

JAERI - M
86-064

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

1986年4月

堀池 寛・小原 祥裕・奥村 義和
柴田 猛順・田中 茂

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1986

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 いばらき印刷(株)

負イオンビームを用いた 500 keV 20 MW 中性粒子入射装置の概念設計

日本原子力研究所那珂研究所核融合研究部

堀池 寛・小原 祥裕・奥村 義和

紫田 猛順・田中 茂

(1986年3月18日受理)

この報告書は当研究所に於て行った負イオンビームを用いた中性粒子入射装置の概念設計についてまとめたものである。負イオンビームを利用すると高エネルギー領域でも高い中性化効率を得る事ができる。よって従来の正イオンビームを用いた装置に比べて効率が高く大出力でコンパクトな装置が実現可能である。

ここではまず 500 keV で 20 MW のビーム入射ができる装置を目標に負イオン源と加速部の概念を決め、それに沿った形で中性化の方式別に数例の設計を行った。その結果を比較検討し、最終的に非常に長いガス中性化セルをもつ装置を選んで更に検討を進めた。長さ 30 m という長いガスセルを採用することによりイオン源を遠方に置く事ができる。このため入射ポートを狭くすることができるので、①接線入射が可能となる。②放射線遮蔽上有利である。③炉本体の近くに複雑な機器を置く必要がない等の数々の利点をもっている。また装置の内部は簡単な構造とする事が可能で建設費が安く済むと評価できる。

負イオンビームはガスセル以外にプラズマセルやレーザー光共鳴器を使えば更に高い効率で中性化できるので設計上の裕度が大きくとれる。従って設計開発を深める事によってさらに良い装置を製作できる可能性を持っている。この設計作業の結果、今後研究開発を行わなければならない対象として認識されたのは負イオン源とその加速部である。また、加速用直流電源とイオンダンプも重要な開発対象であり、これらの開発の目途が立てば他の部分は現在の正イオン源と中性粒子入射装置の技術で充分製作できることが明らかとなった。

本報告は設計を行った時の議事録をまとめたもので、その際行われた議論や検討、あるいはパラメータ決定の根拠となったデータベースなどをできる限り広く収録してある。

Conceptual Design of Negative-Ion-Based
500 keV 20 MW Neutral Beam Injector

Hiroshi HORIIKE, Yoshihiro OHARA, Yoshikazu OKUMURA,
Takemasa SHIBATA and Sigeru TANAKA

Department of Thermonuclear Fusion Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-gun, Naka-machi, Ibaraki-ken

(Received March 18, 1986)

The conceptual design of 500 keV, 20 MW neutral beam injector is reported in the present document. This design utilizes a negative ion source to realize a efficient high power neutral beam injector, by taking advantage of the high neutralization efficiency of negative ions at high energy.

In the present report, the conceptual design of the source plasma generator and the accelerating system is presented first. Three candidate systems are then examined, each with a different neutralizing cell. The system having a very long neutralizer was judged to be the most suitable to the reactor considered. It was designed in detail. The long neutralizer (30 m) has many advantages: 1) the ion source can be located far from the reactor, permitting a narrow injection tube and tangential injection angle; 2) Neutron shielding is easy because the solid angle of the beam line is very small; 3) Complex components are removed from the vicinity of the reactor.

The simplicity of the beam line leads us to believe that the chances for its actualization as a reactor injector is very high.

More efficient neutralizers, such as a plasma neutralizer or a laser cavity, will give more flexibility to this design and provide further advantages for this injector. The realization of this injector will require development work for the negative ion source, the high voltage power supply, and the ion dump. When these components are developed, the rest of the system will be designed using previously

developed positive-ion-beam technology.

The present report is based upon notes from design meetings and broadly summarizes discussions, estimations and data those determined the parameters.

Keywords: Negative Ion Beam, Neutral Beam Injection, Ion Source, Neutralizer Cell, Tangential Injection, Current Drive, Fusion Experimental Reactor, Conceptual Design

目 次

1. 序 論	1
2. 負イオン源開発の現状とシステム設計例	3
2.1 負イオン源	3
2.2 負イオンシステム例	6
3. 主要性能	13
3.1 基本諸元の選定	13
3.2 ビームエネルギー	14
4. イオン源	18
4.1 ソース部	18
4.2 加速部	19
4.3 加速部軌道計算	24
5. 中性子工学	28
5.1 TFF方式のビーム輸送	28
5.2 INTOR-J用正イオンシステムの遮蔽	29
6. 中性化セルの検討	34
6.1 レーザー光脱離	34
6.2 プラズマ中性化	39
6.3 ガス中性化セル	45
1) ガスの種類について	45
2) ガスジェット	45
3) 長い中性化セル	45
4) 細い中性化セル	48
6.4 その他の中性化方式	52
1) 正負イオンビームの直接反応による中性化の可能性	52
2) 磁場によるD ⁻ の中性化	55
6.5 中性化方式のまとめ	57
7. ビームライン設計のオプション	58
7.1 多孔形中性化セルを用いる装置	58
1) 各部での損失とイオン源寸法	58
2) 必要排気速度	59
3) まとめ	59
4) 問題点	60
7.2 長い中性化セルを用いる装置	63
1) ガスフローと各部の損失	63

2) 必要排気速度	64
3) まとめ	64
4) 問題点	65
7.3 プラズマ中性化セルを採用した装置	70
1) ガスフローと各部の損失	70
2) プラズマ中性化セル	70
3) まとめ	71
4) 問題点	71
7.4 三方式の比較	76
8. ビームライン機器	78
8.1 イオン偏向	78
1) 漏洩磁場による偏向の評価	78
2) ビーム軌道の数値計算	82
3) 静電偏向と荷電粒子回収	99
8.2 磁気シールド	101
1) シールドファクター	101
2) 断面形状の算出	101
8.3 D ⁻ ビームの空間電荷膨張	104
9. まとめ	106
謝 辞	111
付録1 中性化効率の計算詳細	112
付録2 FERの運転方式と正イオンシステム	127
付録3 FERの漏洩磁場	132
付録4 ビームによる電流駆動	135

Contents

1. Introduction	1
2. Review of negative ion source and its application for neutral beam injector	3
2.1 Negative ion source	3
2.2 Negative-ion-based systems	6
3. Performance characteristics	13
3.1 Fundamental specifications	13
3.2 Beam energy	14
4. Ion source	18
4.1 Source plasma generator	18
4.2 Acceleration system	19
4.3 Numerical design of the accelerator	24
5. Neutronics	28
5.1 Beam transport with TFF method	28
5.2 Neutronics in the positive ion system for INTOR-J	29
6. Neutralizers	34
6.1 LASER detachment	34
6.2 Plasma neutralizer	39
6.3 Gas neutralizer	45
1) Species of gas	45
2) Gas jet	45
3) Long gas neutralizer	45
4) Multi aperture gas neutralizer	48
6.4 Miscellaneous neutralizers	52
1) Possibility of direct neutralizing reaction of positive and negative ion beams	52
2) Neutralization with the magnetic field	55
6.5 Summary of neutralizers	57
7. Beam line design options	58
7.1 A system with the multi-aperture neutralizers	58
1) Losses in the beam line and the ion source dimensions ...	58
2) Evacuation velocity	59
3) Summary	59
4) Discussions	60
7.2 A system with the long gas neutralizer	63
1) Gas flow and losses in the beam line	63

2) Evacuation velocity	64
3) Summary	64
4) Discussions	65
7.3 A system with the plasma neutralizer	70
1) Gas flow and losses in the beam line	70
2) Plasma neutralizer	70
3) Summary	71
4) Discussions	71
7.4 Comparison of the three systems	76
8. Beam line components	78
8.1 Ion deflection	78
1) Ion deflection using the leakage magnetic field	78
2) Numerical calculation of deflecting ions	82
3) Electrostatic deflection and energy recovery	99
8.2 Magnetic shielding	101
1) Shield factor	101
2) Estimation of cross sectional shape	101
8.3 Space charge expansion of D ⁻ beam	104
9. Conclusion	106
Acknowledgments	111
Appendix 1 Detailed calculation of the neutralizing efficiency	112
Appendix 2 Operation scenario in FER and the positive-ion based system	127
Appendix 3 Leakage magnetic field from FER	132
Appendix 4 Current drive with beams	135

List of Tables

Table 2.1	A list of ion sources in the various fields
Table 2.2.1	Representative neutral beam requirements for fusion reactors
Table 3.1	Major specifications for the present design
Table 4.1.1	Ion source dimensions with respective neutralizing method
Table 5.1	Thickness of the shield materials reducing 14 MeV neutron fluxes to 1/10
Table 6.1	Comparison of neutralizing methods
Table 7.4.1	Comparison of the three candidate designs
Table 9.1	Major specifications for the 500keV 20MW NBI
Table 9.2	Superior features of the present system
Table 9.3	Recognized R&D items
Table A.2.1	Specifications of the NBI for FER (positive system)

List of Figures

- Figure 1.1 Neutralizing efficiency of H and D ions
- Figure 1.2 Cross sections for one electron loss for H^- in H_2 and He
- Figure 2.2.1 400 keV neutral beam system
- Figure 2.2.2 25 MW FED-A negative ion beamline modules
- Figure 2.2.3 A 1 MW/200 keV beam line conceptual design based on the ORNL SITEX negative ion source
- Figure 2.2.4 Illustration of the momentum separation function of the SITEX source magnetic field
- Figure 2.2.5 Negative ion based neutral beam system efficiencies
- Figure 3.2.1 Beam injection path
- Figure 3.2.2 Rate coefficient and maximum plasma opacity
- Figure 4.2.1 Distributions of electric potential (a) and vacuum pressure (b) along the beam acceleration path. The neutralization cross section is shown in (c).
- Figure 4.2.2 Large diameter acceleration system
- Figure 4.2.3 Distributions of electric potential and vacuum pressure in the acceleration system
- Figure 4.3.1 A sketch of the acceleration system
- Figure 4.3.2 Numerical ion beam orbit in the main accelerator
- Figure 4.3.3 Numerical ion beam orbit in the main accelerator
- Figure 5.2.1 Cross sectional view of INTOR-J
- Figure 5.2.2 Calculational model of the NBI: (a) horizontal cross section and (b) vertical cross section along the plane AA'
- Figure 5.2.3 Calculated total neutron flux in the NBI as a function of distance along the x axis (error bars denote statistical errors)
- Figure 6.1.1 Photodetachment cross section for H^- or D^- ions
- Figure 6.1.2 Configuration of a photoneutralizer
- Figure 6.2.3 Schematic diagram of a photoneutralizer
- Figure 6.2.1 Cross sections relevant to Deuterium plasma neutralizers
- Figure 6.2.2 Cross sections relevant to Cesium plasma neutralizers.
- Figure 6.2.3 Maximum neutralization efficiency vs degree of ionization for Deuterium and Cesium plasmas.

- Figure 6.2.4 Schematic diagram of a proposed practical plasma neutralizer for a 200 keV neutral beam system using a "magnetic bucket" plasma.
- Figure 6.2.5 Plasma neutralizer dimensions
- Figure 6.3.1 F_o^{\max} as a function of the energy for H^- ions incident on alkali vapor targets
- Figure 6.3.2 F_o^{\max} as a function of the energy of the H^- ions incident on a variety of gas targets
- Figure 6.3.3 π_{\max} as a function of the energy of the H^- ions incident on a variety of targets
- Figure 6.3.4 NBI with long neutralizer
- Figure 6.3.5 Concepts of narrow short neutralizers
- Figure 6.3.6 Pressure distributions in the short neutralizers
- Figure 6.4.1 Cross section for mutual neutralization of H^+ and H^-
- Figure 6.4.2 Schematics of the mutual neutralizer
- Figure 6.4.3 Mean life for the detachment of electron in the electric field
- Figure 6.4.4 Mean life of D^- (solid lines) and a time for being deflected by 60° (dashed line)
- Figure 7.1.1 Cross sectional views of a system using the multi aperture short neutralizer
- Figure 7.1.2 Vacuum pressure distribution along the acceleration system
- Figure 7.2.1 Concept of a system with long gas neutralizer
- Figure 7.2.2 Cross sectional view of the ion source
- Figure 7.2.3 Evaluation of cross section for ionization of D_2 gas by D^- ions
- Figure 7.2.4 Power and gas flows in the long NBI
- Figure 7.3.1 Cross sectional view of a system using plasma neutralizer
- Figure 7.3.2 Cross sectional view of ion source, accelerator and beam transport section
- Figure 7.3.3 Cross sectional view of the plasma neutralizer
- Figure 8.1.1 Leakage magnetic field generated by the plasma current
- Figure 8.1.2 Unneutralized ion beam orbit and the dump surfaces
- Figure 8.1.3 Torus coordinate system and NBI coordinate system

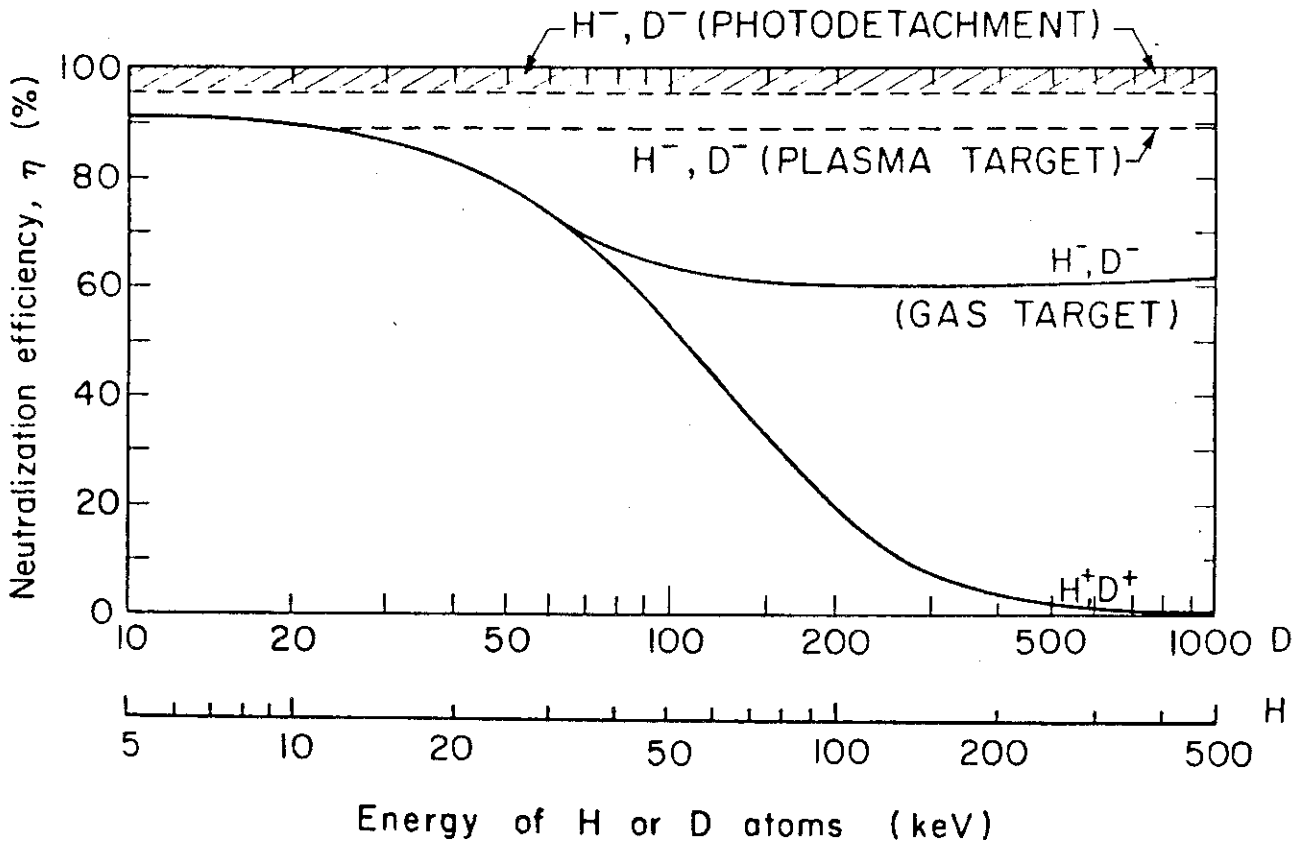
- Figure 8.1.4 a-c: Leakage magnetic field at the beginning of the heating phase in the case of the single null diverter
- Figure 8.1.4 d-f: Ion orbits (solid line D^+ , dashed line D^-)
- Figure 8.1.5 a-c: Leakage magnetic field at the end of the heating phase in the case of the single null diverter
- Figure 8.1.5 d-f: Ion orbits (solid line D^+ , dashed line D^-)
- Figure 8.1.6 Ion orbits at the beginning of the heating phase in the case of the double null diverter
- Figure 8.1.7 Ion orbits at the end of the heating phase in the case of the double null diverter
- Figure 8.1.8 Cross sectional view of the FER and the tangential beam line
- Figure 8.1.9 Electrostatic ion deflection system for the negative beam system
- Figure 8.1.10 Electrostatic energy recovery system for the negative beam system
- Figure 8.2.1 Cross sectional view of the magnetic shielding of the long neutralizer
- Figure 8.3.1 Permissible ion path in the neutralizer duct
- Figure 8.3.2 Dependence of the He beam divergence on the back ground gas pressure
- Figure 9.1 Cross sectional view of the 500 keV 20 MW negative-ion-based neutral beam line for FER
- Figure 9.2 Cross sectional view of the ion dump chamber
- Figure A.1 Cross section for electron loss of H atoms in H_2
- Figure A.2 Cross section for electron capture of H^+ in H_2
- Figure A.3 Cross section for one electron loss of H^- in H_2
- Figure A.4 Cross section for two electron loss of H^- in H_2
- Figure A.5 Cross section for electron capture of H atoms in H_2
- Figure A.6 Cross section for two electron capture of H^+ in H_2
- Figure A.7 Charge transfer cross sections for hydrogen atoms and ions in H_2
- Figure A.8 Conversion efficiency of D^- ions at 500 keV into D^0 and D^+ as a function of the D_2 line density

- Figure A.10 Conversion efficiency of 200 keV H^- ions into H^0 and H^+ as a function of the H_2 line density
- Figure A.11 Conversion efficiency of 300 keV H^- ions into H^0 and H^+ as a function of the H_2 line density
- Figure A.2.1 Scenario for quasi-steady operation of FER
- Figure A.2.2 Cross sectional views of the positive ion based NBI for FER. (a) side view, (b) plane view, and (c) components being disjointed
- Figure A.3.1 Structure of FER magnet system
- Figure A.3.2 Fringe field of FER on radial axis (lower half)
- Figure A.3.3 Fringe field of FER on radial axis (upper half)

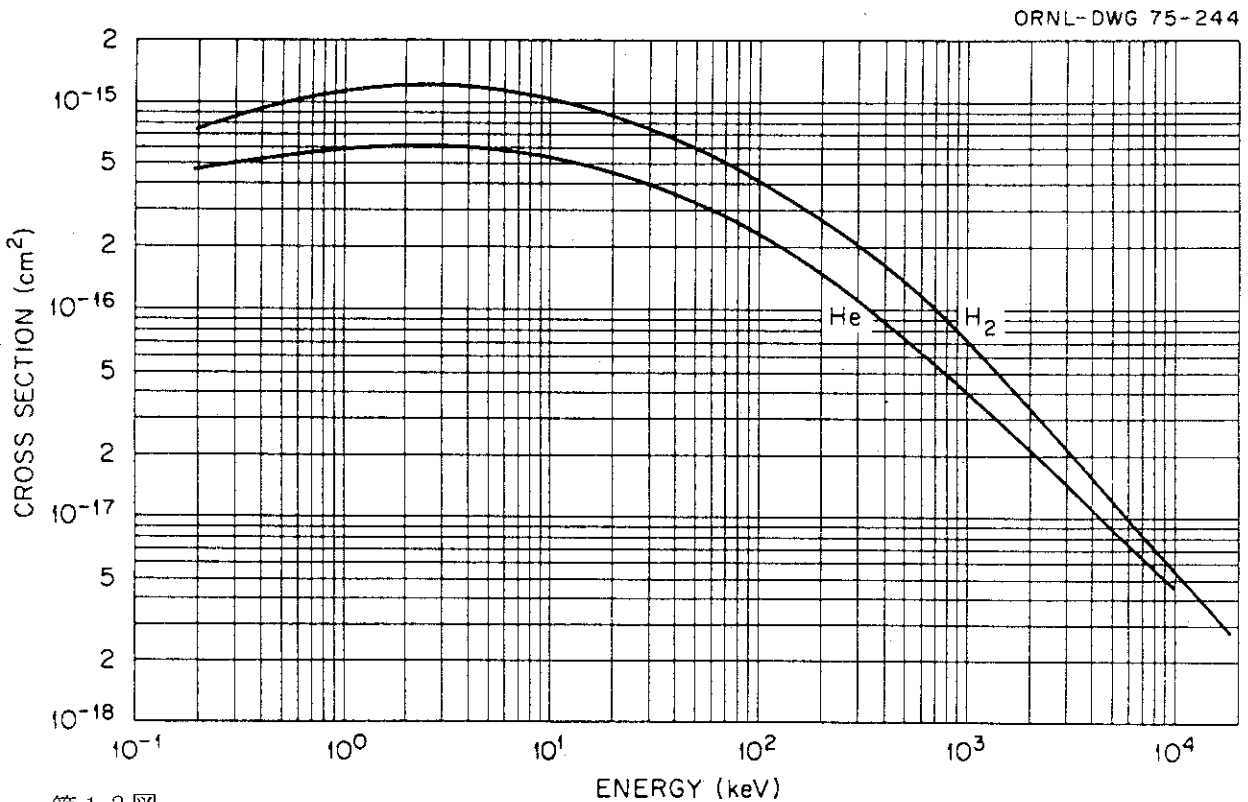
1. 序 論

核融合実験炉あるいはINTOR の様な大型の炉心プラズマを中性粒子ビームによって中心部迄効率良く加熱する為にはエネルギーが 200 keV 以上のビームを 40 MW 程度入射する必要がある^{1,2)}。従来の正イオンを使用したシステムではエネルギーを高くするとイオンビームの中性粒子への変換効率(中性化効率)が低下するため総合効率が極端に悪くなるので、実用になるシステムを設計することは困難である。このため実験炉用に効率の良い中性粒子入射装置を設計するには、高エネルギー領域でも中性化効率の高い負イオンビームを用いるか³⁾、あるいは正イオンを用いて残留イオンビームのパワーを回収する荷電粒子回収装置を付加する⁴⁾かのいずれの方式を採用する必要がある。荷電粒子回収によるシステムは従来の正イオン中心の技術によって許容可能な総合効率を得る事ができるが、循環パワーが大きいため装置の大型化は避けられない。これに対し負イオンを使用したシステムでは負イオンの中性化効率が高いため総合効率が高く装置の小型化が可能である他ビーム加速技術が許す限りの任意のエネルギーを選ぶ事ができる。レーザー光を用いて電子の光脱離を行えば 99% に達する効率で負イオンビームを中性化する事も可能⁵⁾と考えられている。しかし負イオンが中性ガスと衝突して中性化してしまう割合が大きいためビームラインのガス圧設計が非常に難しいと懸念される。第 1.1 図に中性化効率、第 1.2 図に負イオンの中性化断面積を示す⁶⁾。また装置の核である負イオン源の開発は世界的に見てまだ初期段階であり、負イオン生成部に関して各種の方式^{7, 8, 9, 10)}が提案され小規模な実験が行われている程度である。原研に於ても二年前から負イオン源の開発に着手¹¹⁾した。原研では当面従来の正イオン源技術の延長上にあるプラズマ内体積生成法に的を絞って開発を行っており、順調な成果を出し始めている¹²⁾。しかしながら今後共将来に渡って効率的な R&D を行うためには、あるいは開発方向を見誤らないためには負イオンシステムの概念を明確に握っておく必要がある。また原研は大型トカマク装置用中性粒子入射装置の開発で世界の先端を切る技術力を有するに至ったが、その技術ベースに基き近未来のビームシステムの概念を描く事によって実験炉などの次期核融合炉の設計、開発を促進してゆく事は大きな使命となっていると考えられる。

このため当研究室に於て負イオンビームを使った中性粒子入射装置の概念設計を行った。この設計に当っては現在より約 5 年後に製作設計を開始でき、現在より 10 年後には完成させ得る装置とすることとした。この方針に沿ってまずビームエネルギーや入射パワーを初めとする基本的パラメータを決め、イオン源の概略方式を決定した。次に中性化の方法を検討した。正イオンと異なり負イオンの場合は幾通りかの中性化の方法が可能で、それによって全体の設計が大きく違ってくるからである。各々の中性化の方法に対応してイオン源と装置のアウトラインを描いてみることにより、各々の方式の利害得失を評価し、前記条件に最も合うものを決定した。中性化の方式が決まると全体のパワーフロー及びガス圧分布、ガスフロー等の全体設計が概略決まってしまうのでそれに基づきイオン源、ポンプ、残留イオンの偏向方式など各機器の設計を行い、これを再び全体設計に帰還することで設計の調和を計った。本報告ではこのような設計作業の際パラメータを決定する根拠となったデータや議論の内容もできるだけ詳しく述べることとし、更に採用可能なオプションについても述べることとする。



第1.1图 中性化効率



第1.2图

Cross-sections for one-electron loss for H^- in H_2 and He.

2. 負イオン源開発の現状とシステム設計例

2.1 負イオン源

さて装置全体の設計にとりかかる前に装置の核である負イオン源の開発の現状について認識しておく必要がある。現在負の水素イオンを作るため用いられる方法には大別して三つの方法がある¹³⁾。その一は二重荷電交換法と呼ばれる方法でこれでは正イオンビームをガスセル又は蒸気セル中を通すことによって正イオンに電子を2個付着させ負イオンビームを得る。この方法で負イオンビーム装置として使用可能な正イオンの負イオンへの変換効率を得るためにはアルカリ金属蒸気セル中¹⁴⁾を10keV以下の水素(重水素)ビームを通す必要がある。この方法は負イオンビームを得るためのものとして最も古く且つ有名な方法であり、各地の研究機関に於て研究が行われた^{15, 16)}。1977年にはソ連邦において1.4Aの水素負イオンビームが得られた¹⁷⁾のを初め、それ以降LBLで2.2AのDビーム¹⁸⁾、クルチャフ研究所では5.5AのH⁻ビーム及び1AのHe⁻ビーム¹⁹⁾が得られており開発の初期に於て最も大電流のビームが得られたのはこの方法である。この方法では大電流の正イオンビームを蒸気セル中に通す事によって負イオンが得られるため比較的早く1A以上のビームが得られた。しかし変換効率を高くするには正イオンビームのエネルギーを下げねばならず、収束の良いビームを得ることが大変難しい上、このように変換された低エネルギー負イオンビームを加速する際にビームプラズマ中の電子が共に加速されるのをどうして防ぐかという大きな問題を抱えている。大電流ビームを得るには大型の蒸気セルが必要で、アルカリ金属の取扱いがめんどうである事や、装置が大形複雑になることなども手伝って、この方法は次第に流行らなくなり後述する方法に取って代られつつある。

第二の方法は表面生成法と呼ばれる方法である。この方法ではアーク放電にて生成したプラズマと仕事関数の低い金属表面(コンバータ)との相互作用により負イオンが生成されるというものである。この方法は1973年ノボシビルスク研究所²⁰⁾にて見い出されて以来、BNL²¹⁾、LBL²²⁾、ORNL²³⁾でも研究されるようになった。1983年にはノボシビルスクで0.8msパルスではあるが25keV、11Aのビームを引き出す事に成功し²⁴⁾、1985年にはLBLで80keV、1.1A、30秒²⁵⁾のビームを得ている。ビーム中に含まれる電子の量を減らす事も容易で、磁場と電極の工夫により電子の割合を3.8%に下げることができている。この型のイオン源は前述の荷電交換型を上廻る大電流のビームを引き出すことに成功しており、ビームの電流密度も大変高い値が得られている。欠点はコンバータの表面を0.7単原子層といわれるセシウム層で覆うことが必要で、このために非常に微妙なアーク放電制御を行いセシウムのリサイクリングを調節することが要求される。またコンバータ表面のシースにて100eV以上に加速されるがその時横方向に大きなエネルギーを持つためビーム発散が悪い。

上記二方法に対し最も電流値を得るのが難しいのがプラズマ内体積生成法である。これは前二者と異なりアルカリ金属の助けを借りず、正イオン源とほぼ同様のアーク放電にて負イオンを生成するものである。1977年にフランスにて通常のアーク放電においても条件を選べば20%以上の

H^- が存在することが測定された^{26, 27)}。これはそれ迄は知られていなかった負イオン生成機構の存在することを示しており、それは振動励起された水素分子に極低温の電子が付着して負イオンと原子に解離する機構であると考えられている²⁸⁾。この理論に合うイオン源として、ソース内部を磁力線によって電子温度が高く励起され易い領域と電子温度が低くて負イオンができ易く且生成した負イオンの壊れ難い領域に分ける方法（磁気フィルター）が提案され LBL²⁹⁾、カラム³⁰⁾、原研¹¹⁾ で実験が行われている。またペニング型イオン源³¹⁾ やマグネトロン型イオン源³²⁾ に於て 100 mA/cm^2 程度の H^- イオンビームが引き出されていることは、放電プラズマからの負イオン直接引き出しのポテンシャルの大きさを示すものとして注目される。この方法の利点はセシウムが不要で、ビームの発散と不純物が小さいことであり、問題は負イオンと同時に加速される電子の抑制である。

我々はプラズマ内体積生成法の持つ利点を高く評価し専らこの型のイオン源を試験して来た。約二ケ年の而も基礎的パラメータサーベイを行っただけであるが、磁気フィルターを使ったイオン源によって最大 15 mA/cm^2 、 25 keV 0.1 A の H^- ビームを引き出す事に成功している。また電子の量を H^- イオンに比較して $1:1$ 以下に抑える事に成功している他、世界で初めて H^- イオンビームの発散を測定し、加速電圧 25 keV に於て $0.8^\circ (1/e)$ という値を得ている³³⁾。この発散角は同電圧の H^- ビームに較べてずいぶん小さく高電圧に加速することによって更に良くなる事が予期される。現在当研究室では 2 A 用加速電極及び 80 kV 加速電源を準備中であり今後の試験結果に期待を乞いたい。

以上の結果及び正イオン源あるいは加速器など他の用途のものをまとめると第 2.1 表に示すようである。この表から負イオン源の開発の現状はまだ大電流ビームを引き出すには到っていないものの、電流密度の点においてはかなりの高い値が得られ始めていることがわかる。これが更に技術開発が進み、正イオン源開発で培われた大電流大パワービームの取扱い技術の上に発展させて行けるならば高出力の負イオンビームが得られる日もそう遠くはないといえる。また加速器の分野に於ては 1 MeV 近いビームが小電流ながらも静電加速法にて作り出されていることは注目に値する。

第2.1表 イオン源一覧表

研究所名	型式	加速エネルギー, 電流, パルス幅	核種	用途その他
フォンテネオローズ	ペリプラズマトロン	160 kV × 37 A × 5 秒	D ⁺	0.65° 核融合 加熱用 (36)
JET/カラム	多極磁場型	80 kV 63 A 17 秒	H ⁺	0.57° " 37,38)
ローレンスバークレー	"	120 kV 53 A 2 秒	D ⁺	0.86° × 0.33° " 39)
原 研	"	100 kV 40 A 10 秒	H ⁺	0.9° " 40)
"	"	200 kV 3.5 A 0.1s	He ⁺	0.18° " 計測用 41)
ブルックヘブン国立	ペニング型	750 keV 90 mA	H ⁺	高エネルギー物理学用
CERN	高周波型	500 keV 200 mA	H ⁺	"
高エネルギー研	デュオプラズマトロン	750 keV 700 mA 15 μs	H ⁺	"
フェルミ国立研	表面生成型	200 MeV 30 mA	H ⁻	" 42)
ブルックヘブン国立	"	200 MeV	H ⁻	"
高エネルギー研	"	750 keV 20 mA 200 μs	H ⁻	"
原 研	デュオプラズマトロン等	320 keV 5 μA DC	C ⁶⁺ 等	原子核物理学用
日新電機	フリーマン型	80 keV 20 mA DC	As ⁺ 等	イオンインプランテーション用 44)
"	"	400 keV 300 μA DC	"	"
Kurchatov	二重荷電交換型	80 kV 5.5 A 10 mS	H ⁻	26 mA/cm ² (19)
"	"	80 kV 1 A	He ⁻	(19)
LBL	"	10.5 kV 2.2 A	D ⁻	12 mA/cm ² 1980 (18)
Novosibirsk	表面生成	25 kV 1.1 A 0.2-0.8 mS	H ⁻	180 mA/cm ² 1983 (24)
LBL	"	80 kV 1.1 A 30 S	H ⁻	5.5 mA/cm ² 1985 (25)
ORNL	"	18 kV 0.625 A 9 S	H ⁻	125 mA/cm ² (23)
BNL	"	0.6 A 25 mS	H ⁻	4 mA/cm ² (21)
LBL/Los Alamos	体積生成	92 kV 2.7 mA 0.4 mS	H ⁻	38 mA/cm ² 1984 (34)
原 研	"	25 kV 0.1 A 0.2 S	H ⁻	10 mA/cm ² 1985 (33)
Culham	"	27 kV 20 mA DC	H ⁻	20-60 mA/cm ² 1985 (35)

2.2 負イオンシステム例

負イオン源の開発がこのようにまだ初期的段階にある以上、それを使った中性粒子入射装置の設計はその視点を現在よりどのくらいの将来に置く、かによって内容が変ってくる。そのような例としてLBLの400/800 keVの入射装置の設計例^{45,46)}とORNLの200 keVシステムの設計例⁴⁷⁾を挙げる事ができる。LBLの設計は長期的視点に立ったもので、800 keVの設計は実験炉FED-A用加熱装置であり400 keVの設計はその実証装置という設定である。後者は400 keVに於て5-10 AのD⁻ビームを加速しようとするもので、このパラメータ設定はNational Negative-Ion-Bused Neutral Beam Development Plan⁴⁸⁾に基いている。装置の全体像は第2.2.1図に示すもので、イオン源にはLBLの表面生成型負イオン源を使用している。イオン源から出たD⁻はまず前段加速部で80 keV迄加速され、80 keV輸送・排気部へ入る。ここでの主目的はイオン源から流入する中性ガスの排気で、そのためにクライオポンプがガスを差動排気できる様に配置されている。ビームはエネルギーを一定に保ったまま横電場収束・Transverse Field Focussing (TFF)により輸送される⁴⁹⁾。TFFはこの設計の要となる技術で、強い横方向の交番電場を掛けることによってビームの空間電荷による膨張を抑えながら真空中をビームを輸送・加速するものである。原型は電子ビームの加速装置^{50,51)}であるといわれる。真空度が高くなった所でビームは同様なTFFの概念を応用した加速部で400 keV迄エネルギーを上げられ、TFF輸送部を通して中性化セルへ導びかれ中性粒子ビームになる。中性化セルはレーザー光脱離を利用した効率の高いもので、極くわずかの残留イオンがイオンダンプへ導びかれる他は大部分のD⁻はD⁰となって炉心プラズマへ入射される。真空度は詳しく設計されていないが、差動排気部出口で10⁻⁶ Torrとされている。800 keVの装置を第2.2.2図に示すが基本的な構成は400 keVのものと同様である。異なる点はイオン源での加速電圧が80 keVから200 keVへ上げられていること、TFF加速部での電圧が高くなっている点である。1本のシート状ビームの寸法は1.1 m高×1.5 cm厚で全体で5.5 Aのイオン電流を運ぶ。1.5 cm幅のビームを発射するのに要すコンバータの幅は5 cm必要で、イオンはピアス型の集束を受ける様に設計されている。TFF輸送部ではこの1.5 cm厚のビームを約0.5 mの曲率半径で曲げながら炉心プラズマ近くまで導びいてゆく。輸送部でのベンドによって中性子ストリーミングが防止され、その減衰率は10⁵と評価されている。壁と壁の間の部分はボロンを含んだ水で満たされており、イオン源を手で触れてメンテナンス可能と考えられている。

800 keVシステムは1ビームラインで25 MWのパワーを入射でき、FEDのためには2ポート、50 MWで充分である。図には4ビームライン描かれているが、2ビームラインはバックアップシステムである。定常的電流駆動を考えており、システムの総合効率は70%台である(2.2.1表)。

これに対しORNLの設計例は200 keVにて10 Aのイオンビームを定常的に得る装置である。この装置は既に確立された技術と現在得られるデータベースに基いて設計されており⁵²⁾、この点において前述のLBLの設計とは根本的に異っている。装置の全体図は第2.2.3図に示す通りで、イオン源にはORNLで開発中の表面生成型を用いている。このイオン源はSITEX²³⁾と呼ばれ、LBLのものがバケット型イオン源に近いのに対し、むしろペニング型に近く、イオンビームは磁場を横切って加速される。電子はExBドリフトによって取り除かれる他、ビームプラズマ側

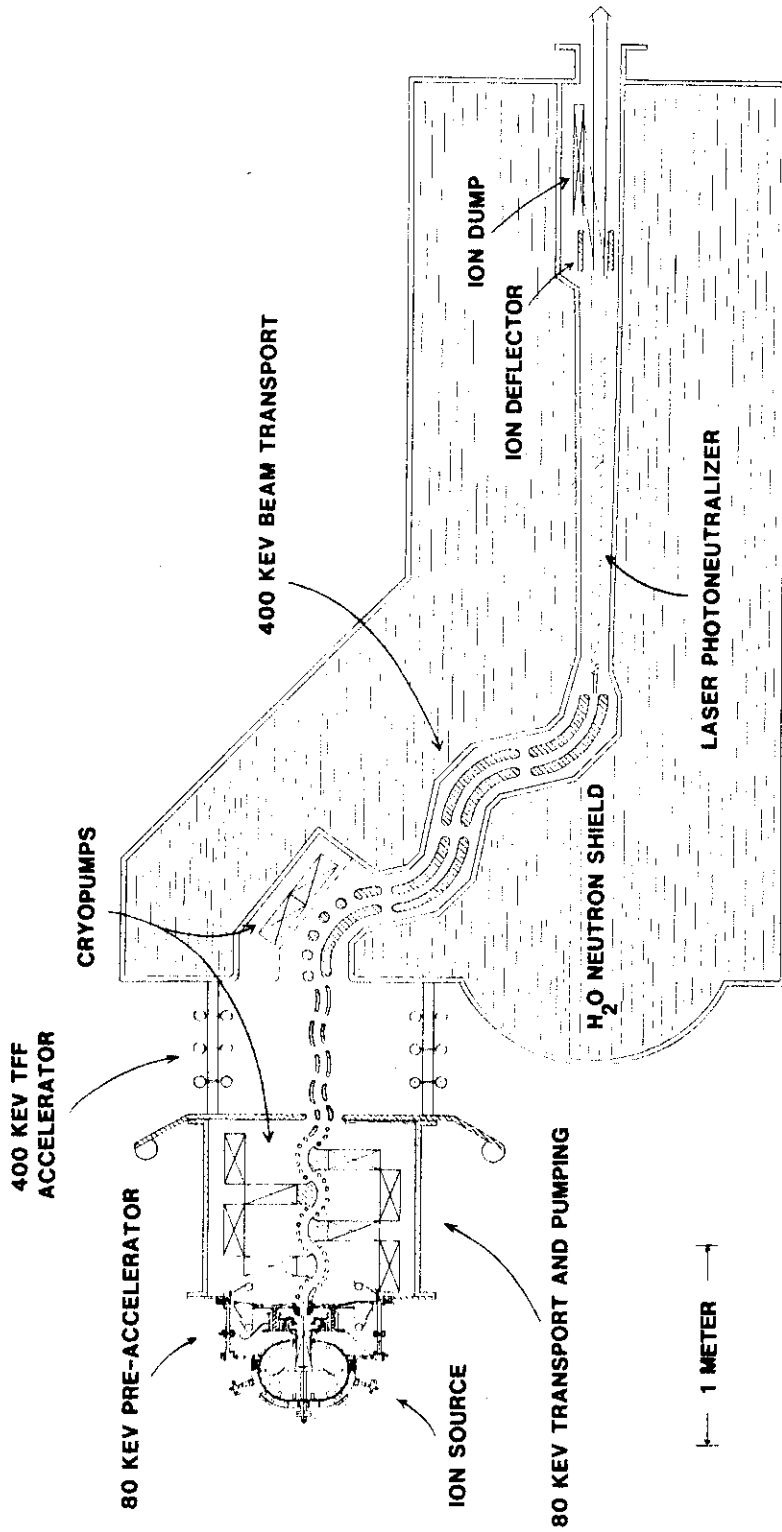
からの正イオンもこの磁場によって逆流が阻止される。粒子の流れは第 2.2.4 図に、パワーフローは第 2.2.5 図に示す通りである。ビーム引出し密度は 200 mA/cm^2 というかなり高い値を用いており、ビーム発散が磁場の影響込みで 1° 以下と推定している⁵³⁾のはかなり楽観的かもしれない。中性化セルは長さ 2m 断面 $17 \times 22 \text{ cm}^2$ のガスセルで、イオン源とは離して設けられ真空度は 1 mTorr でそれを維持するのに $5 \text{ Torr } \ell/\text{s}$ のガス流量が必要である。イオン源からのガス流量と合わせて、ビームラインを $1 \sim 1.5 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ に保つため $400 \sim 600 \text{ k } \ell/\text{s}$ のクライオポンプを設けており、ストリップによるロスは 15% と見積っている。ビームラインの大きさ、効率などは 40 keV の正イオンによる粒子入射装置である PDX/PBX 用ビームラインとほぼ同じである。この設計は 1981 年の DOE による 200 keV 1 MW 装置の設計レビューによって行われたもので、ORNL の他に LBL⁵⁴⁾、BNL⁵⁵⁾ から類似の設計例が発表されている。これらの設計研究が示す所は 200 keV で 1 MW のビームを入射する装置は今すぐに製作可能な技術水準にあるということである。

以上に述べた様なところが負イオン源とそのシステムを考える上での技術水準であり、これらが将来に向かってどのように外挿されてゆくか、どう外挿してゆくべきかを以下の章において議論している。

第 2.2.1 表 Representative neutral beam requirements for fusion reactors

Class of Machine	Representative Machine	Beam Application	Beam Characteristics		
			Energy (keV)	Power into the Plasma (MW)	
Next-Generation	Tokamak ETR (FED-A)	Current Drive, Heating	DC : 400-800	40-50	
	Mirror ETR	Plug Cell Potential Barrier	DC : 475	9.5	Internal Transformer: 175-400
	INTOR-Class Tokamak	Heating, Current Drive	DC : 1000-2000	40 110	Internal Transformer: 400
	MARS Tandem Mirror	Anchor Cell Potential Barrier	DC : 475	18	

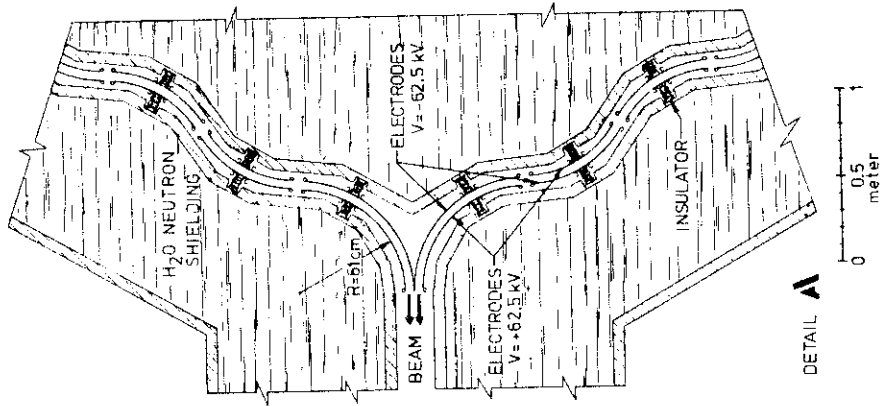
(Courtesy of LBL)



XBL 8211-7449

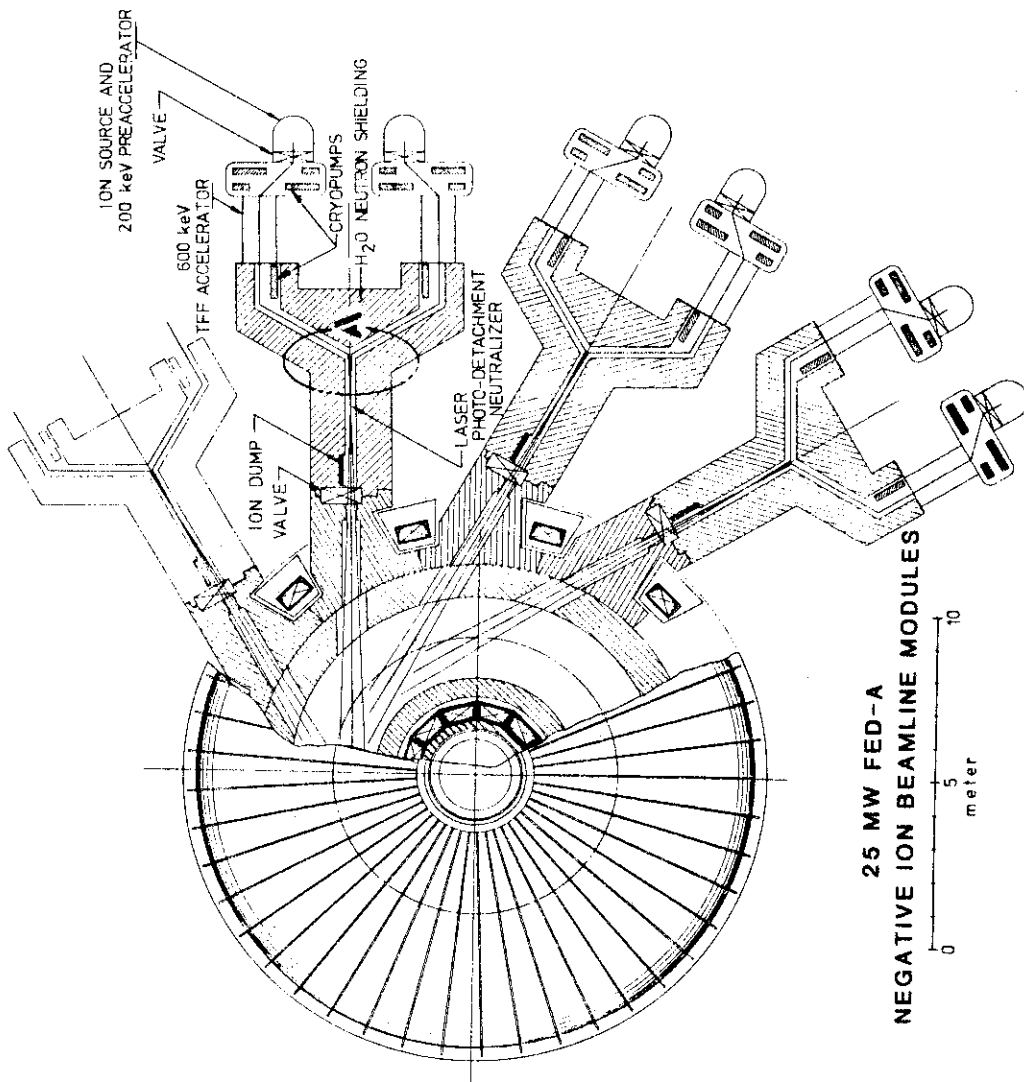
**400 KEV NEUTRAL BEAM SYSTEM
2 MW PER METER OF SOURCE LENGTH**

第2.2.1 400 keV Neutral Beam System (Reproduced from Ref. 46 courtesy of LBL)

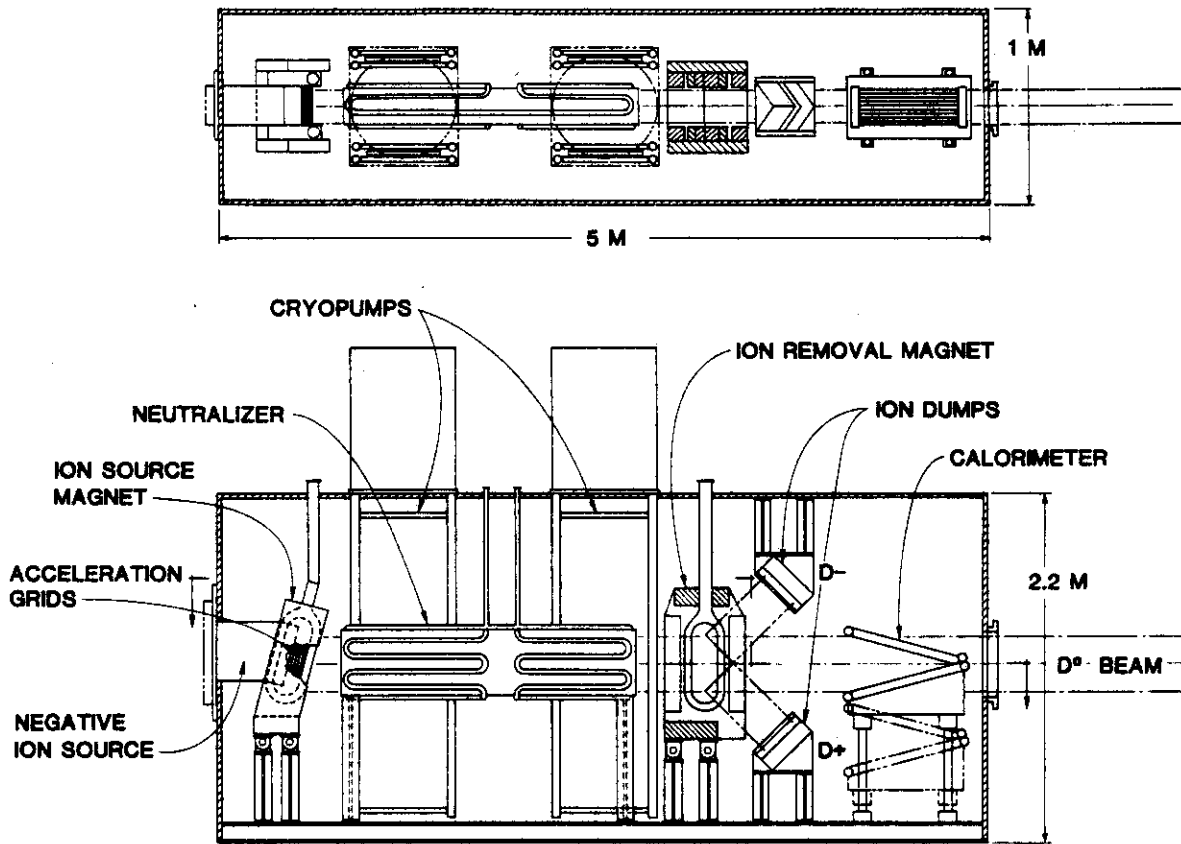


TFF BEAM TRANSPORT

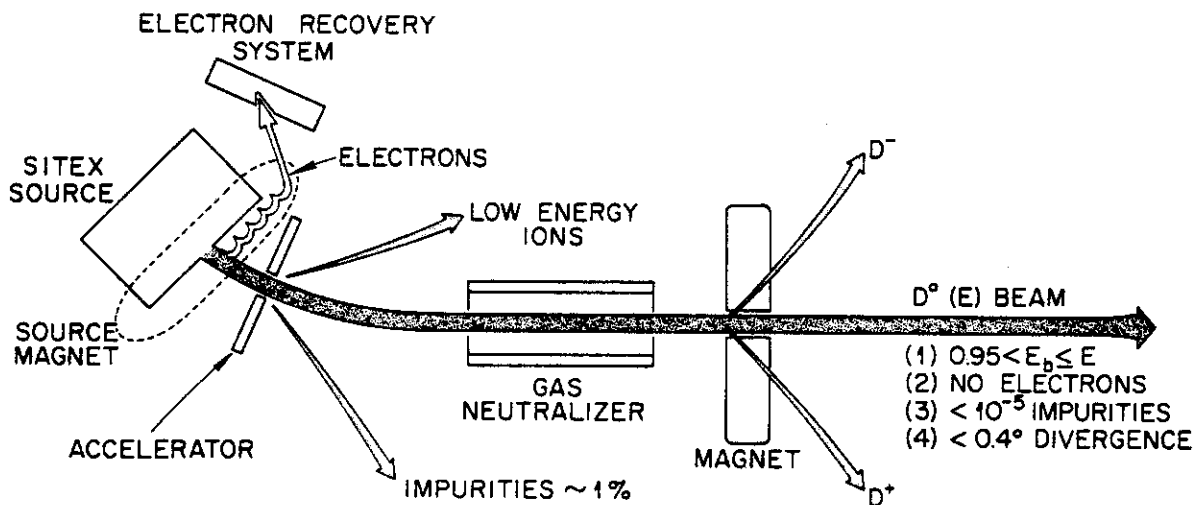
XBL 828-11317



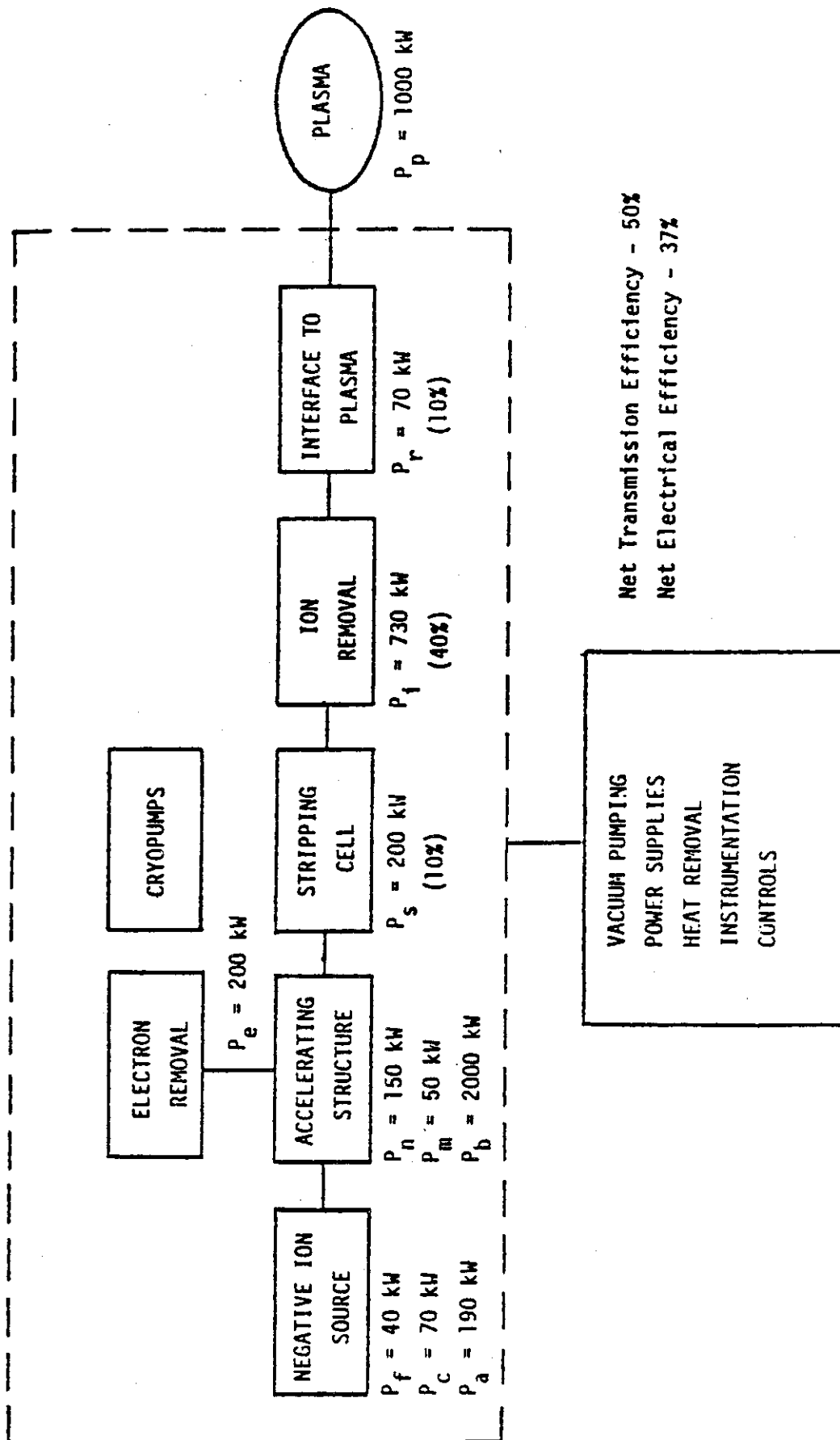
第 2.2.2 区 25 MW FED-A negative ion beamline modules



第 2.2.3 图 A 1-MW/200-keV beam line conceptual design based on the ORNL SITEX negative ion source (Reproduced from Ref. 47 courtesy of ORNL)



第 2.2.4 图 Illustration of the momentum separation function of the SITEX source magnetic field



第2.2.5 图 Negative ion based neutral beam system efficiencies

3. 主要性能

3.1 基本諸元の選定

最初に負イオンシステム概念設計を始めるに当って、その基本方針を決定した。それは、

1. JT-60をはじめとする大型トカマク装置の次の装置-DT燃焼による自己点火炉のための加熱装置とする。
2. 現在より約5年後に製作設計を開始し、10年後には完成する装置とし、現在確立された技術のみにはこだわらずにしかも現在の技術水準より合理的に外挿できる技術によって設計する。
3. 次期装置用加熱装置として夢を持つことができるような設計とし、正イオンシステム設計例が植え付けた大きいというイメージを払拭する。

当面の設計対象としては現在炉設計研究室で作業が行われている核融合実験炉に合わせることにした。従ってエネルギー、パワーなどは実験炉からの要請である程度決められてしまうこととなる。決定された主要諸元は第3.1表に示す通りである。入射する粒子は当面D⁰のみを考慮することとし、エネルギーを500 keVとした。

第3.1表 主要諸元

エネルギー	500 keV
パワー	20 MW
パルス幅	10秒～DC

入射装置一基当りの入射パワーはトーラスの真空容器内へ入るパワーとして20MWとすることにした。これは実験炉へ入射する必要のあるパワーが正味25MWから50MWとかなり大きく、一基当り10MWでは数が増えて炉本体廻りが複雑化することを恐れたためである。また加速エネルギーが500 keVと高いため一基当り取扱う粒子数は小さいので、ガスフローを設計する上で一基当りのパワーは大きな問題ではない。将来の炉からの要請によってこれを変更することは容易である。

パルス幅は10秒以上とした。これはJT-60用中性粒子入射装置の経験でも、ビーム幅10秒というのはビームライン機器類にとってほぼ定常のビーム取扱い能力を持たせるのと等価であり設計上の問題にはならない。但し今回の設計研究には含まれなかったが、クライオポンプを如何に定常的に動かすか(連続再生の方法)とか、熱容量が大きくてあまり問題にならなかった様な部分の冷却を考える必要がでてくるなどの違いは当然これから解決してゆくべき課題である。

加速エネルギーをいくらに選ぶかは少々迷った点であり、作業中にも何度かエネルギー見直し論が出された。実験炉の大きさの炉心プラズマを想定した場合、後で述べる様に垂直入射で300 keV以上、接線入射では更に高いエネルギーが必要になる。従って1000 keV程度の値を選びたくなる所である。しかし第2.1表を見るとわかる様にアンペアオーダーでビームが得られてい

る加速エネルギーは当研究室での 200 keV が最高であり、電極間での放電破壊時のエネルギーの阻止などの技術は電圧の自乗に比例する以上に困難になる事を考えると、現在の静電加速技術の延長のままで 1000 keV にて 10~20 A ものビームを加速するのは困難であると考えられる。放電破壊時の回路のストレー容量に蓄えられたエネルギー放出量 Q は

$$Q = \frac{1}{2} CV^2$$

で与えられる。ここで C はストレー容量で V は充電電圧である。原型ユニットの例を考えると電圧が 100 kV であるから 1 MV はその 10 倍、ストレー C が一定としてそれに蓄えられるエネルギーは 100 倍である。ところが現在 100 kV の電源において既にそのストレー C から放出されるエネルギーを阻止するため大容量 ($V \cdot s$) のトロイダルコアを負荷端に挿入しておりサージエネルギーの 99.4% をトロイダルコアにて吸収している⁵⁶⁾。従って放電破壊時に負荷に流入するサージエネルギーを現在のものと同一にしようとする全サージエネルギーの 99.994% を負荷に流入する前に吸収する必要がある、これは現在保有する技術の延長では到達できない値であると予想される。即ち 1 MV において大電流のイオンビームを加速するためには現在の静電加速方式のままでは困難であり、現在の静電加速法を適用できる限界は 500 kV あたりではないかと考えられる。更に炉心プラズマの側に立って考えてみると、自己点火するくらい粒子閉じ込めが良い場合には必ずしも中心までビームがデポジションする必要はない。正イオンを用いた中性粒子入射装置のエネルギーが 150~200 keV で設計されていることを注目したい。また別の見方をとると実験炉の現在発表されている大きさは考え得る最大の寸法であり、今後設計がリファインされる毎に小さくなりこそすれ大きくなる可能性はないと考えられる。更に現在行う設計上の値としてどのくらいの値が適当かと云う判断がある。エネルギーを高目に設定すると取扱う粒子数がそれだけ減る（パワー一定とするならば）ので、イオン源の引出し電流密度やビームラインのガスハンドリング能力を小さい値で設計することになる。この場合後にエネルギーを低い値に変更した場合、粒子取扱い能力をそれだけ大きくする必要がでてくるので、ビームラインの設計を根本的に見直す必要がでてくる可能性もある。ところがエネルギーを低い値に設定しておけば、加速部の開発が順調に行われた場合、イオン源の電流密度を下げるなり、ビームラインのガス取扱い能力を落すなりすればよいのでこの変更は簡単である。

以上の様な理由により当面は設計上の値として 500 keV が妥当であると結論するに至った。

3.2 ビームエネルギー

ここで検討するのはビームエネルギー評価法のひとつである。ビームのトラップ長さを λ_t 、ビームがプラズマを突き通す長さを l とした時 $\lambda_t = l/4$ となるエネルギーをもって最適エネルギーとする。

(1) 接線入射の場合

$$\begin{aligned} R_{inj} &= R_0 - \frac{1}{2} a \text{ のとき} \\ l/a &= (12 R_0 / a + 3)^{\frac{1}{2}} \\ &\approx 7.66 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \lambda_t &= \frac{1}{4} \ell \\ &= \frac{1}{4} \times 7.66 a \\ &= 2.1 \text{ m} \end{aligned}$$

ここでビームの強度 I は入射前の値を I_0 とすると

$$\begin{aligned} I &= I_0 (1 - \exp(-n\sigma z)) \\ &= I_0 (1 - \exp(-n\langle\sigma v\rangle z/v_b)) \end{aligned}$$

ここで v_b はビームの速度, z は侵入深さである。よって

$$v_b = \lambda_t \langle\sigma v\rangle \bar{n}_e$$

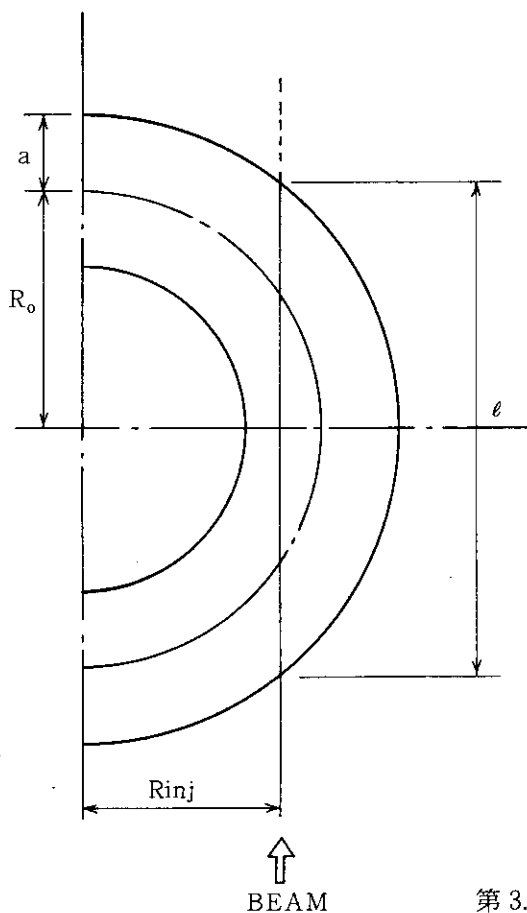
又は

$$\langle\sigma v\rangle = 3.5 \times 10^{-17} \sqrt{E_b} \dots\dots\dots (*)$$

但し, ここで実験炉の寸法を

$$\begin{aligned} R_0 &= 5.2 \text{ m} \\ a &= 1.12 \text{ m} \\ \bar{n} &= 1.32 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \end{aligned}$$

とおいた (第 3.2.1 図参照)。



第 3.2.1 図 ビーム入射経路

(*)式をビームの反応係数の図(第3.2.2図)⁵⁷⁾に重ね書きして、交互を求めると、必要なビームエネルギー E_b は

$$E_b \approx 1200 \text{ keV}$$

但し、 T_e を 10 keV とした。

(2) 垂直入射の場合

$$\lambda_t = \frac{1}{4} \ell = \frac{1}{2} a$$

$$v_b = 0.56 \times 1.32 \times 10^{20} \cdot \langle \sigma v \rangle$$

$$\langle \sigma v \rangle = 1.35 \times 10^{-16} \sqrt{E_b}$$

前項と同様にして

$$E_b \approx 270 \text{ keV}$$

(3) Z_{eff} の効果

接線入射で $E_b \geq 75 \text{ keV}$, $\lambda_t \sim a/4$ の時

$$E_b \text{ (keV/nucleon)} \approx 4.5 \times 10^{-15} n_{e0} \cdot a \cdot Z_{\text{eff}}$$

Z_{eff} が 1 より大きくなると必要なビームエネルギーもこれに比例して大きくなる。

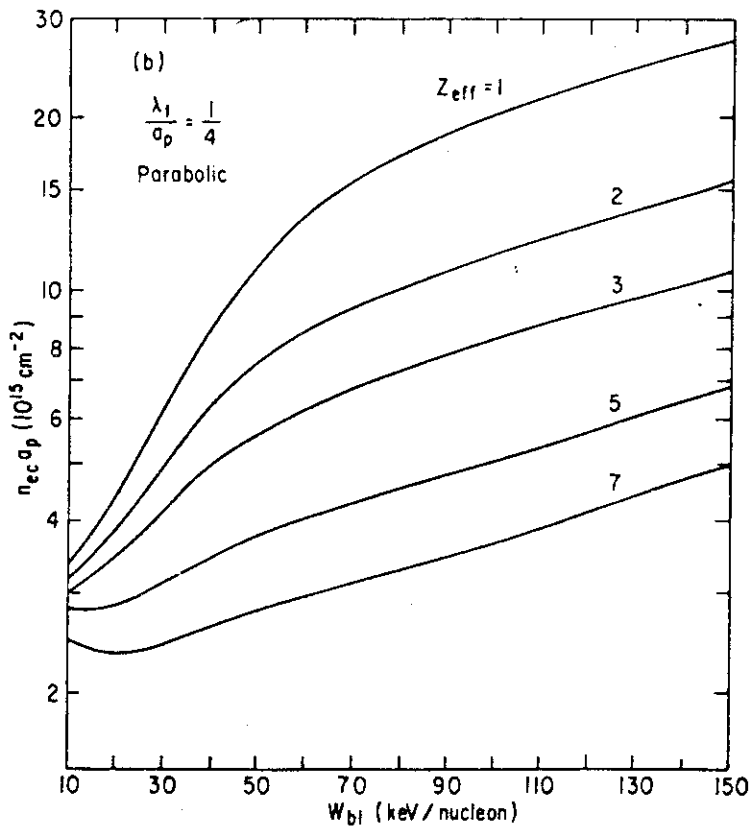
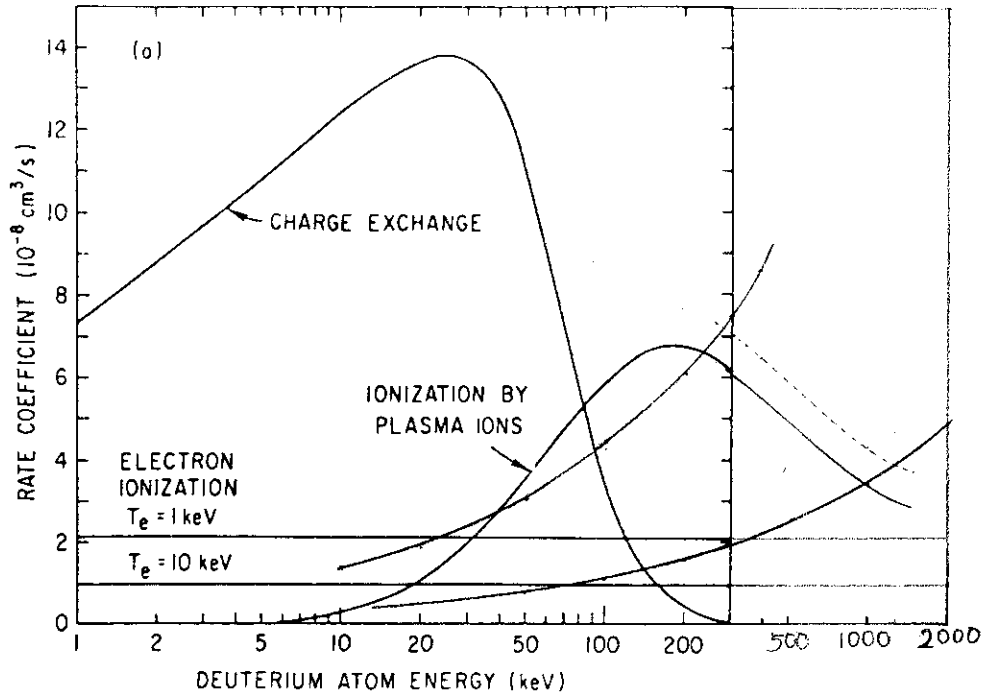


FIG. 7. (a) Rate coefficients for charge-exchange, ionization by plasma ions, and electron ionization for a fast deuterium atom in a hydrogenic plasma. (b) Maximum plasma opacity for acceptable neutral-beam penetration by tangential injection, assuming that the impact-ionization cross-section is enhanced by Z_{eff} . Trapping length λ_t is calculated at central density n_{ec} .

第 3. 2. 2 図 反応係数及びプラズマ厚みのエネルギー依存性

(Reproduced from Ref. 56 courtesy of D. Jassby)

4. イオン源

4.1 ソース部

前章に於て基本的諸元は決定されたが、これだけではイオン源の仕様を決めることはできない。というのは第 1.1 図に見る様に中性化の方式によって必要なイオンビームの量がかなり違ってくるからである。ここでは中性化方式を考える前にイオン源の概略について考える。

まずイオン源のソース部には体積生成型を採ることとする。それは第 2 章にて述べた利害得失の他に、他の二方式はアルカリ金属を使用しており、放射線環境下でメンテナンスフリーで動作し続けるものができるとは考え難いからである。また他の二方式に較べてビームの発散が小さくなるというのも大きな利点のひとつである。この方式は電流密度の高いものが作り難い方式であるが、第 2.1 表に示すように現象の理解が進むと共に次第に電流密度の高いデータが得られ始めている。

現在の体積生成型ソースでは引出し可能な電流密度はソース部の真空度によって大きく影響され、第 2.1 表に示す三つのデータはすべてソース部真空度が $1.0 P_a$ 付近で得られた値である。一方イオンの中性ガスとの衝突による中性化断面積は第 1.2 図に示したように非常に大きな値であり、加速領域での真空度を下げる事は死活問題とも云うべき重要性を持っている。加速部の真空度はソース部の真空度で直接的に決定されるから、ソース部の真空度はあまり高い値をとることはできない。ここでは $0.5 P_a$ とした。また引出し電流密度は 50 mA/cm^2 とした。この値を $0.5 P_a$ の真空度で得るには数年の開発期間を要すると思われる。

これらの値を使って、目標の 20MW の中性粒子ビームを得るためにはどのくらいのイオン源が必要になるかを見積ると第 4.1.1 表のようである。ここでは引出し電極の透過度 (= 有効引出孔面積 ÷ 引出し領域の面積) を仮に 40% として見積っているが、後で述べる様に加速部での中性化損失が更に加わってくるのでガス圧分布が決まった段階で補正する必要がある。

第 4.1.1 表 中性化法別に見たイオン源の寸法概略

中性化法	中性化効率	幾何学的効率	全効率	全イオン電流	平均電流密度	引出面の電流密度	引出し面積	イオン源の寸法
ガス	58	90	52	80	20	50	4000	20 × 200
プラズマ	70	"	63	64	20	50	3200	20 × 160
レーザー	99	"	89	46	20	50	2300	20 × 115
(単位)	(%)	(%)	(%)	(A)	(mA/cm ²)	(mA/cm ²)	(cm ²)	(cm × cm)

さて中性化の方式によってイオン源の大きさがずいぶん違って来るが、概略長さ 200 cm で幅 20 cm 程度のイオン源が必要ということがわかる。ここでこのように細長い形としたわけは電極幅を 10~20 cm 程度に選ばないと電極の冷却や熱変形を抑える事が難しいからである。43 cm × 44 cm などという形の電極は機械的設計が非常に難しくなる。また細長い形のビームの方が縦長楕円の炉心プラズマの形により適合していると考えられる。

4.2 加速部

加速部は従来のような多孔型静電加速で設計することとする。まず長さを評価する。200 keV の能動粒子線用イオン源の加速部が約 5 cm, 100 keV の JT-60 イオン源は約 2.2 cm になる。JT-60 イオン源の電界強度は一段目が 30 kV/5 mm で二段目は 70 kV/6.5 mm であるが、少し余裕を見て 5 kV/mm とする。500 keV では 10 cm 必要で電極の厚みを入れて 12 cm を全長とする。電位勾配とガス圧は第 4.2.1 図(a), (b)に示すようになる。

1) 従来型加速管

手初めに従来型加速管を考え、電極間隔を簡単化のため三つの空間に分割して中性化損失を計算してみる。

① 0 - 50 keV

図より $\bar{n} \approx 0.44 \text{ Pa}$ 相当, $l = 3 \text{ cm}$, $\bar{\sigma} \approx 1 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$ と読めるから

$$\exp(-(n l \sigma)_{0-50}) = e^{-0.35} = 0.70$$

② 50 - 200 keV

$\bar{n} \approx 0.3 \text{ Pa}$ 相当, $l = 3 \text{ cm}$, $\bar{\sigma} \approx 5.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2}$

$$e^{-(n l \sigma)_{50-200}} = e^{-0.13} = 0.88$$

③ 200 - 500 keV

$\bar{n} \approx 0.13 \text{ Pa}$, $l = 6 \text{ cm}$, $\bar{\sigma} \approx 2.7 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2}$

$$e^{-(n l \sigma)_{200-500}} = e^{-0.056} = 0.95$$

従って加速部全体では

$$1 - 0.70 \times 0.88 \times 0.95 \approx 0.4$$

即ち40%が損失し、その大部分は50keV以下の前段加速の段階にて生じてしまう。これは少し大きすぎるから50keV以上に加速する主加速部にガス抜き穴をつける等のコンダクタンス拡大対策を行ってみる。例えば50keV~500keVまで加速する電極間隔は8cmであるから、電極の周囲から排気するとしたら、ガス抜き孔として $(20+200) \times 2 \times 8 \text{ cm}^2 = 3520 \text{ cm}^2$ の面積が得られる。これは電極の引出し面積 $\approx 1600 \text{ cm}^2$ の2.2倍であり、前段加速部出口にて圧力は $\frac{1}{2}$ になる。この場合前段加速部での中性化損失は20%以上になる。これでもまだ損失が大きすぎるので、更にガス圧を下げる事を考える。

2) 大口径加速管

加速間隙でのガス圧を更に下げるために第4.2.2図に示すような加速電極を考える。加速電圧が50keVまでは孔径9mm ϕ の従来の多孔形電極を踏襲しているが、主加速部(第5,6枚目)の

電極は、幅が10~20 cmの大きな孔を持ったものとする。電極間隔も孔径に合わせて広くするものとする。またこれらの電極は宙吊りされており周囲は充分な面積のクライオパネルにて囲まれているものとする。この様な電極の孔形状は過去に例がないものであるが、電極の宙吊り方式は既に例がある⁵⁸⁾。

を200 から240 cmとしたのは加速部での中性化損失分を補うためである。コンダクタンスは

$$\text{第1 + 第2 電極} \rightarrow 30 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$\text{第3 電極 (450 kV) は周囲からのガス引きを含めて} \rightarrow 100 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$\text{第4 電極は無視し, 第5 電極と側面が効くとして} \rightarrow 400 \text{ m}^3/\text{s}$$

よってガス流量 Q は

$$Q = 0.5 (P_a) / \left(\frac{1}{30} + \frac{1}{100} + \frac{1}{400} \right) (\text{m}^3/\text{s}) = 11 (P_a \text{ m}^3/\text{s})$$

これよりガス圧分布は第4.2.3 図に示す如くなる。中性化損失は

① 0 - 2 keV

$$0.32 P_a \times 1.6 \text{ cm} \times 2.47 \times 10^{14} \text{ cm}^3/P_a \times 1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2 = 0.126$$

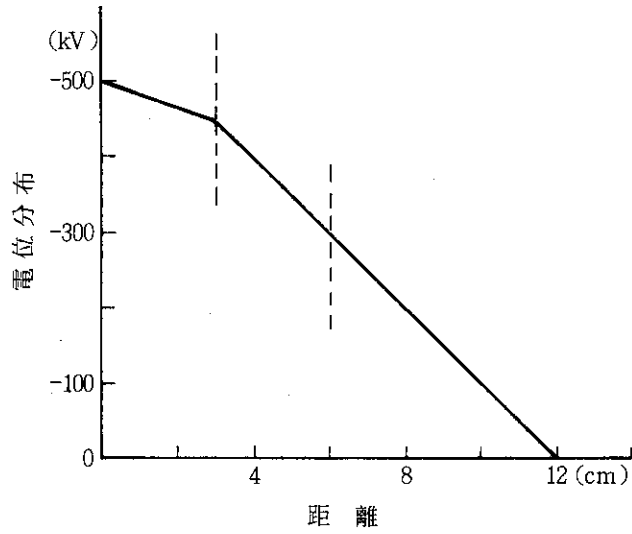
② 2 - 50 keV

$$(0.148 \times 1.3 + 0.074 \times 0.3) \times 2.47 \times 10^{14} \times 9 \times 10^{-16} = 0.048$$

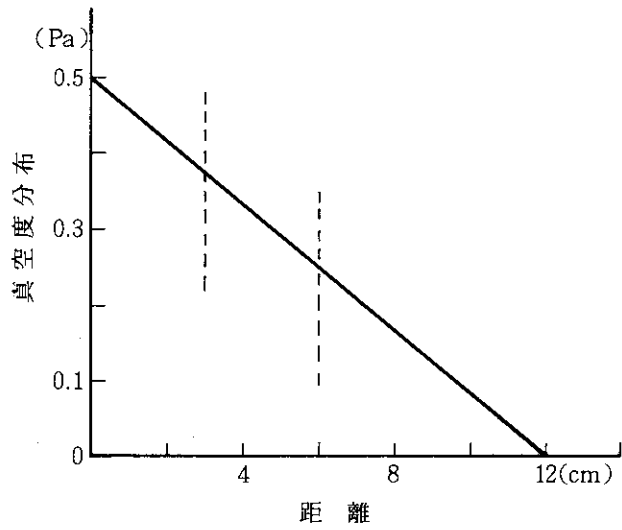
③ 50 - 500 keV

$$0.04 P_a \times 15 \text{ cm} \times 2.47 \times 10^{14} \text{ cm}^3/P_a \times 2.8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 = 0.041$$

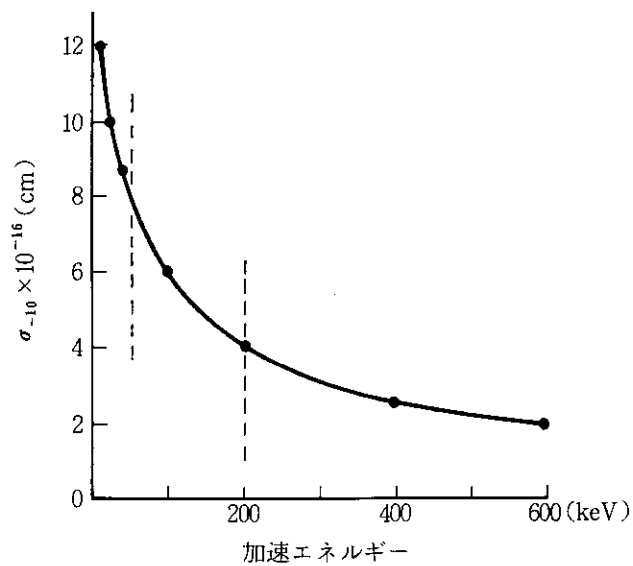
ここでガスの温度は常温とし断面積 $\sigma_{-1.1}$ は中井⁵⁹⁾の値を採った。 $\sigma_{-1.1}$ の値は測定者によりかなりの開きがあってデータを使用する際に注意が必要かと思われる。また機会を見て300 keV イオン源テストセット ITS-2a にて測定しておく必要がある。結局イオンの損失は前段加速部で約17%、主加速部で4%になり、従来型加速管の約半とする事ができる。また電極が大口径形だが宙吊り式ではないと考えるとガス圧が全体に高くなるため損失割合は35%以上に上昇してしまう。電極を大口径形とし更に間隙を広げて電極間隙内のガス圧を下げる工夫が必要であり、最小限で2割程度のイオン損失は避けられないと考えておいた方がよい。しかしこの損失の大部分は前段加速領域のエネルギーの低い所で発生するためパワー効率に与える影響は小さい。



第 4.2.1 図(a)
加速部電位分布

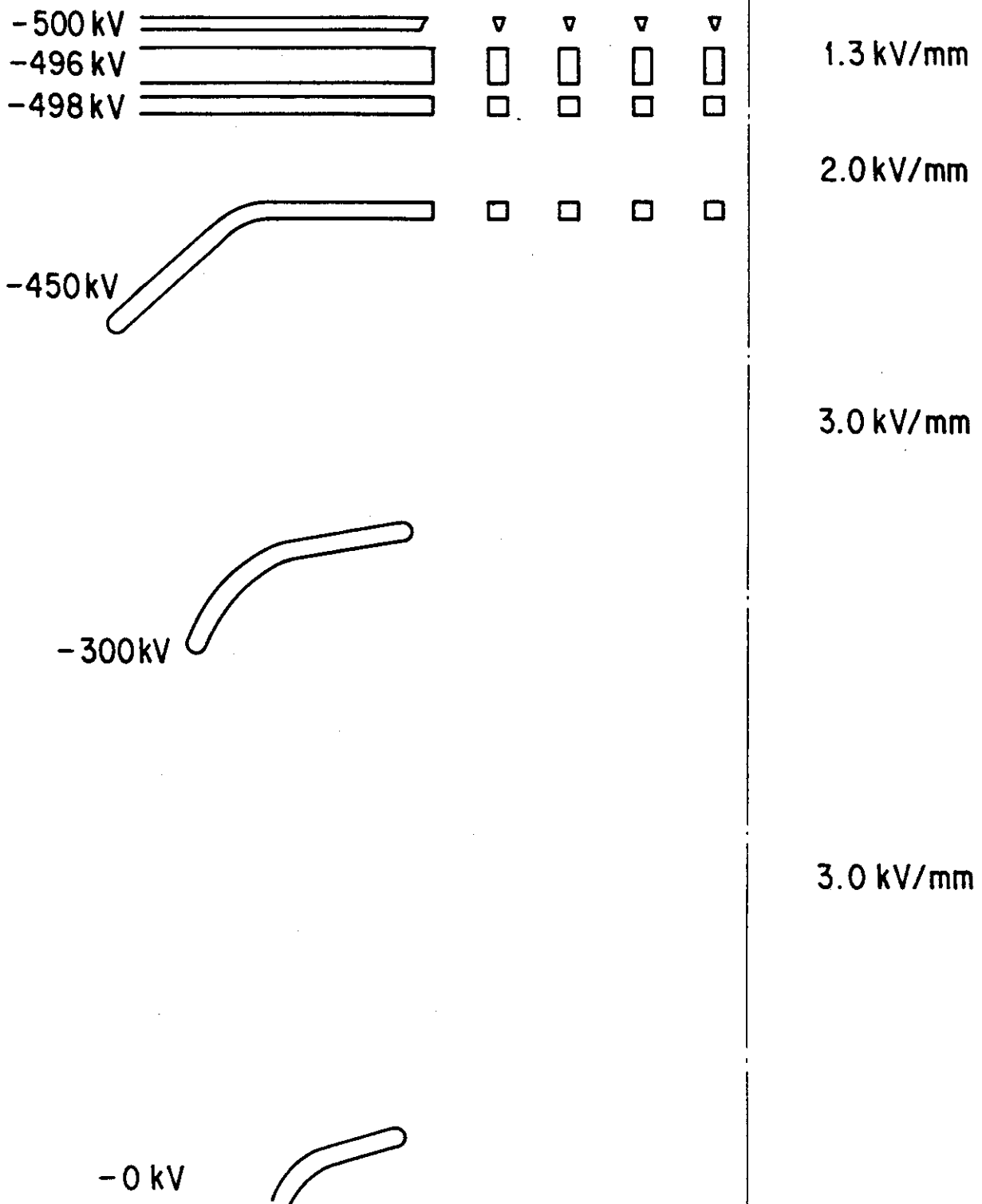


第 4.2.1 図(b)
加速部真空度分布

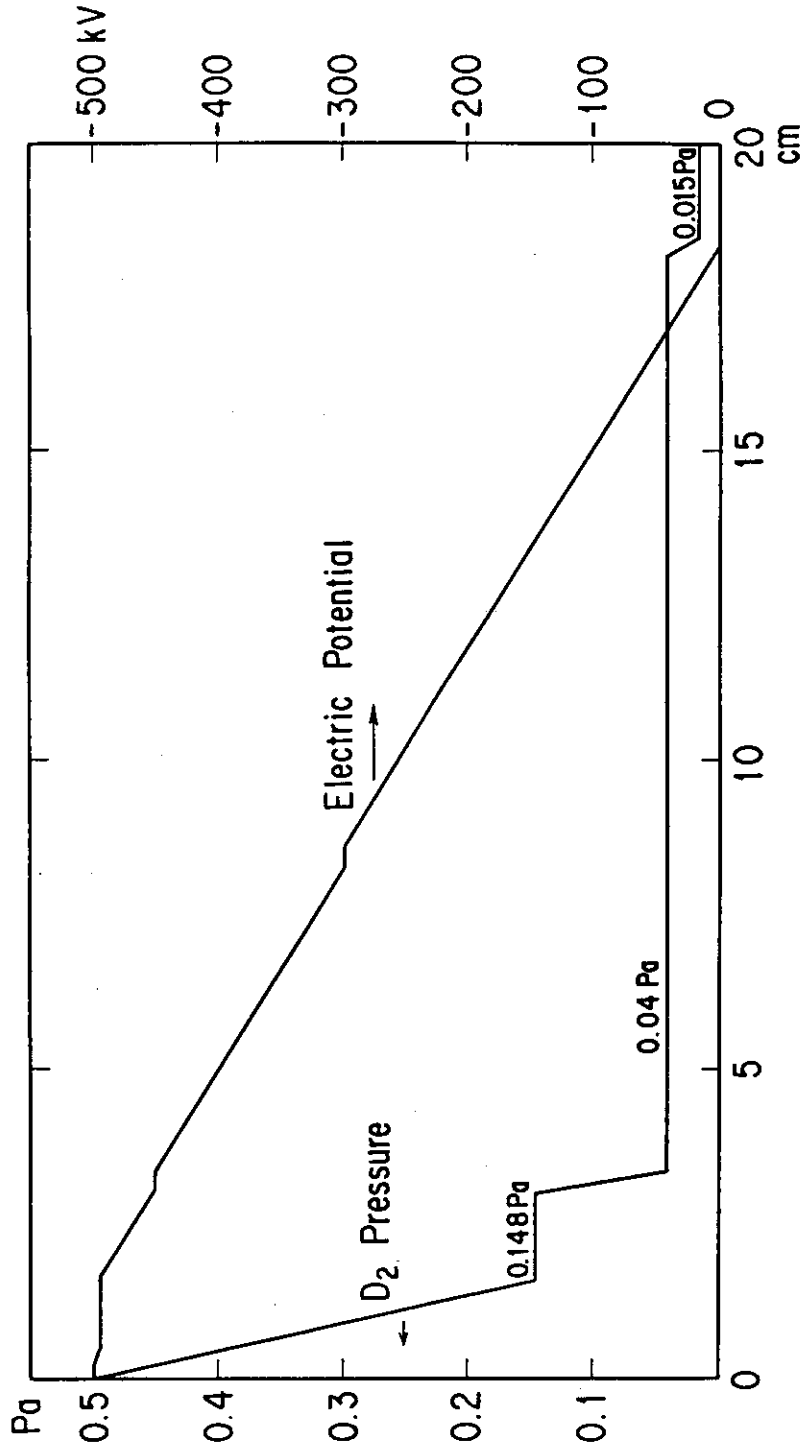


第 4.2.1 図(c)
中性化断面積

Plasma Source



第 4.2.2 図 大口径加速電極曲面図



第 4. 2. 3 図 加速領域でのガス圧及び電位分布

4.3 加速部軌道計算

前項で考えたような多孔型と大口径型の組合せによるイオンの静電加速がうまく働くことを確認するために、加速部の数値シミュレーションを行った。

1. 計算条件

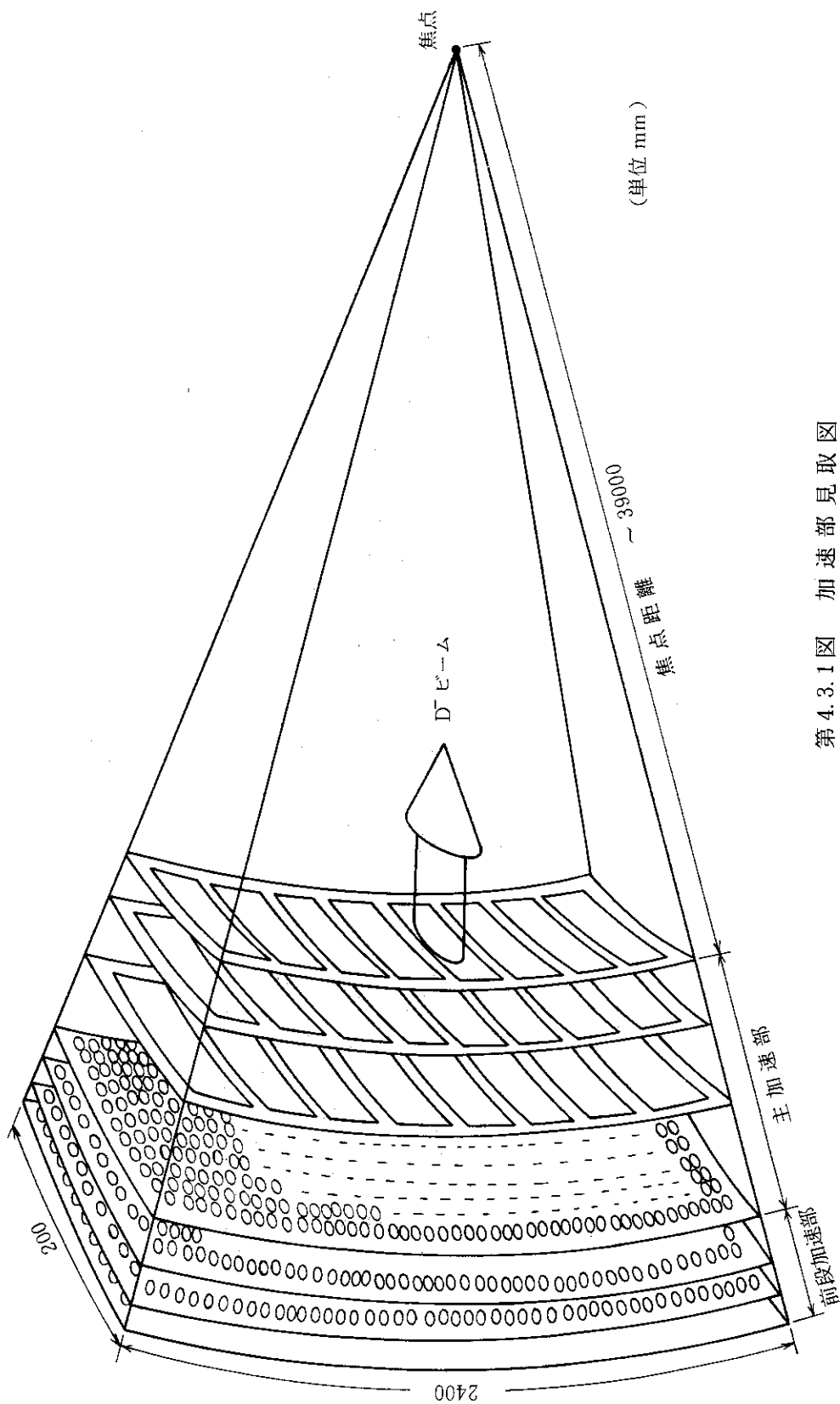
加速部の孔形状には円形とスリット形の二通りが考えられるが計算コードの便宜上からとり合えずスリット形で計算してみた。主加速部をスリット形とするが前段加速部（多孔部）は円形孔又はスリット形孔のどちらでも可能である。電極の引出し領域は20 cm × 240 cm と大きいので、各電極面はその曲率半径が焦点距離に等しい同心球面（円面）とする。加速電極の見取り図を第4.3.1図に示す。

計算は主加速部の大口径孔に3つのビームレットが入る場合と5つのビームレットが入る場合について行った。計算結果は第4.3.2図、同3図に示す通りである。計算をしたのは大口径電極より成る主加速部のみであり、主加速部へは30 keV のビームが入るものとした。またイオン温度 $T_i = 0$ （ビームは主加速部へ完全に平行な形で入射する）、電流密度を50 mA/cm²とした。

この結果からいずれの場合も解になり得ることがわかる。また前段加速部には次の事が要求されることがわかった。

1. 加速領域の周辺部に行くに従って10度程度のビームレット偏向を行い集束する必要がある。
2. 主加速部ではビームレットの静電収束は殆んど期待できないので、前段加速部にて非常に発散の小さなビームを作っておく必要がある。

このような形状では下流のビームプラズマ側からの逆流正イオンを阻止するのが難しく、ビームプラズマの濃度を実験で早く押える必要がある。またこれはドリフト部でのビームの空間電荷中和との問題とも関係がある。

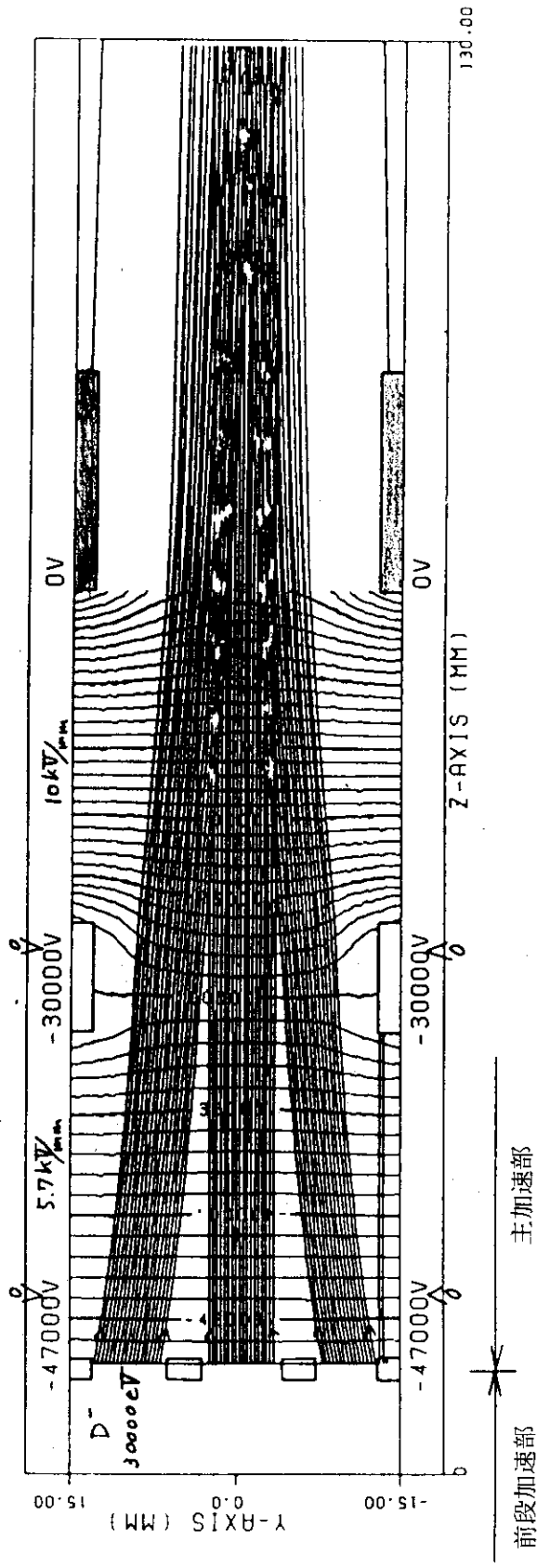


第4.3.1图 加速部見取图

TEST DATA ** NEGATIVE ION ACCELERATOR X-Y ** FIXED BOUNDARY

BEAM TYPE 1

CURRENT DENSITY = $-1.5810E+08$ (MA/CM²) → 50 mA/cm^2
 TOTAL CURRENT = $2.7911E-00$ (A/M)
 PERVEANCE = $2.7392E-087$ (A/V**1.5)
 DIVERGENCE (RMS) = $1.4838E+00$ (DEG)
 ELECTRON TEMPERATURE = 0.0 (EV)
 ION TEMPERATURE = 0.0 (EV)

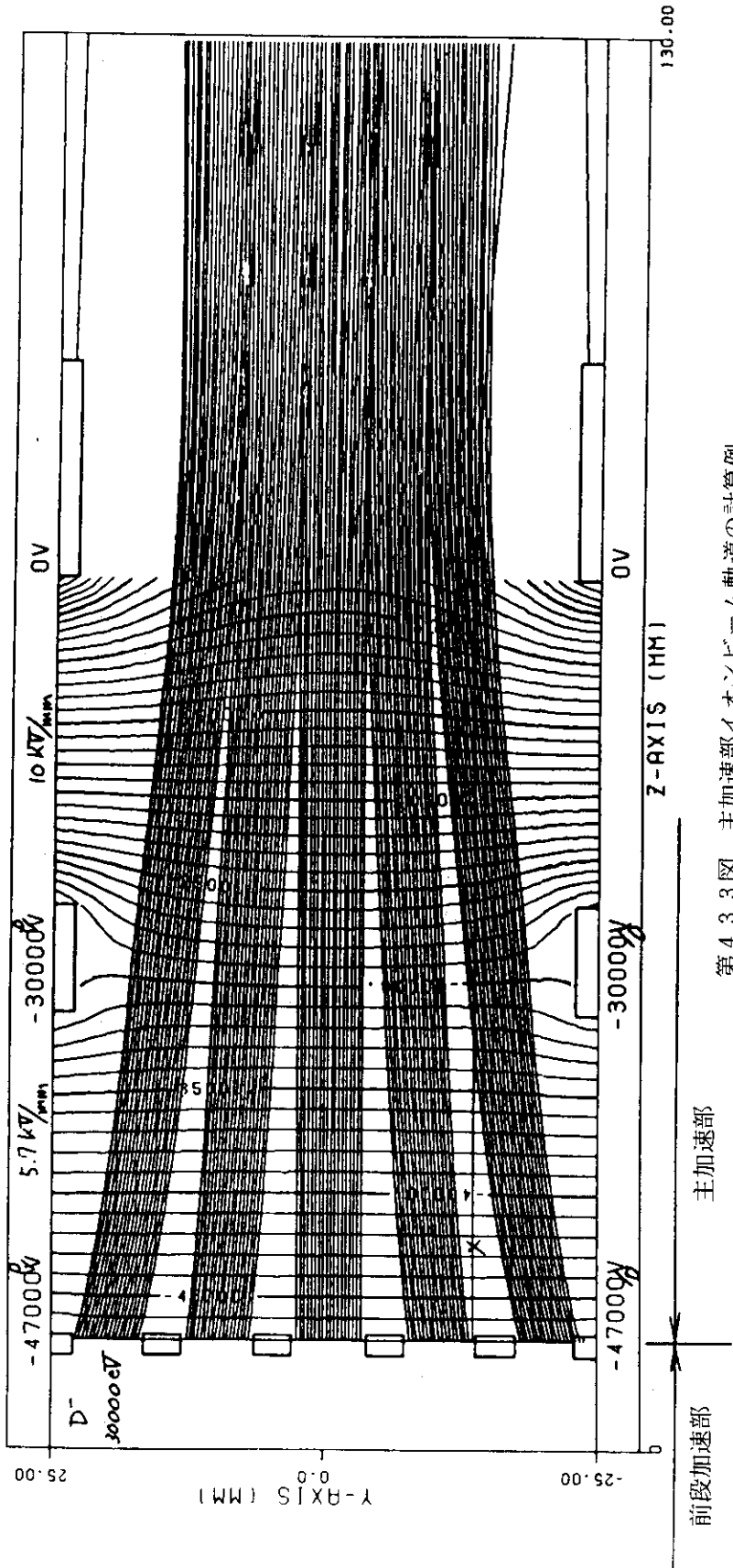


第 4.3.2 図 主加速部イオンビーム軌道の計算例
 (3 ビームレットの場合)

TEST DATA ** NEGATIVE ION ACCELERATOR X-Y ** FIXED BOUNDARY

BEAM TYPE 1

CURRENT DENSITY = $+5.0 \times 10^{-8}$ (MA/CM²) $\rightarrow 50 \text{ mA/CM}^2$
 TOTAL CURRENT = 4.7922×10^{-10} (A)
 PERVEANCE = 4.7032×10^{-8} (A/V * 1.5)
 DIVERGENCE (RMS) = 7.6193×10^{-1} (DEG)
 ELECTRON TEMPERATURE = 0.0 (EV)
 ION TEMPERATURE = 0.0 (EV)



第 4.3.3 図 主加速部イオンビーム軌道の計算例
 (5 ビームレットの場合)

5. 中性子工学

5.1 TFF方式のビーム輸送

ビームラインの設計に取りかかる前に解決しておかねばならない問題が一つある。それは、LBL方式のTFFによるビーム加速・輸送をどう位置付けるかということである。第2.2章で見たようにLBLのビームラインの設計は従来の中性粒子入射装置の概念にとらわれない漸新なアイデアに基づくものであり、従来の「ビームは直進する」というシステムと対比検討しておくことはこれからの設計作業を進める上で必要且有益である。文献45, 46等から読みとったLBLの考えを箇条書きすると次の如くである。

- ① 中性子遮蔽 — 遮蔽材に直線孔を穿けると中性子がとび出してくるので、中性粒子入射装置全体を遮蔽材で覆う事が必要で、イオン源を初めとするビームライン機器のリモートメンテナンスが必要。この点はRF加熱との比較にてもビーム加熱の欠点の一に挙げられていることでもある。LBLでは遮蔽材中に迷路状の孔を通すことによって遮蔽効果を持たせようとした。計算によると中性子束の減衰率は $10^4 \sim 10^8$ も期待でき、イオン源のハンドオンメンテナンスが可能となる。
- ② TFFの可能性 — 遮蔽がうまくゆくためには、炉の遮蔽材の厚さ（ ~ 1 m）と鈎合いのとれた曲率半径（ ~ 50 cm）でビーム軸を曲げなければならないが、TFFを利用すれば実現できる。
- ③ TFFの利点 — TFF方式によるとイオン源と中性化セルの形状に適合させるのが容易である他、輸送できる電流密度が高く、ビーム条件の変動にも対応可能である。
- ④ 放電破壊対策 — TFFで輸送する際にビームを徐々に加速する事ができる。この方法によるとどこかの段にて放電破壊が起きてもそれが最大電位差の電極間での放電破壊に発展しないようにできる。
- ⑤ レーザー中性化セル — このシステムはレーザー中性化セルがものにならないと成立しないものである。

以上の他にTFFに輸送・加速方式は発散の悪いビームを遠方迄輸送できるという利点が認められる。LBLの設計では表面生成型イオン源を使っているので発散の小さいビームを得ることが難しい。そこでこの点を逆手にとってこのような設計になったものと推察される。

これに対して出た議論は以下の通りである。

- ① イオン源は基本的にはメンテナンスフリーの物を作るべきで、交換はリモートハンドリングで実施できる。
- ② イオン源への中性子束を減らすためにはエネルギーの低い前段加速段階で少し傾ける程度でも解が見つけれられるのではないか（例えば第2.2.4図）。
- ③ TFF輸送部での真空度を維持するためにはコンダクタンスを大きくするか、クライオパネルを並べるなどの対策が必要で第2.2.1図に示すような形が成立するかどうか疑問が残る。

- ④ 中性化セルにレーザーを通すための孔が必要。
- ⑤ イオンダンプなどの機器を強中性子束下に置く必要がある。

これらを考え合わせた結果、本作業は我々としても最初のことなので従来のビームは直進させる方式で作業を進めてみる。問題となる点を把握した段階で再考し、ビームを曲げた方が良さそうならば前段加速の段階で少し曲げるように設計変更すると云う方針で作業を進める事とした。その判断基準となる事柄はイオン源の耐放射線性で中でも電気絶縁スペーサ、永久磁石などの放射線による劣化がポイントになるものと考えられる。

5.2 INTOR-J用正イオンシステムの遮蔽

前節では遮蔽材中にビームを迷路の様に通すというシステムに懐疑的な考えの強いことを述べたが、それではビームを直進させる従来型システムはどういったものなのであろうか。それを本節ではINTOR-J用粒子入射装置の遮蔽検討例⁶⁰⁾を基に考えてみる。

INTOR-J⁶¹⁾は第5.2.1図に示すようなトカマク炉であって熱出力400MW、第一壁の中性子負荷が $1\text{MW}/\text{m}^2$ というものである。このトカマクには正イオン源を使用した中性粒子入射加熱装置が4基備えられており、200keVの D^0 ビームを4基で75MW5秒間入射する。総合効率は荷電粒子回収器付で約25%である。装置1基には200kVで約50Aのイオン源が8台装着されている。イオン源各々に中性化セル、荷電粒子回収器、ドリフト管が備えられており、非常に大型で複雑な装置となっている。この装置の特長はイオン源各々に用意されたドリフト管で、この管は高さが15~20cm、幅が60cm、長さが170cmと細長く、中性子束を減衰させる事を狙っている。計算モデルは第5.2.2図に示す形に簡略化され、イオン源の軸に沿ったD1, D2, D3の各点、軸よりずれたD4点及び領域(R)12, 2, 3, 20の位置での中性子束が求められている(第5.2.3図)。このうちD1~D4は局所的値、R2~R20は第5.2.2図に示された領域中での平均値である。計算によってわかったことは、

- ① 1.7m厚さのドリフト管(重コンクリート製)によって全中性子束は2桁落ちる。
- ② イオン源軸上では軸から離れた位置に較べて、全中性子束は1桁高く、14MeVの中性子束は50倍大きい。
- ③ イオン源位置では全中性子束も全 γ 線束も炉心の1/1000程度である。

この結果、イオン源は強く放射化され遠隔操作が必要であるがイオン源軸から離れた位置にあるイオン源室内の機器は手で触れる程度である。ここで遠隔操作を要する放射線量は5rem/年より2.5mrem/時を基準として考えている。また入射装置から炉室への中性子の洩れは1.7m厚のドリフト管壁と50cm厚の重コンクリート壁によって無視できるレベルまで下げられている。

14MeVの中性子束が1/10になるのに必要な材料厚さは第5.2.1表に示す通りである。但しコンクリートは核発熱の大きい領域には使用できない。また幅がW、高さがHで長さがLの矩形孔を通しての中性子の洩れ量は、

$$\phi/\phi_0 = (n+1)WH/2\pi L^2$$

但し入口の中性子束分布を

$$f(\theta) = \phi_0 \cos n\theta$$

第 5.2.1 表 14MeV の中性子束が 1/10 になる遮蔽厚さ

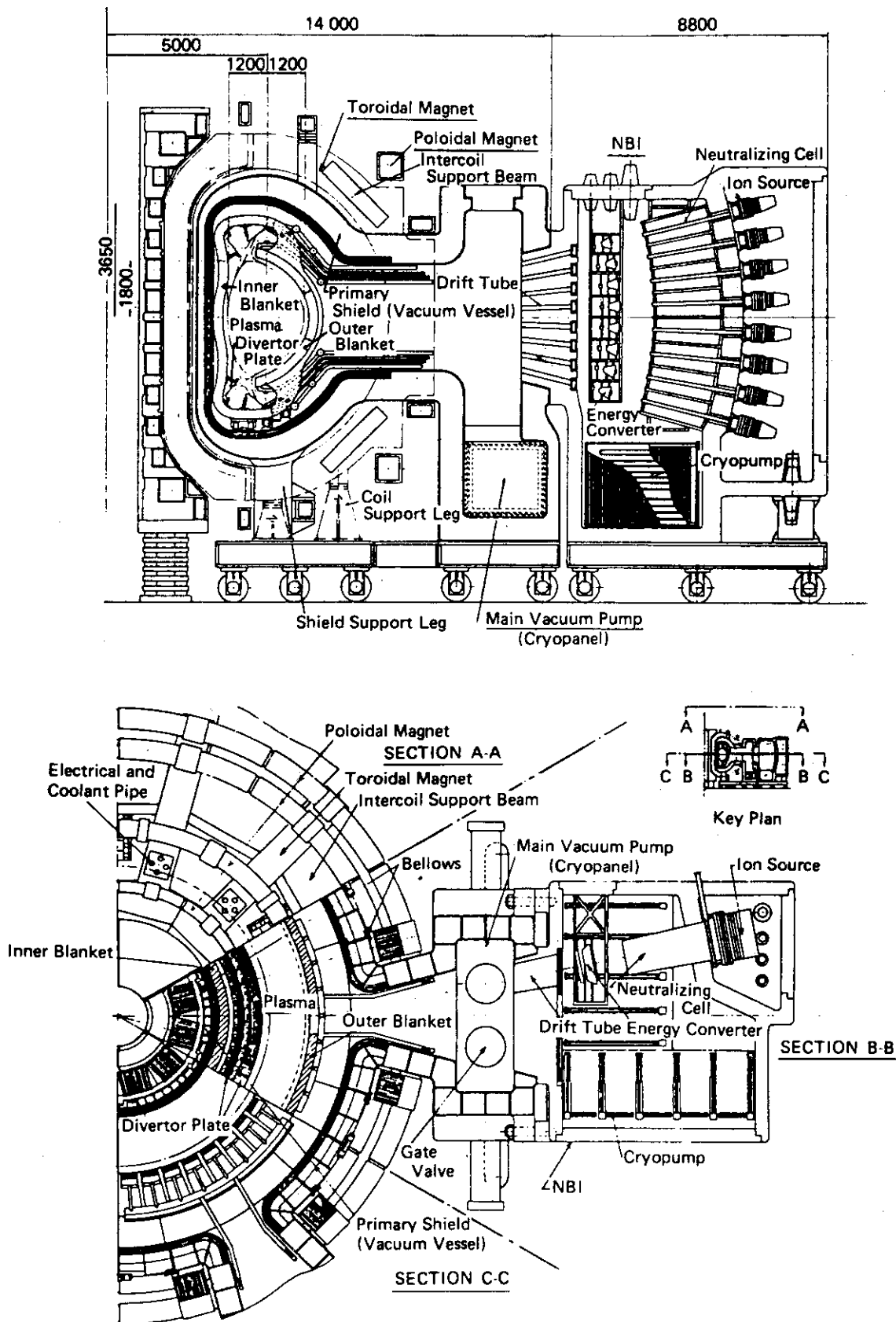
材 質	厚 さ
SUS316	14 (cm)
重コンクリート	17.5
普通コンクリート	21.5
水	23

としており、シールドを透過又はシールド材で反射される量は除いている。

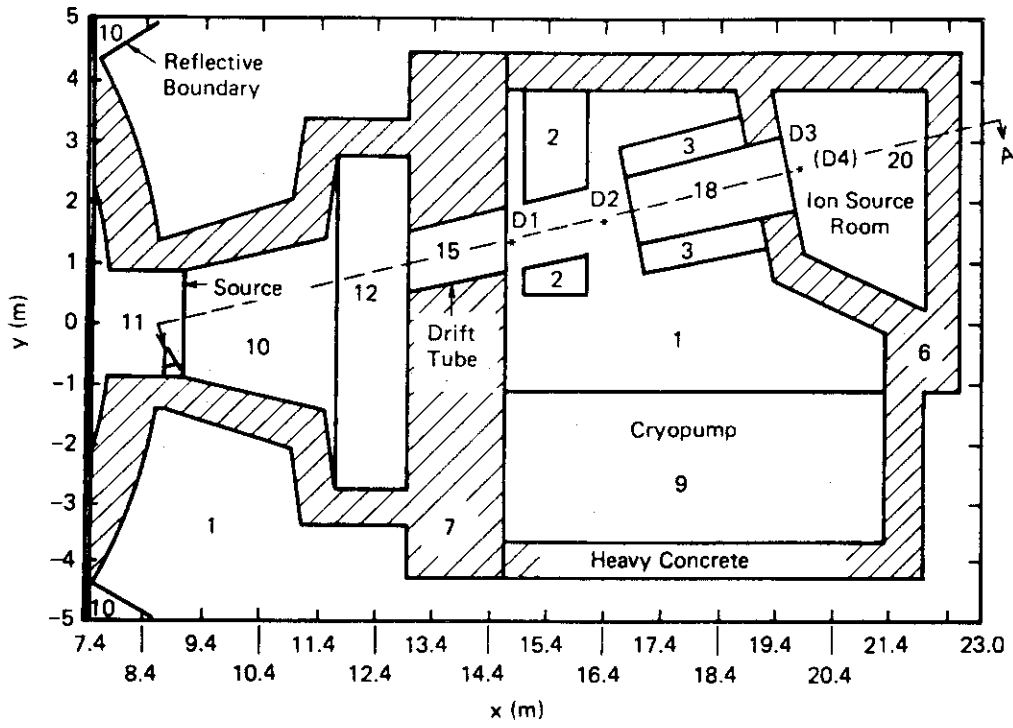
イオン源は強い放射線下にあるが構造材の劣化が問題になるレベルではなく、イオン源をメンテナンスフリーにさえ作れば長期間取替えずに使用可能であることがわかった。

一方 LBL の装置の様にビーム通路を曲げて放射線量を 5 桁ほど落とせばイオン源を直接手で触る事ができるが、水タンクが大きくなってトーラス近くの空間を占有してしまうという欠点がある。但しスイミングプール形核融合炉なら適合しやすいかもしれない。

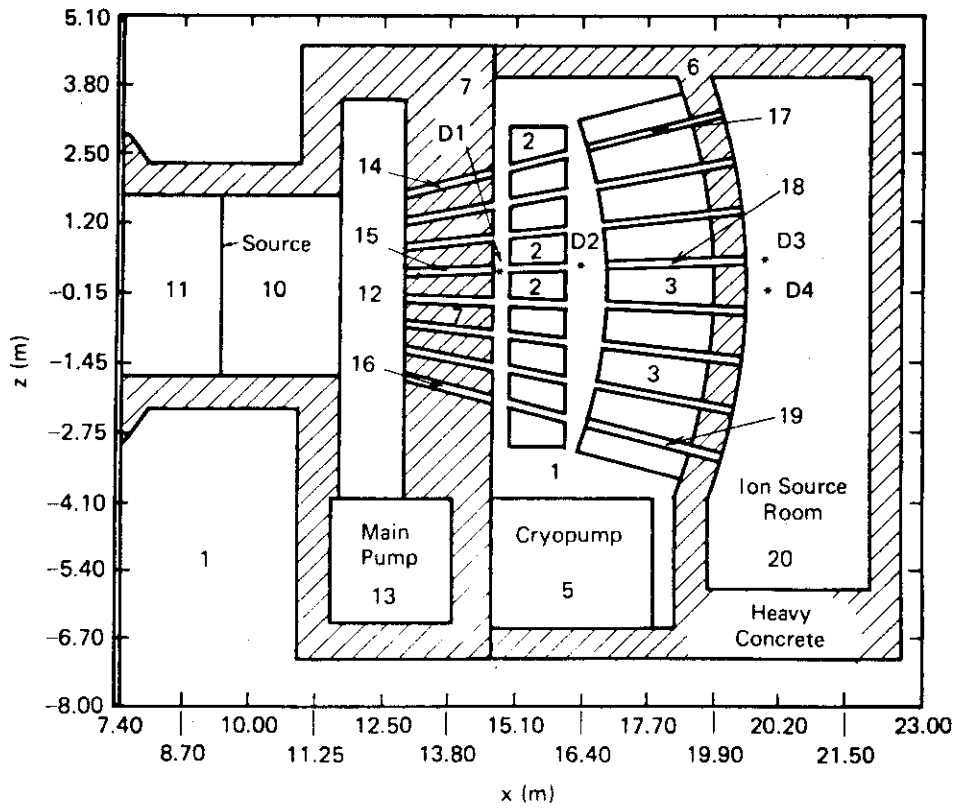
この章の結論としては、ビームは直進するという形で設計を行い、中性子工学上の対処はイオン源やビームライン上の機器にメンテナンス不要なものを開発する方向に進むべきというものである。



第 5.2.1 図 INTOR - J の断面図 Ref(61)



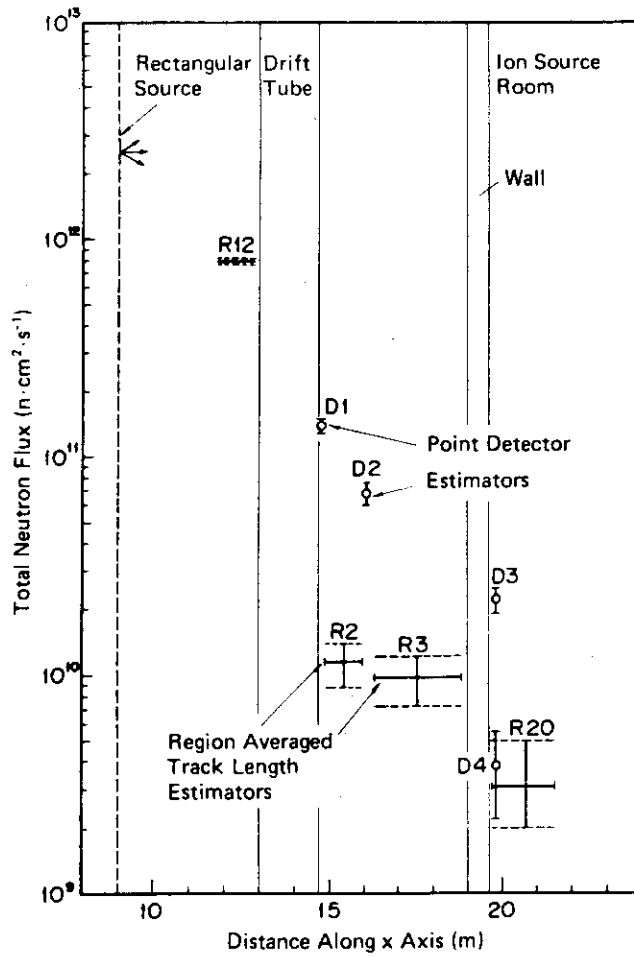
(a)



(b)

第 5.2.2 図

Calculational model of the NBI: (a) horizontal cross section and (b) vertical cross section along the plane AA'.



第 5. 2. 3 区 Calculated total neutron flux in the NBI as a function of distance along the x axis (error bars denote statistical errors).

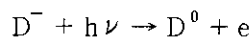
6. 中性化セルの検討

中性化の方式によって負イオンビームの中性化効率が大きく異なるため、システム設計を行う前にはどの方式を想定するかを決める必要がある。負の水素イオンの中性化効率は第 1.1 図及び第 4.1.1 表に示す様にガスターゲットを使用すると 60%、レーザー光による光脱離を利用すると 95~99%⁵⁾、プラズマターゲットを使用すると 70~85%⁶²⁾である。従って中性化効率の点だけから云えばレーザー光による方式が最も良い事になるが、その効率を得るための設備が簡単なものではない上レーザーやプラズマを作るのに必要なパワーが無視できない。各方式の特徴をまとめると第 6.1 表の通りである。この章では各方式についてそのバリエーションも含めて広く検討を行い評価してゆく。

6.1 レーザー光脱離

この方式は中性化効率が 99% に近く、中性化のためにガスを使用しないので効率が非常に高い上にビームラインの構造が簡略化されるという大きな利点を持っている。99% に近い変換効率が実現されると、中性粒子入射装置設計上の難点のひとつである偏向磁石とイオンダンプが不要で磁気シールドも簡略化できる等ビームラインの設計を根本的に単純化できる。しかしながら中性化をするためのレーザー発振器及びフォトセルを作る技術はまだ確立されておらず、特に当研究室にとってはなじみの薄い分野である。ここでは参考文献 63 を頼りにレーザー中性化システムの検討と評価を行う。

レーザー中性化の原理は次の反応式に示される通りである。



ここで断面積は第 6.1.1 図に示す通りで、 $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ にて最大値 $4 \times 10^{-17} \text{cm}^2$ をとる。同図には不純物イオンの反応断面積も示されており、波長が $1 \mu\text{m}$ より長い光を使えば不純物の中性化を避ける事が可能で純粋な水素ビームを得る事ができる。中性化セルはその上下面が鏡である箱で、第 6.1.2 図に示すようにビームの通過する領域がレーザー光で完全に満たされた光共振器になっている。レーザー中性化セルは光共振器とレーザー発振器の二つから構成され、両者はウインドウで仕切られている (第 6.1.3 図)。レーザーパワーのほとんどすべてはこのウインドウとミラーを暖めるのに費やされ、ビームの中性化に消費されるパワーは $\sim 10 \text{W}$ である。

第 6.1.2 図に示す光共鳴箱を満たすのに必要なレーザーパワーは次の様に計算できる。

イオンが見る中性化セル内での光子の光学的厚みを S とすると、

$$S = \int_0^Z \phi_w dZ \quad (\text{W/m})$$

ここで ϕ_w は光の平均強度 (W/m^2) である。共振器内の全光パワー P_0 は S を Y 方向に積分すると求められる。

$$P_0 = \int_0^{Y_A} \int_0^Z \phi_W dZ dY = Y_A \cdot S$$

Y_A は共振器中のビームの平均幅 (m) である。光はミラーによって何度も反射されるので、共振器を励振するのに要するレーザー光のパワー P_L は P_0 より小さく、

$$P_L = P_0 / G = Y_A S / G$$

G は利得である。この共振器中を強度 I のイオンビームが進むにつれて中性化されてゆく割合は

$$\frac{dI}{dt} = -\sigma \frac{\phi_W}{h\nu} I$$

σ は光脱離断面積で、 $h\nu$ は光子のエネルギーである。ここでイオンの飛行する速度 $v = dZ/dt$ を持込むと

$$v \frac{dI}{dZ} = -\sigma \frac{\phi_W}{h\nu} I$$

これを Z 方向に積分して

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{\sigma}{h\nu} \cdot \frac{S}{v}\right)$$

又は

$$\eta = 1 - \exp\left(-\frac{\sigma}{h\nu} \cdot \frac{S}{v}\right)$$

η は共振器出口でのビーム中の中性粒子の割合である。これより

$$S = -v \frac{h\nu}{\sigma} \ell_n(1-\eta)$$

500 keV の D^- ビームを中性化することを考えるから、

$$v = 6.9 \times 10^6 \text{ m/s}$$

$$h\nu = 0.95 \text{ eV} = 1.517 \times 10^{-19} \text{ joule}$$

$$\sigma = 2 \times 10^{-21} \text{ m}^2$$

ここで中性化効率 η を 99% とすると

$$S = 24 \times 10^8 \text{ W/m}$$

ビーム幅は 20 cm であるから

$$P_0 = 480 \text{ MW}$$

ここで文献 63 に依れば、ミラーの反射率は 99.95% が可能で、回折による損失や利得媒体中での損失を無視し、ウィンドウの透過率を 99.5% とすると利得 G は 500 とすることが可能である。よって

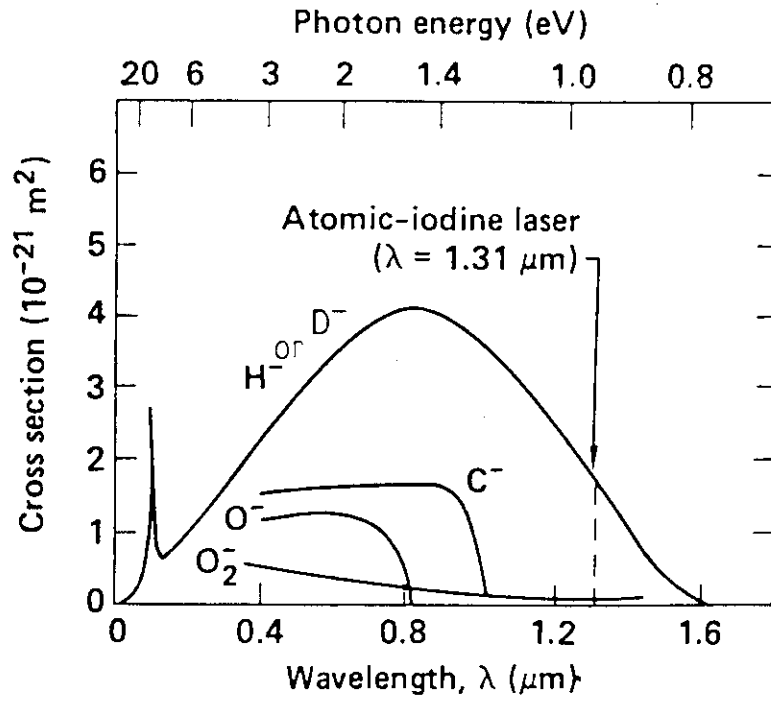
$$P_L = 960 \text{ kW} \approx 1 \text{ MW}$$

もし中性化効率が 90% で良いものとする必要なパワーは上記値の半分でよい。これで必要なレーザー光のパワーが求まったので、これを発振の効率で割るとレーザーにつき込む電力が得られる。レーザーの効率が 5% だとすると 20 MW になる。これは他の損失がゼロでも総合効率が 50% になるということで、中性化効率 99% という値を帳消しにしてなお余りある値と云えるだろう。従ってレーザー中性化セルは現在の技術の延長線上で考える範囲においては、イオンダンプや偏向磁場をなくす必要がある場合を除いては魅力がない。また中性化効率を 90% にまで下げれば

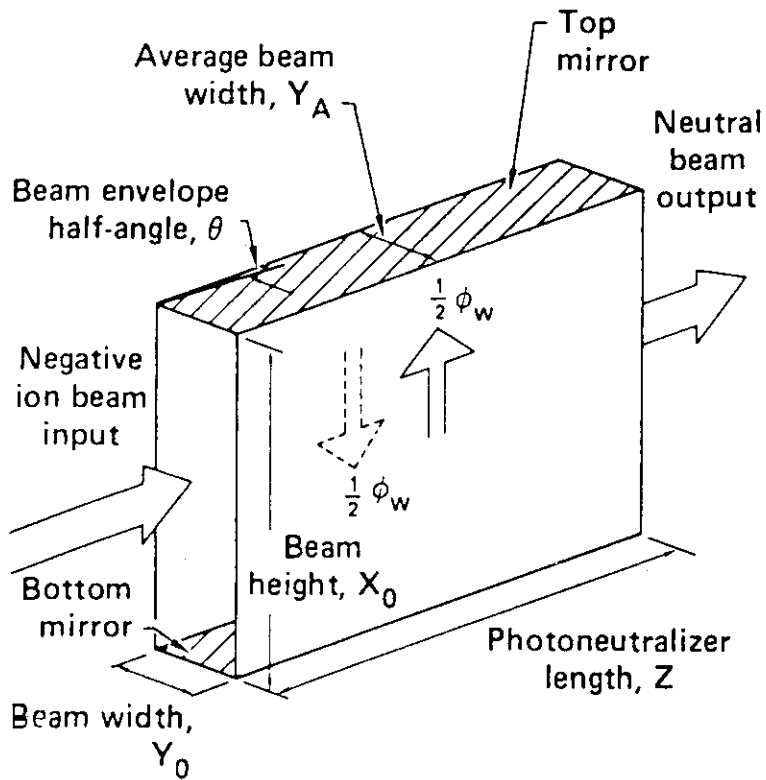
レーザーに必要な電力は半分ですみ総合効率は高くなるが、10MWのレーザー発振器とそれに付随する化学プラント（化学レーザーを使うとして）を近くに置く必要があるなど装置自体が複雑化するという欠点は残る。共振器に使うミラーの性能も大きな疑問の一で、もし共振器の長さが2mとすると、幅20cm、長さ2mのミラーで常に480MWのレーザー光を反射し続けることになる。これはミラー単位面積当り120kW/cm²のレーザー光を反射し続ける事で、この様な高密度で且大きなパワー束を安定にしかもメンテナンスフリーで取扱えるものであろうか。

第6.1表 負イオン中性化方式の特徴

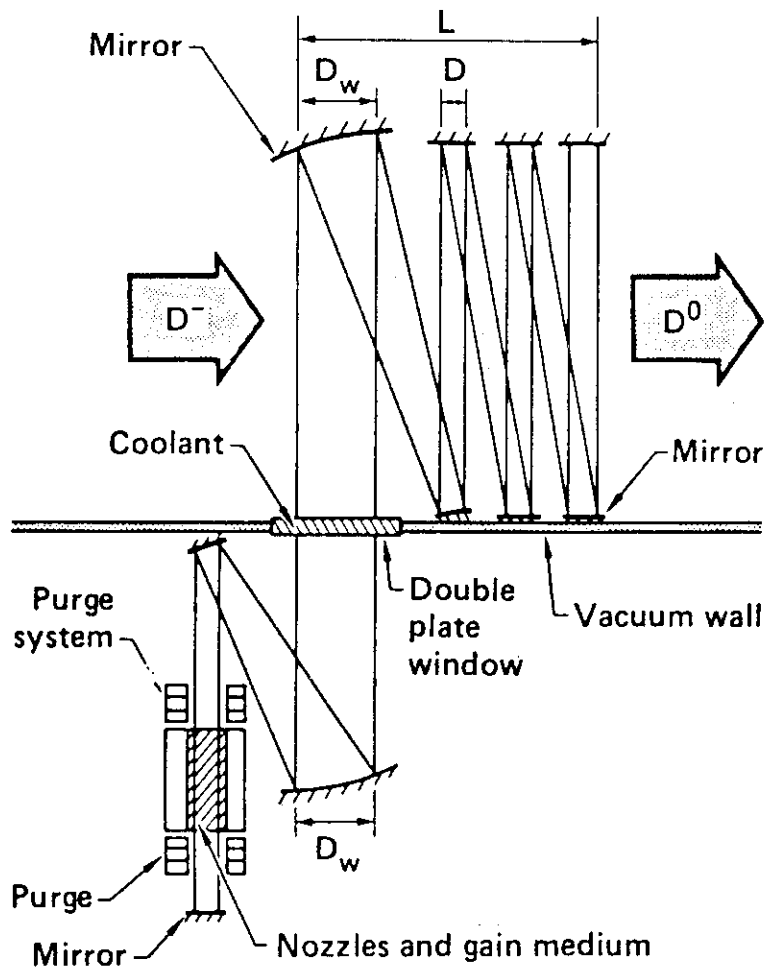
方 式	長 所	短 所
1. ガスセル	装置が簡単 断面積が整備されている	ガス排気量が大 $\eta \leq 60\%$
1' ガスジェットセル	装置が短くできる ガス排気量が小さい 断面積が整備されている	R&D必要 構造複雑 $\eta \leq 60\%$
2. プラズマセル	$\eta \geq 70\%$	プラズマ生成装置と電源が必要
2-a 水素プラズマ (H ₂ , D ₂)	Hを使えば中性化セル壁 での中性子発生を低減できる	
2-b 金属プラズマ (Cs, Mg, Li)	排気系不要	ビームライン汚染
3. レーザーセル	$\eta \leq 99\%$	レーザー用電力大 非常なR&D必要



第6.1.1 図 Photodetachment cross section for H^- or D^- ions.



第6.1.2 図 Configuration of a photoneutralizer.



第6.1.3 图 Schematic diagram of a photoneutralizer.

6.2 プラズマ中性化

プラズマ中性化セルがガスセルよりも中性化効率が高いことを示したのは Riviere⁶⁴ によってである。中性化効率 η が90%にもなる事が $H^- - e$ のビーム実験のデータから結論された。この方式で中性化効率が高いのは H^+ や e^- との衝突による電子のストリップ断面積が H_2 との衝突による断面積よりも一桁大きいからである(第6.2.1図参照)。

またセシウム等によるストリップ断面積も同程度の大きさを持っておりアルカリ金属プラズマによっても高い変換効率を得る事ができる(第6.2.2図参照)。中性化効率を電離度の函数として計算された例を挙げると第6.2.3図に示す通りで、これは300 keVの D^- ビームでの計算である。注目すべきはDプラズマの場合は電離度が低くとも効率がかかなり高くなることである。プラズマセルに電離度が50%にも達するプラズマを用意する事は容易ではないが、10%以下のプラズマならば、既存の正イオン源ソースプラズマ生成部の技術の延長で可能である。またターゲット厚みはDプラズマの電離度が高くなると薄くなる特性があつて、プラズマ密度も 10^{13}cm^{-3} ていどで設計可能である。

問題点は断面積の測定例が極く僅かしかないことで、分子イオンによる剝離断面積のデータは全くない。また電子温度の低い系での測定値しかないので、プラズマ生成法の都合などで電子温度が5 eV以上になると現在のデータは適用できなくなる恐れがある。

さて第6.2.2図に示した断面積を使ってプラズマ中性化セルの概要を評価してみることにする。ここでセルプラズマの電子温度は5 eV以下であるとし、更に

$$\sigma_{+0} = \sigma_{+-} = \sigma_{0-} = 0$$

として無視する。中性化効率の最大値 η_{\max} は

$$\eta_{\max} = \frac{\langle \sigma_{-0} \rangle}{\langle \sigma_{-0} \rangle + \langle \sigma_{-+} \rangle} \left(\frac{\langle \sigma_{0+} \rangle}{\langle \sigma_{-0} \rangle + \langle \sigma_{-+} \rangle} \right) \frac{\langle \sigma_{0+} \rangle}{\langle \sigma_{-0} \rangle + \langle \sigma_{-+} \rangle - \langle \sigma_{0+} \rangle}$$

で与えられ、このときのターゲット厚み Π_{opt}

$$\Pi_{\text{opt}} = \frac{1}{\langle \sigma_{-0} \rangle + \langle \sigma_{-+} \rangle - \langle \sigma_{0+} \rangle} \ln \left(\frac{\langle \sigma_{-0} \rangle + \langle \sigma_{-+} \rangle}{\langle \sigma_{0+} \rangle} \right)$$

で与えられる。

1) 電離度が0のとき

$$n_i = n_e = 0 \quad (n_i, n_e \text{ はイオン密度, 電子密度})$$

$$\eta_{\max} = 0.58$$

$$\Pi_{\text{opt}} = 8.93 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$$

となり、これは後述するガスターゲットでの値に一致する。

2) 電離度が10%のとき

このときは n_g をガス密度として、

$$n_i : n_e : n_g = 1 : 1 : 9$$

$$\langle \sigma_{-0} \rangle = 40.1 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$$

$$\langle \sigma_{0+} \rangle = 5.47 \times 10^{-17}$$

$$\langle \sigma_{-+} \rangle = 1.50 \times 10^{-17}$$

となるので

$$\eta_{\max} = 0.709$$

$$n_{\text{opt}} = 5.62 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$$

が得られる。 n_{opt} は電離度が0の場合よりかなり小さくなっている。この値はすべての粒子の和であるので

$$n_i + n_e + n_g = n_{\text{opt}}$$

$$n_i : n_e : n_g = 1 : 1 : 9$$

$$n_i = n_e$$

を解くと

	$\ell = 100 \text{ cm}$	$\ell = 200 \text{ cm}$
n_i, n_e	$5.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	$2.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
j_{is}	720 mA/cm^2	360 mA/cm^2
n_g	$4.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$2.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
P	0.17 Pa	0.087 Pa

但しここで $T_e = 5 \text{ eV}$, Dプラズマとしてイオン飽和電流密度を求めた。

この程度のプラズマはバケットイオン源のソース部そのものであると云える。従ってプラズマセルとするべき領域を永久磁石のカスプ磁場にて取囲みガスを満してアーク放電させれば容易に生成できる。ひとつの例を示すと第 6.2.4 図の様なものである。この例は表面生成型イオン源を想定しているのでビームレット間にも磁石を置く事が可能だが、体積生成型イオン源の場合はそれは難しい。しかしビーム幅が 20 cm と小さいので軸方向にその 2 倍程度の長さまで側面上のカスプ磁場を延長しておけばよいと考えられる。フィラメントから出た一次電子はカスプ磁場に拘束されてそんなに自由には動き廻れないからである。

さてこのようなプラズマをイオン源と同様にフィラメントとアーク放電で作るものとする。バケットソースのプラズマ体積を V_p , アーク放電電力を P_{arc} として、これらと n_e との間に

$$P_{\text{arc}} = k \cdot n_e \cdot V_p$$

というスケーリング則が仮に成立つものとする。JT-60 イオン源の典形例は、

$$n_e = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$$

$$V_p = 10000 \text{ cm}^3$$

$$P_{\text{arc}} = 44 \text{ kW}$$

より、

$$k = 0.9 \times 10^{-12} \text{ (W)}$$

カマボコ型イオン源では (34cm ϕ × 40cm^L)

$$n_e = 2.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$$

$$V_p = 10000 \text{ cm}^3$$

$$P_{\text{arc}} = 24 \text{ kW}$$

より $k = 1.2 \times 10^{-12} \text{ (W)}$

となる。ここで使った n_e の値はソースプラズマ中心部の値で、カマボコ型は分布測定値より、JT-60 イオン源は引き出し面の値の2倍とした。これらよりここでは

$$k = 1.0 \times 10^{-12} \text{ (W)} \quad \text{とする。}$$

中性化セルの大きさを第6.2.5図に示すようにとるものとすれば

$$V_p = 0.25 \text{ m} \times 2 \text{ m} \times 2 \text{ m} = 1 \text{ m}^3$$

よって必要なアークパワーは

$$P_{\text{arc}} = 2500 \text{ kW}$$

これを例えば100V × 25kAとするとフィラメントには

$$P_{\text{fil}} = 10 \text{ V} \times 50 \text{ kA} = 500 \text{ kW}$$

必要。よってアーク電力は

$$P_{\text{arc}} + P_{\text{fil}} = 3000 \text{ kW}$$

一方中性化効率がガスセルの0.58からプラズマセルの0.71へ上昇することによる電源出力の減少分は、

$$\Delta P_{\text{acc}} = \frac{20}{0.58} - \frac{20}{0.71} = 6.3 \text{ MW}$$

よってプラズマセルによって得するパワーは

$$6.3 - 3 = 3.3 \text{ MW}$$

効率的には6%程度の利得に相当する。もしこのプラズマを高周波で作る事にすると発振器の効率が50%程度であるから5MWの電力が必要となる。これは中性化セルをプラズマ化する事による利得と同等で、高周波プラズマを使えば効率的には利益がないことになる。従って、寿命の長い陰極を開発して、アーク放電によって効率よくプラズマを生成する必要がある。

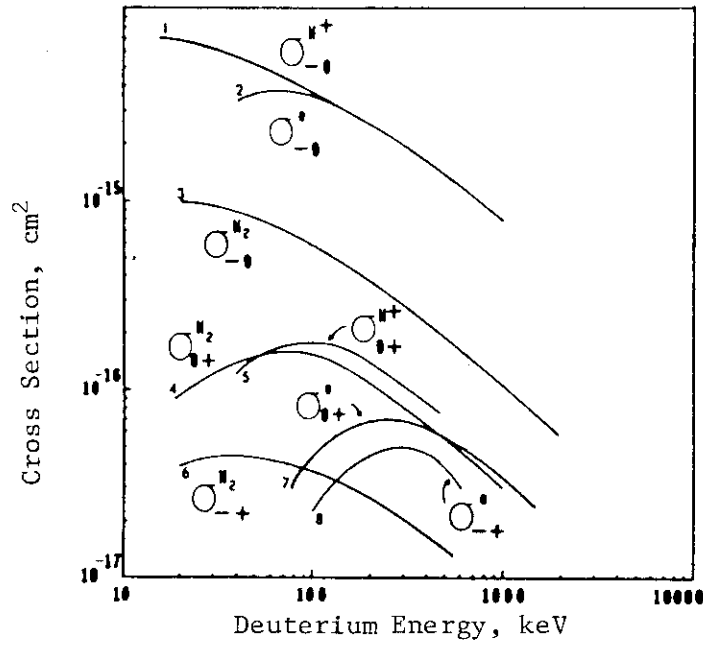
前述の評価では水素プラズマのみを考えたが多荷イオンプラズマを使うと断面積が大きいので必要線密度が更に小さくなる⁶⁵⁾。ベースガスにアルゴンを使用すれば、

- 多荷イオンができる (Ar^+ , Ar^{++} , Ar^{+++})
- 電離効率が低い
- 排気が容易

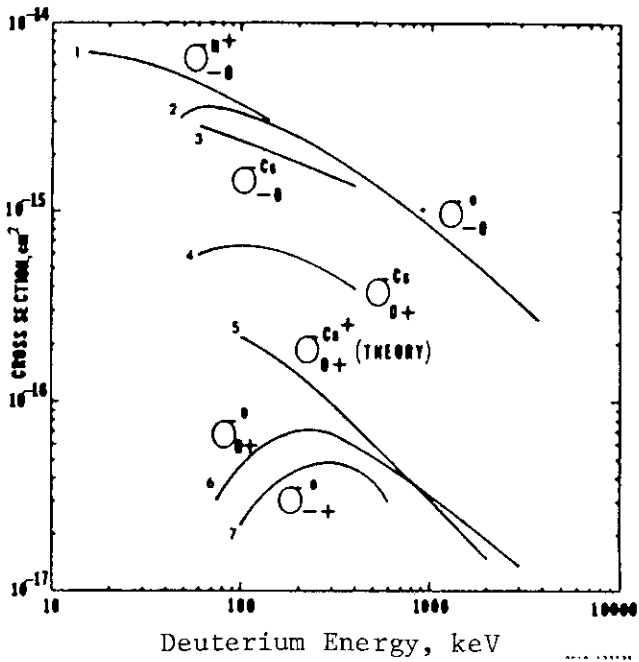
という利点がある。しかし多荷イオンによる負イオンの中性化の物理については理論的にも実験的にも研究されたことがなく、断面積の評価からとりかかる必要がある。

以上まとめるとガスセルをプラズマセルに変更するのは比較的容易で、それによってイオン源

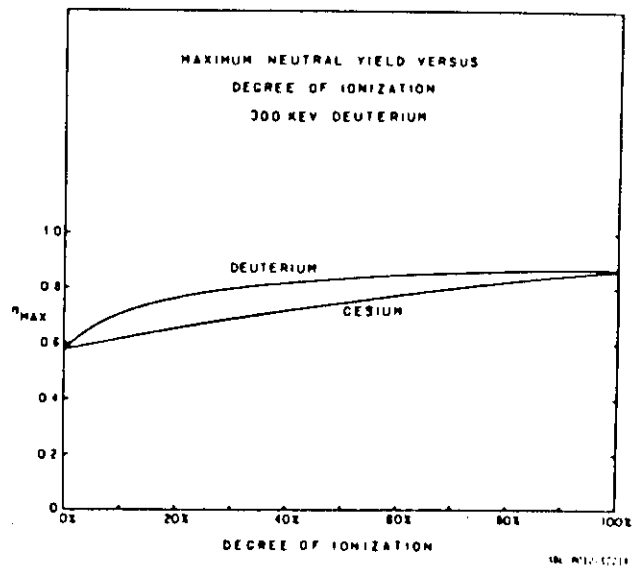
の寸法が小さくできまた必要線密度が下るので中性化セルの寸法及びガス排気量を減少させることができる。更にベースガスにアルゴン等の気体を使えば更に線密度を下げてしかも排気が楽になる。この為のプラズマを生成する技術はイオン源と同等のものでソースプラズマ生成部の技術をそのまま適用できるので、特にプラズマセル用の R & D を行う必要がない。しかし中性化の物理は現在手つかずの分野であり今後の研究が必要である。



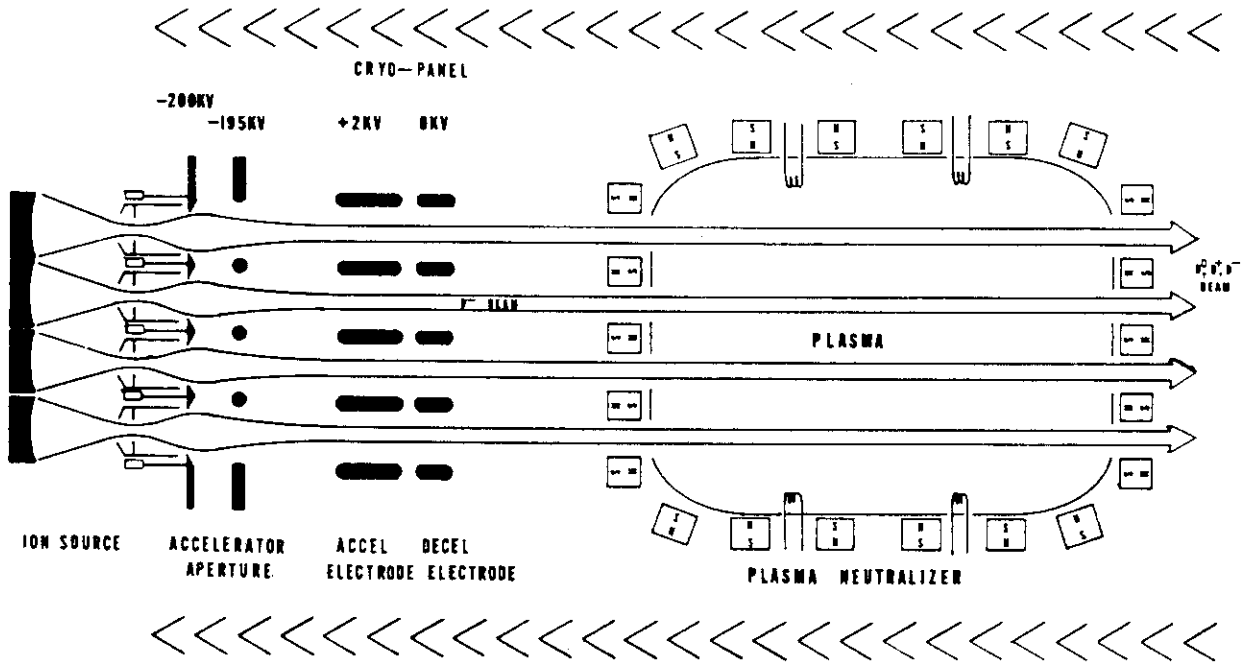
第 6.2.1 图 Cross sections relevant to deuterium plasma neutralizers.



第 6.2.2 图 Cross sections relevant to cesium plasma neutralizers. (Ref. 62)

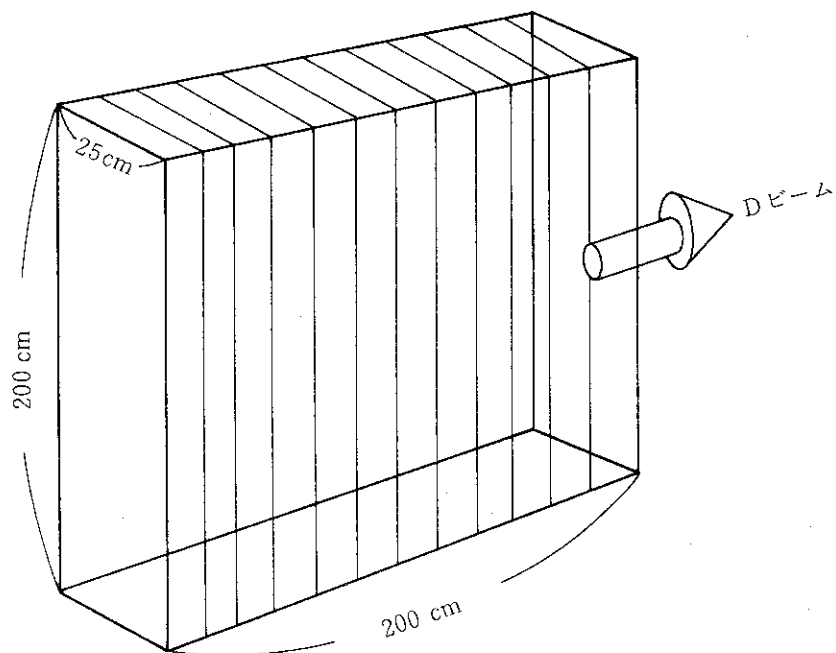


第 6.2.3 图 Maximum neutralization efficiency versus degree of ionization for deuterium and cesium plasmas. (Ref. 62)



XBL 8010-12267

第 6.2.4 図 Schematic diagram of a proposed practical plasma neutralizer for a 200 keV neutral beam system using a "magnetic bucket" plasma. (Ref.62)



第 6.2.5 図 プラズマ中性化セル

6.3 ガス中性化セル

ガスターゲットによってイオンを中性化するのは最も簡単で確実な方法であるが、正イオンを中性化するのと異なり最適線密度以上になると却って中性化効率が下ってくる。前項で述べた様に 500 keV のビームに対して最適線密度は $9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ であり、これは 80 keV の H^+ ビームに必要な線密度とほぼ同じである。

1) ガスの種類について

ガスターゲットの場合も色々な種類のガスやジェットがターゲットになり得る可能性をもっている。L. W. Anderson らの実験⁶⁶⁾によれば、ガスの中では H_2 が最も効率が良く (58%) 金属蒸気の中では Li 蒸気が最大 (63%) の効率を与える。ターゲット蒸気及びガスの種類による中性化効率は第 6.3.1 図及び第 6.3.2 図に示される通りである。リチウム蒸気による中性化効率は高いが、リチウム蒸気用のオープンやコンデンサーなどの附帯設備の設計を初めとするリチウムの取扱いが難しい。リチウム蒸気と水素ガスの効率の差は 5% 以下であり、リチウム蒸気の採用によるコストに見合わない。中性化効率の最大値を与えるターゲット厚みをエネルギーの関数として示したものが第 6.3.3 図である。リチウム蒸気でも水素の約 1/2 の厚みが必要であり、またビームエネルギーの増大に応じてガス厚みも増大させなくてはならず、ガス取扱い量は小さくない。

2) ガスジェットについて

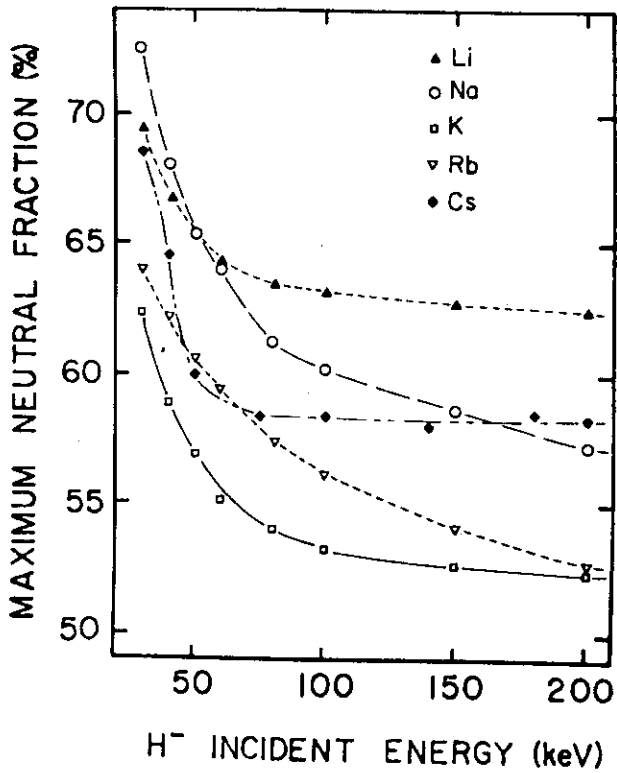
ガスセルにガスを使用した場合ガスジェットにすると排気系への負荷が減少できる可能性がある。特に注目されるのは C. K. Lam⁶⁷⁾ の検討結果で、そこでは単純な超音速ジェットより多孔ジェットがよいと云う結果を得ており、それは第 6.3.1 表に示す通りである。多孔ジェットとは例えば 1 in^2 当りに 400 万個もの孔をあけた板からジェットを噴出させることによって密度は高いが厚さの薄いガスジェット層を作ろうとするものである。ガスセルを採用する場合はこの方法を更に調査検討してその適用性を吟味すべきと考えられる。

3) 長い中性化セル

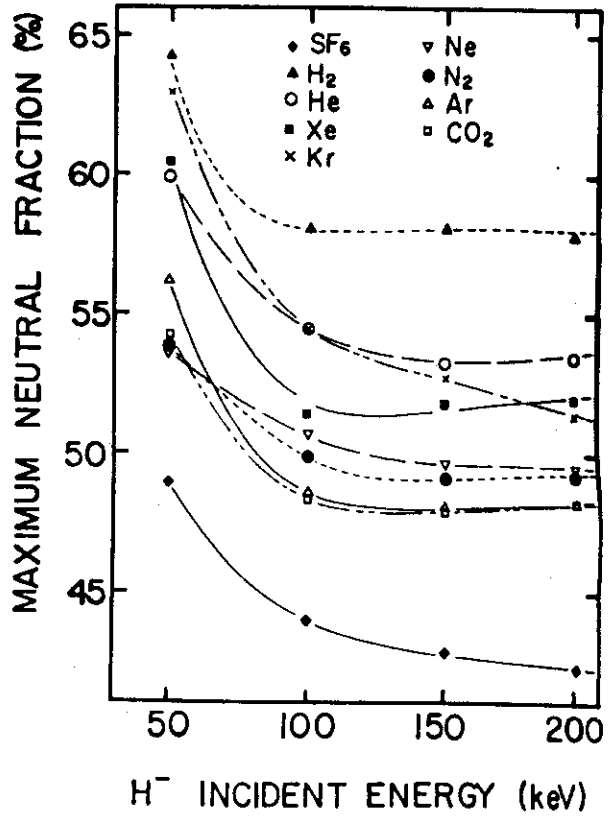
単純なガスセルを採用する場合セルの長さが 1~2 m と短いものを考えがちであるが、10 m 以上の長いものも考えられる。ガスセルをこの様に 1 桁長くすると (第 6.3.4 図参照)、次のような特徴が出てくる。

- 中性化セルの平均ガス圧は $1 \sim 2 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ と 1 桁下り、同時にガスコンダクタンスも小さくなるのでポンプの排気速度が小さくて済む。
- イオン源と中性化セルの中間にポンプを置くだけでガスバランスが保てる、がドリフト管での再電離損失量の評価によってはドリフト部入口にポンプが必要な場合もある。
- トーラス近辺から NBI 本体を遠くへ離すことができ炉心及び炉室の簡略化ができる。
- 長いガスセル中での幾何学的損失を減らすにはビーム発散が非常に良い ($< 0.5^\circ$) 必要があるが、体積生成型イオン源ならばそれに見合う発散の良いビームを得る事が可能³³⁾。
- 残留イオンビームを上手に処理しないと、トーラス近辺が簡略化できるという利点をスポイルしてしまう恐れがある。

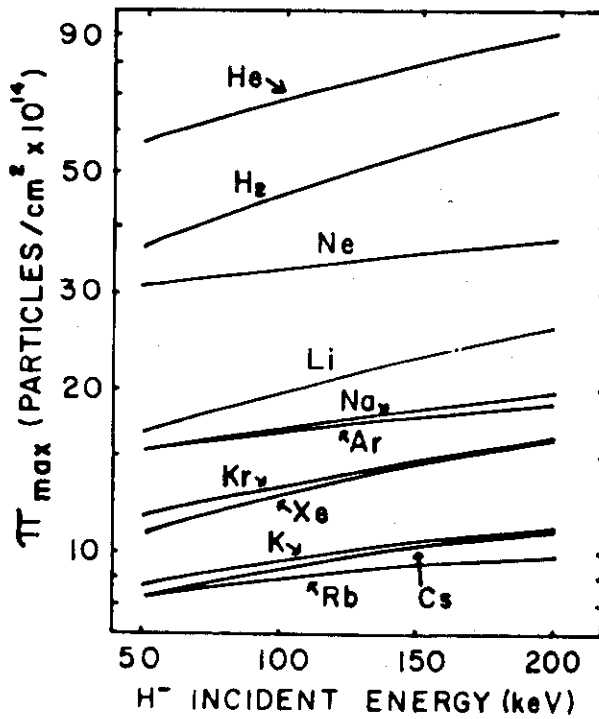
この様に中性化セルを長くすることによって従来の中性粒子入射装置の常識に捕われないシステムとする事ができる。



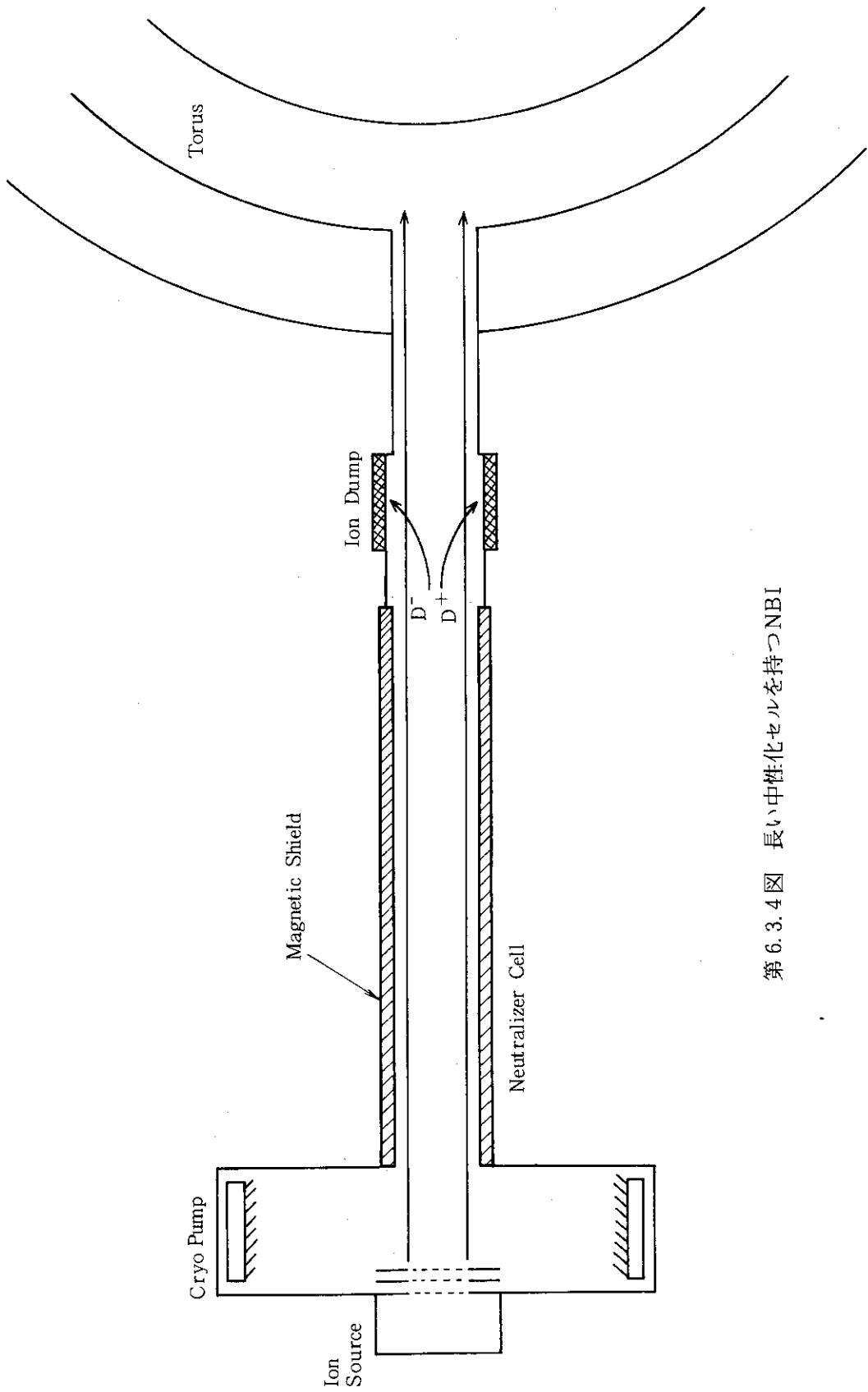
第 6.3.1 図 F_0^{\max} as a function of the energy for H^- ions incident on alkali vapor targets.



第 6.3.2 図 F_0^{\max} as a function of the energy of the H^- ions incident on a variety of gas targets.



第 6.3.3 図 π_{\max} as a function of the energy of the H^- ions incident on a variety of targets.



第 6.3.4 図 長い中性化セルを持つNBI

4) 細い中性化セル

ビームの発散が良いとすれば、中性化セルの長さを一定のままに断面積を減らしてガスコンダクタンスを下げることも可能である。ここでは 500 keV の D^- ビームを中性化するのに必要なガス量と排気速度を中性化セルの断面形状をパラメータにして評価してみる。

a. 仮定 ビームは D^- で 500 keV

$$\pi_{opt} = 8.9 \times 10^{15} \text{ molecules/cm}^2$$

$$\sigma_{01} = 6 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$$

$$P = 4.06 \times 10^{-3} \text{ Pa}$$

この圧力は 5 m 走って 3% の再電離損失するガス厚みに相当する。

b. 中性化セルの形状

①普通の形

長さ 200 cm で高さが 100 cm, 幅 20 cm の矩形管 (第 6.3.5 図 a)

②スリット形

長さ 100 cm で幅が 20 cm の板が 1.2 cm 間隔で並べられたもの。板と板の間をガスとビームが通過する。(第 6.3.5 図 b)

③多孔形

長さ 60 cm で高さが 100 cm, 幅が 20 cm の銅のブロックに 10 mm ϕ の孔を 639 個貫通させた形。(第 6.3.5 図 c)

c. 計算結果

ガスは中性化セル中央から導入するものとし、以下ではトカマク側へ流れていくガスだけを考えた。

①普通の形

必要なガス圧は第 6.3.6 図 a に示す如くなる。中性化セルの 1 m 分のコンダクタンス S_0 は

$$S_0 = \frac{166.7}{\sqrt{M}} \cdot \alpha \cdot \frac{a^2 b^2}{(a+b) \ell}$$

ここで $M = \text{原子量} = 4 (D_2)$

$$\alpha = 1.4$$

$$a = \text{管の横幅} = 24 \text{ cm}$$

$$b = \text{管の高さ} = 100 \text{ cm}$$

$$\ell = \text{管の長さ} = 100 \text{ cm} \text{ を代入すると}$$

$$S_0 = 21.4 \text{ m}^3/\text{s}$$

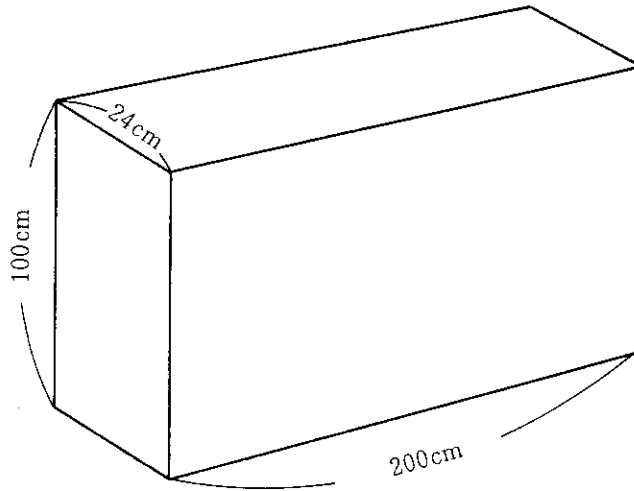
$$Q = P S_0 \quad (P = 8.93 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} = 0.363 \text{ Pa})$$

$$= 7.76 \text{ Pa m}^3/\text{s}$$

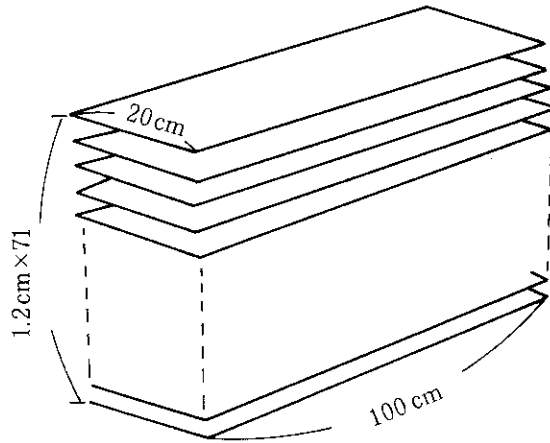
故に必要な排気速度 S_c は

$$S_c = Q/P = 7.76 / 4.06 \times 10^{-3}$$

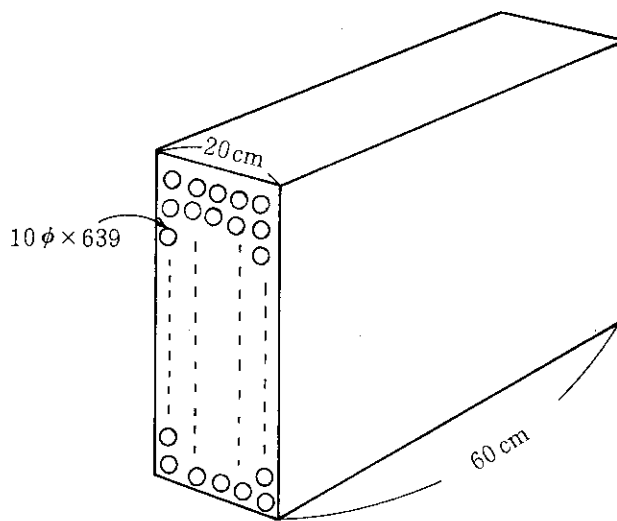
$$= 191.2 \text{ m}^3/\text{s}$$



a. 普通の形

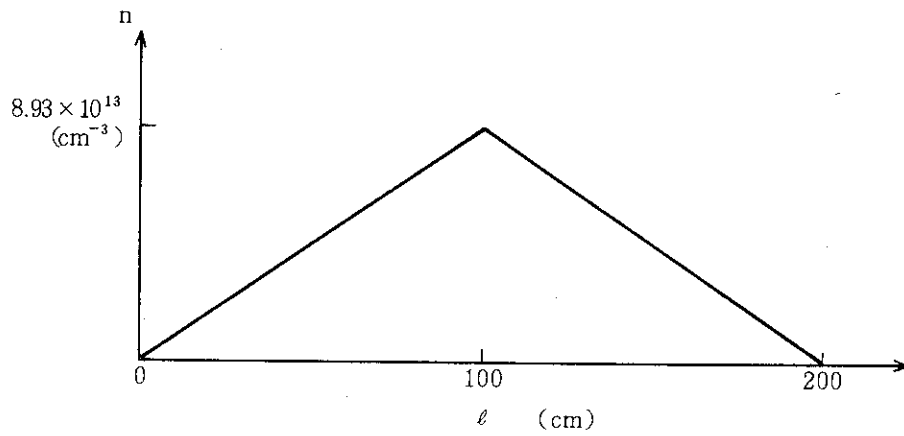


b. スリット形

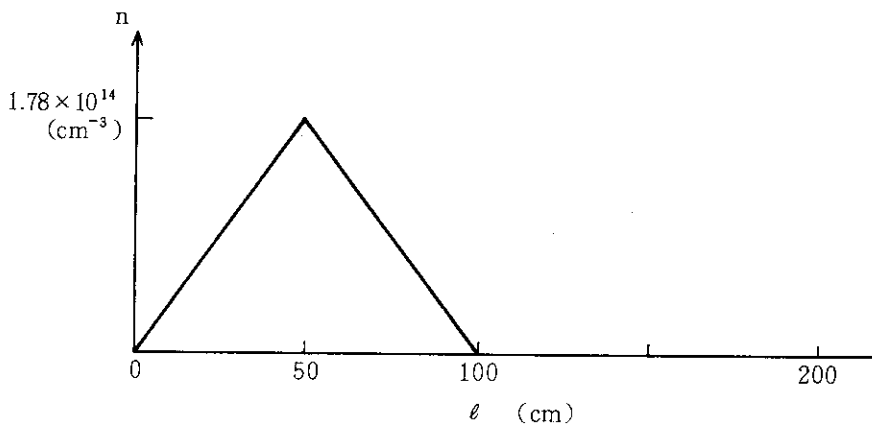


c. 多孔形

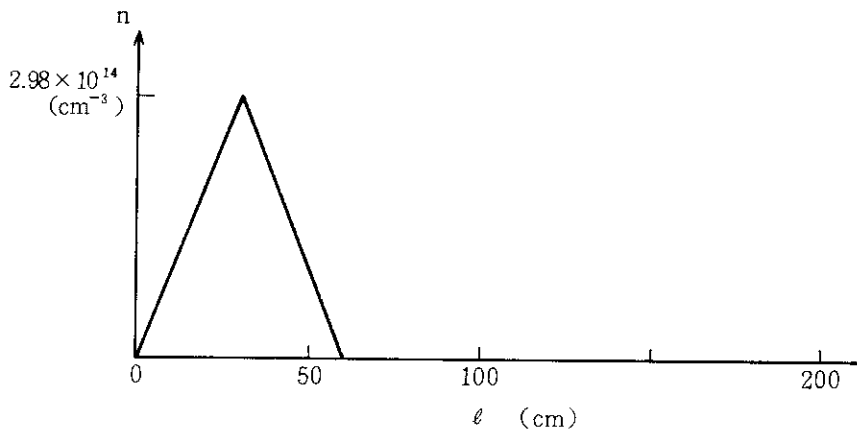
第 6.3.5 図 細い中性化セルの概念例



a.



b.



c.

第 6.3.6 図 細い中性化セル内での真空度分布

②スリット形

二枚の板間のコンダクタンスを S_1 とすると

$$S_1 = \frac{166.7}{\sqrt{M}} \cdot \alpha \cdot \frac{a^2 b^2}{(a+b) \ell} = 63 \ell/s$$

これが71層あるから

$$S_0 = 63 \ell/s \times 71 = 4.5 \text{ m}^3/s$$

$$Q = 4.5 \text{ m}^3/s \times 0.73 \text{ Pa}$$

$$= 3.29 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/s \quad (1.78 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} = 0.73 \text{ Pa})$$

$$S = Q/P = 3.29 \text{ Pa} \text{ m}^3/s / 4.06 \times 10^{-3} \text{ Pa}$$

$$= 810 \text{ m}^3/s$$

③多孔形

直径が10mmで長さ60cmの長い円筒のコンダクタンス S_1 は

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{65}{\sqrt{M}} \times \frac{D^3}{\ell} \\ &= \frac{65}{\sqrt{4}} \times \frac{1^3}{30} = 1.083 \ell/s \end{aligned}$$

孔数は $18 \times 71 = 1278$ 個なので総コンダクタンス S は

$$S = 1.083 \ell/s \times 1278 = 1.38 \text{ m}^3/s$$

$$Q = 1.38 \text{ m}^3/s \times 1.21 \text{ Pa}$$

$$= 1.67 \text{ Pa} \text{ m}^3/s$$

$$S_c = Q/P$$

$$= 412 \text{ m}^3/s$$

中性化セルをスリット形又は多孔形にすることはビームラインの長さを短くし、且ポンプ容量が小さくなって装置の小型化に非常に貢献するものである。

d. クライオポンプの容量

クライオポンプは普通 H_2 ガスに対して、

$$1 \times 10^5 \ell/s/m^2$$

の排気速度が採れるが、形状の工夫によりこれの2倍くらいの値は実現できている^{67,68)}。 D_2 では H_2 に対し $1/\sqrt{2}$ になってしまうから 1 m^2 で $1.4 \times 10^5 \ell/s$ はとれる。パネルの両面を使える形を採用できるとすればこの倍の

$$2.8 \times 10^5 \ell/s/m^2$$

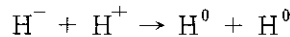
は計算できるだろう。よって多孔形の場合に必要なクライオパネルはたったの 0.7 m^2 である。

これまで検討したように長い中性化セルも魅力的であるが、その反対の多孔形で短い中性化セルも劣らず魅力的である。これらの結果はすべて体積生成形負イオン源ではビーム発散が 0.3° 程度まで小さくなるという予想の結果であり、ビーム発散の向上が如何に装置設計上大きな自由度を与えるかの例である。

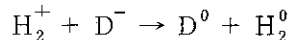
6.4 その他の中性化方式

1) 正負イオンビームの直接反応による中性化の可能性

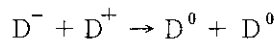
H^- の崩壊の断面積で最大のものは mutual neutralization (electron-transfer process),



であって、第6.4.1図に示すよう⁶⁹⁾に 10^{-14} cm^2 を越えている。水素以外の正イオンとの衝突による中和反応の中には断面積がさらに大きなものもあり、



の反応断面積は1 eV以下の領域では 10^{-13} cm^2 よりも大きい事が報告されている⁷⁰⁾。この大きな断面積を利用するため、正負の二台のイオン源から発射したビームを混合して中性粒子ビームとする方法を検討した。例えば考えられる方式は第6.4.2図に示すものである。これは D^- と D^+ を各々のイオン源から引き出しドリフト部において



なる反応を起こさせて中性粒子ビームを得るものである。この場合正と負の両イオンの相対速度はあまり大きくできないので、両イオンが充分相互干渉を起こし中性粒子ビームとなる迄には長いドリフト領域が必要になると予想される。ここでは上記反応が利用できるかどうかを調べるため、第6.3.4図の様に長い中性化セルを持った装置を想定して反応の割合 ($n\sigma\ell$) を評価する。

次の条件を仮定する

D^- エネルギー (E)	500 keV
D^- と D^+ と相対エネルギー (E_{rel})	2 keV
D^- と D^+ の電流密度 (J)	200 A/m ²
ドリフト管 (中性化セル) の長さ	30 m

また断面積はHとDの同位体効果は無いものとして第6.4.1図のものを使用する。同図より断面積はHの1 keV に対しての値、 $1 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ がDの2 keV での値となる。換算質量 m_r を求める。

$$m_r = \frac{m_D \cdot m_D}{m_D + m_D} = \frac{1}{2} m_D$$

相対速度 v_r は相対エネルギー E_{rel} と m_r より、

$$v_r = \sqrt{\frac{2eE_{rel}}{m_r}} = 6.2 \times 10^5 \text{ m/s}$$

一方イオンの速度 v_D は

$$v_D = \sqrt{\frac{2eE}{m_D}} = 6.9 \times 10^6 \text{ m/s}$$

イオン密度 n は

$$n = \frac{J}{e v_D} = 1.8 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$$

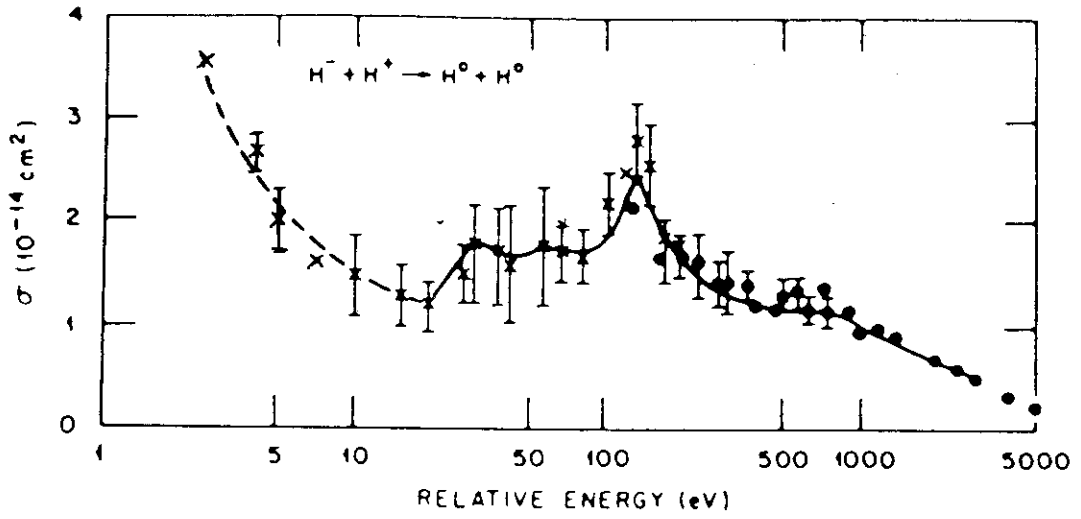
30 mのドリフト管を D^- が走るに要す時間 t は $4.3 \mu\text{s}$ なので、その間に D^- と D^+ が相互干渉する長さ ℓ は

$$\ell = v_r t = 2.7 \text{ m}$$

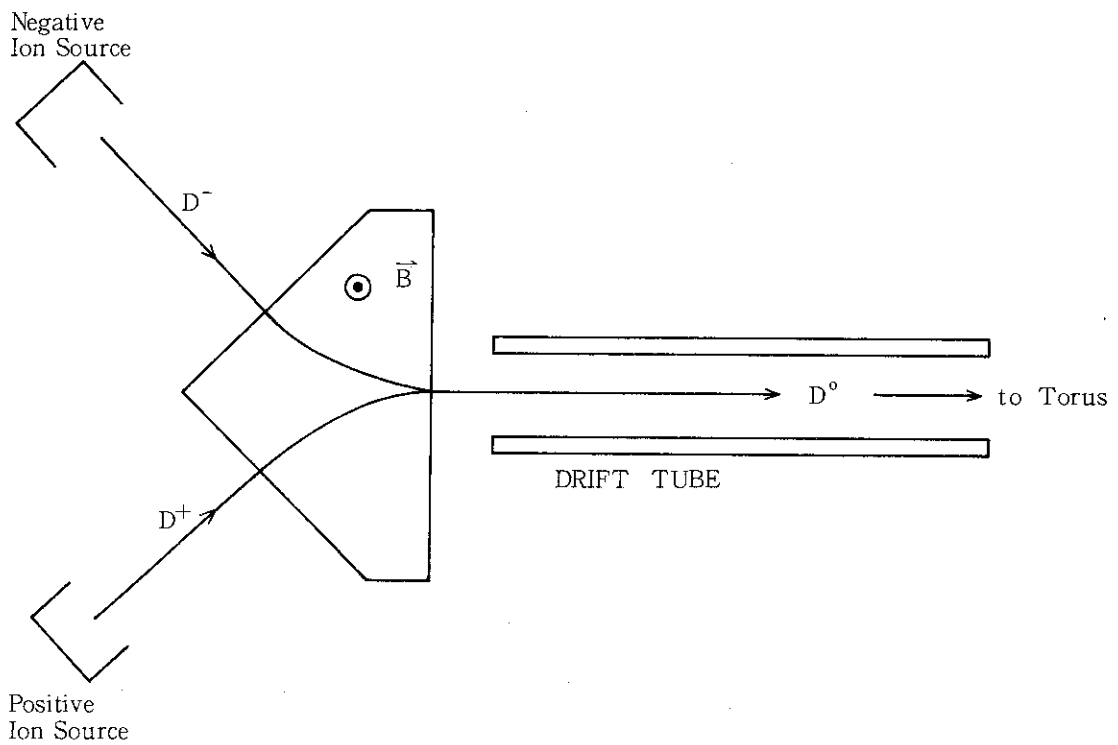
よって反応割合 $n\sigma l$ は

$$\begin{aligned} n\sigma l &= \frac{J}{e} \cdot \sqrt{\frac{m_D}{2eE}} \cdot \sigma \cdot \sqrt{\frac{4eE_{rel}}{m_D}} \cdot L \cdot \sqrt{\frac{m_D}{2eE}} \\ &= \frac{J\sigma L}{Ee} \cdot \sqrt{\frac{m_D \cdot E_{rel}}{e}} \\ &= 5 \times 10^{-4} \end{aligned}$$

この反応が利用できるためには $n\sigma l$ の値が 1 程度である必要がある。上で評価したように $n\sigma l$ が 5/10000 では中性化しないのと等価である。 $n\sigma l$ のパラメータ依存性は上に計算した通りであるが、 σ が 1 keV ~ 2 keV ではほぼ一定で 2 keV 以上ではおよそ $1/E$ に比例するため、2 keV あたりで最大となる。普通の中性化セルと比較して σ と l は同程度かそれ以上だが n が 5 桁小さいので十分な相互干渉が行われれないということである。従って正負両イオンの直接中和反応による中性化はここでは現実的でない。



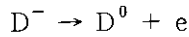
第 6.4.1 図 Mutual Neutralization



第 6.4.2 図 正負イオンの直接反応による中性化方法

2) 磁場による D^- の中性化

H^-/D^- の電子の結合エネルギーは 0.76 eV なので高速の D^- を高磁場中を通過させればローレンツ電場が発生し



なる解離反応を起こす事ができる。この反応に必要な磁場の強さを評価し、我々の設計に反映可能かどうか検討する。電場中での D^- (H^-) の平均寿命は第 6.4.3 図⁷¹⁾の通りである。 D^- のエネルギーを E (MeV) とすると

$$\begin{aligned} \varepsilon &= vB \\ &\simeq 10^5 B \sqrt{E} \quad \text{V/cm} \end{aligned}$$

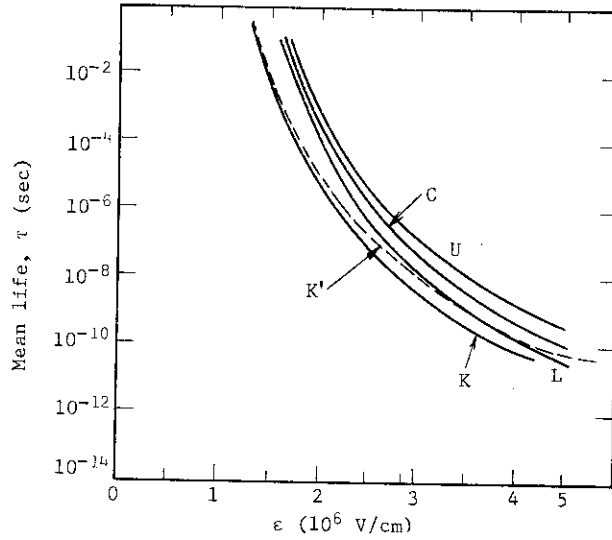
Ref. 71 より

$$\begin{aligned} \tau (\text{sec}) &= \frac{1.05 \times 10^{-14}}{\varepsilon} \exp\left(\frac{49.25}{\varepsilon}\right) \\ &= \frac{1.05 \times 10^{-19}}{B \sqrt{E}} \exp\left(\frac{4.925 \times 10^{-4}}{B \sqrt{E}}\right) \end{aligned}$$

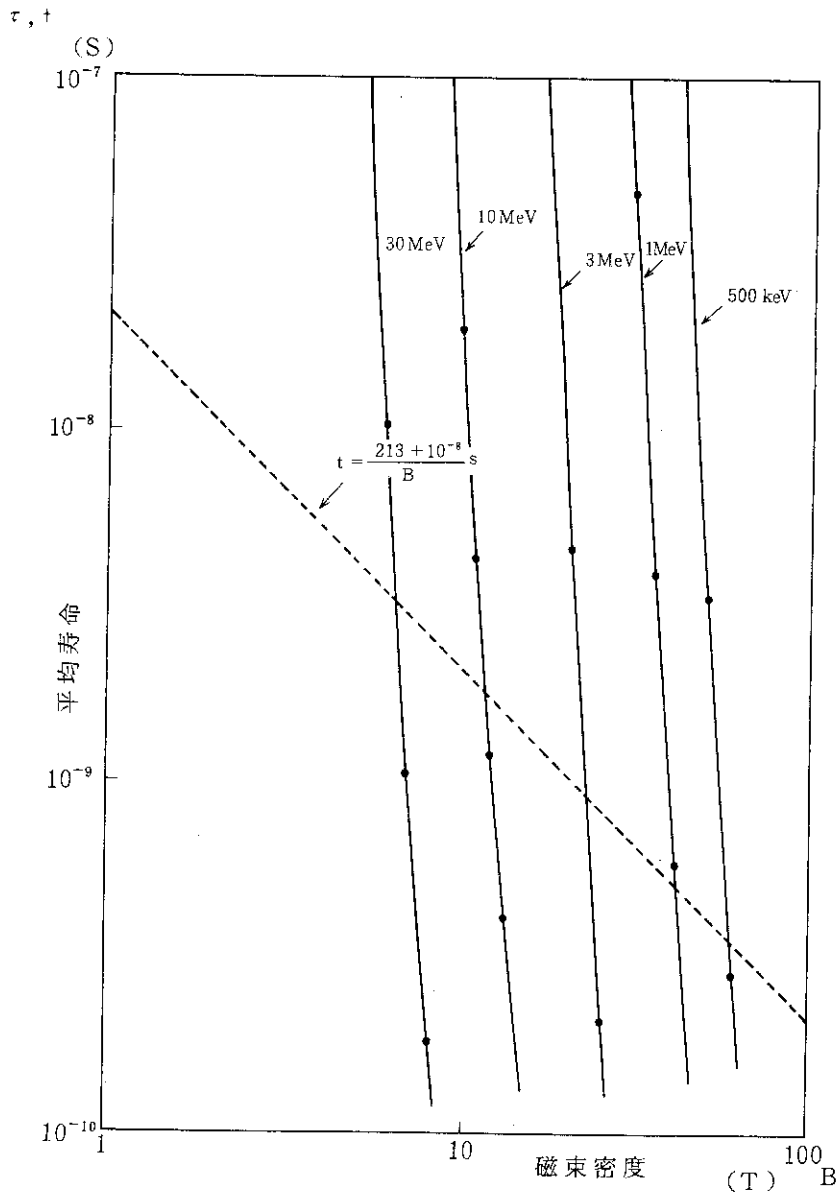
第 6.4.4 図に E と B の函数としての τ の値をプロットする (実線)。一方 D^- を磁場中に入射したままだと最後は 180° 偏向されてしまうので、ある程度角度を変えた辺りで中性化されてしまわなければならない。例えば 60° 迄偏向される事を許すとすれば、それに要す時間 t は、

$$\begin{aligned} t &= \frac{r_a \pi}{3v} \\ &= 2.13 \times 10^{-8} \cdot \frac{1}{B} (\text{s}) \end{aligned}$$

但し r_a はラーマ半径である。この t の値は第 6.4.4 図に破線で示されている。実線と破線との交点近くにしか現実的な解は存在しないので、磁場は 10 テスラ、ビームエネルギー 10 MeV が限界である。1 MeV 以下のビームの中性化には利用不可能である。



第 6.4.3 図 The mean life for detachment vs electric field.



第 6.4.4 図 平均寿命対磁束密度, ビームエネルギー

6.5 中性化方式のまとめ

負イオンは結合エネルギーが0.76eVと大変小さく、 D^0 (H^0) 原子の電離エネルギーは13.8eVとこれよりは大きいので、中性化法として色々な方法が可能である。

レーザー法、プラズマ法、ガス法に大別できその利害得失は第6.1表にまとめる通りである。

三つの方法のうちレーザー法は中性化効率99%も可能でその場合NBI装置の信頼性を下げている主要原因のひとつであるイオンダンプや複雑な構造設計が必要となる偏向磁場が不必要になるという大きな利点を持っている。しかし中性化効率上昇で不要となる電源パワー分以上の電源パワーをレーザーにつき込む必要があり、レーザーの発振効率が10%以上にならないと効率的に得にならない。また光共振器用ミラーは膨大なパワー密度のレーザー光を反射できる能力が必要で定常運転に耐える物ができるとは考えられない。この二つの難点が克服されるならばレーザー中性化法は非常に魅力的なものとなる。レーザー技術の今後の進歩を注目し続けたい。

プラズマ中性化セルはイオン源のソースプラズマ生成技術によって設計可能で、特別なR&Dなしにガスセルより10%以上高い効率が得られるという利点がある。しかしプラズマ生成電力を含めた効率上昇はこの値の半分程度であり、一方ビームラインには複雑な装置を備える必要があるため、装置と効率のトレードオフは微妙である。反応断面積がそろっていない事も判断を阻害している一因で今後の断面積の測定が必要である。その結果によってはガスセルで進めていた設計をプラズマセルに変更する事は比較的容易であると考えられる。

ガスセルは交換効率58%で最も低い値だが、それでも正イオンシステムよりは非常に高いため効率上の問題で設計がクリティカルになる事はないと考えられる。しかしながらイオンダンプへ入る熱負荷が高く、イオンダンプの信頼性とプラズマセル用プラズマ生成装置の信頼性との比較が必要である。この点を除けばガスセルは単なる筒であり簡単に信頼性の優れた装置を得ることができる。体積生成型イオン源からは非常に発散の小さいビームが得られるのでガスコンダクタンスを絞る事ができ、その限りにおいてプラズマセルあるいはガスジェットセルを採用してガスロードを下げるメリットは小さいと考えられる。

7. ビームライン設計のオプション

前章迄の検討によって設計上の大まかな概念や採用すべき選択枝がかなり絞り込まれてきたものの、基本的な所で更に検討評価する必要がある。それは中性化セルの形状とそれによって定まるビームラインの全体像をどのようなものとすべきかという点である。このため中性化セルの形式別に三通りの方式を選び出しそれについてビームライン全体の輪郭を求め装置としての概念をある程度はっきりさせる事とする。三通りの方式とは、

- 1) 中性化セルを細い多孔形として炉心近くでできる限り小型にまとめる装置
- 2) 中性化セルを長くして炉室とは別の部屋にイオン源を置くような横長の装置
- 3) プラズマセルを用いた装置

これらの設計を進める上で次の条件を用いた。

- a) イオンダンプの熱負荷は 1 kW/cm^2 とする。
- b) クライオポンプの排気速度は $14 \text{ 万 } \ell/\text{sec} \cdot \text{m}^2$ とする。
- c) ビーム発散 ($1/e$) は 0.3 度とする。

7.1 多孔形中性化セルを用いる装置

前章にて検討したように中性化セルの直径を 1 cm の多孔形とすると全長を 60 cm あるいはそれ以下と非常に短くできる上、ガス負荷も小さくできる。ビームラインの全長は中性化セルの長さに大きく左右されるため、この様な中性化セルを採用すれば炉心近くに小さくまとめた装置とする事が可能である。この場合の設計例を第 7.1.1 図に示す。イオン源は加速電極の大きさが $20 \text{ cm} \times 167 \text{ cm}$ のものを二台使用する。縦に二台並べたのはトラスへの接線入射の便宜のためである。中性化セルが 60 cm しかないので真空容器は幅 1.3 m 長さ 1.9 m 高さ 5.2 m と現在の JT-60 用 NBI 容器より一まわり小型なもので良い。諸元の検討を行うと次のようである。

1) 各部での損失とイオン源寸法

a. 加速部での中性化損失

中性化セルが多孔形であるので加速電極もすべて多孔形となる。中性化セルの口径 $10 \text{ mm}\phi$ に対し加速電極孔は $9 \text{ mm}\phi$ とする。電極は 50 kV 以下の前段部はイオン源に固定され、 50 kV 以上の主加速部は宙吊り形となる様支持されるものとする。このとき加速部での中性ガス圧の分布は第 7.1.2 図に示す様になる。この分布を基に加速されつつある D^- イオンの中性化損失を概算すると、

0 - 2 keV	15 %
2 - 50 "	8 %
50 - 200 "	8 %
200 - 500 "	4 %
合 計	35 %

この値は4.2の1)節で評価したものよりは少し改善されている。

b. 中性化セルでの幾何学的損失

ビームはガウス分布していると考える。加速電極から中性化セル迄13 cm離れているとすると、

$$\omega_e = 0.3^\circ$$

$$r_e = (13 + 60) \text{ cm} \tan 0.3^\circ = 0.382 \text{ cm}$$

損失割合は

$$\exp\left(-\frac{r^2}{r_e^2}\right) = \exp\left(-\frac{0.5^2}{0.382^2}\right)$$

$$= 0.18$$

c. 再電離損失

これは3%とする(第4.3.4節による)。中性化効率58%だから20 MW (500 keV 40 A)を得るために必要なイオン源電流は

$$40 \text{ A} / (0.65 \times 0.82 \times 0.58 \times 0.97) = 133 \text{ A}$$

これより電極面積を求めると

$$133 \text{ A} / 20 \text{ mA} / \text{cm}^2 = 6670 \text{ cm}^2$$

幅20 cm 長さ167 cmの電極を持つイオン源が2台必要である。

2) 必要排気速度

第6.3の4)節で計算したようにイオン源の長さ1 m当りの排気速度は412 m³/s 必要である。イオン源の長さは1.67 mのものが2台必要だから排気速度として1380 m³/s のポンプが必要である。従ってパネル面積は

$$1380 \text{ (m}^3/\text{s)} / 140 \text{ (m}^3/\text{s m}^2) = 10 \text{ m}^2$$

第7.1.1図のクライオパネルは幅1.2 m 高さ4 mのものが2台としている。

イオン源の加速部に流入するガス流量は中性化セルより、

$$1.67 \text{ Pa m}^3/\text{s} / \text{m} \times 3.34 \text{ m} = 5.58 \text{ Pa m}^3/\text{s}$$

イオン源側より

$$3.52 \text{ Pa m}^3/\text{s} / \text{m} \times 3.34 \text{ m} = 11.76 \text{ Pa m}^3/\text{s}$$

合計で 17.3 Pa m³/s のガスが流入する。加速領域の真空度を0.02 Pa に保つものとするれば排気速度は

$$S = 11.76 / 0.02 = 870 \text{ m}^3/\text{s}$$

パネル面積は6 m² 必要である。図では0.4 m幅×4 m高さが2台あるとして書いてある。図でクライオパネルに垂直に立っている破線はガス仕切板であり、それよりイオン源側が加速部排気用として作動し、仕切板よりイオンダンプ側がドリフト部排気用として働く。ここでは加速部用としてクライオパネルの裏側も使用できるものと考えている。

3) まとめ

以上をまとめると以下の様である。

中性粒子パワー	20 MW	D ⁰
エネルギー	500 keV	
イオン源	2台	

引出し面積	20 × 167 cm ² /
" 電流	66 A / 台
ビーム発散 (1/e)	0.3° (5 m rod.)
ポンプ容量 (計)	2260 m ³ /s
(イオン源用	880 m ³ /s)
(ドリフト領域用	1380 m ³ /s)
真空容器	1.3 m ^W × 1.9 m ^L × 5.2 m ^H
効 率	
中性化効率	0.58
幾何学的効率	0.82
加速効率	
粒子数	0.65
パワー	0.94
再電離損失	0.03
総合効率	0.44

4) 問題点

a. 磁気シールド

この検討では磁気シールドに何も触れていないが、トーラス近くの磁場の強い位置においてイオン源・中性化セル、イオンダンプ迄を磁気シールドできるか検討必要。

b. 加速部での損失

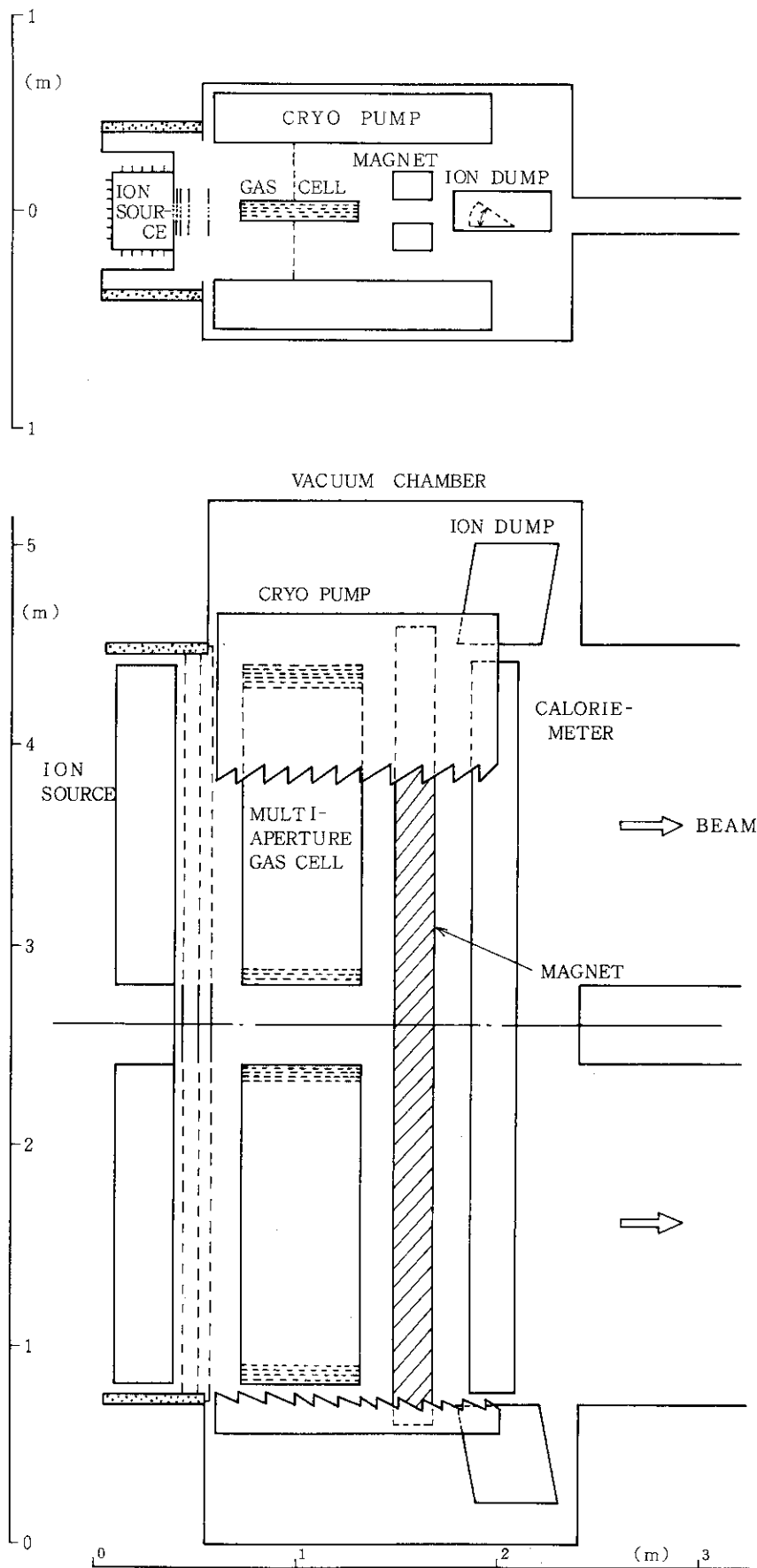
大口径電極が採用できないので加速領域での中性化損失が大きい。

c. 真空容器の寸法

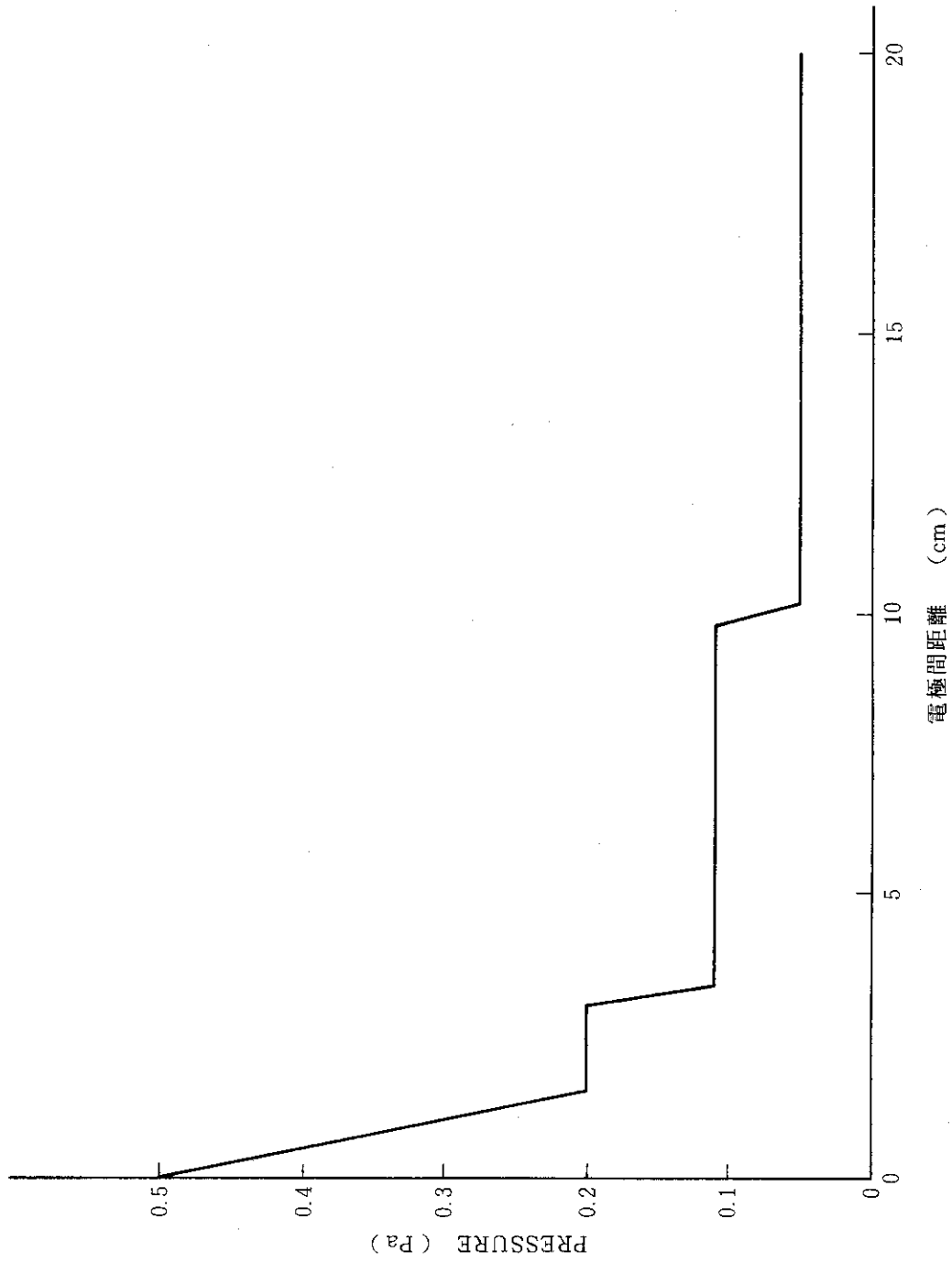
取扱うパワーに比較してイオンダンプはかなり小さい。もっと大きなものにしないと設計できない可能性が大きい。

d. イオン源の配置

イオン源を二台縦列に並べたのは接線入射するにはビーム幅が狭い方が良く考えたためであるが、入射ポートの形状と入射角の検討によっては横に二台並べるという方法も可能である。



第 7. 1. 1 図 多孔形中性化セルを採った設計例



第7.1.2図 電極間での真空度分布

7.2 長い中性化セルを用いる装置

この装置も体積生成形イオン源のビーム発散が非常に良いことを利用し、中性化セルの断面形状は大きいままだが長さを従来のものより一桁以上長くする。ビームライン全長は30mに及び、中性化されないイオンは入射ポートの直前にて偏向しイオンダンプで処理する。装置の概略は第7.2.1図に示す通りである。イオン源は幅20 cm 長さ240 cmのものを一台使用し、縦長のビームをトーラスへ入射する。ビームは主に垂直方向（長手方向）に収束するものとトーラス入射口近くでは発散による広がりも含め30 cm × 120 cmの断面積に絞り込む。ビームの断面積は引出し直後の約 $\frac{1}{2}$ に迄絞り込まれるが中性化セルが非常に長いのでビームの収束角度は小さく、トーラスの遮蔽材中における孔の断面をかなり小さくする事が可能である。

1) ガスフローと各部の損失

中性化セルは長さが30 m 高さがイオン源側が2.4 m 入射ポート側が1.2 m で幅が30 cm である。 D_2 に対するこの管のコンダクタンスは約 $5 \text{ m}^3/\text{s}$ である。必要線密度 π は

$$\pi = 7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$$

であるので中性化セル入口と出口のガス圧 P_1, P_2 を

$$P_1 = 1.5 \times 10^{-2} \text{ Pa}$$

$$P_2 = 0.4 \times 10^{-2} \text{ Pa}$$

とする。

イオン源は第7.2.2図の通りで、引出し面積を

$$20 \times 240 \text{ cm}^2$$

とし、透過度を50%、電流密度 $50 \text{ mA}/\text{cm}^2$ 、ソース部圧力は $0.5 P_a$ とすれば各電極のコンダクタンスは、

プラズマ電極及び引出し電極では $30 \text{ m}^3/\text{s}$

50 kV 電極 $100 \text{ m}^3/\text{s}$

大口径加速部 $400 \text{ m}^3/\text{s}$

$$\left(\begin{array}{l} \text{加速領域の面積} = 20 \times 240 = 4800 \text{ cm}^2 \\ \text{電極側面の} \quad = 240 \times 15 \times 2 = 7200 \text{ cm}^2 \\ S = \frac{62.5}{\sqrt{M}} \times (4800 + 7200) = 375000 \text{ } \ell/\text{s} \approx 400 \text{ m}^3/\text{s} \end{array} \right)$$

よってイオン源ガス流量 Q_G は、

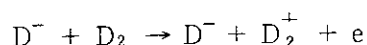
$$Q_G = 0.5 \left/ \left(\frac{1}{30} + \frac{1}{100} + \frac{1}{400} \right) \right. = 10.9 \text{ Pa m}^3/\text{s}$$

これにビーム分を加えて

$$Q_T = 10.9 + 120 \text{ (A)} \times 0.0126 = 12.4 \text{ Pa m}^3/\text{s}$$

加速部での圧力分布は第4.2.2図に示したもので、中性化損失は前段加速部で17%、主加速部で4%となる。

一方加速部ではガスのイオン化



によるパワー損失が発生する。この断面積は（第 7. 2. 3 図），



と同じと考えると、平均して約 $1.7 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ となる。よって粒子ロスは、

$$0.04 P_a \times 15 \text{ cm} \times 2.47 \times 10^{14} \times 1.7 \times 10^{-16} = 0.025$$

このイオン化反応はエネルギーの小さい領域で主に発生するのでパワー的にはとり合えず無視できる。

2) 必要排気速度

中性化セルから入射ポート側へ流れ出るガス Q_D は

$$\begin{aligned} Q_D &= 5 \text{ m}^3/\text{s} (1.5 \times 10^{-2} - 0.4 \times 10^{-2}) P_a \\ &= 0.055 P_a \text{ m}^3/\text{s} \end{aligned}$$

中性化セルに衝突してガス化するビームの半分は

$$\frac{1}{2} Q_{BN} = 100 \text{ A} (1 - 0.84) \times 0.0126 = 0.10 P_a \text{ m}^3/\text{s}$$

以上より必要排気速度を求める。まずイオン源側 S_I は、

$$S_I = \frac{10.9 + 0.1}{0.015} = 750 \text{ m}^3/\text{s}$$

入射ポート側の排気速度 S_D は、

$$S_D = \frac{51 \text{ A} \times 0.0126 + 0.055 + 0.1}{0.4 \times 10^{-2}} = 200 \text{ m}^3/\text{s}$$

従ってクライオポンプの大きさは、イオン源側では、

$$2.4 \text{ m} \times 1.6 \text{ m} \times 2 (\times 140 \text{ m}^3/\text{s}/\text{m}^2 = 1076 \text{ m}^3/\text{s})$$

入射ポート側では、

$$1.5 \text{ m} \times 1.5 \text{ m} (\times 140 \text{ m}^3/\text{s}/\text{m}^2 = 300 \text{ m}^3/\text{s})$$

となる。

再電離損失は接線入射ポートの長さが 9 m で圧力は一定と仮定すると

$$\begin{aligned} &0.4 \times 10^{-2} P_a \times 900 \text{ cm} \times 2.66 \times 10^{14} \times 6 \times 10^{-17} \\ &= 0.057 \\ &\exp(-0.057) = 0.944 \end{aligned}$$

約 5% の損失が見込まれる。

イオンダンプへは 17 A のビームが入射する。

以上をまとめると第 7. 2. 4 図に示す粒子のフローダイアグラムの通りである。

3) まとめ

中性粒子パワー	22.5 MW
エネルギー	500 keV
パルス幅	10 sec
イオン源	20 cm × 240 cm 一台
加速電流	100/120 A
ビーム発散	0.3° (5 m rad)

真空排気系

イオン源部	750 m ³ /s
イオンダンプ部	200 m ³ /s

入射ポート

ドリフト管	0.4 m × 1.2 m × 9 m
真空度	4×10^{-3} Pa
トーラスへのガス流入量	0.03 Pa m ³ /s

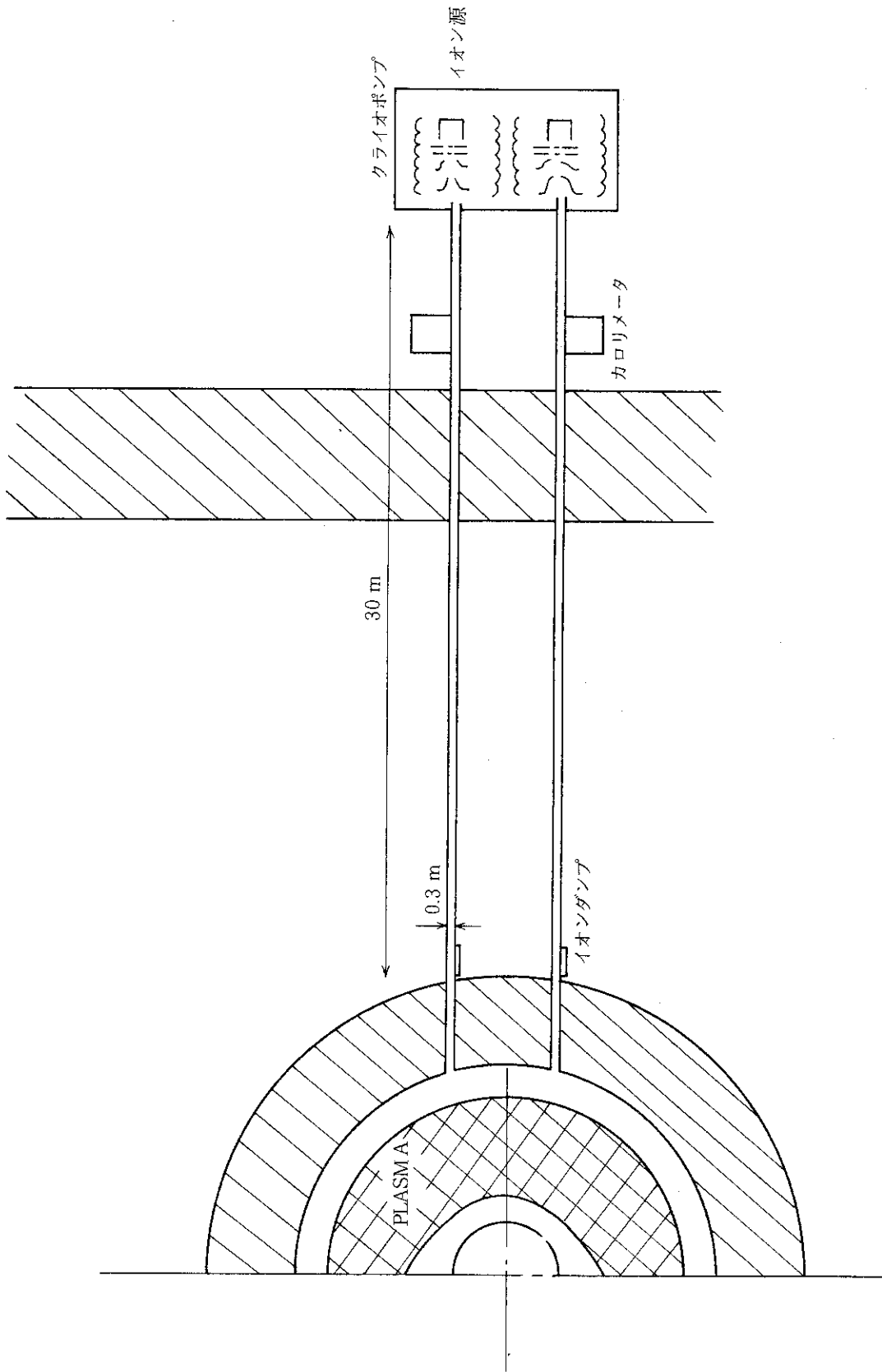
効 率

加速効率	0.96
中性化効率	0.58
幾何学的効率	0.84
再電離効率	0.95
総合効率	0.45

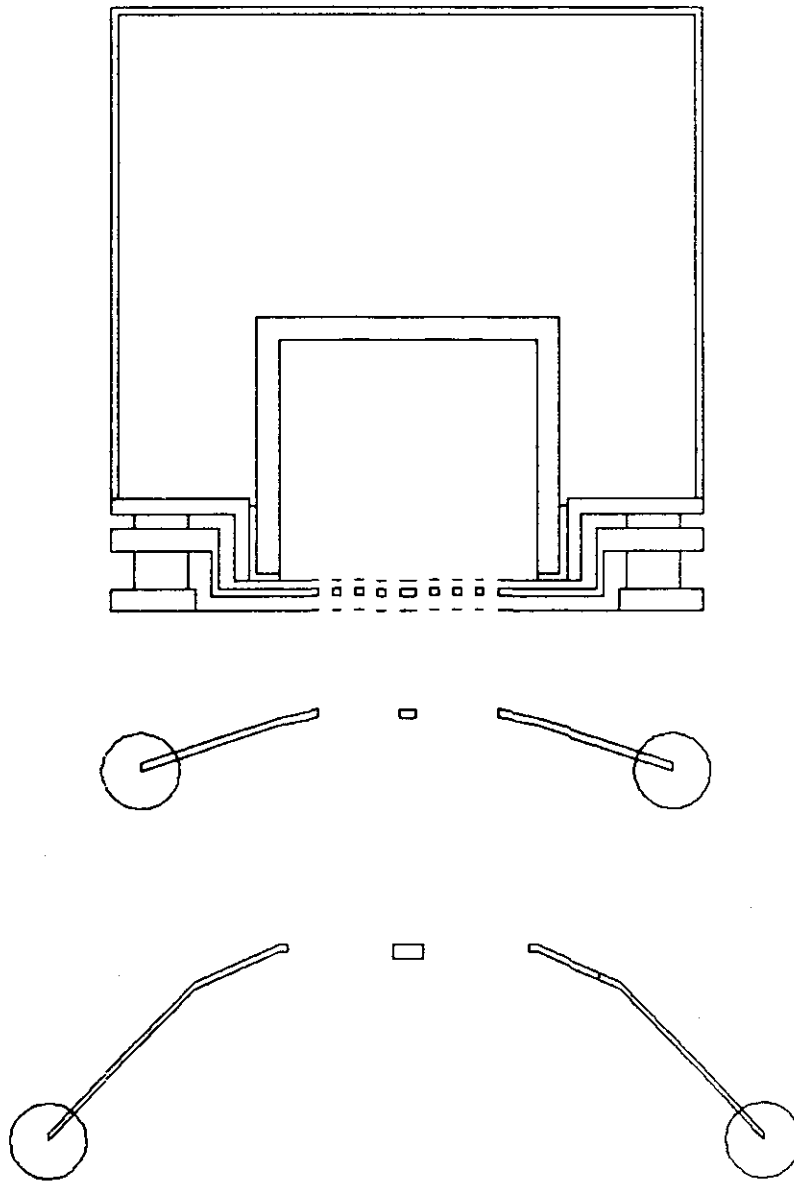
4) 問題点

現在考えている装置は原研で設計中の核融合実験炉へ取付ける事を想定している。このトーラスへ接線入射するためには厚い中性子遮蔽材中を斜めに横切るビームパスをとらなくてはならないが、この長さが10m近くにもなってしまう。従ってこの部分での再電離損失を抑えるためにはイオンダンプ部に真空排気設備を設け入射ポート入口部圧力を下げなくてはならない。もしこの部分の長さが半分以下にする事ができるならば、イオンダンプ部の排気速度も半分で済む。

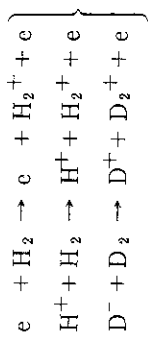
ガス圧分布とビーム発散のマッチングも大きな問題点である。これは負イオンシステムに共通した問題点であるが、ビーム発散と加速途中での中性化損失を同時に満足する解を見つける事は大変重要である。この点については後程更に検討する。



第7.2.1図 長い中性化セルを用いた入射装置概念図

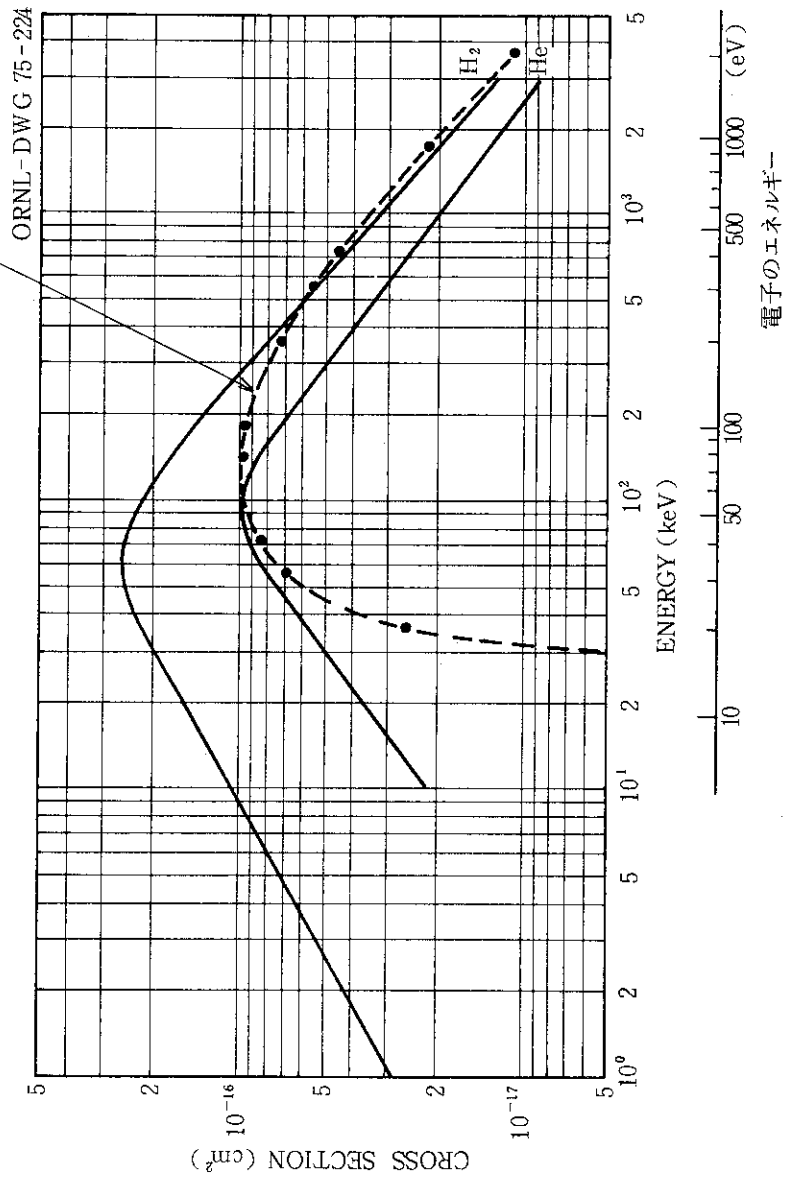


第7.2.2図 イオン源断面図

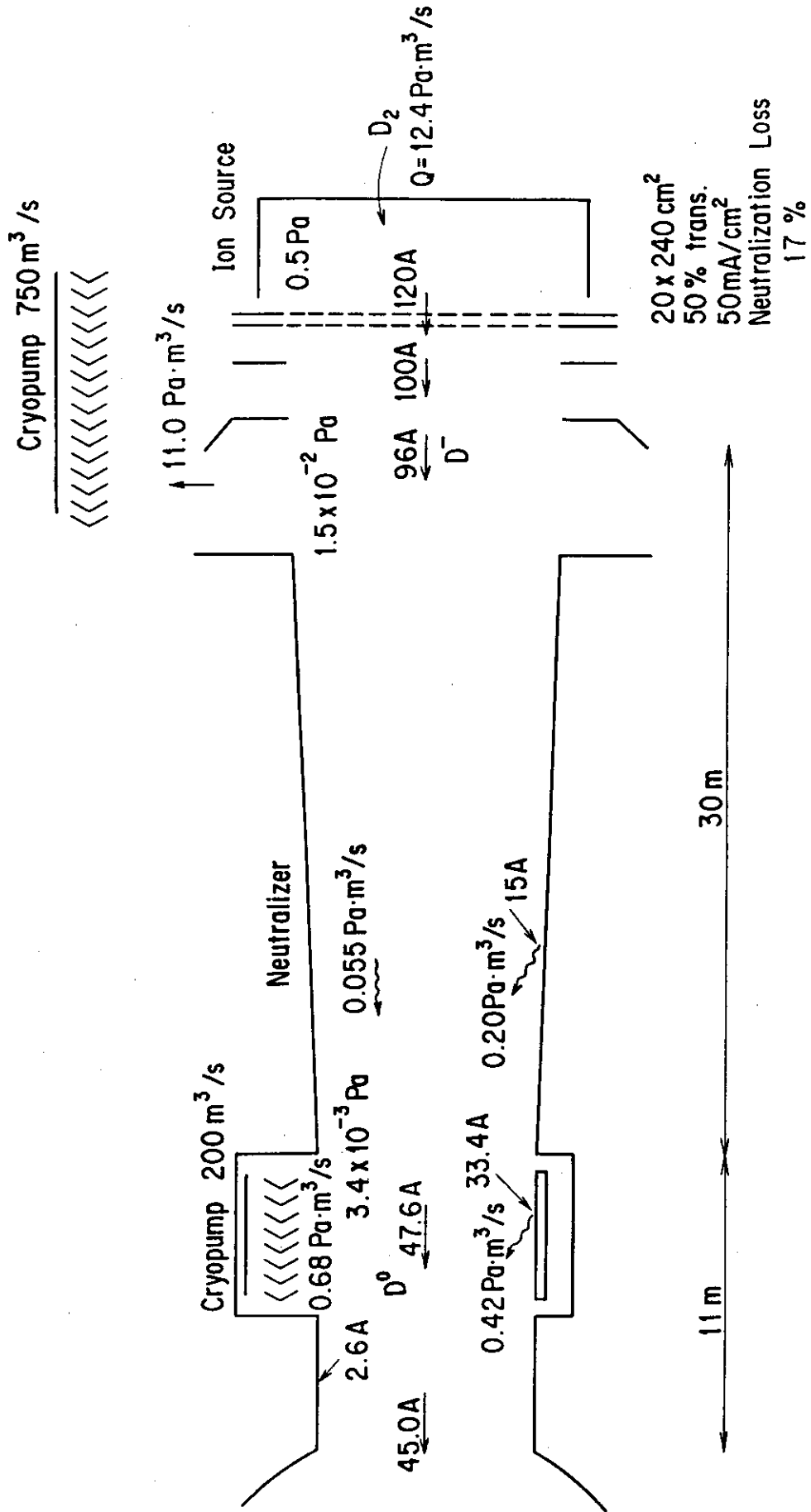


の3つの反応を比べる。下図のようにH⁺のエネルギーが300 keV 以上では、H⁺によるイオン化断面積とeによるイオン化断面積が等しいことがわかる。これよりD⁻によるD₂のイオン化断面積も300×2=600 keV 以上では、eによる断面積と等しいだろう。それ以下ではよくわからないが、H⁺によるイオン断面積と等しいという仮定はそんなに間違っていないだろう。

$e + H_2 \rightarrow e + H_2^+ + e$
 e の速度がH⁺と同じところでプロットしている。



第7.2.3図 D⁻イオンによるガスのイオン化断面積の評価



第7.2.4図 ガス及びビームのフロー

7.3 プラズマ中性化セルを採用した装置

ここで検討する設計例ではセルの断面がイオン源とほぼ同一寸法で長さが2 m程度である。これはプラズマを使用する点を除いては従来の正イオンを含むシステムでの考え方に近い。中性化セルが太くて短いためガス取扱量が大きいのが前の例の様にビーム発散に左右される要素が小さく構造的には保守的な装置と位置付けられる。装置の全体は第7.3.1図に示す如くで、ここでは縦長のイオン源を二台並べるといった方式とした。中性化セルは従来のガスセルと寸法的には類似であり、異なる点はその周囲を強力永久磁石で覆う点である。即ちこの中性化セルは巨大なバケツト型ソースプラズマ生成部そのものである。

1) ガスフローと各部の損失

イオン源は二台使用し、一台当たり40 Aのイオンビームを得る。このために幅10 cmで高さが200 cmの電極を想定する。その形状は第7.3.2図に示す形とする。ソースプラズマ生成部及び前段加速部は前の例とほぼ同じであるが、主加速部を1 m長のものとした。ビームが薄いため電界で強く収束しながら加速する事が可能で、電極間隔の広い方が放電破壊しにくいという利点がある。

イオン源での加速途中の中性化損失を20%とし、発散及び再電離による損失を合計10%とする。中性化セルが太くて短いため幾何学的損失は小さくて済む。中性化効率70%は期待できるから入射パワーは

$$80 \text{ A} \times 0.8 \times 0.7 \times 0.9 = 40 \text{ A}$$

でちょうど20 MWとなる。イオンダンプへは

$$80 \text{ A} \times 0.8 \times 0.3 = 19.2 \text{ A}$$

のビームが入射する。

イオン源での損失を20%にするためには主加速部の真空度を $6.7 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ とする必要がある。イオン源ソース部からのガス流量は前節の例と同様だから、 $9 \text{ Pa m}^3/\text{s}$ 。これにビームの20%分を加えて $9.2 \text{ Pa m}^3/\text{s}$ である。よって必要排気速度 S_1 は

$$S_1 = 9.2 \text{ Pa m}^3/\text{s} / 6.7 \times 10^{-3} \text{ Pa} = 1380 \text{ m}^3/\text{s}$$

10 m^2 のクライオポンプが必要である。このために、 $1 \text{ m} \times 2 \text{ m}$ のクライオパネルを三枚用意しその両側で排気する必要がある。

2) プラズマ中性化セル

プラズマ中性化セルは長さ200 cm、幅40 cm、高さ200 cmの四角の箱で周囲を永久磁石のライカスプで覆われている。(第7.3.3図参照)イオン源加速部を出たビームは差動排気された隣の室にて更に収束されてからプラズマ中性化セルに入る。プラズマセル両端の接続部を

$$12 \text{ cm}^W \times 200 \text{ cm}^H \times 50 \text{ cm}^L$$

とするとそのコンダクタンス C_1 は $74.6 \text{ m}^3/\text{s}$ 。中性化セル真空度を 0.13 Pa とすると、イオン源側へのガス流出量 Q_2 は

$$Q_2 = 10 \text{ Pa m}^3/\text{s}$$

入射ポート側へのガス流出量 Q_3 は

$$Q_3 = 5 \text{ Pa m}^3/\text{s}$$

合計イオン源一台当り $15 \text{ Pa m}^3/\text{s}$ 。収束室も $6.7 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ に保つには

$$S_2 = 10 / 6.7 \times 10^{-3} = 1500 \text{ m}^3/\text{s}$$

10.7 m^2 のクライオポンプが必要となる。加速部用ポンプとほぼ同規模のものとなる。

イオンダンプへ入射するビームの等価ガス量は

$$19.2 \times 0.0126 = 0.24 \text{ Pa m}^3/\text{s}$$

よってこの領域を $0.4 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ にするには

$$S_3 = 5.24 / 0.4 \times 10^{-2} = 1310 \text{ m}^3/\text{s}$$

の排気速度が必要である。

3) まとめ

中性粒子パワー	20 MW
エネルギー	500 keV
イオン源	10 cm × 200 cm × 2台
加速電流	40 A / 台
真空排気系	
イオン源部	1380 m ³ /s
ビーム収束部	1500 m ³ /s
イオンダンプ部	1310 m ³ /s
効 率	
加速効率	0.96
中性化効率	0.70
幾何学的効率 } 再電離効率 }	0.90
総合効率	0.60

4) 問題点

前の二例と比較して中性化セル形状の差の影響が出てしまい、排気速度が非常に大きくなった。この原因の一つはプラズマセルの残留ガス圧を 0.13 Pa としたためである。プラズマ粒子の閉じ込め特性が良ければその半分の 0.065 Pa 、電離度13% (6.2.2節) の達成が充分可能であり、その時には排気速度は前節で求めた値の半分でよい。更にイオン源の形状が第7.2.2図と同様の形とすると加速領域が短いのでそれだけ加速部の真空度は高くともよい。この場合イオン源からの流出ガスは第7.2で求めた値を $200 \text{ cm} / 240 \text{ cm}$ 倍して、 $9.25 \text{ Pa m}^3/\text{s}$ を得る。従ってこれを 0.04 Pa に迄引くためには

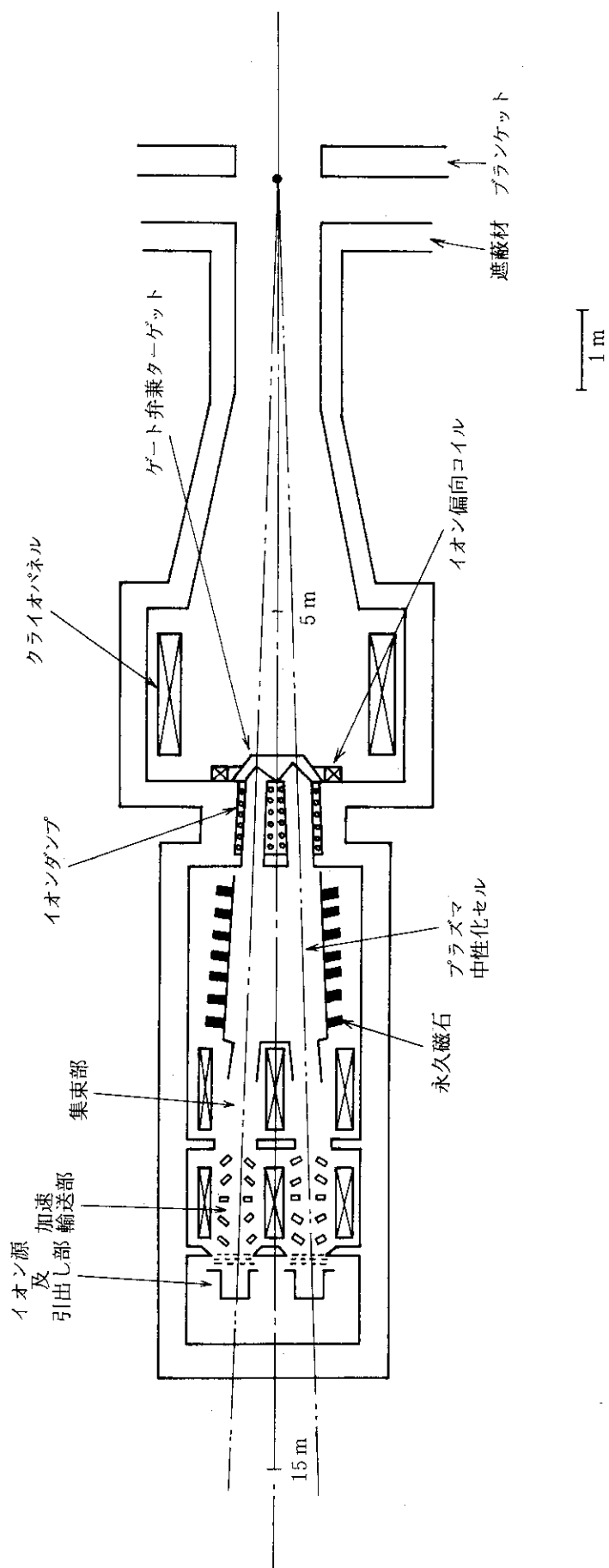
$$S = 9.25 / 0.04 = 230 \text{ m}^3/\text{s}$$

で済む。この様になるとイオン源が小型化されるので、装置もかなり小型にする事ができる。

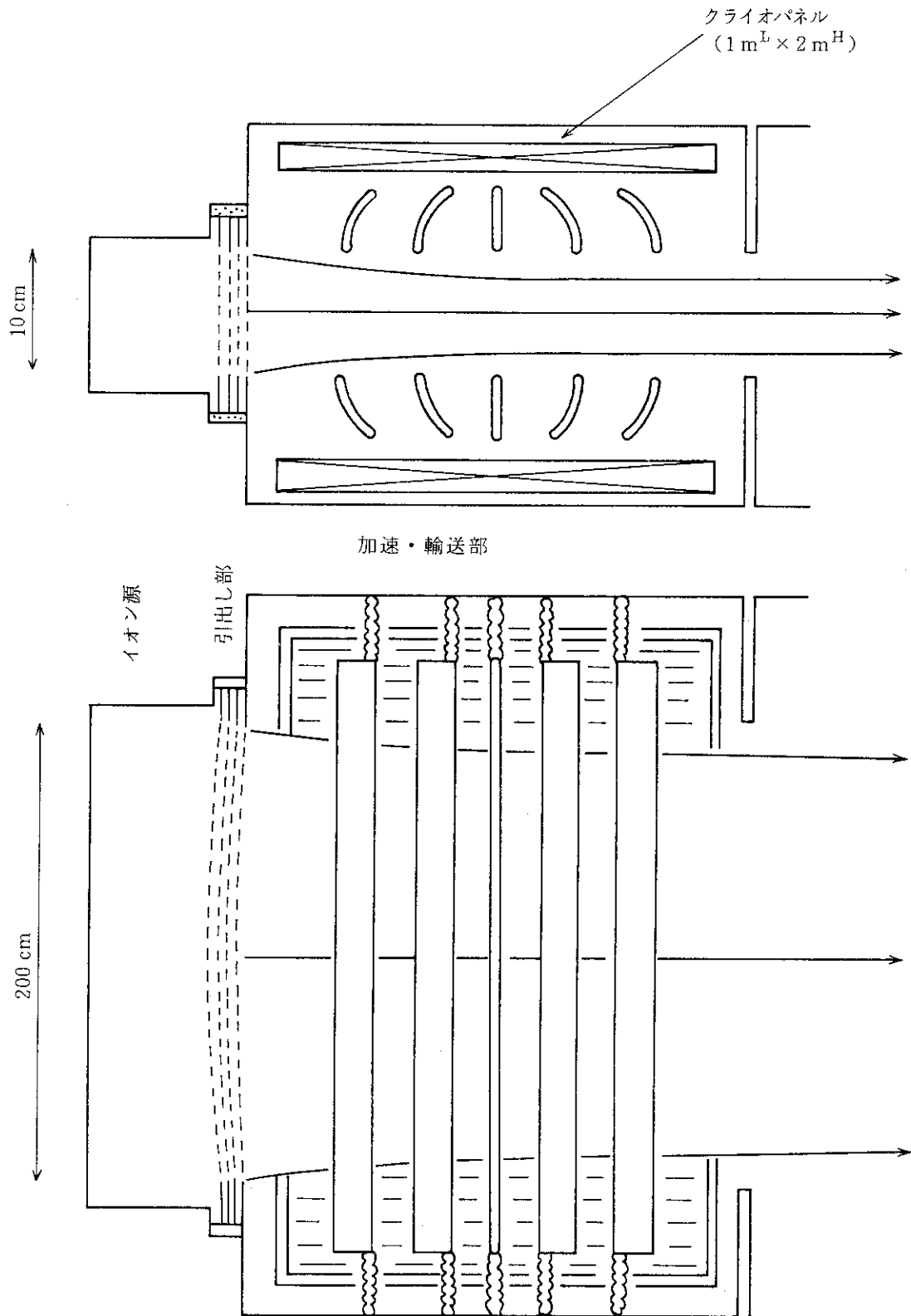
この装置の利点は中性化効率と幾何学的効率が高いので総合効率が高い点と、イオン源とイオンダンプの負担が小さい点にある。装置の開発の結果設計上のクリティカルパスがイオン源やイオンダンプが握る事になった場合中性化セルをプラズマ化するとその難点を逃げられることとなり、将来設計上のポイントになるかもしれない。更にここでは検討しなかったが、アルゴン等のプラズマを使用すればガス負荷はもっと小さくなるので設計上の裕度は更に増大する点は注意す

べきである。

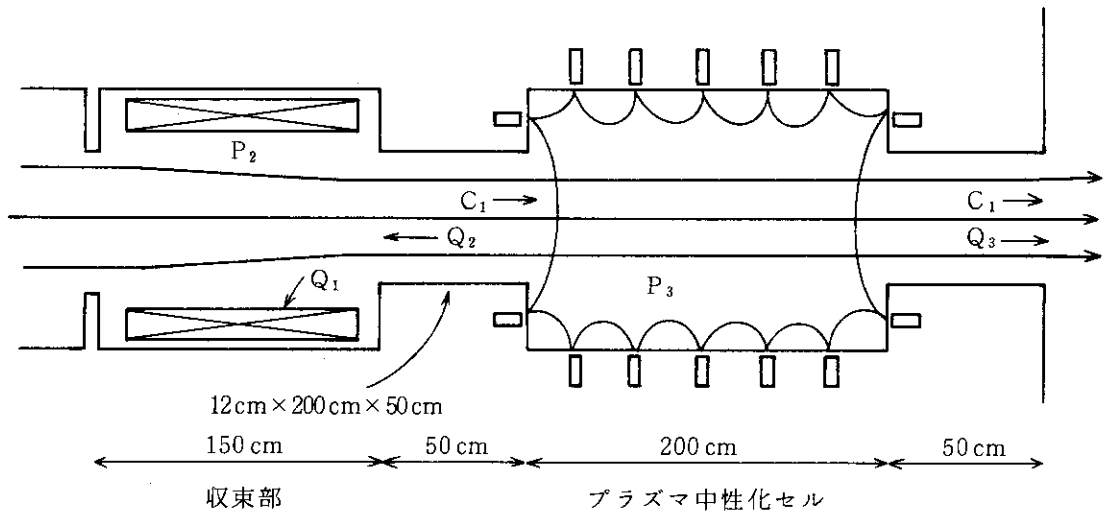
一方中性化セルのコンダクタンスを下げないままでガスセルを採用すると極めて大きな排気設備が必要となる事も明らかとなった。



第7.3.1図 プラズマ中性化セルを採用した装置 (断面図)



第 7.3.2 図 イオン源部, 引出し部, 加速輸送部詳細図



第 7.3.3 図 プラズマ中性化セル詳細

7.4 三方式の比較

三方式の比較を第7.4.1表に示す。プラズマセル方式が最も効率が良く、ガスセル方式は少し悪い。ガスセル方式の二例の効率が50%を切ったのはいずれも幾何学的効率が悪いせいである。短い装置の場合は中性化セルのガス圧を上げて長さを更に短くすることで、長い装置の場合には幅を少し広げる事で更に効率上昇が可能である。入射ポートを最も狭くできるのはビームレットの集束角が最小の長いNBIであり、この装置が最も単純な構造をしている。外形寸法が最も小さくできるのは短いNBIでその小ささはJT-60 NBIの1ユニット分で20MW入射するというものである。長いNBIの場合は長さは長いが体積的にはあまり大きくない。最も大きくなるのはプラズマセル付NBIである。しかしこの装置の場合はプラズマセルのベースガス圧をどこまで下げられるかによって設計が大きく異ってくるので現状では判断できない。

いずれの方式にもいえることは、一つはイオン源の加速部で、これをコンパクトにまとめないと加速途中で中性化損失を防ぐため大きなクライオポンプが必要となる。もう一つの要注意点は残留イオンビームの処理で、これを上手に処理しないとトーラス近くに複雑な大型機器を置く事となる。ポロイダル磁場を使ったり、電場で偏向する等の工夫が必要である。

こうして三つの設計を行ってみると各々に特徴がありどれが最も優れているか判断するのは難しい。特にプラズマセルを使った装置はパラメータ的に未確定要素が大である。しかし更に装置の設計を進めるため、どれかひとつを選択する必要があるので、ここでは長いNBIを選んで更に設計を進めることとした。ここでこの装置を選んだのはこの型に負イオンシステムとしての特徴が最も強く表われているからである。

第 7.4.1 表 3 方式の比較 (500 keV)

	Short NBI (多孔形ガスセル)	Long NBI	プラズマガスセルを 用いた NBI
入射パワー	20 MW	22.5 MW	20 MW
イオン源	20 cm × 167 cm × 2 (66 A × 2)	20 cm × 240 cm × 1 (120 A)	10 cm × 200 cm × 2 (40 A × 2)
クライオポンプ	2260 m ³ /s (880 + 1380) ↑ ↑ イオン源側 トーラス側	950 m ³ /s (750 + 200) ↑ ↑ イオン源側 トーラス側	4200 ~ 1130 m ³ /s (イオン源 1380 ~ 230) (セル入口 1500 ~ 250) (ドリフト管 1310 ~ 650)
大きさ	1.3 m 幅 × 1.9 m 長 × 5.2 m 高 (13 m ³) (イオン源, ドリフト部を除く)	0.3 m 幅 × 34 m 長 × 2.4 m 高 (20 m ³)	3 m 幅 × 8 m 長 × 2 m 高 (50 m ³)
効率 (全体)	0.44	0.45	0.6 - α
η_A (加速効率)	0.94	0.96	0.96
η_n (中性化)	0.58	0.58	0.70
η_G (幾何学的)	0.82	0.84	} 0.90
η_{Rei} (再電離 しない効率)	0.97	0.95	
磁気シールド	難 (トーラスに近い)	易	普通
偏向磁石	なくしたい	なくしたい	なくしたい
中性子シールド	△	○ 狭くてよい × 別室にも必要	難 (nシールドが大きくなる)
ポート当りの power flux	○	◎ (集束角最小)	○
開発要素	イオン源 イオンダンプ	イオン源 イオンダンプ	イオン源 中性化セル イオンダンプ
備考	(中性化セル熱負荷)		α はセルプラズマ生成用 パワーの分 (~0.1)

8. ビームライン機器

第7.2章で決めた長いNBIの基本諸元をベースに主要なビームライン機器を設計し粒子入射装置としての全体の形を決める作業をここでは行う。イオン源、中性化セル、クライオポンプは既に概略が定まっているのでこれらに偏向磁場、イオンダンプ、磁気シールドを加え全体図を描く。

8.1 イオン偏向

前章で見たように、中性化セル通過後にも残るビーム中のイオンを鉛直方向、ビーム断面の長手方向に偏向すると装置が大型複雑化してしまう。それは装置が鉛直方向に大きくなる上、FERからの強い漏洩磁場を遮蔽するための厚い磁気遮蔽材が更にその上に必要になるからである。トーラスにはダイバータが取付けられるので外部への漏洩磁場が強いこと、又イオン偏向部はトーラス近くに設けられることを考えるとJT-60 NBIの設計経験から云って磁気遮蔽そのものが非現実的になる恐れがある。

ここではトーラスからの漏洩磁場が強いことを利用しそれによってイオンを偏向し、イオンダンプへ導く事を検討する。この方式が採用できれば偏向磁石が不要になる上、偏向磁場空間を外部から磁気遮蔽する必要もなくなり装置が簡略化できる。漏洩磁場は時間的に変化するためイオンダンプ上にビームが集中する個所が時間的に移動し、除熱上有利な点もあり得る。磁場だけでなく静電場によってもイオン偏向は可能であるので、静電偏向も最後に簡単に検討する。

1) 漏洩磁場による偏向の評価

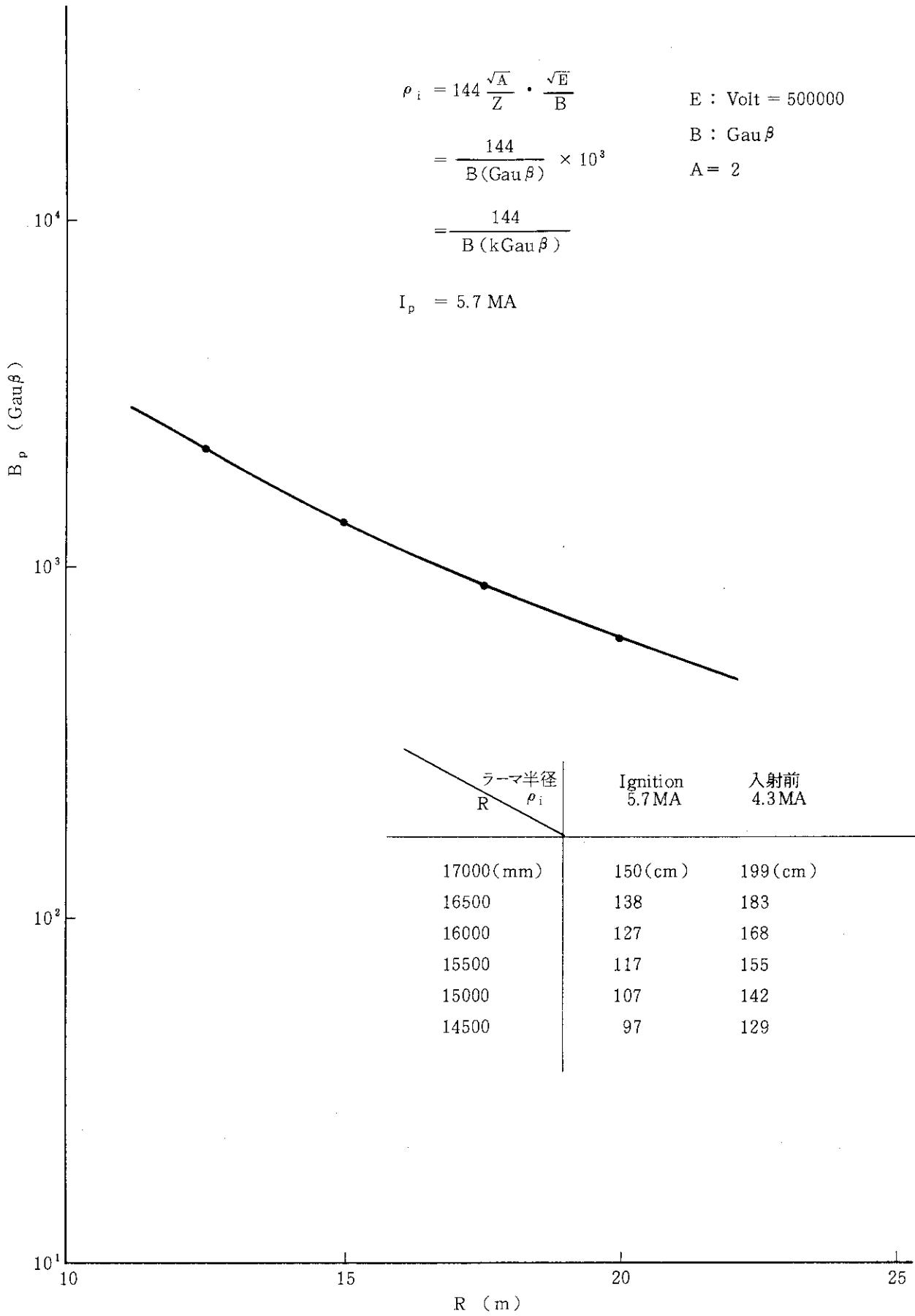
核融合実験炉の運転パターンは付録第A.2.1図に示す通りで、立上げ時と立下げ時にNBI加熱を使用する。この時プラズマ電流 I_p は約4MAから5.7MA迄上昇し密度も 10^{18} m^{-3} から 10^{20} m^{-3} 迄上昇する。この所要時間は25~50秒とされている。ここではまず手始めにプラズマ電流が作る磁場を求め、入射中にビームエネルギーを一定に保つものとして、入射開始時と入射終了時のビーム軌道を作図によって求めてみる。

半径5.2mの円環電流が円環を含む面を作る磁場は第8.1.1図に示す通り。図中に示したラーマ半径を元に磁気シールドされた中性化セルを出たイオンが偏向されてゆく軌道を作図した。その結果は第8.1.2図に示す曲線の通りである。図面内にて上へ偏向されるのは D^- イオン、下側へ偏向されるのは D^+ イオンで、二つに別れた曲線は各々4.3MAと5.7MAの漏洩磁場に対応する。イオンビームの曲率半径から考えて $R=15\text{m}$ あたりにイオンダンプを置くのが適当と思われる。これ以上トーラスに近づけると軌道の曲率が大きく、ビームが狭い面積に集中してしまう。イオンダンプ面をこの図に示した様にビーム軸に対し少し傾ける事により受熱面積を増やす事ができる。ここではビームの受熱面の幅が80cmとなる。ビームは垂直方向に収束されており、イオンダンプ部周辺では高さが120cmまで縮められるので平均熱負荷が

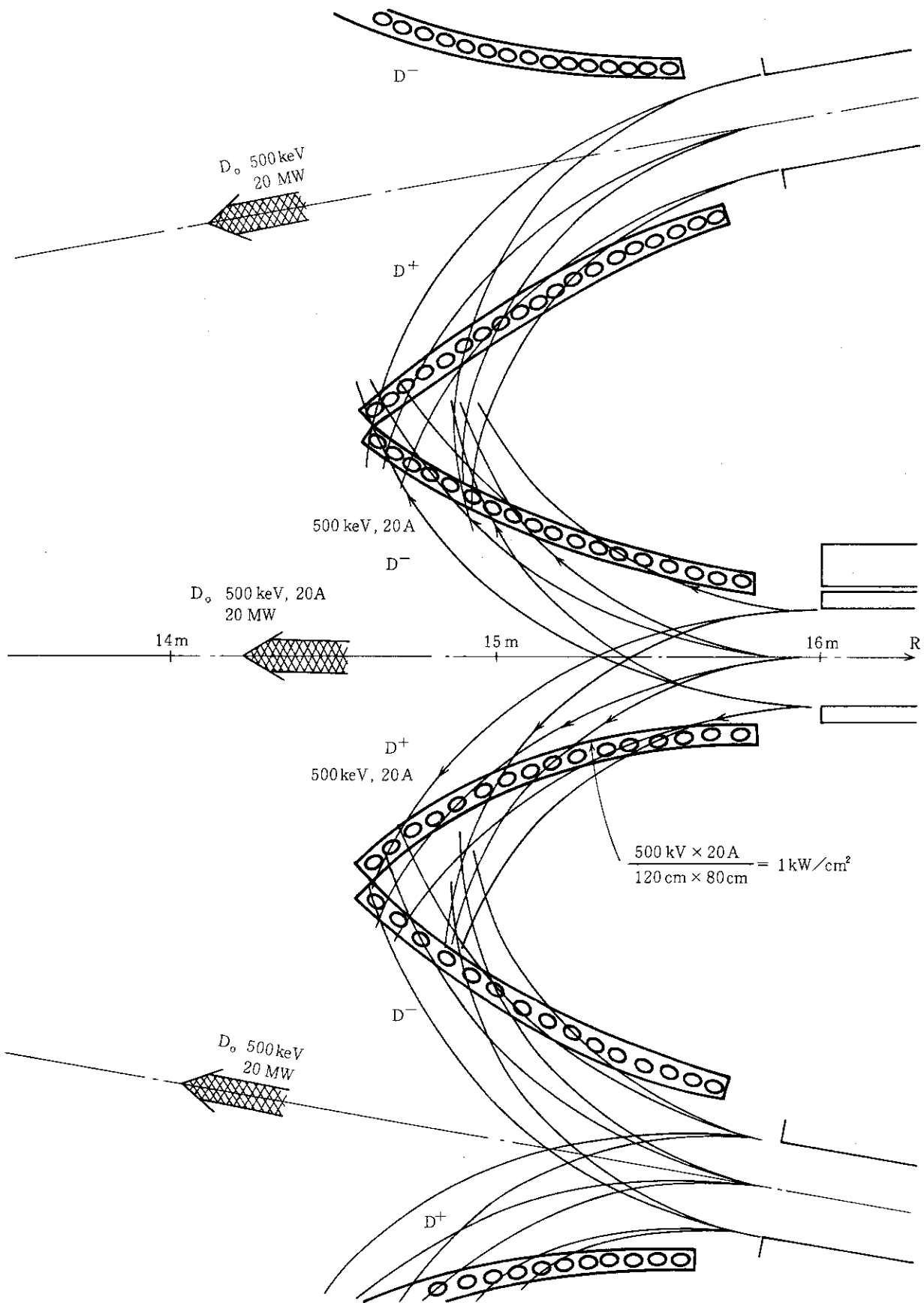
$$\bar{q} = \frac{500 \text{ kV} \times 20 \text{ A}}{120 \text{ cm}^H \times 80 \text{ cm}^L} = 1 \text{ kW/cm}^2$$

この評価ではビーム分布の影響は無視されている。ちなみに JT-60 NBI イオンダンプの設計平均熱負荷は約 150 W/cm^2 である。JT-60 NBI の場合は縦長のビームを垂直面内で偏向しているため、空間の利用効率が悪いので直接比較できないとしても、イオンダンプの平均熱負荷の値は小さい値ではない。

注目すべきはプラズマ電流の変化に対してビーム軌道に大きな差が無い事である。入射時に密度変化に応じてビームエネルギーを変える事を考えると軌道の差は図より更に小さくなる。



第 8.1.1 図 プラズマ電流が作る磁場分布



第 8.1.2 図 イオン軌道及びビームダンプ受熱面

2) ビーム軌道の数値計算

前節で行った評価はプラズマ電流のみを考慮したものであった。実際はポロイダルコイルによって磁場の分布は大きく影響される。特に FER で予定しているポロイダルダイバータによって大きく違ってくる。ここではダイバータがシングルヌル⁷²⁾とダブルヌル⁷³⁾の二つの場合について磁場配位を計算し、イオン軌道の追跡を行った。

計算に用いたトーラス座標系 (X, Y, Z) と NBI 座標系 (x, y, z) の関係を第 8.1.3 図に示す。接線入射なので

$$\begin{aligned} R_{inj} &= R - \frac{a}{2} \\ &= 5.2 - \frac{1.12}{2} = 4.64 \text{ m} \end{aligned}$$

とした。NBI 座標系の原点にイオン源加速電極中心があるものとし、NBI 座標系原点をトーラス座標系で表すと(単位 mm),

Co injection では (X₀, 4640, 500)

Counter injection では (X₀, -4640, 500)

但しプラズマ中心はトーラス中心より上方 500 mm の位置にずれている。X₀ は第 8.1.3 図では 46 m である。

Co-inj と Counter-inj では軌道は、

- ① 負イオン軌道と正イオン軌道が入れ替わる。
- ② YZ 面に対して対称な軌道に変わる。

それ故、Co-inj についてのみ計算すれば十分である。

又、計算上次の仮定を設ける。

- ① イオンビームの Space-Charge は無視する。
電流密度は ~5 mA/cm², 全イオン電流 ~20 A なので, Space-Charge の効果は弱いと思われる。
- ② イオンビームは Point Source から出るものとした。Focusing ビームよりもビームの通過域が広くなり, ビームダンプ寸法を決める上で, その上限が与えられる。
- ③ 中性化セル先端の大きさ 300^w × 1600^h (mm)
中性化セルの長さ 30000^ℓ (mm)
- ④ イオンは中性化セル先端を出た時から磁場を感じるものとする。

計算は次の各ケースについて行った。

① 現 FER 配位 (Single-Null Poloidal Divertor)

t = T ₅	V _{acc} = 100 keV	X ₀ = 44000 mm	
	200 keV	X ₀ = 46000	第 8.1.4 図 a~f
		X ₀ = 48000	
t = T ₆	V _{acc} = 500 keV	X ₀ = 44000	
	1000 keV	X ₀ = 46000	第 8.1.5 図 a~f
		X ₀ = 48000	

$t = T_7$	$V_{acc} = 500 \text{ keV}$	$X_0 = 44000$
	1000 keV	$X_0 = 46000$
		$X_0 = 48000$
$t = T_8$	$V_{acc} = 100 \text{ keV}$	$X_0 = 44000$
	200 keV	$X_0 = 46000$
		$X_0 = 48000$

② 旧 FER 配位 (Double-Null Poloidal Divertor)

$t = 5 \text{ sec}$	$V_{acc} = 100 \text{ keV}$	$X_0 = 46000$	第 8.1.6 図 (x-z 図のみ)
$t = 11 \text{ sec}$	$V_{acc} = 500 \text{ keV}$	$X_0 = 46000$	第 8.1.7 図 (x-z 図のみ)

計算の結果

シングルヌルダイバータの場合 $X_0 = 44000, 46000, 48000 \text{ mm}$ のいずれの場合でも, $t = T_5$ の 200 keV ビームから $t = T_6$ の 500 keV のビームまで, 寸法が $\sim 500^w \times 1800^h \times 2000^l$ の筒の内面で受けることが可能である。しかし, 中性子シャッターやゲートバルブのための領域を考えると, $X_0 = 46000$ が適していると言える。この場合の磁場及びイオン軌道の典型的な計算例を第 8.1.4 図 a~f 及び第 8.1.5 図 a~f に示す。

中性化セル出口での heat flux が D^+, D^- ビームそれぞれ

$$\frac{10 \text{ MW}}{30 \text{ cm} \times 160 \text{ cm}} \times 2 \approx 4 \text{ kW/cm}^2$$

但し 2 倍しているのは中心ピーク値を出すためのファクターなので, 軌道図からイオンダンプの位置, 形状を最適化すれば $1 \sim 2 \text{ kW/cm}^2$ にはできそうである。 $t = T_5$ ではビームパワーは小さいが, D^- と D^+ ビームが分離せずに重なることに注意する必要がある。 $t = T_6, T_7, T_8$ ではこのようなことは生じない。

又, 計算領域内ではビームが集束される場所が存在するが, 前述の筒状のビームダンプ面上では, ビームはほとんど集束されない。

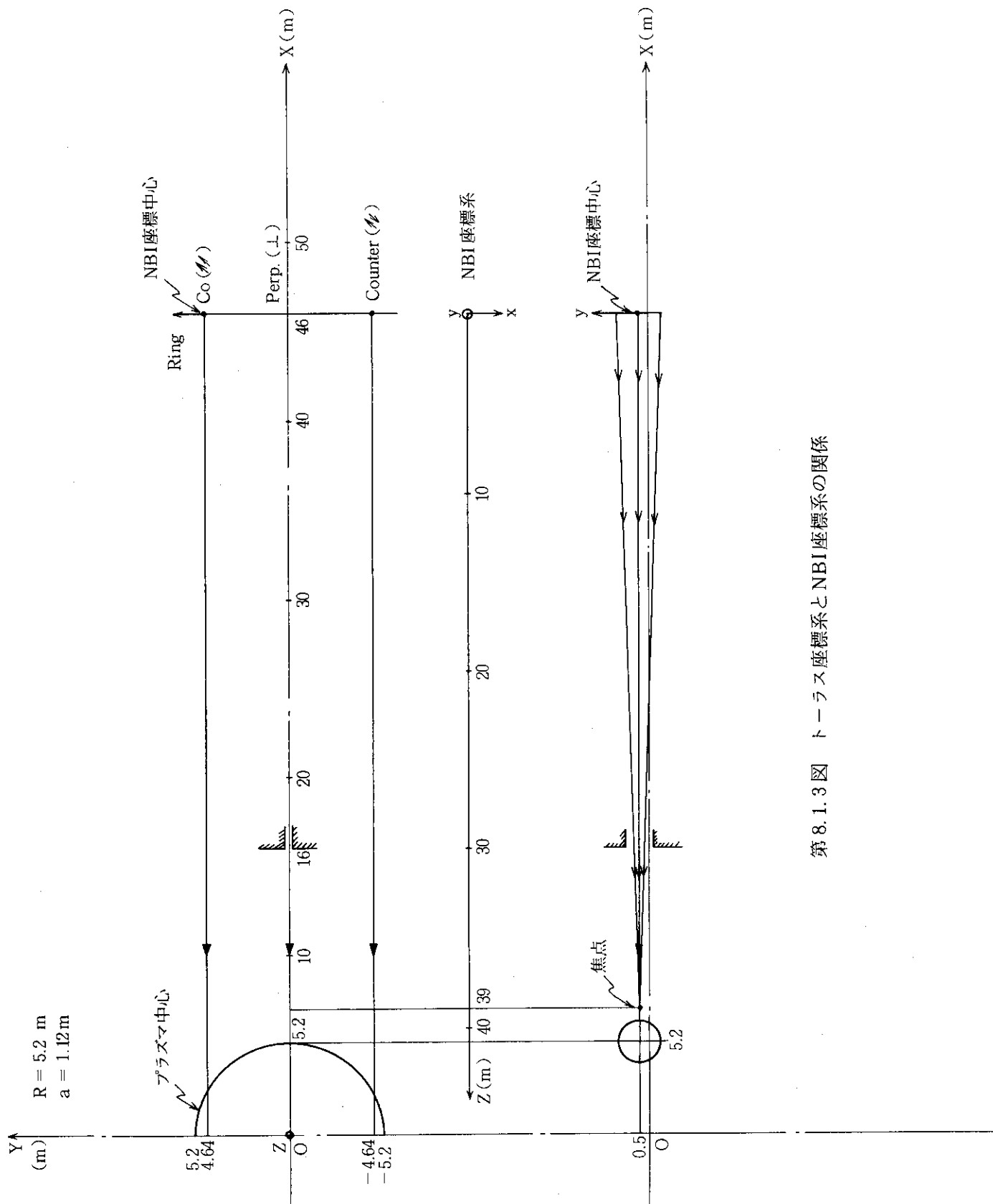
ダブルヌルダイバータの場合, 漏洩磁場の分布が常に垂直方向に対称であるのでイオン軌道はシングルヌルダイバータの場合程複雑ではない。第 8.1.6, 7 図はイオン軌道の水平面投影図である。ビームは水平面上で左右に曲げられており, 入射開始の頃と入射終了の頃の軌道の差は小さい。この形状ではイオンダンプの設計はかなり容易である。

第 8.1.8 図はシングルヌルの場合のトーラスとビームライン機器の位置関係を描いたものである。トーラス近くに置かれる機器が小型化されることが良く判る。この様にシングルヌルダイバータを使用し, ポロイダル磁場が複雑な時間変化をする場合でもこの磁場を利用したイオン偏向ダンプシステムを設計することが可能である。このときダンプ面はおよそ 50 cm 幅 \times 180 cm 高 \times 200 cm 長の矩形筒状になる。また入射ビームは受熱面に特に集束されることはなく入射時間と共にピークの位置が移動する。イオンダンプとしては比較的滑らかな表面で高い熱流束 (2 kW/cm^2 程度になると予想できる) を短時間受けることができるものが必要である。

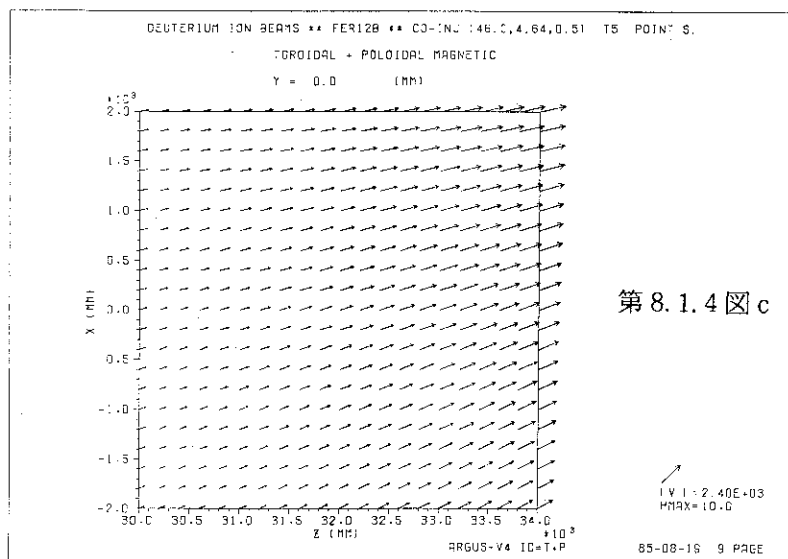
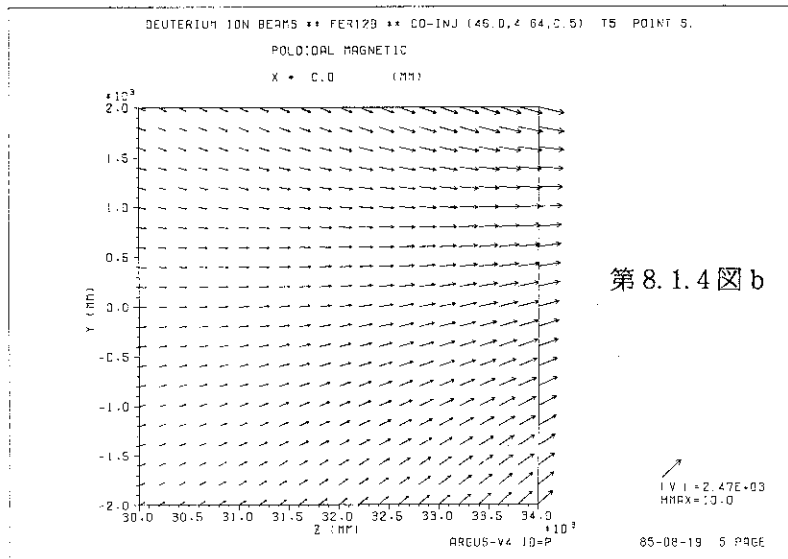
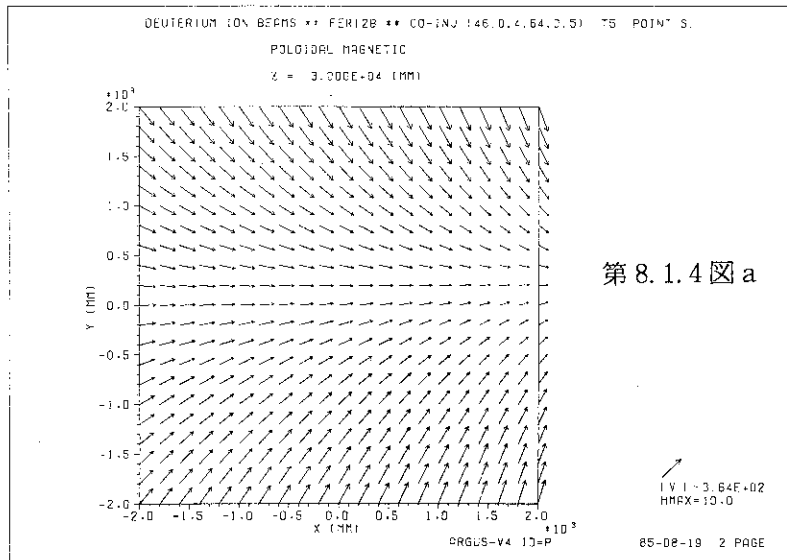
ダブルヌルの場合には高さ 180 cm 長さ 130 cm の板を二枚ビームの両側に置くと偏向されてくるイオンをすべて受ける事ができる。この場合受熱面の平均熱負荷 \bar{q} は

$$\bar{q} = \frac{17 \text{ MW}}{180 \times 130 \times 2} = 360 \text{ W/cm}^2$$

となる。パルスの熱負荷でもあり、充分対応可能な値と考えられる。またこの形の場合には正イオンと負イオンが空間的にも時間的にも完全に分離されるので荷電粒子回収の対応ができる可能性が大きい。

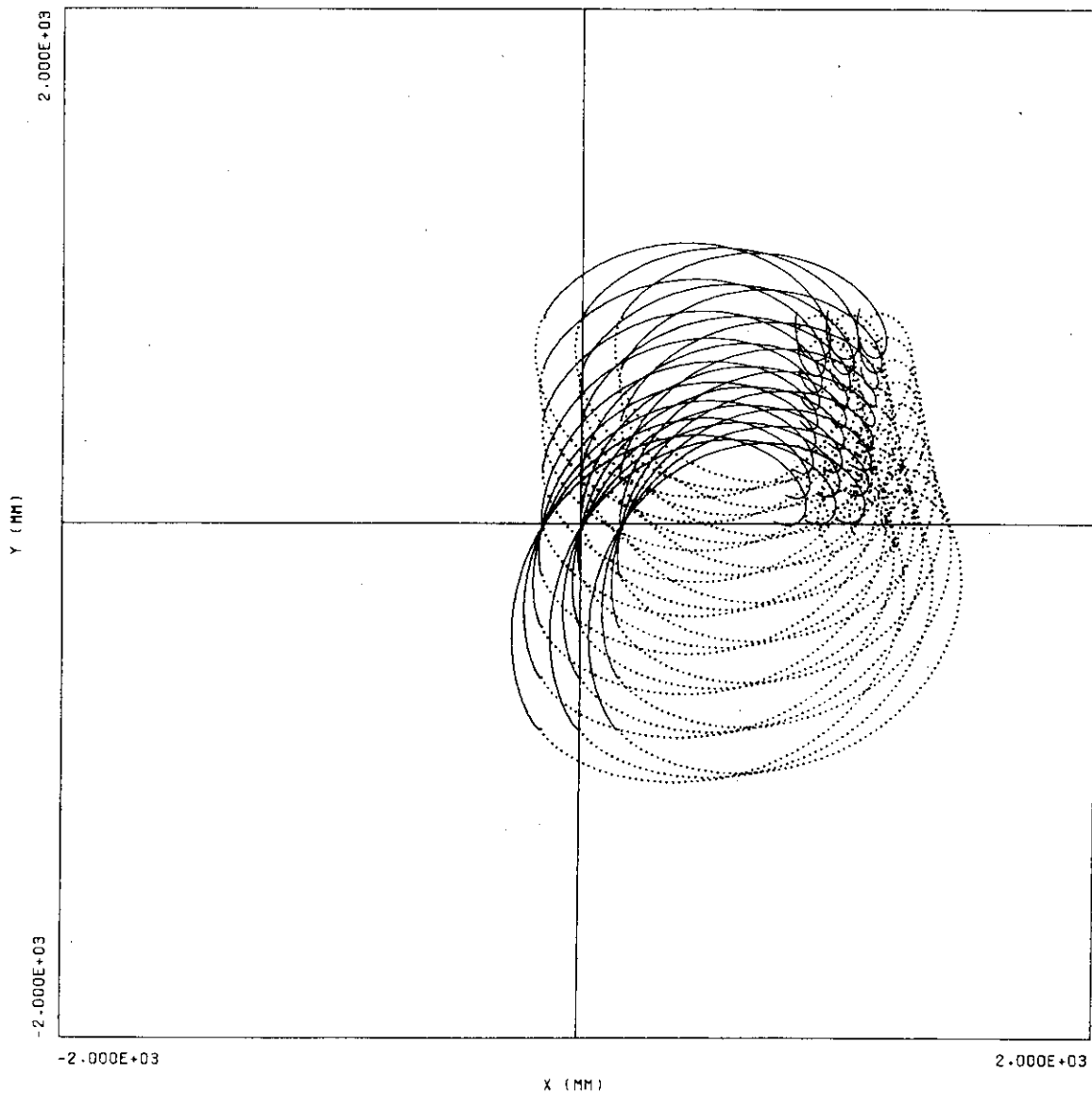


第 8.1.3 図 トーラス座標系と NBI 座標系の関係



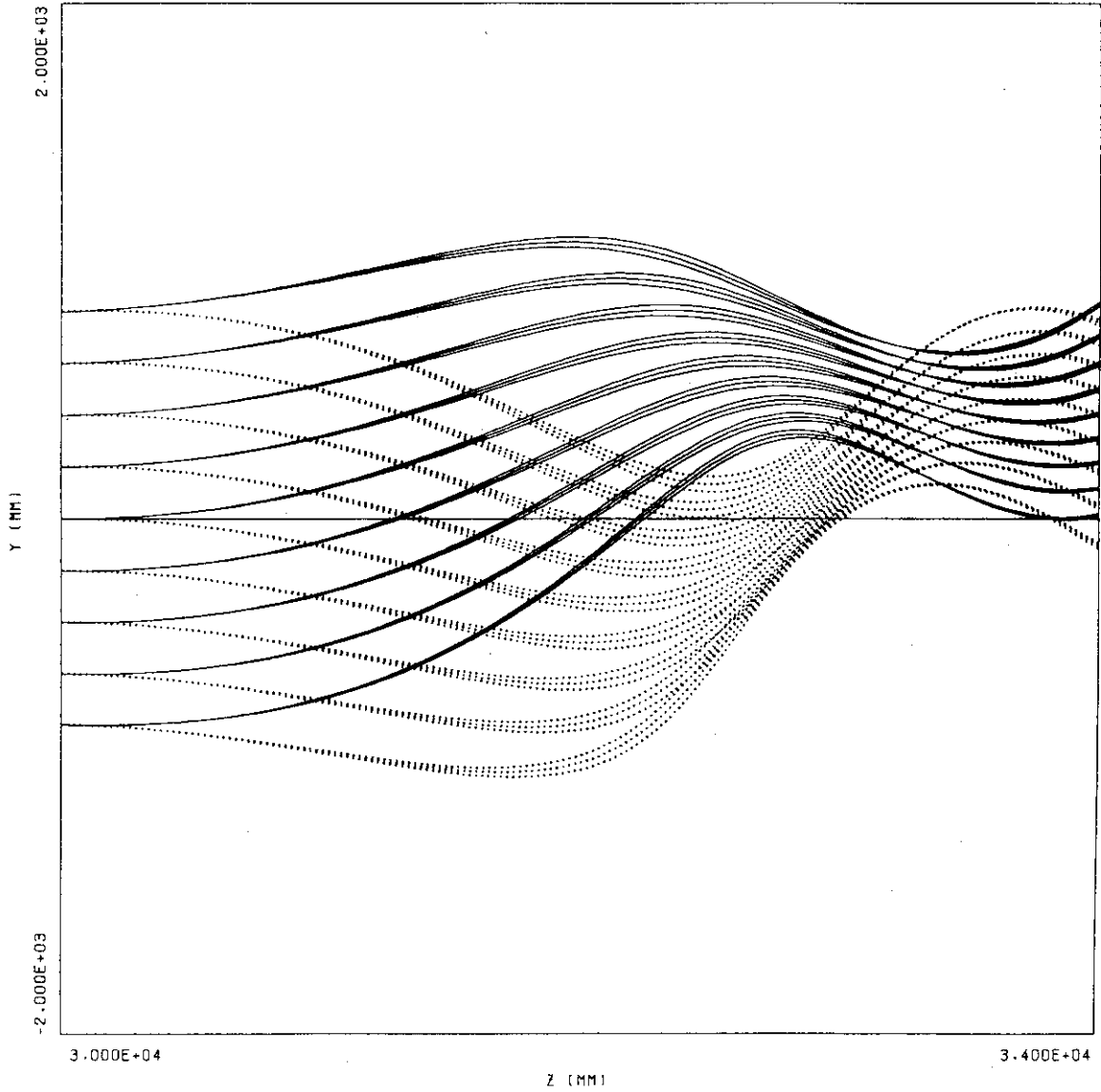
シングルヌルダイバータの場合の漏洩磁場 ($t = T5$)

DEUTERIUM ION BEAMS ** FER12B ** CU-INJ (46.0.4.64.0.5) 15 POINTS.
 PLOT LINE = _____ PLOT LINE =
 MASS = 2 MASS = 2
 CHARGE = 1 CHARGE = -1
 ENERGY X = -5.000E+00 EV ENERGY X = -5.000E+00 EV
 Y = -1.420E+02 EV Y = -1.420E+02 EV
 Z = 1.999E+05 EV Z = 1.999E+05 EV



第8.1.4図d シングルヌルダイバータの場合のイオン軌道 (t = T5, E = 200 keV)

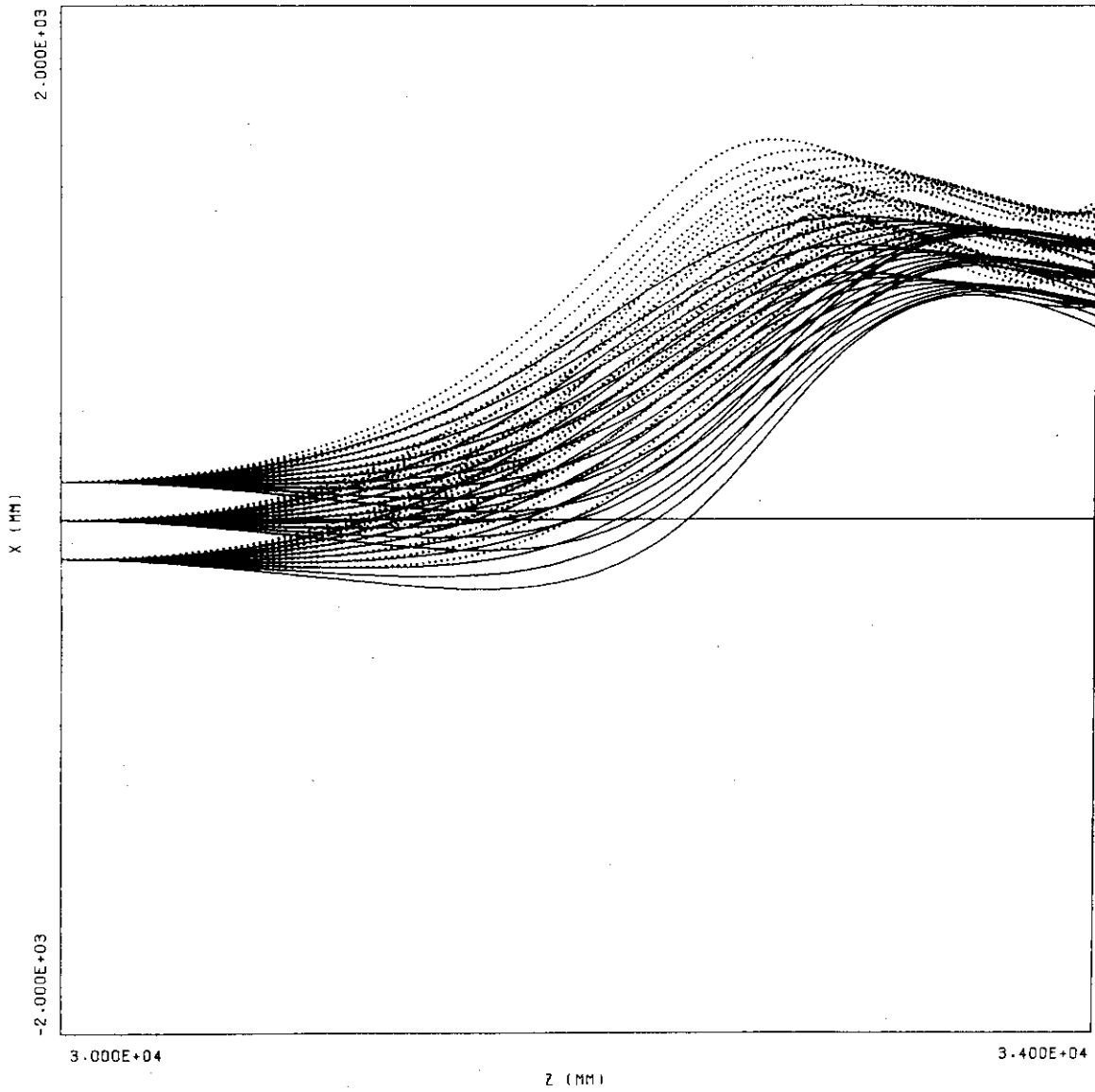
DEUTERIUM ION BEAMS ** FERIZB ** CU-INJ (46.0,4.64,0.5) 15 POINTS.
 PLOT LINE = _____ PLOT LINE =
 MASS = 2 MASS = 2
 CHARGE = 1 CHARGE = -1
 ENERGY X = -5.000E+00 EV ENERGY X = -5.000E+00 EV
 Y = -1.420E+02 EV Y = -1.420E+02 EV
 Z = 1.999E+05 EV Z = 1.999E+05 EV



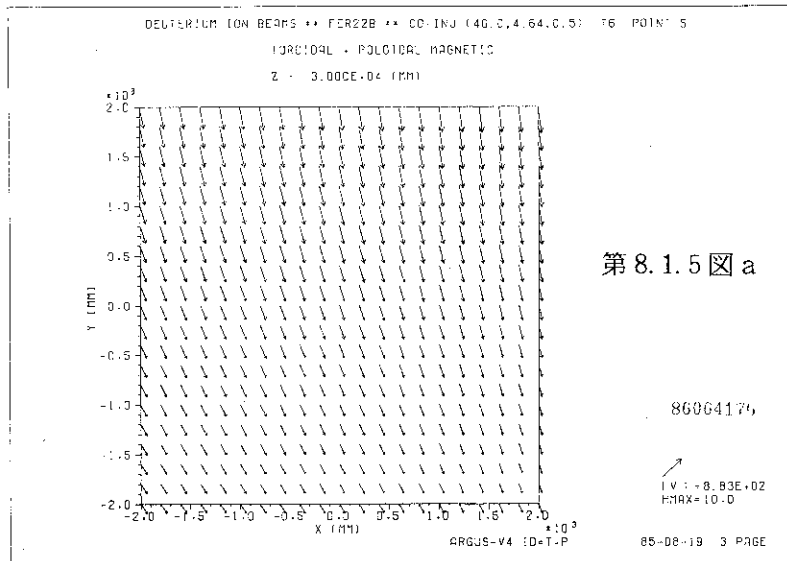
第 8.1.4 図 e シングルヌルダイバータの場合のイオン軌道 (t = T5, E = 200 keV)

DEUTERIUM ION BEAMS ** PERIOD ** COILS (40.0, 4.0, 0.0) TO POINT 0.0

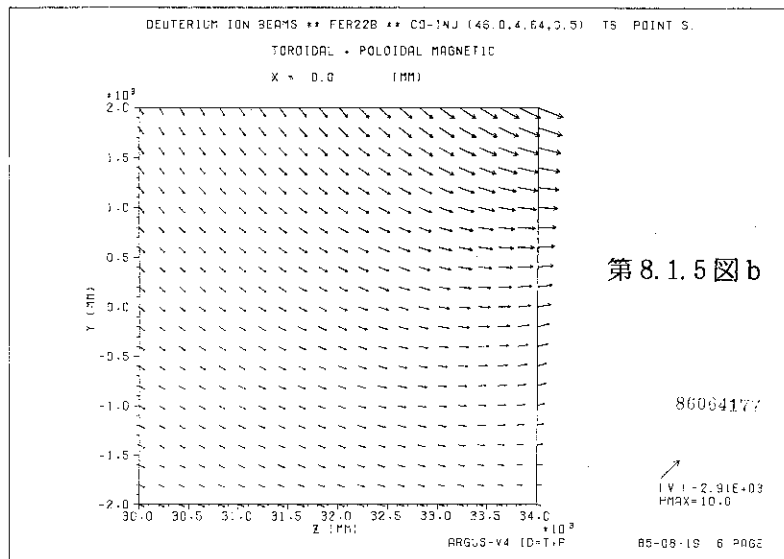
PLOT LINE =	-----	PLOT LINE =
MASS	= 2	MASS	= 2
CHARGE	= 1	CHARGE	= -1
ENERGY	X = -5.000E+00 EV	ENERGY	X = -5.000E+00 EV
	Y = -1.420E+02 EV		Y = -1.420E+02 EV
	Z = 1.999E+05 EV		Z = 1.999E+05 EV



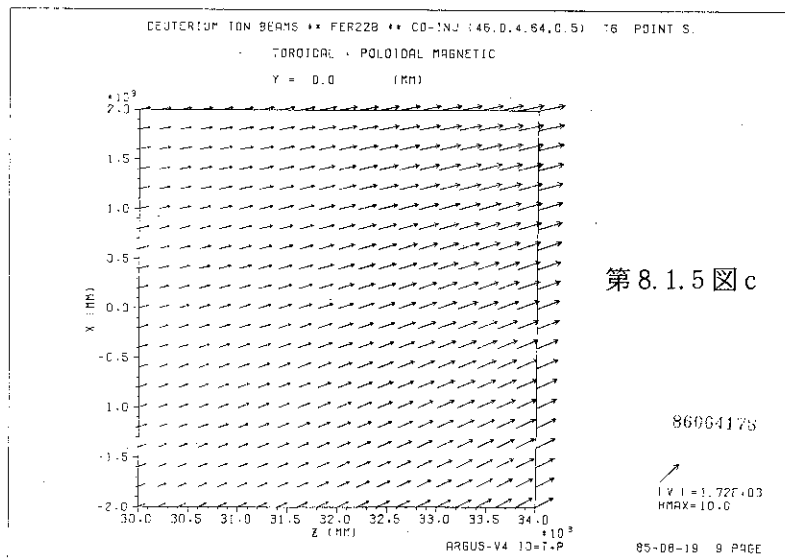
第 8.1.4 図 f シングルヌルダイバータの場合のイオン軌道 (t = T5, E = 200 keV)



第 8.1.5 図 a



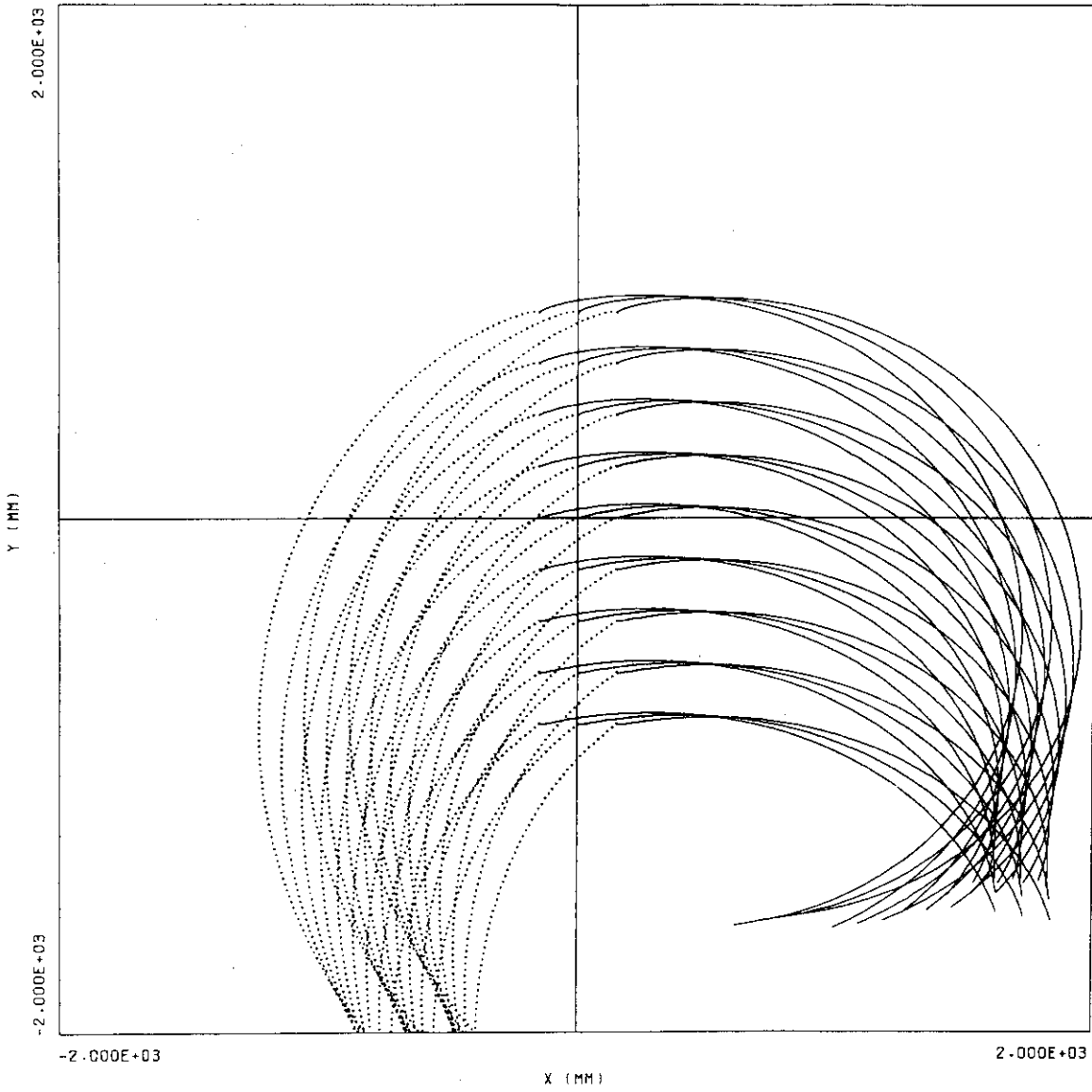
第 8.1.5 図 b



第 8.1.5 図 c

シングルヌルダイバータの場合の漏洩磁場 (t = T6)

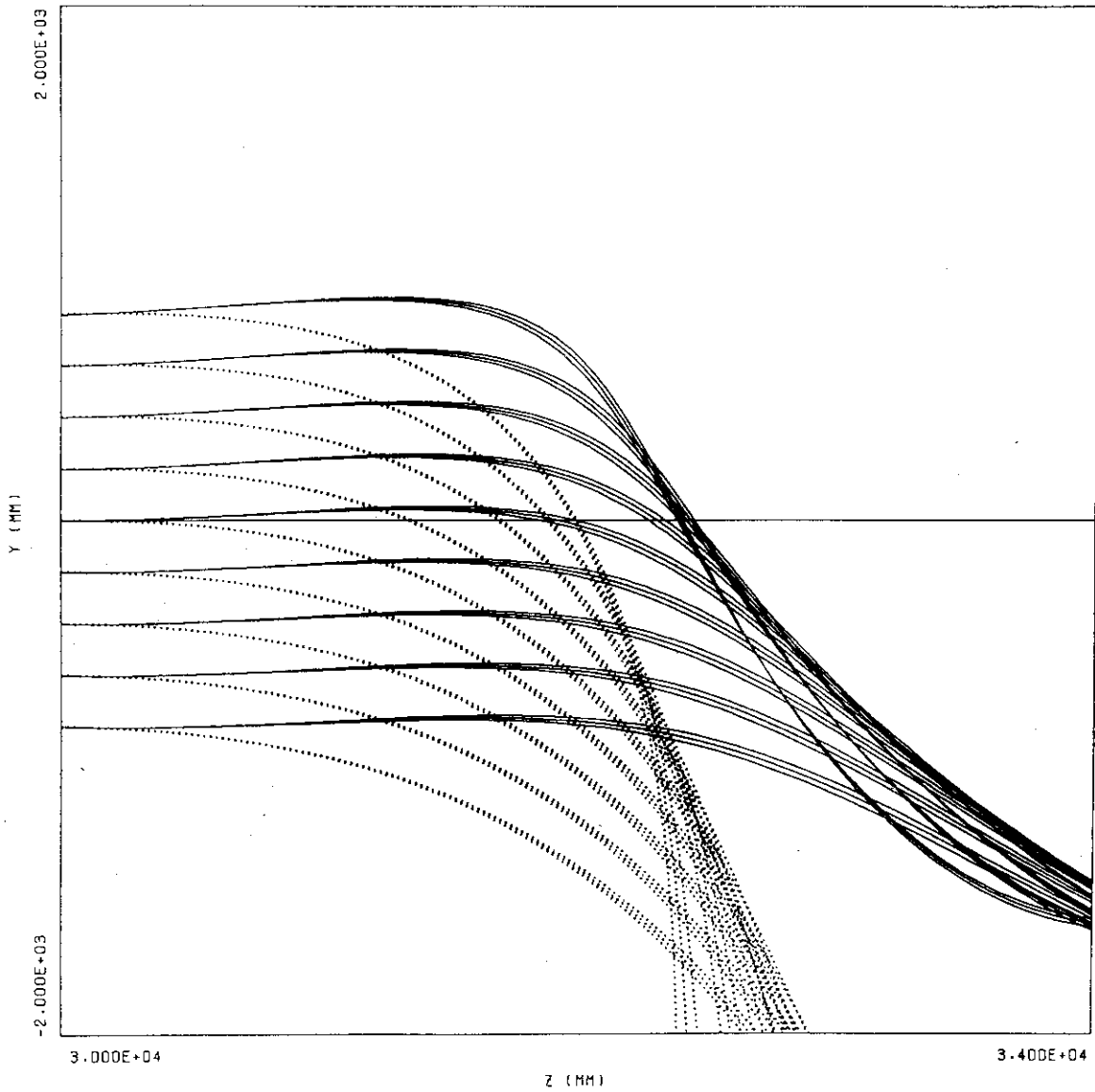
DECELERATION ION BEAMS ** FERZ25 ** CU-110J (46.0,4.64,0.5) 16 POINTS.
 PLOT LINE = _____ PLOT LINE =
 MASS = 2 MASS = 2
 CHARGE = 1 CHARGE = -1
 ENERGY X = -1.250E+01 EV ENERGY X = -1.250E+01 EV
 Y = -3.560E+02 EV Y = -3.560E+02 EV
 Z = 4.997E+05 EV Z = 4.997E+05 EV



第 8.1.5 図 d シングルヌルダイバータの場合のイオン軌道 (t = T6, E = 500 keV)

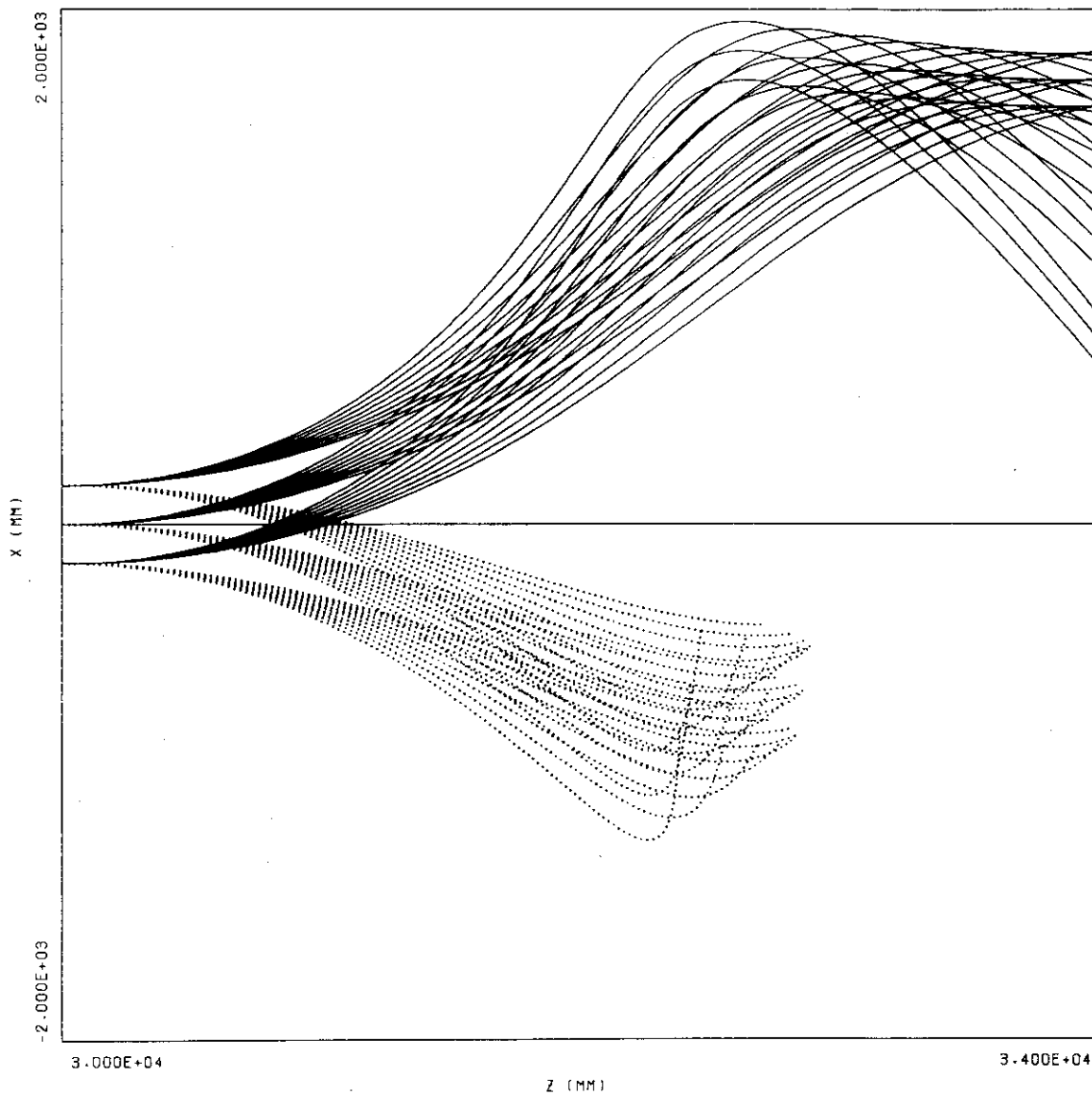
DEUTERIUM ION BEAMS ** PERZZD ** CU-FINJ (40.0,4.04,0.5) 10 FUINI 5.

PLOT LINE =	—————	PLOT LINE =
MASS	= 2	MASS	= 2
CHARGE	= 1	CHARGE	= -1
ENERGY	X = -1.250E+01 EV	ENERGY	X = -1.250E+01 EV
	Y = -3.560E+02 EV		Y = -3.560E+02 EV
	Z = 4.997E+05 EV		Z = 4.997E+05 EV



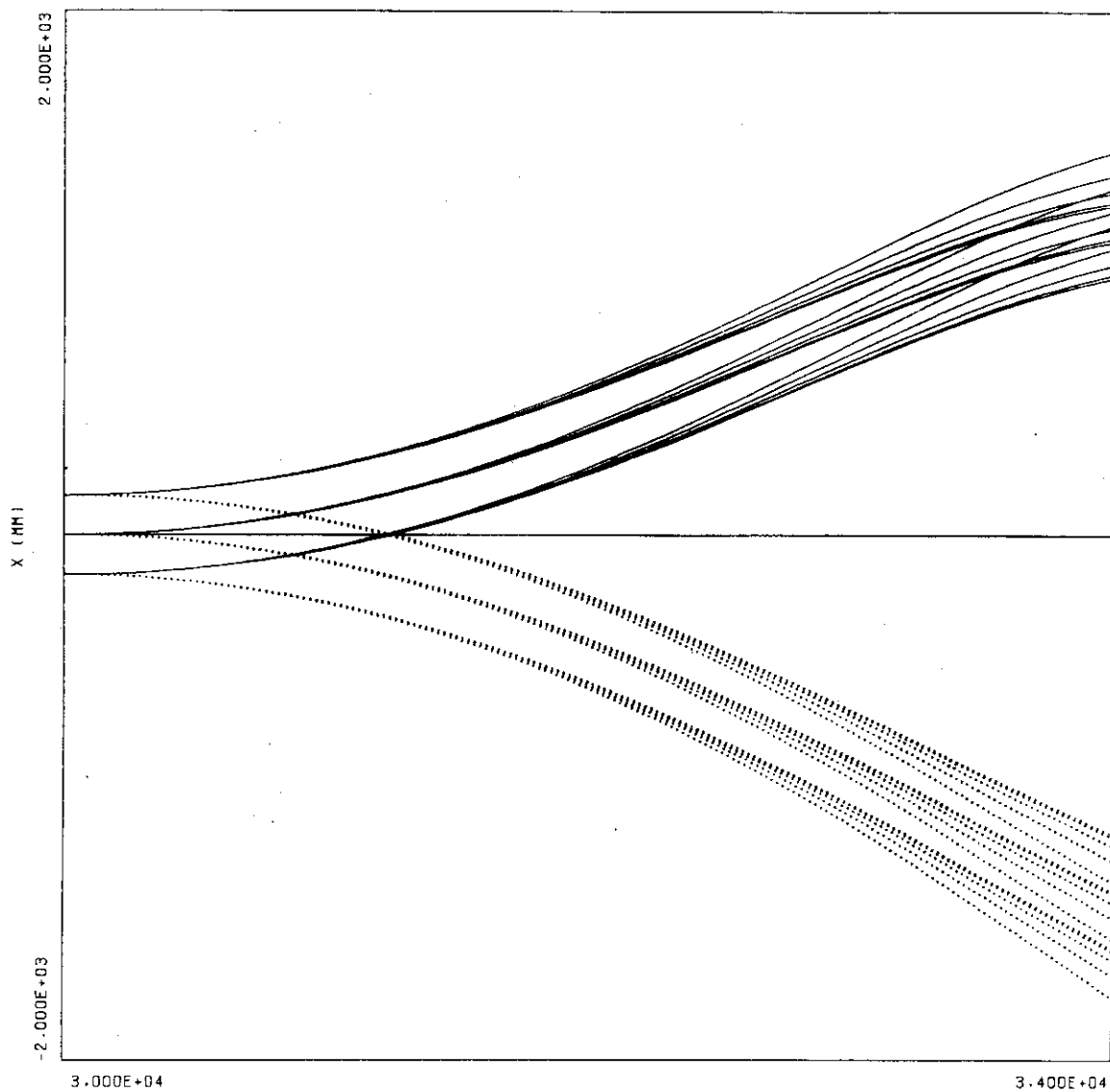
第 8.1.5 図 e シングルヌルダイバータの場合のイオン軌道 (t = T6, E = 500 keV)

DEUTERIUM ION BEAMS ** PERZZB ** CU-INO (46.0.4.64.0.5) 16 POINTS.
 PLOT LINE = _____ PLOT LINE =
 MASS = 2 MASS = 2
 CHARGE = 1 CHARGE = -1
 ENERGY X = -1.250E+01 EV ENERGY X = -1.250E+01 EV
 Y = -3.560E+02 EV Y = -3.560E+02 EV
 Z = 4.997E+05 EV Z = 4.997E+05 EV



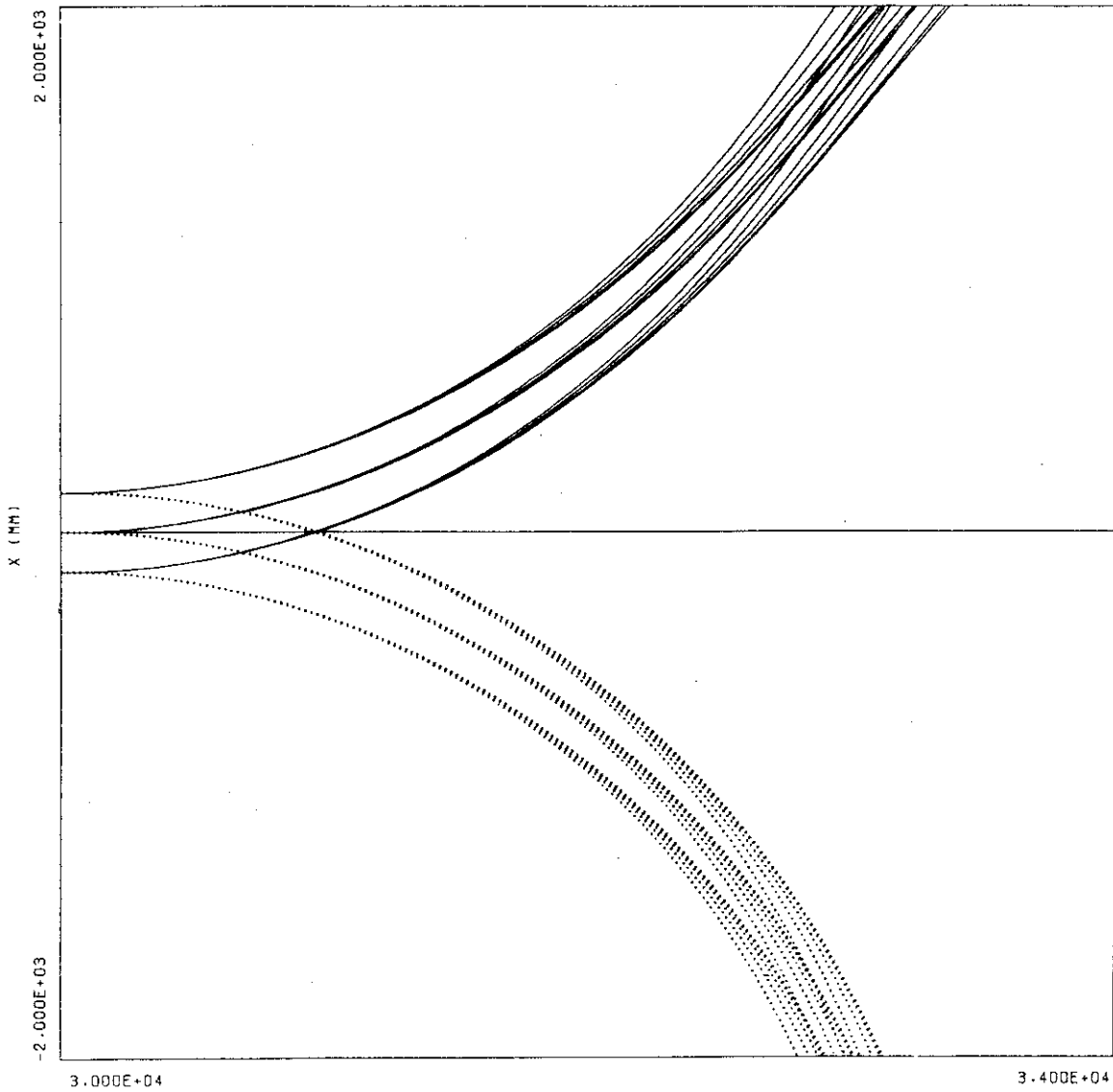
第 8.1.5 図 f シングルヌルダイバータの場合のイオン軌道 (t = T6, E = 500 keV)

DEUTERIUM ION BEAMS ** DND12B ** CO-INJ (46.0.4.95.0.0) T=5 POINT S.
 PLOT LINE = _____ PLOT LINE =
 MASS = 2 MASS = 2
 CHARGE = 1 CHARGE = -1
 ENERGY X = -2.500E+00 EV ENERGY X = -2.500E+00 EV
 Y = -7.110E+01 EV Y = -7.110E+01 EV
 Z = 9.993E+04 EV Z = 9.993E+04 EV

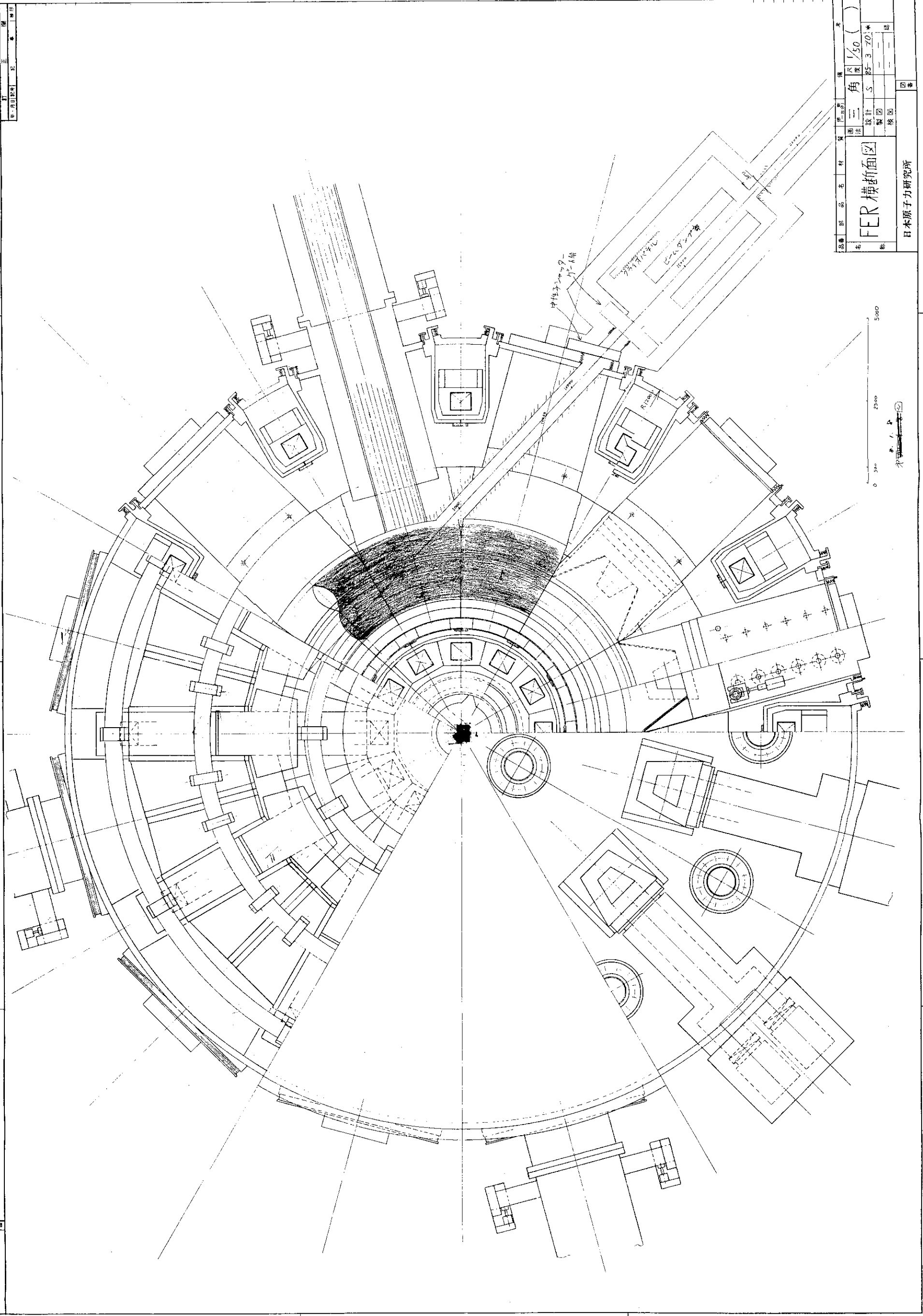


第 8.1.6 図 ダブルヌルダイバータの場合のイオン軌道 (t = T5, E = 100 keV)

DEUTERIUM ION BEAMS ** DND22B ** CO-INJ (46000.4950,0) T=11 POINT S.
 PLOT LINE = _____ PLOT LINE =
 MASS = 2 MASS = 2
 CHARGE = 1 CHARGE = -1
 ENERGY X = -1.250E+01 EV ENERGY X = -1.250E+01 EV
 Y = -3.560E+02 EV Y = -3.560E+02 EV
 Z = 4.997E+05 EV Z = 4.997E+05 EV



第 8.1.7 図 ダブルスリットダイバータの場合のイオン軌道 (t = T11, E = 500 keV)



図名	FER 横断面図	
設計	S	25-3-70
製図	検図	
縮尺	1/50	()
図番		

日本原子力研究所

第8.1.8図 FER横断面とビームライン取付図

3) 静電偏向と荷電粒子回収

ここで考えている様な扁平なビームの場合、電場がビーム中へ浸透し易いので静電場によるイオン偏向や荷電粒子回収が実現する可能性が大きい。ビームイオンとそれらの電荷を中和しているビームプラズマ粒子を分離するための負電極が低電圧で動作することが、余分なパワーロスを減らす上で重要である。

正イオンビームの場合負電極に必要な電圧 V_s は、⁷⁴⁾

$$V_s \propto d^2 (j / kL)^{3/2}$$

$$k = \frac{4}{9} \epsilon_0 (2e / m_i)^{1/2}$$

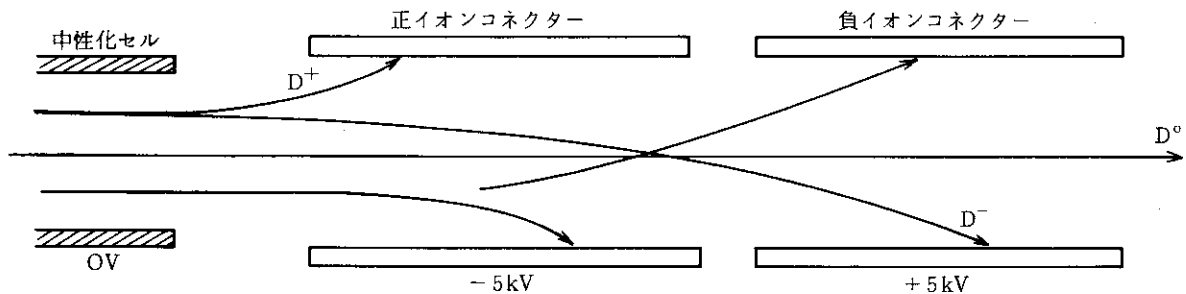
但し d は電極間隔、 L は電極長さ、 j はビーム電流密度である。負イオンの場合 j とは j_+ と j_- の差になる。この設計の場合は 7 mA/cm^2 になる。電極の長さを仮に 1 m とすると V_s として -5 kV が必要となる。第 8.1.9 図に示す様に -5 kV の第一電極にて正イオンを吸収処理し、次段に $+5 \text{ kV}$ 程度の第二電極にて負イオンを吸収処理することとすれば、このために必要な電力 P_s は、

$$P_s = V_s (I_+ + I_-)$$

$$\approx 5 \text{ kV} \times 20 \text{ A} = 100 \text{ kW}$$

現実にはビームプラズマ粒子による負荷がこれに加わるためこれの数割増しのパワーが必要と考えられる。

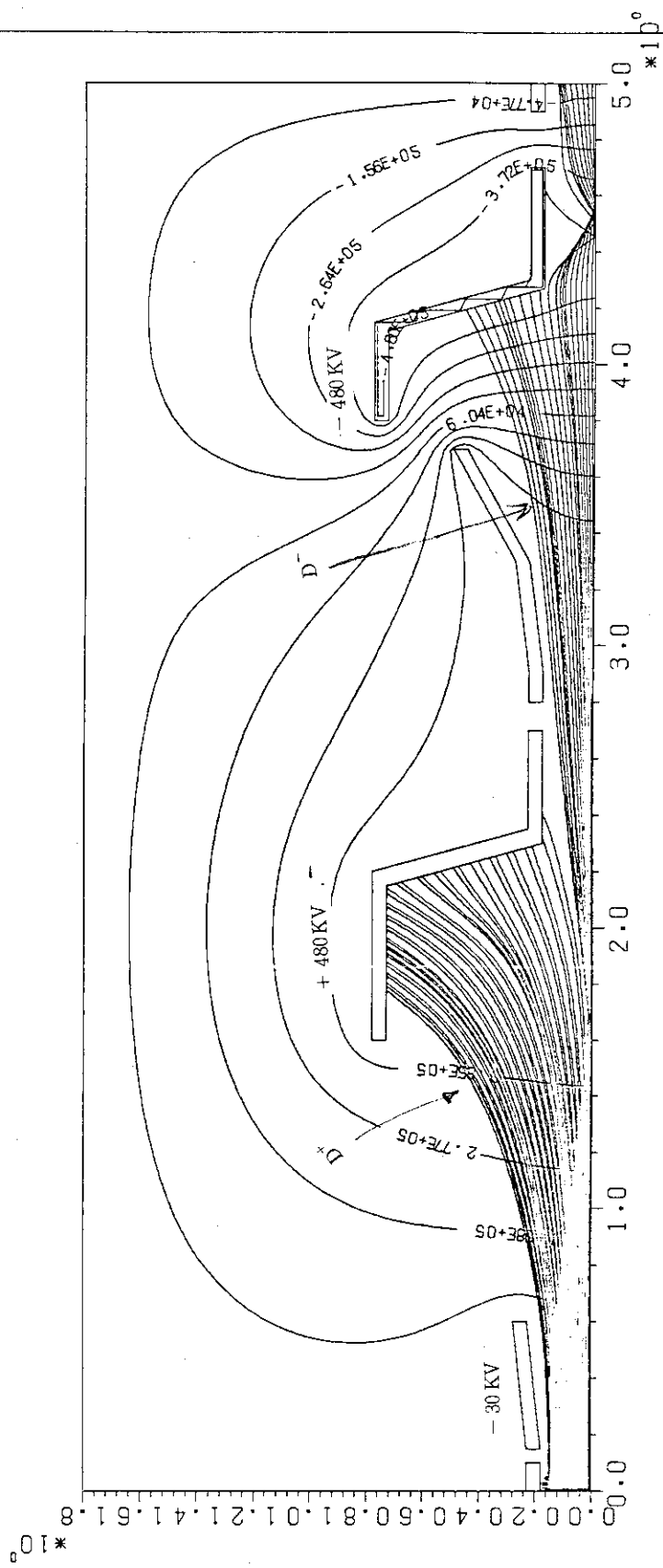
イオンダンプ部のガス圧が低く (0.01 Pa 程度) 保てる場合、イオンの静電偏向を発展させて荷電粒子回収を行う事が可能である。第 8.1.10 図は荷電粒子回収系の設計例である。ビームは左から右へ進んでいる。 -30 kV の負電極でビームプラズマ中の電子を分離すると空間電荷量の大きい正イオンがまず減速回収される。この時負イオンは更に加速され正イオン用回収電極を通り抜け、次段の負イオン用回収電極にて回収される。この計算で注目すべきは正負の二つのイオンが混合されていても、両種のビームを完全に分離する事が可能であるということである。第 8.1.10 図では磁場は無いものとして計算しているが、前節で検討した様にダブルヌルダイバータを使用した炉の場合には磁場によって正負のイオンビームを分離できるので荷電粒子回収もより容易である。荷電粒子回収を考える場合にはガス厚みを調整して D^+ / D^- 比を最も全体効率の良くなる点を選ぶ必要がある。



第 8.1.9 図 負イオンシステム用静電偏向器

***** 500 KEV D- BERM (D- : D+ = 1 : 1.98) *** J08 *** L = 5.0 M *****

第 8.1.10 図 頁イオンシステム用荷電粒子回収器



ARGUS-V3 ID=F (8) 86-01-08 8 PAGE

8.2 磁気シールド

ここでは本システムの重要な要素である中性化セル用磁気シールドの検討を行い、適当な厚みの壁にてシールドされることを確認する。

1) シールドファクター

中性化セル磁気シールド内に残留する外部磁場 B_{\perp} によってイオンビームが偏向されるが、その偏向角 $\Delta\theta$ は、⁷⁵⁾

$$\Delta\theta \geq e B_{\perp} L / (2 m e E)^{1/2}$$

ここで L はシールドすべき部分の長さ、 E はビームエネルギーである。 $\Delta\theta$ に対する許容値は主にビームラインの幾何学的形状から制限される。ここでは30m長で幅30cmの中性化セル通過後のビーム変位 Δ を ± 2.5 cm まで許すことにすると $\Delta\theta$ の上限は、

$$\Delta\theta < \text{Tan}^{-1} (\Delta/L) = 0.05^{\circ}$$

この程度の変位であれば幾何学的損失は1~2%であり、充分許容できる。これより許される B_{\perp} の最大値は

$$B_{\perp} < 0.042 \text{ Gau } \beta$$

を得る。この値は磁気シールド材質の磁化やシールドすべき空間の大きさを考えると実現可能な値の限界に近い。中性化セルが置かれる領域の磁場の最大値は付録3の資料より約1.1kGである。従って必要なシールドファクター S は、

$$\begin{aligned} S &= 1100 / 0.042 \\ &= 26200 \end{aligned}$$

非常に大きな値が必要である。

2) 断面形状の算出

この様に大きいシールドファクターは磁気シールド材を二層以上に置かないと実現できない。二層と三層の二例について概算した結果二層のシールドでも上記シールドファクターが得られる事がわかったのでここでは二層の場合で話を進めることとする。

二層構造の磁気シールドで中性化セルを覆うとその断面形状は第8.2.1図に示すように外側に厚い電磁軟鉄層内側に薄い高ミュー金属層を置く事になる。ここで

第1層(内側) : μ メタル 40 mm厚

第2層(外側) : 電磁軟鉄 200 mm厚

とする。磁気シールド外形は104cm幅×194cm高×30m長となる。横磁場に対する二層構造の場合のシールドファクター S は文献75の(3.2)式より、

$$S = 1 + S_1 + S_2 + S_1 \cdot S_2 (1 - A_1/A_2)$$

$$S_i = 0.5 \mu_i \cdot t_i / R_i$$

$$A_i = \pi R_i^2$$

μ_i は透磁率、 t_i 、 R_i はシールド材の厚み及び半径である。ここで我々の場合のように横長い矩形管の場合でも、磁場が管の断面形状の長手方向に加えられられる場合には同一面積の円形断面で近似しても誤差は比較的小さいものと考えられる。前述の寸法より計算すると、

$$A_1 = (40 + 4 \times 2) \times (130 + 4 \times 2) = \pi (45.9)^2$$

$$A_2 = (64 + 20 \times 2) \times (154 + 20 \times 2) = \pi (80.1)^2$$

$$S_1 = 0.5 \times 25000 \times 4 / 45.9 = 1089$$

$$S_2 = 0.5 \times 300 \times 20 / 80.1 = 37.5$$

よって $S = 28560$

この値は前節で求めた必要なシールドファクターを満足している。

この計算は材質が仮定した μ で働いているとしているので、更に材質内で μ が飽和していないかどうか調べなくてはならない。上で求めた近似円の2倍の半径内に入る外部磁束がすべて第2層に吸収されると仮定して、その時第2層が磁気飽和するか否かを見る。管の軸方向は一様として第2層が集める磁束 Φ は、

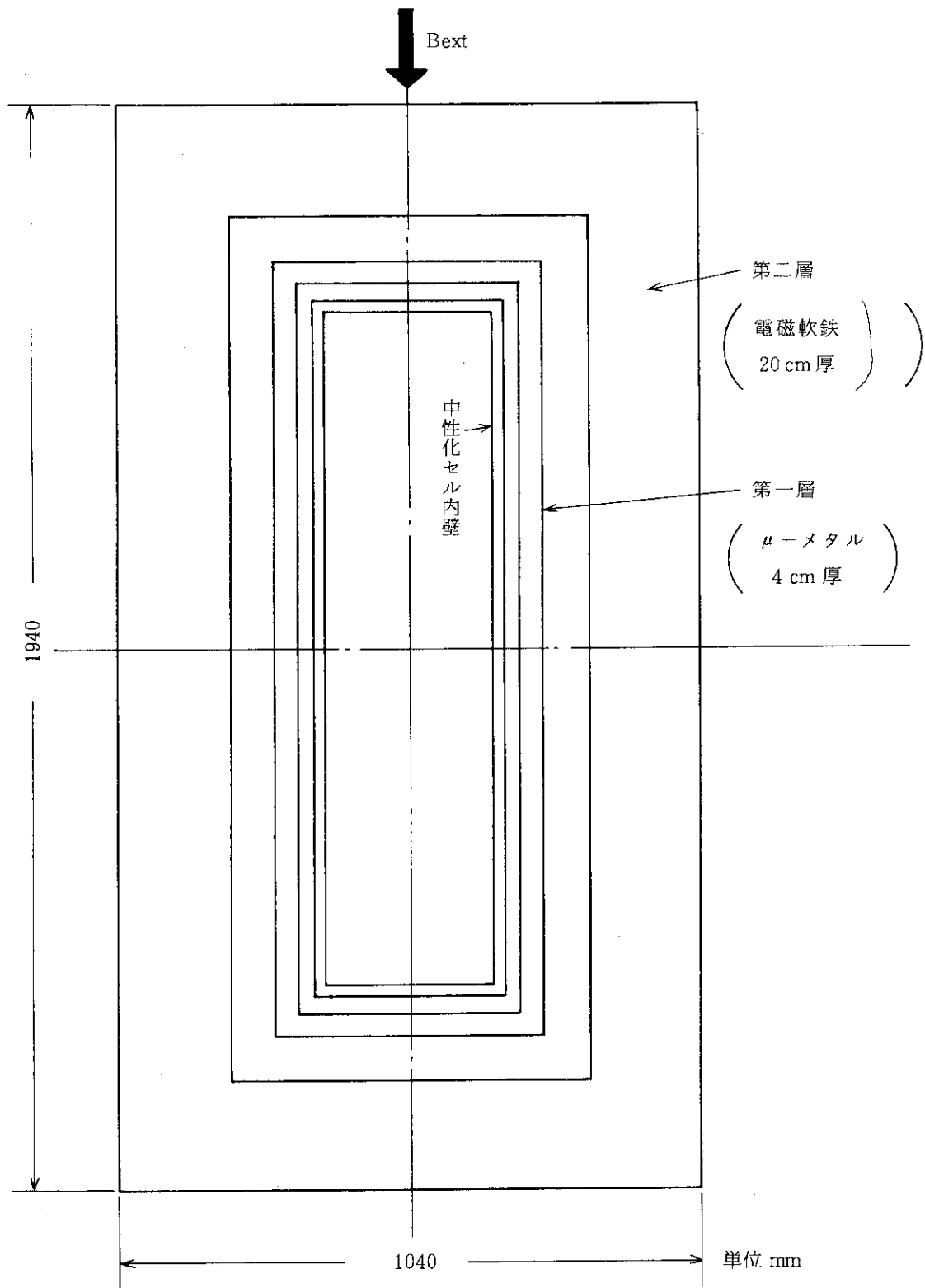
$$\begin{aligned} \Phi &= B_{\perp} \cdot 2R_2 \\ &= 0.11 \times 2 \times 0.801 = 0.176 \text{ (W}_b\text{)} \end{aligned}$$

これが20cm幅の領域に集中するので

$$\begin{aligned} B_m &= \Phi / t_2 \\ &= 0.176 / 0.2 = 0.88 \text{ (W}_b\text{/m}^2\text{)} \end{aligned}$$

この値は電磁軟鉄の飽和磁束密度 $1 \sim 1.2 \text{ W}_b\text{/m}^2$ より少し小さいので磁気シールド材質が飽和することはないと結論される。

第8.2.1図に示した磁気シールドにて 1.1 kG の外部磁場を 0.05 G 迄下げることができる。この評価は軸方向に一様な磁場に対するものであり、実際にはトーラスから離れると共に磁束密度は低下してゆくからイオン源近くの中酸化反応の大きい領域では大きなマージンをもってシールドされることになる。またここに求めた磁気シールドの厚みは中性子遮蔽材の厚みより小さく、現実には中性子遮蔽材の一部材質を鉄とすることによって特に磁気シールド用の領域を設ける必要はない。中性化セル壁と第1層あるいは第1層と第2層の間の空間に水を流せば冷却と遮蔽が同時にできることにもなる。



第 8.2.1 図 中性化セル磁気シールド断面

8.3 D^- ビームの空間電荷膨張

本設計では幅が30 cmで長さが30 mと云う非常に細長い中性化セルを採用しているため、ビーム発散を増加させる要因は特に気を付けてそれを排除する必要がある。ここでは中性化セルを通過中のビームが自分自身の電荷によって互に反発し広がらないためにはどの程度の空間電荷が中和されている必要があるかを評価する。

長さ L で幅 $2a$ のチャンネル (第 8.3.1 図) を通過できる最大パービアンس P_0 は

$$\begin{aligned}\kappa^2 &= (a/L)^2 \\ \kappa^2 &= P_0 / (16 \epsilon_0 (2\eta)^{1/2}) \\ \eta &= (e/m)\end{aligned}$$

より,

$$\begin{aligned}P_0 &= 1.3868 \times 10^{-6} \left(\frac{a}{L}\right)^2 \\ &= 3.4672 \times 10^{-11} \text{ for } D^-\end{aligned}$$

よって $I_0 = 0.01226 \text{ A}$ for 500 keV

よって, 30 cm \times 240 cm \times 30 m の管を通過し得る 500 keV の D^- の量 I_{tot} は,

$$I_{\text{tot}} = I_0 \times \frac{240 \text{ cm}}{2 r_0}$$

ここで r_0 はビームの最小幅である。ここでは $r_0 \sim a$ とおくと,

$$I_{\text{tot}} = 0.196 \text{ A}$$

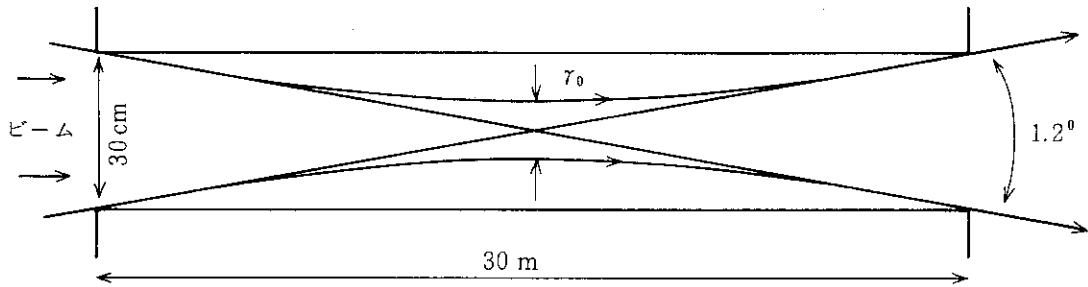
これより空間電荷の中和度は

$$\frac{(100 - 0.196)}{100} \times 100 = 99.8 (\%)$$

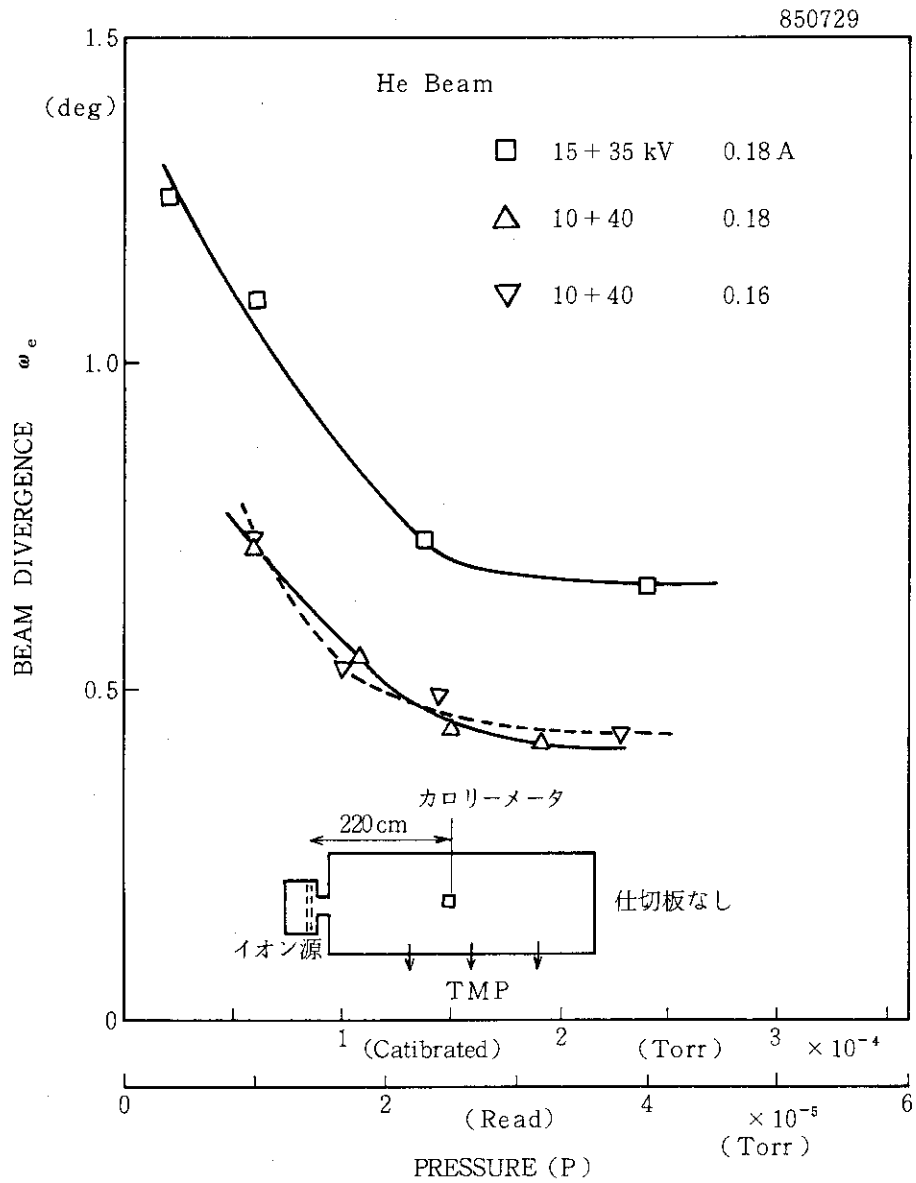
という値以上を実現せねばならない。

中性化セルガス圧 $\sim 1 \times 10^{-2} P_a$ と云う圧力でどの程度中和されるかは設計上の重要なファクターである。第 8.3.2 図に示すデータはヘリウムガス中でのヘリウムビームの発散のガス圧依存性の測定値である。このデータから判る様にヘリウムビームの場合ドリフト領域の真空ガス圧が $2 \times 10^{-2} P_a$ 以下ではビームは空間電荷による影響を受けるようになる。同様のデータはやはりヘリウムビームを使って Coupland⁷⁶⁾ によって測定されている。ヘリウムと重水素ではビームプラズマ生成の断面積が少し異なるものの、中性化セルのガス圧がこの様に低い場合にはドリフト中のビーム発散の増加の可能性がある。場合によってはカスプ磁場を配してビームプラズマの損失を防いだり、更にはプラズマガン等で足りない電荷を供給することが必要となるかもしれない。

英国 Culham 研究所の Tom Green によると空間電荷によるビームの広がりには正イオンビームの場合と負イオンビームの場合では全く異なる。その理由は正イオンビームの場合は余分な低速正イオンがビーム領域外へ去ってしまうのに時間がかかるが、負イオンビームの場合は余分な電子は高速で逃げてしまうからである。従って負イオンの場合は真空度の影響がかなり小さいかもしれない。



第 8.3.1 図 中性化セルを通過できるイオンビーム



第 8.3.2 図 ビーム発散のドリフト領域真空度依存性

9. ま と め

これまで行った設計を7.2節で行った基本的設計に付け加えてみると、第9.1図の如くとなる。この図で上半分は平面図、下は側面図であり、トーラスは半周分しか表示されていない。イオン源加速部はトーラス中心より46 mの位置にあり、中性化セル入口が同じく46 m、中性化セル出口が16 mの位置にある。ビームは垂直方向に集束されるので中性化セル入口は高さ2.4 mであるが中性化セル出口は高さ1.6 mとする。幅は30 cmで一定である。ドリフト管は幅40 cm、高さ1.2 m、長さは8.5 mとなる。イオンダンプは長さ2 mとしその先にカロリメータが置かれている。これらとクライオポンプを入れるイオンダンプ室は第9.2図に示されている。イオンダンプ室とトーラスの間には順に接続用ベローズ、ゲート弁、中性子シャッターが取付けられるものとした。ゲート弁はトーラスとNBI側の真空を仕切るための弁であり、中性子シャッターはNBI停止中に本体からの中性子線量を減らすためのものである。装置全体は更に厚い中性子遮蔽材で覆われるべきであるがそれは描かれていない。中性子遮蔽あるいはドリフト管の位置と形状、中性子シャッターやゲート弁といったものはトーラスとの整合性を考えて検討を行う必要がある。その時はまたカロリメータが必要かどうか考えられるべきである。

ビームはトーラスへ接線入射されるのでこれで電流駆動ができる可能性^{77,78)}がある。この点については付録4で述べる通りであるが、最近ではTFTRにおいても低密度プラズマにおいてビームによって電流駆動されているという報告があり⁷⁹⁾、電流駆動効率0.1 A/W という値は充分達成可能と予想される。従って幅40 cm高さ120 cmという極く小型のポート2個で45 MWの加熱と4.5 MAの電流駆動の両方を行うことが可能であり、炉本体のポート数を1個減らす事ができる。電流駆動に関してはビーム速度が500 keV相当では不足で更に高くしたいという要求がある。入射パワーを一定で考えるならばビームエネルギーを上げてビームラインの設計上大きな問題はなく、イオン源については小型化又は電流密度を下げる事ができるので開発目標が下ってきて設計上楽になる。しかし1000 kVの加速電源の高速制御については現在の技術の延長で可能かどうか慎重に評価する必要がある。

以上本設計の諸元をまとめると第9.1表に示す通りである。また第9.2表にはその特徴を示す。

本装置を開発して行く上で必要と思われる開発項目を列挙すると第9.3表のようである。これらは当面の課題でこの他にも様々な検討課題が山積されており一つづつ着実に解決してゆく必要がある。

第9.1表 500 keV 20 MW NBI 主要諸元

性能	
中性ビームパワー	22.5 MW
ビームエネルギー	500 keV
パルス幅	10 秒～連続
ビーム種	D
イオン源	
台数	一台
形式	体積生成型
引出し電極	$20 \times 240 \text{ cm}^2$
引出し電流	120 A
加速電流	100 A
引出し電流密度	50 mA/cm^2
ビーム発散 ($1/e$)	0.3°
真空排気速度	
イオン源室	$750 \text{ m}^3/\text{s}$
イオンダンプ室	$200 \text{ m}^3/\text{s}$
中性化セル	
長さ	30 m
入口圧力	$1.5 \times 10^{-2} \text{ Pa}$
出口圧力	$3.4 \times 10^{-3} \text{ Pa}$
線密度	$7.4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$
入射ポート	
ドリフト管	$40 \text{ cm} \times 120 \text{ cm} \times 9 \text{ m}$
真空度	$4 \times 10^{-3} \text{ Pa}$
ガス流入量	$0.03 \text{ Pa m}^3/\text{s}$
効率	
加速効率	0.96
中性化効率	0.58
幾何学的効率	0.84
再電離効率	0.95
総合効率	0.45

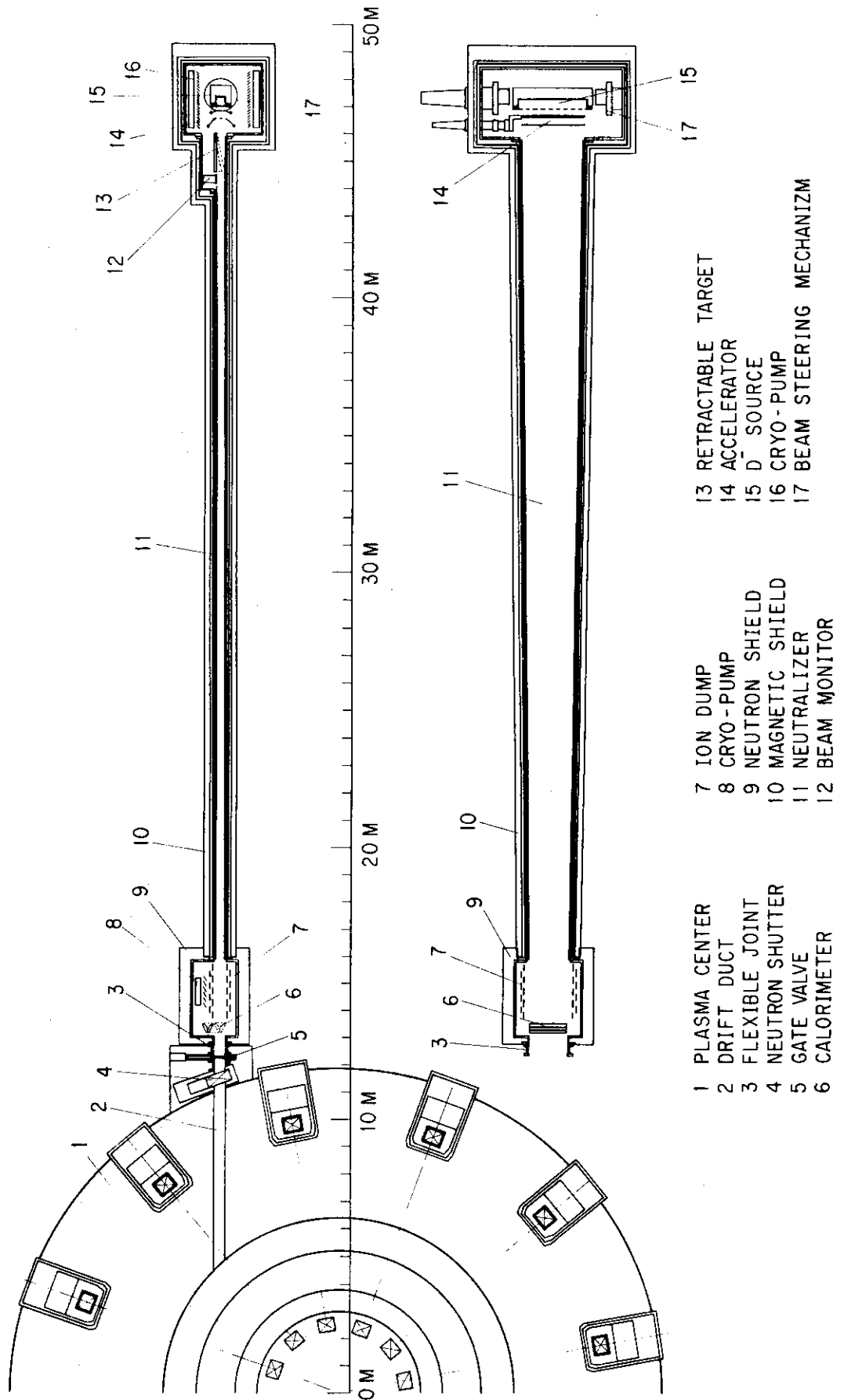
第 9.2 表 本装置の特徴

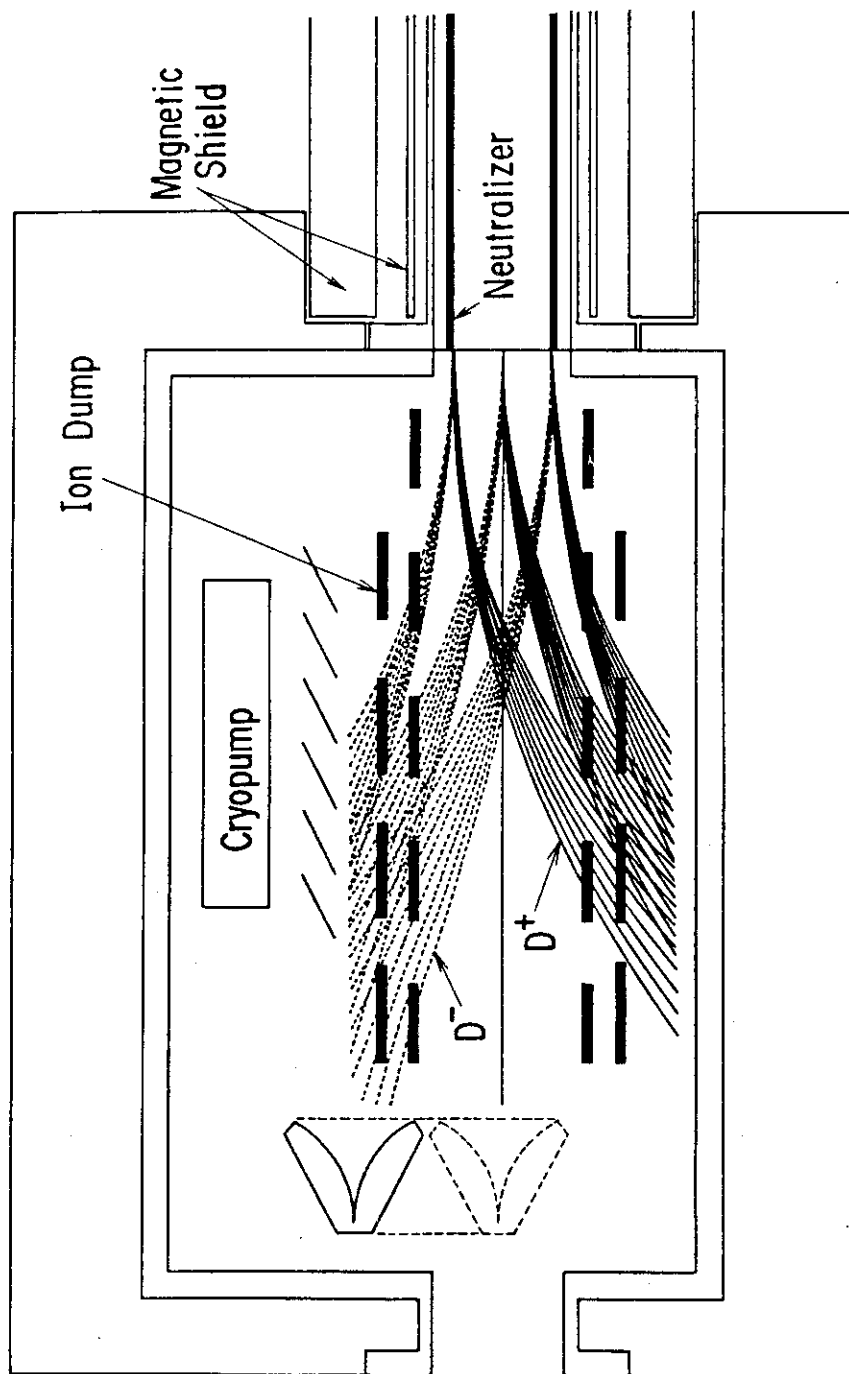
1. 装置が小型で効率が高い
2. 炉本体近くに大きな機器がない
3. 入射ポートが小さく接線入射可能
4. 加熱と電流駆動が一装置にて可能
5. イオン源（唯一の精密機器）は本体と壁で隔てた別室に設置できる（保守容易）
6. イオン源は遠くにあるので放射化や放射線損傷が低減できる
7. クライオポンプの容量が小さい
8. ビールラインの構造が単純，簡単
9. 製作費が安い
（これらの特徴をもたらした設計上の特徴は）
10. 中性化セルが長い
11. 漏洩磁場による残留イオンの偏向
12. 負イオン源の採用

第 9.3 表 当面の検討課題

- イオン源ソースプラズマ生成部及び加速部の開発
- 500 kV 直流電源の制御
- イオン加速部での放電破壊
- イオンビームの空間電荷中和
- ビームプラズマからの逆流正イオンの評価
- イオンダンプの除熱
- トーラスからの漏洩磁場が弱くなる時のビーム偏向
- ビーム中の T とイオン源中性子束
- 総合効率を向上させる方法
（プラズマセル・荷電粒子回収）

第9.1图 CONCEPTUAL DESIGN OF A 500 KEV, 20MW
NEGATIVE-ION-BASED NEUTRAL BEAM LINE FOR FER





第9.2図 イオンダンプ室詳細

謝 辞

本概念設計を行い、また本稿をまとめるに当り有益な議論をして頂いた松田慎三郎室長をはじめ加熱工学第一研究室の皆様へ感謝します。炉設計研究室の東稔達三、関 泰、齊藤龍太、伊藤裕の各氏には FER の設計データや本設計の方針に関し種々の議論をして頂き本設計をまとめるに当り非常に参考になりました。また臨界プラズマ実験室の下村安夫、山本新、菊池満の各氏には炉心プラズマの挙動や加熱密度分布、電流駆動について有益な議論をして頂き感謝します。終始御指導と激励を頂きました白形弘文臨界プラズマ加熱開発室長、田中正俊核融合研究部長、苫米地顕那珂研究所所長に感謝致します。

付録 1 中性化効率の計算詳細

ガスセル中での D^- ビームの中性化効率を計算する。使用した断面積は中井⁵⁸⁾等によるものでそのデータを第 A.1 図～A.7 図に示す。500 keV の D^- の中性化効率を計算するための断面積は 250 keV の H^- の断面積と同じとした。

$$\sigma_{10} = 3.54 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_{01} = 5.5 \times 10^{-20}$$

$$\sigma_{1\bar{1}} = 4.23 \times 10^{-23}$$

$$\sigma_{0\bar{1}} = 6.27 \times 10^{-17} *$$

$$\sigma_{\bar{1}0} = 2.34 \times 10^{-16}$$

$$\sigma_{\bar{1}\bar{1}} = 1.45 \times 10^{-17} **$$

* $5.63 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ と $6.9 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ の二つのデータの平均

** $3 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ や $5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ と云うデータもある

中性化効率の計算は森田⁸⁰⁾の方法と同じである。計算は本稿の後で示す通りである。

計算の結果は第 A.8 図に示す通りである。中性化率は 59%，最適線密度は 7.4×10^{15} molecules/cm² である。断面積は前述の様に σ_{01} 、 $\sigma_{1\bar{1}}$ の値が測定者により一定でない。特に $\sigma_{\bar{1}\bar{1}}$ の値のバラつきは 6 倍にも及んでおり、機会があれば ITS-2a など測定しておくことが重要と考えられる。

参考のため森田⁸⁰⁾が計算した H^- の中性化効率を第 A.9 図、10 図に示しておく。これらの図では $\sigma_{\bar{1}\bar{1}}$ の断面積が、

$$\sigma_{\bar{1}\bar{1}} = 5.78 \times 10^{-17} \text{ cm}^2 \text{ at } 300 \text{ keV}$$

と云う大きい値を採用しているため中性化率が低く計算されている。

中性化効率の計算

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} = D \quad [H^+] = x \quad [H^0] = y \quad [H^-] = z \\ D x = -(\sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}}) x + \sigma_{01} y + \sigma_{\bar{1}\bar{1}} z \\ D y = \sigma_{10} x - (\sigma_{01} + \sigma_{0\bar{1}}) y + \sigma_{\bar{1}0} z \\ D z = \sigma_{1\bar{1}} x + \sigma_{0\bar{1}} y - (\sigma_{\bar{1}\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}0}) z \\ \Delta(D) = \begin{vmatrix} D + \sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}} & -\sigma_{01} & -\sigma_{\bar{1}\bar{1}} \\ -\sigma_{10} & D + \sigma_{01} + \sigma_{0\bar{1}} & -\sigma_{\bar{1}0} \\ -\sigma_{1\bar{1}} & -\sigma_{0\bar{1}} & D + \sigma_{\bar{1}\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}0} \end{vmatrix} \\ = (D + \sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}}) (D + \sigma_{01} + \sigma_{0\bar{1}}) (D + \sigma_{\bar{1}\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}0}) \\ - \sigma_{01} \sigma_{\bar{1}0} \sigma_{1\bar{1}} - \sigma_{\bar{1}\bar{1}} \sigma_{10} \sigma_{0\bar{1}} \\ - \sigma_{\bar{1}\bar{1}} \sigma_{1\bar{1}} (D + \sigma_{01} + \sigma_{0\bar{1}}) - \sigma_{\bar{1}0} \sigma_{0\bar{1}} (D + \sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -\sigma_{01} \sigma_{10} (D + \sigma_{11} + \sigma_{10}) \\
 = & D^3 + (\sigma_{10} + \sigma_{11} + \sigma_{01} + \sigma_{01} + \sigma_{11} + \sigma_{10}) D^2 \\
 & + (\sigma_{10} \sigma_{01} + \sigma_{10} \sigma_{01} + \sigma_{11} \sigma_{01} + \sigma_{11} \sigma_{01} + \sigma_{01} \sigma_{11} + \sigma_{01} \sigma_{10} + \sigma_{01} \sigma_{11} + \sigma_{01} \sigma_{10} \\
 & + \sigma_{11} \sigma_{10} + \sigma_{11} \sigma_{11} + \sigma_{10} \sigma_{10} + \sigma_{10} \sigma_{11} - \sigma_{11} \sigma_{11} - \sigma_{10} \sigma_{01} - \sigma_{01} \sigma_{10} \\
 & + \sigma_{10} \sigma_{01} \sigma_{11} + \sigma_{10} \sigma_{01} \sigma_{11} + \sigma_{11} \sigma_{01} \sigma_{11} + \sigma_{11} \sigma_{01} \sigma_{11} \\
 & + \sigma_{10} \sigma_{01} \sigma_{10} + \sigma_{10} \sigma_{01} \sigma_{10} + \sigma_{11} \sigma_{01} \sigma_{10} + \sigma_{11} \sigma_{01} \sigma_{10} \\
 & - \sigma_{01} \sigma_{10} \sigma_{11} - \sigma_{11} \sigma_{10} \sigma_{01} \\
 & - \sigma_{11} \sigma_{11} \sigma_{01} - \sigma_{11} \sigma_{11} \sigma_{01} - \sigma_{10} \sigma_{01} \sigma_{10} - \sigma_{10} \sigma_{01} \sigma_{11} \\
 & - \sigma_{01} \sigma_{10} \sigma_{11} - \sigma_{01} \sigma_{10} \sigma_{10} \\
 = & D (D^2 + \alpha D + \beta)
 \end{aligned}$$

$$\alpha = \sigma_{10} + \sigma_{11} + \sigma_{01} + \sigma_{01} + \sigma_{11} + \sigma_{10}$$

$$\begin{aligned}
 \beta = & \sigma_{10} \sigma_{01} + \sigma_{11} \sigma_{01} + \sigma_{11} \sigma_{01} + \sigma_{01} \sigma_{11} + \sigma_{01} \sigma_{10} \\
 & + \sigma_{01} \sigma_{11} + \sigma_{11} \sigma_{10} + \sigma_{10} \sigma_{10} + \sigma_{10} \sigma_{11}
 \end{aligned}$$

$$D = 0 \quad D_1 = \frac{1}{2} (-\alpha + \sqrt{\alpha^2 - 4\beta}) \quad D_2 = \frac{1}{2} (-\alpha - \sqrt{\alpha^2 - 4\beta})$$

一般解 $x = A_1 + A_2 e^{pt} + A_3 e^{qt}$
 $y = B_1 + B_2 e^{pt} + B_3 e^{qt}$
 $z = C_1 + C_2 e^{pt} + C_3 e^{qt}$

$t = 0$ で $x = 0 \quad y = 0 \quad z = 1$

$$A_1 + A_2 + A_3 = 0$$

$$B_1 + B_2 + B_3 = 0$$

$$C_1 + C_2 + C_3 = 1$$

$$\begin{aligned}
 pA_2 e^{pt} + qA_3 e^{qt} = & \sigma_{01} (B_1 + B_2 e^{pt} + B_3 e^{qt}) \\
 & + \sigma_{11} (C_1 + C_2 e^{pt} + C_3 e^{qt}) \\
 & - (\sigma_{10} + \sigma_{11}) (A_1 + A_2 e^{pt} + A_3 e^{qt})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 pB_2 e^{pt} + qB_3 e^{qt} = & \sigma_{10} (A_1 + A_2 e^{pt} + A_3 e^{qt}) \\
 & + \sigma_{10} (C_1 + C_2 e^{pt} + C_3 e^{qt}) \\
 & - (\sigma_{01} + \sigma_{01}) (B_1 + B_2 e^{pt} + B_3 e^{qt})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 pC_2 e^{pt} + qC_3 e^{qt} = & \sigma_{11} (A_1 + A_2 e^{pt} + A_3 e^{qt}) \\
 & + \sigma_{01} (B_1 + B_2 e^{pt} + B_3 e^{qt}) \\
 & - (\sigma_{11} + \sigma_{10}) (C_1 + C_2 e^{pt} + C_3 e^{qt})
 \end{aligned}$$

$$\begin{cases}
 \sigma_{01} B_1 + \sigma_{11} C_1 - (\sigma_{10} + \sigma_{11}) A_1 = 0 & \text{①} \\
 \sigma_{10} A_1 + \sigma_{10} C_1 - (\sigma_{01} + \sigma_{01}) B_1 = 0 & \text{②} \\
 \sigma_{11} A_1 + \sigma_{01} B_1 - (\sigma_{11} + \sigma_{10}) C_1 = 0 & \text{③} \\
 pA_2 = \sigma_{01} B_2 + \sigma_{11} C_2 - (\sigma_{10} + \sigma_{11}) A_2 & \text{④} \\
 pB_2 = \sigma_{10} A_2 + \sigma_{10} C_2 - (\sigma_{01} + \sigma_{01}) B_2 & \text{⑤} \\
 pC_2 = \sigma_{11} A_2 + \sigma_{01} B_2 - (\sigma_{11} + \sigma_{10}) C_2 & \text{⑥}
 \end{cases}$$

$$\begin{cases} qA_3 = \sigma_{01}B_3 + \sigma_{11}C_3 - (\sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}})A_3 & \textcircled{7} \\ qB_3 = \sigma_{10}A_3 + \sigma_{\bar{1}0}C_3 - (\sigma_{01} + \sigma_{0\bar{1}})C_3 & \textcircled{8} \\ qC_3 = \sigma_{1\bar{1}}A_3 + \sigma_{0\bar{1}}B_3 - (\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{\bar{1}0})C_3 & \textcircled{9} \end{cases}$$

③より

$$C_1 = \frac{\sigma_{1\bar{1}}}{\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{\bar{1}0}} A_1 + \frac{\sigma_{0\bar{1}}}{\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{\bar{1}0}} B_1$$

$$\sigma_{10}A_1 + \frac{\sigma_{\bar{1}0}\sigma_{1\bar{1}}}{\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{\bar{1}0}} A_1 + \frac{\sigma_{\bar{1}0}\sigma_{0\bar{1}}}{\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{\bar{1}0}} B_1 - (\sigma_{01} + \sigma_{0\bar{1}})B_1 = 0$$

$$(\sigma_{10}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{10}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{\bar{1}0}\sigma_{1\bar{1}})A_1 - (\sigma_{01}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{01}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{\bar{1}0} - \sigma_{\bar{1}0}\sigma_{0\bar{1}}) \times B_1 = 0$$

$$B_1 = \frac{\sigma_{10}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{10}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{\bar{1}0}\sigma_{1\bar{1}}}{\sigma_{01}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{01}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{\bar{1}1}} A_1$$

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{\sigma_{1\bar{1}}}{\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{\bar{1}0}} A_1 + \frac{\sigma_{0\bar{1}}}{\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{\bar{1}0}} \cdot \frac{\sigma_{10}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{10}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{\bar{1}0}\sigma_{1\bar{1}}}{\sigma_{01}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{01}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{\bar{1}1}} A_1 \\ &= \frac{\sigma_{1\bar{1}}(\sigma_{01}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{01}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{\bar{1}1}) + \sigma_{0\bar{1}}(\sigma_{10}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{10}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{\bar{1}0}\sigma_{1\bar{1}})}{(\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{\bar{1}0})(\sigma_{01}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{01}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{\bar{1}1})} A_1 \\ &= \frac{\sigma_{\bar{1}1}(\sigma_{1\bar{1}}\sigma_{01} + \sigma_{1\bar{1}}\sigma_{0\bar{1}} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{10}) + \sigma_{\bar{1}0}(\sigma_{1\bar{1}}\sigma_{01} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{10} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{1\bar{1}})}{(\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{\bar{1}0})(\sigma_{01}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{01}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{\bar{1}1})} A_1 \\ &= \frac{\sigma_{01}\sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{10}\sigma_{0\bar{1}} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{1\bar{1}}}{\sigma_{01}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{01}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{\bar{1}1}} A_1 \end{aligned}$$

$$\begin{cases} A_1 \\ B_1 = \{ (\sigma_{10}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{10}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{10}\sigma_{1\bar{1}}) / (\sigma_{01}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{01}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{\bar{1}1}) \} A_1 \\ C_1 = \frac{\sigma_{01}\sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{10}\sigma_{0\bar{1}} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{1\bar{1}}}{\sigma_{01}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{01}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{\bar{1}1}} A_1 \end{cases}$$

④⑤⑥より $p(A_2 + B_2 + C_2) = 0$

$$C_2 = -A_2 - B_2$$

$$pA_2 = \sigma_{01}B_2 + \sigma_{\bar{1}1}(-A_2 - B_2) - (\sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}})A_2$$

$$(p + \sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}1})A_2 = (\sigma_{01} - \sigma_{\bar{1}1})B_2$$

$$B_2 = \frac{p + \sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}1}}{\sigma_{01} - \sigma_{\bar{1}1}} A_2$$

$$C_2 = -A_2 - B_2 = -\frac{p + \sigma_{10} + \sigma_{01} + \sigma_{1\bar{1}}}{\sigma_{01} - \sigma_{\bar{1}1}}$$

$$\begin{cases} A_2 \\ B_2 = \frac{(p + \sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}1})}{\sigma_{01} - \sigma_{\bar{1}1}} A_2 \\ C_2 = -\frac{p + \sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{01}}{\sigma_{01} - \sigma_{\bar{1}1}} A_2 \end{cases}$$

$$\begin{cases} A_3 \\ B_3 = \frac{q + \sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}1}}{\sigma_{01} - \sigma_{\bar{1}1}} A_3 \\ C_3 = -\frac{p + \sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{01}}{\sigma_{01} - \sigma_{\bar{1}1}} A_3 \end{cases}$$

$$\begin{cases} x = A_1 + A_2 e^{pt} + A_3 e^{qt} \\ y = aA_1 + bA_2 e^{pt} + cA_3 e^{qt} \\ z = dA_1 + eA_2 e^{pt} + fA_3 e^{qt} \end{cases}$$

$$A_1 + A_2 + A_3 = 0$$

$$aA_1 + bA_2 + cA_3 = 0$$

$$dA_1 + eA_2 + fA_3 = 100$$

$$(a-b)A_2 + (a-c)A_3 = 0$$

$$(d-e)A_2 + (d-f)A_3 = -100$$

$$\Rightarrow \{(a-c)(d-e) - (a-b)(d-f)\} A_3 = 100(a-b)$$

$$A_3 = \frac{100(a-b)}{(a-c)(d-e) - (a-b)(d-f)}$$

$$A_2 = \frac{100(c-a)}{(a-c)(d-e) - (d-f)(a-b)}$$

$$A_1 = \frac{100(b-c)}{(a-c)(d-e) - (d-f)(a-b)}$$

〔 H^0 〕が最大になるのは

$$y' = 0 \quad pbA_2 \exp(pt) + qcA_3 \exp(qt) = 0$$

$$\exp(p-q)t = -\frac{qcA_3}{pbA_2} = -\frac{qc(a-b)}{pb(c-a)}$$

$$\Rightarrow t = \frac{1}{p-q} \ln \left(-\frac{qc(a-b)}{pb(c-a)} \right)$$

断面積は、

$$\sigma_{10} = 3.54 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{01} &= 5.63 \times 10^{-17} \\ &6.90 \times 10^{-17} \end{aligned} \right) \text{ 平均 } 6.27 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_{10} = 2.34 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_{11} = 1.45 \times 10^{-17} \text{ cm}^2 \quad \left(\begin{array}{l} \text{大きいのは } 3 \times 10^{-17} \text{ cm}^2 \\ \text{小さいのは } 5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \end{array} \right)$$

$$\sigma_{0\bar{1}} = 5.5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_{\bar{1}1} = 4.23 \times 10^{-23} \text{ cm}^2$$

である。

ここで単位を 10^{-17} cm^2 とすると,

$$\begin{cases} \sigma_{10} = 0.0354 \\ \sigma_{1\bar{1}} = 4.23 \times 10^{-6} \\ \sigma_{01} = 6.27 \\ \sigma_{0\bar{1}} = 0.0055 \\ \sigma_{\bar{1}0} = 23.4 \\ \sigma_{\bar{1}\bar{1}} = 1.45 \end{cases}$$

$$\alpha = 31.16$$

$$\begin{aligned} \beta &= \sigma_{10} \sigma_{0\bar{1}} + 0 + 0 + \sigma_{01} \sigma_{\bar{1}\bar{1}} + \sigma_{01} \sigma_{\bar{1}0} \\ &\quad + \sigma_{0\bar{1}} \sigma_{\bar{1}\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}\bar{1}} \sigma_{10} + \sigma_{\bar{1}0} \sigma_{10} + 0 \\ &= 0.0354 \times 0.0055 + 6.27 \times 1.45 + 6.27 \times 23.4 \\ &\quad + 0.0055 \times 1.45 + 1.45 \times 0.0354 + 23.4 \times 0.0354 \\ &= 1.947 \times 10^{-4} + 9.0915 + 146.718 \\ &\quad + 0.008 \quad + 0.0513 + 0.828 \\ &= 156.697 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} pq &= \frac{1}{2} (-31.16 \pm \sqrt{31.16^2 - 4 \times 156.697}) \\ &= \frac{1}{2} (-31.16 \pm \sqrt{344.1576}) \\ &= \frac{1}{2} (-31.16 \pm 18.55) \\ &= -24.856, \quad -6.304 \end{aligned}$$

$$p = -6.304, \quad q = -24.856$$

$$\begin{aligned} a &= (\sigma_{10} \sigma_{\bar{1}\bar{1}} + \sigma_{10} \sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{\bar{1}0} \sigma_{\bar{1}\bar{1}}) / (\sigma_{01} \sigma_{\bar{1}\bar{1}} + \sigma_{01} \sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{0\bar{1}} \sigma_{\bar{1}\bar{1}}) \\ &= (0.0354 \times 1.45 + 0.0354 \times 23.4 + 23.4 \times 4.23 \times 10^{-6}) / (6.27 \times 1.45 + 6.27 \times 23.4 \\ &\quad + 0.0055 \times 1.45) = (0.0513 + 0.8284 + 1 \times 10^{-4}) \\ &= 0.8798 / 155.82 \\ &= 5.646 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b &= (p + \sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}\bar{1}}) / (\sigma_{01} - \sigma_{\bar{1}\bar{1}}) \\ &= (-6.304 + 0.0354 + 4.23 \times 10^{-6} + 1.45) / (6.27 - 1.45) \\ &= -4.8186 / 4.82 = -1.00 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} c &= (q + \sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}\bar{1}}) / (\sigma_{01} - \sigma_{\bar{1}\bar{1}}) \\ &= (-24.856 + 0.0354 + 4.23 \times 10^{-6} + 1.45) / (6.27 - 1.45) \\ &= -23.37 / 4.82 \\ &= -4.849 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d &= (\sigma_{01} \sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{10} \sigma_{0\bar{1}} + \sigma_{0\bar{1}} \sigma_{1\bar{1}}) / (\sigma_{01} \sigma_{\bar{1}\bar{1}} + \sigma_{01} \sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{0\bar{1}} \sigma_{\bar{1}\bar{1}}) \\ &= (6.27 \times 4.23 \times 10^{-6} + 0.0354 \times 0.0055 + 0.0055 \times 4.23 \times 10^{-6}) / (6.27 \times 1.45 + 6.27 \times 23.4 \\ &\quad + 0.0055 \times 1.45) = 2.215 \times 10^{-4} / 155.82 \\ &= 1.421 \times 10^{-6} \end{aligned}$$

$$e = -(p + \sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{01}) / (\sigma_{01} - \sigma_{\bar{1}\bar{1}})$$

$$\begin{aligned}
 &= -(-6.304 + 0.0354 + 4.23 \times 10^{-6} + 6.27) / (6.27 - 1.45) \\
 &= -(1.404 \times 10^{-3}) / 4.82 \\
 &= -2.913 \times 10^{-4}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 f &= -(q + \sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{01}) / (\sigma_{01} - \sigma_{\bar{1}1}) \\
 &= -(-24.856 + 0.0354 + 4.23 \times 10^{-6} + 6.27) / (6.27 - 1.45) \\
 &= -(-18.5506) / 4.82 \\
 &= 3.8487
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_1 &= 100(b-c) / \{ (a-c)(d-e) - (d-f)(a-b) \} \\
 &= 100(-1.0 - (-4.849)) / \{ (0.00565 - (-4.849))(1.421 \times 10^{-6} + 2.913 \times 10^{-4}) \\
 &\quad - (1.421 \times 10^{-6} - 3.8487)(5.646 \times 10^{-3} + 1.00) \} \\
 &= 100(3.849) / (4.85465 \times 2.927 \times 10^{-4} \\
 &\quad - (-3.8487 \times 1.0056)) \\
 &= 100 \times 3.849 / 3.87167 \\
 &= 99.41
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_2 &= 100(c-a) / \{ (a-c)(d-e) - (d-f)(a-b) \} \\
 &= 100 \times (-4.849 - 5.646 \times 10^{-3}) / 3.87167 \\
 &= -125.39
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_3 &= 100(a-b) / \{ (a-c)(d-e) - (a-b)(d-f) \} \\
 &= 100(5.646 \times 10^{-3} + 1.00) / 3.87167 \\
 &= 25.9744
 \end{aligned}$$

$$a A_1 = 5.646 \times 10^{-3} \times 99.41 = 0.5612$$

$$b A_2 = -1.00 \times (-125.39) = 125.39$$

$$c A_3 = -4.849 \times 25.9744 = -125.95$$

$$d A_1 = 1.421 \times 10^{-6} \times 99.41 = 1.015 \times 10^{-4}$$

$$e A_2 = -2.913 \times 10^{-4} \times (-125.39) = 0.0365$$

$$f A_3 = 3.8487 \times 25.9744 = 99.967$$

$$\begin{cases}
 x = 99.41 - 125.39 e^{-6.304t} + 25.97 e^{-24.856t} \\
 y = 0.56 + 125.39 e^{-6.304t} - 125.95 e^{-24.856t} \\
 z = 0.0001 + 0.04 e^{-6.304t} + 99.96 e^{-24.856t}
 \end{cases}$$

$$t = \frac{1}{p-q} \ln \left[-\frac{q c (a-b)}{p b (c-a)} \right]$$

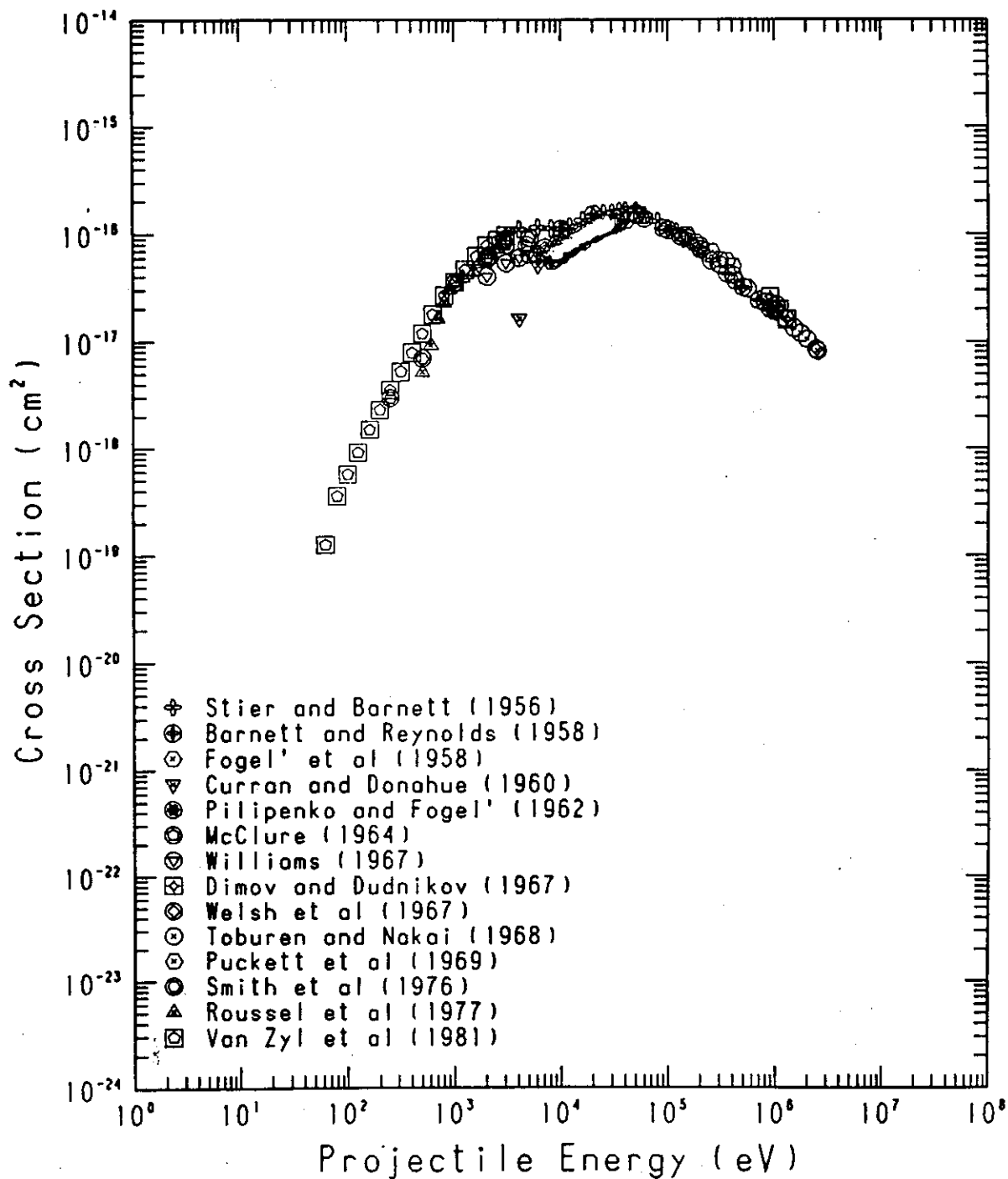
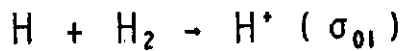
$$= \frac{1}{-6.304 + 24.856} \ln \left[+ \frac{24.856 \times (+4.849) (5.646 \times 10^{-3} + 1)}{6.304 \times (+1.0) (+4.849 + 5.646 \times 10^{-3})} \right]$$

$$= \frac{1}{18.552} \ln (3.960)$$

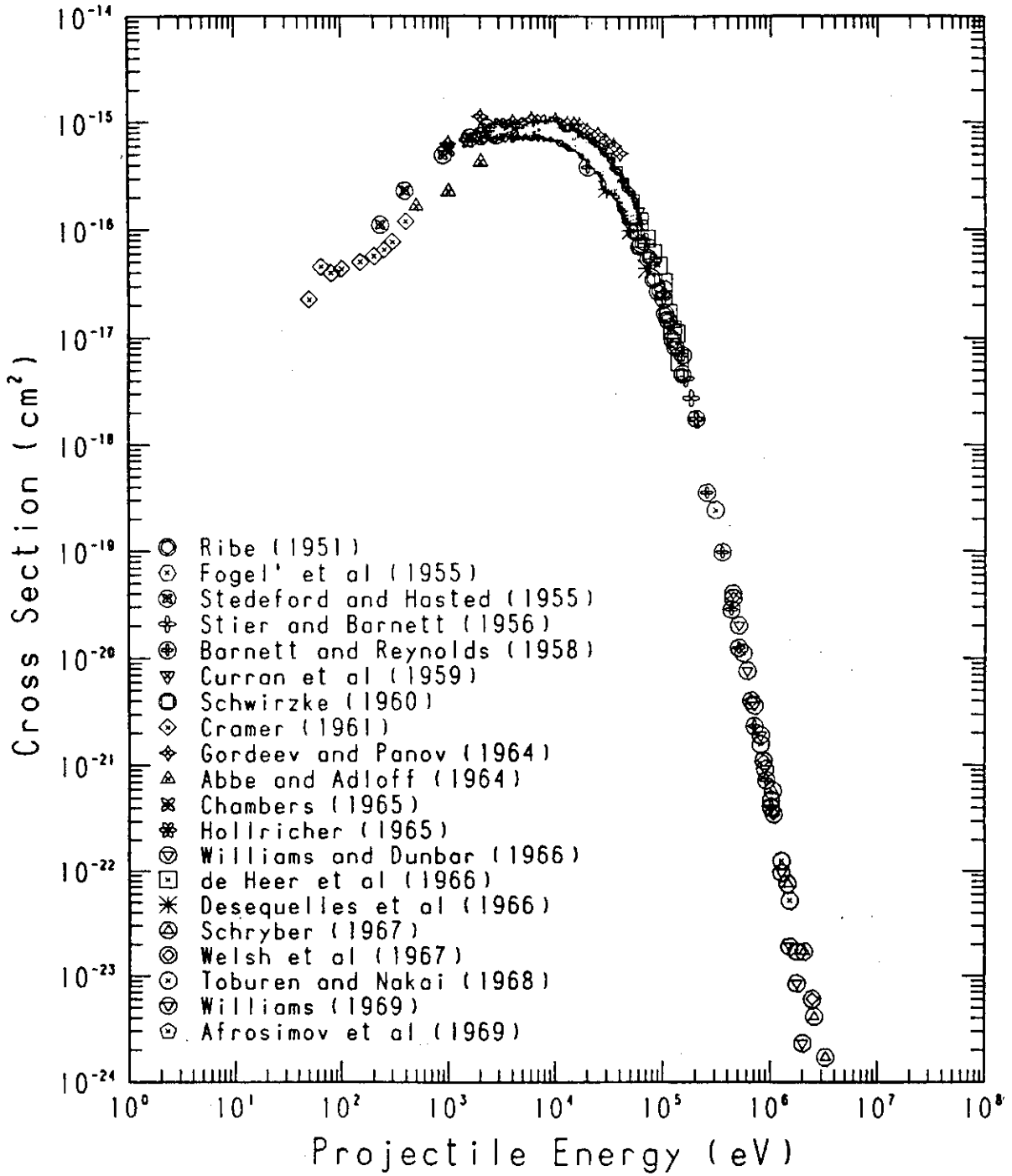
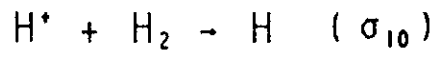
$$= 0.0742 \quad \text{or} \quad 7.42 \times 10^{15} \text{ molecules}$$

このとき

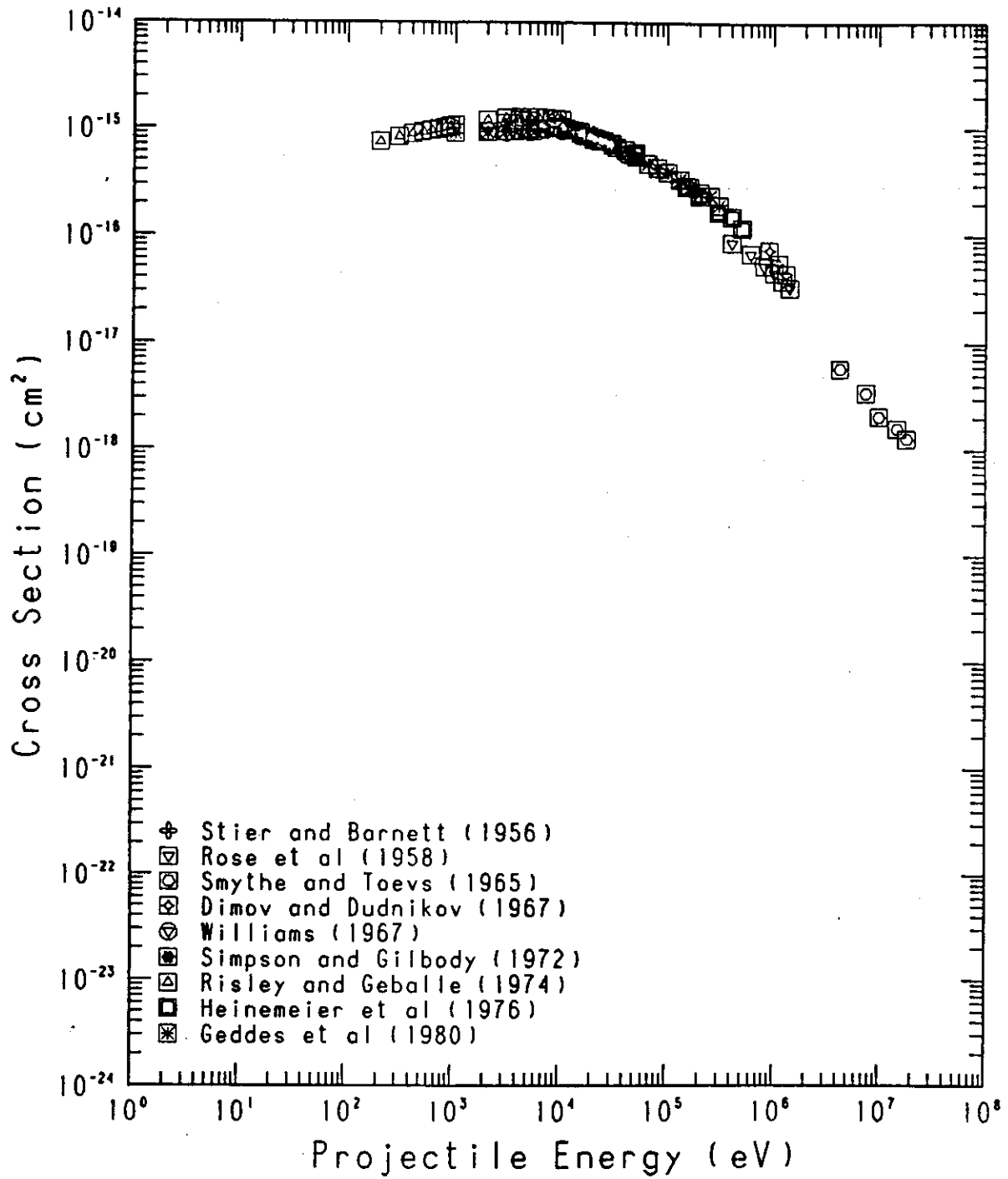
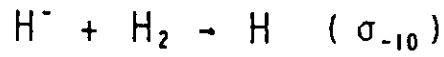
$$\begin{aligned}y &= 0.56 + 125.39 \times 0.6264 - 125.95 \times 0.1581 \\ &= 0.56 + 78.54 - 19.917 \\ &= 59.2\%\end{aligned}$$



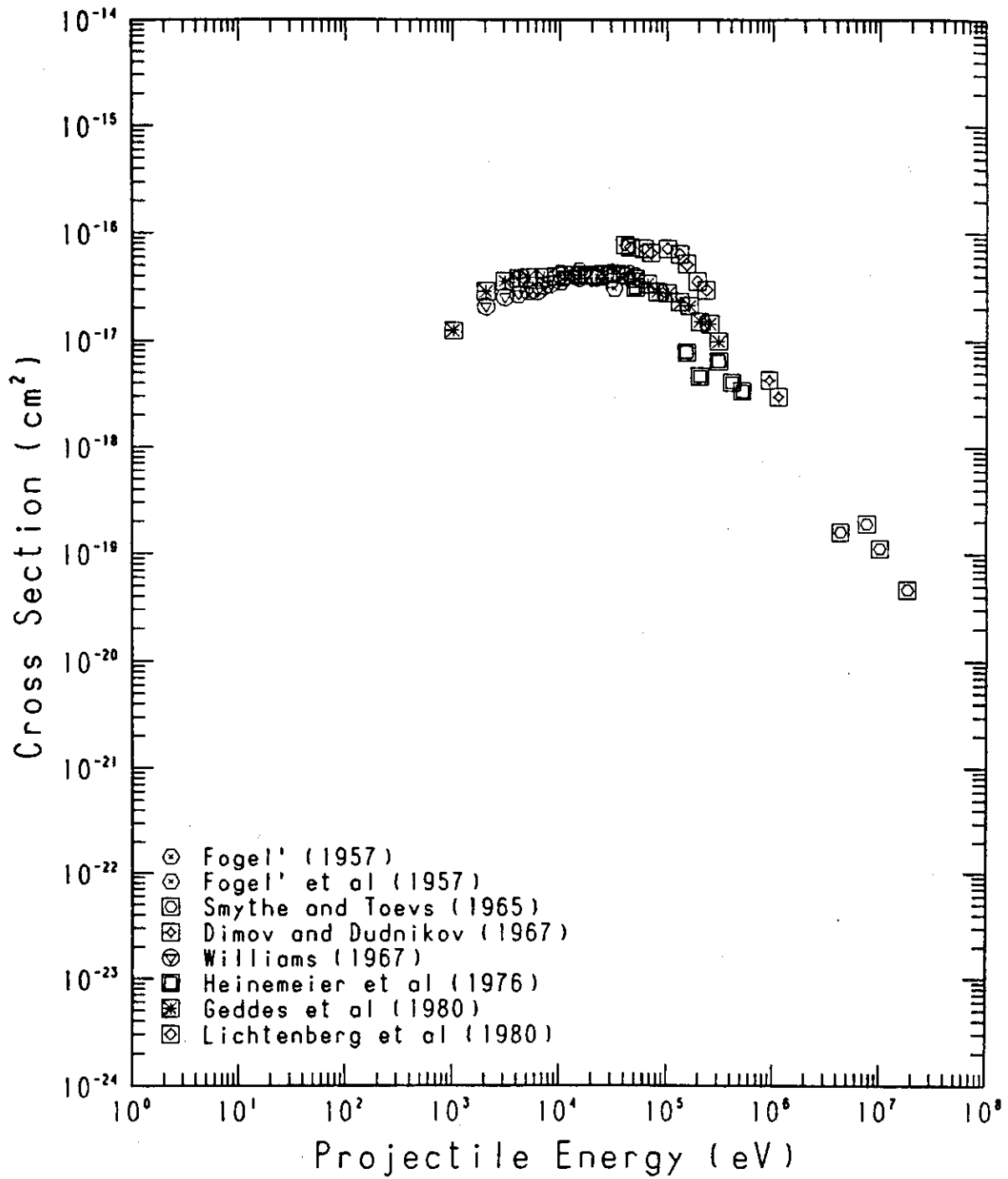
第 A. 1 図 荷電交換 (σ_{01}) 反応断面積



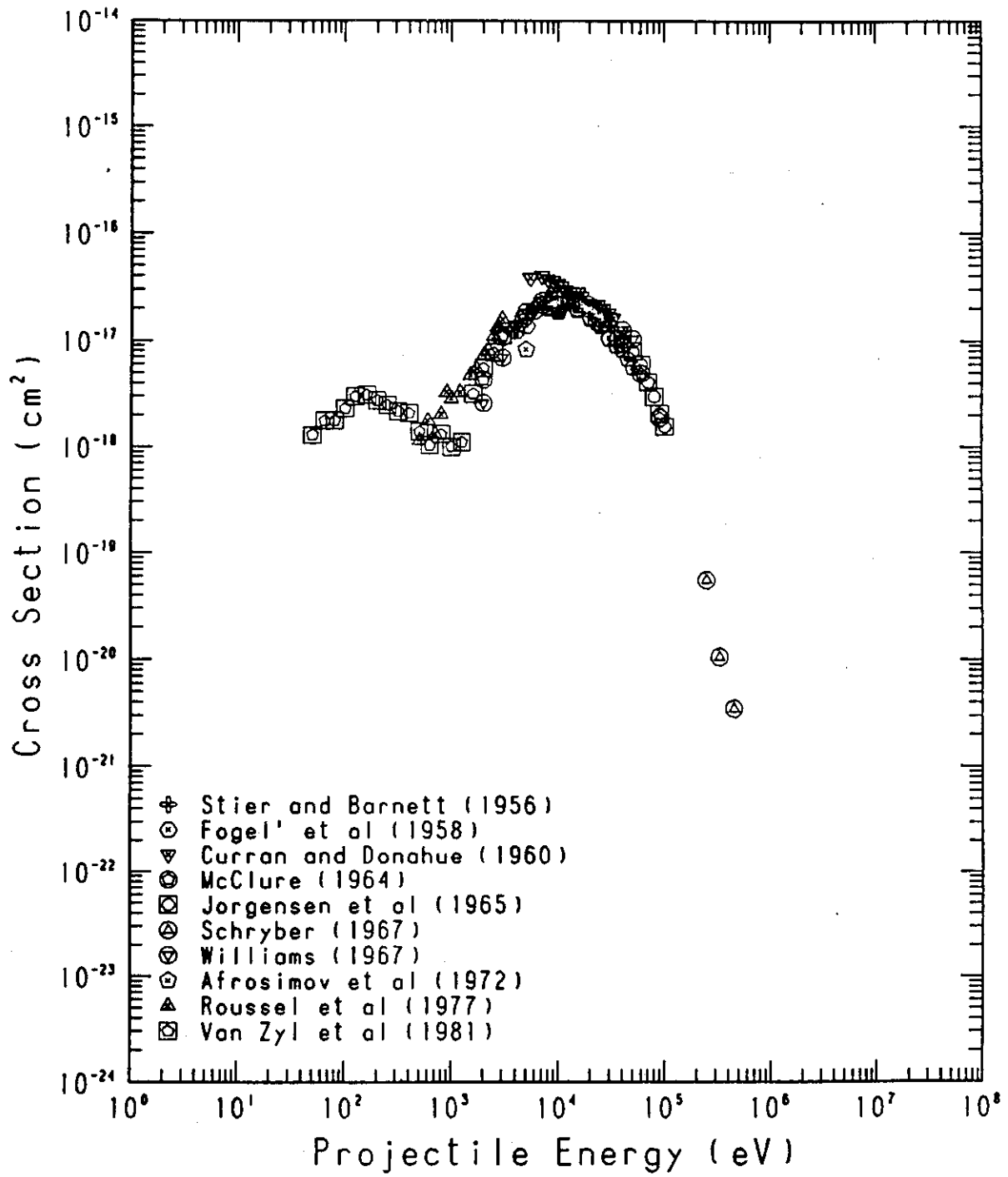
第A.2図 荷電交換 (σ_{10}) 反応断面積



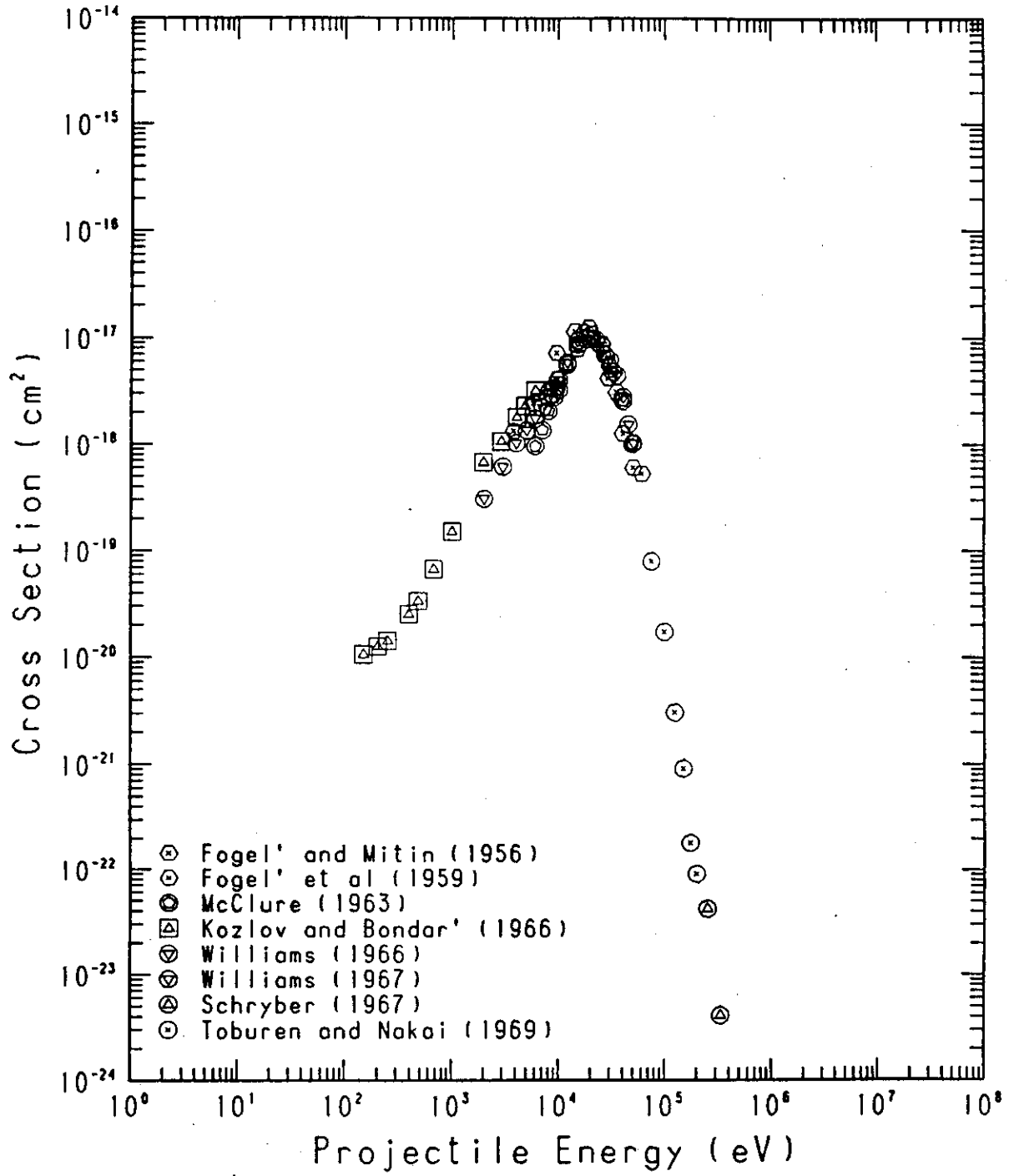
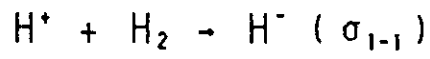
第A.3図 電子剝離反応断面積



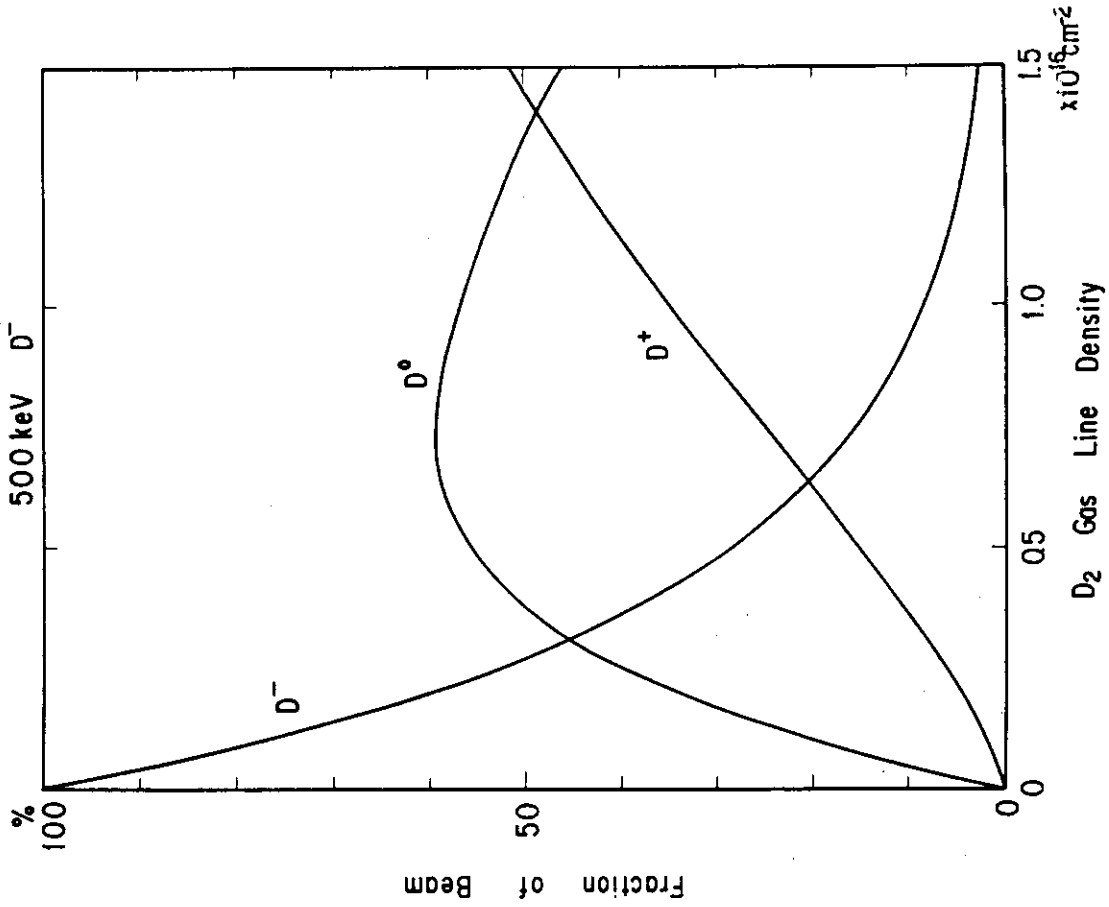
第 A. 4 図 二重電子剝離反応断面積



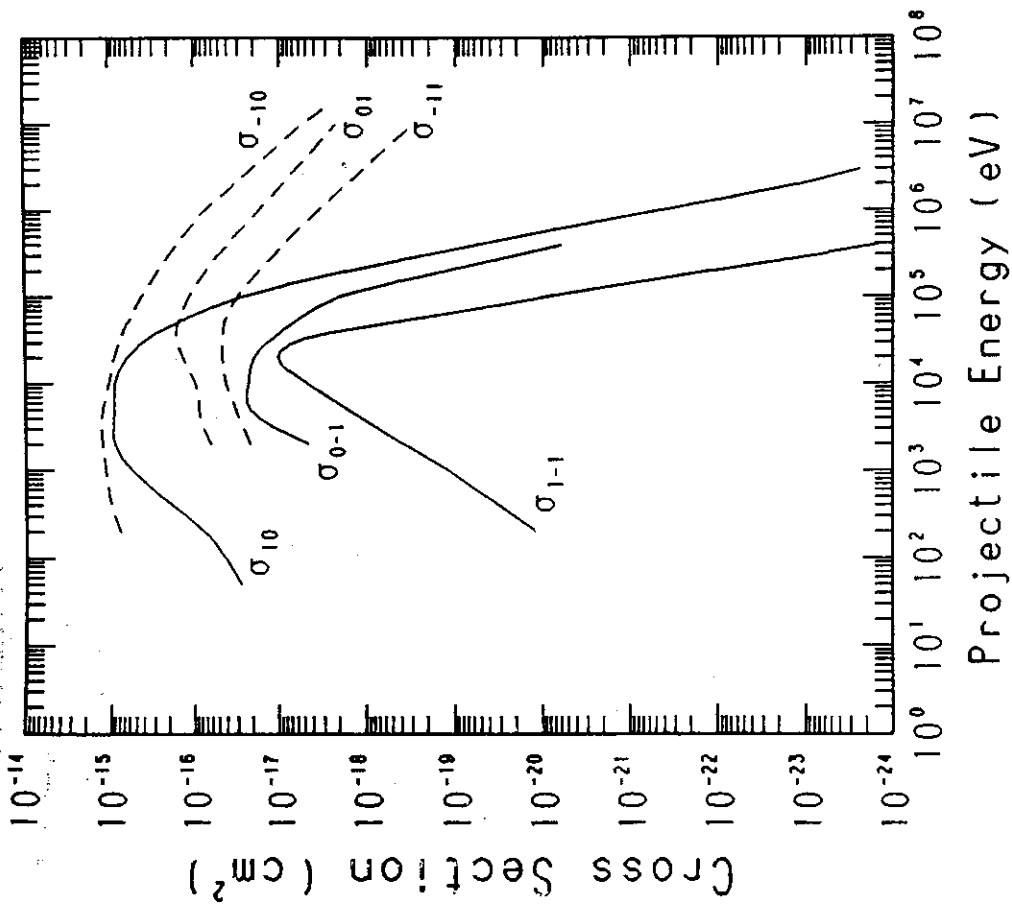
第A.5図 電子付着反応断面積



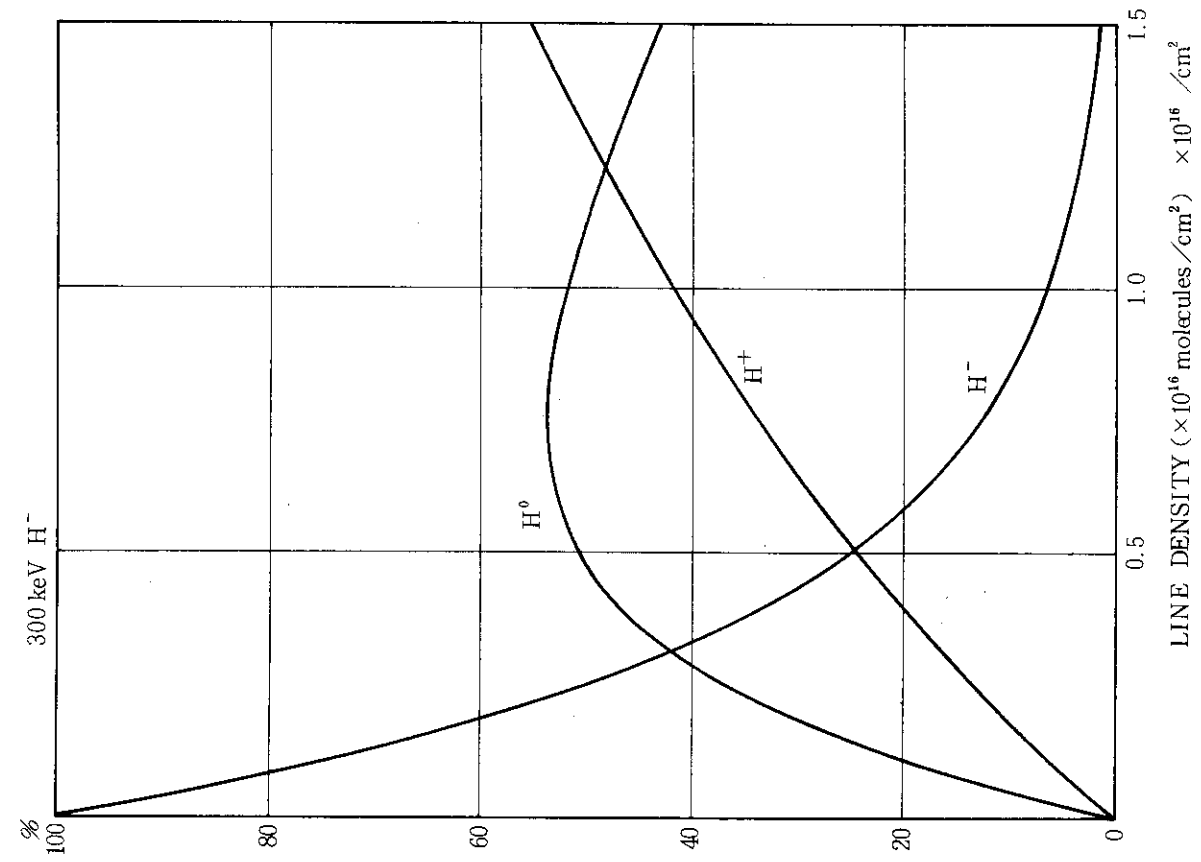
第 A. 6 図 二重電子付着反応断面積



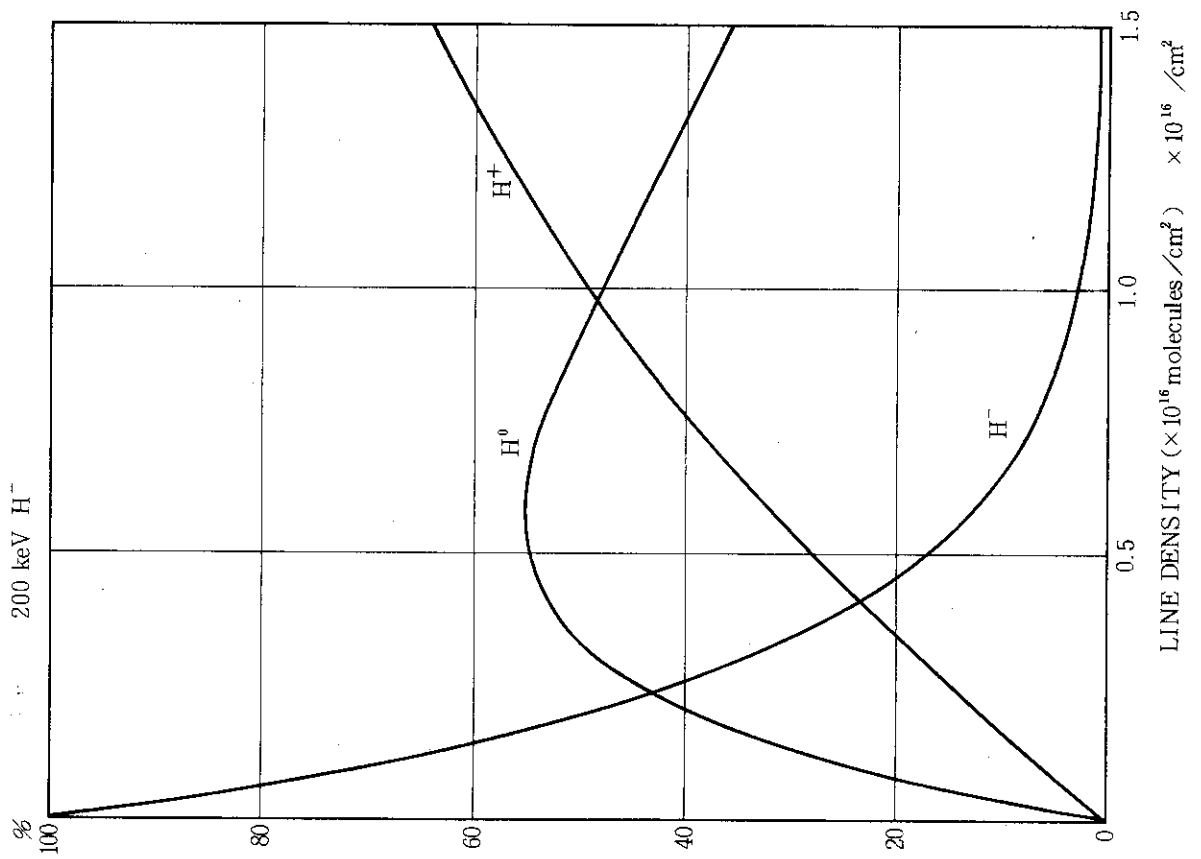
第A.8図 500 keV D⁻ ビームの中性化効率



第A.7図 Charge transfer cross sections for hydrogen atoms and ions in hydrogen gas.



第A.10図 300 keV H⁻ の中性化効率



第A.9図 200 keV H⁻ の中性化効率

付録2 FERの運転方式と正イオンシステム

1984年に於て提案されているFERの運転方式は第A.2.1図に示す通りである⁸¹⁾。プラズマの燃焼時間が2000秒、OHコイルの再充電フェイズが250秒であってその間のプラズマ温度及び密度の立上げ及び立下げのためにRF又はNBIを使って追加熱される。追加熱は t_5 で開始され25-55秒かかって t_6 で燃焼状態に迄持ってゆく。 t_5 では加熱パワーは30MW程度、入射ビームエネルギーでは100keV程度である。ビームエネルギーは加熱開始後増大させ200keVとする。入射パワーは t_5 と t_6 の間で最大60MWとなるが α 加熱の増大と共に減少させ t_6 では30MW程度とする。プラズマ立下げ時にもこれと逆手順の加熱を行うことになっている。

このために必要な中性粒子入射装置(正イオンシステム)は第A.2.1表に示す仕様をもち、A.2.2図に示す外形をしている。トカマクには入射ポートが4個あって4基で60MWを入射する。またイオン源は一台当り110Aの容量のものが使われる。

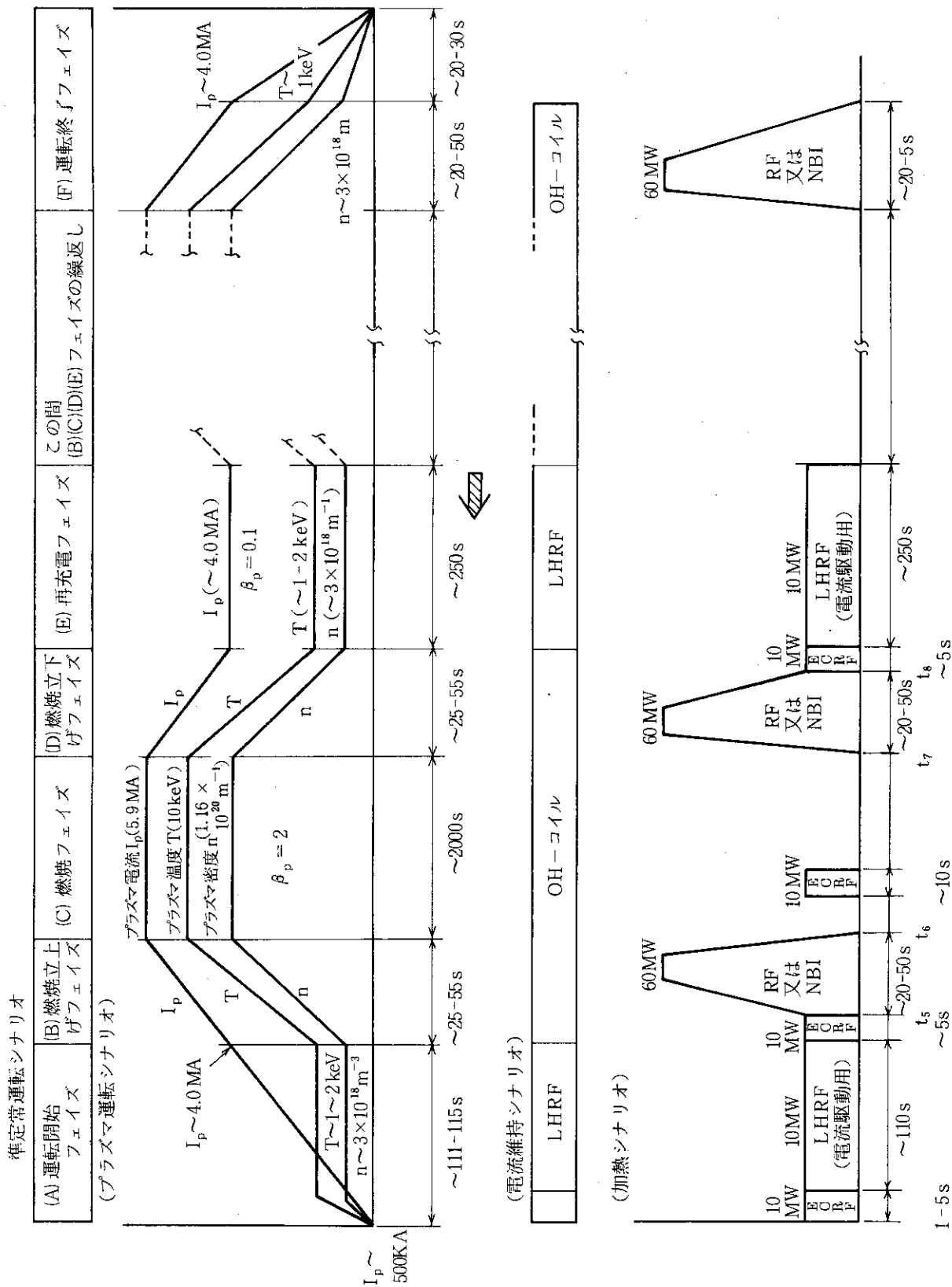
第A.2.1表 FER用NBI(正イオン)基本仕様

Injection Energy (keV)	100 ~ 200 (Variable)
Ion Beam	D ⁺
Injection Power (MW)	60 (Net 25-30 MW でも可)
Beam Duration (s)	20 - 50
Injection Angle to Plasma	perpendicular
Injection Ports in the Torus	4
Z _{eff}	~ 1.5

Percentage Fraction of Ion Beam Power

D ⁺ (E)	90 %
D ₂ ⁺ (E)	6 %
D ₃ ⁺ (E)	3 %
Other species	1.0 %

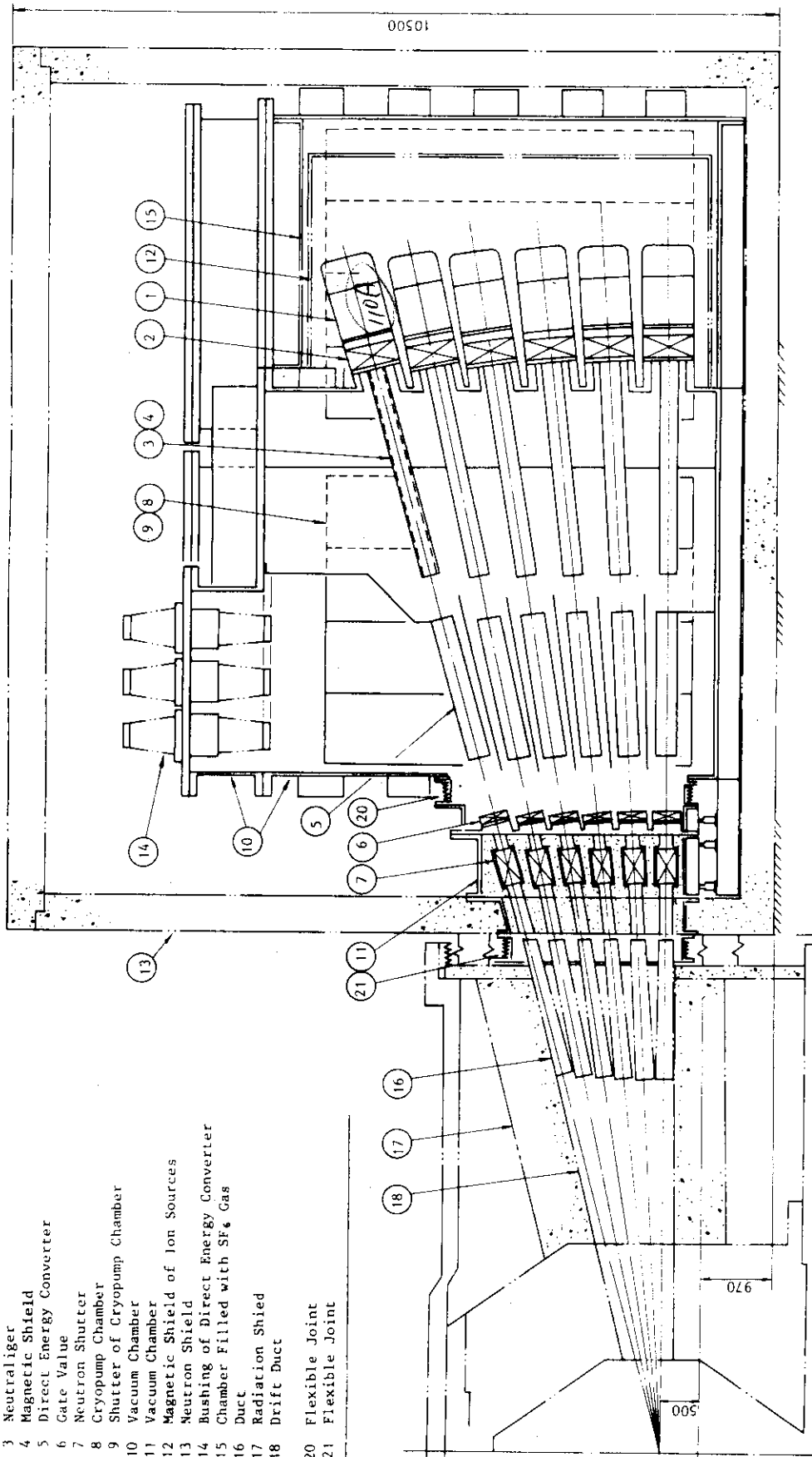
E : 200 keV



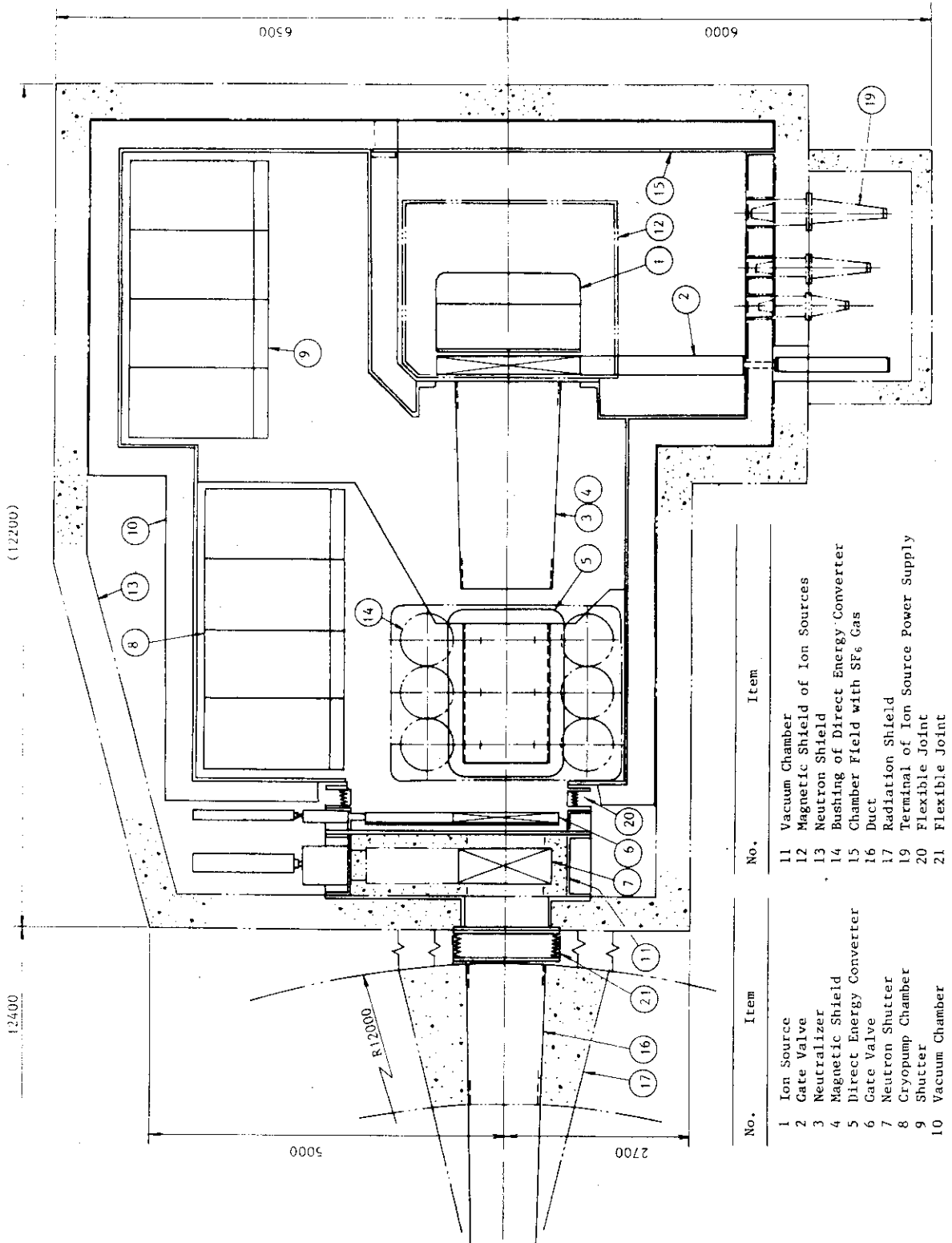
第A. 2.1 図 標準常運転シナリオ概念図

5 台使用 1 台予備

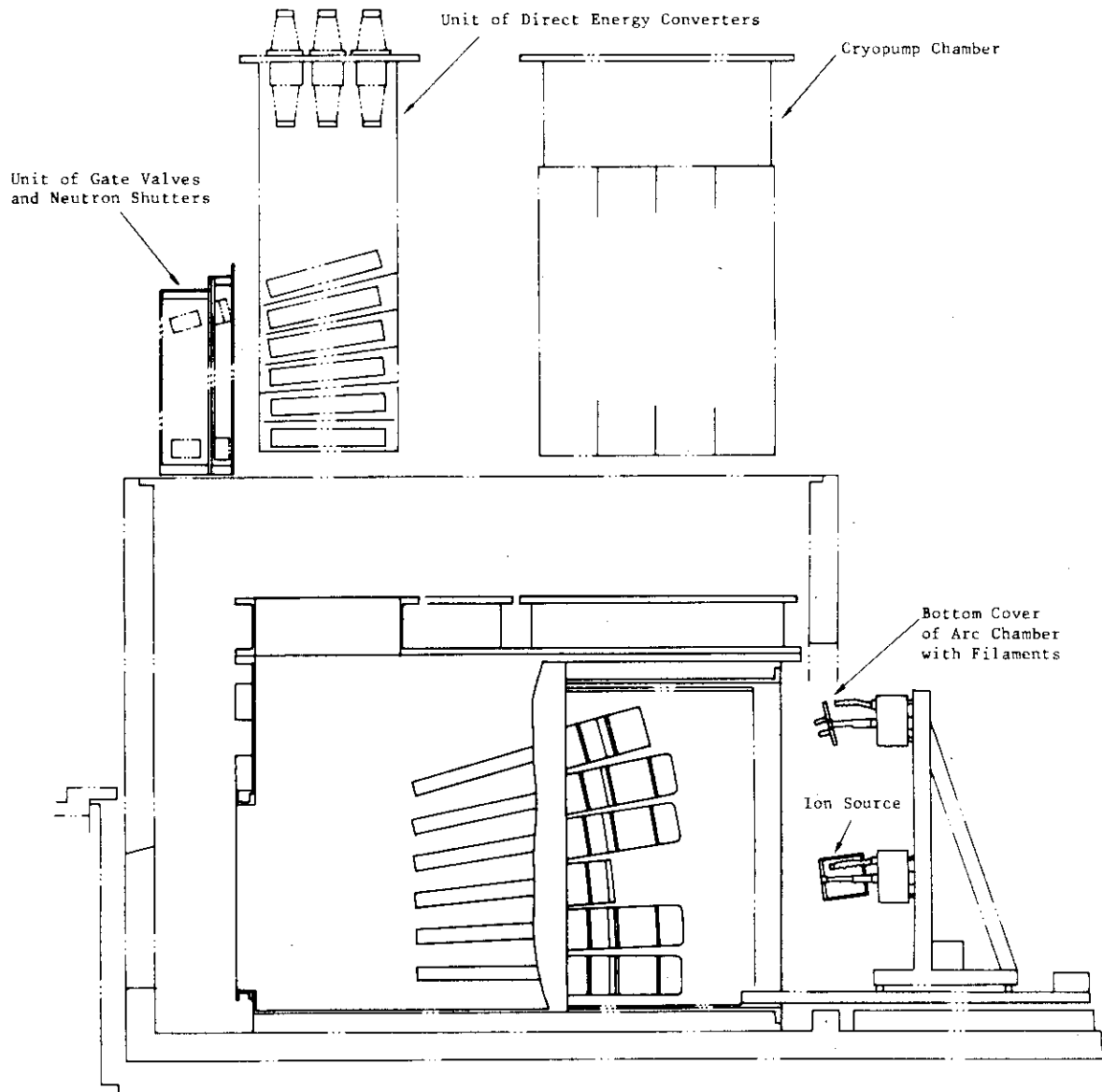
- | No. | Items |
|-----|---|
| 1 | Ion Source |
| 2 | Gate Valve |
| 3 | Neutralizer |
| 4 | Magnetic Shield |
| 5 | Direct Energy Converter |
| 6 | Gate Valve |
| 7 | Neutron Shutter |
| 8 | Cryopump Chamber |
| 9 | Shutter of Cryopump Chamber |
| 10 | Vacuum Chamber |
| 11 | Vacuum Chamber |
| 12 | Magnetic Shield of Ion Sources |
| 13 | Neutron Shield |
| 14 | Bushing of Direct Energy Converter |
| 15 | Chamber Filled with SF ₆ Gas |
| 16 | Duct |
| 17 | Radiation Shield |
| 18 | Drift Duct |
| 20 | Flexible Joint |
| 21 | Flexible Joint |



第 A. 2.2 図 a Side View of NBI.



第 A. 2. 2 図 b Plane View of NBI. (Plane View at Z=0 line)



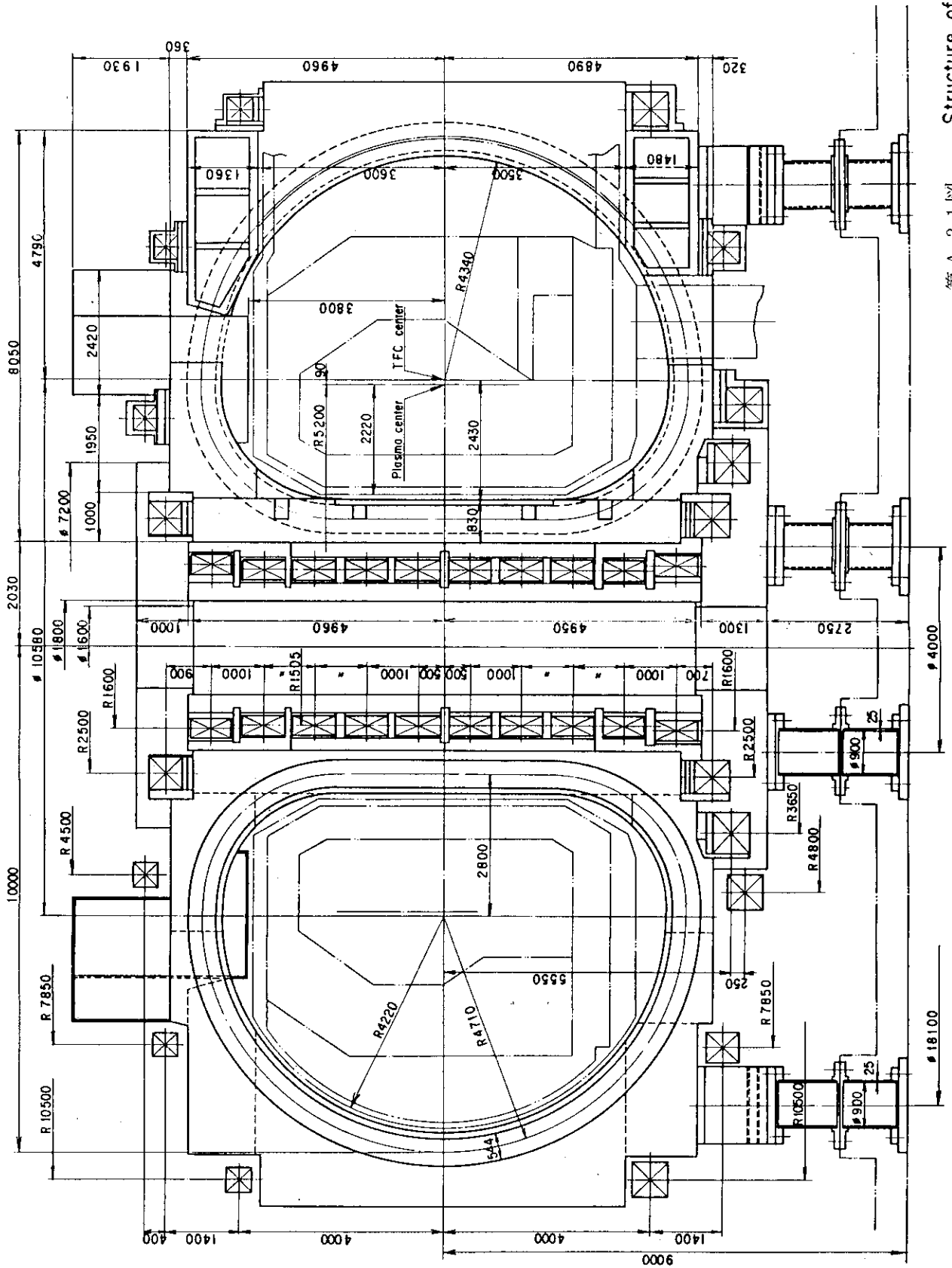
第 A. 2. 2 図 c Maintenance of NBI System.

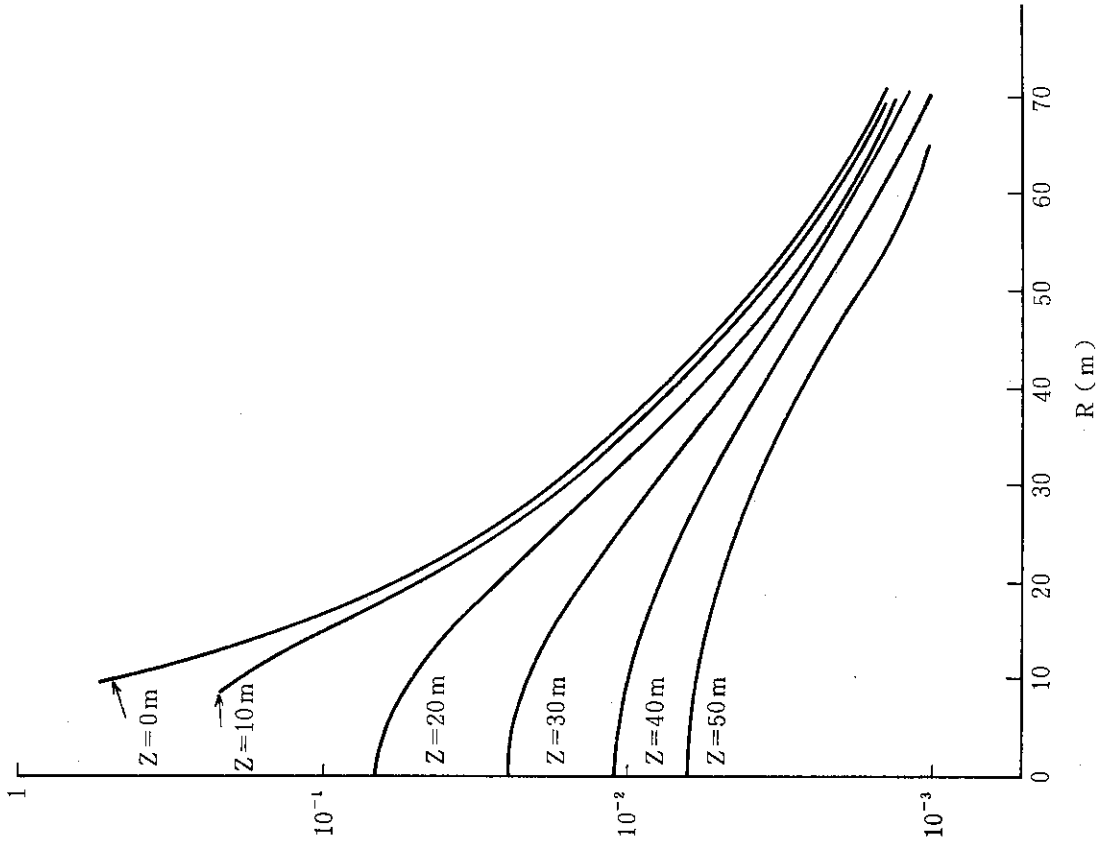
付録3 FERの漏洩磁場

FERのコイル配置を第A.3.1図に示す。トーラス周辺の磁場分布は第A.3.2図、A.3.3図に示す。図はトーラス中心を原点 $R=0$, $Z=0$ としてある。また第A.3.2図はトーラスの下側、A.3.3図は上側に対応している。縦軸は磁場の絶対値 (W_b/m^2) であり、分布が上下非対称になるのはシングルヌルダイバータの影響である。分布が求められた時の電流分布はフラットトップの最後の時点 ($t = t_f$) で、プラズマ電流、各コイル電流等は炉設計研究室1984年度設計データ⁷²⁾ によっている。また図にはトロイダルコイルの発生する磁場は含まれない。本計算結果は炉設計研究室より頂いたものである。

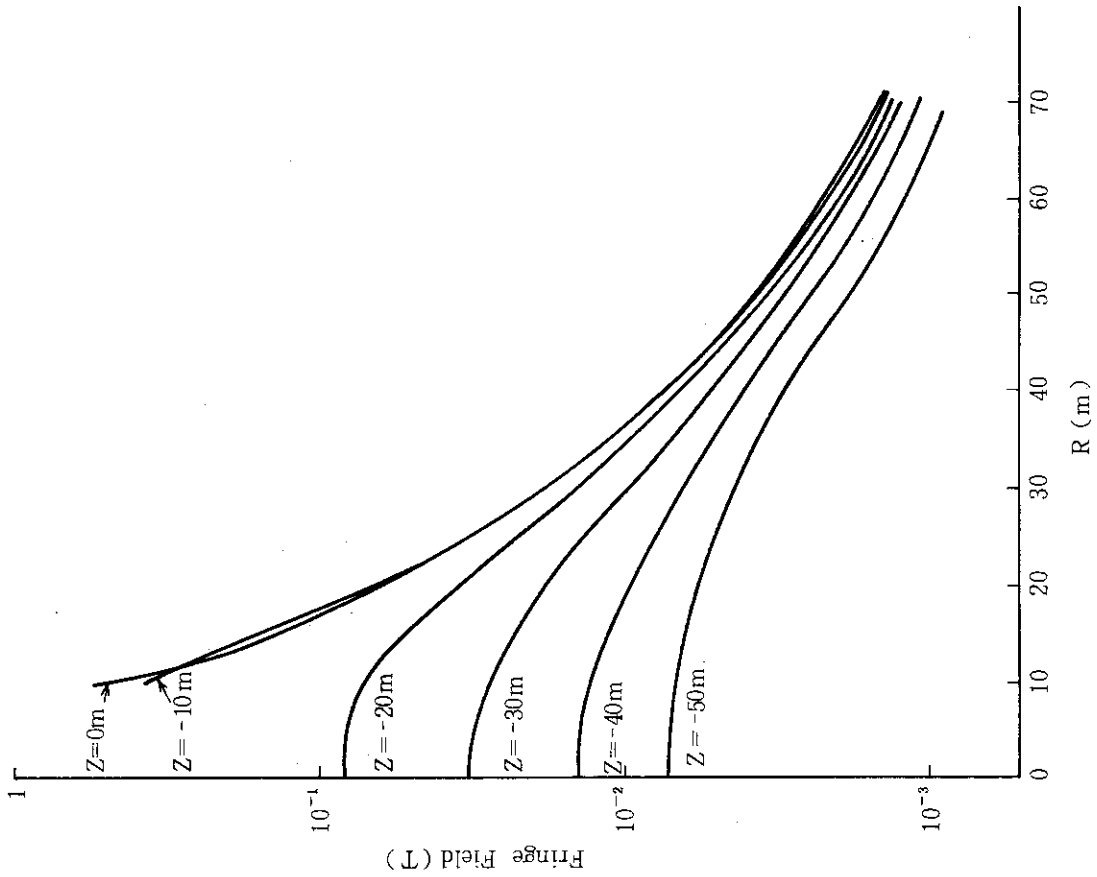
Structure of FER Magnet System

第 A. 3. 1 図





第A.3.3图 Fringe Field on Radial Axis
($t = t_7$)



第A.3.2图 Fringe Field on Radial Axis
($t = t_7$)

付録4 ビームによる電流駆動

トーラス接線方向にビームを入射すると、その方向に高速のイオンによる電流が流れる。そのイオン電流はトーラス方向のイオンの速度成分を $\langle v_{\parallel} \rangle$ 、減速時間を τ_s 、イオン化されたビーム電流を I_b とすると

$$I_b \langle v_{\parallel} \rangle \tau_s / 2\pi R_0 \sim 10^4 - 10^5 I_b$$

となる。このイオン電流は入射開始直後には電子電流が誘導によって流れるため打消されてしまう。しかし電子電流はプラズマのスキントimeに近い時定数で緩和されるため、定常状態においてはイオン電流が現われてくる⁵⁷⁾。定常状態におけるビームによる電流密度 J_b は⁸²⁾

$$J_b = e \sum Z_h n_h \langle v_{h\parallel} \rangle \left\{ 1 - \frac{Z_h}{Z_{\text{eff}}} + Y \left(\frac{r}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{Z_h}{Z_{\text{eff}}} \right\}$$

で表わされる。ここで添字 h はビーム粒子を表わし、 Z_h はビームイオンの電荷数、 n_h はビームイオンの密度である。この式において右辺第一項はビームイオンによる電流、第二項は高速イオンに伴ってドリフトする電子電流、第三項はリップルにトラップされた電子の寄与を表わす。

$Z_h = Z_{\text{eff}}$ で、トラップされる電子も無視される程少ない場合にはビームによるプラズマ電流はゼロになってしまう。Cordey⁷⁸⁾等の評価によると電流駆動効率 η は次式の如く表わされる。

$$\frac{I \text{ (MA)}}{P \text{ (MW)}} = \frac{0.122 T_e \text{ (keV)}}{R \text{ (m)} n_{20} \ln A} \cdot \frac{J}{P_d}$$

ここで n_{20} は 10^{20} m^{-3} を単位とした密度である。 J/P_d は電流密度とパワー密度の比で電流駆動の方式や、粒子あるいは波の位相速度の函数として与えられている。ここで $T_e = 20 \text{ keV}$ 、 $n_e = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、 $R = 5.2 \text{ m}$ 、 $Z_{\text{eff}} = 2$ とするとRef. 78のFig. 8よりトラップされた電子の寄与によって $J/P_d = 3 \sim 5$ を得る。よって

$$I \text{ (MA)} = \frac{0.122 \times 20 \times (3 \sim 5)}{5.2 \times 0.5 \times 18} \times 20 = 3 \sim 5 \text{ (MA)}$$

即ち電流駆動効率 $0.15 \sim 0.25 \text{ (A/W)}$ という値を得る。この値は現在FERの電流駆動として予想されている値を満足するものであり、この加熱装置の採用によってFERの運転方式の変更は不要である。詳細はビームによる電流駆動の数値解析や実験結果を待たねばならないが、概してプラズマ内でのビームの挙動は古典的解析で説明がつくため実現性が高いといえる。現在本加熱装置を用いた準定常運転炉及び定常運転炉の検討が炉設計研究室で開始されている。本加熱装置を使用することによって加熱と電流駆動用に両用できるのは注目すべきである。電流駆動用としては 500 keV ではビームの速度が少々不足という解析もあるので更に高いエネルギーをめざした技術開発も必要かと考えられる。

References

- 1) 炉設計研究室, 核融合実験炉 (FER) の概念設計 (オプションB)
JAERI-M 83-214 1984年2月
- 2) K. Sako, et al., JAERI-M 8518, 1979.
- 3) K.H. Berkner, R.V. Pyle and J.W. Stearns, Nucl. Fusion 15, p.249, 1975.
- 4) R.W. Moir, W.L. Barr, G.A. Carlson, Direct Conversion of Plasma Energy to Electricity for Mirror Fusion Reactor, IAEA-CN-33/G3-1, pp.583, Tokyo 1974.
- 5) M.W. McGeoch, in Proc. of the 2nd Int. Symposium on the Production and Neutralization of Negative Hydrogen Ions and Beams, edited by Th. Sluyters, Brookhaven Natl. Lab., 1980, p.304.
- 6) C.F. Barnett, et al., Atomic Data for Controlled Fusion Research, ORNL-5206, 1977.
- 7) C. Jacquot, Proc. of 12th Symp. on Fusion Technology, Julich, p.125 (1982).
- 8) K.W. Ehlers, Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-14281 (1982).
- 9) K. Prelec, Proc. of International Ion Engineering Congress, Kyoto, p.47 (1983).
- 10) K.W. Ehlers, *ibid.*, p.59 (1983).
- 11) Y. Okumura, Y. Ohara, H. Horiike, and T. Shibata, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 84-098 (1984).
- 12) T. Shibata, et al., Proc. on the IAEA Technical Committee Meeting on Negative Ion Beam Heating, Grenoble, (1985).
- 13) J.R. Hiskes, Invited Paper Presented at the XIVth International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Grenoble, France, July 9-13, 1979 also UCRL-82889, June 27, 1979.
- 14) C.W. Drake and R. Krotkov, Phys. Rev. Lett., 16 (9) 848 (1966).
- 15) E.B. Hooper, Jr., O.A. Anderson, T.J. Orzechowski, and P. Poulsen, in Proceedings of the Symposium on the Production and Neutralization of Negative Hydrogen Ions and Beams, edited by K. Prelec, Brookhaven Natl. Lab., Upton, N.Y., 1977, p.163.
- 16) R. Geller, C. Jacquot, P. Sermet, *ibid.*, p.173.
- 17) N.N. Semashko, V.V. Kusnetsov, A.I. Krylov, *ibid.*, p.170.
- 18) E.B. Hooper, Jr., P. Poulsen, and P.A. Pincosy, Jour. Appl. Phys., 52 (12), 7027 (1981).

- 19) V.V. Kuznetsov, N.N. Semashko, A.I. Krylov, I.A. Ilunin, P.S. Firsov, Proc. of the IAEA Technical Committee Meeting on Negative Ion Beam Heating, Grenoble, March 1985, p.110.
- 20) Yu. I. Belchenko, G.I. Dimov, V.G. Dudnikov, Investiya of USSR Academy of Science Ser. Fiz., 37, 2573 (1973).
- 21) T. Sluyters, in Proceedings of the Second Symposium on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, CA., 1974, p.V-111-2-1.
- 22) K.N. Leung and K.W. Ehlers, Rev. Sci. Instrum., 53 (6), 803 (1982).
- 23) W.K. Dagenhart, W.L. Stirling, and J. Kim, Oak Ridge National Laboratory report, ORNL/TM-7895 (1982).
- 24) Yu. I. Belchenko, G.I. Dimov, Proc. of 3rd Symp. on Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, Brookhaven, 1983, p.363.
- 25) W.S. Cooper, et al., "Negative Ion Acceleration Experiments", Proc. IAEA Technical Committee Meeting Grenoble Laboratory, Grenoble, France, March 1985, p.187 (Edited by C. Jacquot).
- 26) M. Bacal, E. Nicolopoulou, and H.J. Doucet, in Ref.15, p.26.
- 27) G.W. Hamilton, M. Bacal, A.M. Bruneteau, H.J. Doucet, and M. Nachaman, in Ref.5, p.90.
- 28) A.M. Karo, T.M. DeBoni, and J.R. Hiskes, in Ref.5, p.74.
- 29) K.W. Ehlers and K.N. Leung, Rev. Sci. Instrum., 52 (10), 1452 (1981).
- 30) A.J.T. Holms, et al., Proc. III Grenoble-Varenna Intl. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas, p.95, Grenoble, March 1982.
- 31) K.W. Ehlers, Nucl. Instrum. Methods, 32, 309 (1965).
- 32) Yu. I. Bel'chenko, G.I. Dimov, and V.G. Dudnikov, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 43, 1720 (1973).
- 33) Y. Okumura, et al., 11th Symp. Fusion Engineering, Austin Texas, Nov. 1985.
- 34) R.L. York, R.R. Stevens, Jr., K.N. Leung, K.W. Ehlers, Rev. Sci. Instrum. 55, May 1984.
- 35) T.S. Green, 11th Symp. Fusion Engineering, Nov. 1985.
- 36) M. Fumelli, et al., Proc. 13th Symp. Fusion Technology, Varese Italy, Sept. 1984, Vol.1, pp.617.
- 37) H.D. Falter, et al., *ibid.*, p.571.
- 38) Culham Neutral Beam Development Group, *ibid.*, p.693.
- 39) M.C. Vella, et al., Prototype Testing for the US Common Long Pulse Neutral Beam Source, Proc. 11th Symp. Fusion Engineering, Austin Texas Nov. 1985.
- 40) H. Horiike, et al., Rev. Sci. Instrum., 55(3), 332, March 1984.

- 41) M. Matsuoka, et al., Performance Test of the JT-60 Neutral Beam Injectors in the Test Bed Facility, Proc. 11th Symp. Fusion Engineering, Austin Texas, Nov. 1985.
- 42) 福本貞義, 高エネルギー加速器のイオン源, 加速器科学 第1巻第2号, 1984年9月
- 43) 花鳥進, 私信 (日本原子力研究所・物理部・加速器管理室)
- 44) 河合禎 他, 400 keV 中電流イオン注入装置, 日新電機技報 Vol 28, No 4 P. 14, 1983年11月
- 45) O.A. Anderson, et al., "Efficient Radiation-Hardened, 400 and 800 keV Neutral Beam Injection Systems", Nucl. Tech./Fusion, Vol.4, No.9, p.1418, 1983.
- 46) W.S. Cooper, "Summary of the Status of Negative-Ion Based Neutral Beams", *ibid.*, p.632.
- 47) W.K. Dagenhart, et al., "Experimental Database and Design Concept for a 1 MW, 200 keV Neutral Beam Line", *ibid.*, p.1430.
- 48) W.S. Cooper and R.V. Pyle, Scientific Editors, The National Negative-Ion Based Neutral Beam Development Plan.
- 49) O.A. Anderson, et al., "A Transverse-Field-Focussing (TFF) Accelerator for Intense Ribbon Beams", Proc. Particle Accelerator Conf. Santa Fe, March 1983 (LBL-15172).
- 50) P.T. Kirstein, G.S. Kino, and W.E. Waters, "Space-Charge Flow", McGraw-Hill Book Co., New York, 1967, Chapter V.
- 51) K.H. Pursker, et al., Rev. Sci. Instr., 36 (453), 1965.
- 52) W.L. Gardner, et al., "Design Concept for A 200 keV 10A Negative Ion Based Neutral Beam System", Proc. 3rd Workshop on Development of Neutral Beam Injectors, Gatlinburg, Tennessee, Oct. 19-23, 1981.
- 53) W.L. Gardner, et al., "SITEX Negative Ion Source Scaling Studies to Produce 200-keV, 10-A, Long Pulse D⁻ Beams", *ibid.*
- 54) D.A. Goldberg, et al., J. of Fusion Energy, Vol.3, No.1, p.67, 1983.
- 55) K. Prelec, et al., "A Neutral Beam System Based on BNL Negative Hydrogen Ion Sources", Proc. 3rd Joint Varenna-Grenoble Intl. Symp. on Heating Toroidal Plasmas, Grenoble, March 1982.
- 56) 渡辺和宏, 私信 (加熱工学第一研究室)
- 57) D.L. Jassby, Nucl. Fusion, 17 (2) 309, 1977.
- 58) Y. Ohara, "Numerical Simulation for Design of a Two-stage Acceleration System in a High Power Ion Source", JAERI-M 6813, Nov. 1976.
- 59) Yohta NAKAI, et al., Data on Collisions of Hydrogen Atoms and Ions with Atoms and Molecules (1), JAERI-M 83-013, Feb. 1983.

- 60) Y. Seki, et al., "Radiation Streaming Calculations for INTOR-J", Nuclear Technology/Fusion, Vol.2, p.272, Apr. 1982.
- 61) K. Sako, et al., "Engineering Aspects of the JAERI Proposal for INTOR (II)", JAERI-M 8518, 1979.
- 62) K.H. Berkner, et al., "Plasma Neutralizers for H⁻ or D⁻ Beams", Proc. 2nd Intl. Symp. on Production and Neutralization of Negative Hydrogen Ions and Beams, Brookhaven National Laboratory, Oct. 6-10, 1980, p.291 (Th. Sluyters, Editor).
- 63) J.H. Fink, Fusion Tech., 6, p.548, Nov. 1984.
- 64) A.C. Riviere and D.R. Sweetman, Bull. of the APS Series II, volume 15, number 11, p.1440 (1970), also in D.R. Sweetman, et al., "Fast Neutral Injection for Plasma Heating and Reactor Start-up", Fourth Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison (1971), paper CN-28/K-5.
- 65) R.V. Pyle, "Neutralizers", Proc. IAEA Technical Committee Meeting Grenoble Laboratory, March 20-22, 1985, p.255.
- 66) L.W. Anderson, et al., Ref.5, p.285.
- 67) G. Duesing, JET Neutral Beam Injection System, Construction and Component Tests, Proc. 13th Symp. on Fusion Technology, 24-28 Sept. 1984, Varese Italy, p.59.
- 68) Y. Oka, et al., Design & Operation of 120 keV, 75A, 1 sec Ion Source & High Specific Pumping Cryopump on the 5 MW Neutral Beam Test Stand at IPP NAGOYA, *ibid.*, p.565.
- 69) D.H. Crandall and C.F. Barnett, Fundamental Atomic Collisional Processes in Negative Ion Sources for H⁻, Ref.15, p.3.
- 70) J.T. Moseley, R.E. Olsen, J.R. Peterson, Case Studies in Atomic Physics Vol.5, McDaniel and McDowell, eds., p.1 (1975).
- 71) S.N. Kaplan, G.A. Panlikas and R.V. Pyle, Electron Detachment from 20 MeV D⁻ Ions by a Magnetic Field, Phys. Rev., 131, 2574, 1963.
- 72) 日本原子力研究所・臨界プラズマ研究部, 準定常核融合実験炉 (FER-Q) 概念設計報告書 (その2), JAERI-M 85-178 1985年12月
- 73) 炉設計研究室, 核融合実験炉 (FER) の概念設計, JAERI-M 84-212 1985年1月
- 74) R. Becherer, et al., "High Energy High Current Neutral Beam Injector Operation with Single Stage and Two Stage Multi-Aperture Extraction Systems", Nucl. Instrum. Methods, 203 (1982), 389.
- 75) 田中茂他 JT-60 中性粒子入射装置の磁気遮蔽 JAERI-M 82-140 1982年10月
- 76) J.R. Coupland, et al., "A Study of the Ion Beam Intensity and Divergence Obtained from A Single Aperture Three Electrode Extrac-

- tion System", Culham Laboratory Report CLM-P312, 1972, September
- 77) T. Ohkawa, Nuclear Fusion, 10, 185 (1970).
 - 78) J.G. Cordey, T. Edlington, and D.F.H. Start, Plasma Physics, 24, 73 (1982).
 - 79) R.J. Hawryluk, et al., Beam Current Drive in Low Density Neutral Beam Heated TFTR Discharges, Bull. APS, 1985 San Diego.
 - 80) 森田洋昭, 私信 (加熱工学第一研究室) 1978年1月28日
 - 81) 日本原子力研究所・臨界プラズマ研究部, 準定常核融合実験炉 (FER-Q) 概念設計報告書 (その1), JAERI - M 85 - 177 1985年12月
 - 82) J.G. Cordey, F.A. Haas, Nucl. Fusion, 16 (4), 605 (1976).