

レーザー・プラズマからの直接発電

栗木 恭一・赤井 公積

Power Generation from Laser-Produced Plasma

By

Kyoichi KURIKI and Koseki AKAI

Abstract: Conversion of laser energy into electrical energy has been experimentally studied as a process subsequent to the power transmission from Solar Power Satellite to the earth or between space stations. In the scheme proposed here, the electrical power was generated by the charge separation at the expense of the kinetic energy of laser-produced plasma.

1 序 論

1960年、Maimanにより開発されたレーザーは現在急速な発展をとげている。その種類は、固体レーザー、気体レーザー、液体レーザーから半導体レーザー、化学レーザーに及び、発振線は紫外領域から赤外領域にまで広がっている。また、発振の形態もパルス発振、連続発振が可能となっている。レーザーの応用は、その特徴を生かして多くの分野に広がっているが、主として次の4つに大別することができる。

- 1) 時間的制御 光通信、レーザーレーダーなど。
- 2) 空間的制御 ホログラフィ、画像処理など。
- 3) 周波数の制御 分光分析など。
- 4) 光強度すなわちエネルギーの利用 レーザー加工、核融合など。

エネルギー利用では、レーザーの出力、効率の問題となるので、その向上が図られている。エネルギーの利用の1つとして、レーザー光をエネルギー輸送に応用することが考えられる。レーザー光は、エネルギー密度が高く、直進性がよく、また、ビームの拡がり非常に少ないなどの特徴から、エネルギー輸送に最適であると言えることができる。空間中を輸送されたエネルギーは、例えば、衛星やロケットの推進に用いることができ、レーザープラズマ推進として提案されている[1]。

一方、先に述べたレーザーの特徴から、特に電力輸送に用いることが有望である。しかしながら、現在レーザー光を効率よく電力に変換するシステムは開発されていない。

レーザー光のエネルギーから電気エネルギーに変換する方法として、レーザー光を一旦プラズマに吸収させ、プラズマから電気エネルギーを取り出す方法が提案されている。固体タ

ターゲット, もしくは気体ターゲットに大出力レーザーを集光させると, レーザー光のもつ強い電界によって, 固体は蒸発して気体となり, 電離してプラズマ状態, すなわち, プラスの電荷をもつイオンとマイナスの電荷をもつ電子が混ざり合って電氣的に中性の状態になる. さらに, プラズマは逆制動輻射により, レーザー光を吸収して高温高压になる. このプラズマ中のイオンもしくは電子のもつ運動エネルギーを電気エネルギーに変換する.

レーザー光からの直接発電に関して, Hansen, Rasor [2]らは, 熱電子によるレーザーエネルギーの変換 (TELEC) について, セシウムプラズマ中での逆制動輻射による吸収に基づいた詳細な解析を行い, 最大40%の変換効率が可能であることを示している. Thompson [3]らは, CW・CO₂ レーザーによってアルゴンプラズマを保持し, 熱電子による方法を用いて実験を行ったが, 予備実験の段階でその全効率は約0.005%であった. Britt [4]らはTELECのモデルが正しいことを実証するための実験を行い, 吸収効率が0.1%, 変換効率が10%という結果を得ている. また, Shimada [5]はセシウムにレーザーを集光させ, 熱電子による発電を行ったが, その変換効率は0.01%であった.

以上に示したTELEC等の発電方式は, すべてプラズマ中の電子の熱エネルギーを電気エネルギーとして取り出すことを基礎にしているが, プラズマの保持からすれば, かなり問題があると考えられる. すなわち, 生成されたプラズマは, 拡散, 再結合等により, すぐにそのエネルギーを失う. また, プラズマを一ヶ所に閉じ込めておくことは非常に困難である.

本研究で試みる発電方法は, TELECの方式とは異なり, イオンの運動エネルギーを電気エネルギーに変換することを考える. プラズマを限られた空間に保持することは非常に困難であるので, 逆に, プラズマの特徴にさかわらず, 磁場の誘導によって積極的にプラズマを膨張させる. プラズマが十分膨張したところで, 磁力線を急激に曲げることにより, 電荷の分離を行う. すなわち, 電子は磁力線に沿って運動するのに対し, 慣性の大きいイオンは磁力線を振り切って直進する. したがって電荷の分離が生じ, 二枚の電極板より外部に電気エネルギーを取り出す[6]. 以上のような方法では, イオンの運動エネルギーは高い方がよいが, 固体ターゲットへのレーザー集光実験から高速イオンの発生[7]が確認されており, これを利用して高い性能の発電装置ができる可能性がある.

ここで, この発電方法の将来性を考えて, システム全体の効率を評価する. レーザー発振器に電力を投入してから出力電力を取り出すまでの過程を次に示す.

$$\text{入力電力} \xrightarrow{\eta_1} \text{レーザー光} \xrightarrow{\eta_2} \text{空間中の伝播} \xrightarrow{\eta_3} \text{プラズマの運動エネルギー} \xrightarrow{\eta_4} \text{出力電力}$$

現在の技術レベルでは, $\eta_1 \cdot \eta_2 \sim 10\%$ であるが, 将来 $\eta_1 \cdot \eta_2 \sim 50\%$, $\eta_3 \cdot \eta_4 \sim 50\%$, 全体で25%程度となればこの電力輸送システムの実用化が可能である.

さて, 近い将来スペースシャトルの実用化にともなって, 現在太陽発電衛星の研究が盛んに行われている. 太陽発電衛星から地上への電力輸送は, マイクロウェーブによって行われる予定であり, その総合効率は約45%で現在はほぼ実用の域に達している[8]. しかしながら, エネルギー密度が低いため, 地上での受電アンテナはかなり大きくなると予想される.

一方, レーザーを用いたエネルギー輸送では, エネルギー密度が高く, ビームの拡がりが少ないので, 受電系を小型化することが可能である. 大気中におけるレーザー光の伝播では,

減衰，屈折が問題となるが，大気圏外では，このような問題は生じない．宇宙—宇宙間でのエネルギー輸送は，例えば，太陽発電衛星から大電力を必要とする衛星へのエネルギー輸送が考えられる．したがって，レーザーによるエネルギー輸送を宇宙衛星システム（衛星—地上間，衛星—衛星間）への利用は非常に有望であり，これを可能にするために，先に述べたレーザー光を電子に変換する技術の確立が重要になる．

最後に，本研究の目的を以下に示す．

- 1) 発電の出力，及び効率がどの程度になるか．
- 2) レーザーエネルギーのプラズマへの吸収についてその機構等を調べる．
- 3) 高速イオンの発生が発電にどのように影響するか．
- 4) ターゲットの相違により，発電出力がどのようになるか．
- 5) 電荷分離後のイオンの流れはどうなるか．

2 実験装置

2.1 発電装置

実験に使用した発電装置の概略を図1に示す．発電装置は次の3つの部分から成り，各部において次のような測定を行った．

- 1) プラズマ生成部——マッハ・ツェンダー干渉計による光学計測，
- 2) プラズマ膨張部——ダブルプローブ，エネルギーアナライザーによる粒子測定．
- 3) 電荷分離部——発電の出力測定．

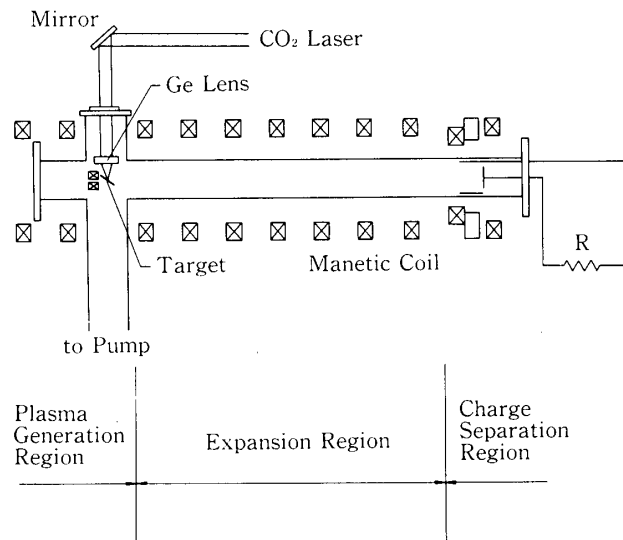


図1 レーザープラズマ発電機の概略

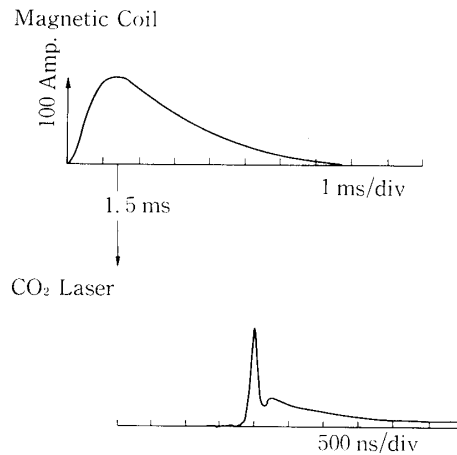


図2 外部磁界とCO₂レーザー出力との時間関係

以下では、レーザー発振器、ターゲット、真空装置、及び磁場発生装置について説明する。

2.1.1 レーザー発振器

プラズマ発生用に使用したレーザーは、大出力パルスTEA・CO₂レーザーである。このレーザーは出力4～5 J、半値幅約200 nsec.であり、波長は10.6 μmの遠赤外光である。図2にその出力波形を示す。レーザー光は、2枚の金蒸着ミラーにより真空容器内に導かれ、焦点距離5 cmのGeレンズによりターゲット上に集光される。レーザー光はレンズの取付け金具等により一部が遮られ、ターゲットへの入射エネルギーは約3～4 Jである。

2.1.2 ターゲット

固体ターゲットは、CuとKClである。これらのターゲットは、ターゲット支持板に固定し、レーザーを同じ地点に繰返し集光した。また、レーザーの入射方向とプラズマの膨張方向が異なるため、ターゲットの法線方向は入射方向に対し45°の角度に設置されている。KClは電離電圧の低いKを含み、取扱い易さを考慮して選んだ。これら2種類の物質を諸量を表1に示す。

2.1.3 真空容器

発電は、プラズマと中性気体粒子との衝突を避けるために、プラズマの生成から電荷分離までの過程を真空容器内で行う。真空容器は図1に示すように、長さ100 cm、内径10 cmのピアレックスガラスから成り、ターゲットはこの真空容器のクロス部分に位置している。この真空容器は、排気速度300 ℓ/minの油拡散ポンプ、及び油回転ポンプに接続されている。プラズマ生成時の内圧は、約10⁻⁵ Torrである。

2.1.4 磁場発生装置

真空容器の外側にリングコイルを配置し、膨張方向に沿って磁場を発生させる。磁場用の

表1 ターゲット材質の諸物性値

	ITEMS	Cu	KCl
A	Atomic Mass	63.5	K 39.1, Cl 35.5
m_i	Ion Mass ; kg	1.06×10^{-25}	K 6.50×10^{-26}
Δ	Ionization Potential ; eV	7.7	K 4.34, Cl 13.0
ρ	Density ; g/cm ³	8.96	~2
q	Evaporation Heat ; J/g	4.72×10^3	1.60×10^4
x	Thermal Diffusivity Coefficient	1.06	0.92
R	Reflectivity	>0.9	0

電源は500Vの定電圧電源である。この電源を100 μF のコンデンサに接続し、予め所定の電圧まで充電しておく。外部パルスによりSCRを駆動し、リングコイルに電流を流す。図2に示すように、レーザーの発振は磁場の強さが最大になる時間と一致させた。コイルに流

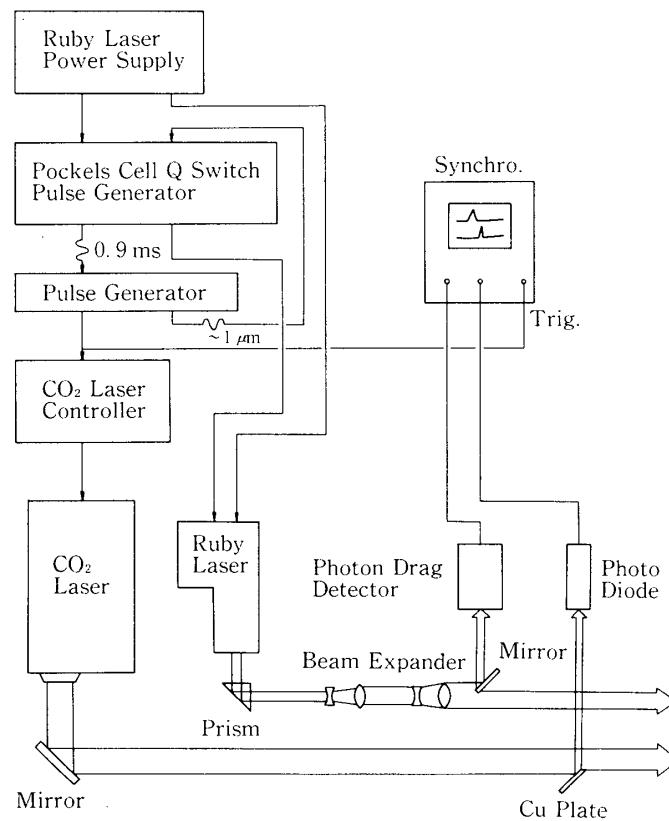


図3 プラズマ発生およびマッハツェンダー干渉計用のレーザーの結合配置

れる電流のパルス幅に比べて、レーザーの発振時間、プラズマの寿命は十分に短いので、発電時における磁場の強さは一定であると考えてよい。磁気探針による測定から、磁場の強さは、膨脹部中心軸上において、450 V 充電で 250 G である。

コイル系は、10個のリングコイルとターゲット背後の小コイルからなる。リングコイルは、平均半径 13.5 cm, 巻数 48 で線径 2 mm のホルマル線からなる。また、小コイルは平均半径 2 cm, 巻数 50 である。これらのコイルにより、ターゲット付近に膨脹部方向に広がる磁気ノルズを形成している。

なお、発電装置では、電荷分離部で磁力線の急激な曲げを実現するために、磁性体、及び逆接続コイルがある。これらの部分は、粒子測定では、発電装置から取りはずした。

2.2 マッハツェンダー干渉計

干渉計測に用いたレーザーは、ポッケルス・セルQスイッチ型ルビーレーザー(波長 0.6943 μm)である。以下にその諸元を示す。

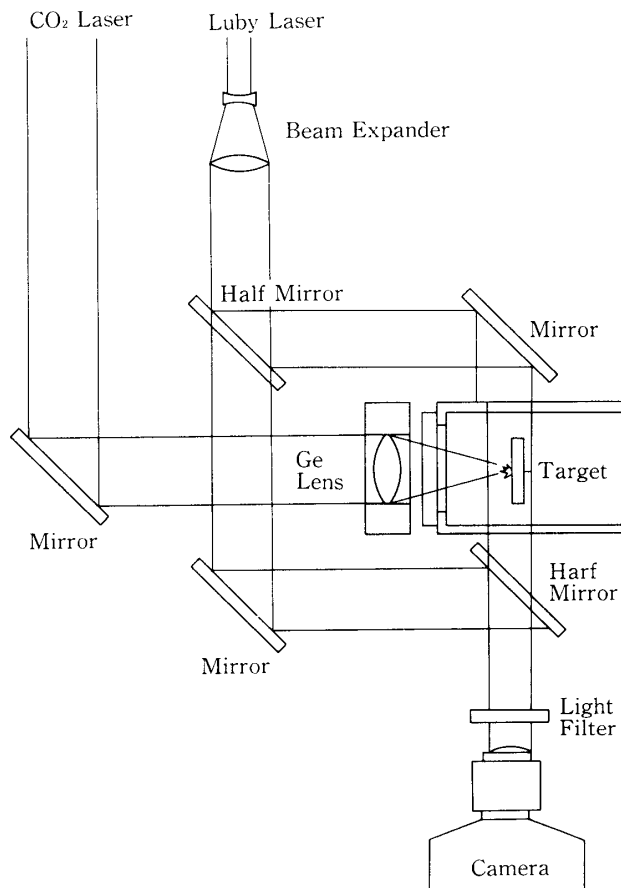


図4 マッハツェンダー干渉計の光学系配置

入力電圧	2.4 KV
半値幅	20 nsec
出力	0.8 J
尖頭出力	4.0 MW

図3に、CO₂レーザーとルビーレーザーの同時発振システムを示す。また、光学系を図4に示す。生成されたプラズマを計測するため、CO₂レーザーが発振してから、50 nsec ~ 5 μsec 遅らせてルビーレーザーを発振させる。図3に示すように、CO₂レーザーはフォトン・ドラッグ・ディテクタ、ルビーレーザーはフォトダイオードによってその発振時間をモニターしたが、パルス幅が20 nsec ~ 200 nsec と短いため、同時にシンクロに出すことはできなかった。ルビーレーザーの発振時間は安定していて、50 nsec以上のふらつきがないのに対し、CO₂レーザーの発振時間は非常に不安定であった。そこで、ルビーレーザーの発振時間を予め確認したのち、2台のレーザーを同時発振し、CO₂レーザーの方をモニターした。モニター出力を図5に示す。

図4に示すように、ルビーレーザーの出力を弱めるため、2組のビームエキスパンダーにより、ビーム径を約40倍に拡大した。ハーフミラーによりビームを2本に分割し、一方を参照光とし、他方をターゲット上のプラズマを真横から通過させ、再度ハーフミラーにより2本のビームを1本にする。この際、2本のビームの平行度がよいと、2本のビームの間で干渉が起こり、カメラの乾板上に干渉縞があらわれる。1 mm幅の干渉縞を作るには、2本のビームの平行度は0.69 mrad である。レーザー光のコヒーレンス長はかなり長く、4枚の

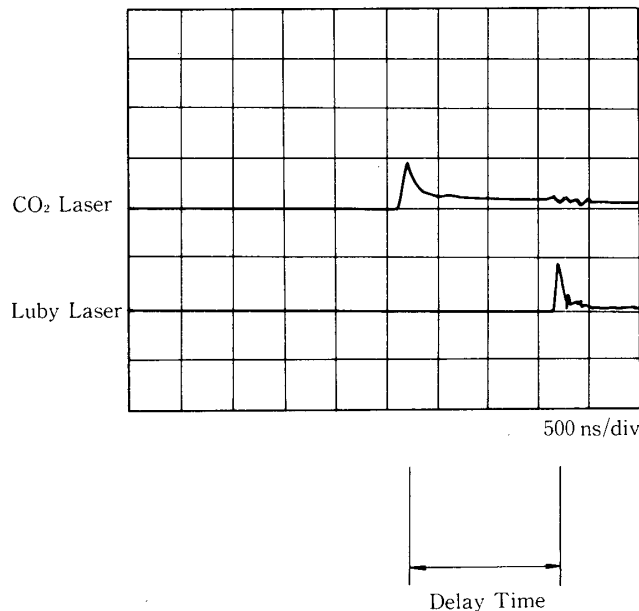


図5 CO₂およびルビーレーザーのモニター信号

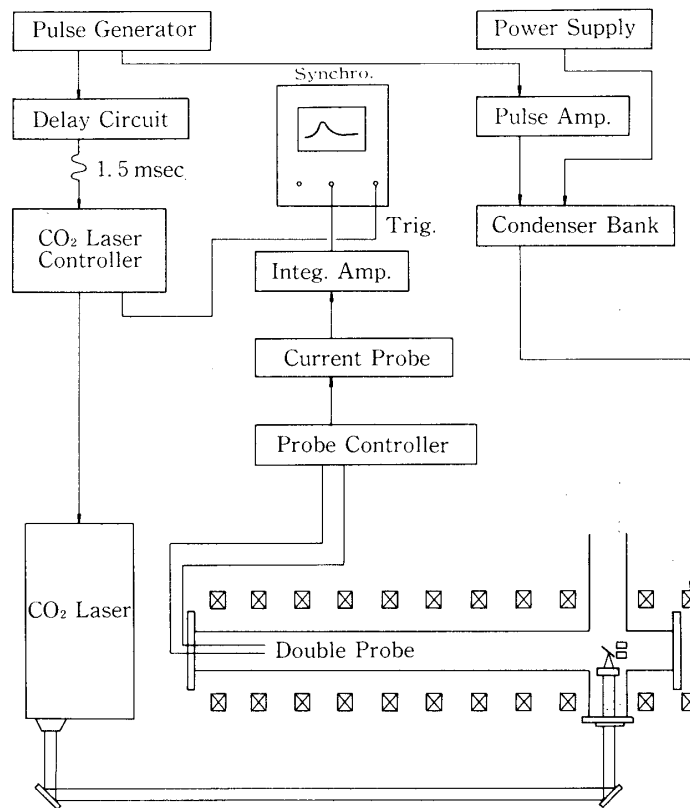


図6 ダブルプローブ測定系

ミラーの配置は適当でよい。カメラの前には、干渉フィルターをおき、ルビーレーザーの光だけを通過させる。撮影の際、カメラは開放で、絞りは最大である。

プラズマ生成の条件は、ターゲットの法線方向より、CO₂ レーザーを集光させた。プラズマの干渉写真は、最大1 μsec までの遅延時間の範囲で撮影し、この結果より、プラズマの電子密度を推定した。

2.3 ダブル・プローブ

ダブル・プローブによる測定システムを図6に示す。プローブは1.5 mm径のタングステンからなり、その先端部を除いて、外側がセラミックスにより絶縁されている。

測定位置は、膨張部の入口（ターゲットより8 cm）、中央部（44 cm）、及び、出口（89 cm）である。2本のプローブ間の距離は2 cmで、両プローブ間には、プローブ用の定電圧電源により電位差を与えておく。この電位差は、イオン電流が飽和する程度にし、このイオン電流をカレントプローブにより検出し、アンプで増幅して、シンクロスコープで測定した。

飛行時間法により、各位置でのプローブ波形から、イオン電流のピークが到着する時間を求め、イオンの速度を計算した。また、イオン飽和電流からプラズマ密度を推定した。

2.4 エネルギー・アナライザ

図7にエネルギー・アナライザの概略を示す。また、その諸元を以下に示す。

グリッド電位 $V_g = -60 \text{ V}$

コレクタ電位 $V_c = 0 \sim 300 \text{ V}$

絞り断面積 $A_E = 28.3 \text{ cm}^2$

メッシュ透過率 $\eta = 13\%$

図7に示しているように、エネルギー・アナライザは、グリッド1、同2、コレクタ、及び、入射断面積可変用の絞りからなる。コレクタの形状は、2次電子放出を防ぐために、コップ状とした[9]。

ここで、エネルギー・アナライザの作動原理について簡単に説明する。プラズマがエネルギー・アナライザ内に入ってくると、まず、グリッド1がプラズマ電位に等しくなる。グリッド2を1に対して負電位にバイアスし、メッシュのあらさを電子のデバイ長と同程度以下に選んでおくと、シース効果によりグリッド電位において電子が追い返される。この条件は、本実験のCuプラズマに対しては満たされているが、KClプラズマでは満たされていない。コレクタはグリッド1に対して正電位にバイアスされているので、グリッド2を通過したイオンは、あるエネルギーレベル以上でないと、コレクタに到達することができない。す

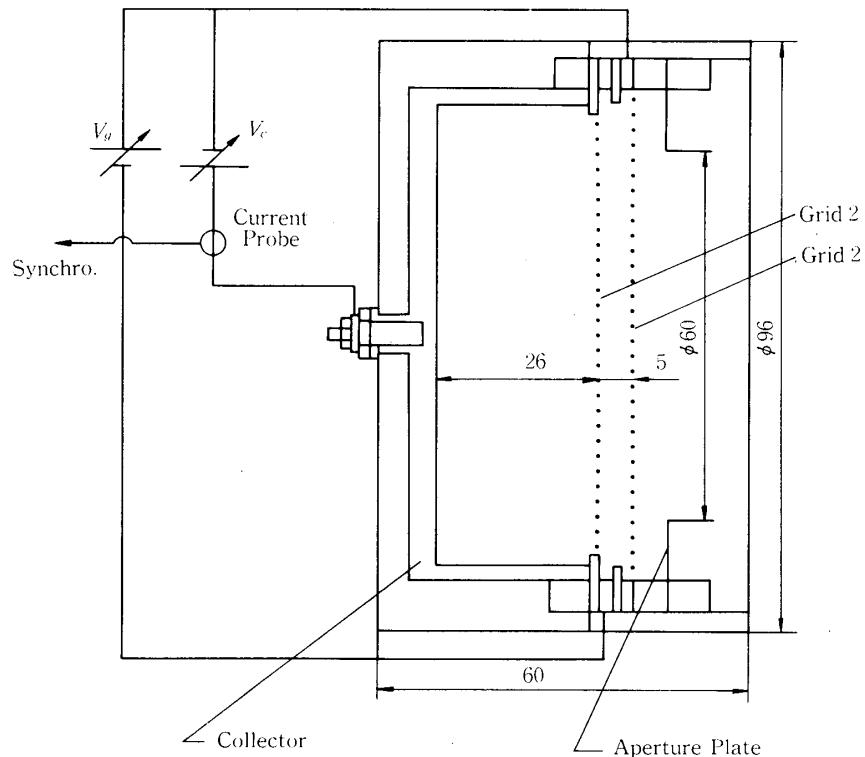


図7 エネルギーアナライザの断面
尺度, mm

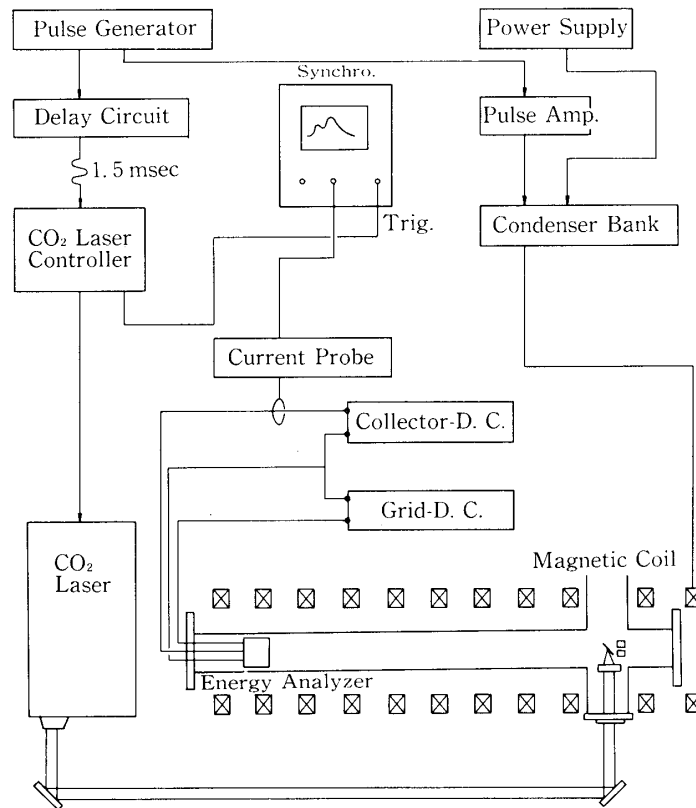


図8 エネルギーアナライザ測定系

なわち、イオン電流が制限されることになる。

膨張部出口におけるイオンのエネルギー分布を求めるために、コレクタ電位を変化させ、コレクタに流入するイオン電流をカレントプローブによって検出した。測定システムを図8に示す。

また、エネルギーアナライザは、コレクタ電位を0 Vとして、ファラデー・カップとして使用でき、プラズマの粒子数を求める。この際、絞りの口径を変化させることにより、半径方向の粒子数の分布を求めた。

2.5 発電による出力測定

発電装置は、先に述べたように、プラズマ生成部、膨張部、及び電荷分離部によって構成されるが、電荷分離部にある2枚の電極（アノード、カソード）より出力電力を取り出す。電荷分離部が満すべき条件としては、次の2つが考えられる。

- 1) 電極部の代表的な長さが、イオンのデバイ長以下であること。
- 2) 膨張部からの磁力線が、カソード方向へ急激に曲がっていること。

1) の条件は、プラズマの密度によるが本実験では、膨張部の長さが十分でないため、この条件は満たされていない。2) の条件に関しては、以下の2つのタイプのコイル、磁性体の

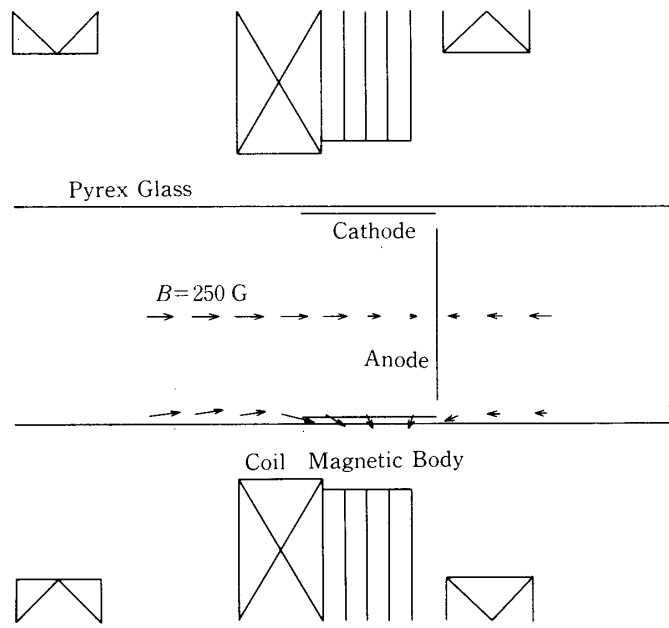


図9 電荷分離部, タイプ I

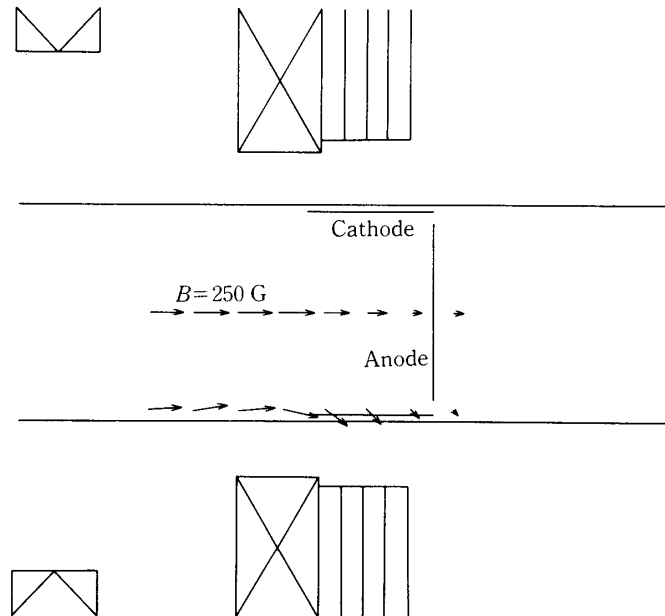


図10 電荷分離部, タイプ II

配置で、磁力線の変化を磁気探針を用いて測定した。その結果を図9 (タイプI) 図10 (タイプII) に示す。

タイプI 磁性体+逆接続コイル

タイプII 磁性体のみ

磁性体 (厚さ1 cm の鉄板に、内径16 cm の穴をあけたもの) の内側のリングコイルは、電荷分離部の磁力線の曲げが膨張部の磁力線の変化させないように、他のコイルに比べて内径の小さいリングコイルを使用した。このリングコイルの外側に磁性体を重ね合せ、磁力線を磁性体の方へ向かうように試みた。(タイプII)タイプIでは、さらに、逆接続コイルを追加して、カスプ状の磁場を形成させた。

電極は、磁力線を振り切って直進して来るイオンを集めるアノードと、磁力線に沿って曲げられ、分離された電子を集めるカソードからなる。アノードは、外径85 mm の円板で、プラズマの流れに向かって直角におかれている。一方、カソードは、内径97 mm、長さ58 mm の筒状である。両極板とも材質は銅である。これらの極板の設置位置、及び長さは、磁力線の分布に基づいて決定した。

2.5.1 開放電圧、短絡電流の測定

実験条件として変えられるパラメータとしては、1) 電荷分離部の形状、2) レーザー出力、3) 磁場の強さ、4) ターゲットの傾き角 (傾き角は、レーザー光の入射方向に対するターゲットの法線方向の角度)、及びターゲットの材質等が考えられる。

以上のパラメータを可変として、外部負荷を流れる出力電流を測定することも可能であるが、本実験では、上に示した各条件のうちの1つだけを変化させ、開放電圧と短絡電流を測定した。その結果から、一般に、電源の性能は、その開放電圧 $V_{R=\infty}$ と短絡電流 $I_{R=0}$ によって決まり、最大出力は近似的に $V_{R=\infty} \cdot I_{R=0} / 4$ となる。

この測定での基準状態としては、以下のように設定した。

- 1) 電荷分離部形状 タイプI
- 2) 膨張部平均磁場 250 G
- 3) レーザー出力 全出力
- 4) ターゲット傾き角 45°
- 5) ターゲット材質 Cu, KCl

出力測定システムを図11に示す。短絡電流は、両極間を短絡状態にして、両極間に流れる電流をカレント・プローブにより測定する。また、開放電圧は、カソードに対するアノード電位を直接シンクロスコープに入力する。シンクロスコープの入力インピータンスは数MΩである。

2.5.2 出力電流測定

2.5.1の出力評価より、最適と考えられる条件を見出し、電極間に外部負荷を接続して出力電流を測定した。その結果から発電の出力、効率を求めた。

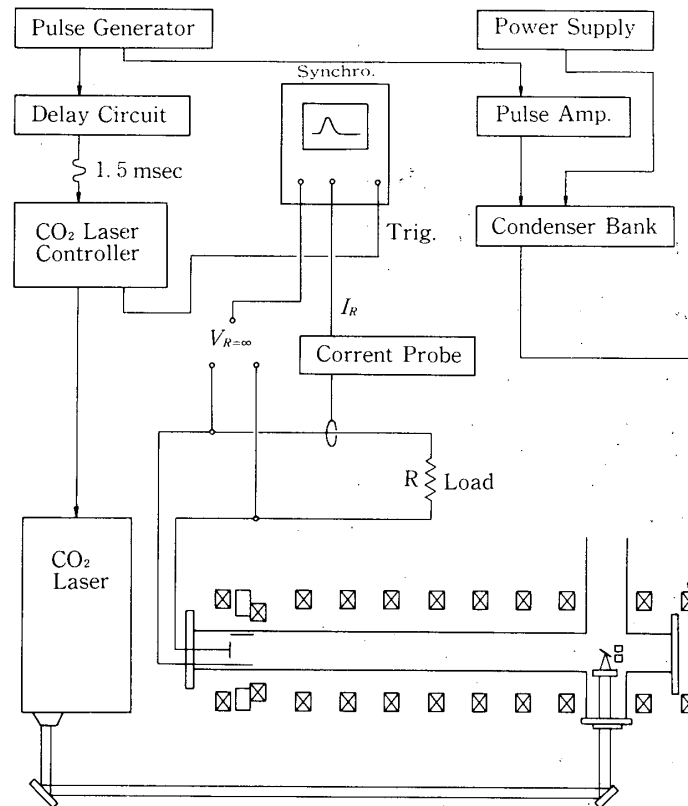


図11 レーザープラズマ発電出力測定系

3 実験結果

3.1 プラズマ生成時の電子密度

Cu プラズマの干渉写真を図12に、KCℓの場合を図13に示す。各ターゲット上への集光は真空中で行った。

Cu プラズマの干渉写真では、プラズマが黒い塊りとして写っており、その周辺部では干渉縞の移動はみられない。このプラズマ塊は直径約1mmの球状をしており、プラズマ生成後1μsecにおいてもターゲット上に残っている。したがって、干渉縞の移動より、電子密度の推定はできない。しかし、このプラズマ塊は、プラズマの密度が高くて、ルビーレーザー光が完全に吸収されていることを意味している。

一方、KCℓの場合には、明らかに、干渉縞の移動がみられる。また、Cuの場合と同様に、中心部に黒いプラズマ塊がターゲット表面上に存在する。しかし、Cuの場合とは異なり、平たく盛り上がった形状をしている。以上の点より判断して、ターゲットによりプラズマの生成過程がかなり異なるものと予想される。この点については、4.2節で検討する。

以下では、図13の干渉縞の移動量より、プラズマの電子密度を推定する[10]。干渉縞の移動量は、次の式で与えられる。

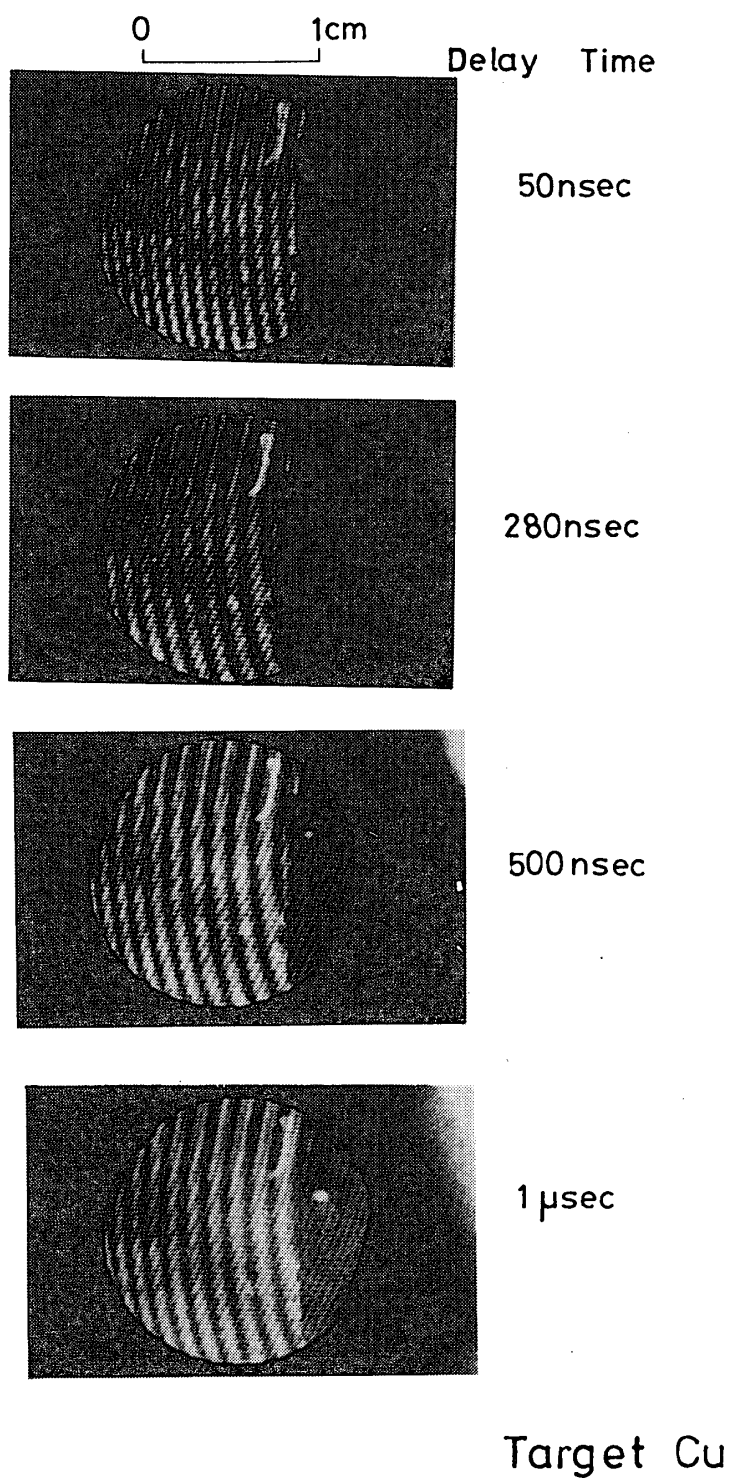


図12 マッハツェンダー干渉写真, ターゲット: Cu

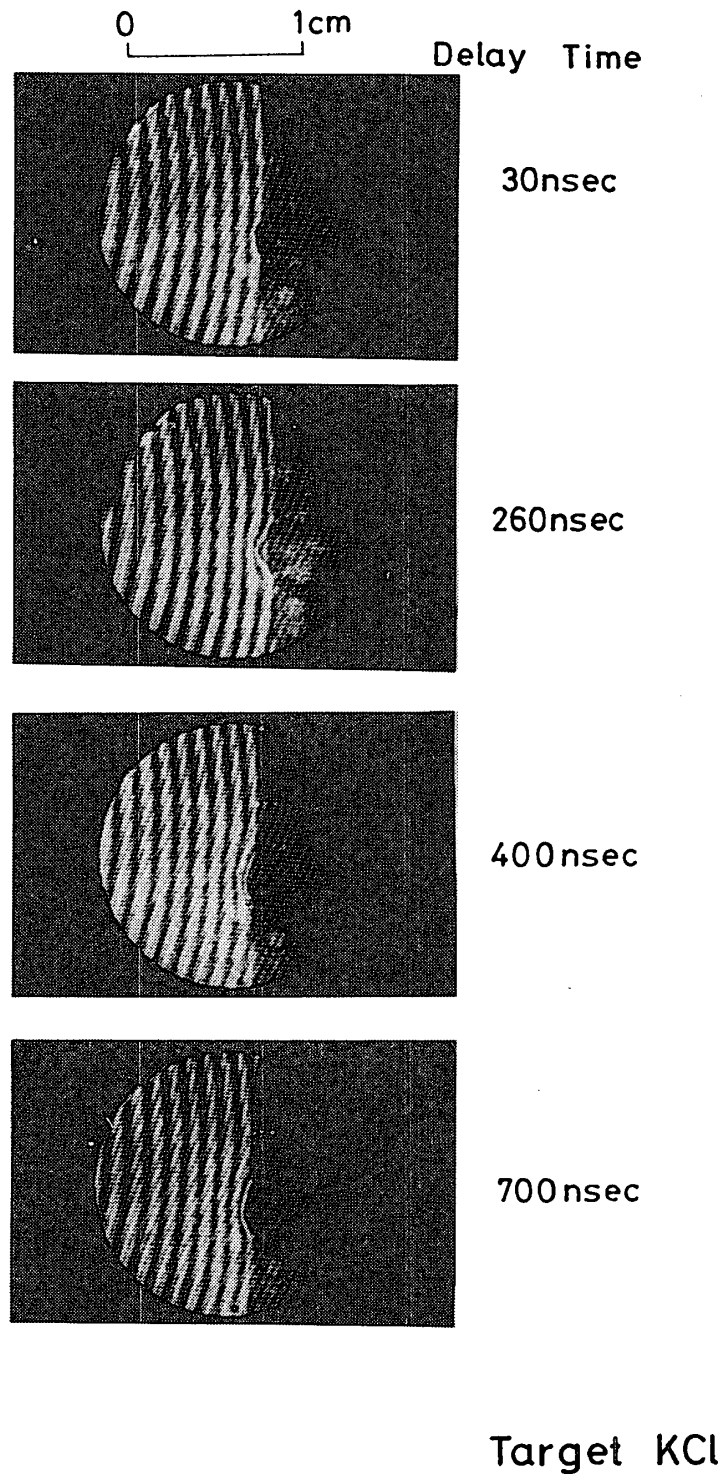


図13 マッハツェンダー干渉写真, ターゲット: KCl

$$f = \frac{d}{D} = \int \frac{\mu - 1}{\lambda} dl \quad (1)$$

ここで、 f ; 干渉縞の移動量、 d ; 干渉縞の移動距離、 D ; 干渉縞の幅、 μ ; 光の屈折率、 λ ; レーザー光の波長である。プラズマを通過する際の光の屈折率 μ は、 ω_p ; プラズマ振動数、 ω ; レーザー光の振動数として、次式で与えられる。

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (2)$$

一般に $\frac{\omega_p}{\omega} \ll 1$ であるので、(2)式は次のように展開される。

$$\mu = 1 - \frac{e^2 \lambda^2}{2\pi m_e C^2} n_e \quad (3)$$

ただし、 e ; 単位負荷、 m_e ; 電子の質量、 C ; 光速、 n_e ; 電子密度である。(3)式を(1)式に代入すると次のようになる。

$$\begin{aligned} f &= - \frac{e^2 \lambda^2}{2\pi m_e C^2} \int n_e dl \\ &= - \frac{1}{3.2 \times 10^{17}} \int n_e dl \end{aligned} \quad (4)$$

(4)式より、干渉縞の移動量は、レーザー光の光路に沿った電子密度の積分値に比例することが分る。

図13より、電子密度が光路に沿って一定であると仮定して、ターゲット表面上より1mmの位置での電子密度を求めると、次の値を得た。

$$n_e = 1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

プラズマ塊の中心部では、レーザー光は完全に吸収させており、干渉縞は存在しないので、以上のような方法から電子密度を求めることはできない。

3.2 膨張部でのプラズマ特性

測定されたダブル・プローブの波形を図14、図15に示す。磁場の影響は、ターゲットから8cmの位置ではそれほど差はない。しかし、ターゲットから最も離れた膨張部出口では、その差が明確に現われている。すなわち、磁場による誘導を行わないと、プラズマは放射状に拡がり、ターゲットから離れるに従って、プラズマの損失が多くなることを示している。

図14、15より、各測定点において、イオン電流のピーク値に対応する時間を図16に示す。飛行時間法によれば、図16の直線の傾きから、イオンの平均速度 U_i を求めることができる。 U_i 及び、イオンの平均運動エネルギー W_i は次式による。

$$U_i = \frac{D}{T} \quad (5)$$

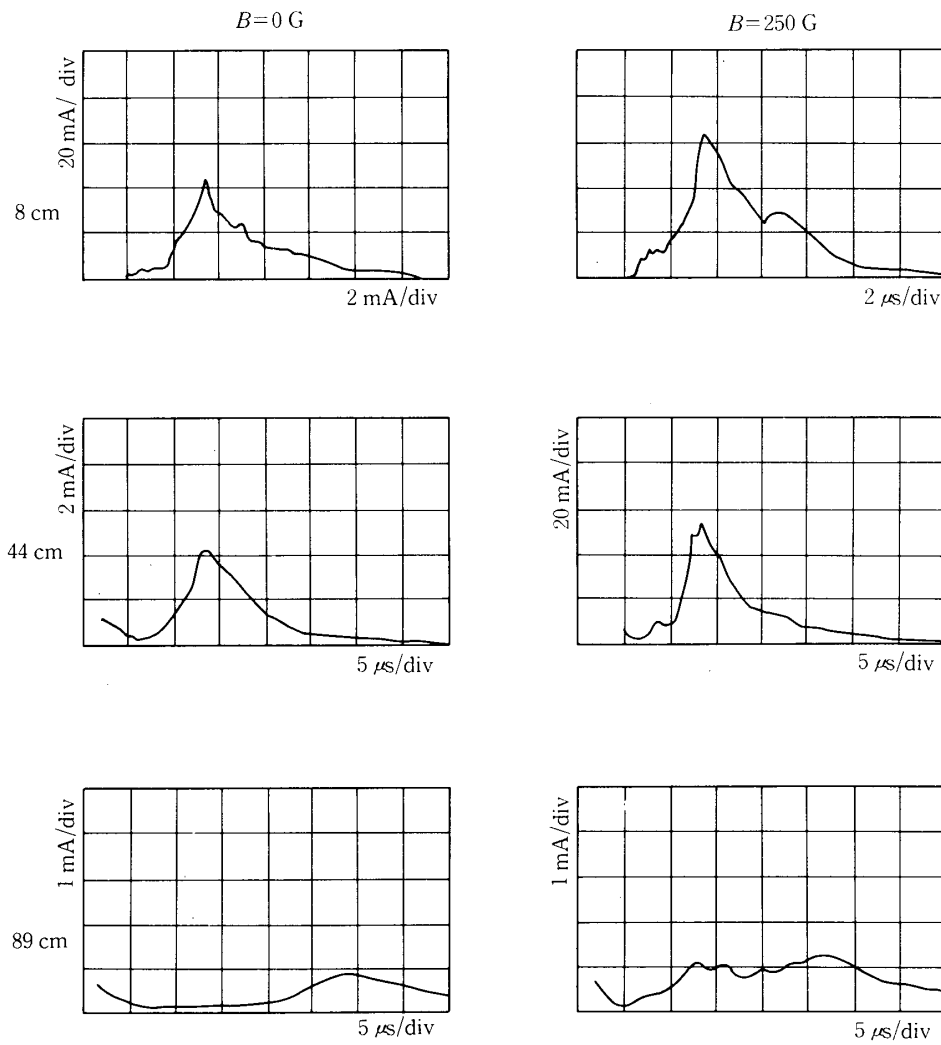


図 14 ダブルプローブ出力信号, ターゲット : Cu

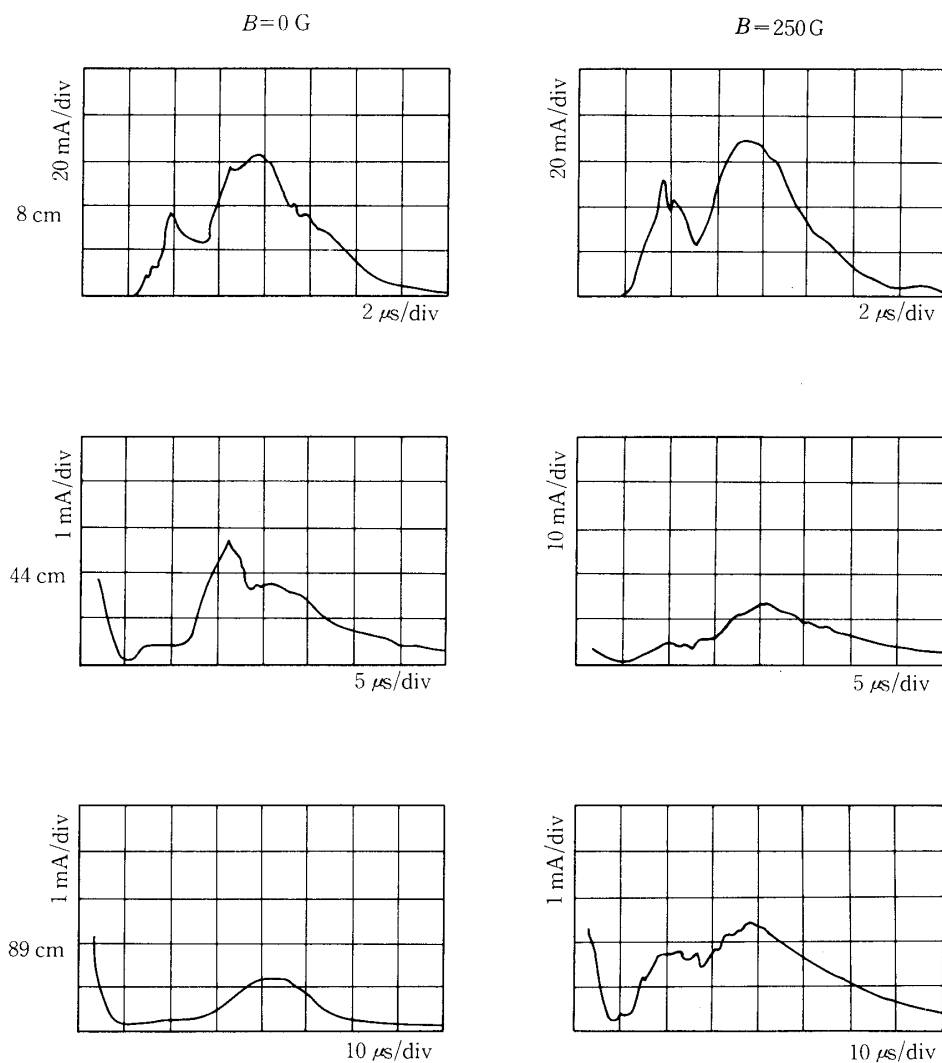


図15 ダブルプローブ出力信号, ターゲット: KCl

$$W_i = \frac{1}{2} m_i U_i^2 \quad (6)$$

ここで、 D 、 T 、及び、 m_i はそれぞれイオンの飛行距離、飛行時間及び、質量である。

以下に、 $B = 0\text{ G}$ 、 250 G の場合の測定結果を示す。

$$B = 0\text{ G} ; \text{Cu } U_i = 3.7 \times 10^4 \text{ m/sec}, W_i = 405 \text{ eV}$$

$$\text{KCl } U_i = 2.3 \times 10^4 \text{ m/sec}, W_i = 107 \text{ eV}$$

$$B = 250\text{ G} ; \text{Cu } U_i = 4.1 \times 10^4 \text{ m/sec}, W_i = 550 \text{ eV}$$

$$\text{KCl } U_i = 2.6 \times 10^4 \text{ m/sec}, W_i = 135 \text{ eV}$$

この結果は、磁場を印加しないとイオンの速度は幾分低くなるが、いずれにせよ、非常に高速のイオンがターゲット表面上より飛び出していることが分る。このような高速イオンの発生については、4.4節で検討する。

次に、プラズマ密度（イオン密度）を求める。プローブはプラズマの流れと平行に置かれているので、プローブに流れるイオン飽和電流 I_i は、プローブ断面積 A_p 、プラズマの密度 n として次式で表わされる。

$$I_i = e n U_i A_p \quad (7)$$

飛行時間法により、イオンの平均速度 U_i が求まっているので、(7)式より各測定点でのプラズマ密度が計算できる。図17に、ターゲットからの距離による密度の分布を示す。図17の直線は X^{-2} (X はターゲットからの距離) を表わしているので、膨張部でのプラズマの密度は X^{-2} に比例して減少している。また、プラズマの密度は、Cu より KCl の方が高いこ

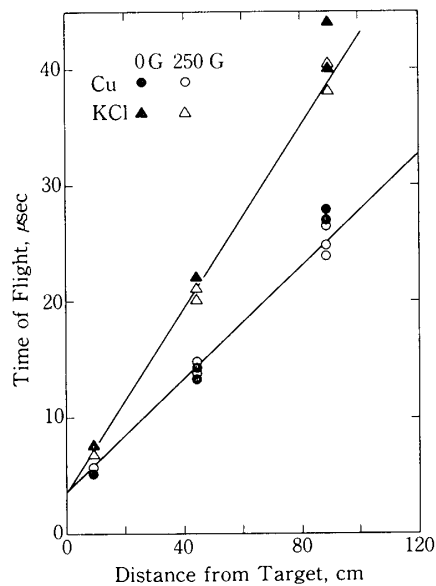


図16 飛行時間法による速度測定

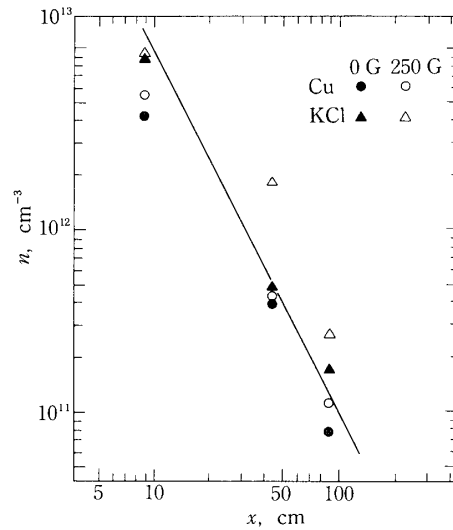


図17 膨張領域における密度分布

と、磁場によってプラズマの損失が抑えられていることが分る。

以上の結果を用いて、膨張部の出口におけるデバイ長 λ_D を求める。デバイ長とは、一般にプラズマ粒子が正電荷と負電荷に分離される長さを示し、電子の熱運動によって支配される。 λ_D は、電子温度を T_e (K)、電子密度を n (cm^{-3}) として、次式で与えられる。

$$\lambda_D = 6.9 \sqrt{\frac{T_e}{n}} \quad (\text{cm}) \quad (8)$$

一方、本実験のような電荷分離の機構では、デバイ長に相当するものは、イオンの運動エネルギー W_i によって決定される。すなわち、修正されたデバイ長 λ'_D は、次式で表わされる。

$$\lambda'_D = 740 \sqrt{\frac{W_i}{n}} \quad (9)$$

この λ'_D をイオンのデバイ長と呼ぶことにする。

ターゲットから約 90 cm 離れた電荷分離部でのイオンのデバイ長は、Cu プラズマで 0.5 mm, KCl プラズマでは 0.2 mm となった。電荷の分離が十分に行われるには、2.5 節で述べたように、この部分の代表的な大きさがイオンのデバイ長と同程度あるいはそれ以上である必要がある。(9)式から分るように、 λ'_D を大きくするには、プラズマの密度を減少させればよい。他方、図17より、プラズマ密度はターゲットからの距離の2乗に逆比例するので、結局、イオンのデバイ長はターゲットからの距離に比例することが分る。したがって、イオンのデバイ長は cm のオーダーにするには、膨張部の長さを10倍程度にしなければならないが、これは実験装置の制約上不可能である。イオンのデバイ長を大きくする別の方法

として、電荷分離部に流入するプラズマ量を制限させればよい。しかし、この方法では、プラズマの流れを乱し、ダブル・プローブによる測定を困難にする。以上の理由から、電荷分離部の代表的な大きさがイオンのデバイ長と同程度以下でなければならない条件は、本実験では十分に満足されていない。

最後に、膨張部におけるプラズマの全運動エネルギー E_p を求める。この値を見積る方法は、いくつか考えられるが、ここでは次の2つの方法でその概略値を推定した。

1) プラズマの全粒子数 N とイオン1個の平均運動エネルギー W_i の積として求める。

$$E_p = N \times W_i$$

2) 平均運動エネルギーよりも高い運動エネルギーのイオンも考慮して、時間積分を行う。

2) について詳しく説明すると、図14, 15に示すプローブから、時間 t におけるイオン速度 $U(t)$ を飛行時間法により求め、対応するイオン電流よりプラズマフラックスを求める。微小時間 Δt の間のプラズマの運動エネルギー ΔE_p は次式で表わされる。

$$\Delta E_p = \frac{1}{2} m u(t)^2 \cdot \Delta N \quad (11)$$

ここで、 m 、 ΔN は、それぞれ、イオンの質量、粒子数を示す。(7)式より、 ΔN は次のように変形される。

$$\begin{aligned} \Delta N &= n(t) \cdot u(t) \Delta t \Delta S \\ &= \frac{I(t)}{e A_p} \Delta t \Delta S \end{aligned} \quad (12)$$

e ; 単位電荷

A_p ; プローブ入射断面積

ΔS ; 微小面積

したがって、(11)式は次のようになる。

$$E_p = \frac{m A D^2}{2 e A_p} \int \frac{I(t)}{t^2} dt \quad (13)$$

A ; 膨張部断面積、 $I(t)$ イオン電流

D ; プラズマ源よりプローブまでの距離

(13)式を用いた計算では、時間原点のとり方により、 E_p の値が大きく変わる。ダブルプローブ測定では、プラズマ生成時間(レーザー発振時間)を正確にモニターしていないので、この積の計算誤差が大きくなる。

以上の2つの方法から求めたプラズマの運動エネルギーの分布を図18に示す。

(13)式による計算では平均エネルギーよりも高いエネルギーのイオンも考慮しているので、(10)式による見積りより大きくなっている。図より、プラズマの運動エネルギーはターゲットからの距離に逆比例して減少している。

膨張部入口及び出口のプラズマの運動エネルギーの値としては、先に示した2つの方法で

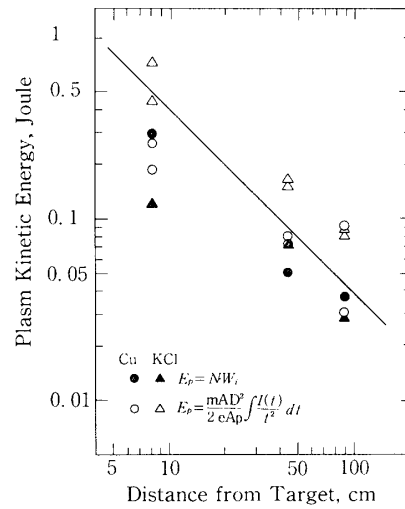


図18 膨張領域におけるプラズマ運動エネルギー分布

求めた値の平均を採用した。その結果を表3に示す。

以上で得られた結果を用いて算出した、電荷分離部でのプラズマの諸特性を表2に示す。

表2 電荷分離領域におけるプラズマ特性値

	ITEMS	Cu	KCl
U	Ion Velocity ; m/sec	4.1×10^4	2.6×10^4
h	Number Density ; cm^{-3}	1.1×10^{11}	3.3×10^{11}
W_i	Ion Kinetic Energy ; eV	550	135
λ'_D	Ion Debye Length ; mm	0.5	0.2
N	Total Number	1.7×10^{14}	1.0×10^{15}
R_L	Ion Larmor Radius ; m	1.1	0.42
$W_i \tau_e$	Electron Hall Parameter	1.3×10^4	4.3×10^4
$W_i \tau_i$	Ion Hall Parameter	110	44
β	$\frac{\text{Magnetic Energy}}{\text{Ion Kinetic Energy}}$	0.035	0.027

この表より、膨張部から直進してきた磁力線が、電荷分離部で直角に曲がっていると仮定すれば、この位置でのイオンのラーマー半径は十分に大きく、イオンはほとんど直進運動すると考えられる。電子、及びイオンのホール・パラメータは、1に比べて十分に大きく、粒子間の衝突はほとんど問題にならない。故に、プラズマの流れは、流体的なふるまいよりも

表3 各段階におけるエネルギー値と変換効率

出力	効率	Cu		KCl	
E ₁ レーザーの入射エネルギー		3~4 J		3~4 J	
E ₂ 生成されたプラズマの運動エネルギー	η_1			1.2 J	30 %
E ₃ 膨張部入口の運動エネルギー	η_2	0.25 J		0.3 J	25 %
E ₄ 電荷分離部入口の運動エネルギー	η_3	0.06 J	24 %	0.05 J	17 %
E ₅ 発電の出力エネルギー	η_4	$5.1 \times 10^{-5} \text{ J}$	0.085 %	$3.6 \times 10^{-5} \text{ J}$	0.072 %

粒子的なふるまいが非常に強いことになる。また、 β 値からは、磁力線はプラズマからほとんど影響を受けないことが分る。以上の結果を踏まえて、4.1節でこの領域でのプラズマの流れを解析する。

3.3 プラズマのエネルギー分布

測定された波形を、図19, 20に示す。以下では、得られた波形において、Cuでは $t = 30 \mu\text{sec}$ 、KClでは $t = 50 \mu\text{sec}$ の時間におけるプラズマのエネルギー分布を求める。これらの時間は、コレクタ電圧0Vにおけるコレクタ電流のピーク値に対応している。コレクタ電流対電圧特性を図21, 22に示す。コレクタ電圧を増加させると、コレクタ電流が減少している。Cuの場合、 $V_c = 0\text{V}$ 付近で飽和しているのに対し、KClでは0V付近で飽和せず、 V_c を負にしていくと、コレクタ電流は増加する傾向がみられる。これは、グリッドIIにおけるメッシュのあらさが電子のデバイ長と比べて大きいため、電子がコレクタ内に漏れたものと考えられる。したがって、ここでは、Cuプラズマのエネルギー分布のみを求める。

プラズマの速度分布関数を $f(v, r, t)$ とすると、密度 $n(r, t)$ 及び、流束 $n(r, t) \cdot u(r, t)$ は次式で表わされる[11]。

$$n(r, t) = \int f(v', r, t) dv' \quad (14)$$

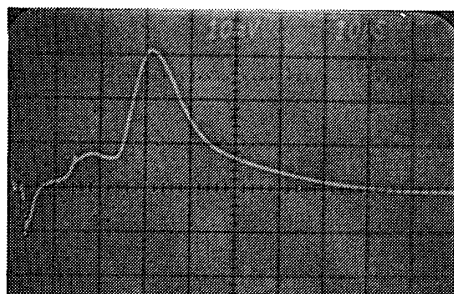
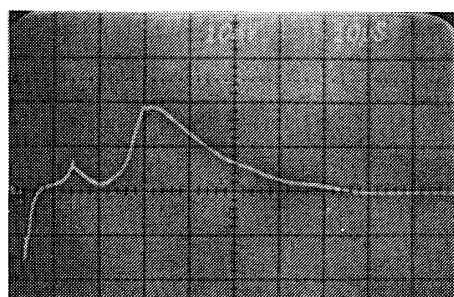
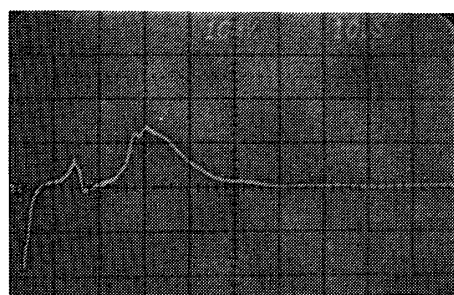
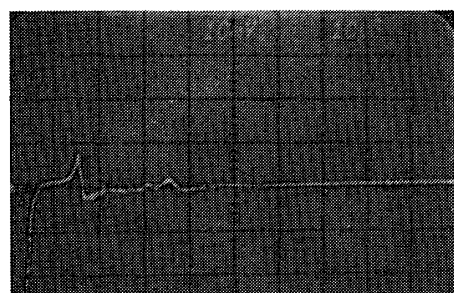
$$n(r, t) \cdot v(r, t) = \int v' f(v', r, t) dv' \quad (15)$$

コレクタ電位を V_c とすると、コレクタに到達できるイオンの運動エネルギーの下限は次式によって決定される。

$$\frac{1}{2} m_i v_0^2 = eV_c \quad (16)$$

ここで、 m_i はイオンの質量、 v_0 はイオンの最低速度である。すなわち、 v_0 以上の速度の

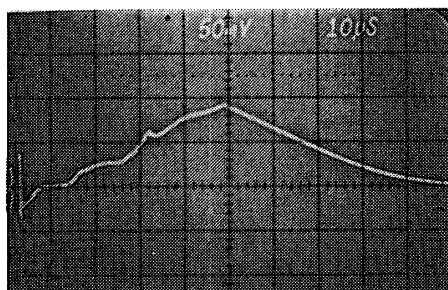
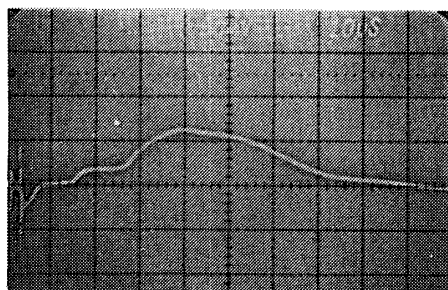
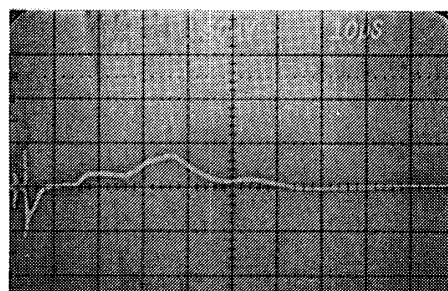
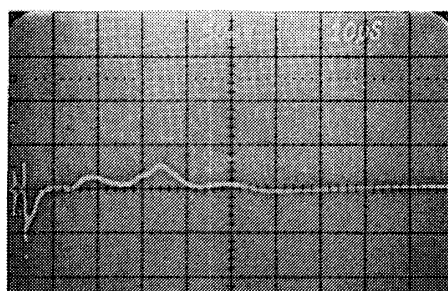
Collector Voltage

 $V_C = 0V$  $V_C = 30V$  $V_C = 60V$  $V_C = 150V$

Target Cu

図19 エネルギーアナライザ出力信号, ターゲット : Cu

Collector Voltage

 $V_C = 0V$  $V_C = 20V$  $V_C = 40V$  $V_C = 60V$

Target KCl

図20 エネルギーアナライザ出力信号, ターゲット: KCl

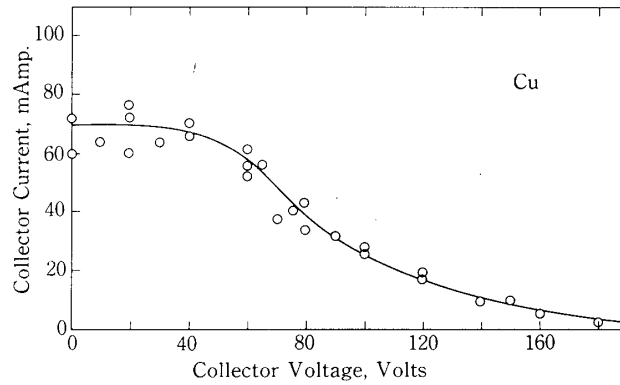


図21 エネルギーアナライザ・コレクタ電流電圧特性, ターゲット: Cu

イオンだけがコレクタ電流として流れる. したがって, コレクタ電流は, 次のようになる.

$$I(V_C, t) = e \eta A_E \int_{v_0}^{\infty} v' f(v', t) dv' \quad (17)$$

なお, 速度分布関数, 及び, 速度の半径方向への依存性はほとんどないものと仮定し, 変数 r を省略した. η , A_E は, それぞれメッシュの透過率, 及び絞りの断面積である. (17)式を微分すると, 次のようになる.

$$dI(V_C, t) = -e \eta A_E v_0 f(v_0, t) dv_0 \quad (18)$$

また, (16)式は次式のようになる.

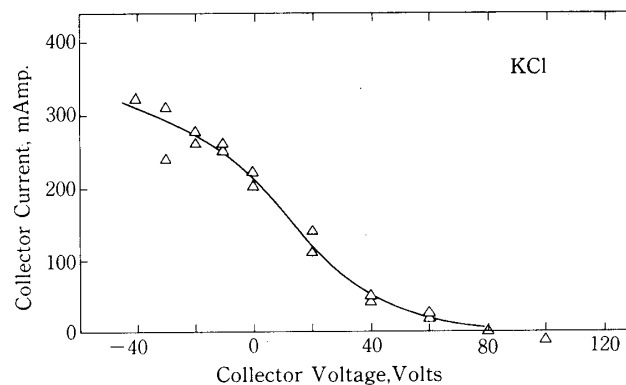


図22 エネルギーアナライザ・コレクタ電流電圧特性, ターゲット: KCl

$$m v_0 d v_0 = e d V_c \quad (19)$$

(18)式, (19)式より $v_0 d v_0$ を消去し変形すると, 速度分布関数は, 次式で表わされる.

$$f(v, t) = -\frac{m}{e^2 \eta A_E} \frac{d}{d V_c} I(V_c, t) \quad (20)$$

エネルギー分布関数は, (16)式によって速度 v を運動エネルギー W_i に変換すればよい.

(21)式を用いて, 図21の曲線を V_c で微分し, エネルギー分布として示したのが図23である. 図23より, 最も多い粒子のエネルギーは, 約70 eVである. この結果は, プローブ測定によって得られたイオンの運動エネルギー550 eVに比べて約8分の1, また, 速度に換算して約3分の1である. このように, 低い値になった理由については, 4.1節で検討する.

KClの場合には, 粒子のエネルギー分布は, 負の領域にまで広がる結果となったが, これは, 明らかに, 一方向に膨張するプラズマ流であるという事実と矛盾している. この原因は, 先にも述べたように, プラズマの膨張が不十分で, イオンのデバイ長が小さ過ぎることになる.

以上の計算では, 速度分布関数, 及び速度は半径に依存しないものと仮定したが, ここでは, 半径に依存するものとして, 半径方向の粒子数の分布を求めた.

エネルギーアナライザのコレクタ電位を0Vとして, 絞りの口径を変化させ, コレクタ電流を測定した. 絞りの口径を $2r$ としたとき, 粒子数 $N(r)$ はコレクタ電流 $I_c(V_c=0; r, t)$ を用いて次のように表わされる.

$$N(r) = \frac{1}{e} \int I_c(V_c=0, r, t') dt' \quad (21)$$

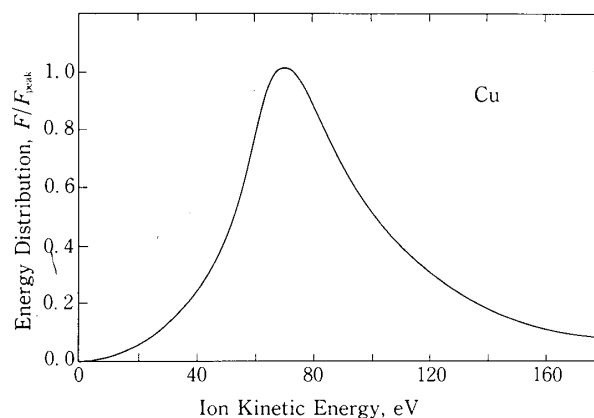


図23 プラズマのエネルギー分布

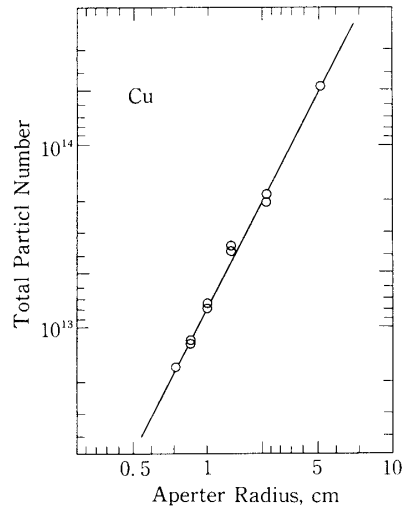


図 24 ファラデーカップで測られた荷電粒子数

図 24 に、半径方向の粒子数の分布を示す。測定点は直線 r^2 上にあるのに対し、絞りの断面積は πr^2 であることから、半径方向の粒子の分布は一様に分布している。また、 r を変化させたときのコレクタ電流のピーク電流はほぼ一定しており、イオンの速度、及び密度は r にほとんど依存しないことが分る。

3.4 発電出力

3.4.1 開放電圧, 短絡電流

1) 逆接続コイル 図 25 に、コイルの形状がタイプ I, 及びタイプ II の場合の出力波形を示す。開放電圧では、レーザーの発振より 5 μsec の位置に急峻なスパイクがあり、タイプ I では +57 V, タイプ II では -8 V となった。一方、短絡電流では 5 μsec の時点でまだ電流が流れていないことから判断して、このスパイクは速度の速い電子が極板に達したものであると考えられる。タイプ II では、磁場の曲げが十分でないため、多くの電子がアノードに到達し、負のスパイクとして現われている。タイプ I では、磁場の曲げが十分に行われているので、電子は磁力線に沿ってカソードに達し、正のスパイクとなっている。

故に、タイプ I では、磁場の急激な曲げが電子の分離に有効に作用していることが分った。短絡電流の最大値はタイプ I で 0.8 A, タイプ II で 0.4 A であった。

2) 磁場の効果 磁場を 250 G から 125 G に半減させたときの出力波形を図 25 に示す。短絡電流は 0.8 A から 0.72 A に減少している。また、波形の裾が幾分広がっているのは、磁場が半減したことにより、プラズマの捕捉能力が低下したことを示している。一方、開放電圧では、スパイクのピーク値が 38 V となっているが、これは電子の分離作用が減少していること他ならない。

3) レーザー出力 レーザー出力の変化による発電出力への影響を調べるために、CO₂ レーザーの光路内にポリエチレン・シートを挿入し、レーザー出力を減少させた。ポリエチレンシートは厚さ16 μm、透過長は約140 μmであり、このシート4枚、及び6枚の透過率は、それぞれ、60%、40%である。

Cuターゲットの短絡電流の波形から、ピーク値の到着時間は約30 μsecでほとんど変化していない。したがって、生成されるプラズマのイオンの速度は、あまり変化しないことになる。一方、短絡電流のピーク値が4枚で0.4 A、6枚で0.2 Aに減少したことから、生成されたプラズマの総量が減少したことになる。ただし、この程度のプラズマ発生量の減少では、デバイ長の改善は期待できない。

開放電圧では、スパイクのピーク値が4枚で43V、6枚で32Vになった。これらの結果も、プラズマ発生量の減少によるものと考えられる。

以上により、レーザー出力を減少させると、イオンの速度はそれほど変化しないが、プラズマ発生量が抑えられることが判明した。

4) ターゲットの傾き角 本実験装置では、プラズマの膨張部はレーザーの入射方向に対して直角になっているので、ターゲットはレーザーの入射方向に対して $\theta = 45^\circ$ (θ はレーザー光の入射方向とターゲットの法線方向のなす角)の角度で設置されているが、この傾き角を変化させて発生電力への影響を定性的に調べた。

ターゲットの上方からプラズマの発光写真を撮影し、プラズマの拡がり方を見たところ、プラズマはレーザーの入射方向とターゲット面の法線方向に多く拡がることが分った。したがって、ターゲットの傾き角を大きくした方が、プラズマの損失を防ぐことができると思われる。

実験では、 $\theta = 45^\circ$ より大きく 65° 、 75° とした。短絡電流値は、 75° で1発目3.0 A、2発目1.4 Aとなり、重ねて集光していくと、0.7~0.8 Aで一定となった。また、 65° でも1発目2.4 Aと大きく、以下 75° の場合と同じような値におちついた。したがって、レーザー光を同一地点に繰り返し集光させると、ターゲットの傾き角によらず、ほぼ一定の値に近づくことが分った。これは、ターゲット上に繰り返し集光させると、集光点の形状が同じようになり、かつ、プラズマの膨張は固体壁の影響をほとんど受けていないことになる。

Fig 25, 26の短絡電流は2つの瘤からなるが、傾き角が大きい場合(75°)、1発目の集光では最初の瘤の方(15 μsec付近にある)が高いピーク電流を示した。飛行時間法によると、その運動エネルギーは約1.5 KeVにも達した。

5) KClターゲット KClターゲットによって発生するプラズマは、表2に示すように、デバイ長は0.2 mmとなり、Cuに比べて小さいが、発生粒子数は約6倍である。KClターゲットの出力波形を図26に示す。短絡電流/開放電圧とも、その波形及び最大値はCuプラズマの場合と大差はない。ただし、粒子数が多く、運動エネルギーが低いため、出力波形のパルス幅は100 μsec程度に広がっている。

以上1)から5)までをまとめると、次のことが分った。

1) 逆接続コイルによるカスプ状の磁場が、磁力線を曲げるのに効果的で、電子の分離に有効に作用している。

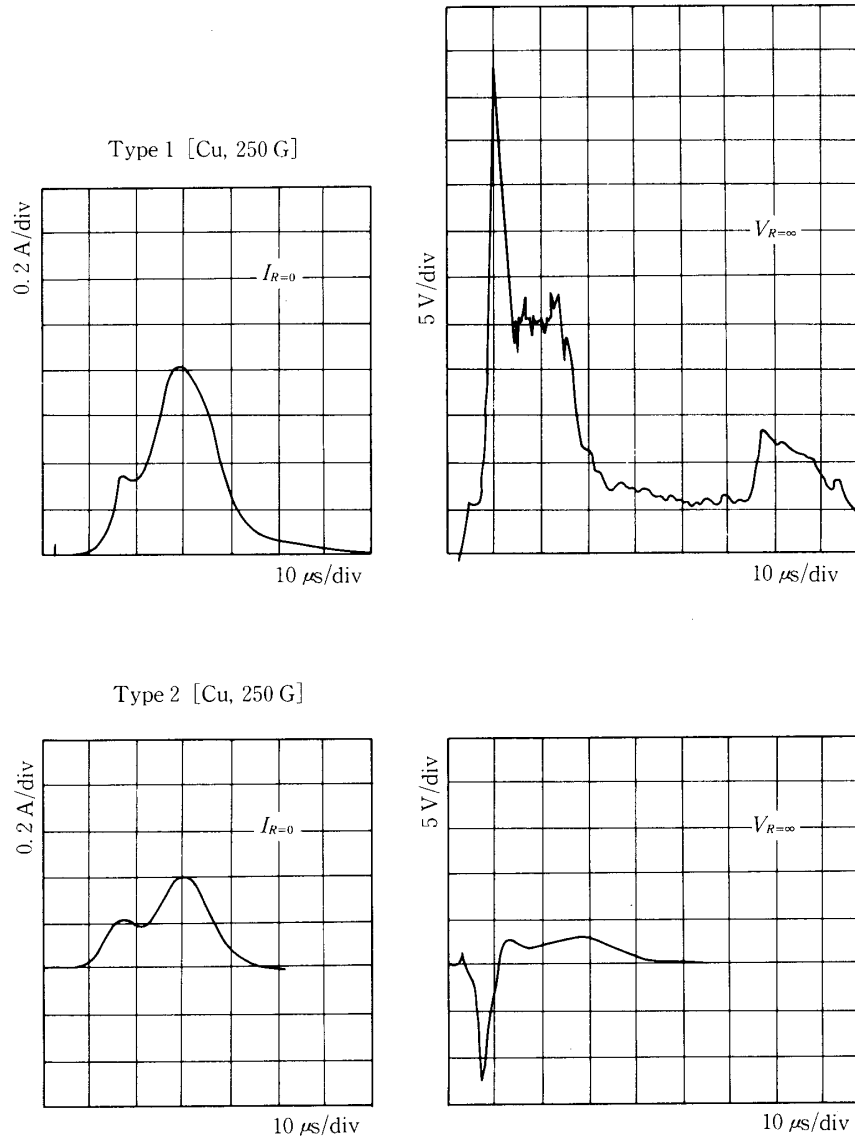


図 25 発電出力信号，短絡電流および開放電圧

- 2) レーザーの出力を減少させると，プラズマの運動エネルギーを変えずに，プラズマの生成量を制御できる可能性がある。
- 3) 出力の向上を旨とするには，ターゲットの傾き角を大きくして，1発目をねらえばよい。

3.4.2 発生電力

外部負荷を変化させたときの出力波形を図 27, 28 に示す。

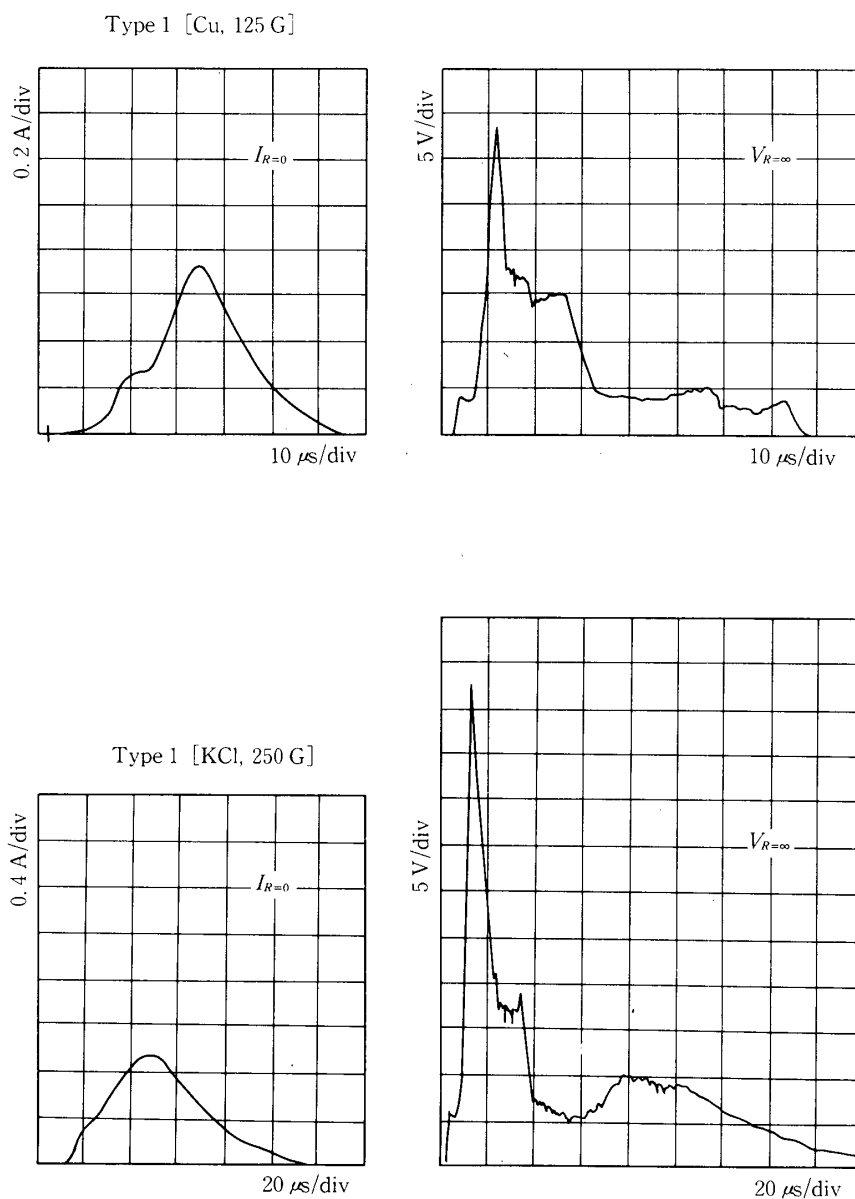


図 26 発電出力信号，短絡電流および開放電圧

出力電流 I_o ，外部負荷抵抗 R とすると，出力電圧 V_o ，及び出力パワーは次式で与えられる。

$$V_o = R \times I_o \quad (22)$$

$$P_o = V_o \times I_o \quad (23)$$

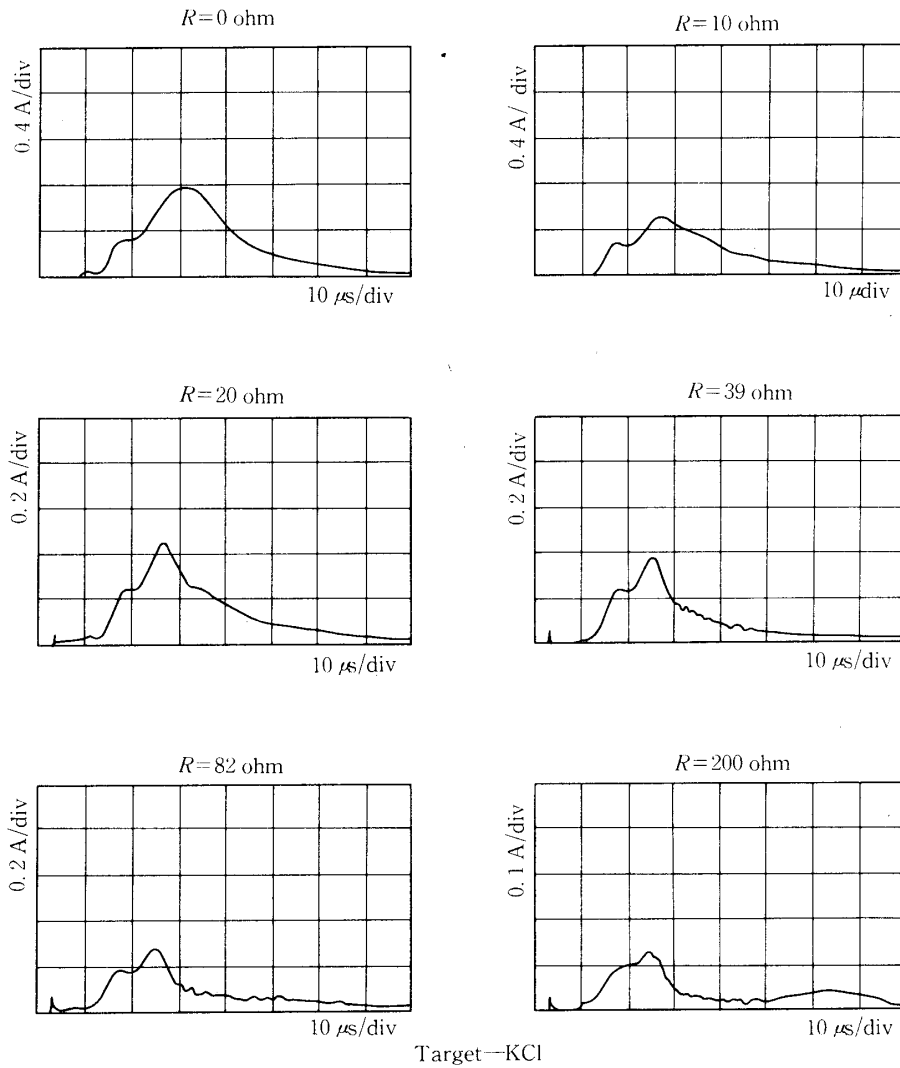


図27 負荷を変えたときの発電出力信号，ターゲット：Cu

また，出力エネルギー E_o は出力波形において時間 t での電流値を $I(t)$ とすれば，次式で与えられる。

$$E_o = \int R I(t)^2 dt \quad (24)$$

出力電流対電圧特性を図29に示す。両ターゲットとも，開放電圧30V，短絡電流0.8A

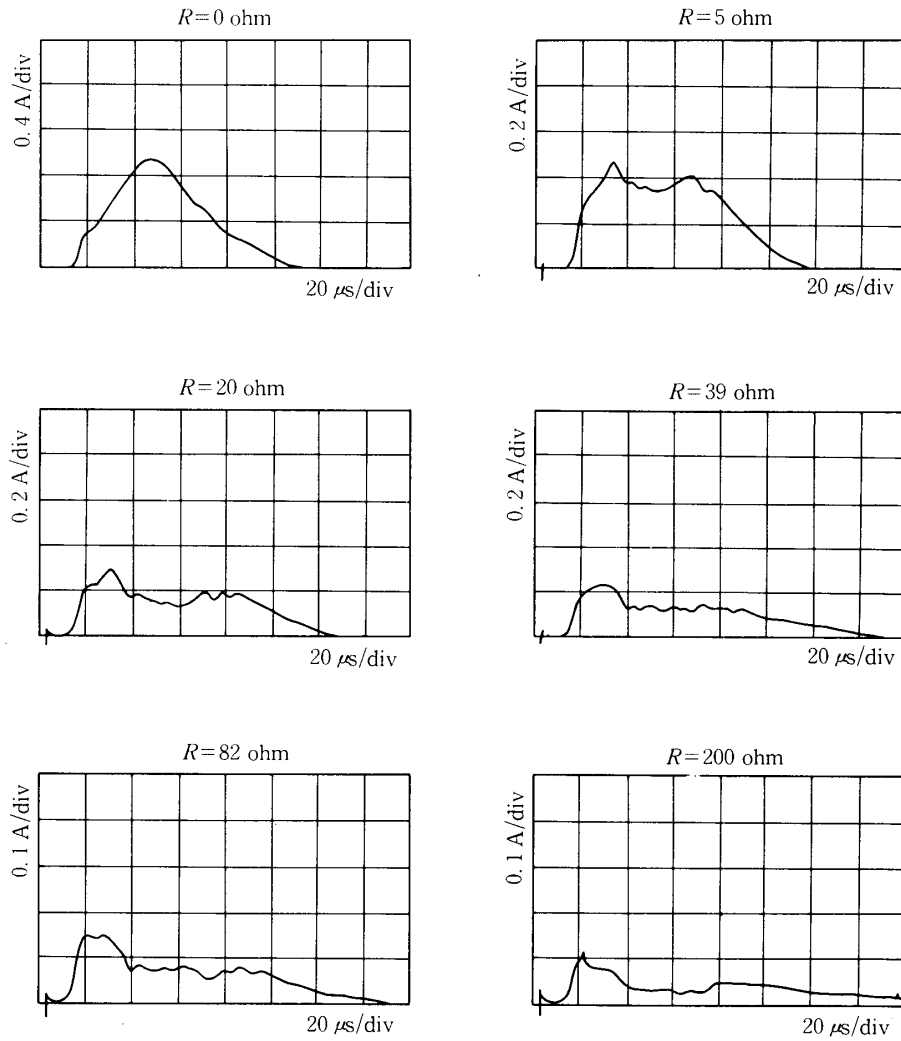


図28 負荷を変えたときの発電出力信号，ターゲット：KCl

ではほぼ等しいが，その特性曲線は非常に異なる。

出力パワー対電圧特性を図30に示す。最大パワーは，Cuで5W，KClで2Wとなった。

図31に，出力エネルギー対電圧特性を示す。最大エネルギーはCuで $5.5 \times 10^{-5} \text{ J}$ ，KClで $3.5 \times 10^{-5} \text{ J}$ となった。

4. 考 察

4.1 一次元イオン流モデル

実験結果のところで示したように、直接発電の効率は、電荷分離部の効率が非常に小さくなったので、全体としてかなり低い値になった。

本節では、磁場の効果により電子が分離された後のイオンの流れについて解析し、イオン

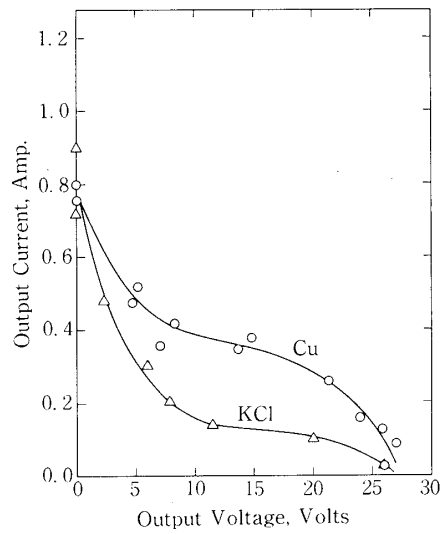


図29 発電機の電流電圧特性

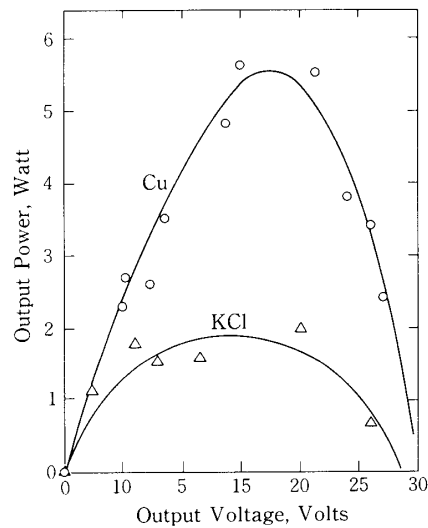


図30 発電機の電力電圧特性

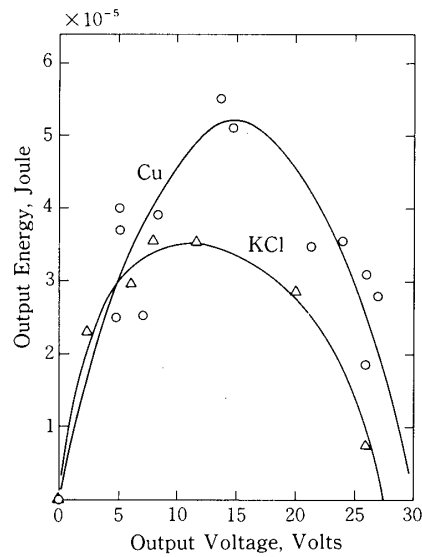


図 31 発電機のエネルギー-電圧特性

のデバイ長 λ_D と電極部の代表的長さ L の関係により効率がどのように変化するかを検討した。以下の解析では、代表的な長さ L として、磁力線が曲った地点から極板までと定義する。

イオンの流れは、単一荷電粒子の一次元定常流であり、電子は存在しないものと仮定する [12]。基本方程式は、連続の式、運動量方程式、及びポアソンの式である。

$$j_o = en_i u_i = en_o u_o \quad (25)$$

$$m_i n_i u_i \frac{du_i}{dx} = en_i E - \nabla p_i \quad (26)$$

$$-\epsilon_o \frac{dE}{dx} = n_i e \quad (27)$$

ここで、 n_i 、 u_i 、 m_i は、それぞれイオンの密度、速度、及び質量である。また、添字 o は各量の初期値を示す。電界の強さ E は、静電ポテンシャル ϕ を用いて、次式で表わされる。

$$E = -\frac{d\phi}{dx} \quad (28)$$

(26)式の右辺第二項は、一般に他の項に比べて小さいので省略する。(28)式を(26)式に代入して積分すると次のようになる。

$$\frac{1}{2} m_i u_o^2 = \frac{1}{2} m_i u_i^2 + e\phi \quad (29)$$

(29)式と(25)式より、 u_i を消去して n_i を求め、(27)式に代入すると ϕ に関する方程式が導かれる。

$$-\epsilon_o \frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{j_o}{\sqrt{u_o^2 - \frac{2e\phi}{m_i}}} \quad (30)$$

(30)式を無次元化するために、次に示す無次元量 ξ , φ を導入する.

$$\left. \begin{aligned} \xi &= x / \lambda'_D & \varphi &= \phi / \phi_0 \\ \lambda'_D &= \sqrt{\frac{\epsilon_0 W_i}{n_0 e^2}} & W_i &= e\phi_0 = \frac{1}{2} m v_0^2 \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

ここで, λ'_D はイオンのデバイ長, ϕ_0 はイオンの平均運動エネルギーに対応する静電ポテンシャルである. 無次元化は, すべてイオンの物理量により行われる. (30)式は, (31)式を用いると, 次のように表される.

$$\frac{d^2 \varphi}{d\xi^2} = - \frac{1}{\sqrt{1 - \varphi}} \quad (32)$$

また, 境界条件は次式で与えられる.

$$\left. \begin{aligned} \varphi = 1 \text{ で } \frac{d\varphi}{d\xi} &= 0 \\ \xi = 0 \text{ で } \varphi &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

微分方程式(32)式を(33)式の境界条件で解くと次のようになる.

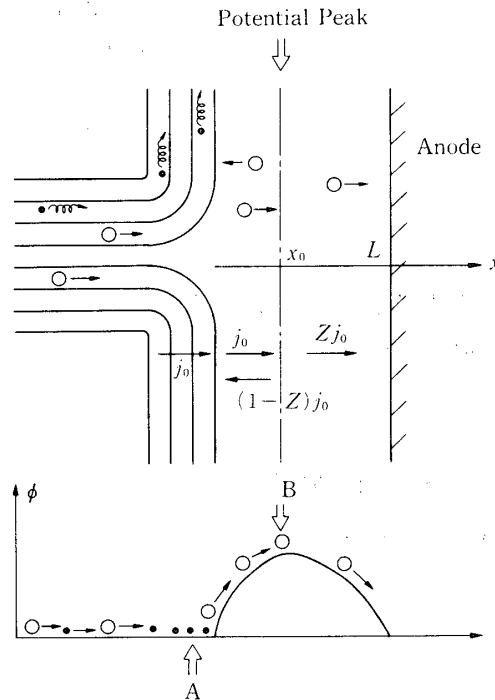


図32 荷電粒子の流れモデル
白丸：イオン，黒丸：電子

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \frac{2}{3} \left\{ 1 - (1 - \varphi)^{\frac{3}{4}} \right\} & \xi \leq \frac{2}{3} \\ \frac{2}{3} \left\{ 1 + (1 - \varphi)^{\frac{3}{4}} \right\} & & \xi > \frac{2}{3} \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

この解 $\varphi(\xi)$ を図 33 に $Z = 1$ の実線で示す。この解は、 $0 \leq \xi \leq \frac{4}{3}$ でしか定義されておらず、極板上での境界条件 $\xi = \xi_1$ で $\varphi = \varphi_1$ を満たさない。この条件を満たすために、図 32 に示すポテンシャルの山で、イオン電流が制限されるものと仮定して解析する。すなわち、イオンの一部が逆方向に流れるものとする。これは、図 32 のポテンシャルの山 B より左側で起る。以下では、この場合の厳密解を求めた。

図 32 に示すように、初期電流 j_0 のうち B を越えて流れる透過電流 Zj_0 、リターン電流 $(1 - Z)j_0$ であるとする (Z は電流透過率を表す)、連続の式とポアソンの式は次のように訂正される。

$$\begin{aligned} x \leq z_0 \text{ では} & & x_0 \leq x \text{ では} \\ j &= Zj_0 & j &= Zj_0 \end{aligned} \quad (35)$$

$$-\epsilon_0 \frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{j_0}{u_i} + \frac{(1-Z)j_0}{u_i} \quad -\epsilon_0 \frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{Zj_0}{u_i} \quad (36)$$

以上の式を(31)式を用いて、無次元化すると、次のようになる。

$$\begin{aligned} \xi \leq \xi_0 \text{ では} & & \xi_0 \leq \xi \text{ では} \\ \frac{d^2 \varphi}{d\xi^2} &= \frac{2-Z}{\sqrt{1-\varphi}} & \frac{d^2 \varphi}{d\xi^2} &= \frac{Z}{\sqrt{1-\varphi}} \end{aligned} \quad (37)$$

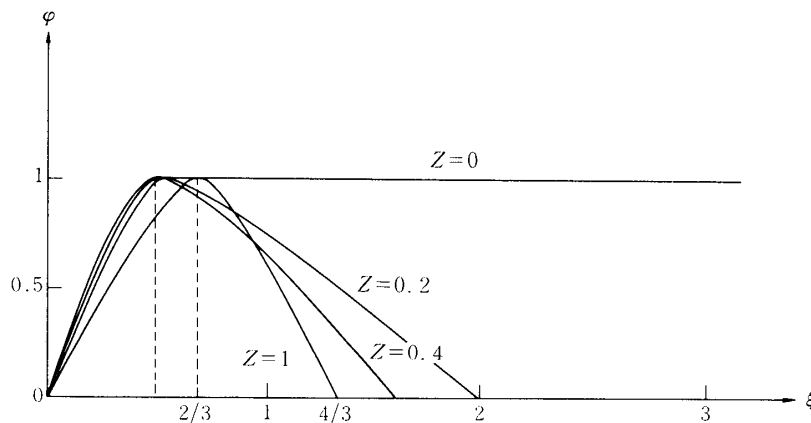


図 33 ポテンシャル関数 ϕ の分布

これらの方程式を(34)式の境界条件で解くと、次式に示す厳密解が求まる。

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \frac{2}{3\sqrt{2-Z}} \left\{ 1 - (1-\varphi)^{\frac{3}{4}} \right\} & \xi \leq \xi_0 \\ & \frac{2}{3\sqrt{2-Z}} \left\{ 1 + \sqrt{\frac{2-Z}{Z}} (1-\varphi)^{\frac{3}{4}} \right\} & \xi \geq \xi_0 \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

関数 $\varphi(\xi)$ を Z をパラメータとして、図33に示す。ポテンシャルのピークB ($\xi = \xi_0$) は Z によって変化し、次式で表わされる。

$$\xi_0 = \frac{2}{3\sqrt{2-Z}} \quad (39)$$

したがって、 ξ_0 の範囲は、 $\sqrt{\frac{2}{3}} \leq \xi_0 \leq \frac{2}{3}$ となり、流入する電荷量が制限されるにしたいが、左の方へ移動する。つまり、リターン電流の影響によって、ポテンシャルの分布が変化することも言うことができる。

次に、極板の位置 $\xi = \xi_1$ によって、出力電荷がどのように変化するかを検討する。

1) $\xi_1 = \frac{2}{3}$ すなわち、極板が $\frac{2}{3} \lambda_D$ にある場合、最大出力電流 j_{out} 、及び V_{out} は次のようになる。

$$j_{out} = j_0, \quad V_{out} = \phi_0 \quad (40)$$

したがって、出力パワーは次のように表わされる。

$$P_{out} = j_0 \phi_0 = \frac{1}{e} j_0 W_i \quad (41)$$

故に、この位置では、イオンの運動エネルギーはすべて電気エネルギーとして取り出すことが可能である。(41)式は、出力がイオンの流束と運動エネルギーの積により表わされることを示しているが、この値は、直接発電で生成されるプラズマを評価する1つの指標となる。

2) $\xi_1 > \frac{2}{3}$ 極板上で $\varphi = \varphi_1$ であるとする、(38)式の2番目の式は次のようになる。

$$\xi_1 = \frac{2}{3\sqrt{2-Z}} \left\{ 1 + \sqrt{\frac{2-Z}{Z}} (1-\varphi_1)^{\frac{3}{4}} \right\} \quad (42)$$

この式より、電流透過率 Z が求まる。

$\varphi_1 = 0$ のとき、 $Z = Z_1$ とすると、短絡電流 $j_{R=0}$ 、及び開放電圧 V_{out} は次のようになる。

$$j_{R=0} = Z_1 j_0, \quad V_{out} = \phi_0 \quad (43)$$

したがって、出力、及び効率は次式で与えられる。

$$P_{out} = \frac{1}{4} Z_1 j_0 \phi_0 \quad (44)$$

$$\eta = \frac{1}{4} Z_1 = \frac{1}{9} \left(\frac{\lambda'_D}{L} \right)^2 \quad (45)$$

以上に得られた結果を用いて、理論効率を求め実験結果との比較を行う。電荷分離部の磁力線は、ほぼ円錐状に広がっており、 L の値は、 $1\text{ cm} < L < 3\text{ cm}$ 程度である。例えば、 $L = 2\text{ cm}$ 、 $\lambda'_D = 0.05\text{ cm}$ とすると、電流透過率及び効率は次のようになる。

$$Z_1 = 0.028\%$$

$$\eta = 6.9 \times 10^{-3}\%$$

一方、実験結果では、 Z_1 、 η は次のようになった。

$$Z_1 = 20\%$$

$$\eta = 0.085\%$$

2つのデータを比較すると、効率に比べて電流透過率が非常に低く見積られている。実際には、はるかに多くの量が流入しているが、依然として効率が低い値にとどまっている。これは、先の解析では、イオンの運動エネルギーはまったく失わないと仮定したが、なんらかの原因でイオンの運動エネルギーが失われていると考えられる。

4.2 ターゲットの相違によるプラズマの発生について

金属と非金属のちがいによるターゲットの蒸発のしきい値 I_{evp} と電離のしきい値 I_{av} が Barchakov [13] らにより与えられている。

$$I_{evp} = \frac{\rho q}{1-R} \sqrt{\frac{\chi}{\tau}} \quad (\text{金属}) \quad (46)$$

$$\frac{\rho q}{1-R} \frac{1}{\tau \mu} \quad (\text{非金属}) \quad (47)$$

$$I_{av} = 6 \times 10^2 \frac{A}{\lambda^2} \quad (48)$$

ここで、 q : 気化熱、 ρ : 密度、 χ : 熱拡散係数、 A : 原子量、 Δ : 電離エネルギー(eV)、 λ : 波長(μm)である。

金属と非金属では、 $10.6\ \mu\text{m}$ の光の反射率 R が極端に異なる。金属では $R > 0.9$ であるのに対し、非金属、特に KCl などでは $R \sim 0$ である。

次に、(48)式によると、 I_{av} は光の波長 λ の2乗に逆比例するので、ルビーレーザーに比べて、 CO_2 レーザーはターゲットの蒸気をプラズマ化するのが非常に容易である。

実際に使用した2種のターゲットに対する各しきい値は次のようになる。

	I_{evp}	I_{av}
Cu	$1 \times 10^8\ \text{W/cm}^2$	$6 \times 10^6\ \text{W/cm}^2$
KCl	$1 \times 10^7\ \text{W/cm}^2$	K : $6 \times 10^6\ \text{W/cm}^2$ Cl : $7 \times 10^7\ \text{W/cm}^2$

本実験における CO_2 レーザーの集光強度は、約 $3 \times 10^9\ \text{W/cm}^2$ であるため、Cuの場合に

は瞬時にしてプラズマ化される。KClターゲットの場合でもほぼ同じである。

マッハツェンダーによる写真で、両ターゲットのプラズマ塊の形状の相違、蒸発と電離のしきい値の差で説明される。KClでは、 $R \sim 0$ であり、 I_{evp} もレーザーの集光強度に比べて十分小さいので、スポット径内の全領域で蒸発が起る。これに対して、Cuではレーザー光の集光されたスポット径内でも集光強度の強い中心部でしか蒸発が起らず、集光強度の弱い周辺部では、レーザー光は反射されると考えられる。このような原因で、両ターゲットのプラズマ生成量に大きな差が生じたものと予想される。

4.3 ターゲットの相違による発電出力

ここでは、CuとKClターゲットによって得られた発電出力のデータについて比較し、ターゲットの材質について検討する。

イオン1個の運動エネルギーは銅の方が高く、逆に、粒子数ではKClの方が多かった。ところが、プラズマの全運動エネルギーは、両ターゲットに対して、ほとんど差がなかった。これは、プラズマの加熱に消費されたエネルギーが同程度であることを意味している。

プラズマの運動エネルギーが高速のイオンで占められているCuプラズマでは、まず、イオンのデバイ長が大きくなり、また、出力パワーの向上にも効果的である。なぜなら、短時間に高速のイオンが極板に達するCuプラズマの方が、低速のイオンが数多く極板に達するKClプラズマよりもパワーは増加することによる。

以上をまとめると、プラズマに吸収されるレーザーエネルギーのうち、加熱に使われるエネルギーが等しければ、多量の低速イオンより、少量の高速イオンを生成するような材質をターゲットに用いるのが効率的である。

ターゲットの選択についての詳しい考察は、得られたデータからでは十分できないが、レーザー核融合におけるペレットと同様に、電荷分離による直接発電に適した材質、構造のターゲットを作ることが可能である。

4.4 プラズマ生成時の密度分布の推定

マッハツェンダー干渉計により得られた写真からでは、プラズマの密度が求まらないプラズマ塊が存在した。したがって、プラズマの発生粒子数を求めることができなかった。

しかしながら、このプラズマ塊の密度は次の2つの方法で推定することができる。

- 1) 逆制動輻射によるレーザー光の吸収率により推定。
- 2) 干渉縞の幅の変化から密度勾配を求め、密度を推定。

ここでは、KClの場合についてプラズマ塊の部分の密度を算出し、高速イオンの発生、及びレーザーエネルギーのプラズマ運動エネルギーへの変換過程について検討する。

マッハツェンダー干渉計測による干渉写真で、プラズマ発生前の参照光と測定部通過光との角度を θ 、干渉縞の幅を D とし、プラズマ生成時の値をそれぞれ θ' 、 D' とすると、プラズマの密度勾配によるレーザー光の曲り角 ν は次のようになる。

$$\begin{aligned} \nu &= \theta' - \theta \\ &= \lambda \left(\frac{1}{D'} - \frac{1}{D} \right) \end{aligned} \quad (49)$$

y方向（ターゲット面の法線方向）に密度勾配があると、同じ方向で光の屈折率 μ も変化する。この場合、光の光路の曲率半径 R は、屈折率 μ を用いて次のように表わされる。

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dy} \quad (50)$$

また、光の偏向角 ν はプラズマの長さを L とすれば、次のようになる。

$$\nu = \frac{L}{R} \quad (51)$$

プラズマの屈折率は(3)式で与えられるので、この式を(50)式に代入し、(49)式、(52)式より密度勾配は次式で与えられる。

$$\frac{dn_e}{dy} = -3.2 \times 10^{17} \left(\frac{1}{D'} - \frac{1}{D} \right) \quad (52)$$

KC ℓ の干渉写真 図13より、ターゲット表面より1 mmの位置での密度勾配を求めると次のようになる。

$$\frac{dn_e}{dy} = -5.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

また、同じ位置での密度は、 $n_e = 1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ であるから、ターゲット表面上での密度は次のようになる。

$$n_e = 5.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

一方、逆制動輻射によるルビーレーザー光の吸収率は次のように与えられる[14]。

$$\frac{p'}{p} = 1 - \exp(-Kl)$$

$$K = 7.82 \times 10^{-9} \frac{\ln \{ 5.436 \times 10^{14} T_e / f \} n_e^2}{f^2 T_e^{\frac{3}{2}} \sqrt{1 - (n_e / n_{cr})}} \quad (53)$$

ここで、 n_{cr} はカット・オフ密度、 f はレーザー光の振動数である。また、 T_e 、 n_e は、それぞれ電子温度、及び密度である。電子温度を135 eVとして吸収率が80%になる密度は $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ である。

以上の結果を Fig 34 に示す。ターゲット近傍での密度分布は、ほぼ指数関数的に減少することが分った。図34でC点の密度勾配から求めたのがB点である。

CO₂ レーザーのカット・オフ密度は、 $1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ であるので、レーザー光の吸収は密度分布の裾の部分で行われていることになる。したがって、この領域が高温に加熱される。この加熱によって生じる高温電子が、低温の高密度領域を加熱する。すなわち、プラズマ生成時の初期を除いて、レーザーのエネルギーは大部分がプラズマの加熱につかわれる。

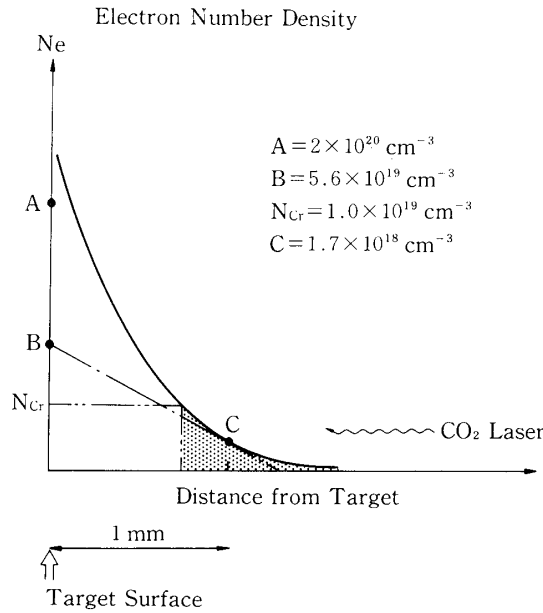


図34 ターゲット附近での電子密度分布

このような高温電子を含むプラズマが膨張すると、高温電子のエネルギーがイオンの加速につかわれる。以上のような機構で高速イオンが発生するものと考えられる。

プラズマの発生粒子数は、プラズマ塊の長さを1 mm、直径3 mmの大きさの円柱状であるとして、その粒子数を先に求めた密度勾配から換算すると、次のようになる。

$$N = 5.4 \times 10^{16}$$

これらの粒子がすべて135 eVまで加速されるものとすれば、プラズマ生成時の全運動エネルギーは次のようになる。

$$E_p = N \cdot W_i = 1.2 \text{ J}$$

5 結 論

1) 本実験で得られた発電出力は次のようになった。

Cu	出力パワー	5.5 W
	出力エネルギー	$5 \times 10^{-5} \text{ J}$
KCl	出力パワー	2 W
	出力エネルギー	$3 \times 10^{-5} \text{ J}$

発電装置の各部分における出力、効率は表3に示されている。

2) 発電装置の性能に影響する項目として、カusp状の磁場による磁力線の急激な曲げが電子の分離に有効に作用していることが分かった。また、ターゲットの傾き角が大きく、かつ1発目の集光では出力がかなり高くなる可能性がある。しかしながら、繰り返し集光される

と、出力はターゲットの傾き角にそれほど依存しなくなる。さらに、レーザー出力を減少($\frac{1}{2}$ 程度)させると、生成されるプラズマの運動エネルギーは変化せず、その生成量が減少する。

3) イオン流れの1次元解析より、極板の代表的な大きさがイオンのデバイ長程度であると、プラズマの全運動エネルギーの大部分を電気エネルギーとして取り出せる可能性がある。逆に、デバイ長が十分大きくないと、イオン電流が制限され、イオンの持つ運動エネルギーも失われ、出力パワーは非常に小さくなることが分った。

4) Cu と KCl では蒸発の機構が異なるが、どちらのターゲットの蒸気も瞬時にしてプラズマ化される。また、間接的に、ターゲット面上での密度分布が指数関数的に減少していることが分った。この密度分布より高速イオンの発生機構の概略が把握できた。高速イオンの利点は、イオンのデバイ長を大きくし、また、出力パワーを増大させる点にある。

5) 本研究で提案した発電方法が有効であることを確認するため、イオンのデバイ長が十分大きくなったときの変換効率の測定が今後の課題である。

1980年12月8日 航空力学部

参 考 文 献

- [1] A.R. Kantrowitz, "Propulsion to Orbit by Ground-Based Lasers", *Astronautics and Aeronautics*, Vol. 10, No. 5 May 1972, pp. 74-76.
- [2] L.K. Hansen and N.S. Rasor, "Thermo Electronic Laser Energy Conversion", NASA SP 395, 1975, pp. 133-146.
- [3] R.W. Thompson, E.J. Manista, and D.L. Alger, "Preliminary Results on The Conversion of Laser Energy into Electricity", *Applied Physics of Letters*, Vol. 32, No. 10, May 1978, pp. 610-611.
- [4] E.J. Britt and N.S. Rasor, "A Cesium Plasma TELECOM Device for Conversion of Laser Radiation to Electric Power", *Applied Physics of Letters*, Vol. 33, No. 5, Sept. 1978.
- [5] K. Shimada, "Laser Plasmadynamic Energy Conversion", NASA SP 395, 1975 pp. 147-155.
- [6] R.W. Werner, "Mirror Machines and Direct Conversion", Lawrence Radiation Laboratory, Livermore, Calif., UCRL-72487, 1970.
- [7] W.I. Linlor, "Energetic Ions Produced by Laser Pulse", *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, Schwarz Hora.
- [8] R.L. Kline, "Technology and Development Requirements of the Solar Power Satellite", *J. Energy*, Vol. 2, No. 5, Sept.-Oct. 1978, pp. 303-308.
- [9] J.S. Pearlman, "Faraday Cup for Laser Plasmas", *Review Scientific Instruments*, Vol. 48, No. 8, Aug. 1977, pp. 1064-1067.
- [10] F.C. Jahoda and G.A. Sawyer, "Optical Refractivity of Plasma".
- [11] L.F.C. Liebing, "Measurement of Ion Velocity Distributions in Low Density Plasma Beams", *AIAA J.*, Vol. 6, No. 9, Sept. 1968, pp. 1963-1968.
- [12] H. Mirels and B.M. Rosenbaum, "Analysis of One-Dimensional Ion Rocket with Grid Neutralization," NASA TN D-266, 1960.

- [13] A.I. Barchukov, F.V. Bunkin, V.I. Korov, and A.A. Lyubin, "Investigation of Low Threshold Gas Breakdown near Solid Target", Soviet Physics JETP, Vol. 39, No. 3, Sept. 1974, pp. 469–477.
- [14] J.W. Shearea and W.S. Barnes, "Numerical Calculation of Plasma. A Heating by Means of Subnanosecond Laser Pulses", Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Schwarz Hora.