

Title	大強度粒子ビームによる核融合プラズマの研究
Author(s)	宮本, 修治
Citation	大阪大学, 1984, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1100
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

大強度粒子ビームによる
核融合プラズマの研究

1984年9月

宮 本 修 治

内 容 梗 概

本論文は筆者が大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻後期課程およびレーザー核融合研究センターにおいて行なった大強度粒子ビームによる核融合プラズマの研究の成果をまとめたものである。

粒子ビームによる慣性核融合を実現する上で解明すべきあるいは開発すべき主な問題点として、相対論的電子ビーム (REB) では、ターゲットとの相互作用があり軽イオンビーム (LIB) では発生と収束がある。筆者はこれらの問題点を解明し、解決策をさぐることを目的として、REB および LIB を発生、収束しターゲット照射実験を行なった。その結果 REB とターゲットの相互作用には異常吸収機構が存在することを検証した。LIB 実験では、収束における炭素等重いイオンビームの有用性を明らかにした。また爆縮の基礎実験から必要な LIB 強度が見積もられた。

本論文は 7 章より構成されている。

第 1 章は緒論であって、粒子ビーム核融合を行う上で解決すべき問題点について述べ、本研究の意義を示す。

第 2 章では、慣性核融合用エネルギードライバーとして、粒子ビーム発生装置に要求される特性を明らかにし、その 1 モジュールと考えることのできる励電 IV 号の動作特性を示す。また、出力ギャップスイッチの動作最適化およびプリパルスの抑制について述べる。

第 3 章では、相対論的電子ビームの発生と収束の特性について述べる。収束 REB 強度を増加するために開発した円錐型ダイオードを用いて、従来の平板型に比べ約 3 倍のパワー密度を得ることができた。

第 4 章では、REB とターゲットの相互作用に関する実験について述べる。低 Z ターゲット中での REB の異常吸収により、エネルギー付与率が増大することを検証した。可能な相互作用機構の検討により、それが、二流体不安定性による異常吸収であることを明らかにした。

第 5 章では、軽イオンビームの発生と収束に関する実験結果を示す。2 種のダイオードについて小型装置で予備実験を行い、特性の比較を行なった。その結果により、大型装置を用いた実験で、800 kV, 200 kA のイオンビームを得た。

また、収束性を制限する発散角のイオン種依存性等を明らかにした。

第6章では、第5章で得られた収束LIBを用いて爆縮基礎実験を行い、ターゲットの噴出圧力のLIB強度依存性を求めた結果を示す。これにより、慣性核融合に必要なLIB強度について論じてある。

第7章は結論であって、以上6章で述べた研究成果を総括し、得られた知見をまとめてある。

目 次

第1章 緒 論	1
第2章 大強度粒子ビーム発生装置	3
2-1 まえがき	3
2-2 パルスパワー装置	4
2-2-1 マルクス発生器	4
2-2-2 中間蓄積コンデンサ	5
2-2-3 出力ギャップスイッチ	7
2-2-4 伝送ライン及びダイオード	8
2-3 実験装置	10
2-3-1 装置諸元	11
2-3-2 動作特性	18
2-3-3 出力ギャップ特性	22
2-3-4 プリパルスの抑制	24
2-4 ま と め	30
第3章 相対論的電子ビームの発生と収束	33
3-1 まえがき	33
3-2 相対論的電子ビームダイオード理論	33
3-3 平板型ダイオード特性	37
3-3-1 電圧・電流特性	37
3-3-2 収束特性	38
3-4 円錐型ダイオードの特性	41
3-4-1 電圧・電流特性	43
3-4-2 収束特性	44
3-5 ま と め	47
第4章 相対論的電子ビームとターゲットの相互作用	51
4-1 まえがき	51
4-2 ターゲット透過ビーム電子の測定	52

4-2-1	実験装置及び実験方法	52
4-2-2	実験結果	57
4-3	ターゲット表面プラズマの密度計測	59
4-3-1	実験装置及び実験方法	59
4-3-2	実験結果	62
4-4	ターゲットの流体力学的振舞の測定	63
4-4-1	実験装置及び実験方法	63
4-4-2	実験結果	65
4-5	相対論的電子ビームのエネルギー散逸過程	70
4-5-1	古典的衝突によるエネルギー散逸	70
4-5-2	自己磁場及び電場の効果	72
4-5-3	プラズマとの集団相互作用	74
4-5-4	実験との比較・検討	79
4-6	まとめ	83
第5章 軽イオンビームの発生と収束		87
5-1	まえがき	87
5-2	イオンダイオード理論	88
5-2-1	収束電子ビーム型イオンダイオード	88
5-2-2	外磁場絶縁型イオンダイオード	90
5-3	励電Ⅲ号によるイオンダイオード実験	92
5-3-1	収束電子ビーム型イオンダイオード	92
5-3-2	外磁場絶縁型イオンダイオード	96
5-3-3	イオンダイオードの比較	102
5-4	励電Ⅳ号によるイオンダイオード実験	104
5-4-1	イオンビーム計測法の開発	104
5-4-2	イオンビームの発生と収束	113
5-4-3	ビーム発散角の測定	117
5-5	まとめ	119
第6章 軽イオンビームによるターゲットの噴出加速		125
6-1	まえがき	125

6-2	爆縮に必要な噴出圧力	125
6-3	軽イオンビームによる噴出圧力の測定	127
6-3-1	実験装置及び実験方法	127
6-3-2	実験結果	128
6-4	まとめ	131
第7章	結論	133
	謝辞	136
	付録	137
A	多重チャンネルギャップスイッチ	137
B	電界集中係数	138
C	Focused - Flow モデル	139
D	二流体不安定性によるビーム緩和	142
E	各種イオンダイオード	146
	業績目録	147

第 1 章 緒 論

大強度粒子ビームとは、高エネルギー（数百 keV 以上）、大電流（数百 kA 以上）の大出力相対論的電子ビームおよびイオンビームのことである。このような荷電粒子ビームの研究は、1930 年代から始められているが、初期には発生技術が未発達のため理論的研究にとどまっていた。1960 年代に入り、英国の J. C. Martin による高電圧大出力パルス発生技術（パルスパワー技術）の開発により、相対論的電子ビームの実験的研究が可能となった。1970 年代には、相対論的電子ビームの発生技術は急速な進歩をみせ、電子ビームダイオードの研究の過程で、大強度イオンビームの発生技術が生まれた。これら大強度粒子ビームは、強力 X 線源、マイクロ波源、レーザー励起源等に応用され、慣性核融合のエネルギードライバーとしての可能性も提案された。

粒子ビームを用いた慣性核融合も、基本的にはレーザー核融合の場合と同じで、小燃料球へ短時間にエネルギーを集中することにより、燃料が飛散してしまう前に核融合反応を終えてしまうというものである。しかしレーザーに比べ、発生効率が高く、大出力、大エネルギーを安価に得られるという利点がある。粒子ビームの中でも、相対論的電子ビーム（Relativistic Electron Beam ; REB）と軽イオンビーム（Light Ion Beam ; LIB）ではそれぞれ異なる特徴と解明すべき問題点を持つ。

相対論的電子ビームをエネルギードライバーとして用いる上で予想される第 1 の困難点は、固体ターゲットでのエネルギー散逸過程である。古典的な衝突によるエネルギー散逸のみを考えると、ターゲットへのエネルギー付与率は低く、加熱・爆縮効率は悪いと予想される。しかし、大電流密度の相対論的電子ビームとターゲットの相互作用機構は、プラズマ不安定性の励起、自己磁場の効果等未解明であり、この解明が重要である。

一方、軽イオンビームのターゲットでのエネルギー散逸は、比較的単純で効率もよく、エネルギー付与率は相対論的電子ビームに比べ 100 倍以上よいと予想される。また、エネルギー散逸過程に表われるブラッグピーク（飛程終端でのエネルギー付与率のピーク）は、ターゲット爆縮には有利であり、これが利用できれば、爆

縮効率を上昇することができる。慣性核融合用エネルギードライバーとしての軽イオンビームの現在の問題点は、発生技術およびイオンダイオード研究が未発達なこと、言い換えれば高輝度イオンダイオードの開発が不十分でイオンの収束性に問題があることである。

著者は、以上に述べたような特徴を持つ粒子ビームを、慣性核融合用エネルギードライバーとして用いることを目的として、大強度粒子ビームの発生、収束及び固体ターゲットとの相互作用に関する研究を行なった。この結果を以下の6章にまとめる。第2章では、粒子ビーム発生装置のエネルギー源であるパルスパワー装置の概要、動作特性及び粒子ビーム発生に必要な動作パラメーターの制御について述べる。第3章では、新たに開発した、REB発生用円錐型ダイオード及びこれによる高効率REB収束について述べる。第4章では、REBとターゲットプラズマとの相互作用に関する実験結果を示す。エネルギー異常吸収機構の存在と、相互作用理論の対応について述べる。第5章では、開発したLIBダイオードの特性と発生したイオンビームの計測法について述べる。そしてLIBダイオードの性能を、発生効率、ビーム輝度で評価した測定結果を示す。第6章では、収束LIBを用いた爆縮過程の基礎実験について述べ、軽イオンビーム核融合に必要なビーム強度について論ずる。

第1-1表 慣性核融合用エネルギードライバー

エネルギードライバー	発生効率	収束性	伝播性	エネルギー付与率	備考
REB	◎	○	○	△	低インピーダンス($\sim 1/100\Omega$) 装置必要
LIB	◎	△	△	◎	
HIB	?	?	○	◎	装置建設コスト大
ガラスレーザー	△	◎	◎	○	
CO ₂ レーザー	○	◎	◎	○	高速電子による燃料予備加熱問題

HIB：重イオンビーム

- ◎ 非常によい
- よい
- △ 改良必要
- ? 実験をまつ必要あり

第2章 大強度粒子ビーム発生装置

2-1 まえがき

慣性核融合用エネルギードライバーとしての大強度粒子ビームの特徴は、発生装置であるパルスパワー装置の特性に因るところが大きい。粒子ビームの発生は、パルスパワー装置の出力に、電子あるいはイオンダイオードを接続することによって行なわれるため、パルスパワー装置の特性と出力粒子ビームの特性は密接に関連している。したがって、パルスパワー装置自身の動作を正確に解析し、ダイオードとの適合を取ることが重要である。

本章では、i) 粒子ビーム実験に必要なパルスパワー装置の特性の測定結果及びii) 慣性核融合用高出力システムの構成に必要なパルスパワー技術開発の結果を述べる。

粒子ビームによる慣性核融合には、以下のようなパルスパワー装置が必要である。

1) 数百TWの出力を持つシステムを構成できること。これは多数のモジュールの並列運転で達成可能である。動作の信頼性を考えるとモジュール数は百以下に制限される。

単装置の出力は1TW以上が必要。

2) 出力電圧は1MV～10MV。出力電圧への要求は、主に粒子ビームの燃料ターゲットとの相互作用機構によって決まる。

3) パルス幅は10～100ナノ秒(ns) ターゲットの爆縮時間から最適パルス幅が決まる。パルスパワー装置からの高効率エネルギー取り出しには、長パルス幅が有利である。パルスパワー装置以後にパルス圧縮システムを用いるか、又はイオンビームのバンチングによる短パルス化できれば100ns程度でも可能である。

4) 主パルスに先立つプリパルスは1%以下、パルスパワー装置では、スイッチギャンプの容量性結合により、主パルスの数倍から十数倍のパルス幅の低電圧プリパルスが発生する。短パルス動作に設計される粒子ビームダイオードでは、このプリパルスにより電極表面での不要なプラズマ発生が起こり、動作の不安定化、ダイオード短絡等を引き起こす。プリパルス電圧は極力低くする必要がある。

これらの条件を満たすパルスパワー装置を開発するために、小型装置励電Ⅲ号

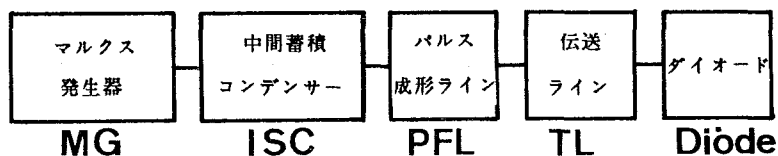
(500 V, 150kA, 100 ns) の動作特性を解析し, TW装置励電IV号(1.1 MV, 0.8MA, 60 ns)を建設した。

励電IV-H号は, IV号にインピーダンス変換ラインを付加したもので, 高電圧, 高インピーダンス出力実験を可能とした。

以下にパルスパワー装置の一般的動作原理と特性, 実験に用いた各装置の諸元及び動作特性, 励電IV号における出力ギャップ特性, 励電IV-H号でのプリパルス抑制技術について述べる。

2-2 パルスパワー装置

パルスパワー装置の構成ブロックダイアグラムを第2-1図に示す。



第2-1図 パルスパワー装置ブロックダイアグラム

マルクス型衝撃電圧発生器(MG)は, 初期エネルギー蓄積及び高電圧発生を行う。ここで発生する電圧波は, 発生器内部のインダクタンスが大きいいため, マイクロ秒(μ s)程度の長いパルスであり, パワーは低い。これを低インダクタンスの中間蓄積コンデンサー(ISC), パルス形成ライン(PFL)へと転送して行くことによりパルス幅を圧縮し, 数十nsの高出力, 大電流パルスとして伝送ライン(TL)へ伝えられる。この出力は真空ダイオード部(Diode)で粒子ビームに変換される。

2-2-1 マルクス発生器

マルクス発生器は, よく研究され, 技術的にも確立されているが, パルスパワー装置用には低インダクタンスであることが要求される。マルクス発生器のエネルギーは, LC共鳴充電により, 水コンデンサーであるISCに移される。この充電時間は, 水の電気伝導による減衰時間より十分短い必要がある。

水コンデンサの容量は、 $C = \epsilon S/d$ 、水による電極間の抵抗は、 $R = \rho d/S$ と表わされる。ここで、 ϵ および ρ は水の誘電率 ($\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$, F/m) と抵抗率 ($\Omega \cdot m$)、 S と d は電極の対向面積と間隔である。したがって減衰時定数は $\tau = CR = \epsilon \rho$ となる。一般に、使用する水コンデンサの純水は、 $\rho = 10 \text{ k} \Omega \cdot m$ 、また $\epsilon_r = 81$ であるから $\tau = 7.2 \mu s$ となる。これより、水への損失を 10% 以下とするには、 $1 \mu s$ 以下で、ISC を充電する必要がある。マルクス発生器のインダクタンス L_M は $(\pi/2) \sqrt{L_M C_0} < 1 \mu s$ と設計しなければならない。ここで C_0 はマルクス発生器と中間蓄積コンデンサの直列容量である。インダクタンスの低減ができる油中式マルクス発生器がよく用いられる。

2-2-2 中間蓄積コンデンサ及びパルス成形ライン

ISC, PFL での絶縁距離は、誘電体 (ここでは純水) の絶縁耐力により決定される。マイクロ秒領域での液体絶縁耐力の研究は、J.C.Martin⁽¹⁾ 等によって確立され、絶縁破壊電界は、パルス幅が 50 ns 以上のパルスに対しては、実験的に次式で表わされる。

$$F \cdot t_{\text{eff}}^{1/3} \cdot A^{1/10} = K \quad \text{式(2-1)}$$

ここで F は破壊電界強度 [V/m]、 t_{eff} は破壊電圧の 63% 値以上の印加時間 [s]、 A は電極面積 [m²] である。定数 K は、正負極性、誘電体の種類によって異なり、第 2-1 表のようになる。

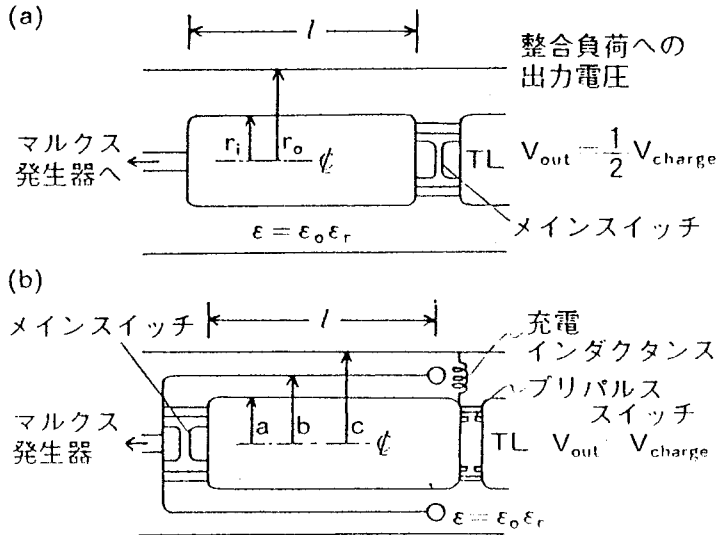
第 2-1 表 液体絶縁破壊強度の K 定数

誘電体	K_+	K_-
油	2.0×10^5	2.0×10^5
水	1.2×10^5	2.4×10^5

式(1)に基づいて、電極間隔等の設計がなされる。ISC に充電された電圧は、低インダクタンスギャップスイッチ ($\sim 200 \text{ nH}$) を介して PFL に共鳴充電される。このとき充電時間は 100 ns 程度になる。PFL の出力は、さらに低インダクタン

スのギャップスイッチを介して伝送ラインへ送られる。

第 2 - 2 図に代表的な同軸型パルス成形ラインを示す。



第 2 - 2 図 同軸型パルス成形ライン

(a)は単純同軸ライン、(b)はBlumlein ラインである。ラインの出力インピーダンスは次式のようになる。

$$Z_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \ln \frac{r_o}{r_i} \sim \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{r_o}{r_i} \quad (2-2)$$

ここで ϵ は水の誘電率、 r_o および r_i は外部導体及び内部導体の半径である。

パルス成形ラインとして動くには、出力ギャップスイッチのインダクタンス L_S が次式を満たす必要がある。

$$L_S \ll Z_0 \tau_p \quad (2-3)$$

ここで τ_p は、電圧波の PFL 中での往復伝搬時間で、出力パルス幅となる。 τ_p は次式で求められる。

$$\tau_p = \frac{2\ell}{c/\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2-4)$$

ここで ℓ は PFL の長さ、 c は真空中の光速である。

単純同軸ライン形 PFL (図 2 - 2 (a)) は、構造が簡単で、高電圧装置に広く使

用されている。整合負荷に対して出力電圧は充電電圧の $\frac{1}{2}$ となる。

Blumlein ライン型 PFL (図 2-2 (b)) は充電電圧と等しい出力電圧が得られるが、構造が若干複雑である。

2-2-3 出力ギャップスイッチ

式 (2-3) よりわかるように、低インピーダンス装置ではギャップインダクタンスを低くする必要がある。このため一般に出力ギャップとしては、絶縁距離の短かくでき、自己回復特性を持つ液体絶縁破壊ギャップが用いられる。

突起-平板対向の液体ギャップの絶縁破壊特性は実験的に求められ⁽¹⁾⁽²⁾第 2-2 表のように表わされる。⁽³⁾

第 2-2 表 水中及び油中での Edge-Plane ギャップ絶縁破壊関係式

Insulator	Voltage range	Negative edge	Positive edge
Water	$0.1 < V < 1.0 \text{ MV}$	$E_{BD} t^{0.61} d^{0.09} = 1160$	$E_{BD} t^{0.83} d^{-0.67} = 610$
Water	$1.0 < V < 3.0 \text{ MV}$	$E_{BD} t^{0.5} = 1.3 \times 10^4$	$E_{BD} t^{0.4} = 4.38 \times 10^4$
Oil	$0.1 < V < 1.0 \text{ MV}$	$E_{BD} t^{0.78} d^{0.22} = 50$	$E_{BD} t^{0.57} d^{0.43} = 400$
Oil	$1.0 < V < 5.0 \text{ MV}$	$E_{BD} t^{0.63} d^{0.22} = 392$	$E_{BD} t^{0.63} d^{0.22} = 392$

d : 電極間隔, $E_{BD} = V_{BD}/d$, V_{BD} : 絶縁破壊電圧

t : V_{BD} の 63% 以上の電圧印加時間

単位 MKS

例えば、励電 III 号の諸元を用いると、電圧 500 kV、パルス成形ラインの実効充電時間は 300 ns、負極側突起ギャップでギャップ間隙は 3.3 cm と求まる。このとき単アークのインダクタンスは約 30 nH となる。 $Z_0 = 3.5 \Omega$, $\tau_s = 80 \text{ ns}$ の励電 III 号では、単アークギャップで式 (2-3) を満たす。一方励電 IV 号では、電圧 2 MV (パルス成形部が単純同軸ラインのため出力電圧の 2 倍で充電)、実効充電時間 100 ns、負極側突起ギャップで、ギャップ間隙は 4.9 cm、単アークインダクタンスは約 40 nH となる。励電 IV 号は $Z_0 = 1 \Omega$, $\tau_s = 60 \text{ ns}$ であるから、

単アークギャップではもはや式(2-3)を満たさない。

このように、高電圧、短パルス、低インピーダンス装置では、低インダクタンスギャップスイッチが必要で、主にマルチアーク動作により低インダクタンス化が行なわれる。マルチアーク動作の条件は、1チャンネルの絶縁破壊電圧ジッター、インダクタンス、ラインインピーダンス、印加電圧立上り速度等により決まる。(4) [付録A] 簡単には、単アークギャップの絶縁破壊時間ジッターの標準偏差 σ_t を用いると次の関係式を満たせば、マルチアーク動作となる。

$$2.5 \sigma_t \leq t_{iso} \equiv \frac{\ell/N}{c/\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2-5)$$

ここで ℓ は対向電極の幅、 N はアークの本数、 ϵ_r はギャップ内誘電体の比誘電率 c は真空中の光速である。 t_{iso} は、アーク間距離 ℓ/N を電圧波(速度 $c/\sqrt{\epsilon_r}$) が伝搬する時間と考えられる。式(2-5)を満たすと、 N 本のうち80%以上がアーク放電する確率が90%以上となる。またこの式より、動作アーク本数を増加させ、低インダクタンスギャップを実現するには、 σ を小さくする必要がある。

σ はギャップへの印加電圧上昇速度を上げると小さくなるため、低インピーダンス装置では中間蓄積コンデンサーを用いて、パルス成形ラインの充電時間を短かくしている。

2-2-4 伝送ラインおよびダイオード

伝送ラインは、PFLとダイオードをつなぐ部分であり、ダイオードでの反射をメインパルスと分離する働きを持つ。またこの部分にギャップスイッチをもうけ、プリパルスを減少させる。伝送ラインにインピーダンス変換ライン(ITL)を用いれば、PFLの特性インピーダンスと異なる負荷への接続も効率よくでき、出力電圧を増減することも可能である。パルス幅より十分長いITLを用いれば、インピーダンス Z_0 、電圧 V_0 の出力は、インピーダンス Z_1 、電圧 $(Z_1/Z_0)^{1/2} V_0$ に変換することができる。

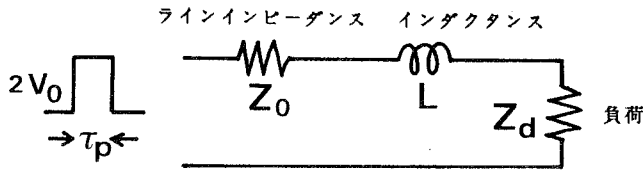
伝送ラインからの高出力パルスは、水/真空隔壁を通り、真空ダイオード部で粒子ビームに変換される。低インピーダンス装置では、水/真空隔壁部が、高出力・高効率を目ざす上での主要な隘路となる。これは、水/真空隔壁部の真空側沿面

の絶縁強度の制限により、沿面を短かくすることができず、寄生的なインダクタンスが残り、短パルス出力の取り出し効率を低下させるためである。

真空中の沿面絶縁強度は、J. C. Martine⁽⁵⁾等によって研究され、短パルス(10～数10 ns)では実験的に次式で表わされる。

$$F \cdot t_{\text{eff}}^{1/6} \cdot A^{1/10} = 7 \times 10^5 \quad (2-6)$$

ここでFは絶縁破壊電界強度〔V/m〕、 t_{eff} は破壊電圧の89%値以上の印加時間〔s〕そしてAは電界のかかっている所の面積〔m²〕である。さらに短パルスに対しては時間依存の乗数が大きくなり、定数 7×10^5 も増加するという測定結果も報告されている。⁽⁶⁾



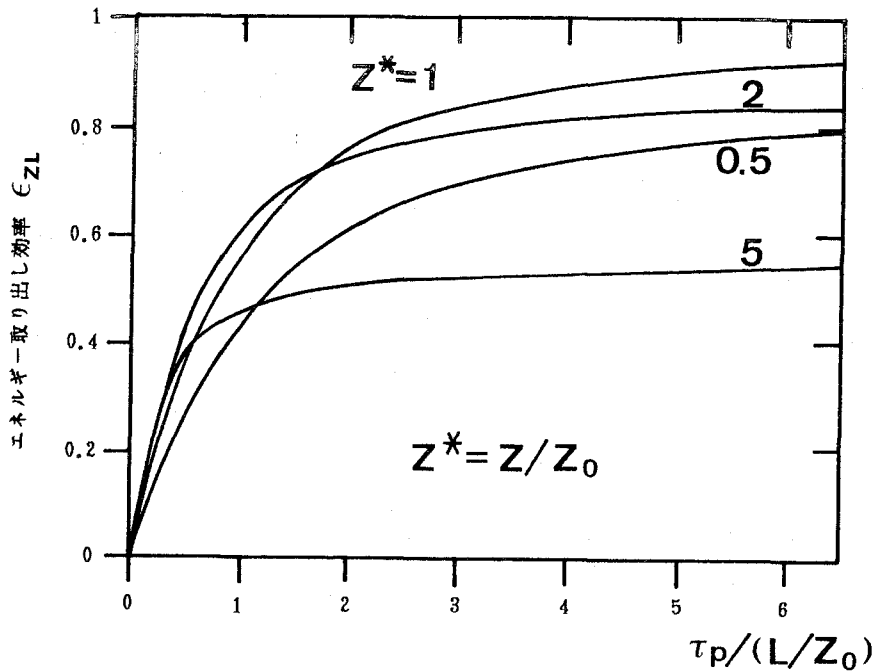
第2-3図 パルスライン及び負荷ダイオード等価回路

パルスラインから負荷ダイオードへのエネルギー取り出し効率 ϵ_{ZL} は第2-3図の等価回路により簡単に計算される。ダイオードを抵抗 Z_d の時間変化しない負荷と仮定し、水/真空隔壁部及びダイオード部の全インダクタンスをL、伝搬ラインの特性インピーダンスを Z_0 、入力パルスは、開放出力電圧 $2V_0$ 、パルス幅 τ_p とする。エネルギー取出し効率は、

$$\epsilon_{ZL} \equiv \frac{E_d}{E_0} = \int_0^{\infty} I_d^2 Z_d dt / (V_0^2 / Z_0) \tau_p \quad (2-7)$$

と表わされ、 I_d は負荷を流れる電流である。回路方程式は容易に積分され、結果は次式のようなになる。

$$\epsilon_{ZL} = \frac{4Z^*}{(1+Z^*)^2} \left(1 - \frac{1}{(1+Z^*) \tau_p^*} \left(1 - e^{-(1+Z^*) \tau_p^*} \right) \right) \quad (2-8)$$



第2-4図 パルスパワー装置エネルギー取り出し効率

ここで $Z^* = Z_d / Z_0$, $\tau_p^* = \tau_p / (L / Z_0)$ 。第2-4図に式(2-8)の結果を Z^* をパラメーターにして示す。ラインインピーダンスと負荷抵抗が適合した場合 ($Z^* = 1$) でも、効率80%以上でエネルギーを取り出すには、インダクタンスは次式以下でなければならない。

$$L < \tau_p Z_0 / 2.5$$

真空沿面の絶縁強度は、自己磁場により上昇する。絶縁強度の上昇は、隔壁部の低インダクタンス化につながるため、高出力装置では、自己磁場による沿面放電抑制効果を考慮した設計をする必要がある。磁場沿面放電抑制は理論的にも⁽⁷⁾ 実験的にも⁽⁸⁾ 研究され、一般に次式を満たす自己磁場により沿面放電は抑制される。

$$E \leq 2.1 \times 10^7 B \quad (2-9)$$

ここで E は導体間平均電界、 B は磁束密度、単位は MKS である。

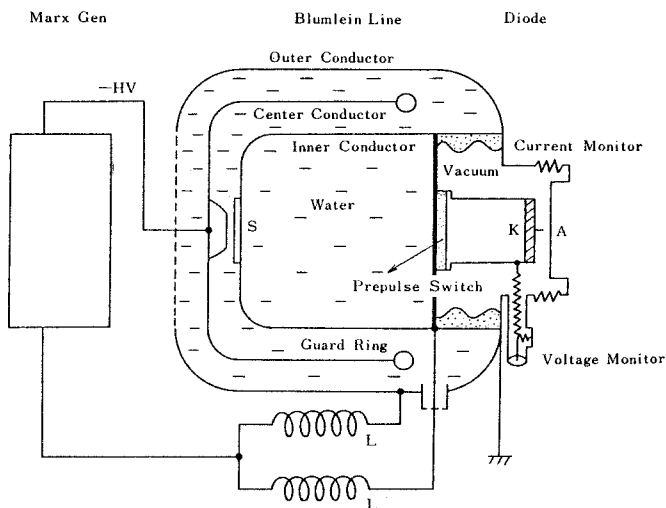
2-3 実験装置

実験装置として、励電Ⅲ号、励電Ⅳ号及び励電Ⅳ号にインピーダンス変換ラインを付加した励電Ⅳ-H号を用いた。励電Ⅲ号では、相対論的電子ビーム実験及びイ

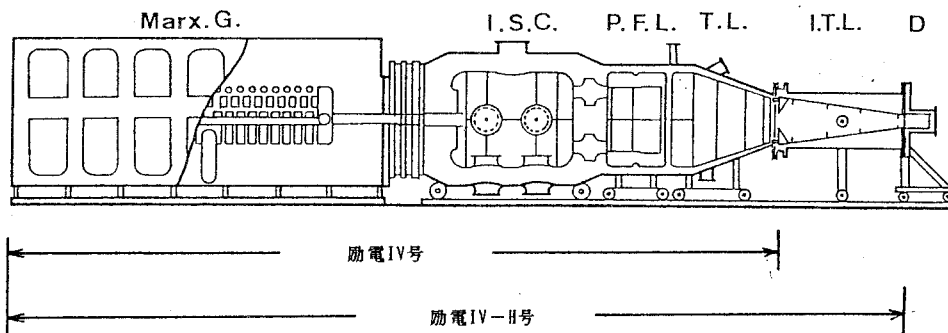
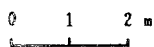
オンビームダイオードの基礎実験を行なった。励電Ⅳ号及びⅣ-H号では、パルス
 パワー技術開発と大出力軽イオンビーム実験を行なった。

2-3-1 装置諸元

第2-5図及び第2-3表に励電Ⅲ号、Ⅳ号、Ⅳ-H号の概略図と諸元を示す。



(a) 励電Ⅲ号



第2-5図 (b) 励電Ⅳ号及び励電Ⅳ-H号

(1) 励電Ⅲ号

最大27kJ、900kVの気中型マルクス発生器、同軸ブルムライン型パルス成形
 ライン、及び真空ダイオードから構成されている。

励電Ⅲ号の動作は、各種測定器でモニターしている。i) マルクス発生器出力は

第2-3表 励電シリーズ諸元

励電Ⅲ号

Marx 発生器	
形 式	気中
コンデンサー	$\pm 50 \text{ kV} \cdot 1.2 \mu\text{F} \times 2$
段 数	9段
ギャップスイッチ	気中ギャップ
最大出力電圧	900 kV
最大蓄積エネルギー	27 kJ
直列容量	67 nF
インダクタンス	$< 18 \mu\text{H}$
パルス成形ライン	
形 式	3重同軸 Blumlein 型ライン
誘 電 体	純水
出力ギャップスイッチ	自爆型水ギャップ
充電容量	30 nF
出力インピーダンス	3.5 Ω
出力パルス幅	80 ns
ダイオード	
形 式	同軸型
水/真空隔壁	エポキシ樹脂
真 空 度	$1 \times 10^{-5} \text{ Torr}$
REB 出力電圧	500 kV
“ 電流	120 kV
パルス幅	80 ns

励電 IV 号

Marx 発生器

型 式	油入式
コンデンサー	$\pm 50 \text{ kV}$, $2.4 \mu\text{F} \times 2$
段 数	25 段
ギャップスイッチ	SF_6 ガスギャップ
最大出力電圧	2.5 MV
最大蓄積エネルギー	150 kJ
直例容量	48 nF
インダクタンス	11.5 μH

中間蓄積コンデンサー

形 式	同軸型水コンデンサー
容 量	35 nF
特性インピーダンス	2 Ω
往復伝搬時間	130 ns
出力ギャップスイッチ	SF_6 ガスギャップ
スイッチインダクタンス	350 nH

パルス成形ライン

形 式	同軸型水ライン
容 量	31 nF
特性インピーダンス	1 Ω
往復伝搬時間	60 ns
出力ギャップスイッチ	自爆型 12 チャンネル水ギャップ
スイッチインダクタンス	10 nH

伝搬ライン

形 式	同軸円錐型水ライン
特性インピーダンス	1 Ω

往復伝搬時間	1 0 0 ns
入出力端径比	1 : 0.47
プリパルススイッチ	接地電極遮蔽型 12チャンネル水ギャップ

ダイオード

型 式	同軸型
水 / 真空隔壁	エポキシ樹脂
真空度	1×10^{-5}
REB 出力電圧	1.1 MV
" 電流	0.8 MA
パルス幅	6 0 ns

励電 IV - H 号

インピーダンス変換ライン

形 式	同軸水ライン, 内部導体テーパー
入力特性インピーダンス	1 Ω
出 力 "	9 Ω
片道伝搬時間	6 6 ns
電圧増倍率	2.6 倍
変換効率	7 0 %

ダイオード

REB 出力電圧	2.8 MV
" 電流	0.3 MA
パルス幅	5 0 ns

抵抗分割型電圧プローブで測定した。この信号は、装置出力と同期した測定のためのトリガー電圧源として使用できるように、最高10kV信号まで取り出せるようにした。ii) パルス成形ライン出力波形は水中抵抗分割電圧プローブを用いて測定した。iii) さらに真空ダイオード部に抵抗分割電圧プローブを設置しダイオード電圧波形を測定した。ダイオード電流はiv) 電流帰還側に設けたシャント抵抗及びv) ダイオード内数ヶ所に設置した \dot{B} コイル(ワンターンコイル)によって測定した。

パルス成形ライン充電中に発生するプリパルスは、真空中に設置したプリパルススイッチで除去できる。プリパルス及びプリパルススイッチについては、第2-3-4節で述べる。

(2) 励電IV号

励電IV号は油入式マルクス発生器(MG),同軸型中間蓄積コンデンサー(ISC),同軸型パルス成形ライン(PFL),円錐同軸型伝搬ライン(TL)及び真空ダイオード(Diode)から構成されている。動特性測定・モニターのために以下の測定系を設置している。

i) 抵抗分割型電圧プローブ

ISC部

ii) 容量分割型電圧プローブ

PFL 入出力部, TL 出力部

iii) \dot{B} 型電流プローブ

ダイオード内数ヶ所

iv) ログスキー型電流測定器

ダイオード内数ヶ所

i) は水抵抗を用いたもので第2-6図(a)の等価回路で示される。水抵抗の全抵抗値($R_1 + R_2$)は被測定系のインピーダンスより十分高くする必要がある。第2-6図(a)に示すように、水抵抗の抵抗率を ρ [$\Omega \cdot m$], 水の比誘電率を ϵ_r 出力ケーブルあるいは二次分割器の入力インピーダンスを Z , 電極の面積を S , 高圧側の抵抗長を l_1 分圧側を l_2 とすると、抵抗・容量は

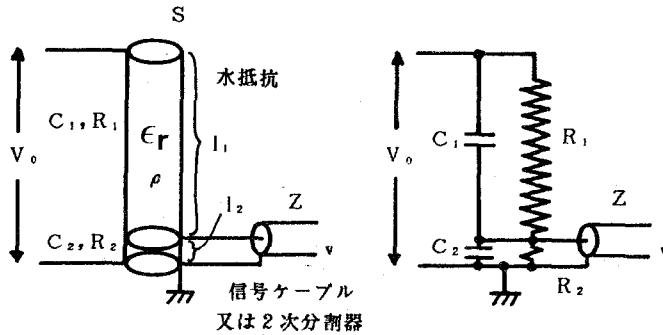
$$R_1 = \frac{\rho l_1}{S}, \quad C_1 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{l_1} \quad (2-10)$$

$$R_2 = \frac{\rho l_2}{S}, \quad C_2 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{l_2} \quad (2-10)$$

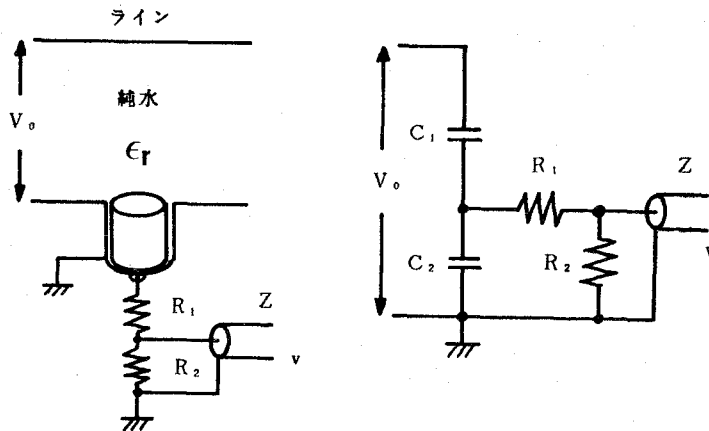
となる。抵抗及び容量分割比 K_R , K_C は、

$$K_R = \frac{(R_2^{-1} + Z^{-1})^{-1}}{R_1 + R_2}, \quad K_C = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \quad (2-11)$$

$$= \frac{Z}{R_2 + Z} \cdot \frac{l_2}{l_1 + l_2}, \quad = \frac{l_2}{l_1 + l_2}$$



(a) 抵抗分割電圧プローブ



(b) 容量分割電圧プローブ

第2-6図 電圧プローブ

と表わされる。 $R_2 \ll Z$ とすれば $K_R \sim K_C$ で、分割比の時間依存性はなくなり、高時間分解能とできる。結局この電圧プローブの分割比は $K = v/V_0 = l_2 / (l_1 + l_2)$ となる。全時間分解能は、信号引き出し部等の形状で主に決まる。励電IV号のISC部電圧信号は、30kVの出力まで取り出せるようにしているため、時間分解能は $\lesssim 50$ ns 程度である。この電圧信号は、ダイオード実験に用いる測定機器のトリガーとしても使用した。

ii) の容量分割型は第2-6図(b)のような形状及び等価回路で示される電圧プローブである。電圧分割比は次式で表わされる。

$$K = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \cdot \frac{(R_2^{-1} + Z^{-1})^{-1}}{R_1 + (R_2^{-1} + Z^{-1})^{-1}} \quad (2-12)$$

ここで C_1 は被測定高電圧導体と中間電極間の容量、 C_2 は中間電極と接地電極間の容量、 R_1 R_2 は測定用負荷、 Z は出力ケーブルインピーダンスである。パルスライン内の水抵抗による減衰時間は $CR = \epsilon_0 \epsilon_r \rho \sim 7.2 \mu s$ ($\rho = 10^4 \Omega \cdot m$ とし) であり、被測定パルスのパルス幅 $\tau_p = 50 \sim 200$ ns より十分長い。測定用負荷による減衰時間も次式を満たすよう設計している。

$$C_2 \cdot \{ R_1 + (R_2^{-1} + Z^{-1})^{-1} \} \gg \tau_p \quad (2-13)$$

出力引出し部等のインダクタンスを減らせることにより時間分解能は 5 ns 以下を得た。

iii) のB型電流プローブは、小型で時間分解能を 1 ns 以下にできる利点があるが、出力波形は電流の時間微分となり、電流を得るには積分しなくてはならない。また電流路が円筒対称からはずれると誤差が出てくる。狭い場所及び高時間分解能が要求される位置に使用した。

iv) ログスキーコイルは主に自己積分型を用いた。出力はコイルを横切る電流量に比例し、電流路が非対称でも正確に測定される。時間分解能は 3 ~ 5 ns が得られており比較的良いが、構造が複雑である。ノイズシールドのためのハウス内に入れて使用し、 B_Z 補正用の逆もどしコイルは省略したものも用いた。⁽⁹⁾

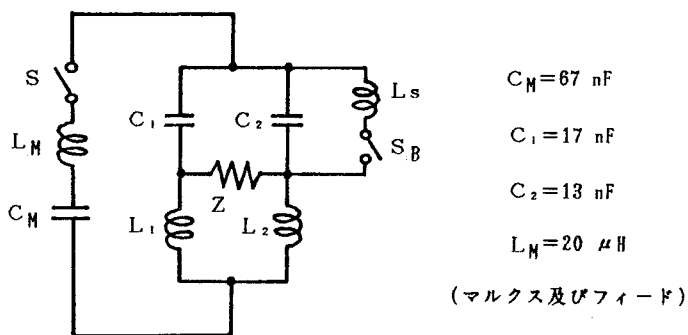
(3) 励電 IV - H 号

励電 IV - H 号は、IV 号の出力部分にインピーダンス変換ライン (ITL) を付加したものである。ITL は特性インピーダンスを 1Ω から 9Ω へ変換する。パルス幅に比べ十分長い ITL を用いれば、電圧を $\sqrt{Z_{out}/Z_{in}}$ 倍に上昇できる。ここで Z_{in} および Z_{out} は、ITL の入力及び出力側の特性インピーダンスである。

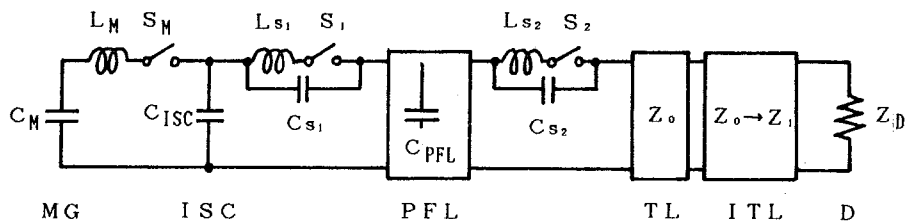
測定系は ITL の出力部に容量分割型電圧プローブを設けている。

2-3-2 動作特性

励電 III 号、IV 号及び IV - H 号の等価回路を第 2-7 図に示す。



(a) 励電 III 号



$C_M = 48 \text{ nF}$	$Z_0 = 1 \Omega$	励電 IV - H 号
$C_{ISC} = 35 \text{ nF}$	$Z_1 = 9 \Omega$	
$C_{PFL} = 32 \text{ nF}$	$L_M = 12 \text{ } \mu\text{H}$	

(b) 励電 IV 号及び IV - H 号

第 2-7 図 等価回路

励電 III 号では、Blumlein ラインを充電インダクタンスを介して共鳴充電する。 $(C_1 + C_2) / C_M \sim 0.44$ と設計しているため、ラインの最大充電電圧は、マルクスの充電電圧を V_M とすると、 $1.4 V_M$ となる。 L_M, L_1, L_2 により、充電時

間は約 $1 \mu\text{s}$ で使用している。このとき充電インダクタンスの不平等及びBlumleinラインの内側ラインと外側ラインの分布定数回路的非平衡により、負荷ダイオードに電圧を発生する。集中定数的不平等によるプリパルス電圧は回路方程式より容易に解かれ、プリパルスは、

$$v_{pp} = \frac{V_{pp}}{V_0} = \frac{1}{C_1 A} \left\{ \frac{\tau_+}{\omega_+^2} (1 - \cos \omega_+ t) - \frac{\tau_-}{\omega_-^2} (1 - \cos \omega_- t) \right\} \\ - \frac{1}{C_2 A} \left\{ \frac{\tau_+'}{\omega_+'^2} (1 - \cos \omega_+ t) - \frac{\tau_-'}{\omega_-'^2} (1 - \cos \omega_- t) \right\} \quad (2-14)$$

となる。ただし

$$A = L_1 L_M + L_2 L_M + L_1 L_2$$

$$B = \frac{L_1 C_1 (C_M - C_2) + L_2 C_2 (C_M - C_1) + L_M C_M (C_1 + C_2)}{C_1 C_2 C_M}$$

$$C = \frac{C_M - C_1 - C_2}{C_1 C_2 C_M}$$

$$K_{\pm} = \frac{1}{2A} (-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC})$$

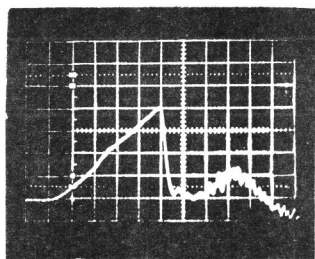
$$\omega_{\pm}^2 = -K_{\pm}$$

$$\tau_{\pm} = \left(\frac{1}{C_2} + L_2 K_{\pm} \right) / (K_+ - K_-)$$

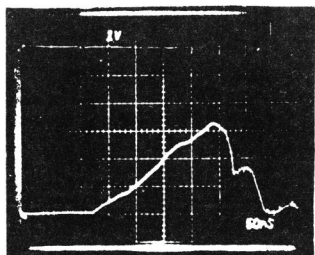
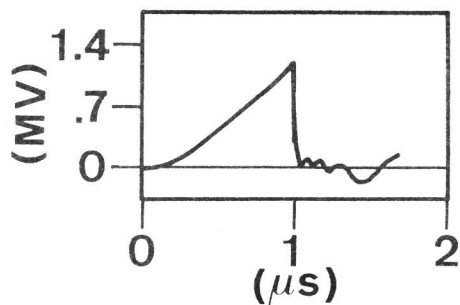
$$\tau_{\pm}' = \left(\frac{1}{C_1} + L_1 K_{\pm} \right) / (K_+ - K_-) \quad (2-15)$$

充電インダクタンスを変化させることによりプリパルスの絶対値、周期は変化する。 $L_1 C_1 = L_2 C_2$ とすれば、充電不平等によるプリパルスはなくなり、分布定数的非平衡によるプリパルスが残る。

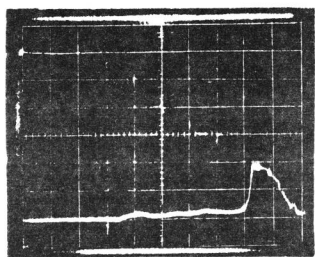
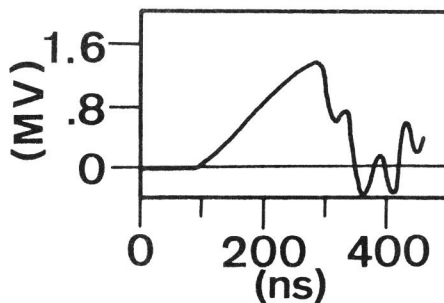
第2-8図(a)に励電IV-H号の各部分の電圧波形を示す。PFLまでの電圧波形は励電IV号と全く同じである。TLの電圧波形はITLからの反射波のため多少IV号



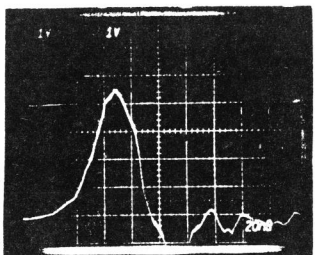
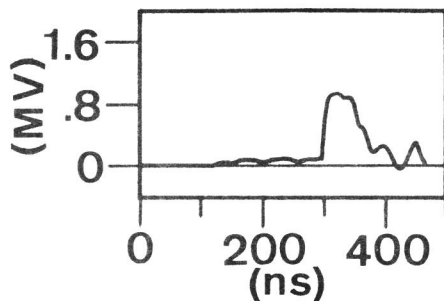
350kV, 200ns/div.



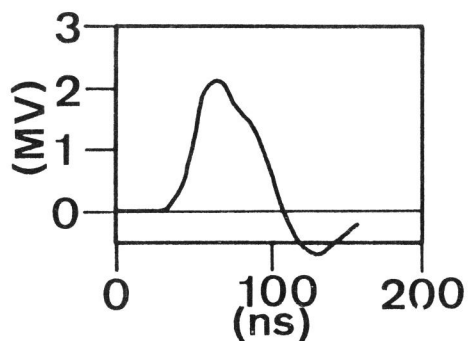
400kV, 50ns/div.



500kV, 50ns/div.



500kV, 20ns/div.



(a) 実測値

(b) シミュレーション

第2-8図 励電IV-H号各部電圧波形

第 2 - 4 表 励電 IV - H 号 特性

shot #916	Measured	Calculated
ISC Charge Time	0.96 μ s	1.10 μ s (Self Break at 90%)
ISC Voltage	1.37 MV	1.40 MV "
PFL Charge Time	230 ns	220 ns (to peak)
PFL Voltage Max	1.32 MV	1.46 MV
TLout Voltage	0.90 MV	0.73 MV
Pulse Width (FWHM)	55 ns	60 ns
ITLout Voltage	2.20 MV	2.16 MV

$$\begin{aligned}
 V_{ch} &= 27 \text{ kV} \\
 L_M &= 12 \text{ } \mu\text{H} \\
 L_{S1} &= 300 \text{ nH}
 \end{aligned}$$

の場合と異なる。測定結果と装置定数からの計算結果をまとめると第 2 - 4 表のようになる。PFL の電圧の計算値が大きいのは、計算は集中定数回路で行なったため、実際は充電時間 230 ns は電圧波の PFL 往復電搬時間 60 ns に比べて同じオーダーであり、分布定数的取り扱いが必要となる。第 2 - 8 図の PFL 電圧波形を見てもステップ状の電圧上昇 (sin 波からのずれ) がわかる。TL 出口の実測電圧値が計算値より大きいのは、インピーダンス変換ラインからの反射波による。これらの効果をすべて含んだ計算器シミュレーション (EMTP コード⁽⁹⁾) の結果を第 2 - 8 図 (b) に示す。実測値とよい一致が得られている。

装置特性の測定とは直接関係しないが、ダイオード電圧の測定では、インダクタンスによる補正が必要となる。電圧プローブの位置から、電圧を知りたい位置 (ふつう負荷点) までのインダクタンスを L_D 、プローブにより測定した電圧を V_p 、ダイオードの電流を I_D とすると、負荷点の電圧 V_D は

$$V_D = V_p - L_D \frac{dI_D}{dt} \quad (2-16)$$

となる。 \dot{B} プローブの信号 V_B は $V_B = K_1 (dI_D / dt)$ であるから、実験前に負荷を短絡して測定する。そのときの \dot{B} プローブ出力を S_B^0 、電圧プローブ出力を V_p^0 とすると

$$V_B^0 = R_1 \frac{dI_D^0}{dt} \quad (2-17)$$

$$V_p^0 = L_D \frac{dI_D^0}{dt}$$

ここで、 $R = V_p^0 / V_B^0 = L_D / R_1$ は定数となる。 R を測定しておくことにより、

$$V_D = V_p - R V_B \quad (2-18)$$

により負荷電圧 V_D が求まる。

励電の実験では、 $L_D = 30 \sim 80 \text{ nH}$ 、 $dI_D / dt \sim 10^{13} \text{ A/s}$ に達するので、インダクタンスに対する補正は不可欠である。

2-3-3 出力ギャップ特性

励電IV号PFLからの出力スイッチの特性を調べた。このスイッチは自爆型12チャンネル水ギャップで、半径0.8mの位置に円筒状に並べてある。チャンネル数は式(2-5)より決めた。電圧 $V_{BD} = 2.5 \text{ MV}$ 、67% V_{BD} の時間を80nsとする。付録式(A-11)より

$$\sigma_t = 5.1 \text{ ns}$$

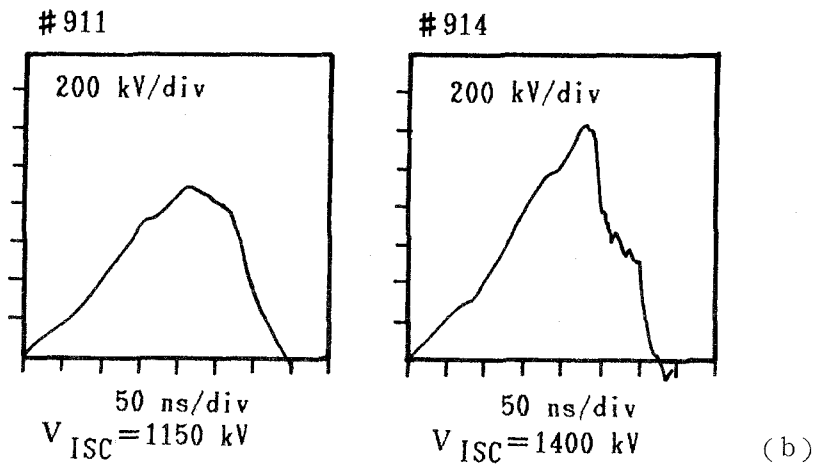
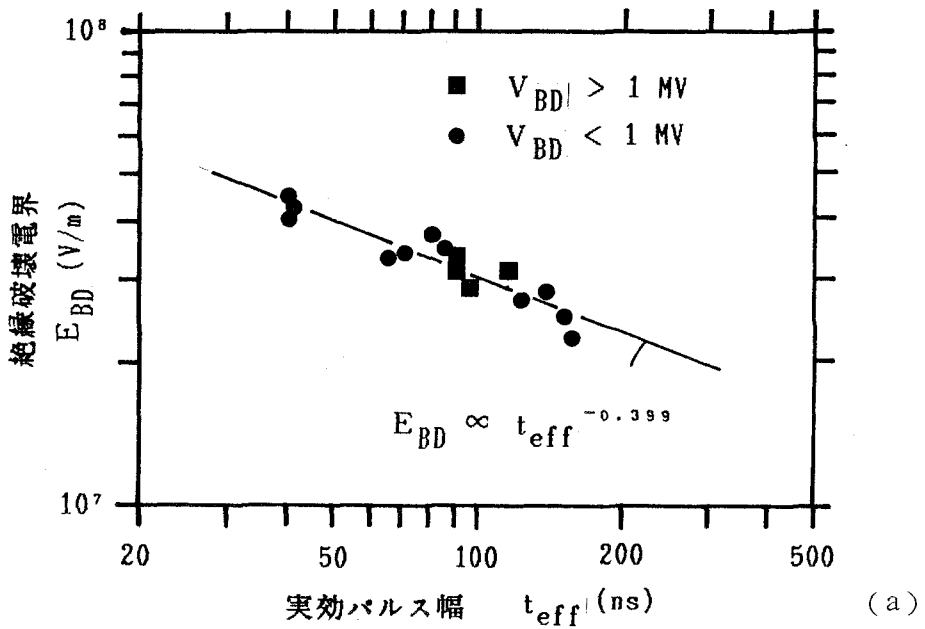
チャンネル数は式(2-5)より、

$$N \leq \frac{1}{2.5 \sigma_t} \frac{2 \pi r}{C / \sqrt{\epsilon_r}} \sim 12$$

12チャンネルと求まる。

ダイオード実験において、出力電圧を変更する場合、マルクス発生器の充電電圧変更とともに、この出力ギャップ間隙を調整する必要がある。ギャップ間隔と電圧の関係は、第2-3表の経験式が得られているが、励電IV号では、ギャップメンテナンス回数を減らせるよう、低電界集中ギャップを用いたため、新たにギャップ

特性を測定し実験式を求めた。正極性動作（イオンダイオード実験）のため、正極側を電界集中電極として動作させた。



第2-9図 励電IV号ギャップ特性

第2-9図に測定結果を示す。(a)は実効電圧印加時間 t_{eff} に対するギャップブレイクダウン電界 E_{BD} の依存性で測定条件は

- i) $0.44 < V_{BD} < 1.4 \text{ MV}$
- ii) $10 < d < 40 \text{ mm}$
- iii) $2 < f < 5$

である。測定結果より $E_{BD} \cdot t_{eff}^{0.4} = (4.8 \pm 0.5) \times 10^4$ の依存性をもつ。

VanDevender⁽²⁾ の $1 < V < 3$ MV 領域での t_{eff} 依存性 (第 2-3 表) と同じ結果となった。ブレイクダウン電界は、励電 IV 号ギャップのほうが約 10% 上昇している。これは電界集中係数の差によるものと思われる。

多重路ギャップスイッチの動作安定性は、ブレイクダウン開始時の電圧上昇率 (dV/dt) が大きいほど良くなる。〔付録 A〕パルス成形ラインの充電電圧波形は LC 共鳴充電のため、近似的に sin 波となっている。したがって動作点を最大充電点付近に持って来ると (dV/dt) が小さく、多重路ギャップ動作をしなくなる。第 2-9 図 (b) にギャップ間隔は同じで、ISC 出力電圧の異なる場合の PFL 電圧波形を示す。ギャップ間隔 35 mm, ISC 出力電圧が左の波形で 1230 kV, 右が 1400 kV である。左側のショットでは多重路動作していない。

2-3-4 プリパルスの抑制

パルスパワー装置では、主パワーパルスに先立って、低電圧でパルス幅の長い電圧波 (プリパルス) が出力ダイオード部に表われる。このプリパルスを利用して、ダイオードの予備電離等も行なわれているが、一般にはダイオード動作の障害となる。プリパルスは、メインパルス到着以前に i) カソード表面のホイスカーを電流集中により爆発させ、プラズマ ($n_e \geq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) や中性ガスをダイオード中に吹き出す。これは ii) 相対論的電子ビームのピンチのばらつきや iii) 早すぎるダイオードの短絡を引き起こす。プリパルスを抑制することにより、ダイオードの動作は安定する。また、ダイオード間隔を小さくすることができ、電流密度を多く取れるため、同じ出力ではダイオードは小型化できる。

プリパルスを抑制する方法として、次の 3 方法が考えられる。

① プリパルス発生の低減

プリパルス発生原因は、Blumlein 型パルス成形ラインでは 2 つのラインの充電不平等、単純パルス成型ラインではスイッチ部の浮遊容量カップリングによる。これらをなくすることによりプリパルス発生は抑制される。

② プリパルススイッチの設置

パルス成形ラインとダイオードの間に、低浮遊容量で低インダクタンスのスイッ

チを設置する方法である。

③プリパルスの分流

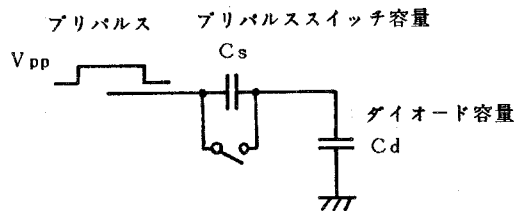
プリパルスはダイオード以外を流し、メインパルスはダイオードへとスイッチングする。プリパルスとメインパルスのパルス幅が異なることを利用したインダクタンスによる分流及び高速オープニングスイッチを用いた分流が考えられる。

励電Ⅲ号では①②の方法、励電Ⅳ号、Ⅳ-H号では②の方法を用いた。また励電Ⅲ号では③の方法も検討した。

(1)プリパルス発生の特減

励電Ⅲ号では(2-3-2)節に示したように充電不平等で式(2-14)で表わされるプリパルスが発生する。 $L_1 C_1 = L_2 C_2$ となるようインダクタンスを調整することにより発生は特減される。分布定数的非平衡は、出力ギャップ部を除いても、同軸型 Blumlein ラインでは、かならず存在する。充電インダクターの変更によるプリパルスの調整は、逆に、プリパルスを利用するとき有効である。

(2)プリパルススイッチ



第2-10図 プリパルススイッチ等価回路

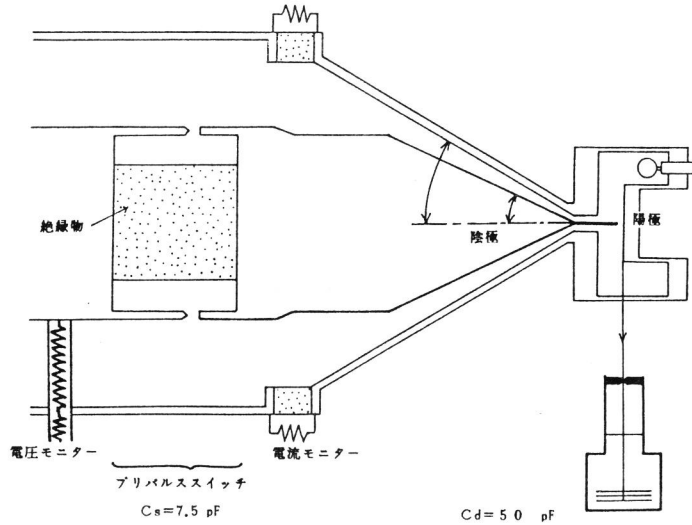
第2-10図にプリパルススイッチとダイオードの等価回路を示す。プリパルスはパルス幅が長いので集中定数回路で考える。 C_s はプリパルススイッチの浮遊容量、 C_d はプリパルススイッチ以後の高電圧電極-接地電極間の浮遊容量である。入力プリパルス電圧が V_{pp} とすると、ダイオードに印加されるプリパルス電圧 V_{pd} は、

$$V_{pd} = V_{pp} \frac{C_s}{C_s + C_d}$$

と表わされる。このとき、プリパルススイッチのギャップ間隙は、 $V_{pp} - V_{pd}$ ではブレークダウンせず、メインパルスではプラズマで十分早く短絡する必要がある。式(2-19)から明らかなように、プリパルススイッチの浮遊容量 C_s は小さい

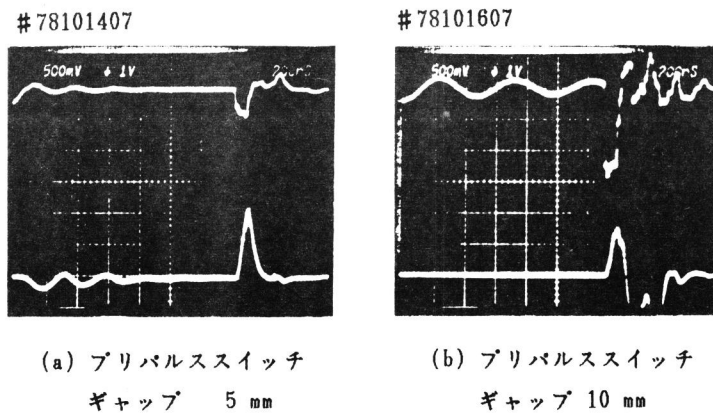
ほどプリパルスは抑制できる。

スイッチとして、短絡時間の短い沿面放電型も用いられるが、励電Ⅲ号では、メンテナンスの簡略化及び動作の再現性のために、真空ギャップを用いた。第2-11図にその概略図を示す。



第2-11図 励電Ⅲ号真空プリパルススイッチ

計算では $C_s = 7.5 \text{ pF}$, $C_d = 50 \text{ pF}$, となり、ダイオードAK間では、プリパルスは約 $1/8$ に低減される。プリパルスをおある程度低下させると、電界放出とそれによるホイスカーの爆発によるプラズマ成生はほとんどなくすることができる。



(a) プリパルススイッチ
ギャップ 5 mm

(b) プリパルススイッチ
ギャップ 10 mm

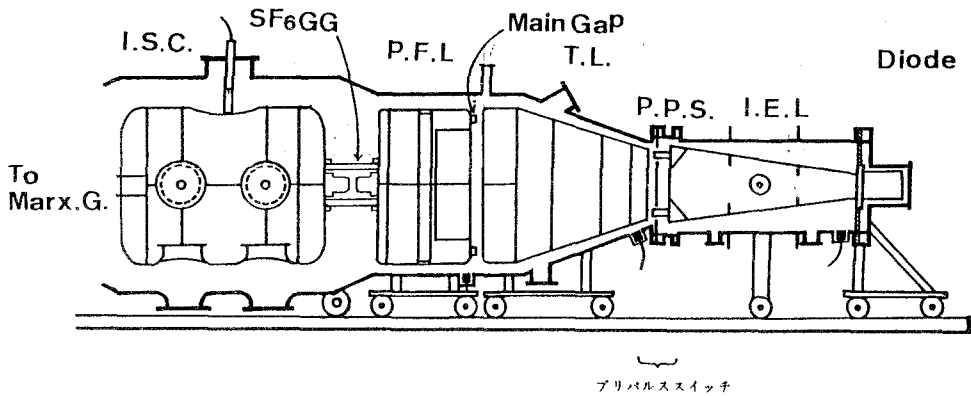
上:電圧波形 97 kV/div
下:電流波形 24 kA/div 200 ns/div

第2-12図 プリパルススイッチ特性

第2-12図に、ダイオード電圧、電流波形の変化を示す。長い時間幅をもつプリパルスを観測するため掃引は200ns/divである。同図(a)は、プリパルススイッチギャップを5mmとしたときで、電圧波形(上の信号)のプリパルスに対応して電流も流れている。プリパルスによりダイオードインピーダンスが下り、メインパルス到着時は、2Ω以下となっており、ダイオード電圧が低い。プリパルススイッチギャップを10mmとすると(同図(b))、プリパルスによる電流は観測されなくなり、250kV、35kAのパルスが得られている。

励電IV号では、Ⅲ号と同様な真空プリパルススイッチを用いた。また次に述べる、励電IV-H号用水中プリパルススイッチも使用できるようにした。

励電IV-H号では、伝搬ライン(TL)とインピーダンス変換ライン(ITL)の間にプリパルススイッチを挿入した。

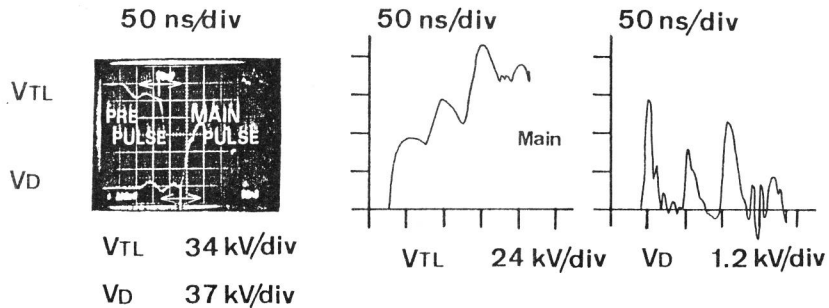


第2-13図 励電IV-H号プリパルススイッチ

第2-13図にスイッチ部の構成を示す。スイッチは12チャンネルの棒状電極対向水中自爆ギャップである。水中での大きなギャップ間浮遊容量を減少させるためTL側とITL側を分離する接地電極板を設け、それにあけた穴(12穴)を通してギャップ動作が行なわれるようになっている。第2-14図に低電圧でのプリパルスギャップ特性試験の電圧波形(shot # 898)と第2-7図のモデル回路を用いた装置シミュレーション(RUN # 71)の結果を示す。実測では、伝搬ライン出口部で15.5%のプリパルスが、インピーダンス変換ライン出口部で2%まで低減されており、プリパルススイッチが有効に動作していることがわかる。しかしシミュ

Shot 898

Run 71



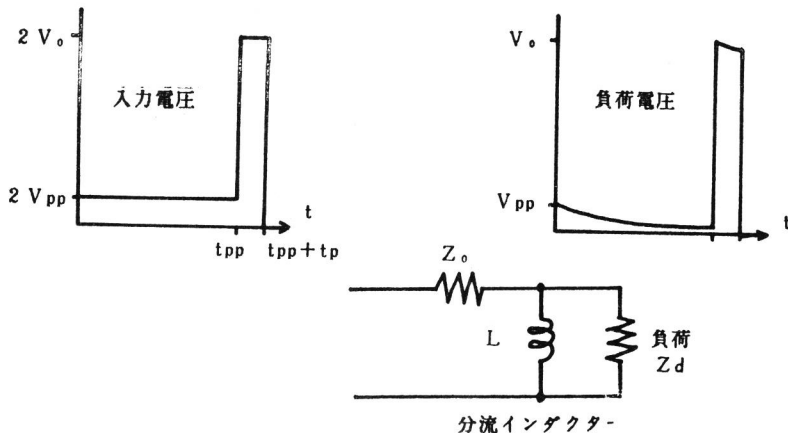
	Shot 898			Run 71		
	PrePulse	Main Pulse	%	PrePulse	MainPulse	%
VTL	34 kV	220 kV	15.5	103 kV	960 kV	10.7
VD	15 kV	740 kV	2.0	3.5 kV	2100 kV	0.17

第 2 - 1 4 図 励電IV-H号プリパルス

レーションでは、同じく 10.7% が 0.17% にまで下るといった結果となった。これは、シミュレーションではプレパルススイッチの自爆タイミングをメインの到着時刻と与えたためである。実際には、スイッチ動作のジッターにより、最大プリパルス電圧はシミュレーションより大きくなる。励電IV号、IV-H号では、水中プリパルススイッチに加え、真空中にもプリパルススイッチを設けている。

(3) プリパルスの分流

この方法を励電III号に適用するため検討を行なった。



第 2 - 1 5 図 インダクタンスによるプリパルス分流法の検討回路図

まずインダクタンスによる分流法の等価回路を第2-15図に示す。 V_{pp} , t_{pp} および V_0 , t_p は、プリパルスおよびメインパルスの電圧とパルス幅、 Z_0 はパルス成形ラインの特性インピーダンス、 Z_d は負荷抵抗で、メインパルス印加前は無限大、印加後は Z_0 とする。負荷でのプリパルス電圧は次式で表わされる。

$$V_{dp} = V_{pp} e^{-t/(L/Z_0)} \quad (t < t_{pp}) \quad (2-20)$$

メイン電圧は

$$V_d = V_0 e^{-t/(2L/Z_0)} \quad (t_{pp} < t) \quad (2-21)$$

となる。メイン電圧がパルス幅の間90%以下におちないという条件をつけると、

$$e^{-t/(2L/Z_0)} > 0.90$$

より、 $t = 100 \text{ ns}$, $Z_0 = 3.5 \pi$ より、

$$L > 1.66 \mu\text{H}$$

このときプリパルス電圧は、メインパルスの直前 ($t = 1 \mu\text{s}$) で、 $V_{dp} = 0.12V_{pp}$ となる。

したがって、励電Ⅲ号では、 $1.66 \mu\text{H}$ の分流インダクターで、プリパルスは最大1/8に低減できる。分流インダクターによるメインパルス電圧の低下は10%以下におさえられる。

しかし以上の解析からも明らかのように、平均プリパルス低減率はこれより悪く、プリパルス抑制法としてはあまり有効でない。

インダクターLを高速開放型スイッチにおきかえることができれば、大きなプリパルス低減率が得られる。開放型スイッチの研究が必要である。

第2-5表 プリパルス低減法比較

形式	構造	動作原理	プリパルス低減率	備考
プリパルススイッチ (PPSW)	真空ギャップ	PPSW間容量とダイオード容量の比	1/8	構造簡単
	水中ギャップ 接地電極板分離	PPSW間容量とPPSW以後のライン容量の比	1/50	構造複雑
プリパルス 分流	インダクタンス	プリパルスとメインパルスのパルス幅比	1/2~1/4	プリパルス初期には低減率小
	高速開放 スイッチ	開放前のインピーダンスとダイオードインピーダンスの比	< 1/100	高速開放スイッチ必要 (~10 ns)。プラズマエロージョンスイッチ等

2-4 まとめ

大強度粒子ビーム発生装置としてのパルスパワー装置の特性は、粒子ビームダイオードでのビーム発生へも密接に関係する。粒子ビーム実験に用いた励電Ⅲ号、Ⅳ号、Ⅳ-H号の動特性を調べ、またダイオード動作に必要なプリパルス抑制法の開発を行なった。ここで得られた結果を以下にまとめる。

- (1)各装置での電圧・電流等の計測系を設置した。動特性測定及び粒子ビームダイオード実験には不可欠なものである。
- (2)励電Ⅲ号のプリパルス解析を行ない、集中定数によるプリパルスは制御可能となった。
- (3)励電Ⅳ号の動作特性を測定した。この結果はEMTPコードを用いた計算と比較し、よい一致が得られた。これにより、測定困難な装置定数（インダクタンス、ギャップ間容量）が、設計計算値とほぼ一致していることがわかった。
- (4)励電Ⅳ号出力ギャップスイッチ（マルチチャンネル）の特性を測定した。絶縁破

壊電圧を V_{BD} , ギャップ間隙を d , 電界集中係数を f とする。測定範囲は,

$$0.44 < V_{BD} < 1.4 \text{ MV}$$

$$10 < d < 40 \text{ mm}$$

$$2 < f < 5$$

である。絶縁破壊電界を $E_{BD} = V_{BD}/d$ とすると正極側エッジで

$$E_{BD} \cdot t_{\text{eff}}^{0.4} = (4.8 \pm 0.5) \times 10^4$$

が得られた。(t_{eff} は V_{BD} の 63% 印加時間, 単位 MKS)

(5) プリパレス抑制のため, プリパレススイッチを開発した。プリパレス低減率は, 真空プリパルススイッチで約 $1/8$, 水中プリパレススイッチでは約 $1/7$ が得られた。水中プリパレススイッチでは, スイッチ動作を安定にできれば, さらに $1/10$ 低減できることが, シミュレーションより予想された。

(6) これらの結果より, 粒子ビーム慣核融合に必要な数百 TW システムの 1 モジュールと考える励電 IV 号及び IV-H 号の動作を安定に行なえるようになった。

参 考 文 献

- (1) J.C. Martin,
" Nanosecond Pulse Techniques "
AWRE Report, SSWA/JCM/704/49, UKAEA Aldermaston,
England (1970)
- (2) J.P. VanDevender, T.H. Martin,
" Untriggered Water Switing "
IEEE Trans. Nuclear Sci. **NS-22**, 3 (1975) 979.
- (3) J.A. Nation,
" High - Power Electron and Ion Beam Generator "
Particle Accelerator **10**, (1979) 1.
- (4) J.C. Martin,
" Multichannel Gaps "
AWRE Report, SSWA/JCM/703/27, UKAEA Aldermaston,
England (1970).

- (5) J.C. Martin
"Fast Pulse Vacuum Flashover"
AWRE Report, SSWA/JCM/713/157, UKAEA Aldermaston,
England (1971).
- (6) D. McDaniel,
"Small Sample Vacuum Flashover Studies"
SNL Report, SAND76-0148 (1976) P30.
- (7) K.D. Bergeron, D.H. McDaniel
"Magnetic Inhibition of Surface Flashover of Insulator in Vacuum"
Appl. Phys. Lett. **29**, 9 (1976) 534.
- (8) J.P. VanDevender,
"Power Flow for Vacuum Insulated Inductive Loads"
: Proc. of 3rd IEEE Pulsed Power Conf., Albuquerque,
3 (1981) 248.
- (9) D.G. Pellinen, M.S. DiCapua et al,
"Rogowski Coil for Measuring Fast, High-Level Pulsed Current"
Rev. Sci. Instrum. **15**, 11 (1980) 1535.
- (10) 雨谷昭弘, 「汎用過度現象解析プログラム EMTP」
電気学会雑誌 **102**, 6 (1982) 487.

第3章 相対論的電子ビームの発生と収束

3-1 ま え が き

相対論的電子ビーム (Relativistic Electron Beam: REB) は真空ダイオード部で発生される。REB の特徴は、電子のエネルギーが高いことばかりでなく、電流量が大きいことにある。このためビームは大きな自己磁場効果により特異な振舞をする。自己磁場効果の大きな電子流の理論的解析は、古くは Alfvén 等によって行なわれたが、実験的には、1970年代に入ってからである。本章では、第3-2節で REB ダイオードの理論解析をまとめる。Alfvén 電流を超えるビームは収束効果が大きくなり、ダイオードの特性は Child-Langmuir 則からはずれ、電子軌道の曲がりを考慮したモデルが必要となる。現在までに、パラポテンシャルモデル、フォーカスドフローモデルが提案されている。第3-3節では励電Ⅲ号による平板型ダイオードの実験と結果を示す。電圧・電流特性は、パラポテンシャルモデルより予想される値と一致した。制動放射 X線の計測から、REB はパルス立上りより 50 ns で収束をはじめ、80 ns で強収束に達していることがわかった。収束径は 1.5 mm ϕ 、収束電流密度 2 MA/cm 2 、収束パワー密度は 1 TW/cm 2 が得られた。第3-4節では、収束時間を早め、さらに強収束を得るための円錐型ダイオードの実験と結果を示す。このダイオードは、電極を等ポテンシャル面に対しなめらかとしており、早い時間からパラポテンシャル電子流となるようにした。測定の結果、強収束に達する時間は、電圧立上りより 50 ns、収束径 1 mm ϕ 、収束電流密度 6 MA/cm 2 、収束パワー密度 3 TW/cm 2 が得られた。特徴的ビームパラメーターは、電圧 500 kV、電流 80 kA、パルス幅 60 ns であった。

第3-5節はまとめで、本章で得られた結果をまとめている。

3-2 相対論的電子ビームダイオード理論

REB ダイオードでは一般に冷陰極が用いられる。MVの電圧が1 cm以下の陰極-陽極間に印加される。このとき陰極表面の微小は穴起 (ホイスカー) での電界が、爆発放出 (explosive emission) の閾値⁽¹⁾ ($2\sim 4 \times 10^7$ V/m) を超えると、電界放出による電子電流の集中でホイスカーはプラズマ化し、陰極表面をおおう。このよ

な現象は電圧パルス印加の最初の数 ns ～ 十 ns で起こり、以後プラズマ陰極からの電子放出は、Child-Langmuir の法則⁽²⁾にしたがう。

$$J_e^{CL} = \frac{4}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{\epsilon_0 V_0^{3/2}}{d^2} \quad (3-1)$$

ここで J_e^{CL} は電子電流密度、 e と m は電子の電荷と静止質量、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 d と V_0 は電極間隔とその電位差である。上式はイオンの効果及び相対論的效果を無視したものである。イオンによる電子空間電荷の中和化は、電子電流を増加させる。イオン電流も加えて、いわゆる Bipolar current の解は⁽³⁾

$$J_e^{BP} = h^2 J_e^{CL} \quad (3-2)$$

但し

$$h = \frac{3}{4} \int_0^1 [\sqrt{\phi} + \sqrt{1-\phi} - 1]^{-\frac{1}{2}} d\phi = 1.366$$

である。イオン空間電荷のため、電子電流は 1.87 倍となる。このときイオン電流は

$$J_i^{BP} = \left(\frac{Zm}{M}\right)^{\frac{1}{2}} J_e^{BP} \quad (3-3)$$

となる。 Z 、 M はイオンの価電数と質量。

これらに相対論的效果を含めると⁽⁴⁾

$$\begin{aligned} J_e &= h_r^2 J_e^{CL}, \quad J_i = a J_e \\ h_r &= \frac{3}{4} \int_0^1 \{ z^{1/2} (1+\alpha z)^{1/2} + (1+\alpha)^{1/2} [(1-z)^{1/2} - 1] \}^{-1/2} dz \\ a &= \left(\frac{Zm}{M}\right)^{1/2} (1+\alpha)^{1/2} \\ \alpha &= eV_0 / 2mc^2 \end{aligned} \quad (3-4)$$

となる。 h_r^2 は $\alpha = 0$ で 1.87 であり $\alpha = 10$ で 1.1 になる。

自己磁場の効果が小さいとき、言い換えれば、電子の軌道を直線と考える場合は、上述の式でダイオード特性は与えられる。

電流が Alfvén-Lawson 電流 I_A を超えると磁場による軌道の曲りは大きく、ピンチ効果が表われる。このため、ビームの特性を I_B / I_A で評価する。ここで

I_B はビーム電流, I_A は

$$I_A = \frac{4\pi\epsilon_0 m_0 c^3}{e} \beta \gamma = 17000 \beta \gamma \quad (3-5)$$

と表わされる。⁽⁵⁾ここで $\beta = v_e/c$, $\gamma = (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}} = 1+eV/mc^2$ 。ビーム電流は, 単位長さ当りの電子数を N とすると,

$$I_B = Nec\beta \quad (3-6)$$

となる。 I_B/I_A は

$$\frac{I_B}{I_A} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \frac{N}{\gamma} = \frac{r_0 N}{\gamma} \equiv \frac{\nu}{\gamma} \quad (3-7)$$

ここで r_0 は電子の古典半径, $\nu = r_0 N$ はブドガパラメーターと呼ばれる。

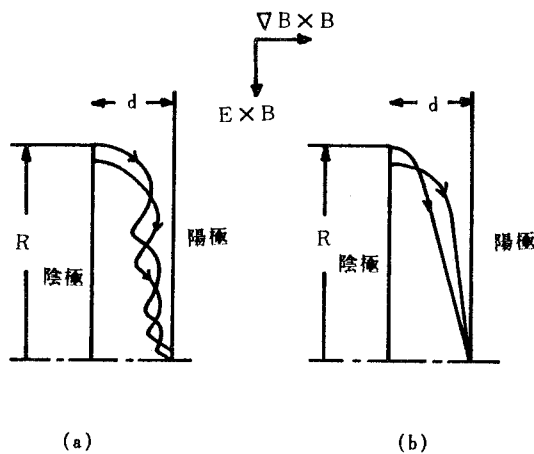
ピンチは電流が次式で与えられる臨界電流を超えると起こる。

$$\frac{\nu}{\gamma} \sim \frac{R}{2d} \quad (3-8)$$

ここで R は電極半径, d は電極間距離である。電流で書きなおすと, 臨界電流は,

$$I_C = I_A \cdot \frac{R}{2d} = 8500 \beta \gamma \frac{R}{d} \quad (3-9)$$

と表わされる。



第3-1図 REB ダイオード内の収束電子軌道

ピンチ REB の電子軌道は第 3-1 図(a)のようになっている。電子は $E \times B$ ドリフトと $\nabla B \times B$ ドリフトにより、陽極軸上に収束する。このような REB ダイオード内のピンチ電流を解析的に求めることは、ダイオード物理としてだけでなく、大電流ダイオードの設計には非常に重要であり、多くの解析がなされている。第 3-1 図(a)のような軌道での計算は複雑であり、一般的解は得られていない。現在までには、Ron, Modelli, Rostoker (RMR)⁽⁶⁾ によって平行平板ラインの場合が、Goldstein, Davidson, Siambis, Lee⁽⁷⁾ によって平行平板ダイオードでの収束の一部分に対して解が得られている。同図(b)のような電子流を仮定して、Brillouin の解析を相対論的電子に拡張した解析が、Creedon⁽⁸⁾ によって一般的形状で解かれている。ここでは、REB 収束に直接適応される、“Focused-Flow model”⁽⁷⁾ と “Parapotential-Flow model”⁽⁸⁾ を示す。

Focusd-Flow model [付録 C] では、電子は第 3-2 図(a)の軌道を取り、ダイオード電流は

$$I_{FF} = 8500 \frac{R}{d} \gamma^{1/2} \ln\{\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}\} \quad (3-10)$$

と表わされる。このモデルでは、電子ビームの強収束は陽極プラズマ内で実現されることになる。

Parapotential-Flow model では、ダイオード電流は

$$I_P = 8500 g \gamma \ln\{\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}\} \quad (3-11)$$

と表わされる。ここで g は幾何学的係数で、形状により第 3-1 表のような値をとる。第 3-1 図のようなダイオードでは $g = R/d$ となる。

第 3-1 表 幾何学的形状係数 g

電極形状	パラメーター	g 係数
平行平板ライン	電極間距離 x_0 電極幅 y_0	$\frac{y_0}{2\pi x_0}$
同軸円筒ライン (軸方向へ進行)	内電極半径 R_1 外 “ R_2	$[\ln(\frac{R_2}{R_1})]^{-1}$

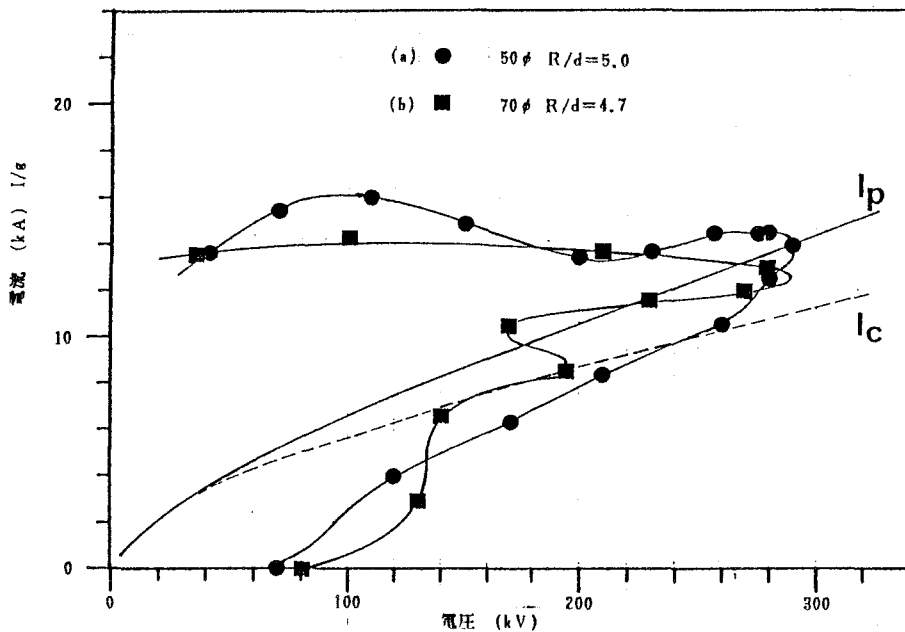
同軸円筒ライン (方位角方向へ進行)	内電極半径 R_1 外 " R_2 電極幅 Z_0	$\frac{Z_0}{2\pi} \frac{2R_2}{R_2^2 - R_1^2}$
同軸円錐ライン	内円錐半頂角 δ_0 外 " θ_0	$[\ln(\tan \frac{1}{2}\theta_0) - \ln(\tan \frac{1}{2}\delta_0)]^{-1}$
平行平板ダイオード	陰極半径 R 電極間隔 d	$\frac{R}{d}$

3-3 平板型ダイオード特性

平板型ダイオードは第3-1図の形状のものを用いた。REBの収束位置安定性を増すためダイオード軸上に陰極から陽極に向けてガイドロッドを突き出した。ガイドロッドにはタングステンを用い、先端から陽極までを2~5mmに設定した。陰極表面は、電子放出及び電極プラズマ成生の再現性をよくするため、カーボンスプレーによるコーティングを行なった。

3-3-1 電圧、電流特性

平板型ダイオードの特徴的な電圧、電流特性 (V-I 特性) を第3-2図に示す。

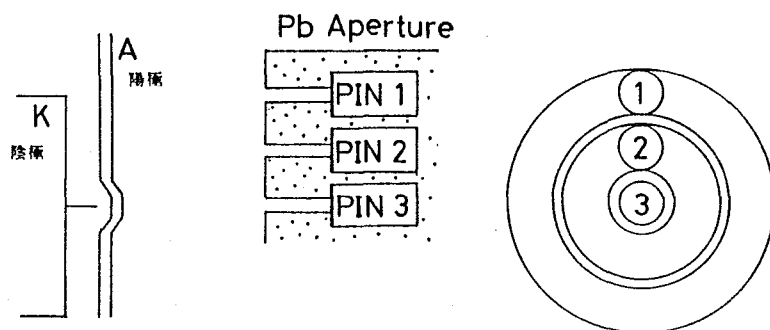


第3-2図 平板型ダイオード V-I 特性

同図(a)は陰極半径が 50 mm, (b) は 70 mm である。黒点間は 10 ns の時間差を表わし、 $t = 0$ から始まるダイオードの履歴を示す。点線で示した I_C は式 (3-9) で表わされるピンチの臨界電流である。 I_P で示した実線は式 (3-11) 式のパラポテンシャルフローモデルによる計算値である。比較が容易なように縦軸は幾何学的係数 $g = R/d$ で規格化した電流 I/g でプロットしてある。

3-3-2 収束特性

ダイオード内での REB 収束の動特性を直接測定するため、REB 衝突により発生する制動輻射 X 線の時間積分及び時間分解計測を行なった。第 3-3 図に測定配置を示す。ターゲット照射実験でのダイオード形状と一致させるため、陽極は中央



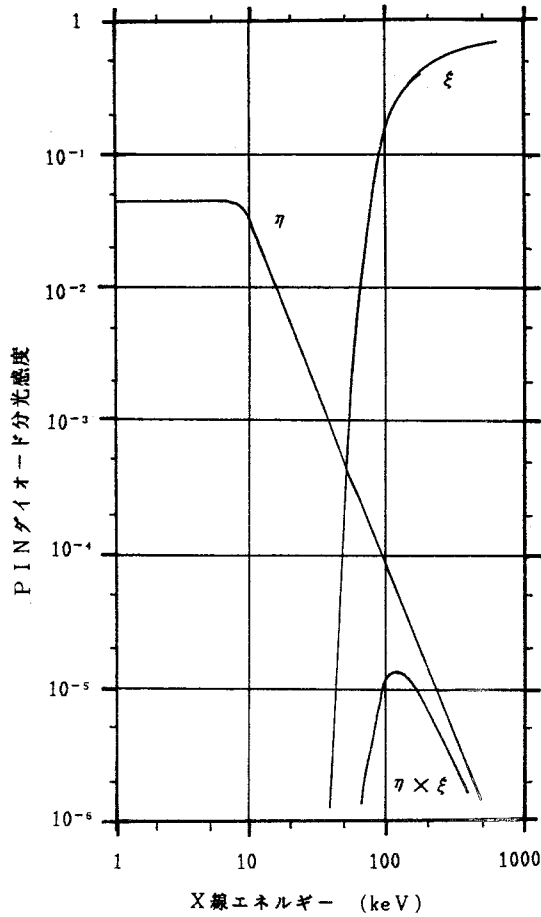
第 3-3 図 PIN ダイオード計測配置図

部 20 mm ϕ を 5 mm へこませている。陽極全体は 5 mm 厚の真鍮を用いた。陰極は 100 mm ϕ の真鍮で中央にタングステン 1 mm ϕ のガイドロッドを持つ。代表的ガイドロッド長は 13.5 mm, 陰極-陽極間隙も 13.5 mm である。

時間積分した収束 REB X 線像は、陽極表面側より、X 線ピンホールカメラで測定した。ピンホール径は、500 μm , 倍率約 2 倍, 100 μm 厚の Be で遮光した。2 keV ($1/e$) 以上の硬 X 線を観測できる。

時間分解 X 線計測は、250 μm -Si PIN ダイオードを用いた。5 mm 厚真鍮陽極板の後方 12 cm に鉛でコリメートした 3 チャンネル PIN ダイオードを REB ダイオード軸より 0, 25, 50 mm の位置に配置した。それぞれの PIN ダイオードが観測

できる陽極上面積は 3.1 cm^2 である。第 3 - 4 図に真鍮による減衰を考慮した PIN ダイオードの分光感度を示す。 η は PIN ダイオード自身の分光感度、 ξ は真鍮 5 mm



第 3 - 4 図 PIN X線ダイオード分光感度

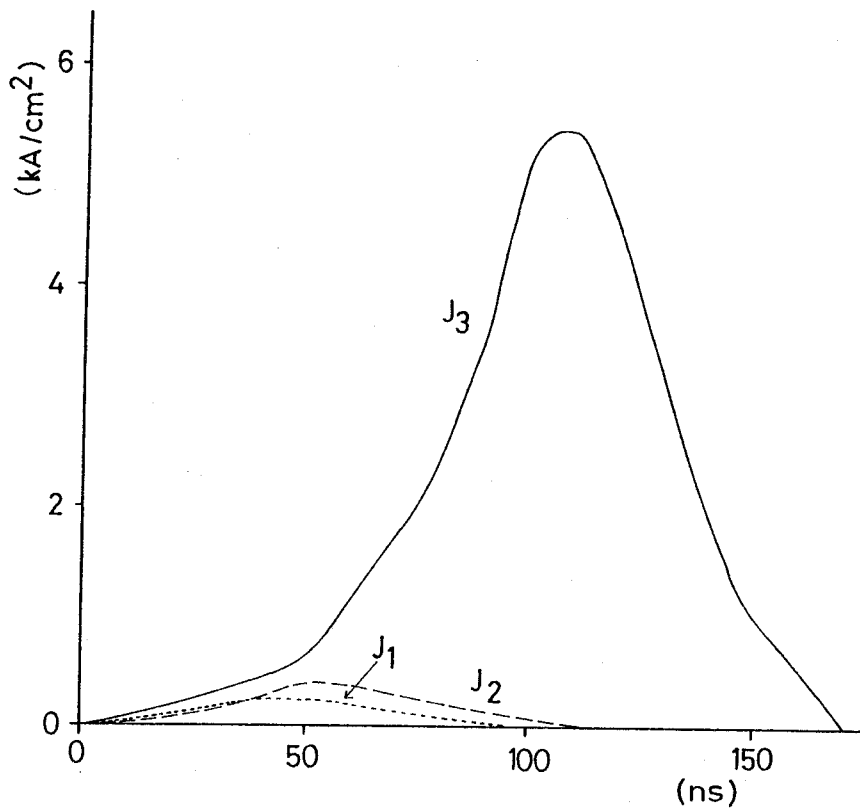
厚による減衰で、全感度 $\eta \times \xi$ は 100 keV 付近でピークを持つことがわかる。これより低エネルギー側では急激に感度が低下するため、この測定系での観測 X線は REB 電子の制動輻射によるものだけと考えられる。単位面積から単位立体角に放射される X線のエネルギーは

$$E_x = K J_e V^\alpha \quad (3 - 12)$$

と表わされる。K は比例定数、 J_e は電子電流密度、V は電子加速電圧である。乗数

の α は観測角度及び陽極材質によって異なる⁽⁹⁾ ピンチ REB では、電子の陽極入射角度は拡がっており、 α を決められない。このため PIN ダイオードの信号から直接電子電流密度を求めることはできない。時間分解計測を行なうことにより、ある時刻では V は定数であるから、3チャンネル間の比較が可能である。したがって、他の電流測定の結果を比例配分することにより、各ピンダイオードの観測領域での電流密度を求めることができる。

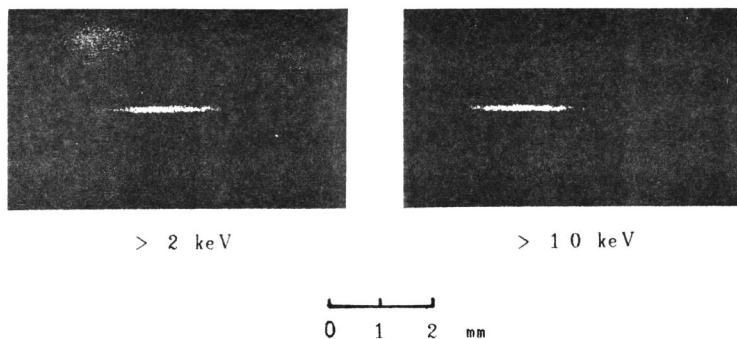
第3-5図に電子電流密度の時間変化を示す。これは、PINダイオード信号及び



第3-5図 電子電流密度の時間変化

シャント抵抗により測定した電流から計算したものである。電子電流密度は、立上りより50nsまでは、ダイオード全面ほぼ一様に流れているが、それ以後ピンチが起こり、中心部に電流が集中していることがわかる。REBのピンチを円筒対称と仮定すると、 $t = 90 \text{ ns}$ では、70%以上の電流が中心部に集中している。

このとき、ピンチ領域の時間積分X線像は第3-6図のようにになっている。X線

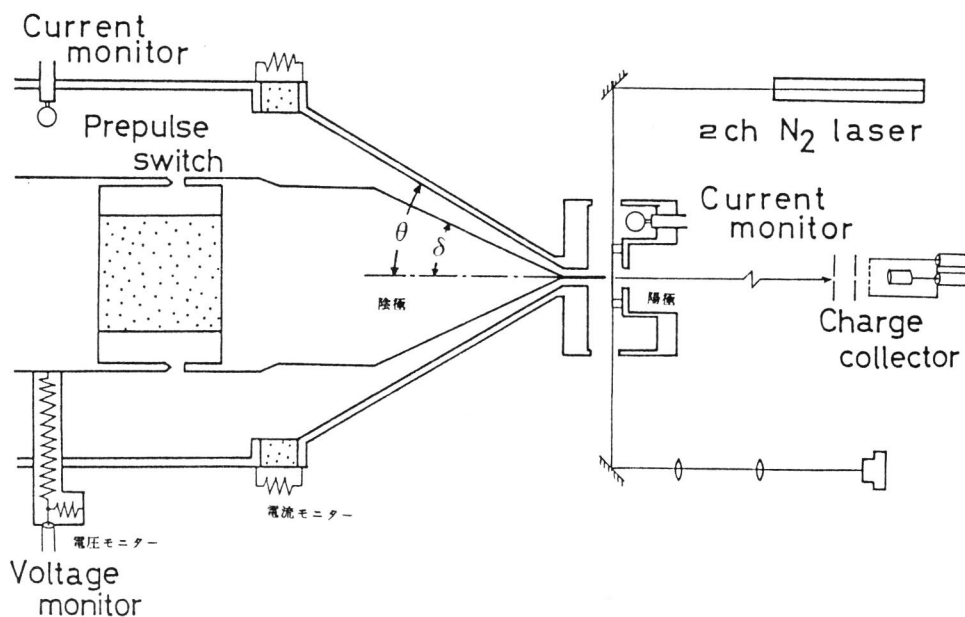


第3-6図 平板型ダイオード REB 収束X線像

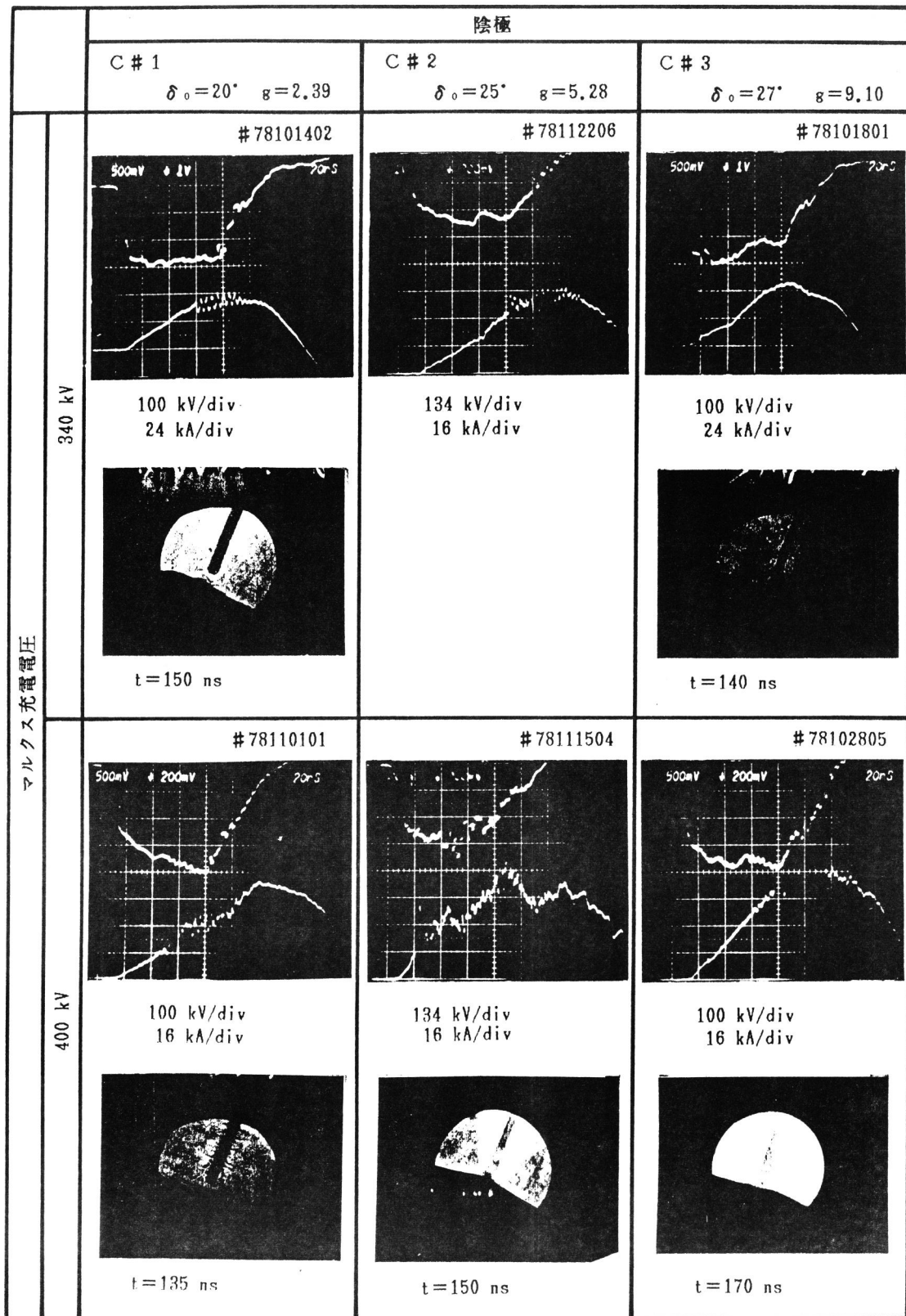
像の半値幅 1.5 mm ϕ を考慮すると、ピンチ領域での電子密度は $n_b \sim 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ に到していることがわかる。平板型ダイオードでは、最大電流密度 2 MA/cm 2 、電子密度 $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、収束パワー密度 1 TW/cm 2 が得られた。

3-4 円錐型ダイオードの特性

3-3節で示したようにピンチしたREBは、パラポテンシャルフローモデルによ



第3-7図 円錐型 REB ダイオード



第3-8図 円錐ダイオード電圧電流波形及びガイドロッドシャドウ

く一致し電子の流れは、等ポテンシャル面に平行な運動が支配的である。したがって収束時間を短かくし、さらに強い REB の収束を得るには、最初から電子流が等ポテンシャル面に沿って発生できるようにすることが有効と考えられる。このため第 3-7 図に示すような円錐ダイオードを用いて REB 収束実験を行なった。

3-4-1 電圧，電流特性

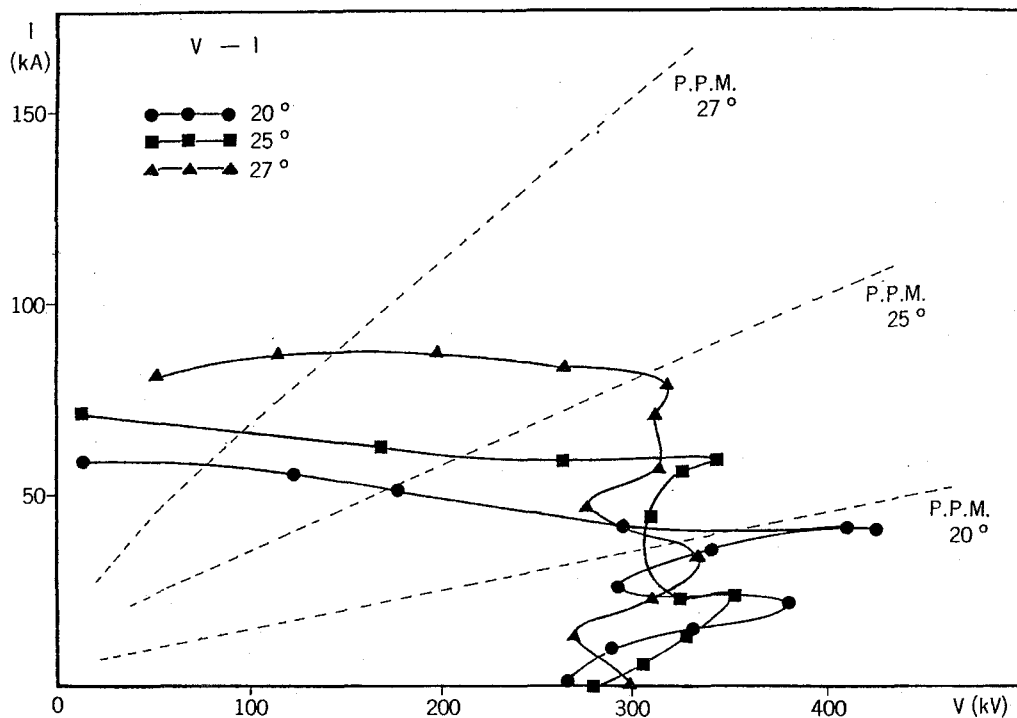
円錐型ダイオードの特徴的な電圧，電流波形を第 3-8 図に示す。陽極半頂角は $\theta_0 = 30^\circ$ ，陰極半頂角は，C#1 が $\delta_0 = 20^\circ$ ，C#2 が $\delta_0 = 25^\circ$ ，C#3 で $\delta_0 = 27^\circ$ である。陰極円錐先端から 1 mm ϕ のタングステン棒を突きだし，ビームをターゲットまで導く。ガイド棒先端と陽極間距離は 4 mm である。

各ショット上の写真は電圧(上)および電流波形(下)を示す。下の写真は，電流最大付近でのダイオード先端(ガイドロッド及び陽極)シャドウ像である。シャドウはパルス幅 6 ns の N_2 レーザーを用いて撮影した。図に示した幾何学的係数 g は，第 3-1 表の関係から計算したものである。

陰極半頂角を大きくするとともに (C#1 \rightarrow C#3) また充電電圧を高くすることにより，ダイオード電流は上昇する。しかし， g 係数から予想される値より低い電流となっている。

3 種のダイオードについて， $V-I$ の関係をプロットしたものが第 3-9 図である。電圧は $L(dI/dt)$ による較正を行なった値である。パラポテンシャルフローモデルで予想される計算値 I_p を破線で示す。C#1 では，電圧立上りより 50 ns で I_p の線に乗り，ピンチ電子流が達成されていることがわかる。このときダイオードインピーダンスは約 10 Ω である。C#2 は I_p による予想値が約 4 Ω となる設計で，励磁 III 号のパルス成形ラインインピーダンスと適合する。しかしダイオード動作は円錐部以後のインピーダンスで制限されており， I_p の計算値には一致しない。しかしながら，ターゲット上では強い収束が X 線像より観測されている。C#3 では，円錐部のインピーダンスはさらに低く (2 Ω) なるが，先端部のインピーダンスにより制限され，円錐の先端付近で陽極側にダメージが観測された。

第 3-8 図のシャドウ像及び電圧・電流波形の振動により，ガイドロッド部を REB 電流が流れることにより，何らかのプラズマ不安定性が誘起されていると思わ



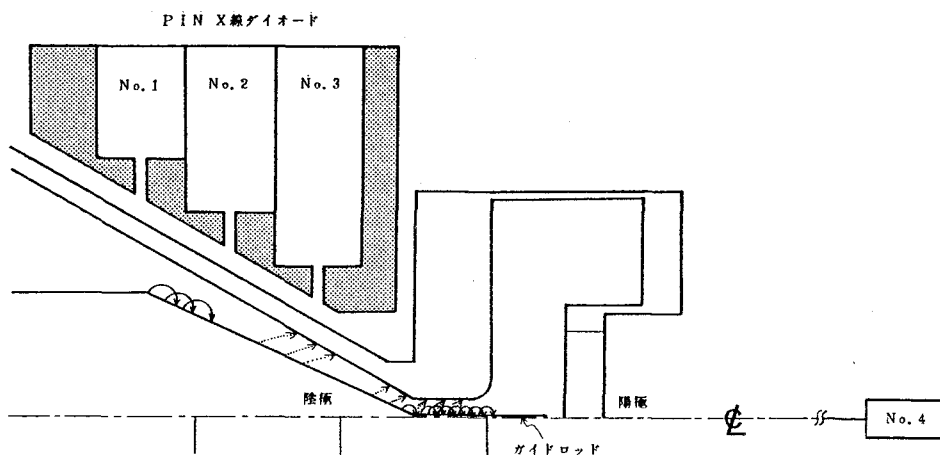
第3-9図 円錐ダイオード V-I プロット

れる。電流のピーク付近では、ガイドロッドを覆ったプラズマが $m=0$ 不安定性のような形状を示す。(C#1-(d))遅い時間では、電流量によらずC#3-(d)のような、ぼやけたシャドウ像となる。

電流波形の振動は、周波数が 0.3 GHz 以上でC#3を除くと、振動が起こる電流閾値は、電圧 $\sim 300 \text{ kV}$ で $35\sim 40 \text{ kA}$ 、 400 kV で $\sim 19 \text{ kA}$ である。C#3の場合は、ガイドロッド部への入口(円錐先端部)での電流損失が大きいので除外した。シャドウ計測より、ガイドロッド部のプラズマ($\geq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; N_2 レーザーシャドウで観測される密度)膨脹速度は 10^6 cm/s である。これは熱膨脹と考えられる。

3-4-2 収束特性

第3-10図に円錐ダイオードの電子損失測定配置を示す。鉛でコリメートしたPINダイオードNo.1~3で、陽極円錐部からの電子入射による制動放射X線を、



第3-10図 PIN X線ダイオード計測配置図

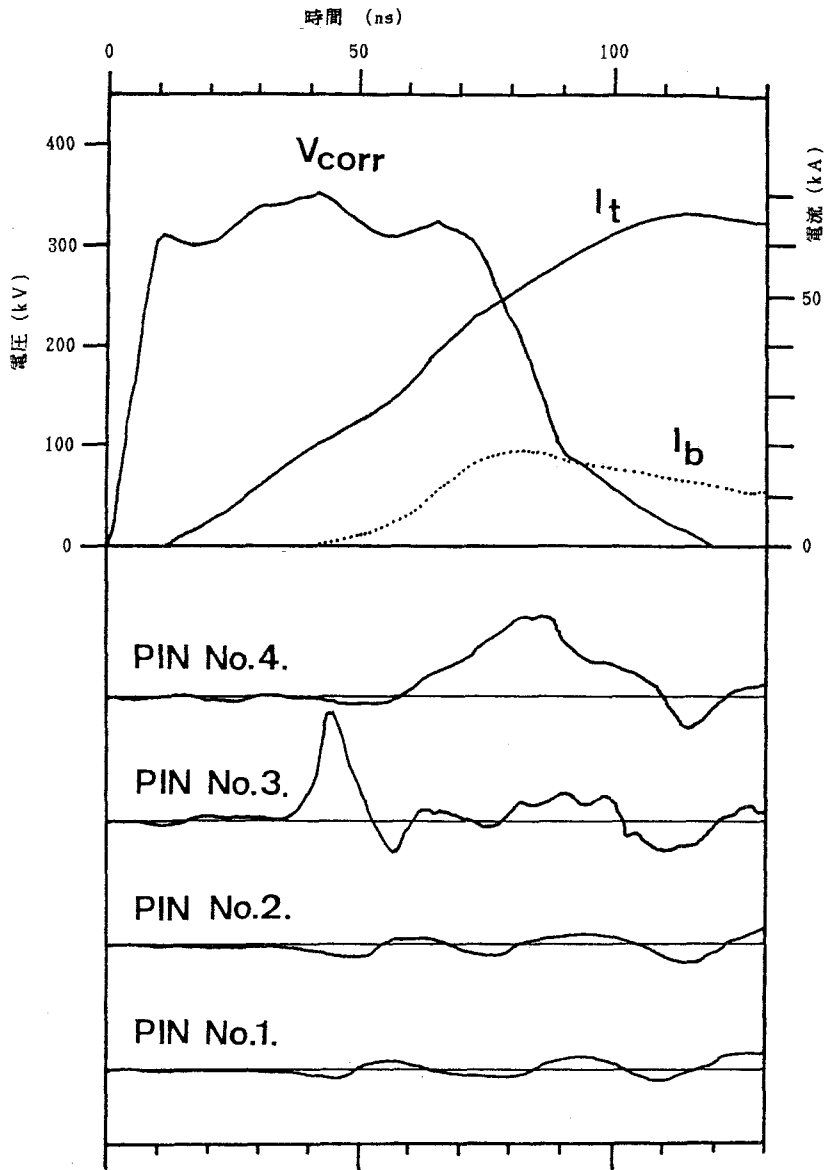
PIN-No.4で同軸ガイドロッド部及びターゲットからのX線を測定した。

第3-11図にインダクタンス分を校正した電圧波形 V_{corr} 、全ダイオード電流 I_t 、及びターゲット部電流 I_b とともにPINダイオードの信号を示す。このとき、カソードはC#2($\delta_0 = 25^\circ$)を用いており、ガイドロッド先端から陽極まで(A-K間隔)は3.4 mmである。

電流の立上り時には、円錐部で電子電流損失が見られるが(PIN-No.3)、電流の上昇とともになくなり、電圧立上りより50 nsでは、電子電流は、同軸ガイドロッド部以後へ流れている。 I_t と I_b の差は、同軸ガイドロッド部で、陽極へ流れ込んでいることになる。A-K間隔を小さくし、同軸ガイドロッド部の臨界電流($I_c = 8500 \beta \gamma g$)をパルスの早い時間に超えるようにすると、ダイオード電流の80%以上がターゲット上へ収束できた。

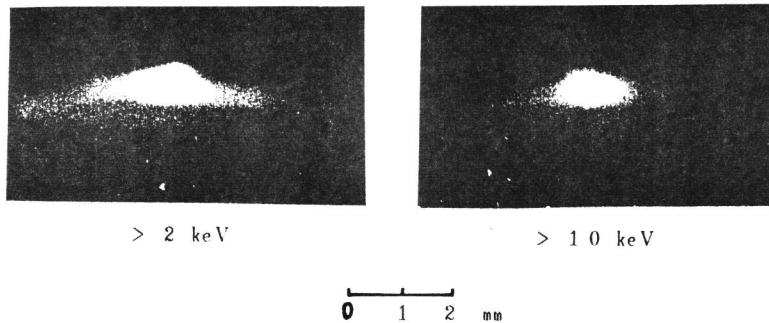
REBの収束径はX線ピンホールカメラで測定した。フィルムを積層型とし、同時に異なるX線エネルギーの像が観測できるようにした。フィルムは、感度曲線及び分光減衰特性が調べられている。Kodak no-screenフィルム^(10,11)を用いた。第1枚目のフィルムは遮光フィルターによる減衰で2 keV以上のX線を、第2枚目のフィルムには10 keV以上のX線を記録する。

第3-12図にREB収束X線像を示す。(a)は第1枚目、(b)は第2枚目のフィル



第3-11図 PIN X線ダイオード信号及び電圧・電流波形

ムである。X線像の半値幅は、両フィルムとも0.9 mmである。収束位置での電流密度はビーム電流量及び収束径から計算され、最大6 MA/cm²が得られている。このとき、収束点でのパワー密度は、3 TW/cm²であった。



第 3 - 12 図 円錐型ダイオード REB 収束 X 線像

3-5 ま と め

励電Ⅲ号による相対論的電子ビームの発生・収束実験で得られた結果を以下にまとめるとめる。

(1) 平板型ダイオードの特性を調べた。

- REB ピンチが達成されるまでの時間 T は陰極半径 R によって異なるが、 R/T はほぼ一定で、 $\sim 1 \text{ mm/ns}$ であった。
- 初期には、陰極全面からほぼ均一に発生した電子電流が、ダイオード電流の上昇とともにピンチすることを PIN 計測で示した。
- ピンチ形成以後、ダイオードの電圧・電流特性は、パラポテンシャルフローモデルにより予想される特性を示した。
- 平板型ダイオードにより、最大電流密度 2 MA/cm^2 、パワー密度 1 TW/cm^2 が得られた。

(2) 円錐型ダイオードを開発し、特性を調べた。

- ピンチが形成されるまでの時間を短縮することができた。平板型で $70 \sim 80 \text{ ns}$ であったものを 50 ns に短縮でき、パラポテンシャルフローとなりやすいことを示した。
- ダイオード内の電流分布は、パルス初期から先端部に集中しており、同軸ガイドロッド部の臨界電流を超えれば、REB はターゲットへ収束されることがわかった。
- REB ピンチ以後の電圧・電流特性は、パラポテンシャルフローモデルによる計

算とよく一致している。

○ターゲット上での REB 収束径は 0.9 mm ϕ , 電流密度は 6 MA/cm², パワー密度は 3 TW/cm² を得た。収束性は平板型の約 3 倍である。

以上, 両ダイオードの主な結果を第 3-2 表に示す。

第 3-2 表 ダイオード特性の比較

項 目	平 板 型	円 錐 型
ピンチ速度	1 mm/ns	2.8 mm/ns *
REB 収束径	1.5 mm	0.9 mm
収束電流密度	2 MA/cm ²	6 MA/cm ²
収束パワー密度	1 TW/cm ²	3 TW/cm ²
そ の 他		ターゲット電流の測定容易

* 円錐母線を半径としてピンチ速度に換算

参 考 文 献

- (1) G. A. Mesyats and D.I. Proskurovskii, JETP Lett., 3, (1977) 4.
- (2) I. Langmuir, Phys. Rev. 2 (1913) 450
C. D. Child, Phys. Rev. 32 (1911) 492.
- (3) I. Langmuir, Phys. Rev. 33 (1929) 954.
- (4) J. W. Poukey
"Ion effect in relativistic diodes"
Appl. Phys. Lett. 26, 4 (1975) 145.
- (5) H. Alfvén, Phys. Rev. 55, (1934) 425.
J. D. Lawson, J. Electron Control, 5 (1958) 146.
- (6) A. Rom, A. A. Mondelli, N. Rostoker,
"Equilibria for magnetic insulation"
IEEE Trans. Plasma Science PS-1, (1973) 85.

- (7) S. A. Goldstein, R. C. Davidson, J. G. Siambis, R. Lee,
" Focused-flow model of relativistic diodes "
Phys. Rev. Lett., **33**, 25 (1974) 1471.
- (8) J. M. Creedon
" Relativistic Brillouin flow in the high v/γ diode "
J. Appl. Phys. **46**, 7 (1975) 2946.
- (9) H. W. Koch, J. W. Motz
" Bremsstrahlung Cross - Section Formulas and Related Data "
Rev. Mod. Phys. **31**, 4 (1959) 920.
- (10) R. A. Armistead
" Calibration of Kodak fine grain positive and no - screen film in the
4 - 52 keV x - ray range "
Rev. Sci. Instrum. **45**, 8 (1974) 996.
- (11) D. B. Brown, J. W. Criss, L. S. Birks
" Sensitivity of x - ray films. I. A model for sensitivity in the 1 - 100
keV region "
J. Appl. Phys. **47**, 8 (1976) 3722.
- C. M. Dozier, D. B. Brown, L. S. Birks, P. B. Lyans, R. F. Benjamin
" Sensitivity of x - ray films. II. Kodak No - Screen film in the 1 - 100
keV region "
J. Appl. Phys. **47**, 8 (1976) 3732.

第4章 相対論的電子ビームとターゲットの相互作用

4-1 ま え が き

相対論的電子ビームを慣性核融合用エネルギードライバーとして用いるには、ターゲットでのエネルギー散逸過程を解明する必要がある。REBの単純な衝突エネルギー散逸（古典吸収）のみを考えると、エネルギー付与率は低く、爆縮効率は低くなる。このため、高エネルギー密度でのREBエネルギーの散逸機構を調べるとともに、古典吸収より大きいエネルギー吸収を実現するためのターゲット材料及び構造を見つけることも重要である。

このような目的のために、以下の実験を行い提案されている相互作用理論との比較を行なった。

- (1) ターゲット透過電子のエネルギー計測
- (2) ターゲット表面プラズマの密度計測
- (3) ターゲットの流体力学的運動計測

4-2節では、(1)の実験方法及び結果を示す。2種の薄膜ターゲット上に収束REBを照射し、ターゲットを透過したビーム電子のエネルギーを時間分解して計測した。この結果低Z（原子番号）ターゲット（CH₂）と高Zターゲット（Ni）で大変異なる結果を示した。高Zターゲットでは、ビーム電流量にかかわらず、ほぼ古典吸収で説明されるエネルギー吸収であった。しかし低Zターゲットでは、REBの収束が強まった時間から、急激にエネルギー吸収が増加し、その割合は、古典吸収による計算値の10倍以上であった。

4-3節では、(2)の実験について述べる。低ZターゲットでのREB照射側表面のプラズマ密度プロファイルを窒素レーザーによる干渉計測で求めた。ビーム収束軸近傍では、密度プロファイルにふくらみが観測された。このふくらみは、REB収束部からはなれるとなくなり自由膨脹による密度プロファイルとなった。ふくらみの観測された電子密度は $n_e \sim 1-2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ であった。

4-4節では、(3)の流体力学的運動の計測及び結果について述べる。ターゲットの密度と厚さの積 ρt を変化させたときの、REB照射されたターゲットの速度を測定した。計測には4チャンネル窒素レーザーを用いてシャドウグラフ法により、

60 ns ごとにターゲットの位置と形状を観測した。同じ ρt で異なる Z のターゲットを比較すると、高 Z ターゲットで爆発型加速を示す ρt においても、低 Z ターゲットでは噴出型加速を示した。

4-5 節では、以上の実験結果を、可能な REB のエネルギー散逸機構と比較した。可能な機構として、①古典的衝突エネルギー散逸、②大電流 REB の自己電磁場による電子の停滞及びラーマ運動で実効停止長の短縮、そして③ターゲットプラズマの集団効果による異常吸収がある。実験結果より、高 Z ターゲットでは、衝突によるエネルギー散逸が主要な機構であった。自己磁場の効果は、実験でのビーム条件では顕著に表われないが、高 Z ターゲットでより効果的である。低 Z ターゲットでの REB 収束以後の異常なエネルギー吸収はプラズマの集団効果と考えられた。その機構を、ターゲットからの吹き出しプラズマ中での運動論的二流体不安定性と考えると、密度プロファイルのふくらみは、REB 運動量の吸収による動圧力の効果であり、実験結果をよく説明する。

第 4-6 節では以上の結果をまとめ、慣性核融合用エネルギードライバーとしての観点から相対論的電子ビームを評価した。

4-2 ターゲット透過ビーム電子の測定

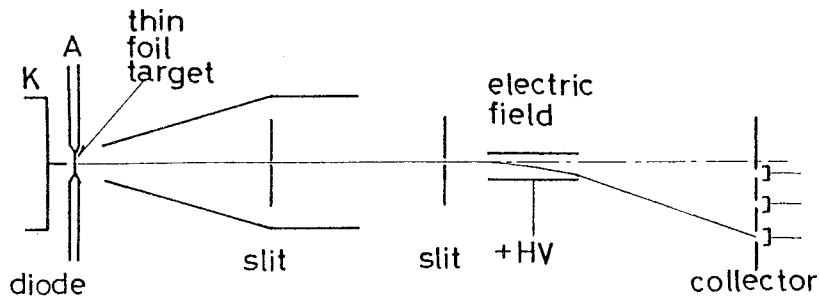
REB 電流密度 $\leq 10^6 \text{ A/cm}^2$ の領域で行なわれたポリエチレン及び銅ターゲットからの吹き出しプラズマ速度計測から^(1,2) 古典吸収以上の強いエネルギー散逸機構が存在することが予想された。ここでは、エネルギー散逸量を直接測定するため、古典吸収による電子停止長より十分薄いターゲットを用い、ターゲットを透過した REB 電子のエネルギーを測定した。

4-2-1 実験装置及び実験方法

実験は、励電Ⅲ号で行なった。REB ダイオードは、第 3 章で示した平板型ダイオードを用いた。陰極はカーボンをコートした真鍮で直径 100 mm、陽極はステンレススチールの平版である。陽極-陰極間隙は、13.5 mm で使用した。陽極の中央（ダイオード軸上）に、上部直径 20 mm、底部直径 10 mm、深さ 5 mm の円錐型穴を設けて、その底に薄膜ターゲットを配置した。REB 収束の再現性を得るため、陰極中

心部から、1 mm φ のタングステン棒を陽極に向かってつき出した。REB の収束特性は、第3章(3-2-2)節で示したように、電流立上りより、50 ns は、陰極全面からほぼ同様に発生した電子が、90 ns では70%の電流が中央部に収束し、電子密度は $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ に達する。

第4-1図に透過電子エネルギー測定装置の配置図及び電子エネルギー分析器の概略を示す。薄膜ターゲットに入射したREB電子は、ターゲットとの相互作用をした



第4-1図 ターゲット透過 REB 電子のエネルギー測定装置配置図

後、ターゲット後方の静電型電子エネルギー分析器に入射する。エネルギー分析器は2つの入射スリットを持ち、軸方向へ飛来する電子のみを測定するようにした。分析器入射部は、大電流 REB による磁場で電子がみだされるため、鉄製円錐でシールドした。次に電子エネルギー分析器の設計と校正について述べる。

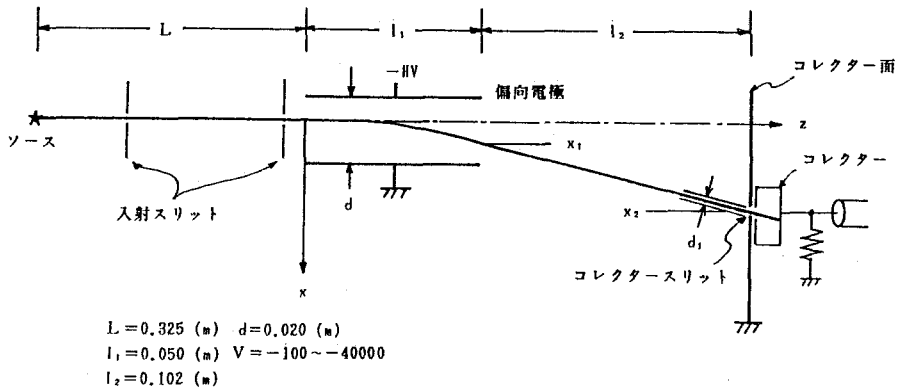
(1) 静電型電子エネルギー分析器の設計と校正

第4-2図に分析器のパラメーターを示す。電界印加領域での電子の運動方程式は、

$$\frac{dx^2}{dt^2} = \frac{e}{\gamma m_0} \frac{V}{d} \quad (4-1)$$

ここで、 e 、 m_0 は電子の電荷と静止質量、 $\gamma = 1 + E_0/m_0 c^2$ は相対論的質量係数 E_0 は電子の運動エネルギー、 V/d は電子偏向電界である。偏向電界は小さく、X方向加速は非相対論的と仮定すると、次のように積分される。

$$X_1 = \frac{1}{2} \frac{e}{\gamma m_0} \frac{V}{d} \frac{\ell_1}{\beta^2 c^2} \quad (4-2)$$



第 4 - 2 図 電子エネルギー分析器

$$X_2 = \left(\frac{1}{2} \ell_1^2 + \ell_1 \ell_2 \right) \frac{e}{\gamma m_0} \frac{V}{d} \frac{1}{\beta^2 c^2} \quad (4-3)$$

ここで βc は電子の入射速度、 c は真空中の光速である。また

$$\gamma \beta^2 = \frac{E_0 (E_0 + 2 m_0 c^2)}{m_0 c^2 (E_0 + m_0 c^2)} \quad (4-4)$$

である。

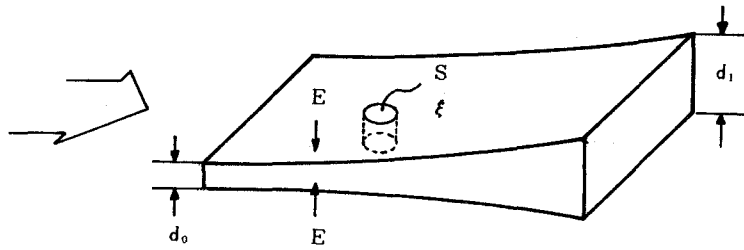
分析器のエネルギー分解能は

$$R = \frac{\Delta E_0}{E_0} = (d_1 + d_2) \frac{d E_0}{d x_2} \frac{1}{E_0} \quad (4-5)$$

となる。ここで d_1 はビームのコレクター面での幅、 d_2 はコレクタースリット幅。分解能はスリット幅だけでなく、コレクターの X 座標に依存する。例えば、 $\ell_1 = 0.05$ 、 $\ell_2 = 0.102$ 、 $d = 0.02$ 、 $V = 20 \text{ kV}$ で、 $E_0 = 200 \text{ keV}$ 近傍の電子を測定する場合、 $(d E_0 / d x_2) / E_0 \sim 6\% / \text{mm}$ 程度になる。 $R \leq 10\%$ にするには、 $(d_1 + d_2) < 1.7 \text{ mm}$ とする必要がある。

次に d_1 は、入射スリット幅 d_0 だけでなく、電子ビーム自身の空間電荷による拡がりを考慮する必要がある。第 4 - 3 図のようなテープ状電子ビームが入射スリットより入ったとする。面電荷密度を ξ とすると自己空間電荷による電界はビーム表面で

$$E_s = \frac{\xi}{2 \epsilon_0} \quad (4-6)$$



第 4 - 3 図 空間電荷による拡がり

入射電流密度は

$$J_e = \xi \beta c / d_0 = 2 \epsilon_0 E_S \beta c / d_0 \quad (4-7)$$

したがって表面電界は

$$E_S = \frac{d_0}{2 \epsilon_0 \beta c} J_e$$

また距離 ℓ を飛んだときの拡がりは、

$$\frac{d_1 - d_0}{2} = \frac{1}{2} \frac{e E_S}{\gamma m_0} \frac{\ell^2}{\beta^2 c^2} \quad (4-8)$$

となる。(4-7) (4-8) 式より

$$\frac{d_1 - d_0}{d_0} = \frac{e \ell^2}{2 \epsilon_0 \gamma m_0 \beta^3 c^3} J_e \quad (4-9)$$

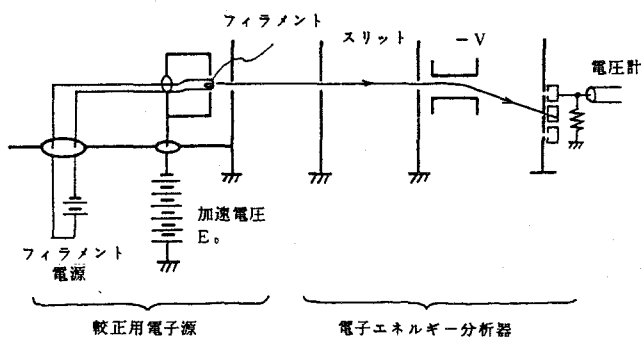
入射電子のエネルギーが小さいほど拡がりは大きくなる。50 keV の電子が、 $\ell = 0.18$ m の距離を飛んでコレクターに入射する場合拡がり率を 10 % 以下とするには、

$$\frac{d_1 - d_0}{d_0} = \frac{e}{2 \epsilon_0 m_0 c^3} \frac{\ell^2}{\gamma \beta^3} J_e < 0.1$$

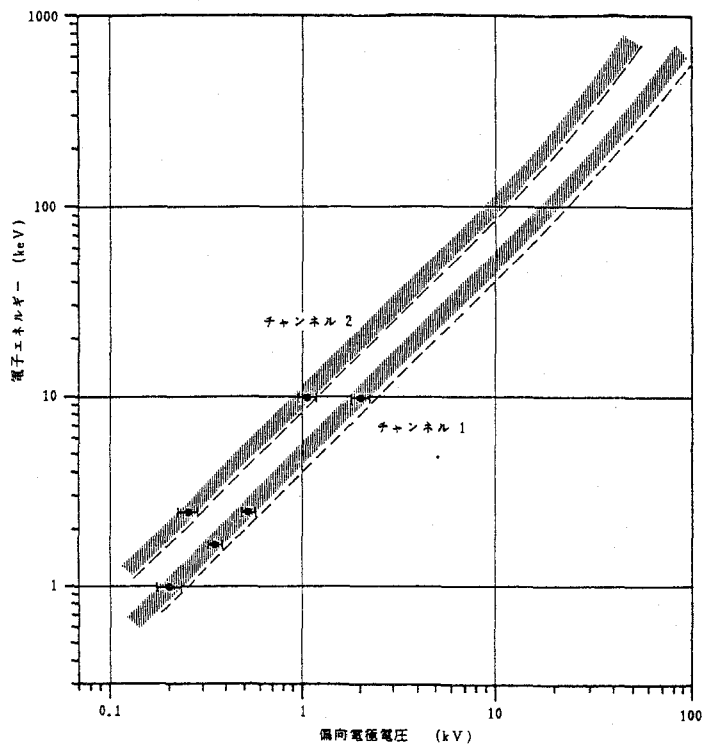
より $J_e < 67$ mA/cm² とする必要がある。第 1 入射スリットを調整して、電流密度を制限した。

以上の設計々算より製作した電子エネルギー分析器を較正するため、熱陰極電子源を製作した。第 4 - 4 図に較正配置図を示す。電子エネルギー 1 keV から 10 keV で較正を行なった。フィラメントは加速電位となるため、電源をバッテリーとして、

接地電位より浮かせた。第4-5図に校正結果を示す。(4-3)式より求まる計算値(破線)に比べ、20%程度高めのエネルギーとなっている。これは、エネルギー分析器の偏向電極部のエッジ効果で実効偏向電界が上昇しているためと思われる。



第4-4図 電子エネルギー分析器校正配置図



第4-5図 電子エネルギー分析器校正結果

チャンネル1, 2では, $\pm 10\%$ よりよい分解が得られていることがわかる。この較正值を, 高エネルギー側へ延長し, 相対論的補正を行なったものを実験の解析に用いた。

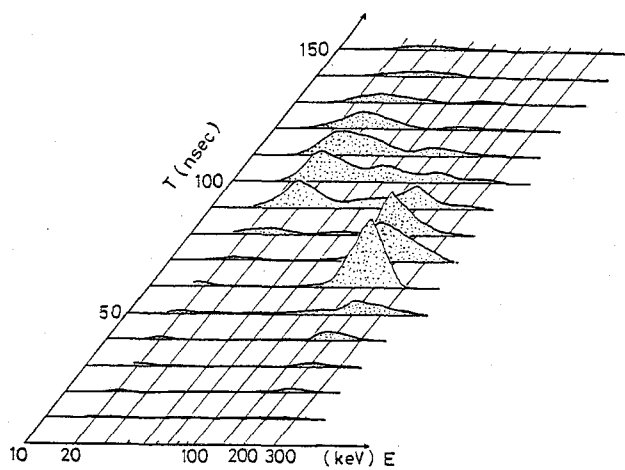
4-2-2 実験結果

ある時刻での透過電子のエネルギースペクトラムは何ショットかの測定結果を平均することにより得られる。100 μm 厚のポリエチレンをターゲットとした場合の結果を第4-6図(a)に示す。同図(b)は, 20 μm 厚のポリエチレンの上に6 μm のNiをコートし, Ni側からREB照射した場合の結果である。また, クーロン衝突のみでエネルギーを散逸すると仮定して, ポリエチレン100 μm ターゲットについて透過電子のエネルギーを計算したものが同図(c)である。

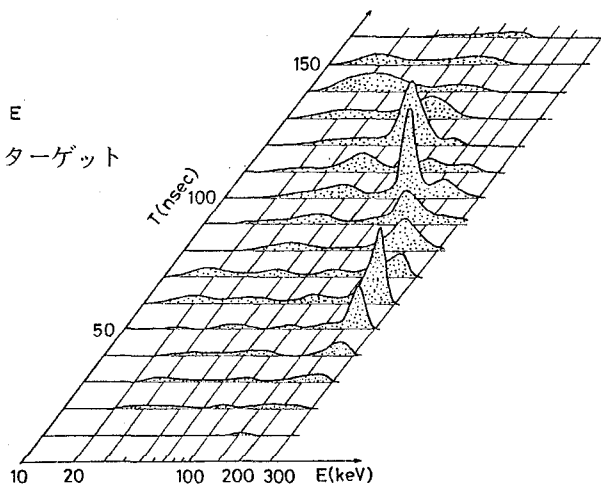
第4-6図(a)-(c)において, REB電圧パルス印加の立上りより80nsまでは, 電子エネルギースペクトルのピークの位置は, 3つの場合ともほぼ同じとなっている。(a)においては, REB収束の強まる90nsから, 高エネルギー成分が急激に減少し, 低エネルギー成分が増加しはじめる。Ni-ポリエチレンの二層ターゲットの場合, ポリエチレンターゲットの場合のような大きなエネルギー損失は観測されず, 透過電子エネルギー分布はむしろ, クーロン衝突を仮定した計算値に近い結果を示す。これは, 薄いNiのコートングが, ポリエチレンターゲットの場合起こる大きなREBエネルギーの吸収を制限すると考えられる。

ここでの実験の結果をまとめると,

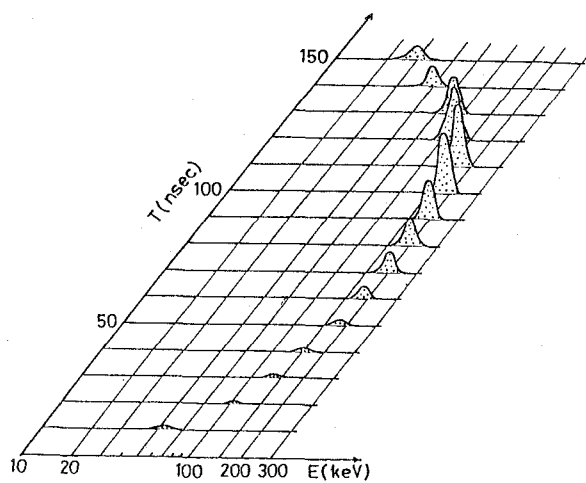
- (1) ポリエチレンターゲットでは, REB収束前は, ほぼ古典吸収で予測される電子のエネルギー損失を示すが, REBが強く収束 ($n_e \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) した以後は, 非常に大きなエネルギー損失を示す。エネルギー損失量は, 古典吸収で予測される値の10倍程度となっている。
- (2) NiをREB入射側にコートしたポリエチレンターゲットでは, ρt (ターゲット密度と厚さの積) はポリエチレンのみの場合とほぼ同じにしたにもかかわらず, REB電子のエネルギー損失は小さく, ほぼ古典吸収で予想される値となった。



(a) ポリエチレン 100 μm ターゲット



(b) Ni 6 μm + ポリエチレン 20 μm ターゲット



(c) 計算値

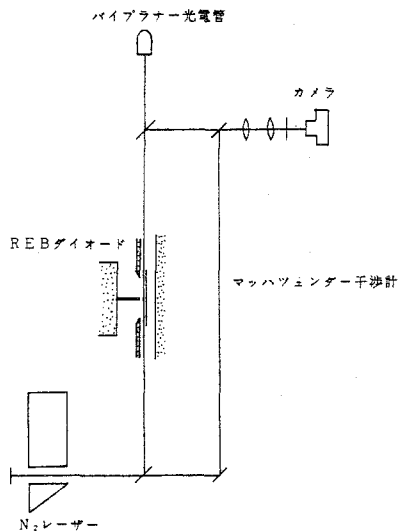
第 4 - 6 図

4-3 ターゲット表面プラズマの密度計測

4-2節で観測されたように、ポリエチレンターゲットでの大きなエネルギー吸収は、ビーム入射側表面の材質で異なる。これは、ターゲットの表面あるいは吹き出しプラズマ中での相互作用の存在を意味する。吹き出しプラズマ中で、REB エネルギー吸収が起これば、吹き出しプラズマの密度プロファイルに変化が起きるはずである。ポリエチレンターゲットでの大きな REB エネルギー吸収の機構を明らかにするため、表面吹き出しプラズマの密度プロファイル測定を行なった。

4-3-1 実験装置及び実験方法

実験には励電Ⅲ号平板型ダイオードを用いた。第4-7図に窒素レーザーによる干渉計測の配置図を示す。平板パルスライン型窒素レーザー発振器より取り出した



第4-7図 干渉計測配置図

10 mm × 3 mm 程度の断面を持つレーザービーム ($\lambda = 337.1 \text{ nm}$) をビームスプリッターにより2分割し、片方をターゲット表面に平行に入射する。もう一方は参照光とし、再びターゲット側ビームと重ね干渉像をカメラにより記録する。レンズ及び真空窓には、石英ガラス及びパイレックスガラスを用いた。

窒素レーザーは、パルス幅約6nsであり、REBパルス幅(～100ns)に比べ十

分短かく、また対象としたターゲットプラズマのスケール長を膨脹速度で割ったものに比べても十分短かく、ターゲットプラズマの密度を時間分解して測定することができる。レーザー計測を行う上で、ターゲットプラズマからの発光（可視～紫外光）はノイズとなり、干渉パターンでのS/Nを下げる。プラズマ光遮蔽のため、①干渉フィルター（中心波長337 nm）及び②結像レンズ間にピンホールを入れた。レーザーの入射時刻モニターにはバイプラナー光電管を用いた。

(1) プラズマ干渉計測

測定対象プラズマの電子密度を n_e 、干渉計測用レーザー光の角周波数を $\omega (= 2\pi c/\lambda)$ とする。このレーザー光に対するプラズマ屈折率は

$$\nu = \left\{ 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (4-11)$$

である。ここで $\omega_p = (n_e e^2 / \epsilon_0 m_0)^{1/2}$ はプラズマ周波数である。レーザー光がプラズマ中へ進入できる最大密度 n_c は $\omega_p = \omega$ より求まり、窒素レーザー光（ $\lambda = 337.1 \text{ nm}$ ）では $n_c \sim 9.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ である。実際の測定には、記録レンズ系を無限に明るくすることはできないので、測定可能密度は n_c より低い。本実験配置では、測定可能密度は $10^{-2} n_c$ 程度であった。

このようなプラズマを干渉計測した場合、干渉縞の移動数を ΔF とすると、

$$\Delta F = \frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{L}{\lambda} (\nu - 1) \quad (4-12)$$

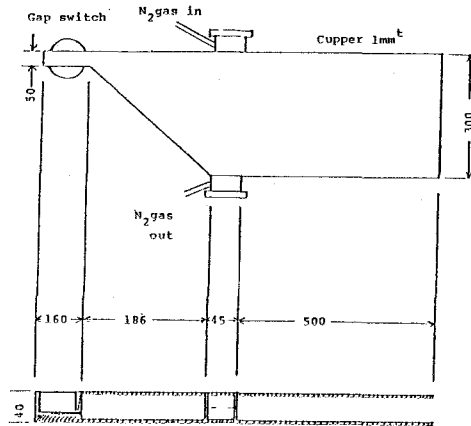
と表わされる。ここで L は視線方向のプラズマ長、 ΔL は光路長の変化量。これより、 n_e は

$$\begin{aligned} n_e &= \frac{2\pi \epsilon_0 m_0 c}{e^2 \lambda} \left\{ 1 - \left(\frac{\lambda}{L} \Delta F + 1 \right)^2 \right\} \quad (4-13) \\ &\approx 5.9 \times 10^5 \lambda^{-1} \left\{ 1 - \left(\frac{\lambda}{L} \Delta F + 1 \right)^2 \right\} \end{aligned}$$

(4-13) 式で与えられる n_e は、視線方向 L にわたって平均した電子密度が与えられる。視線方向の密度分布は求まらない。しかし、対象プラズマに円筒対称を仮定できる場合、Abel 変換することにより、半径方向の密度分布を求めることができる⁽⁸⁾。

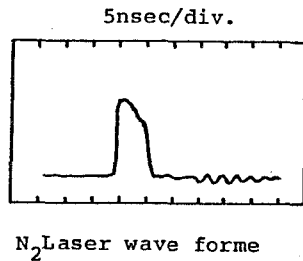
(2) 窒素レーザー

パルスパワー装置と同期が容易な、プラズマ干渉計測用レーザーとして、窒素レーザーを製作した。形状は、Basting⁽⁴⁾のものとはほぼ同じで、第4-8図に概略図を示す。放電は平行平板型 Blumlein ラインで、絶縁には、Mylar 250 μm を用て



第4-8図 窒素レーザー構成

いる。平行平板ラインの電圧波伝播時間は約 6 ns/m であるから、放電時間は約 6 ns となる。第4-9図にレーザー出力波形を示す。カロリメーターにより測定した出力レーザーエネルギーは、充電電圧 20 kV で 2 mJ であった。このときパルス波形より、出力は 300 kW と求まる。平行平板ラインの容量 ($C \sim 20$ nF) より、入力エネルギーは $E_{in} = \frac{1}{2} CV^2 = 4$ J, レーザー発生効率 5×10^{-4} となる。



第4-9図 窒素レーザー出力波形

出力ビーム波形は放電電極の形状によって決まり、10 mm × 3 mm の長方形を示し

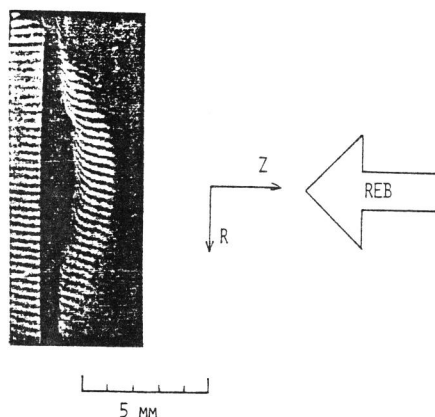
た。レーザービームの発散角が比較的大きいため、3 mの位置にターゲットプラズマを置いた場合、ビーム拡大器を用いることなく、 $20 \times 10 \text{ mm}$ の領域が観測可能であった。

励電Ⅲ号との同期には、マルクス発生器の分割出力を遅延ケーブルを介して窒素レーザー始動ギャップのトリガーへ入力した。同期時間ジッターは50 ns以下で動作した。

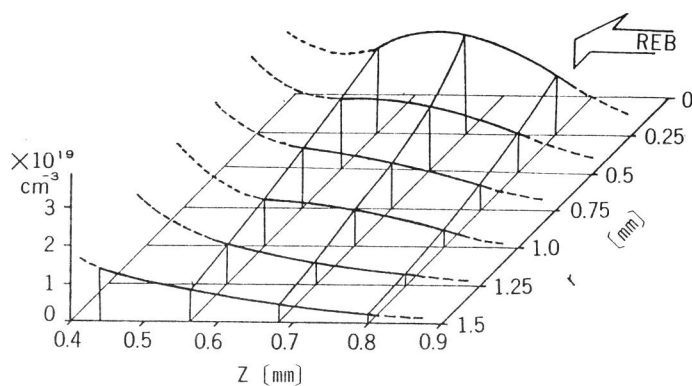
4-3-2 実験結果

REB照射ポリエチレンターゲットの表面プラズマ密度測定の結果を示す。第4-10図(a)はポリエチレン100 μm ターゲットを用いた場合の干渉像である。

DENSITY PROFILE



(a) ポリエチレンターゲット表面干渉写真



(b) ポリエチレンターゲット表面密度プロファイル

第4-10図

写真は、REB 電圧パルス立上りより 120ns 後のものである。REB は右方向から照射しており、照射側表面のプラズマが干涉稿の移動量より測定できる。しかし対照的に、ターゲット後面では、干涉稿移動が見られず、プラズマ吹き出しがほとんどないことがわかる。

第 4-10 図(b) は、(a)の結果を Abel 変換して、密度の半径方向及び Z 方向分布を求めたものである。REB 収束径 ($R \sim 0.75$) あたりまで、 $1-2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ の密度にプロファイルのふくらみが観測される。このふくらみは、REB 収束径からはなれるとなくなり、自由膨脹によるプラズマ密度プロファイルを示す。このような吹き出しプラズマの密度プロファイルは、そこでの REB の強い吸収を暗示する。理論との比較は 4-5 節で示す。ここでは以上の実験結果をまとめる。

- (1) 100 μm 厚ポリエチレンターゲットを REB で照射した場合、照射側表面はプラズマでおおわれるが、後面には、ほとんどプラズマは観測されなかった。
- (2) ターゲット表面の吹き出しプラズマの密度プロファイルは、 $1-2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ あたりの密度でふくらみを持つ。このふくらみは、REB 収束軸からはなれると観測されなかった。

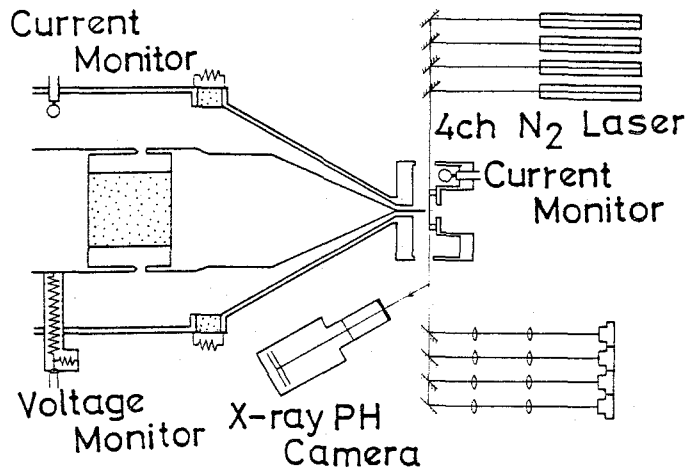
4-4 ターゲットの流体力学的振舞の測定

低 Z の表面吹き出しプラズマ中で、REB の強い吸収があるらしいことが、薄膜ターゲットの実験で明らかになった。実際の慣性核融合ターゲットでは、REB により加速されたターゲットが燃料を圧縮する。このターゲット加速効率 は REB とターゲットの相互作用機構にも依存している。本節では、ターゲット ρt 及び材質を変化させた場合のターゲット加速状態を測定した結果を示す。

4-4-1 実験装置及び実験方法

REB 発生・収束には励電 III 号円錐型ダイオードを用いた。実験に用いた収束 REB パラメーターは、300kV、80kA、パワー密度 3 TW/cm^2 であった。陰極は C#1 ($\theta_0 = 20^\circ$) を用いた。

実験配置を第 4-11 図に示す。ターゲットの計測は、① 4 チャンネル N_2 レーザーによるシャドウグラフ計測、及び② X線ピンホールカメラによる照射ビーム X線



第4-11図 ターゲット流体力学的運動計測配置図

計測を行なった。

(1) 測定器

4チャンネルN₂レーザーは、前節で述べたものをよりコンパクトにするため、セラミックコンデンサー(1000 pF×12/1チャンネル)を用いた。4本のレーザー管を直列に接続することにより、時間遅れを持たせて4つのパルスを発振させた。代表的動作では、60 ns おきにパルス幅 7 ns のレーザー出力を得た。レーザー放電を安定化させるため、レーザー管内部にDCグロー放電々極⁽⁵⁾を設けた。

ターゲット表面に平行な面(REB 入射に対して垂直)からレーザービームを入射し、4つの光学系によりシャドウ像を記録する。プラズマ光除去のため、337 nm 用色ガラスフィルター及びピンホールを挿入した。

X線計測に用いたピンホールカメラは、50 μm Be で遮光した。150 μm^φ のピンホールを持ち、ビーム入射に対し垂直方向(ターゲット面上)から観測した。X線像記録のフィルムは、積層とし、スペクトル分解能を持たせた。フィルムホルダーに、真空回転カセット型を用い、連続10ショット撮影可能とした。

(2) ターゲット運動の考察

REB 照射薄膜ターゲットの流体力学的運動は、REB エネルギー吸収長 t_d とターゲット厚 t_0 の大小により大きく異なると考えられる。ここでエネルギー吸収厚 t_d

は、いま興味ある観測時間での熱伝導等、エネルギー輸送距離も含んだ厚さである。

ターゲット厚が吸収長より大きい場合 ($t_0 > t_d$) ターゲットはビーム照射側のみ加熱され、後面は低温のまま後方に加速される。このモードではターゲットの運動方程式は次のようになる。

$$\rho t \frac{dv_r}{d\tau} = P_a \quad (4-14)$$

ここで、 ρ , t はターゲットの密度と厚さ、 $dv_r/d\tau$ はターゲット後面の加速度、 P_a はターゲット表面プラズマの吹き出しによる圧力（アブレーション圧力）である。 $t_d \ll t_0$ であれば、

$$\rho t_0 v_r \sim P_a \tau_p = \text{定数} \quad (4-15)$$

となり、 v_r は ρt_0 に逆比例する。ここで τ_p はアブレーション圧力がかかっている時間。

一方 $t_0 < t_d$ であれば、ターゲット全体が均一に熱せられ、プラズマは前後両方に音速で吹き出す。このようなモードは爆発型加速と呼ばれる。ターゲット後面速度は、ターゲットの温度で決まり、

$$v_r \propto T^{1/2} \sim \left(\frac{dE}{dx} t_0\right)^{1/2} / (\rho t_0)^{1/2} \quad (4-16)$$

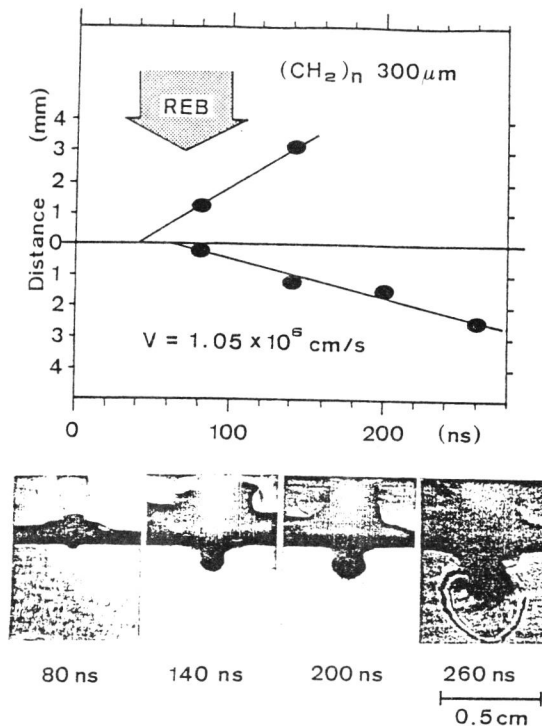
ここで T はターゲット温度、 dE/dx はターゲットのストッピングパワーである。 dE/dx がクーロン衝突によるとすると、4-5節より、 $dE/dx \propto \rho Z/A$ (Z , A はターゲットの原子番号と質量数) であるから、 v_r は定数となる。

4-4-2 実験結果

ターゲットは、以下のものを用いた。

- | | |
|-----------------------|------------------------------------|
| ① ポリエチレン, $(CH_2)_n$ | 100-500 μm |
| ② 金, Au | 5- 50 μm |
| ③ タンタル, Ta | 7- 13 μm |
| ④ 二層 $N_i - (CH_2)_n$ | 23 $\mu\text{m} + 100 \mu\text{m}$ |
| ⑤ 二層 Ta - $(CH_2)_n$ | 30 $\mu\text{m} + 100 \mu\text{m}$ |

第4-12図に 300 μm 厚の $(\text{CH}_2)_n$ ターゲットの結果を示す。1つのショットでの連続した4つの時間のシャドウ像及び吹き出しプラズマの距離-時間グラフである。最初のシャドウ像（電圧立上りより 80 ns）では、ターゲットプラズマは主にビーム照射側に観測され、後面の初期位置からの動きは小さい。距離時間グラフ

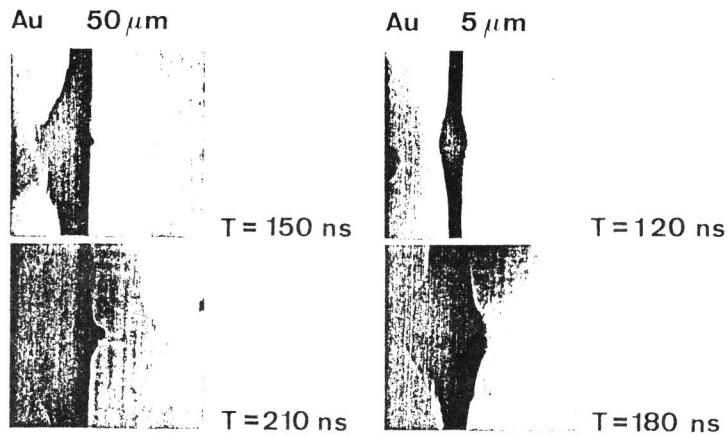


第4-12図 ポリエチレン 300 μm ターゲット 4チャンネルシャドウ像

からわかるように、後面の動きは噴出型加速である。このようなターゲットの運動は、ターゲット厚さを 100 μm $(\text{CH}_2)_n$ としても、ほぼ同様の振舞であった。

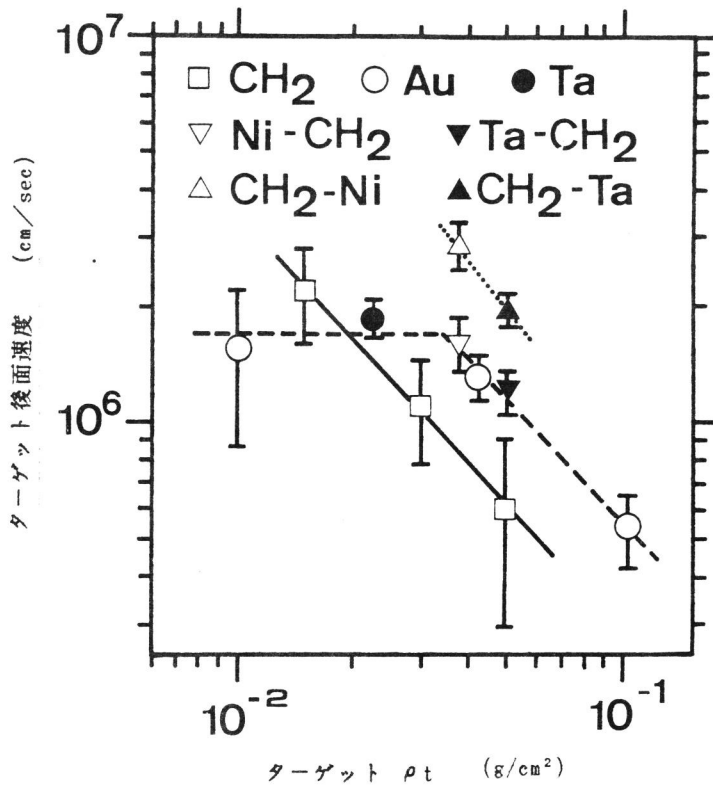
第4-13図に、金をターゲットとした場合のシャドウグラフを示す。REBは左方向から照射している。金 5 μm 厚のターゲットでは、ターゲット前後面がほぼ対称に吹き出しており、爆発型加速を示す。この場合 REB 吸収長がターゲット膜厚より長いことを意味する。ターゲットを金 50 μm 厚とすると、ターゲットの振舞は噴出型加速となっていることがわかる。

5種のターゲットについて行なった、シャドウグラフ計測の結果から、ターゲッ



第4-13図 金 $5\ \mu\text{m}$ 及び $50\ \mu\text{m}$ ターゲットシャドウ像

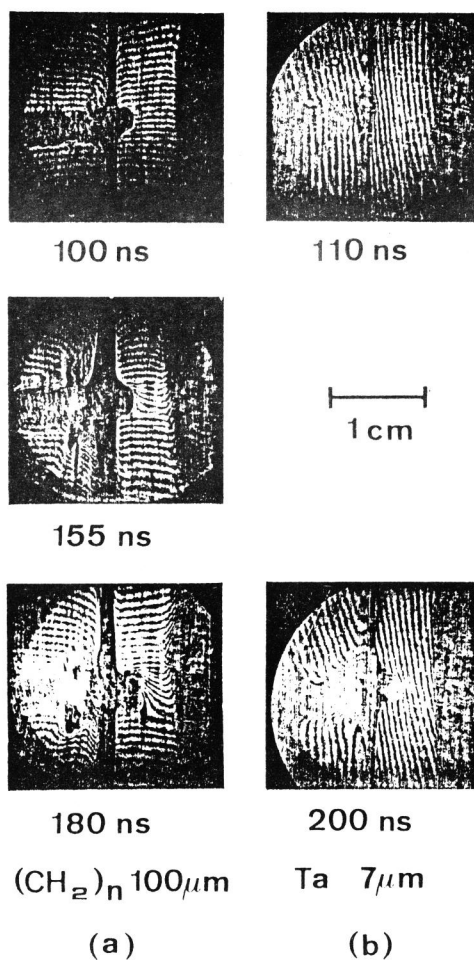
トの ρt_0 に対して、後面速度をプロットしたものを第4-14図に示す。各測定点は、3ショット以上の平均である。式(4-15)で示したように、噴出型加速で



第4-14図 ターゲット後面速度 vs ρt

は、 $v_r \propto (\rho t_0)^{-1}$ となる。ポリエチレンターゲットの場合は、実験範囲全体にわたって、噴出型加速であることがわかる。これは、ポリエチレンでの REB 吸収長が、 $100 \mu\text{m}$ 以下であることを示す。一方ポリエチレン以外のターゲットは、すべて同一線上に並び、 $\rho t_0 < 3.5 \times 10^{-2} \text{g/cm}^2$ では、 v_r が一定となり、爆発型加速である。 $\rho t_0 = 3.5 \times 10^{-2} \text{g/cm}^2$ 以上となると噴出型加速を示し、REB 停止長が $3.5 \times 10^{-2} \text{g/cm}^2$ 程度であることを意味する。

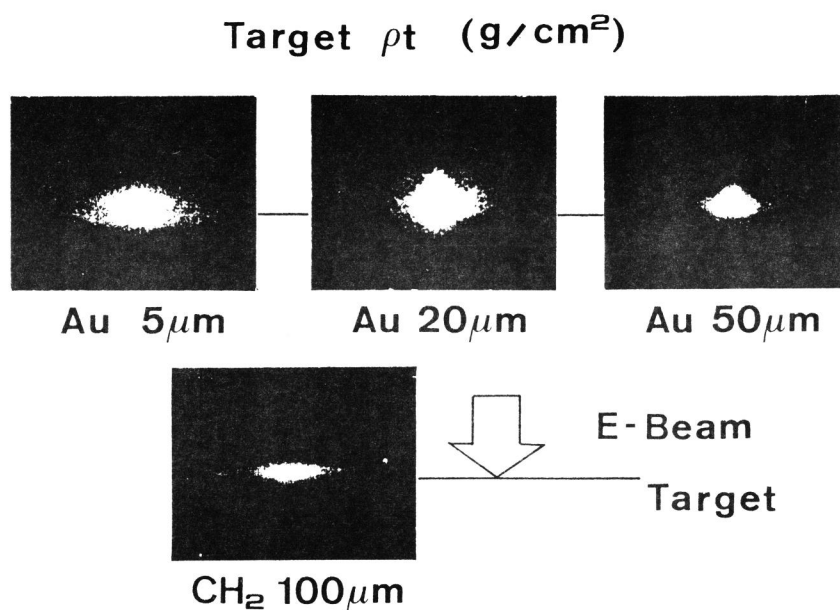
次にターゲットプラズマの干渉像を示す。第4-15図(a)は $(\text{CH}_2)_n$ $100 \mu\text{m}$ ターゲット、(b)は Ta $7 \mu\text{m}$ ターゲットの干渉像である。両ターゲットで ρt_0 はほぼ



第4-15図 ターゲット干渉像

同一である。(CH₂)_n ターゲットでは、ターゲット後面が2 mm程度後方へ加速されるまで、干渉稿の移動は観測されず、ターゲット後面は、密度の高い状態で、(言いかえれば低温で) 加速されたことがわかる。さらに時間が経過すると、熱伝導により、後面も膨脹をはじめ、干渉稿の移動が観測される。これに対し、Ta ターゲットでは、ターゲット加速の初期(加速距離が1 mm以下)から干渉稿の移動が観測されており、REBによりターゲット前後面とも加熱されていることがわかる。

第4-16図に、薄膜ターゲットを照射したときのX線ピンホールカメラ像を示す。観測X線は10 keV以上であるため、X線発光は、ビーム電子の制動輻射と考えら



第4-16図 REB照射ターゲットX線像

る。金 5 μm, 及び 20 μm の X線像の中に暗い線状の部分がみられる。これは、発光部周辺の低温ターゲットによる X線再吸収による。したがってこの暗い部分が初期ターゲット位置である。Au 5 μm ターゲットの場合、X線発光はターゲット前後面ほぼ同じで、REB が完全に通り抜けていることがわかる。Au 20 μm では、後面の発光が弱くなり、50 μm ではなくなっている。これに対し (CH₂)_n 100 μm (金 5 μm の ρt_0 に対応) では、ターゲット後面側の発光はほとんど見えない。

この結果からも低Zターゲット表面での強いREBエネルギー吸収が推測される。

以上の結果をまとめると以下のようなになる。

- (1) REB照射ターゲットの加速モードは、ターゲット ρ_{t_0} によって変化し、高Zターゲットでは、 $\rho_{t_0} \sim 3.5 \times 10^{-2} \text{ g/cm}^2$ 以下は爆発型加速、これ以上では噴出型加速となった。低Zターゲットでは、 $1-5 \times 10^{-2} \text{ g/cm}^2$ の領域ですべて噴出型加速であった。
- (2) ポリエチレン $100 \mu\text{m}$ ターゲットの場合、REBで加速された裏面は、 2 mm 以上飛翔する間 10^{-19} cm^{-3} 以下の密度への膨脹は観測されなかった。
- (3) ターゲット中でのREB制動放射X線の観測により、噴出型加速ターゲットでは、REBはターゲット表面で止まっており、爆発型ターゲットでは、REBがターゲットを通り抜けていることがわかった。
- (4) クーロン衝突によるエネルギー散逸では、 300 keV 電子の飛程は 0.24 g/cm^2 程度である。高Zターゲットでの実験結果は 0.035 g/cm^2 であった。パワー密度 3 TW/cm^2 の実験では、高Zターゲットでも7倍程度の飛程短縮が観測されている。

4-5 相対論的電子ビームのエネルギー散逸過程

REBとプラズマの相互作用は、低エネルギー密度では、古くから理論的、実験的研究が行なわれた。慣性核融合で興味あるエネルギー密度では、古典論以外に、自己電磁場効果、プラズマ効果が重要となる。高エネルギー密度でのREBターゲット相互作用は大きく次の3つに分けられる⁽⁶⁾

- ① 古典的なクーロン衝突によるエネルギー散逸過程
- ② 電子ビーム自身の電場、磁場による実効エネルギー散逸過程の変化
- ③ ターゲットプラズマとの集団相互作用

4-5-1 古典的衝突によるエネルギー散逸

ターゲット温度が低く、REB電流も少ない場合、電子のエネルギー損失は主にターゲット物質との二体衝突によって起こる。ターゲットがプラズマ化すると、プ

ラズマ電子による遮蔽効果及びプラズマ波励起 (Cerenkov 輻射) の効果を考える必要がある。

二体衝突による相互作用の機構としては、

- ①イオン化
- ②核による弾性後方散乱
- ③ターゲット電子との非弾性散乱
- ④制動輻射

が考えられる。低Zターゲットに1MeV程度のREBが入射すると、90%がイオン化によりエネルギー散逸する。高Zターゲットでは、50%以上が弾性後方散乱し、制動輻射へ8%程度、残りがイオン化及び電子との衝突によりエネルギーを失う。

REB電子のターゲットでのストッピングパワーは、第4-17図のような系を考えると、⁽⁷⁾

$$\frac{dE}{dx} = \frac{dE}{dx} \Big|_{\text{ionization}} + \frac{dE}{dx} \Big|_{\text{scattering}} + \frac{dE}{dx} \Big|_{\text{brems}} \quad (\text{electron})$$

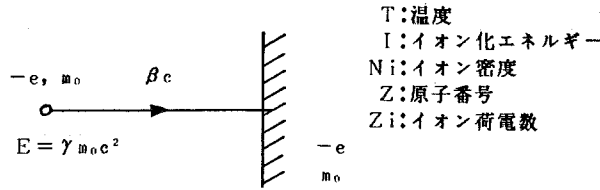
ここで

$$\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{ionization}} = 4\pi r_0 \frac{m_0 c^2}{\beta^2} N_i Z \left[\ell_n \beta \left(\frac{E + m_0 c^2}{I} \right) \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right)^{1/2} - \frac{\beta^2}{2} \right] \quad (4-17)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dx} \Big|_{\text{scattering}} = 4\pi r_0 \frac{m_0 c^2}{\beta^2} N_i & \left[Z \ell_n \left(\frac{m_0 c \lambda_D \sqrt{\gamma - 1}}{2h} \right) \right. \\ & \left. + \frac{1}{4} Z_i \ell_n \left(\frac{\beta^2 m_0 c^2}{kT} \right) \right] \end{aligned} \quad (4-18)$$

$$\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{brems}} = 4\pi r_0^2 (E + m_0 c^2) 4Z^2 \left[\ell_n 2 \left(\frac{E + m_0 c^2}{m_0 c^2} \right) - \frac{1}{3} \right] \quad (4-19)$$

N_i , Z はターゲットの原子密度及び原子番号, I はイオン化ポテンシャル, $E =$



第 4-17 図 衝突によるエネルギー損失

$\gamma m_0 c^2$ は入射 REB 電子のエネルギー、 $r_0 = e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_0 c^2$ は古典電子半径、 $\lambda_D = (\epsilon_0 T / n_e e^2)^{1/2}$ はターゲットデバイ長、 T は温度、 n_e は電子密度である。

相対論的ビームが 1 keV のプラズマに入射する場合上式は簡単に

$$\frac{dE}{dx} \sim 2.5 \rho \frac{Z}{A} \quad \text{MeV/cm} \quad (4-20)$$

と表わされる。 A はターゲット原子の質量数 ρ はターゲット密度 (g/cm^3) である。したがって固体密度のターゲットでは、REB のエネルギー散逸率は $\sim 1 \text{ MeV cm}^2 / g$ 程度となる。

300 keV の REB で、ターゲット中の飛程は、ポリエチレン：2.3 mm，Au：120 μm ，Ni：280 μm ，Ta：140 μm となる。

4-5-2 自己磁場及び電場の効果

入射ビームが大電流となると、ビーム自身の磁場により、電子がサイクロトロン運動をする。ターゲット中で、電子のラーマ半径が、散乱特性長より短くなると、磁場の効果が重要となる。磁場効果を考えるため、散乱特性長、ラーマ半径及び、ターゲットへの磁場の侵入距離を考える。

REB をターゲットに入射した場合、小角散乱を多数回起こす多重散乱効果が支配的である。電子が距離 l 進むとき、小角散乱による平均自乗散乱角は次のようになる⁽⁸⁾

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{l}{r^2 \beta^4 L} \quad (4-21)$$

ここで L は物質によって決まる特性長で

$$1/L = 4\pi N_i Z^2 r_0^2 \ln \Lambda$$

と表わされる。 r_0 は電子の古典半径, Λ は最大及び最小散乱角の比で, 核の大きさ及び電子によるクーロン場の遮蔽効果により決まり $\ln \Lambda \sim 10$ 程度の値となる。散乱の特性長は, (4-21) 式から明らかなように $\gamma^2 \beta^4 L$ である。

次にビーム電子のラーマ半径を求める⁽⁹⁾ 入射ビーム径を a , 電子密度を n_b とすると, ビーム最外端での電子のラーマ半径は,

$$r_L = \frac{\gamma m_0 \beta c}{eB} = \frac{a \gamma}{2\nu} \quad (4-22)$$

となる。ここで $\nu = n_b \pi a^2 e^2 / 4 \pi \epsilon_0 m c^2$ はブドガパラメーター, $B = \mu_0 I_B / 2 \pi a$, $I_B = n_b \pi a^2 e \beta c$ である。 ν / γ は第3章(3-7)式で示したように, ビーム電流と Alfvén 電流の比 I_B / I_A である。ラーマ半径が散乱長より十分短かければ電子は, ラーマ半径程度以上ターゲット中に進入せず, 実効停止長が短縮されることになる。このような状況が起こるには, ビーム磁場がターゲット中へ, 少なくともラーマ半径以上侵入する必要がある。

ターゲットプラズマ中への磁場の侵透距離は,

$$\delta = \sqrt{\frac{\tau}{\mu_0 \sigma}} \quad (4-23)$$

ここで τ はパルス幅, σ はプラズマ電気伝導度で次のように表わされる。

$$\sigma \sim 1.9 \times 10^4 \frac{T_e^{3/2}}{Z_i \ln \Lambda} \quad (4-24)$$

ここで T_e は eV 単位, 他は MKS。

磁場がプラズマ中に侵透しない場合は, プラズマの電気伝導度が高く, 逆行電流(反磁性電流)が流れている。このとき, 逆行電流によるプラズマジュール加熱は, ビームエネルギーの散逸を起こす。ビーム電子の直接衝突エネルギー散逸に対する, 逆行電流ジュール加熱によるエネルギー散逸の比は,

$$K = \frac{J_r^2 / \sigma}{J_b dE/dx} \propto \frac{J_b}{N_i T^{3/2}} \quad (4-25)$$

ここで J_b, J_r はビーム及び逆行電流密度で, ここではほぼ等しいと考える。固体密度の水素プラズマで, $T = 1 \text{ keV}$, $J_b = 10^8 \text{ A/cm}^2$ とすると $K \sim 10^{-3}$ 程度となり, 主要なエネルギー伝達機構とはならない。

磁場の効果を考えた、REB 電子の停止長は、相対論的 Fokker - Plank 方程式を解くことにより解析的に求められている⁽¹¹⁾。

ダイオード内においたターゲットに REB を収束する計算器シミュレーションでは、磁界電界の効果により、電子がターゲット周辺によどむことが観測されている⁽¹²⁾。このよどみは、REB 収束部で電子のドリフト速度 $\langle \vec{v} \rangle$ が、電子の運動速度 v より小さいことによって起こり、結果としてターゲット上の電子密度を上昇させる。ターゲットの単位質量に付与するエネルギーは、

$$S = \frac{n_b v}{\rho} \frac{dE}{dx}, \quad (4-26)$$

ここで n_b はビーム電子密度、 ρ はターゲット密度である。上式は電流密度 $J = n_b e \langle \vec{v} \rangle$ を用いて

$$S = \lambda \frac{J}{\rho_e} \frac{dE}{dx} \quad (4-27)$$

と表わされる。 $\lambda = n_b e v / J = v / |\langle \vec{v} \rangle|$ は、同じ電流密度の冷たいビームでの電子密度に対する、収束部での倍率である。このような状況は、電流密度を下げることなく電子のよどみが存在し、結局エネルギー付与率を大きくする。

REB ダイオード内の巨視的電磁界によるエネルギー散逸の 2 次元シミュレーションによると⁽¹³⁾、大電流ビームでは、ターゲットへのエネルギー付与の増倍率は I_B / I_A 比例し、磁場効果のほうがより重要である。

4-5-3 プラズマとの集団相互作用

大電流 REB をターゲットプラズマに入射した場合、①逆行電流による相互作用及び②二流体不安定性の励起が考えられる⁽¹⁴⁻¹⁷⁾。

前節 (4-5-2) で述べたように、通常の電気伝導度を持つプラズマでは、逆行電流によるエネルギー散逸は非常に小さい。ここでは逆行電流によって励起される不安定性及びビーム電子により直接励起される二流体不安定性について述べる。

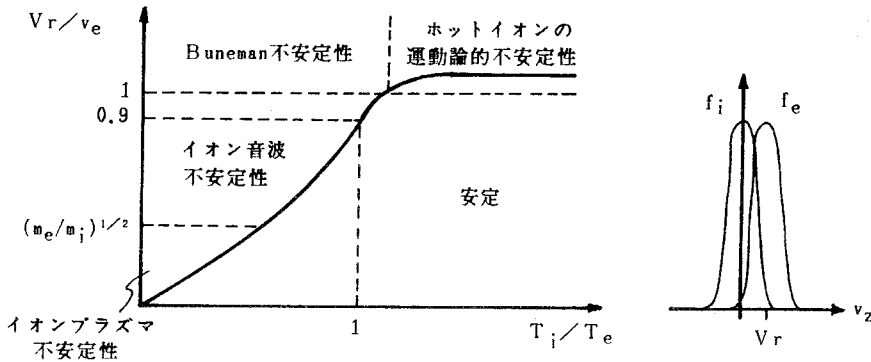
(1) 逆行電流による相互作用

プラズマ中に大電流ビームが入射すると、その立上り部分の dB/dt により、ビーム磁場を打ち消す方向に逆行電流が流れる。この逆行電流が何らかの異常抵抗で

減衰すると、そのとき散逸されたエネルギー分が、入射ビームの減速に働く。REBを固体密度のターゲットに入射した場合、通常 $n_p \gg n_b$ であるから逆行電流を運ぶプラズマ電子の速度は

$$V_d = \frac{n_b}{n_p} V \quad (4-28)$$

となり、入射ビーム電子の速度 V に比べかなり遅い。このとき起こる不安定性は、電子とイオンが相対速度を持つ場合のプラズマ不安定性である。このような系の不安定性は第 4-18 図のように表わされる。固体密度に近いプラズマでは、衝突緩和は速く $T_e \gg T_i$ とならないため、イオンプラズマ不安定性は考えない。



第 4-18 図 逆行電流による不安定性

冷たいプラズマ中での分散関係は

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - k_{\parallel} V_d)^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} = 0 \quad (4-29)$$

共鳴条件では ($\omega = k_{\parallel} V_d + \omega_{pe}$, $\omega \approx 0$) 波の周波数は

$$\text{Re } \omega \sim - \frac{1}{2^{4/3}} \omega_{pe} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/3} \quad (4-30)$$

成長率は

$$\gamma_B = \omega_{pe} \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/3} \quad (4-31)$$

となる。これは Buneman 不安定性である。

電子の熱速度 v_e が大きくなり

$$v_e > V_d \quad (4-32)$$

となると Buneman 不安定性は成長し得ない。マクスエル分布したプラズマの分散関係は⁽¹⁸⁾

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= 1 + \frac{1}{k^2 d_i^2} \left[1 + Z \left(\frac{\omega}{|k| v_i} \right) \right] + \frac{1}{k^2 d_e^2} \left[1 + Z \left(\frac{\omega - k V_d}{|k| v_e} \right) \right] \\ &= 0 \end{aligned} \quad (4-33)$$

ここで

$$d_\alpha^2 = \frac{\epsilon_0 k T_\alpha}{n_\alpha e^2}, \quad v_\alpha = \left(\frac{2 T_\alpha}{m_\alpha} \right)^{1/2} \quad (\alpha \text{ は } i \text{ または } e)$$

$$Z(x) = i\sqrt{\pi} x W(x), \quad W(x) = e^{-x^2} \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{t^2} dt \right)$$

$T_e > T_i$ のとき、プラズマの振動として、イオン音波及びイオンプラズマ振動モードがある。このとき $V_d > V_{cr}$ で不安定性が成長する。 V_{cr} は第 4-18 図の曲線で示され、次のように表わされる。

$$V_{cr} = \frac{(T_e/m_i)^{1/2}}{(1+k^2 d_e^2)^{1/2}} \left[1 + \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{3}{2} - \frac{T_e}{2T_i(1+k^2 d_e^2)} \right) \right] \quad (4-34)$$

このときの成長率は

$$\gamma_{IA} \simeq \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \omega_{pi} \quad (4-35)$$

となる。しかしながらこの不安定性は、 $T_e \geq T_i$ では減衰する。

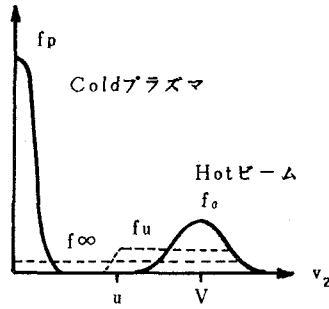
(2) 二流体不安定性による相互作用

電子密度 n_b のビームが n_p のプラズマに入射した場合を考える。第 3 章で示したように、収束した REB は大きな角度拡がりを持ってターゲットに入射するため、ビームの速度拡がりを $\Delta V/V$ とすると、

$$\Delta V/V > \left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/3} \quad (4-36)$$

となり、二流体不安定性は運動論的モードのみとなる。⁽¹⁸⁾ このとき、プラズマと REB

電子の分布を一次元速度空間で考えると第4-19図のようにになっている。分布関



第4-19図 二流体不安定性モデル図

数の傾 ($\partial f / \partial v$) が正の領域で、逆ランダウ減衰により、波が成長する。ビームー
プラズマ系の誘電率は

$$\epsilon_0(\omega) = 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 m k^2} \int \frac{\vec{k} \frac{\partial f_0}{\partial v} d\vec{v}}{\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}} \quad (4-37)$$

ここで f_0 は分布関数で

$$f_0 = n_p \delta(\vec{v}) + n_b \left(\frac{1}{\pi \Delta V^2} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{(\vec{v} - \vec{V})^2}{\Delta V^2} \right) \quad (4-38)$$

と表わされる。波の振動数及び成長率は、次式により求まる。

$$\text{Re } \epsilon_0(\omega_k, \vec{k}) = 0 \quad (4-39)$$

$$r_k \equiv \text{Im } \omega(\vec{k}) = - \frac{\text{Im } \epsilon_0(\omega_k, \vec{k})}{\frac{\partial \text{Re } \epsilon_0(\omega_k, \vec{k})}{\partial \omega_k}} \quad (4-40)$$

ここで $\omega_k \equiv \text{Re } \omega(\vec{k})$ である。(4-37) ~ (4-40) より、波の振動数と成長率は⁽¹⁸⁾ $n_b \ll n_p$ で、

$$\omega \approx \omega_{pe}$$

$$r_{TS} = \frac{1}{2} \left(\frac{kV}{\omega_{pe}} - 1 \right) \frac{\omega_{pe}}{|k|^3 d_b^2 \Delta V} \exp \left[- \frac{(\omega_{pe} - kV)^2}{(k \Delta V)^2} \right] \quad (4-41)$$

ここで $d_b = (\epsilon_0 m_0 \Delta V^2 / 2 e^2 n_b)^{1/2}$ はビームのデバイ長, $\omega_{pe} = (n_p e^2 / \epsilon_0 m_0)^{1/2}$ は電子プラズマ周波数である。もし $\Delta V \ll V$ であれば, この不安定性は $k \approx \omega_{pe} / V$ で最大成長率

$$r_{\max} \simeq \frac{\omega_{pe}}{2} \cdot \frac{n_b}{n_p} \left(\frac{V}{\Delta V} \right)^2 \quad (4-42)$$

を持つ。 ΔV が小さくなって $\Delta V \sim (n_b / n_p)^{1/3} V$ の程度になると, 波の成長率は流体力学的二流体不安定性の最大成長率と同程度となる。

上述の運動論的二流体不安定性は, 流体力学的二流体不安定性と異なり, 電子-イオン衝突周波数 ν_{ei} が不安定成長率 r_{TS} に比べ大きくなると

$$\nu_{ei} > 2 r_{TS} \quad (4-43)$$

波は減衰する⁽¹⁹⁾。ここで ν_{ei} は

$$\nu_{ei} \sim 3.2 \times 10^{-12} Z_i T_e^{-3/2} n_p \ell_n \Lambda_{ei} \quad (4-44)$$

T は eV 単位, 他は MKS。

次に波を介したエネルギー散逸の特性長を求める。これは, 波の成長による分布関数の変形により求められる。分布関数の変形を第 4-19 図破線で示す。これは速度空間での拡散の準線形方程式によって求められる⁽²⁰⁾。〔付録 D〕この結果非相対論的な緩和では, 特性長は

$$\ell_{1/2} \simeq 0.04 \frac{\Lambda}{\omega_{pe}} \cdot \frac{n_p}{n_b} V \quad (4-45)$$

ここで Λ は通常のクーロン対数と同程度の値, V はビーム電子の速度である。

相対論的な場合は, ビームの運動量空間での角度拡がりを $\Delta\theta$ とすると

$$\Delta\theta > \frac{m_0 c^2}{E} \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^{1/2} \quad (4-46)$$

であるビームについて考える。 $E (\gg m_0 c^2)$, ΔE はビーム電子のエネルギーとエネルギー拡がりである。ピンチ REB では $\Delta\theta \sim 1$ 程度で

$$\Delta\theta > \left(\frac{n_b}{n_p} \cdot \frac{m_0 c^2}{E} \right)^{1/2} \quad (4-47)$$

であるから、不安定性は運動論的モードのみとなる。この二流体不安定性によるビームエネルギーの散逸特性長は⁽²⁰⁾

$$\ell_{1/2} \sim \Lambda \frac{c}{\omega_{pe}} \frac{\Delta V^2}{c^2} \frac{E}{m_0 c^2} \frac{n_p}{n_b} \Delta \theta^2 \quad (4-48)$$

となる。

4-5-4 実験との比較・検討

(1) 透過電子ビーム実験

パワー密度 $P < 1 \text{ TW/cm}^2$, REB 電子密度 $n_b < 6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\beta \lesssim 0.7$, $\gamma \lesssim 1.4$ の実験である。

REB 収束がはじまる, $n_b < 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ までは, 高Z, 低Z ターゲットとも古典吸収で説明される程度のエネルギー損失しか観測されていない。REB 収束以後は, 高Z ターゲットでは多少, 低Z ターゲットでは10倍程度古典吸収より大きいエネルギー損失となっている。

磁場の効果が有効となるには

$$\gamma^2 \beta^4 L > r_L \quad \text{かつ} \quad \delta > r_L \quad (4-49)$$

ビームパラメーターより $r_L = a\gamma/2\nu \sim 0.4 \text{ mm}$, であるから $\gamma^2 \beta^4 L > r_L$ より

$$N_i Z^2 < 1.2 \times 10^{30} \quad [\text{m}^{-3}]$$

N_i はイオン密度である。サイクロトロン回転の間に衝突で大きく曲げられない条件は, 固体密度あるいはそれ以下の密度を考えているため満たされる。一方磁場が十分に浸透する条件は, プラズマ温度が 100 eV 程度とすると, ポリエチレンプラズマで $\delta/r_L \sim 0.55$, ニッケルプラズマで $\delta/r_L \sim 1$ となる。ニッケルコートターゲットの結果で, 後半古典吸収による計算値より大きなエネルギー吸収が見られるのは, 0.4 mm 以上に膨脹したターゲットプラズマ中での磁場効果によると考えられる。一方ポリエチレンプラズマでは, 磁場効果は重要でない。

ポリエチレンターゲットの結果は, ターゲットプラズマでの集団相互作用に拠ると考えられる。まず逆行電流による不安定性を考える。プラズマ温度が低く

$$v_e < (n_b/n_p)V \quad (4-50)$$

であるとき、Buneman 不安定性となる。この条件は、 $T_e \sim 100 \text{ eV}$, $V \sim 2 \times 10^8 \text{ m/s}$ では、 $n_p < 34 n_b$ となり、 $n_p < 6 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ のうすいプラズマでしか波は起こらず、主な相互作用機構とは考えられない。密度の高い領域ではイオン音波不安定による相互作用が考えられる。成長率は(4-35)式で与えられ、REB エネルギー散逸の特性長は $\ell \sim V/r_{IA} \sim 1.3 \times 10^{10}/(n_p/Z_i)^{1/2}$, $n_p \sim 10^{25} \text{ m}^{-3}$ で $\ell \sim 4 \text{ mm}$ となる。しかし電子-イオンの衝突時間は(4-44)より

$$\tau_{ei} = \nu_{ei}^{-1} = 3.2 \times 10^{11} \frac{T_e^{3/2}}{Z_i} \frac{1}{n_p \ell_n \Lambda_{ei}} \quad (T_e \text{ in eV})$$

$T_e \sim 100 \text{ eV}$ のポリエチレンプラズマでは、 $Z_i \sim 2.5$, $n_p \sim 10^{25}$ では、 $\tau_{ei} \sim 1.28 \text{ ps}$ となり、 $T_e \sim T_i$ がすぐ達成されるため、この密度ではイオン音波は成長しない。

次に直接 REB ビームによって励起される二流体不安定性を考える。エネルギー散逸特性長は、(4-48)式で与えられる。実験パラメーターは、 $\Delta V/c \sim 0.1$, $E/m_0 c^2 \sim 0.4$, $\Delta\theta \sim 1$, 相互作用密度を $n_p \sim 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $n_b \sim 6 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $\Lambda \sim 10$ で、

$$\ell_{1/2} \sim \Lambda \frac{c}{\omega_{pe}} \frac{\Delta V^2}{c^2} \frac{E}{mc^2} \frac{n_p}{n_b} \Delta\theta^2 \sim 1.2 \text{ mm}$$

となる。波が成長するには $\nu_{ei} < 2\gamma_{TS}$ を満たす必要がある。これより、 n_p は

$$n_p < 3.1 \times 10^9 T(\text{eV}) \left(\frac{n_b}{Z_i}\right)^{2/3} \quad (4-51)$$

を満たす領域で波は成長する。 $T \sim 100 \text{ eV}$, $n_b \sim 6 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、としてポリエチレンプラズマでは $Z_i \sim 2.5$ で $n_p < 1.2 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ 、ニッケルプラズマでは、 $Z_i \sim 8$ で $n_p < 3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ となる。したがって、低Zプラズマではより高密度領域まで相互作用が起こる。

以上の検討より、REB 収束が起こった以後の低Zターゲットでの強い相互作用は、運動論的な二流体不安定性によると考えられる。またこの不安定性は、高Zターゲットでは、高い電子-イオン衝突周波数により減衰し、実験結果をよく説明する。

(2) REB 照射ターゲットの密度プロファイル

干渉測定により観測された、ターゲット表面の密度プロファイルが、運動論的二流体不安定性により引き起こすことが可能かどうか検討する。

REB エネルギーが、二流体不安定性によりターゲット吹き出しプラズマに吸収されるとき、同時に運動量も伝達される。このようなビームプラズマ系の定常状態は次のように求められる。⁽²¹⁾ まず定常流のビーム電子、プラズマ電子、イオンの運動方程式は、

$$u_b \frac{du_b}{dx} = \frac{e}{m_0} \frac{d\phi}{dx} - \frac{\nu_0}{u_{b0}} u_b^2 \quad (4-52)$$

$$0 = e \frac{d\phi}{dx} - \frac{1}{n_p} \frac{dn_p T_e}{dx} + \frac{m_0 n_b}{n_p} \frac{\nu_0}{u_{b0}} u_b^2 \quad (4-53)$$

$$U \frac{dU}{dx} = - \frac{e}{M} \frac{d\phi}{dx} \quad (4-54)$$

ここで u_b 、 U はビーム電子及びイオンの速度、 ϕ は静電ポテンシャル、 ν_0 はビームの運動量緩和周波数、 n_b と n_p はビーム及びプラズマの電子密度。連続の式より $n_i U = I$ (定数)、 $n_b u_b = J$ (定数)、また電荷中和の条件より $n_i = n_p + n_b \simeq n_p$ を用いて、(4-52)、(4-53)より

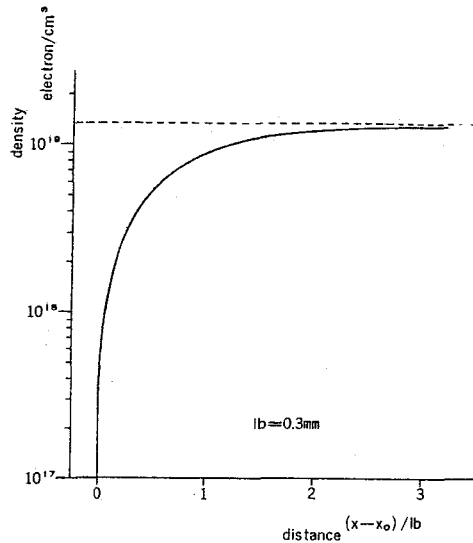
$$\left(1 - \frac{C_s^2}{U^2}\right) \frac{dU}{dx} = \frac{\nu_0 m_0 J}{M I} \exp\{-(x-x_0)/\ell_b\} \theta(x-x_0) \quad (4-55)$$

ここで ℓ_b はビームの停止長で u_{b0}/ν_0 、 $C_s = \sqrt{T_e/M}$ は音速、そしてビームは $x=x_0$ よりエネルギーを付与するとする。(4-55)の解は

$$\begin{aligned} n &= n_0 & x < x_0 \\ n &= \frac{n_0}{2} \left\{ 2 - \frac{\nu_0 m_0 J}{C_s M I} (\exp\{-(x-x_0)/\ell_b\} - 1) \right. \\ &\quad \left. - \left(\left\{ 2 - \frac{\nu_0 m_0 J}{C_s M I} (\exp\{-(x-x_0)/\ell_b\} - 1) \right\}^2 - 4 \right)^{1/2} \right\} \\ & & x > x_0 \end{aligned} \quad (4-56)$$

(4-56) より密度プロファイルが計算される。ここで ν_0 には、不安定性成長率 (4-42) を用いる。

例えば、 $n_0 = 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 100 \text{ eV}$, $u_{b0} = 2 \times 10^8 \text{ m/s}$, $n_{b0} = 6 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ とすると第 4-20 図のようになる。



第 4-20 図 密度プロファイル計算値

この結果は、REB が密度に傾きをもつプラズマに入射したとき、REB 吸収領域あたりに密度のふくらみを持つことを示す。

干渉計測によって観測された密度プロファイルのふくらみ (第 4-10 図) は、その部分で REB エネルギーが吸収されていることを示している。

(3) REB 照射ターゲットの流体力学的運動

この実験は、REB パワー密度 $P < 3 \text{ TW/cm}^2$ 、電子密度 $n_b < 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 、 $r \lesssim 1.5$ で行なった。

低 Z ターゲットの場合は、本質的に(1)の実験と同じで、非常に強い吸収が起こっている。1 TW/cm^2 の実験では、古典吸収の 10 倍程度であった。3 TW/cm^2 の実験では、古典吸収飛程で 2.3 mm である 300 keV REB が、100 μm の厚さで停止しており、20 倍以上の吸収増強となっている。これは、測定法が異なるため、正確ではないが、低 Z での異常吸収がビーム電子密度に依存するためである。

高Z ターゲットの場合の飛程は、ターゲットの流体力学的振舞が、爆発型から噴出型に変わる点と考えられる。この値は、第4-14図より $3.5 \times 10^{-2} g/cm^2$ である。300keV REBの古典吸収飛程は(4-19)式より、 $0.24 g/cm^2$ であるから7倍近くの飛程短縮である。この実験パラメーターでは、 $\delta/r_L \sim 2$ となり、磁場による飛程短縮と考えられる。

本実験で、低Zの場合、小さな μt のターゲットでも裏面が低温に保たれている。透過電子実験の結果では、ビーム収束前はREBがターゲットを透過していることを考えると矛盾するが、これはダイオードの特性による。本実験で用いた円錐型ダイオードは、第3章で示したように、電流が上昇して、ピンチ流(パラポテンシャルフロー)となるまでは電流はターゲットへ流れず、同軸ガイドロッド部で陽極へ流れる。円錐ダイオードでは、ターゲット照射の初期から収束ビームと考えられる。

ターゲットの運動をロケット加速として、高Z、低Zターゲットでそれぞれ噴出圧力を求めると、高Zで1Mbar、低Zでも0.6Mbarである。一般に高密度でエネルギーを付与する方が、発生する噴出圧力は高くなる。この噴出圧力の差は低Zターゲットでのエネルギー吸収が低密度部で起こっているためであると考えられる。

4-6 ま と め

本章で得られた結果をまとめる。

- (1) REB-ターゲット相互作用機構を調べるため、3種の実験を行なった。
- (2) 高Zターゲットでは、低電流密度の時、衝突による古典吸収であり $2\nu\delta/a_T > 1$ より吸収率は上昇し、電流密度 $6 MA/cm^2$ の実験では約7倍の飛程短縮が観測された。これは、自己磁場による効果で説明できた。
- (3) 低Zターゲットでは、電子密度を上昇させると、ある値から急激にエネルギー吸収率が上昇した。相互作用機構として、ターゲット吹き出しプラズマでの運動論的二流体不安定性を介したエネルギー伝達を考えると、実験結果をよく説明した。
- (4) $3 TW/cm^2$ の実験では、低Zターゲットで古典吸収の20倍以上の飛程短縮が観測された。
- (5) ターゲットからの吹き出しプラズマの密度プロファイルを測定することにより、

低ZターゲットでのREBとプラズマの相互作用領域を知ることができた。これは理論計算とも一致した。

以上の結果より、慣性核融合用エネルギードライバーとしての相対論的電子ビームを評価すると次のようになる。

- ① 発生効率及び収束性はよい。
- ② ターゲットでのエネルギー付与率は、ビーム電流上昇とともに大きくなる。このため、低インピーダンスのパルスパワー装置が必要となる。
- ③ 制動放射X線の発生効率は、ターゲットZの2乗に比例する。これは、燃料を予備加熱して、爆縮効率を低下させる⁽²²⁾。高Zターゲットでは何らかの予備加熱抑制が必要。
- ④ 低Zターゲットでは、相互作用領域が低密度プラズマのため、噴出圧力が低くなり、ターゲットの加速効率が低い。

大電流領域でエネルギー付与率が十分上昇するとしても、②～④の問題点があり慣性核融合用エネルギードライバーとしては不利である。しかしながら、現在では粒子ビームのうちREBが最大ビーム強度を達成しているため、発生・収束に問題のある軽イオンビームの研究とともに、REBを用いた爆縮研究は有効であると考えられる。

参 考 文 献

- (1) K. Imasaki, H. Takada, F. Yoshimura, S. Nakai, C. Yamanaka,
“The behavior of plasma produced by the intense electron beam”
J. Phys. Soc. Jpn. **37**, 3 (1974) 881.
- (2) K. Imasaki, H. Takada, S. Nakai, C. Yamanaka
“The interaction between intense electron beam and plasma”
J. Phys. Soc. Jpn. **38**, (1975) 1554.
- (3) K. Bockasten
“Transformation of observed radiation into radial distribution of emission of a plasma”

- J. Optical Soc. Am. **51**, 9 (1961) 943.
- (4) D. Basting, F. P. Schafer, B. Steyer
 " A simple, high power nitrogen laser "
 Opto-electronics **4** (1972) 43.
 - (5) M. Hugenschmidt, K. Vollrath
 " Experimental investigation of a multichannel N_2 -laser "
 Optics Communications **26**, 3 (1978) 415.
 - (6) G. Yonas, J. W. Poukey, K. R. Prestwich, J. R. Freeman, A. J. Toepfer M. J. Clauser
 " Electron beam focusing and application to pulsed fusion "
 Nuclear Fusion **14**, 5 (1974)
 - (7) J. J. Duderstadt, G. A. Moses
 " Inertial Confinement Fusion "
 Wiley, New York (1982) Ch. 5.
 - (8) B. Rossi, K. Greisen
 Rev. Mod. Phys. **13** (1941) 240.
 - (9) L. I. Rudakov, R. N. Sudan
 " Plasma heating by intense relativistic electron beams "
 IAEA, Int'l Center for Theoretical Physics, Trieste IC/73/124
 (1973)
 - (10) L. Spitzer,
 " Physics of Fully Ionized Gases " ,
 Interscience (1962) , Ch. 5.
 - (11) D. Mosher, I. B. Bernstein
 " Magnetic-field-induced enhancement of relativistic electron beam
 energy deposition "
 Phys. Rev. Lett. **38**, 25 (1977) 1483.
 - (12) M. J. Clauser, L. P. Mix, J. W. Poukey, J. P. Quintenz, A. J. Toepfer
 " Enhanced deposition in electron beam targets due to beam stagnation "
 Phys. Rev. Lett. **38**, 8 (1977) 398.
 - (13) M. M. Widner, J. W. Poukey
 " Enhanced relativistic electron beam deposition "
 Phys. Rev. Lett. **38**, 10 (1977) 548.

- (14) R. V. Lovelace, R. N. Sudan
 "Plasma heating by high-current relativistic electron beams"
 Phys. Rev. Lett. **27**, 19 (1971) 1256.
- (15) L. E. Thode, R. N. Sudan
 "Two-stream instability heating of plasmas by relativistic electron beams"
 Phys. Rev. Lett. **30**, 16 (1973) 732.
- (16) L. E. Thode, R. N. Sudan
 "Plasma heating by relativistic electron beams. I. Two-stream instability"
 Phys. Fluids **18**, 11 (1975) 1552.
- (17) L. E. Thode, R. N. Sudan
 "Plasma heating by relativistic electron beams. II. Return current interaction"
 Phys. Fluids. **18**, 11 (1975) 1564.
- (18) A. B. Mikhailovskii
 "Theory of plasma instabilities"
 Consultants Bureau, New York, (1974) Ch. 3.
- (19) L. E. Thode
 "Effect of electron-ion collisions on the nonlinear state of the relativistic two-stream instability"
 Phys. Fluids **20**, 12 (1977) 2121.
- (20) A. A. Vedenov, D. D. Ryutov
 "Quasilinear effects in two-stream instabilities"
 Reviews of Plasma physics, Consultants Bureau, New York (1975)
 Vol.6
- (21) K. Mima : Private communication
- (22) S. Bodner
 "Critical elements of high gain laser fusion"
 Naval Research Laboratory Report 4453 (1981).

第5章 軽イオンビームの発生と収束

5-1 まえがき

軽イオンビーム (Light Ion Beam, LIB) は、相対論的電子ビームに比べ、ターゲットでのエネルギー付与率が非常に大きい。1 MeV 程度の陽子ビームとREBを比較すると、ポリエチレンターゲットでの古典吸収を考えた場合、陽子ビームが300倍以上エネルギー付与率 (dE/dx) が大きい。REB異常吸収による停止長短縮を考慮しても、ターゲットでの吸収に関しては、LIBが有利である。

一方軽イオンビームでは、ビームの発生と収束が未開発である。筆者は、パルスパワー装置励電Ⅲ号を用いて、2方式のイオンダイオード実験 (①収束電子ビーム型及び②外磁場絶縁型) を行い、イオンビームの発生特性を比較した。この結果、励電Ⅳ号では収束電子ビーム型イオンダイオードを用いて、大電流LIBの発生と収束を行なった。

第5-1節では、励電Ⅲ号で行なった、収束電子ビーム型イオンダイオード (PEBD) 及び外磁場絶縁型イオンダイオード (MID) の動作原理及び実験結果を示す。PEBDでは、イオン電流5 kA、イオン電流密度 250 A/cm^2 、発散角 $< 5^\circ$ の陽子ビームが効率10%で得られた。またダイオードの特性では、効率がダイオードのアスペクト比に依存し、低インピーダンス化により効率が上昇することがわかった。MIDでは、PEBDに比較して、効率は30~40%と高いが、イオン電流密度が低く、また構造が複雑となる。

第5-3節では、励電Ⅳ号で行なったイオンビームの発生と収束特性を示す。ダイオードには、第5-2節の結果より、簡単な構造で大電流密度の得られるPEBDの改良型を用いた。このため、電圧800kV、イオン電流200kA、陽極でのイオン電流密度 7 kA/cm^2 の陽子ビームを得た。イオン発生効率30%であった。ビームの収束は、陽極を球面とすることにより幾何学的に行ない、イオン電流密度 40 kA/cm^2 を得た。収束性を制限する要因として、①イオンビームの電荷非中和、②イオンビームの収差及び、発散角、③ダイオード磁場によるイオンの偏向、が考えられる。実験的に①~③を調べ次の結果を得た。

①電荷の中和化は、ビームを薄膜 ($2 \mu\text{m}$ プラスチック) に通すことによりほぼ

100%行なわれる。

②収差はダイオードの巨視的電界で，ダイオード設計により調整可能と思われる。

ビームの発散角は，平均 3° が得られた。

③磁場の効果は，計算と比較的よく一致する。ダイオード設計で考慮しうが，パルス幅内で時間変化するため，大電流ダイオードでは問題となる。

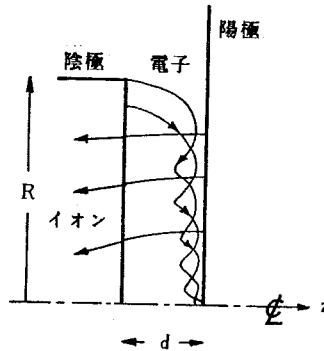
第5-4節では以上の結果をまとめ，イオンビームダイオードの収束性能の評価を行なった。

5-2 イオンダイオード理論

5-2-1 収束電子ビーム型イオンダイオード

(Pinched Electron Beam Ion Diode ; PEBD)

ダイオードの概略を第5-1図に示す。この型のダイオードの研究は，REB 収



第5-1図 収束電子ビーム型イオンダイオード

束実験において，大きなイオン電流が観測された⁽¹⁾ことにより，実験的，理論的研究がさかんになった。第5-1図の形状において，ダイオードは，REBのピンチ流が達成されているとする。電子は $E \times B$ ドリフトにより，主に半径方向の運動をする。一方陽極プラズマより引き出されるイオンは，その重い質量によって，あまり偏向せず陰極に達する。(陰極にメッシュ等を用いればイオンはダイオード外へ引き出される)このとき，イオン電流と電子電流の比は，以下のように見積られる⁽²⁾陽極

及び陰極から空間電荷制限電流が流れている場合，両極表面で電界は零であり，

$\int_0^d \rho_i dz \approx \int_0^d |\rho_e| dx$ となる。ここで ρ_i 、 ρ_e はイオン及び電子の空間電荷密度。電子電流は主に大半径から放出されピンチする。ピンチ領域より外側では，半径 r ，長さ d の円筒を横切る電子電流は

$$I_e = \int_0^d 2 \pi r \rho_e v_{er} dz = 2 \pi r c \int_0^d (\rho_e v_{er}/c) dz \quad (5-1)$$

ここで v_{er} は電子の半径方向のドリフト速度で $|v_{er}/c| < 1$ である。したがって

$$I_e < 2 \pi r c \int_0^d |\rho_e| dz \quad (5-2)$$

定常イオン流では，軸方向イオン電流密度 J_i は半径のみの関数であり，

$$\int_0^d \rho_i dz = \int_0^d (J_i / v_i) dz = J_i d < 1/v_i > \quad (5-3)$$

となる。ここで $d < 1/v_i >$ はイオンの平均ダイオード横断時間である。これより

$$J_i > \frac{I_e}{2 \pi r} \frac{< (v_i/c)^{-1} >^{-1}}{d} \quad (5-4)$$

したがって

$$\frac{I_i(r)}{I_e} > \frac{r}{d} < (v_i/c)^{-1} >^{-1} \quad (5-5)$$

ダイオード内で電界はほぼ一定で，陰極，陽極近傍の， d に比べ小さい領域で零に落ちるとすると，イオン速度は $v_i \propto (d-z)^{1/2}$ であるから，

$$\frac{I_i}{I_e} > \frac{1}{2} \frac{R}{d} \left(\frac{Z_e V_0}{M c^2} \right)^{1/2} \quad (5-6)$$

ここで， V_0 はダイオード電圧， M はイオン質量である。例えば， $V_0 \approx 2 \text{ MV}$ ， $R/d \approx 20$ ，イオンは陽子であるとすると $I_i/I_e > 0.65$ となり，40%以上のイオン効率 ($\eta_i = I_i / (I_e + I_i)$) となる。

荒く見つみるとイオン電流と電子電流の比は，ダイオード内での存在時間の逆比であり，

$$\frac{I_i}{I_e} \sim \frac{R < 1/v_e >}{d < 1/v_i >}$$

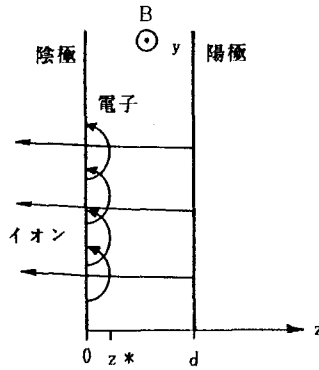
$\langle 1/v_e \rangle \sim (\beta c)^{-1}$, $\langle 1/v_i \rangle \sim (\beta_i c)^{-1}$ とすると

$$\frac{I_i}{I_e} \sim \frac{\beta_i}{\beta} \frac{R}{d} = \left(\frac{2m_0}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{r}{(r+1)^{1/2}} \frac{R}{d} \quad (5-7)$$

ここで, $\beta_i = (2e V_0 / Mc^2)$, $\beta = (1 - r^{-2})^{\frac{1}{2}}$, $r = (1 + e V_0 / mc^2)$ 。

5-2-2 外磁場絶縁型イオンダイオード

(Magnetically Insulated Ion Diode ; MID)



第5-2図 外磁場絶縁型イオンダイオード

第5-2図に, 外磁場絶縁型イオンダイオードの概略を示す。ダイオード面に平行な外磁場Bを印加している。陰極から放出された電子が陽極に到達しない条件は, ポアソンの式及び電子, イオンの運動方程式から求まる。(3)

$$B > B_c = \frac{1}{d} \left(\frac{2V_0 m_0}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{e V_0}{2m_0 c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5-8)$$

B_c は磁場絶縁の起こる臨界磁場である。外磁場が $B > B_c$ になると, 電子はサイクロトロン運動のため陰極にもどり, 結局 $E \times B$ ドリフトとなって $E \times B$ 方向に流れる。一方イオンは質量が大きいため, 磁場であまり曲らず, ダイオード外に取り出される。 $B \gg B_c$ の場合, 電子は非相対論的にあつかえ, 最大到達距離は(4)

$$z_* = \frac{3}{2} d \left[1 - \left(1 - \frac{8}{9} \epsilon \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (5-9)$$

ここで

$$\epsilon = 2 \left(\frac{e V_0}{m c^2} \right) \left(\frac{c^2}{\omega_c^2 d^2} \right) = \frac{2 V_0 m}{e} \frac{1}{d^2 B^2} \quad (5-10)$$

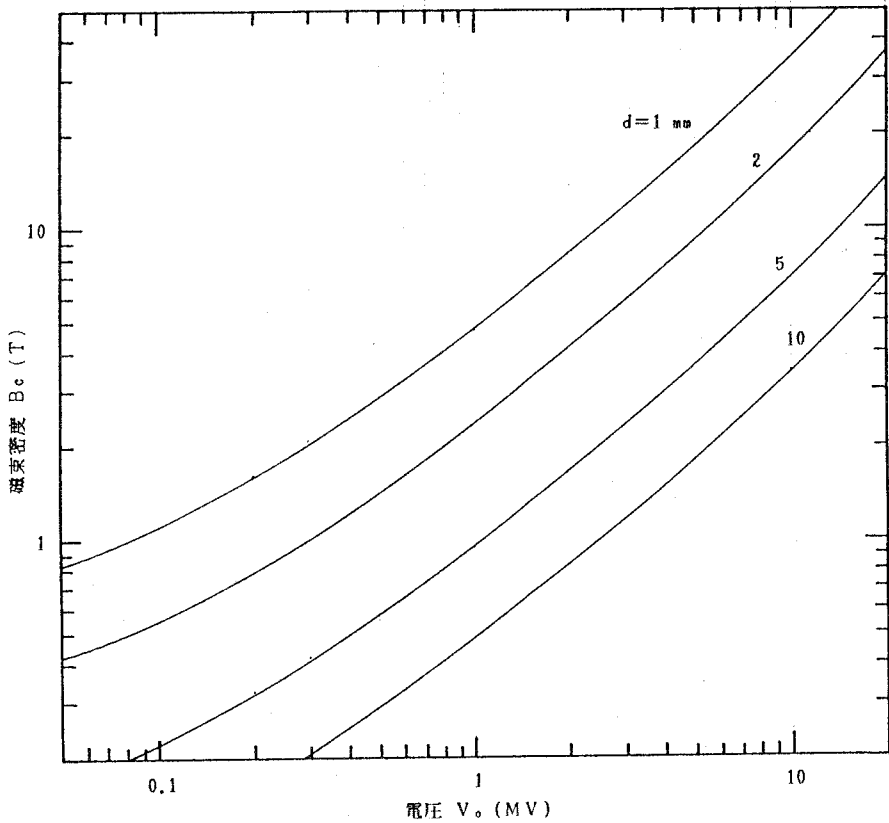
$\omega_c = eB/m_0$ はサイクロトロン周波数。また Z_* での電位は

$$V_* = \left(\frac{Z_*}{d} \right)^2 V_0 / \epsilon \quad (5-11)$$

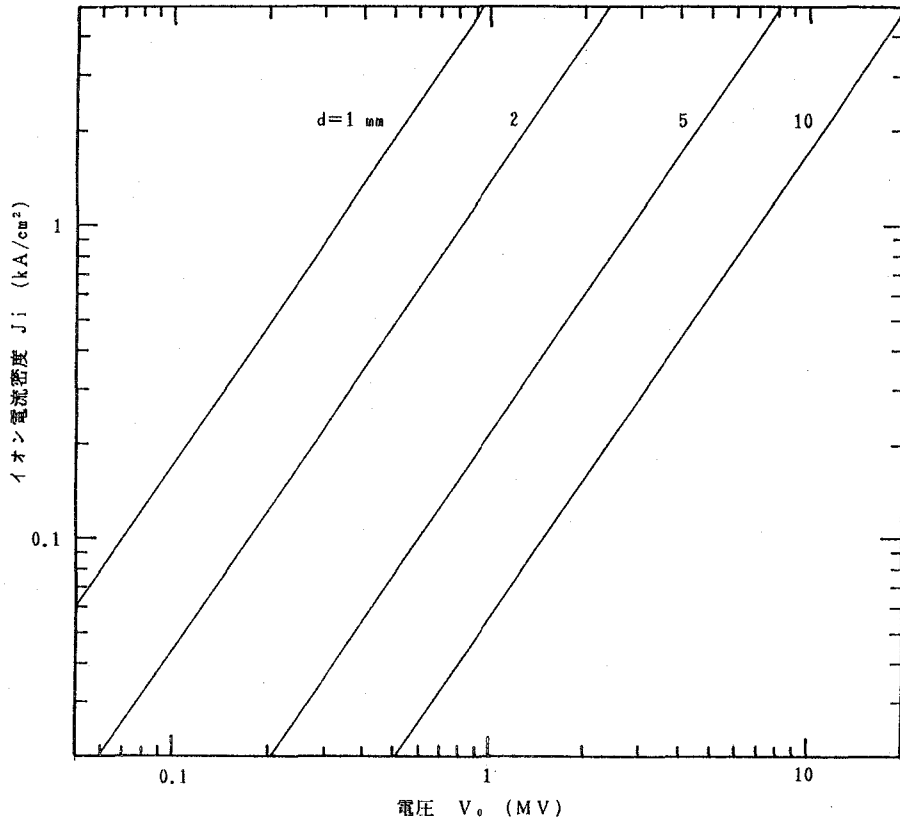
イオン電流密度は

$$J_i = \left(\frac{4 \epsilon_0}{9} \right) \left(\frac{2 Z e}{M} \right)^{\frac{1}{2}} (V_0 - V_*)^{\frac{3}{2}} (d - z_*)^{-2} \quad (5-12)$$

となる。第5-3図に電圧に対する B_c を、第5-4図に $\epsilon \ll 1$ (すなわち z_*/d



第5-3図 ダイオード電圧に対する絶縁臨界磁束密度



第5-4図 Child-Langmuir イオン電流

≪ 1) の場合の電圧に対する J_i を示す。

以上のことから、MIDでは、印加磁場を十分大きくすれば、ダイオード電流はイオン電流のみとなり、イオン発生効率が高いことがわかる。

5-3 励電Ⅲ号によるイオンダイオード実験

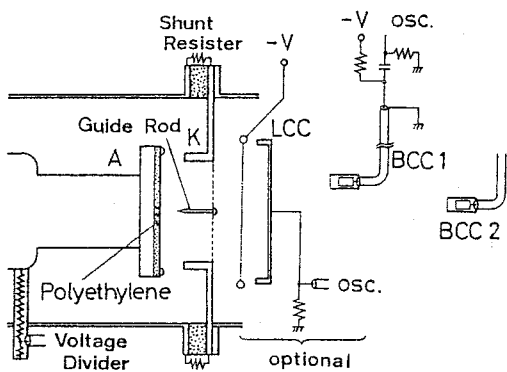
5-3-1 収束電子ビーム型イオンダイオード

実験では励電Ⅲ号のマルクス発生器充電極性を変えることにより、ダイオード部で内部導体陽極、外部導体陰極とした。第5-5図に用いたダイオードの概略及び測定器配置を示す。陽極表面は水素イオン源として、2mm厚のポリエチレンシート

を取り付けた。イオン源中央に、5 mm径の穴をあけ、陽極金属を露出することにより、REBピンチを安定化した。陰極は、外径80 mm、内径70 mmの真鍮円筒で、内側を通してイオンビームを引き出す。ダイオード間隙は、8.5 mmから23 mmまで変化させて実験した。陰極後面にステンレス製メッシュ（7.9ライン/cm、60%透過）を張り、REB収束用のガイドロッドを取り付けた。

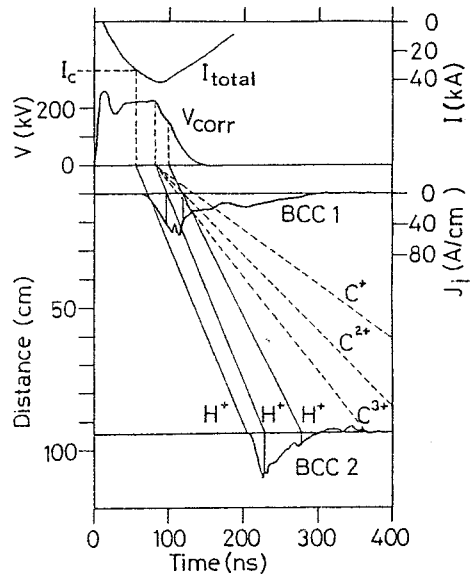
ガイドロッド先端は、陰極より5 mm突き出る。イオンビームの測定には、2チャンネルの小型バイアスチャージコレクター（BCC）⁽⁵⁾及び大型チャージコレクター（LCC）を用いた。

2チャンネルBCCは、陽極より10 cm及び94 cmの位置に置き、飛行時間法により、イオンエネルギーを求めた。第5-6図に2つのBCCからの信号を、ダイ



第5-5図

ピンチ電子ビーム型イオンダイオード



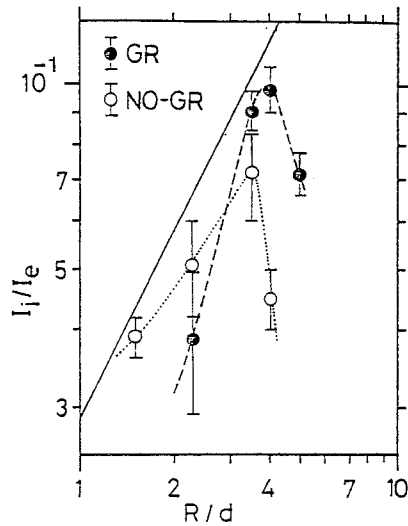
第5-6図

バイアスチャージコレクターによるイオンの飛行時間分析

オード電圧及び電流波形とともに示す。このショットではダイオードアスペクト比（ R/d ）は4で、ガイドロッドを用いている。図中で電圧波形より延した直線は、その時刻での電圧により加速されたと仮定したときの、水素及び炭素イオンの飛行時間を表わしている。これより、イオンビームの発生が電圧立上り後50 nsあたりから始まっていることがわかる。一方ダイオード電流はほぼこの時刻に収束臨界

電流式 (3-9) を超えており, REB ピンチの開始とともにイオンが発生している。

発生した全イオン電流 I_i は, LCC により測定した。メッシュの透過率で補正すると, ダイオード内で, 最大 5 kA のイオン電流が観測された。陽極面積を考えると, 平均イオン電流密度は 130 A/cm^2 であった。イオン電流密度は半径方向に分布を持ち, 軸付近で最大となっていた。ビーム発散角は軸付近で $\Delta \theta \lesssim 5^\circ$ であった。



第 5-7 図 ピンチ電子ビーム型イオンダイオードにおける I_i/I_e のダイオードアスペクト比 (R/d) 依存性

第 5-7 図にダイオードアスペクト比 (R/d) を変化させたときの, イオン電流と電子電流の比 I_i/I_e を示す。 I_i/I_e は, I_i 及びダイオード電流 I の測定から, $I_i/I_e = I_i / (I - I_i)$ を用いて計算した。図中の実線は (5-7) 式を用いた計算値である。アスペクト比が小さい領域では, I_i/I_e はほぼ R/d に比例している。この部分では比較的 (5-7) 式の計算と一致する。

ダイオード内で, 電子ビームピンチの初期には, 陰極より放出された電子が陽極をたたき, イオン源プラズマを生成する。強い陽極ダメージの観測される面積は, アスペクト比を小さくすると小さくなる。これは, ピンチ臨界電流の減少により, パルスの早い時間からピンチを形成し, ダメージが軸周辺にかぎられるからである。

第5-7図において、低いアスペクト比で、ガイドロッドを用いない方が I_i/I_e が大きい理由は次のように考えられる。同じダイオード電流で比較すると、ガイドロッドがある方がピンチ形成は早く、したがってピンチ領域以外はあまり陽極プラズマが生成されない。一方ガイドロッドのない場合は、ダイオード周辺部（大半径部）でもイオン源プラズマが生成され、イオン発生面積が広い。このようにイオン発生面積の相異が I_i/I_e の差となって表われている。

次にアスペクト比を大きくした場合は、ガイドロッドのある場合もない場合もある値を超えると I_i/I_e が減少はじめる。これは、ピンチ臨界電流の上昇により、REBが収束しなくなるためである。ガイドロッドがある場合の方がピンチは容易であるため、 $R/d \sim 4$ までREBピンチが観測された。このとき $I_i/I_e \sim 10^{-1}$ であり、イオン効率は $\eta_i = I_i / (I_e + I_i) \sim 9\%$ であった。

この効率の上限値は、パルスパワー装置のパラメーターに依存すると考えられる。

式(3-9) (5-7) 及びピンチ条件より

$$I_c = \frac{2 \pi \epsilon_0 m_0 c^3}{e} \beta r \frac{R}{d} \quad (3-9)$$

$$\frac{I_i}{I_e} = \left(\frac{2 m_0}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{r}{(r+1)^{\frac{1}{2}}} \frac{R}{d} \quad (5-7)$$

$$I = I_i + I_e > I_c$$

これに、ダイオードのインピーダンス

$$Z = \frac{V_0}{I} = \frac{(r-1) m_0 c^2}{e I} \quad (5-13)$$

を用いて、 (R/d) 及び I を消去すると

$$\frac{I_i}{I_e} < \frac{2 r (r-1)^{1/2}}{(r+1) Z} \quad (5-14)$$

ダイオードの最大イオン効率が電圧とインピーダンスのみで表わされる。⁽⁶⁾

励電Ⅲ号の実験では、 $r = 1.4$ 、 $Z = 5 \Omega$ であるから(5-14)式より I_i/I_e

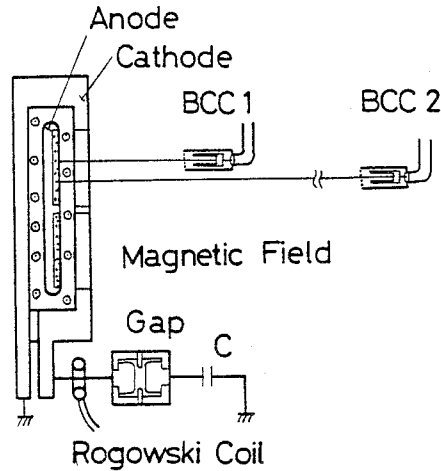
< 0.15 となり，実験で得られた値 $(I_i / I_e)_{\max} \sim 0.1$ とほぼ一致する。励電Ⅳ号では， $r = 3$ ， $Z = 1 \Omega$ で $I_i / I_e < 2.1$ イオン効率になおすと $\eta_i < 68\%$ 程度期待できる。

5-3-2 外磁場絶縁型イオンダイオード

外磁絶縁型イオンダイオード実験には2種のダイオードを用いた。一つは，1ターンコイルにより絶縁磁場を発生するレーストラック型MID，他方は，外磁場コイルを13ターンとし，強磁場印加を可能としたMIDである。

(1) レーストラック型 MID

MIDの基礎特性実験のため，レーストラック型MID⁽⁷⁾を試作した。第5-8

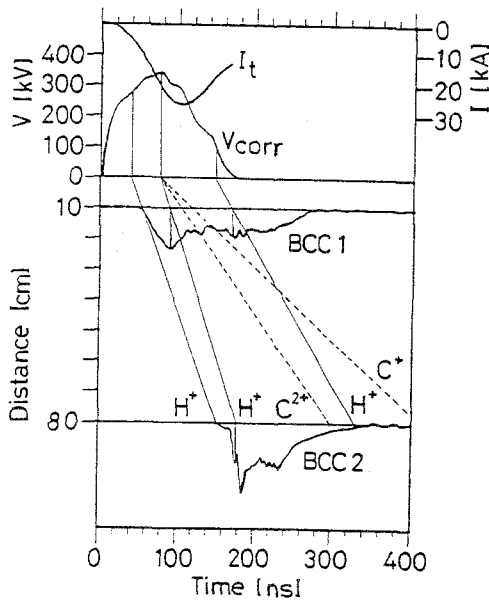


第5-8図 レーストラック型MID 概略図

図に概略図を示す。ダイオードは，陽極を取り囲んでレーストラック型の陰極がある。陰極自身は1ターンのコイルになっており，陽極表面に平行な磁場を発生する。コイルはギャップスイッチを介して，10kV，100 μ Fのコンデンサーにより電流が供給される。ダイオード間に，立上り16 μ sで最大7kGの磁場を印加できる。実験に用いたダイオード電圧， $V_0 = 300$ kV，ダイオードギャップ， $d = 8 \times 10^{-3}$ mより，臨界磁場式(5-8)は $B_c = 2.6$ kGと求まる。

陽極のイオン源としては，幅8mm，深さ2mmの溝の中にパラフィンをつめ，4mm

間隔で 0.5 mm 径の銅線を立てたものを用いた。銅線の上端はパラフィン表面とちょうど同じにし、また下端は溝の底で陽極と電氣的接觸をさせた。パルス的に印加する外磁場を陽極表面と平行にするには、外磁場が陽極にしみ込まないようにすればよい。磁場の浸透長は $\delta = \sqrt{\tau / \mu_0 \sigma}$ であり、電気伝導度 σ の大きい材料を用いればよい。ここではアルミニウムを用いた。 $\tau = 16 \mu\text{s}$, $\sigma = 3.6 \times 10^7 \text{ } \Omega/\text{m}$ より $\delta = 0.6 \text{ mm}$ である。

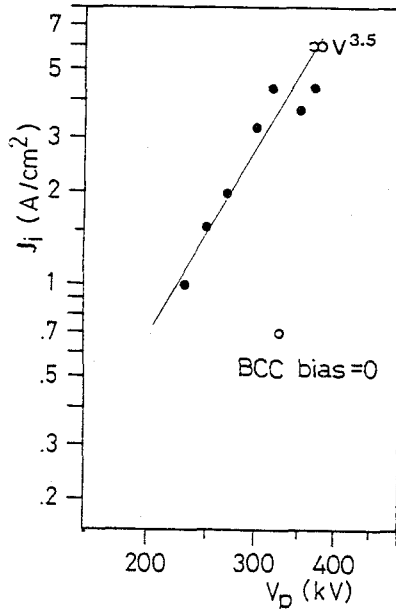


第 5 - 9 図 バイアスドチャージコレクターによる
イオン飛行時間解析

第 5 - 9 図に 2 チャンネル BCC によるイオン波形を示す。BCC は陽極より 10 cm と 80 cm の位置においた。同時に、インダクタンス分 (LdI/dt) を校正した電圧波形を示してある。図中の実線及び破線は、電圧波形での時刻にその電圧で加速されたと仮定したときの水素及び炭素イオンの飛行時間である。ダイオード電圧の立上りとイオン発生開始の開始の時間差は、陽極プラズマ生成時間で約 40 ns である。イオン発生開始時間から電圧ピークまでは、時間とともに電圧が上昇している。したがって、遅く発生したイオンの速度が速くなり、バンチングを引き起こす。チャージコレクター信号を見ると、遠方の BCC で立上りがするどくなっており、バンチン

グしたことがわかる。

陽極面から10cmの位置に置いたBCCにより計測したイオン電流密度をダイオード電圧に対してプロットしたものが第5-10図である。このとき絶縁磁場は3kG



第5-10図 ダイオード電圧に対する実測イオン電流密度

で一定とした。図中の黒丸は、チャージコレクターのバイアス電圧を-300Vとした測定値である。これは、400 keVの陽子と同じ速度で動く電流中和電子をはねかえすに十分な電圧である。白丸はこのバイアスを零とした場合で、黒丸との差が電流中和分である。この結果より、横磁場の存在にもかかわらず、電子はイオンを伴走し80%以上の電流中和がなされていることがわかる。

イオン電流密度の電圧依存性は、第5-10図の傾きより、 $J_i \propto V_0^{3.5}$ が得られている。

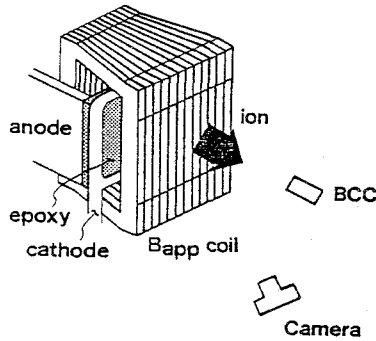
Childe-Langmuirの依存性 $J_i^{CL} \propto V_0^{1.5}$ に比べ電圧により強く依存している。イオン電流密度自身を比べると、 $V_0 = 350 \text{ kV}$ 、 $d = 8 \times 10^{-3} \text{ m}$ で $J_i^{CL} \sim 1.7 \text{ A/cm}^2$ であり実験値は $1/3$ 以下である。したがって、実験における J_i は空間電荷で制限されているのではなく、イオン源の密度によって制限されていると考えられる。一般にイオン源による引きだしイオン電流密度の制限値は⁽⁸⁾

$$\hat{J}_i = 0.4 en_i (2k T_e / m_i)^{1/2} \quad (\text{MKS}) \quad (5-15)$$

ここで m_i はイオン質量， n_i と T_e はイオン源でのイオン密度と電子温度である。イオンを水素イオンとし， $kT_e = 1\text{ eV}$ とすると，実験で得られた $J_i = 5\text{ A/cm}^2$ を得るには， $n_i = 6 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ となる。沿面放電による陽極プラズマがこの程度の密度となっているか，あるいは沿面放電の起こる面積が金属ピン周辺に限られて，平均電流密度が下がっていると考えられる。 $6 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の密度計測には，マイクロ波計測が必要となる。

(2) 強磁場型MID

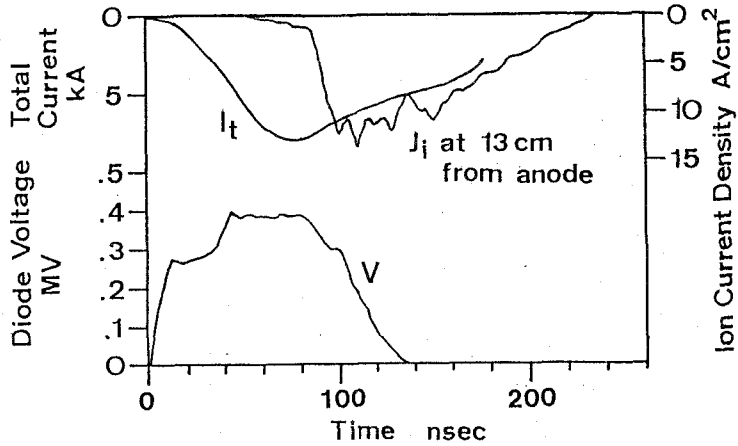
レーストラック型MIDでの実験結果をもとに，ダイオード電圧が高く，A-Kギャップを短くできる強磁場型MIDを試作した。第5-11図に概略図を示す。陽極-



東5-11図 強磁場型MID概略図

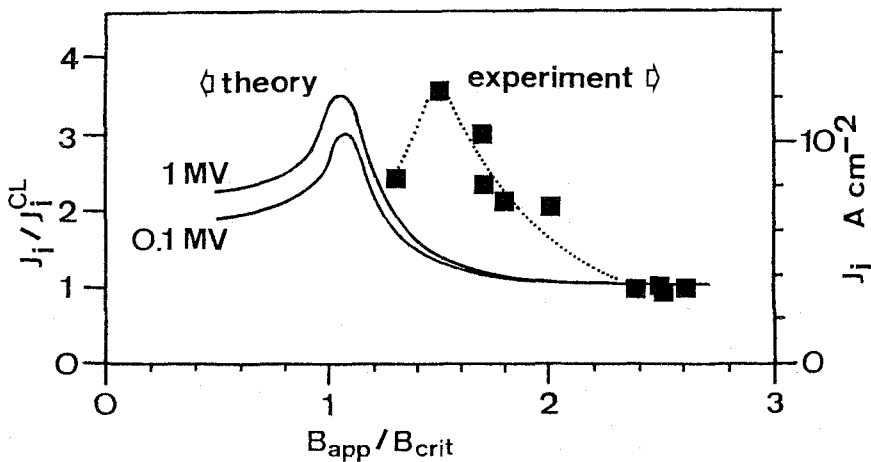
陰極ギャップ部をコイルが取り囲み，陽極はコイルの両側からフィードされている。陽極表面は7mm厚のエポキシ樹脂を取り付け， 1 cm^2 当りに1本の金属ピンがうめ込んでいる。陰極板はエポキシ面に対向し， $12\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ のアルミ板に $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ のイオン引き出し穴をあけたものである。A-Kギャップは陰極板の位置を調整することにより変化できる。磁場コイルは，陽極電極から2cm以上離れるようにして，13ターン巻いてある。コイル電流30kAで，ダイオードの中心部に16kGの磁場が発生できる。電源は10kJのコンデンサーバンクを用い，立上りは $60\text{ }\mu\text{s}$ であった。ダイオード内での磁場分布はピックアップコイルを用いて測定した。ダイオードの中心と端で1.3倍ほど磁速密度の差があった。

このダイオードの特徴的な電圧，電流，イオン電流密度波形を第5-12図に示す。



第5-12図 MID 電圧，電流，イオン電流密度波形

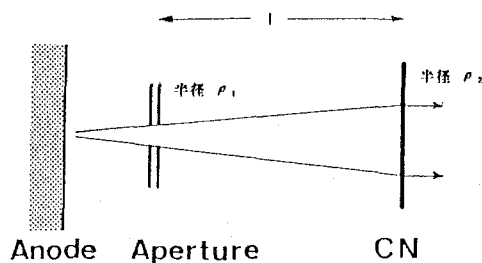
イオン電流密度は陽極表面から13cmの位置に置いたBCCより得られたものである。イオン電流の立上りは、イオンの飛行時間を考慮すると ($E = 400 \text{ keV}$ ，プロトンで 1.1 ns/cm)，電圧立上りより約40ns後である。そして約70ns後から急激なイオン電流密度の上昇が見られる。レーストラック型MIDの実験と同様に，このダイオードでもイオン電流密度は，ダイオード電圧に強く依存した。 $B_{\text{app}}/B_c \approx 1.5$ に保って電圧を変化させたとき， $J_i \propto V_0^{2.8}$ の依存性が得られた。⁽⁹⁾ B_{app}/B_c は，臨界磁場に対する実際に印加した磁場の比である。 B_c は電圧立上りより80ns後での電圧値を用いて計算した。



第5-13図 イオン電流密度の $B_{\text{app}}/B_{\text{crit}}$ 依存性

第5-13図に、印加磁場を変化させたときのイオン電流密度の変化を示す。ダイオード電圧が $400 \pm 20 \text{ kV}$ でのデータである。実験(■)では、イオン電流密度は $B_{\text{app}}/B_c \simeq 1.5$ で最大値を持ち、その値は B_{app}/B_c が大きい場合の約3倍となっている。このようなイオン電流密度のピークは、Bergeron⁽¹⁰⁾ によって理論的に示された、電子流によるダイオード内空間電荷の緩和によると考えられる。Bergeronの理論によって予測される値を電圧が 0.1 MV 及び 1 MV について第5-13図に示してある。理論計算によると B_{app}/B_c が大きい場合、 $J_i \simeq J_i^{\text{CL}}$ となっている実験パラメーターでは $J_i^{\text{CL}} \sim 50 \text{ A/cm}^2$ である。大きな B_{app}/B_c での実測値 $J_i \sim 3.5 \text{ A/cm}^2$ が J_i^{CL} と異なる理由は、次のように考えられる。陽極上のエポキシ樹脂表面で、沿面放電によりイオン放射領域が生成される。可視光積分写真で見ると、この沿面放電による発光は、均一でなく、金属ピンの周辺以外は弱い。イオン電流は陽極面から 13 cm の位置で測定しているため、イオン発生がない面積も平均されて、低い測定電流密度となっている。第5-13図で右側の軸は左に対して15倍拡大して、大きい B_{app}/B_c でのイオン電流密度を一致させてある。

以上の結果より、陽極沿面放電を強めて、イオン放射面積を増やせば、イオン電流密度は上昇すると考えられる。陽極エポキシにうめ込んだ金属ピン密度を3倍にして (1 cm^2 当り3本のピン) イオンを測定すると、 $V_0 = 400 \text{ kV}$ で 30 A/cm^2 のイオン電流密度が得られた。このことから、陽極での沿面放電は金属ピンによって起こり、陽極プラズマの明るく光っている面積の大きさによってイオン電流が制限されていることがわかる。



第5-14図 イオンビーム発散角の測定

第5-14図にイオンビームの発散角測定を示す。発散角は小孔のイオンによるシャドウ像を撮り、端のボケあるいは像の拡大度から計算される。イオンシャドウ像

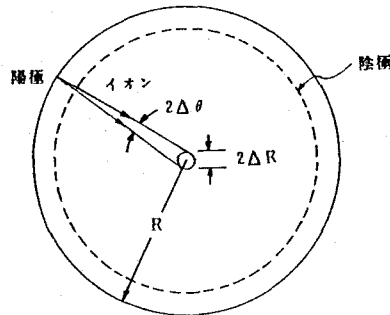
の記録には、ダメージ板，写真フィルム，感熱紙，核飛跡検出器等が用いられる。実験では，イオンビーム強度が低いため，核飛跡検出器（Kodak CN85）を用いた。これは，ニトロセルロースのフィルムで，イオン照射後，水酸化ナトリウム溶液でエッチングすることにより，核の飛跡が拡大され，光学的に観察することができるようになる。小孔の半径を ρ_1 ，イオンシャドウ像の半径を ρ_2 ，小孔から検出フィルムまでの距離を ℓ とすると発散角は

$$\Delta\theta = (\rho_2 - \rho_1) / \ell \quad [\text{rad}] \quad (5-16)$$

となる。強磁場型MIDでは $\Delta\theta \sim 2.9^\circ$ であった。

5-3-3 イオンダイオードの比較

イオンダイオードの特性は，特に慣性核融合応用を考えると，発生効率とビームの収束性で評価される。収束性の評価は次のようにできる。第5-15図のように球面上の陽極からイオンを発生して，幾何学的に収束させるとする。ビームの持つ発



第5-15図 収束特性の評価

散角により，一点に集中せず ΔR の収束径を持つとする。このとき，

$$\Delta R = R \Delta\theta$$

と表わされる。陽極上での電流密度を J_i とすると，半径 ΔR の球ターゲット上での電流密度は

$$J_T = \frac{4\pi R^2 J_i}{4\pi \Delta R^2} = \frac{J_i}{\Delta\theta^2} \equiv \beta_C \quad (5-17)$$

電流収束性は， β_C ($A/cm^2 \text{ rad}^2$) で評価できることになる。 β_C を電流輝度と呼ぶ。

同様にパワー輝度は

$$\beta_P = \frac{V_0 J_i}{\Delta \theta^2} \quad (5-18)$$

となる。 β は $W/cm^2 \text{ rad}^2$ の単位。

第5-1表 PEBDとMIDの比較

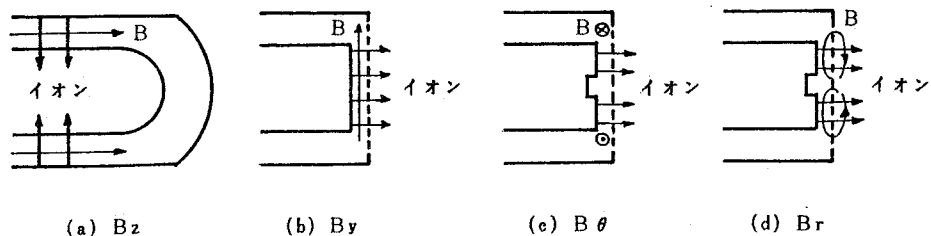
	I_i (kA)	J_i (A/cm ²)	η_i (%)	$\Delta \theta$	β_c (kA/cm ² rad ²)	その他
PEBD	5	130	10	<5°	17	低インピーダンス 装置に適す
MID	3	30	30~40	~2.9°	12	

第5-1表に実験で得られた2種のイオンダイオードの特性を示す。効率はMIDが高く、収束性（電流輝度）はPEBDの方がよいことがわかる。しかしながら、MIDはダイオードインピーダンスが高く、電圧が高いところでの結果であること、及びPEBDは、低インピーダンス、高電圧で動作する方が効率が高くなること式(5-14)を考慮すると、励電Ⅳ号には、PEBDが適すると考えられる。

ダイオードの他の特性では、PEBDは自己磁場により電子電流を抑制するため、構造が簡単であるが、電子の流れを外部から制御しないため、ダイオード構成上で自由度が少ない。また電子ビームのピンチが起こるため、陽極上での電子密度は場所によって異なり、均一なイオンビーム発生は困難である。

一方MIDではほぼ逆のことが言える。外磁場により電子電流を抑制するため、必ず磁場コイルと電源系が必要であり、構造が複雑となる。しかし、各種の磁場配位が考えられ、目的にあわせて、構造を選ぶことができる。主な磁場配位として、第5-16図のように、 B_z, B_y, B_θ, B_r 型が考えられる。

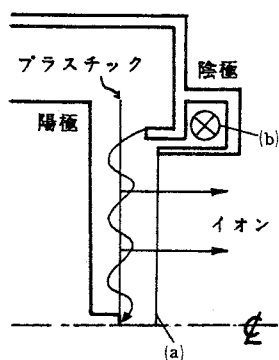
自己磁場を用いた、PEBD以外のイオンダイオードもいくつか提案されており、(11-14) 実験的に特性を調べる必要がある。(付録E)



第5-16図 各種磁場絶縁イオンダイオード

5-4 励電Ⅳ号によるイオンダイオード実験

励電Ⅳ号（1 MV，1 Ω）でのイオンダイオード実験には，収束電子ビーム型イオンダイオード（PEBD）の改良型である収束反射型イオンダイオード（PRD）⁽⁵⁾を用いた。概略図を第5-17図に示す。電子は，陽極上のイオン源フィルムを通り



第5-17図 収束反射型イオンダイオード

ぬけ，自己磁場によって再びダイオード内に返る。これをくりかえして軸上に収束する。同時に陽極プラズマを生成することになる。

大強度イオンビームの計測法は確立されておらず，本節では計測法の開発，ビームの発生と収束，発散角の計測について述べる。

5-4-1 イオンビーム計測法の開発

イオンビームの計測を困難にしている特徴として次のようなものがある。

①イオンビームは、軽くて移動度の大きい電子によって容易に電荷・電流中和される。

②電流密度が大きく、物質中での飛程は小さいため、測定器表面をプラズマ化あるいは蒸発させる。

このようなイオンビーム計測のため、第5-2節でも示したバイアスドチャージコレクター法(BCC)、中和化電流測定法、核活性化法等がある。⁽⁶⁾中和化電流測定法は、第5-17図のように、ダイオード直後電流中和化の薄膜に(a)を設け、ここから放出される中和化電子の電流量をログスキーコイル(b)等で測定することにより、イオンビーム電流を知る方法である。核活性化法は、発生イオン核と適当なターゲット核との核反応を利用した計測で、核反応断面積が既知であるから、イオン照射により活性化したターゲット核の崩壊数を計数することにより、入射イオン数が求められる。第5-2表に、水素イオン(プロトン)ビームに用いられる核活性化法

第5-2表 陽子ビーム計測に用いられる核活性化反応

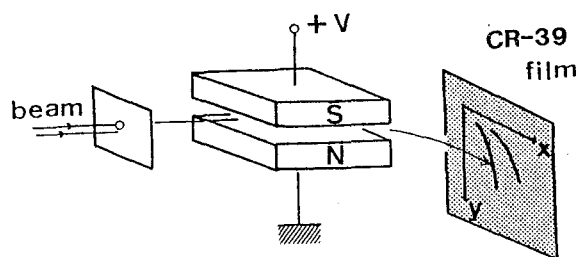
ターゲット	反応	崩壊型	半減期	使用可能エネルギー
^{10}B	$^{10}\text{B}(p, \gamma)^{11}\text{C}$	$^{11}\text{C}(\beta^-)^{11}\text{B}$	20.4 分	$E_p \geq 1.145 \text{ MeV}$
^{12}C	$^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$	$^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$	9.96 分	$E_p \geq 457 \text{ keV}$
^{14}N	$^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{N}$	$^{15}\text{O}(\beta^+)^{15}\text{N}$	122 秒	$E_p \geq 277 \text{ keV}$

ターゲットとその反応を示す。

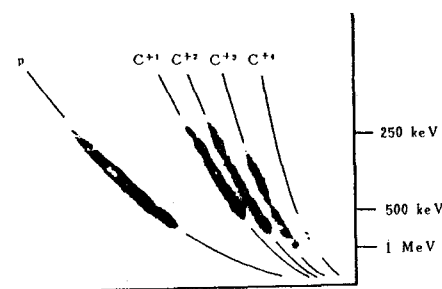
以下にイオンビーム計測のために開発した手法を示す。

(1) Thomson パラボラによるイオン種計測

励電Ⅲ号ではイオン種及びエネルギーの計測は主にBCCによる飛行時間法を用いて測定した。励電Ⅳ号では新たに、Thomson パラボラ法による計測を行なった。第5-18図に測定配置を示す。イオン発生が発散角を持った面からの発生であるため、2コのピンホールによりビームをコリメートする。イオンは偏向電極部の電界E、及び磁界Bにより曲げられ、核飛跡検出器(CR-39)上に記録される。このとき電界方向(Y軸)には Z_i / E_i (Z_i はイオンの荷電数、 E_i はイオンエネルギー)



$$y = \text{Const} \cdot (A/z) x^2$$



第5-18図 トムソンパラボラによるイオン計測

ギー) に比例して偏向し、磁界と直角方向 (X 軸) には、 $Z_i / \sqrt{A_i E_i}$ (A_i はイオン質量数) に比例して偏向される。したがって検出器上には、 $Y = K (A_i / Z_i) X^2$ で表わされる放物線状のトレースを作る。イオンの A_i / Z_i が異なると、それぞれ異なった放物線上に集まるため、イオン種の分離ができる。第5-18図の測定例では、陽子及び $C^+ - C^{4+}$ が観測されている。飛跡検出に用いた CR-39

(allyl diglycol carbonate の商標名) は、陽子に対する感度の高い固体飛跡検出器で^(17,18)、CN 85 で直接観測できない 100 keV 以上の陽子でもフィルターなしで観測できる。飛跡のエッチングには、6.25 規定の水酸化ナトリウム溶液を用いた。エッチング時間は、測定イオンエネルギー及び密度で異なるが、70 °C で 2 ~ 16 時間行なった。

(2) α 粒子ピンホールカメラ⁽¹⁹⁾

イオンビームの収束像を測定するために α 粒子ピンホールカメラを開発した。イ

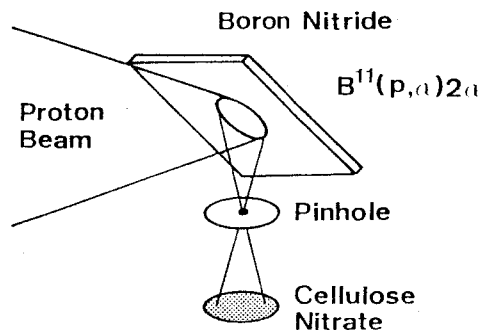
オンビームによるターゲットでの核反応を利用するが、核活性化法と異なり、即発粒子反応を用いる。このため、収束ビームのようなエネルギー密度の高い場合に起こるターゲット表面のプラズマ化、蒸発等は計測の障害とはならない。

第5-3表 陽子ビームによる即発 α 粒子核反応

Reactions	Q (MeV)	σ (mb/sr) ($\theta_{lab} = 90^\circ$)	E (MeV)	ξ (%)
${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$	4.02	12	0.64	7.5
${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$	17.35	0.4	1.0	92.5
${}^9\text{Be}(p,\alpha){}^6\text{Li}$	2.13	21	0.83	100
${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$	7.15	12	0.88	100
${}^{10}\text{B}(p,\alpha){}^7\text{Be}$	1.15	1.8	1.5	18.7
${}^{11}\text{B}(p,\alpha){}^8\text{Be}^*$	5.65	83	0.62	81.3
${}^{11}\text{B}(p,\alpha_n){}^8\text{Be}$	8.59	0.8	1.73	81.3
${}^{14}\text{N}(d,\alpha){}^{12}\text{C}^*$	9.15	1.4	1.1	99.6
${}^{15}\text{N}(p,\alpha){}^{12}\text{C}^*$	0.54	95	0.9	0.4
${}^{18}\text{O}(p,\alpha){}^{15}\text{N}$	3.98	95($\theta_{lab} = 150^\circ$)	0.63	0.2
${}^{19}\text{F}(p,\alpha){}^{16}\text{O}$	1.99	42	0.87	100

ξ : Isotopic abundance of target nuclei.

第5-3表に、陽子ビームによる即発の粒子発生核反応を示す。実験では、 ${}^{11}\text{B}$ (p, α) ${}^8\text{Be}$ (2α)を用いた。これは比較的低エネルギー ($E_p = 624 \text{ keV}$) に共鳴反応 (半値巾 $\Gamma \sim 300 \text{ keV}$) を持ち、発生する α 粒子エネルギーも 4 MeV 程度と高いためである。また ${}^{11}\text{B}$ の同位体存在比も 81.3% と多くある。 ${}^8\text{Be}$ の寿命は非常に短かく (基底準位の ${}^8\text{Be}^g$ で 10^{-16} sec , 2.9 MeV の励起準位 ${}^8\text{Be}^*$ は 10^{-21} sec) すぐに2つの α 粒子に崩解する。したがって、合計3つの α 粒子は陽子の衝突と同時に発生すると考えてよい。ターゲットとして窒化硼素 (BN) を用いる場合、 ${}^{10}\text{B}(p, \alpha){}^7\text{Be}$, ${}^{14}\text{N}(d, \alpha){}^{12}\text{C}^*$ 及び ${}^{15}\text{N}(p, \alpha){}^{12}\text{C}^*$ が同時に起こる。しかしながら、これらの影響は ${}^{11}\text{B}-p$ 反応に対して 1% 以下であり問題としない。



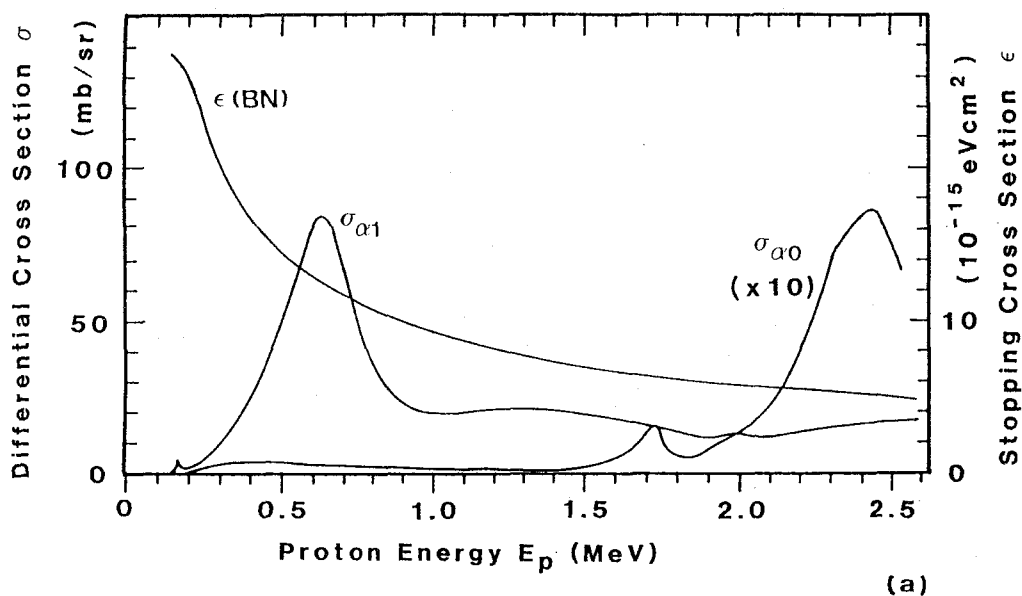
第5-19図 α 粒子ピンホールカメラによる陽子ビーム収束像の計測

第5-19図に α ピンホールカメラによる陽子ビーム収束像計測の配置を示す。収束した陽子ビームは、窒化硼素ターゲット上で核反応を起こし α 粒子を発生する。 α 粒子像はピンホール：核飛跡検出器の組み合わせで記録される。この計測では、散乱陽子はノイズとなるため、陽子に感度の低いニトロセルロースフィルムCN 85を飛跡検出器として用いた。エッチングは、2.5規定NaOH中で、60°C、15分間行なった。 α 粒子の感度は、エッチング比 $V_p/V_b > 3$ (V_p, V_b は飛跡部及びそれ以外の部分のエッチング速度)を得るエネルギーを考えると7 MeV以上が測定可能である。⁽²⁾

$^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ 反応において、入射陽子のエネルギーを E_p 、 α 粒子の放出角度を θ とすると、反応の微分生成率は

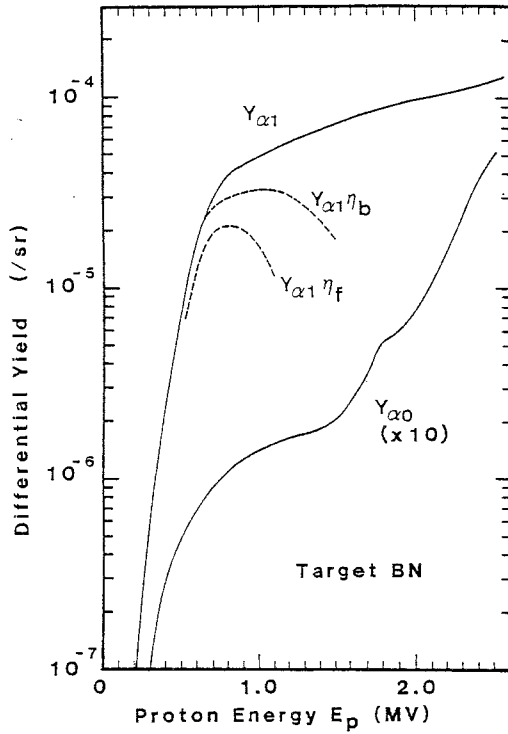
$$\begin{aligned}
 Y_R(E_p, \theta) &= \xi(^{11}\text{B})n \int_0^{E_p} \frac{\sigma(E, \theta)}{|dE/dx|} dE \\
 &= \xi(^{11}\text{B}) \int_0^{E_p} \frac{\sigma(E, \theta)}{\epsilon(E)} dE \quad (5-19)
 \end{aligned}$$

ここで $\xi(^{11}\text{B})$ は ^{11}B の同位体存在比、 $\sigma(E, \theta)$ は陽子エネルギー E に対する微分反応断面積、 $\epsilon(E) = (1/n) dE/dx$ は陽子の窒化硼素中での停止断

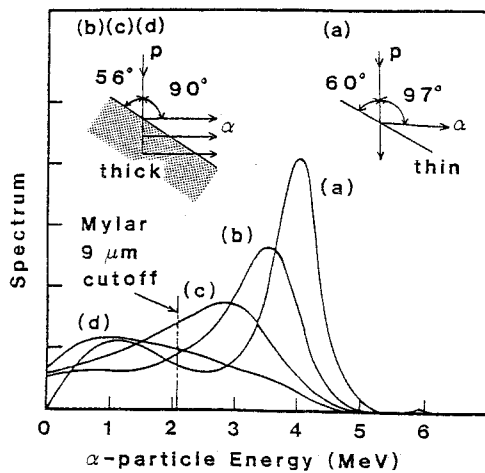


第5-20図 $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ 反応断面積 σ 及び陽子のBN中での衝突断面積

面積， n は硼素の数密度である。第5-20図に $\sigma(E_p, 90^\circ)$ 及び $\varepsilon(E_p)$ を示す。 $\theta = 90^\circ$ は実験に用いた，実験室系での角度である。第5-21図に， ^{11}B



第5-21図 $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ 反応生成率



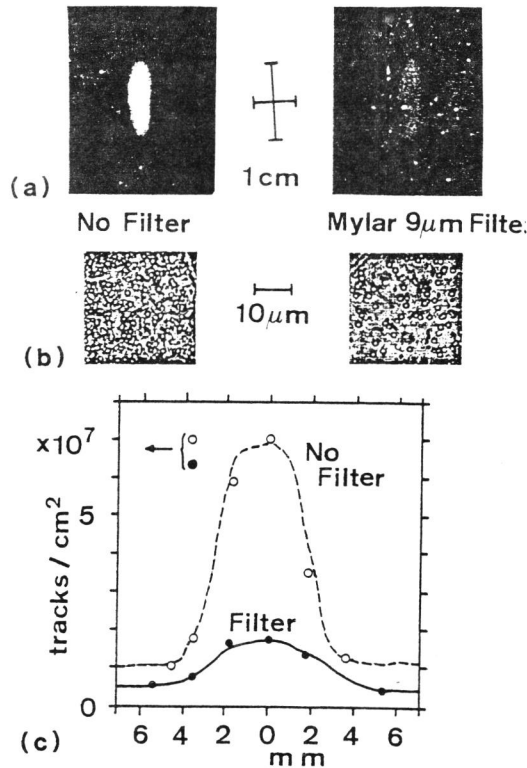
第5-22図 $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ 反応の α スペクトル

(p, α_0) $^{11}\text{B}_e^g$ 及び $^{11}\text{B} (p, \alpha_1) ^8\text{B}_e^*$ (2.9 MeV) に対する微分生成率を示す。第5-22図は、発生する α 粒子のエネルギースペクトルを示す。(a)は陽子エネルギー $E_p = 0.7$ MeVで薄いターゲットを照射した場合のスペクトルである。(b)(c)(d)はそれぞれ、 $E_p = 0.7, 0.9, 1.1$ MeVを照射したとき、実験に用いたパラメーターで観測される α 粒子スペクトラムの計算値である。

CN 85上に記録される α 粒子飛跡の密度 D_α は、入射プロトン面密度 N_p と次のような関係をもつ

$$D_\alpha = 3 Y_R (E_p, \theta) \Omega \eta N_p K \quad (5-20)$$

ここで Ω はBNターゲットから見たピンホールの立体角、 K はBNターゲット上での α 粒子発生面積 A_{BN} とCN 85上でのその像の面積 A_{CN} の比 A_{BN}/A_{CN} 、 η は、 $p - ^{11}\text{B}$ 反応によって発生する α 粒子のうち測定される効率を α 粒子のエネルギー分布全体にわたって平均したもので、 α 粒子のBN中での吸収及びピンホールカメラでのフィルターの効果を含む。最初の係数3は、1反応で3コの α 粒子が発生することによる。第5-21図に示した破線はフィルターを用いない場合 ($Y_{\alpha_1} \eta_b$)



第5-23図 α 粒子ピンホールカメラ像

及び9 μm 厚のマイラーをフィルターとして用いた場合 ($Y_{\alpha 1} \eta_f$) の $Y_R (E_P, 90^\circ)$ η の計算値を示す。

第5-23図に、 α ピンホールカメラによる測定結果を示す。使用したピンホール径は1 mmである。同図(a)はフィルターなしと9 μm マイラーフィルターの場合の α 粒子像である。(b)はそれぞれの顕微鏡写真で、倍率1000倍である。フィルターなしでは、 α 粒子の飛跡以外にも粒子飛跡(低エネルギーの散乱陽子等)が観測される。これらの飛跡を α 粒子によるものと識別するのが困難なため、入射陽子数の計算にはフィルター付きピンホールカメラのデータを用いた。第5-23図(c)に α 粒子飛跡の数密度計数結果(黒丸及び白丸)を示す。各点は、100 $\mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ の領域を計数して毎 cm^2 単位に換算したものである。フィルターありのデータで、ピークの α 粒子密度は、 $D_\alpha = 1.3 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ である。イオンダイオードで発生した陽子はダイオード電圧 V_0 まで加速されていると仮定し、イオン電流はダイオード電流 I に比例しているとする、(核反応生成率) \times (検出効率) = $Y \eta$ で加重平均した陽子エネルギーは

$$\bar{E}_P = \frac{\int_{t_1}^{t_2} I(t) Y_R(V_0(t)) \eta(V_0(t)) V_0(t) dt}{\int_{t_1}^{t_2} I(t) Y_R(V_0(t)) dt} \quad (5-21)$$

ここで、 $t = t_1$ はダイオード電流がピンチの臨界電流を超えた時刻、 $t = t_2$ はダイオードパルスの終りの時刻である。第5-23図のショットでは、フィルター付ピンホールカメラに対して ($Y_R \eta_f$ を用いて) $\bar{E}_P = 0.8 \text{ MeV}$ であった。 $D_\alpha = 1.3 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ 、 $K = 1.77$ 、 $\Omega = 3.1 \times 10^{-4} \text{ sr}$ 、 $Y_R(0.8 \text{ MeV}) \times \eta_f(0.8 \text{ MeV}) = 2.1 \times 10^{-5} \text{ sr}^{-1}$ を(5-20)式に代入すると、ターゲット上での陽子の面密度は $N_P = 3.7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ となる。これは、30nsパルスとするとイオン電流密度 $J_i = 2.0 \text{ kA/cm}^2$ に相当する。

(3)中性子計測

イオンビームの計測に中性子発生核反応を用いる方法で、重水素ビームの場合有効である。⁽²²⁾ しかし陽子ビームにも自然同位体存在比 ($\xi = 1.5 \times 10^{-4}$) で重水素が含まれる。これを利用して陽子ビーム電流量を測定することができる。陽子

ビーム電流を I_p とすると、ダイオードでの空間電荷制限電流を考えると、重水素電流は

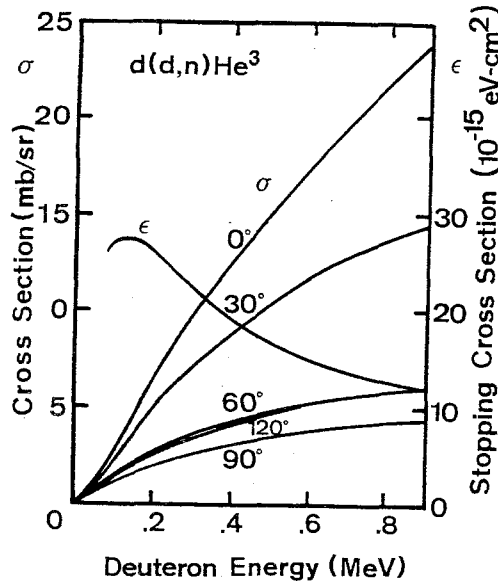
$$I_d = (\xi / \sqrt{2}) I_p \quad (5-22)$$

ここで $\sqrt{2}$ は重水素の質量が陽子の 2 倍あるためつく係数である。このような重水素ビームを重水素ターゲット（例えば、重水素ポリエチレン）に入射すると、 d

$(d, n)^3\text{He}$ 反応により中性子が発生する。中性子発生の時関変化は、

$$Y_n(t_n, \theta_n) = I_d(t) \int_0^{E_d(t)} \sigma(E, \theta_n) / \epsilon(E) dE \quad (5-23)$$

ここで $t_n = t + (l_n / v_n) + (l_d / v_d)$ は中性子が測定された時間、 l_n は中性子の飛行距離、 v_n は中性子速度、 l_d は重水素の飛行距離で、イオンダイオードの陽極よりターゲットまでの距離、 $E_d = m_d v_d^2 / 2$ は入射重水素のエネルギー、 σ は $d(d, n)^3\text{He}$ 反応の断面積、 ϵ は重水素のターゲット中での停止断面積である。 σ 及び重水素ポリエチレンターゲット中での重水素の ϵ を第 5-24 図に示す。



第 5-24 図 $d(d, n)^3\text{He}$ 反応断面積及び重水素ポリエチレン中での重水素ビームの停止断面積

上述の核反応により発生した中性子はターゲットから l_n の位置にある中性子検

出器で測定される。検出器としては，シンチレーターと光電子増倍管の組み合わせを用いた。検出器の出力は，

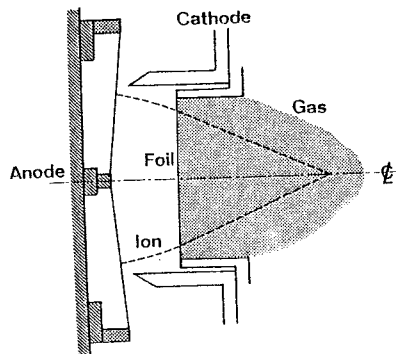
$$R_n(t_n) = \Omega \eta_n P Y_n(t_n) \quad (5-24)$$

ここで Ω はターゲットから見たシンチレーターの立体角， η_n は中性子検出効率， P は中性子に対する検出器のパルス高応答。 η_n 及び P は中性子のエネルギーによって変化し単純には求まらない。定性的には， η_n はシンチレーター内での中性子と陽子の衝突断面積に依存し， P は反跳した陽子のエネルギーに依存する。今対象とするエネルギー領域では($2 < E_n < 4\text{MeV}$)，入射中性子のエネルギーが上昇すると前者は減少し，後者は増大する。したがって両者の効果は打ち消し合い，積 $\eta_n \times P$ はエネルギーに対してあまり依存しない。実験に用いた中性子検出器は， $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ からの中性子を用いて校正し， $\eta_n \times P$ を求めた。

$R_n(t_n)$ を測定することにより，(5-22) - (5-24)を用いて陽子ビームの電流 I_p を求めることができる。このとき， l_n/v_n 及び l_d/v_d の時間変化はイオンパルス幅に比べ小さくしておく必要がある。

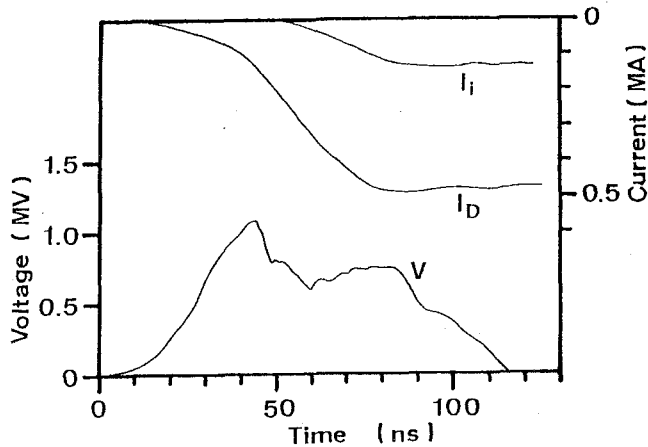
実験では，中性子検出器を2台用いた。1台はビーム軸から 10° の角度で4mの位置に，もう1台は 18° の角度で2.1mの位置に置いた。イオンダイオードは，大量の高エネルギーX線も発生し，これが直接シンチレーターに入射すると光電子増倍管の飽和を引き起こし，中性子到達時には感度が低下する。高エネルギーX線防止のため，中性子検出器は鉛でシールドした。検出効率には，この鉛での減衰も考慮している。

5-4-2 イオンビームの発生と収束



第5-25図 励電Ⅳ号収束反射型ダイオード

第5-25図に平板及び収束型ダイオードの形状を示す。陽極は平板型ではポリエチレン，マイラー，ポリスチレンを用いた。収束型ではマイラー100 μm 厚を用いた。陰極は直径14cmで陽極対向側を45°のエッジとした。A-K間隔は10-15mmで動作した。第5-26図に平板型ダイオードの電圧，電流，イオン電流波形を示す。



第5-26図 収束反射型イオンダイオード電圧・電流・イオン電流波形

ダイオードアスペクト比は7，イオン源としてマイラー100 μm 厚を用いた結果である。イオン電流 I_i はダイオード電流 I_D より約40ns遅れて発生している。ピークイオン電流130kA，効率26%が得られている。(5-7)式より効率を計算すると， $r=2.4$ ， $R/d=7$ ，イオンはすべて陽子と仮定して $\eta_i=23\%$ となり，実験結果とよく一致している。さらに効率を上昇するには R/d を大きくする必要がある。実験での制限は，ダイオード間のプラズマ膨張による短絡を防ぐため d を小さくできないことである。小口径ダイオードを用いて，自己磁場によるプラズマの押え込みを強め，また電圧波の立上りを急峻にすることにより， d を小さくすることは可能である。

陽極でのイオン電流密度は，陰極直後にバイアスチャージコレクターを並べることにより測定した。ダイオード軸上で 1.6 kA/cm^2 ，周辺部では $1/3$ 程度に下がっており，半径に依存している。平均で 0.8 kA/cm^2 であった。

平板型で小口径(陰極直径50mm)ダイオードを用いると，全イオン電流はほぼ等しく，平均イオン電流密度 $J_i=6.5\text{ kA/cm}^2$ が得られた。

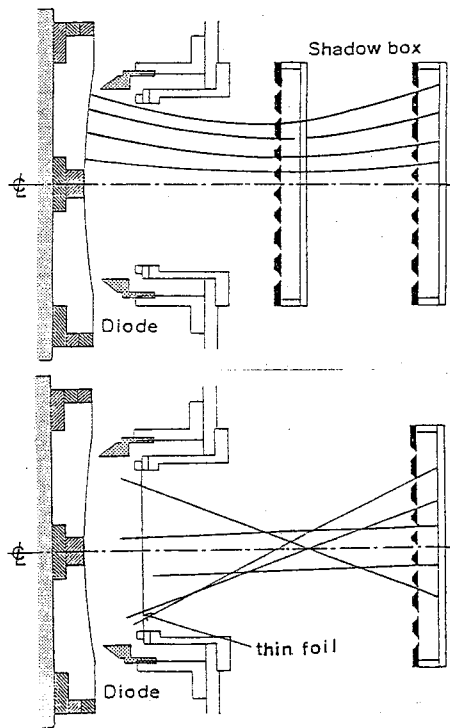
発生したイオンビームのイオン種，エネルギーは，Thomson パラボラエネルギーアナライザーを用いて計測した。アナライザーは，入射イオン数を下げるために，陽極面から，約50cm後方に配置した。イオン飛行路中には1 mm径のピンホールを2個挿入してコリメートし，イオントレースの幅を制限した。特徴的なThomson パラボラによるイオントレースは第5-18図に示してある。観測されている陽子， C^{4+} C^{3+} のうち，陽子と C^{4+} の最大 E/Z はほぼ等しいが $C^{3+} \sim C^{4+}$ は価数が下るほど大きい E/Z となっている。（ E/Z はイオンエネルギーをイオンの荷数で割ったもの）しかしこの最大点をつなぐとほぼ原点を通る直線上に乗っていることがわかる。これは， E/Z は異なるが， E はほぼ等しいということで，イオンは C^{4+} の状態です，ダイオード内で加速され，Thomson パラボラ分析器まで飛行する間に再結合により $C^{3+} \sim C^{4+}$ までのイオンが生成されたことを意味する。イオン発生領域の密度は比較的低いため，コロナモデルが適用できるとすると，そこでのイオンの平均荷電数は近似的に次のように表わされる。(23)

$$\bar{Z}_i = 26 \left[\frac{T_e}{1 + (26/Z_n)^2 T_e} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5-25)$$

ここで \bar{Z}_i ， Z_n はイオン平均荷電数と原子番号， T_e 電子温度でkeV単位である。 $Z_n = 6$ ， $\bar{Z}_i \leq 4$ とすると， $T_e \leq 40\text{eV}$ となる。

イオンビームの収束は，第5-25図のように，球面状陽極イオン源を用いた幾何学的収束で行なった。幾何学的収束には，イオンビームの電荷中和が必須である。電荷中和は，高移動度の電子で行なわれるため，十分な密度の電子放出源が必要である。収束イオン軌道は，ピンホール列とダメージ板を組み合わせたシャドウボックスを用いた。第5-27図に，中和化用の薄膜を用いた場合と，用いない場合のイオン軌道の測定結果を示す。中和化薄膜には0.5 μm 厚のプラスチック膜 (Poly-vinylformal)を用いた。中和化膜のない場合(a)，シャドウボックスの位置を変えた軌道測定の結果から，イオンはある程度収束した後，空間電荷により反発していることがわかる。中和化膜を用いることにより，イオン軌道はほぼ直線的となり，電荷は99%以上中和化されていると計算された。

収束したイオンビームの収束像，及び収束電流密度は， α 粒子ピンホールカメラ(5-4-1の(2))，収束イオン電流密度は，自然同位体存在比によるd-d中性



第5-27図 中和化フォイルによるイオンビームの電荷
中和化と弾道的収束(a)フォイルなし(b)フォイルあり

子計測（5-4-1の(3)）を用いて測定した。最大イオン収束電流密度， $J_i = 40$ kA/cm^2 ，収束パワー密度 $2 \times 10^{10} \text{ W}/\text{cm}^2$ が得られた。

実験での収束性を制限するものとして以下の要因が考えられる。

- ①電荷の非中和分による空間電荷
- ②ダイオードの収差
- ③自己磁場による偏向とその時間変化。
- ④ビームの発散角

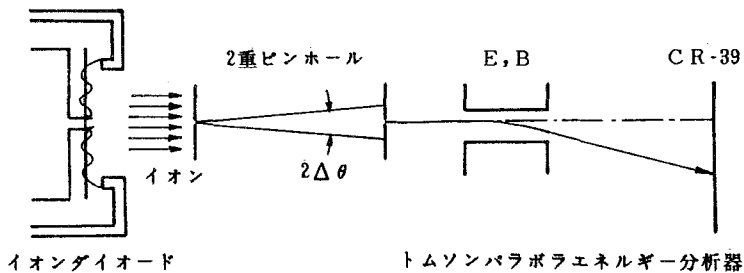
このうち①は中和化プラズマあるいは低圧ガスの導入で，②はダイオードの形状設計により低減できる。③は本質的な問題で，自己磁場による電子絶縁を行なった場合，かならず起こる。しかし磁場の効果は，計算により求まるため，最適設計は可能である。次節では④のビーム発散角について調べた結果を示す。

5-4-3 ビーム発散角の測定

ビーム発散角の測定は、シャドウボックスを陰極直後に配置して行なった。発散角の計算は励電Ⅲ号での測定と同様である。(式5-16) 励電Ⅳ号での実験では、イオン電流密度が高く、飛跡検出器では、飽和してしまうため、アルミニウム板100 μm厚のものをダメージ板として用いた。観測されたダメージは、ダイオードの半径方向(r)には長く、方位角方向(θ)にはピンホールより小し大きめであった。これは、励電Ⅳ号では、ダイオード電流が0から600 kA程度まで時間変化することにより、磁場偏向角が変化し、半径方向にダメージが流れるからである。したがってここでは、発散角として、方位角方向の発散角 $\Delta\theta_\theta$ を用いる。なを、 $\Delta\theta_r$ は磁場による偏向の計算値とよく一致する。

$\Delta\theta_\theta$ は、ダイオード電流が600 kAのとき、ダイオード中心部で6°、陰極の近傍で1°であった。電流密度で荷重平均した発散角は平均イオン電流密度5.5 kA/cm²で、 $\Delta\theta_\theta \sim 3.0^\circ$ であった。

イオンビーム発散角のダイオード電流依存性及びイオン種依存性を知るため、ダイオード電流を変化させて、二重ピンホールThomsonパラボラ分析器でイオン測定を行なった。第5-28図に原理図を示す。電荷中和したイオンビームを最初のピ

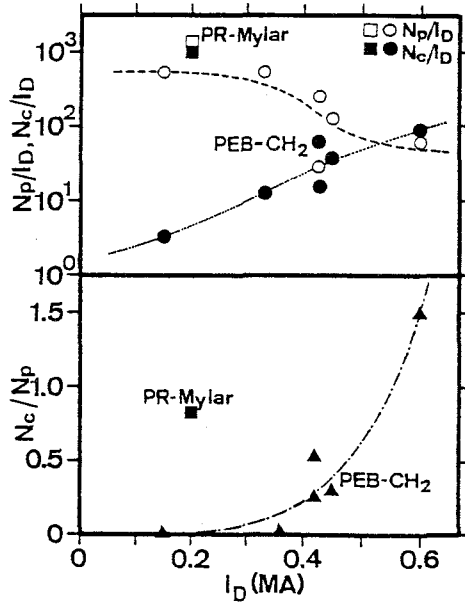


第5-28図 二重ピンホール付トムソンパラボラによるイオンビームの計測

ンホールに入射する。ピンホールを通過したイオンは $2\Delta\theta$ で拡がりながら、第2ピンホールへ向う。したがって、第2ピンホールを通過してThomsonパラボラで計測されるイオン数 N_i は

$$N_i \propto \frac{N_{oi}}{(\Delta\theta_i)^2} \quad (5-26)$$

となる。ここで N_{oi} は入射イオン数。



第5-29図 2重ピンホールトムソンパラボラによるイオン計測結果， N_p, N_c は $E/Z = 500 \sim 600$ keVで観測された陽子及び炭素イオンの数

第5-29図に測定結果を示す。 N_p 及び N_c は、エネルギー $E/Z = 500 \sim 600$ keVのイオンによる飛跡を顕微鏡で計数したものである。ここで、炭素としては C^{4+} を計数し、 $C^{3+} \sim C^{+}$ は C^{4+} が再結合したのものとして、エネルギー補正して加えた。下図は、 N_c/N_p をダイオード電流に対してプロットしたもので、 I_D の上昇とともに、 N_c/N_p は急激に上昇している。これは、電流上昇により、陽子の発散角が増大したためと考えられる。この効果は、ダイオード電流で規格化した N_p/I_D 、 N_c/I_D をプロットすると、よりはっきりわかる。 $N_o \propto I_D$ であるから、

$$\frac{N_{(p, c)}}{I_D} \propto \frac{1}{(\Delta \theta_{(p, c)})^2} \quad (5-27)$$

と考えられる。第5-29図上では、 $I_D = 400$ kAあたりから N_p/I_D は減少しはじめており、このあたりから $\Delta \theta_p$ の上昇が起こっている。炭素と陽子の入射数比

が、陽極イオン源での比と質量比の二乗根の積で決まるとすると、 $N_{oc}/N_{op} = (1/2)\sqrt{1/12} = 0.14$ である。発散角の比は

$$\frac{N_c}{N_p} = \frac{N_{oc}}{N_{op}} \frac{(\Delta\theta_p)^2}{(\Delta\theta_c)^2}$$

より、 $I_D = 600 \text{ kA}$ で $N_c/N_p = 1.5$ より、 $\Delta\theta_p/\Delta\theta_c = 3.3$ 。シャドウボックスの測定では、ダメージはイオン数の多い陽子で決まるため、 $\Delta\theta_p$ が求まっており、ダイオード中心部で $\Delta\theta_p \sim 6^\circ$ 。炭素の発散角は $\Delta\theta_c \sim 1.8^\circ$ と求まる。周辺部も陽子と比例するとすると炭素の平均発散角は、 $\Delta\bar{\theta}_c \sim 0.9^\circ$ である。

ビームの電流輝度は、 $\beta_c = 2.4 \text{ MA/cm}^2 \text{ rad}^2$ 、パワー輝度は $\beta_p = 2 \text{ TW/cm}^2 \text{ rad}^2$ と計算される。イオンビームの必要な強度は、計算及び実験から、 100 TW/cm^2 程度と求まった（第6章）。したがって、ダイオードのパワー輝度は、 $100 \text{ TW/cm}^2 \text{ rad}^2$ 以上が必要である。これを達成するには、ダイオード電圧の上昇が考えられる。イオン電流が空間電荷制限流の場合 $J_i \propto V_0^{1.5}$ であるから、パワー輝度 $\beta_p = V_0 J_i / \Delta\theta^2 \propto V_0^{2.5} / \Delta\theta^2$ となる。

ビームの発散角は V_0 の上昇とともに小さくなると見込まれるが、変化しないとしても、パワー輝度は電圧の2.5乗で上昇する。電圧を上昇することは、イオン当りのエネルギーを上昇させることであり、その上限は、イオンのターゲットでのエネルギー付与率によって決まる。シミュレーションによると⁽²⁴⁾ $V_0 = 7\text{--}10 \text{ MV}$ が最適である。実験より求まった。 $V_0 = 0.8 \text{ MV}$ 、 $\beta_p = 2 \text{ TW/cm}^2 \text{ rad}^2$ を $V_0 = 10 \text{ MV}$ まで延長すると、パワー輝度 $1000 \text{ TW/cm}^2 \text{ rad}^2$ が期待される。パワー輝度の電圧に対する比例則を実験的に求める必要がある。

5-5 ま と め

本章で得られた結果をまとめる。

- (1) 励電Ⅲ号を用いて、収束電子ビーム型イオンダイオードと外磁場絶縁型イオンダイオードの特性を比較した。
- (2) 収束電子ビーム型ダイオードでは、簡単な構造で、大電流 ($I_i = 5 \text{ kA}$ 、 $I_i \geq 130 \text{ A/cm}^2$) イオンの発生が可能であるが効率は低い ($\eta_i \sim 10\%$)。この型の

ダイオードでは、電子電流とイオン電流の比の最大が、電圧とインピーダンス

$$I_i / I_e \lesssim \frac{2 r (r - 1)^{1/2}}{(r + 1) Z}$$

のみで表わされ、実験と一致することがわかった。

- (3) 外磁場絶縁型ダイオードでは、 $J_i = 3 \text{ kA}$, $J_i = 30 \text{ A/cm}^2$ のイオンを効率 $\eta_i = 30 \sim 40\%$ で発生した。印加外磁場は、 J_i に対して最適があり、 $B_{app} / B_c \sim 1.5$ でイオン電流密度が最大となることを実験的に示した。
- (4) 励電Ⅳ号では、収束電子ビーム型イオンダイオードの改良型である。収束反射型ダイオードを用いて、イオンビームの発生と収束を行なった。イオン電流 130 kA , 平均イオン電流密度 6.5 kA/cm^2 を効率 26% で発生した。
- (5) プラスチック薄膜をイオン電荷中和化に使うことにより、幾何学的収束で 40 kA/cm^2 の収束電流密度を得た。
- (6) イオンビームの局所発散角は、収束ピンチ型ダイオードでは、軸上で大きく ($\sim 6^\circ$) 周辺で小さい値 ($< 1^\circ$) となる。実験で得られた平均発散角は、ダイオード電流 600 kA で約 3° , パワー輝度は 2 TW/cm^2 が得られた。
- (7) Thomson パラボラによる計測より、陽子ビームの発散角は、ダイオード電流の上昇とともに大きくなることがわかった。炭素ビームは、陽子に比べ発散角が約 $1/3$ と求まり、高輝度化には、炭素など重いイオンを使う方が有利であることがわかった。

参 考 文 献

- 1) D.W.Swain, Steven A.Goldstein, J.G.Kelly, G.R.Hadley
"Observation of anode ions associated with pinching in a relativistic electron beam diode" J.Appl.Phys. **46**, 10 (1975) 4604.
- 2) Shyke A.Goldstein, R.Lee
"Ion-induced pinch and the enhancement of ion current by pinched electron flow in relativistic diodes"
Phys.Rev.Lett. **35**, 16 (1975) 1079
- 3) R.V.Lovelace, E.Ott

- " Theory of magnetic insulation "
- Phys. Fluids . 17,6 (1974) 1263.
- 4) R .N .Sudan . R .V .Lovellace
- " Generation of intense ion beam in pulsed diode "
- Phys. Rev. Lett . 31,19 (1973) 1174.
- 5) C .Eichenberger , S .Humphries , Jr ., J .Maenchen , R .N .Sudan
- " Measurements of 400 -MW/cm² proton fluxes "
- J .Appl .Phys . 48,4 (1977) 1449.
- 6) S .Miyamoto ,K .Imasaki ,S .Higaki , T .Ozaki , S .Nakai ,C .Yamanaka
- " Production of ion beams in pinched -electron -beam diode "
- J .Phys . Soc . Jpn . 49,4 (1980) 1641 .
- 7) J .Maenchen . L .Wiley , S .Humphries , Jr ., E .Peleg , R .N .Sudan , D .A .
Hammar
- " Magnetic focusing of intense ion beams "
- Phys .Fluids 22,3 (1979) 555.
- 8) S .Humphries , Jr .,
- " Intense pulsed ion beams for fusion application "
- Nuclear Fusion 20,12 (1980) 1549 .
- 9) S .Miyamoto , T .Ozaki , K .Imasaki ,S .Higaki ,S .Nakai ,C . Yamanka
- " Developments of ion beam generation for inertial confinement
fusion "
- ; Proceedings of 4th Symposium on Ion Sources and Ion Application
Technology , ISAT ' 80 (1980) 215 .
- 10) K .D .Bergeron
- " Tow -species flow in relativistic diode near the critical field for
magnetic insulation "
- Appl .Phys . Lett . 28,6 (1976) 306 .
- 11) C .W .Mendel , Jr ., G .S .Mills
- " Performance of a plasma -filled , series -field -coil ion beam diode "
- J .Appl .Phys . 53, 11 (1982) 7265.
- 12) J .P . VanDevender , J .P . Quintenz , R .J .Leeper , D .J .Johnson J .T .Crow
- " Self -magnetically insulated ion diode "
- J .Appl .Phys . 52,1 (1981) 4.

- 13) K.W.Zieher, O.Stolz
 " Forced self -magnetic insulation of a $B\theta$ -diode " ; Proceedings of 4th Int'l Topical Conf. on High-Power Electron and Ion-Beam Research and Technology, Palaiseau, Vol.I, (1981) 379.
- 14) S.Miyamoto, A.Yoshinouchi, T.Ozaki, S.Higaki, H.Fujita, K.Imasaki, S.Nakai, C.Yamanaka
 " Performance of a diverged electron beam ion diode " Jpn.J.Appl.Phys. **22**, 11 (1983) L703.
- 15) Shyke A.Gololstein, G.Cooperstein, R.Lee, D.Mosher, S.J.Stephanakis
 " Focusing of intense ion beams from pinched-beam diode " Phys.Rev. Lett. **40**, 23 (1978) 1504.
- 16) F.C.Young, J.Golden, C.A.Kapetanacos
 " Diagnostics for intense pulsed ion beams " Rev.Sci.Instrum. **48**, 4 (1977) 432.
- 17) E.V.Benton, N.M.Ceglio
 " Diagnostics of high-density implosion of laser fusion targets using high-sensitivity nuclear track detectors " ; 10th Int'l Conf. on Solid Nuclear Track Detectors, Lyon, France, July (1979) 747.
- 18) 林 孝義
 「固体飛跡検出器としてのCR-39プラスチック」 応用物理学会誌, **49**, 7 (1980) 705.
- 19) S.Miyamoto, T.Ozaki, K.Imasaki, S.Higaki, S.Nakai, C.Yamanaka
 " A diagnostic for intense focused proton beams using the $^{11}\text{B}(p, \alpha)^2\alpha$ reaction " J.Appl.Phys. **53**, 8 (1982) 5440.
- 20) F.Granzer, H.Paretzke, E.Schopper
 " Solid state nuclear track detectors " Pergamon, New York, Vol.I (1976) 199.
- 21) O.Beckman, T.Huus, C.ZuPancic
 " Excitation curves for α particles from ^{11}B bombarded with protons " Phys.Rev. **91**, 3 (1953) 606.

- 22) F.C.Young , D.Mosher , S.J.Stephanakis , S. Goldstein, D. Hinshelwood
" Temporal deuteron current determinations using neutron time - of -
flight "
NRL Memorandm Report 3823 (1078) .
- 23) T.P .Hughes
" Plasmas and Laser Light "
Adam Hilger , London , (1975) P 38 .
- 24) K .Imasaki , S .Higaki , S .Ido , S .Nakai , C .Yamanaka
" Implosion efficiency of light ion beam driven target "
J .Phys .Soc .Jpn ., 50 , 6 (1981) .

第6章 軽イオンビームによるターゲットの噴出加速

6-1 まえがき

前章で、軽イオンビームの発生と収束について述べたが、慣性核融合を実現するために、どれほどのイオンビーム強度が必要かは、ターゲットでの吸収、爆縮機構に依存する。本章では、まず必要な爆縮速度を仮定し、それを得るために必要な噴出圧力を評価した。一方、実験的に、ビーム強度と噴出圧力の関係を調べ、それを延長することにより、必要なビーム強度を評価した。

6-2節では、必要な噴出圧力を求める。レーザー爆縮シミュレーション等で得られている必要な爆縮速度を与え、その速度を噴出加速で達成すると仮定したとき、必要な噴出圧力を求めた。代表的なターゲットパラメーターでは、噴出圧力として数十Mbar必要となる。

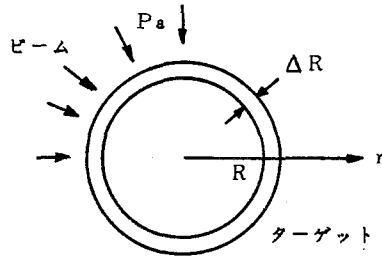
6-3節では、収束した陽子ビームを用いて、実際に噴出圧力を測定した。その結果、噴出圧力のビーム強度依存性 $P_a = 3 \times 10^{-3} I^{0.7}$ (bar) を得た。ここで I はビーム強度で W/cm^2 単位である。この比例則より、必要な噴出圧力を得るためには、ビーム強度 $I = 100 T W/cm^2$ が必要であることがわかった。

6-4節では以上の結果をまとめる。

6-2 爆縮に必要な噴出圧力

燃料ターゲットに粒子ビームを照射して、爆縮を起こさせる場合を考える。ビームのエネルギーはターゲットの表面付近で吸収されそこを加熱する。加熱によって生成された高温プラズマは外側へ噴き出し、その反作用でターゲットは内側へ圧縮される。このときのターゲットの加速状態はロケットと同様の噴出加速である。ここで、ターゲットの加速を力のバランスで考えると、高温となったプラズマ噴き出し部の圧力によって、ターゲットは内面に、プラズマは外方向に押されると考えることができる。したがって、ターゲットの爆縮速度（内方向への速度）は、この噴出圧力とその持続時間によって決まる。

第6-1図のようなビームとターゲットを考える。ターゲットの半径は R 、ターゲット球のうち、加速される厚さを ΔR とする。（これには、プッシャー及び燃



第6-1図 球状ターゲットの爆縮

料を含む)。したがって、噴出プラズマは、その外側にあるとする。

ターゲットの運動は、あまり圧縮が進まない時間では、一次的に考えてよい。このとき運動方程式は

$$d^2 r / dt^2 = P_a / \rho \Delta R \quad (6-1)$$

ここで、 P_a は噴出圧力、 ρ は加速されるターゲットの密度である。積分すると

$$dr / dt = v_r = P_{at} / \rho \Delta R \quad (6-2)$$

$$r = P_{at}^2 / 2 \rho \Delta R \quad (6-3)$$

ビームのパルス幅を τ 、必要な爆縮速度を v_{imp} 、またビームエネルギーは、ターゲット半径が $2R/3$ に縮まるまでに入れてしまうと

$$P_a = \frac{3}{4} \frac{\rho}{\alpha} v_{imp}^2 \quad (6-4)$$

$$R / \tau = (3/4) v_{imp} \quad (6-5)$$

ここで $\alpha = R / \Delta R$ はターゲットのアスペクト比。 v_{imp} は、ターゲットのプリヒート及び必要 ρ_r から求まる。⁽¹⁾ ブレークイーブン (ターゲットからの出力エネルギーが入力エネルギーを超える点) 以上を達成するには、燃料の特性エネルギーが 20 MJ/g 以上必要と計算されており、爆縮速度になおすと $v_{imp} > 2 \times 10^5 \text{ m/s}$ である。ターゲットのアスペクト比 α は大きいほど必要な噴出圧力は低減できる。しかし α の上限は Rayleigh - Taylor 不安定性により制限され、⁽²⁾ 現在は、 $10 \sim 20$ 程度と考えられている。

これらのことより、必要な噴出圧力は、 $\rho = 10^3 \text{ kg/m}^3$ 、 $v_{imp} = 2 \times 10^5 \text{ m/s}$ 、 $\alpha = 15$ とすると、

$$P_a = 2 \times 10^{12} (\text{N/m}^2) = 20 \text{ (Mbar)}$$

$$R/\tau = 1.5 \times 10^5 \text{ m/s}$$

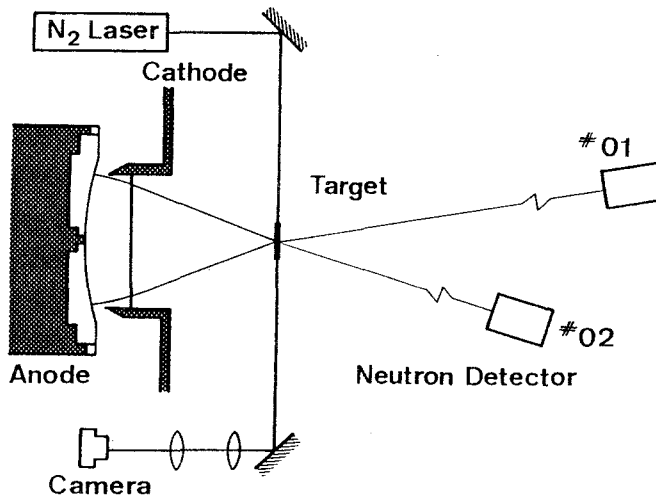
となる。パルス幅 20 ns のビームを使う場合、半径 3 mm のターゲット上にビームを収束し、噴出圧力 20 Mbar を生成する必要がある。

6-3 軽イオンビームによる噴出圧力の測定

前節で得られた噴出圧力を達成するには、ビーム強度がいくら必要かを評価するため、薄膜ターゲットを加速し、その速度を計測することにより、噴出圧力のビーム強度依存性を調べた。

6-3-1 実験装置及び実験方法

軽イオンビームの発生は、励電Ⅳ号に、収束反射型イオンダイオードを用いて行なった。第6-2図に実験配置を示す。陽極表面には、球面状に成形したマイラー

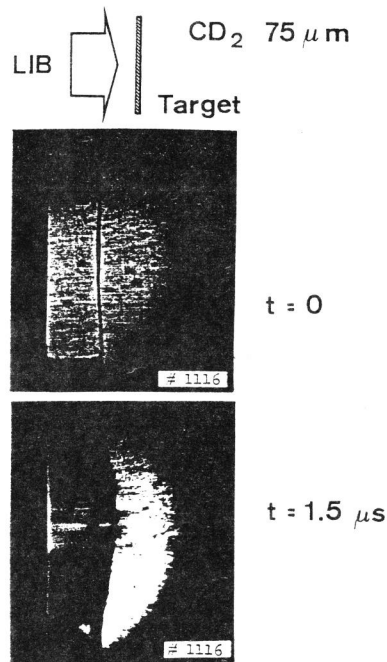


第6-2 噴出圧力測定配置図

膜 (100 μm厚) を取り付け、陽子イオン源とした。陰極は、内径 1.4 cm のステンレス中空円筒で、陰極先端より、1.0 mm の位置にイオンビーム中和化用のプラスチック膜 (Polyvinylformal 0.5 μm厚) を張った。ターゲットは、重水素ポリエチレンフィルム単膜及びアルミニウムに重水素ポリエチレンをコートしたものをを用いた。ターゲットは、陽極から 20 cm のイオンビーム収束位置に配置した。タ

ターゲットに入射した陽子電流量は、中性子計測法（5-4-1の(3)）を用いて計測した。ターゲット上の重水素ポリエチレンの面積を測定しておけば、イオン電流量より、ターゲット上でのイオン電流密度 J_i が求まる。入射ビームパワー密度は、イオンのエネルギーがダイオード電圧と等しいと仮定して、 $I(W/cm^2) = V_0 \times J_i$ より計算した。

ターゲットの運動は、窒素レーザーによるシャドウ像計測を用いて計測した。窒素レーザー及びその測定法は、第3章で述べたものと同様である。



第6-3図 LIB照射による噴出加速
ターゲットシャドウ像

6-3-2 実験結果

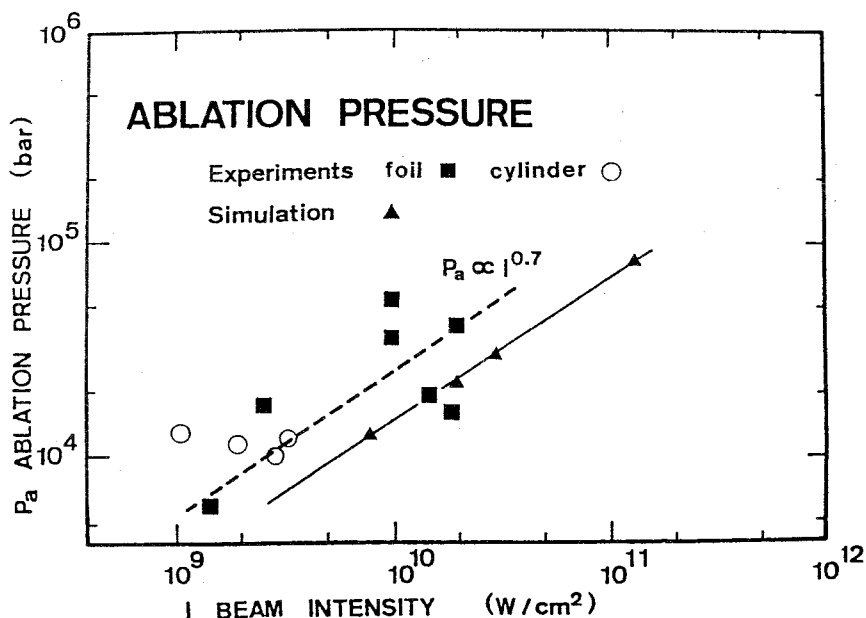
第6-3図に、軽イオンビーム照射前と照射後 $1.5\mu s$ のターゲットのシャドウ像を示す。ターゲットのビーム入射側は、噴出プラズマに満たされているが、後面はシャープなシャドウ像のまま後方に加速されており、噴出型加速となっている。窒素レーザー入射時刻及びターゲット後面の移動距離から、後面の速度 v_r が求まる。このとき、加速に要する時間より十分長い時間後に計測した。

ターゲット表面の吹き出しプラズマを、ターゲット水平方向に置いたチャージコレクターで計測し、吹き出しプラズマの温度を求めた。

ターゲットからの噴き出しプラズマの量は、イオンビームのターゲット中での飛程程度と考えられる。ここで用いた陽子ビームのエネルギーは平均600 keVであったため、重水素ポリエチレン中で飛程は約10 μ mである。実験では、イオンの飛程より十分厚いターゲットを用いた。噴出質量を無視すると、実験から求めたターゲット速度 v_T を用いて、噴出圧は次のように求まる。

$$P_a = v_T \times \rho t / \tau \quad (6-6)$$

ここで ρ はターゲット密度、 t はターゲット厚さ、 τ は噴出圧力の存続時間で、ほぼビームのパルス幅と仮定した。第6-4図に実験から求めた噴出圧力を、入射



第6-4図 噴出圧力のビーム強度依存性

イオンビーム強度についてプロットしたものを示す。測定点から、噴出圧力のビーム強度に対する比例則を求めると、

$$P_a = 3 \times 10^{-3} I^{0.7} \quad (\text{bar}) \quad (6-7)$$

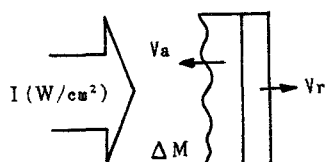
と求まる。ここで I は W/cm^2 単位である。

ターゲットの表面(ビーム照射側)のイオン温度は、ターゲットから30cm及び

80 cmの位置においたチャージコレクター計測から、2.1 eVと求まった。このショットでは、陽子ビームのターゲット上でのエネルギーは、290 J/cm²であった。イオンが衝突によりエネルギーをターゲットに与え、⁽³⁾ 古典的飛程で停止したとすると、重水素ポリエチレンターゲットの温度は2.0 eVと計算され、測定値とよく一致する。

第6-4図の三角の点は、イオンが古典的飛程で停止したと仮定したときのシミュレーション結果である、⁽⁴⁾ 実験結果とよい一致を示している。

実験より求まった噴出圧力のビーム強度依存性は、噴出プラズマの自由膨張を仮定すると理論的に予想される値とよく一致している。第6-5図のようなモデルを



第6-5図 噴出加速モデル

考える。入射イオンビーム強度を I ，噴出プラズマの速度を v_a ， Δt の時間に噴出するプラズマの質量を ΔM とすると、噴出プラズマのエネルギーは

$$\frac{1}{2} \Delta M v_a^2 = I \Delta t \quad (6-8)$$

したがって

$$v_a^2 = 2 I / (\Delta M / \Delta t) \quad (6-9)$$

ここで噴出質量率 $\Delta M / \Delta t$ は、連続の式より

$$\Delta M / \Delta t = n m v_a \quad (6-10)$$

n はイオン密度、 m はイオン質量。これより、

$$v_a \propto I^{1/3} \quad (6-11)$$

また噴出圧力は、運動量変化を時間で割ったものでもあるから、

$$P_a = \Delta M v_a / \Delta t \propto I^{2/3} \quad (6-12)$$

となり、実験結果の $P_a \propto I^{0.7}$ が説明される。

6-4 ま と め

本章で得られた結果をまとめる。

- (1) 収束した軽イオンビームによるターゲット照射を行ない、噴出圧力のビーム強度依存性を実験的に調べた。
- (2) 噴出圧力の比例則として
$$P_a = 3 \times 10^{-3} I^{0.7} \quad [\text{bar}]$$
を得た。
- (3) 実験から求めたビーム強度依存性は、ターゲット表面からの吹き出しプラズマの自由膨張を仮定した解析と一致した。
- (4) イオンエネルギーが、衝突によって吸収されると仮定して行なったシミュレーション結果は、実験とよい一致を示した。
- (5) 以上の結果より、必要な噴出圧力 20 Mbarを得るには、ビームを 100 TW/cm² 以上に収束する必要があることがわかった。

参 考 文 献

- (1) W. C. Mead
“Physics of inertial confinement pellets”
Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-82426(1979).
- (2) J. R. Freeman, M. J. Clauser, S. L. Thompson
“Rayleigh-Taylor instabilities in inertial confinement fusion targets”
Nucl. Fusion 17, 3 (1977) 223.
- (3) T. A. Mehlhorn
“A finite material temperature model for ion energy deposition in ion-driven inertial confinement fusion targets”
J. Appl. Phys. 52, 11 (1981) 6522.
- (4) Hydrodynamic Code “ABLATE”

第7章 結 論

パルスパワー装置により発生した、相対論的電子ビーム及び軽イオンビームを、慣性核融合用エネルギードライバーとして用いることを目的として、大強度粒子ビームの発生、収束及び固体ターゲットとの相互作用に関する研究を行なった。相対論的電子ビーム実験は、励電Ⅲ号（500kV，120kA）を用い、ターゲットZを変えてビームエネルギーの吸収率を測定した。この結果、高Z及び低Zでは異なるエネルギー吸収機構が存在することを明らかにした。軽イオンビームの実験は、励電Ⅲ号及びⅣ号（1MV，1MA）を用いて、異なるイオンダイオードでのイオン発生特性を明らかにした。軽イオンビームの主要な問題点である収束性を制限する発散角を測定し、重いイオンで発散角の低減が起っていることを示した。また、ターゲット噴出圧力の測定より、必要なビーム強度を求め、その値は、電圧上昇によるダイオード輝度の上昇で達成可能であることを示した。

第 2 章

- (1) 粒子ビーム発生に必要なパルスパワー装置の特性測定を行い、動作は計算器シミュレーションとよく一致することを示した。これにより、大出力パルスパワー装置の設計法を確立することができた。
- (2) 0.4～1.4MVでの水中自爆スイッチの動作特性計測から、スイッチ動作のための実験式を得た。これにより励電Ⅳ号の安定動作が可能となった。
- (3) プリパルススイッチを開発し、粒子ビーム発生に有害となるプリパルスの抑制を可能とした。

第 3 章

- (1) 相対論的電子ビームの発生と収束に平板型ダイオードを用い、ビーム収束過程をX線等で計測することにより、ダイオード内電子流が、パラポテンシャル流となっていることを示した。
- (2) 円錐型ダイオードを開発し、収束速度が速く、収束性が約3倍のビーム発生を実現した。収束電流密度6MA/cm²、パワー密度3TW/cm²が得られた。

第 4 章

- (1) REBと低Zターゲットの相互作用では、吹き出しプラズマ中での運動論的二流体不安定性によるエネルギー散逸が主要な機構となることを、実験より明らかにした。
- (2) 高Zターゲットでは、ビーム密度の上昇とともに、磁場による実効停止長短縮の効果が重要となることがわかった。
- (3) 3 TW/cm^2 の実験では、古典吸収による飛程に対して、高Zターゲットで約6倍、低Zターゲットでは20倍以上の飛程短縮が観測された。
- (4) 以上の相互作用機構から、燃料予備加熱あるいは爆縮効率の低下が予想され、REBは慣性核融合エネルギードライバーとしては困難な点を持つ。

第 5 章

- (1) 軽イオンビームの主要な問題点である発生と収束を実験的に調べ、収束反射型イオンダイオードで、イオン電流 130 kA/cm^2 、発生効率 26%、収束イオン電流密度 40 kA/cm^2 が得られた。ビーム輝度は最大 $2\text{ TW/cm}^2\text{ rad}^2$ であった。
- (2) 外磁場絶縁型イオンダイオードでは、イオン発生効率 40%、イオン電流密度は外磁場によって変化し、 $B_{\text{app}}/B_c \sim 1.5$ で最大となることを実験的に示した。
- (3) イオンの収束性を制限するビームの発散角は、陽子に対して炭素は約 $1/3$ であることを示した。重いイオンを使うことにより、ビームの収束性は改善される。

第 6 章

- (1) イオンビームによるターゲット噴出圧力を測定し、ビーム強度に対する比例則を得た。

$$P_a = 3 \times 10^{-3} I^{0.7} \quad [\text{bar}]$$

- (2) ペレット爆縮解析から求まる必要な噴出圧力 20 Mbar を得るためには、噴出圧力比例則より、ビーム強度 100 TW/cm^2 が必要であることがわかった。

以上の結果より、 100 TW/cm^2 の収束ビームを発生できるイオンダイオードの開発が重要となる。1つの方法は、ビームの輝度が電圧の2.5乗以上で上昇する

との予測から、電圧を高めたイオンダイオードを用いる。もう一つの方法は、炭素ビームの発散角が陽子の $1/3$ であったことから、陽子より重いイオンビームを発生・収束することである。この場合も、核子当りのエネルギーはほぼ一定がよいため、ダイオードの電圧は上昇させることになる。したがって、今後、高電圧装置励電Ⅳ-H号を用いたイオンダイオード実験が必要である。

謝 辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭達を賜りました山中千代衛教授、中井貞雄教授に深厚なる謝意を表します。

あわせて大学院在学中御指導、御教示を戴いた木下仁志教授、西村正太郎教授、犬石嘉雄教授、故川辺和夫教授、藤井克彦教授、横山昌弘教授、鈴木胖教授、山中龍彦教授、井沢靖和教授に謝意を表します。

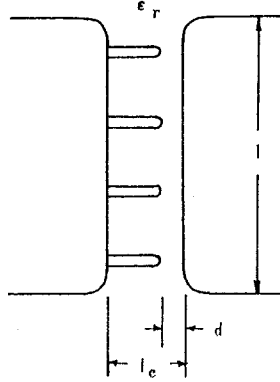
また終始終始変わらぬ指導、討論、激励を戴いた加藤義章教授、望月孝晏教授、西原功修教授、三間圀興教授、佐々木孝友助教授、中塚正大助教授、山中正宜助教授、北川米喜助教授、故的場幹史助教授、今崎一夫講師、吉田国雄講師、矢部孝講師に謝意を表します。

さらにレーザー核融合研究センターで研究生生活の苦楽を共にし、意味深い討論を戴いた、井門俊治助手、藤田尚徳助手、畦地宏助手、西村博明助手、乗松孝好助手、宮永憲明助手、仁木秀明助手、大道博行助手、高部英明助手、藤原闊夫助手、阪部周二助手、実野孝久助手に深く感謝します。

最後に本研究に際して様々な形で御協力戴いたレーザー核融合研究センターのスタッフの方々、またすでに卒業された桧垣哲氏をはじめ励電グループの諸氏に感謝します。

付 録

〔付録A〕 多重チャンネルギャップスイッチ



第A-1図 多重路ギャップスイッチ

第A-1図のようなスイッチを考える⁽¹⁾。ギャップ間隔は第2-3表により求められる。スイッチ点の数Nは次式の関係により求められる⁽²⁾。

$$2\sigma \frac{V_{BD}}{d V_{BD}/dt} = 0.1 \tau_{total} + 0.8 \tau_{trans} \quad (A1)$$

ここで σ はスイッチのブレイクダウン電圧(V_{BD})のばらつき率($\Delta V_{BD}/V_{BD}$)の標準偏差、 τ_{total} はスイッチの立上り時間、 τ_{trans} はスイッチ点間の伝搬時間である。スイッチの幅を l 、比誘電率を ϵ_r 、 c を光速とすると

$$\tau_{trans} = \frac{l/N}{c/\sqrt{\epsilon_r}} \quad (A2)$$

と表わされる。特徴的には、 σ は0.01から0.03の間のである⁽³⁾。スイッチの立上り時間(τ_{total})は、誘導性(τ_L)および抵抗性(τ_r)部分の合成と考えられる。

$$\tau_{total} = (\tau_L^2 + \tau_r^2)^{1/2} \quad (A3)$$

τ_L 、 τ_r は

$$\tau_L = \frac{L}{NZ} \quad (A4)$$

$$\tau_r = \frac{232}{(NZ E^4)^{1/3}} \quad (A5)$$

と表わされる。ここでLは1チャンネル当りのインダクタンス、Zはパルス成形ライン及び出力ラインのインピーダンスの和、Eは平均スイッチ間電界。チャンネルの長さを l_c [m] とすると、 $L \sim 1.4 \times 10^{-6} l_c$ [H]、また $Z = 2 Z_0$ 、 $E = V_0 / l_c$ を用いると式 (A 4) (A 5) は

$$\tau_L = 0.7 \times 10^{-6} \frac{l_c}{Z_0 N} \quad (\text{A } 6)$$

$$\tau_r = 184 \left(\frac{l_c^4}{N Z_0 V_0^4} \right)^{1/3} \quad (\text{A } 7)$$

式(A 1)において $\sigma V_{BD} / (d V_{BD} / dt)$ は時間ジッター σ_t であるから $0.1 \times \tau_{total}$ を無視すると

$$2.5 \sigma_t = \tau_{trans} = \frac{l/c}{c/\sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{A } 8)$$

となり式 (2-5) を与える。

σ_t は充電時間 t_{eff} およびギャップ長 d に比例して増加することがわかっている。

$$\sigma_t = K t_{eff} d \quad (\text{A } 9)$$

ここで d は第2-3表より

$$d = 4 \times 10^{-4} V_{BD}^{1.1} t^{0.67} \quad (\text{A } 10)$$

σ_t の測定値及び式(A 9)の依存性より

$$\sigma_t = 3.3 \times 10^{-4} V_{BD}^{1.1} t^{1.67} \quad (\text{A } 11)$$

が得られる。

〔付録 B〕 電界集中係数

円筒-平板、及び球-平板電極対向での電界集中係数 f を示す。

円筒及び球電極の半径を r 、平板電極との最近接距離を d 、電位差を V とする。最大電界を E_m とすると、 $E_m = f (V/d)$ で定義する。電界集中係数は

i) 円筒-平板電極の場合

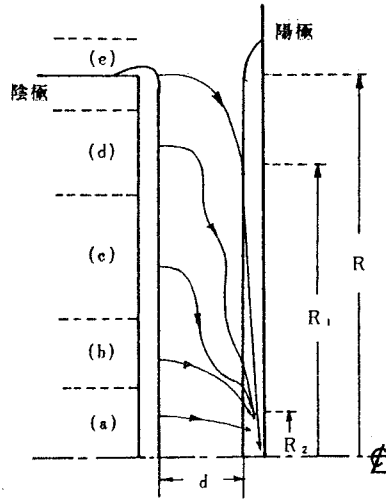
$$f_{cp} = \frac{\sqrt{\left(\frac{d}{r}\right)^2 + \frac{2d}{r}}}{\ln\left\{\frac{d}{r} + 1 + \sqrt{\left(\frac{d}{r}\right)^2 + \frac{2d}{r}}\right\}} \quad (\text{B } 1)$$

ii) 球一平板電極の場合

$$f_{sp} = \frac{\frac{2d}{r} + 1 + \sqrt{\left(\frac{2d}{r}\right)^2 + 8}}{4} \quad (B2)$$

と表わされる。

〔付録C〕 Focused-Flow モデル⁽⁴⁾



第C-1図 Focused-Flowモデル

第C-1図のような平板対向ダイオードにおいて、両電極表面にプラズマが成長し、電子流が定常に達しているとする。定常流を記述する式は以下の方程式により与えられる。

$$\nabla \cdot (n \vec{u}) = 0 \quad (C1)$$

$$\vec{u} \cdot \nabla \vec{p} = e (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (C2)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = en / \epsilon_0, \quad E = -\nabla \phi \quad (C3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad \nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} = \mu_0 ne \vec{u} \quad (C4)$$

$$\vec{p} \cdot m \vec{u}, \quad m = m_0 / [1 - (u/c)^2]^{1/2},$$

$$\gamma^2 = 1 + p^2 / m_0^2 c^2 \quad (C5)$$

ここで n は電子密度、 \vec{u} は電子流体の平均速度、 \vec{E} 、 \vec{B} は電界、磁界、 c は真空中

の光速 m_0 , e は電子の静止質量と電荷である。

(C 1) - (C 4) よりエネルギー保存の式が得られる。

$$\mathbf{J} \cdot \nabla [e \varphi + (r - 1) m_0 c^2] = 0 \quad (\text{C } 6)$$

(C 2) - (C 6) 及び方位角方向の対称性 ($\partial / \partial \theta = 0$) と θ の回転がないことより次式を得る。

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{p}) = -\vec{p} (\nabla^2 r) / r \quad (\text{C } 7)$$

上式が解くべき方程式であり, ダイオードのアスペクト比の逆数が小さい ($\epsilon = d_0 / R \ll 1$) という条件で, 漸近展開法により解くことができる。

方程式 (C 7) は, ダイオードを第 C-1 図のように 5 つの領域に分けることにより, (a)(c)(d) の領域で解が得られている。(C 7) 式は成分に分けて次のように表わされる。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{\partial q_r}{\partial z} + \frac{\partial q_z}{\partial r} \right) = q_z \frac{1}{r} \nabla^2 r \quad (\text{C } 8)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial q_r}{\partial z} + \frac{\partial q_z}{\partial r} \right) = q_r \frac{1}{r} \nabla^2 r \quad (\text{C } 9)$$

ここで Z , r は d で規格化した座標変数, $q_z = P_z / m_0 c$ および $q_r = -P_r / m_0 c$ は規格化した運動量である。

領域(a)は $q_r \sim \epsilon$ と考える領域で, 電子軌道はほぼ Z 軸に平行と考えられる。半径 R_2 は陽極プラズマ表面で $q_z^2 = q_r^2$ となる位置である。(a)領域での (C 7) 式の解より, R_2 の半径での磁場は

$$B_\theta = \frac{m_0 C}{e d_0} \left(\frac{r_0^2 - 1}{2} \right)^{1/2} \quad (\text{C } 10)$$

となる。

領域(b)では $q_r \sim q_z$ であり, 式 (C 8, 9) のうち無視できる項がなく, 解は得られていない。

領域(c)では, (C 7) 式は次式のように表わされる。

$$\epsilon \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{\partial q_r}{\partial z} + \epsilon \frac{\partial q_z}{\partial r} \right) = \frac{q_z}{r} \frac{\partial^2 r}{\partial z^2} \quad (\text{C } 11)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial q_r}{\partial z} + \epsilon \frac{\partial q_z}{\partial r} \right) = \frac{q_r}{r} \frac{\partial^2 r}{\partial z^2} \quad (\text{C } 12)$$

上式では、 r 、 z は R 及び d で規格化してある。 $r^2 r$ のうち ϵ^3 のオーダーの項は落している。この領域では、全ての z に対して $q_z \sim \epsilon$ 、 q_r は陽極付傍では 1 で、陰極に近づくにつれ、 q_z より速く 0 に近づく。式 (C 11, 12) を反復法で解くことにより、 q_r が求まる。

$$q_r = \frac{1}{2} \left[\exp(c_0 z) - \exp(-c_0 z) \right] \quad (\text{C } 13)$$

$$c_0 = \ln \left[r_0 + (r_0^2 - 1)^{1/2} \right] \quad (\text{C } 14)$$

q_z は振動解となる。この領域で磁場は

$$B_\theta = \frac{m_0 c}{2ed} c_0 \left[\exp(c_0 z) + \exp(-c_0 z) \right] \quad (\text{C } 15)$$

となる。

式 (C 10) で与えられる磁場〔領域(a)〕と式 (C 15) で与えられる磁場〔領域(c)〕が同程度であるため、両領域での結果をなめらかにつなぐことにより、(b)領域の解が予測される。同様に領域(d)の解も得られており、真空境界条件より、領域(e)が予測される。第 C-1 図に示した電子軌道及び等電位面はこれらの結果である。パラポテンシャルフローモデルで仮定されるような円錐状等電位面にならず、むしろ電極に平行である。また電子運動は、ダイオードギャップ内では主に等電位面を横切る方向で、強い収束は、陽極プラズマ中で起こることになる。

最外電子が陽極プラズマに入射する半径を R_1 とすると、ダイオード電流 I_{FF} はこの部分の磁場より求まる。

$$\begin{aligned} I_{FF} &= \frac{2\pi R_1}{\mu_0} B_\theta (z=1) \\ &= \frac{2\pi R_1 m_0 c}{m_0 2ed} c_0 \left[\exp c_0 + \exp(-c_0) \right] \\ &= 8500 \frac{R_1}{d} r_0 \ln \left[r_0 + (r_0^2 - 1)^{1/2} \right] \quad (\text{C } 16) \end{aligned}$$

ここで $R_1 \sim R/r_0^{1/2}$ であり、結局

$$I_{FF} = 8500 \frac{R}{d} r_0^{1/2} \ln \left[r_0 + (r_0^2 - 1)^{1/2} \right]$$

となる。これは、パラポテンシャルフローモデルによる結果と $r_0^{1/2}$ だけ異なる。

筆者の実験によると、陽極中央部にくぼみをつけても、強いREBの収束は観測されているため、陽極プラズマ中で弾道的に電子が強収束を起こすと考えるこの Focused-Flow モデルは、実験を説明し得ないと思われる。しかしながら、収束領域での陽極プラズマの効果は、パラポテンシャルフローモデルでは考慮していないが、重要と思われる。

〔付録D〕 二流体不安定性によるビーム緩和⁽⁵⁾

第4-19図に示したように、 $f_0 \rightarrow f_\infty$ への分布関数の移行は速度空間での拡散方程式で表わされる。一次元では次のようになる。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v_z} D \frac{\partial f}{\partial v_z} \quad (D1) \quad D = \frac{8\pi^2 e^2}{m_0^2} \cdot \frac{W(v_z, t)}{v_z} \quad (D2)$$

ここでDは拡散係数、Wは波のスペクトラルエネルギー密度、 $W = E_w^2 e z r t$ であるから、

$$\frac{\partial W}{\partial t} = 2 r W \quad (D3)$$

波の成長率 r は

$$r(v_z, t) = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_{pe}}{n_p} v_z^2 \frac{\partial f(v_z, t)}{\partial v_z} \quad (D4)$$

したがって、(D2) - (D4) 及び $\omega_{pe}^2 = 4\pi e^2 n_p / m_0$ より

$$D \frac{\partial f}{\partial v_z} = \frac{2\omega_{pe}}{m v_z^3} 2\pi W = \frac{2\omega_{pe}}{m v_z^3} \frac{\partial W}{\partial t} \quad (D5)$$

(D1) (D5) より

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(f - \frac{2\omega_{pe}}{m_0} \cdot \frac{\partial}{\partial v_z} \frac{W}{v_z^3} \right) = 0 \quad (D6)$$

初期に存在するプラズマの熱的ゆらぎはビームのエネルギーに比して十分小さいとし、 $W_0 = W|_{t=0} = 0$ とおくと (D6) は

$$f - \frac{2\omega_{pe}}{m_0} \cdot \frac{\partial}{\partial v_z} \frac{W}{v_z^3} = f_0 = n \delta(v_z - V) \quad (D7)$$

となる。ここで v_0 はビームの初期速度、初期ビームの速度拡がりは $\Delta V / V >$

$(n_b/n_p)^{1/3}$ を満たすが、終状態の拡がりより十分小さいとして、デルタ関数となっている。 $\partial f / \partial v > 0$ のときのみ拡散係数は意味を持ち、より低い速度へ拡散が起こる。終状態の分布関数は

$$f_\infty = \begin{cases} n_b / V & 0 < v_z < V \\ 0 & V < v_z \end{cases} \quad (\text{D } 8)$$

終状態でのビームのエネルギーは、初期値の $1/3$ となる。残り $2/3$ がプラズマに吸収されたことになる。(D 7) を積分して、 f_∞ を代入すると終状態の波のスペクトルエネルギー密度は、

$$W_\infty = \begin{cases} m_0 n_b v_z^4 / 2 \omega_{pe} V & v_z < V \\ 0 & V < v_z \end{cases} \quad (\text{D } 9)$$

中間状態において、波が励起される（言い換えれば $\partial f / \partial v > 0$ である）最低速度を u とすると、そのときの分布関数 f_u は

$$f_u = \begin{cases} n_b / (V - u) & u < v_z < V \\ 0 & v_z < u \end{cases} \quad (\text{D } 10)$$

(D 1) - (D 4) より

$$\frac{\partial \ln W}{\partial t} = \frac{\pi \omega_{pe}}{n} v_z^2 \frac{\partial f}{\partial v_z} \quad (\text{D } 11)$$

これを V_z に対して $u - 0$ から $u + 0$ まで積分すると $u(t)$ が求まる。ここで

$$\int_{u-0}^{u+0} \frac{\partial \ln W}{\partial t} d v_z = - \frac{\partial u}{\partial t} \ln \frac{W(u+0)}{W(u-0)} \quad (\text{D } 12)$$

$$\int_{u-0}^{u+0} V_z^2 \frac{\partial f}{\partial v_z} d v_z = u^2 f(u+0) = \frac{u^2 n_b}{V - u} \quad (\text{D } 13)$$

より

$$\frac{d u}{d t} = - \frac{\pi}{A} \omega_{pe} \frac{n_b}{n_p} \frac{u^2}{V - u} \quad (\text{D } 14)$$

ここで

$$A = \ln \frac{W(u+0)}{W(u-0)} = \ln \frac{W(u+0)}{W_{\text{Thermal}}} \simeq \frac{m_0 n_b V^2}{U_{\text{Thermal}}} \quad (\text{D } 15)$$

U_{Thermal} は熱エネルギーで結局 A は通常のクーロン対数と同程度の値となる。

(D 1 4) を積分すると

$$\frac{v_0}{u} + \ell n \frac{u}{V} = 1 + \frac{\pi}{A} \omega_{pe} \frac{n_b}{n_p} t \quad (D 16)$$

これより、波のエネルギーが最終値の半分になる時間が求まる。これはビーム電子のエネルギーが $m_0 n_b v_r^2/3$ となる時間であり、(D 16) より

$$t_{1/2} = \frac{A}{\pi \omega_{pe}} \frac{n_p}{n_b} \left(\frac{\sqrt{5}-1}{2} + \ell n \frac{\sqrt{5}-1}{2} \right) \quad (D 17)$$

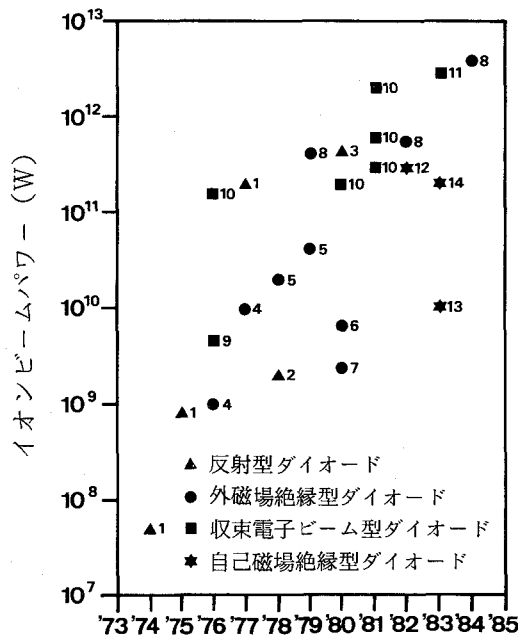
したがってプラズマ中で電子が $t_{1/2}$ の間に進む距離 (エネルギー散逸特性長) は

$$\ell_{1/2} = V t_{1/2} \sim 0.04 \frac{A}{\omega_{pe}} \frac{n_p}{n_b} V \quad (D 18)$$

となる。

〔付録 E〕 各種イオンダイオード

現在までに開発されたイオンダイオードとしては次表のようなものがある。達成されたイオンビームパワーと年度及びそのダイオードのタイプを第 E-1 図に示す。



第 E-1 図

イオンダイオードの開発状況。各点の右横の数字はダイオードタイプナンバーに対応

形 式	タ イ プ	参 考 文 献
反 射 型	1 反射型 3 極管	(6)
	2 反射型 4 極管	(7)
	3 反転反射型 4 極管	(8)
外磁場 絶縁型	4. B_z 型M I D	(9)
	5 B_y 型M I D	(10)
	6 B_θ 型M I D	(11)
	7 B_r 型M I D	(12)
	8 径型M I D	(13)
収束電子 ビーム型	9 収束電子ビームダイオード	(14)
	10 収束反射型ダイオード	(15)
	11 赤道型収束反射ダイオード	(16)
自己磁場 絶縁型	12 AMPFION	(17)
	13 自己電流コイルダイオード	(18)
	14 逆収束ダイオード	(19)

参 考 文 献

- (1) D. L. Johnson, J. P. VanDevender, T. H. Martin
" High Power Density Water Dielectric Switching "
IEEE Trans, Plasma Sci PS-8, 3 (1980) 204.
- (2) J. C. Martin, " Multichannel Gaps," AWRE Report
SSWA/JCM/703/27, UKAEA, Aldermaston, England (1970).
- (3) J. P. VanDevender, T. H. Martin,
" Untriggered Water Switching ",
IEEE Trans. Nuclear Sci. NS-22, 3 (1975) 979.
- (4) S. A. Goldstein, R. C. Davidson, J. G. Siambis, R. Lee.
" Focused - flow model of relativistic diode "
Phys. Rev Lett. 33, 25 (1974) 1471.
- (5) A. A. Vedenov, D. D. Ryutov
" Quasilinear effects in two-stream instabilities "
Reviews of Plasma Physics, Consultants Bureau New York,
(1975) Vol. 6
- (6) S. Humphries, Jr. et al., Appl. Phys. Lett. 25 (1974) 20.
- (7) J. A. Pasour et al. Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 448.

- (8) C. A. Kapetanacos et al., "Proc. 2nd Int'l Top. Conf. High Power Electron & Ion Beam Research & Technology" R.N. Sudan, ed. (1977) 435.
- (9) S. Humphries, Jr. et al., J. Appl. Phys. 47 (1976) 2382.
- (10) J. Maenchen, Phys. Fluids, 22 (1979) 556.
- (11) M. Greenspan et al., Appl. Phys. Lett. 37 (1980) 248.
- (12) S. Humphries, Jr. et al., J. Appl. Phys. 51 (1980) 4.
- (13) D. J. Johnson et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 610.
- (14) S. J. Stephanakis, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 697.
- (15) S. A. Goldstein et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1987) 1504.
- (16) G. Cooperstein et al.,
"Proceedings of Japan-US Seminar on Theory and Application on Multiply
- Ionized Plasma Produced by Laser and Particle Beams" Nara, (1982)
140.
- (17) C. W. Mendel et al., J. Appl. Phys. 53 (1982) 7265.
- (18) K. W. Zieher et al., "5th Int'l Topical Conf. on High Power Ion and Electron Beam
Research and Technology" San Francisco. (1983).
- (19) S. Miyamoto et al., Jpn. J. Appl. Phys. 22 (1983) L703.

業 績 目 録

主 要 論 文

1. Anomalous Energy Dissipation of Intense Focused Electron Beam in Low Atomic - Number Target
S.Miyamoto, K.Imasaki, S.Nakai, C.Yamanaka
Appl. Phys. Lett. Vol.35, No.10(1979)778.
2. Production of Ion Beam in Pinched-Electron-Diode
S.Miyamoto, K.Imasaki, S.Higaki, T.Ozaki, S.Nakai, C.Yamanaka
J.Phys.Soc.Jpa. Vol.49, No4 (1980) 1641.
3. Enhancement of the Ion Current Density in Magnetically Insulated Ion Diode
S.Miyamoto, T.Ozaki, K.Imasaki, S.Higaki, S.Nakai, C.Yamanaka
Jpn.J.Appl.Phys. Vol.20, No10 (1981) L843.
4. Ablative Acceleration of Thin Foil Targets by Intense Proton Beams
S.Miyamoto, T.Ozaki, K.Imasaki, S.Higaki, S.Nakai,
Jpn.J.Appl.Phys. Vol.21, No.2 (1982) L83.
5. A Diagnostics for Intense Focused Proton Beams Using the $^{11}\text{B}(p, \alpha) 2\alpha$ Reaction
S.Miyamoto, T.Ozaki, K.Imasaki, S.Higaki, S.Nakai, C.Yamanaka
J.Appl. Phys. Vol.53, No.8 (1982) 5440.

発 表 論 文

1. REBと固体ターゲットの相互作用に関する実験
宮本修治

- 核融合研究 Vol.41, 別冊その1 (1979) 59.
2. REBとターゲットプラズマとの相互作用
宮本修治, 今崎一夫, 桧垣哲, 中井貞雄, 山中千代衛
核融合研究 Vol. 41, 別冊その4 (1979) 33.
 3. Optical Measurement of Plasma Initiated by Relativistic Electron Beam
S.Miyamoto, K.Imasaki, S.Higaki, K.Mima, S.Nakai, C.Yamanaka
Tech.Rep.Osaka Univ. Vol.29, No.1507 (1979) 459.
 4. Diode Characteristics of Relativistic Electron Beam Machine
S.Miyamoto, K.Imasaki, S.Higaki, S.Nakai, C.Yamanaka
Tech.Rep.Osaka Univ. Vol.30, No.1534 (1980) 149.
 5. REBによる爆縮過程の基礎研究
宮本修治, 今崎一夫, 桧垣哲, 尾崎哲, 水戸祥登, 中井貞雄, 山中千代衛
核融合研究 Vol.43, 別冊その7 (1980) 35.
 6. Evidence of Anomalous Interaction between a Relativistic Electron Beam and Solid Target
K.Imasaki, S.Miyamoto, S.Higaki, S.Nakai, C.Yamanaka
Phys.Rev.Lett. Vol.43, No.26 (1979) 1937.
 7. Energy Absorption and Transport in Layered Targets Irradiated by a Relativistic Electron Beam
K.Imasaki, S.Miyamoto, S.Higaki, S.Nakai, K.Nishihara
C.Yamanaka
Appl.Phys.Lett. Vol.37, No.3 (1980) 553.
 8. Hydrodynamic Behaviors of Thin Film Targets Irradiated by Relativistic Electron Beam
S.Miyamoto, K.Imasaki, S.Higaki, S.Nakai, C.Yamanaka

Tech. Rep. Osaka Univ. Vol.30, No.1573 (1980) 507.

9. 軽イオンビームによる慣性核融合
中井貞雄, 今崎一夫, 宮本修治, 山中千代衛
日本物理学会誌 Vol.36, No.9 (1981) 666.
10. LIBとターゲットとの相互作用実験
宮本修治, 尾崎哲, 千原一郎, 今崎一夫, 中井貞雄, 山中千代衛
核融合研究 Vol.45, 別冊その4 (1981) 87.
11. Generation and Focusing of Intense Ion Beam in Pinch -
Reflex Diode
T.Ozaki, S.Miyamoto, K.Imasaki, S.Nakai, C.Yamanaka
Jpn. J. Appl. Phys. Vol.20, No.10 (1981) L843.
12. Characteristics of Transported Ion Beams in Pinch -
Reflex Diode
T.Ozaki, S.Miyamoto, K.Imasaki, H.Fujita, S.Nakai,
C.Yamanaka
Jpn. J. Appl. Phys. Vol.21, No.2 (1982) L81.
13. Light Ion Beam Generation and Diagnostics
S.Miyamoto, T.Ozaki, K.Imasaki, A.Yoshinouchi,
F.Ogawa, S.Higaki, S.Nakai, C.Yamanaka
核融合研究 Vol.47, 別冊その8 (1982) 143.
14. Ablative Acceleration of Thin Foil Target by Intense
Proton Beams
S.Miyamoto, T.Ozaki, K.Imasaki, S.Higaki, S.Nakai,
C.Yamanaka
核融合研究 Vol.47, 別冊その8 (1982) 166.
15. Inertial Confinement Fusion by Light Ion Beam
S.Miyamoto, T.Ozaki, A.Yoshinouchi, S.Higaki,
K.Imasaki, S.Nakai, C.Yamanaka
"Laser Interaction and Related Plasma Phenomena"

Vol.6, Plenum Press, New York (1984).

16. Inertial Confinement Fusion Research by Particle Beams at ILE Osaka
S.Nakai, K.Imasaki, S.Miyamoto, S.Higaki, T.Oaki,
A.Yoshinouchi, H.Fujita, K.Mima, K.Nishihara, T.Yabe,
S.Ido, Y.Ohgaki, C.Yamanaka
Laser and Particle Beams Vol.1, No 1 (1983) 29.
17. 大電流粒子ビーム技術とその応用
宮本修治, 今崎一夫, 桧垣哲, 尾崎哲, 芳之内淳, 中井貞雄, 山中千代衛
放電研究 No 92 (1982) 49.
18. Determination of Energies of Intense Light Ion Beam by the Boron - Nitride Nuclear Activation Method
T.Ozaki, S.Miyamoto, K.Imasaki, I.Chihara, S.Nakai,
C.Yamanaka
Jpn. J. Appl. Phys. Vol.21, No 12 (1982) L734.
19. Study of Double Foil Acceleration by Intense Relativistic Electron Beam Irradiation
S.Higaki, K.Imasaki, S.Miyamoto, T.Ozaki, T.Yabe,
S.Nakai, C.Yamanaka
Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 21, No 12 (1982) L737.
20. Measurements of the Energy Deposition Profiles of an Intense Light Ion Beam in Target Using Neutron Time - of - Flight
T.Ozaki, S.Miyamoto, F.Ogawa, A.Yoshinouchi,
K.Imasaki, S.Nakai, C.Yamanaka
J. Appl. Phys. Vol.54, No 2 (1983) 632.
21. Characteristics of Intense Ion Beam in Pinch Reflex Diode
A.Yoshinouchi, T.Ozaki, S.Miyamoto, K.Imasaki, S.Na

- kai, C.Yamanaka Jpn.J.Appl.Phys.Vol.22 No.8 (1983) L485.
22. Performance of a Diverged Electron Beam Ion Diode
S.Miyamoto, A.Yoshinouchi, T.Ozaki, H.K.Fujita,
K.Imasaki, S.Nakai, C.Yamanaka
Jpn.J. Appl. Phys. Vol.22, No.11 (1983) L703.
23. Pulse Power Compression by Fast Opening Switch
S.Miyamoto, A.Yoshinouchi, N.Yugami, K.Imasaki,
S.Nakai, C.Yamanaka
Jpn. J. Appl. Phys. Vol.23, No.2 (1984) L109.
24. Light Ion Beam Transport in a Multi-Plasma Channel
System
T.Ozaki, A.Yoshinouchi, K.Imasaki, S.Miyamoto,
S.Nakai, C.Yamanaka
Jpn.J. Appl. Phys. Vol. 22, No.12 (1983) L789.
25. New Scheme of Cannonball Target Driven by Ion Beam
K.Imasaki, S.Miyamoto, S.Higaki, T.Ozaki, S.Nakai,
C.Yamanaka
Jpn.J. Appl. Phys. Vol.23, No.2 (1984) L83.
26. Experimental Study of Alternative Implosion Concepts
for Particle Beam ICF
S.Higaki, H.K.Fujita, S.Miyamoto, K.Imasaki,
S.Nakai, C.Yamanaka
J.Phys. Soc. Jpn. Vol.53, No.2 (1984) 613.
27. Particle Beam Driven Fusion Research at ILE Osaka
K.Imasaki, S.Ido, K.Mi ma, S.Miyamoto, K.Nishihara,
S.Nakai, C.Yamanaka,
8th International Conference on Plasma Physics and
Controlled Nuclear Fusion Research, Brussels, IAEA-
CN-38/P-1 (1980).

28. CO₂ Laser Guided Plasma Channel for Light Ion Beam Transport
K.Imasaki, S.Miyamoto, T.Ozaki, H.Fujita, S.Nakai,
C.Yamanaka
J.Phys.Soc.Jpn. Vol.50, No.12 (1981) 3847.
29. Light Ion Beam Fusion Research in Japan
K.Imasaki, S.Miyamoto, S.Higaki, T.Ozaki,
K.Nishihara, S.Ido, S.Nakai, C.Yamanaka, K.Yatsui,
K.Masugata, M.Matsui,
" 9th Int'l Conf. on Plasma Phys. and Controlled
Nuclear Fusion Research " Baltimore, IAEA-CN-41/N-4
(1982).

国際会議発表

1. Hydrodynamic Behaviors of Thin Films Irradiated by REB
S.Miyamoto, K.Imasaki, S.Higaki, S.Nakai,
C. Yamanaka,
" Topical Meeting on Inertial Confinement Fusion "
San Diego, California, Feb.(1980) 70a-d.
2. Intense Light Ion Beam Production and Target Irradiation
S.Miyamoto, T.Ozaki, I.Chihara, K.Imasaki, S.Higaki,
S.Nakai, C.Yamanaka,
" 8th IEEE Int'l Conf. on Plasma Science "
Santa Fe, New Mexico, May (1981) 4C6.
3. Ion Beam Generation, Transport in Laser Guided Plasma
Channel and Target Interaction
S.Miyamoto, T.Ozaki, K.Imasaki, A.Yoshinouchi,
F.Ogawa, S.Nakai, C.Yamanaka
" 9th IEEE Int'l Conf. on Plasma Science " Ottawa,
Canada, May (1982) 4A7.
4. Inertial Confinement Fusion by Light Ion Beam
S.Miyamoto, T.Ozaki, A.Yoshinouchi, S.Higaki,
K.Imasaki, S.Nakai, C.Yamanaka
" 6th Int'l Workshop on Laser Interaction and Related
Plasma Phenomena " Monterey, California, Oct (1982).
5. Light Ion Beam Generation and Target Interaction
S. Miyamoto, T.Ozaki, A.Yoshinouchi, S.Higaki,
K.Imasaki, S.Nakai, C.Yamanaka
" 24th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics,
American Physics Society "
New Orleans, Louisiana, Nov.(1982) 7F4.
6. Ion Beam Generation in Inverse Pinch Ion Diode

- S.Miyamoto, K.Imasaki, M.Saito, T.Ozaki, S.Higaki,
A.Yoshinouchi, S.Sakabe, S.Nakai, C.Yamanaka
" 10th IEEE Int'l Conf. on Plasma Science "
San Diego, California, May (1983) 2B3.
7. Power Increase of Inverse Pinch Ion Diode Using Fast
Opening Switch
S.Miyamoto, K.Imasaki, A.Yoshinouchi, T.Ozaki,
S.Higaki, H.K.Fujita, M.Saito, R.Ozeki, S.Nakai,
C.Yamanaka
" 4th IEEE Int'l Pulsed Power Conf."
Albuquerque, New Mexico, June (1983) 23.5.
8. Improvements of Ion Beam Generation in a Hybrid
Inverse Pinch Ion Diode
S.Miyamoto, A.Yoshinouchi, T.Ozaki, S.Higaki,
H.K.Fujita, K.Imasaki, S.Nakai, C.Yamanaka,
" 25th Annual Meeting of the Division of Plasma
Physics, American Physics Society " (1983).

国内学会

1. 相対論的電子ビーム (REB) 励電Ⅲ号による核融合プラズマの研究
電気学会全国大会 東京電機大 1976年 4月 2日
2. 相対論的電子ビーム (REB) による核融合プラズマの研究 (励電Ⅲ号)
電気関係学会関西支部 大阪府立大 1976年11月14日
3. 相対論的電子ビーム (REB) 励電Ⅲ号による核融合プラズマの研究Ⅱ
電気学会全国大会 北海道大 1977年 7月31日
4. 相対論的電子ビーム (REB) 励電Ⅳ号による核融合プラズマの研究Ⅲ
電気関係学会関西支部 大阪市立大 1977年11月 6日
5. REB (励電Ⅲ号) による核融合の研究Ⅴ
物理学会年会 東北大 1978年 4月 1日

6. REB (励電Ⅲ号) による核融合の研究Ⅵ
物理学会 静岡大 1978年10月 6日
7. REB (励電Ⅲ号) による核融合の研究Ⅶ
物理学会年会 大阪大 1979年 4月 2日
8. REB (励電Ⅲ号) による核融合の研究Ⅷ
物理学会 愛媛大 1979年10月 2日
9. 慣性核融合用イオンビームダイオードの開発
物理学会年会 早稲田大 1980年 3月27日
10. 慣性核融合用イオンビーム発生装置の開発
物理学会 福井大 1980年10月 2日
11. 大電流LIBとターゲットの相互作用 (励電Ⅳ号)
物理学会年会 広島大 1981年 3月31日
12. LIB発生技術
物理学会 新潟大 1981年10月 3日
13. 軽イオンビームとターゲットとの相互作用
物理学会 横浜国立大 1982年 3月30日
14. LIBによるターゲット爆縮の研究
物理学会年会 北海道大 1982年 9月30日
15. 励電Ⅳ号による新型ダイオードの開発
物理学会年会 中央大 1983年 3月29日
16. パルスパワー圧縮とオープニングスイッチの研究
物理学会 岡山大 1983年10月12日
17. パルスパワー圧縮と軽イオンビームダイオード
物理学会年会 九州大 1984年 4月 1日
18. パルスパワー駆動慣性核融合 (Ⅱ)
プラズマ核融合学会 九州大 1984年 4月 6日