OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

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	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

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した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，８００kV，２００kA 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（Rerativistic 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，言いか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した実験結果を示す。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(~1/100Ω)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，スイッチギャッ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

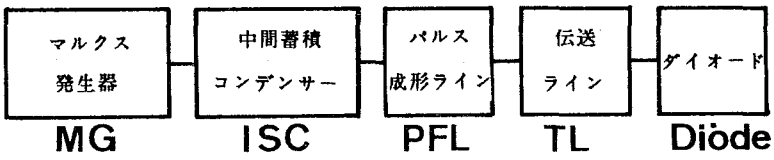
（５００ Ｖ，１５０ｋＡ，１００ｎｓ） の動作特性を解析し，ＴＷ装置励電Ⅳ号（1.1 MV，0.8 MA，60 ns）を建設した。

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ヤグラムを第２－１図に示す。



第２－１図　パルスパワー装置ブロックダイヤグラム

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ため，マイクロ秒（μs）程度の長いパルスであり，パワーは低い。これを低インダワ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，$C = \varepsilon S / d$，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（$\varepsilon = \varepsilon_r \ \varepsilon_0$，F／m）と抵抗率（$\Omega$・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 $\tau = CR = \varepsilon \rho$ となる。一般に，使用する水コンデンサーの純水は，$\rho = 10\ k\Omega$・m，また $\varepsilon_r = 81$ 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ーの直例容量である。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50ns以上のパルスに対しては，実験的に次式で表わされる。

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

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〔m^2〕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。

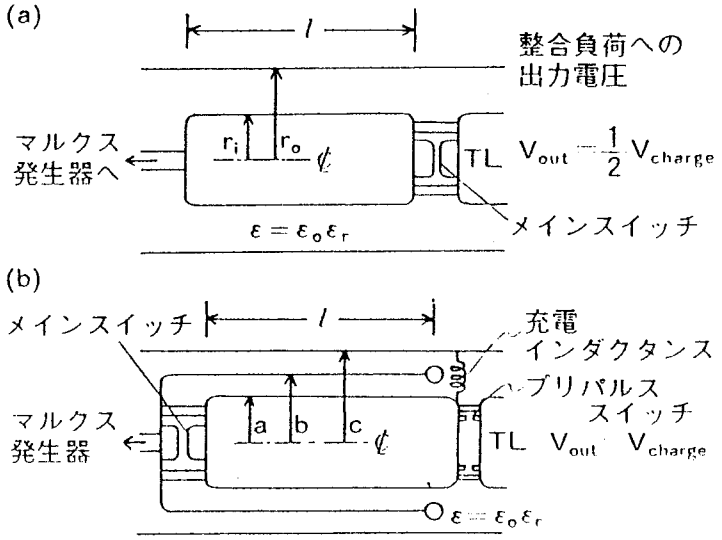
第2－1表　液体絶縁破壊強度のK定数

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（～200nH）を介してPFLに共鳴充電される。このとき充電時間は100ns 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。

$$Z_o = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon}}\ \ell n \frac{r_o}{r_i} \sim \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_r}}\ \ell_n \frac{r_o}{r_i} \qquad (2-2)$$

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働くには，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。

$$L_S << Z_o\ \tau_p \qquad (2-3)$$

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。

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

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々圧の$\frac{1}{2}$となる。
Blumlein ライン型 PFL（図２－２(b)）は充電々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 MV	$E_{BD}t^{0.61}d^{0.09}=1160$	$E_{BD}t^{0.83}d^{-0.67}=610$
Water	1.0＜V＜3.0MV	$E_{BD}t^{0.5}=1.3\times10^{4}$	$E_{BD}t^{0.4}=4.38\times10^{4}$
Oil	0.1＜V＜1.0 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 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５００ｋV，パルス成形ラインの実効充電時間は３００ns，負極側突起ギャップでギャップ間隙は3.3ｃｍと求まる。このとき単アークのインダクタンスは約３０ｎH となる。$Z_O=3.5\,\Omega$，$\tau_S=80$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１００ns，負極側突起ギャップで，ギャップ間隙は4.9ｃｍ，単アークインダクタンスは約４０ｎH となる。励電Ⅳ号は$Z_O=1\,\Omega$，$\tau_S=60$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。

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

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 $c/\sqrt{\varepsilon_r}$）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。

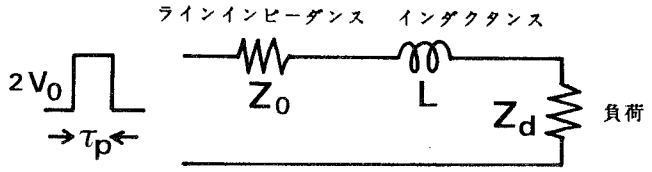
伝送ラインからの高出力パルスは，水／真空隔壁を通り，真空ダイオード部で粒子ビームに変換される。低インピーダンス装置では，水／真空隔壁部が，高出力・高効率を目ざす上での主要な隘路となる。これは，水／真空隔壁部の真空側沿面

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10ns)では実験的に次式で表わされる。

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

ここでFは絶縁破壊電界強度〔V／m〕，teff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〔m^2〕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]



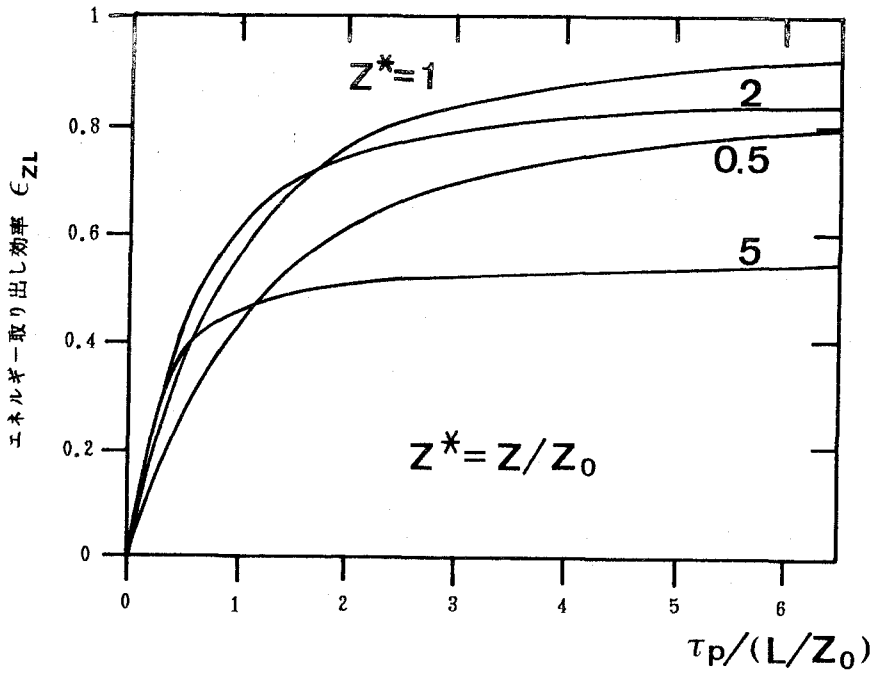
第2－3図　パルスライン及び負荷ダイオード等価回路

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_o，入力パルスは，開放出力電圧 $2V_o$，パルス幅 τ_p とする。エネルギー取出し効率は，

$$\varepsilon_{ZL} \equiv \frac{E_d}{E_o} = \int_o^\infty I_d^2 \, Z_d \, dt \Big/ (V_o^2/Z_o) \, \tau_p \qquad (2-7)$$

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，結果は次式のようになる。

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



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$Z^{*}= Z_d / Z_o$，　$\tau_p^{*} = \tau_p / (L/Z_o)$。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。

$$L < \tau_p Z_o / 2.5$$

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。

$$E \leq 2.1 \times 10^{7} B \qquad (2-9)$$

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。

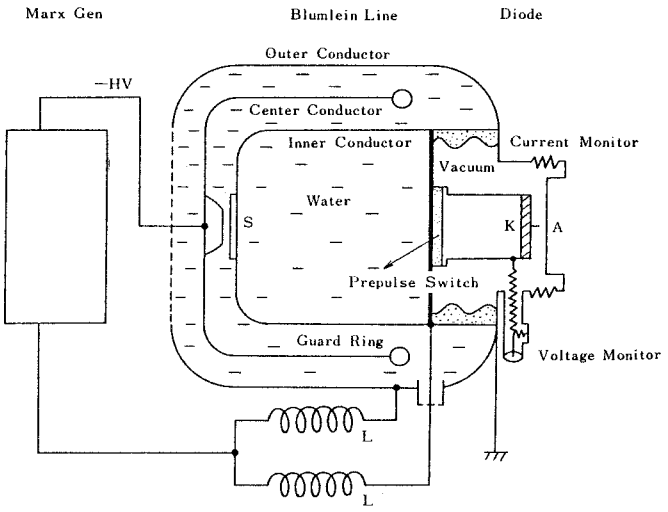
２－３　実験装置

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

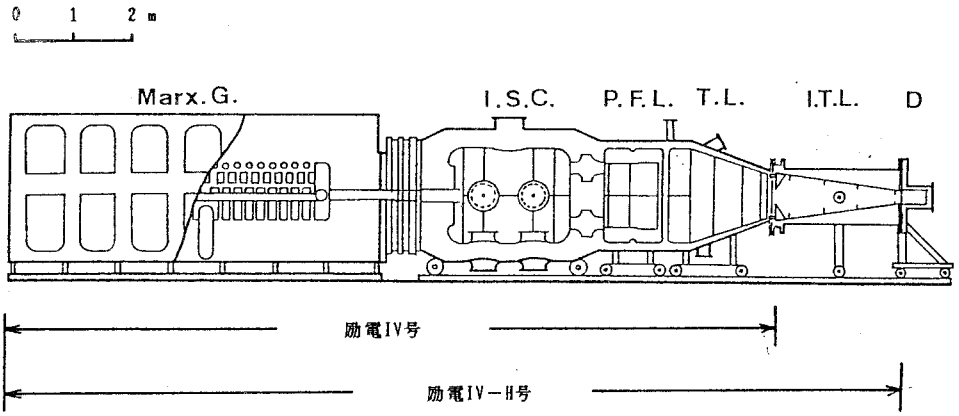
オンビームダイオードの基礎実験を行なった。励電Ⅳ号及びⅣ－H号では，パルスパワー技術開発と大出力軽イオンビーム実験を行なった。

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	±50kV．1.2 μF×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	900kV
最大蓄積エネルギー	27kJ
直例容量	67nF
インダクタンス	＜18 μH

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	30nF
出力インピーダンス	3.5 Ω
出力パルス幅	80ns

ダイオード	
形　式	同軸型
水／真空隔壁	エポキシ樹脂
真 空 度	1×10^{-5} Torr
REB 出力電圧	500kV
〃　電流	120kV
パルス幅	80ns

励電Ⅳ号

Marx 発生器

型　式	油入式
コンデンサー	± 50kV, 2.4 μF × 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	150kJ
直例容量	48nF
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	35nF
特性インピーダンス	2 Ω
往復伝搬時間	130ns
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	350nH

パルス成形ライン

形　式	同軸型水ライン
容　量	31nF
特性インピーダンス	1 Ω
往復伝搬時間	60ns
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	10nH

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	100ns
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	1.1MV
〃　電流	0.8MA
パルス幅	60ns

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	1Ω
出　力　〃	9Ω
片道伝搬時間	66ns
電圧増倍率	2.6倍
変換効率	70%

ダイオード

REB出力電圧	2.8 MV
〃　電流	0.3MA
パルス幅	50ns

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）ダイオード内数ケ所に設置した$\dot{B}$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

ダイオード内数カ所

iv）ロゴスキー型電流測定器

ダイオード内数カ所

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

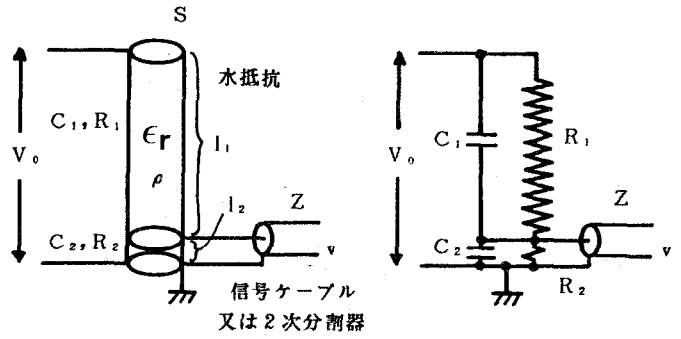
$$R_1 = \frac{\rho \ \ell_1}{S} \quad , \quad C_1 = \frac{\varepsilon_0 \ \varepsilon_r \ S}{\ell_1} \qquad (2-10)$$

$$R_2 = \frac{\rho\ \ell_2}{S} \quad , \qquad C_2 = \frac{\varepsilon_0\ \ \varepsilon_r\ \ S}{\ell_2} \qquad (2-10)$$

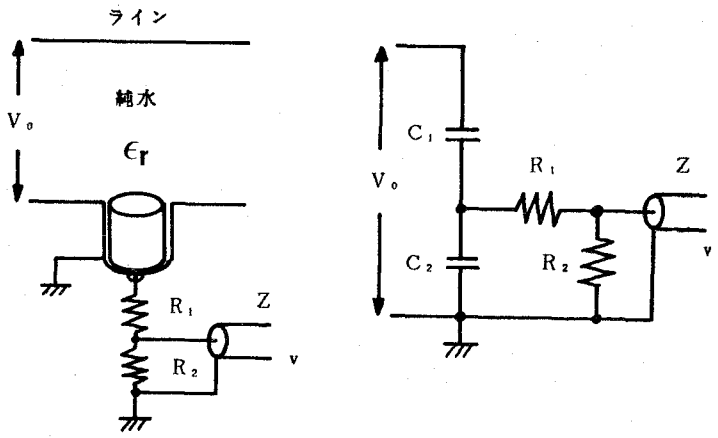
となる。抵抗及び容量分割比 K_R , K_C は,

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

$$= \frac{Z}{R_2 + Z} \cdot \frac{\ell_2}{\ell_1 + \ell_2} \quad , \qquad = \frac{\ell_2}{\ell_1 + \ell_2} \qquad (2-11)$$



(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 $K = v/Vo = \ell_2/(\ell_1 + \ell_2)$ 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 $\lesssim$ 50ns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。

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

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 $CR = \varepsilon_0 \varepsilon_r \rho \sim 7.2\,\mu s$（$\rho = 10^4\,\Omega \cdot m$ として）であり，被測定パルスのパルス幅 τ_p = 50～200ns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。

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

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5ns以下を得た。

iii）の$\dot{B}$型電流プローブは，小型で時間分解能を1ns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）ロゴ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3～5ns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]

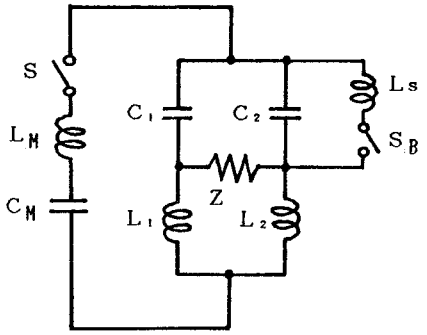
(3)励電Ⅳ－Ｈ号

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 Zin および Zout 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。

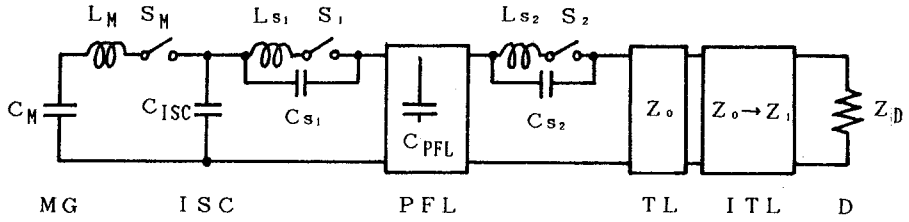
２－３－２　動作特性

励電Ⅲ号，Ⅳ号及びⅣ－Ｈ号の等価回路を第２－７図に示す。



C_M=67 nF
C_1=17 nF
C_2=13 nF
L_M=20 μH
（マルクス及びフィード）

(a)　励電Ⅲ号



C_M =48 nF
C_{ISC}=35 nF
C_{PFL}=32 nF
Z_0=1 Ω
Z_1=9 Ω
L_M=12 μH

励電IV-H号

(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。$(C_1+C_2)/C_M$～ 0.44 と設計しているため，ラインの最大充電々圧は，マルクスの充電々圧を 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1μs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，

$$v_{pp} = \frac{V_{pp}}{V_0} = \frac{1}{C_1 A}\left\{\frac{\tau_+}{\omega_+^2}(1-\cos\omega_+ t) - \frac{\tau_-}{\omega_-^2}(1-\cos\omega_- t)\right\}$$

$$-\frac{1}{C_2 A}\left\{\frac{\tau_+'}{\omega_+^2}(1-\cos\omega_+) - \frac{\tau_-'}{\omega_-^2}(1-\cos\omega_- t)\right\} \qquad (2-14)$$

となる。ただし

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

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

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

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

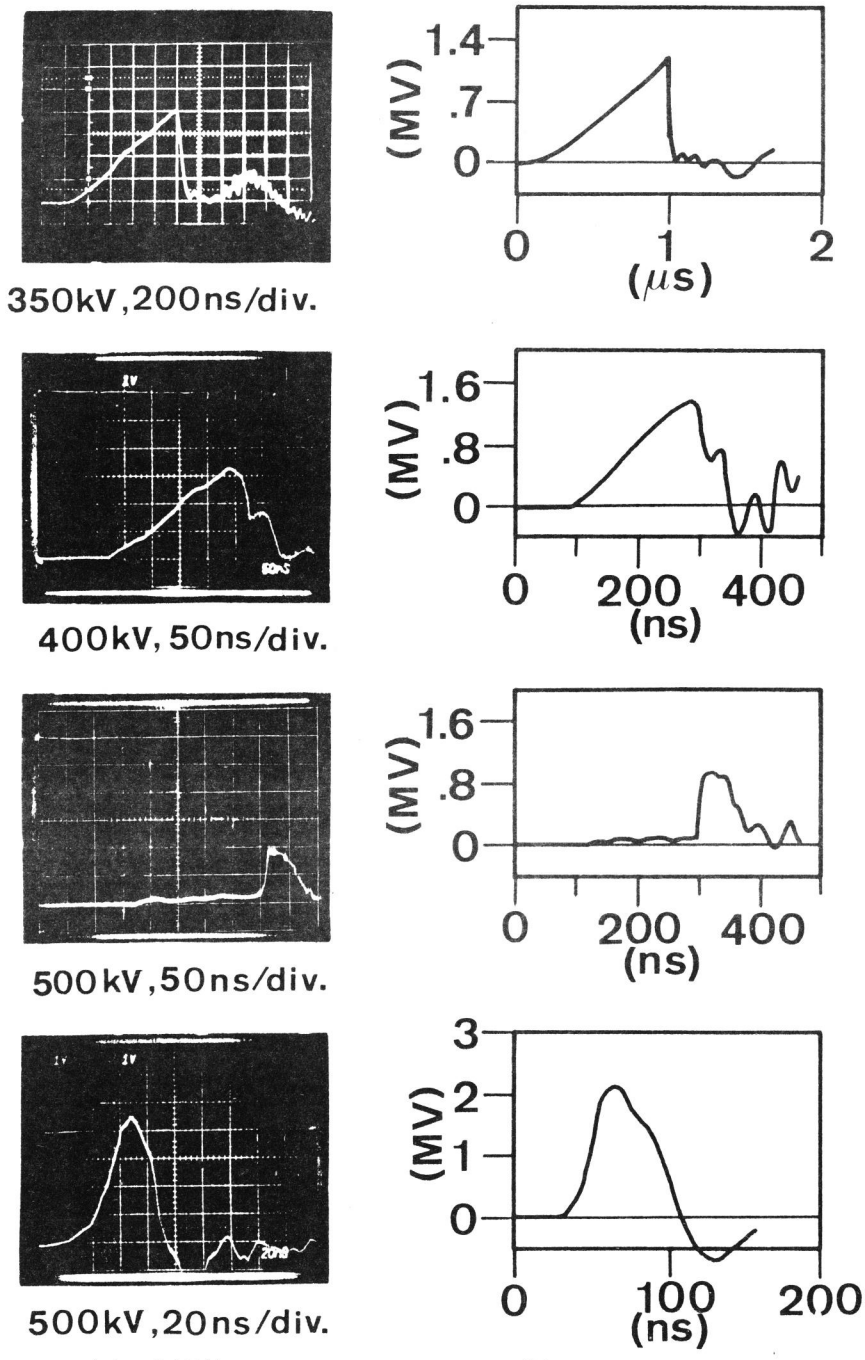
$$\omega_\pm^2 = -K_\pm$$

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

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

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



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 μs	1.10 μs (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

V_{ch} = 27 kV
L_M = 12 μH
L_{s_1} = 300 nH

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で，実際は充電時間２３０ns は電圧波のPFL 往復電搬時間６０ns 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[10]）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

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

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^o，電圧プローブ出力を V_p^o とすると

$$V_B^o = R_1 \frac{dI_D^o}{dt}$$
$$V_p^o = L_D \frac{dI_D^o}{dt} \qquad (2-17)$$

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

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

により負荷電圧 V_D が求まる。

励電の実験では，L_D = 30～80nH，$dI_D/dt \sim 10^{13}$ 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} = 2.5MV，67% V_{BD} の時間を80nsとする　付録式（A－11）より

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

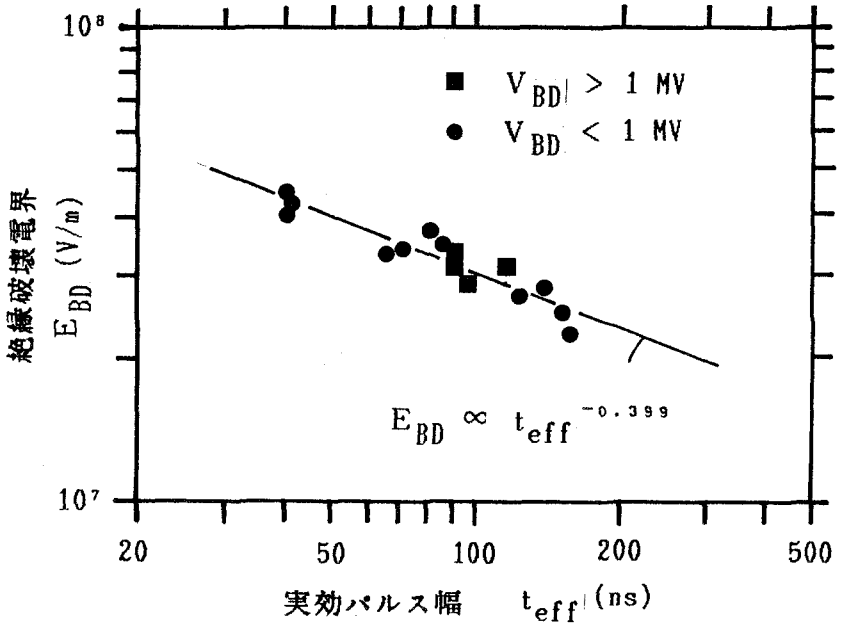
チャンネル数は式（2－5）より，

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

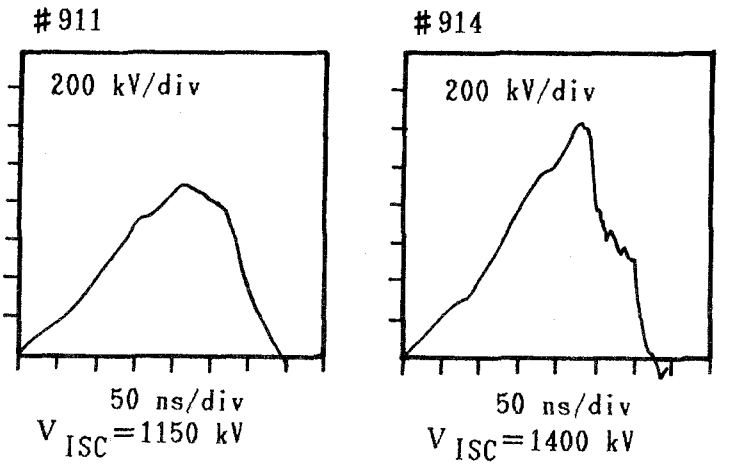
12チャンネルと求まる。

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々圧変更とともに，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，ギャップメイ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。



(a)



(b)

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 teff に対するギャップブレークダウン電界 E_{BD} の依存性で測定条件は

i)　0.44 ＜ V_{BD} ＜ 1.4 MV

ii)　10 ＜ d ＜ 40 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。ブレークダウン電界は，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定定性は，ブレー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々圧波形はLC共鳴充電のため，近依的に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)にギャップ間隙は同じで，ISC出力電圧の異なる場合のPFL電圧波形を示す。ギャップ間隙３５mm，ISC出力電圧が左の波形で１２３０kV，右が１４００kV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（$n_e \gtrsim 10^{13} cm^{-3}$）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，ダイオード間隙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

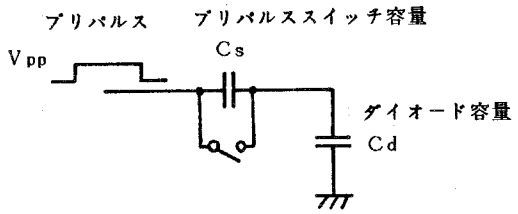
プリパルスはダイオード以外を流し，メインパルスはダイオードへとスイッチングする。プリパレスとメインパルスのパルス幅が異なることを利用したインダクタンスによる分流及び高速オープニングスイッチを用いた分流が考えられる。

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)プリパルス発生の低減

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低減される。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

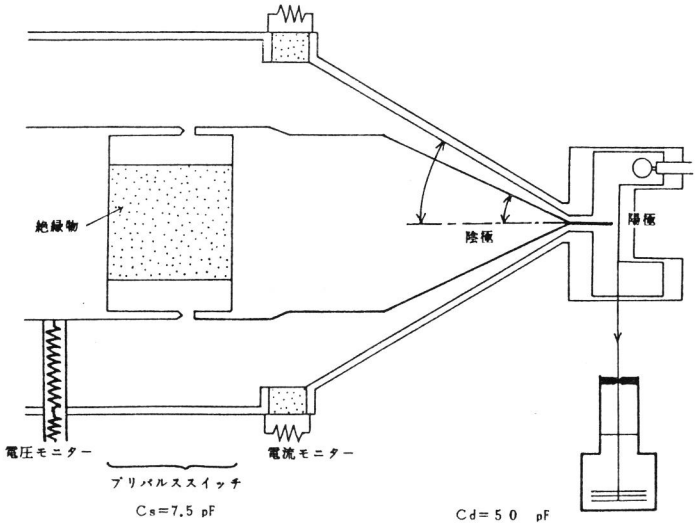
第２－１０図にプリパルススイッチとダイオードの等価回路を示す。プリパルスはパルス幅が長いため集中定数回路で考えうる。C_s はプリパルススイッチの浮遊容量，C_d はプリパルススイッチ以後の高電圧電極－接地電極間の浮遊容量である。入力プリパルス電圧がVppとすると、ダイオードに印加されるプリパルス電圧 V_{pd} は，

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

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，$Vpp - V_{pd}$ 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

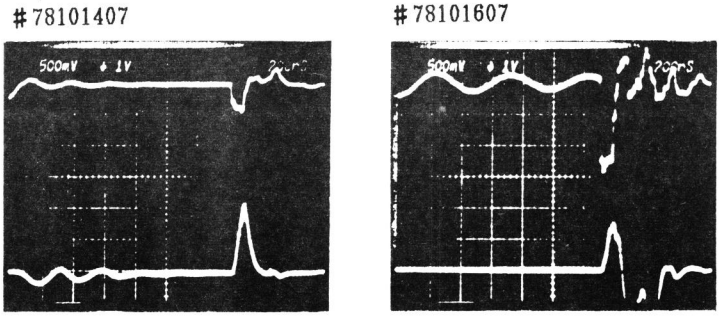
ほどプリパルスは抑制できる。

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，メイ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$C_s = 7.5\,pF$，$C_d = 50\,pF$，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

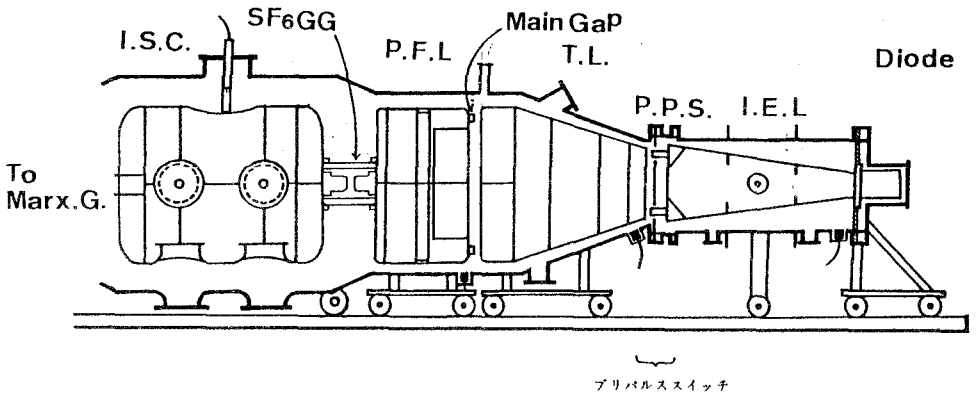
上：電圧波形　97 kV/div
下：電流波形　24 kA/div
200 ns/div

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。

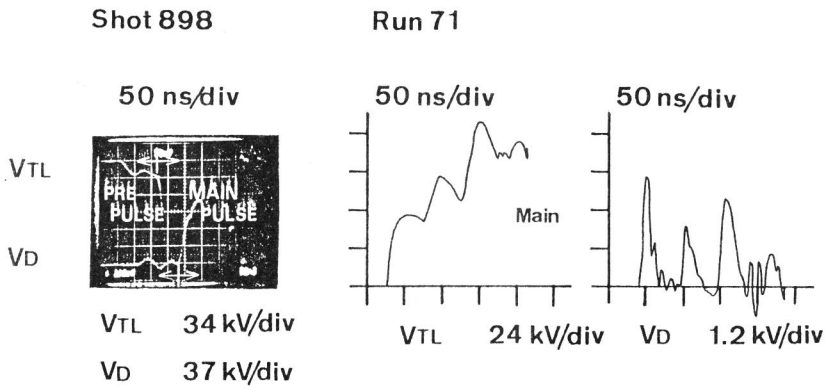
励電Ⅳ号では，Ⅲ号と同様な真空プリパルススイッチを用いた。また次に述べる，励電Ⅳ－H号用水中プリパルススイッチも使用できるようにした。

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



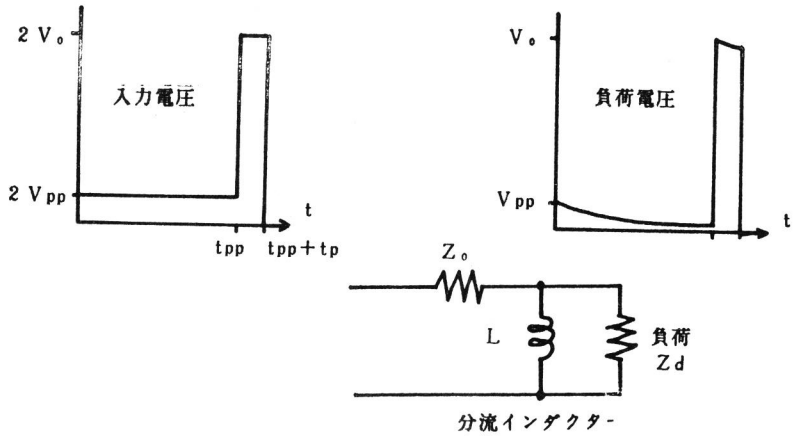
	Shot 898			Run 71		
	PrePulse	Main Pulse	%	PrePulse	Main Pulse	%
VTL	34 kV	220 kV	15.5	103 kV	960 kV	10.7
VD	15 kV	740 kV	2.0	3.5 kV	2100 kV	0.17

第２－１４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％にまで下るという結果となった。これは，シミュー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２－１５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_o，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_o 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_o とする。負荷でのプリパルス電圧は次式で表わされる。

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

メイン電圧は

$$V_d = V_o \; e^{-t/(2L/Z_o)} \qquad (t_{pp} < t) \qquad (2-21)$$

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，

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

より，$t = 100\,ns$，$Z_o = 3.5\,\pi$ より，

$$L > 1.66\;\mu H$$

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

したがって，励電Ⅲ号では，$1.66\,\mu H$ 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なように，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（～10ns）。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，電界集中系数をｆとする。測定範囲は，

$$0.44 < V_{BD} < 1.4\ \mathrm{MV}$$
$$10 < d < 40\ \mathrm{mm}$$
$$2 < f < 5$$

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

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

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モジュールと考えうる励電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 Insulaed Inductive Loads "
: Proc. of 3rd IEEE Pulsed Power Conf,. AIbuquerque,
3 (1981) 248.

(9) D.G. Pellinen, M.S. Di Capua 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 Electoron 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Alfven 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。Alfven 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。制動輻射X線の計測から，REB はパルス立上りより50nsで収束をはじめ，80nsで強収束に達していることがわかった。収束径は1.5㎜⌀，収束電流密度2MA／㎠，収束パワー密度は1TW／㎠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50ns，収束径1㎜⌀，収束電流密度6MA／㎠，収束パワー密度3TW／㎠が得られた。特徴的ビームパラメーターは，電圧500kV，電流80kA，パルス幅60ns 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㎝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]（$2\sim4\times10^7$ 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。

$$J_e^{CL} = \frac{4}{9}\sqrt{\frac{2e}{m}}\frac{\varepsilon_0 V_0^{3/2}}{d^2} \qquad (3-1)$$

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効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]

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

但し

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

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

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

となる。Z，Mはイオンの価電数と質量。

これらに相対論的効果を含めると[4]

$$J_e = h_r^2 J_e^{CL}, \quad J_i = a J_e$$

$$h_r = \frac{3}{4}\int_0^1 \{ z^{1/2}(1+\alpha z)^{1/2} + (1+\alpha)^{1/2}[(1-z)^{1/2} - 1]\}^{-1/2} dZ$$

$$a = \left(\frac{Zm}{M}\right)^{1/2} (1+\alpha)^{1/2}$$

$$\alpha = eV_0 / 2mc^2 \qquad (3-4)$$

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Alfven－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

$$I_A = \frac{4\pi\varepsilon_0 m_0 c^3}{e}\beta\gamma = 17000\beta\gamma \qquad (3-5)$$

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，

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

となる。I_B/I_A は

$$\frac{I_B}{I_A} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 mc^2}\frac{N}{\gamma} = \frac{r_0 N}{\gamma} \equiv \frac{\nu}{\gamma} \qquad (3-7)$$

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。

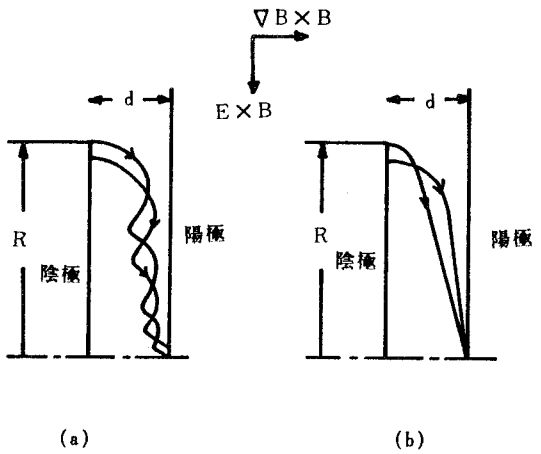
ピンチは電流が次式で与えられる臨界電流を超えると起こる。

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

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，

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

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×Ｂドリフトと ▽B×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)の軌道をとり，ダイオード電流は

$$I_{FF} = 8500 \frac{R}{d} \gamma^{1/2} \ell n\left[\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}\right] \qquad (3-10)$$

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

$$I_P = 8500 g \gamma \ell n\left[\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}\right] \qquad (3-11)$$

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	$\left[\ell n\left(\frac{R_2}{R_1}\right)\right]^{-1}$

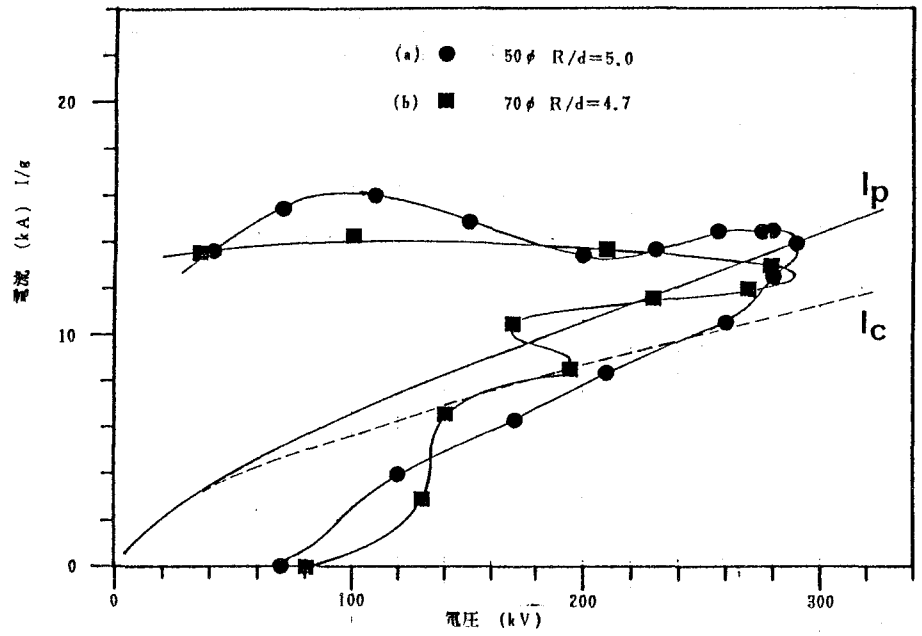
同軸円筒ライン (方位角方向へ進行)	内電極半径　R_1 外　〃　R_2 電極幅　Z_0	$\frac{Z_0}{2\pi}\ \frac{2R_2}{R_2^2-R_1^2}$
同軸円錐ライン	内円錐半頂角　δ_0 外　〃　θ_0	$\left[\ell n\left(\tan\frac{1}{2}\theta_0\right)-\ell n\left(\tan\frac{1}{2}\delta_0\right)\right]^{-1}$
平行平板ダイオード	陰極半径　R 電極間隔　d	$\frac{R}{d}$

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トを突き出した。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2～5㎜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。

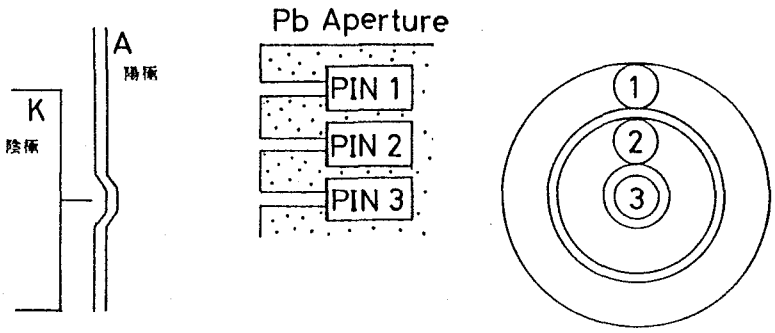


第3－2図　平板型ダイオード　V－I特性

同図(a)は陰極半径が５０㎜，(b)は７０㎜である。黒点間は１０ns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



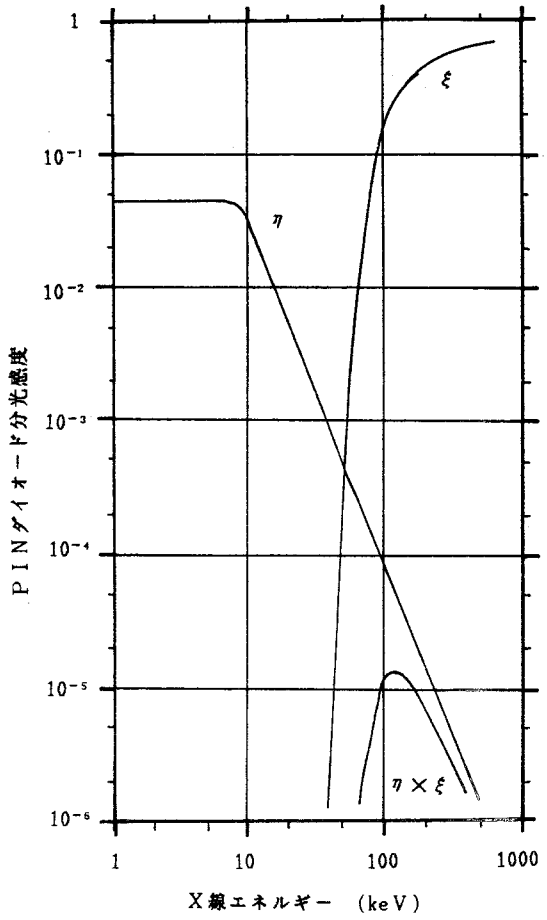
第３－３図　PINダイオード計測配置図

部２０㎜φを５㎜へこませている。陽極全体は５㎜厚の真鍮を用いた。陰極は１００㎜φの真鍮で中央にタングステン１㎜φのガイドロッドを持つ。代表的ガイドロッド長は１３.５㎜，陰極－陽極間隙も１３.５㎜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，５００μm，倍率約２倍，１００μm厚のBeで遮光した。２keV（１／ｅ）以上の硬Ｘ線を観測できる。

時間分解Ｘ線計測は，２５０μm－Si　PINダイオードを用いた。５㎜厚真鍮陽極板の後方１２㎝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㎜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 ㎠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㎜



第３－４図　PIN　X線ダイオード分光感度

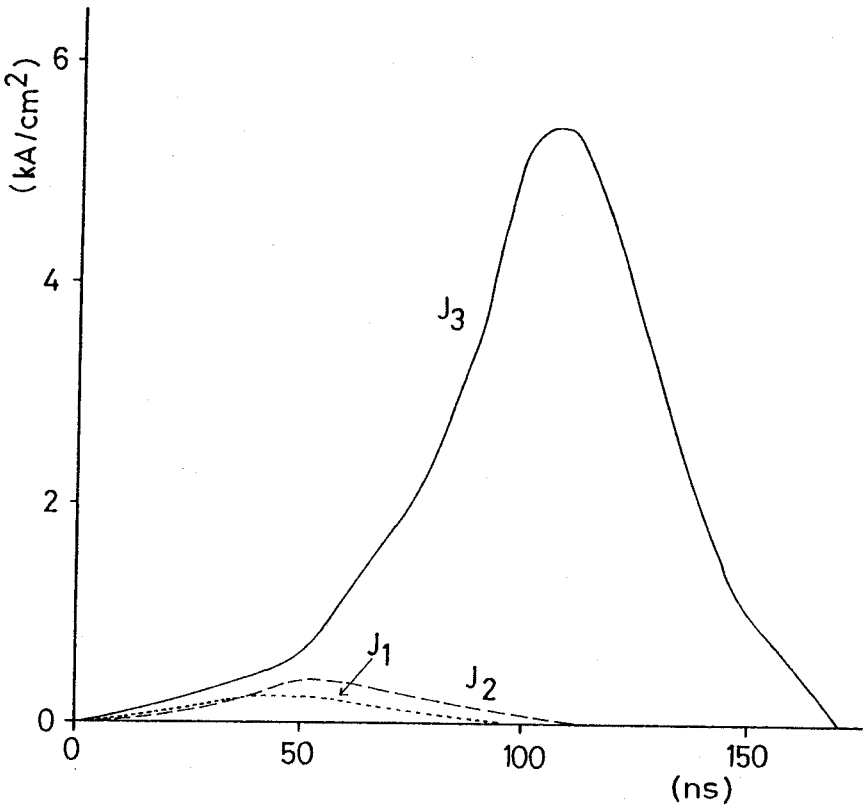
厚による減衰で，全感度$\eta \times \xi$は１００keV 付近でピークを持つことがわかる。これより低エネルギー側では急激に感度が低下するため，この測定系での観測X線はREB 電子の制動輻射によるものだけと考えられる。単位面積から単位立体角に放射されるX線のエネルギーは

$$E_X = K\ J_e\ V^{\alpha} \qquad (3-12)$$

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。

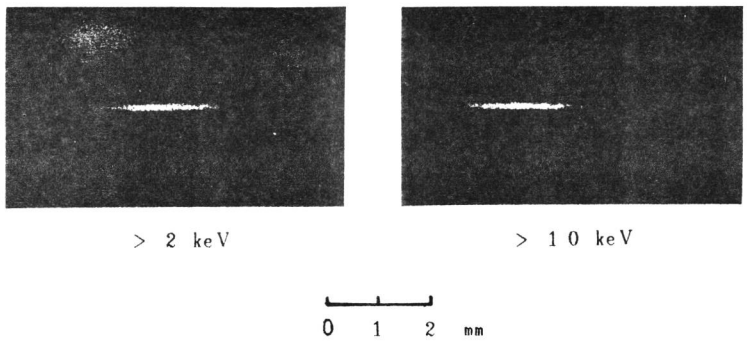
第 3 － 5 図に電子電流密度の時間変化を示す。これは，PIN ダイオード信号及び



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 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

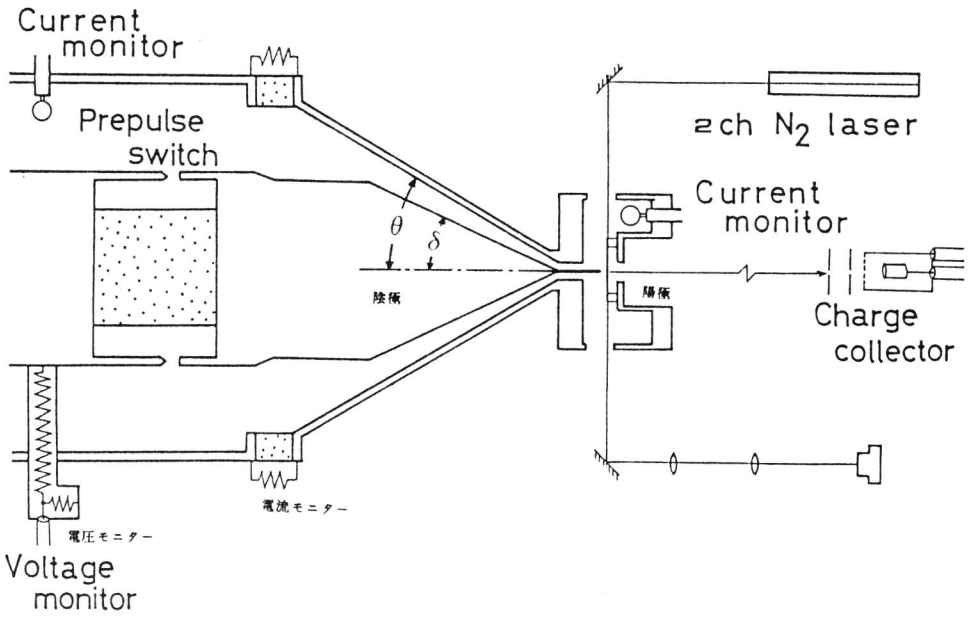


第３－６図　平板型ダイオード　REB収束X線像

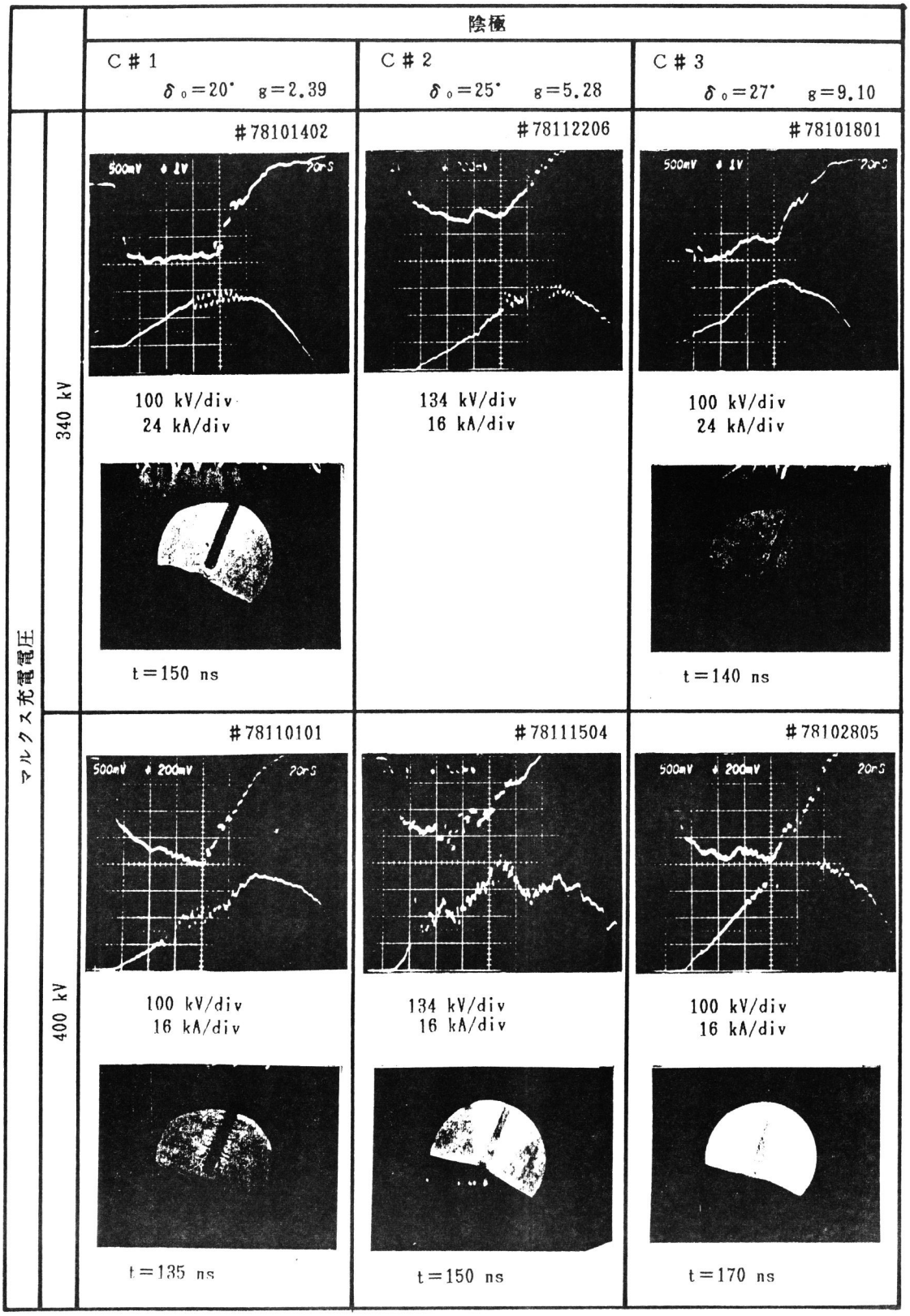
像の半値幅 1.5 ㎜φを考慮すると，ピンチ領域での電子密度は $n_b \sim 2\times10^{14}cm^{-3}$ に到していることがわかる。平板型ダイオードでは，最大電流密度２MA／cm^2，電子密度 $5\times10^{14}cm^{-3}$，収束パワー密度１TW／cm^2 が得られた。

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

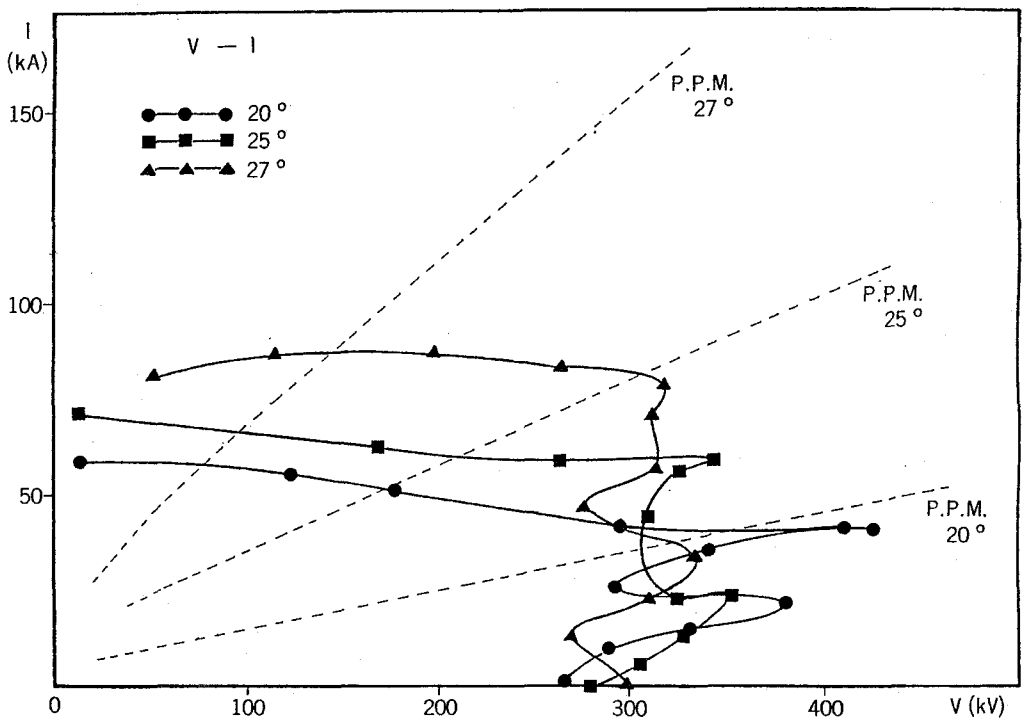
円錐型ダイオードの特徴的な電圧，電流波形を第3－8図に示す。陽極半頂角は$\theta_0 = 30°$，陰極半頂角は，C#1が$\delta_0 = 20°$，C#2が$\delta_0 = 25°$，C#3で$\delta_0 = 27°$である。陰極円錐先端から1㎜φのタングステン棒を突きだし，ビームをターゲットまで導く。ガイド棒先端と陽極間距離は4㎜である。

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→C#3）また充電々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。パラボテンシャルフローモデルで予想される計算値Ipを破線で示す。C#1では，電圧立上りより50nsでIp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10Ωである。C#2はIpによる予想値が約4Ωとなる設計で，励電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，Ip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（2Ω）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



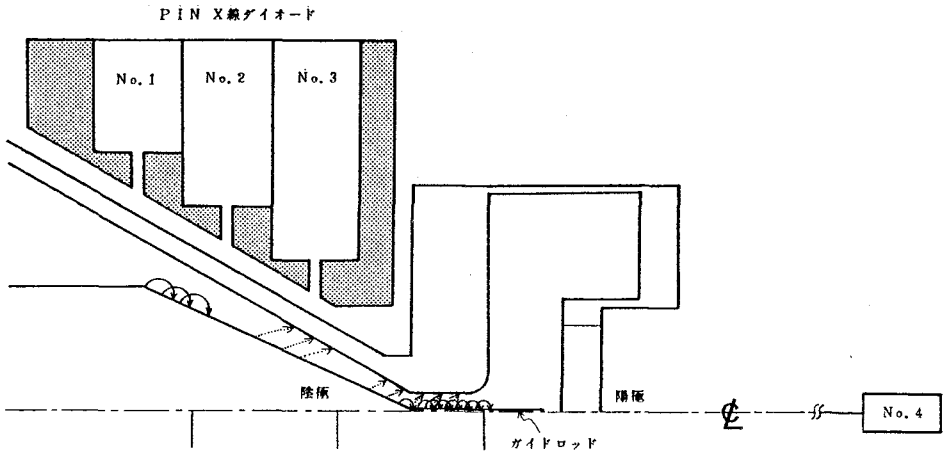
第３－９図　円錐ダイオード V−I プロット

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～３００kV で３５～４０kA，４００kVで～１９kA である。C#3の場合は，ガイドロット部への入口（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（$\gtrsim 10^{19}\,cm^{-3}$；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輻射X線を，



第３－10図　PIN　X線ダイオード計測配置図

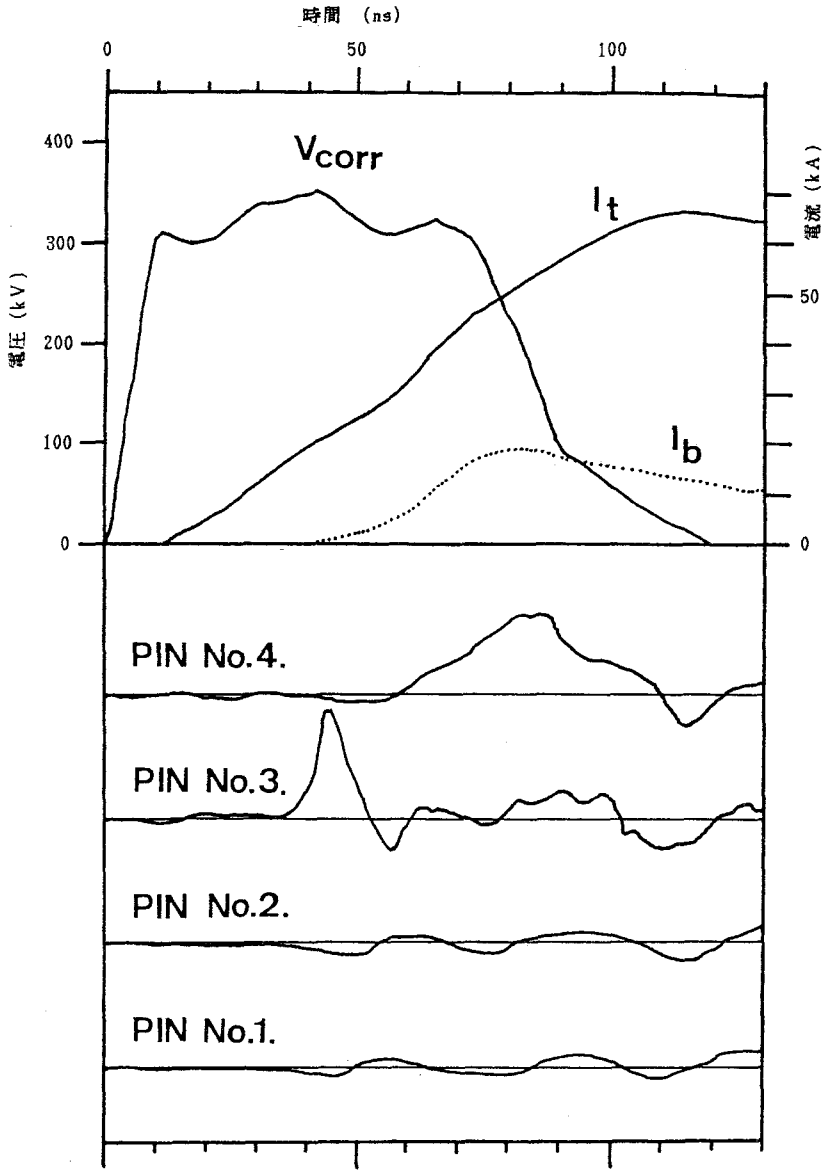
PIN－No.4で同軸ガイドロッド部及びターゲットからのX線を測定した。

第３－11図にインダクタンス分を較正した電圧波形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$C^{\#}2$（$\delta_0=25°$）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㎜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50nsでは，電子電流は，同軸ガイドロット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。

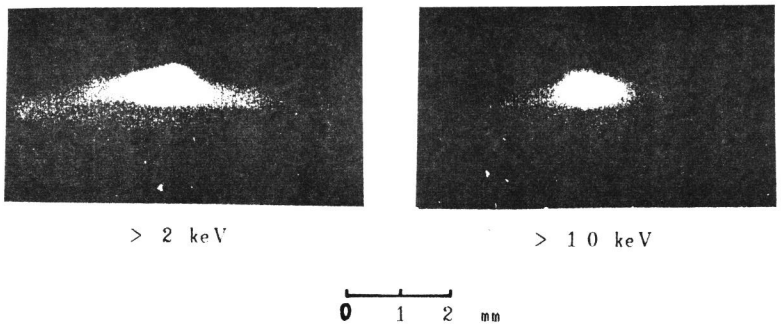
REBの収束径はX線ピンホールカメラで測定した。フィルムを積層型とし，同時に異なるX線エネルギーの像が観測できるようにした。フィルムは，感度曲線及び分光減衰特性が調べられている。Kodak no－screen フィルム[10,11]を用いた。第１枚目のフィルムは遮光フィルターによる減衰で２keV以上のX線を，第２枚目のフィルムには10keV以上のX線を記録する。

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㎜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６MA／㎠が得られている。このとき，収束点でのパワー密度は，３TW／㎠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。

(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，～１㎜／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２MA／cm^2，パワー密度１TW／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 70～80 ns であったものを 50ns 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 ㎜φ，電流密度は6 MA／㎠，パワー密度は3 TW／㎠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 ㎜／ns	2.8 ㎜／ns *
REB収束径	1.5 ㎜	0.9 ㎜
収束電流密度	2 MA／㎠	6 MA／㎠
収束パワー密度	1 TW／㎠	3 TW／㎠
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. Alfven, 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 ν/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 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（CH_2）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 $n_e \sim 1-2\times10^{19}cm^{-3}$ 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，

60ns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

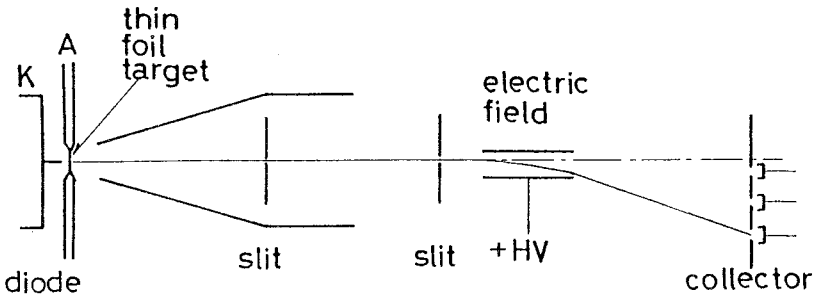
REB電流密度 $\lesssim 10^6 A/cm^2$ の領域で行なわれたポリエチレン及び銅ターゲットからの吹き出しプラズマ速度計測から[1,2]古典吸収以上の強いエネルギー散逸機構が存在することが予想された。ここでは，エネルギー散逸量を直接測定するため，古典吸収による電子停止長より十分薄いターゲットを用い，ターゲットを透過したREB 電子のエネルギーを測定した。

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㎜，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㎜で使用した。陽極の中央（ダイオード軸上）に，上部直径20㎜，底部直径10㎜，深さ5㎜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㎜φのタングステン棒を陽極に向ってつき出した。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，50ns は，陰極全面からほぼ同様に発生した電子が，90ns では７０％の電流が中央部に収束し，電子密度は $2\times10^{14}\,cm^{-3}$ に達する。

第４－１図に透過電子エネルギー測定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較正について述べる。

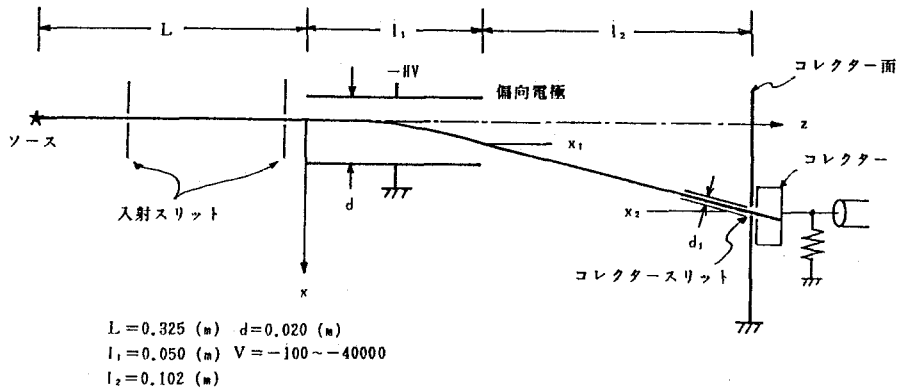
(1) 静電型電子エネルギー分析器の設計と較正

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，

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

ここで，e，m_0は電子の電荷と静止質量，$\gamma = 1+E_0/m_0c^2$ 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。

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



第４－２図　電子エネルギー分析器

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

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

$$\gamma\beta^2 = \frac{E_0(E_0 + 2m_0c^2)}{m_0c^2(E_0 + m_0c^2)} \qquad (4-4)$$

である。

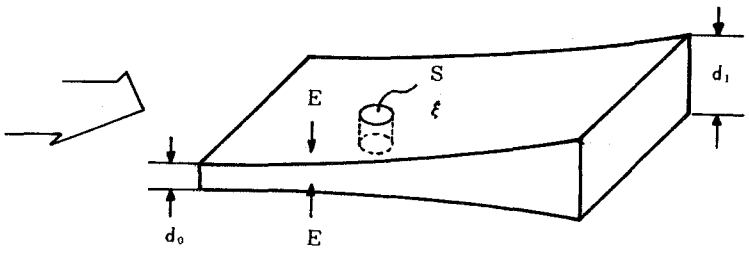
分析器のエネルギー分解能は

$$R = \frac{\Delta E_0}{E_0} = (d_1 + d_2)\frac{dE_0}{dx_2}\frac{1}{E_0} \qquad (4-5)$$

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，$\ell_1 = 0.05$，$\ell_2 = 0.102$，$d = 0.02$，$V = 20$ kVで，$E_0 = 200$ keV 近傍の電子を測定する場合，$(dE_0/dx_2)/E_0 \sim 6\%/$mm 程度になる。$R \lesssim 10\%$にするには，$(d_1 + d_2) < 1.7$ 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

$$E_S = \frac{\xi}{2\varepsilon_0} \qquad (4-6)$$



第４－３図　空間電荷による拡がり

入射電流密度は

$$J_e = \xi \beta c / d_0 = 2 \varepsilon_0 E_S \beta c / d_0 \qquad (4-7)$$

したがって表面電界は

$$E_S = \frac{d_0}{2 \varepsilon_0 \beta c} J_e$$

また距離ℓを飛んだときの拡がりは、

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

となる。（４－７）（４－８）式より

$$\frac{d_1 - d_0}{d_0} = \frac{e \ell^2}{2 \varepsilon_0 \gamma m_0 \beta^3 c^3} J_e \qquad (4-9)$$

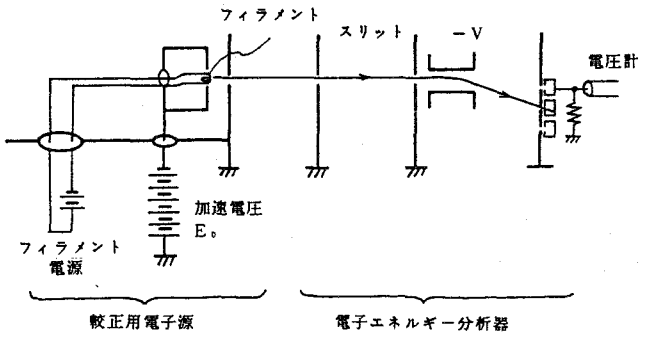
入射電子のエネルギーが小さいほど拡がりは大きくなる。５０keVの電子が，ℓ＝0.１８ｍの距離を飛んでコレクターに入射する場合拡がり率を１０％以下とするには，

$$\frac{d_1 - d_0}{d_0} = \frac{e}{2 \varepsilon_0 m_0 c^3} \frac{\ell^2}{\gamma \beta^3} J_e < 0.1$$

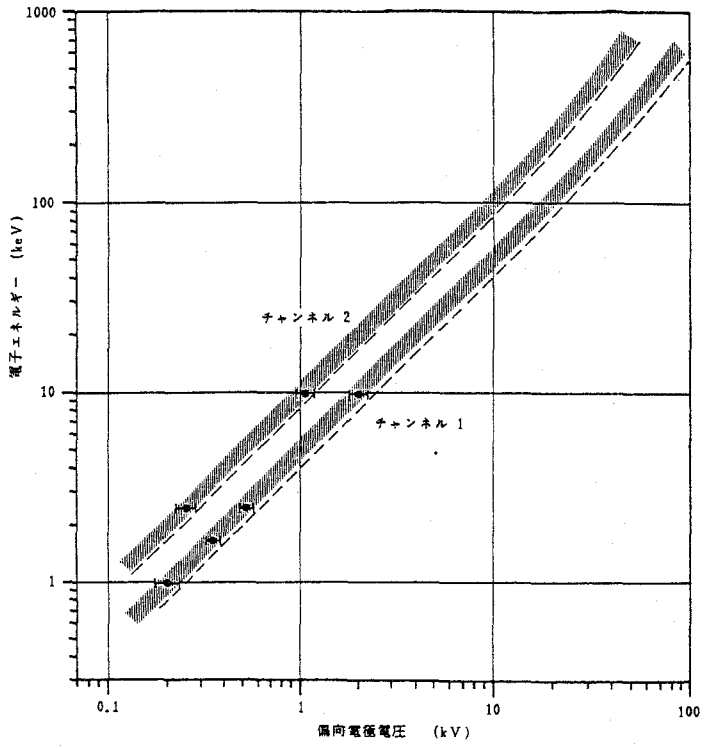
より $J_e < 67\ mA/cm^2$ とする必要がある。第１入射スリットを調整して，電流密度を制限した。

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１keVから10keV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図に較正結果を示す。（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較正配置図



第４－５図　電子エネルギー分析器較正結果

チャンネル1，2では，±１０％よりよい分解が得られていることがわかる。この較正値を，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折に用いた。

４－２－２　実 験 結 果

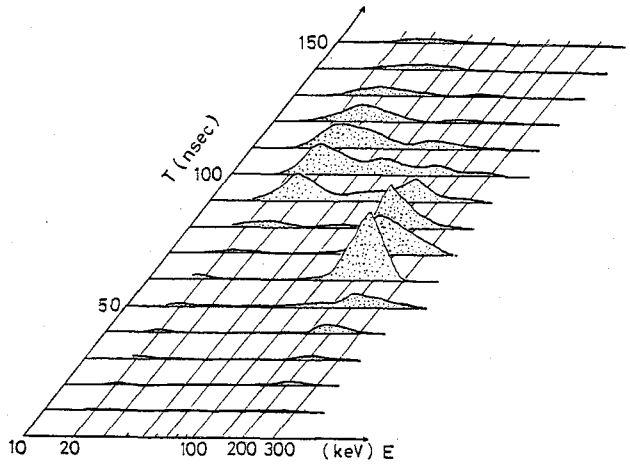
ある時刻での透過電子のエネルギースペクトラムは何ショットかの測定結果を平均することにより得られる。１００μm 厚のポリエチレンをターゲットとした場合の結果を第４－６図(a)に示す。同図(b)は，２０μm 厚のポリエチレンの上に６μm の Ni をコートし，Ni 側から REB 照射した場合の結果である。また，クーロン衝突のみでエネルギーを散逸すると仮定して，ポリエチレン１００μm ターゲットについて透過電子のエネルギーを計算したものが同図(c)である。

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 のコーティングが，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。

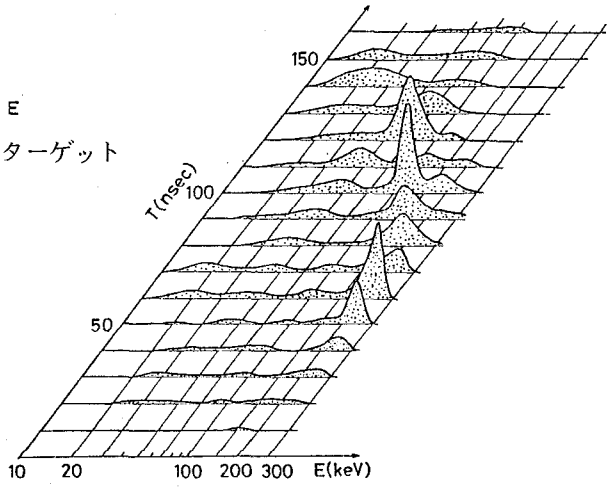
ここでの実験の結果をまとめると，

(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（$n_e \gtrsim 10^{14}\,cm^{-3}$）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。

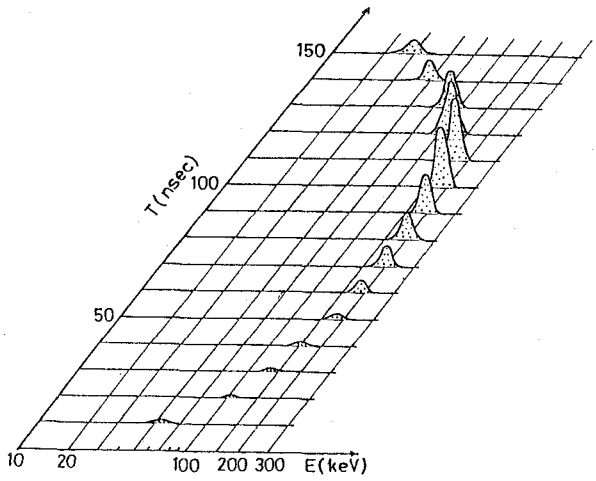
(2) Ni を REB 入射側にコートしたポリエチレンターゲットでは，ρt（ターゲット密度と厚さの積）はポリエチレンのみの場合とほぼ同じにしたにもかかわらず，REB 電子のエネルギー損失は小さく，ほぼ古典吸収で予想される値となった。



(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

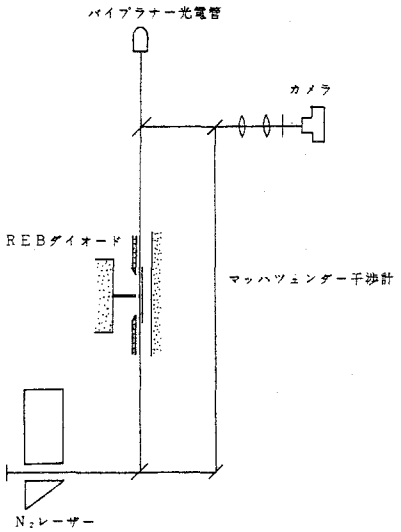
第 4－6 図

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っていれば，吹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㎜×3㎜ 程度の断面を持つレーザービーム（λ＝337.1㎚）をビームスプリッターにより2分割し，片方をターダー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 ω（$=2\pi c/\lambda$）とする。このレーザー光に対するプラズマ屈折率は

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

である。ここで$\omega_p=(n_e e^2/\varepsilon_0 m_0)^{1/2}$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（$\lambda=337.1$ nm）では $n_c \sim 9.8\times10^{21}\,cm^{-3}$ 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，

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

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

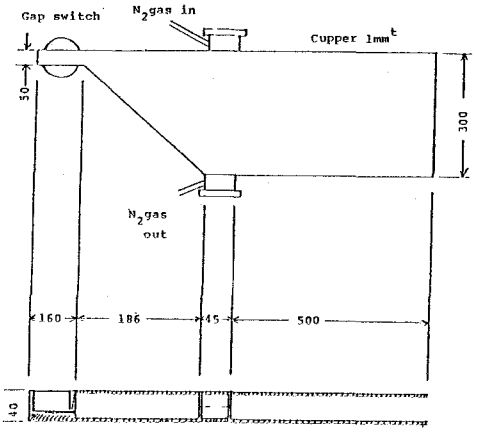
$$n_e = \frac{2\pi\varepsilon_0 m_0 c}{e^2\lambda}\left\{1-\left(\frac{\lambda}{L}\Delta F+1\right)^2\right\} \qquad (4-13)$$

$$\simeq 5.9\times10^5\lambda^{-1}\left\{1-\left(\frac{\lambda}{L}\Delta F+1\right)^2\right\}$$

（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[3]。

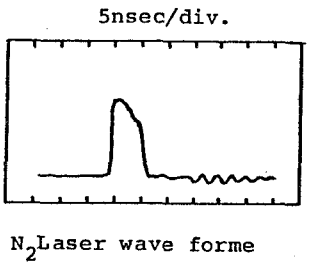
(2) 窒素レーザー

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。カロリーメーターにより測定した出力レーザーエネルギーは，充電々圧 20 kV で 2 mJ であった。このときパルス波形より，出力は 300kW と求まる。平行平板ラインの容量（C～20 nF）より，入力エネルギーは $E_{in} = \frac{1}{2}CV^2 = 4J$，レーザー発生効率は 5×10^{-4} となる。



第４－９図　窒素レーザー出力波形

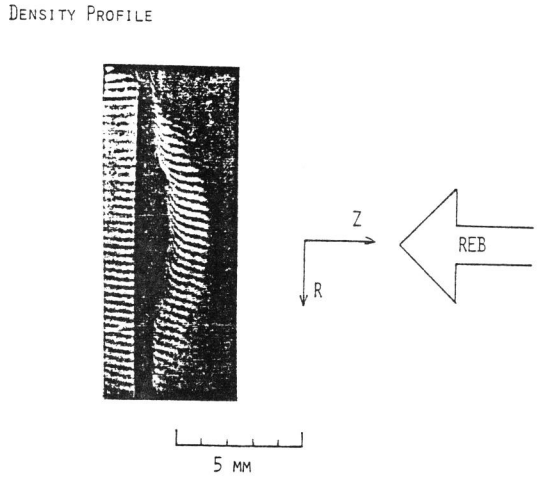
出力ビーム波形は放電電極の形状によって決まり，10 ㎜×３㎜ の長方形を示し

た。レーザービームの発散角が比較的大きいため，３ｍ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，２０×１０㎜の領域が観測可能であった。

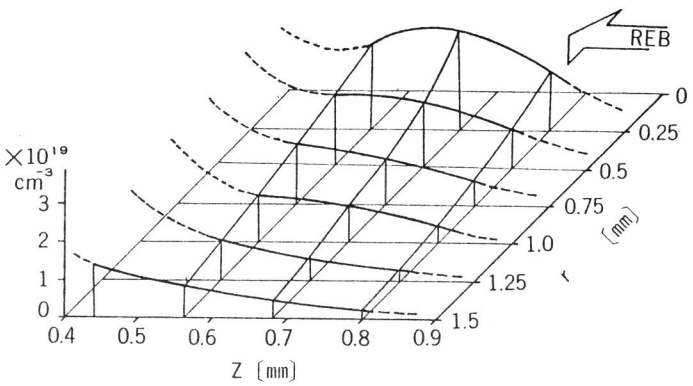
励電Ⅲ号との同期には，マルクス発生器の分割出力を遅延ケーブルを介して窒素レーザー始動ギャップのトリガーへ入力した。同期時間ジッターは50ｎｓ以下で動作した。

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。



(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渉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，干渉稿移動が見られず，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～0.75）あたりまで，$1-2\times10^{19}cm^{-2}$ 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) １００μm 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，$1-2\times10^{19}cm^{-2}$ 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。

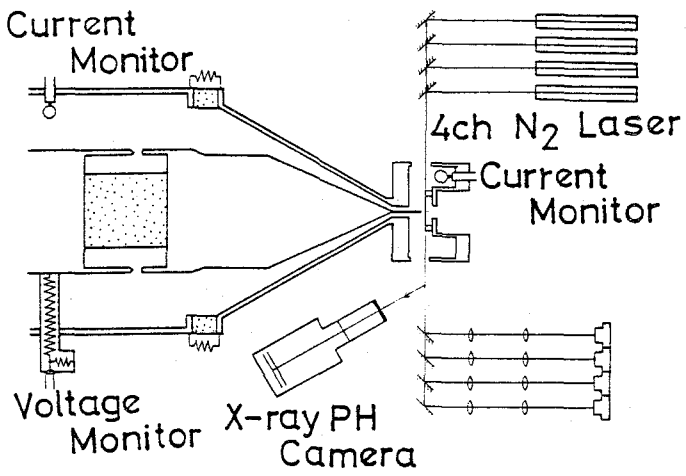
４－４　ターゲットの流体力学的振舞の測定

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 3TW/cm^2 であった。陰極は C#1（$\delta_0 = 20°$）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，①４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②Ｘ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 N_2 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（1000pF×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，60ns おきにパルス幅 7ns 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，337nm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，50μm Be で遮光した。150μm^{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。

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

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，

$$\rho t_0 v_r \sim P_a \tau_p = 定数 \qquad (4-15)$$

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，プラズマは前後面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，

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

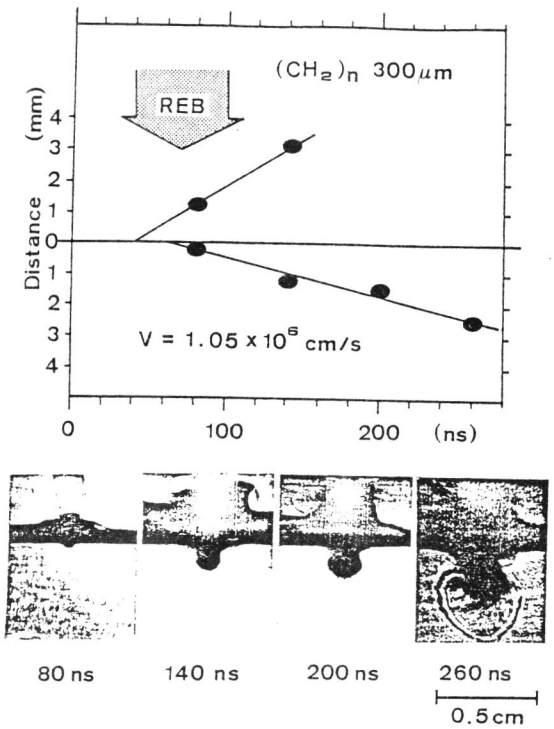
ここでTはターゲット温度，dE／dx はターゲットのストッピングパワーである。dE／dx がクーロン衝突によるとすると，4－5節より，$dE/dx \propto \rho Z/A$（Z，Aはターゲットの原子番号と質量数）であるから，v_r は定数となる。

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 $Ni-(CH_2)_n$　　23 μm＋100 μm
⑤ 二層 $Ta-(CH_2)_n$　　30 μm＋100 μm

第4－12図に 300 μm 厚の（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ー時間グラフである。最初のシャドウ像（電圧立上りより80ns）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

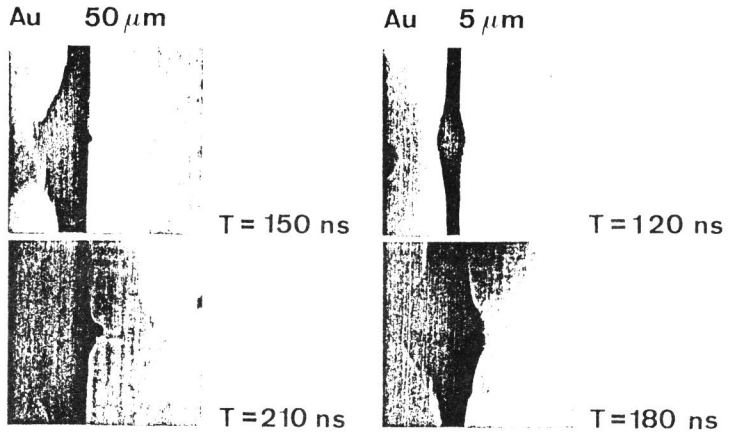


第4－12図　ポリエチレン300 μmターゲット4チャンネルシャドウ像

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（CH_2）$_n$ としても，ほぼ同様の振舞であった。

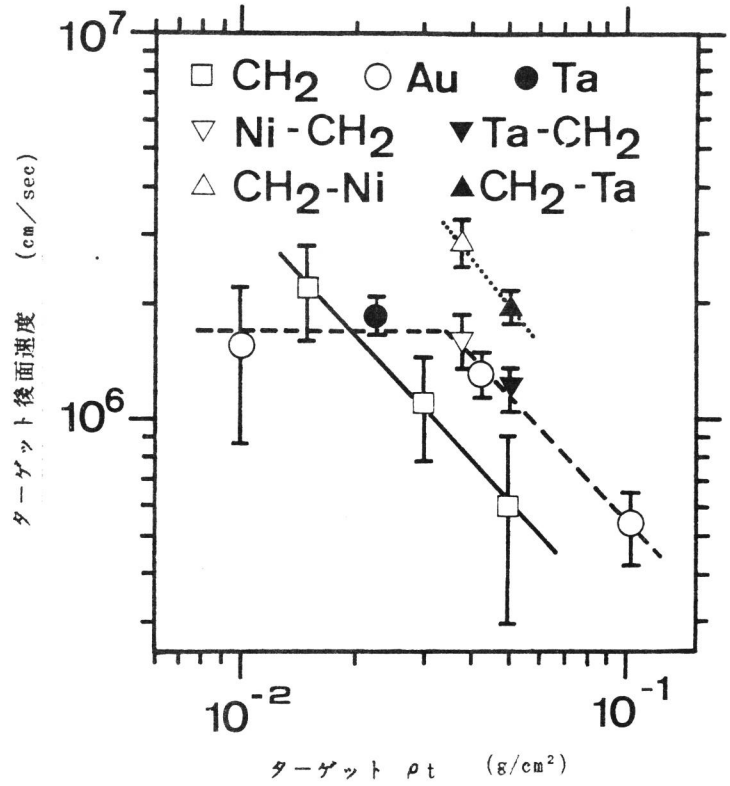
第4－13図に，金をターゲットとした場合のシャドウグラフを示す。REBは左方向から照射している。金5 μm厚のターゲットでは，ターゲット前後面がほぼ対称に吹き出しており，爆発型加速を示す。この場合 REB吸収長がターゲット膜厚より長いことを意味する。ターゲットを金50 μm 厚とすると，ターゲットの振舞は噴出型加速となっていることがわかる。

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 μm 及び 50 μm ターゲットシャドウ像

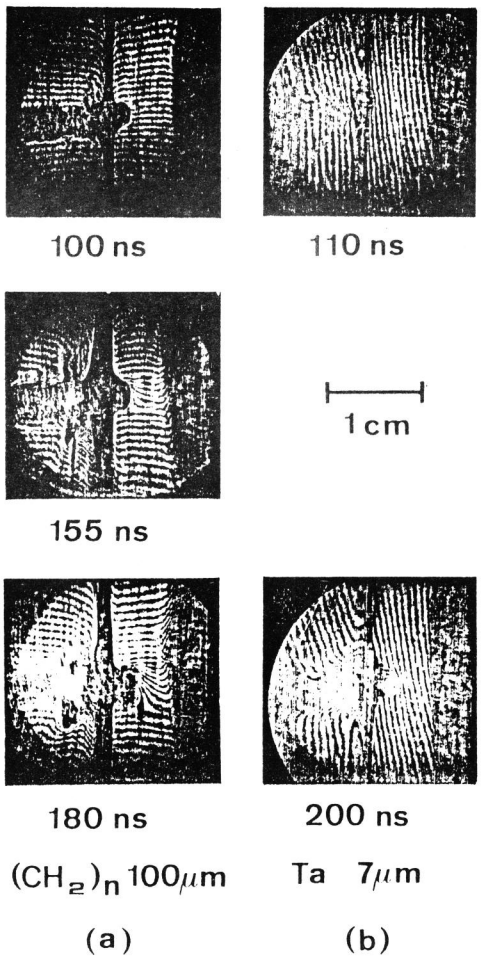
トの ρt_0 に対して，後面速度をプロットしたものを第4－14図に示す。各測定点は，3ショット以上の平均である。式(4－15)で示したように，噴出型加速で



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 μm 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，$\rho t_0 < 3.5 \times 10^{-2}$ g/cm^2 では，v_r が一定となり，爆発型加速である。$\rho t_0 = 3.5 \times 10^{-2}$ g/cm^2 以上となると噴出型加速を示し，REB停止長が3.5×10^{-2} g/cm^2 程度であることを意味する。

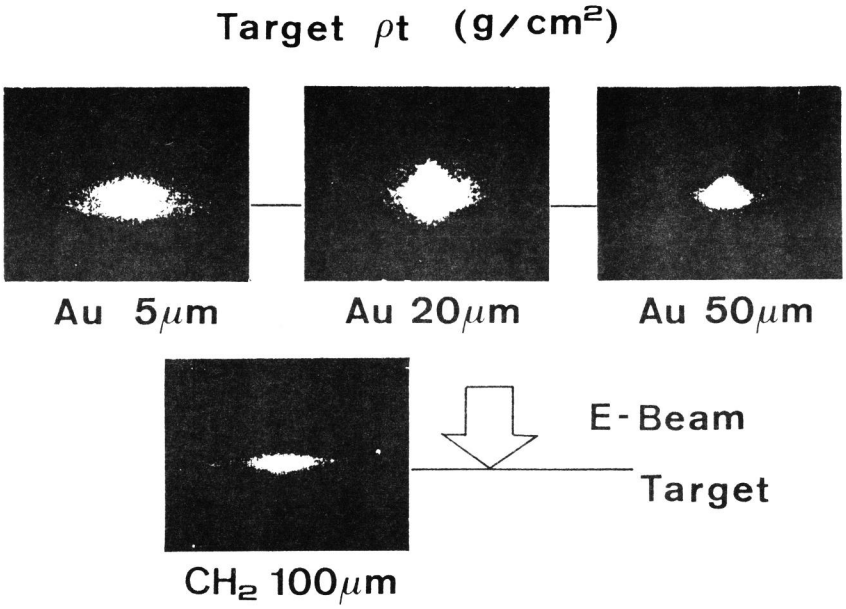
次にターゲットプラズマの干渉像を示す。第4－15図(a)は$(CH_2)_n$ 100 μm ターゲット，(b)は Ta 7 μm ターゲットの干渉像である。両ターゲットで ρt_0 はほぼ



第4－15図　ターゲット干渉像

同一である。$(CH_2)_n$ ターゲットでは，ターゲット後面が2㎜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㎜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10keV以上であるため，X線発光は，ビーム電子の制動輻射と考れら



第4－16図　　REB照射ターゲットX線像

る。金5μm，及び20μm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 5μm 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 20μm では，後面の発光が弱くなり，50μm ではなくなっている。これに対し $(CH_2)_n$ 100μm（金5μm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になる。

(1) REB照射ターゲットの加速モードは，ターゲット ρt_0 によって変化し，高Zターゲットでは，ρt_0 ～3.5×10^{-2} g/cm² 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，$1-5\times10^{-2}$ g/cm² の領域ですべて噴出型加速であった。

(2) ポリエチレン100 μm 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制動輻射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，300keV電子の飛程は 0.24 g/cm² 程度である。高Zターゲットでの実験結果は0.035 g/cm² であった。パワー密度3 TW/cm² 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]

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

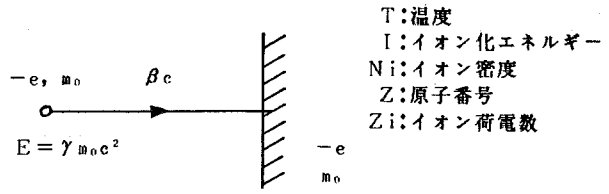
ここで

$$\frac{dE}{dx}\Big|_{ionization} = 4\pi r_0 \frac{m_0 c^2}{\beta^2} N_i Z \left[\ell n \beta \left(\frac{E+m_0c^2}{I}\right)\left(\frac{E}{m_0 c^2}\right)^{1/2} - \frac{\beta^2}{2} \right] \qquad (4-17)$$

$$\frac{dE}{dx}\Big|_{scattering} = 4\pi r_0 \frac{m_0 c^2}{\beta^2} N_i \left[Z \ell n \left(\frac{m_0 c \lambda_D \sqrt{\gamma-1}}{2h}\right) + \frac{1}{4} Z_i \ell n \left(\frac{\beta^2 m_0 c^2}{kT}\right) \right] \qquad (4-18)$$

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

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，$r_0 = e^2/4\pi\varepsilon_0 m_0 c^2$は古典電子半径，$\lambda D = (\varepsilon_0 T/ne^2)^{1/2}$はターゲットデバイ長，Tは温度，neは電子密度である。

相対論的ビームが１keVのプラズマに入射する場合上式は簡単に

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

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/cm³）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～１MeVcm²/g程度となる。

300keVのREBで，ターゲット中の飛程は，ポリエチレン：2.3mm，Au：120μm，Ni：280μm，Ta：140μm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，電子のラーマ半経が，散乱特性長より短かくなると，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]。

$$\langle\theta^2\rangle = \frac{\ell}{\gamma^2\beta^4 L} \qquad (4-21)$$

ここでLは物質によって決まる特性長で

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

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 $\ell n\Lambda \sim 10$ 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，

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

となる。ここで $\nu = n_b \pi a^2 e^2 / 4\pi\varepsilon_0 mc^2$ 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 Alfven 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，

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

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。

$$\sigma \sim 1.9 \times 10^4 \frac{Te^{3/2}}{Z_i \ell n\Lambda} \qquad (4-24)$$

ここで Te 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，

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

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，$T = 1$ keV，$J_b = 10^8$ A／cm² 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$<\vec{v}>$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，

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

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 $J = n_b e <\vec{v}>$ を用いて

$$S = \chi \frac{J}{\rho e} \frac{dE}{dx} \qquad (4-27)$$

と表わされる。$\chi = n_b e v / J = v / |<\vec{v}>|$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。

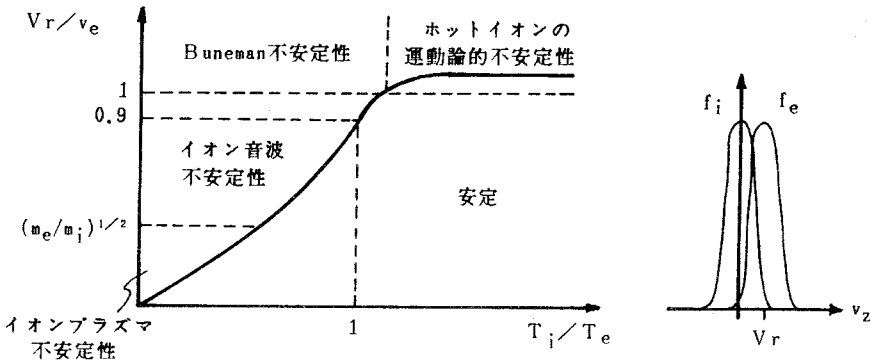
(1)　逆行電流による相互作用

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

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

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

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

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

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

成長率は

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

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

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

となると Buneman 不安定性は成長し得ない。マクセル分布したプラズマの分散関係は[18]

$$\varepsilon_0 = 1 + \frac{1}{k^2 d_i^2}\left[1 + Z\left(\frac{\omega}{|k| v_i}\right)\right] + \frac{1}{k^2 d_e^2}\left[1 + Z\left(\frac{\omega - k V_d}{|k| v_e}\right)\right]$$

$$= 0 \qquad (4-33)$$

ここで

$$d_\alpha^2 = \frac{\varepsilon_0 k T_\alpha}{n_\alpha e^2}, \quad v_\alpha = \left(\frac{2 T_\alpha}{m_\alpha}\right)^{1/2} \qquad (\alpha \text{ は i または e})$$

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

$T_e > T_i$ 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。

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

このときの成長率は

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

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

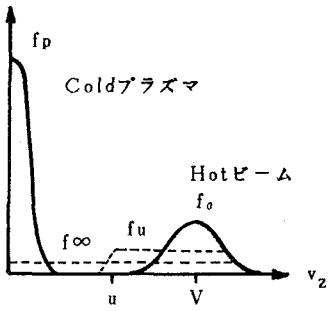
(2) 二流体不安定性による相互作用

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，

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

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－プラズマ系の誘電率は

$$\varepsilon_0(\omega) = 1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 m k^2} \int \frac{\vec{k}\frac{\partial f_0}{\partial v} d\vec{v}}{\omega - \vec{k}\vec{v}} \qquad (4-37)$$

ここで f_0 は分布関数で

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

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。

$$\mathrm{Re}\,\varepsilon_0(\omega_k, \vec{k}) = 0 \qquad (4-39)$$

$$\gamma_k \equiv \mathrm{Im}\,\omega(\vec{k}) = -\frac{\mathrm{Im}\,\varepsilon_0(\omega_k \vec{k})}{\frac{\partial \mathrm{Re}\,\varepsilon_0(\omega_k \vec{k})}{\partial \omega_k}} \qquad (4-40)$$

ここで $\omega_k \equiv \mathrm{Re}\,\omega(\vec{k})$ 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，

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

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

$$(4-41)$$

ここで $d_b = (\varepsilon_0 m_0 \Delta V^2 / 2e^2 n_b)^{1/2}$ はビームのデバイ長，$\omega_{pe} = (n_p e^2/\varepsilon_0 m_0)^{1/2}$ 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

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

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 γ_{TS} に比べ大きくなると

$$\nu_{ei} > 2\gamma_{TS} \qquad (4-43)$$

波は減衰する[19]。ここで ν_{ei} は

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

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

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

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

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

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

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

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]

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

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

REB 収束がはじまる，$n_b < 2 \times 10^{14} cm^{-2}$ 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

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

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

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

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100eV 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

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

であるとき，Buneman 不安定性となる。この条件は，$T_e \sim 100\,eV$，$V \sim 2\times10^8$ m/s では，$n_p < 34\,n_b$ となり，$n_p < 6\times10^{21}\,m^{-3}$ 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 $\ell \sim V/\gamma_{IA} \sim 1.3\times10^{10}/(n_p/Z_i)^{1/2}$，$n_p \sim 10^{25}\,m^{-3}$ で $\ell \sim 4$ mm となる。しかし電子－イオンの衝突時間は（4－44）より

$$\tau_{ei} = \nu_{ei}^{-1} = 3.2\times10^{11}\frac{T_e^{3/2}}{Z_i}\frac{1}{n_p\,\ell n\,\Lambda_{ei}} \qquad (T_e \text{ in eV})$$

$T_e \sim 100\,eV$ 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，$\tau_{ei} \sim 1.28$ 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，$\Delta V/c \sim 0.1$，$E/m_0c^2 \sim 0.4$，$\Delta\theta \sim 1$，相互作用密度を $n_p \sim 10^{25}\,m^{-3}$，$n_b \sim 6\times10^{20}\,m^{-3}$，$\Lambda \sim 10$ 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

$$n_p < 3.1\times10^9\,T(eV)\left(\frac{n_b}{Z_i}\right)^{2/3} \qquad (4-51)$$

を満たす領域で波は成長する。$T \sim 100\,eV$，$n_b \sim 6\times10^{20}\,m^{-3}$, としてポリエチレンプラズマでは $Z_i \sim 2.5$ で $n_p < 1.2\times10^{25}\,m^{-3}$, ニッケルプラズマでは，$Z_i \sim 8$ で $n_p < 3\times10^{24}\,m^{-3}$ 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，

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

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

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

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

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

ここで ℓ_b はビームの停止長で u_{bo}/ν_0，$C_s = \sqrt{Te/M}$ 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

$$n = n_0 \qquad x < x_0$$

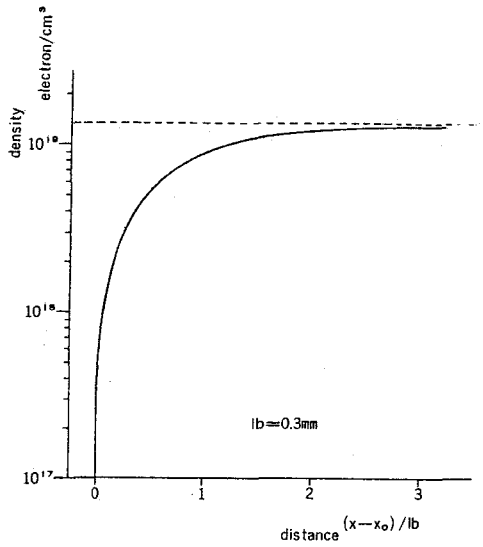
$$n = \frac{n_0}{2}\left\{2 - \frac{\nu_0 m_0 J}{C_s MI}(\exp[-(x-x_0)/\ell_b] - 1)\right.$$

$$\left. - \left(\left\{2 - \frac{\nu_0 m_0 J}{C_s MI}(\exp[-(x-x_0)/\ell_b] - 1)\right\}^2 - 4\right)^{1/2}\right.$$

$$x > x_0 \qquad (4-56)$$

（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，$n_0 = 10^{23}\,m^{-3}$，$T_e = 100\,eV$，$u_{bo} = 2\times10^8\,m/s$，$n_{bo} = 6\times10^{20}m^{-3}$，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 $P < 3\,TW/cm^2$，電子密度 $n_b < 2\times10^{15}cm^{-3}$，$\gamma \lesssim 1.5$ で行なった。

低Zターゲットの場は，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/cm² の実験では，古典吸収の10倍程度であった。3 TW/cm² 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 3.5×10^{-2} g/cm² である。300keV REBの古典吸収飛程は（4－19）式より，0.24 g/cm² 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 ρt 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0.6 Mbar である。一般に高密度でエネ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 $2\nu\delta/a_\gamma \gtrsim 1$ より吸収率は上昇し，電流密度6MA/cm² 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) 3TW/cm² 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 制動輻射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 distribu-tion 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 Burean, 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 instablities"
Reviews of Plasma physics, Consultants Burean, 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。１Me Ｖ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５kA，イオン電流密度２５０A／㎠，発散角＜5°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，でイオン電流２００kA，陽極でのイオン電流密度 7kA／㎠の陽子ビームを得た。イオン発生の効率は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40kA／㎠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（２μm 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。

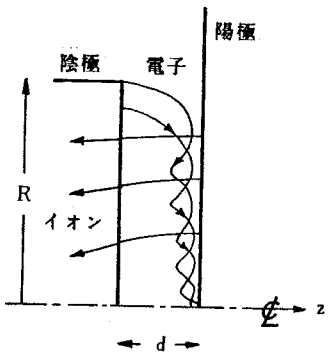
③磁場の効果は，計算と比較的よく一致する。ダイオード設計で考慮しうるが，パルス幅内で時間変化するため，大電流ダイオードでは問題となる。

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×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，$\int_o^d \rho_i \, dz \approx \int_o^d |\rho_e| dx$ 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

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

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

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

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，

$$\int_o^d \rho_i \, dz = \int_o^d (J_i / v_i) \, dz = J_i \, d < 1/v_i > \qquad (5-3)$$

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

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

したがって

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

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，

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

ここで，V_oはダイオード電圧，Mはイオン質量である。例えば，$V_o \approx 2$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。

荒く見つも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，

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

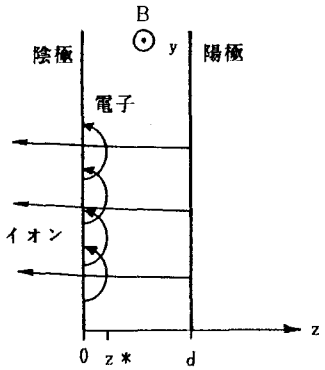
$<1/v_e> \sim (\beta c)^{-1}$, $<1/v_i> \sim (\beta_i c)^{-1}$ とすると

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

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

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致達しない条件は，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]

$$B > B_c = \frac{1}{d}\left(\frac{2V_o m_o}{e}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1+\frac{e V_o}{2m_o c^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (5-8)$$

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 ×B ドリフトとなってE ×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]

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

ここで

$$\varepsilon = 2\left(\frac{e\,V_o}{mc^2}\right)\left(\frac{c^2}{\omega_c^2 d^2}\right) = \frac{2V_o m}{e}\ \frac{1}{d^2 B^2} \qquad (5-10)$$

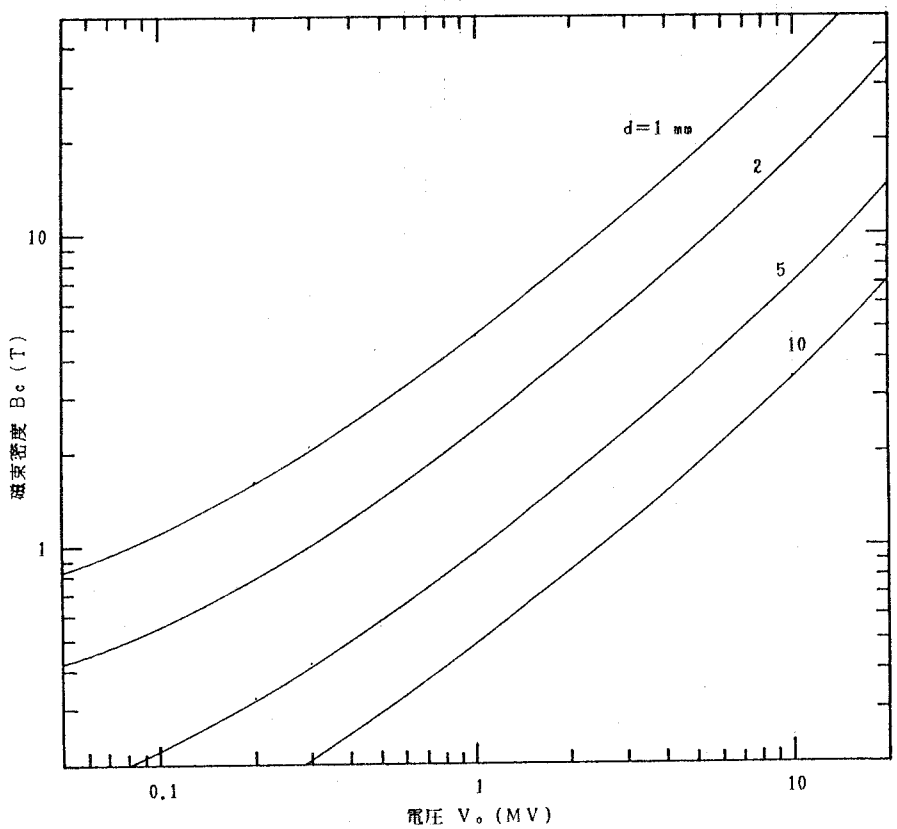
$\omega_c = eB/m$。はサイクロトロン周波数。またZ_*での電位は

$$V_* = \left(\frac{z_*}{d}\right)^2 V_o / \varepsilon \qquad (5-11)$$

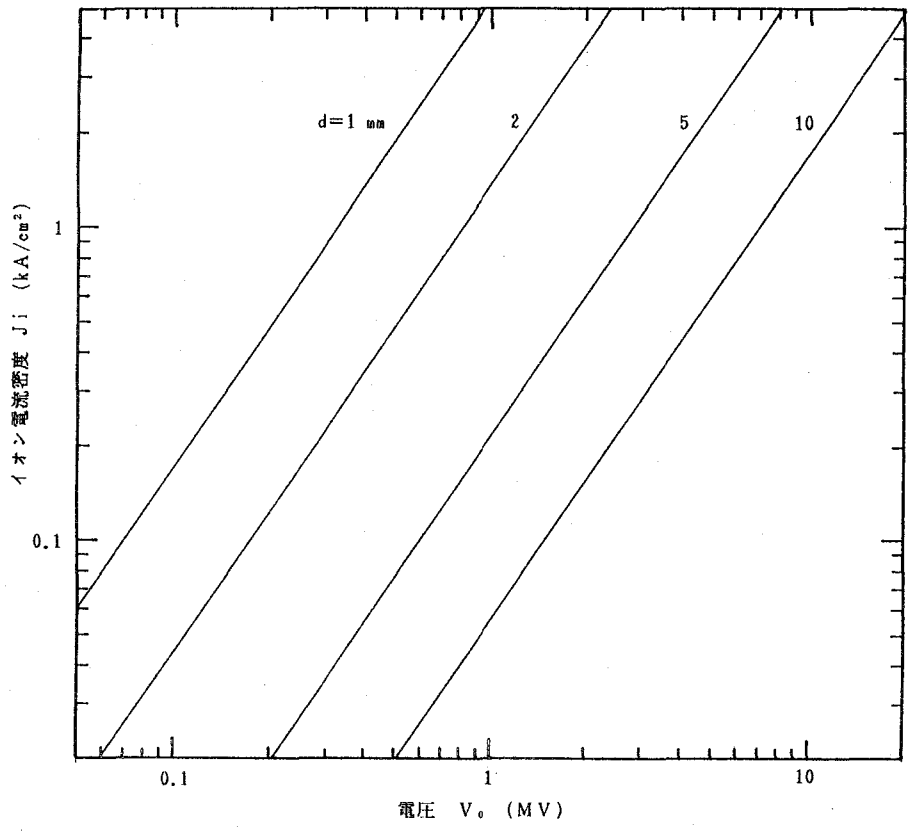
イオン電流密度は

$$J_i = \left(\frac{4\varepsilon_o}{9}\right)\left(\frac{2Ze}{M}\right)^{\frac{1}{2}} (V_o - V_*)^{\frac{3}{2}} (d - z_*)^{-2} \qquad (5-12)$$

となる。第5－3図に電圧に対するB_cを，第5－4図に$\varepsilon \ll 1$（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　Chiled －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

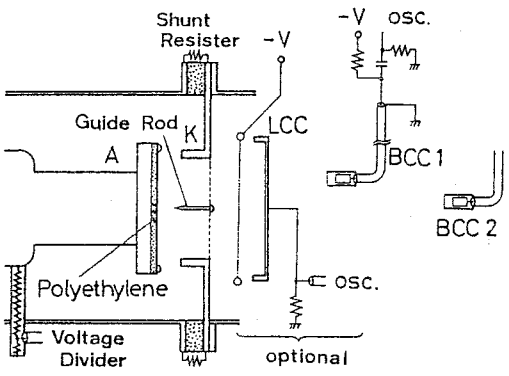
５－３－１　収束電子ビーム型イオンダイオード

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，２㎜厚のポリエチレンシート

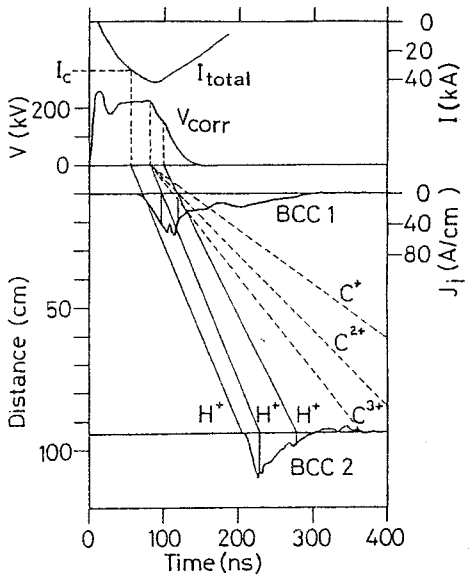
を取り付けた。イオン源中央に，5㎜径の穴をあけ，陽極金属を露出することにより,REBピンチを安定化した。 陰極は，外径８０㎜，内径７０㎜の真鍮円筒で，内側を通してイオンビームを引き出す。ダイオード間隙は，8.5㎜から２３㎜まで変化させて実験した。陰極後面にステンレス製メッシュ（7.9ライン／cm，６０％透過）を張り，REB収束用のガイドロッドを取りつけた。

ガイドロッド先端は，陰極より5㎜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ド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１０cm及び９４cm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

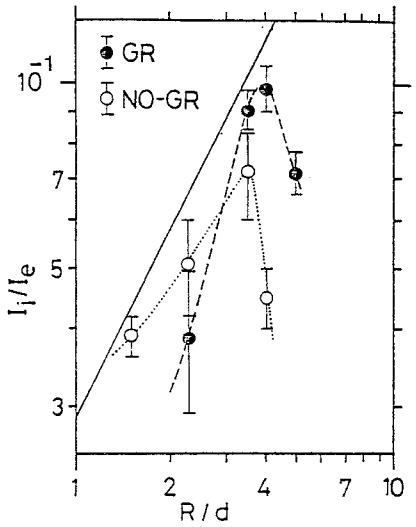


第５－６図
バイアスチャージコレクターによるイオンの飛行時間分析

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５０ns 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5kA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130A／cm²，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 $\Delta\theta \lesssim 5°$ 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

$$\begin{cases} I_c = \dfrac{2\pi\varepsilon_0 m_0 c^3}{e}\beta\gamma\dfrac{R}{d} & (3-9) \\ \dfrac{I_i}{I_e} = \left(\dfrac{2m_0}{M}\right)^{\frac{1}{2}} \dfrac{\gamma}{(\gamma+1)^{\frac{1}{2}}}\dfrac{R}{d} & (5-7) \\ I = I_i + I_e > I_c \end{cases}$$

これに，ダイオードのインピーダンス

$$Z = \frac{V_0}{I} = \frac{(\gamma-1)m_0 c^2}{eI} \qquad (5-13)$$

を用いて，(R/d)及びIを消去すると

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

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，$\gamma = 1.4$，$Z = 5\,\Omega$であるから（５－14）式よりI_i/I_e

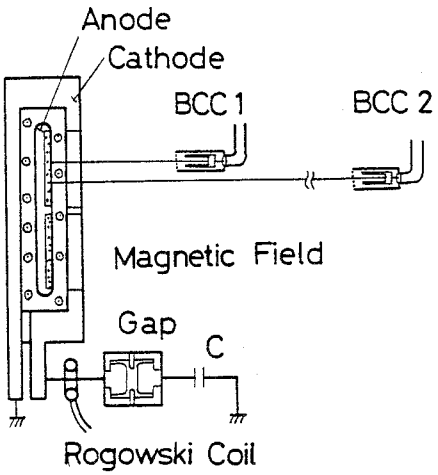
< 0.15 となり，実験で得られた値 $(I_i/I_e)_{max} \sim 0.1$ とほぼ一致する。励電Ⅳ号では，$\gamma = 3$，$Z = 1\,\Omega$ で $I_i/I_e < 2.1$ イオン効率になおすと $\eta_i < 68\%$ 程度期待できる。

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

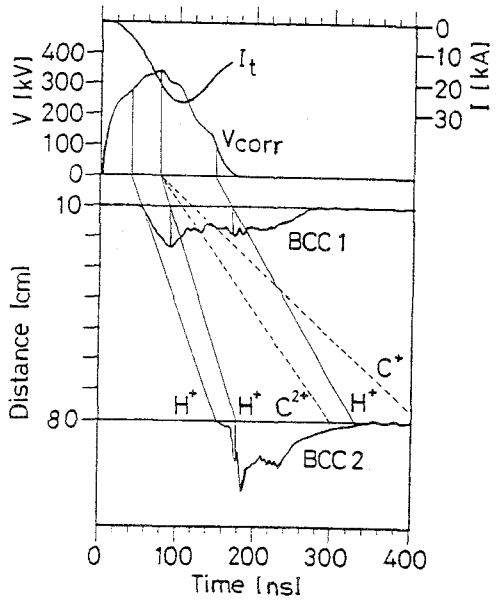


第5－8図　レーストラック型MID 概略図

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 μF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 μs で最大7 kG の磁場を印加できる。実験に用いたダイオード電圧，$V_o = 300$ 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8㎜，深さ2㎜の溝の中にパラフィンをつめ，4㎜

間隔で0.5㎜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気的接触をさせた。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。$\tau = 16\,\mu s$ ，$\sigma = 3.6 \times 10^7\ \Omega/m$ より $\delta = 0.6$ ㎜である。

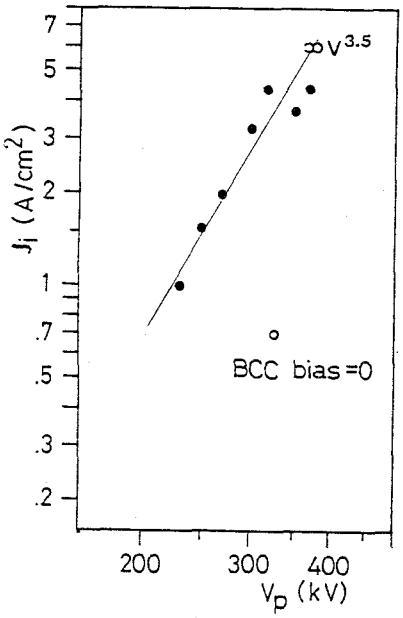


第５－９図　バイアスドチャージコレクターによるイオン飛行時間解折

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10cmと80 cmの位置においた。同時に，インダクタンス分（LdI／dt）を較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の開始の時間差は，陽極プラズマ生成時間で約40ns 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，$J_i \propto V_o^{3.5}$が得られている。

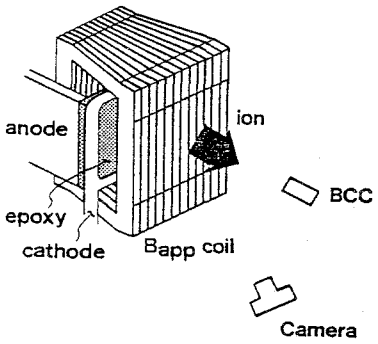
Childe －Langmuirの依存性$J_i^{CL} \propto V_o^{1.5}$に比べ電圧により強く依存している。イオン電流密度自身を比べると，$V_o = 350\,kV$，$d = 8\times10^{-3}m$で$J_i^{CL} \sim 17\,A/cm^2$であり実験値は$^1/_3$以下である。したがって，実験におけるJ_iは空間電荷で制限されているのではなく，イオン源の密度によって制限されていると考えられる。一般にイオン源による引きだしイオン電流密度の制限値は[8]

$$\hat{J_i} = 0.4\,e\,n_i\,(2k\,T_e/m_i)^{1/2} \qquad (MKS) \qquad (5-15)$$

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，$kT_e = 1eV$とすると，実験で得られた$J_i = 5A/cm^2$を得るには，$n_i = 6 \times 10^{19} m^{-3}$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，平均電流密度が下っていると考えられる。$6 \times 10^{19} m^{-3}$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

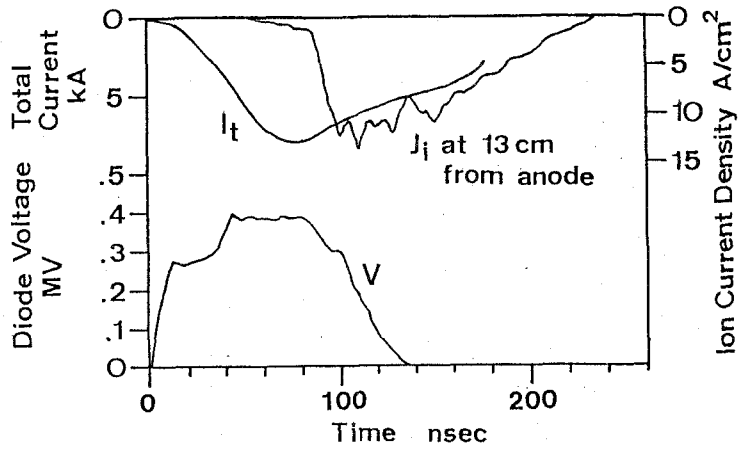
レーストラック型MIDでの実験結果をもとに，ダイオード電圧が高く，A－Kギャップを短くできる強磁場型MIDを試作した。第5－11図に概略図を示す。陽極－



第5－11図　強磁場型MID概略図

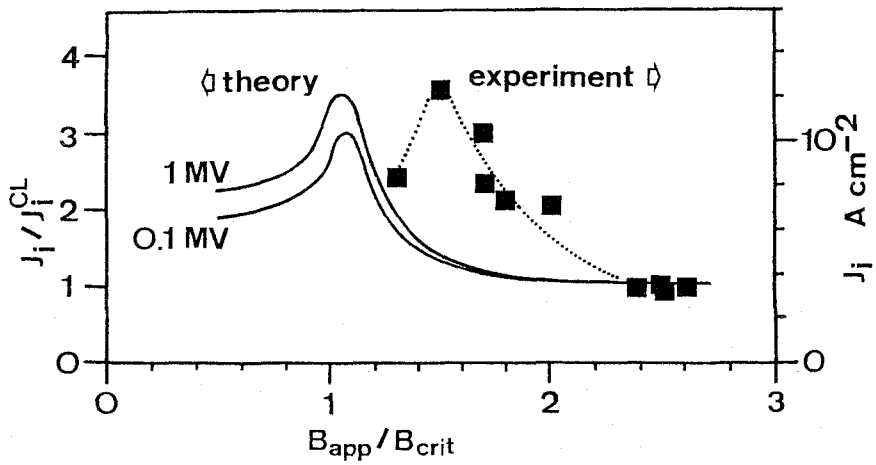
陰極ギャップ部をコイルが取り囲み，陽極はコイルの両側からフィードされている。陽極表面は7㎜厚のエポキシ樹脂を取り付け，1㎠当りに1本の金属ピンがうめ込んでいる。陰極板はエポキシ面に対向し，12cm×15cmのアルミ板に10cm×10cmのイオン引き出し穴をあけたものである。A－Kギャップは陰極板の位置を調整することにより変化できる。磁場コイルは，陽極電極から2cm以上離れるようにして，13ターン巻いてある。コイル電流30kAで，ダイオードの中心部に16kGの磁場が発生できる。電源は10kJのコンデンサーバンクを用い，立上りは60μsであった。ダイオード内での磁場分布はピックアップコイルを用いて測定した。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

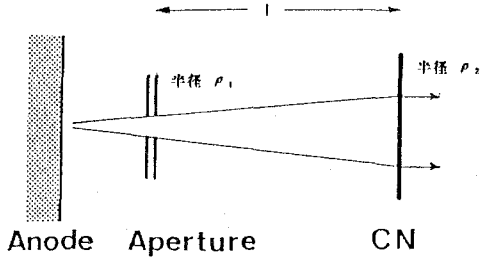
イオン電流密度は陽極表面から13cmの位置に置いたＢＣＣより得られたものである。イオン電流の立上りは，イオンの飛行時間を考慮すると（Ｅ＝４００keV，プロトンで1.1 ns ／cm），電圧立上りより約40ns後である。そして約70ns後から急激なイオン電流密度の上昇が見られる。レーストラック型MID の実験と同様に，このダイオードでもイオン電流密度は，ダイオード電圧に強く依存した。$B_{app}/B_c \simeq 1.5$ に保って電圧を変化させたとき，$J_i \propto V_o^{2.8}$ の依存性が得られた。[9] B_{app}/B_c は，臨界磁場に対する実際に印加した磁場の比である。B_c は電圧立上りより80 ns 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_{app}/B_{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±20kＶでのデータである。実験(■)では，イオン電流密度は$B_{app}/B_c \simeq 1.5$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0.1MV及び1MV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，$J_i \simeq J_i^{CL}$となっている実験パラメーターではJ_i^{CL}～50A／cm²である。大きなB_{app}/B_cでの実測値J_i～3.5A／cm²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かぎり，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13cm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（１cm²当り３本のピン）イオンを測定すると，V_0＝４００kＶで30A／cm²のイオン電流密度が得られた。このことからも，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

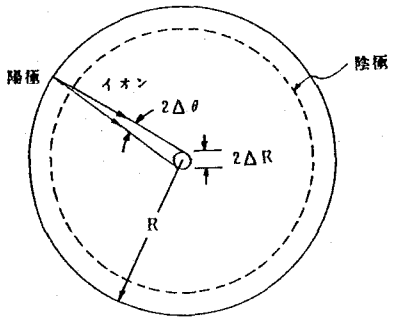
の記録には，ダメージ板，写真フィルム，感熱紙，核飛跡検出器等が用いられる。実験では，イオンビーム強度が低いため，核飛跡検出器（Kodak CN85）を用いた。これは，ニトロセルロースのフィルムで，イオン照射後，水酸化ナトリウム溶液でエッチングすることにより，核の飛跡が拡大され，光学的に観察することができるようになる。小孔の半径をρ_1，イオンシャドウ像の半径をρ_2，小孔から検出フィルムまでの距離をℓとすると発散角は

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

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，特に慣性核触合応用を考えると，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

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

電流収束性は，β_C（A／cm^2 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

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

となる。βはW／cm^2 rad^2 の単位。

第５－１表　ＰＥＢＤとMIDの比較

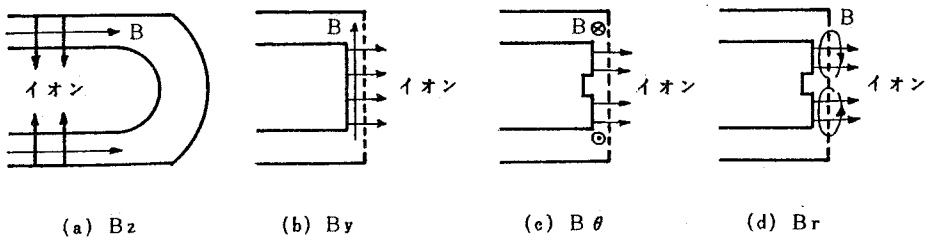
	Ii (kA)	Ji (A/cm²)	ηi (%)	Δθ	βc (kA/cm²rad²)	その他
ＰＥＢＤ	5	130	10	<5°	17	低インピーダンス装置に適す
ＭＩＤ	3	30	30～40	~2.9°	12	

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。

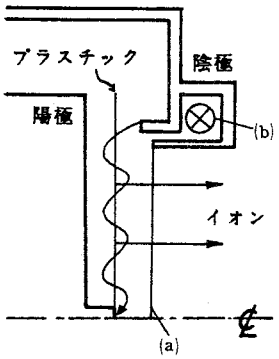
自己磁場を用いた，ＰＥＢＤ以外のイオンダイオードもいくつか提案されており，(11－14) 実験的に特性を調べる必要がある。（付録Ｅ）



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（１MV，１Ω）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）[15]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。[16]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ゴスキーコイル(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解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

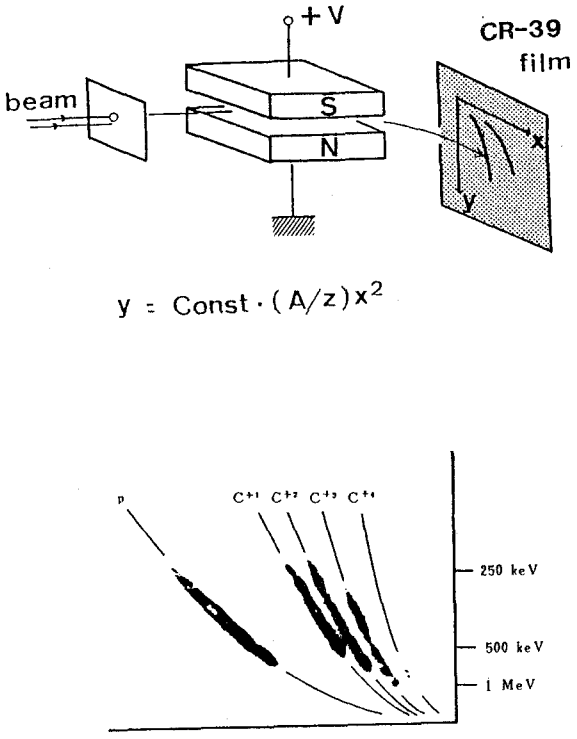
ターゲット	反応	崩壊型	半減期	使用可能エネルギー
^{10}B	$^{10}B(p,\gamma)^{11}C$	$^{11}C(\beta)^{11}B$	20.4 分	$Ep \geqq 1.145$ MeV
^{12}C	$^{12}C(p,\gamma)^{13}N$	$^{13}N(\beta)^{13}C$	9.96 分	$Ep \geqq 457$ keV
^{14}N	$^{14}N(p,\gamma)^{15}N$	$^{15}O(\beta)^{15}N$	122 秒	$Ep \geqq 277$ keV

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



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]，ＣＮ８５で直接観測できない１００keＶ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 ℃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

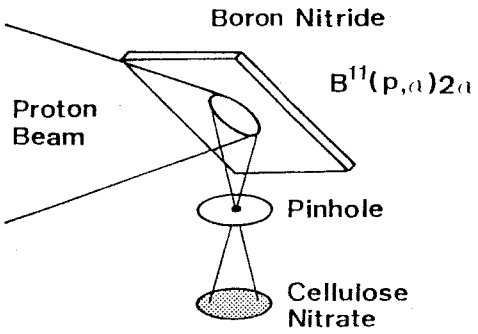
オンビームによるターゲットでの核反応を利用するが，核活性化法と異なり，即発粒子反応を用いる。このため，収束ビームのようなエネルギー密度の高い場合に起こるターゲット表面のプラズマ化，蒸発等は計測の障害とはならない。

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) ($\theta_{Lab} = 90°$)	E (MeV)	ξ (%)
$^{6}Li(p,\alpha)^{3}He$	4.02	12	0.64	7.5
$^{7}Li(p,\alpha)^{4}He$	17.35	0.4	1.0	92.5
$^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$	2.13	21	0.83	100
$^{9}Be(d,\alpha)^{7}Li$	7.15	12	0.88	100
$^{10}B(P,\alpha)^{7}Be$	1.15	1.8	1.5	18.7
$^{11}B(p,\alpha_1)^{8}Be^{*}$	5.65	83	0.62	81.3
$^{11}B(p,\alpha_0)^{8}Be$	8.59	0.8	1.73	81.3
$^{14}N(d,\alpha)^{12}C^{*}$	9.15	1.4	1.1	99.6
$^{15}N(p,\alpha)^{12}C^{*}$	0.54	95	0.9	0.4
$^{18}O(p,\alpha)^{15}N$	3.98	95($\theta_{Lab} = 150°$)	0.63	0.2
$^{19}F(p,\alpha)^{16}O^{*}$	1.99	42	0.87	100

ξ: Isotropic 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}B（p，α）^{8}Be（２α）を用いた。これは比較的低エネルギー（E_p ＝624 keV,）に共鳴反応（半値巾Γ～300keV）を持ち，発生するα粒子エネルギーも４MeV程度と高いためである。また^{11}Bの同位体存在比も８1.3％と多くある。^{8}Be の寿命は非常に短かく（基底準位の$^{8}Be^{g}$で10^{-16} sec，2.9MeVの励起準位$^{8}Be^{*}$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}B（p，α）^{7}Be，^{14}N（d，α）$^{12}C^{*}$及び^{15}N（p，α）$^{12}C^{*}$が同時に起こる。しかしながら，これらの影響は^{11}B-p反応に対して１％以下であり問題とならない。



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

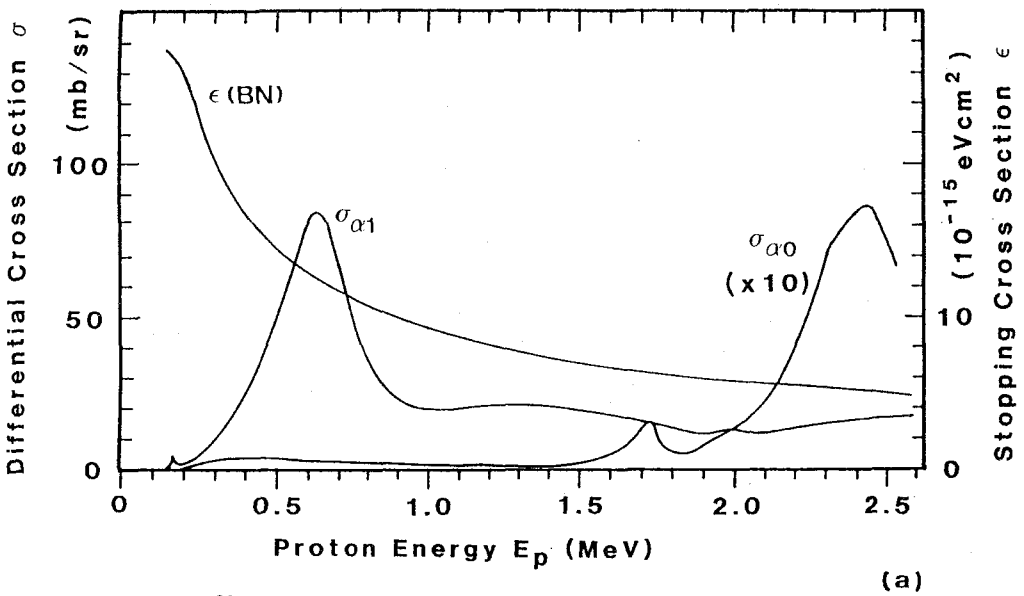
第５－19図にαピンホールカメラによる陽子ビーム収束像計測の配置を示す。収束した陽子ビームは，窒化硼素ターゲット上で核反応を起こしα粒子を発生する。α粒子像はピンホール：核飛跡検出器の組み合わせで記録される。この計測では，散乱陽子はノイズとなるため，陽子に感度の低いニトロセルロースフィルムCN 85を飛跡検出器として用いた。エッチングは，2.5規定NaOH中で，60℃，15分間行なった。α粒子の感度は，エッチング比$V_p/V_b > 3$（V_p，V_bは飛跡部及びそれ以外の部分のエッチング速度）を得るエネルギーを考えると７MeV以上が測定可能である。[20]

^{11}B（p，α）２α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

$$Y_R(E_P, \theta) = \xi(^{11}B)\, n \int_o^{E_P} \frac{\sigma(E, \theta)}{|dE/dx|} dE$$

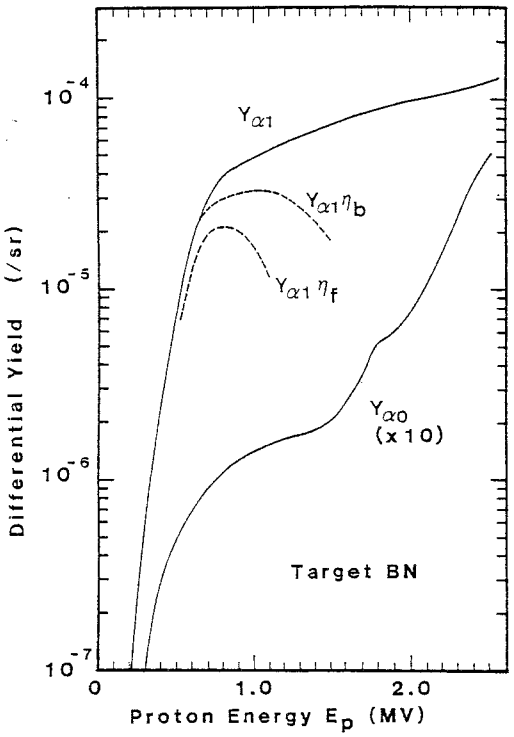
$$= \xi(^{11}B) \int_o^{E_P} \frac{\sigma(E, \theta)}{\varepsilon(E)} dE \qquad (5-19)$$

ここで$\xi(^{11}B)$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，$\varepsilon(E) = (1/n)\, dE/dx$は陽子の窒化硼素中での停止断

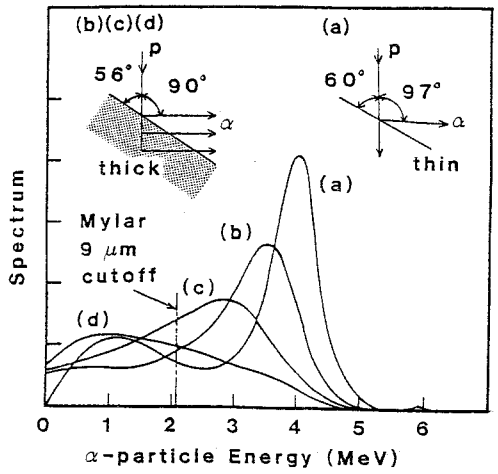


第５－20図　^{11}B（p，α）２α反応断面積σ及び陽子のBN中での衝突断面積

面積，nは硼素の数密度である。第５－20図にσ（E_P，90°）及びε（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}B（p，α）２α反応生成率



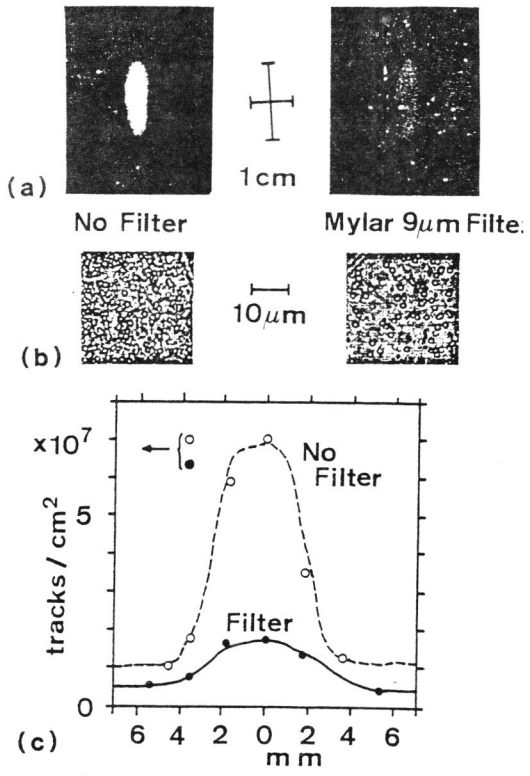
第５－22図　^{11}B（p，α）２α反応のαスペクトル

（p，α_0）$^{11}B_e{}^g$ 及び ^{11}B（p，α_1）$^8B_e{}^*$（2.9MeV）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＝0.7MeVで薄いターゲットを照射した場合のスペクトルである。[21] (b)(c)(d)はそれぞれ，E_P＝0.7，0.9，1.1MeV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。

CN85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

$$D_\alpha = 3\ Y_R\ (E_P\ ,\ \theta)\ \Omega\ \eta\ N_P K \qquad (5-20)$$

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CN85上でのその像の面積A_{CN}の比A_{BN}/A_{CN}，ηは，p－^{11}B反応によって発生するα粒子のうち測定されうる効率を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^o）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 μm × 100 μm の領域を計数して毎cm²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，$D_\alpha = 1.3 \times 10^7\ cm^{-2}$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_o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と，（核反応生成率）×（検出効率）＝$Y\eta$で加重平均した陽子エネルギーは

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

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）$\bar{E}_P = 0.8$ MeVであった。$D_\alpha = 1.3 \times 10^7\ cm^{-2}$，$K = 1.77$，$\Omega = 3.1 \times 10^{-4}$sr，$Y_R$（0.8 MeV）× η_f（0.8 MeV）$= 2.1 \times 10^{-5}\ sr^{-1}$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$N_P = 3.7 \times 10^{14}\ cm^{-2}$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 kA／cm²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

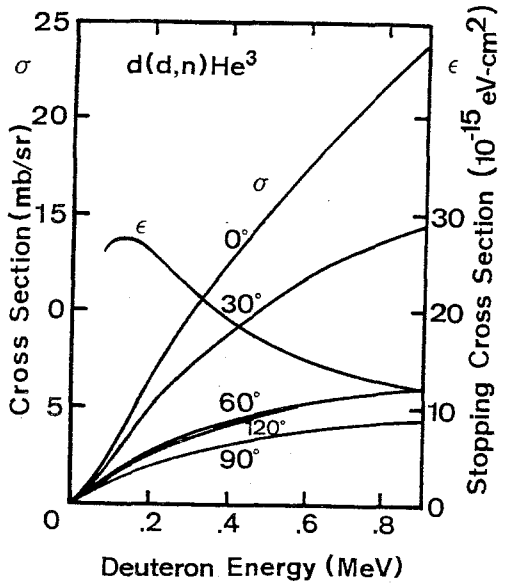
ビーム電流をI_Pとすると，ダイオードでの空間電荷制限電流を考えると，重水素電流は

$$I_d = (\xi/\sqrt{2})\, I_P \qquad (5-22)$$

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} H_e反応により中性子が発生する。中性子発生の時関変化は，

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

ここで$t_n = t + (\ell_n/v_n) + (\ell_d/v_d)$は中性子が測定された時間，$\ell_n$は中性子の飛行距離，$v_n$は中性子速度，$\ell_d$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} H_e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} H_e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，

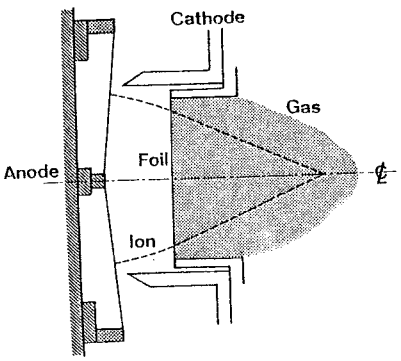
$$R_n\ (t_n) = \Omega\, \eta_n\, P\ Y_n\ (t_n) \qquad (5-24)$$

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（$2 < E_n < 4MeV$），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，$^{241}Am - {}^{9}Be$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。

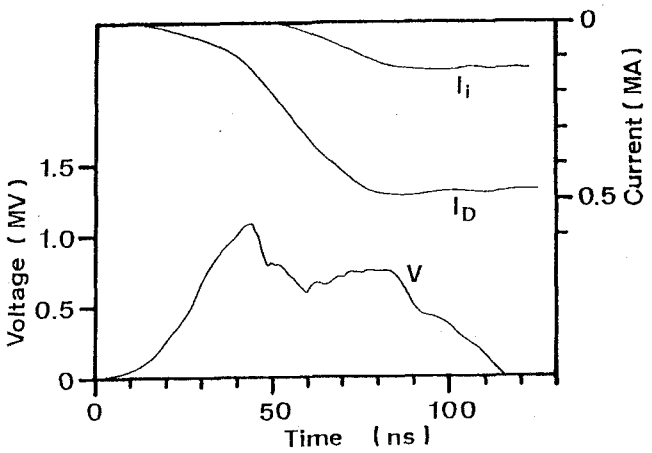
実験では，中性子検出器を2台用いた。1台はビーム軸から10°の角度で4mの位置に，もう1台は18°の角度で2.1mの位置に置いた。イオンダイオードは，大量の高エネルギーX線も発生し，これが直接シンチレーターに入射すると光電子増管の飽和を引き起こし，中性子到達時には感度が低下する。高エネルギーX線防止のため，中性子検出器は鉛でシールドした。検出効率には，この鉛での減衰も考慮している。

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 130 kA ，効率26%が得られている。（５－７）式より効率を計算すると，$\gamma = 2.4$ ，R／d ＝７，イオンはすべて陽子と仮定して η_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／cm²，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／cm²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 kA／cm²が得られた。

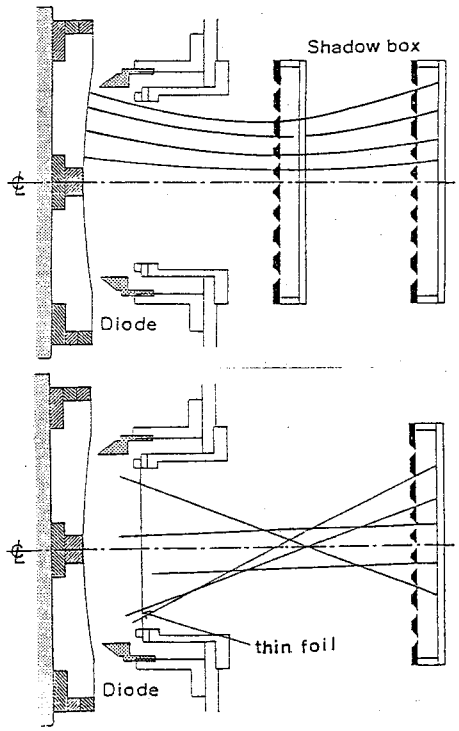
発生したイオンビームのイオン種，エネルギーは，Thomson パラボラエネルギーアナライザーを用いて計測した。アナライザーは，入射イオン数を下げるために，陽極面から，約50cm後方に配置した。イオン飛行路中には1㎜径のピンホールを2個挿入してコリメートし，イオントレースの幅を制限した。特徴的なThomson パラボラによるイオントレースは第5－18図に示してある。観測されている陽子，C^{4+}～C^{+}のうち，陽子とC^{4+}の最大E／Z はほぼ等しいがC^{3+}～C^{+}は価数が下るほど大きいE／Z となっている。（E／Z はイオンエネルギーをイオンの荷数で割ったもの）しかしこの最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，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+}～C^{+}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)

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

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。$Z_n = 6$，$\bar{Z}_i \lesssim 4$とすると，$T_e \lesssim 40$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－vinylfolmal）を用いた。中和化膜のない場合(a)，シャドラ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／cm²，収束パワー密度 2×10^{10} W／cm²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

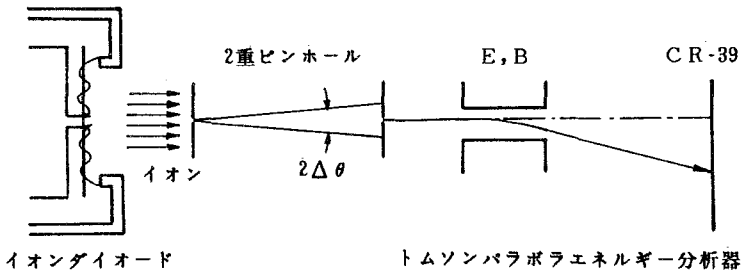
このうち①は中和化プラズマあるいは低圧ガスの導入で，②はダイオードの形状設計により低減できる。③は本質的な問題で，自己磁場による電子絶縁を行なった場合，かならず起こる。しかし磁場の効果は，計算により求まるため，最適設計は可能である。次節では④のビーム発散角について調べた結果を示す。

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，アルミニュウム板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，$\Delta\theta_\theta \sim 3.0°$ 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

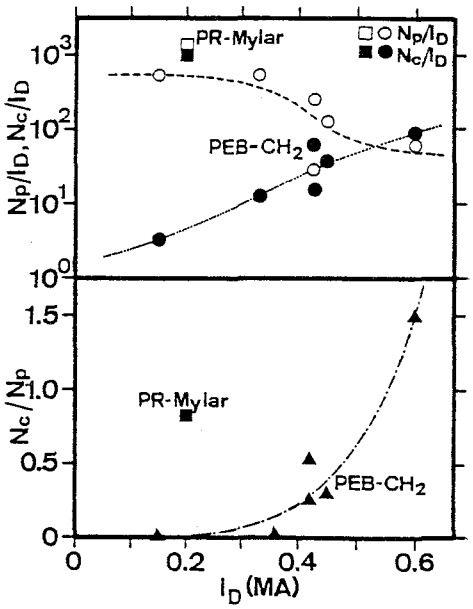


第5－28図　二重ピンホール付トムソンパラボラによる
イオンビームの計測

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

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

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 ＝ 500～600 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 ～ 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+}～C^{+}はC^{4+}が再結合したものとして，エネルギー補正して加えた。下図は，N_i／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，

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

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 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$\Delta\theta_p$ ～ 6°。炭素の発散角は$\Delta\theta_c$ ～ 1.8°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，$\Delta\bar{\theta}_c$ ～ 0.9°である。

ビームの電流輝度は，β_c = 2.4 MA/cm^{2}rad^2，パワー輝度はβ_p = 2 TW/cm^{2}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 TW/cm^{2}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$J_i \propto V_o^{1.5}$であるから，パワー輝度$\beta_p = V_o J_i/\Delta\theta^2 \propto V_o 2.5/\Delta\theta^2$となる。

ビームの発散角はV_o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_o = 7－10 MVが最適である。実験より求まった。V_o = 0.8 MV，β_p = 2 TW/cm^{2}rad^{2}をV_o = 10MVまで延長すると，パワー輝度1000 TW/cm^{2}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 = 5kA，$I_i \gtrsim$ 130 A/cm^2）イオンの発生が可能であるが効率は低い（η_i ～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

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

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，$J_i = 3$ kA，$J_i = 30$A／cm²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／cm²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／cm²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（～6°）周辺で小さい値（＜1°）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／cm²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 .Lovelace
" 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
" Developements 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-Powor Electron and Ion-Beam Research and Technology, Palaiseau, Vol.I, (1981) 379.

14) S.Miyamote, 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) L 703.

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.Kapetanakos
"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}B (p, α) 2 α 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 B^{11} 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。

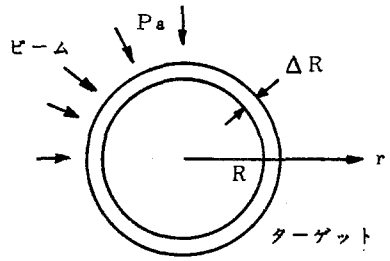
６－３節では，収束した陽子ビームを用いて，実際に噴出圧力を測定した。その結果，噴出圧力のビーム強度依存性$Pa = 3 \times 10^{-3} I^{0.7}$（bar）を得た。ここでＩはビーム強度でＷ／$cm^2$単位である。この比例則より，必要な噴出圧力を得るためには，ビーム強度Ｉ＝１００ＴＷ／cm^2が必要であることがわかった。

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

撚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，プッシャー及び撚



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，一次元的に考えてよい。このとき運動方程式は

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

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

$$dr/dt = v_r = P_a t/\rho\Delta R \qquad (6-2)$$

$$r = P_a t^2/2\rho\Delta R \qquad (6-3)$$

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すると

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

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

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ρr 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，撚料の特性エネルギーが２０MJ／g 以上必要と計算されており，爆縮速度になおすと$v_{imp} > 2\times10^5$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，１０～２０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，$\rho = 10^3$ kg／m³，$v_{imp} = 2\times10^5$m／s，$\alpha = 15$とすると，

$$P_a = 2\times10^{12}(N/m^2) = 20\ (Mbar)$$

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

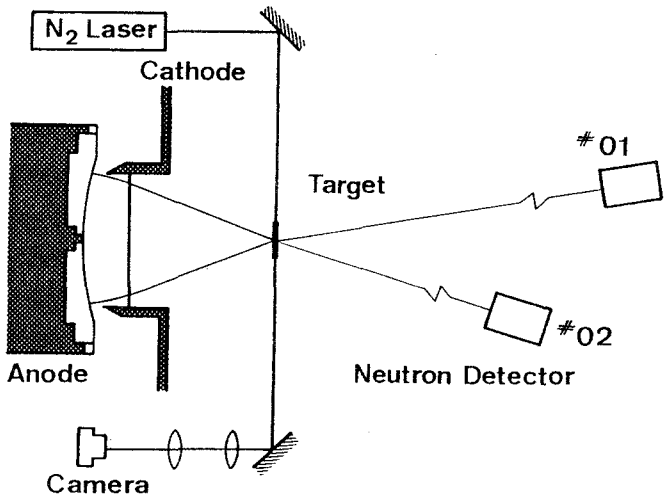
となる。パルス幅２０ｎｓのビームを使う場合，半径３ｍｍのターゲット上にビームを収束し，噴出圧力２０Ｍbarを生成する必要がある。

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

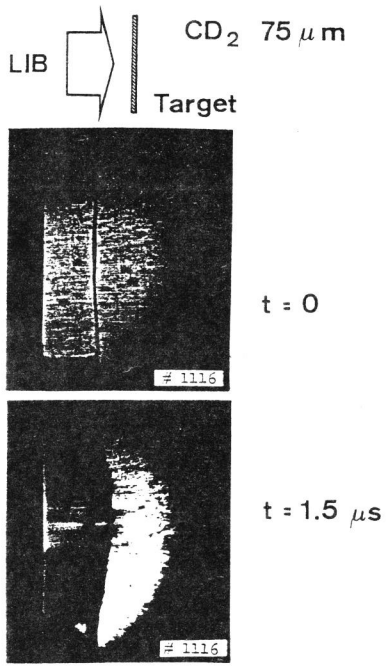


第６－２　噴出圧力測定配置図

膜（１００μm厚）を取りつけ，陽子イオン源とした。陰極は，内径１４cmのステンレス中空円筒で，陰極先端より，１０mmの位置にイオンビーム中和化用のプラスチック膜（Polyvinylformal　0.5μm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用いた。ターゲットは，陽極から２０cmのイオンビーム収束位置に配置した。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

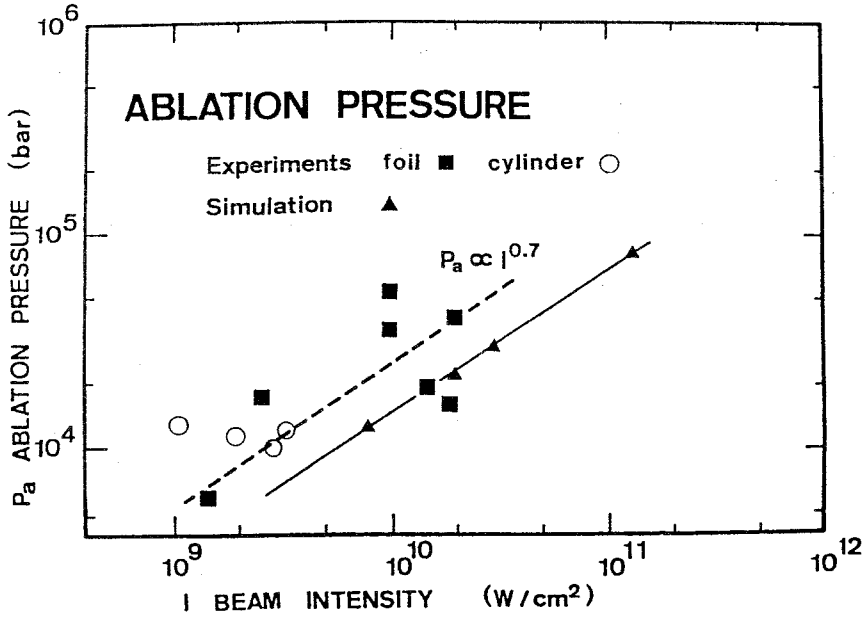
第６－３図に，軽イオンビーム照射前と照射後1.5μs のターゲットのシャドウ像を示す。ターゲットのビーム入射側は，噴出プラズマに満たされているが，後面はシャープなシャドウ像のまま後方に加速されており，噴出型加速となっている。窒素レーザー入射時刻及びターゲット後面の移動距離から，後面の速度 v_r が求まる。このとき，加速に要する時間より十分長い時間後に計測した。

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１０μｍ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，実験から求まったターゲット速度 v_r を用いて，噴出圧は次のように求まる。

$$P_a = v_r \times \rho t / \tau \qquad (6-6)$$

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図に実験から求まった噴出圧力を，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，

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

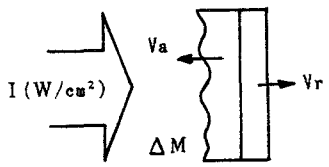
と求まる。ここでＩはW／cm^2 単位である。

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

８０cmの位置においたチャージコレクター計測から，2.1eV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，２９０J／cm^2 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2.0eV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

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

したがって

$$v_a^{\,2} = 2I/(\Delta M/\Delta t) \qquad (6-9)$$

ここで噴出質量率$\Delta M/\Delta t$は，連続の式より

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

nはイオン密度，mはイオン質量。これより，

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

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'

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

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) 実験から求まっ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２０Mbarを得るには，ビームを１００TW／cm^2 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 evergy 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 ～ 1.4 MV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／cm^2，パワー密度３ＴＷ／cm^2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)　３ＴＷ／cm²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１３０ｋＡ／cm²，発生効率２６％，収束イオン電流密度４０ｋＡ／cm²が得られた。ビーム輝度は最大２ＴＷ／cm²rad² 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，Bapp／Bc ～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。

$$P_a = 3 \times 10^{-3} I^{0.7} \quad 〔\mathrm{bar}〕$$

(2)　ペレット爆縮解析から求まる必要な噴出圧力２０Ｍbarを得るためには，噴出圧力比例則より，ビーム強度１００ＴＷ／cm² が必要であることがわかった。

以上の結果より，１００ＴＷ／cm² 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、御鞭達を賜わ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。

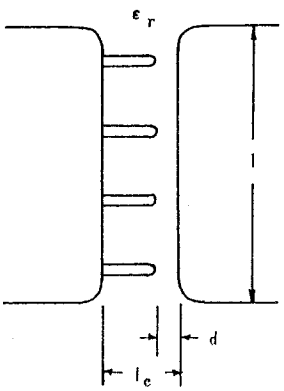
また終始終始変わらぬ指導、討論、激励を戴いた加藤義章教授、望月孝晏教授、西原功修教授、三間圀興教授、佐々木孝友助教授、中塚正大助教授、山中正宜助教授、北川米喜助教授、故的場幹史助教授、今崎一夫講師、吉田国雄講師、矢部孝講師に謝意を表します。

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、藤原閲夫助手、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]。

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

ここでσはスイッチのブレクダウン電圧（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

$$\tau_{trans} = \frac{\ell/N}{c/\sqrt{\varepsilon_r}} \qquad (A2)$$

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。

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

τ_L，τ_rは

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

$$\tau_r = \frac{232}{(NZE^4)^{1/3}} \qquad (A5)$$

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，$L \sim 1.4 \times 10^{-6} \ell_c$〔H〕，また$Z = 2Z_0$，$E = V_0 / \ell_c$ を用いると式（A4）（A5）は

$$\tau_L = 0.7 \times 10^{-6} \frac{\ell_c}{Z_0 N} \qquad (A6)$$

$$\tau_r = 184 \left(\frac{\ell_c{}^4}{N Z_0 V_0{}^4}\right)^{1/3} \qquad (A7)$$

式(A1)において$\sigma V_{BD} / (d V_{BD} / dt)$は時間ジッター$\sigma_t$であるから0.1 $\times \tau_{total}$を無視すると

$$2.5 \sigma_t = \tau_{trans} = \frac{\ell / c}{c / \sqrt{\varepsilon_r}} \qquad (A8)$$

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。

$$\sigma_t = K t_{eff} d \qquad (A9)$$

ここでdは第2－3表より

$$d = 4 \times 10^{-4} V_{BD}^{1.1} t^{0.67} \qquad (A10)$$

σ_t の測定値及び式(A9)の依存性より

$$\sigma_t = 3.3 \times 10^{-4} V_{BD}^{1.1} t^{1.67} \qquad (A11)$$

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

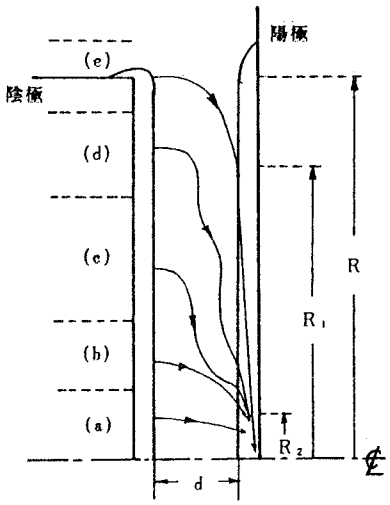
$$f_{cp} = \frac{\sqrt{\left(\frac{d}{r}\right)^2 + \frac{2d}{r}}}{\ell n \left[\frac{d}{r} + 1 + \sqrt{\left(\frac{d}{r}\right)^2 + \frac{2d}{r}}\right]} \qquad (B1)$$

ii）球－平板電極の場合

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

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。

$$\nabla\cdot(n\vec{u})=0 \qquad (C\,1)$$

$$\vec{u}\cdot\nabla\vec{p}=e(\vec{E}+\vec{u}\times\vec{B}) \qquad (C\,2)$$

$$\nabla\cdot\vec{E}=en/\varepsilon_0,\quad E=-\nabla\varphi \qquad (C\,3)$$

$$\nabla\cdot\vec{B}=0,\quad \nabla\times\vec{B}=\mu_0\vec{J}=\mu_0 ne\vec{u} \qquad (C\,4)$$

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

$$\gamma^2=1+p^2/m_0^2c^2 \qquad (C\,5)$$

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。

$$J \cdot \nabla \left[e\varphi + (\gamma - 1) m_0 c^2 \right] = 0 \qquad (C\,6)$$

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

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{p}) = -\vec{p}\ (\nabla^2 \gamma) / \gamma \qquad (C\,7)$$

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（$\varepsilon = d_0 / R << 1$）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。

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

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

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$q_r \sim \varepsilon$ と考えうる領域で，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

$$B_\theta = \frac{m_0 C}{e d_0} \left(\frac{\gamma_0^2 - 1}{2} \right)^{1/2} \qquad (C\,10)$$

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。

$$\varepsilon \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{\partial q_r}{\partial z} + \varepsilon \frac{\partial q_z}{\partial r} \right) = \frac{q_z}{\gamma} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial z^2} \qquad (C\,11)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial q_r}{\partial z}+\varepsilon\frac{\partial q_z}{\partial r}\right)=\frac{q_r}{r}\frac{\partial^2 r}{\partial z^2} \qquad (C12)$$

上式では，r，zはR及びdで規格化してある。$\nabla^2 r$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$q_z \sim \varepsilon$，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（C11，12）を反復法で解くことにより，q_rが求まる。

$$q_r=\frac{1}{2}\left\{\exp(c_o z)-\exp(-c_o z)\right\} \qquad (C13)$$

$$c_o=\ell n\left[r_o+(r_o^2-1)^{1/2}\right] \qquad (C14)$$

q_zは振動解となる。この領域で磁場は

$$B_\theta=\frac{m_o c}{2ed}c_o\left\{\exp(c_o z)+\exp(-c_o z)\right\} \qquad (C15)$$

となる。

式（C10）で与えられる磁場〔領域(a)〕と式（C15）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。

$$\begin{aligned}I_{FF}&=\frac{2\pi R_1}{\mu_o}B_\theta\ (z=1)\\&=\frac{2\pi R_1 m_o c}{m_o 2ed}c_o\left\{\exp c_o+\exp(-c_o)\right\}\\&=8500\frac{R_1}{d}r_o\,\ell n\left[r_o+(r_o^2-1)^{1/2}\right]\end{aligned} \qquad (C16)$$

ここで$R_1 \sim R/r_o^{1/2}$であり，結局

$$I_{FF}=8500\frac{R}{d}r_o^{1/2}\,\ell n\left[r_o+(r_o^2-1)^{1/2}\right]$$

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$r_o^{1/2}$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。

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

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 $e^{2\gamma t}$ であるから，

$$\frac{\partial W}{\partial t}=2\gamma W \qquad (D3)$$

波の成長率γは

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

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

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

（Ｄ１）（Ｄ５）より

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

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

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

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

$$f_\infty = \begin{cases} n_b/V & 0 < v_z < V \\ 0 & V < v_z \end{cases} \qquad (D8)$$

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。（D7）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，

$$W_\infty = \begin{cases} m_o n_b v_z^4/2\omega_{pe} V & v_z < V \\ 0 & V < v_z \end{cases} \qquad (D9)$$

中間状態において，波が励起される（言いかえれば $\partial f/\partial v > 0$ 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

$$f_u = \begin{cases} n_b/(V-u) & u < v_z < V \\ 0 & v_z < u \end{cases} \qquad (D10)$$

（D1）－（D4）より

$$\frac{\partial \ell n W}{\partial t} = \frac{\pi \omega_{pe}}{n} v_z^2 \frac{\partial f}{\partial v_z} \qquad (D11)$$

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

$$\int_{u-0}^{u+0} \frac{\partial \ell n W}{\partial t} d v_z = -\frac{\partial u}{\partial t} \ell n \frac{W(u+0)}{W(u-0)} \qquad (D12)$$

$$\int_{u-0}^{u+0} v_z^2 \frac{\partial f}{\partial v_z} d v_z = u^2 f(u+0) = \frac{u^2 n_b}{V-u} \qquad (D13)$$

より

$$\frac{du}{dt} = -\frac{\pi}{\Lambda} \omega_{pe} \frac{n_b}{n_p} \frac{u^2}{V-u} \qquad (D14)$$

ここで

$$\Lambda = \ell n \frac{W(u+0)}{W(u-0)} = \ell n \frac{W(u+0)}{W_{Thermal}} \simeq \frac{m_o n_b V^2}{U_{Thermal}} \qquad (D15)$$

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

（D１４）を積分すると

$$\frac{v_0}{u} + \ell n \frac{u}{V} = 1 + \frac{\pi}{\Lambda} \omega_{pe} \frac{n_b}{n_p} t \qquad (D16)$$

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 $m_o n_b v_r^{\,2}/3$ となる時間であり，（D１６）より

$$t_{1/2} = \frac{\Lambda}{\pi \omega_{pe}} \frac{n_p}{n_b} \left(\frac{\sqrt{5}-1}{2} + \ell n \frac{\sqrt{5}-1}{2} \right) \qquad (D17)$$

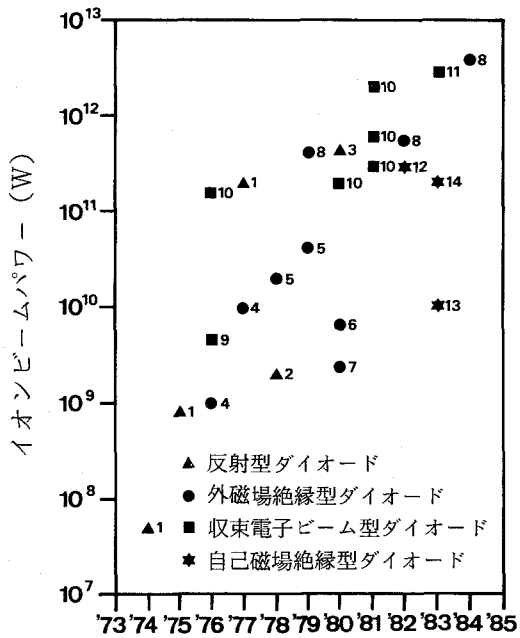
したがってプラズマ中で電子が $t_{1/2}$ の間に進む距離（エネルギー散逸特性長）は

$$\ell_{1/2} = V t_{1/2} \sim 0.04 \frac{\Lambda}{\omega_{pe}} \frac{n_p}{n_b} V \qquad (D18)$$

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MID	(9)
	5 B_y 型MID	(10)
	6 B_θ 型MID	(11)
	7 B_r 型MID	(12)
	8 径型MID	(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. Rew 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. Kapetanakos 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・Seminan 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 Fransisco. (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)779.
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, No.4 (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.Phy. Vol.20, No.10 (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 $^{11}B(p,\alpha)2\alpha$ 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 Partiele 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. Partiele Beam Driven Fusion Research at ILE Osaka
K.Imasaki, S.Ido, K.Mima, 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. CO_2 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, №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 Sciense"
   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Ⅸ

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