ電流の計算を行った。

ケース1:	$R_d = \infty$	$R_g = 7.5\Omega$
ケース2:	$R_d = 2\Omega$	$R_g = 7.5\Omega$
ケース3:	$R_d = 25\Omega$	$R_g = 12.5\Omega$

V_{acc} は100kVとした。ケース3では R_g を構成した抵抗素子の1本を R_g に流用した実際の状態に合わせて R_c の値を変更してある。第2.15図に C_1 からイオン源に流れ込む電流の波形の計算結果を示す。ここで加速電極の放電破壊のアーキ電圧を電流にかかわらず100Vと仮定すると、図の波形の面積から加速電極に流入するサージエネルギー量を評価できる。その値を図中にケース毎に示した。括弧中の値は C_g からのサージエネルギー分である。ケース3では加速電極に流れ込むサージエネルギーは0.72Jと非常に少なくなっていると見積られる。ケース3の場合、RT1の陰極の反転電圧は-38kVであり、これはケース2の場合の-32kVと比べて増加量は少ない。つまり、ケース3の場合にもDはRT1の陰極電圧の反転を抑える環流ダイオードとしての機能を失っていないと言える。



第2.15図 イオン源に流れ込むサージ電流の計算結果。

2. 5 結言

本章を要約すると次のとおりである。

(1) JT-60NBIの加速電源の直流スイッチとして、100kV、約100Aの電圧制御機能付きGTOスイッチを開発した。これはNBIの大容量化と共に開発が困難となってきた真空管に取って代わるものである。電圧制御機能はイオン源に過電圧がかかるのを防ぐためのもので、放電破壊時に生じる最大20kVに及ぶ過電圧分イオン源の最高運転電圧を向上させるものである。信頼性、電圧制御性共には満足できる結果を得た。

(2) 電流遮断に要する時間は加速電極における放電破壊から60 μ sであり、これは真空管を用いた場合の20~30 μ sより長い、加速電極の耐電圧特性及び電極面の目視結果は真空管を用いていた場合と変わらなかった。これは0.3Hの大きなインダクタンスで続流電流の増大を抑えており、浮遊容量からのサージエネルギーに比して続流電流分の寄与が相対的に小さいことによる。

(3) ビームの立ち上げ法は、加速電圧を確立した後にイオン源のアーク放電を開始させる方式をとった。このようなパーピアンスを一定にしない立ち上げ方式は電極の穴が円形の場合にのみ可能なものとされている。したがって、立ち上げ波形の微妙な調節を行なうのが困難なGTOスイッチは、JT-60 NBIで採用しているような多数の円孔を開けたイオン源に合致した直流スイッチである。

(4) 二段加速イオン源の第二正電極電圧を供給するための分圧抵抗に流すブリーダ電流の下限の評価法を静的な場合について明らかにした。

(5) 通常のフェライトコアを用いたサージブロックコアに加えて、ダイオードと抵抗を主回路に付け加えてサージ電流が臨界減衰となるようにすることにより、イオン源に流入するサージエネルギーが低減できることを考案し、実験的に確認した。

第2章参考文献

- (1) M. D. Williams and The PPPL Neutral Beam Group, Proc. of the Eleventh Symposium on Fusion Engineering (Austin), Vol. 2, 777 (1985).
- (2) G. Duesing, H. Altmann, H. Falter *et al.*, *Fusion Technology* **11**, 163 (1987).
- (3) S. Matsuda, M. Akiba, M. Araki *et al.*, *Fusion Eng. Design* **5**, 85 (1987).
- (4) M. Akiba, M. Araki, M. Dairaku *et al.*, Proc. of the 10th Symposium on Engineering Problems of Fusion Research (Philadelphia), Vol. 2, 2031 (1983).
- (5) J. V. Frank, A. A. Arthur, L. A. Brusse, W. Low, Proc. of the 7th Symposium on Engineering Problems of Fusion Research (Knoxville), Vol. 2, 1576 (1977).
- (6) O. Kaneko, T. Kuroda, Y. Oka, K. Sakurai, Vol. 2, 1502 (1983).
- (7) 橋本 勲、山下泰郎、上出泰生、岡 勇蔵、佐藤 忠、西村秀和、「半導体素子による中性粒子入射装置用加速電源の開発」、昭和58年電気学会全大、No.50。
- (8) H. W. Owren, W. R. Baker, K. H. Berkner, D. B. Hopkins, and D. J. Massoletti, Proc. of the 12th Symposium on Fusion Technology (Jülich), Vol. 1, 455 (1982).
- (9) W. S. Cooper, "A Comparison of Representative 75-120 keV Four-Grid Accelerator Designs," Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-12673 (1981).
- (10) R. Becherer, M. Desmons, M. Fumelli, P. Rainbault, and F. P. G. Valckx, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **203**, 389 (1982).
- (11) M. Matsuoka, M. Akiba, M. Kawai *et al.*, Proc. of the 13th Symposium on Fusion Technology (Varese), Vol. 2, 911 (1984).
- (12) M. Matsuoka, O. Higa, M. Kawai *et al.*, Proc. of 12th Symposium on Fusion Tech., Jülich, Vol. 2, 1361 (1982).
- (13) R. Hong, A. P. Colleraine, J. S. Haskovec *et al.*, Proc. of 12th Symposium on Fusion Eng., Monterey, Vol. 2, 1133 (1987).

- (14) W. F. Praeg, Proc. of 8th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research (California), 1260 (1979).
- (15) P. H. Kupschus, K. G. Fricke, H. Reimer, and C. N. Mexner, Proc. 12th Symp. on Fusion Technology (Jülich), 439 (1982).

第3章 NBI用の能動的な磁気遮蔽システムの開発

3.1 序言

トカマクプラズマを加熱するための中性粒子ビーム入射装置 (NBI) の設置される箇所には、トカマクからの漏洩磁界が存在する。トカマクの発生する磁界のうち、トロイダル方向の磁界はトロイダルコイルの内部にのみ発生する。したがって、NBIの位置における漏洩磁界はポロイダル磁界のみである。この漏洩磁界は主にプラズマ電流とプラズマ電流を誘起するための変流器コイルの電流に由来するものである。この他、寄与は少ないがプラズマの主半径方向の位置を制御する垂直磁界コイルやダイバータ配位を形成するためのダイバータコイルの電流の影響もある。一方、プラズマの垂直方向の位置を制御するための水平磁界コイルや、プラズマの断面形状を変えるための四重極磁界コイルの電流については、トカマクから離れると急速にその磁界の大きさが減衰することから寄与が小さい。なお、JT-60及びJT60Uにおける各コイルの配置を第1章付録中の第1.A2図及び第1.A3図に示した。以上の合成からなる漏洩磁界は、NBIの位置ではその強度は運転条件によっても、また時間的にも変化するが、向きと分布はプラズマの磁気軸に置いた円環電流の発生する磁界ではほぼ近似でき、プラズマの形状、パラメータに伴う変化は小さい。大型トカマク装置JT-60のプラズマを加熱するNBI (JT-60NBI) の場合、NBIの中央付近ではトカマクからの漏洩磁界が170G程度にもなる⁽¹⁾。

NBIのうち、イオン源、中性化セル、及び残留イオンビームは漏洩磁界に対し磁気遮蔽を施す必要がある。通常磁気遮蔽と言えば高透磁率の材料により目的の領域を蔽うことによりなされ、NBIにおいてもこの方法がこれまで行われてきた。JT-60NBIにおいても、イオン源と中性化セルの磁気遮蔽にはこの受動的な方法を用いた。一方、残留イオンビームに対しては能動的な遮蔽法を採用した⁽²⁾。ここで「能動的」とは、漏洩磁界に対し専らこれを打ち消すことを目的として巻いたコイルにより逆方向の磁界を発生させることを指す⁽³⁾。高透磁率の材料で磁気遮蔽を施す場合と異なり、漏洩磁界に追従

するようにコイル電流を「能動的」に制御する必要から、このような言い方がされている。このような能動的な磁気遮蔽法は、船舶に乘せられた機器を磁気遮蔽する場合等で重量制限のある場合や⁽³⁾、遮蔽の施される機器にアクセスしやすいことが望まれる場合等⁽⁴⁾に採用されてきている。JT-60NBIでは、これらとは異なり以下の理由で残留イオンビームの磁気遮蔽として能動的な方法を採用した。

- 1) 中性化セルの出口及びビームダンプからクライオパネルに至る真空的なコンダクタンスを確保する必要から、磁気遮蔽装置を置ける空間が限られていること。
- 2) 中性粒子ビーム及びイオンビームの通る大きな穴が必要であること。
- 3) トカマクプラズマの着火を容易にし、かつプラズマの閉じ込め特性の劣化を来す磁気島（本章の付録参照）の形成を抑えるために、磁気遮蔽がトカマクプラズマの位置に発生する誤差磁界を最小限に抑える必要があること。後述のように、上記1)、2)の制約の下でも能動的な方法の場合は相対的に小さなコイルで良いので、遠方のプラズマの位置における誤差磁界を小さくできる。

このうち3)項が最も重要で、能動的な磁気遮蔽の新しい応用であるといえる。

一方、イオン源及び中性化セルの磁気遮蔽には受動的な方法のほうがむしろ適している。これは遮蔽すべき空間が相対的に小さいため、磁気遮蔽装置がトカマクプラズマに与える誤差磁界を小さくできることと、要求される磁気遮蔽が一様でかつ高い遮蔽係数を有する必要があることによる。

JT-60NBIに採用した能動的な磁気遮蔽では、コイル配置の制限から必要な領域の全域に亘って完全に漏洩磁界を消すことができなかつた。しかしながらイオンビームに対しては、各イオンビームの軌道に沿っての残留磁界の効果の積分値が結果的になくなれば、実用上完全な磁気遮蔽と同等である。また、当然ながらビーム軌道方向の磁界はビームに何ら影響を与えない。これらの事実を踏まえて、漏洩磁界を実効的に打ち消すのに適切なコイルの数、配置、及び電流値を検討した。ここで考える磁界分布は偏向磁界、漏洩磁界、及び打消し磁界の合成であり、かつ偏向磁石の鉄心や磁気遮蔽の磁性材が存在することから、3次的に複雑な分布をしている。JT-60NBIの磁気遮蔽の検討を開始

した時点では、信頼できる3次元磁界解析コードが手元になかつたことから、代りに磁界に関係する部分のモデルを製作し、磁界分布を実測することにより検討を進めた。ビームに対する漏洩磁界の影響の実験的検証は、静的な模擬漏洩磁界を発生するコイルを取り付けたJT-60NBI原型ユニットにより静磁界についてまず調べ⁽⁵⁾、次いでJT-60NBIにおいて実際の時間的に変化する漏洩磁界の下で調べた。

NBIの磁気遮蔽はこれまでの中小型のトカマク用のNBIでは問題とはならなかつたものである。これは中小型のトカマクの発生する漏洩磁界が小さく、またNBIも規模が小さいので、通常受動的な磁気遮蔽法で容易に十分な磁気遮蔽ができたことによる。磁気遮蔽に要する磁性材の使用量が少ないことから、トカマクプラズマに与える誤差磁界も問題とはならなかつた。したがって、大型トカマク用のNBIの磁気遮蔽法の技術はこれまでになかつた新しい課題である。大型トカマク用のNBIの単基容量はイオンビームの出力で10MW程度であり、かつ数秒以上のビームパルス幅を持つ。したがって、磁気遮蔽が不完全でイオンビームが偏向されると、NBIの内部機器を熱的に破壊する可能性が高い。よって厳密な磁気遮蔽は大型のNBIにとって重要な問題である。

以上のように、能動的な磁気遮蔽をNBIに応用するのは新しい試みである。またその採用理由もこれまでの能動的な磁気遮蔽にはなかつたもので、実用にあたっては十分な検討を要する。本章ではJT-60NBIの残留イオンビームのために開発した能動的な磁気遮蔽の設計検討と試験結果について示した。

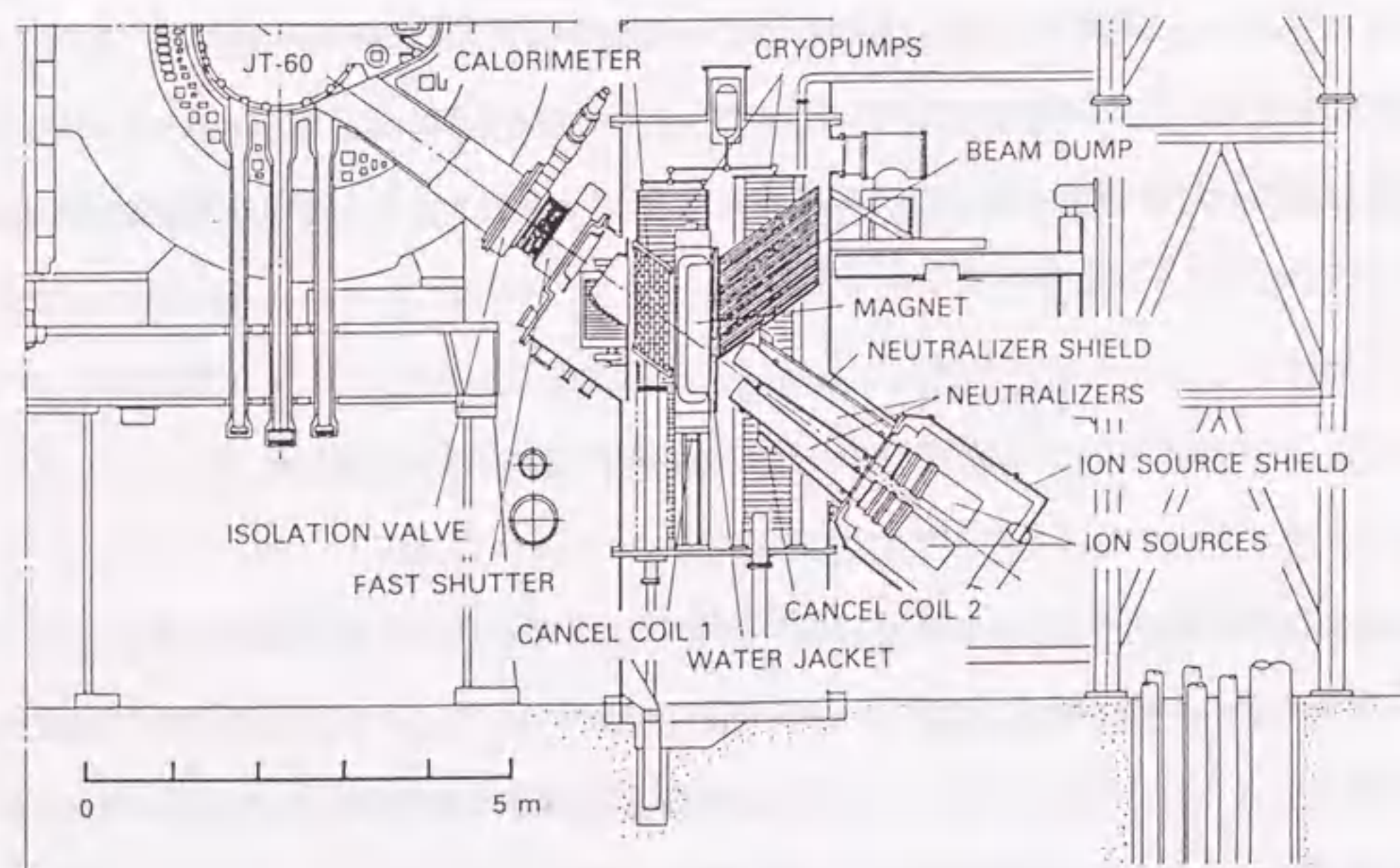
3. 2 JT-60NBIにおける漏洩磁界の分布と能動的磁気遮蔽の設計

第1章の付録に示したように、JT-60NBIはプラズマの斜め上方及び下方からビームを入射するユニットがあり、上下合わせて14ユニットからなる。その形状はトカマクの赤道面について上下に対称である。上下方向の入射角は水平面に対し35.5度傾いている。また赤道面に投影した入射角はビーム軸が標準的なプラズマの中心と交差する位置で ± 7.49 度であり、トロイダル磁界に対し準垂直入射である。JT-60NBIの下側ユニットの側

面図を第3.1図に示す。またNBI真空容器内部の機器配置の平面図を第3.2図に示す。以下には、JT-60NBIのうち磁気遮蔽に関連する部分について説明する。

各ユニットには上下に2台のイオン源が取り付けられ、最大定格運転時、合わせて100keV、70~80Aの水素ビームが引き出される。プラズマ源はバケット型イオン源である。イオンビームは加速電極にあけた多数の円形孔を通して加速される。こうした方式の組み合わせのイオン源は一般に、無磁界型プラズマ源やスリット型加速電極を用いたイオン源より相対的に漏洩磁界に強く、ビーム軸に垂直な方向に5Gまでの漏洩磁界があってもビームの質に影響を与えないことが実験的に確かめられている⁽⁶⁾。

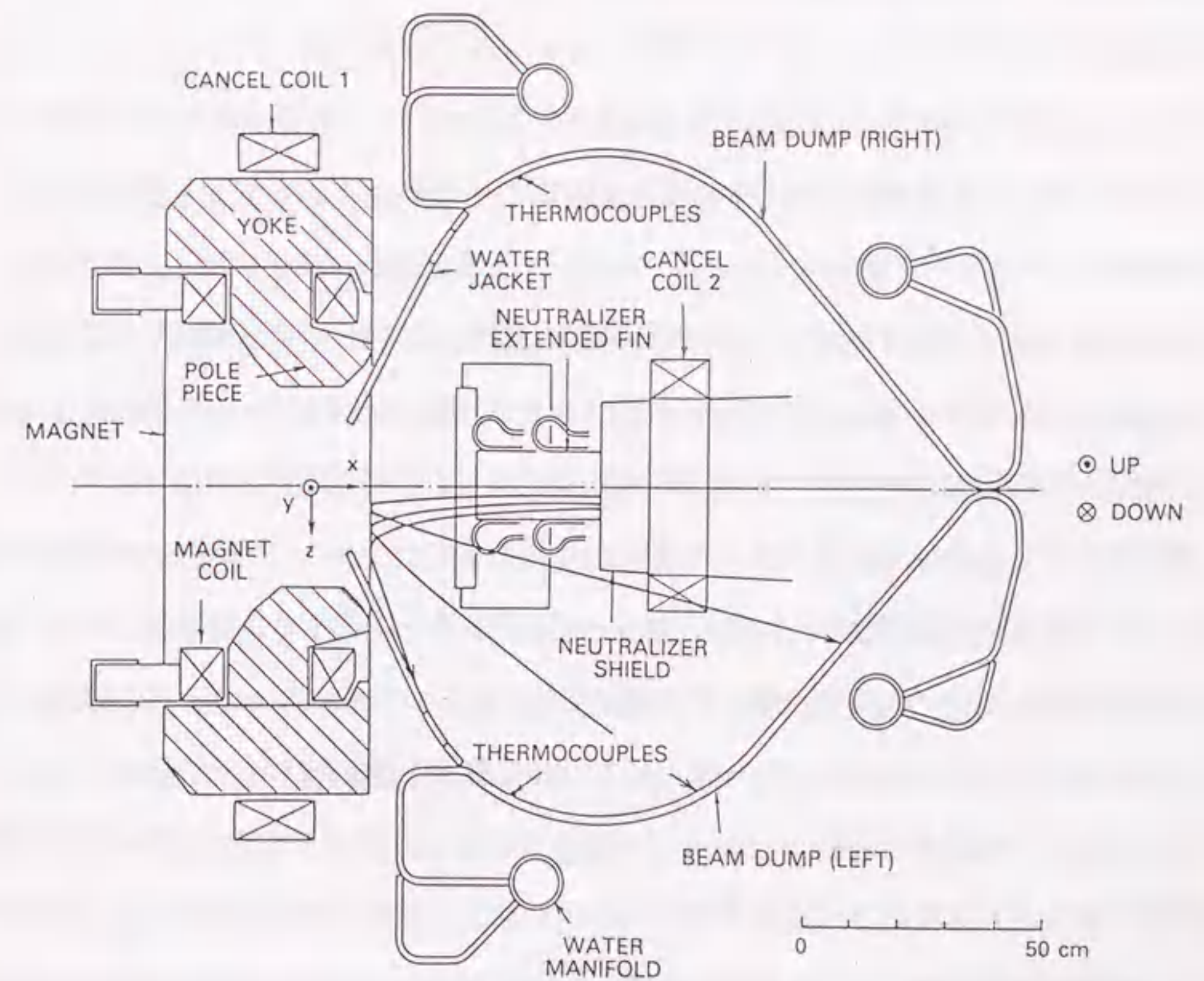
2台のイオン源に対応してイオン源の下流には2本の中性化セルが上下に設置されており、2台のイオン源から引き出された上下2本のイオンビームは対応する中性化セルをそれぞれ通る。これらのイオン源と中性化セルは一体の受動的な二重磁気遮蔽が施してある。外層は軟鉄製で厚みはイオン源部の磁気遮蔽が1.5cm、中性化セル部の磁気遮蔽が2.4cmである。内層は μ メタル製で厚みはいずれも5mmである。中性化セルで中性化さ



第3.1図 JT-60NBIの下側ユニットの側面図。

れずに残ったイオンビームは、下ユニットの場合斜め下側から偏向磁石に入り、反射させて斜め上方のビームダンプに導く。ビームエネルギーが100keVの時、偏向磁石励磁コイルのアンペアターン数は58.4kAT、磁極間中心における磁界の強さは1520Gである。ビームエネルギーを変えてもイオンビームの軌道が変わらないように、励磁コイル電流はビームエネルギーの1/2乗に比例して変化させる。磁界の強さはビームエネルギーに比べて強めに設定してあり、イオンビームは磁極間に入る前に磁極から拡がり出ているフリッジ磁界によって反射されるようにしてある。

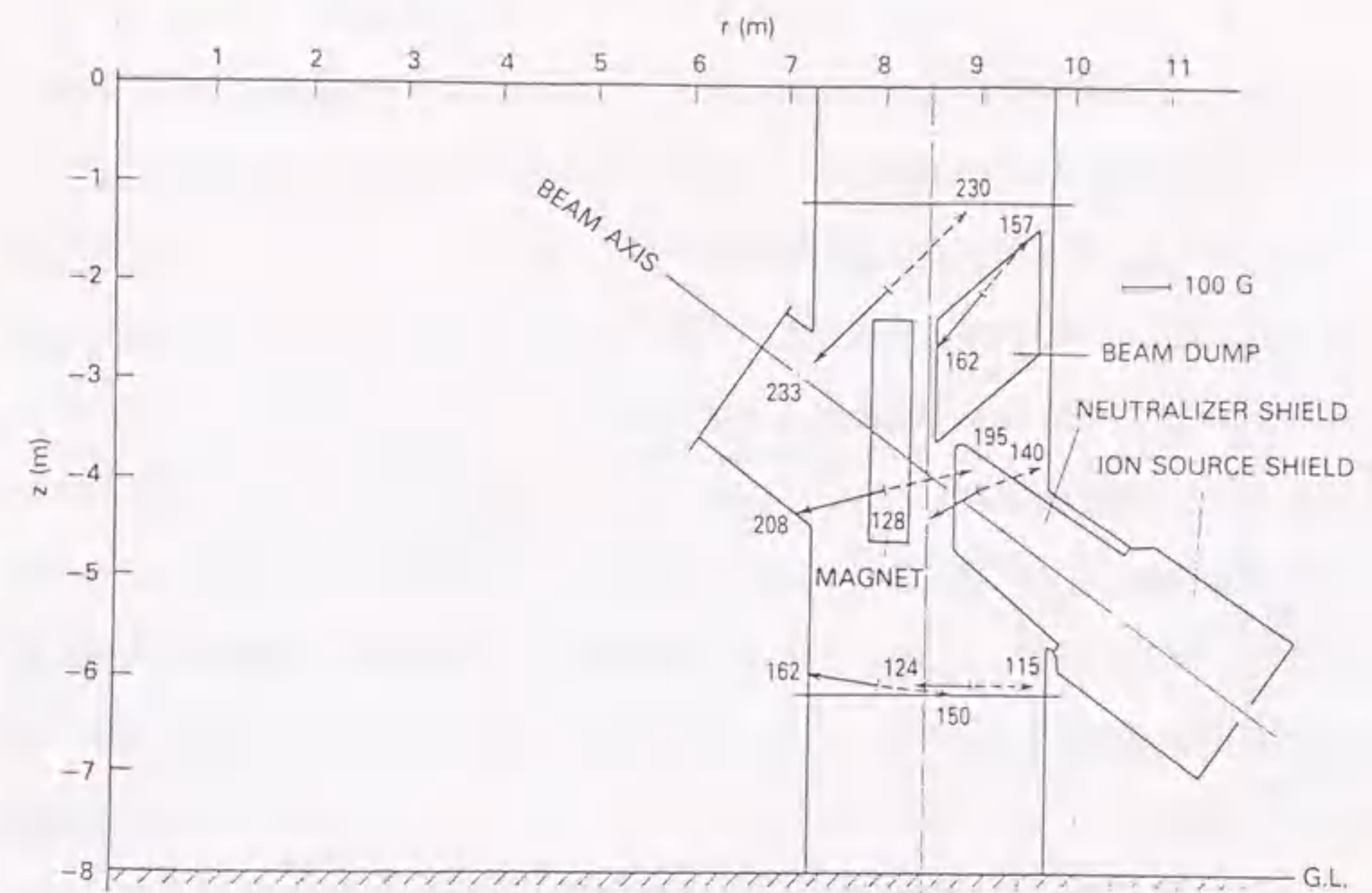
このような反射型の偏向磁石を用いると、第3.2図中に矢印付きの曲線で例示してあるようにイオンビームは水平方向に大きく発散する。この特徴を利用して、中性化セル出口におけるイオンビームの高熱流束を下げてビームダンプ表面に導いている。その結



第3.2図 JT-60NBI真空容器内部の機器配置の平面図。

果、最大定格運転時、中性化セル出口における面平均のイオンビームの熱流束が 7.7kW/cm^2 であるのに対し、ビームダンプ表面では最大でも 500W/cm^2 に低減される。第3.2図のとおり、この大きく発散するイオンビームを受け止めるためにビームダンプの水平方向の形状は開口の大きいV字状にしてある。逆に一部のイオンビームは大きく発散し過ぎるので、偏向磁石のヨークに当たる可能性がある。これを防ぐために、磁極はヨークに対し相対的にイオン源側にずらしてある（図中磁極POLE PIECEの位置が偏向磁石コイルMAGNET COILやヨークYOKEに対しビームダンプ側にずれている）。さらにウォータージャケットと呼んでいる水冷の保護板を設けている。このウォータージャケットもビームダンプも水冷パイプを面状に並べた構造であり、許容熱負荷は2倍の安全係数をとってそれぞれ、 450W/cm^2 及び 500W/cm^2 である。漏洩磁界の方向は、ほぼ第3.2図中に示した座標系のxy面内である。したがって漏洩磁界はウォータージャケットの面に垂直な方向にもイオンビームを偏向する。一方、ウォータージャケットへのイオンビームの入射角はほとんど接線方向であることから、ビーム軌道の小さなずれがウォータージャケット上の熱負荷を大きく変える可能性がある。よってウォータージャケットの熱負荷を増やさないためにはイオンビームに対する磁気遮蔽を厳密に行う必要がある。

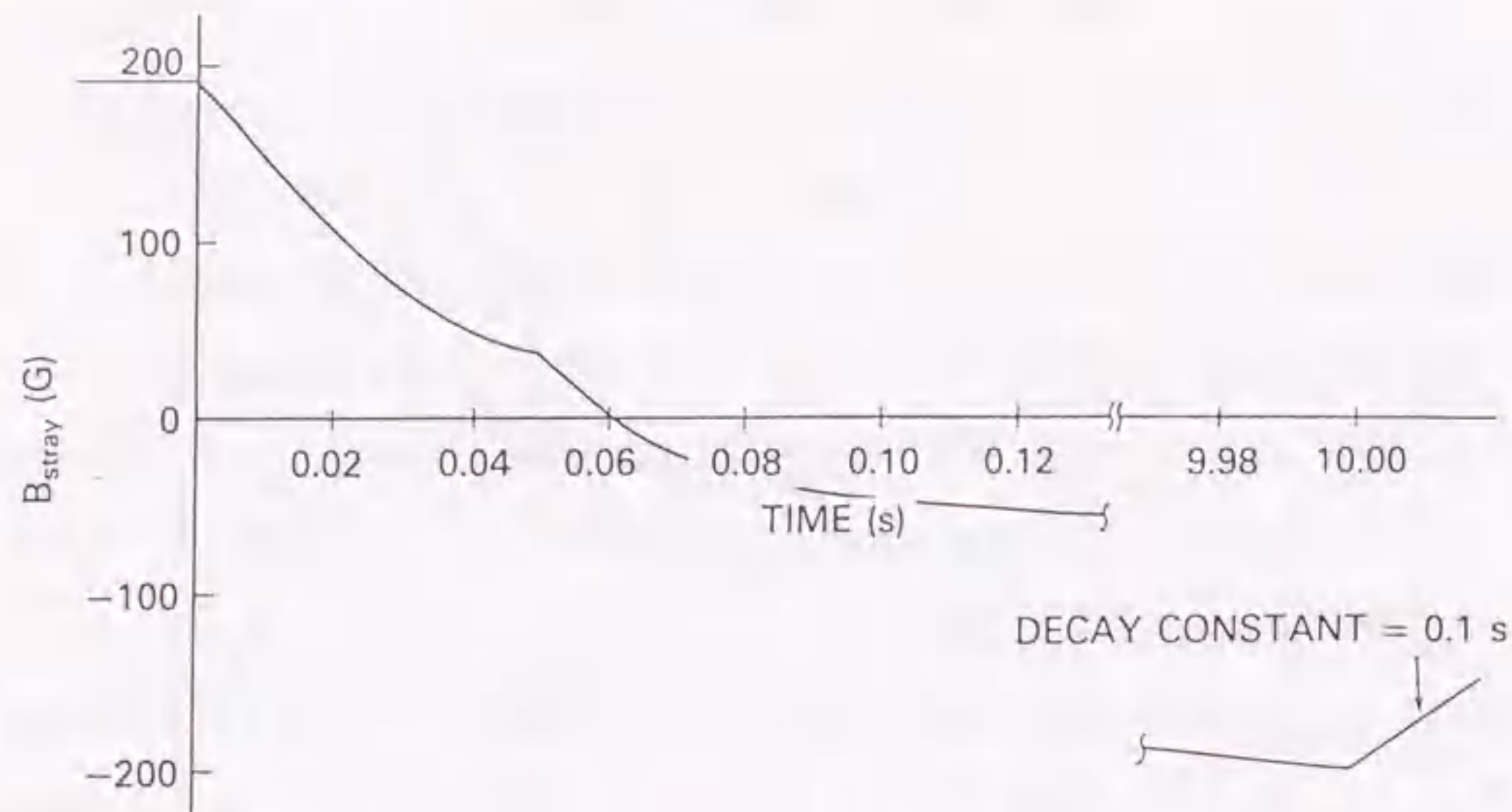
JT-60を外側ダイバータ配位で運転するとき予測される最大の漏洩磁界の鉛直面の分布を第3.3図に示す。図の座標の原点はトカマクを中心である。JT-60の運転条件はプラズマ電流が定格の2.7MAである。放電直前は変流器コイルが逆向きに励磁されており、漏洩磁界はほとんどが変流器コイルの電流に由来するものである。一方NBIの運転に影響を与える放電中の漏洩磁界のほとんどは、放電開始時に反転させた変流器コイルの電流に由来する磁界と、その変流器コイル電流とは逆向きに誘起されたプラズマ電流に由来する磁界との差である。したがって、最大の漏洩磁界は変流器コイルの電流が最大となる、プラズマ電流を定格値一定から下げ始める時刻に発生する。第3.3図には放電開始直前とプラズマ電流を下げ始める時刻の磁界分布をそれぞれ点線と実線の矢印で示した。この図からも推察できるように、時間とともに漏洩磁界は極性は変わるが、その方向は放電を通じてほとんど変わらない。



第3.3図 外側ダイバータ配位運転時のJT-60の漏洩磁界の分布。点線の矢印は放電開始直前、実線の矢印はプラズマ電流を下げ始める時刻の磁界分布である。

固体リミタ配位で運転する場合の漏洩磁界はダイバータ配位で運転する場合より小さくなる。またダイバータ配位で運転するか固体リミタ配位で運転するかによる漏洩磁界の向きの変化はNBI真空容器の中心（第3.3図で鉛直な真空容器中心線とビーム軸との交点）で5度程度と小さい。JT-60は1988年に下側ダイバータコイルが追加され、下側ダイバータ配位の運転も可能になった⁽⁷⁾。この新しい配位における漏洩磁界の向きの変化も5度程度と小さい。受動的な磁気遮蔽と異なり、能動的な磁気遮蔽では磁気遮蔽用のコイルの電流で磁界を打ち消すことからその向きが一般に問題となるが、以上のように磁界の向きの変化が小さいことから、後述のように磁界の向きの変化まで追従するような磁気遮蔽は不要である。

第3.4図はNBI真空容器中心における漏洩磁界の主半径方向の成分の時間変化である。漏洩磁界の極性は $t=0$ で放電を開始してすぐに反転する。漏洩磁界の大きさは放電開始



第3.4図 NBI真空容器中心における漏洩磁界の時間変化。

直後は速く変化するが、その後はゆっくりかつ滑らかに変化する。中性粒子ビームを入射する時間帯はこの滑らかに変化する時間帯であるので、漏洩磁界を打ち消すためのコイル用電源の制御も遅いもので良いと期待できる。

磁気遮蔽の設計を開始したとき、残留イオンビームに対しても通常の受動的な方法が採用できないかをまず検討した。初めにNBI真空容器自体を軟鉄製とすることを考えたが、必要な厚みは10cm程度にもなり、重くなり過ぎることから現実的でないことがわかった。またNBI真空容器とプラズマとは3.5mしか離れておらず、このような重量の磁気遮蔽が磁化することにより発する誤差磁界がトカマクプラズマの性能に影響を与える懸念された。このような誤差磁界はトカマクプラズマに主に2つの点で影響を与える。一つは誤差磁界によって初期生成電子が壁に失われ易くなってトカマク放電の立ち上げが困難になることであり、もう一つは磁気島を形成してプラズマの閉じ込め特性を悪化させることである。トカマクプラズマにおける誤差磁界の許容値は誤差磁界の向きとそのスケール長に依存する。磁気遮蔽の設計開始当時、その許容値は明確ではなかったが、

暫定的に30G以下に抑えることを設計の目標とした（後にNBIの一部ユニットを接続入射化する際に誤差磁界の効果を再検討し、大きなスケール長の誤差磁界に対する許容値は17.5Gであることを得た。本章の付録参照。）。軟鉄で作ったNBI真空容器による誤差磁界がこの許容値を超えるのは、真空容器全体が飽和磁束密度近くまで磁化すると仮定した粗い評価から明らかであった。そこで代案として、中性化セル、偏向磁石及びビームダンプを部分的に囲むような小さめの磁気遮蔽構造を次に検討した。磁気遮蔽には真空的なコンダクタンスを確保するために、多くのスリット状の穴を設けることとした。その他に磁気遮蔽には中性ビームを通すための大きな開口部がある。磁性材に関する縮小モデルでこの磁気遮蔽構造の性能を調べたところ、開口部が多いことからイオンビームの磁気遮蔽としては不十分なことが判明した⁽⁸⁾。このように受動的な方法では磁気遮蔽が困難であることが明らかとなって改めて大型のNBIにおける磁気遮蔽技術の重要性を認識し、対策として能動的な磁気遮蔽を適用性の検討を行った。

能動的磁気遮蔽の場合には、コイルだけが配置できればよいことから、空間的な制約が緩和される。しかしながらJT-60NBIの真空容器内は第3.1図のようにビームライン機器が詰まっているので、コイルの据え付け箇所はおのずと限定される。第3.3図に示したように、JT-60からの漏洩磁界は偏向磁石付近ではほぼ水平方向である。そこでまず、偏向磁石の鉄心（ヨーク）の周りにコイルを巻くことを考え、次いでこのコイルの発生する磁界を補正する目的で中性化セル部の磁気遮蔽の出口（偏向磁石側のビームが中性化セルから出てくる部分）にも巻くことを考えた。これらのコイルをそれぞれ以下打消しコイル1及び打消しコイル2（図ではCANCEL COIL 1、2）と称することとする。いずれのコイルもコイルの中心軸は水平でトカマクの主半径方向の磁界を発生するように巻く。JT-60NBIは準垂直入射であるので厳密には主半径方向ではないが、以下の検討はこれを無視している。打消しコイル2は、特に中性化セル出口付近の磁界を良く打ち消すことを意図したものである。これはイオンビーム軌道の始まりの位置における軌道のずれが最終的な軌道のずれに大きく響いてくることによる。次節で示すように、2つのコイルは電氣的に直列に接続し、励磁コイル電流は時間変化する漏洩磁界に対し負帰

還制御により追従するようにする。

3.3 縮小モデルによる磁界測定とビーム軌道/熱負荷計算

打消しコイルの効果を確認するために、打消しコイルと磁性材のモデルを製作し、磁界分布を測定した。このモデルには模擬漏洩磁界を発生するためのコイルも取り付けられた。測定した磁界分布を計算機に取り込み、イオンビームの軌道とイオンビームによるウォータージャケットやビームダンプ上の熱負荷分布を計算し、磁気遮蔽性能を評価した。

JT-60NBIにおける磁性材、すなわち偏向磁石とイオン源及び中性化セル用の磁気遮蔽は第3.3図に概略の断面を示したように数mに及ぶ巨大なものである。このままのスケールの磁気モデルを製作するのは困難である。そこで縮小モデルを用いることとした、この場合、どのようにスケールさせればよいか以下に簡単に考察する。

中性粒子ビームを入射するのは、第3.4図で磁界が反転して以降のゆっくり変化する時間帯であるのでNBIの真空容器等に流れる渦電流を無視し、定常な磁界と考える。この場合、系は物体のある場合に一般化したマクスウェル方程式のうちの磁界に関する式

$$\nabla \times H = J \dots \dots \dots (3.1)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \dots \dots \dots (3.2)$$

により記述される。このうち磁束密度 B は磁気分極 M を用いて

$$B = \mu_0 H + M \dots \dots \dots (3.3)$$

と書ける。縮小モデルでは磁性材の磁気分極 M は縮小のスケールに依らない。またスケ

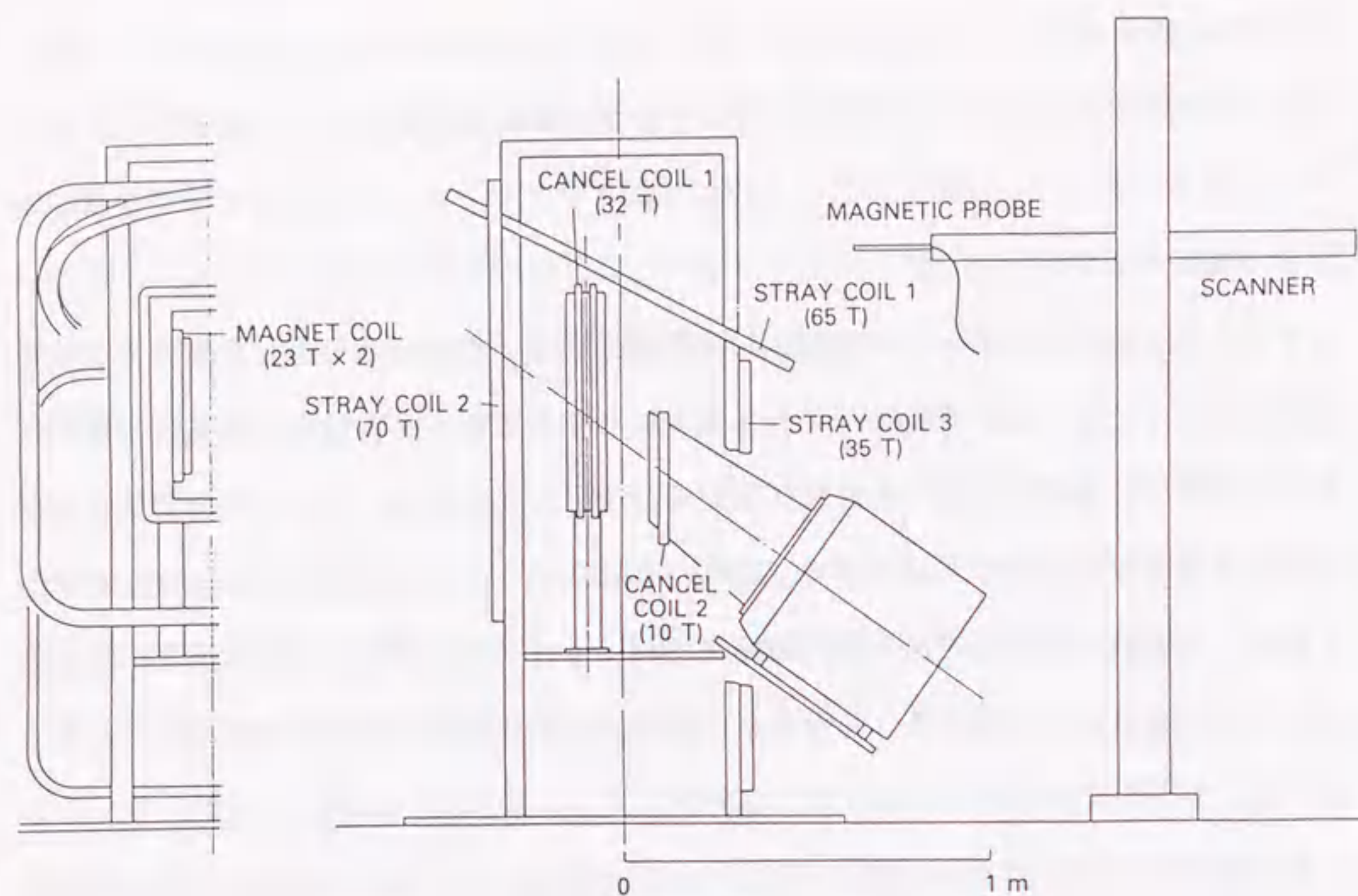
ールに依らず同じ大きさの磁界の強さ H で試験を行いたいのであるから、(3.1)式より電流密度 J は縮小のスケールに反比例して高くしなければならないことがわかる。一方、コイルの断面積はスケールの2乗に比例して小さくなる。したがって、励磁コイルのアンペアターン数で言えば縮小のスケールに比例させて小さくすれば厳密なモデル試験ができることになる。

また、後の測定では各コイルに個別に通電したときの測定磁界を足し合わせて合成の磁界としている。この妥当性についても簡単に考察しておく。磁性材の磁気的特性は一般に非線形であるが、空隙のある磁気回路では空隙が極端に狭い場合を除き磁気抵抗がほとんど空隙で決まってしまうので、磁性材が飽和するまで各部の磁界はほとんど線形となる。偏向磁石は空隙のある磁気回路であり、また磁気遮蔽もコイルが遠方にある空隙の大きい磁気回路と言え。したがって、各部の磁界はほぼ線形性が成り立つと考えられる。

縮小モデルの側面図を第3.5図に示す。モデルの大きさは、ホール効果を用いた磁気プローブを用いて、ビーム軌道/熱負荷計算に必要な磁界分布の測定が可能な最小値として実寸の1/4とした。イオン源磁気遮蔽、中性化セル磁気遮蔽及び偏向磁石は厳密に1/4に縮小した。但し偏向磁石励磁コイルや打消しコイルの断面積は、電流密度の制限から実際のものより相対的に大きい。しかしながら発生した磁力線の多くは磁性材の中を通ることになるので、コイルのごく近傍を除けば磁界分布はほとんど変わらないと期待できる。

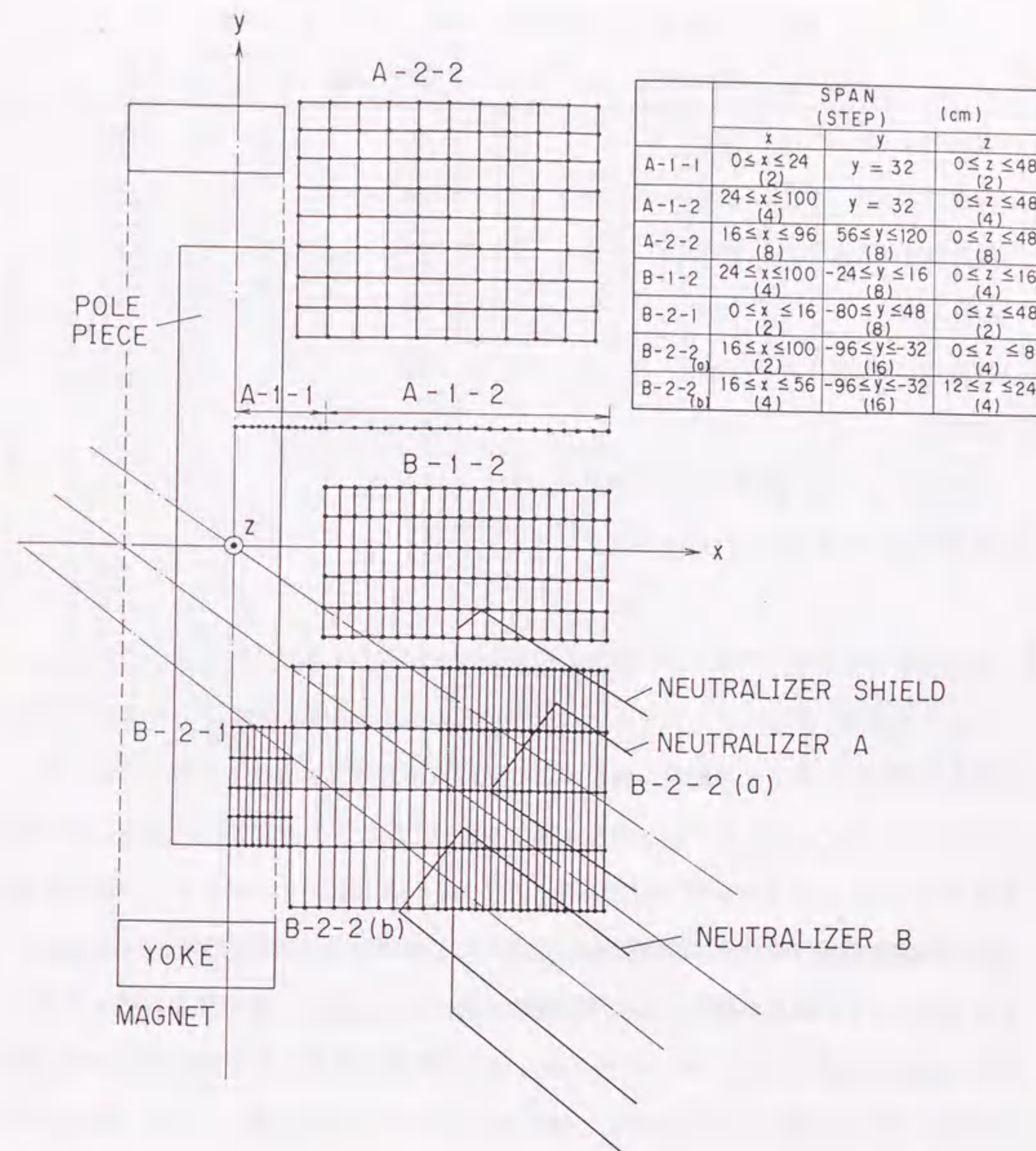
漏洩磁界の発生源であるJT-60のプラズマ電流やポロイダルコイルのアンペアターン数はMA・Tのオーダーであるので、その1/4としても製作は容易ではない。そこでJT-60からの漏洩磁界を模擬した磁界を縮小モデルの範囲だけに発生するコイル(漏洩コイル1~3、図ではSTRAY COIL1~3)を取り付けた。これらのコイルの発生する磁界は、磁気遮蔽を検討する領域で実際の漏洩磁界を5%程度以上の精度で模擬している。

磁界分布の測定は3軸方向の磁界を測定する3個のホール素子が一つにまとめられた磁気プローブを用いて行った。測定は漏洩コイル、打消しコイル1、打消しコイル2、及び



第3.5図 縮小モデル側面図。

偏向磁石励磁コイルを個別に通電した場合の4種について行った。測定点は第3.6図の各格子点の位置で、図中の表にその座標を実機のスケールで示した（スケールは以降もすべて実機のスケールとする）。表中の括弧内の数値は各方向の測定ステップである。後の軌道計算に必要十分であるよう、重要な領域は測定ステップを細かくし、重要でない部分や他の領域の磁界データから補間できそうな領域は測定箇所を減らし全体に合理化を図ったが、それでも測定点は4000を超えている。得られた各磁界分布に係数をかけて数値的に足し合わせ、線形補間を施して空間的に連続な磁界分布データとし、ビーム軌道/熱負荷分布の計算に用いた。各磁界分布にかけた係数は、漏洩磁界については第3.3図の磁界と同じ大きさになる値とし、打ち消しコイル1、2についてはビームの残留磁界による偏向が最小となる値とした。後者は多くの組み合わせについて繰り返し計算して適切な係数を求めた。磁界を合成するときには、磁気プローブの中の各ホール素子



第3.6図 縮小モデルにおける磁界の測定箇所。各格子点が測定位置である。

表中の括弧内の数値は空間的な刻みのステップを表わす。

のずれ（最大3mm）も考慮した。各コイルのターン数と測定時の電流値、及び最終的に決めた合成時の各磁界の倍率係数を第3.1表に示す。

第3.1表 縮小モデルの各コイルのアンペアターン数

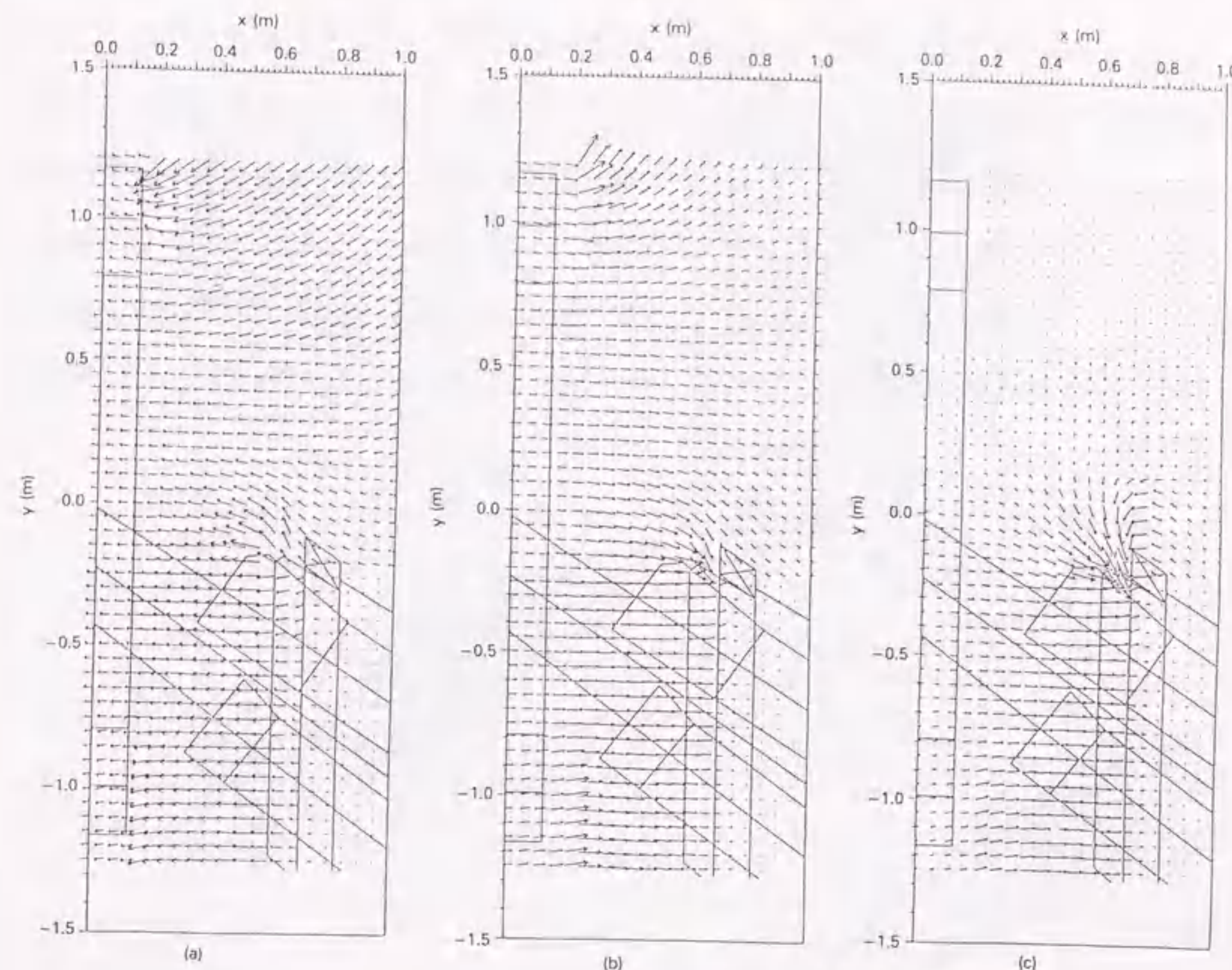
	電流 (A)	ターン数 (T)	倍率 ⁱ
漏洩コイル1	250	50	10/9
漏洩コイル2	250	54	10/9
漏洩コイル3	250	27	10/9
打消しコイル1	266	32	0.740
打消しコイル2	220	10	0.895
偏向磁石	266 ⁱⁱ	23×2 ⁱⁱ	1.0

ⁱ 測定磁界に対し、最終的に決めた磁界合成時の倍率係数。

ⁱⁱ 75keV水素ビーム運転に対応する値。

本節の初めに考察したように、各部の磁界はほぼ線形となるはずである。この確認のために、最終的に決めたアンペアターン数で全てのコイルを同時通電し、代表的な位置の磁界測定を行った。その結果、測定誤差の範囲内で数値的に合成した値と一致した。

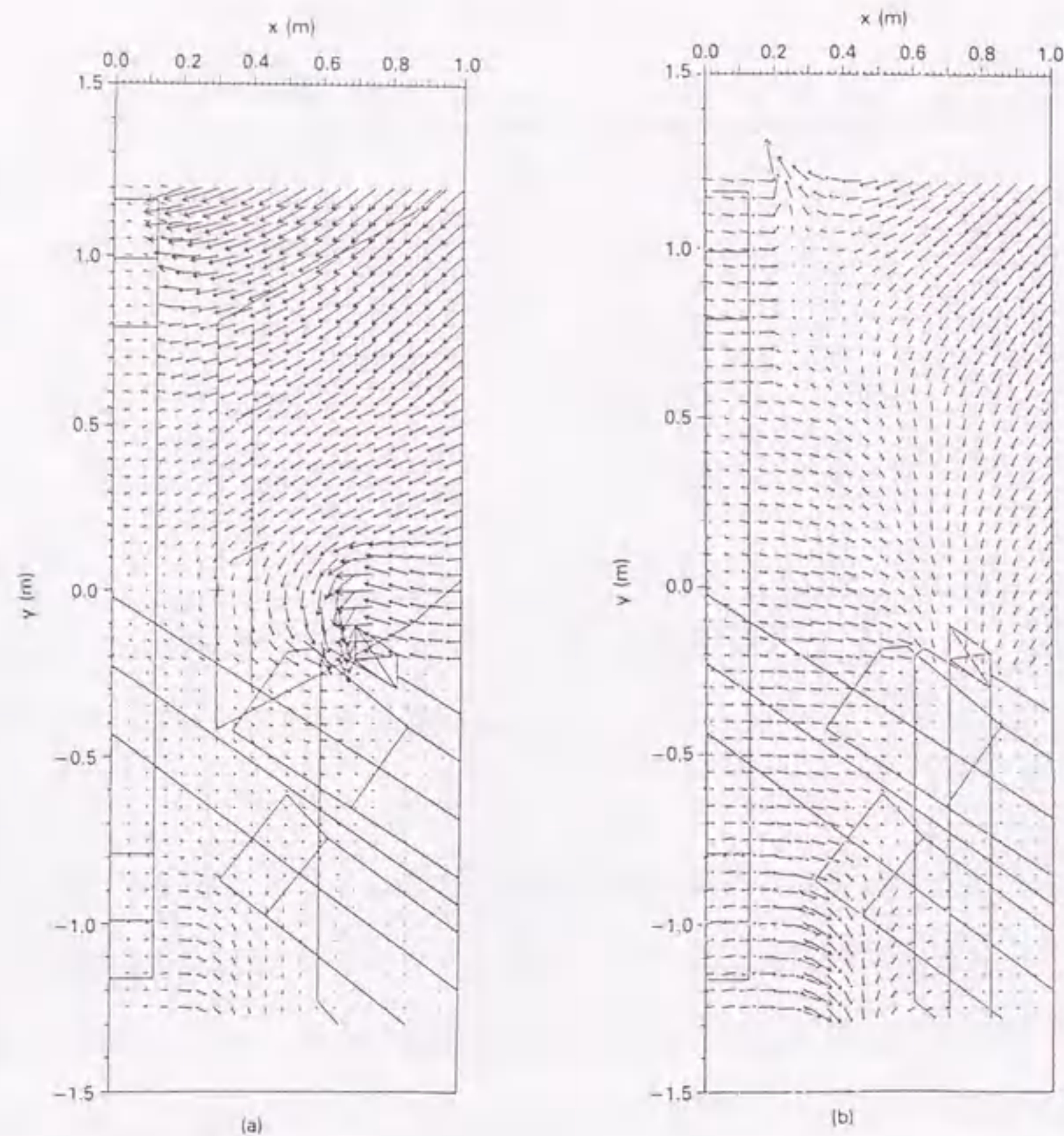
第3.7図a)、b)、c)はそれぞれ、漏洩コイル1~3、打消しコイル1、及び打消しコイル2を個別に励磁したときの磁界分布である。第3.3図と第3.7図a)を比較すると、後者は磁性材（偏向磁石と中性化セル磁気遮蔽）があることにより漏洩磁界の向きがより水平になっている。また磁界の強さを数値で比較すると、偏向磁石の中心（図中座標の原点の位置）付近の磁界が、第3.3図のデータから線形補間により求めた偏向磁石中心の位置における値では168Gであるのに対し、第3.7図a)の場合は128Gに減っており、偏向磁石の鉄心が磁気遮蔽的に働いている。一方、中性化セル出口の位置 $[x,y,z]=[0.6,-0.48,0]$ （単位：m）では磁性材が磁力線を集めるため、逆に292Gに増えている。b)の打消しコイル1の発生する磁界分布はa)図の漏洩磁界分布によく似ている。しかしながら、後述のように、打消しコイル1だけでは偏向磁石近傍で相対的に磁界が強くなっているため磁界の打消しは不十分である。一方、打消しコイル2の発生する磁界分布はc)図のように中性化セル磁気遮蔽の出口付近に集中しているため、打ち消しコイル1、2を組み合わせ



第3.7図 漏洩コイル1~3、打消しコイル1、及び打消しコイル2を個別に励磁したときの磁界分布。a)漏洩コイルのみ、b)打消しコイル1のみ、c)打消しコイル2のみを励磁したときの磁界分布。

せれば中性化セル出口から偏向磁石に至る空間の磁界を一様に打ち消すことができると期待できる。

第3.8図a)は第3.1表の倍率係数を用いて漏洩磁界、打消しコイル1、2の発生する磁界を数値的に合成して得た磁界分布である。参考として漏洩磁界を打消しコイル1だけを用いて打ち消した場合に相当する合成磁界をb)図に示した。a)、b)図を比較すると、中性化セル出口付近の磁界は打消しコイル1、2を併用したほうがより一様に打ち消せるこ

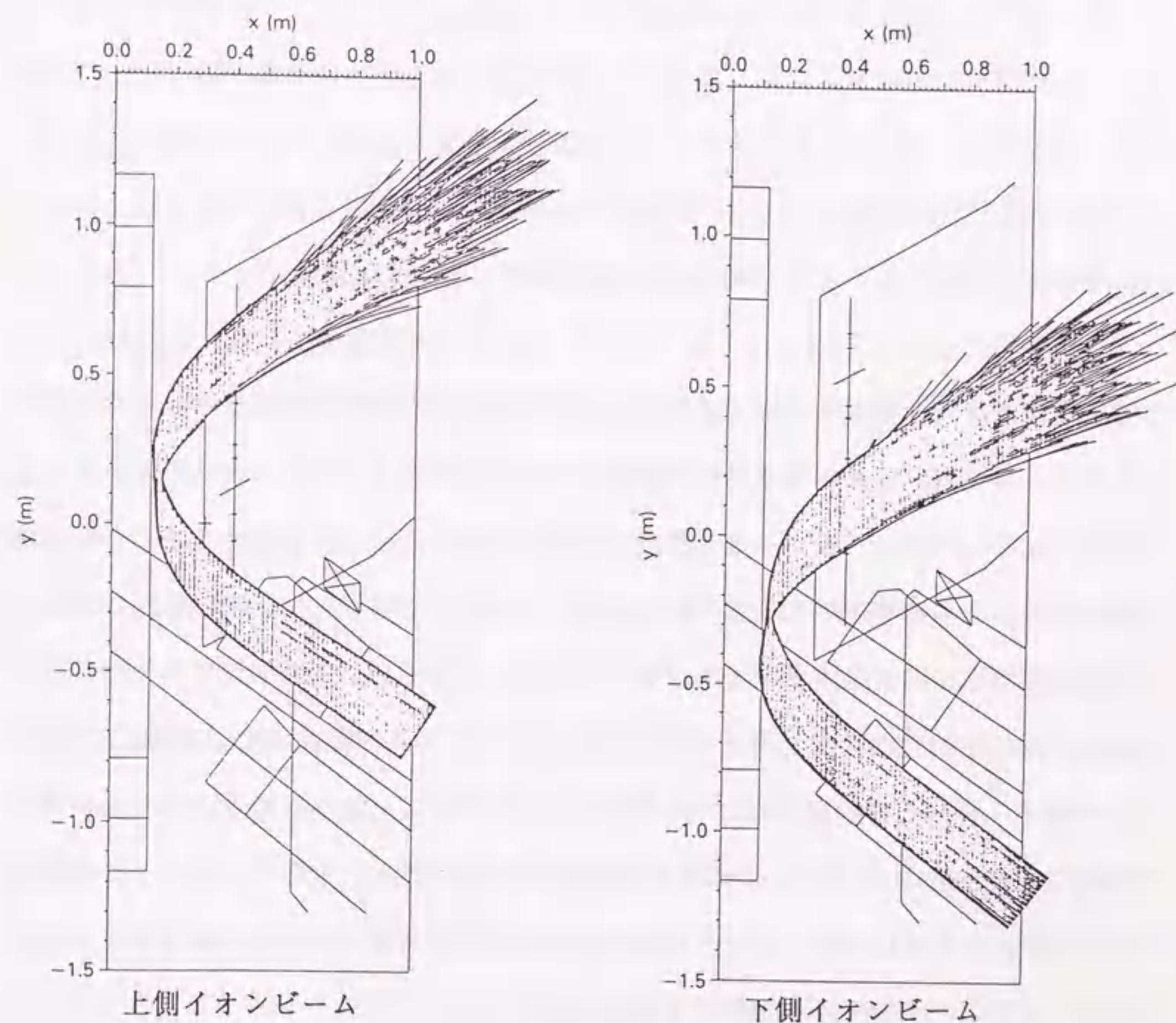


第3.8図 各磁界を数値的に合成した磁界分布。a)漏洩コイル (250A×10/9)、
 打消しコイル1 (266A×0.789)、及び打消しコイル2 (220A×0.954) の磁界を
 合成した磁界分布。b)漏洩コイル (250A×10/9) と打消しコイル1 (266A×1.367)
 の磁界を合成した磁界分布。

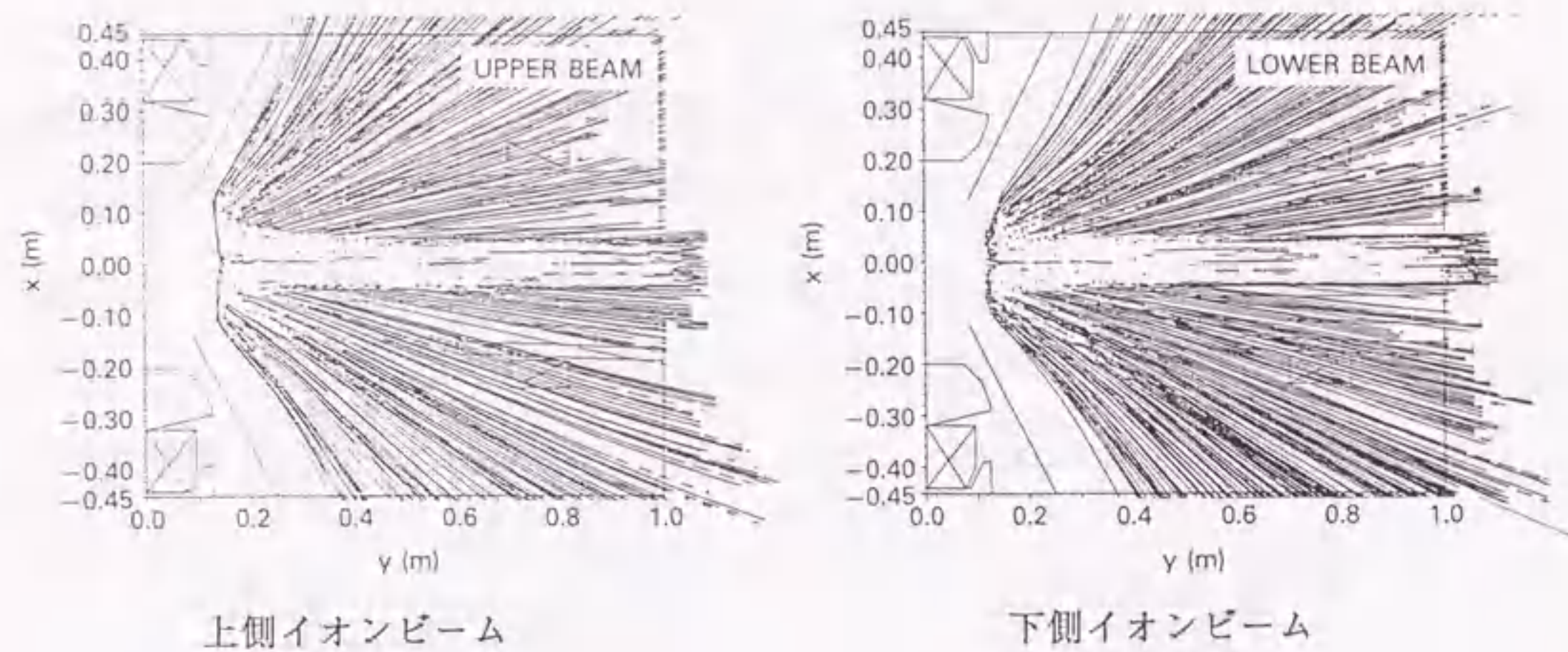
とがわかる。注意すべきは残留磁界分布が上下中性化セルの出口で異なることである。
 漏洩磁界はイオンビームを左に曲げる方向であり、打消し磁界は右に曲げる方向である。
 したがって打消し磁界を相対的に強くして行けば、漏洩磁界で左に曲げられたイオンビ
 ームをほぼまっすぐになるように持ってくることができる。しかしながら、まっすぐにな
 る打消し磁界の値が上下のイオンビームで大きく異なっていて上下のイオンビームの

向きがそろっていないと、打消し磁界の大小だけでは両方のイオンビームを同時にまっ
 すぐ向けることができない。ビーム軌道の計算によると、打消しコイル1だけを用いた
 場合がこれに該当し、上側のイオンビームによる熱負荷がイオン源側から見て右側で許
 容熱負荷を超えるようになっても下側のイオンビームによる熱負荷が左側でまだ許容熱
 負荷内に収まらないことがわかった。これに対し打消しコイル1、2を併用すると上下の
 熱負荷を同時に許容値内に収めることができる。

第3.9図は両打消しコイルを併用したときのイオンビームの軌道の側面図、第3.10図



第3.9図 打消しコイル1、2を併用して磁界を打ち消したときのイオンビーム
 の軌道の側面図。上下イオン源からのイオンビームを分けて示した。



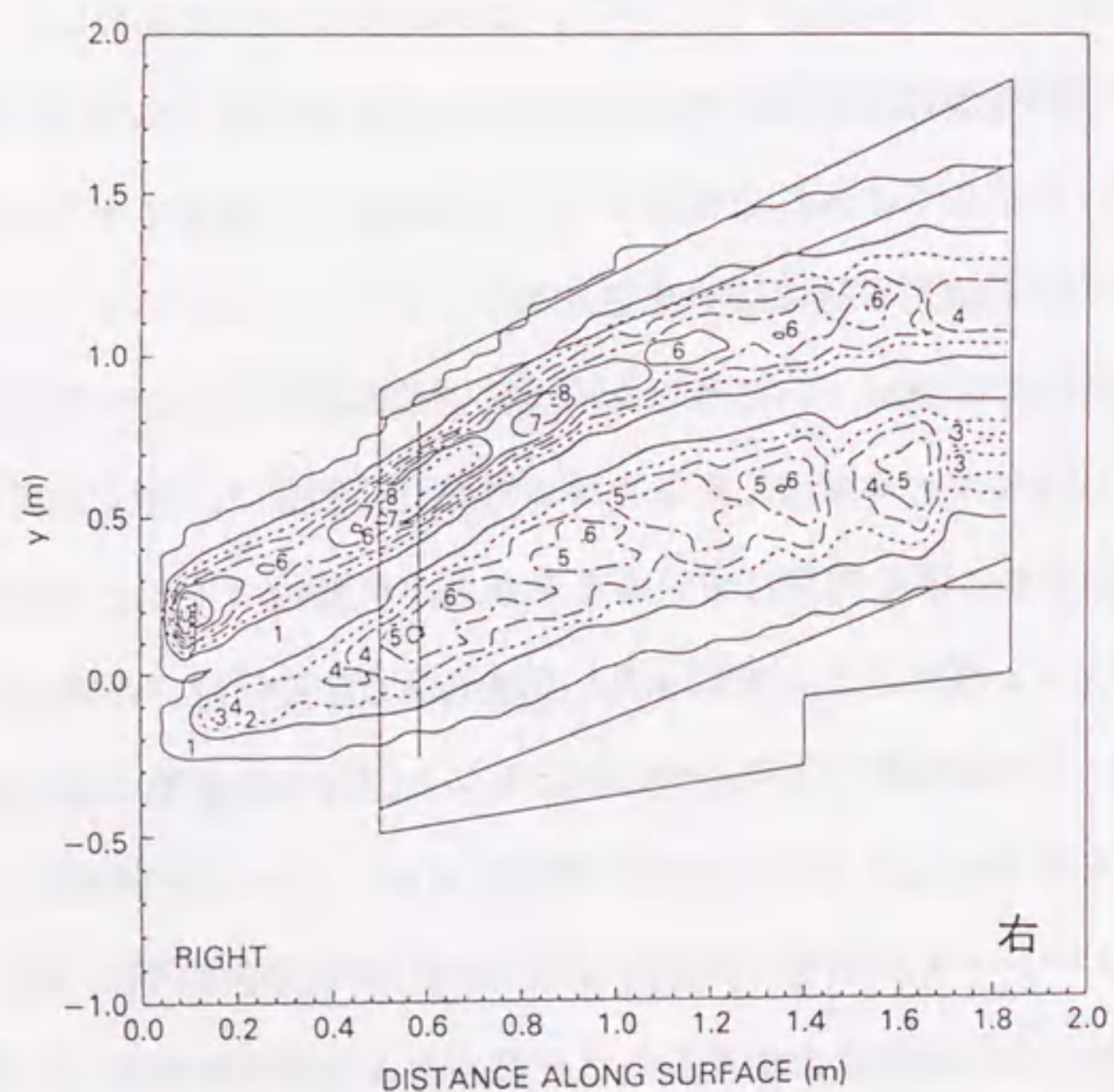
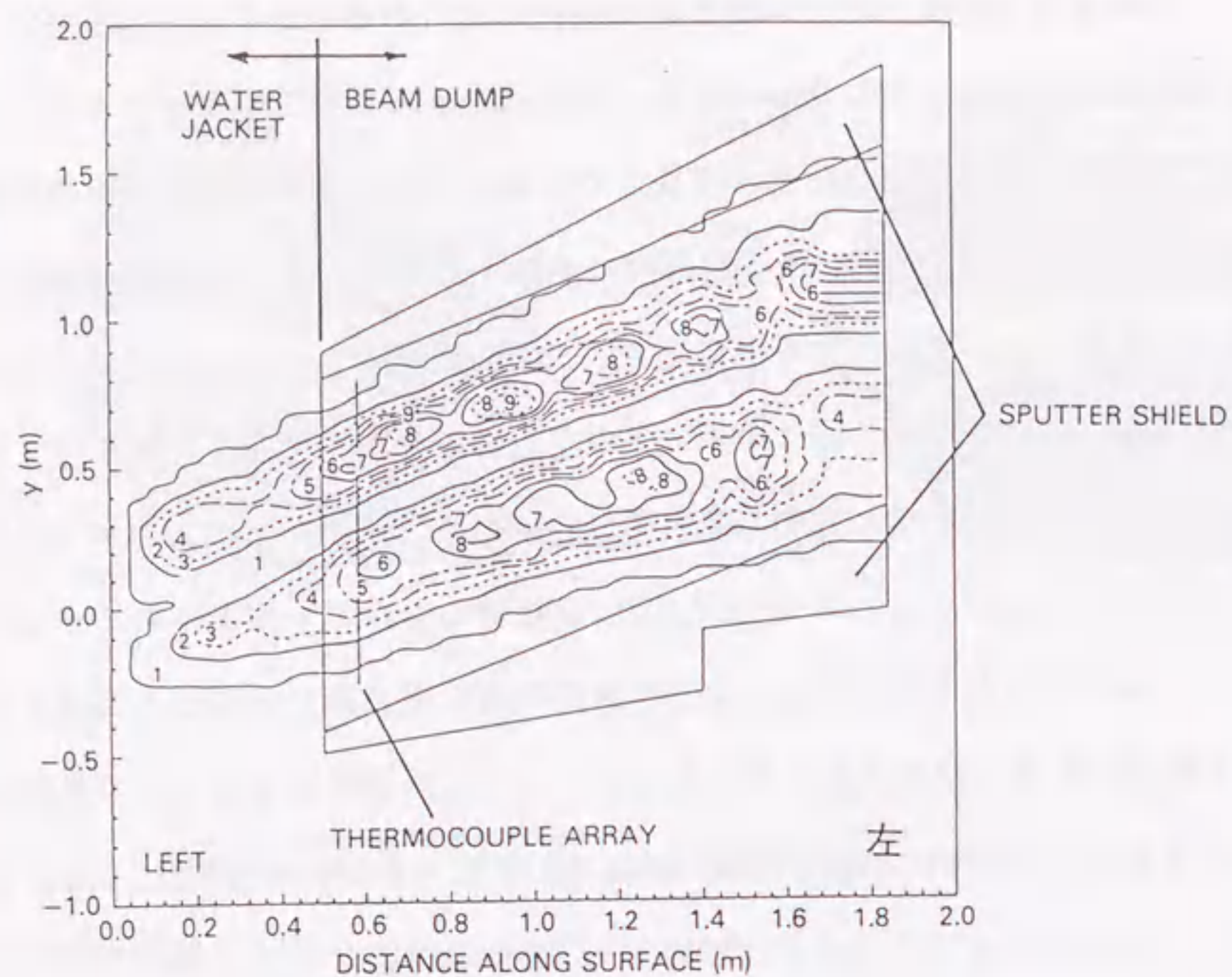
第3.10図 打消しコイル1、2を併用して磁界を打ち消したときのイオンビームの軌道の平図。上下イオン源からのイオンビームを分けて示した。

は同平面図である。磁界分布は第3.8図a)の磁界分布に偏向磁界を加えたもので、フルエネルギーのイオンビーム成分だけを考慮した。ここにフルエネルギーのイオンビームとは次のものを指す。一般にイオン源から引き出された直後の水素イオンビームは、原子状イオンビーム $H^+(E)$ の他に分子状イオンビーム $H_2^+(E)$ 及び $H_3^+(E)$ が含まれている。これらはすべて加速電圧相当のエネルギー（フルエネルギー）まで加速されている。しかしながら、中性化セルを通過すると分子状イオンビームのほとんどは解離して $1/2$ 及び $1/3$ のエネルギーの中性原子ビーム ($H^0(E/2)$, $H^0(E/3)$)、ないし原子状イオンビーム ($H^+(E/2)$, $H^+(E/3)$) となる。このうちウォータージャケットやビームダンプの熱負荷として問題となるのはパワー成分の最も大きいフルエネルギーのイオンビーム成分であるので、以下この成分だけに着目して検討を進める。

第3.9、10図のようにイオンビームは磁極間に入る前にフリンジ磁界により曲げられ、水平方向に大きく発散している。第3.10図において最も広がっているイオンビームと偏向磁石との間隔を見ると、残留磁界のために上側のビームは下側のビームに比べてわず

かにイオン源から見て右側（図では上方）に偏向しているのがわかる。第3.11図は対応する熱負荷分布を等高線で示したものである。横軸はウォータージャケットとビームダンプの受熱面を水平方向に展開したときの長さである。スパッターシールドは受熱面の材料（銅）がスパッターしてNBIの真空容器内に飛散するのを防ぐのが本来の機能で、銅板製である。このスパッターシールドはまた、 $50W/cm^2$ 程度までのイオンビームを受けることができる。第3.12図は、ビームダンプの左右に鉛直方向に並べて取り付けられている熱電対の位置における鉛直方向の熱負荷分布である。イオンビームのパワーは合わせて $4.9MW$ であるとした。これは $100keV$ 、 $70A$ 運転時のフルエネルギーのイオンビーム成分のパワーにはほぼ相当する。第3.11図の熱負荷分布に現われているいくつかのピークは、ビーム軌道の計算の出発点数を限定したことによる計算上のもので、平坦化して見るべきものである。熱負荷は左右ではほぼバランスしており、かつ許容値（ビームダンプ： $500W/cm^2$ 、ウォータージャケット： $500W/cm^2$ ）内にほぼ収まっている。第3.12図を見ると、熱負荷は左右で鉛直方向に $5\sim 10cm$ ずれている。これは水平方向に発散したビームが左右どちらに向かうかで残留磁界と異なる交差をして、上下逆方向に偏向されることによる。以上のように、打消しコイル1、2を併用することにより、残留イオンビームの能動的な磁気遮蔽を行うことは基本的には可能であることがわかった。

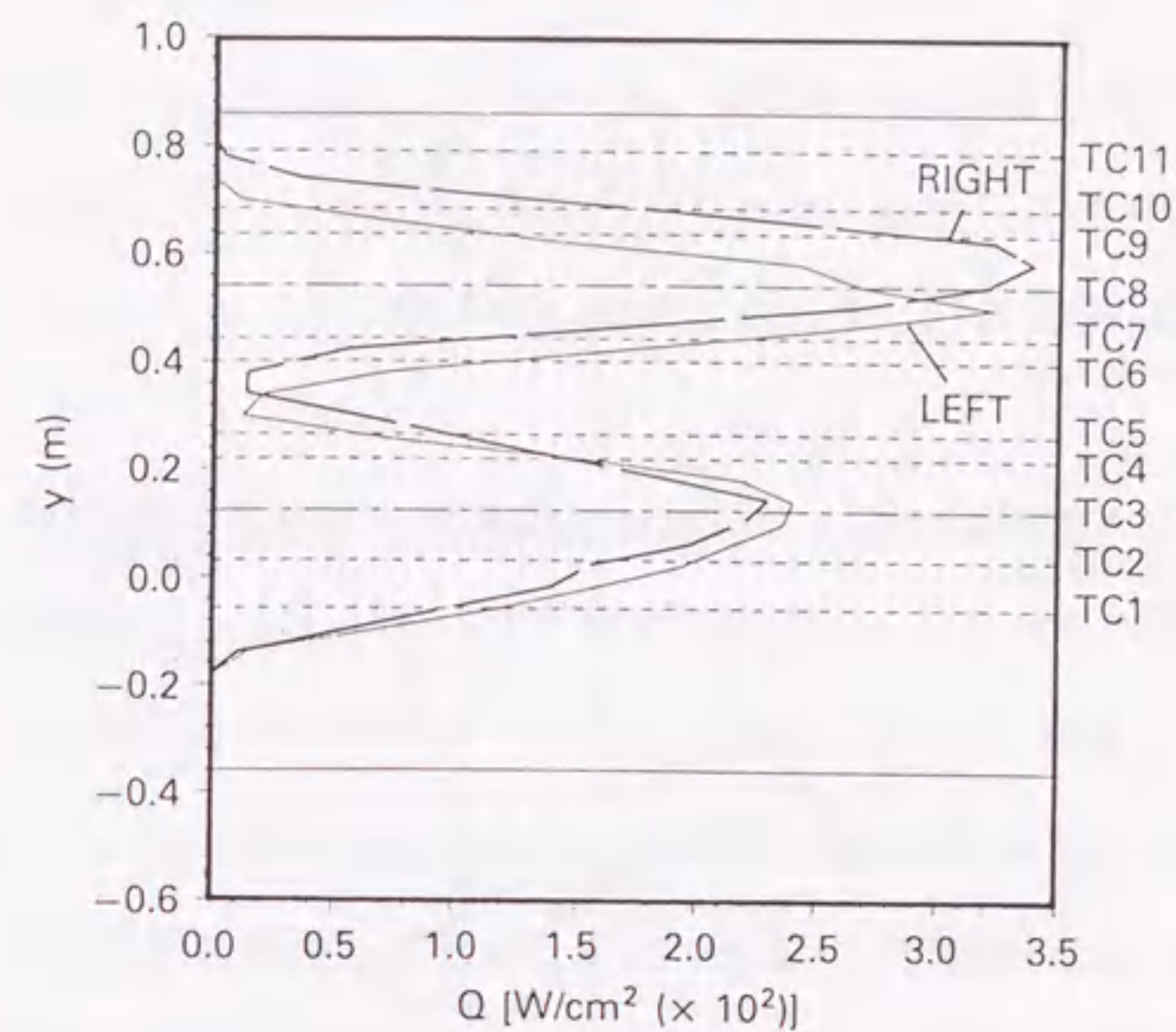
続いて、漏洩磁界を一定にしておいて、打消しコイル1、2の磁界に掛ける倍率係数を変化させることにより、打消しコイル電流に要求される精度を評価した。打消しコイル1、2は電気的に直列に接続することを想定していることから、打消しコイル1、2の倍率係数の相互の比率は変えないようにした。その結果、 $100keV$ 、 $70A$ 運転時、ウォータージャケットとビームダンプ上の熱負荷を許容値内に収めるには $\pm 5\%$ の精度でコイル電流を制御する必要のあることがわかった。JT-60NBIの場合、イオンビームを斜め入射とすることにより、ウォータージャケットへの熱負荷を許容値以内に収めている。これに対し、漏洩磁界は斜め入射の角度に影響を与えるので上記のような高い精度でコイル電流を制御する必要が生じている。



CONTOUR VALUES
(W/cm²)

1	0
2	50
3	100
4	150
5	200
6	250
7	300
8	350
9	400
10	450
11	500
12	550
13	600

第3.11図 ウォータージャケットとビームダンプ上の左右の熱負荷分布の計算結果（等高線表示）。



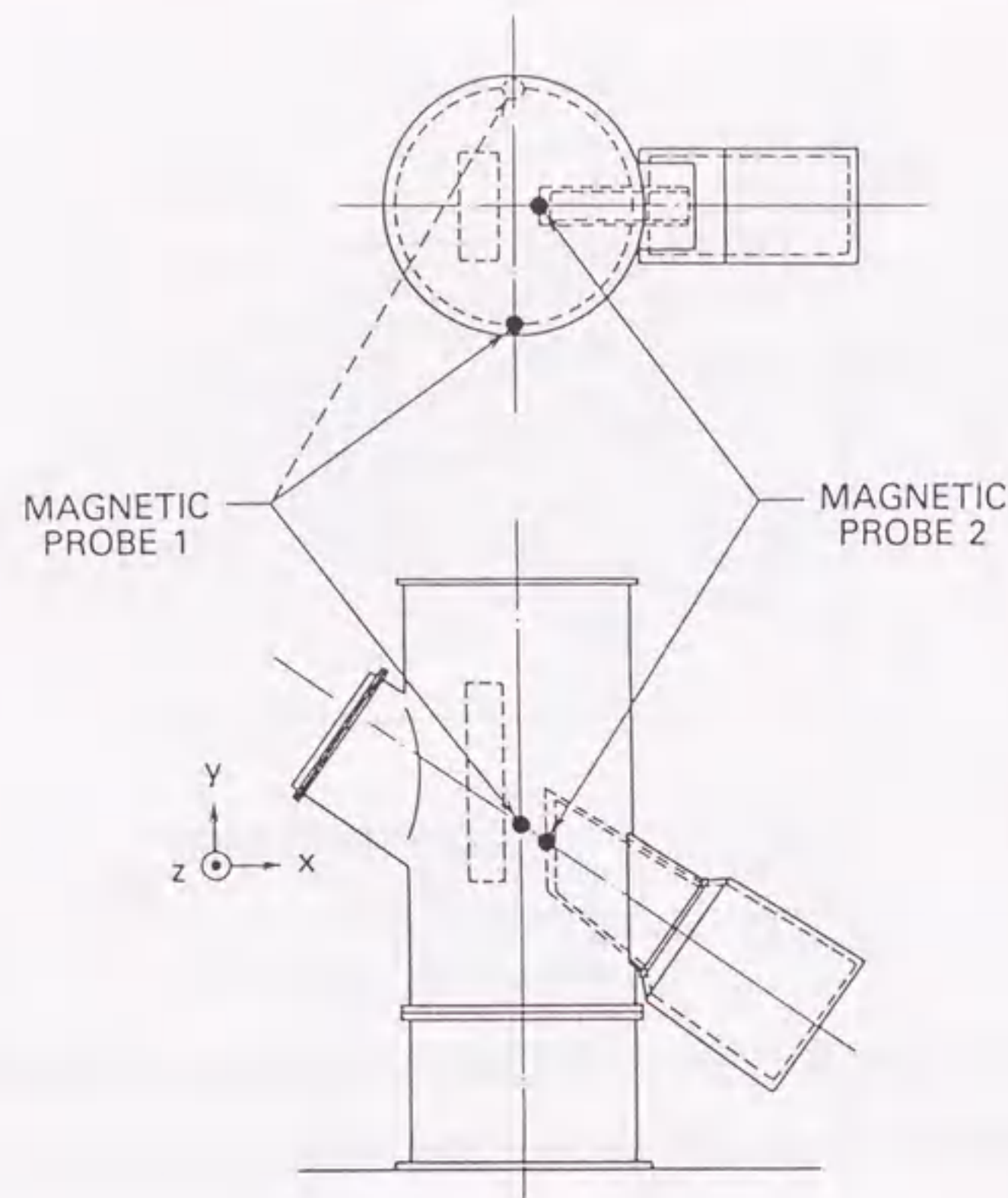
第3.12図 熱電対を取り付けた位置における鉛直方向の熱負荷分布。

TC1~TC11は熱電対に付けた記号で、鉛直方向の取り付け位置を示した。

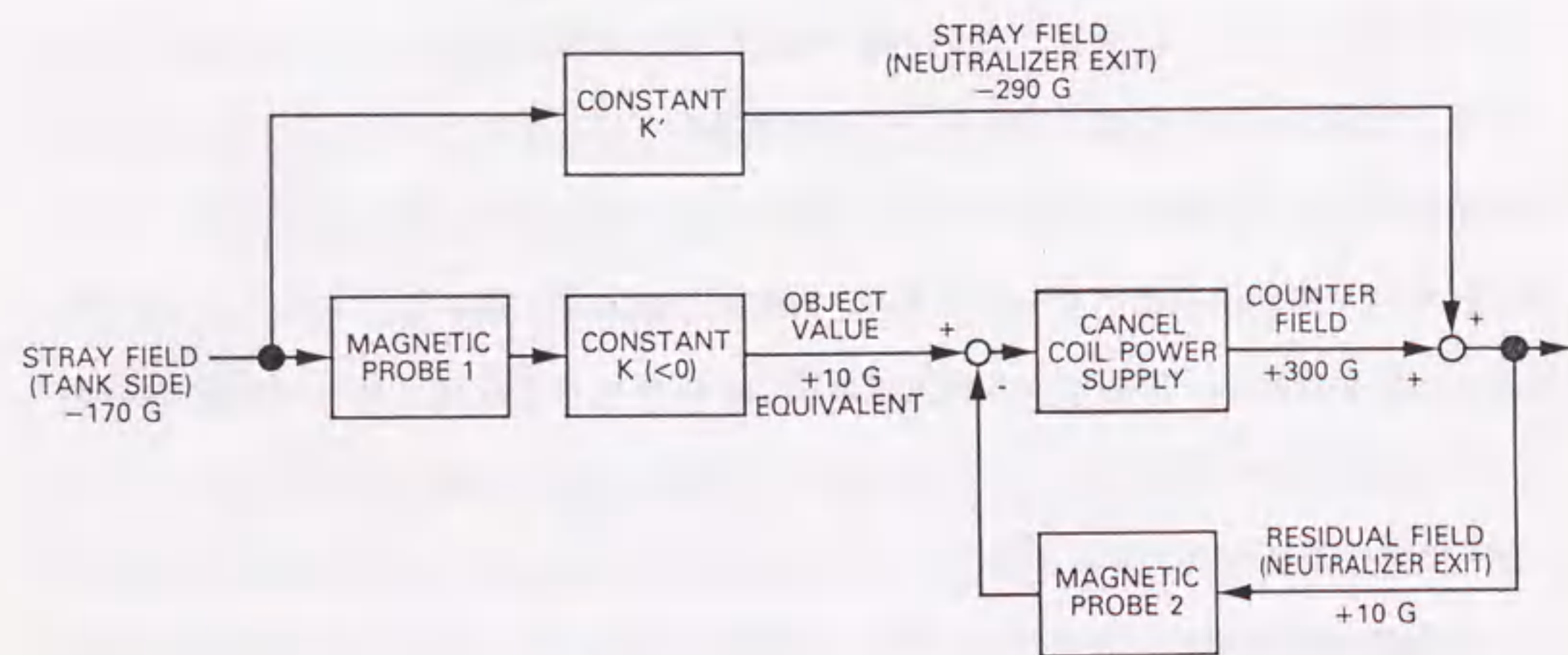
3. 4 打消しコイル電源の設計

前節に示したように打消しコイルに流す電流には高い精度が要求されることがわかったので、打消しコイル電源の制御として負帰還制御を採用することとした。第3.13図は負帰還制御のための磁界を検出する2つの磁気プローブの位置である。磁気プローブはいずれもホール素子を用いたものである。NBI真空容器横に取り付ける磁気プローブ1は漏洩磁界を検出し、中性化セル磁気遮蔽出口に取り付ける磁気プローブ2は打ち消された後の残留磁界を検出する。いずれも検出する磁界の成分はx成分のみである。

第3.14図はこれらのプローブ信号を元にした負帰還制御のブロック図である。打消しコイル電源は磁気プローブ1の出力で決まる目標値に磁気プローブ2の出力が追従する様に制御する。例えば、定数Kが-1/17であるとして、磁気プローブ1で検出された磁界が



第3.13図 打消しコイルの負帰還制御に用いる磁気プローブの取り付け箇所。

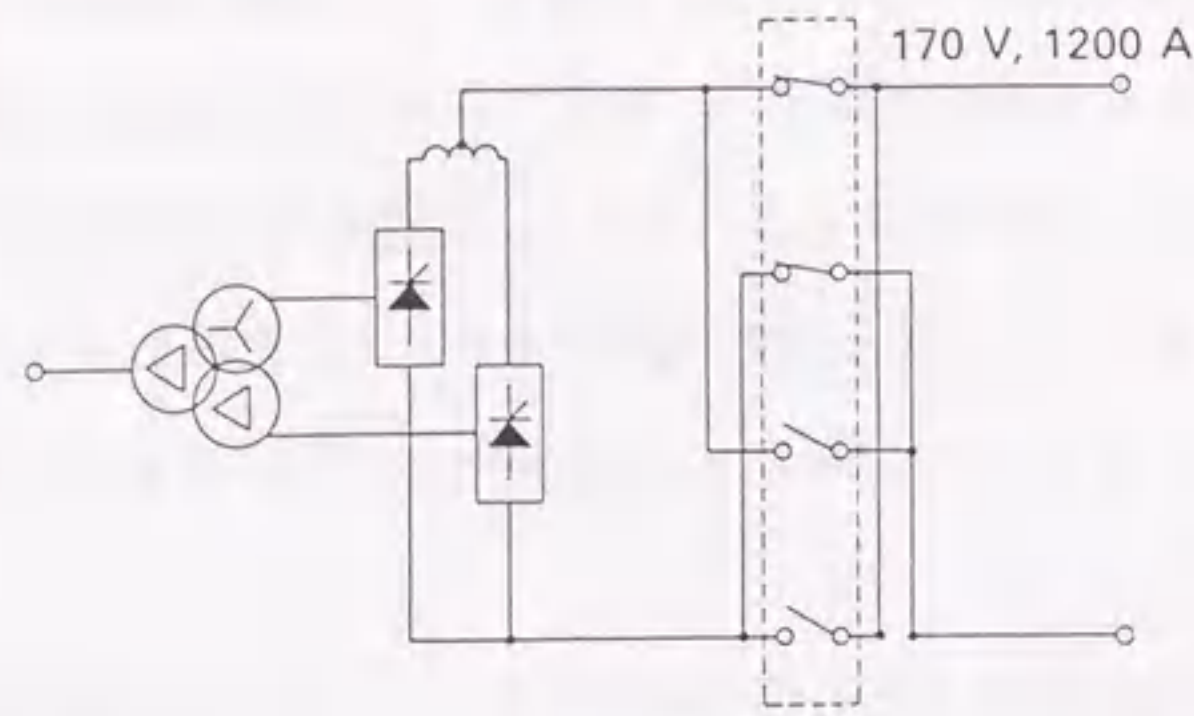


第3.14図 打消しコイルの負帰還制御のブロック図。

-170Gであるとき、目標値は10Gとなる。打消しコイル電源は磁気プローブ2の検出磁界がこの値になるように負帰還制御する。磁気プローブ2の位置における漏洩磁界は、磁性材により強められて-290G程度になっている。定数 K' は漏洩磁界の値のこうした場所依存性を考慮したもので、この場合 $K'=290/170$ である。打消しコイルは磁気プローブ2の位置で300Gを発生するように制御され、結果として差し引き10Gの磁界が残ることになる。

もし磁気プローブ1で検出される漏洩磁界が半分の-85Gである場合には、目標値も半分の5Gとなる。定数 K は、ウォータージャケットやビームダンプ上の熱負荷が左右でバランスするように実験的に調整する。なお、定数 K' は幾何的に決まるものであり、調整できる量ではない。漏洩磁界の極性は放電中に反転するが、打消しコイル電源は単方向のものとし、漏洩磁界の極性が反転してからのみ働くようにした。これは、漏洩磁界の極性の反転が通常放電開始直後であり、通常の実験ではNBIは放電開始直後には入射しないことから、両極性の電源である必要がないと判断したことによる（但し、後になって運転の自由度を上げるために、14ユニットのうち2ユニットについて両極性化の改造を行った）。トカマクのプラズマ電流の向きを反転する場合は打消しコイル電源の極性も合わせて反転させる。打消しコイル電源の回路は、第3.15図に示したように応答性を確保するために多相整流とし、平滑用のコンデンサを設けていない。直流側のスイッチはプラズマ電流の向きに合わせて、非運転時に出力の極性を反転するためのものである。受動的な磁気遮蔽とは異なり、能動的な磁気遮蔽ではその制御の失敗という可能性がある。もし打消しコイルの制御がうまく行かなかった場合、ウォータージャケットやビームダンプの熱負荷が過大となり、損傷を与える危険性がある。このような事故を未然に防ぐために、打消しコイル電源の制御には注意深いインターロックを組んだ。その基本概念は次のようなものである。

- 1) 残留磁界が目標値より $\pm 15G$ 以上ずれた場合、ビームをブロックする。但し、シーケンスは止めないので、残留磁界が所定の範囲に入った時点でビームの入射が始まる。このインターロックは、入射指令が漏洩磁界の極性反転以前に来た場合や打消



第3.15図 打消しコイル電源の構成図。

しコイルの制御が不完全である場合に働く。設定範囲は打消しコイルに必要とされる精度に対応している ($\pm 15\text{G}/290\text{G} \times 100 \sim \pm 5\%$)。

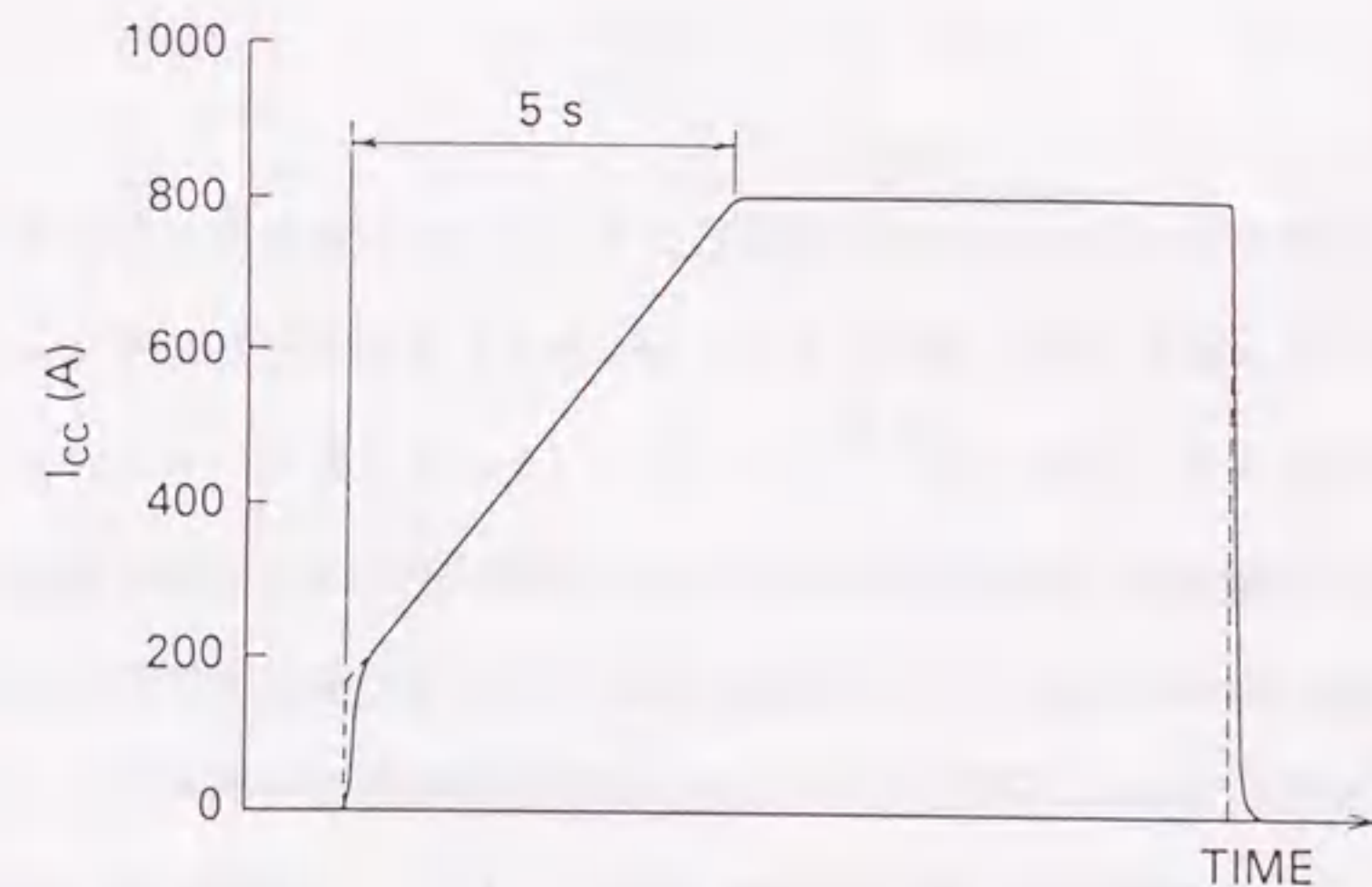
- 2) 漏洩磁界の極性が反転した以降において、100ms以上の間磁気プローブ1で検出される漏洩磁界の値と打消しコイル電流との比が、あらかじめ設定した値から $\pm 5\%$ 程度以上ずれたときシーケンスを停止させる。100msの時間遅れは、ウォータージャケットやビームダンプがバーンアウトを引き起こす時定数より短く、漏洩磁界が反転した直後打消しコイルが働きだすまでの短い遅れをマスクするのに働く。このインターロックは制御の何らかの異常を検出するのに有効である。
- 3) 他のいずれかのユニットにおいて100msの間20G以上の漏洩磁界が磁気プローブ1で検出されているのにも関わらず、当該ユニットでは検出されない場合、シーケンスを止める。磁気プローブ1の故障を検出する。
- 4) 3)と同様のインターロックを磁気プローブ2についても構成する。但し、このチェックは打消しコイルが働いていない時間帯に限る。これは、打消しコイルが正しく働いている時間帯では磁気プローブ2の検出信号は20G以下となることによる。

磁気プローブの取り付け位置の精度等に伴う各ユニットごとの個性に対処するため、定数 K やインターロックの設定値はユニット毎に調整した。その違いは大きくはなく、例えば定数 K は $-0.12 \leq K \leq -0.05$ の範囲に収まった。

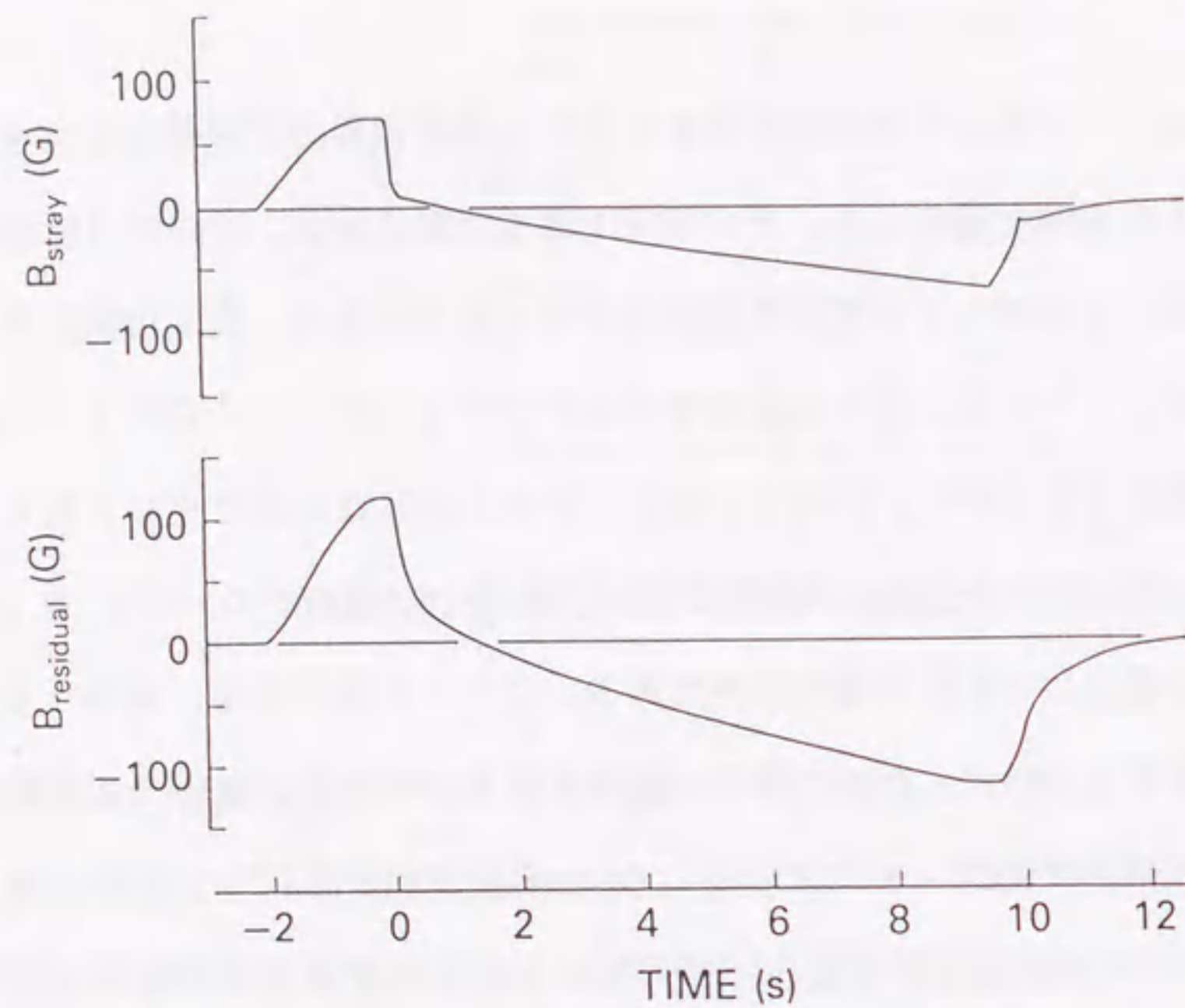
3. 5 試験結果

まず、打消しコイル全体の応答特性を見るために、残留磁界の目標値として模擬信号を入れて打消しコイル電源を運転した。その結果を第3.16図に示す。点線の目標信号波形に対し、実線で示した打消しコイル電流は電源オンオフ直後を除き、良く追従している。実際の漏洩磁界は、ビームを入射する時間帯ではこのテストケースの立ち上げの様に通常ゆっくりと変化することから、打消しコイルシステムの応答はこれで充分と考えられる。

第3.17図は打消しコイルシステムを動作させない場合に磁気プローブ1 (B_{stray})及び2 ($B_{residual}$)で測定した実際の漏洩磁界である。この時トカマクは、固体リミタ配位、プラズマ電流は最大1MAで、 $0\text{s} \leq t \leq 10\text{s}$ の10秒間の放電を行った。 B_{stray} に比較すると、 $B_{residual}$ は漏洩磁界が急激に変化するところ ($t=0$ 及び10秒付近)で波形が鈍っているのがわかる。これはNBI真空容器壁や内部のビームライン機器に誘起された渦電流によるものと考えられる。これは負帰還制御において目標値の系統誤差を引き起こすことになるが、ビームは漏洩磁界の変化の緩やかなところで入射されることから、問題とはな



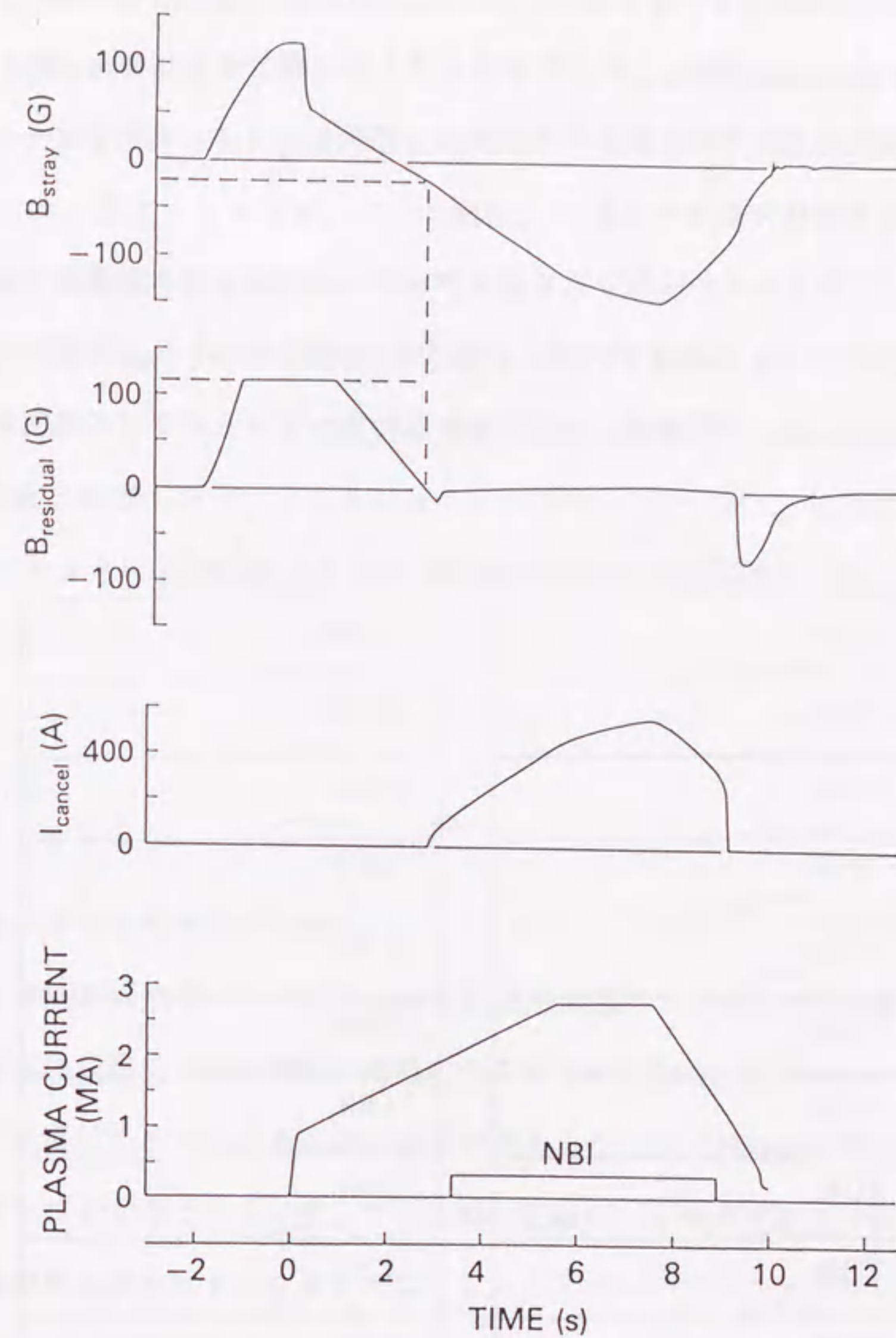
第3.16図 打消しコイル電源の時間応答。点線の参照信号に追従させている。



第3.17図 磁気プローブ1 (B_{stray})及び2 ($B_{residual}$) で測定した漏洩磁界の波形 (打消しコイルシステムを動作させない場合)。

らない。

以上のような基本的なチェックの後、打消しコイルシステムを実際に作動させた。手順として最初はイオン源を運転しないでインターロックと電源の応答のチェックのみ行った。続いて短パルスビームを入射してウォータージャケットやビームダンプ上の熱負荷の左右のバランスをチェックし、定数 K をユニット毎に調整した。第3.18図は、これらの調整の後、6秒間にわたるビームを入射した時の波形である。トカマクは固体リミタ配位、プラズマ電流2.8MAで運転されており、漏洩磁界は第3.17図の場合より大きくなっている。 $B_{residual}$ の信号は、信号線のダイナミックレンジの制限から115Gで飽和している。 $t=0$ でトカマク放電が始まった後、渦電流のために $B_{residual}$ は B_{stray} に対してある遅れをもって追従している。この例の場合、 $t=0$ 後の B_{stray} の時間変化率 dB_{stray}/dt

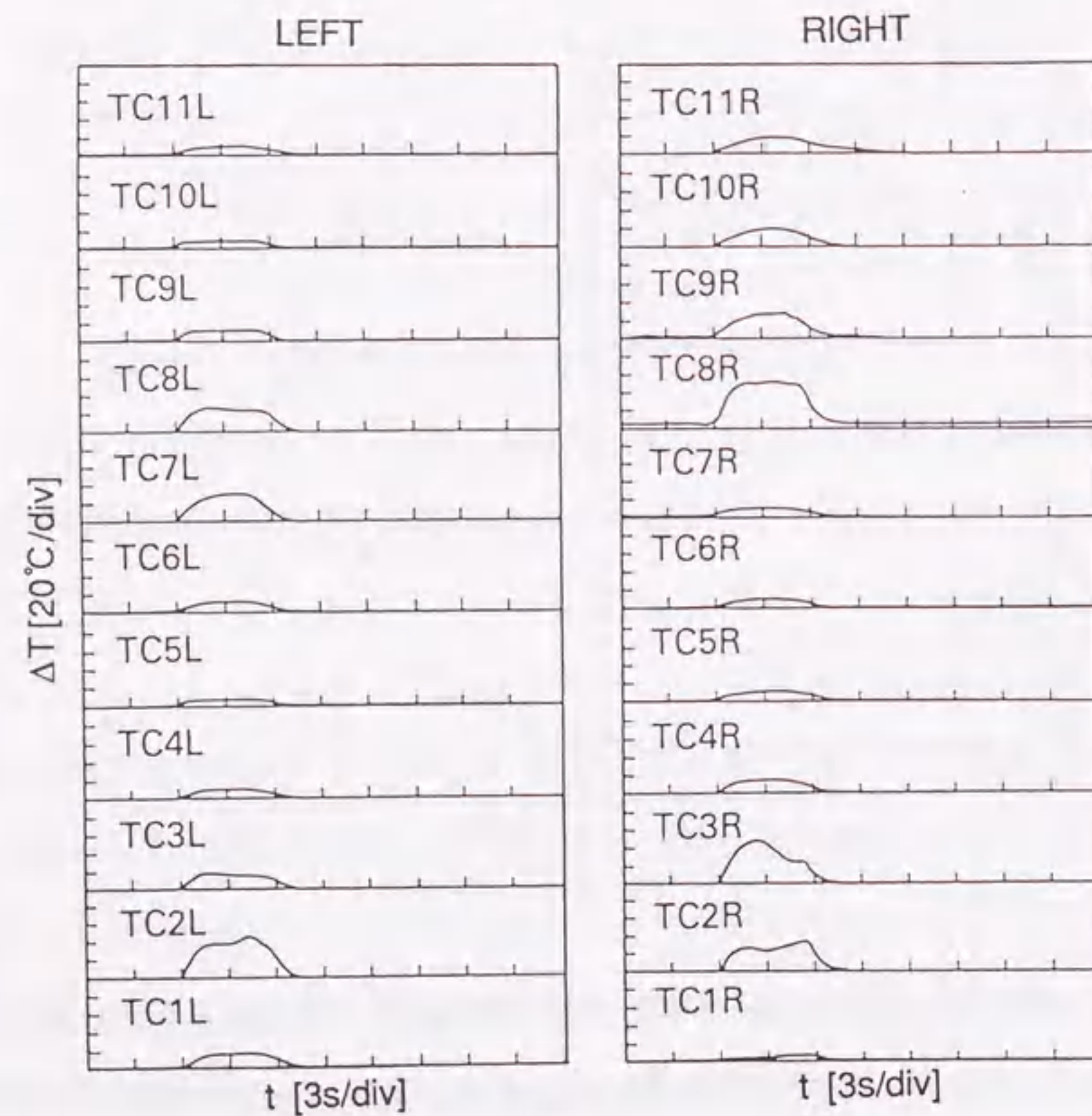


第3.18図 打消しコイルを作動させたときの漏洩磁界、残留磁界及び打消しコイル電流の時間変化。ビームは約6秒間入射している。トカマクを機械的リミタ配位、プラズマ電流2.8MAで運転した場合。

$/dt$ は約 -30G/s であるが、 $B_{residual}$ が 0G になるとき、 B_{stray} は -20G となっている。このずれに伴う目標値のずれは $-20\text{G}/17 \sim -1.2\text{G}$ と見積もられ、これは打消しコイルの制御に要

求される精度より充分小さい値である。 $B_{residual}$ の反転した直後から打消しコイル電流が流れ始め、 $B_{residual}$ は B_{stray} に比例する小さな値に保持されている。 $B_{residual}$ がビーム入射終了後負方向に大きく振れているのは、打消しコイルの制御がビーム入射が終了した時点で止められたことによる。

第3.19図は、下側ユニットにおいてビームダンプに埋め込まれた熱電対の出力の時間変化を見たものである。運転条件は第3.18図のものと同じである。熱電対の記号は第3.12図の記号に対応し、末尾のL、Rは左右を表わす。ビームダンプの温度上昇は左右



第3.19図 下側ユニットのビームダンプに埋め込んだ熱電対出力の時間変化。縦軸20°C/D、横軸3s/D。熱電対は取り付け位置の左右によってTC*L及びTC*Rの記号を付けた。熱電対の位置は第3.2図、第3.11、12図参照。

とも、第3.12図の計算結果に対応して2つのピークがあることがわかる。特にTC3R等は時間的に奇妙な時間変化をする。これは、イオンビームが空間電荷の効果により軌道が真空容器内の真空度とともに変化することによるものと思われる。

JT-60NBIは、固体リミタ/ダイバータ配位、大/小プラズマ電流のさまざまなプラズマ条件の下で運転されて来たが、これらに伴うウォータージャケット、ビームダンプ上の熱負荷のシフトはわずかで、定数Kは固定したままで良かった。必要だったのは、初期の運転時に、インターロックの誤動作を防ぐための微調だけであった。磁気プローブの故障を何度か経験したが、インターロックがその異常を検出し、大事に至ることはなかった。このように現在に至るまでJT-60NBIの能動的な磁気遮蔽は健全に動作してきている。

3.6 結言

本章を要約すると次のとおりである。

(1) JT-60NBIの残留イオンビームの磁気遮蔽を通じて、NBIでは設備が大型になるに連れて通常の受動的な磁気遮蔽が困難になることを示した。これは次の理由による。トカマクが大型になって発生する漏洩磁界が大きくなりかつNBIが大型であると、磁気遮蔽は大がかりなものとなる。そしてこの磁気遮蔽がトカマクプラズマに許容し得ない大きな誤差磁界を発生してしまうことによる。

(2) 以上の不都合を避けるために、NBIとしては初めて能動的な磁気遮蔽をJT-60NBIにて実用化した。ビームの通路を確保する必要があるため、従来の受動的な方法ではコンパクトな磁気遮蔽にしようとする大きな穴がいくつかあいた構造となり、良好な磁気遮蔽が困難である。また大きな磁気遮蔽構造では(1)の問題が生じる。この点、コイルを用いた能動的な方法はコンパクトなコイルで良好な磁気遮蔽が可能で、大型のNBIに適した方法である。また、こうした目的はこれまでの能動的な磁気遮蔽ではなかったものである。

(3) 漏洩磁界が受熱機器へのイオンビームの入射角に影響する場合は能動的な磁気遮蔽に要求される制御精度が高くなる。JT-60NBIでは目標値そのものが漏洩磁界の値によって変わる負帰還制御によって要求精度を実現した。

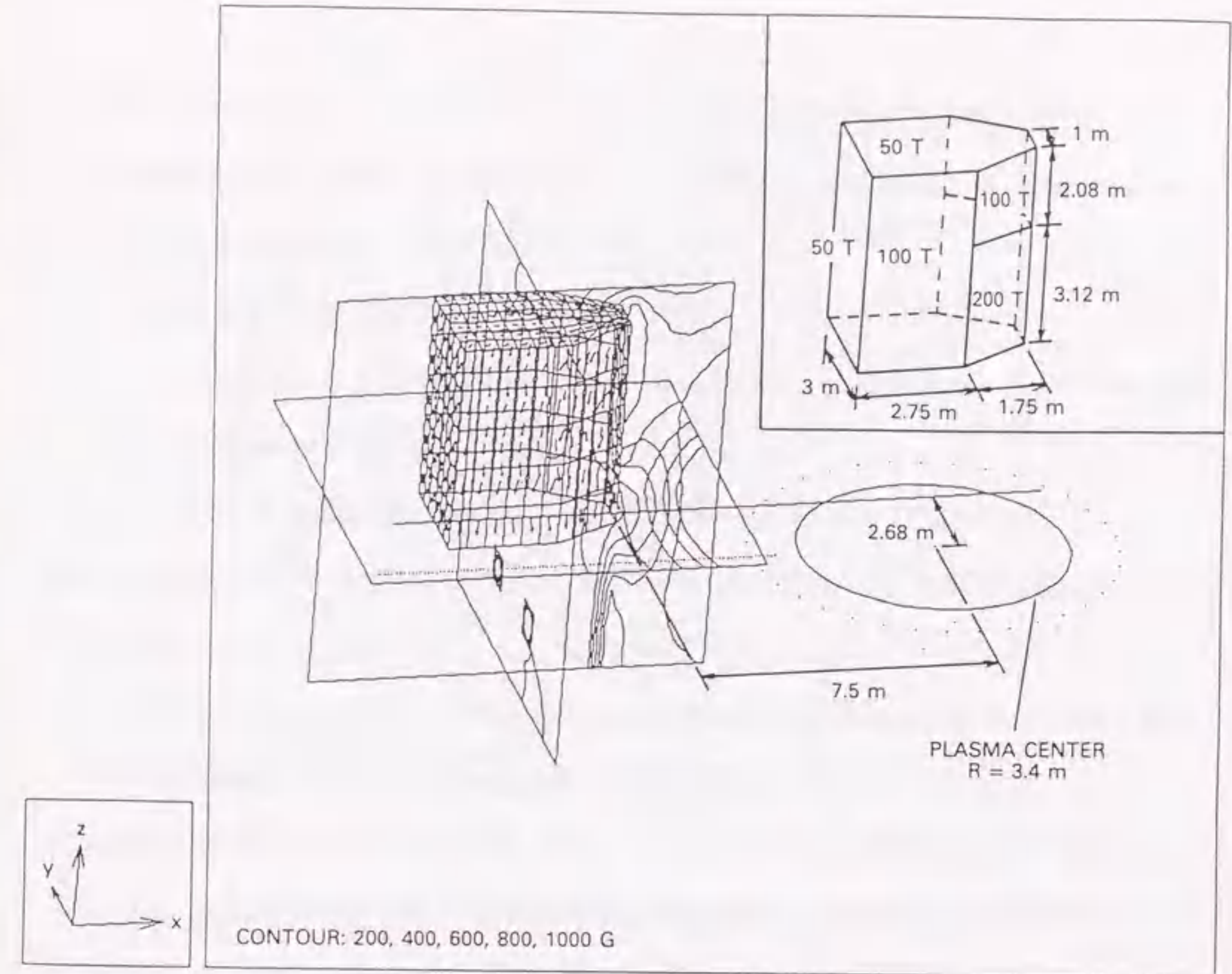
能動的な磁気遮蔽には次のように不利な点もある。

(4) 能動的な磁気遮蔽の場合、制御に不具合が生じるとイオンビームが大きく偏向されて受熱機器あるいはその近傍の機器を熱的に破壊してしまう危険性がある。これを防ぐためには厳重なインターロックを施す必要がある。

このようにJT-60NBIにおいて能動的な手法が大型NBIに適していることが明らかとなったのを受けて、JT-60接線NBIでもこの手法を採用し⁽⁹⁾、かつ計画されている負イオン源を用いた0.5MeV、10MWNBIシステム⁽¹⁰⁾においても能動的な磁気遮蔽法を採用する予定である(これらの装置の概要は第1章付録参照)。

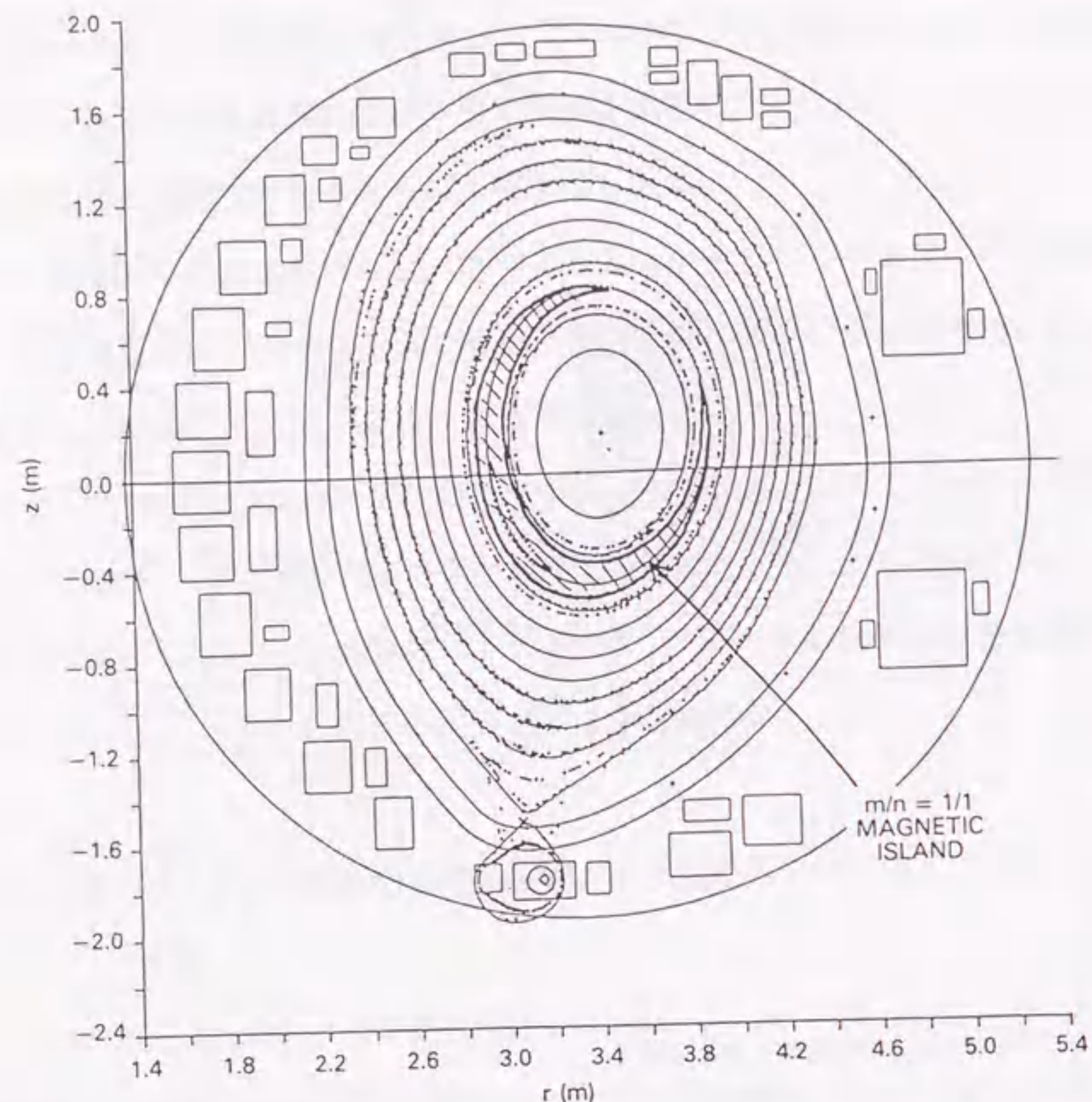
第3章付録 JT-60Uの許容誤差磁界と接線NBIに受動的な磁気遮蔽を採用した場合の磁気島

JT-60はプラズマ電流の増大を目指してその真空容器とポロイダルコイルが置き換えられJT-60Uとなった⁽¹¹⁾。この結果漏洩磁界の強さは2倍近くになった。ただし既存のJT-60NBIの磁気遮蔽は磁性材の厚みに余裕を持たせてあったので補強することなくそのまま使用されている。一方同時に実施された一部ユニットの接線入射化改造(第1章付録参照)においては、ビームライン機器の漏洩磁界に対する角度が変わることから、既設の能動的磁気遮蔽は使用不能で、再設計の必要が生じた。能動的な手法は有効であるが、本文にも書いたように注意深い設計を要する。そこで接線NBIの残留イオンビームに対する磁気遮蔽に対しても、まず設計のより簡単な、受動的な磁気遮蔽法の採用の可能性から検討した。最も簡単なのは接線NBIの真空容器壁自体を軟鉄で作ることである。第3.A1図は接線NBIの真空容器自体を軟鉄で製作した場合の形状(インセット)と3次元磁界解析コード⁽¹²⁾による磁界分布の計算例である。真空容器の大きさは高さ



第3.A1図 計画されている接線入射NBIで真空容器自体を受動的な磁気遮蔽にした場合の形状(インセット)と、その場合の磁界分布の計算例。真空容器は上半分だけを示してある。

10.4m、長さ4.5m、幅3mにもなる(図ではこの上半分だけを示した)。磁気飽和を防ぐために磁気遮蔽に必要な厚みは、トカマクからの距離に応じて5cmから20cmも必要となる。等磁界強度を示す等高線を見ると、接線NBIの真空容器のトカマク側(図ではPLASMA CENTERと記した円環側)で歪んでおり誤差磁界の生じているのがわかる。プラズマにおける誤差磁界は最大70Gにもなると見積られる。このように計算で得られた誤差磁界分布を基にしてプラズマ中の磁気面の乱れを計算した。プラズマの安全係数



第3.A2図 接線NBIの真空容器を受動的な磁気遮蔽とした場合の誤差磁界によって形成される磁気島。

q_{eff} が2.2と低い場合の計算結果を第3.A2図に示す。誤差磁界がない場合はプラズマ中の磁気面は完全な入り子になる。図ではポロイダル方向の周期 m が1、トロイダル方向の周期 n が1 ($m/n=1/1$)の三日月状の磁気島の幅が小半径の15%程度にも達している。こうした磁気島が生ずると小半径方向に内側の磁力線と外側の磁力線とが結合するので、磁気島の幅については磁気的な閉じ込めが期待できなくなる。仮にこの半分の幅を許容値と置くと、磁気島の幅は誤差磁界の1/2乗に比例することから許容磁界は17.5Gと求められる。この制約は能動的磁気遮蔽法を用いれば容易に達成できるものである。

第3章参考文献

- (1) Matsuda, M. Akiba, M. Araki *et al.*, *Fusion Eng. and Design*, **5**, 85 (1987).
- (2) M. Matsuoka, H. Horiike, T. Itoh, *et al.*, Proc. 12th Symp. on Fusion Eng. Monterey, USA, Oct. 12-16, 1987, Vol. 2, p. 1153.
- (3) 小笠原 武、日本物理学会誌 **28**, 1041 (1973).
- (4) M. C. Buncick, H. H. Hubbell, JR., R. D. Birkhoff, R. J. Warmack, and R. S. Becker, *Rev. Sci. Instrum.* **54**, 100 (1983).
- (5) S. Tanaka, M. Akiba, M. Araki *et al.*, *Fusion Technology*, **7**, 391 (1985).
- (6) S. Tanaka, M. Akiba, H. Horiike, M. Matsuoka, Y. Ohara, and Y. Okumura, *Rev. Sci. Instrum.*, **57**, 145 (1986).
- (7) JT-60 TEAM, "Review of JT-60 Experimental Results from June to October, 1988", Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 89-033 (1989).
- (8) 松岡 守、伊藤孝雄、堀池 寛 他、「JT-60中性粒子入射装置における残留イオンビームの漏洩磁場対策」日本原子力研究所レポート JAERI-M 9599 (1981)。
- (9) 松岡 守、秋野 昇、海老沢昇 他、「JT-60NBIの接線入射化改造」日本原子力研究所レポート JAERI-M 90-086 (1990)。
- (10) 松岡 守、鎌田 裕、菊池 満 他、「JT-60U用の負イオン源を用いた中性粒子入射装置の検討」、日本原子力研究所レポート JAERI-M 89-117 (1989)。
- (11) M. Kikuchi, T. Ando, M. Araki *et al.*, Proc. 15th Sympo. Fusion Technology, Utrecht, Netherlands, Sept. 19-23, 1988, p. 287.
- (12) MAGIC--three dimensional magnetic field analysis code using modified integral computation method, developed by ELF Corp. in Japan.

第4章 ビームエネルギー時間制御システムの開発

4.1 序言

これまでトカマクプラズマを加熱するための中性粒子ビーム入射装置(NBI)は、その出力に関して高周波加熱装置(RF)ほど自由に変えられないものと考えられてきた。具体的には、ビームエネルギーは放電のショット毎にしか変えられないものとされ、したがってビームの吸収分布がトカマクプラズマのパラメータの時間変化によって変わってしまうのは止むを得ないものと考えられてきた。またビーム発散を小さく抑えるためにはイオン源のパービアンス(加速電流を加速電圧の3/2乗で除した量)を一定に保つ必要から、加速電流、したがって入射パワーはビームエネルギーによって一意的に決まっていた。NBIが多くのユニットから構成される場合には、ユニット毎にビームエネルギーを異なる値に設定しておき、プラズマ諸量の時間的な発展に合わせて適切なビームエネルギーのユニットを、必要なパワーに応じた数だけ各時刻毎にオンオフさせてゆくことは原理的には可能である。しかしながら、このような方法ではNBI全体として見ると使用効率が低下してしまう。

RFの場合にはその種類にも依るが、周波数、パワー、及び磁力線方向の屈折率等をプラズマ諸量の時間的な発展に合わせて時々刻々変化させることがもともと可能であると考えられ、実際にこうした機能を有する装置が実験に供されている。NBIにおいても、ビームエネルギーやパワーを時間的に自由にかつ独立に変化できれば、NBIを用いたプラズマの加熱実験の自由度を大きく広げることができる。中性粒子ビームを入射する方向を固定して考えた場合、プラズマにおけるビームの吸収分布はビームのプラズマ内への侵入距離によって決まるが、この侵入距離はビームエネルギー、プラズマ密度、及びプラズマの実効電荷に強く依存し、電子温度に弱く依存する⁽¹⁾。

文献(1)では中性粒子ビームの電離断面積としてプラズマイオンとの荷電交換、あるいはプラズマイオン、電子による衝突電離の1回だけの素過程を考慮している。最近

になってより高エネルギーの中性粒子ビームにおいては、多重衝突過程が重要であることが指摘されている⁽²⁾。この過程は中性粒子ビームがプラズマ粒子との衝突により電離はされないものの、電子が励起準位に持ち上げられ、この状態の粒子が引き続いてプラズマ粒子と衝突すると容易に電離するというもので、1回だけの素過程を考慮した場合よりも大幅に実効的な電離断面積が増えると見積もられている。しかしこの過程を考慮した場合も、中性粒子ビームのプラズマ内への侵入距離の各パラメータへの依存性は本質的には変わらない。

NBIのビームエネルギーやパワーが時間的に可変である場合に、こうした時間制御の端的な応用例としては、プラズマ諸量の時間的な発展に対応させてビームエネルギーを変化させることにより、ビームの侵入距離をほぼ一定に制御することが挙げられる。

NBIにおいてビームエネルギーを変化させるにはビームエネルギーに直接対応するイオン源の加速電圧 V_{acc} だけでなく、少なくとも加速電流 I_{acc} 、及び偏向磁界の強さ B_{rm} を同時に変化させる必要がある。ここで偏向磁界とは中性化セルを通過後も中性化されずに残ったイオンビームをビームダンプに導くためのもので、イオンビームの軌道が一定であるようにするには磁界の強さを $V_{acc}^{1/2}$ に比例するように制御する必要がある。したがってNBIにおいてビームエネルギーを時間的に変化させるためには、電源等良好な応答特性を有するものを用いて、かつ注意深い制御をする必要がある。

JT-60NBI⁽³⁾においては、制御性の良い機器を採用し、さらにこれらに改善を加えてきたことを基本条件として、初めてビームエネルギーの時間制御が可能であることを実証した。この基本条件には次のものがある。

イオン源関係：⁽⁴⁾

- 1) 出力変更の容易なバケット型イオン源を採用し、さらにアーク放電のモード変化がなく、常に閉じ込めの良いモードで放電するようにタングステンフィラメントからなる陰極の形状、配置、本数を改良した。ここでモード変化とはアーク放電により生成されるプラズマの閉じ込め特性が不連続に変化する現象で、時間的な出力制御

を困難にするだけでなく、閉じ込めの悪いモードはプラズマが不安定でイオン源の運転として通常使用に耐えないものである。閉じ込めの良いモードはプラズマ電位が陽極電位より高く、悪いモードでは低くなる。したがって、プラズマ中の電子の閉じ込めが両モードで大きく変わる。

- 2) スリット型のビーム引き出し孔を有する加速電極に比べて、最適な状態からのパービアンスのずれに関して許容される幅の大きい円孔型の加速電極を採用した⁽⁵⁾。ここでパービアンスの最適な状態とはビーム発散が最も小さくなるパービアンスを指す。最適な状態からずれると単にビーム発散が大きくなるのみならず、加速電極間における放電破壊が起こりやすくなる。円孔型はスリット型に比べてビーム発散が小さく、かつ放電破壊の起こりにくいパービアンスの範囲が広い。ただしスリット型は、電極面全体に対するビーム引き出し孔の総面積の比を一般により大きく取れると言う利点を持っている。
- 3) 2つの電極間の電圧の比を変えることにより、ある範囲でビームエネルギーとパワーを独立に変えることが可能な二段加速法を採用した。したがって、単にビームエネルギーだけでなく、範囲は限定されるがビームパワーも独立に時間変化させることが可能である。

イオン源用電源関係：⁽⁶⁾

- 1) 応答時間の遅い負荷時タップ切り換え器付きトランスや誘導電圧調整器を用いない構成とし、出力はサイリスタの位相制御だけによるようにした。この場合、力率が低下し、かつ高調波成分が多く発生するが、JT-60NBIはJT-60の加熱装置専用のフライホイール発電装置から電力を受けているので問題とならない。また出力側のリップルは必要により多相整流とすることにより低減した。
- 2) 2.2項で述べたように、加速電源の直流高速スイッチとして過大な陽極損失や寄生振動の発生しがちな高出力四極管の使用を避け、多数のゲートターンオフサイリスタを直列接続したスイッチ（GTOスイッチ）を採用した⁽⁷⁾。高出力四極管を使っ

てビームエネルギーの時間制御を行うと、過渡的に四極管の運転域が動いて過大な陽極損失や寄生振動を招く可能性が高い。GTOスイッチであればこの問題は生じない。

- 3) 制御グリッドの指令値を変えるだけで電圧比を容易に変えられる四極管-抵抗分圧方式を第二正電極の電圧を供給するのに用いた。2.3項で述べたように、二段加速イオン源の中間電極である第二正電極の電圧供給は、その電流値が全体の加速電流の1%以下と小さいことから、通常は全体の加速電圧を抵抗で分圧して供給している。JT-60NBIでは電圧を分担する片側の素子を抵抗から真空管に置き換えた。したがって、二段加速イオン源の加速電圧比（全加速電圧に対する後段の加速電圧の比）を容易に高速に変化させることができる。

JT-60NBIにおいてもこのような条件が設計の当初からそろっていたわけではなく、多くのR&Dを経て設計の最終段階で初めてビームエネルギーの時間制御にとってのこうした好条件がそろっていることが明らかとなった。したがって、ビームエネルギーの時間制御の機能を付加するという提案ができたのも設計の最終段階であり、この制御のための大きな設計変更はその時点では不可能であった。提案時にシステム全体の設計についてこの制御を適用する観点から調べ直した結果、偏向磁界の時定数が約0.4秒と長く、ビームエネルギーを時間制御するに際して注意を要することがわかった。この時定数は電磁軟鉄のブロックからなる偏向磁石の鉄心を流れる渦電流の時定数が主なもので、これに偏向磁石電源の時定数が重畳した結果による。もしビームが不適當な偏向磁界の下で引き出されたとすると、残留イオンビームは周辺のビームライン機器に予期しない形で当たり、これらの機器に損傷を与える可能性が大きい。偏向磁石電源の設計を変え、時間応答の良いものとし、かつ偏向磁石を空心もしくは通常のトランスの様に多層構造の鉄心に置き換えて渦電流の効果を抑えることが考えられるが、これは大きな設計変更であり、実現困難であった。そこで代りに偏向磁界の時間遅れを考慮に入れたプレプログラム制御を採用することとした。JT-60NBIにおいては、ビームパワーもビームエネ

ルギーとはある程度独立に時間制御ができるように設計したが、ビームエネルギーを時間的に制御できるということがこの制御の代表的な機能であることから、以下にはこの制御を単に「ビームエネルギー時間制御」と称する。

ビームエネルギー時間制御は、初めJT-60NBI原型ユニット⁽⁸⁾において試験を行い、次いでJT-60トカマクにおいて実際の加熱実験に利用した。本章ではこのビームエネルギー時間制御の設計と試験結果について示す。

4. 2 ビームエネルギー時間制御における変量

第4.1表にJT-60NBIにおけるビームエネルギー時間制御時に変化させるパラメータ一覧を示す。以下表の順に説明する。

加速電圧 V_{acc} は直接ビームエネルギーに対応する量である。この電圧は加速電源のAC側サイリスタスイッチの位相制御により増減する。その時間応答は100ms程度である。この時定数は絶縁トランスの偏磁を防ぐためのサイリスタ位相制御回路のソフトスタートロジックと30 μ Fの直流フィルター用コンデンサの充電時定数により決まっている。加速電源の容量は1ユニット当たり絶縁トランスの容量で14.5MVAあり、通常このような大容量でかつ出力電圧の制御が要求される場合には負荷時タップ切り換え器付きトラ

第4.1表 JT-60NBIにおけるビームエネルギー時間制御時に変化させるパラメータ

パラメータ	記号
加速電圧	V_{acc}
加速電流	I_{acc}
電圧比	$\Gamma (\equiv V_g/V_{acc})^*$
中性化セルガス導入量	Q_n
偏向磁界	B_{rm}

* V_g : 第二正電極電圧

ンスとACサイリスタの位相制御を併用し、位相制御により発生する無効電力と高調波成分を抑えるようにする。JT-60NBIの場合は電力の供給が加熱装置専用のフライホイール発電機から供給されており、無効電力や高調波が発生しても特に問題が生じないことから、ACサイリスタの位相制御だけで出力電圧制御を行うようにすることができた。

加速電流 I_{acc} はソースプラズマを生成するための直流アーク放電のパワーを変えることにより制御する。加速電流はアークパワーにほぼ比例し、JT-60NBIの場合この比例係数(アーク効率)は約0.8A/kWである。アーク効率はイオン源の充填ガス圧やカソードとして用いるフィラメントの温度により $\pm 10\%$ 程度変動する。しかし、JT-60NBIを制御するための専用の計算機(NBI計算機)においてアーク電源の指令値を I_{acc} の値で直接設定できるように、ショット毎にアーク効率の変化を自動的に補償するようにプログラムした。したがって、アーク効率の変動を意識せずに I_{acc} を設定することができる。アーク電源の出力制御もAC側サイリスタの位相制御によっている。チャイルドレンジミューア則より、ビーム発散を小さく抑えるには加速電流をほぼ $(V_{acc}-V_g)^{3/2}$ に比例するように制御する必要がある。ここで V_g は第二正電極電圧で、 $V_{acc}-V_g$ は二段加速イオン源の1段目の加速電圧である。ただしより厳密には、この比例関係を次の2点について補正する必要がある。

一つはイオンビームの粒子組成比の変化によるものである。イオンビームが100%原子状水素イオン H^+ からなる場合のビーム発散が最小となる最適電流 I_{opt}^E と、分子状イオンが含まれている場合の最適電流 I_{opt} とは次の関係がある(導出は本章の付録参照)。

$$I_{opt} = I_{opt}^E \frac{1}{\alpha + \beta\sqrt{2} + \gamma\sqrt{3}} \quad (4.1)$$

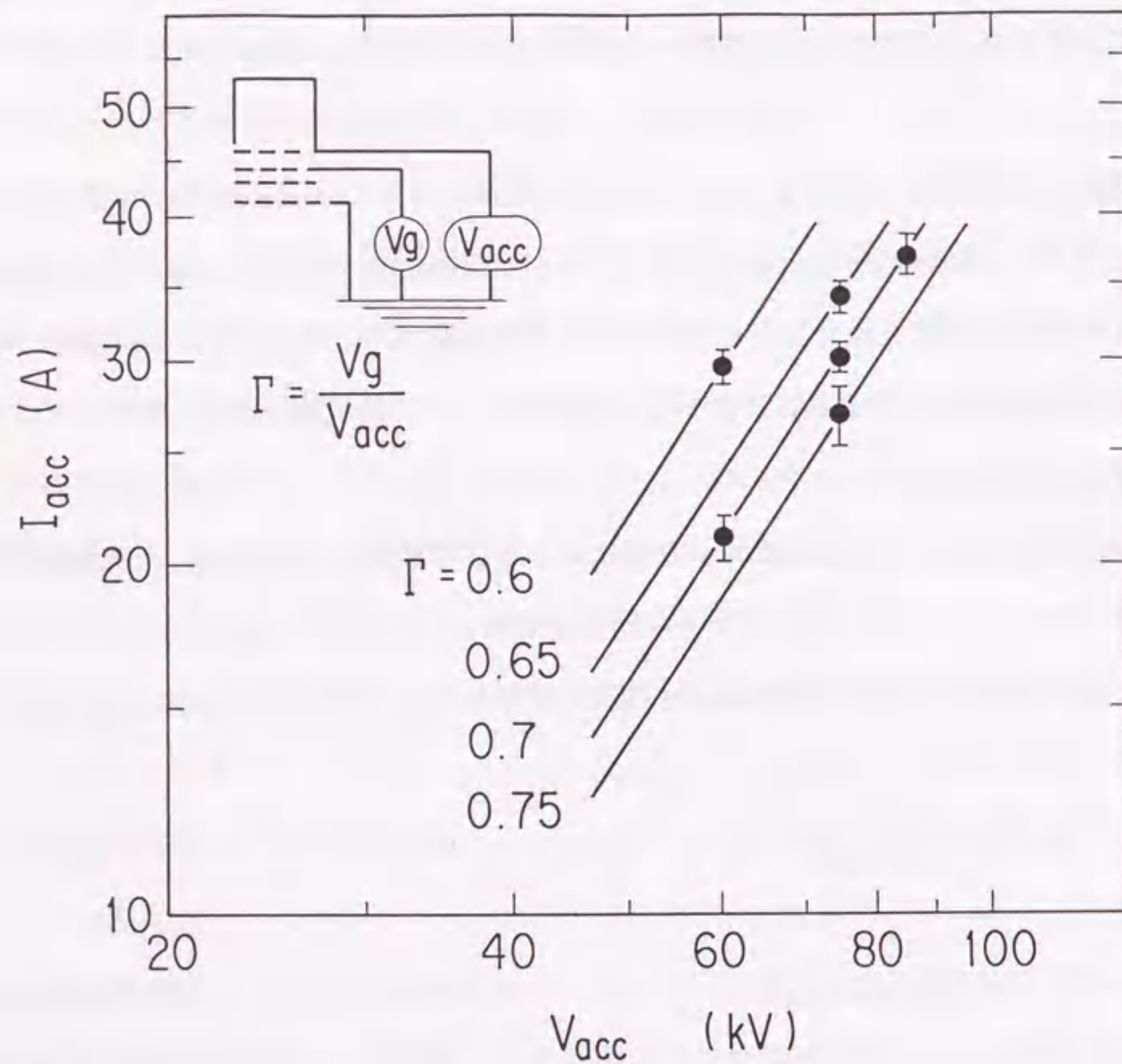
ここで比 $\alpha:\beta:\gamma$ は引き出された直後のイオンビームにおける H^+ 、 H_2^+ 、及び H_3^+ の粒子数比である($\alpha + \beta + \gamma = 1$)。極端な場合の例を挙げると、通常 $I_{acc} = 35-40A$ の範囲で運転され、このとき上記の比が0.9:0.07:0.03であるJT-60NBI用イオン源において、 I_{acc} を5Aまで下げると同比は0.7:0.03:0.27まで劣化する。このとき I_{opt} のずれは

$$\frac{0.7+0.03\sqrt{2}+0.27\sqrt{3}}{0.9+0.07\sqrt{2}+0.03\sqrt{3}}=1.15 \quad \dots\dots\dots(4.2)$$

と約15%増になる。

加速電流の補正は電圧比 $\Gamma \equiv Vg/Vacc$ の変化によっても生ずる。これは Γ を変えると、加速電極の小さな穴を介して2段目の電界の変化が1段目の電界分布に少し影響を与えることによりよるものである。

このような必要な補正量を見るために、JT-60NBI用イオン源の一つにおいて最適電流の測定を行った。その結果を第4.1図に示す。各データ点は、固定した $Vacc$ と Γ 毎に



第4.1図 JT-60NBI用イオン源における最適電流。固定した加速電圧 $Vacc$ と電圧比 Γ 毎に $Iacc$ を変化させたとき、ビーム発散が最小となる値を示した。

$Iacc$ を変化させたときにビーム発散が最小となる点である。直線は固定した Γ のデータ毎に引いた $Vacc^{3/2}$ に比例する線である。 $\Gamma=0.7$ における3つのデータに着目すると、 $Vacc^{3/2}$ に比例する線上に乗っている。これは即ち、この範囲ではビーム粒子組成比の変化に関する補正が不要であることを示している。これはこの3点の運転範囲では $Iacc$ の変化の範囲が22Aから40Aと狭く、ビーム粒子組成比の変化が小さいことによる。

次に $Vacc=60kV$ 上の2つのデータに着目すると、 Γ を0.7から0.6に変えることにより、最小のビーム発散を与える $Iacc$ は22Aから30Aに増えている。 $Iacc$ が $(Vacc-Vg)^{3/2}$ に比例するとした場合、 $Iacc$ は

$$22A \times \frac{(60-60 \times 0.6)^{3/2}}{(60-60 \times 0.7)^{3/2}} = 33.9A \quad \dots\dots\dots(4.3)$$

まで増えるはずであるが、実測はこれより約10%小さい。これは補正の第2の理由によるものと考えられる。第4.1図中の測定した最小のビーム発散は、ビーム強度が $1/e$ となる半値幅で、いずれも0.9~1.0度の範囲である。JT-60NBIのビームラインの設計は1.2度までのビーム発散を考慮して作られていることから、この値までビーム発散を許容すると、 $Iacc$ は最小のビーム発散を与える電流値からおよそ-20%~+15%の範囲で変化させることが可能である。このように Γ とバーピアンスの変化を組み合わせると、固定した $Vacc$ の下でもかなり広く $Iacc$ を変化させることが可能である。つまり、ビームエネルギーとビームパワーをある程度独立に時間変化させることが原理的に可能である。なお、第4.1図の最小のビーム発散を与える $Iacc$ を $Vacc$ と Γ のべき乗で最小2乗近似し、後に述べるプレプログラミングで利用した。

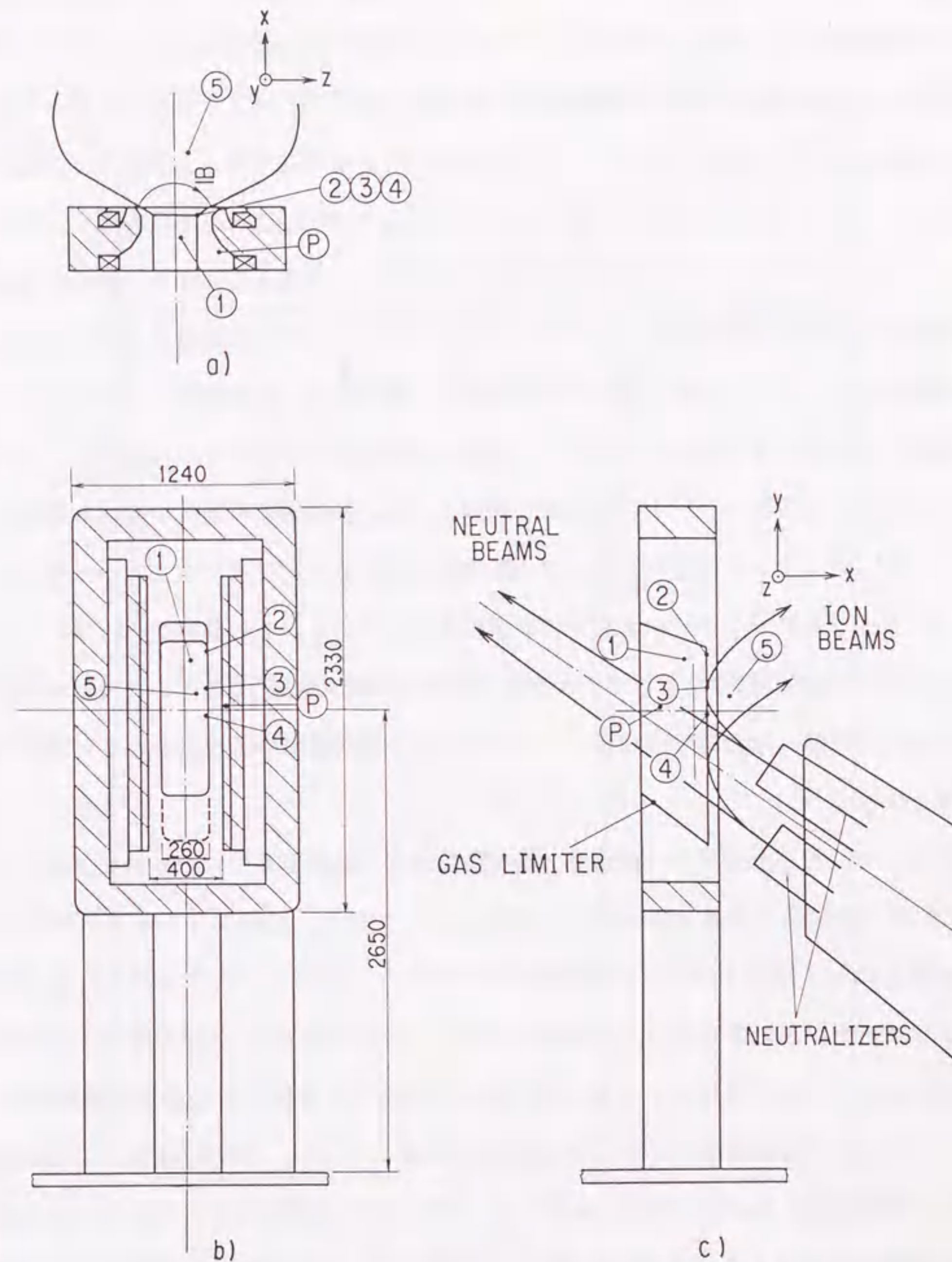
JT-60NBIの中性化セルはイオンビームと中性ガスとの荷電交換によっている。この過程を十分行わせるには中性化セル内の中性ガスの密度をビームの通過距離にわたって積分した量(ガス線密度)が十分である必要がある。一方、必要な真空排気速度を低減し、イオン源の出口圧力を低くして加速電極間の放電破壊の頻度を低減するには、ガス

線密度を必要最小限に抑える必要がある。この必要ガス線密度はビームエネルギーによって変わることから、中性化セルガス導入量 Q_n も変化させることができるようにした。しかしながら現在までのところでは、ガス線密度は変化させる最大のビームエネルギーに対応する値に固定しており、ビームエネルギーと共に変化させることは実施していない。

偏向磁界 B_{rm} は偏向される残留イオンビームのラーマー半径が一定であるように、 $V_{acc}^{1/2}$ に比例させて変化させる。 B_{rm} の応答特性についてはJT-60NBIと同一形状のJT-60NBI原型ユニットにて測定を行った。その結果を次節に示す。

4.3 偏向磁界の応答

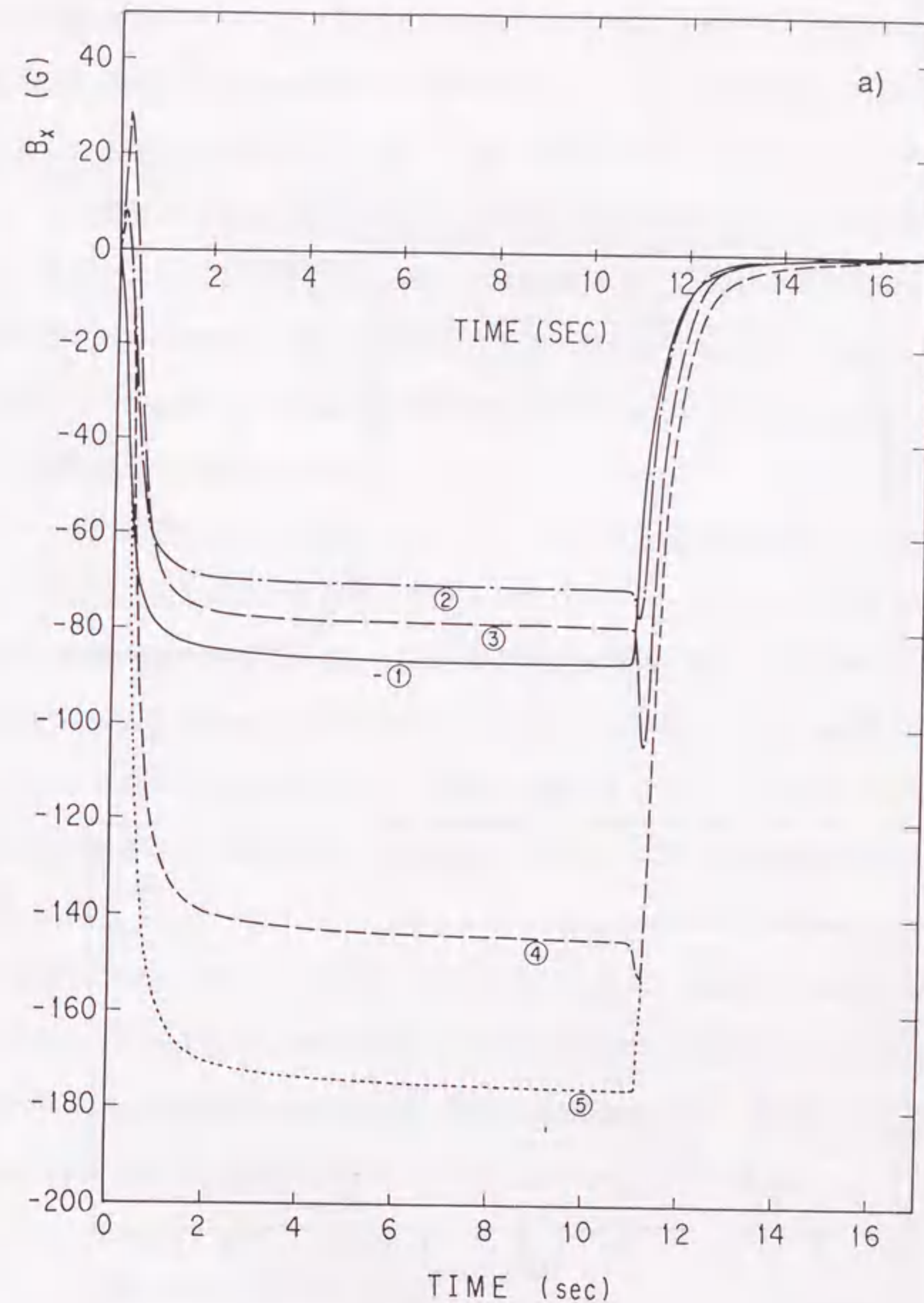
偏向磁石の鉄心中を流れる渦電流は単に偏向磁界に時間遅れをもたらすだけでなく、磁界分布に歪みを与える可能性がある。この2つの効果を見るためにJT-60NBI原型ユニットの偏向磁石を用いて測定を行った。第4.2図に磁界の測定箇所を示す。偏向磁石は幅1.24m、高さ2.33m、奥行き0.43m、磁極間距離が0.4mである。励磁コイルは両磁極に巻いてあり、100keVの水素ビーム運転に対応するアンペアターン数は58.4kAT（両コイルの合計）、この時磁極間中央における磁界の強さは1.52kGとなる。鉄心はいくつかの電磁軟鉄のブロックからなっているが、ブロック間は磁氣的にも電氣的にも絶縁を施していない。したがって磁氣的、電氣的に一体のものともみなすことができる。ビームは第4.2図c)で右下側から磁界のある領域に入り、中性粒子ビームはそのまま直進して偏向磁石を突き抜ける一方、イオンビームは右上側に偏向されてその先のビームダンプに導かれる。磁界を測定した箇所は図中の点1~5、及びPである。点1は磁極間のほぼ中央、2~4は偏向磁石の中を通る中性ガスを制限するガスリミタ（図中ではGAS LIMITER）の端部、5はイオンビームが磁界のある領域から出る所に位置している。これら5点の位置については仮設の3軸ホールプローブを用いた。点Pについては常設の1軸のホールプローブ（プローブP）を用いた。プローブPは後のプレプログラムの制御にも直接使用す



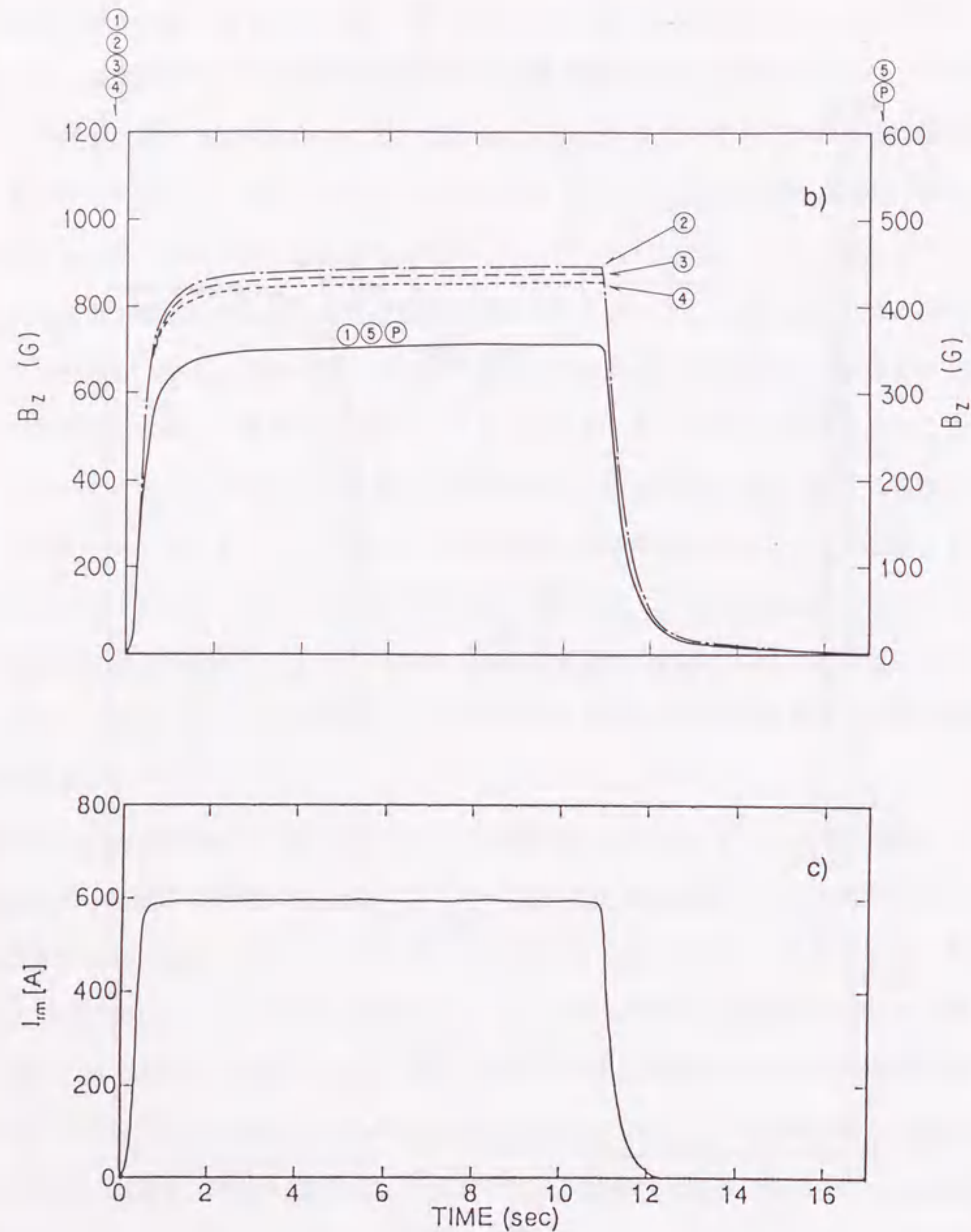
第4.2図 磁界を測定した位置のa)平面図、b)正面図、及びc)側面図（単位 mm）。
点1~5及びPが測定箇所、点1~5については仮設の3軸ホール素子、点Pについては B_z 成分を検出する常設の1軸ホール素子を用いた。

るものである。イオン源におけるビームの横幅が12cm、中性化セル (NEUTRALIZERS) の内径の幅が14cmであるのに対し、ガスリミタの横幅は26cmである。したがって中性粒子ビームは点2~4よりも十分内側を通るが、第3.2図に示したようにイオンビームはフリンジ磁場によって拡げられるので、これらの点の近傍を通り得る。図のように拡がるイオンビームのうち、ウォータージャケットに入るものが点2~4の近傍を通る。ウォータージャケットにはかなり接線的な方向にイオンビームが入ることから、鉄心中を流れる渦電流による小さな磁界の歪みでもウォータージャケット上の熱負荷が大きく変わる可能性がある。なお、磁界の強さが全体に減った場合には、偏向磁界によるイオンビームの折り返し点がより奥の位置となり、水平方向のビームの広がり程度が小さくなるので、ウォータージャケットの熱負荷は軽減される。偏向磁界の強度に関する精度は、ウォータージャケットやビームダンプの熱負荷を許容値以内に収めることから決まる。ウォータージャケットやビームダンプは強制水冷しており、その許容熱負荷はバーンアウトに対し安全係数約2をとってそれぞれ4MW/m²及び5MW/m²である。この値を元にイオンビーム軌道・熱負荷分布計算コードから求めた偏向磁界の強度に要求される精度は±5%となった⁽⁹⁾。

測定した B_x 及び B_z 成分の時間変化、及び励磁電流の波形ををそれぞれ第4.3図a)、b)、c)に示す。座標系の定義は第4.2図に示したとおりである。励磁コイルのアンペアターン数はこのとき29.2kATで、これは25keVの水素ビーム運転に対応する値である。負荷がインダクタンスであるので、励磁電流の立ち上がりも遅いが、各部の磁界はそれ以上に遅いのみならず、場所により歪んでいるのがわかる。磁界の主成分である B_z 成分について見ると、ほぼ定常に達するのに2秒程度も要している。その後 $t=2$ 秒から11秒に至るまで更に漸増するがその量は3.6%と小さく運転上は無視し得る。 $t=11$ 秒からの減衰時間は $t=0$ 秒からの立ち上がり時間に比べてやや長い、これは偏向磁石電源の直流側に付けられている環流ダイオードの働きによる。この環流ダイオードは励磁電流を切ったときに励磁コイルに誘起される電流を環流させるためのものである。 B_z 成分に対してはこの図のスケールで見るとどの点の磁界波形も同様で磁界分布の歪みは認められ



第4.3図 (その1) 偏向磁石の時間応答特性。a) B_x 成分。記号1~5は第4.2図の測定箇所に対応する。



第4.3図 (その2) 偏向磁石の時間応答特性。b) B_z 成分、及びc)励磁電流波形。
 記号1~5、Pは第4.2図の測定箇所に対応する。

ない。

一方 B_x 成分については点2~4において磁界のオンオフ時に過渡的な現象が見られる。偏向磁石をオンした時、オン後0.2秒から0.4秒の間逆向きの磁界となっている。偏向磁石をオフした時は B_x 成分の磁界の絶対値はいったん増した後減衰して行く。これらのうち最も大きな変化は磁界をオンするときの点3のもので、フラットトップ時の同じ点における磁界強度の3.2%変化する。以上の測定結果は励磁コイルの近傍の鉄心に誘起される渦電流によって説明できる。即ち、励磁コイルと渦電流の両方に近い点2~4では磁界の強さと方向の両方に関して渦電流の影響を強く受けるが、これらから遠い位置にある点1、5では励磁コイル電流と渦電流の位置の相互の違いは問題にならず、したがって磁界の強さだけが影響を受ける。

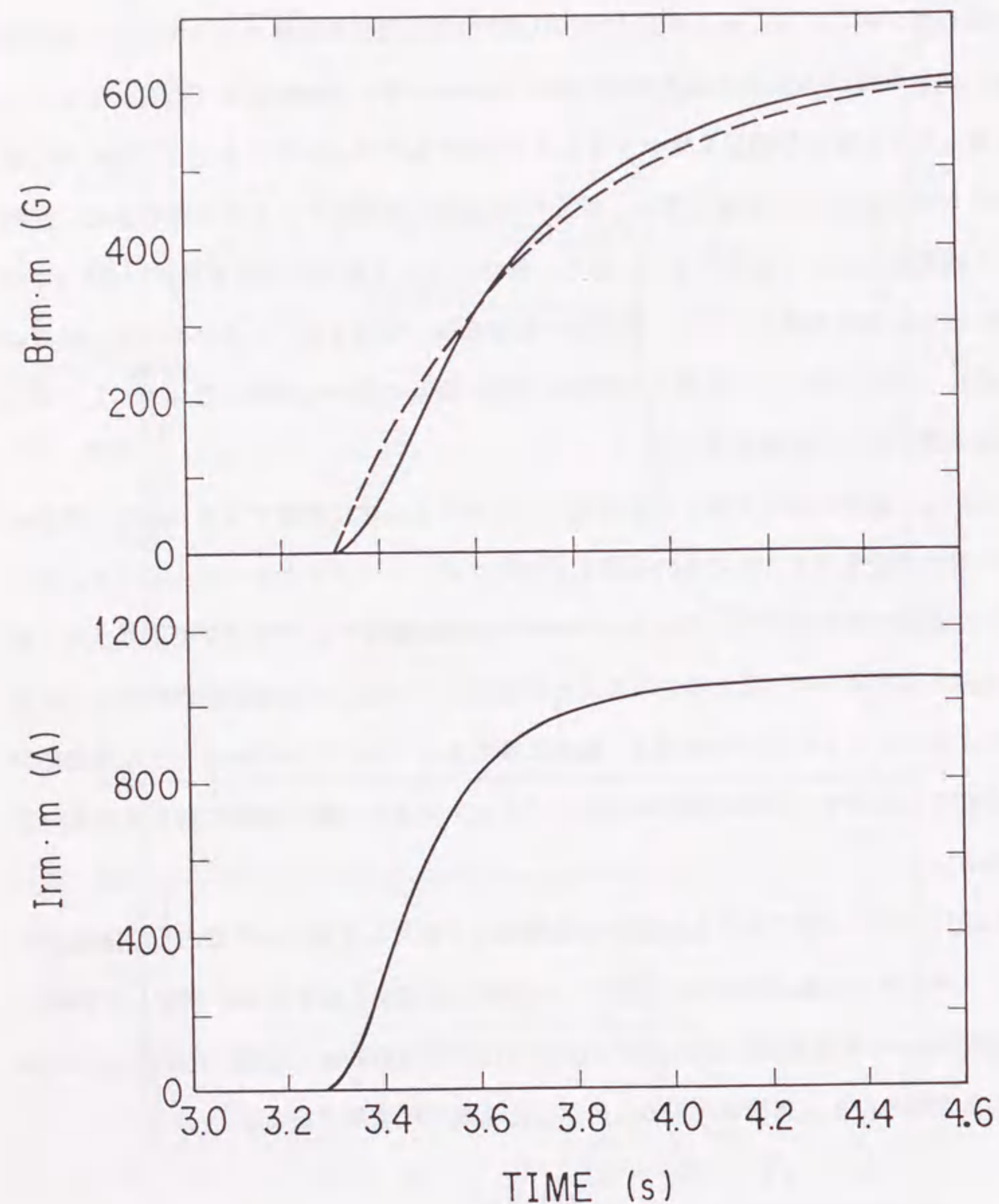
以上から、磁界の強さに関する変化はイオンビーム全体に影響するのに対し、磁界の方向に関する変化はガスリミタの近傍をとおりウォータージャケットに入るイオンビームだけに影響すると言える。ビームエネルギー時間制御は主にプラズマの密度上昇に合わせてビームエネルギーを上昇させることを意図している。この場合磁界の歪みは水平方向のイオンビームの広がりを抑え、敏感に変化するウォータージャケットの熱負荷が減る方向であるので、磁界の歪みは通常のビームエネルギー時間制御に対しては良い方向である。

第4.4図はプローブPにおける B_z 成分の時間変化を拡大して見たものである。励磁コイルのアンペアターン数は70keVの水素ビーム運転に対応する値である。測定した励磁コイル電流 $I_{rm} \cdot m$ にも時間遅れがあるが、測定した磁界値 $B_{rm} \cdot m$ (実線)には更に時間遅れがあるのがわかる。点線は比較のため示した次式の関数形である。

$$B_{rm}(t) = 640 \times [1 - e^{-t(s)/0.4}] \text{ [G]} \dots \dots \dots (4.4)$$

磁界強度の時間変化は、時定数0.4秒のこの関数形ではほぼ近似できることがわかる。

鉄の抵抗率は室温から摂氏-80度まで温度を下げると半減する。偏向磁石を含めたビ



第4.4図 偏向磁石をオンしたときの点Pで測定した偏向磁界 $Br_m \cdot m$ (実線) と励磁コイル電流 $I_{rm} \cdot m$ の時間変化。参考として時定数0.4秒の指数関数を点線で示した。

ームライン機器を取り囲むように設置してあるクライオポンプは、吸着により排気する液体ヘリウム温度のポンプ本体を液体窒素温度 (-210℃) のシェブロンと呼ばれるブラインド状の構造物で蔽って輻射による熱の侵入を低減している。したがって、偏向磁石鉄心は逆にシェブロンに向かっての輻射により冷却され、渦電流の時定数が長くなると懸念された。しかしながらクライオポンプ動作/不動作についてこの時定数を比較した所、こうした変化は認められなかった。これは偏向磁石鉄心が、水冷 (~25℃) の偏向磁石励磁コイル、トカマクからの漏洩磁界を打ち消すための打消しコイル⁽¹⁰⁾、及びウォータージャケットでかなりの部分を取り囲まれているためである。

測定で得られた偏向磁界の時定数0.4秒はJT-60NBIのパルス幅 (最長10秒、通常は数秒) と比べると短いとは言えない。そこでこの時定数に対処するために、次節に示すようなプレプログラムによる制御とした。

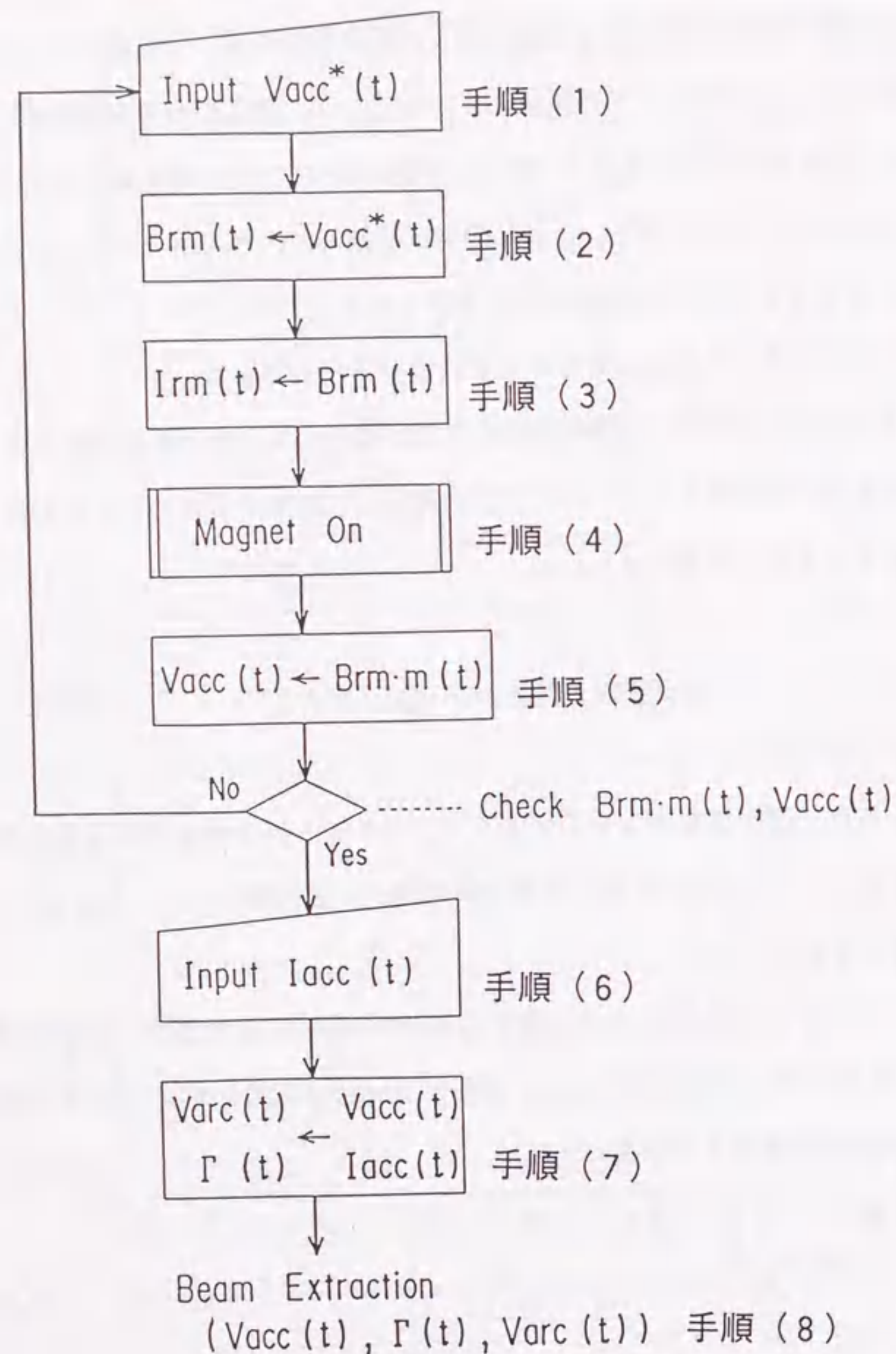
4.4 ビームエネルギー時間制御のためのプレプログラム

ビームエネルギー時間制御のためのプレプログラムデータを作る手順を第4.5図を用いて以下に示す。ここで「(t)」を付した量は時系列データを意味し、「·m」を付した量は測定した値である。

まず手順(1)として目標とする加速電圧の波形 $V_{acc}(t)^*$ をグラフィック端末からNBI計算機に入力する。計算機は $V_{acc}(t)^*$ からプローブPで測定されるべき目標磁界 $Br_m(t)$ を次式で単純換算する(手順(2))。

$$Br_m(t) = K_{rm} V_{acc}(t)^* \dots \dots \dots (4.5)$$

ここで K_{rm} は両者の変換係数でユニット毎に測定した値を用いる。得られた $Br_m(t)$ は更に対応する励磁コイル電流 $I_{rm}(t)$ に変換する(手順(3))。実際には $I_{rm}(t)$ を流すこと(原因)により $Br_m(t)$ がある遅れをもって得られる(結果)なのであるからこの変換は逆



第4.5図 ビームエネルギー時間制御のためのプレプログラムデータの作成から運転までの手順。

変換の問題である。ここでは目標波形 $V_{acc}(t)^*$ により良く追従するように、この変換アルゴリズムには $I_{rm}(t)$ にフォーシング成分が加わるようなロジックを採用した。このアルゴリズムについては後に詳しく説明する。こうして得られた $I_{rm}(t)$ を用いて実際に偏向磁石に通電し、プローブPで磁界変化の実測値 $Brm \cdot m(t)$ を得る (手順 (4))。この $Brm \cdot m(t)$ から、上述の単純な関係を用いて対応する $V_{acc}(t)$ を得る (手順 (5))。得られた $V_{acc}(t)$ はビームエネルギー時間制御のプレプログラムデータの候補となるが、この $V_{acc}(t)$ は初めに目標として入力した $V_{acc}(t)^*$ とは若干異なる。これは主に $Brm(t)$ から $I_{rm}(t)$ に変換するロジックによる。オペレータは得られた $V_{acc}(t)$ をチェックし、考えているビームエネルギー時間制御の目的に合うものであるかどうかを判断する。運転の目的に合わない程度にまで $V_{acc}(t)^*$ から $V_{acc}(t)$ が変わってしまった場合は手順 (1) に戻り、若干の修正を加えた $V_{acc}(t)^*$ を再入力し同じ手順を繰り返してより目的に合う $V_{acc}(t)$ となるようにする。

このようにして $V_{acc}(t)$ を確定した後、目標とする $I_{acc}(t)$ を入力する (手順 (6))。得られた $V_{acc}(t)$ と $I_{acc}(t)$ から電圧比 $\Gamma(t)$ とアーク電源の指令値 $V_{arc}(t)$ を計算する (手順 (7))。 $\Gamma(t)$ を求めるには、第4.1図から得た V_{acc} 、 Γ とビーム発散が最小となる I_{acc} との近似関係式を用いる。 $I_{acc}(t)$ から $V_{arc}(t)$ への変換はその時までには運転した結果得られた変換係数を計算機が保持していて、その変換係数を用いて変換する。

以上のようにして確定したプレプログラム制御のための時系列データを元に実際にビームエネルギー時間制御を行う (手順 (8))。実際の運転における信号の流れは以下のとおりである。これら全ての時系列データは入射する前にNBI計算機からCAMAC (Computer Aided Measurement And Control: 原子力関係の計測システムを対象として提案されたバス規格) クレートに転送する。CAMACクレートは蓄積している時系列データを入射時40ms刻みで各電源に送出する。時間刻み40msは偏向磁界の時定数0.4秒より充分短い値として選択した。プレプログラムデータの作成には以上のようなやや複雑な手順を要し、時間がかかることから、トカマクのショット間では作成不能である。そこでその代わりにいくつかのプレプログラムパターンをまとめて作成して登録しておき、シ

ロット毎に任意のパターンが選択できるようにした。

さて、 $B_{rm}(t)$ から $I_{rm}(t)$ を求めるアルゴリズムを第4.6図のロジックの説明図を用いて以下に示す。a)図のように、 $I_{rm}(t)$ の指令値として単位階段関数を与えた場合に得られるプローブPで測定される磁界 $B_{rm}(t)$ を $F(t)$ と定義する。鉄心の磁気特性自体は非線形であるが、空隙のある電磁石であるから磁気飽和するまで磁極間に発生する磁界の強さは相当程度励時コイル電流によく比例する。渦電流は磁力線の拡散方程式で記述される現象であるから、その効果は加算的である。したがって、b)図のように任意波形の $I_{rm}(t)$ に対する $B_{rm}(t)$ の応答波形は $I_{rm}(t)$ を分解した細かな階段関数それぞれに対する応答波形の和で近似できる。 $i+1$ 番目の磁界 B_{i+1} は i 番目までの電流ステップ ΔI_j と時間ステップ ΔT_j を用いて次のように書ける。

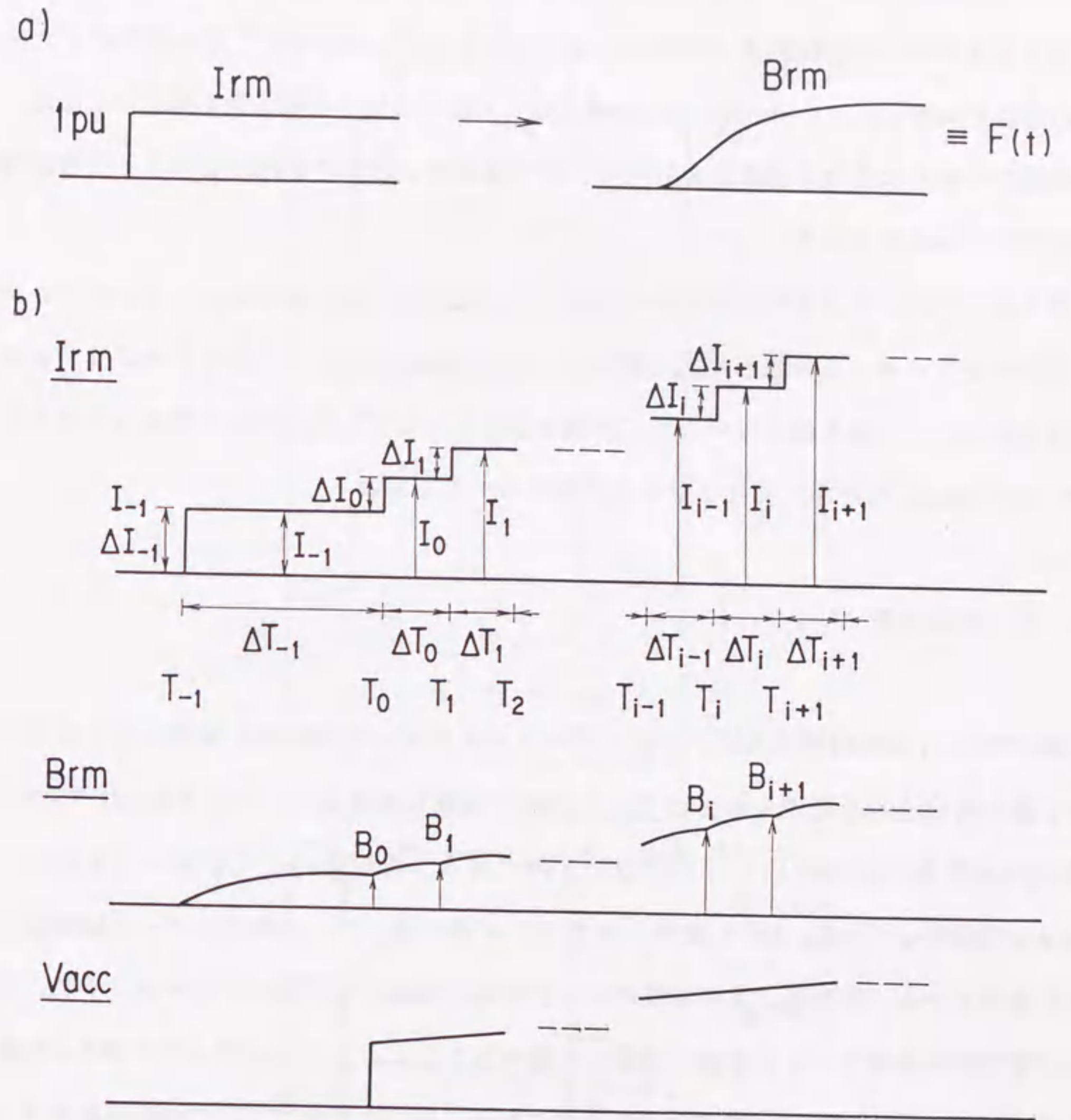
$$B_{i+1} = \sum_{j=-1}^i \Delta I_j F(\Delta T_j + \dots + \Delta T_i) \quad i = -1, 0, 1, 2, 3, \dots \quad (4.6)$$

この式を変形することにより次式が得られる。

$$I_{-1} = B_0 / F(\Delta T_{-1})$$

$$I_i = \frac{1}{F(\Delta T_i)} \left[B_{i+1} + I_{i-1} F(\Delta T_i) - \sum_{j=-1}^{i-1} \Delta I_j F(\Delta T_j + \dots + \Delta T_i) \right] \quad i = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (4.7)$$

(4.7)式では i 番目の電流 I_i が I_{i-1} と $i-1$ 番目までの ΔI_j で表わされている。したがって、 I_{-1} から順に全ての I_i を求めることができる。 ΔT としてはCAMACのデータ送出間隔と同じ40msを選んだ。但し、 ΔT_{-1} は例外で、実際の通電と同じく偏向磁石電源のオン時刻から40ms単位の時系列データ送出開始までの数秒単位の時間に合わせた。得られたこの



第4.6図 線形性を仮定して波形を分解することにより偏向磁界 $B_{rm}(t)$ から励磁コイル電流 $I_{rm}(t)$ に変換するアルゴリズム。a)関数 $F(t)$ の定義。指令値 I_{rm} に単位階段関数を与えた場合の B_{rm} の応答波形を関数 $F(t)$ とおく。b)任意波形の $I_{rm}(t)$ に対する $B_{rm}(t)$ の応答波形は小さな階段関数 ΔI_i の応答の和で与えられる。この関係を変形すると全ての I_i は B_i から計算できる。

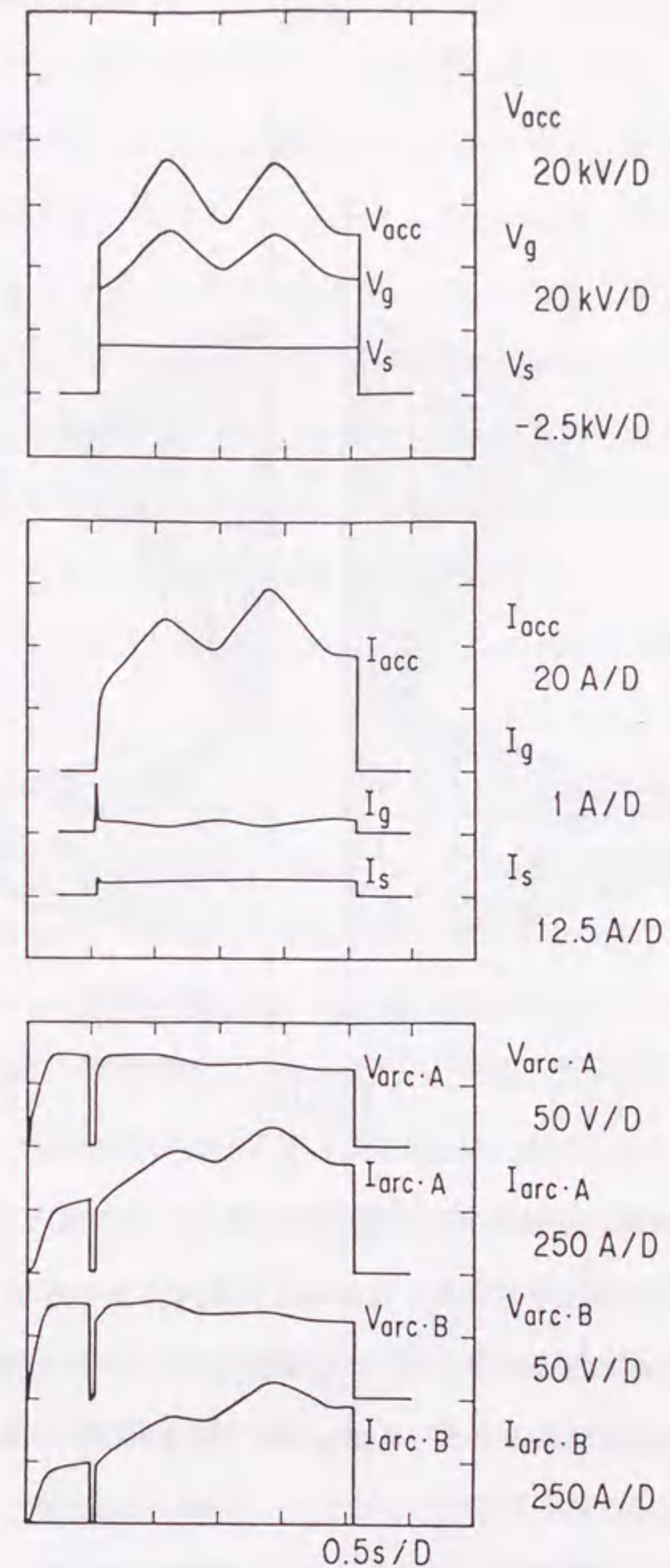
式は、 I_{rm} を増やして行く場合には正しいと考えられるが、減らして行く場合は環流ダイオードに電流が流れることから厳密には正しくない。しかしながらJT-60においてはビームエネルギー時間制御を上昇方向に使うことを想定したのでここでは環流ダイオードの影響を無視した。より一般にあらゆる波形に対応するような機能性を持たせるには、偏向磁石の鉄心に流れる渦電流を低減し、かつ環流ダイオードを使わないような電源回路方式にする必要がある。

得られたアルゴリズムによれば B_{rm} を変化させる直前と変化途中においてフォーシング成分が生まれる。偏向磁石電源の電流の上限は1500Aであるが、変換アルゴリズムの最後の所にこの上限を越えないように制限を設けた。ただし磁界分布をあまり歪めないためには $V_{acc}(t)^*$ を急激に変化させるのを避けるべきである。

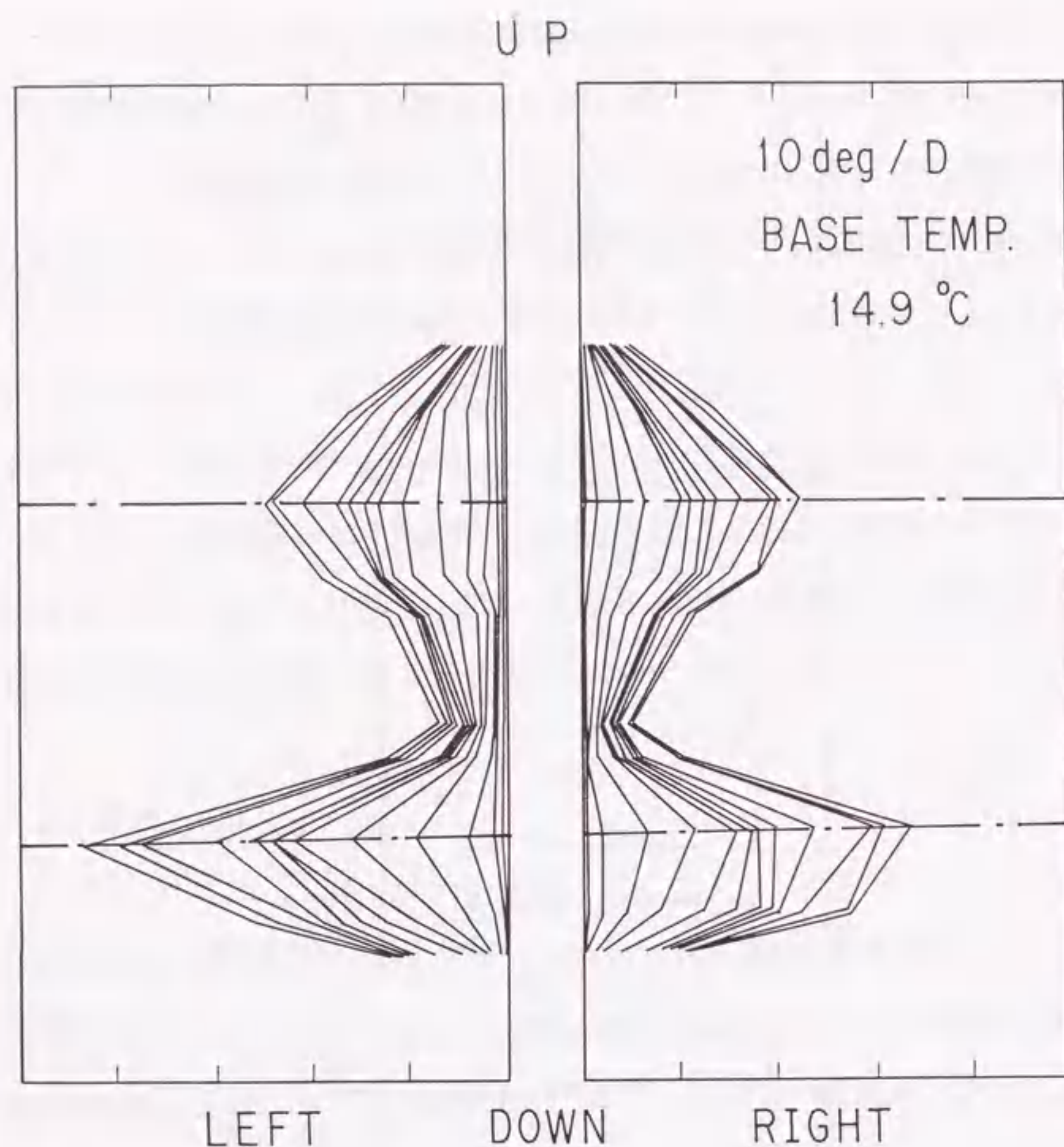
4.5 試験結果

第4.7図はJT-60NBI原型ユニットにてビームエネルギー時間制御を試験したときのイオン源の各部波形を見たものである。この例は極端な場合として V_{acc} を50kVと75kVの間で0.5秒間毎に直線的に上げ下げしたものである。指令値の変化が速いことから、 V_{acc} も幾分鈍っている。 I_{acc} も指令どおり上下を繰り返しているがそのベースは時間と共に増えている。これはプラズマ源のアーク放電の陰極として働くフィラメントに、アーク電流が本来のヒーター電流に重畳して流れることにより、フィラメントが更に加熱され、アーク効率が時間と共にゆっくり良くなって行くことによる。この変化はフィラメントのヒーター電流を適切に選びかつ I_{acc} の負帰還制御を動作させることによりなくすことは可能であるが、この試験時には特に配慮しなかった。先に述べたように、JT-60NBI用のイオン源はパービアンスの変化に敏感ではないので、このような時間変化が存在する下でも運転可能である。イオン源が健全に動作していることは第二正電極電流 I_g や減速電極電流 I_s が異常に増大していないことから推察できる。

第4.8図はビームダンプの左右の表面に垂直方向に並べて埋め込んだ熱電対の出力を



第4.7図 JT-60NBI原型ユニットでビームエネルギー時間制御を試験した時のイオン源の各部波形。極端な例として加速電圧を0.5秒間で50kVから75kVの間を上下させた。



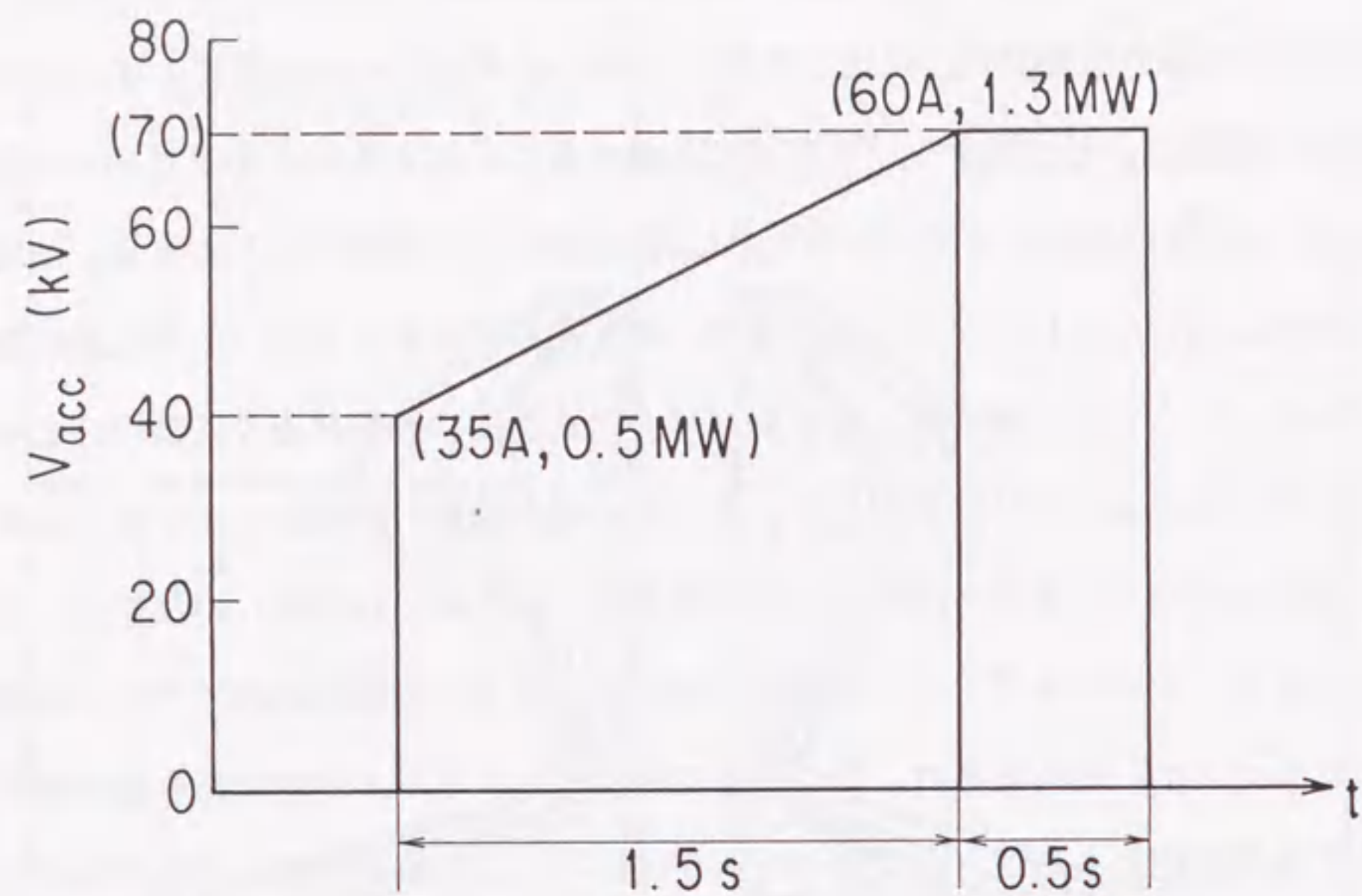
第4.8図 ビームダンプの左右に垂直方向に並べて埋め込んだ熱電対の出力の時間変化。左右はイオン源側から見た場合の方向。上下方向に並んだ2つのピークは上下のイオン源に対応する。一点鎖線はイオンビーム軌道の計算から予測したピークの位置である。ビームショットは第4.8図のものと同一である。

元に温度上昇の分布を一定時間ごとにプロットしたもので、第3.12図に対応する図である（熱電対の位置は第3.2図のとおり）。ただし第4.8図の場合は第3.12図の場合と異なり、漏洩磁界は存在しない。左右はイオン源側から見た場合の方向である。第4.8図中上下方向に見られる2つのピークは上下のイオン源に対応するものである。全体の分布

は温度上昇の途中と終了時に下方にシフトしている（温度上昇の途中で分布が下方に少し歪んでいる）。これらは V_{acc} が減少している時間に対応している。即ち、環流ダイオードのために I_{rm} の減衰が V_{acc} に比して遅いためイオンビームは通常より小さなラーマー半径で偏向し、ビームダンプの下方に入射することによる。イオンビーム軌道の計算から得られる2つのイオンビームの中心は図中2本の一点鎖線で示してある。測定で得られた温度上昇の分布は、ビームエネルギーが上昇しているときにはこの位置に良く一致している。したがって偏向磁石のプレプログラム制御は設計どおりに動作しているといえる。ビームエネルギーが減少しているときの偏向磁界のずれはイオンビームを下方にずらすだけでなく、水平方向に広げる作用を持つ。しかしながらこの試験後、ウォータージャケットやビームダンプ、及びその他のビームライン機器を調べたところ損傷は認められなかった。偏向磁界のこのようなずれはビームパルスが更に長い場合等では問題を生ずる可能性があるが、先に述べたようにビームエネルギーを下げる方向ではビームエネルギー時間制御を用いる予定がないことから、更に詳しい検討は行わなかった。

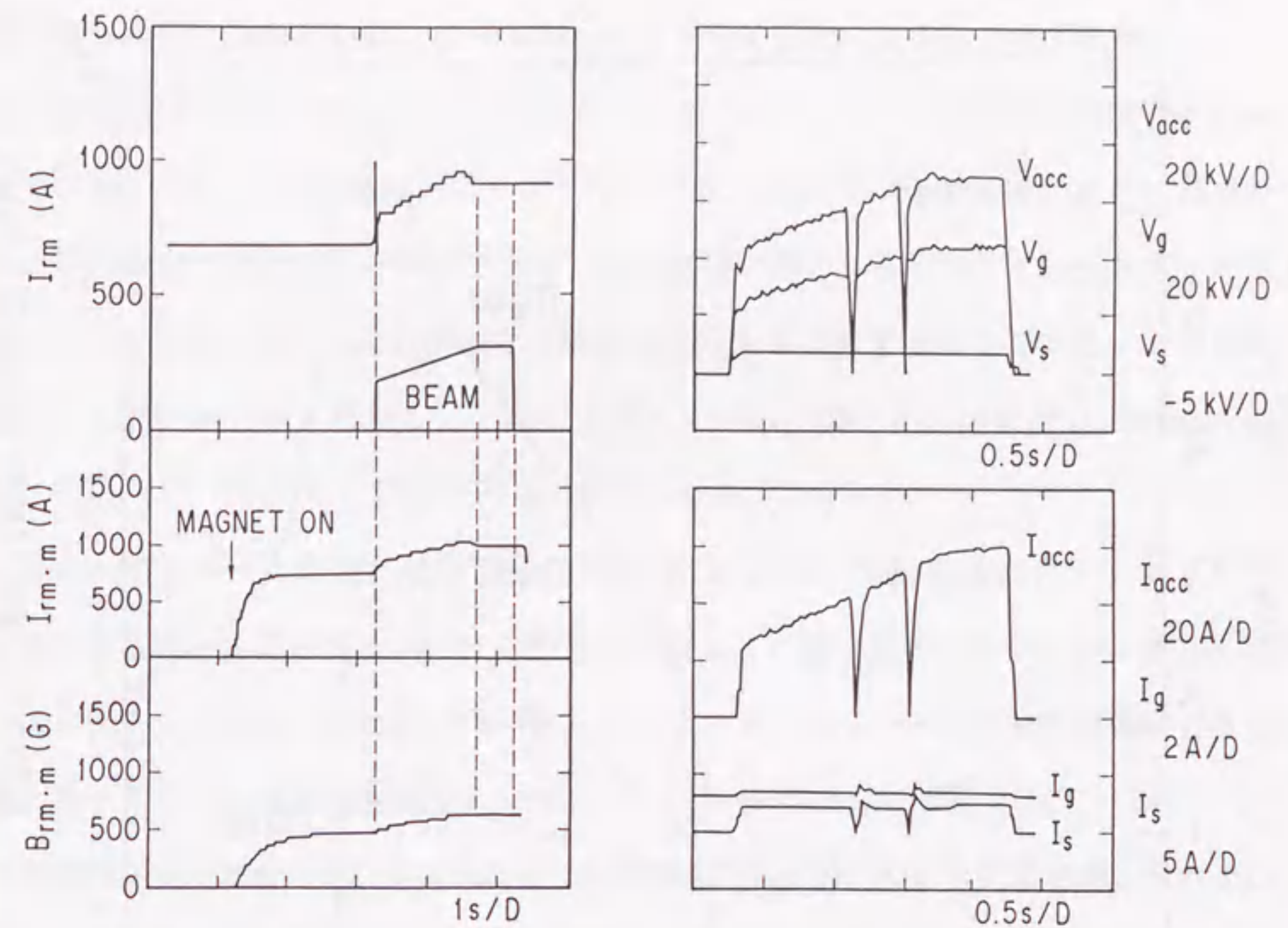
以上のJT-60NBI原型ユニットにおける試験に続いて、JT-60においてビームエネルギー制御を実際にプラズマの加熱実験に用いた。第4.9図は用いたプレプログラムパターンの一例である。加速電圧を初めの1.5秒間で40kVから70kVに直線的に上げ、その後0.5秒間一定に保持する。加速電流は加速電圧と共に35Aから60Aを増やす。その結果として与えられる入射パワーは、1ユニット当りの値で0.5MWから1.3MWに上昇すると見積もられる。第4.10図はこのパターンを用いて全14ユニットが同時に運転したときの1ユニットの波形を見たものである。図の左側には偏向コイル電流の指令値 I_{rm} と測定値 $I_{rm} \cdot m$ 及びプローブPによる偏向磁界の測定値 $Br_{m \cdot m}$ を示した。 V_{acc} と比べると I_{rm} にはフォーシング成分が含まれているのがわかる。このフォーシング成分は $I_{rm} \cdot m$ で減っており、 $Br_{m \cdot m}$ ではなくっている。図の右側にはイオン源各部の電圧電流の測定値を示した。2回の放電破壊を除き、加速電圧と加速電流は第4.9図の指令値によく追従しているのがわかる。

第4.11図はこの時のプラズマ線積分密度 $\int n_e dl$ と入射パワー P_{inj} の波形である。プラズ



第4.9図 JT-60の加熱実験に用いたビームエネルギー時間制御のプレプログラムパターン的一种。加速電圧を最初の1.5秒で40kVから70kVまで直線的に増加させ、その後0.5秒間一定に保つ。加速電流は加速電圧に合わせて35Aから60Aまで増加させる。

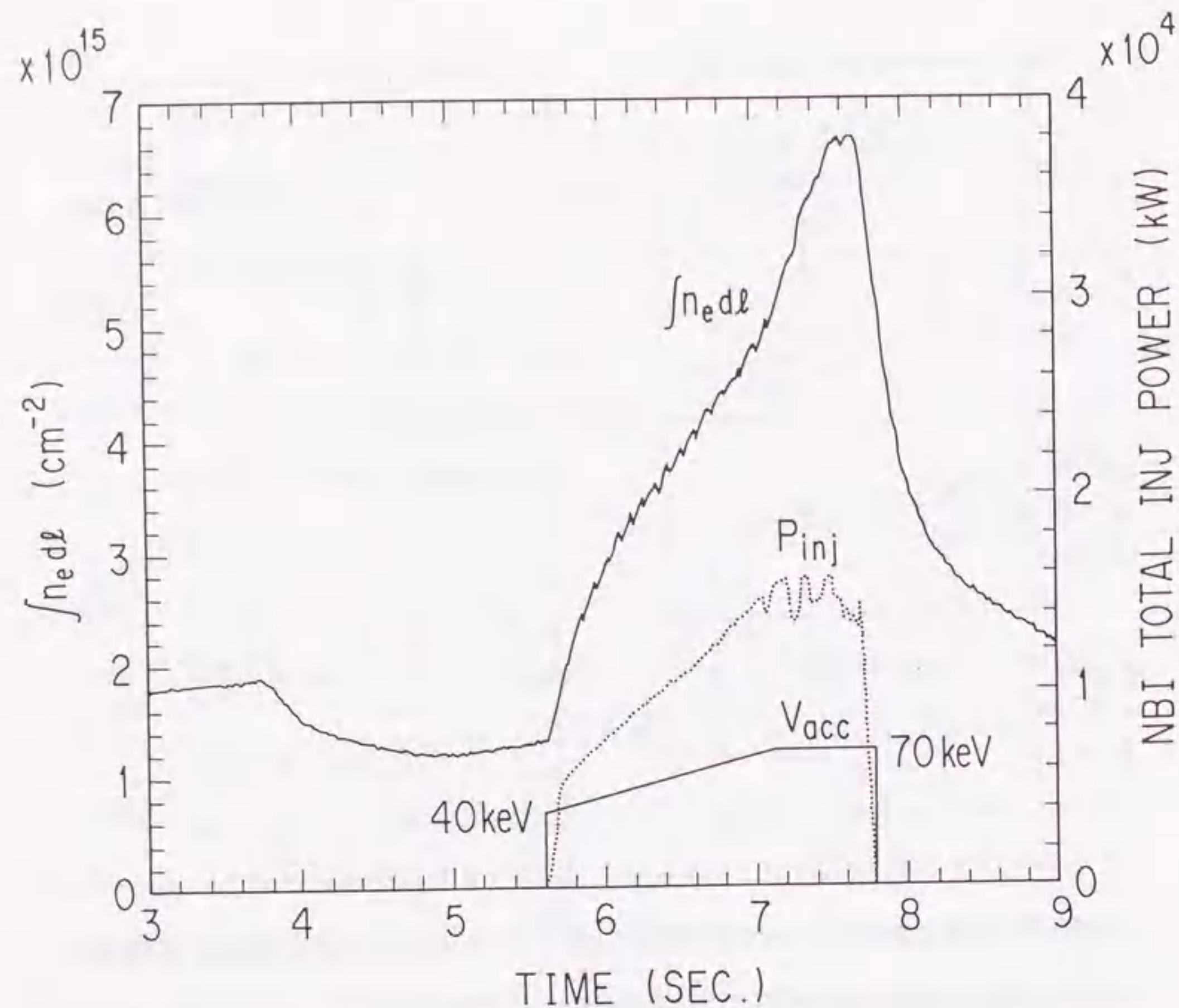
マ密度はビームエネルギーを40keVから70keVに上げる間にガス注入により約5倍に増加している。入射パワーは2倍以上に増えている。入射パワーの波形がいびつになっているのは、イオン源のコンディショニング不足から入射の特に後半で多くの放電破壊が生じているためである。このショットはビームエネルギー時間制御により、入射開始時のビーム突き抜け量を抑え、かつビーム入射中に上昇させた後の高密度プラズマでもプラズマ中心までビームが到達するように意図したもので、予定どおり制御できていることがわかる。



第4.10図 第4.9図のパターンで運転したときの1ユニットの各部波形。左図は偏向磁石電流の指令値 I_{rm} 及び測定値 $I_{rm·m}$ 、及び測定磁界 $Brm·m$ 、右図は測定した加速電圧 V_{acc} 、第二正電極電圧 V_g 、減速電圧 V_s 及び対応する電流 I_{acc} 、 I_g 、 I_s である。加速電圧は2回の放電破壊を除き第4.9図の指令値に良く従っている。

4.6 考察

トカマクプラズマに対してビームエネルギー時間制御の応用としては以下の3種が考えられる。一つはプラズマ密度が変化する場合でも常にビームの突き抜け量を妥当な値に抑えることである。これは第4.11図に示したもので、実証することができた。別の応用としてはプラズマの閉じ込め特性を改善するためにビームの吸収分布を制御することである。これはJT-60では実証できていない。その理由はJT-60NBIの入射方向が磁界に



第4.11図 全14ユニットを第4.9図のパターンにしたがってビーム入射を行ったときのプラズマ線積分密度と全入射パワーの時間変化。プラズマ密度はガス注入により約5倍増加している。その間に加速電圧は40keVから70keVに増加させた。これに伴って入射パワーは約2倍になっている。後半で波形がいびつになっているのは、イオン源のコンディショニングが不足であったため多くの放電破壊が生じたことによる。

対してほぼ垂直であるので、ビームエネルギーを変えてもビームの吸収分布を大きく変えることができないことによる。代りにJT-60ではこれまでペレット入射により密度をピーキングさせ、その結果ビームの吸収分布をプラズマ中心でピーキングさせることに

成功している⁽¹¹⁾。JT-60Uへの改造⁽¹²⁾後は小半径が大きくなり相対的にビームの吸収分布が局所化されるため、ビームエネルギー時間制御の重要性が増すと考えられる。JT-60の改造に合わせて既設NBIの14ユニットのうち4ユニットは接線化の改造が進められている⁽¹³⁾。これら接線ユニットではビームエネルギー時間制御はさらに重要なものとなるはずである。ビームエネルギー時間制御の第3の応用としてはプラズマの閉じ込め特性を改善するためにNBIによる駆動電流分布を制御することである。この実証はJT-60Uに1995年に据え付けることが予定されている、負イオン源を用いた0.5MeV接線NBI⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾で部分的に試験できると期待される。

次期大型トカマク装置の電流駆動用のNBIにおいては1MeV程度のビームエネルギーが必要とされる。正イオンビームの中性化効率はこの様な高エネルギーでは許容し得ないほど低下するため、中性化効率の落ちない負イオン源を用いたNBIの開発が必須である。負イオンの生成法と加速法についてはいくつかの方法が提案されている⁽¹⁶⁾。その代表的な手法であるセシウムを混入した体積生成法と静電的な加速法の組み合わせは、従来の正イオン源と基本的に良く似た方式である。したがって、この章で示したビームエネルギー時間制御をほぼそのまま適用することができる。JT-60Uで計画されている負イオン源を用いた0.5MeV接線NBIでは約10keVまで予備加速した後に3段に分割した490keVの主加速を行うよう計画している。この場合、ビームの発散は主に予備加速のパービアンズで決まる。したがって主加速の段数を変えることによりステップ的にビームエネルギーを変えることも考えられる。

JT-60の放電時間は10秒、ビームのパルス幅は数秒が普通である。プラズマ密度の上昇は通常1秒以内で、これはビームの対向面の熱時定数にほぼ等しい。したがって第4.11図のように極端に低い密度からビームを入射する場合を除けば、ビームの突き抜けがあっても対向面の慣性冷却が期待できる。しかしながら次期装置ではプラズマの放電時間は1000秒から2週間にも及ぶ。プラズマの立上げ、立下げ時間もJT-60の場合よりはるかに長くなる。したがってプラズマの立上げ、立下げ時へのビームエネルギー時間制御の応用は重要性を将来さらに増すと考えられる。

4. 7 結言

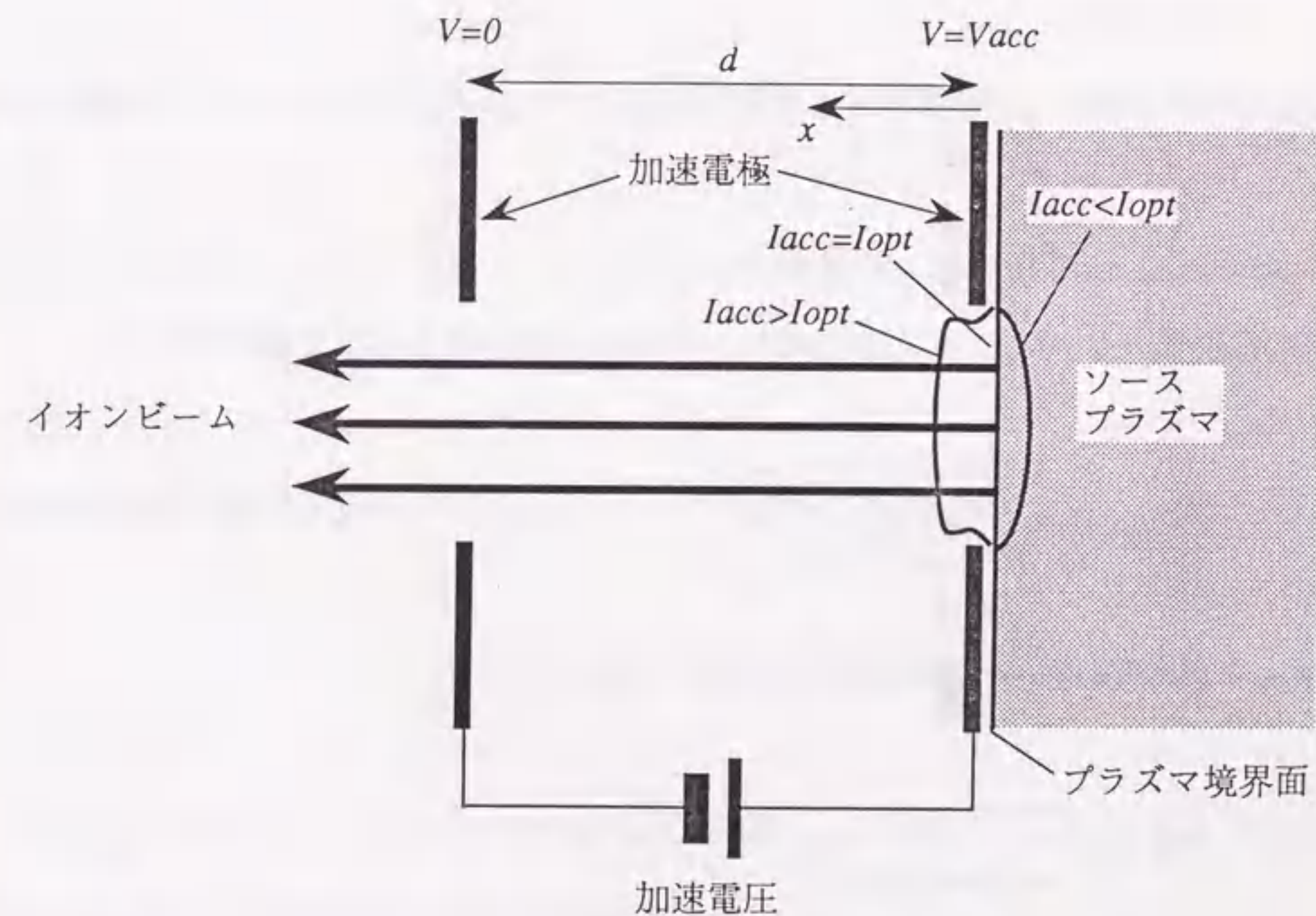
JT-60NBIにビームエネルギー時間制御の機能を付加する事を提案し、JT-60NBI原型ユニットにおける試験を経て、実際にJT-60において加熱実験に用いることに成功した。この制御のためにはNBI内のいくつかのパラメータを同時に変化させることが必要で、これらに対応する機器の信頼できる応答性を確保する事により初めてこのような制御が可能となった。

JT-60NBIでは偏向磁石鉄心中を流れる渦電流によりビームエネルギー時間制御全体の時定数が約0.4秒と規定されている。この時定数は数秒というJT-60における代表的な入射ビームパルス幅に比べて短くはないため、ビームエネルギー時間制御としてプレプログラムを採用した。しかしこの時定数は一般のNBIにとっては本質的なものではない。たとえば空心の偏向コイルを用いる等により時定数を短くできることから、プラズマの密度等の変化の測定値に基づいてリアルタイムでビームエネルギーを制御する事は基本的に可能である。あるいは次期トカマク装置の放電時間は1000秒~2週間にもなることからJT-60NBIにおけるビームエネルギー時間制御の時定数のままでも十分リアルタイム制御装置として使える可能性もある。このような考え方はビームパルス中に入射角度を偏向してビーム吸収分布を能動的に変化させるアイデア⁽¹⁷⁾と共に、これまでのNBIの概念を大きく変えるものである。

JT-60NBIのビームエネルギー時間制御は、ある限られた範囲ではあるがビームエネルギーとビームパワーを独立に制御できるように設計した。しかし、こうした独立制御は現在までのところ実施していない。こうした独立制御及びリアルタイム制御の実証、あるいは将来の装置において以下に有効にこの機能を使って行くかの検討は今後の課題である。

第4章付録 (4.1)式の導出

イオンビームはイオン源内のプラズマ（ソースプラズマ）から空間電荷制限状態で引き出される。したがってイオンビーム電流密度がチャイルド・ラングミュア則で与えられる値の場合、電極孔から加速電極間へのプラズマイオンの漏れ出しと加速電界のソースプラズマ側への侵入が釣り合う。その結果、第4A.1図中の $I_{acc}=I_{opt}$ で示したようにソースプラズマとイオンビームとの境界面（これをメニスカスと呼ぶ）が平面となり、発散角の小さいイオンビームが得られる。このときの加速電流 I_{acc} を I_{opt} とする。より厳密には、チャイルド・ラングミュア則で与えられる電流密度よりイオンビーム電流密度がわずかに少なめであると、緩い凹面状のメニスカスから弱く収束したイオンビームが引き出され、この収束性が加速途中におけるイオンビームの空間電荷によるイオンビーム粒子間の反発力と打ち消し合うことで最も小さな発散が得られる。イオン源の運転条



第4A.1図 イオン源の電極孔における加速電流とメニスカス形状との関係。

件がこうした条件からずれた場合はメニスカスは強く凹状、もしくは凸状となり、いずれの場合もイオンビームの発散角が大きくなってしまふ。

以下にはまず引き出された直後の水素イオンビーム中の H^+ 、 H_2^+ 、及び H_3^+ の粒子数比が $\alpha:\beta:\gamma$ である場合のチャイルド・ラングミュア則を求める。

引き出し電極から距離 x での電位を V 、イオン H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ の各電荷密度を $\rho_1(x)$ 、 $\rho_2(x)$ 、 $\rho_3(x)$ 、速度を v_1 、 v_2 、 v_3 、合成の電流密度を j とする。メニスカスが平面の場合イオンの運動は1次元的と考えて良いからポアソン方程式は

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho_1 + \rho_2 + \rho_3}{\epsilon_0} \quad (4A.1)$$

で与えられる。ここに ϵ_0 は真空の誘電率である。また以下の式が成立する。

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_2 v_2^2 = \frac{1}{2} m_3 v_3^2 = e(V_{acc} - V) \quad (e > 0) \quad (4A.2)$$

$$\rho_1 v_1 = \alpha j \quad \rho_2 v_2 = \beta j \quad \rho_3 v_3 = \gamma j \quad (4A.3)$$

ここで m_1 、 m_2 、 m_3 は各イオンの質量、 $e(>0)$ はイオンの電荷である。(4A.2)、(4A.3)式を(4A.1)式に代入し、 m_2 、 m_3 がそれぞれ m_1 の2倍、3倍であることを考慮すると、

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{j}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_1 (\alpha + \sqrt{2}\beta + \sqrt{3}\gamma)^2}{2e(V_{acc} - V)}} \quad (4A.4)$$

となる。この式を x について2回積分を実行すると、

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_1 (\alpha + \sqrt{2}\beta + \sqrt{3}\gamma)^2}} \frac{(V_{acc} - V)^{3/2}}{x^2} \quad (4A.5)$$

となる。この式で $V=0$ 、 $x=d$ 、イオンビームを引き出す面積を S とすると

$$I_{opt} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_1 (\alpha + \sqrt{2}\beta + \sqrt{3}\gamma)^2}} \frac{V_{acc}^{3/2}}{d^2} S \quad (4A.6)$$

となる。この式が3種の水素イオンビームを同時に引き出す場合に一般化したチャイルド・ラングミュア則である。 I_{opt} は加速電圧 V_{acc} の1.5乗に比例し、電極間隔の2乗に反比例する。また分子状イオンビームの成分の増加と共に I_{opt} が減少することがわかる。原子状水素イオンビーム H^+ だけを引き出す場合について同様にして求めた式

$$I_{opt}^E = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_1}} \frac{V_{acc}^{3/2}}{d^2} S \quad (4A.7)$$

を(4A.6)式と比較すると、 H^+ 、 H_2^+ 、及び H_3^+ の粒子数比が $\alpha:\beta:\gamma$ である場合は H^+ だけの場合と比較して質量が

$$(\alpha + \sqrt{2}\beta + \sqrt{3}\gamma)^2 \quad (4A.8)$$

倍だけ重いイオンビームを引き出すのと等価であることがわかる。両者の電流の比を求めると

$$I_{opt} = I_{opt}^E \frac{1}{\alpha + \sqrt{2}\beta + \sqrt{3}\gamma} \quad (4A.9)$$

これは(4.1)式である。

第4章参考文献

- (1) A. C. Riviere, *Nucl. Fusion* **11**, 363 (1984)
- (2) C. D. Boley, R. K. Janev, and D. E. Post, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 534 (1984).

- (3) S. Matsuda, M. Akiba, M. Araki *et al.*, *Fusion Eng. & Design* **5**, 85 (1987).
- (4) Y. Okumura, H. Horiike, and K. Mizuhashi, *Rev. Sci. Instrum.*, **55**, 1 (1984).
- (5) W. S. Cooper, "A Comparison of Representative 75-120 keV Four-Grid Accelerator Designs", Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-12673 (1981).
- (6) M. Matsuoka, M. Akiba, M. Kawai *et al.*, Proceedings of the 13th Symposium on Fusion Technology, Varese, 1984 (Commission of the European Communities, Ispra, 1984), Vol. 2, p. 911.
- (7) M. Matsuoka, M. Kawai, M. Komata *et al.*, "100kV, 80A, 10s Power Supply for a Neutral Beam Injector Using a Series of Gate Turn Off Thyristors as a Regulator Switch Valve", 日本原子力研究所レポート JAERI-M 84-112 (1984).
- (8) M. Akiba, M. Araki, M. Dairaku *et al.*, Proceedings of the 10th Symposium on Engineering Problems of Fusion Research, Philadelphia, 1983 (IEEE, New York, 1983), Vol. 2, p. 2031.
- (9) 伊藤孝雄、堀池 寛、栗山正明 他、「JT-60 NBIの偏向磁石の設計」日本原子力研究所レポート JAERI-M 82-131 (1982)。
- (10) M. Matsuoka, H. Horiike, T. Itoh *et al.*, *Fusion Technology* **19**, 113 (1991).
- (11) JT-60 Team, "Review of JT-60 Experimental Results from June to October, 1988", Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 89-033, p. 108 (1989).
- (12) M. Kikuchi, T. Ando, M. Araki *et al.*, Proceedings of the 15th Symposium on Fusion Technology, Utrecht, 1988 (A. M. Van Ingen, A. Nijsen-Vis, and H. T. Klippel, Elsevier Science Publishers B. V., 1989), p.287.
- (13) 松岡 守、秋野 昇、海老沢 昇 他、「JT-60NBIの接線入射化改造の設計」日本原子力研究所レポート JAERI-M 90-086 (1990)。
- (14) 松岡 守、鎌田 裕、菊池 満 他、「JT-60U用の負イオン源を用いた中性粒子入射装置の検討」日本原子力研究所レポート JAERI-M 89-117 (1989)。
- (15) 堀池 寛、小原祥裕、奥村義和、柴田猛順、田中 茂、「負イオンビームを用いた

500keV20MW中性粒子入射装置の概念設計」日本原子力研究所レポート JAERI-M 86-064 (1986)。

- (16) J. R. Hiskes, "Formation of Hydrogen Negative Ions by Surface and Volume Processes with Application to Negative Ion Sources", Invited Paper Presented at the 16th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Grenoble, France, 1979. Also Lawrence Livermore National Laboratory Report UCRL-82889 (1979).
- (17) S. Yamamoto, K. Okano, S. Nishio *et al.*, Proceedings of the 11th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Kyoto, 1986 (IAEA, Vienna, 1987), Vol. 3, p. 267.

第5章 照射位置で一様なビーム強度を得るためのビームレット偏向の最適化

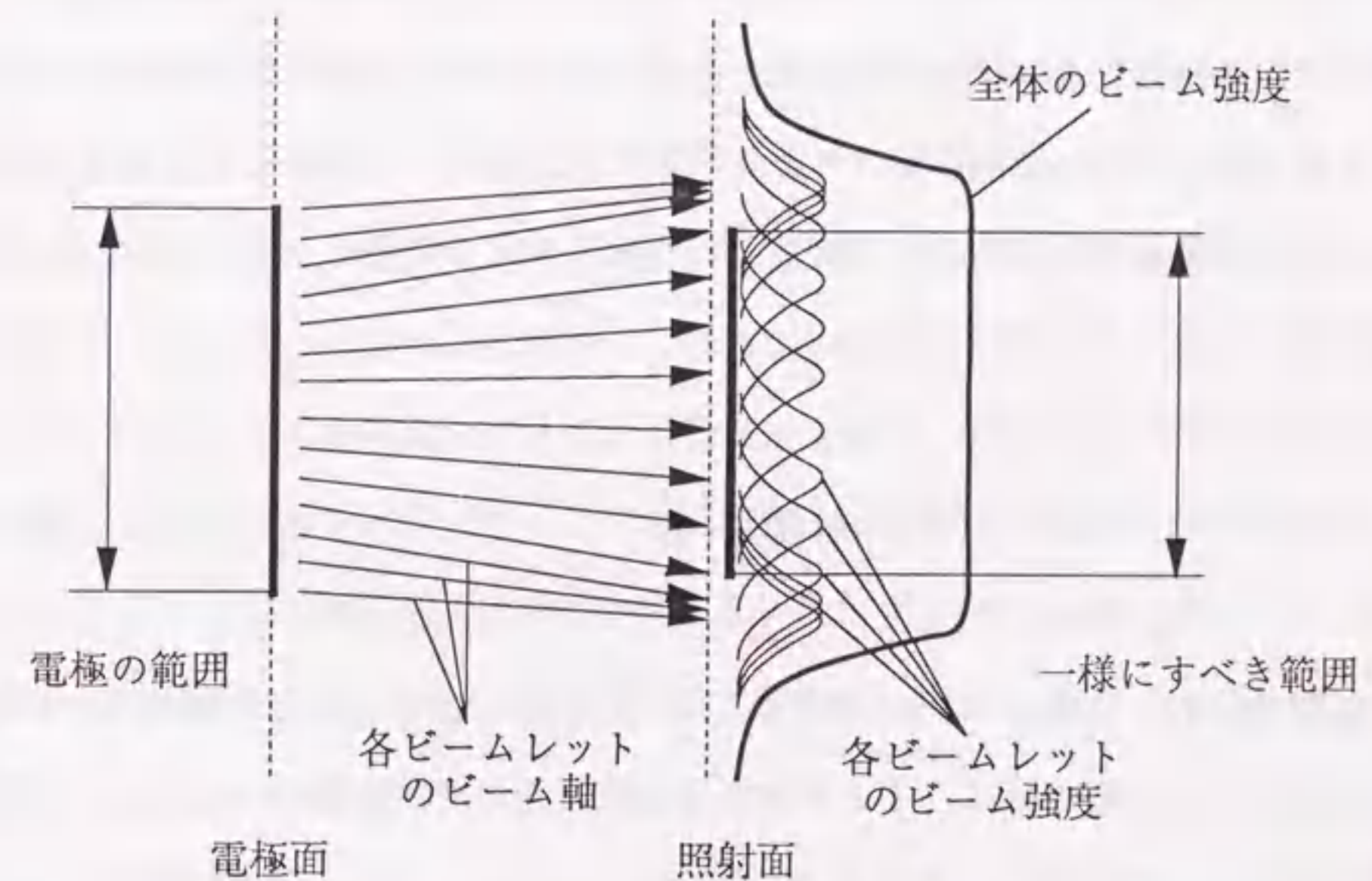
5.1 序言

トカマク装置の第一壁等、高熱負荷受熱機器の開発のために高熱負荷照射源として使用される電子ビーム、あるいはイオンビーム照射装置⁽¹⁾⁽²⁾においては、高い熱負荷まで照射可能であること、低熱負荷から高熱負荷まで任意の値に設定可能であることに加えて、必要な照射範囲で熱負荷が一様であることが望ましい。ビーム強度の空間的一様性は表面組成を変えるためのイオン注入装置の場合も必要とされる。この目的のために電子ビームの場合は、ビームを磁氣的に走査する方法が採用されている。これは電子ビームの場合、電子の質量が軽いためビーム電流密度、したがってビーム強度を高く取れることから、ビームを引き出す電極孔が単一もしくは少数個で良いことと、ビームの発散が小さく、必要な照射範囲よりもビーム径の方が通常十分小さいことによる。

一方、正イオン源を用いる場合は、通常ビーム強度が十分でなくかつ電子ビームほどビーム発散を小さくできないことが経験的に知られているので、ビームを走査することにより一様なビーム強度を得るのは適当でない。一例として、核融合実験装置第一壁に用いられている炭素系のタイルを照射する場合を考える。この場合、被照射材の蒸発等の影響によるイオン源の耐電圧劣化を避けるために、被照射材をイオン源からある程度離しておく必要がある。例えばこの距離を2m、イオンビームの発散角をビーム強度が $1/e$ となる幅で ± 1 度とすると、イオンビームは照射位置で ± 3.5 cmの広がりを持つ。被照射材は通常一辺5cm程度の大きさであるので、イオンビームの広がり同程度となる。したがってイオンビームを走査して空間的に一様なビーム強度を得ようとする被照射材の範囲を大きく超えて走査せねばならず、無駄が増えるのみならず平均的なビーム強度が大きく低下してしまう。

そこでイオンビームを用いる場合は、電極の広い範囲に多くのビーム引き出し孔を開

け、断面積の大きいビームを引き出すことによって一様な強度のビームを得ることが行われている。この場合問題となるのは、ビーム発散と照射範囲とが同程度のスケールのため、単純な平行ビームでは各電極孔毎のビーム（これをビームレットと称する）の重なりにより、照射範囲の中央部分でビーム強度の大きい山なりの分布になってしまうことである。必要な照射範囲に比して十分広い範囲にビームを照射し、その中央部分を利用すれば一様なビーム強度を得られるが、この方法ではビームを単純に走査する場合と同様にビームの利用効率が悪い。そこで必要最小限の範囲にビームを当ててかつビーム強度が一様となるように、ビームの向きを決める工夫が必要となる。概念的には、第5.1図のように照射範囲を一様にすべき範囲よりもビームレットの発散の幅程度広くし、かつ照射範囲の周辺に多少多めにビーム軸を向ければ一様なビーム強度分布を得ることができるはずである。なお、ビームレットを特定の方向に向ける方法としては、第5.2図a)のように電極を湾曲させて各電極孔を所定の向きに向ける方法⁽³⁾、及びb)のように各電極は平面のままとし、電極孔の中心軸を電極間で相互にずらすことによるビーム



第5.1図 照射位置で一様なビーム強度を得るためのビームレット偏向法の概念図。



a)電極を湾曲させる方法 b)電極孔の中心軸をずらす方法。

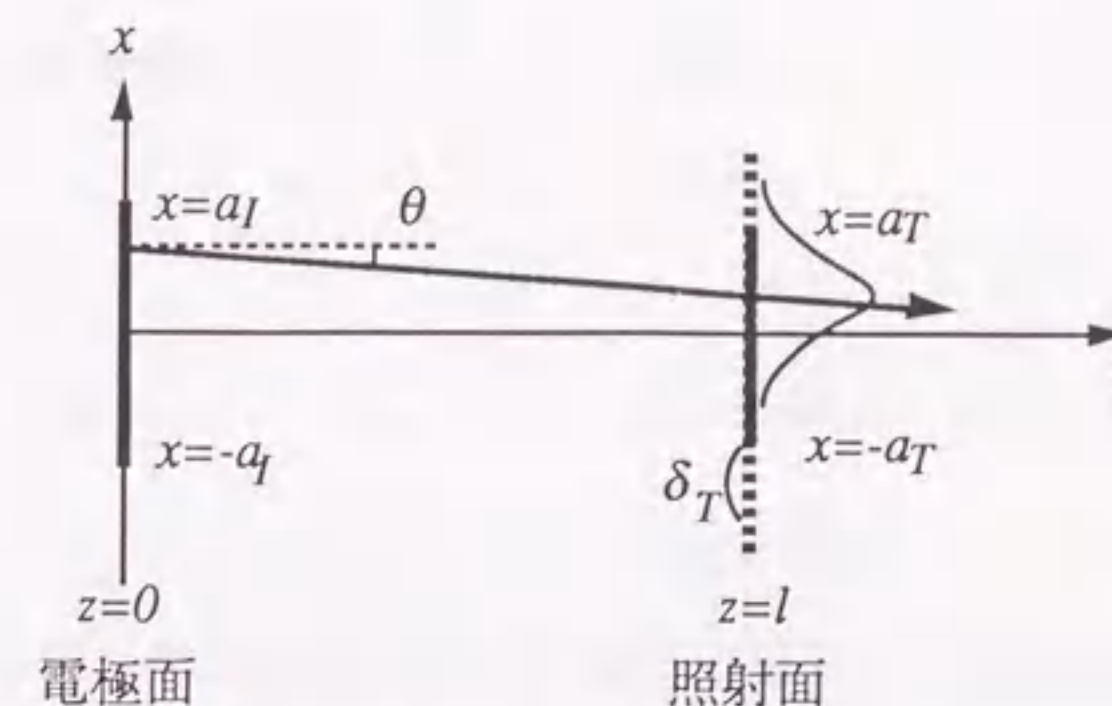
第5.2図 ビームレット偏向法の概念図。

レット偏向の方法⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾がある。これらのビーム偏向法は、これまで多孔電極からのビームを一点に収束させてビーム強度を上げたり、プラズマを加熱する中性粒子ビーム入射装置のように面積の狭いビームダクトを介してビームを入射する必要がある場合に利用されてきている。

高熱負荷試験装置としては、ビームの非一様性が5%p-p程度以下であれば良い。この程度の精度の一様性であれば、照射位置で一様なビーム強度を得るための最適なビームの向きの分布を、ビーム軌道計算コードを用いて試行錯誤で求めることも可能である。しかしこれでは条件が変わる度に再計算を行う必要があり見通しが悪いので、数学的に取り扱う方法について以下に検討した。

5. 2 ビームレット偏向の最適化問題の定式化

以下、電極面の一方向について考える。第5.3図で $z=0$ がイオン源の電極面、 $z=l$ が被照射材の置かれる位置である。イオン源の電極孔のあいている範囲を $-a_l \leq x \leq a_l$ 、被照射材の幅、即ちビーム強度を一様にすべき範囲を $-a_T \leq x \leq a_T$ 、またこの範囲でビーム強度が一様であるようにするためにビーム軸を向ける範囲を後者の範囲より両方向にさらに δ_T だけ広い範囲とする。ビームレットの発散がガウス分布であるとする、照射面にお



第5.3図 電極面と照射面の関係。

けるビーム強度はこのガウス分布の重ね合わせである。照射面で $x=a$ を通るビーム軸の一つのビームレットによる、ビームの照射面における強度分布は

$$b(x) = c_b(a) \exp\left[-\frac{(x-a)^2}{r^2}\right] \dots \dots \dots (5.1)$$

但し、 $c_b(a)$ は $x=a$ をビーム軸とした一つのビームレットの強度、 r は照射面におけるビームレットの発散長である。ここで、ビームレットの偏向角度 θ の絶対値が大きいと r が θ の関数となり、さらにはガウス分布で近似できなくなるので、 θ の絶対値は小さいとした。これは前章に示した例で電極孔のあいている範囲も被照射材の幅と同程度として見積もると $\theta \sim 3.5\text{cm}/2\text{m} = 17.5\text{mrad}$ と小さく、通常充分良い近似である。多孔型イオン源のビームの出発点は多くの電極孔であり、離散的であるが、電極孔の並びが充分細かいとして空間的に連続であると考えられる。この場合、色々な方向を向いたこれらのビームレットのうち、ビーム軸が照射面の $x=a$ に交差するものの密度分布 $c(a)$ は、 x について連続的に定義された関数となる。この関数を用いるとすべてのビームレットの寄与を合成した照射面におけるビーム強度分布は次式で与えられる。

$$i(x) = \int_{-a_T - \delta_T}^{a_T + \delta_T} c(a) \exp\left[-\frac{(x-a)^2}{r^2}\right] da \dots \dots \dots (5.2)$$

この式で

$$\begin{aligned} \frac{x}{r} &= X & \frac{a}{r} &= A \\ rc(x) &= C(X) & i(x) &= I(X) \dots\dots\dots (5.3) \\ \frac{a_T}{r} &\equiv A_T & \frac{\delta_T}{r} &\equiv \Delta_T \end{aligned}$$

と規格化すると

$$I(X) = \int_{-A_T - \Delta_T}^{A_T + \Delta_T} C(A) \exp[-(X-A)^2] dA \dots\dots\dots (5.4)$$

となる。ここではビーム軸を向ける範囲を $-A_T - D_T \leq X \leq A_T + D_T$ としているので積分範囲を限っているが、この範囲外では $C(X)=0$ であるので積分範囲を $[-\infty, \infty]$ に広げてよい。積分範囲を広げた式は積分変換の形をしており、一変数の Gauss 変換（あるいは Weierstrass 変換、Gauss-Weierstrass 変換、Hille 変換と呼ばれているもの）である⁽⁷⁾⁽⁸⁾。ここで取り上げている問題は、範囲 $-A_T \leq X \leq A_T$ で $I(X)$ が一様となるような $C(X)$ を A_T をパラメータにして求めることである。

ある範囲で一様なビーム強度を得るには、ビーム軸を向ける幅に下限が存在する。その必要条件として、両端の2方向だけにビームを向けたときに一様とすべき区間の両端 ($\pm A_T$) の位置、もしくはここよりも外側にビーム強度分布のピークがあることが挙げられる。この条件を満たす場合には、 $\pm A_T$ よりも内側に一部のビーム軸を振り分けて凹みを埋めることにより、一様な分布が得られると期待される。

以上の条件を式で表すと以下のようなになる。まず、 $\pm(A_T + D_T)$ に同強度のビームを向けたときのビーム強度分布は

$$I(X) = C_b \exp[-(X - A_T - \Delta_T)^2] + C_b \exp[-(X + A_T + \Delta_T)^2] \dots\dots\dots (5.5)$$

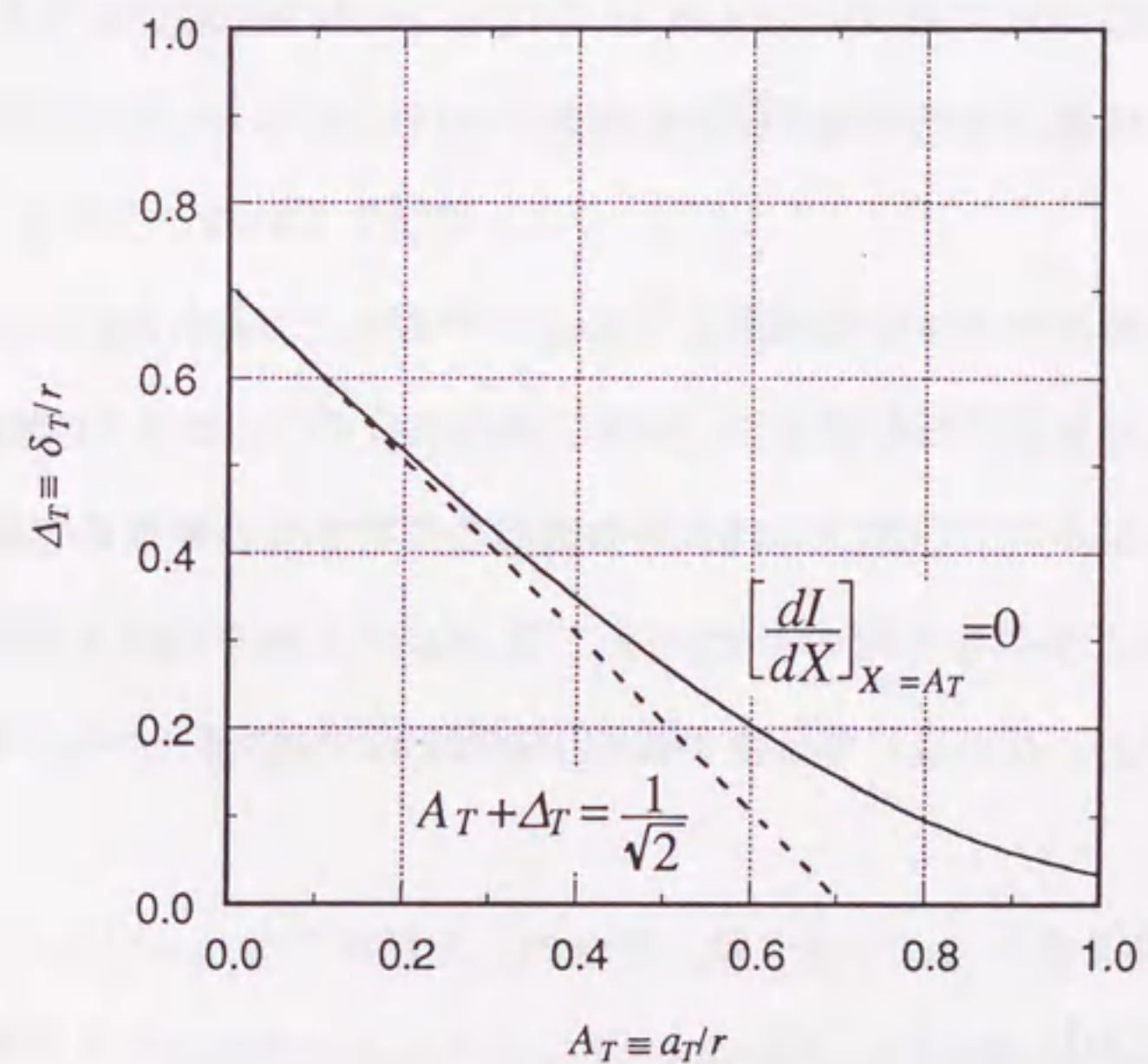
で与えられる。ビーム強度のピークが $\pm A_T$ の位置、もしくはここよりも外側になる条件は

$$\left[\frac{dI}{dX} \right]_{X=A_T} \geq 0 \dots\dots\dots (5.6)$$

で与えられる。この条件を第5.4図に示す。(5.6)式を満たす範囲は図中の実線よりも上側の範囲となる。とるべき Δ_T の値は $A_T=0$ の極限で $1/\sqrt{2}$ となり、 A_T の増大と共に小さくなる。なお、点線は $X=0$ で凹みができる条件

$$\left[\frac{d^2I}{dX^2} \right]_{X=0} \geq 0 \dots\dots\dots (5.7)$$

すなわち



第5.4図 ビーム軸を向ける範囲の必要条件

$$A_T + \Delta_T \geq \frac{1}{\sqrt{2}} \dots \dots \dots (5.8)$$

の等号条件を参考までに示したものである。後者の条件は前者よりも緩く、 $A_T=0$ の極限で両者は一致する。

(5.4)式において、与えられた $I(X)$ から $C(X)$ を求める手法としてラプラス変換、あるいはフーリエ変換等が考えられる。しかしながらこれらの方法では解に条件が付けられないので、物理的に無意味な負の $C(X)$ が解に含まれる可能性がある。実際、(5.4)式をフーリエ級数に分解して強引に解くと、正負に振動する解となってしまう。そこで

$$E(X) = \ln(C(X)) \dots \dots \dots (5.9)$$

で定義される $E(X)$ を導入し、 $E(X)$ について最適な解を求めてからこれを $C(X)$ に戻すようにする。(5.4)式を解くのを、与えられた $I(X)$ になるだけ近い分布の得られる $C(X)$ (あるいは $E(X)$) を求めることであると考え、これは一種の極値問題である。そこで(5.4)式を離散化し、関数二乗和を極小化する計算ルーチンを用いて求めた。具体的には以下のようにした。

ここでは $X=0$ を一様とすべき分布の中心と考えているので、 $I(X)$ は X について正負対称、すなわち偶関数である。この場合、 $I(X)$ から $I(-X)$ を引くことにより $C(X)$ も偶関数であることが証明できる。そこでここでは0以上の範囲について $C(X)$ を求めることにする。ビーム強度を、一様とすべき区間の半分 $0 \sim A_T$ 、及びビーム軸を向ける区間の半分 $0 \sim A_T + \Delta_T$ をそれぞれ m (≥ 2) 個の点に等分割すると、それぞれの k 番目 ($1 \sim m$) の座標 X_{Tk} 、 X_{Ik} は

$$X_{Tk} = A_T \times \frac{k-1}{m-1} \dots \dots \dots (5.10)$$

$$X_{Ik} = (A_T + \Delta_T) \times \frac{k-1}{m-1} \dots \dots \dots (5.11)$$

である。これより、 X_{Tk} におけるビーム強度 $I(X_{Tk})$ は次式で与えられる。

$$I(X_{Tk}) = C(0) \exp[-X_{Tk}^2] + \sum_{n=2}^m C(X_{In}) \{ \exp[-(X_{Tk} - X_{In})^2] + \exp[-(X_{Tk} + X_{In})^2] \} \dots \dots \dots (5.12)$$

Σ の中の第2項は $-X_{In}$ を向いたビームの寄与分である。また $C(0)$ を Σ の外に出しているのは、 $X_{In}=0$ を向いたビームの寄与を二重に計算しないようにするためである。 $I(X_{Tk})$ を規格化して、 $I(X_{Tk})$ が $0 \sim A_T$ で単位(1)となるような $C(X)$ を求めることとする。 $I(X_{Tk}) - 1$ を m 個の変数 $E(X_{Tk})$ で定まる m 個の関数と考え

$$F(X) = \sum_{k=1}^m \{I(X_{Tk}) - 1\}^2 \dots \dots \dots (5.13)$$

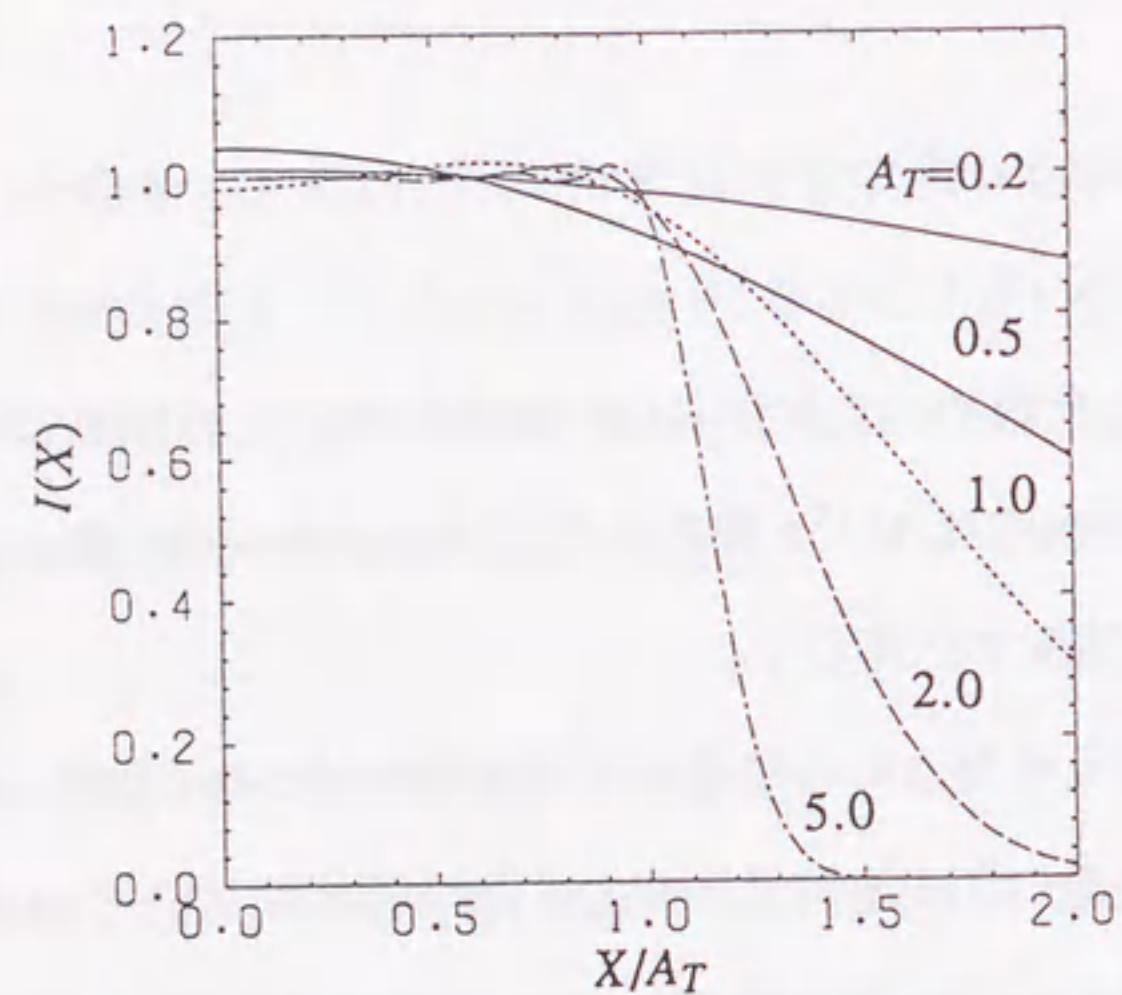
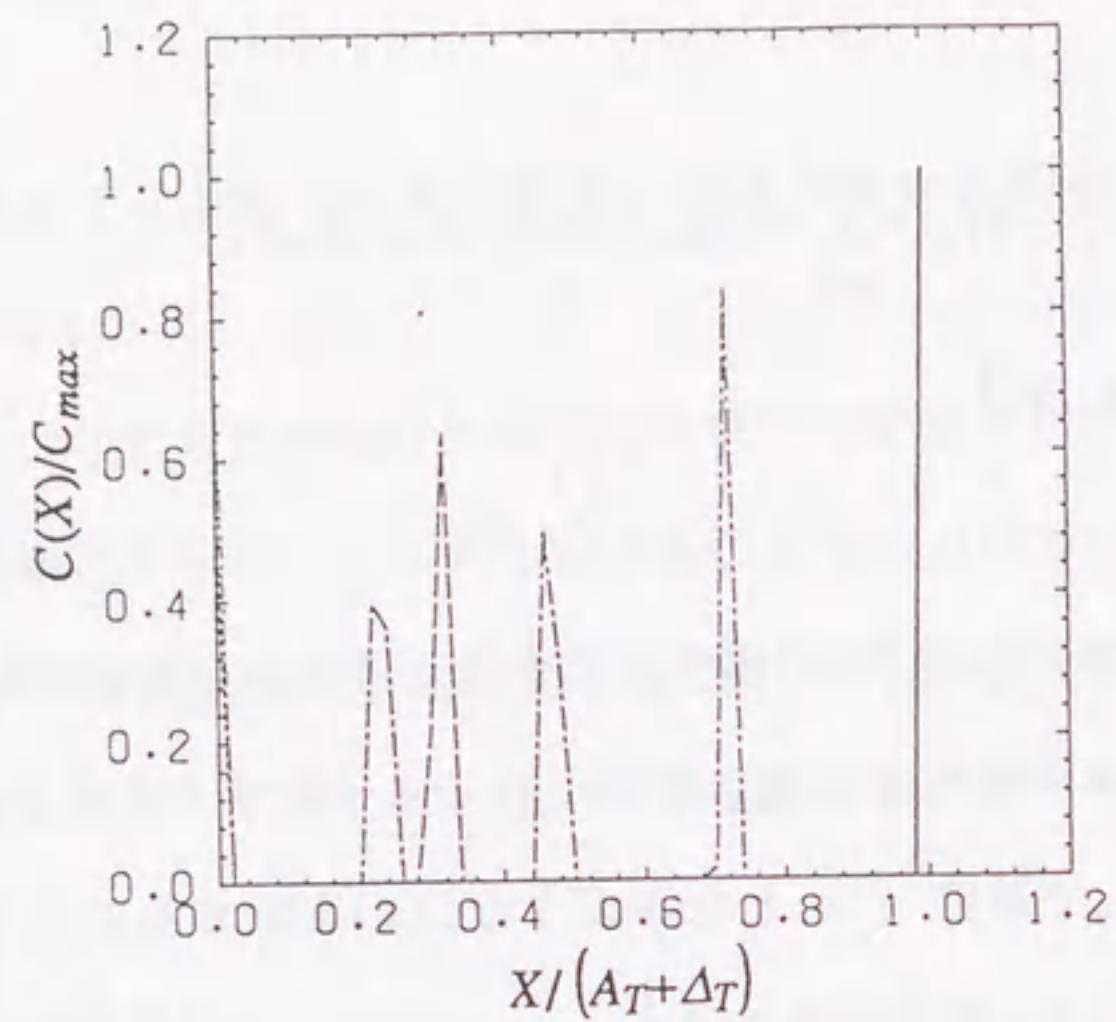
が最小となるような $E(X)$ を求め、これから $C(X)$ を求めた。この計算にはFACOMの科学用サブルーチンライブラリSSL II⁽⁹⁾にある改訂マルカート法(Levenberg-Marquardt-Morrison法)を用いて倍精度で計算した。

以上次元の場合を考えたが、その結果は矩形断面のビームという二次元の場合に対しては、各方向についてそのまま適用できる。また円形断面のビームに対しては、以上の式を円筒座標系に書き直せば同等の式が得られると考えられる。

5.3 最適なビームレット偏向の数値計算結果

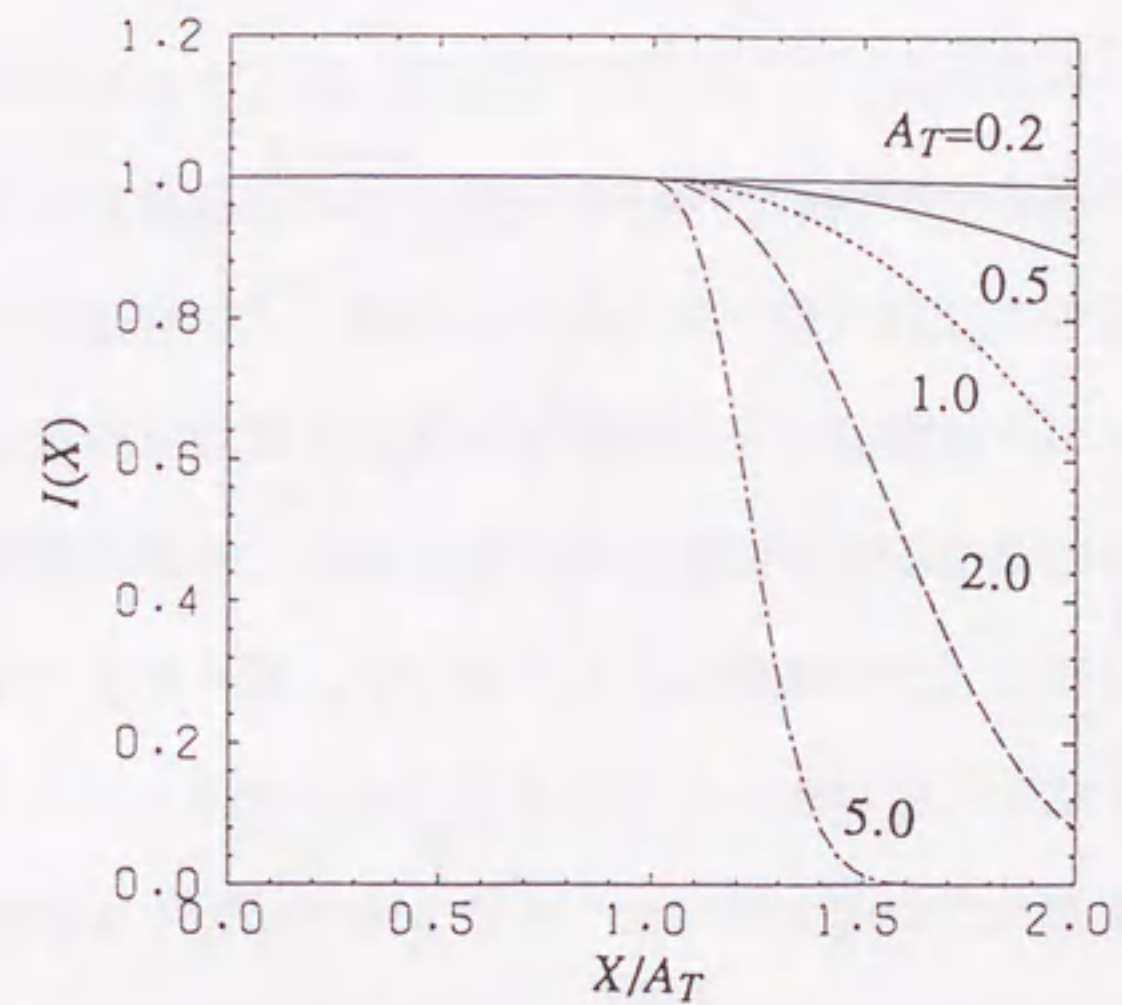
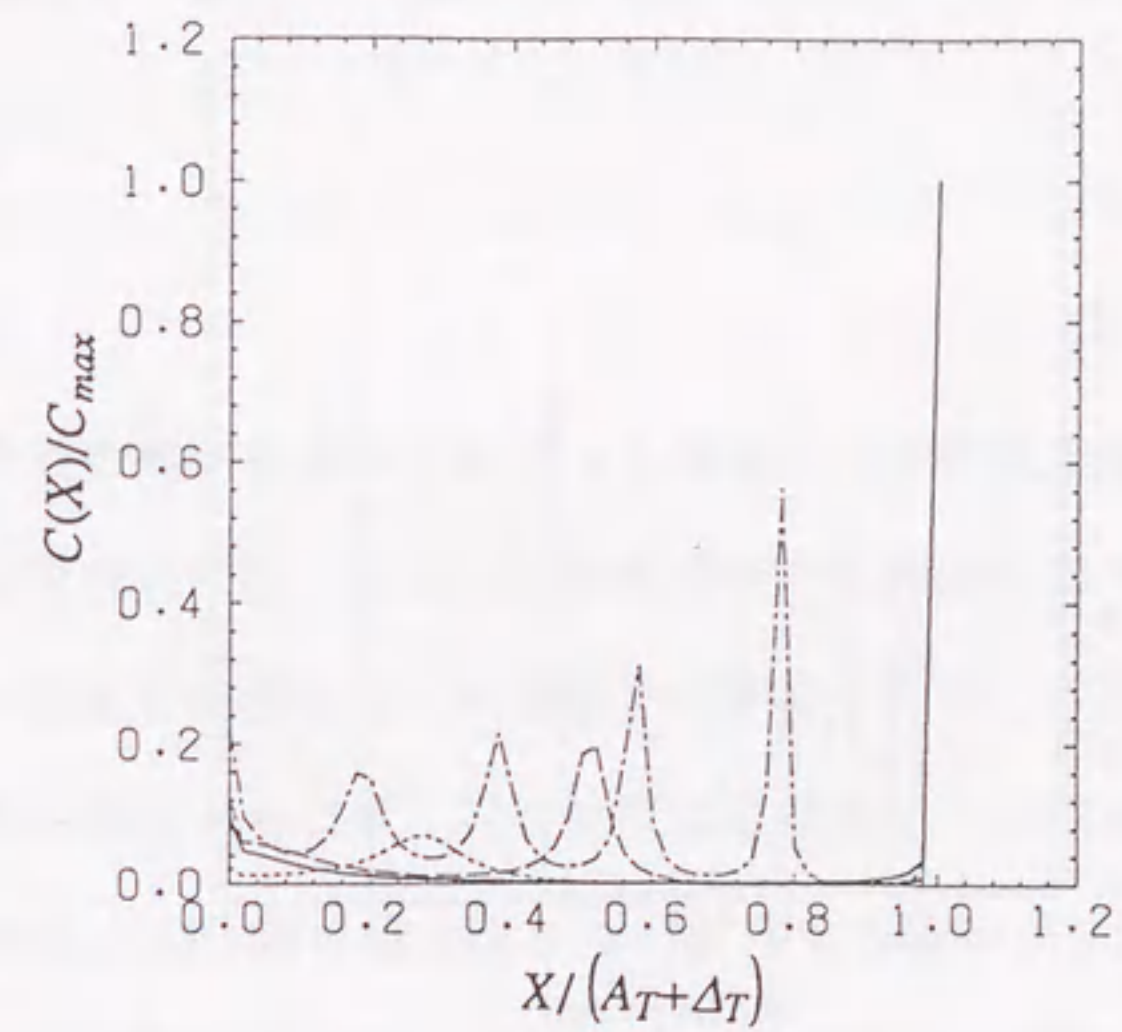
以下の計算では $0 \sim A_T$ までの計算上の分割点数を51とし、各条件毎にターゲットの幅とビーム発散の各半値幅の比 A_T を0.2、0.5、1.0、2.0、5.0と変えた。

$\Delta_T=0$ 、つまり一様なビーム強度が必要とされる幅の範囲にだけビーム軸を向けた場合の計算結果を第5.5図に示す。上図は $C(X)$ をその最大値 C_{max} で割って規格化した値を



第5.5図 ビーム軸の分布（上図）とビーム強度の分布（下図）。 $\Delta_T=0$ の場合。

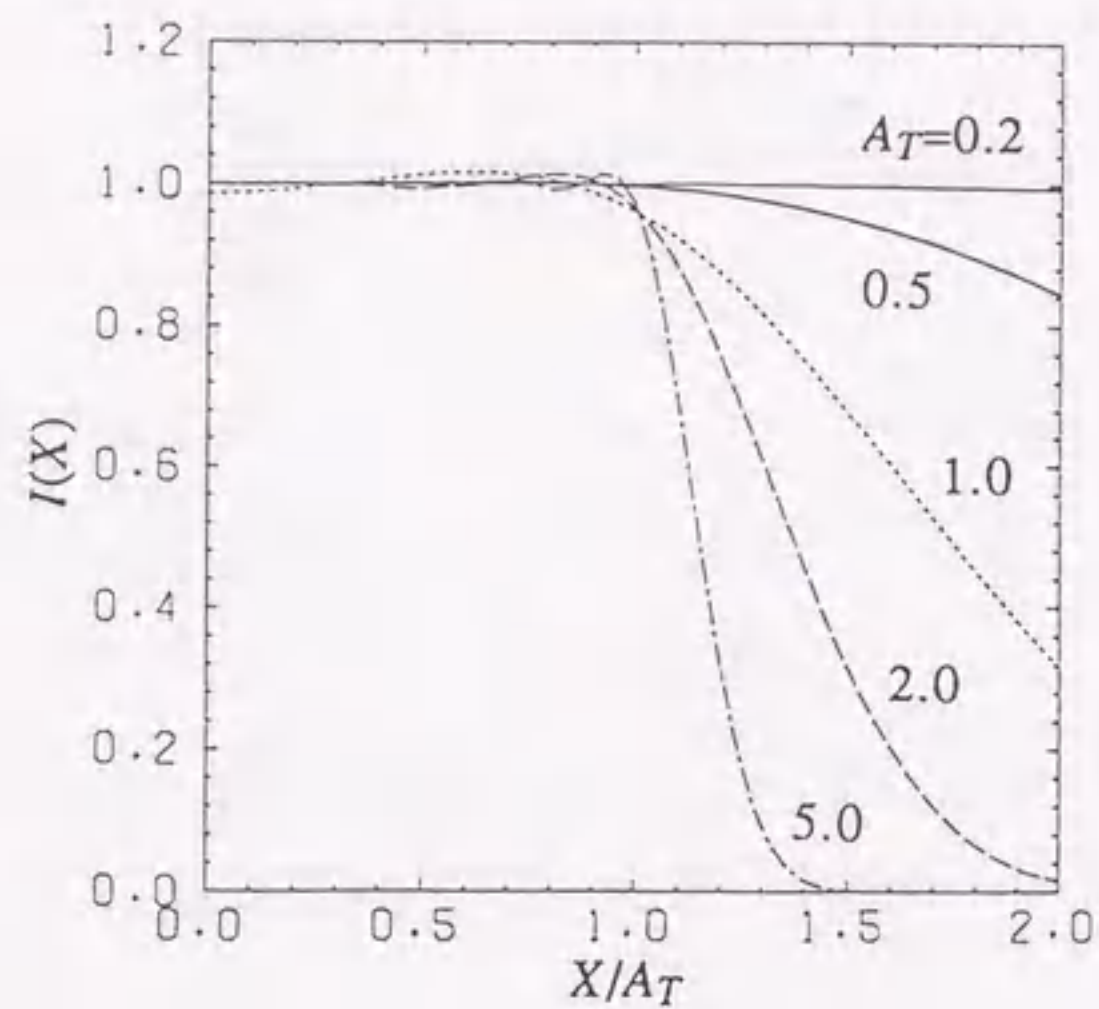
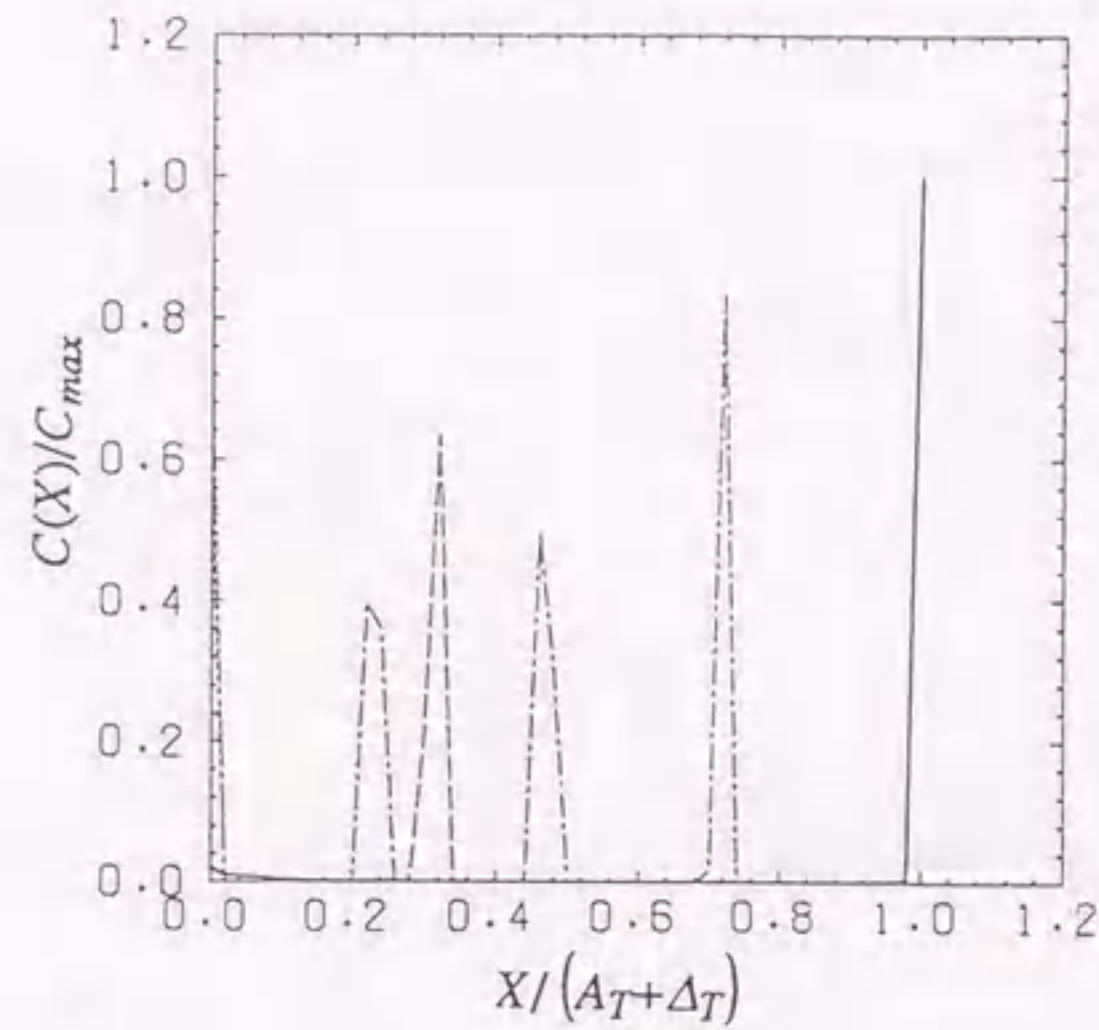
$A_T + D_T$ で規格化した長さ X の関数として示したもので、また下図はこの $C(X)$ の分布により得られるビーム強度 $I(X)$ を A_T で規格化した長さ X の関数として示したもので、各 A_T 毎に上下の図で同じ線種を用いて示した（以下同じ）。この場合最適なビーム軸の分布は離散的となる。特に(5.8)式（第5.4図の点線）を満たさない $A_T=0.2$ 及び 0.5 の場合は、最も外側だけにビーム軸を向けても、当然ながらビーム分布は中心でピークしたものとなっ



第5.6図 ビーム軸の分布（上図）とビーム強度の分布（下図）。 $\Delta_T=0.5$ の場合。

ている。

$\Delta_T=0.5$ 、つまり（ターゲットの幅）+（ビーム発散の半分）の範囲にビーム軸を向ける場合を第5.6図に示す。このように、ビーム軸を向ける範囲を広げてゆくと、次第に最適なビーム軸の分布は連続的になり、さらには滑らかになってくる。ビーム強度分



第5.7図 ビーム軸の分布（上図）とビーム強度の分布（下図）。(5.6)式で与えられる Δ_T の場合。

分布は $\Delta_T=0.5$ で十分一様にできることがわかる。第5.7図は(5.6)式を満たす限界、つまり第5.4図の実線となるように Δ_T を選んだ場合のものである。 $C(X)/C_{max}$ の分布は第5.5図のものと見掛け上ほとんど変わらないが、実際は横軸の分母の Δ_T が異なり、したがって照射範囲が違っていることに注意する必要がある。第5.7図の条件で高熱負荷試験用と

しては実用上問題のない程度に一様なビーム分布の得られることがわかる。

5.4 考察

計算の結果、必要な照射範囲よりもビーム発散の半分程度を加えた範囲に離散的にビーム軸を向ければ充分に一様な、また(5.6)式を満たす範囲にビーム軸を向けるだけでも実用上問題のない程度に一様なビーム強度分布が得られることがわかった。但し、この結果を実際的设计に適用するには、照射位置におけるビーム軸の分布をイオン源におけるビームレットの偏向の分布に焼き直さなければならない。5.1節で示したようにビームレットの偏向法には電極を湾曲させる方法と電極孔の中心軸をずらす方法の2種がある。前者は原理的に単純で、以下に示すようにこの目的に対しても性能的に優れているが、電極の製作上は電極孔の中心軸をずらす方法の方が容易である。

電極を湾曲させる場合でも、ビームレットを一点に収束させるといった通常行われる目的の場合には、電極が球面となるので製作はそれ程困難とはならない。一方、ここで問題としている用途の場合、一般には複雑な曲面とする必要があり、検討当初イオン源の製作上この方法はあまり適していないように思われた。しかしながら計算結果によれば、必要とされるビーム軸の分布が離散的でかつその数が少なくて良いので、その個数だけの球面状の電極セグメントからなるイオン源を製作し、各電極セグメントからのビームレットをそれぞれ所定の方角に向けるという形で実現可能と思われる。電極を湾曲させる方法は以下に検討する電極孔の中心軸をずらす方法と異なり、イオン源の運転条件を変えても各ビームレットの向きが変わることがないので都合がよい。残る問題としては、ビーム発散が運転条件と共に変わることである。一般にビーム発散はビームエネルギーを上げると小さくなる。これは引き出されたイオンの温度に対し、ビームエネルギーが相対的に高くなることによる。また、ビームエネルギーを一定として、ビーム発散が最小となる値からビーム電流を増減させると、ビーム発散の絶対値だけでなく、その形がガウス分布からずれる⁽¹⁰⁾。したがって、熱負荷を変化させるためにビームエ

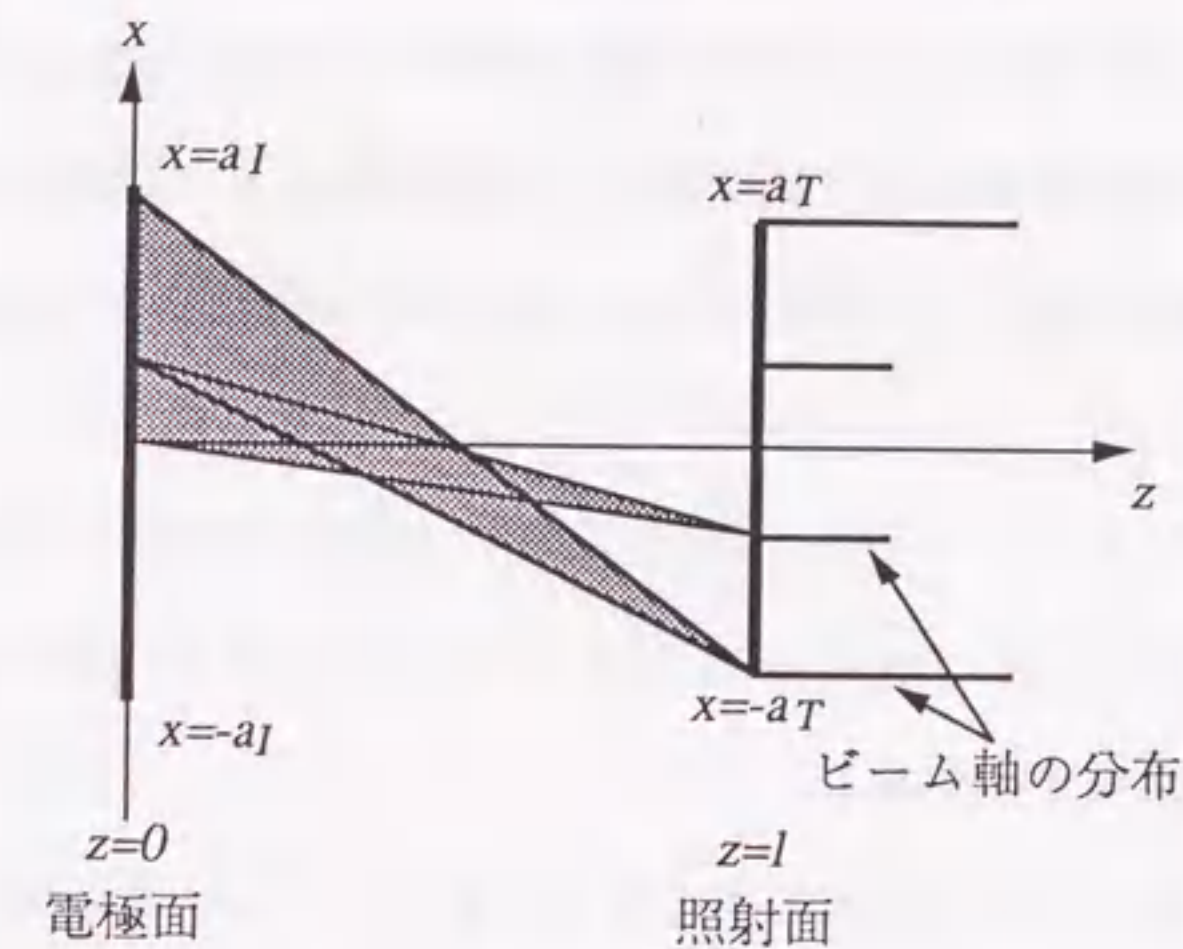
エネルギーやビーム電流を変えると、一般にビーム発散は計算で仮定したビーム発散からその絶対値や分布がずれることになる。以上のずれに対しては、例えば熱負荷を増すためにビームエネルギーを上げる場合、ビームエネルギーが上がってビーム発散が小さくなった分だけビーム電流をビーム発散が最小となる値からずらすというように運転条件を定めれば、ほぼ一様なビーム強度が得られると考えられる。その場合、計算で仮定したガウス分布からずれることになるが、この寄与も含めてガウス分布を仮定して計算したものに実質的にはほぼ対応する運転条件があると考えられる。

次に電極孔の中心軸をずらす場合を考える。この場合、イオン源が何段加速であるか、複数段加速の場合にはどの電極で中心軸をずらすかによりその特性が変わってくる。比較的 low エネルギーのイオン源に使用される一段加速方式⁽⁴⁾では、運転条件によりビームレットの方向が変わることはないので、特性は電極を湾曲させる方式と同等である。高熱負荷試験装置として、より高エネルギー域で一般に使用されている二段加速イオン源の場合は、各段にかける加速電圧の比を変えるとビームレットの偏向角が変わる。その中でも偏向角の変化が最も小さく、一般に行われている減速電極で電極孔の中心軸をずらす場合を以下に検討する。この場合、電子レンズ系について近軸近似により求めたビームレットの偏向は次式で与えられる⁽⁵⁾。

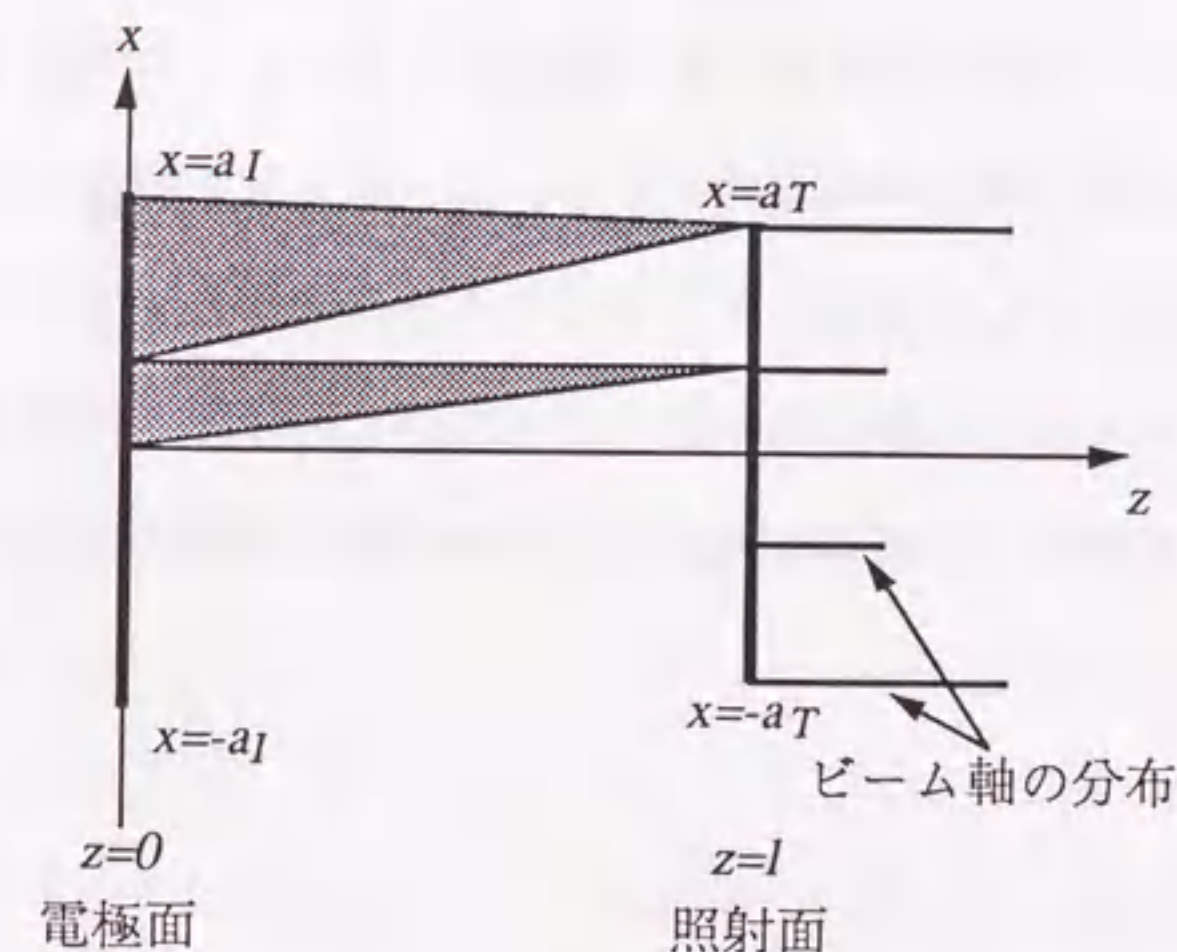
$$\frac{\Delta l(x)}{4d_2} = \frac{\theta}{\Gamma} \quad (5.14)$$

但し、 $\Delta l(x)$ 、 d_2 はそれぞれ中心軸のずれの距離、2段目（ビームについて下流側）のギャップの距離、 θ は偏向角度、 Γ は2段目の加速電圧と全加速電圧の比である。この式からわかるように、電圧比 Γ を変えるとそれに比例して偏向角度も変わってしまう。ビーム電流は、チャイルド・ラングミュア則より、ほぼ1段目の加速電圧の $3/2$ 乗に比例して変化させることができる。したがって、同じ加速電圧でもビームパワーを変化させることができるわけで、電圧比 Γ が可変であることは高熱負荷試験装置として利点がある。そこで、電圧比 Γ を変えてもほぼ一様なビーム分布を得るためには、例えば第5.8図

a)のようにビーム軸を振り向けると良い。図には $x \geq 0$ から出発するビームの軸だけを示しているが、 $x < 0$ については $x = 0$ について対称とする。このようにビーム軸を途中で交差させるようにすると、 Γ の大小に応じほぼ比例して全体にビームの当たる幅が変わる。



a) Γ にあまり依存しないビーム偏向法。



b) ビームレットを途中で交差させないビーム偏向法。

第5.8図 ビーム偏向法

その変化の程度が小さい場合は、ターゲットにおけるビームの収束の収差も小さく、新しい範囲においてほぼ一様なビーム強度が得られると期待される。

上の例からもわかるように、ビームの照射位置のビーム軸の分布から、イオン源におけるビームレットの偏向の分布は一意には定まらない。偏向角度が大きいと電極の製作に困難が生じたり、あるいはビームの特性に問題が生じ得るので、一般には第5.8図b)の様にビームレットを途中で交差させないで、ほぼ直接対向する位置にそのまま割り当てるのが良いと考えられる。

5. 5 結言

本章を要約すると次のようである。

(1) 照射範囲に比してビーム発散が無視できないような場合にビームの偏向をどのようにすれば一様なビーム強度が得られるかを検討し、この問題が積分変換の形に記述できることを示した。

(2) 続いてこの式を離散化して極値問題の形に変形し、数値的に解いた。その結果、照射範囲に比してビーム発散の程度が大きい場合、平坦なビーム強度を得るに最適な照射位置におけるビーム軸の分布は離散的となり、ビーム発散の程度が小さくなるにつれて次第に連続的となり、さらには滑らかになってくることがわかった。

運転条件によるビーム発散の絶対値やガウス分布からのずれ、偏向角度の変化に関する概略の検討において予測した事項の確認は今後の計算や実験の項目として残されている。

第5章参考文献

(1) 秋場真人、田中 茂、関 昌弘、日本原子力学会誌33、447 (1991).

(2) M. Araki, M. Dairaku, T. Inoue *et al.*, *Fusion Eng. & Design* **9**, 231 (1989).

(3) M. Fumelli and F. P. G. Valckx, *Nucl. Instrum. & Methods* **135**, 203 (1976).

(4) L. D. Stewart, J. Kim, and S. Matsuda, *Rev. Sci. Instrum.* **46**, 1193 (1975).

(5) Y. Ohara, *Jap. J. Appl. Phys.* **18**, 351 (1979).

(6) Y. Okumura, Y. Mizutani, and Y. Ohara, *Rev. Sci. Instrum.* **51**, 471 (1980).

(7) 森口繁一、宇田川銈久、一松 信、「数学公式II」、岩波全書 (1957)。

(8) A. H. Zemanian, "Generalized Integral Transformations", John Wiley & Sons, Inc., New York, 1968.

(9) 富士通：FACOM FORTRAN SSL II使用手引書。

(10) Y. Ohara, M. Akiba, M. Araki *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **54**, 921 (1980).

第6章 低エネルギーNBIを用いたトカマク周辺プラズマ内の負の径電界の誘起

6.1 序言

前章までの粒子ビーム入射装置自身の高機能化を基礎として、粒子ビーム入射装置の応用面での高機能化を図ることが可能である。ここではNBIを用いることによるトカマクプラズマ内の電界の誘起の新しい概念を考案する。

トカマク装置を核融合発電装置として実用化するためには、高温高密度のプラズマが発生できることと同時にプラズマのエネルギー閉じ込め時間が充分長くなければならない。トカマクプラズマがある条件の下で通常エネルギー閉じ込め状態(Lモード)から自発的にエネルギー閉じ込めの良い状態(Hモード)に遷移することがドイツのASDEXトカマクにおいて初めて見いだされて以来⁽¹⁾、多くのトカマク装置でこの遷移現象が実験的に研究され、かつこの現象の理論的裏付けの努力がなされてきている。最近では両モード間の遷移時にトカマクプラズマ内の小半径方向の電界(径電界)が大きく変わることが実験的に見いだされ、対応する理論も提唱されている。逆に径電界を何らかの方法で制御すれば、Hモードを能動的に発生させたり、あるいはHモードの質を高められる可能性がある。そこでNBIを用いることによるトカマクプラズマ内の径電界の新しい誘起法を考案、検討した。

ShaingとCrumeは、トカマク周辺部でトロイダル方向の運動量のバランス方程式が二重解を持ち、負の径電界をより強める解へのプラズマの状態の遷移がLモードからHモードへの遷移現象であるとする理論を提唱している⁽²⁾。実際、DIII-Dのビーム分光測定によれば、LモードからHモードに遷移する際に、径電界は負からより負の電界に大きく変化することが報告されている⁽³⁾。ここで遷移前に径電界がすでにある程度負となっているのは、トカマクプラズマにおいてプラズマ中心部の電位がイオン温度相当程度負となるというプラズマの新古典理論と定性的に一致する⁽⁴⁾。一方プラズマ周辺部

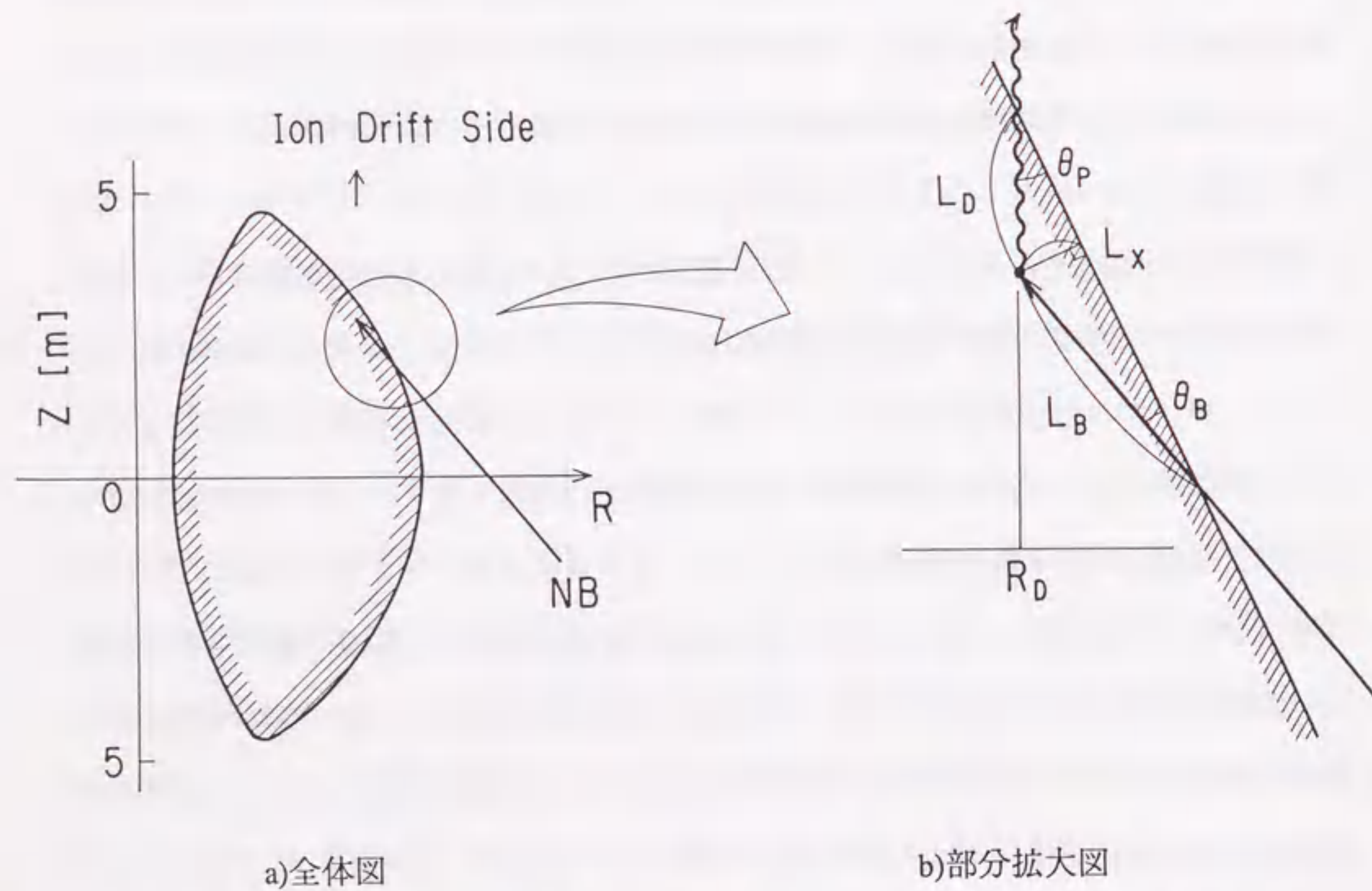
により強い負の電界を形成する試みとして、小型トカマクにおいてプラズマ中に挿入した電極に負電圧を印加した結果、Hモード的な遷移をすることが観測されている⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾。但し、この手法は電極への熱負荷の観点から大型トカマクでは適用不能である。

径方向の電界は中性粒子ビームの入射によってもいくつかの機構によって誘起される。Cordeyらはビームが電離してできるイオンと電子のラーマー半径が異なることから電荷分離が起こり、その結果径方向の電界が生じうることを示した⁽⁸⁾。また、Goldstonらはプラズマ電流の向きに対し逆向きに接線入射した場合(これをCounter入射と称する)、プラズマ電流の向きに入射した場合(同Co入射)に比べて高速イオンが損失円錐に入り失われ易いことからプラズマがより負に帯電され、これがCounter入射時の方がL-H遷移の加熱パワーの閾値が低い理由である可能性を示した⁽⁹⁾。さらにOhkawaらは、不純物粒子ビームのプラズマ周辺部への入射による負電荷注入法を提案した⁽¹⁰⁾。これはラーマー半径の大きい不純物のイオンが直接プラズマ系外に抜け出ることを利用したものである。しかしながらこの手法では、不純物イオンがプラズマ系外に出ることなく捕捉されたり、あるいはいったんプラズマ系外に出て中性化した後再びプラズマ中に入り込む可能性が高いため、水素同位体プラズマの純度を保つことが困難と推測される。

そこで本章では高速イオンのトロイダル磁界のリプルによる損失を利用した、周辺プラズマ内のより強い負の径電界の誘起法を提案する。ここでトロイダル磁界のリプルは、トロイダル磁界を有限個のコイルで発生させるために生ずるものである。またトロイダル磁界のリプルによる高速イオンの損失は、高速イオンがリプルによる局所的な磁気鏡間に捕捉され、鉛直方向にドリフト(トロイダルドリフト)することによりプラズマ系外に抜け出ることからプラズマが負に帯電するという原理に基づくものである。この方法では燃料ガスと同位体の低エネルギー中性粒子ビームをプラズマ周辺部に磁界に垂直に入射するだけである。以下には次期トカマク装置においてこの手法を適用するとして、必要なビームエネルギー、入射角、ビームパワーを評価した。中性粒子ビームとしては重水素ビームを想定した。

6. 2 径電界誘起のための必要条件

対象とするトカマク装置の例として現在国際協力によって設計が進められているトカマク型次期核融合実験装置ITERの概念設計時のフェーズIを基準に考える⁽¹¹⁾。この設計では、トカマクプラズマ内のトロイダル磁界のリップル δ はトカマクの赤道面の外側で最大となり、その値は1.5%にも達する。ここで δ は、トロイダル磁界強度をトロイダル方向に沿って見たときの最大値と最小値の差を ΔB 、平均値を B_0 として、 $\delta = \Delta B / B_0$ で与えられる量である。ただしアスペクト比が2.8と小さく、かつトロイダルコイルの個数が16と多いためプラズマ内でリップルは強く減衰するので、核融合反応により生成されたヘリウム原子核であるアルファ粒子のリップル損失は1%以下と見積られている。第6.1図(a)にモデル形状を示す。中性粒子ビーム (NB) は、ドリフトすべき距離が短く



第6.1図 プラズマを負に帯電させるための中性粒子ビーム (NB) の入射方向。

なるようにイオンドリフト側に入射する。入射方向はトロイダル磁界に垂直でかつプラズマ境界に対し斜め方向に入射する。斜め方向に入射するのは中性粒子ビームがプラズマ中心部まで入り込んでイオンが捕捉されて出て来なくなるのを避けるためである。ITERのプラズマは小半径が2.2mもあるのに対し、ここで考えているスケール長は1m以下であるので、第6.1図(b)のように解析ではプラズマ境界が直線であると近似する。 L_B は入射方向に沿って電離するまでの距離である。磁界に垂直に入射したのであるから、電離してできた高速イオンはすべてトロイダル磁界のリップルによってできた局所的な磁気鏡に捕捉される。この捕捉イオンが他粒子との衝突散乱により捕捉解除される前に、電離位置 (主半径 R_D) から鉛直方向にとったプラズマ端点までの距離 L_D 以上ドリフトしてプラズマから抜け出れば、周辺プラズマは効率的に負に帯電されることになる。このイオンの損失の機構は局所的であるが、磁力線に沿って高速に運動する電子の存在により、磁気面にわたって電位は等しくなると考えられるので、径電界はプラズマ周辺部全体にわたって形成される。以上の条件は、ピッチ角散乱によって捕捉解除されるまでの時間を τ_{eff} 、トロイダルドリフト速度を v_D とすると次式で表わされる。

$$\tau_{eff} v_D > L_D \quad \dots\dots\dots (6.1)$$

τ_{eff} は磁界のリップル率を δ 、高速イオンの等方位時間を τ_D^{bi} とすると $\delta \tau_D^{bi}$ で与えられる。 v_D は高速イオンの速度 v_b と R_D の位置におけるイオンのサイクロトロン角周波数 ω_{cb} を用いて

$$v_D = \frac{v_b^2}{2\omega_{cb} R_D} \quad \dots\dots\dots (6.2)$$

で与えられることから、(6.1)式よりビームエネルギーの下限が次式の形で得られる。

$$E_b[\text{eV}] \geq \left[\frac{1}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0^2} \frac{\bar{n}_i L_D e^{3/2} m_b^{1/2} R_D \omega_{cb} \ln \Lambda}{\delta} \right]^{2/5} \quad (6.3)$$

ここに下付き添字*b*は入射した高速イオン、*i*はプラズマイオンを指す。また不純物はないものとした。上線はその量（ここではプラズマイオン密度 n_i ）の区間 L_D における平均を表わす。 ϵ_0 は真空の誘電率、 e は電子の電荷、 m_b は高速イオンの質量、 $\ln \Lambda$ はクーロン対数である。

リップル損失によりプラズマを有効に負に帯電するための別の条件として、ドリフト途中に原子状の水素との荷電交換により失われてはならないという条件がある。プラズマ中の原子状の水素の密度を n_0 、荷電交換による中性化断面積を σ_{cx} とおくと、この条件は

$$\bar{n}_0 L_D \sigma_{cx} \frac{v_b}{v_D} \leq 1 \quad (6.4)$$

と表わされる。この式よりプラズマ中の中性粒子密度の上限が決まる。

リップル損失によりプラズマを有効に負に帯電するための第3の条件として、中性粒子ビームの電離する位置が適当でなければならないということがある。ここで考えている低エネルギー（30keV程度以下）の重水素ビームのプラズマ中における電離断面積は荷電交換によるものが支配的である⁽¹²⁾。したがって第6.1図(b)中の L_B はビームエネルギーとプラズマイオンの密度 n_i で決まり、概略次式で評価できる。

$$\bar{n}_i L_B \sigma_{cx} \approx 1 \quad (6.5)$$

ここで n_i は区間 L_B について平均を取るべきものであるが、第6.1図(b)のように n_i がプラズマ表面からの距離だけに依存するとした場合、この値は区間 L_D について平均を取ったもの \bar{n}_i と等しくなる。 L_B と L_D はプラズマ表面の鉛直方向に対する傾き θ_p と、プラズマ表面に対する中性粒子ビームの入射角度 θ_b によって関係付けられる。

$$L_B \sin \theta_b = L_D \sin \theta_p \quad (6.6)$$

(6.5) (6.6)式を(6.3) (6.4)式に代入して L_B と L_D を消去すると、 θ_b と θ_p をパラメータにしてリップル損失によりプラズマを有効に負に帯電するための条件が決まる。(6.3)式の条件は、 \bar{n}_i も同時に消去されるので密度分布によらないことがわかる。一方(6.4)式は

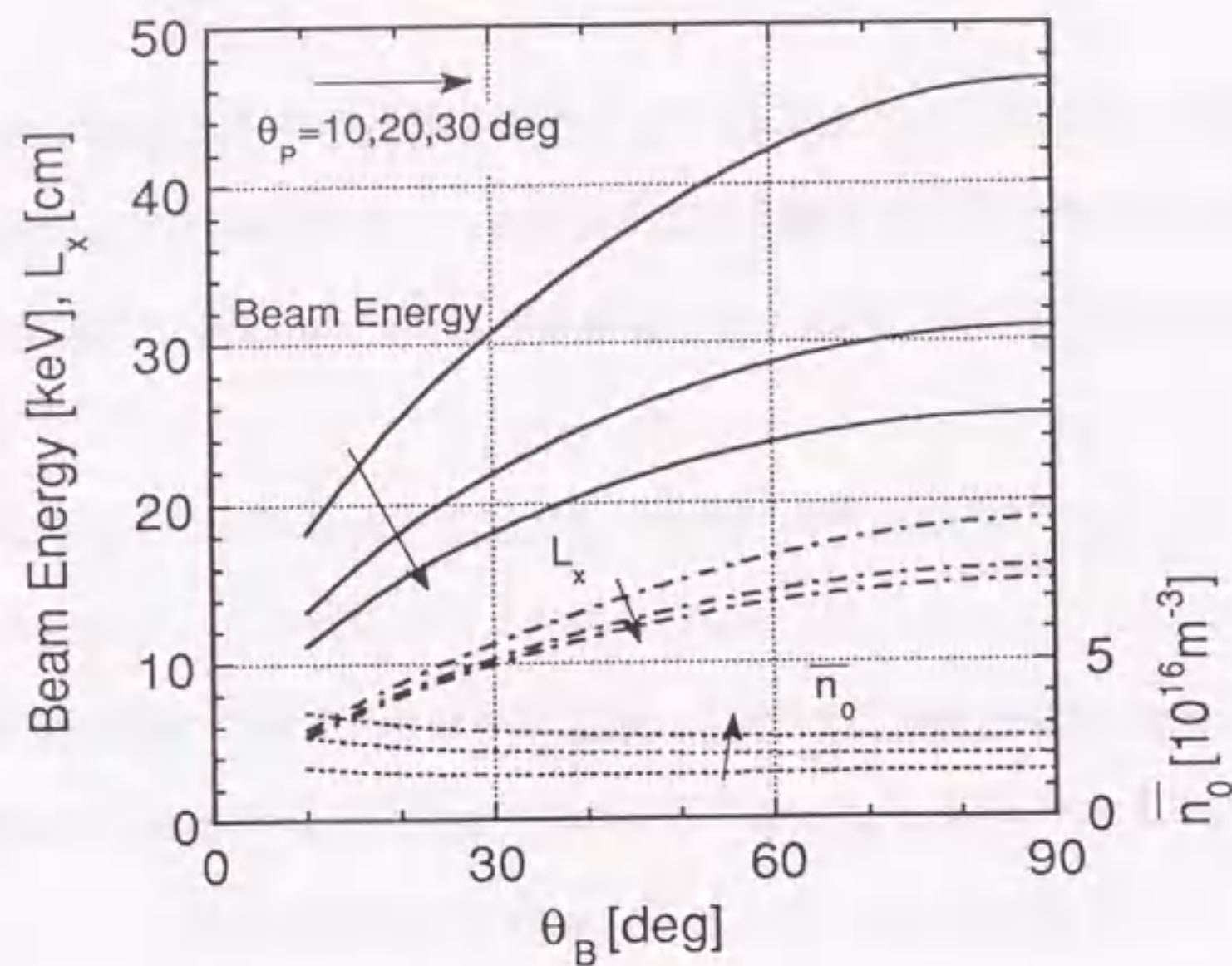
$$\bar{n}_0 \leq \frac{v_b}{2\omega_{cb} R_D} \frac{\sin \theta_p}{\sin \theta_b} \bar{n}_i \quad (6.7)$$

と書き換えられる。つまり、 σ_{cx} によらず、 \bar{n}_i の相対値として \bar{n}_0 の上限が決まる。

ここでは n_i のプラズマ周辺（ $\leq 0.2\text{m}$ ）における分布がプラズマ端からの距離 x [m]の一次関数 $n_i = 10^{21} x$ [m^{-3}]で急峻に立ち上るとし、 \bar{n}_0 の上限を評価した。

第6.2図に重水素ビームについて θ_p をパラメータにして θ_b の関数としてビームエネルギー、 \bar{n}_0 、及び電離点のプラズマ表面からの深さ L_x を評価した結果を示す。 θ_p が10、20、30度の場合について計算した。図中の矢印は θ_p を10度から30度に変化させた場合の諸量の変化の方向を示す。プラズマを有効に負に帯電し、負の径電界を誘起させるには、ビームエネルギーについて図中の線よりも高くかつ \bar{n}_0 について図中の線よりも低くなければならない。 L_x はこの限界の場合における値である。次節で考察するように、ShaingとCrumeの与えた理論からはHモードへの遷移に必要な等価ビーム電流が決まる。したがって \bar{n}_0 によって必要なビームパワーが決まることになる。

まず θ_p を固定して考える。 θ_b を大きくすると L_D が長くなる。その長い L_D の区間をピッチ角散乱されることなくドリフトする必要からビームエネルギーが高くなる。 L_x もビームエネルギーと同様に増加する。一方 \bar{n}_0 は θ_b によらずほぼ一定となる。次に θ_p を変化させた場合を考える。 θ_p を増加させると L_D が短くなるのでその分ビームエネルギーと L_x が減少し、 \bar{n}_0 は大きくなる。つまり、 θ_p を大きく、かつ θ を小さくすれば低いビームエネルギー、したがって低いビームパワーで必要な径電界を誘起できると期待できる。



第6.2図 θ_p が10、20、30度の場合についてビームエネルギー、 \bar{n}_0 、及び電離点のプラズマ端からの深さ L_x を θ_B の関数として評価した結果。図中の矢印は θ_p を10度から30度に変化させた場合の諸量の変化の方向を示す。

6.3 考察

トカマクプラズマ中の原子状の水素の分布はDnestrovskijらがAlcatorのプラズマ密度の高いプラズマに対し評価を行っている⁽¹³⁾。それによると原子状水素の密度はプラズマ周辺で 10^{16} m^{-3} 台であるが、プラズマ内に入るに従って急速に減少する。プラズマ中心付近の密度は、イオンと電子の再結合を考慮に入れると高くなるがそれでも 10^{16} m^{-3} 台と見積られる。また実験結果は再結合を考慮した場合と良く一致したとしている。ITERの場合プラズマはより高温で再結合の断面積は一桁程度小さくなることから、原子状水素の密度はAlcatorの場合よりずっと急速に減少すると見積られる。以上より、プラズマ端から少し入れば(6.4)式を満足し、ほとんどイオンのままでドリフトするが、

ラズマ端に近づくとも無視できない量が荷電交換により失われると予想される。つまり、我々の考えている方法ではプラズマ端より少し内側に入った位置より内部のプラズマを帯電させることになる。

トロイダル磁界のリップルはトカマクの赤道面付近で大きい。したがってあまり θ_p を大きくとることはできない。一方、プラズマを負に帯電させるためのビームパワーが過大とならないためにはビームエネルギーは低いほうがよい。例として θ_B 、 θ_p とも20度、ビームエネルギーを20keVとして考える。このとき $L_x \approx 0.1 \text{ m}$ 、したがってプラズマ周辺約10cmの範囲に電位勾配がつくことになる。

Shaingらの与えたHモード遷移に必要なポロイダル回転を生むに必要な小半径方向のイオン電流を文献(5)(10)と同様にしてITERのパラメータについて求めると

$$I_r = 115 \times \{n_i (10^{19} \text{ m}^{-3})\}^2 \times T_i (\text{keV}) [\text{A}] \dots \dots \dots (6.8)$$

となり、低密度の領域については比較的小規模の中性粒子ビーム入射装置で実現できることが分かる。例えば115Aのイオン電流相当をビームエネルギー20keVの中性粒子ビームでまかなうとする場合、必要な中性粒子ビームパワーは2.3MWであり、本来の追加熱及びプラズマ電流駆動のパワー(～100MW)に比べて充分小さい。またこのような中性粒子ビーム入射装置は、これまで小中型トカマクに用いられてきた加熱装置そのものであり、その技術は確立している。

ここで用いたモデルはプラズマ境界を平面として単純化したため、通常行われているトカマクの赤道面に中性粒子ビームを入射する場合に対しては L_p が無大となってしまうのでそのまま適用できない。実際はプラズマ境界が曲面であり、それを考慮すれば本章で考察したのと同様な議論の展開となる。こうしたより実的な配位についても、ここでの考察からイオンドリフト側に中性粒子ビームをポロイダル面内で斜めに入射するのが有効であるといえる。

本方法の利点として注記すべきは、燃料ガスと同位体のビーム種を使うことから、文

献(10)のように不純物ビームを使う考え方と異なり、プラズマに不純物を混入させる怖れが非常に少ないことである。またドリフトしてプラズマ端に近づくと、高速イオンの多くは荷電交換により自動的に失われる。仮に失われない場合でも、高速イオンはプラズマ系外に出た後も第一壁に向けてドリフトを続ける。したがってプラズマ端と第一壁とを大きく離すことができるのでイオンの衝突する第一壁からの不純物のプラズマへの混入の低減が可能である。

6. 4 結言

本章を要約すると次のようである。

トロイダル磁界のリップルによる高速イオンの損失を利用してトカマクの周辺プラズマ内に径電界を誘起する新しい方法を考案、検討した。この方法では低エネルギーの水素同位体の中性粒子ビームを磁界に垂直に入射するだけである。この手法によれば、次期核融合装置において特にリップルを大きくすることなく、通常的设计で想定される大きさのリップルだけで、L-H遷移理論で与えられる閾値を低パワービーム入射で超えることができる。今後はこの方法による径電界の誘起の有効性を実験的に確認して行く必要がある。

第6章参考文献

- (1) F. Wagner, G. Becker, K. Behringer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1408.
- (2) K. C. Shaing and E. C. Crume, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 2369.
- (3) R. J. Groebner, K. H. Burrell, and R. P. Seraydarian, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 3015.
- (4) R. D. Hazeltine, *Phys. Fluids* **17** (1974) 961.
- (5) R. J. Taylor, N. L. Brown, B. D. Fried *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 2365.

- (6) R. Van Nieuwenhove, G. Van Oost, R. R. Weynants *et al.*, in *Controlled Fusion and Plasma Physics* (Proc. 18th Eur. Conf. Berlin, 1991), Vol. 15C, Part I, European Physical Society (1991) 405.
- (7) L. G. Askinazi, V. E. Golant, S. V. Lebedev, V. A. Rozhanskij, and M. Tendler, *Nucl. Fusion* **32** (1992) 271.
- (8) J. G. Cordey and M. J. Hoghton, *Nucl. Fusion* **13** (1973) 215.
- (9) R. J. Goldston, A. B. Hassam, and M. C. Zahnstorff, "The H-mode counter-injection, and poloidal rotation", Paper 3B32, presented at Annual Controlled Fusion Theory Meeting, San Diego, CA, 1987.
- (10) T. Ohkawa, and R. L. Miller, *Nucl. Fusion* **30** (1990) 1616.
- (11) K. Tani, T. Takizuka, and M. Azumi, "Ripple Loss of Alpha Particles in ITER", Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 89-086 (1989).
- (12) A. C. Riviere, *Nucl. Fusion* **11** (1971) 363.
- (13) Yu. N. Dnestrovskij, S. E. Lysenko, and A. I. Kislyakov, *Nucl. Fusion* **19** (1979) 293.

第7章 総括

7.1 本研究のまとめ

以上粒子ビーム入射装置の高機能化、及び同装置を用いた応用面での高機能化を目標として研究を行った。

第2章では加速電源に関する研究を行い、電圧制御機能付きGTOスイッチの開発、第二正電極電圧の安定性の解析、及び放電破壊時のイオン源電極の新しい保護方法を開発した。

(電圧制御機能付きGTOスイッチの開発)

JT-60NBIの加速電源の直流スイッチ用として、従来のNBIで使われてきた大電力四極管に代わる電圧制御機能付きのGTOスイッチを考案し、実際に適用できることを実証した。従来の大電力四極管のままではJT-60NBIの様に100kVレベルのものになると寄生発振や熱的機械的信頼性が低下してくるのに対し、GTOスイッチを用いることによって飛躍的に信頼性を高めることができた。加速電源の信頼性の向上はまた第4章で研究したビームエネルギーの時間制御の前提条件ともなった。

(第二正電極電圧の安定性)

加速電源の出力電圧を抵抗分圧することによって第二正電極電圧を供給する場合の、第二正電極電圧の安定性の評価法を静的な場合について明らかにした。これを中型トカマク装置DIII-D用のNBIについて適用した結果、静的な条件下では第二正電極電圧が充分安定であることを示した。

(イオン源の保護)

高速スイッチの出力側において対地との間に出力電圧とは逆向きのダイオードと抵抗を直列

接続した回路を付加することにより、イオン源へのサージエネルギーを低減させる手法を考案した。この手法をJT-60NBI原型ユニットに適用し、この方法が有効であることを確認した。

第3章ではJT-60NBIの残留イオンビームに対する磁気遮蔽としてコイルを用いた能動的な手法を開発した。NBIにおいてはビームの通路を確保することと、プラズマにおける誤差磁界を抑えなければならないという条件があり、能動的な方法はNBIにとって適した方法であることを明らかにした。また、能動的であるが故に不良動作に対する嚴重なインターロックが必要である。こうしたインターロックを完備させた結果、JT-60NBIにおいて残留イオンビームの適切な処理に成功した。

第4章ではNBIのビームエネルギーを時間的に変化させるシステムを開発した。NBIによるプラズマ加熱時の制御、特にプラズマ中での加熱領域を制御するにはビームエネルギーを変えることが有効である。そのための時間制御システムを開発し、実証することに成功した。

第5章ではNBIに用いられてきたような多孔型のイオン源の場合に、各孔毎のビームレットの偏向をどのようにすればより効率的でかつ一様なビーム強度が得られるかについて解析的/数値的に調べ明らかにした。

第6章ではトロイダル磁界のリプルによる高速イオンの損失を利用して、能動的に負の径電界を形成する方法を考案した。具体的には、低エネルギーの水素同位体の中性粒子ビームを磁界に垂直に入射するだけである。この手法によれば、次期核融合装置において特にリプルを大きくすることなく、通常的设计で想定される大きさのリプル条件で、ShaingとCrumeの提唱したL-H遷移理論で与えられる閾値を低パワービーム入射で超えることができると見積られる。

以上のように、粒子ビーム入射装置の大型化と信頼性の向上に関わる研究(加速電源と磁気遮蔽に関する研究)を行い、これをもとにNBIのハードウェアの高機能化(ビームエネルギー時間制御の開発、及びビームレット偏向の最適化)、さらにNBIの応用面での高機能化(負の径電界の誘起法)の研究を実施した。その結果として、大型で信頼

性の高い粒子ビーム入射装置を実現し、かつ同装置の高度な利用を可能とした。

7. 2 今後の展望と課題

NBIは現在までの正イオン源を用いたシステムから今後の核融合装置用の負イオン源を用いたシステムに移行するという過渡期にある。本研究では正イオン源を前提とした。ただし、負イオン源を用いたシステムは、正イオン源を用いたシステムの発展形であり、両システムはイオン源も含めて酷似した構成であるので、本研究の成果の多くはそのまま適用できると考えられる。ただし、本研究に係る成果を応用するに際しては別の問題が生ずる可能性もある。これらは検討と実験的な実証とを積み重ねて一つ一つ明らかにして行く必要がある。今後の負イオン源を用いたシステムも含めて、今後の展望と課題を以下に示す。

(加速電源)

100kV程度までの正イオン源用の加速電源の場合は直流側に高速スイッチを設ける手法がとられてきたが、1MeV程度の負イオン源用の場合はこのような高電圧の高速スイッチの実現が現実的でないことから、インバータで交流の周波数を上げ、低圧の交流側に高速スイッチを設けることが検討されている⁽¹⁾。この交流側方式の加速電源は既に100kVレベルの電子ビームを引き出すシステムで実用化されている。しかしながら、このようなシステムが負イオン源にも問題なく使用できるものであるかどうかは今後実験的に確認して行く必要がある。一方、スレーブファイアー方式のGTOスイッチはゲート回路が簡単なため、全体的にコンパクトかつ安価にできることから負イオン源にも使える可能性がある。したがって、両方式の検討を比較しながら進めていずれの方式が最適か見極めて行く必要がある。更にイオン源の加速方式を高周波で行なうという発想もあり⁽²⁾、イオン源の方式と整合をとることも必要である。

今後、より高いビームエネルギーが必要とされることから、加速電極枚数が増える見

込みである。したがって中間の電極電圧も複数必要とされる。負イオンは中性化及び正イオン化の断面積が大きいので、加速電極間の加速途中にもかなりの量(例えば20%)が失われると予測される。したがって正イオン源と異なり中間電極電流が多くなることから、抵抗分圧により中間電極電圧を供給するのは困難で、各加速段に対応させて加速電源を用意する必要があるかも知れない。中間電極電圧の不安定性は分圧して電圧を供給する場合のみ問題となる現象なので、各加速段毎に加速電源を用意する場合はこの不安定を考慮する必要がないという利点がある。今後、負イオン源の電気的特性の理解を進めつつ、こうした利害得失を考慮して加速電源の方式を固めてゆく必要がある。

浮遊容量からのサージエネルギーは加速電圧の2乗に比例することから、今後のより高エネルギーのNBIにおいてはイオン源のサージからの保護方法がますます重要になると考えられる。逆にサージの低減には限度があるのでサージに強いイオン源とするという、イオン源側の改良も重要であると考えられる。具体的には放電破壊が生じにくいように電極間隔を充分取ることと、電極を十分な厚みに設計することである。負イオン電流密度は初段の加速(引き出し)ではほぼ決まることから、後段の主加速部分ではこうした概念の下に設計を進めるのは可能と予測される。

(能動的磁気遮蔽)

これまでの実験装置とは異なり、次期核融合装置は実証的な運転を目指すことから、運転の多様性がこれまでの実験装置よりは狭くなると考えられる。したがってトカマクからの漏洩磁界もより限定された範囲で変化することになる。この事実を利用して、残留イオンビームをビームダンプに導くのに、偏向磁石を用いずに漏洩磁界そのものを利用するという提案がある⁽³⁾。JT-60U用の負イオン源を用いたNBIでは漏洩磁界の幅を限定できないことから、偏向磁界の発生と能動的な磁気遮蔽を兼ねたコイルを用いることが検討されている⁽⁴⁾。後者は本研究の発展形と考えられる。いずれの場合もイオン源と中性化セルの磁気遮蔽には受動的な方法を採用しており、磁界分布は磁性材の存在する下での三次元的な問題となる。現在では複雑な形状でも計算可能な三次元非線形

磁界解析コードが開発されているので、磁気遮蔽のより厳密な最適設計が可能になっている。こうした計算コードを用いて次期NBIの磁気遮蔽の最適な方法を見つけて行くのは今後の課題である。

(ビームエネルギー制御)

JT-60で実証することに成功したが、この制御が本当に威力を発揮するのは次期核融合装置で1000秒～2週間に及ぶ長パルス運転をする場合であると考えられる。加速電源の項で述べたように加速電源の回路方式が大きく変わる可能性がある。その場合には新たな回路方式に適した制御方式を見出す必要がある。また本研究においてはハード上の制限からプレプロ制御としたが、リアルタイム制御にする場合の方法の検討も今後の課題である。

(負の径電界の誘起)

本研究では手法を提案したが、実際にこの方法で負の径電界が誘起できるか、さらにはHモードの質を高めたり、Hモードに移行させるに必要な追加熱パワーの閾値を低くすることができるかの実験的な確認は今後の課題である。

第7章参考文献

- (1) M. Mizuno, M. Dairaku, Y. Ohara *et al.*, in Proc. of 13th Symposium on Fusion Engineering, Knoxville, 1989, Vol. 1, 576.
- (2) R.H.Stokes, T. P. Wangler, and K. R. Crandall, in Proc. of the 1987 IEEE Particle Accelerator Conf., Chicago (1987) 334.
- (3) 堀池 寛、小原祥裕、奥村義和 他、「負イオンビームを用いた500keV 20MW中性粒子入射装置の概念設計」日本原子力研究所レポートJAERI-M 86-064 (1986年)。

- (4) M. Matsuoka, Y. Okumura, M. Akiba *et al.*, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1990 (Proc. 13th Int. Conf., Washington, DC, 1990), Vol. 3, IAEA, Vienna (1990) 509.

謝辞

本研究をまとめるにあたり、名古屋大学工学部教授高村秀一博士、大久保 仁博士、及び同助教授上杉喜彦博士より御指導と御鞭撻を賜わった。ここに謹んで深謝の意を表します。

第2章から第4章までの研究の遂行に当たっては日本原子力研究所のNBI装置試験室及びNBI加熱研究室のメンバーとの議論及びメンバーによる運転の支援に負うところが大きかった。特に、GTOスイッチの開発においては松田慎三郎博士、ビームエネルギー時間制御システムの開発においては秋場真人博士、能動的な磁気遮蔽システムの開発においては堀池 寛、田中 茂両博士、及び伊藤孝雄氏、ビームレット偏向の最適化の検討においては奥村義和博士に御討論、御協力を賜わった。第2章のGTOスイッチの開発においては(株)東芝本社及び府中工場の技術陣に御討論、御協力を賜わった。第二正電極電圧の安定性に関する検討のうちのDIII-D NBIに関する評価は、著者が日米協力協定に基づくGeneral Atomics社訪問時のものである。特にR. M. Hong、J. Kim、A. Nerem各博士との議論に負うところが大きい。また負の径電界の誘起法の検討においては日本原子力研究所の谷 啓二博士及び核融合科学研究所の伊藤公孝博士に御討論いただいた。ここに謝意を表します。

最後に、本研究を行うにあたり、NBI装置試験室室長國枝俊介氏、同室長代理栗山正明博士には終始激励と御高配を賜わった。ここに謹んで感謝の意を表します。

本研究に関連する発表論文

第2章

- (1) 松岡 守、松田慎三郎、水野 誠、渡辺和弘、斎藤房男、比嘉 修、渡辺幸夫、内藤正次、「過渡電圧制御機能付きGTOスイッチを用いた中性粒子ビーム入射装置加速電源の開発」、電学論B、112巻11号、pp.1035-1044 (1992年)。
- (2) 松岡 守、「2段加速イオン源の中間電極電圧安定性の静的な解析」、電学論B、111巻7号、pp.807-808 (1991年)。
- (3) M. Matsuoka, S. Matsuda, H. Nagamura, and K. Watanabe, "A New Method of Protecting Ion Source Accelerators against Deterioration due to Source Breakdown", *IEEE Trans. on Plasma Science*, Vol. PS-12, pp.231-232 (1984).

第3章

- (4) M. Matsuoka, H. Horiike, T. Itoh, M. Kikuchi, M. Kuriyama, M. Kawai, M. Mizuno, and S. Tanaka, "Active Shielding System for Removal of a Stray Magnetic Field from Tokamak in JT-60 Neutral Beam Injectors", *Fusion Technology* **19**, pp.113-130 (1991).

第4章

- (5) M. Matsuoka, M. Akiba, K. Arimoto, H. Horiike, M. Kuriyama, S. Matsuda, and Y. Ohara, "Beam-Energy Control during a Beam Pulse in a Neutral Beam Injection System", *Rev. Sci. Instrum.* **61**, pp.2614-2622(1990).

第5章

- (6) 松岡 守、「照射位置で一様なビーム強度を得るためのビームレット偏向の最適化」、電学論B、112巻9号、pp.829-834 (1992年)。

第6章

- (7) M. Matusoka and S. Takamura, "Production of Negative Radial Electric Field in Tokamak Edge Plasmas by Perpendicularly-Injected Low-Energy Neutral Beams", to be published in issue 12 of *Nucl. Fusion* 32 (1992).

