



Title	レーザープラズマにおけるエネルギー輸送に関する研究
Author(s)	西村, 博明
Citation	大阪大学, 1983, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/181
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

レーザープラズマにおけるエネルギー 輸送に関する研究

昭和57年 8 月

西 村 博 明

内 容 梗 概

本論文は著者が大阪大学大学院工学研究科前期・後期課程、およびその後大阪大学レーザー核融合研究センターにおいて過去6年間にわたって行った、レーザーとプラズマとの相互作用、特にプラズマによるレーザー光の吸収と吸収エネルギーの輸送過程に関する研究成果をまとめたものである。

著者は主として波長 $10.6\ \mu\text{m}$ の炭酸ガスレーザーを用い、これに加えてさらに2つの異った波長のレーザー、すなわち $1.06\ \mu\text{m}$ ガラスレーザーとその2倍高調波 $0.53\ \mu\text{m}$ レーザーを用いて、レーザー核融合研究において重要な課題であるエネルギー「吸収」と「輸送」に関する実験的研究を行った。これにより $10.6\ \mu\text{m}$ レーザーでの研究対象に対し、新たに2つのレーザーによる結果を加え、吸収と輸送に関する明確な知見を得た。また $10.6\ \mu\text{m}$ レーザー照射ターゲットの加速を調べ、吸収機構との関係を明らかにし、臨界密度面のリップルの生成を見いだした。さらに長波長レーザー照射時に問題となる高速電子によるターゲット後面の加熱を計測し、横方向エネルギー輸送におよぼす高速電子の重要性を指摘した。一方、 $10.6\ \mu\text{m}$ レーザーによるペレットターゲット圧縮の可能性を実証すべく2ビームペレット照射実験を行い、燃料圧縮とこれに伴う中性子生成を観測した。短波長レーザーによる実験結果の比較から従来の「熱電子によるアブレーション」に対し「高速電子によるアブレーション」の概念を実験的に明らかにした。

本論文は5章より構成されている。

第1章は緒論で、レーザー核融合の概要とエネルギー「吸収」と「輸送」に関する研究の重要性について述べる。

第2章では $10.6\ \mu\text{m}$ レーザーとプラズマとの相互作用に関する研究成果について述べる。予想される様々な現象のなかで、特に照射を受けたターゲットの加速に関する研究、臨界密度面での表面波の成長と偏光方向との関係、ターゲット内への高速電子による縦方向、横方向エネルギー輸送に関する研究の成果を述べる。

第3章では $10.6\ \mu\text{m}$ レーザーシステムを用いたペレットターゲットの照射・爆縮に関する研究成果を述べる。2ビーム炭酸ガスレーザーシステム「烈光Ⅱ号」を用い、燃料を充填したペレットターゲットを照射することにより10倍の体積圧縮率と 10^3 個の中性子を観測した。これらの結果は1次元流体コードによるシミュレーション結果と比較検討した。

第4章では吸収と輸送に関するレーザー波長依存性に関する研究成果について述べる。この研究においては $10.6\ \mu\text{m}$ レーザーの他に $1.06\ \mu\text{m}$ 、 $0.53\ \mu\text{m}$ レーザーを用い、レーザー波長の変化に伴う吸収、輸送機構の波長依存性を調べ、それに伴うアブレーションの変化を観測した。これらの結果は簡単な輸送モデルと比較検討されている。一方、高Z値プラズマとこれら3つの異っ

た波長のレーザーとのエネルギー輸送に関して非常に重要な輻射とその輸送に関する研究成果について述べる。

第5章は結論であって、以上4章にわたって述べられた結果を総括し、得られた知見をまとめている。

目 次

第1章 緒 論	1
第2章 炭酸ガスレーザーとプラズマとの相互作用	4
§2-1 はじめに	4
§2-2 長パルス 10.6 μm レーザーとプラズマとの相互作用	5
2-2-1 まえがき	5
2-2-2 実験装置と方法	5
2-2-3 レーザーの吸収と散乱過程	7
2-2-4 高速イオンの生成と自発磁場	12
2-2-5 実験結果に関連したモデルと検討	13
(1)プラズマによるレーザー光の吸収と散乱のメカニズム	14
(2)実験結果と理論的モデルとの比較	23
2-2-6 まとめ	26
§2-3 長パルス 10.6 μm レーザーによるターゲット加速	28
2-3-1 まえがき	28
2-3-2 実験装置と方法	29
2-3-3 ターゲット加速のレーザー強度依存性	30
2-3-4 実験結果の検討	31
2-3-5 まとめ	34
§2-4 10.6 μm レーザー照射プラズマからの散乱光角度分布	34
2-4-1 まえがき	34
2-4-2 実験装置と方法	35
2-4-3 実験結果	36
2-4-4 臨界密度面上での表面波の形成	38
2-4-5 検討	43
2-4-6 まとめ	44
§2-5 10.6 μm レーザー生成プラズマ中のエネルギー輸送	44
2-5-1 まえがき	44
2-5-2 低Z値ターゲット内のエネルギー輸送	46
(1)実験装置と方法	46
(2)イクスプローブモードとアブレーティブモード	48

2-5-3	ターゲット後面の加熱過程	56
(1)	実験装置と方法	56
(2)	高速電子による予備加熱	58
(3)	1次元流体コードによるシミュレーション	61
2-5-4	まとめ	65
§2-6	むすび	65
第3章	炭酸ガスレーザーによるペレット爆縮	71
§3-1	はじめに	71
§3-2	実験装置と方法	72
§3-3	ペレットターゲットによるレーザー光吸収	77
§3-4	高速イオンの速度分布と電子温度	79
§3-5	プラズマ密度の急峻化	88
§3-6	圧縮と中性子生成	90
§3-7	アブレーティブモードでの圧縮とシミュレーション	97
§3-8	むすび	100
第4章	吸収・輸送に関するレーザー波長依存性	103
§4-1	はじめに	103
§4-2	実験装置と方法	104
§4-3	実験結果	111
4-3-1	レーザー光吸収に対する波長依存性	111
4-3-2	レーザー光散乱に対する波長依存性	112
4-3-3	電子温度に対する波長依存性	113
4-3-4	輸送・アブレーションに対する波長依存性	114
4-3-5	高Z値プラズマからの輻射に対する波長依存性	119
§4-4	実験結果に関連したモデルと検討	127
4-4-1	吸収と散乱に関する波長依存性	127
4-4-2	アブレーションの波長依存性	131
4-4-3	輻射損失と輻射によるアブレーション	142
§4-5	むすび	149

第5章	結 論	154
	謝 辞	156
	付 録	
	ハルトマンマスク法によるターゲットアライメント	157
	業績目録	

1つの大きな技術革新は常に人類の夢を現実のものへと大きく近づける。大出力レーザーの技術的進歩により、これまででない高いエネルギー密度を実現できるようになり、これを高温、高密度プラズマの生成に利用することが提案された。1970年代前後では、重水素リチウム(LiD)¹⁾や固体重水素(クライオジェニック)をそのままターゲットとして用いた実験により中性子の生成が観測され、核融合への応用というレーザーの活用が注目されるに至った。しかしこの時点で考えられていた方式は固体密度のプラズマによる核融合で、また吸収機構としてはいわゆる古典吸収のみで評価したため、ローソン条件を満足するレーザーエネルギーは100MJ級のものが必要であるとされた。²⁾ 1971年、大阪大学のグループがレーザーによるプラズマ加熱の結果から、ある閾値以上のレーザー照射強度下でレーザー光は異常吸収を受け、その吸収がパラメトリックなレーザー光とプラズマ中の波との結合過程によるものであることを報告した。³⁾ これに前後してプラズマ中での波の励起過程に関するいくつかの統一的な理論が発表された。⁴⁾ さらにレーザー強度の増大に伴い、密界密度とレーザー光のおり返し点が近づくことにより顕著となってくる線型モード変換過程、すなわち共鳴吸収⁵⁾も重要であることが実験的にも指摘⁶⁾された。

一方、これらの吸収過程の解明とは別に1972年米国リバモア研究所のグループが、重水素-三重水素混合体を燃料とした小球に強力なレーザー光を照射して熱核融合反応条件にまで「爆縮」させたときに、通常の液体密度の 10^4 倍程度にまで燃料を圧縮できれば燃核反応としての有効なエネルギー利得が与えられることを示した。⁷⁾ 燃料を充填した直径数百 μm の小球にレーザー光を周囲から一様に照射し、プラズマに吸収させる。レーザー光は臨界密度以上には侵入できず、吸収されたエネルギーは主として電子による熱伝導で運ばれ、内部の固体領域を加熱、剥離(アブレーション)させる。このアブレーション面から臨界密度面までが電子熱伝導領域となる。この領域ではレーザー吸収領域と等しく密度は固体の値に近いので最も圧力も高い。このため低密度側へのプラズマの噴出流れが形成され、その反作用として内部の燃料をささえている部分(ブッシャー)は内向きの運動量を得、燃料を圧縮する。等エントロピー過程を経て固体密度の 10^3 倍程度まで圧縮された燃料はその中心部で自己点火を起こし、核反応生成粒子である α 粒子による自己加熱により燃料中央部より核融合反応波を形成する。これら一連の過程をモデルとして求めたときの必要最小のレーザーエネルギー $EL(J)$ は次式で与えられる。⁸⁾

$$E_T = \eta_{\text{abs}}^{-1} (G_p / 115 \eta_{\text{abs}})^{\frac{12}{5}} (A_s / \eta_{\text{LF}})^{\frac{2}{5}} (\alpha / \eta_{\text{LF}})^3 (1 - 1)$$

ここで G_p はベレット利得(核反応生成エネルギー/照射レーザーエネルギー)、 η_{abs} は吸収係数、 A_s は自己点火を考えたときに出てくるパラメーター(≈ 1)、 η_{LF} は燃料に与えられたエネルギー(内部エネルギー+点火のエネルギー)と吸収エネルギーとの比で、いわゆる流体

力学的効率に対応するものである。 α は圧縮された燃料の内部エネルギーと等エントロピー圧縮を行ったときに要する外部からの仕事との比である。従って E_T を低減させるためには、

- (1) 高利得ターゲットの設計,
- (2) 高い吸収率をもつレーザーの選択, 照射方法,
- (3) 高い流体力学的効率の実現,
- (4) 予備加熱の抑制 ($\alpha = 1$ の実現),

そして (1-1) 式にはあらわれてない重要な要素として、

- (5) 照射, 圧縮の均一性,

がそれぞれに重要な課題となる。

これらの中心的課題に対し説明すべき物理対象をあげると、

- (a) レーザー光の吸収と散乱過程,
- (b) 吸収されたレーザーエネルギーのペレット内部への輸送機構,
- (c) 横方向エネルギー輸送とそれに伴う圧縮の均一性,
- (d) 圧縮の流体力学的安定性,
- (e) 高密度プラズマの物性と点火のメカニズム,
- (f) 核反応燃焼波の形成過程,

などである。これらの問題点を解決するには様々な形態のペレットターゲットによる爆縮実験を主として、基礎過程をモデル化した平面ターゲットによるレーザー照射実験、さらには計算機シミュレーションによる数値解析など多角的なアプローチによるレーザー爆縮核融合への方向づけが必要である。一方、(1-1) 式で $Q_p = 1$ に相当する「科学的ブレイクイーブン」条件に対し、生成核反応エネルギーからレーザーエネルギーへの還元をも含めたときのシステム全体の利得が1を上まわるような「システムブレイクイーブン」条件を考えた場合、レーザー装置の効率はエネルギードライバーとしてのレーザーを選択、決定する上で重大な影響を及ぼす。この工学的見地から現在最も効率の良い「炭酸ガスレーザー」のエネルギードライバーとしての可能性を調べることは非常に重要な意味をもつ。

これらの観点から著者は主として炭酸ガスレーザーを用い、「吸収」および「エネルギー輸送」に関する研究を行い、炭酸ガスレーザーによるペレット爆縮の可能性を実験的に示した。またこれらの結果を比較し、より明確な物理を得るためにガラスレーザーおよびその2倍高調波光を用い、吸収、輸送に関する実験的研究を行った。第2章では炭酸ガスレーザー照射における吸収と散乱を観測し、照射強度の増大に伴う吸収過程の移行を示した。また臨界密度面に形成された表面波についての検討を行い、さらには吸収過程の移行によるエネルギー輸送機構の変化について述べている。第3章では炭酸ガスレーザー照射によるペレット爆縮実験についての詳細を述べ、計算機シミュレーションとの比較を行う。第4章では炭酸ガスレーザー（波長 $10.6\mu m$ ）に加え、

1.06 μm , 0.53 μm 光を用い, 3種の異ったレーザーで行った, 吸収, 輸送, アブレーションのレーザー波長依存性に関する研究成果を示す。

第1章の参考文献

- 1) N. G. Basov, P. G. Kriukov, S. D. Zakharov, Y. V. Senatsky and S. V. Tchekalin; IEEE J. Quant. Elec., QE-4, 864 (1968)
- 2) K. A. Brueckner and S. Jorna, Rev. Mod. Phys., 46, 325 (1974)
- 3) C. Yamanaka, T. Yamanaka, T. Sasaki, K. Yoshida, M. Waki and H. B. Kang, Phys. Rev. A 6 2335 (1972)
- 4) K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Jap. 24, 916, 1152 (1968), D. F. Dubois; Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 3 A 267 (Plenum, N. Y., 1974), F. F. Chen; ibid Vol. 3 A 291 (1974)
- 5) V. L. Ginzberg; The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas, (Pergamon, N. Y. 1970)
- 6) V. L. Ginzberg; "The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas" (Pergamon, N. X. 1970)
- 7) J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen and G. Zimmerman; Nature, 239 139 (1972)
- 8) R. E. Kidder, Nuclear Fusion, 16, 3 (1976)

第 2 章 炭酸ガスレーザーとプラズマとの相互作用

§ 2-1 はじめに

炭酸ガスレーザーによるレーザー光とプラズマとの相互作用の研究には 2 つの目的がある。第 1 はその物理的意味にある。炭酸ガスレーザーは波長が $10.6\ \mu\text{m}$ とガラスレーザーに比べちょうど 1 桁違うため、相互作用により観測される様々な現象（古典吸収、パラメトリック減衰不安定性、2 流体不安定性、線型モード変換、誘導ブリラン散乱、誘導ラマン散乱、自己位相変調など）のレーザー光とプラズマ中の波との結合過程をガラスレーザーとの同様な結果と比較検討を行えば、その波長スケールからより明確な物理の解明が行なえる。第 2 はその工学的意味にある。炭酸ガスレーザーは効率が高く（10% 前後）実用炉を考えたときのレーザーとしてはその動作の安定性も含めて、最も有望視されているレーザーである。従ってこのレーザーとプラズマとの結合、すなわち吸収過程とその割合を実験的に求めることは、将来の慣性核融合用エネルギードライバを選択する上でも非常に重要である。

吸収過程としてまず考えられるのは古典吸収（または逆制動輻射）である。この吸収は電子とイオンの衝突過程を介して、光のエネルギーがプラズマへ流れるもので 臨界密度以上には侵入できないレーザー光の場合、その波長が短いほど、また背後のプラズマの温度が低いほど有効である。

レーザー強度の増大に伴いガラスレーザー光で確認されたのと同様、パラメトリックな結合過程による吸収と散乱が重要になってくる。またレーザーの動重力により自己位相変調現象を伴いながらプラズマプロファイルの変形が起こり実効的にレーザー光の反射点と臨界密度面が近づき線型なモード変換による吸収過程（共鳴吸収）が顕著になってくる。このようにレーザーの照射強度の増大に伴って様々な現象が観測されることが予想される。一方炭酸ガスレーザーはその臨界密度がガラスレーザーと比べて 2 桁低いため、本質的に電子へ流れるエネルギー割合が高くなり、いわゆる高速電子を生成しやすく高速イオンによるエネルギー損失も大きいことが予想され、これらの高速粒子の生成機構の解明が炭酸ガスレーザーの有用性を高める上でも重要な鍵となっている。

以上のことがらを背景として、著者は炭酸ガスレーザーとプラズマとの相互作用に関する実験的研究を行った。まず長パルス（ $\sim 4\ \text{n sec}$ ） $10.6\ \mu\text{m}$ レーザー照射プラズマの吸収機構の移行を調べ、散乱光のスペクトラム観測から誘導ブリラン散乱光および自己位相変調成分をみいだした。これらの結果は理論的モデルと比較検討される。§ 2-3 ではラミネートフィルムをレーザー照射により加速し、その速度のレーザー照射強度依存性と吸収機構の関連を論じている。§ 2-4 では短パルス（ $\sim 2\ \text{n sec}$ ）レーザー照射プラズマからの散乱光の角度分布とその偏光方向

依存性に関し行った実験結果について述べる。散乱光の分布は臨界密度面に1次元のグレーティングが形成されたとするモデルで説明でき、その表面波の安定性に関する理論的考察を述べる。最後に§2-5では照射強度を強くしたとき($\sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$)にその生成が顕著となる高速電子によるターゲット後面の予備加熱に着目して行った、 $10.6 \mu\text{m}$ レーザー照射ターゲット中のエネルギー輸送に関する実験結果について述べる。本実験の照射強度下では臨界密度面とアブレーション面とは比較的大きな距離を保っており、これが高速電子による横方向拡散を促し、ターゲット上での横方向広がりが大きくなる可能性を検討する。これは第4章で述べる「高速電子によるアブレーション」の特徴の1つとして重要な結果である。

§2-2 長パルス $10.6 \mu\text{m}$ レーザーとプラズマとの相互作用

2-2-1 まえがき

本実験はこれに先だって行なわれた $10.6 \mu\text{m}$ 光とプラズマとの相互作用の研究¹⁾の成果を背景としている。ここで、(1) $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 以上で電子温度は2成分となり高速イオン成分があらわれ、(2) 10^{14} W/cm^2 以上でレーザー光の反射率は低下し、(3)誘導ブリラン光、自己位相変調光が観測されたことが報告されている。従って $10.6 \mu\text{m}$ レーザー照射プラズマ中でも同様な物理過程が起っていると考えられ、その波長スケリングから上記の照射強度閾値の $10^2 \sim 10^3$ 下まわった値が各現象の閾値として予想される。本研究の中心課題はレーザー照射強度の増大に伴う古典吸収からパラメトリックな結合過程、さらには共鳴吸収への移行を調べ、理論的モデルと比較することにある。

2-2-2 実験装置と方法

使用したレーザーは高出力炭酸ガスレーザーシステム烈光Ⅰ号である。このシステムの概要は他の文献に詳しく述べられている²⁾。この研究は2つの実験からなっている。(a)パルス幅を30 nsecとし、レーザーの入射角はターゲットに対し垂直の場合、(b)パルス幅を4 nsec (もしくは1 nsecのたち上がりをもった半値幅70 nsec)のパルス进行ターゲットに対し 50° の入射角で照射した場合である。実験項目は次のとおりである。

- (1) 照射光学系内への反射率 (一般の鏡面反射成分に加えて誘導散乱成分が含まれる) のレーザー照射強度依存性
- (2) 後方散乱光の反射率と分光計測
- (3) 高エネルギー粒子の生成と自発磁場の相関

実験(a) (図2-1参照)

レーザーは烈光Ⅰ号のAmpⅠに不安定共振器を組み、AmpⅡを増幅器として用いた。AmpⅠ、AmpⅡともに電子ビーム制御型のレーザー装置である。発振のパルス幅を短くするため、ガス

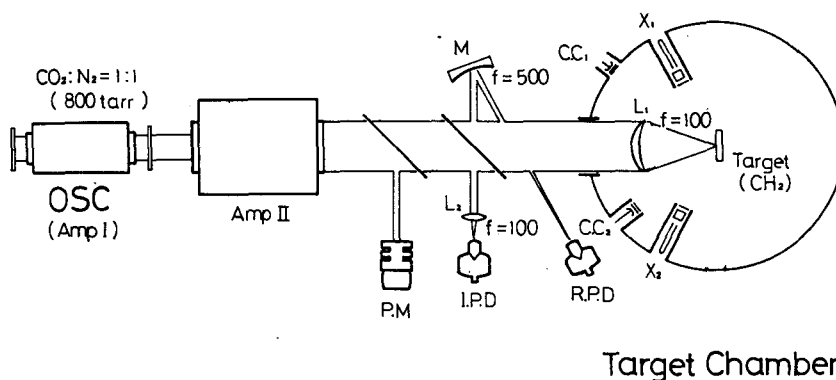


図 2-1 烈光 I 号システムと実験装置(a) (パルス幅 30 nsec)

混合比は $\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 1 : 1$ とした。レーザーの集光は口径 $50 \text{ mm } \phi$ 、焦点距離 100 mm の AR コート付 Ge 球面レンズを用いて行った。フォーカススポット径は、レーザー照射によりできたターゲット上のバーニングパターンから求め、この値は $400 \mu\text{m } \phi$ であった。ターゲットはポリエチレン板で、レーザー光はターゲット垂直方向から照射した。計測器はレーザーエネルギーモニターの他に、反射率計測用に入射波形観測 $10.6 \mu\text{m}$ 光半導体検出器 (フォトンドラッグ, Cu-Ge 素子) を用いた。反射率の較正は 98% 反射ミラーを集光レンズ直前に置き行った。この挿入に伴う波形変形はなかった。

実験 (b) (図 2-2 参照)

レーザーは烈光 I 号の発振段から Amp II までを使用した。パルスは発振器からのレーザー光をポッケルセルによって切り出した 4 nsec と 70 nsec 幅の 2 つを使用した。パルスの立ち上がりはともに 1 nsec で、4 nsec の場合のみ立ち上がりと同様な減衰を行っている。このパルス波形の違い

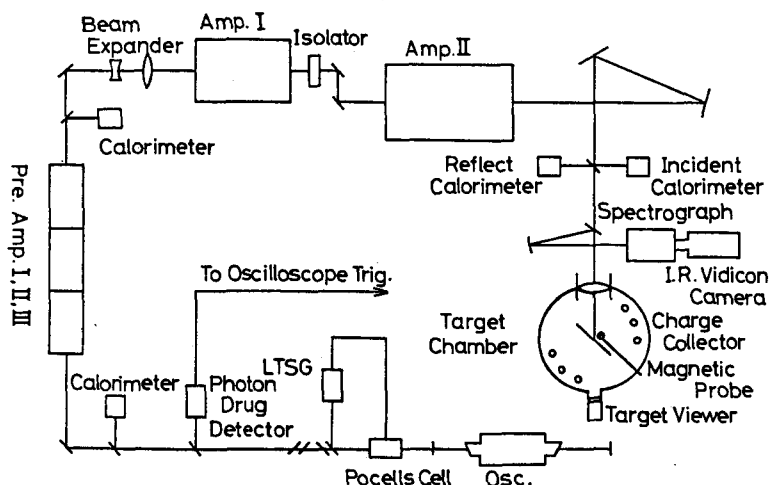


図 2-2 烈光 I 号システムと実験装置(b) (パルス幅 4 nsec)

は後の自己位相変調観測結果において重要となる。ターゲットには $3\mu\text{m}$ 厚さのマイラーフィルムを使用した。レーザー光の入射角は鏡面反射成分を除く目的でターゲット垂直に対し 50° とした。計測器としては後方散乱光の反射率を求める目的で、入反射それぞれ専用のカロリメーターをセットした。また磁場プローブとして直径 2mm の 4 ターンピックアップコイルを使用した。これには銅フォイルでの静電シールド及びガラススリーブによるプラズマシールドが施されている。銅フォイルの厚さは 1 ナノ秒のレーザーパルスで予想される信号周波数 (約 300MHz) の電磁波の表皮深さよりも薄い (約 $2\mu\text{m}$) ものを使用した。さらに後方散乱光の分光計測としては、

モデル 16-A 赤外分光器に赤外ビデオカメラ (トムソン CSF 社製のパイロエレクトリックイメージ管モデル TH9840 を使用) を接続しビデオ記録を行った。ビデオ信号 (ラスターの 1 本) の時間方向、輝度信号レベルがそれぞれ分光された光の波長、強度に対応する。系全体のスペクトラム分解能は $30\text{\AA}$ であった。この値は照射レーザーの発振スペクトルである $10.6\mu\text{m}$ バンド P (20) ラインの全半値幅と等しい。これらの計測器の他にチャージコクターが使用された。実験条件は表 2-1 にまとめる。

表 2-1 レーザー照射条件

<レーザー>

波 長	$10.6\mu\text{m}$
パルス幅	(a) 30ns (b) 4ns , 70ns
パルス立ち上がり	(a) 30ns (b) 1ns
S/N (エネルギー)	10^3 以上

<集 光 系>

Ge 球面レンズ	
焦点距離	$f = 100\text{mm}$ (F/2)
フォーカスサイズ	$400\mu\text{m}$
入射角	(a) 0° (b) 50° (7.5°)
レーザー強度	$10^{10} \sim 2 \times 10^{12} \text{W}/\text{cm}^2$

<ターゲット>

(a) ポリエチレン板	(b) $3\mu\text{m}$ 厚マイラーフィルム
-------------	------------------------------

2-2-3 レーザーの吸収と散乱過程

(1) 垂直入射でのレーザー吸収

ターゲットにレーザー光を垂直に入射した実験条件(a)のときの照射レーザー強度に対する反射率の変化を図 2-3 に示す。反射率は入射レーザーのピークに対応する瞬間のものである。反射波形は入射波形にはほぼ比例しエネルギー反射率も同様の値となった。照射レーザー強度の上昇につれて反射率も増大し、 $10^{10} \text{W}/\text{cm}^2$ の照射強度下で反射率は 50 % になった。この強度を境として反射率は低下し、 $10^{11} \text{W}/\text{cm}^2$ 以上では 18 % 前後の値で一定となった。吸収機構の変化は生成粒子の挙動に明瞭に現われる。同時に観測したレーザー強度に対するイオン電流の変化の例を図 2-4 に示す。この信号から求めたイオンの速度拡がり Δv を $\Delta v = (e/t^2) \Delta t$ で近似

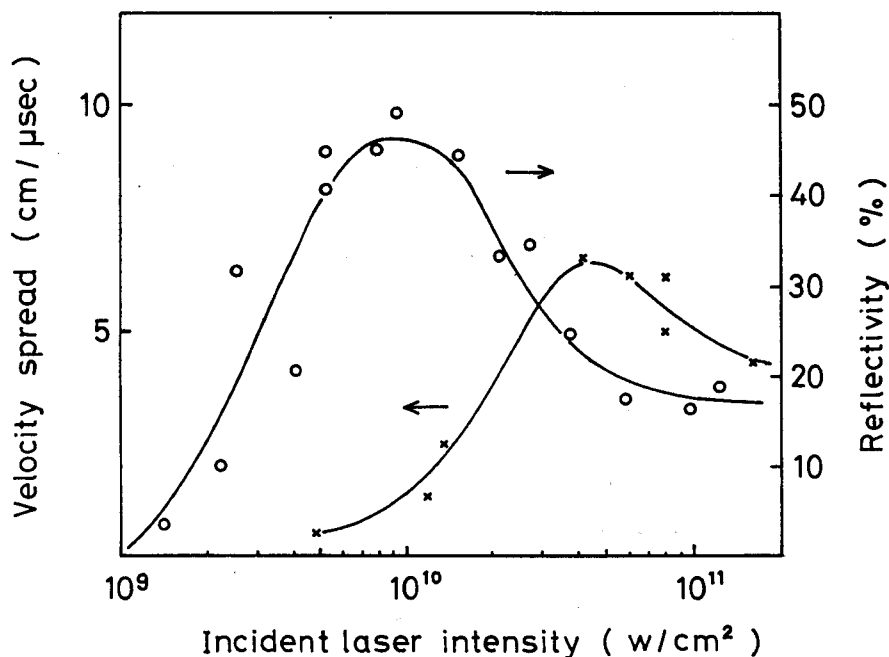


図 2-3 レーザー光反射率とイオンの速度拡がりの照射強度依存性

し、得られた結果を図 2-3 に同時に示す。ここで l はチャージコレクターとターゲットの距離、 t は信号ピークまでの時間、 Δt は信号の立ち上がり幅の時間に対応する。またこのイオンは水素と炭素の混合体であると仮定している。この速度拡がりはレーザーの反射率が低下しはじめる 10^{10} W/cm^2 以上のレーザーパワーで増加しはじめ、反射率が一定となる $5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 以上で飽和ないしは減少傾向を示している。この傾向が見られ

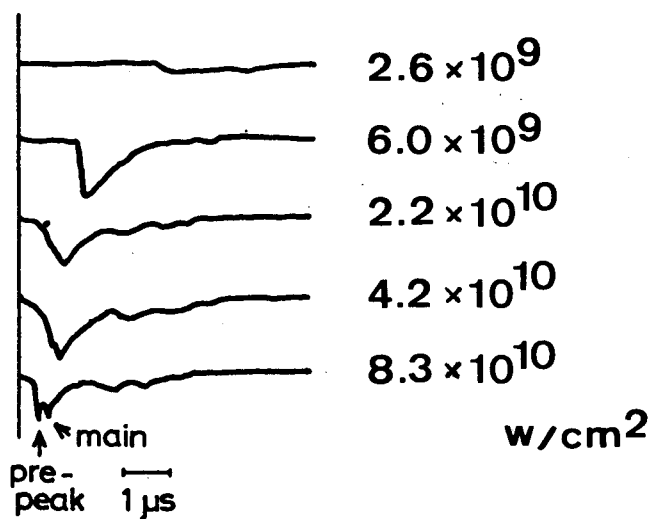


図 2-4 照射強度を変えたときのイオン信号例

るレーザー強度付近ではもう 1 つ別のピーク (Pre-Peak) が成長しはじめていることがわかる。このプレピークが見られるまでのイオンの速度分布は図 2-5 に示すような単一のマックスウェル速度分布を示し、プラズマ温度は 100 eV 程度であることが推定できる。しかしプレピーク部

のイオン速度分布はこれに一致せず、別の加熱過程によるイオン成分が現われたことを意味する。〔後でも触れるが、炭酸ガスレーザー照射プラズマからの粒子観測の結果、3種のイオン成分であることが判明している。1つは古典吸収が支配的な領域での成分、パラメトリックな過程を経て発生する成分（プレピーク成分に対応する）、そして共鳴吸収が支配的になったときのいわゆる高速イオン成分である。最後の成分はレー

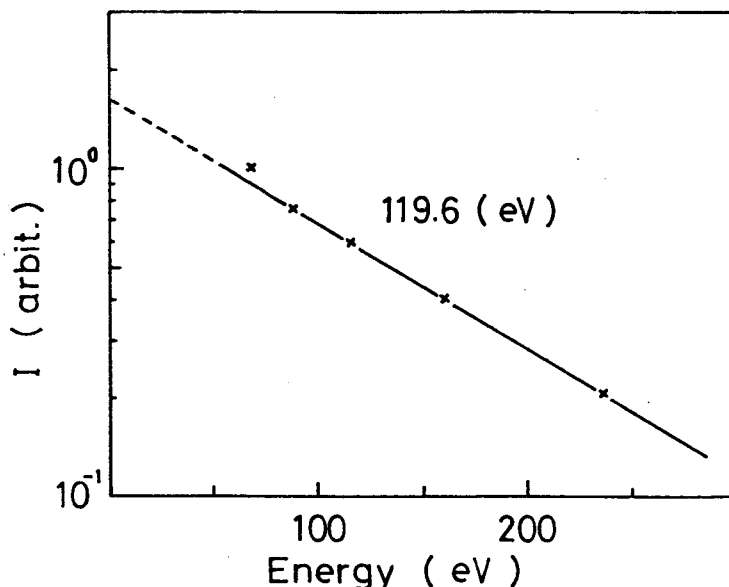


図2-5 イオンの運動エネルギー分布（図2-4のレーザー強度 $6 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ のイオン信号から求めた）

ザーのだち上がりが小さい、すなわちプラズマのスケール長が短くなり、かつ照射強度が十分に強い（ 10^{12} W/cm^2 以上）場合にのみ顕著となる。ポリエチレンプラズマ（平均原子数 $A \sim 4.6$ ）に対する平均エネルギーはそれぞれ $100 \sim 200 \text{ eV}$, $1 \sim 2 \text{ keV}$, そして数 $10 \sim$ 数 100 keV 程度である。]

(2) 斜入射でのレーザー吸収と散乱

(a) 粒子計測

ターゲット前後面にチャージコレクターを配置し、イオン噴出の空間分布を計測した。結果を図2-6に示す。前面へのイオンは(1)の場合と同様、2つのイオン成分からなっていることがわかる。特にプレピークに対する成分はターゲット垂直軸を中心に半角約 30° 前後に集中している。これに対し主たるイオン成分はこれより広範囲（半角約 50° ）に膨張している。ターゲット後面ではロケット作用により加速を受けたイオン成分が見られ、レーザー照射時間（ 4 nsec ）中には膜全体の加熱は受けていないことがわかる。図2-7にターゲット前面垂直方向から観測したイオンの2種の成分（メインピークとプレピーク）の最大電流値の照射強度依存性を示す。プレピークに対応するイオン成分はレーザー強度の増大に伴い増加を続けているのに対し、メインピークに対応するイオン成分は飽和してくる。以上のようにレーザー強度 10^{10} W/cm^2 を境として非マクスウェリアンな準高速イオン成分が観測され、一般の衝突過程以外の吸収機構が作用していることが(1)の結果と合わせて予想できる。

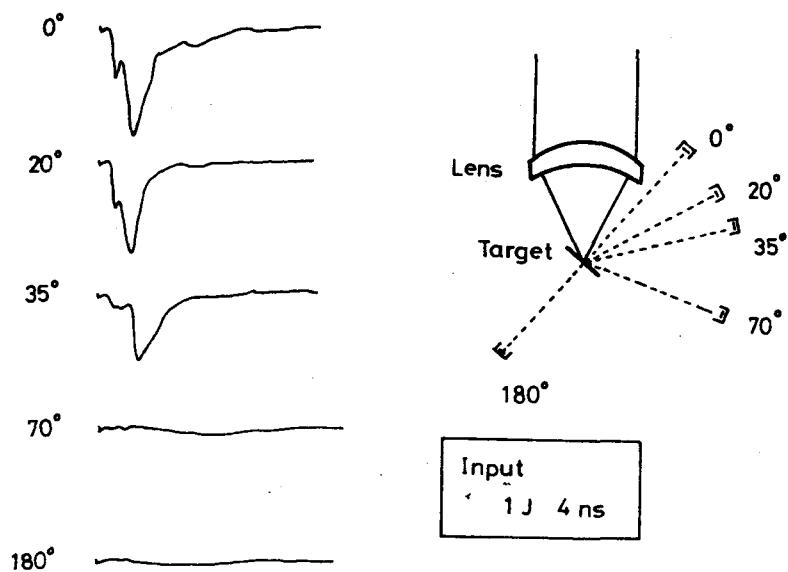


図 2-6 イオンの空間分布

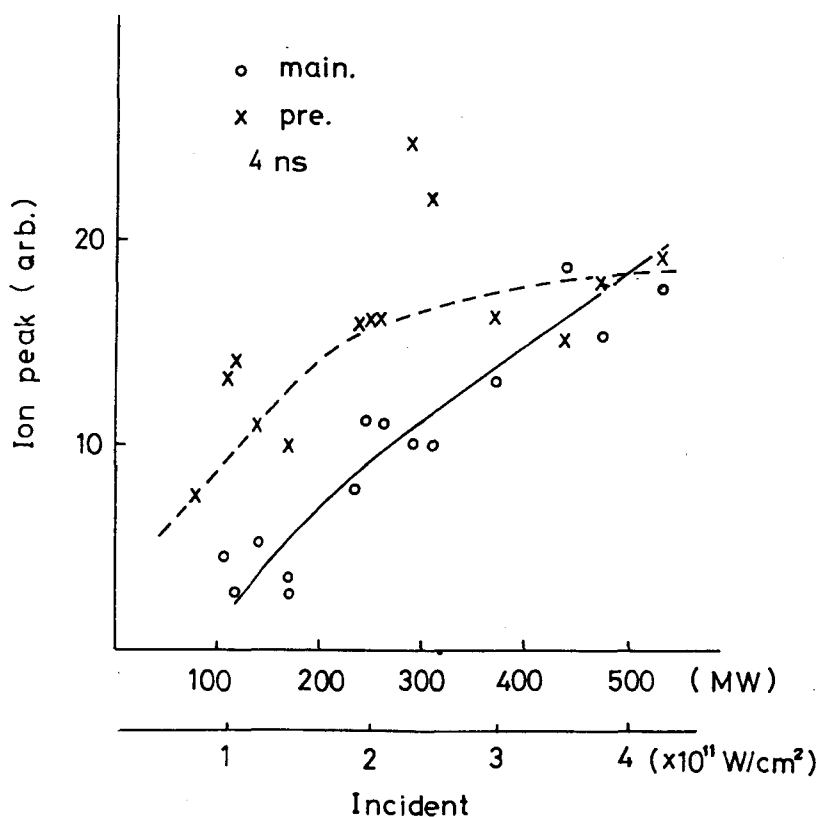


図 2-7 イオン信号のメインピークとプレピークの最大電流値の照射強度依存性

(b) エネルギー-反射率

照射光学系内へ散乱されたレーザー光の反射エネルギー及び反射率の照射レーザー強度依存性を図2-8に示す。レーザーのパルス幅は4 nsecと70 nsecの両方で比較した。いずれの場合にもそれぞれ一定の閾値（4 nsecパルスに対して 3.6×10^{11} W/cm²，70 nsecのパルスに対して 2×10^{10} W/cm²）以上で後方散乱光が現われはじめた。その後入射レーザー光強度の2乗に比例して散乱光強度は増大している。

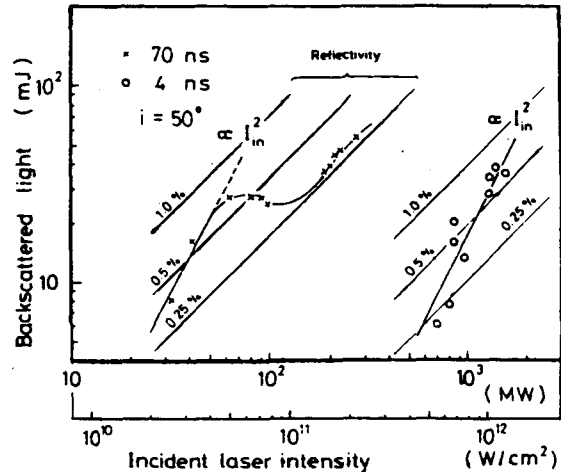


図2-8 斜め照射での後方散乱光強度変化

70 nsecパルスの場合散乱光強度は入射光の0.6%程度まで増加し、その後減少、飽和して、 10^{11} W/cm²以上の強度下では入射光の0.3%程度である。一方4 nsecパルスの場合 10^{12} W/cm²までの範囲で散乱光は増加しつづけており、飽和の傾向は見られない。この散乱光のあらわれる閾値は(a)で述べた閾値と異っており、従って膨張イオン中に見られるプレピークに対応する成分の発生との相関はない。

(c) 分光計測

観測された後方散乱光の分光結果を図2-9に示す。4 nsecパルスに対して 9.5×10^{11} W/cm²のレーザー強度での散乱光は短波長側へシフトし、矢印A・Bで示した2つの成分が見られる。これら2つのピークの波長差は代表的に60 Å前後である。ピークAに対応する成分は長波長側へ尾をひく。さらにレーザー強度を増大させ 1.3×10^{12} W/cm²のときには上記A・Bのピークに加えてピークCが見られる。ピークBとの波長差は約80 Åである。70 nsecパルスに対するスペクトラムも4 nsecの場合と同質的に同様の傾向を示し

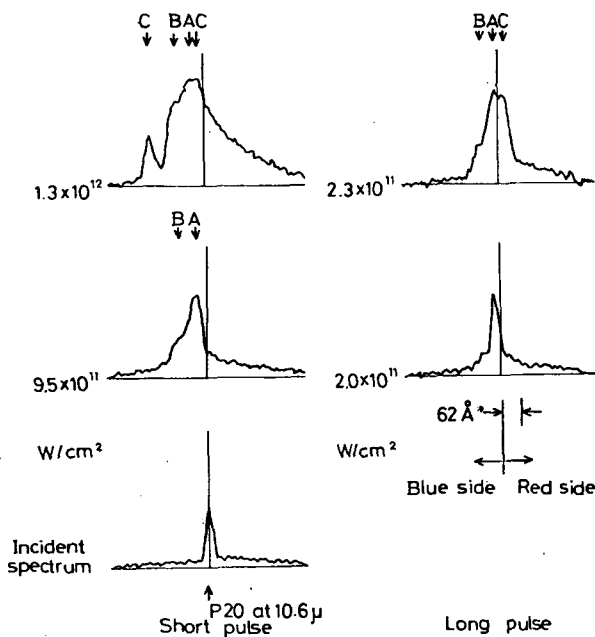


図2-9 後方散乱光の分光スペクトラム (Short pulse: 4 nsec, Long pulse: 70 nsec)

た。ただし、ピークCに対応する成分は長波長側にのみ現われ、短波長側には見られなかった。

2-2-4 高速イオンの生成と自発磁場

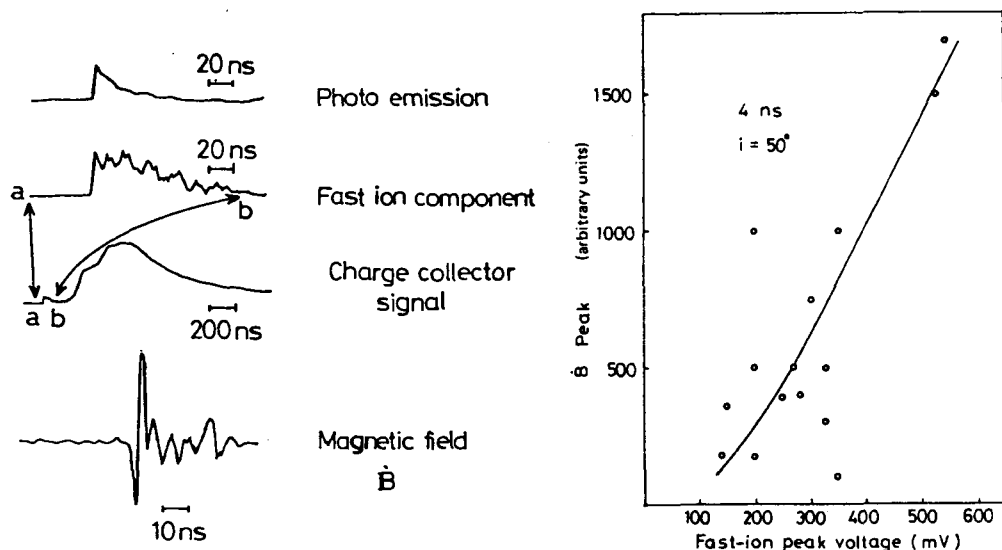


図2-10 イオン電流と磁場プローブからの信号例

後方散乱光の分光スペクトラム中にピークCに対応する成分が観測されるレーザー強度 ($\leq 10^{12}$ W/cm²)以上の領域では、噴出イオン中に第3の成分、すなわち高速イオンが見られなかつ自場の生成が観測された。この結果の例を図2-10に示す。図中、最上部の信号はターゲット垂直から20°の角度にセットしたチャージコレクターの光電子放出信号である。ターゲット垂直方向にセッ

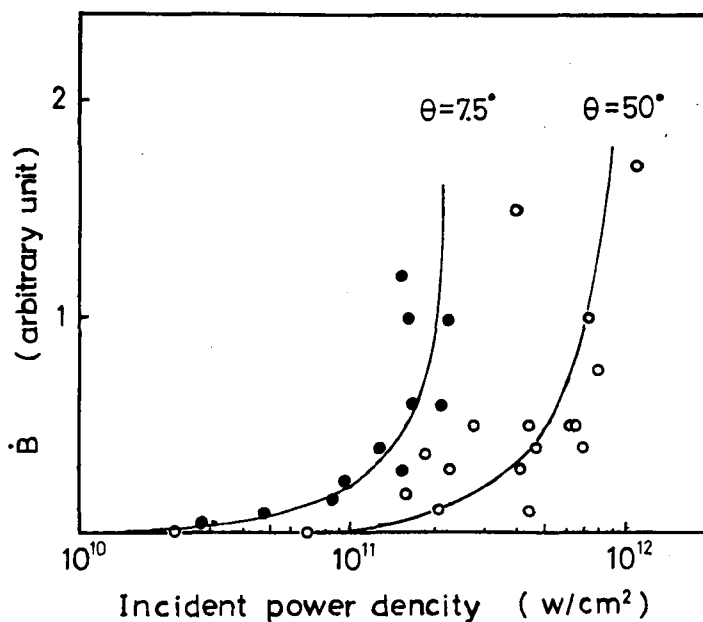


図2-11 レーザーの入射角度をかえたときの自発磁場変化 ($\dot{B}$) のレーザー強度依存性

トした上から2番目のチャージコレクター信号中には非常に高速 ($\sim 10^8$ cm/sec) なイオン成分が見られる。このイオン生成と強い相関 (図2-11) をもった磁場が検出された。磁場の方向は初期、ターゲットから電流が流れ出る方向と一致する。この磁場の方向はガラスレーザー照射プラズマの結果¹⁾と一致する。この磁場の生成の閾値はレーザーの入射角に依存し、 7.5° と 50° の入射角で比較した場合、図2-12に示すように入射角 7.5° の方がその閾値は低くなった。

2-2-5 実験結果に関連したモデルと検討

得られた実験結果をまとめると次のようになる。

- (1) 10^{10} W/cm² までは照射強度の増大に伴い、レーザーの反射率は増大していく。
- (2) 10^{10} W/cm² を境として反射率は低下し、噴出イオン中に非熱的イオン成分の増大が見られる。
- (3) 後方散乱光は4 nsecパルスに対して 3.6×10^{11} W/cm², 70 nsecパルスに対して 2×10^{10} W/cm² の照射強度を閾値として観測され、この閾値はレーザーのパルス幅に逆比例していることがわかる。
- (4) 後方散乱光の強度は入射レーザーの2乗に比例し、誘導散乱過程によるものであると推定できる。長パルスレーザーに対しては反射率の飽和が観測された。
- (5) 後方散乱光のスペクトラム観測から、鏡面反射成分と思われる成分 (ピークB) より長波長側に1つ、対称な波長位置にもう1つの成分 (それぞれピークA, ピークBに対応) が観測された。ピークBを噴出プラズマの系からの鏡面反射成分と考え、その速度は 1×10^7 cm/sec となり、 $T_e = 150$ eV したときのポリエチレンプラズマの音速と一致する。
- (6) プラズマの密度勾配にそった空間的に制限された高速イオン生成が観測され、プローブからの磁場信号と強い相関をもっていた。入射角の小さい時、磁場発生 の閾値が低下する。

これら(1)~(6)の実験結果を統一的に説明するのに、レーザー照射強度変化による光とプラズマとの結合機構の移行を考えた。レーザー光吸収には現在主に3つの過程が考えられている。古典吸収の他にパラメトリック過程、そして共鳴吸収過程である。一般に高密度、低温度プラズマの場合には古典吸収が重要であるが、レーザー光による動重力がプラズマの圧力と同等になってくるようなレーザー強度下ではパラメトリック過程、共鳴吸収過程のような集団的過程が支配的となる。これらの吸収過程の他にプラズマ中に誘起されたイオン密度のゆらぎにより吸収が増大する効果の重要性も指摘³⁾されている。各過程についてはそれぞれに詳細な仕事が行なわれている。古典吸収⁴⁾の他にパラメトリック過程に対しては西川,⁵⁾ DuBois⁶⁾らの理論やこれに関連した実験研究⁷⁾がある。また線形モード変換に対してはGinzberg,⁸⁾ Mueller,⁹⁾ Forslund¹⁰⁾らの仕事やこれに関連した実験研究¹¹⁾がある。著者の得た実験結果を説明する上で必要なこれらの過程の物理内容を概説し、実験結果との比較検討を行う。

(1) プラズマによるレーザー光の吸収と散乱のメカニズム

<古典吸収>

古典吸収はプラズマ中の電磁波により振動する電子の電子-イオン衝突による電子電流の位相遅れとして理解できる。微視的にはイオンのクーロン電場により、近傍を通過する電子が軌道を曲げられたとき失う運動エネルギーに相当する輻射エネルギーを放出する過程（制動輻射）の逆過程（逆制動輻射）として説明される。¹²⁾ プラズマ中の電磁界は電子電流 $\mathbf{j}$ を含む形

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (2-1)$$

で与えられる。また電子の運動方程式は衝突項を考えて

$$m_e n_e \left[\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \mathbf{v}_e \right] = e n_e (\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_e}{c} \times \mathbf{B}) - \kappa_{Te} \nabla n_e - \nu_c m_e n_e \mathbf{v}_e \quad (2-2)$$

となる。 $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{v}_e \propto \exp(i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i \omega_0 t)$ とおき、簡単のため対流項および熱圧力項を無視すると、プラズマ中の電磁波に対する分散式が得られる。

$$\left(\frac{c}{\omega_0} k \right)^2 = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_0} \right)^2 \frac{1}{1 + i \nu_c / \omega_0} \quad (2-3)$$

ここで ω_0 はプラズマ中での電磁界の周波数、 ω_p はプラズマ周波数、 ν_c は電子-イオン衝突周波数である。 ω_0 を実数のもとに複素波数 k として解くと、一般に $\nu_c / \omega_0 \ll 1$ であるから

$$k_r = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\epsilon} \quad (2-4)$$

$$k_i = \frac{1}{2} \frac{\nu_c}{c} \left(\frac{\omega_p}{\omega_0} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \quad (2-5)$$

となる。ただし、 $k = k_r + i k_i$, $\epsilon = 1 - \omega_p^2 / \omega_0^2$ はプラズマの誘電率である。また ν_c は

$$\nu_c = \frac{(4\pi)^2 \cdot (ze^2)^2 n_i}{3 \cdot (2\pi kT)^{3/2} m_e^{1/2}} \quad (2-6)$$

で与えられるから、単位長あたりのエネルギー吸収率 κ_{cl} は

$$\kappa_{cl} = \frac{(4\pi)^2}{3} \cdot \frac{(ze^2)^2 n_i}{c (2\pi kT)^{3/2} m_e^{1/2}} \left(\frac{\omega_p}{\omega_0} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} (\text{cm}^{-1}) \quad (2-7)$$

と求められる。(2-7) 式から理解できるようにプラズマ温度の上昇に伴い吸収は低下していく。最後の $\omega_p^2 / \omega_0^2 \sqrt{\epsilon}$ の項からわかるようにプラズマ中の電磁界は $\omega_p < \omega_0$ の領域には侵入できないから実際には $\omega_p \sim \omega_0$ の近傍すなわち光のおり返し点でのみ大きな吸収を示すことになる。電子の運動エネルギーが大きくなってくると量子力学的な補正が必要¹²⁾ となるが、レーザープラズマ中での吸収を考えるような温度領域 ($\leq 5 \text{ keV}$) ではこの考慮は必要ない。一般にレーザー光はターゲットに対し垂直には入射しないので、プラズマのプロファイルを含めた上での光の軌跡にそった吸収率の算定が必要である。¹³⁾

以上古典吸収の特徴をまとめると

- (1) 低温度、高密度プラズマほど吸収は大きい。従って短波長レーザーでは古典吸収が支配的になりやすい。($I \leq 10^{14} \text{ W/cm}^2$) また高Z植物質ほど吸収は高い。照射強度の増大に伴い、吸収は低下していく。
- (2) 衝突過程を経てエネルギーは流れていくので、電子は1温度成分で高速粒子の生成はないと考えてよい。(エネルギー束の制限が強い場合、プラズマ領域で温度の不均一性が生ずるため、この限りではない。詳しくは第4章で述べる。)

<パラメトリック過程>

媒質中に外部より強制振動を与えると、この中で許される振動モードとの結合現象がみられる。今、外部振動としてレーザー光〔T〕を考えると、これはプラズマ中のプラズモン〔E〕とイオン音子〔I〕、さらには他の光子〔T'〕と結合する。これら結合した波の間にはエネルギー保存則、運動量保存則に対応するマッチング条件

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \quad (2-8)$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \quad (2-9)$$

が成立している。レーザープラズマ中、その吸収と散乱に関連した重要な過程は次のとおりである。

- | | |
|------------------|--|
| (a) 電子-電子崩壊不安定性 | $[\text{T}] \rightarrow [\text{E}] + [\text{E}]$ |
| (b) 電子-イオン崩壊不安定性 | $[\text{T}] \rightarrow [\text{E}] + [\text{I}]$ |
| (c) 誘導ブリラン散乱 | $[\text{T}] \rightarrow [\text{I}] + [\text{T}']$ |
| (d) 誘導ラマン散乱 | $[\text{T}] \rightarrow [\text{E}] + [\text{T}']$ |
| (e) 自己収束 | $[\text{T}] \rightarrow [\text{T}'] + [\omega \simeq 0 \text{ の応答}]$ |

最後の自己収束は非線形光学でも広く知られた現象である。これらの過程の閾値を算定する場合、実際のレーザープラズマのように密度勾配のある場合には取り扱いが多少異なるため、まず均一プラズマ中での議論を行い、その後不均一プラズマ中の場合について述べる。

均一プラズマ ($\nabla n = 0$)

今プラズマ中に外部から定常な振幅 A_0 をもった周波数 ω_0 の波を注入したとする。このときプラズマ中の任意の2つの波(周波数を ω_1, ω_2 とする)

$$\frac{d^2 A_1}{dt^2} + 2\Gamma_1 \frac{dA_1}{dt} + \omega_1^2 A_1 \equiv P_1 [A_1(t)] \quad (2-10)$$

$$\frac{d^2 A_2}{dt^2} + 2\Gamma_2 \frac{dA_2}{dt} + \omega_2^2 A_2 \equiv P_2 [A_2(t)] \quad (2-11)$$

は結合係数 c_1, c_2 を介して強制振動を受ける。すなわち、

$$P_1 [A_1(t)] = c_1 A_2(t) A_0(t) \quad (2-12)$$

$$P_2 [A_2(t)] = c_2 A_1(t) A_0(t) \quad (2-13)$$

ここで Γ_1, Γ_2 はモード 1, モード 2 の波の個々の減衰定数, A_1, A_2 はその振幅である。

(2-10), (2-11) 式のフーリエ変換から

$$(\omega^2 - \omega_1^2 + 2i\Gamma_1\omega)A_1(\omega) + c_1A_0[A_2(\omega - \omega_0) + A_2(\omega + \omega_0)] = 0 \quad (2-14)$$

$$(\omega^2 - \omega_2^2 + 2i\Gamma_2\omega)A_2(\omega) + c_2A_0[A_1(\omega - \omega_0) + A_1(\omega + \omega_0)] = 0 \quad (2-15)$$

を得る。(2-14) 式より $A_1(\omega)$ の波が $A_2(\omega - \omega_0)$ と $A_2(\omega + \omega_0)$ の 2 つの波と結合しているとき, (2-15) 式から $A_2(\omega \pm \omega_0)$ の波は $A_1(\omega \pm 2\omega_0)$ の波と結合することになるが, このような高次の結合は弱いので無視する。今, 複素振動数として $\omega = \omega_r + ir$ を考えると $A_1(\omega_R)$, $A_2(\omega_R \pm \omega_0)$ の波はそれぞれに速度 r で時間とともに成長していく。簡単のために $A_2(\omega_R + \omega_0)$ なる波は共鳴から遠いとする (2-14), (2-15) 式から次の行列式を得る。

$$\begin{vmatrix} 2\omega_1(\omega - \omega_1 + i\Gamma_1) & c_1A_0 \\ c_2A_0 & -2\omega_2(\omega - \omega_0 + \omega_2 + i\Gamma_2) \end{vmatrix} = 0 \quad (2-16)$$

ただし, $\omega + \omega_1 \sim 2\omega_1$, $\omega + \omega_2 \sim \omega_0$ とした。

ここで完全マッチング条件からのずれ Δ と入射波の強度 ϕ を考えると,

$$\Delta = \omega_0 - \omega_1 - \omega_2 \quad (2-17)$$

$$\phi = \frac{c_1 c_2}{\omega_1 \omega_2} A_0^2 \quad (2-18)$$

(2-16) 式の実数項, 複数項はそれぞれ 0 とおける。これより得た 2 つの式をつなぐと, 波の成長に対する閾値

$$\phi = 4(r + \Gamma_1)(r + \Gamma_2) \left[1 + \frac{\Delta^2}{(2r + \Gamma_1 + \Gamma_2)^2} \right] \quad (2-19)$$

を得る。不安定性が成長するには r が正でなければならず閾値 ϕ_{th} は $r = \Delta = 0$ のときに一致する。

$$\phi_{th}(\Delta) = \phi_{th}(0) \left[1 + \frac{\Delta^2}{(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2} \right] \quad (2-20)$$

ただし

$$\phi_{th}(0) = 4\Gamma_1\Gamma_2 \quad (2-21)$$

(2-19) 式から $\Delta = 0$ のとき最大成長速度 r_{max} は

$$r_{max} = \frac{1}{2} \{ -(\Gamma_1 + \Gamma_2) + [(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2 + \psi]^{1/2} \} \quad (2-22)$$

となる。より厳密な解は Freidberg らによって求められている。¹⁴⁾

例えば b) の電子-イオン減衰不安定性を考えると (2-10), (2-11) 式に相当する式として

$$\frac{\partial^2 n_e}{\partial t^2} + \nu_{ek} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \omega_{pe}^2 n_e = \frac{ik_e E_0}{m_e} \quad (2-23)$$

$$\frac{\partial^2 n_i}{\partial t^2} + \nu_{ik} \frac{\partial n_i}{\partial t} + \Omega_i^2 n_i = \frac{ik_e E_0}{m_i} \quad (2-24)$$

が考えられる。それぞれ電子プラズマ波，イオン音波の運動方程式である。ここで ν_{ek}, ν_{ik} はランダウダンピングを含めた実効的な電子およびイオンの衝突周波数である。いくつかの過程に対して得られた閾値の計算結果⁶⁾ が簡潔にまとめられている¹⁵⁾ ので参考として表 2-2 に示す。

表 2-2 パラメトリック過程の閾値

	$\nabla n = 0$	$\nabla n \neq 0$ (垂直入射)
電子・イオン崩壊不安定	$(\frac{v_0}{v_e})^2 > 8 (\frac{\nu_{ik}}{\omega_i}) (\frac{\nu_{ek}}{\omega_{pe}}) \sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$	$(\frac{v_0}{v_e})^2 > 1.6 (\frac{\nu_{ik}}{\omega_i})^{1/2} \frac{1}{k_x L} \sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$
二流体不安定	$(\frac{v_0}{v_e})^2 > 4 (\frac{\nu_{ek}}{\omega_{pe}}) \sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$	$(\frac{v_0}{v_e})^2 > 2 / k_x L \sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$
SBS	$(\frac{v_0}{v_e})^2 > 8 (\frac{\nu_{ik}}{\omega_i}) (\frac{\nu_{ei}}{\omega_0}) \sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$	$(\frac{v_0}{v_e})^2 > (\frac{\omega_0}{\omega_{pe}})^2 \frac{8}{k_0 L_T} \sim 10^{12} \text{ W/cm}^2$
SRS	$(\frac{v_0}{c})^2 > 2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} (\frac{\nu_{ek}}{\omega_{pe}}) (\frac{\nu_{ei}}{\omega_0}) \sim 10^9 \text{ W/cm}^2$	$(\frac{v_0}{c})^2 > \frac{1}{k_0 L} \sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$

ただし， ν_{ei} ：電子-イオン衝突周波数

ν_{ek}, ν_{ik} ：電子，イオンのランダウ減衰も含めた実効的な衝突周波数

$v_0 = eE/m\omega_0$ ：電子の振動速度

$v_e = \sqrt{\kappa T_e/m_e}$ ：電子の熱速度

L ：プラズマのスケール長， L_T ：温度のスケール長

k_x ：プラズマ中の電磁波の波数， k_0 ：真空中の電磁波の波数

閾値は波長 $10.6 \mu\text{m}$ レーザーに対するもの ($L \sim L_T \sim 100 \mu\text{m}$, $T_e \sim 500 \text{ eV} \gg T_i$)

不均一プラズマ ($\nabla n \neq 0$)

レーザー照射プラズマの場合，プラズマは一様でなく密度勾配をもつ。このため不安定性が成長する領域は有限となり，波のエネルギーは主に電子プラズマ波によって運びさられるため，閾値は大きくなる。(2-14)，(2-15) 式を求める際行ったフーリエ変換は時間と共に成長する絶対不安定性のみを考慮すれば良かったが，密度勾配のあるプラズマに対しては空間と共に成長する対流不安定性の評価が必要である。この場合，(2-17) 式に対応した波数マッチング条件からのずれ

$$K \equiv k_0(z) - k_1(z) - k_2(z) \quad (2-25)$$

が現われる。ここで z は密度勾配の方向にとった空間の座標である。従って密度勾配のある場合の閾値は波数マッチング条件を満足する領域幅を不安定性をもった波が通過し成長するに充分な値から決まる。すなわち 2 つの波の群速度を V_1, V_2 とすると，

$$r^2 > \frac{A}{2\pi} \left| V_1 V_2 \frac{\partial K}{\partial z} \right| \quad (2-26)$$

がその条件となる。ここで A は波の成長の程度を示す因子で例えば 5 を考えればいい。⁶⁾

表 2-2 では不均一プラズマ中にレーザー光が垂直に入射した場合のみを考えているが一般には斜入射であると考えべきである。例えば電子-イオン減衰不安定性を考えると、最大成長速度を与える電子プラズマ波の波数 k_{pe} とデバイ長 λ_D の積は、 $\omega_0 - \omega_p = \delta$ として (ω_p : 電子プラズマ周波数)

$\delta = 0$ の場合 (垂直入射に相当)

$$k_{pe} \lambda_D \sim \left(\frac{1}{18} \frac{m_e}{m_i} \left(\frac{v_0}{v_e} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (2-27)$$

$\delta \neq 0$ の場合 (斜入射に相当)

$$k_{pe} \lambda_D \sim \left(\frac{2}{3} \frac{\omega_0 - \omega_p}{\omega_p} \right)^{1/2} \quad (2-28)$$

$$= \left(\frac{2}{3} \frac{1 - \cos \theta}{\cos \theta} \right)^{1/2} \quad (2-29)$$

ただし θ はレーザーのターゲットに対する入射角である。

以上述べたパラメトリック過程の特徴をまとめると、

- 1) 衝突過程を経ずにレーザーのエネルギーがプラズマの縦波モードに変換される。このため非熱的な高エネルギー粒子の発生原因となる。
- 2) 不安定性成長のための閾値を有する。これはターゲット物質、レーザー波長によって大きく変化する。

<共鳴吸収>

レーザー強度が充分強く、プラズマの圧力とつり合うようなプラズマプロファイル中では入射電磁界のトンネル効果により、臨界密度点に大きな共鳴電界が形成される。電界の方向はプラズマ密度勾配方向にそっているため、プラズマ中に直接電子の流れを形成し、光のエネルギーは衝突、ランダウ減衰を介して電子の熱エネルギーへと流れていく。電子の運動方程式 (2-2) 式とポアソン式 $\nabla \cdot \mathbf{E} = -4\pi e n_e$ を用いて、電子速度 $\mathbf{v}_e$ は

$$\mathbf{v}_e = \frac{-i}{m_e n_0 (\omega_0 + i\nu_c)} \left[e n_0 \mathbf{E} - \frac{\kappa T_e}{4\pi e} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) \right] \quad (2-30)$$

となる。ここで n_0 は電磁波の入射がなく、密度のゆらぎを受ける前の電子密度である。マクスウェルの式 (2-1) 式と (2-30) 式、電子電流 $\mathbf{j} = -en_0 \mathbf{v}_e$ とするとプラズマ中における電界を与える式が求められる。

$$\begin{aligned} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} + \left(\frac{\omega_p^2 / c^2}{1 + i\nu_c / \omega_0} - \frac{\omega_0^2}{c^2} \right) \mathbf{E} \\ - \frac{\kappa T_e / m_e c^2}{1 + i\nu_c / \omega_0} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0 \end{aligned} \quad (2-31)$$

一般にレーザープラズマ中では $\kappa T_e \ll m_e c^2$ であるから最後の項は省略してよい。従って

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \left[\frac{\omega_p^2}{1 + i\nu_c/\omega_0} - \omega_0^2 \right] \mathbf{E} = 0 \quad (2-32)$$

が求められる。今、図 2-12 に示すような直線の密度勾配があるときに電磁波が入射したときのプラズマ中の電界を考察してみる。

図 2-12

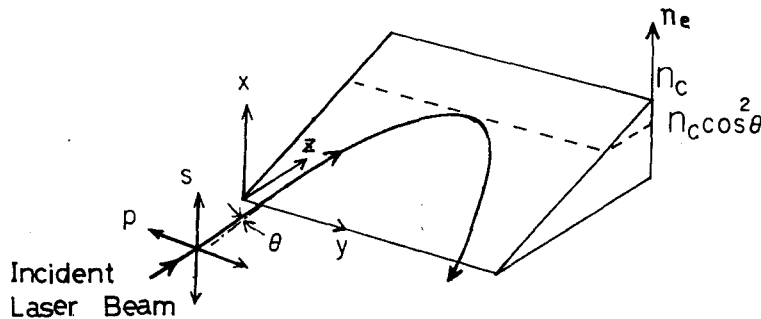


図 2-12 直線的な電子密度勾配があるときに電磁波が入射角 θ で入射する時の様子。

S, PはそれぞれS偏光, P偏光に対応する電界方向を示す。

垂直入射のとき

密度プロファイル $n_e = n_c (1 + az)$ とすれば誘電率は (2-3) 式より (ただし以下簡単のために $\nu_c = 0$ とする。 $\nu_c \neq 0$ の場合も複素平面へ容易に拡張できる。)

$$\epsilon = -az \quad (2-33)$$

となる。ここで a は密度スケールの逆数である電界が x 方向に偏光していて、 $\mathbf{E} = E(z) \exp(-i\omega_0 t)$ とおけると x, y 平面内で密度変化がないことから $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ であり、(2-32)式は

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} - \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2 az E(z) = 0 \quad (2-34)$$

となる。これはポテンシャルが z 方向に線形に変化しているときのシュレジンガー方程式であり $E(z)$ はその波導関数の定常解に対応する。⁸⁾ この式の厳密解はエアリー関数で入射波とカットオフで反射された反射波とが形成する定在波の解を与えている。実効的な電磁波の波長 λ_{eff} は

$$\lambda_{\text{eff}} \sim \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\omega_0^2}{c^2} |az|}} \quad (2-35)$$

となり、 $z=0$ 、すなわち臨界密度点に近づくにつれ波長は大きくなり、また電界強度 $|E|^2$ も振動しながら極大値は増大し、臨界密度をこえると指数関数的に単調減少して、

$$\left| \frac{E_m}{E_0} \right|^2 \sim 3.7 \exp \left(-\frac{4}{3} \frac{\nu_c}{\omega_0} k_0 L \right) (k_0 L)^{1/3} \quad (2-36)$$

となる。ここで $L \equiv a^{-1}$ とした。またこの最大電界を与える空間幅 Δr は

$$\Delta r \sim \left(\frac{\lambda_0^2 L}{2\pi} \right)^{1/3} \quad (2-37)$$

で近似される。⁸⁾

斜入射S偏光の場合

y方向には誘電率の変化がないことから $k_y = (\omega_0/c) \sin \theta$ となり電界は $\mathbf{E} = E(z) \exp(-i\omega t + i k_y y)$ とおける。これを(2-32)式に代入すると

$$\frac{\partial^2 E(z)}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 (\epsilon - \sin^2 \theta) E(z) = 0 \quad (2-38)$$

となる。これは(2-34)式と等価となり、電界の様子はエアリー関数で表わされる。

斜入射P偏光の場合

電界はz成分以外にy方向成分をもつので磁場も同時に考慮する必要がある。この場合磁場はx方向成分しかもたないので $\mathbf{B} = B(z) \exp(-i\omega_0 t + i k_y y)$ とおき、 $B(z) = B'(z) \sqrt{\epsilon}$ とおくと、 $\epsilon \gg 0$ に対して

$$\frac{\partial^2 B'(z)}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 (\epsilon - \sin^2 \theta) B'(z) = 0 \quad (2-39)$$

となり(2-38)式と同等の形となる。このとき電界のy, z成分 E_y, E_z は(2-1)式から

$$E_y = \frac{i c}{\epsilon \omega_0} \frac{\partial}{\partial z} B(z) \quad (2-40)$$

$$E_z = \frac{\sin \theta}{\epsilon} B(z) \quad (2-41)$$

と求まる。 $\epsilon \sim 0$ つまり臨界密度近傍では(2-39)式を適用できないのでべき数展開してBは臨界点で有限の値 B_c となる。これを用いて電界は

$$E_y \sim -\frac{i \omega}{a c} \sin \theta \cdot B_c \ln \left(\frac{\omega}{c} z \sin \theta \right) \quad (2-42)$$

$$E_z \sim -\frac{1}{a} \sin \theta \cdot B_c \frac{1}{z} \quad (2-43)$$

となり、それぞれ臨界点 ($z = 0$) でプラズマとの共鳴に起因した特異性を有する。式中、 $\sin \theta \cdot B_C$ は正確には

$$\sin \theta \cdot B_C = \Phi(\tau) / \sqrt{2\pi \omega_0 / ca} \cdot E_0 \quad (2-44)$$

$$(\tau = (\omega_0 / ca)^{1/3} \sin \theta)$$

で与えられる。⁸⁾ここで $\Phi(\tau)$ は共鳴関数と呼ばれるものである (図 2-13)。図からわかるように E_z が最大となるための最適角が存在する。小さい入射角では電磁波の電界方向が密度勾配方向と直交し、プラズマ振動の励起効果は小さく、逆に大きい入射角ではおり返し点から共鳴点までが実効的に遠くなり、電磁波と表皮効果は薄くなるからである。入射の最適角 θ_0 はこの図より

$$\theta_0 \sim \sin^{-1} [0.77 (k_0 L)^{1/3}] \quad (2-45)$$

で与えられる。ここで $L (=a^{-1})$ はプラズマのスケール長である。以上のようにプラズマ中に P 偏光で入射したレーザー光は表面効果により共鳴点まで侵入しここに密度勾配方向に平行な大きな共鳴電場を形成する。ここではプラズマの固有振動 ω_p が外場の振動数と一致するため、電磁波から静電波へのモード変換が行なわれる。この臨界密度近傍での局所的な振動は粒子との相互作用を通してエネルギーをプラズマの熱エネルギーへと交換していく。実際、共鳴点でのしみ込んだ外場を E_i とすると、 $E_i \sim \varepsilon E_z$ であり、衝突項を考えたときの電子電流は

$$\mathbf{j}_r = \frac{e^2 n_e}{m_e} \frac{\mathbf{E}_z}{i\omega - \nu_c} \quad (2-46)$$

であるから吸収パワーは

$$\begin{aligned} & \int \text{Re}(\mathbf{E}_z \cdot \mathbf{j}_r) dz \\ & \sim \int \frac{ca \omega_p^2}{8\pi^2} \cdot \frac{\nu_c / \omega_0}{(az)^2 + (\nu_c / \omega_0)^2} \Phi^2(\tau) E_0^2 dz \\ & = c \cdot \frac{E_0^2}{8\pi} \Phi^2(\tau) \end{aligned}$$

で与えられ、吸収率 η_{abs} は

$$\eta_{\text{abs}} \sim \frac{\Phi^2(\tau)}{2} \quad (2-48)$$

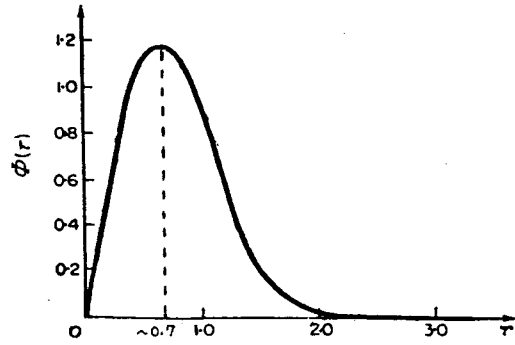


図 2-13 共鳴関数 ($\tau = (\omega / ca)^{1/3} \sin \theta$)

と求まる。最適入射角近傍ではターゲット物質、プラズマ温度に大きく依存せず、吸収は 50% 近く得られる。

以上の扱いは、レーザーの光の圧力がプラズマ圧を上まわってきたときには正確ではない。これは光の圧力により共鳴点でのプラズマ密度が低下し、 n_0 は一定とした議論が適用できないからである。Forslund らはこれらの効果を考慮した計算機シミュレーション結果を報告している。¹⁰⁾

以上述べた共鳴吸収過程の特徴をまとめると、

- 1) 吸収は偏光方向に大きく依存し、P 偏光に対して大きな吸収を示す。
- 2) 最適入射角が存在する。
- 3) 衝突過程を直接経由するわけではないので、高エネルギー粒子が生成される。
- 4) 吸収率は背後のプラズマ温度や物質に大きく左右されずほぼ一定となる。
- 5) 吸収の起こる閾値はないが、レーザー強度が大きくなり動重力がプラズマ圧と同程度になると実効的にプラズマスケール長は短くなり、共鳴吸収が支配的になってくるレーザー強度が存在する。¹⁸⁾

<自己位相変調>

プラズマに入射したレーザー光は反射点までを往復する間に、動重力に原因したプラズマ密度の時間的変化の影響を受け位相変調を起こす。まず、レーザー光のポンディアモーティブ力で電子密度が時間的に変化する様子を考え、周波数シフト量を求める。

流体の基礎式から、電子、イオンに対する速度、密度の 2 次までの摂動を考えると、運動の式、連続の式、プラズマ中の電界の式として

$$m_i n_0 \frac{\partial \mathbf{v}^{(2)}}{\partial t} = - \left(\frac{\omega_p}{\omega_0} \right)^2 \frac{1}{16\pi} \frac{\partial}{\partial z} (E_0 E_0^*) - \kappa (T_e + T_i) \frac{\partial}{\partial z} n^{(2)} \quad (2-49)$$

$$\frac{\partial n^{(2)}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (n_0 \mathbf{v}^{(2)}) = 0 \quad (2-50)$$

$$\frac{\partial E_0^2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (V_g E_0^2) = - i \frac{4\pi e^2}{m_e \omega_0} n^{(2)} E_0^2 \quad (2-51)$$

を得る。⁷⁾ ただし、 $n^{(2)} = n_i^{(2)} = n_e^{(2)}$ 、 $v_i^{(2)} = v_e^{(2)}$ とした。また光の群速度は $V_g = c^2 k / \omega_0$ である。(2-49)式右辺第 1 項のポンディアモーティブ力は電子を介してプラズマ密度を音速で変化させる。今、電磁波の位相 $\varphi(t)$ とすると

$$E_0^2 = I_0 \exp \left[-2i \int \varphi(t) dz \right] \quad (2-52)$$

であるから、これを(2-51)式に代入してその実部、虚部から次式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\int \varphi(t) dz \right] + V_g \varphi(t) = \frac{2\pi e^2}{m_e \omega_0} n^{(2)} \quad (2-53)$$

$$\frac{\partial I_0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (V_g I_0) = 0 \quad (2-54)$$

第1式は密度変動に伴う位相変調を与え、第2式は電磁波の連続の式に相当する。(2-53)式で第1項を無視し、 $n^{(2)}$ の変動に伴い位相変調を受ける領域の長さを L とすると、周波数の変化はこの領域の時間的变化による項と、密度変化による項の和で与えられる。すなわち、

$$\begin{aligned} \Delta \omega &= -\frac{\partial}{\partial t} (\varphi(t) dz) \sim - \left[\varphi(t) \frac{\partial}{\partial t} dz + \frac{\partial}{\partial t} \varphi(t) dz \right] \\ &\sim \frac{4\pi e^2}{m_e \omega_0 |V_g|} \left[n^{(2)} \frac{\partial L}{\partial t} + L \frac{\partial}{\partial t} n^{(2)} \right] \end{aligned} \quad (2-55)$$

(2-49)式で準定常状態を考えると

$$n^{(2)} \sim \frac{-|E_0|^2}{16\pi\kappa(T_e + T_i)} \quad (2-56)$$

であるから、時間的にパルスの立ち上がり部分で長波長側にシフトし、立ち下がり部分で短波長側にシフトする。

(2) 実験結果と理論的モデルとの比較

レーザー照射強度を増大させていったときの観測された結果(1)～(6)を説明するのに、次のような吸収機構の移行モデルを考えた。照射が比較的弱い場合、古典吸収が支配的であるが、照射強度の増大に伴い電子温度は増加し、吸収は低下していく。さらに強度を増すとパラメトリック過程が作用し、吸収は増大する。このとき同様に誘導散乱が観測されはじめる。プラズマプロファイルはレーザー光の動重力で変形を受け、反射光には自己位相変調光成分が観測され、吸収は共鳴吸収過程へと移行していく。このため高速イオンが生成され、局所磁場が観測される。レーザー照射強度によって3つの領域に分けることができる。

1) 10^{10} W/cm² 以下の場合

古典吸収が支配的となっている領域である。レーザー照射強度の増大に伴い、電子温度が上昇し反射率が増大していくものと思われる。今、古典吸収率を簡単に求めてみる。プラズマは等温膨張し、そのプロファイルが

$$n_e \sim n_c \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \quad (2-57)$$

で表わされるものとする。ここで L はプラズマのスケール長である。レーザー強度を I とすると吸収は

$$\begin{aligned} \frac{dI}{dx} &= -\kappa_{cl} I \\ \therefore \ln I &= -2 \int_0^\infty \kappa_{cl} dx \end{aligned} \quad (2-58)$$

となる。ここで2は光の往復分に対応する。これより平面プラズマへ入射角 θ で照射された光の反射光強度 I_R は(2-7)式を用いて

$$I_R = I_0 \exp \left\{ - \frac{2BZ \cdot L \cdot \ell n A}{T_e^{3/2}} \cos^2 \theta \right\} \quad (2-59)$$

で与えられる。ただし Z は電荷数、 T_e (eV)は電子温度である。また係数 B は

$$B = \frac{(4\pi)^3 n_c^3 e^6}{3 \omega_0^2 c (2\pi \kappa m_e)^{3/2}} \quad (2-60)$$

で、例えば10.6 μ mレーザーの場合 9.7×10^2 である。従って電子温度を150eV、スケール長を $C_s \tau_p$ (音速 $\times$ パルス幅)で評価したとき、垂直入射($\theta = 0$)に対して吸収率は80%近くなる。この大きな吸収はパルス幅が30nsと非常に長いことに原因がある。実際のレーザープラズマではプラズマはそのスケール長を時間とともに変化させ、必ずしも空間的に一様、時間的に一定ではないため、吸収率はこの値より低くなっているものと考えられる。

2) $10^{10} \sim 10^{12}$ W/cm² の場合

10^{10} W/cm² を境として吸収は増大し、噴出イオン中に非熱的なプレピーク成分が観測され始めることは、パラメトリック過程により説明できる。電子-イオン崩壊不安定性の閾値を表2-2から求めると

$$\phi_{ei} \sim \frac{1.6}{8\pi} \frac{m_e^3 \omega_0^2 c}{e^2} \left(\frac{\nu_{ik}}{\omega_i} \right)^{1/2} \frac{1}{k_x L \cdot k T_e} \quad (2-61)$$

となる。 ν_{ik} として

$$\nu_{ik} = \nu_{ii} + \frac{1}{8} \pi C_s \left(\frac{\bar{Z} T_e}{T_i} \right)^{3/2} \exp(-\bar{Z} T_e / 2 T_i) \quad (2-62)$$

を用い、 $T_e = 200$ eV, $T_i = 100$ eV, $\bar{Z} = 2.6$ とし、 $k \lambda_D$ として(2-27)式を用いると($k_{\max} = 3 \times 10^4$ cm⁻¹), ϕ_{ie} は 1.3×10^{10} (W/cm²) となり測定値とよく一致する。これらの結果はガラスレーザーで行なわれた同様の結果とよく一致する。非熱的なイオンはパラメトリック過程によりプラズマ中に励起された電子プラズマ波を介して生成された電子により加速されたイオン成分と考えられる。

後方散乱光は誘導ブリラン散乱光であるとして説明できる。図2-9に示したスペクトラムは次のように解釈される。一般に相互作用領域は膨張プラズマの系とともに観測者側へ流出してくる。この膨張速度はプラズマの音速 C_s ($\sim 1 \times 10^7$ cm/sec, $T_e = 200$ eV)程度と見積もれるので、入射レーザー光のスペクトルよりも60~90Å短波長側へシフトした光のスペクトル成分(図中で矢印B)は入射レーザー光のドップラーシフトした光である。このときピークAは短パルスレーザーの場合、 $(3 \sim 4) \times 10^{11}$ W/cm² を閾値として現われ、ピークBに比べレーザー光強度の増加につれ急速に成長している。図からわかるように長波長側に長く尾をひいており、逆

ストークス成分はみられない。このことは定性的にはマンリーローの関係式から理解できる。すなわちパラメトリックな波の結合および分離過程では長波長成分の方へエネルギーは流れやすく逆ストークス光のような入射レーザー光がさらにプラズマ中のイオン音波を“吸う”過程へは流れにくいのである。従って図2-8に示した後方散乱光のエネルギー成分の大部分はピークAのスペクトル成分によるものと考えられる。ピークAはBに対して長波長側へ $36 \sim 60 \text{ \AA}$ シフトしている。ピークAを誘導ブリラン散乱光と考えてこの閾値を表2-2から求めると

$$\phi_B \sim \frac{c \lambda_0}{8 \pi^3} \frac{m_e^2}{n_e} \frac{\omega_0^4}{e^4} \cdot \frac{T_e}{L_T} \quad (2-63)$$

であり、 $n_e = n_c \cos^2 \theta \sim 0.5 n_c$ 、 $T_e = 200 \text{ eV}$ 、 $L_T \sim C_s \tau_p = 100 \mu\text{m}$ とすると、 $\phi_B \sim 1.2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ となり実験値とよく一致する。また長パルスレーザーの場合(2-63)式から明らかなように散乱光の閾値は温度勾配がパルス幅に比例すると考えてよいとき、ほぼパルス幅に逆比例することも説明できる。図2-8からわかるように散乱光のエネルギーは入射の2乗に比例しており、誘導過程によるものであることは明確である。特筆すべき事実はレーザーパルスが長い場合に見られる散乱光の飽和である。飽和は $5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ で起っており、図2-4で示した反射率の低下とイオンの速度拡がりの増大と一致している。この誘導ブリラン散乱光の飽和に関しては第4章で再び詳しく検討する。

図2-9で示したスペクトラム中、ピークCの出現はレーザー光の自己位相変調として説明できる。図2-14のようなプラズマプロファイルのモデルを考える。

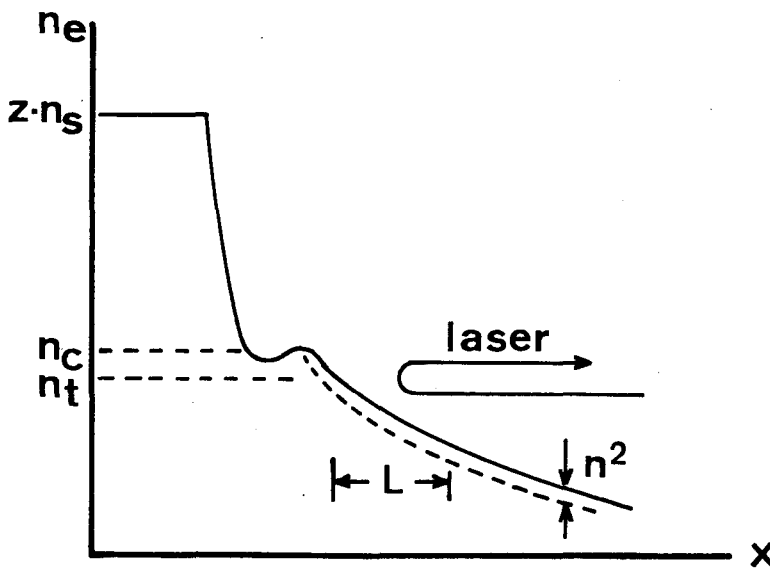


図2-14 自己位相変調の説明

- ① 入射角 50° ゆえ、レーザー光は密度 $\sim 5 \times 10^{18} (\text{cm}^{-3})$ の点で反射される。 $(n_t \sim n_c \cos^2 \theta)$
- ② 共鳴電場により形成されたキャビトン ($n_c \sim 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 領域の幅は狭く ($\Delta r \sim 0.4 \mu\text{m}$)、位相変調への寄与はない。¹⁹⁾
- ③ 自己位相変調はレーザー光の動重力による密度低下と、低減を受けた領域の時間的变化

の重量効果による。

実際 (2-55), (2-56) 式において, $T_e \sim 200 \text{ eV} \gg T_i$, $L = 100 \mu\text{m}$, $n_0 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ とすると, $n^{(2)} \sim 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ となり, (2-55) 式は

$$\Delta\lambda = - \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \left\{ 2.7 \times 10^2 \frac{L}{\tau_r} + 1.48 \times 10^3 \frac{L}{\tau_p} \right\} (\text{cm}) \quad (2-64)$$

と変形できる。ここで λ_0 はレーザーの真空中での波長, τ_r はレーザー光のたち上がり時間 ($\sim 1 \text{ nsec}$), τ_p はレーザーのパルス幅である。 L/τ_r は音速とほぼ等しい。(2-64) 式で第1項, 第2項はそれぞれ $11 \text{ \AA}$, $8.8 \text{ \AA}$ という値となる。局所的なレーザー強度は 10^{12} W/cm^2 よりも大なる可能性があり, この点を考慮すればこの理論値はほぼ実験値を説明するといえる。また図2-9からわかるように長パルス (70 ns) の場合, 短波長側にピークCに対応するスペクトラム成分が表われていないが, これはレーザーパルスがポッケルセル光シャッターによって切り出されているため, パルスのたち上がりは 1 nsec であるが, 立ち下がりには 70 nsec のゆっくりとした減衰をしているためスペクトラムシフトが分離観測されなかったものと説明できる。

3) 10^{12} W/cm^2 以上の場合

高速イオンの生成に代表されるこの領域では共鳴吸収が支配的になりはじめているものと考えられる。実際, レーザー光の動重力とプラズマの熱圧力との比

$$\frac{P_0}{P_e} \sim \frac{|E_0|^2}{8\pi} \cdot \frac{1}{n_e \kappa T_e} = \left(\frac{v_0}{v_e} \right)^2 \quad (2-64)$$

は $\phi = 10^{12} \text{ W/cm}^2$, $n_e = n_c = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\kappa T_e \sim 200 \text{ eV}$ に対して $(P_0/P_e) \sim 0.1$ となり, レーザー光の動重力による密度プロファイルの変形⁸⁾は無視できなくなってくる。 3 nsec のパルスを用いた著者らの実験²⁰⁾において, 10^{12} W/cm^2 の強度下ではP偏光とS偏光とでプラズマ温度は大きく異なってくるのが実験からわかっている。観測された局所磁場と共鳴吸収との間には強い相関が見られ, 磁場の存在と方向は磁場により高速イオンのコリメーションが見られるとした理論と一致する。現在までのところ報告された磁場に関する研究では, ここで述べたレーザープラズマから遠くはなれた位置での磁場の外, プラズマ中にできた熱電効果に原因した回転磁場, 共鳴吸収に原因した磁場の生成が述べられている。炭酸ガスレーザー照射の場合の同様な実験はほとんどなく, さらに詳細な研究が必要である。

2-2-6 ま と め

以上, 著者の研究によって明らかとなったことをまとめると,

- (1) 10^{10} W/cm^2 を境にレーザー光の吸収過程は古典吸収からパラメトリック過程による吸収へと移行していく。この閾値は電子イオン崩壊不安定性としたときの値とよく一致する。
- (2) 10^{11} W/cm^2 前後の強度を閾値として誘導ブリラン散乱光が観測された。この同定の事実

として

- ① 散乱光強度は入射光強度の弱いとき、これの2乗に比例していた。
- ② スペクトラム観測の結果、入射レーザー光よりも長波長側へシフトを受けた成分が見られ、シフト量はプラズマ中のイオン音波によるものであると考えられた。逆ストークス成分は観測されなかった。
- ③ 発生の閾値は理論的に求められる値と一致した。
- (3) 散乱光スペクトラム中に自己位相変調成分が見られ、プラズマはレーザー光の動重力による変形を受けている。
- (4) これにより 10^{12} W/cm^2 以上の強度では実効的なプラズマのスケール長は短くなり、共鳴吸収が起こりはじめ、高速イオンの生成が見られた。またこれと強い相関をもって局所磁場が存在した。

1.06 μm ガスレーザーによって行なわれた同様の実験¹⁾との結果を比較したものを表2-3に示す。ここでレーザー強度は $\phi \cdot \lambda^2$ (強度 $\times$ レーザ波長²) $\text{W} \cdot \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ で規格化している。炭酸ガスレーザーとガラスレーザーではほぼ同様な現象が同じ $\phi \lambda^2$ 値で観測されていることがわかる。これは炭酸ガスレーザーの波長が1桁長く、光の動重力と熱圧力とのつり合いが調度強度2桁～3桁ガラスレーザーより低いところで取れるからである。 10^{12} W/cm^2 以上の領域での共鳴吸収過程の「台頭」は炭酸ガスレーザー照射においての重

表2-3 炭酸ガスレーザーとガラスレーザーとで照射強度を変化させたときの観測された現象の比較。 $\phi \lambda^2$ (強度 $\times$ 波長) で規格化すると各現象はほぼ同様に観測されていることがわかる。

CO ₂ Laser		Glass Laser
Classical ($\epsilon \propto \phi^{-\frac{1}{2}}$) • Rise of reflectivity • Thermal plasma		• Rise of reflectivity
Parametric ($\epsilon = \text{const.}$) • Non-thermal ion • Theoretical threshold value • SBS	10^{13}	• $T_c \leftrightarrow T_h$ • Fast ion • Parametric resonance
Resonance ($\epsilon \propto \phi^?$) • Fast ion $\leftrightarrow$ Local B • Self phase modulation • Polarization dependence ($\epsilon, T_h, \text{ion}$) • Density ripple • Density steepening	10^{14}	• Self phase modul. • Polarization
	10^{15}	• Density steepening
	$\phi \lambda^2$ ($\text{W} \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$)	

要な事実である。実際のレーザー核融合用ターゲットを考えた場合、レーザー強度はこの強度より強くなると共鳴吸収が作用して、吸収されたエネルギーのほとんどは先づ高速電子へ流れると考えてよく、この高速電子の背後プラズマへのエネルギー輸送と内部燃料の予備加熱の問題が重要である。一方、この高速電子の発生を抑えるため古典吸収が支配的になるような強度を選んでやると吸収率は他の短波長レーザーに比べ低く、プラズマの温度は上げられないため十分なエネルギー注入ができない。従って適度な強度下での共鳴吸収を主体とした結合(エネルギー変換)が炭酸ガスレーザーとして重要である。

§ 2-3 長パルス 10.6 μm レーザーによるターゲット加速

2-3-1 ま え が き

レーザー照射を受けたターゲットは噴出イオンの反作用により加速を受ける。一般にある強度化でのエネルギー注入があったとき、そのエネルギーキャリアの群速度 V_g が小さいほど、キャリアが反作用としてターゲットに与える運動量は大きい。(この意味でレーザーの光圧力でのターゲット圧縮は極めて困難である。)そしてこのエネルギーキャリアである電子もしくはイオンの生成はレーザー光の吸収過程と深い関連をもっている。例えば集団過程(パラメトリック, 共鳴吸収)によって加熱されたプラズマ中には高エネルギー粒子が多数発生し、結果としてターゲットへ与える運動量は大きく減少してくる。従って著者は吸収機構の変化によるエネルギー輸送への寄与を調べる目的で、10.6 μm 照射フィルムターゲットの加速を調べ、簡単なモデルとの比較検討を行った。

イオン噴出の反作用によるターゲット加速を調べる場合、パルス幅が1 nsec 以上のような長パルスレーザーに対してイオンの噴出は準定常状態と考えてよく、このとき重要となる物理量はターゲットに与えられたモーメント M , アブレーション圧力 P_a , アブレーション速度 U , 質量アブレーション速度 $\dot{m}$ 等である。これらの間にはロケットモデル²⁷⁾から

$$P_a = \begin{cases} M / (S_a \tau_a) \\ M \dot{V} / S_a \\ \dot{M} U / S_a \end{cases} \quad (2-64)$$

なる関係がある。ここで S_a , τ_a はそれぞれアブレーション領域の面積およびアブレーション時間, V はターゲット速度, M はターゲット質量である。これらの物理量を実験的に求める方法として

- ① 振子を用い最大振幅から $\dot{M}$ を求める。²⁸⁾
- ② 薄膜を用い、加速相から等速度運動相までを光学シャドウやX線シャドウで観測し、ターゲット加速度を求める。²⁹⁾
- ③ コーティングターゲットを用いX線スペクトラム観測から $\dot{M}$ を求める³⁰⁾ (詳細は第4章

で述べる)。

などがある。ここでは著者が試みた新しい計測法により得た $10.6\mu\text{m}$ レーザー照射ターゲット加速の計測結果について述べる。ターゲット速度 V はパルス幅が一定な場合 (2-64) 式から明らかなようにターゲットに与えられたモーメントに比例するので、加速されたターゲットの速度計測の結果はレーザー照射強度をかえたときのエネルギー輸送に支配される。理論的考察とともに、計算機シミュレーションにより得た結果との比較検討を行う。

2-2-2 実験装置と方法

レーザーは烈光Ⅰ号システムの Amp Ⅱ に共振器を組み、ノーマルゲイン Q スイッチ発振させたレーザー光を用いた。パルス幅は 70 nsec で、たち上がりは 20 nsec であった。集光は A R コート付 Ge 球面レンズで行い、焦点距離は 150 mm 、スポット径は $400\mu\text{m}$ であった。ターゲットは、(a) $9\mu\text{m}$ 厚のアルミ膜に $12\mu\text{m}$ 厚のポリプロピレン (PP) を接着したラミネートフィルムと、(b) これにポリプロピレン側から銀 (Ag) を $3000\text{ \AA}$ 厚にコーティングしたフィルムの 2 種類使用し、それぞれ PP 側、Al 側からレーザーを 50° の入射角で照射した。ターゲットは図 2-15 に示すように 30 mm の間隔をもった 2 本の支柱で張力をもたないように注意深く支えられた。ターゲットの幅は 35 mm であった。実験条件を表 2-4 にまとめる。計測器はレーザーエネルギーモニターの他に、レーザー波形観測用にフォトンドラッグを使用した。信号はタイムマーカーとして使用された。加速されたターゲットの速度はコンタクトプローブとバイアス電源とによ

て計測した。プローブは直径 2 mm の同軸信号線の先端を 2 本の針状に改造したものである。同軸線のインピーダンスは 50Ω であった。ターゲット後面のコンタクト面 (金属導体部) からプローブ先端までの距離はレーザーのショットごとに $100\mu\text{m}$ にセットした。このときの設定精度は $10\mu\text{m}$ 以上であった。この他粒子モニターとしてチャージコレクターを使用した。

実験項目は

- (1) レーザー照射強度を変化させたときの被加速ターゲットの速度を計測する。この速度はコンタクトプローブとターゲットの初期間隔をレーザーピークからコンタクトするまでの時間で算した形で求め

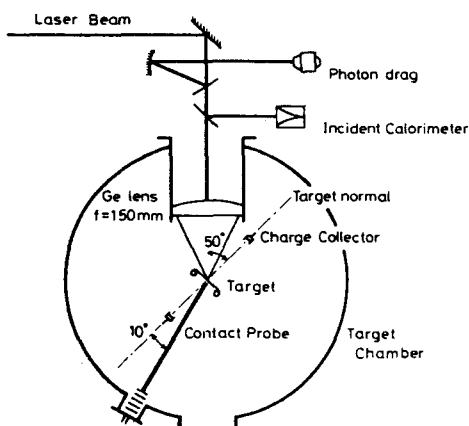


図 2-15 実験装置、ターゲットは 30 mm の間隔をもった 2 本の支柱によって固定されている。

る。この時間は計測の結果から $1\mu\text{sec}$ 前後なのでレーザーパルス幅よりも充分長く、ターゲット速度は等速運動を行っているときの値であると考えてよい。

- (2) ターゲット速度と増出イオンの特徴とを比較する。特にレーザー強度が 10^{11} W/cm^2 を起えると前節で述べたように非熱的なイオン成分が観測されることが予想され、この粒子のモーメント変換への寄与が問題となる。

表 2-4 レーザー照射条件

<レーザー>

波 長	$10.6\mu\text{m}$
パルス幅	70 ns
パルスたち上がり	20 ns
S/N	—

<集 光 系>

Ge 球面レンズ

焦点距離	$f = 150\text{ mm (F/1.5)}$
フォーカスサイズ	$400\mu\text{m}$
入 射 角	50°
レーザー強度	$10^9 \sim 2 \times 10^{12}\text{ W/cm}^2$

<ターゲット>

- (a) Al $9\mu\text{m} + (\text{C}_2\text{H}_2)_n 12\mu\text{m}^t$ (PP側照射)
 (b) Al $9\mu\text{m} + (\text{C}_2\text{H}_2)_n 12\mu\text{m}^t + \text{Ag } 3000\text{ \AA}$ (Al側照射)

2-3-3 ターゲット加速のレーザー強度依存性

図 2-16 に計測結果を示す。加速されたターゲットの速度に対する照射レーザー強度依存性で、ポリプロピレン例 (○), Al 側 (●) から照射した場合を示している。エラーバーはターゲット点の広がりを標準偏差値で示している。ポリプロピレン側から照射した場合、結果は3つの領域に分けられる。強度が 10^{10} W/cm^2 以下では速度はレーザー強度 ϕ の $\frac{1}{3}$ 乗に比例しているが、この値を境として $\phi^{2/3}$ に比例し、 $2 \times 10^{11}\text{ W/cm}^2$ 前後で速度の増加は飽和の傾向を示している。図中同時に示しているチャージコレクターからのイオン電流は 10^{10} W/cm^2 の強度を越えると次第に前節で述べたものと同様のプレピーク成分を増加させ、 $2 \times 10^{11}\text{ W/cm}^2$ を上まわった所では大きく成長し、熱的なイオン成分は減少し、エネルギーを低下させていく。アルミ側から照射した場合、ポリプロピレン側を照射した場合と同様な傾向が見られるが、 $\phi^{1/3}$ の依存性は 10^{11} W/cm^2 の強度を境として ϕ の依存性へ移っていく。イオン信号はポリプロピレンの場合と同様2成分への分離が見られた。その他付加的な実験事実として重要なことをあげると、

- ① ターゲット後面に金属フォイル部がない場合コンタクト信号は得られなかった。しかもターゲット後面にはわずかなイオン信号が得られただけであった。コンタクト信号は

50 nsec 程度の速いたち
上がりをもった方形波
で、イオン電流による
ものとは全く異っている。
従ってコンタクト信号は
ターゲット後面のプラズ
マ化によるものではない。

- ② コンタクト時間（レー
ザービークから接触まで
の時間）は照射強度を一
定に保ったときのコンタ
クトプローブからターゲ
ット後面までの初期位置
に比例した。従って、タ
ーゲットフォイルの張力
や等速運動時の質量低下は無視してよい。

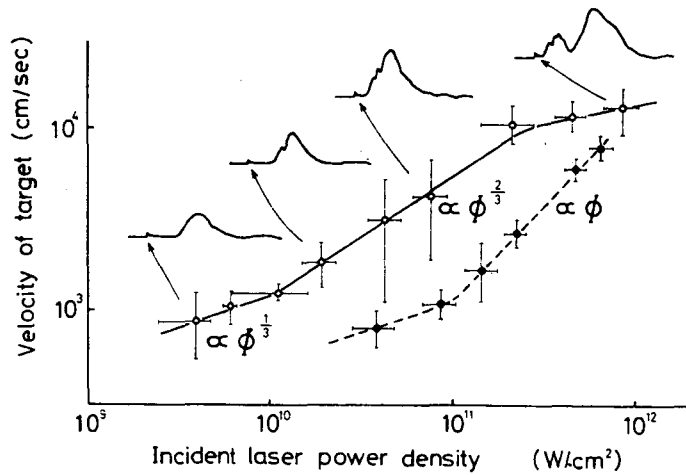


図 2-16 加速されたターゲットの速度のレーザー
強度依存性。(○) 印はポリプロピレン側
(●) 印はアルミ側からの照射に対応す
る。波形はイオン電流。

2-3-4 実験結果の検討

加速されたターゲットの速度のレーザー強度依存性は吸収機構の移行に伴う吸収率の変化と高エネルギー粒子の生成によって説明できる。今、吸収されたエネルギーが1温度電子の自由流によってアブレーション領域へ運ばれたときのアブレーション圧力を評価してみる。速度 v_i で噴出したイオンによる反作用でターゲットに与えられたモーメント束（又はアブレーション圧力）は

$$\langle M \rangle = m_i \langle v_i \rangle n_i \langle v_i \rangle \sim m_i n_i \langle v_i \rangle^2 \quad (2-65)$$

である。ここで m_i , n_i はイオンの質量及び密度である。高速のイオンへ流れたエネルギーの割合はイオン電流から $2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 以下の強度では吸収エネルギーの1%程度であると見積られたので、このイオンによるモーメント束寄与は無視してよい。 $\langle v_i \rangle$ はイオン音速で与えられ

$$\langle v_i \rangle \sim C_s = \sqrt{\frac{Z \kappa T_e}{m_i}} \propto \langle v_e \rangle \quad (2-66)$$

なる関係が成立する。ここで $\langle v_e \rangle$ は電子の熱速度であり、吸収されたレーザーエネルギーはこの速度で運ばれる。すなわち、

$$\eta_{\text{abs}} \phi = \int \frac{1}{2} m_e v_e^2 \cdot v_e f(v_e) dv_e \quad (2-67)$$

ここで ϕ は入射レーザー強度、 η_{abs} は吸収率である。また $f(v_e)$ は電子の分布関数である。

(2-66)式から(2-67)式は

$$\eta_{\text{abs}} \phi = \frac{1}{2} m_e n_e \langle v_e^3 \rangle \quad (2-68)$$

と表わせる。ここで n_e は電子密度でレーザーの臨界密度に等しい。また $\langle v_e^3 \rangle$ は分布関数全体にわたっての平均をとったものである。従って(2-65), (2-66), (2-68)式から

$$\langle M \rangle \propto (\eta_{\text{abs}} \phi)^{2/3} \quad (2-69)$$

を得る。従って加速されたターゲットの速度は振幅が小さく、張力や質量の減少が無視できる範囲でアブレーション圧力に比例するので、ターゲット速度 $\langle V \rangle$ は

$$\langle V \rangle \propto (\eta_{\text{abs}} \phi)^{2/3} \quad (2-70)$$

となる。吸収率 η_{abs} は照射レーザー強度の関数である。

本実験の場合レーザーのパルス幅は70 nsecと長いので、プラズマのスケール長 l は4 mm前後と見積れる。レーザーのフォーカスサイズが400 μm であるから球状に広がったプラズマに放射状にレーザー光が入射していることに相当する。従って入射角はほぼ垂直に近いと考えてよく、ポリプロピレンの場合前節で述べた垂直入射に対する反射率計測の結果が使用できる。便宜上、再び図2-17にこれを示す。10¹⁰ W/cm²以下では古典吸収が支配的で、吸収率はレーザー強度の増大に伴い低下する。実験結果より $\eta_{\text{abs}} \propto \phi^{-1/2}$ と近似できる。一方10¹⁰ W/cm²以上の領域では吸収率はレーザー強度に依存せず一定となってくる。従ってポリプロピレンの照射に対して

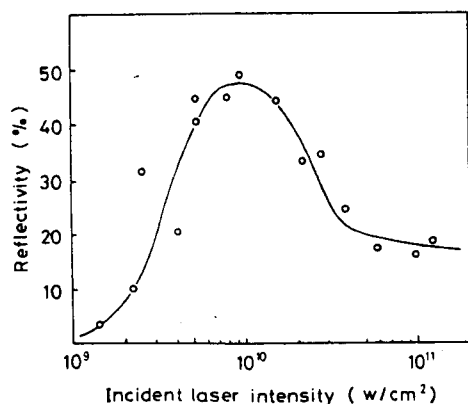


図2-17 垂直入射のときの反射率のレーザー強度依存性

$$\langle V \rangle \propto \phi^{1/3} \quad \phi \leq 10^{10} \text{ W/cm}^2$$

$$\langle V \rangle \propto \phi^{2/3} \quad 10^{10} \text{ W/cm}^2 \leq \phi \leq 2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$$

となる。ポリプロピレンとAlとで1/3乗から2/3乗もしくは1乗の依存性になる閾値が異なるのは吸収機構の閾値が異なることで説明できる。前節で述べたようにこのレーザー強度領域ではパラメトリック過程が支配的となる。(2-61)式において $T_e \sim 200 \text{ eV}$, $T_i \sim 100 \text{ eV}$, $k_{\text{max}} \lambda_D = 0.1$ とするとポリプロピレンに対して $\phi_{\text{pp}} = 1.3 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$, アルミに対して $\phi_{\text{Al}} = 1.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ を電子-イ

オン崩壊不安定性の閾値として得た。1桁の違いはイオンのZ値が $A\ell$ の場合 $Z_{pp} \sim 3.1$ であるのに対して、 $Z_{A\ell} \sim 5.7$ と大きく、これが実効的なイオン波に対するダンピングを増大させたためである。理論的に得た閾値は実験値とよく一致している。アルミ側を照射したときの ϕ の1乗の依存性は古典吸収とパラメトリック過程がそれぞれ同時に作用していることに原因していると思われ、これは吸収率が古典吸収からはずれはじめ、低下し、一定になるまでの領域が広いことに相当する。アルミ照射に対する吸収計測がさらに必要である。

ポリプロピレン照射の場合見られるターゲット速度の飽和は高エネルギーイオンの増大によって説明できる。すなわちある一定のエネルギー E を大量の低エネルギーイオンか、もしくは少量の高エネルギーイオンが運ぶと考えると総合的なモーメントは前者の場合の方が大きい。

$$E \sim n_1 m_i v_1^2 = n_2 m_i v_2^2$$

$$\frac{\langle M_1 \rangle}{\langle M_2 \rangle} = \frac{n_1 m_i v_1}{n_2 m_i v_2} \propto \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{1/2} \gg 1$$

for $v_1 \ll v_2$ (2-71)

この様子を計算機シミュレーションから得た結果でみる事ができる。使用したコードは西原³¹⁾

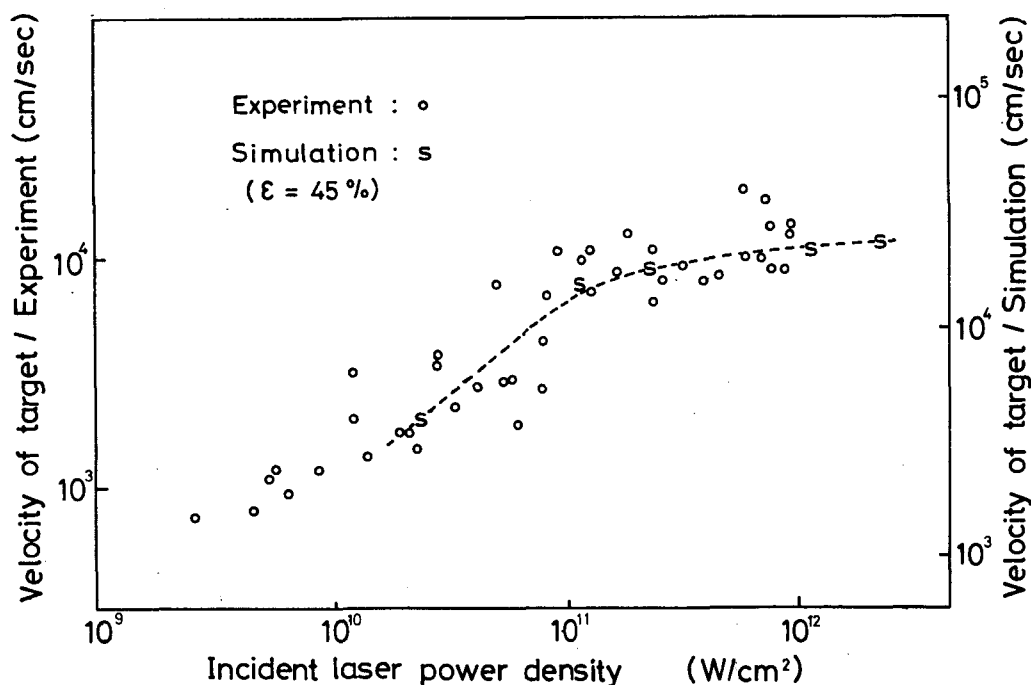


図2-18 ポリプロピレンに対するターゲット速度の測定点(o)とシミュレーション結果(s)。 10^{11} W/cm^2 以上の領域での飽和傾向が明らかである。

らによって開発された2温度、1次元流体コード(MEDMIN)を使用した。高速電子、幅射によるエネルギー輸送は考慮していない。レーザー光の波形は台形とし、実験条件と合わせた。吸収率は45%と一定にした。ターゲット速度Vはアブレーション領域の圧力バランスから

$$mV \sim \int_0^{\tau} P_a dt \quad (2-72)$$

として求めた。ここでmはターゲットの単位面積あたりの質量、 τ は衝撃波が到達してからアブレーション波が到達するまでの時間で、実効的にモーメントをターゲットに与える時間に相当する。シミュレーション結果を図2-18に示す。絶対値は異なるが、 10^{11} W/cm^2 以上でのターゲット速度の飽和が見られる。Forslundらが与えた高速電子の $I\lambda^2$ スケーリング³²⁾では $10.6 \mu\text{m}$ レーザーに対してレーザー強度 ϕ が $10^9 \sim 10^{11} \text{ W/cm}^2$ では古典吸収が支配的で高速電子の生成はないが、この領域を超えると高速電子の温度上昇とともにその生成も顕著となってくることを指摘している。この結果は著者の観測結果とよく一致しており、 $2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ を超えた領域では高速電子による輸送が支配的となることが予想される。従って観測された速度の飽和は新たなアブレーション機構の過渡領域と考えられる。高速電子によるアブレーションに関しては第4章で再び詳細に述べる。

2-3-5 ま と め

$10.6 \mu\text{m}$ レーザー照射ラミネートフィルムターゲットの加速を調べた。計測には著者らが初めて試みたコンタクトブローグによる方法を用いた。ターゲット速度はレーザー強度に従って3つの領域に分けられ、古典吸収からパラメトリック過程、高速粒子の生成に代表される共鳴吸収領域への移行が確かめられた。 $2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 以上の領域に対しては高速電子によるアブレーション機構が次第に支配的になってくることが予想される。

§ 2-4 $10.6 \mu\text{m}$ レーザー照射プラズマからの散乱光角度分布

2-4-1 ま え が き

$10.6 \mu\text{m}$ レーザーの場合レーザー強度が 10^{12} W/cm^2 前後になると電子の熱圧力に対してレーザー光の動重力が無視できなくなってくる。その結果、亜音速でアブレーション領域から低密度側へ流れ出すプラズマはレーザー光の動重力でせき止められるため加速を受けて音速を起える。下流側でこの超音速流は亜音速流に比べへ加速、減速相が反転しさらに加速されるので臨界密度 n_c の高密度、低密度側にそれぞれ棚状のプラズマプロファイルが形成され³³⁾、いわゆる密度勾配の急峻化が起こる。数多く報告されている共鳴吸収に関する実験の報告³⁴⁾はこの密度の急峻化を実証している。また光学シャドウ法による観測結果^{35, 36)}も明瞭な密度の急峻化を示している。一方この急峻化した臨界密度面には表面波が形成され、表面のリップリングが光学シャドウ法でも観測されている³⁶⁾。しかし一般

に波長オーダーの小さなスケールでの不安定性や高周波振動に対しての計測は観測上の時間的、空間的制限から困難である。もう一つの方法は散乱光から臨界密度面の状態を予測することが考えられる。この節では著者が行った臨界密度面に形成された表面波と散乱光の空間分布に関する実験結果について述べる。P 偏光照射の場合、鏡面反射成分中に共鳴吸収の最適角に対応すると考えられる光線成分の吸収がみられた。一方S 偏光照射の場合臨界密度面に1次元のグレーティングが形成されたのに相当するサイドピーク成分が見られ、このグレーティングのピッチはレーザー波長の3倍程度であることがわかった。これらの結果は理論的解析と比較検討された。その結果、表面波はP 偏光に対して安定、S 偏光に対して不安定な成長を示すことが説明でき、しかも表面波の最大成長速度を与える表面波の波長はやはりレーザー波長の3倍程度になることが判明した。

2-4-2 実験装置と方法

レーザーは烈光1号システムを用いた。パルス幅は3nsecでダブルポッケルセルによる切り出しによりたち上がり0.8nsec、 $S/N=10^5$ のレーザーパルスを得た。集光は焦点距離4mの球面鏡で集束ビームをつくり、最終的に焦点距離150mmのGe製球面レンズで集光した。スポット径は同一の集光光学系と遠赤外ビジコンカメラにより求められ、エネルギー半値幅で200 μ mであった。ターゲットはCD₂フォイルを使用し、入射角はターゲット垂直に対し35°であった。レーザー照射条件を表-5に示す。計測器はレーザーエネルギー、波形モニターの他に小型高感度カロリメーターを図2-20に示すように多数配置し散乱光の角度分布を計測した。このカロリメーターは口径5mmの金ブラックを吸収体とし、熱電対を放射状に配置したもので、代表的な感度は3 μ J/ μ Vであった。このカロリメーターには2mm厚のARコート付Ge板を吸収体前面におき、レーザー光以外のX線や粒子、可視光成分のシャットを行った。これらのカロリメーターは入射面内に配置されている。この他チャージコレクターにより生成イオンのモニターを行った。またX線PINダイオードとBe薄膜フィルタによる電子温度計測を行った。

実験項目は

- (1) 散乱光の角度分布を

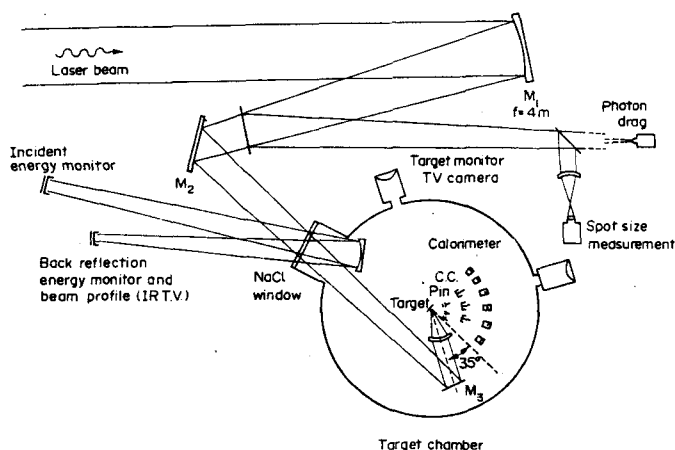


図2-19 実験装置

計測することにより、臨界密度面の構造を求め、入射レーザー光の照射強度、偏光依存性を調べる。散乱光の分布を計測することは臨界密度付近のリップリングの成長をレーザーのパルス幅で時間積分計測したことに相当する。

- (2) 広角照射光学系の使用により、吸収の最適入射角を鏡面反射成分中の反射光から求める。広角照射光学系の場合、完全なS偏光、P偏光を得ることは難しいがプラズマが平面に近い場合、鏡面反射成分中にそれぞれ対応する入射光成分を見いだすことは可能である。従って小型カロリメーターを入射面内に配置すれば入射の偏光はほぼ規定できる。

2-4-3 実験結果

散乱光の角度分布は入射レーザー光の偏光により大きな異なりを示した。図2-21に示すのは(a)S偏光、(b)P偏光照射の

場合の散乱光角度分布の測定結果である。それぞれのデータ点は4～5ショットの平均値である。データの標準偏差値と検出器の配置の誤差をそれぞれ縦、横のエラーバーで示す。横軸の角度はターゲット垂直からの角度、縦軸は単位立体角中の散乱光エネルギーである。鏡面反射成分は17°から35°に広がっている。S偏光照射の場合、ターゲット垂直から70°の点にサイドピークが観測された。レーザー強度が $3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ では見られないが、強度の増大に伴い顕著とな

表2-5 レーザー照射条件

<レーザー>

波 長	10.6 μm
パルス幅	3.0 ns
パルスたち上がり	0.8 ns
S/N (エネルギー)	10^5

<集光系>

Auコート球面ミラー+Ge球面レンズ	
焦点距離	$f = 150 \text{ mm}$ (F/1.5)
フォーカスサイズ	200 μm
入 射 角	35°
レーザー強度	$2 \times 10^{11} \sim 3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$

<ターゲット>

500 μm 厚 CD_2 フォイル

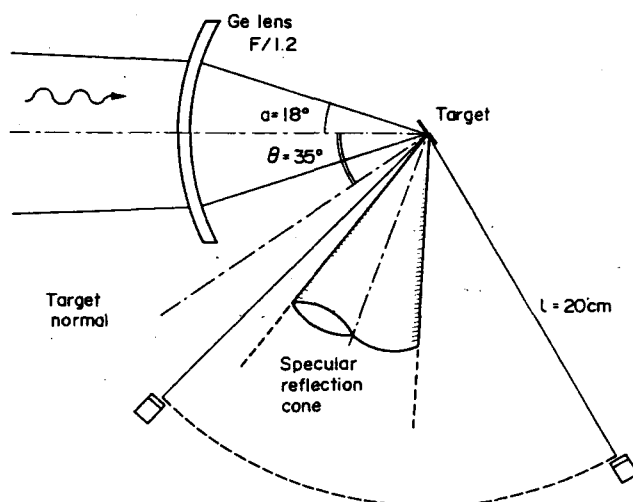


図2-20 散乱光角度分布計測用小型カロリメーターの配置

ってきた。このサイドピークを説明する1つの可能性として臨界密度面に形成された1次元グレーティング状の表面リップルが考えられる。今このグレーティングのピッチを d とすると、入射角 θ_0 で入射した波長 λ の平行光は回折角 θ の方向に散乱される。すなわち

$$\sin \theta - \sin \theta_0 = \frac{m}{d} \lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2-73)$$

測定値 $\theta_0 = 35^\circ$, $\theta = 70^\circ$, $m = 1$, $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ に対して d は $29 \mu\text{m}$ となる。もう1つの可能性として反射面の歪が考えられる。しかし、鏡面反射成分以外に強いサイドピークが見られ、

しかも偏光依存性があることは説明できない。従ってS偏光照射の場合見られるこのサイドピークは臨界密度面(散乱面)に形成された表面波による散乱過程であると思われる。

P偏光の場合、 70° 方向に見られたサイドピーク成分はS偏光の場合明瞭に観測できたレーザー強度下ですら観測されなかった。さらに鏡面反射成分中 30° の角度に大きな吸収のくぼみが観測さ

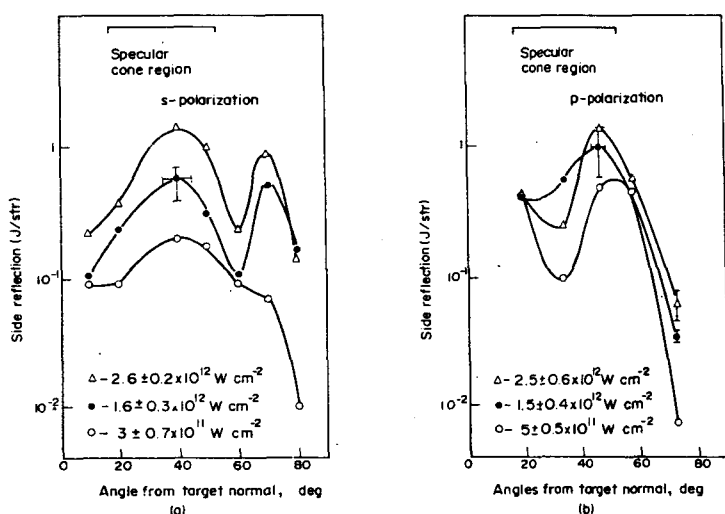


図2-21 (a)S偏光, (b)P偏光照射での散乱光の角度分布。

鏡面反射成分に相当する部分を上方「」で示す。

れた。もしこのくぼみが共鳴吸収の最適角に相当するレーザー光成分であるとしたらこの現象が説明できる。共鳴吸収の最適角 θ を与える式(2-45)を変形するとプラズマのスケール長 L は

$$L = \left(\frac{0.77}{\sin \theta} \right)^3 \frac{\lambda_0}{2\pi} \quad (2-74)$$

で与えられる。実験条件, 結果より $\theta = 30^\circ$, $\lambda_0 = 10.6 \mu\text{m}$ とすると $L = 8 \mu\text{m}$ を得, この値は自由流でのプラズマスケール長($\sim 100 \mu\text{m}$)よりはるかに短いことがわかる。光学干渉計測法により求められた $10.6 \mu\text{m}$ レーザー³⁷⁾や $10.6 \mu\text{m}$ レーザー³⁸⁾照射プラズマでの動重力による臨界密度面の急峻化をもったプラズマのスケール長は, やはり光の波長程度であることが報告されている。

以上得られた実験結果をまとめると,

- (1) S 偏光入射の場合，臨界密度面上に形成された表面波によると考えられるサイドピークが散乱光の角度分布に見られた。この表面波の波長は $29\mu\text{m}$ であると推定された。
- (2) P 偏光の場合，上記のサイドピークは消え，代りに鏡面反射成分中に共鳴吸収によると考えられる吸収が観測された。このくぼみの角度値より，臨界密度近傍のプラズマスケール長は $8\mu\text{m}$ と推定された。この値は他の観測結果と矛盾しないものである。
- (3) 吸収膜法により得られた電子温度は 200eV であった。従って $3 \times 10^{12}\text{W}/\text{cm}^2$ の強度下で $(v_0/v_e)^2 \sim 0.9$ となり，密度の急峻化は充分考えられる。

2-4-4 臨界密度面上での表面波の形成

実験結果から図 2-22(b) に示すような密度勾配が 0 になるような極限のプラズマプロファイルを想定し，この面での表面波と入射電磁波の結合過程を考える。三間³⁹⁾の解析によれば表面波の成長は S 偏光波に対し不安定，P 偏光波に対し安定となることが示されている。また，このような表面波の形成に関して S 偏光の場合の理論的考察とシミュレーション結果が報告されている。ここでは，表面波の成長の偏光方向依存性を理論的に求め成長が不安定な場合の最大成長速度を与える波数の評価を行う。モデルとしては，

- ① 臨界密度を中央に含んだステップ状の密度プロファイルになっているとする。

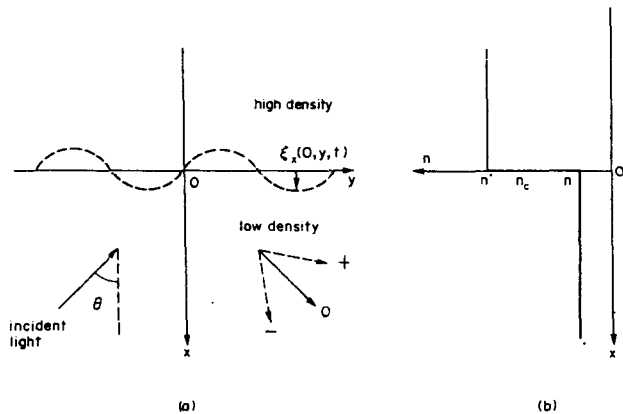


図 2-22 プラズマプロファイルと表面波のモデル

- ② 密度勾配方向に x 軸，そ

れと直交し臨界密度面を含む方向に y 軸をとり，表面波の振幅を $\xi(0, y, t)$ とし，表面波と結合した入射波，散乱波による動重力を考えて表面波の安定性を評価する。電子温度は等温とする。入射波は平面波とする。

イオンの運動に対する基礎式として

$$m_i n_i \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i \right\} = e Z n_i \mathbf{E} - \nabla P \quad (2-75)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \mathbf{v}_i) = 0 \quad (2-76)$$

また電子に対するボルツマンの関係式から

$$n_e = n_e^0 \exp (e \phi / \kappa T_e) \quad (2-77)$$

線形近似を行うとよく知られたイオン音波に対する波導方程式を得る。すなわち

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = C_s^2 \nabla \cdot \nabla \xi \quad (2-78)$$

ただし,

$$\nabla \cdot \xi = -\delta m_i / n_i = -\delta n_e / n_e \quad (2-79)$$

$$C_s = \{ (Z \kappa T_e + r \kappa T_i) / m_i \}^{1/2} \quad (2-80)$$

今, 臨界密度よりも低密度側, 高密度側でのそれぞれの密度ゆらぎ ξ , ξ' は y 方向に伝搬する縦波となり,

$$\xi = a \exp (-\kappa_s x + i K y - i \Omega t) \quad (2-81)$$

$$\xi' = a \exp (\kappa_s x + i K y - i \Omega t) \quad (2-82)$$

と表わされる。これを(2-78)式に代入すると分散関係は

$$\kappa_s^2 = K^2 - \Omega^2 / C_s^2 \quad (2-83)$$

となる。一方縦波であることの要求から $\nabla \times \xi = 0$, $\nabla \times \xi' = 0$ ゆえ

$$a_y = i K a_x / \kappa_s, \quad a'_y = -i K a'_x / \kappa_s \quad (2-84)$$

ここで2つの波の間の境界条件から

$$(\text{連 続}) \quad \xi_x = \xi'_x \quad \text{ie} \quad a_x = a'_x \quad (2-85)$$

$$(\text{圧力バランス}) \quad \delta P_T + \delta P_R = \delta P_T$$

$$\text{ただし} \quad \delta P_T = T_e \delta n$$

$$\delta P'_T = T_e \delta n' \quad (2-87)$$

$$\delta P_R : \text{ボンディアモーティブ力}$$

を得る。(2-79), (2-83), (2-84), (2-85), (2-86), (2-87)式を整理して

$$\frac{\Omega^2 a_x}{\kappa_s C_s^2} = \frac{[\delta P_R] K \cdot \Omega}{(n + n') T_e} \quad (2-88)$$

を得る。ただし,

$$[\delta P_R] K \cdot \Omega = \delta P_R / \exp [i K y - i \Omega t] \quad (2-89)$$

である。(2-88)式からわかるように表面波の成長は

$$\frac{[\delta P_r] K \cdot \Omega}{a_x} < 0 \quad \text{の場合} \quad \text{不安定} \quad (2-90)$$

$$\frac{[\delta P_r] K \cdot \Omega}{a_x} > 0 \quad \text{の場合} \quad \text{安定} \quad (2-91)$$

となる。

ここで入射したレーザー光の散乱を考える。図2-21に示すように散乱光は3つの成分に別れる。これをそれぞれ0（鏡面反射成分に相当），+，-で示す。鏡面反射成分に対して電磁波モードの波は

低密度側で

$$\mathbf{E}_0^m = \frac{i\omega}{c} A_0(x) \exp[ik_y y - i\omega t] + c.c. \quad (2-92)$$

高密度側で

$$\mathbf{E}_0^{m'} = \frac{i\omega}{c} A'_0(x) \exp[\kappa x + ik_y y - i\omega t] + c.c. \quad (2-93)$$

ただし κ は減衰定数

静電波モードの波は

$$\mathbf{E}_0^e = 0 \quad (2-94)$$

と表わせる。一方表面波と結合した散乱光に対しては同様に

低密度側で

$$\mathbf{E}_{\pm}^m = \frac{i\omega}{c} \sum_{\pm} \mathbf{A}_{\pm} \exp[ik_{\pm x} x + ik_{\pm y} y - i\omega t] + c.c. \quad (2-95)$$

高密度側で

$$\mathbf{E}_{\pm}^{m'} = \frac{i\omega}{c} \sum_{\pm} \mathbf{A}'_{\pm} \exp[\kappa_{\pm} x + ik_{\pm y} y - i\omega t] + c.c. \quad (2-96)$$

静電波モードの波は

$$\mathbf{E}_{\pm}^e = -\nabla \sum_{\pm} \phi_{\pm} \quad (2-97)$$

と表わせる。ここで

$$\kappa = \left[-\frac{\omega^2 \epsilon'}{c^2} + k_y^2 \right]^{1/2} \quad (2-98)$$

$$\kappa_{\pm} = \left[-\frac{\omega^2 \varepsilon'}{c^2} + k_{\pm y}^2 \right]^{1/2} \quad (2-99)$$

$$k_{\pm x} = \left[\frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2} - k_{\pm y}^2 \right]^{1/2} \quad (2-100)$$

$$k_{\pm y} = k_y \pm K \quad (2-101)$$

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \varepsilon' = 1 - \frac{\omega_p'^2}{\omega^2} < 0 \quad (2-102)$$

$\varepsilon, \varepsilon'$ は低密度, 高密度側での誘電率である。ここで入射電磁波が S 偏光, P 偏光の場合を考え, 境界条件からそれぞれの場合の散乱光を求める。

S 偏光の場合

偏光方向は図 2-21 でいうと z 軸方向であるので臨界密度面での境界条件は

$$E_z = E_z' \quad (2-103)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} \Big|_{x=\xi x} = \frac{\partial E_z'}{\partial x} \Big|_{x=\xi x} \quad (2-104)$$

である。従って (2-92) ~ (2-97) 式から

鏡面反射光に対して

$$A_0(x) = A_0 \hat{z} \sin(k_x x + \delta) \quad (2-105)$$

$$A_0'(x) = A_0 \hat{z} \sin \delta \exp(\kappa x) \quad (2-106)$$

を得る。ただし $\hat{z}$ は z 方向の単位ベクトル δ は反射による位相のずれで, $\tan \delta = k_x / \kappa$ である。また静電波は存在しない ($\phi_0 = 0$)。また結合散乱波に対して

$$A_+ = \frac{\omega^2}{c^2} a_x \hat{z} \frac{A_0 (\varepsilon - \varepsilon')}{i k_{\pm x} - \kappa_{\pm}} \sin \delta \quad (2-107)$$

$$A_- = \frac{\omega^2}{c^2} a_x^* \hat{z} \frac{A_0 (\varepsilon - \varepsilon')}{i k_{\pm x} - \kappa_{\pm}} \sin \delta \quad (2-108)$$

$$\phi_{\pm} = 0 \quad (2-109)$$

を得る。ただし a_x^* は a_x の複素共役を示す。

P 偏光の場合

電界方向は x, y 成分を有し, プラズマ中に静電波をひきおこす。境界条件は

$$\begin{cases} E_y = E_y' \\ \varepsilon E_x = \varepsilon' E_x \\ \mathbf{B} = \mathbf{B}' \end{cases} \quad (2-110)$$

である。S 偏光の場合と同様にして
鏡面反射光に対し

$$\mathbf{A}_0 = A_0 y \sin(k_x x + \delta_{\pm}) + \frac{ik_y}{k_x} A_0 \hat{x} \cos(k_x x + \delta_{\pm}) \quad (2-111)$$

$$\mathbf{A}'_0 = A_0 y \sin \delta_{\pm} - \frac{ik_y}{k_x} A_0 \hat{x} \sin \delta_{\pm} \quad (2-112)$$

$$\tan \delta_{\pm} = -\kappa \varepsilon / k_x \varepsilon', \quad \phi_0 = 0 \quad (2-113)$$

結合散乱光に対して

$$A_{\pm x} = -\frac{k_{\pm y}}{k_x} A_{\pm y} \quad (2-114)$$

$$A_{+y} = \frac{k_{+x}}{k_x} a_x \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon'}\right) \frac{\varepsilon \kappa \kappa_{+} + \varepsilon' k_y k_{+y}}{\varepsilon' k_{+x} + i \varepsilon \kappa_{+}} \quad (2-115)$$

$$A_{-y} = \frac{k_{-x}}{k_x} a_x^* \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon'}\right) \frac{\varepsilon \kappa \kappa_{-} + \varepsilon' k_y k_{-y}}{\varepsilon' k_{-x} + i \varepsilon \kappa_{-}} \quad (2-116)$$

$$\phi_{+} = \frac{\sqrt{3} v_e}{c} \frac{\varepsilon - \varepsilon'}{i \varepsilon^{3/2} + |\varepsilon'|^{3/2}} K a_x A_0 \sin \delta \quad (2-117)$$

$$\phi_{-} = \frac{\sqrt{3} v_e}{c} \frac{\varepsilon - \varepsilon'}{i \varepsilon^{3/2} + |\varepsilon'|^{3/2}} K a_x^* A_0 \sin \delta \quad (2-118)$$

を得る。ここで鏡面反射成分，結合散乱成分からポンティアモーティブ圧力を求める。

$$\begin{aligned} [\delta P] K \cdot \Omega &= \frac{n e^2}{m_e c^2} |A_0(x) + A_{+}(x, y) + A_{-}(x, y)|^2 \\ &\simeq \frac{n e^2}{m_e c^2} \left[\left(A_{+} + a_x \frac{\partial A_0}{\partial x} \Big|_{x=0} \right) A_0^*(0) \right. \\ &\quad \left. + \left(A_{-}^* + a_x \frac{\partial A_0^*}{\partial x} \Big|_{x=0} \right) A_0^*(0) \right] \end{aligned} \quad (2-119)$$

ここで $|A_{+}|^2$ ， $|A_{-}|^2$ の項は 2 次の微量として無視した。従って

S 偏光の場合

○ $|k_{+y}| < k$ であれば

$$\frac{[\delta P_r] K \cdot \Omega}{n T_e} = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon - \varepsilon'} \frac{k_x^2}{\kappa} \left[\frac{K^2}{\kappa^2} - i \frac{2 k_y \kappa K}{k_x k^2} \right] \left| \frac{v_0}{v_e} \right|^2 a_x \quad (2-120)$$

○ $|k_{+y}| > k$ であれば

$$\frac{[\delta P_r] K \cdot \Omega}{n T_e} = -\frac{k_x^2}{\varepsilon k^2} \kappa \left[2 \left(\frac{k^2}{k_{+y}^2} - 1 \right) + \frac{k^2}{k_{+y}^2} \left(\frac{K^2}{\kappa^2} - \frac{|k_{+x}|}{K} \right) - \frac{i k_{-x}}{2 \kappa} \right] \left| \frac{v_0}{v_e} \right| a_x \quad (2-121)$$

となる。ここで v_0 は電子の電磁波による振動速度、 k は入射電磁波の波数である。しかし $(|k_y| > k)$ の場合は表面波と結合した形、すなわち $k_y + K = k$ を満足しえないから波として伝搬しない。同様に

P 偏光の場合

$$\frac{[\delta P_R] K \cdot \Omega}{n T_e} = \frac{-2 \kappa}{k_0^2 (\epsilon - \epsilon')} \left[K^2 + i \frac{k_y K}{k_x \kappa} (3 k_y^2 - k_x^2) \right] \times \left| \frac{v_0}{v_e} \right|^2 a_x \quad (2-122)$$

を得る。静電波は $n > n_c$ に対し強いランダウ減衰を受けるので除外した。

以上求めた (2-120), (2-122) 式においてレーザー光が垂直に近い入射をした場合 $k_y \sim 0$ であるから $[\delta P_R] K \cdot \Omega / a_x$ の正負の判定から S 偏光の場合表面波の成長は不安定となり時間とともに成長するが、P 偏光の場合安定化され、時間とともに減衰していく。また特殊な場合として $k_x = \pm \sqrt{3} k_y$ すなわち入射角が 30° 近傍である場合、P 偏光で安定となる解を得る。一般的には S, P 両偏光に対して $[\delta P_R] K \cdot \Omega / a_x$ は複素数となるので表面波は不安定となるが、安定、不安定の判断を成長項と減衰項との比較で行なうと、S 偏光に対して不安定、P 偏光に対して安定となる。(2-120) 式の複

素項を無視し、(2-88)式に代入することにより成長速度 r ($\Omega = r_0 + i r$) を表面波の波数 K の関数をして得る。これを図 2-23 に示す。ここで領域 I は波数が $K < k - k_y$ [$= k(1 - \sin \theta_0)$] の場合、領域 II は $k(1 - \sin \theta_0) < K < k(1 + \sin \theta_0)$ の場合に相当する。 θ_0 は入射角である。しかし上で述べたように領域 II では入射波の波数 k が散乱波の波数 $k_y + K$ を下まわってしまうので、伝搬しえない。従って最大の成長速度は

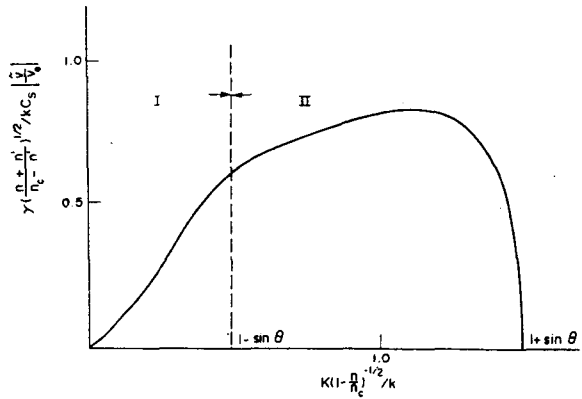


図 2-23 表面波の成長速度 r の波数 K 依存性

$$K_{\max} = (1 - \sin \theta_0) k (1 - n/n_c)^{1/2} \quad (2-123)$$

で与えられる。

2-4-5 検 討

以上の理論的解析から明らかなように、急峻化した臨界密度面の表面波は S 偏光入射に対して不安定、P 偏光入射に対して安定であることがわかった。定性的には表面波の伝搬方向が y 方向

のみに限られるため、この表面波と有機的な結合をするP偏光の場合、散乱波が相互に干渉し、表面波の成長をさまたげるように働くのに対し、S偏光の場合、電界方向が表面波の進行方向と直交し定常的な動重力が作用し続けるからであると解釈できる。最大成長速度を与える表面波の波長は(2-123)式において $\phi_{in} = 3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$, $T_e = 200 \text{ eV}$, $n_c = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ とすると $2\pi/K_{max} \sim \lambda_0 / (1 - \sin \theta_0) \simeq 25 \pm 7 \mu\text{m}$ となる。ただし入射角 θ_0 は広角入射であることを考慮して $\theta_0 = 35^\circ \pm 9^\circ$ とした。ここで 9° の広がり角はエネルギー半値幅を与えるコーン角の半角に相当する。一つの偏光を規定したとき、他の偏光成分が混ざる割合は $(\sin 9^\circ / \sin 35^\circ)^2 \sim 0.07$ 程度であるので上で述べた解析解を実験にあてはめることに無理はない。

以上の考察から明らかなように、S偏光照射の場合見られた散乱光中のサイドピーク成分は臨界密度面に形成された表面波と入射波の結合によるものであることがわかる。また最大成長速度を与える表面波の波長は表面波が1次元のグレーティング状になっているとしたときその波長と一致している。一方P偏光の場合このサイドピークが消失することも理論と実験結果は一致している。

2-4-6 ま と め

$10.6 \mu\text{m}$ レーザー光の平面ターゲットに対する散乱光の空間分布を計測した。レーザー強度 10^{12} W/cm^2 以上においてS偏光入射の場合臨界密度面に表面波が成長し、その波長が観測結果、理論的解析ともにレーザー波長の3倍程度になることを明らかにした。またP偏光入射の場合表面波の成長は押えられることに関しても観測結果と理論との一致をみた。さらに鏡面反射成分中に共鳴吸収によると考えられる吸収成分が見られ、プラズマ密度スケールがレーザー波長にほぼ等しいことを示した。この値は光学干渉法により求められた値と一致している。

§ 2-5 $10.6 \mu\text{m}$ レーザー生成プラズマ中のエネルギー輸送

2-5-1 ま え が き

$10.6 \mu\text{m}$ レーザー照射では、レーザー強度が 10^{12} W/cm^2 を越えると共鳴吸収が支配的になることを§ 2-2～§ 2-4で述べてきた。この場合、共鳴電場により直接エネルギーを得たプラズマは高速電子となってターゲット内外へ吸収されたエネルギーを運ぶ。噴出したプラズマの低密度側へ加速された高速電子はその運動エネルギーが圧倒的に大きいため高密度プラズマにエネルギーを与えるのは衝突過程を経ず、自己の形成したポテンシャル場でイオンを加速しこれにエネルギーを与える。これは高速イオンの形で観測される。一方、ポテンシャル場に反射され、高密度側へ向った高速電子は自己のポテンシャルに捕束されながら背後のプラズマにエネルギーを与え加熱する。しかしながらマクスウリアンな分布をしているときの高エネルギー側のスノに相

当する電子はこのポテンシャルを振り切る形でさらに奥のターゲットを予備加熱する。このように $10.6\text{ }\mu\text{m}$ 生成プラズマ中での高速電子のエネルギー輸送における役割は幅広い。

この研究課題としては

- (a) 高速電子によるエネルギー輸送を介してターゲット加熱を積極的に利用する際、高速電子によるエネルギー輸送機構を解明し、そのエネルギーバランス、効率を評価することが大切である。
- (b) 一般に炭酸ガスレーザー光の臨界密度は低く、これが原因して吸収領域からアブレーション領域までの実効距離は他レーザーに比較して大きい。これが局所磁場の存在と相まって高速電子の広がりを促す。従ってこのことがベレット照射を行うときの加熱、圧縮の均一性の向上に寄与しうる。この場合、高速電子による横方向熱伝導を実験的に確かめることが重要である。
- (c) 高速電子が存在する場合、常にターゲットの予備加熱が問題となる。一般に高Z値物質や真空層、低密度層（プラスチックフォームや低密度 Al フォーム）を設けることが提案されているが、またこれらを応用したターゲットでのエネルギー輸送の研究は充分になされていない。従ってターゲット内部、もしくは後面の予備加熱を調べるのが大切な課題である。

などが考えられる。

本節では主に次の2つの研究成果について述べる。

(1) 低Z値ターゲット内のエネルギー輸送

低Z値物質として代表的なプラスチックフィルム（フォルムバー、ポリプロピレン、マイラー等）を直接、またはコーティング材として用いたターゲットとし、これに $10.6\text{ }\mu\text{m}$ レーザー光を照射し、粒子計測、X線分光計測から高速電子生成が支配的なレーザー強度下でのエネルギー輸送を調べた。 $3 \times 10^{14}\text{ W/cm}^2$ の照射強度下で高速電子温度 T_h は $12\sim 15\text{ keV}$ となり、完全なイクスプロシブモードとなる最大のターゲット厚、完全なアブレーションモードとなる最小のターゲット厚が実験結果から得られた。実験と同様な入力パラメーターを使用し、一次元流体コードによるシミュレーションを行い、高速電子による輸送とアブレーションの様子を比較検討する。

(2) ターゲット後面の加熱過程

ターゲットとして Al フォイルを使用し、(1)と同様な照射条件下でターゲット後面温度の時間、空間分解計測を行った。 $10.6\text{ }\mu\text{m}$ レーザーの場合、ターゲット前面の高温、高密度プラズマからの輻射による加熱の寄与は無視でき、自己のポテンシャルに捕束された高速電子による加熱であることが軟X線計測と1次元流体コードによるシミュレーションで確かめられた。このときターゲット後面はレーザーのフォーカスサイズの約1桁大きな領域が加熱されていることが実験的に解明され、吸収領域からアブレーション領域への高速電子による輸送の際、途中のプラズマとの衝突過程により散乱を受けることが1つのモデルとして説明さ

れる。

2-5-2 低Z値ターゲット内のエネルギー輸送

1. 実験装置と方法

レーザーは烈光Ⅱ号システムを用いた。これは最終ブースターアンプが双頭型になっており最高1 ns, 150 J / beamの出力が得られる2ビーム炭酸ガスレーザーシステムである。詳細は他の文献に述べられている。⁴¹⁾ 本実験の場合この1ビームを使用した。強制モードロック発振を行い、各増幅器間に寄生発振防止用の可飽和吸収セルを設けていることにより、パルス幅1.2 nsec, たち上がり500 psecのレーザーを得ている。集光は焦点距離30 cmの軸はずし放物面鏡を用いて行なった。フォーカススポット径はNaCl球面レンズと遠赤外ビジコンカメラにより測定され、直径100 μm 中にレーザーエネルギーの50%が集光されていることを確認した。ターゲットは図2-25に示すような3種類を使用した。タイプ1は粒子計測、透過光計測に使用し、タイプ2, 3はX線スペクトラム計測に使用した。入射角はターゲット垂直に対し27°であった。レーザー照射条件は表2-6に示す。計測器はレーザーエネルギー、波形モニターの他に、粒子計測用として図2-24に示すようなターゲット前面（レーザー照射側）、後面に全く同様なチャージコレクターを配置し高速イオン、熱イオンを観測した。また後面の高速イオン種、エネルギーをトムソンパラボライオンアナライザー⁴²⁾でモニターした。光学計測として§2-4で使ったのと全く同様の小型カロリメータをやはりターゲット前後面に配置し、レーザー照射中のアブレーションによる10.6

μm 光の透過を観測した。

短波長の光（0.53 μm 光

など）では同様の試み⁴³⁾

がなされておりターゲット

の剥離時間（burn

through time）を推定

した実験例があるが10.6

μm レーザー光では臨界

密度が固体密度の3倍近

く低いため、正確な剥離

時間は出ないが、プラズ

マの膨張に対する目安を

得ることができる。

X線スペクトラム計測は

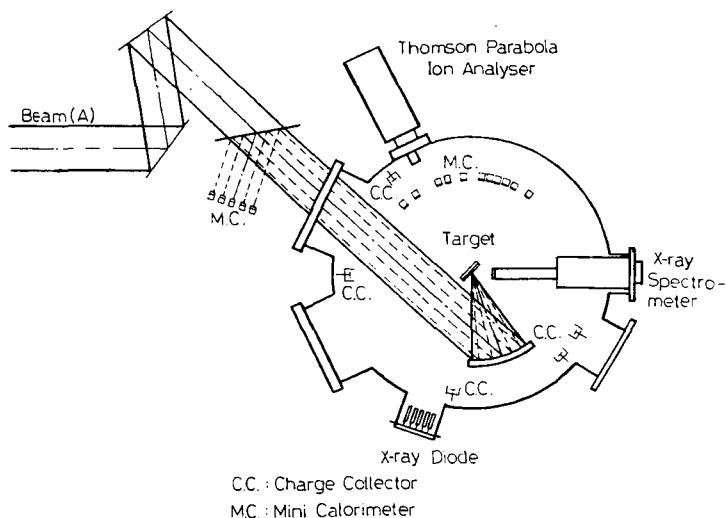


図2-24 実験装置

TlAP 結晶を使用したX線分光器を用いて行った。観測できるエネルギー範囲は1～3 keVで、フィルムはコダック社のNo-Screen フィルムを使用した。X線スペクトラム計測では6.5 μ m 厚のアルミフォイルの上にポリエチレンをコーティングしたもの、およびフォルムバーとこのアルミフォイルとの間に100～500 μ m の真空層をもったターゲット (Vacuum Isolated Target) の2種を使用した。

実験項目は

(1) 単膜ターゲットの膜厚をかえ、ターゲット前後面のイオン電流を比較することによりレーザー照射による時間積分されたエネルギーの輸送を調べる。熱イオン成分に対しては高速電子による加熱、熱波による加熱、ロケット効果による加速等の分離、同定は困難であるが、高速イオンに関してはターゲットがイオン貫通に対して充分厚いので、後面に観測される高速イオンはターゲット後面へ透過してきた高速電子の情報を与える。

(2) 低Z値物質をコートした

表2-6 レーザー照射条件

<レーザー>

波 長	10.6 μ m
パルス幅	1.2 ns
パルスたち上がり	0.5 ns
S/N	10 ⁵ 以上

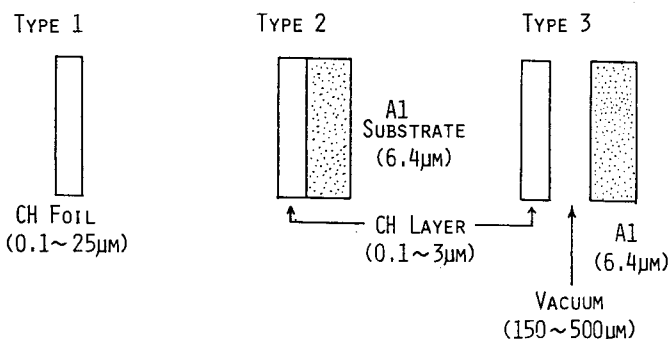
<集光係>

Auコート軸はずし放物面鏡	
焦点距離	f = 300 mm (F/1.5)
フォーカスサイズ	100 μ m (50%)
入射角	27°
レーザー強度	(3～4) × 10 ¹⁴ W/cm ²

<ターゲット>

- (1) 図2-24を参照 ←2-5-2
 (2) Alフォイル 0.75～20 μ m ←2-5-3

VARIOUS TARGETS USED IN THE EXPERIMENT



OBJECT OF MEASUREMENT	TARGET
ION VELOCITY, NUMBER	TYPE 1
SCATTERED, TRANSMITTED LIGHT	TYPE 1
X-RAY SPECTRUM	TYPE 2, TYPE 3

図2-25 使用したターゲット、タイプ2、3はX線分光計測に使用し、いずれもCH側から照射した。

ターゲットを用い、基板となる Al プラズマからの X 線の発光、特に共鳴線と $K\alpha$ 線に着目したスペクトラムを観測することにより、コートした物質のアブレーションおよびこの物質中のエネルギー輸送を調べる。レーザープラズマ中での $K\alpha$ 線発光の原因は高速電子による場合とプラズマ自身の X 線による場合の 2 つが考えられ、 $10.6\mu\text{m}$ レーザー照射の場合、この 2 つの機構のどちらが支配的であるかを決定する目的で真空層をもったターゲットによる照射実験も行う。真空層をもったターゲットによる高速電子の侵入の抑制の原理は次のとおりである。一般にターゲットの高密度側へ高速電子が侵入すると、電荷中和を保つように高密度側から低温電子が流れ込む。この帰還電流はプラズマ中のイオン乱流等により自由な流れとならず、これとつり合う形で自己のポテンシャル場を形成し、温度上昇とともにポテンシャル場はターゲット内部へ進行していく。ところが高密度側に真空層がある場合、低温電子による帰還電流は存在しえないため、低密度側でみられると同様に高速イオンを伴った両極性拡散を行う。従って高速電子の拡散速度はイオンの易動度で規制されることになり、真空層をイオンが通過する間はさらに内部の層を高速電子の加熱から隔離することができる。従ってもし $K\alpha$ 線の発光の原因が低 Z 値プラズマからの X 線によるものであるならば真空層の有無に関係なく $K\alpha$ 線は観測されるはずである。

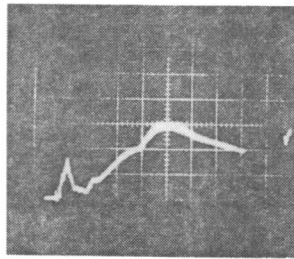
2. イクスプロシブモードとアブレーティブモード：Explosive mode & Ablative mode

実験結果

(a) 粒子計測

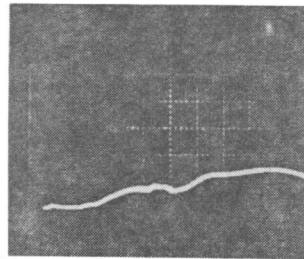
ターゲット前、後面でのイオン電流の代表的な例を図 2-26 に示す。上が $3\mu\text{m}$ 厚マイラーフィルム、下が $0.15\mu\text{m}$ 厚フォルムバーをターゲットとした場合である。ターゲット厚が薄い場合には前後面とも全く同様な信号が得られているのに対し、厚い場合には高速イオン、熱イオンともに信号レベルが小さくなっていることがわかる。イオン信号のピークで比べる場合そのピークを与えるイオンの速度が膜厚に大きく依存しない範囲で、ピーク電流はイオン数と平均イオン価数の積に比例する。図 2-28、図 2-29 に示すように高速イオン、熱イオン成分ともに膜厚 $2\mu\text{m}$ 程度までは速度の変化はファクター 2 程度である。これに対し図 2-27 に示すように各高速イオン、熱電子イオン電流ピーク値は、熱イオン成分に対しては変化が少ないのに比べ、高速イオン成分は大きく変化していることがわかる。第 3 章 § 3-4 で再び詳しく述べるように、高速イオン成分のピーク部分はカーボン C^{+n} 、もしくは O^{+n} であると考えてよく、ピーク電流の減少はイオンの数および電荷数の減少によるものと結論でき、定性的なターゲット後面温度の低下もしくは高速電子の減少が予想される。高速イオン電流を 1 桁低下させるターゲット厚は代表的に $2.0\mu\text{m}$ である。

3 μ m CH Foil



(Front)

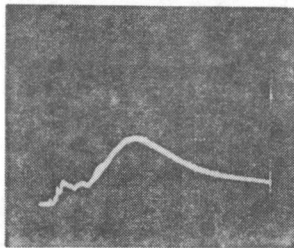
200ns



(Rear)

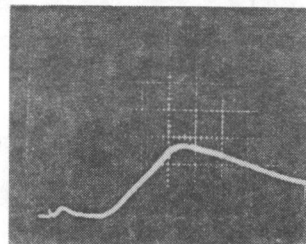
200ns

0.15 μ m CH Foil



(Front)

200ns



(Rear)

200ns

図2-26 3 μ m マイラーフィルム ($C_{10}H_8O_4$)_n , と 0.15 μ m フォルムバー ($C_5H_7O_2$) をターゲットとしたときの前後面のイオン電流

(b) 透過光計測

ターゲット膜厚を 0.15 μ m にまで薄くしたが前面からのレーザー光の透過成分は検出されなかった。従って 1 nsec の間に 10^{19} cm^{-3} までの電子密度に低下するには 0.15 μ m 以下であることが必要である。またフィラメンテーション、自己収束象現による同様な密度低下はなかったと結論できる。

(c) X線分光計測

レーザー照射により加熱された高密度プラズマからのX線輻射はプラズマ内部の温度密度の情報を含んでいる。図2-30に50 μ m厚のアルミフォイルを照射したときのX線スペクトラムの例を示す。Al の 11 価の共鳴線と K α 線が観測された。1.06 μ m の照射ではさらに高電離したライマン系列の共鳴線が観測されているが、⁴⁴⁾ 本実験での照射強度下では見られなかった。衝突-

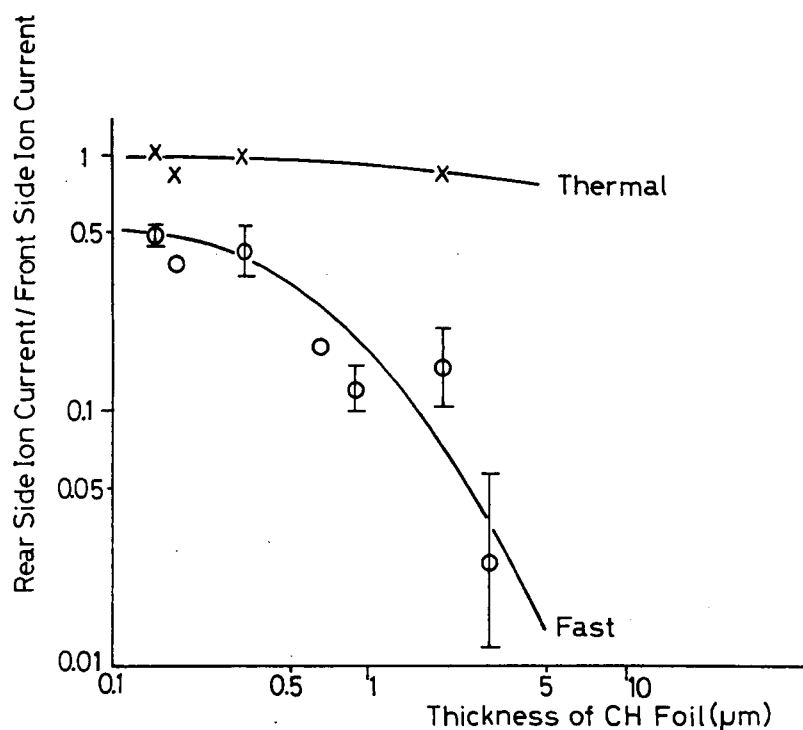


図 2-27 ターゲット前後面のイオン電流比のターゲット膜厚依存性,
熱イオンと高速イオンの信号ピークから求めた。

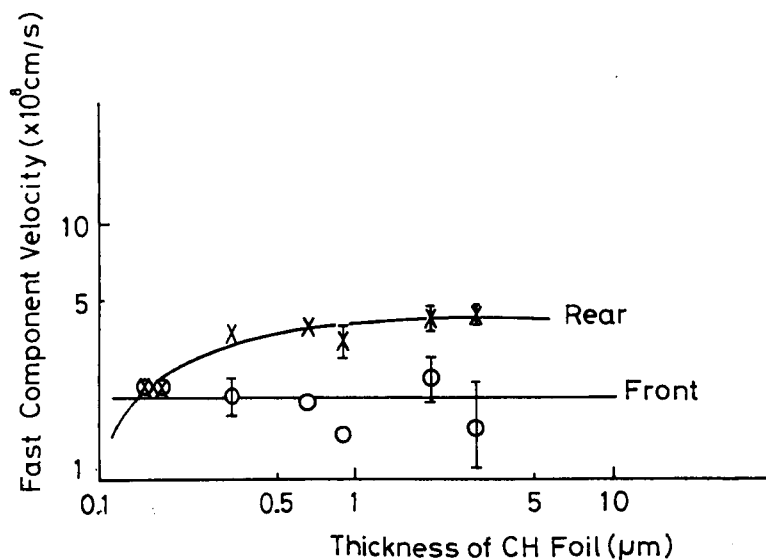


図 2-28 高速イオン成分の電流ピークに対応する速度の膜厚依存性,
ターゲット後面の速度はやや上昇する。

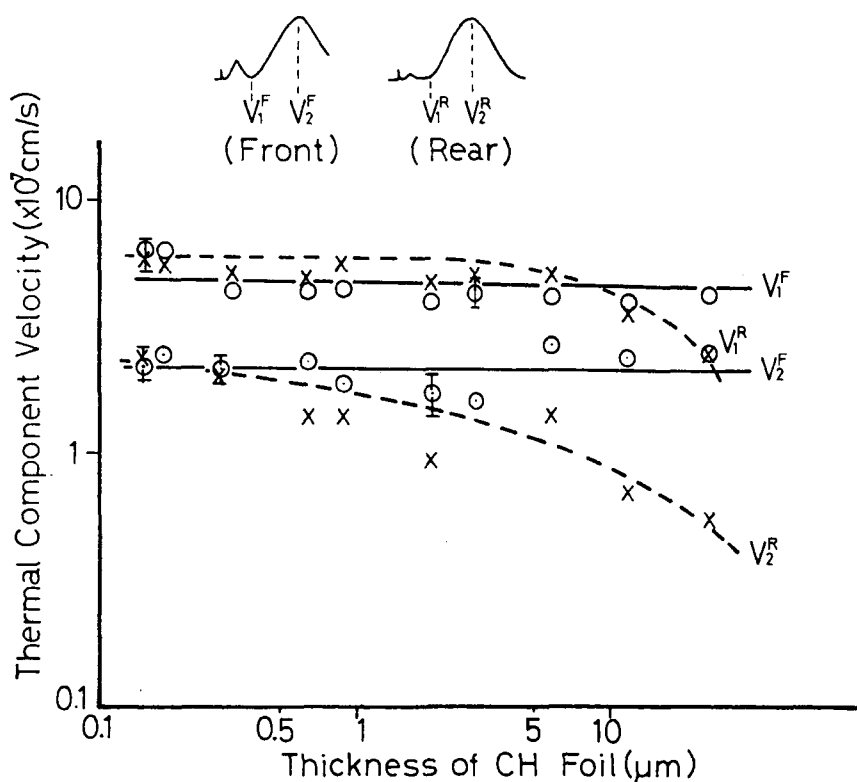


図 2-29 熱イオン成分の電流たち上がり部とピーク部に対応する速度の膜厚依存性

Al flat (50 μm)

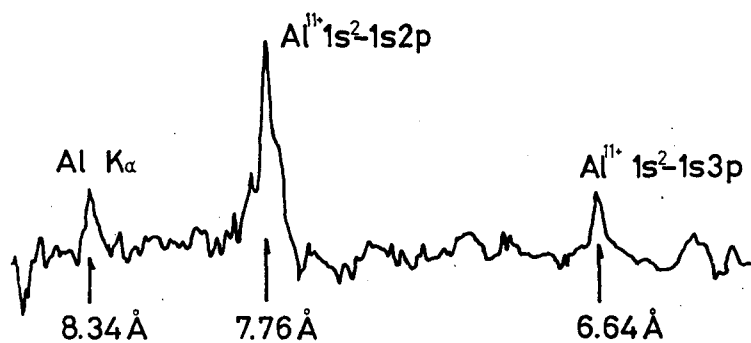


図 2-30 50 μm 厚 Al フォイルを照射したときの X 線スペクトラム。
K α 線が他の共鳴線に比べ相対的に強い。

輻射平衡モデル⁴⁵⁾ (Collisional radiative equilibrium) による計算例⁴⁶⁾では Al^{+11} の分布はイオン密度 10^{20} cm^{-3} の条件下で電子温度が300 eV前後のとき最大となり、これより高温側では Al^{+12} の分布が増大し、逆に低温側では Al^{+10} の分布が増大してくる。いずれにせよ、 Al^{+11} の共鳴線が観測されるのはプラズマ温度が100 ~ 400 eV程度になっていることを示している。一方 $K\alpha$ 線が観測されるのはさらに内部の低温領域で高速電子⁴⁷⁾やX線⁴⁸⁾により Al 原子内の最内殻電子が励起され、 K 殻軌道に空乏が一時できたことを意味する。ここで低温領域としたのは観測された $K\alpha$ 線にイオンの電離に伴ったラインシフトが⁴⁹⁾充分にみられなかったことに基づいている。

この Al フォイルの上にポリエチレンをコートしていくとその厚さの増大に伴って Al の共鳴線、 $K\alpha$ 線の強度低下してくる。この様子を図2-31に示す。横軸にコーティング厚、縦軸にフィルム黒化度からX線強度に変換した値をとった。

コーティング厚が $2000 \pm 200 \text{ \AA}$ のとき共鳴線は $1/e$ になり $3000 \text{ \AA}$ では見えなくなる。一方、 $K\alpha$ 線は1桁厚い場合でもまだ観測でき、 $1/e$ の強度を与える厚さは $2.4 \mu\text{m}$ で、 $6 \mu\text{m}$ 以上になって見えなくなった。真空層をもったターゲットの場合、プラスチックフィルムの厚さが $0.2 \mu\text{m}$ の場合 $K\alpha$ 線は観測されたのに対し $3 \mu\text{m}$ の場合には観測されなかった。内殻電子の電離エネルギーは Al の場合

1.56 keVであり、このときの電離断面積はこのエネルギーの数倍で最大となる⁵⁰⁾のでプラスチックフィルムでの再吸収の効果は無視してよく、 $K\alpha$ 線の発光の原因はX線によるものではないと結論できる。前面の膜が薄い二重構造ターゲット $K\alpha$ 線が見え、厚い場合には見えなくなった理由として、

- ① 前面の薄膜がアブレートされ尽くし、真空層にプラズマが埋まって、このときまだレーザー光は継続していたので高速電子は Al 層へ侵入した。
- ② 厚い場合、アブレーション時間が有限なのでターゲット後面は十分に加熱されずにレーザー照射は終了し、高速電子は Al 層へ到達しなかった。これは高速イオンのピーク電流のタ

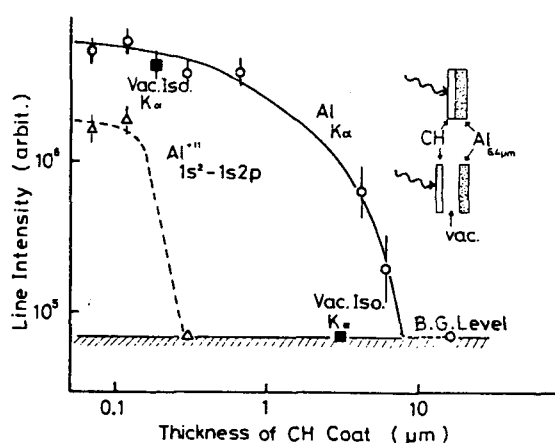


図2-31 Al フォイルの上にコートしたポリエチレンの厚さを変化させたときの Al プラズマから発光される Al 共鳴線、 $K\alpha$ 線の強度変化。真空層をもったターゲットで、前回のプラスチックフィルム厚が $0.2 \mu\text{m}$ 、 $3 \mu\text{m}$ の場合の同様な結果も示されている。

ーデット厚さ依存性からも推測できる。

が考えられる。

ロスフィルター法により求めたX線スペクトラム例を図2-32に示す。これより電子温度はいわゆる2成分となり、低温電子に対して440 eV，高速電子に対して11.4 keV前後であることがわかる。このときのレーザー強度は 2×10^{14} W/cm²であった。

検 討

実験より得られた結果をまとめると

- (1) 10.6 μ m レーザーを強度 $(3 \sim 4) \times 10^{14}$ W/cm² で低Z値ターゲットに照射すると2つの

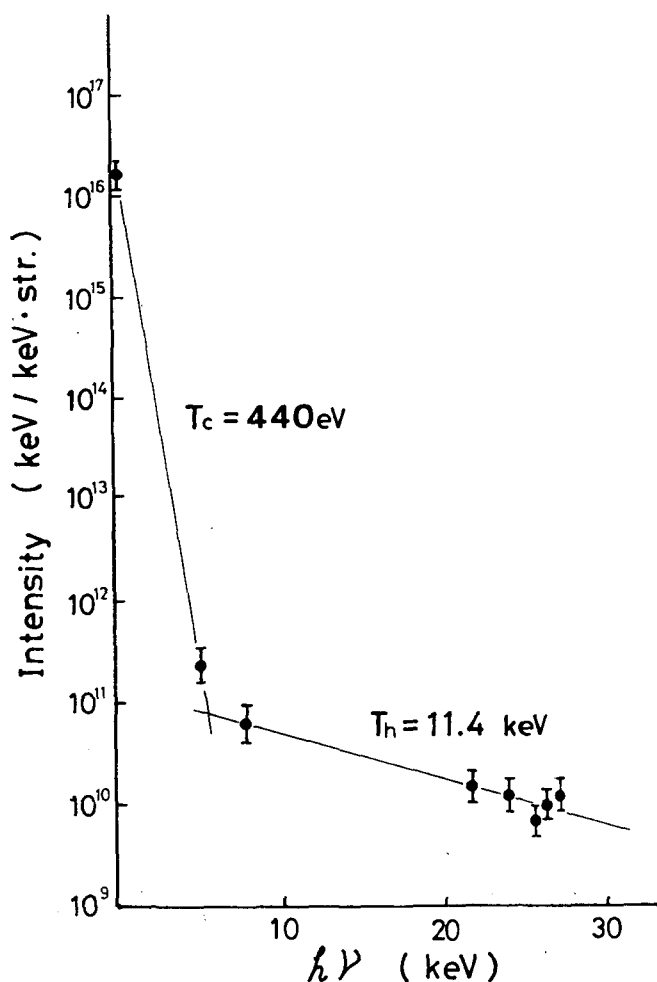


図2-32 ロスフィルター法により得たX線スペクトラム。ターゲット $(\text{CH}_2)_n$ レーザー強度 2×10^{14} W/cm²

特徴的な厚さがあることがわかった。1つは2000~3000 Åの厚さでこれよりターゲット厚が薄い場合、プラズマの増出はターゲット前後面对称的となり、ターゲット温度が十分に高い。これはX線スペクトラム計測のAl共鳴線の実験データからも理解でき、このときのプラスチックフィルムのプラズマ温度は400 eV前後になっていることがわかる。

- (2) もう1つの厚さは2~3 μ mの厚さで、これよりターゲット厚が厚い場合にはX線スペクトラム計測でのK α 線の実験データから理解できるように高速電子の侵入も弱く、従ってアブレーション領域と他の残った領域とが区別できるようになってくる。(1)で述べた厚さがレーザー照射とほとんど同時にアブレートされる領域厚に対応するのに対し、それより、厚くなるにつ

れアブレーションフロントが進行していく形（アブレーティブモード）をとると考えられる。

高速電子の輸送とこれによるアブレーションの様子を調べるため、矢部らによって開発された1次元流体コード(HIMICO⁵¹⁾)を用いた計算シミュレーションを行った。このコードにおいて、高速電子の取り扱いにはフォッカープランク方程式に多群拡散法(mult-group diffusion)を適応して解を得ている。高速電子による電流をキャンセルする低温電流の異常抵抗は非線形イオンランダウダンピングとイオン音波のトラッピングのいずれかの最大値を自動的に選択するようになっている。高速電子の温度はEstabrook⁵²⁾らの示した経験式から求めた。図2-33にシミュレーション結果の例を示す。レーザーは $10.6\mu\text{m}$ 、強度 $3 \times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ 、吸収率40%とし、ターゲットとして $50\mu\text{m}$ 厚の $(\text{CH}_2)_n$ 板を対象とし

た。古典吸収は自動的に計算されるが、その割合は非常に小さく、吸収されたエネルギーのほとんどが高速電子の形で輸送されると考えてよい。図2-33はほぼレーザーピークに近い時間のときのイオン密度 n_i 、高速電子密度 n_h 、低温電子の温度 T_e の空間的变化を示す。高速電子によるアブレーションとそれに伴う衝撃波による密度の上昇が見られる。衝撃波のフロントでは温度の上昇($\Delta T_e \sim 6\text{eV}$)があり、さらに奥では高速電子による予備加熱が存在する。温度のプロファイルは高速電子密度に対応していることがわかる。予備加熱が主な原因となってアブレーション速度 v_a 、衝撃波の速度 v_s は時間とともに低下していくが、シミュレーション結果が

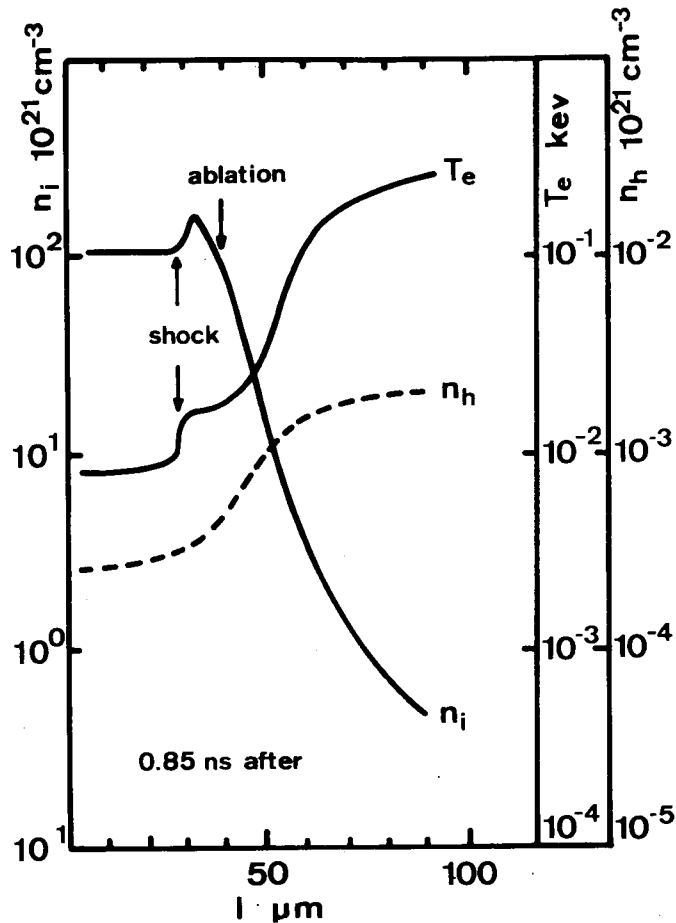


図2-33 1次元流体コード(HIMICO)による数値計算例：ターゲット $(\text{CH}_2)_n$ $50\mu\text{m}$ 厚、レーザー強度 $3 \times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ 、高速電子エネルギー率(吸収率)40%、 n_i ：イオン密度、 n_h ：高速電子密度、 T_e ：低温電子温度

ら求めた平均速度は $v_a \sim 2 \times 10^6$ cm/sec, $v_s \sim 4 \times 10^6$ cm/sec であった。これらの速度はレーザーのパルス幅に対し $20 \sim 25 \mu\text{m}$ のアブレーション深さを与え、この値は図2-31に示した $K\alpha$ 線の観測できたポリエチレンコートの深さよりも1桁深く、また共鳴線の観測できた深さよりも2桁深いため、実験値を説明できない。この相異の原因として考えられるのは、

① 照射したレーザーの強

度と高速電子に変換された後のアブレーション領域での強度が、高速電子の2次元的な拡散に原因して異っている。

② 計算中考慮された異常抵抗値が低く、実際にはもっと大きな値をもっている。

③ 高速電子への変換率、すなわち共鳴吸収は実際にはもっと低い寄与でとどまっている。

などがある。②が主原因であれば実測される低温電子の温度は異常に高くなるはずであるが、図2-32に示すようにポリエチレンの場合で $T_e = 400 \sim 500$ eV であり、計算値とファクター2以内で一致しているため、主原因とは考え難い。また③はレーザー光の吸収率が $20 \sim 50\%$ であるのでこれも原因としては薄い。人為的に吸収率を1%と上記シミュレーションの40分の1としたときの同様の結果を図2-34に示す。他の

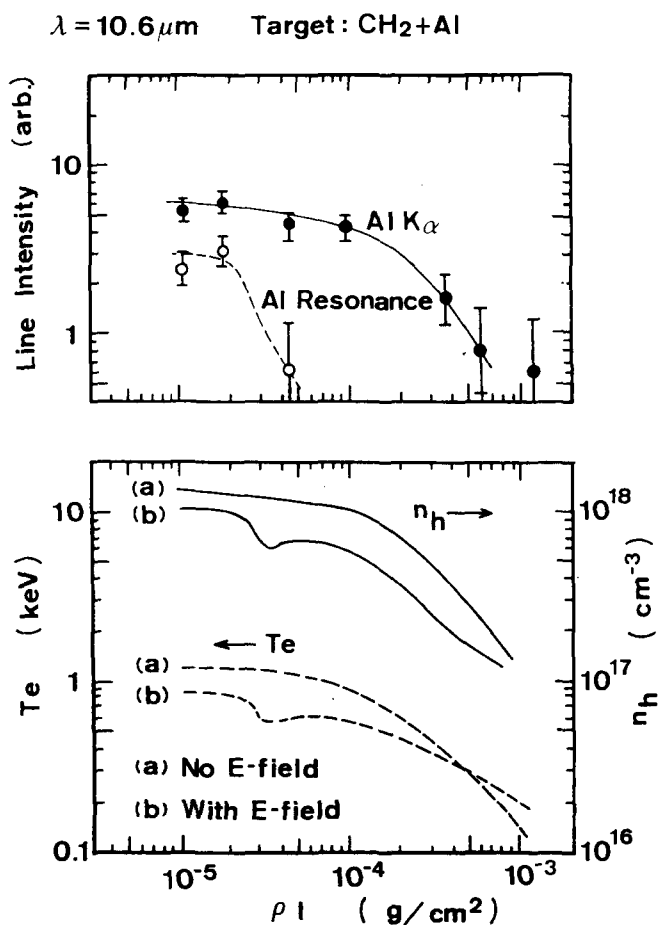


図2-34 実験結果とシミュレーション結果との比較。上の図は図2-31と同様のデータを示し、横軸は初期密度 ρ と厚さ l の積をとった。下図は図2-33と同様のパラメーターとした。ただし吸収率は1%とおいた。

入力パラメーターは全く同様とした。比較のため、図 2-31 に示した X 線スペクトラム計測の結果を同時に示す。ただし横軸は密度 ρ 厚さ l との積とした。図 2-34 の下の図において(a)は異常抵抗による自己電場を計算から除いた場合、(b)はこの逆の場合に相当する。時間はレーザーピークに相当する。図からわかるように異常抵抗に原因した高速電子の輸送に対する抑制が、電子温度の空間変化に 1 つの段差を与え、そのターゲット深さ l が Al の共鳴線のが観測できなくなるコーティング厚と一致する。また Al の $K\alpha$ 線のコーティング厚に対する特性は高速電子の密度のターゲット内部での分布と同様な傾向を示している。

以上、実験結果とシミュレーション結果との比較から明らかになったことをまとめると、

① Al の共鳴線が観測

されるターゲットの厚さは低温電子の温度の高温側領域の厚さに一致し、温度と領域幅は高速電子の輸送の抑制とそれに伴う背後プラズマとのカップリングの実効的な向上により決定される。

表 2-7 高速電子によるターゲット加熱のまとめ

CHARACTERISTIC DEPTH

Al^{+11} RESONANCE LINE (≥ 2 keV)	$\sim 2200 \text{ \AA}$
THERMAL ION (ISOTHERMAL LIMIT)	$\sim 3000 \text{ \AA}$
→ PURE EXPLODING MODE	$\sim 3000 \text{ \AA}$
Al $K\alpha$ LINE (1/e REDUCTION)	$\sim 2.4 \text{ \mu m}$
FAST ION (1/e REDUCTION)	$\sim 1 \text{ \mu m}$
→ HOT ELECTRON PENETRATION	$\sim 2.4 \text{ \mu m}$

② Al の $K\alpha$ 線が観測

されるターゲットの厚さは高速電子の侵入深さと一致する。

③ $10.6 \text{ \mu m}$ レーザー照射プラズマにおいて、吸収領域とアブレーション領域は幾何学的に有限な距離を保ち、これがアブレーション領域の実効的なエネルギー密度を低下させていることが予想される。これはエネルギー輸送を媒介する低温電子や高速電子の拡散による 2 次元的な拡がりに原因するものと思われる。

以上より、 10^{14} W/cm^2 の強度下で $10.6 \text{ \mu m}$ レーザー照射低 Z 値プラズマ中のエネルギー輸送は高速電子により支配されていることが予想される。この場合、エネルギーの横方向輸送が重要である。これに関しては次に述べる。また高速電子によるアブレーションはロケットモデルとの比較を行った結果を第 4 章で述べる。

2-5-3 ターゲット後面の加熱過程

(1) 実験装置と方法

レーザーは烈光Ⅱ号システムの 1 ビームを使用した。実験条件は 2-5-3 で行ったときと同

様であった（表 2-6）。ただしターゲットとして Al フォイルを使用した。ターゲットの外径は 5 mm で、高速電子のまわり込みによる後面の加熱⁵³⁾はないと考えてよい。図 2-35 に実験配置を示す。高速電子によるエネルギー輸送が支配的な場合での予備加熱と加熱される領域の空間的広がりを調べる目的で、ターゲット後面の温度の時間、空間分解計測を行った。ターゲット後面の像を焦点距離 150 mm, 300 mm のレンズを用いてストリークカメラの入り口スリットに結んだ。光路中に帯域幅 50 Å の干渉フィルターを挿入し、得たスペクトラムを黒体放射のスペクトラムと比較し温度を決定した。ここではレンズ、窓、フィルター、ストリークカメラの波長特性、出力強度とフィルムの黒化度特性が考慮された。後面の発光のタイミングを決定するためにターゲット前面からの発光も同時にストリークカメラの入り口スリットに結像した。前面、後面とも結

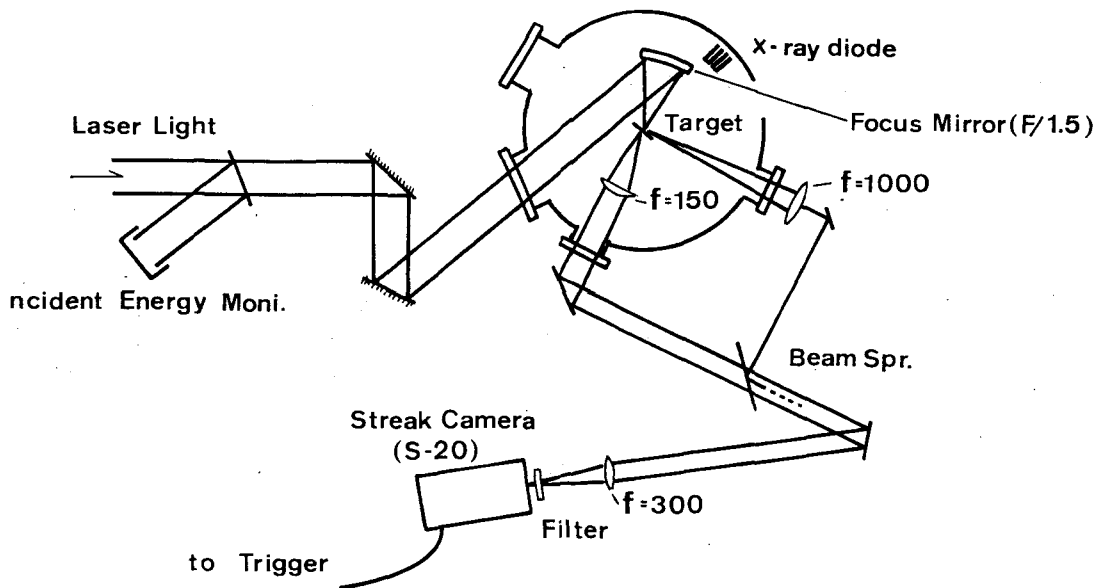


図 2-35 ターゲット後面の温度計測を行ったときの実験装置

ターゲットは Al フォイル

像系の光路長は全く同じになるよう配置した。ストリークカメラのトリガリングは 10.6 μm レーザーパルスをフォトソドラッグで電気パルスに変換し、オシロスコプのゲートトリガ、パルスアンプを経由したパルス ($V_{GP} \sim 10V$) を使用して行った。測定系の総合的な時間、空間分解能はそれぞれターゲット上で 120 psec, 35 μm であった。ターゲットの予備加熱において重要な役割を果すものとして高速電子の他、輻射⁵⁴⁾、衝撃波⁵⁵⁾、フィラメンテーション⁵⁶⁾などが考えられる。そこでターゲット前面からの X 線エネルギーを真空型 X 線ダイオードを用いて測定した。カ

ソードにアルミを用い、フィルターとして $0.12\mu\text{m}$ のポリプロピレンを使った。測定できるエネルギー範囲は 60 eV から $2\sim 3\text{ keV}$ である。比較のためにパルス幅 500 psec , 強度 $2 \times 10^{14}\text{ W/cm}^2$ のガラスレーザー照射プラズマからの X 線輻射も計測した。(この際の照射系の具体的な配置, 条件は第 4 章に述べている。)

(2) 高速電子による予備加熱

ターゲット後面の発光のストリーク写真の例を図 2-36 に示す。ターゲットは $\text{Al } 2\mu\text{m}$, フィルターの中心波長は $7000\text{ \AA}$ のときのものである。空間方向に大きく ($\sim 700\mu\text{m}$) 加熱領域が広がっていることがわかる。図 2-37 は厚さ $2, 6, 15\mu\text{m}$ アルミフォイルに対する発光スペクトラムの測定結果を示している。時間は前面の発光の始まりからそれぞれ $1.0, 1.3$,そして 1.8 nsec 後に相当する。曲線は黒体輻射に対する理論カーブを相対的な強度でとったものである。

測定点とこれらの曲線は, その曲率と相対強度が一致しており黒体輻射が適用できることがわかる。ターゲット後面からの発光が黒体輻射になることは光学的平均自由行程の理論値⁵⁷⁾からも裏づけられる。今, 後面ではターゲットの高密度側へ希薄波が走り, この輻射領域を固体密度領域 ($n_e^S = Z n_s$) から電子密度までと考える。プラズマは等温膨張しているとする。このときプラズマの厚さ x_P

は

$$x_P = L \ln \left(\frac{n_s \bar{Z}}{10^{20}} \right) \quad (2-124)$$

で近似でき, プラズマスケール長 L を $C_s \tau_r$ (C_s : 音速, τ_r : レーザーのたち上がり) とおくと $x_P \sim 35\mu\text{m}$ となる。ただし $T_e \sim T_i = 10\text{ eV}$ とし, $\bar{Z}$ の評価は局所的熱平衡を考えサハの式から行った。光学的に厚いプラズマ中での光学的平均自由長 ℓ_x は制動輻射に対して

$$\ell_x^{ff} = 1.37 \times 10^{11} \cdot \frac{T_e^{7/2}(\text{eV})}{\bar{Z}^3 n_i^2} \quad (\text{cm}) \quad (2-124)$$

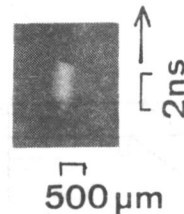
また再結合輻射に対して

$$\ell_x^{bf} = 1.25 \times 10^{11} \frac{T_e^{7/2}(\text{eV})}{\bar{Z}(\bar{Z}+1)^2 n_i^2} \quad (\text{cm}) \quad (2-125)$$

となる。イクスポネンシャルなプロファイルを示しているプラズマに対してのイオン密度の 2 乗平均 $\langle n_i^2 \rangle$ は

$$\langle n_i \rangle^2 = \frac{1}{x_P} \int_0^{x_P} \left[n_s \exp \left(-\frac{x_P}{L} \right) \right]^2 dx \sim \frac{L n_s}{2 x_P} \quad (2-126)$$

Al foil 2 μm



$\lambda = 700\text{ nm}$

$I = 4 \times 10^{14}\text{ W/cm}^2$

図 2-36 ターゲット後面の発光のストリーク像
フィルターの中心波長は $7000\text{ \AA}$

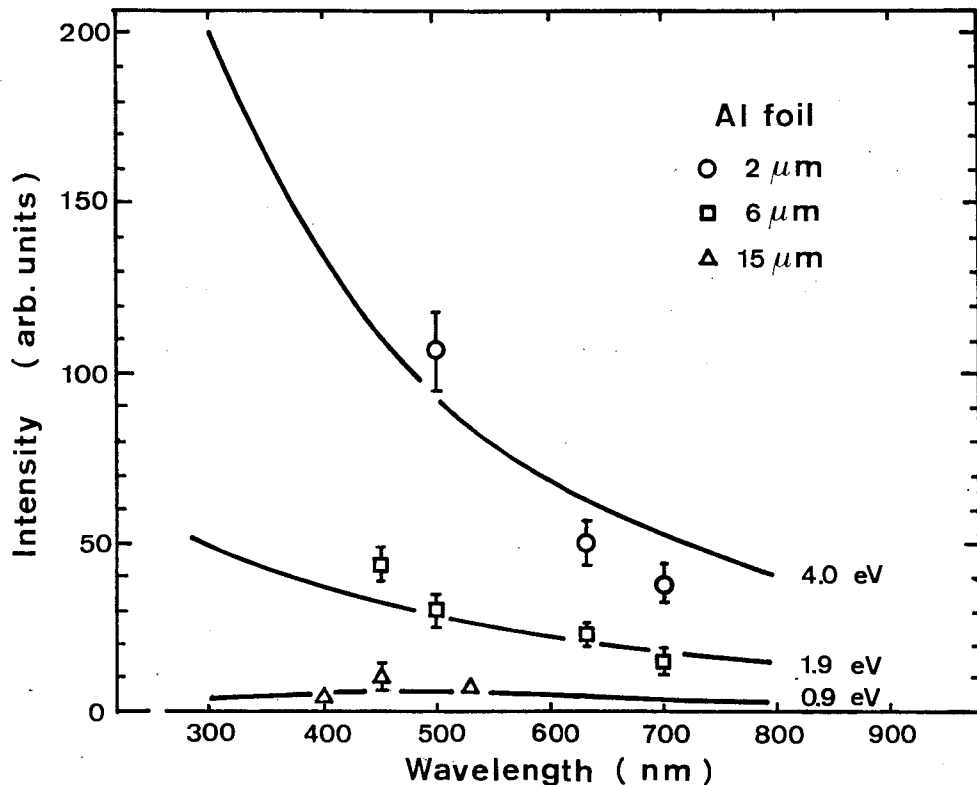


図 2-37 ターゲット後面発光のスペクトラム。時間はターゲット厚 2, 6, 15 μm に対してそれぞれ 1.0, 1.3, 1.8 nsec である。実線はプランク関数から得た黒体輻射スペクトラムの理論曲線

で得られる。従って制動輻射、再結合輻射に対してそれぞれ $\ell_x^{\text{ff}} \sim 29 \mu\text{m}$, $f_x^{\text{bf}} \sim 11 \mu\text{m}$ となった。これらの値はプラズマの厚さ x_p よりやや小さく、従ってプラズマは光子を含めた形で熱平衡状態となり、観測されるスペクトラムは黒体輻射スペクトラムとなりうる。例えば $0.75 \mu\text{m}$ のアルミフォイルに対して、前面からのアブレーションと後面からの希薄波が出会うまではこの条件が成立する。各ターゲット厚に対するターゲット後面温度の時間変化を図 2-38(a) に示す。ここで時間 $t = 0$ は前面の発光の最大値の 15% に相当する強度の時間に対応する。前面の発光がレーザー照射の時間変化と 1 対 1 に対応するならば $t = 0$ はレーザー照射開始を 160 psec 以内で規定できる。ターゲット後面の温度上昇は照射されたレーザーの時間積分されたエネルギーに対応して観測され、ターゲット厚が 2 ~ 15 μm の場合その最大値に近い値を長時間 (例えば 10 nsec) 保っている。一方、 $0.75 \mu\text{m}$ の場合前面からのアブレーションによると思われるターゲットの貫通が $t = 1.5 \text{ nsec}$ で見られた。その後観測されるスペクトラムは前面からの発光の影響を受けてプランク関数から急速にずれてくるため、温度計測はこの方法では意味をなさなくなってくる。このアルミに対する質量アブレーション速度 $\dot{m}_{A_L} (\sim V_a \rho_a)$: $\dot{m}_{A_L}$: アブレーション

ρ 速度 $5 \times 10^4 \text{ cm}$ は $1.4 \times 10^5 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{sec}$ となる。前節 2-5-2 で述べたコーティングターゲットを用いた X 線分光結果で、 $K\alpha$ 線のレンジがアブレートした厚さとしたときのポリエチレンに対する質量アブレーション速度 $\dot{m}_{CH} \sim 2.7 \times 10^5 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{sec}$ とかなり近いとがわかる。ただし $\dot{m}_{CH} = L K \alpha^{\rho_0} / \tau \rho$ とした。 $0.75 \mu\text{m}$ のアルミよりも厚いターゲットに対しては温度のピークはほぼ 2 nsec 後に一致してみられる。高速電子のレンジよりも充分厚くしたときに見られる衝撃波に原因した温度の急激な上昇⁵⁵⁾は観測されなかった。

図 2-38(c) はターゲット後面温度のターゲット厚依存性である。時間はレーザー照射後 1.5 nsec である。○印は観測値、●印はシミュレーション結果である。これに関しては以下で述べる。観測された温度はターゲット厚 l に対して $l^{-0.88}$ でスケーリングできる。ターゲット後面の加熱に寄与するものとして、(i) 高速電子、(ii) 輻射を考えてみる。他の機構、例えば低温電子による熱伝導ではレーザーの時間積分されたエネルギーに対応した時間遅れのない温度上昇は説明できない。フィラメンテーションや高速電子のまわり込みに原因する加熱であればターゲット厚に対する依存性は弱いはずである。衝撃波によるものであるなら温度上昇の開始時間が膜厚によって変化するはずである。

(i) 高速電子の場合、ターゲットを貫

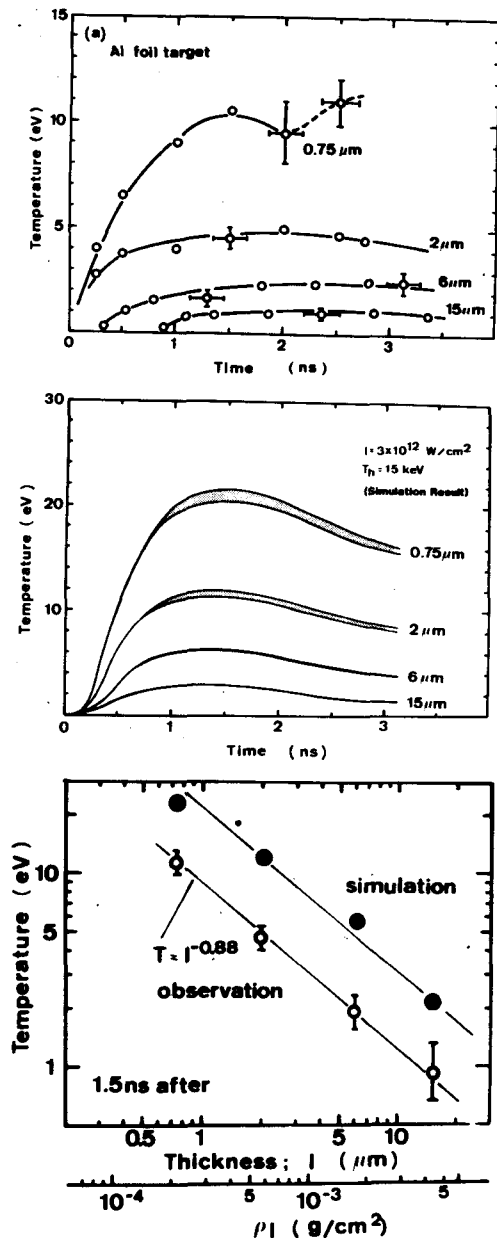


図 2-38 (a)後面温度の時間変化，空間位置はレーザー光軸をとった。
 (b) 1 次元流体コードによるシミュレーションから得たターゲット後面温度の時間変化，レーザー強度は実験値より 2 桁低い。
 (c) レーザー照射 1.5 nsec 後の後面温度のターゲット厚変化。○：観測値，●：シミュレーション結果

通した高速電子は自己の形成したポテンシャル中に捕獲され、ターゲット内部を往復するうちエネルギーを背後のプラズマに与える。このモデルにおいて理想적인場合にはターゲット全体が均一加熱され、後面温度はターゲット厚に逆比例するはずである。

(ii) 輻射の場合、このエネルギー Spektrum の中心的な光子に対する再吸収長 ℓ_X を考えると、プラズマやその輻射領域の時間的な動きが無視できる場合、後面の温度は $\exp(-\ell/\ell_X)$ にほぼ比例するはずである。ただし ℓ はターゲット厚である。ところで軟 X 線領域の輻射エネルギー計測の結果、 $10.6\mu\text{m}$ レーザーの場合の方が McLean らが行った実験結果⁵⁴⁾ よりアブレーション面上での X 線強度は 1 桁以上も低い。これはガラスレーザーに比べ $10.6\mu\text{m}$ レーザーは吸収が低く ($\sim 40\%$)、輻射変換効率も悪く ($\sim 1\%$)、そしてプラズマの横方向の大きさは同程度 ($\sim 1\text{mm}$) であることに原因している。従ってターゲット後面温度がターゲット厚にほぼ逆比例するような実験結果を輻射だけで説明することは困難である。

図 2-39 (a), (b) は、後面温度の時間空間変化を示したものである。レーザーのフォーカススポットが $100\mu\text{m}$ (50%) であるのに対し加熱された領域の拡がりはその 10 倍近くある。また、その拡がりもレーザー照射の開始とほぼ同時に観測され、横方向伝導は測定系の時間分解能内の即時的な機構によるものであることがわかる。レーザー光軸上にはフォーカスサイズに対応する空間拡がりをもった一段高温の領域が存在し、単にフォーカスサイズが拡がったことが横方向拡がりの主要原因でないことが理解できる。

(3) 1 次元流体コードによるシミュレーション

高速電子のエネルギー輸送への寄与を調べる目的で、1 次元流体コードを用いた計算機シミュレーションを行った。使用したコードは前節 2-5-2 で用いたものと同じ HIMICO である。ただし輻射によるエネルギー輸送への寄与は考慮されていない。人為的に高速電子の温度を 15keV 、レーザー強度を $3 \times 10^{12}\text{W/cm}^2$ をしたときの後面温度の時間変化を図 2-38 (b) に示す。高速電子の温度、レーザー強度はそれぞれ高速電子による加熱領域の幅と温度を与える。レーザー強度を実験値より 2 桁低くした理由は、観測された加熱領域の空間的拡がりの方が光のスポット径よりも 1 桁大きいことを考慮したからである。計算は 1 次元で行なわれるため、アブレーション領域へのエネルギー注入は高速電子が横方向拡散した場合実効的な強度の低下を招くはずである。吸収率は 10% とした。高速電子の温度は $3 \times 10^{14}\text{W/cm}^2$ 近傍での $I\lambda^2$ スケーリング⁵⁸⁾、及び 2-5-2 で述べた観測値から決定した。図 2-38 (b) において温度幅をもつのはシミュレーション結果で後面温度が空間位置の違いにより、温度に差が出ることに対応している。温度の高い側は衝撃波により密度が上昇した領域に対応する。図 2-38 (a) と (b) との比較から明らかなようにターゲット後面の温度の時間的な変化はよく一致しており、また絶対値もファクター 2 以内でほぼ等しい。この様子は図 2-38 (c) でも明らかでターゲット厚に対する温度のスケールリングもよく一致している。ただシミュレーション結果の場合、温度のピークはほぼ 1.2nsec になっており、

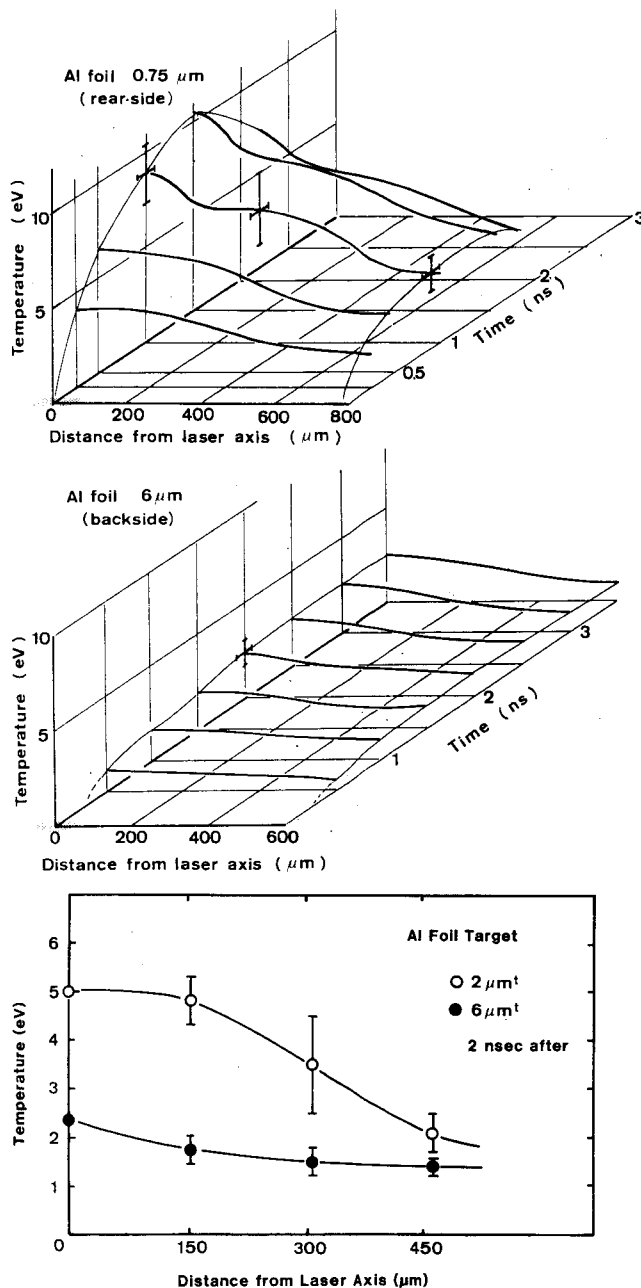


図 2-39 後面温度の時間空間変化 (a) $0.75\mu\text{m}$ 厚, (b) $6\mu\text{m}$ 厚の場合に相当する。
(c) レーザー照射後 2 nsec での加熱領域の空間拡がり, レーザーのフォーカスサイズが $100\mu\text{m}$ (50%) であるのに対し, 加熱領域は 10 倍近く拡がっている。

実験値の 2 nsec とは異っている。これはプラズマからの輻射による冷却が実際においては多少作用しているためと考えられる。

横方向エネルギー輸送においてそのエネルギー媒体となるものの源とアブレーション領域がある有限な距離を保っていることが非常に重要である。例えばこの媒体の源の大きさを l_s , 源からアブレーション面までの距離を l_a とすると

i) $l_s \gg l_a$ の場合

アブレーション面上での加熱された領域の横方向拡がりほぼエネルギー媒体の源と同様な拡がりとなるはずである。従って媒体源上での強度の不均一性はそのままアブレーション面上に反影され, 圧縮の不均一性を招く恐れがある。ガラスレーザーの 3 倍, 4 倍高調波レーザーを短パルスで照射する場合, その臨界密度はアルミニウムで考えてイオンの固体密度の 5 ~ 10 分の 1 程度となり実効的に l_a を低下させるため, l_s を低下させる意味での多ビームによる均一照射は不可欠である。

ii) $l_s \ll l_a$ の場合

エネルギー媒体の性質によって大きく作用されるが, 一般にアブレーション面の拡がり媒体源の規模よりも大きくなる。球状ターゲットの場合はこの例ではない。10.6 μm レーザーのような長波長レーザーでか

つ長パルスによる照射を行う場合がこれに近い。

iii) $l_s \sim l_a$

一般的にはこの場合が多い。従ってエネルギー媒体が他の外乱、例えば局所磁場、電界乱波などの影響を強く受けない限りにおいて横方向拡がりは決定されてくる。

図2-40のようなプラズマプロファイルを想定し、高速電子の拡散を評価した。モデルとして、

- (i) レーザー光の動重力により臨界密度面は急峻化しており、ここにレーザー光のフォーカスサイズに等しい高速電子源が局在している。
- (ii) 高速電子の初期速度は密度勾配方向に等しい。
- (iii) 臨界密度面からアブレーション領域Ⅱまでは距離Lある。
- (iv) アブレーション領域からターゲット後面までの厚さはLに比べ十分に小さいので、後面での横方向拡がりは一アブレーション面での拡がりに等しい。
- (v) 高速電子の領域Ⅲ内での衝突拡散を考える。局所的な電場や磁場による拡散への寄与はないものとする。

を考える。イオンを場の粒子と想定し、高速電子をテスト粒子としたときの横方向速度拡がり $\langle \Delta \omega \rangle^2$ は

$$\langle \Delta \omega \rangle^2 = \frac{A_D}{\omega} [\Phi(l_f \omega) - G(l_f \omega)] \quad (2-127)$$

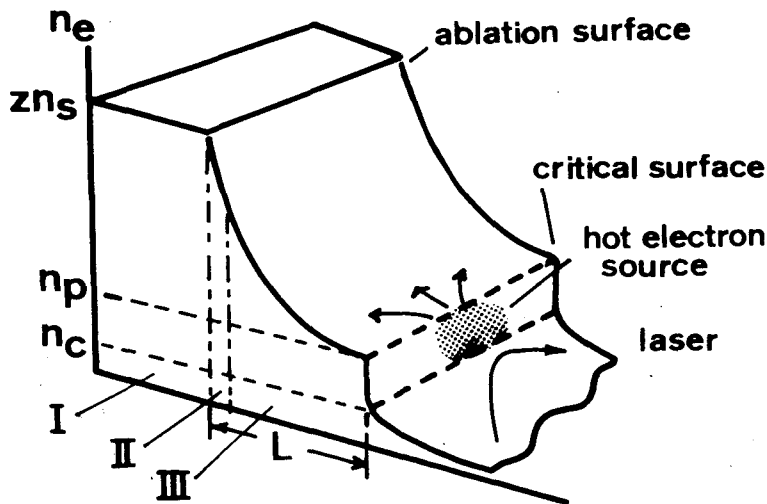


図2-40 高速電子による輸送のモデル

I : 固体領域, II : アブレーション領域, III : 過渡領域

で与えられる。⁵⁹⁾ ℓ_f は場の粒子の速度の逆数, ω はテスト粒子の速度で $\ell_f \omega \gg 1$ となり, [] 内の関数はほぼ 1 と考えてよい。また拡散定数 A_D は

$$A_D = \frac{8\pi e^4 n_f Z^2 \ell_n A}{m_e^2} \quad (2-128)$$

で与えられる。(2-127) 式より Δt 後の横方向拡がり Δy は

$$\Delta y \sim \Delta t \left(\frac{A_D}{\omega} \Delta t \right)^{1/2} \quad (2-129)$$

で近似できる。従って衝突による ω の低下が大きい範囲において高速電子源のある点から出発した高速電子はアブレーション面で y だけ拡がる。すなわち

$$\begin{aligned} y(T) &= \sum_{n=1}^N \Delta y \\ &= \sum_{n=1}^N \frac{1}{\sqrt{\omega}} \sqrt{A_D^n \cdot \Delta t} \cdot \Delta t \end{aligned} \quad (2-130)$$

ただし

$$T = \Delta t \cdot N = L/\omega \quad (2-131)$$

である。 ω を高速電子の温度 15 keV のときの熱速度とする図 2-40 における領域 III での平均自由行程は 2.9 mm となり, 衝突による ω の低下はないとした仮定は正しい。領域 III においてプラズマは等温膨張し, そのプロファイルは固体密度から急峻化した上流側の床まではイクスポネンシャルな形になっているとすると, $T_e = 350$ eV, $\bar{Z} = 11.6$ (コロナモデル) に対してプラズマスケール長 ℓ_p は $65 \mu\text{m}$ となった。臨界密度面での床の部分の電子密度は Fedosejevs らのデーターから $n_p \sim 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ とする。このとき領域 III の幅 L は

$$\begin{aligned} L &= \ell_p \ln \left(\frac{\bar{Z} n_s}{n_p} \right) \\ &\sim 350 \mu\text{m} \end{aligned} \quad (2-132)$$

となる。拡散係数 A_D 中の n_f (場の粒子密度) $\ell_n A$ (クーロン対数) が位置の関数になることを考慮し, $\bar{Z}$ は一定として (2-130) 式から数値計算により横拡がりを求めた結果 $y(T) = 500 \mu\text{m}$ となった。 $y(T)$ は半径方向の拡がりを与えるので高速電子は上記モデルの場合 1 mm 程度拡散することがわかり, 実験値とよく一致する。

以上実験結果及び考察をまとめると,

- ① 10.6 μm レーザー照射 Al フォイルターゲットの後面温度の時間, 空間分解計測を行った。
ターゲット後面は主に高速電子により加熱されていることが実験結果とシミュレーション結果との比較から明らかとなった。
- ② 横方向エネルギー輸送を考える場合, そのエネルギーを運ぶ媒体の源 (例えば高速電子を

発生する臨界密度面、高 Z 値ターゲットの場合顕著となる輻射を発生する高温、高密度領域)からアブレーション面までの距離が重要な因子である。本実験の場合、予想されるこの距離は高速電子の横方向拡散を与えることが簡単なモデルからも説明できた。さらにこの横方向拡がりに原因したアブレーション面での強度の低下を考慮したシミュレーション結果は観測値と定性的にも定量的にもよく一致した。ただ注意すべきことは、コロナ領域に形成された磁場の拡散による高速電子の横広がりも可能性あるモデルとして知られており、横広がりエネルギー割合とその機構を解明する新たな研究が急務である。

2-5-4 ま と め

10.6 μm レーザー照射プラズマ中のエネルギー輸送を実験的に研究した。レーザー強度 10^{14} W/cm² 以上の領域での低 Z 値 ($\bar{Z} \simeq 2 \sim 13$) 物質中では高速電子によるエネルギー輸送が支配的となっている。これは

- ① 電子温度はよく知られた2成分温度となり、高速電子の温度は10～15 keVとなっている。
- ② チャージコレクターにより得た高速イオンのエネルギーは入射の20%前後となり、吸収率の半分近いエネルギーが高速イオンの形で流出している。
- ③ コーティングターゲットを用いたX線スペクトラム観測では高速電子の侵入に原因したAlの $K\alpha$ 線を観測した。この $K\alpha$ 線の観測できなくなる(CH₂)_nのコーティング厚さは単膜ターゲット後面で観測した高速イオン生成のターゲット厚依存性、あるいはAlフォイルで観測した後面温度の時間的ふるまいから推定したアブレーション深さと一致している。
- ④ Alフォイルの後面温度の時間的ふるまいは高速電子だけの拡散を考えたときの一次元流体コードによるシミュレーション結果とよく一致している。

などの実験事実により説明できる。また、10.6 μm レーザーで、 10^{14} W/cm²の強度下ではプラズマスケールはフォーカスサイズと同程度あるいはその2～3倍になり、これが原因して平面ターゲットを用いたときの横方向エネルギー輸送における拡がりは十分に大きな値となる。球状ターゲットを用いた場合、この高速電子はターゲットをとりまく等ポテンシャル面に沿ってターゲット表面を回り、かつ高密度プラズマを加熱していくことが予想される。これは高速電子による加熱の均一化として重要な過程である。

§ 2-6 む す び

著者は10.6 μm 炭酸ガスレーザーを用い、レーザーとプラズマとの相互作用を実験的に明らかにした。特にガラスレーザーでの個々の実験により指摘されていた支配的な吸収機構の照射強度に対する遷移を一貫した形で究明した点が新しい。得られた結果を要約すると以下の様になる。

- (1) 10.6 μm レーザー照射プラズマにおいて、レーザー光の支配的な吸収過程はレーザー強度

の増大に伴い古典吸収, パラメトリック過程, 共鳴吸収へと移行していく。これらは実験的にはレーザー光の反射率計測, 粒子観測, 薄膜ターゲットの加速等で確かめられた。

- (2) 後方散乱光の分光計測から, 後方散乱光は誘導ブリラン散乱光であることを確かめた。散乱エネルギーの割合は小さく (1~5%) かつ飽和する傾向が観測された。
- (3) 後方散乱光中に自己位相変調成分を得た。波長シフト量はプラズマ密度の動重力による低下と反射領域の時間的变化に原因していることを示した。
- (4) 薄膜ターゲットの加速を調べ, 吸収機構の遷移との関連を明らかにした。高速イオン成分の増大に伴う加速効率の低下が実験とシミュレーション結果より判明し, 高速電子による輸送の重要性を指摘した。
- (5) レーザー光による動重力により急峻化した臨界密度面上の表面波の形成と, これに結合した散乱光に関し, 観測された結果と理論との一致をみた。表面波はS偏光入射に対しその成長は不安定となり, 散乱光の空間分布中に, 表面波が形成する1次元グレーティングの散乱に相当する成分が観測できた。
- (6) $10.6\text{ }\mu\text{m}$ 生成低Z値プラズマ中で, レーザー強度が 10^{14} W/cm^2 近傍では高速電子によるエネルギー輸送が重要である。積極的な形での利用として高速電子によるアブレーションが考えられる。予備加熱の問題に対し, Al フォイル照射実験を行った結果, やはり高速電子によるエネルギー輸送が支配的である。高速電子の横方向拡散に伴う実効的な強度低下は実験とシミュレーション結果との比較から明らかとなった。

参 考 文 献

- 1) C.Yamanaka, T. Yamanaka, J. Mizui and N. Yamaguchi : Phys. Rev. A, **11**, 2138 (1975)
- 2) M. Matoba, H. Nishimura, H. Toya, H. Fujita, K. Iba, S. Nakai, C. Yamanaka, Technol Rep Osaka University, **26**, 139 (1975)
藤田尚徳, 植松 豊, 免太 享, 西村博明, 射場邦史, 的場幹史, 中井貞雄, 山中千代衛,
レーザー研究, **3**, 34 (1975)
- 3) W. M. Manheimer, D. G. Colombant, and B. H. Ripin, Phys. Rev. Lett. **38**, 1135 (1977)
- 4) H. Hora and H. Wilhelm, Nuclear Fusion, **10**, 111 (1970)
- 5) K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Jap. **24**, 916, 1152 (1958)
- 6) D. F. Dubois, "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena" Vol. 3A, H. Schwarz and H. Hora (eds) (Plenum, N. Y.) 1974, PP 267

- 7) J. J. Schuss, T. K. Chu, and L. C. Johnson, Phys. Rev. Lett. **40**, 27 (1978), S. Jackel et al., Appl Phys. Lett. **36** 34 (1980), S. Nakai et al., Phys Rev. A, **17**, 1133 (1978)
- 8) V. L. Ginzberg, "The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas", (Pergamon, N. Y. 1970), PP 260
- 9) M. M. Mveller, Phys. Rev. Lett, **30**, 582 (1973),
- 10) D. W. Forslund, J. M. Kindel, K. Lee, E. L. Lindman and R. L. Morse, Phys. Rev. A, **11**, 679 (1975) J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse, and L. I. Rundskinski, Phys. Rev. Lett, **27**, 795 (1972)
- 11) R. P. Godwin, R. Sachsenmaier and R. Sigel, Phys. Rev. Lett, **39**, 1198 (1977), K. R. Manes, V. C. Rupert, J. M. Averbach, P. Lee, and J. E. Swain, Phys. Rev. Lett. **39**, 281 (1977), J. S. Pearlman, J. J. Thomson and C. E. Max, Phys. Rev. Lett. **38**, 1397 (1977), A. G. M. Maaswinkel, K. Eidmann, and R. Sigel, Phys. Rev. Lett. **42**, 1625 (1979)
- 12) 例えば, Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, "Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena" (Academic N. Y. 1966) PP 248
- 13) 例えば入射角 θ で照射された光は電子密度 $n_m = n_c \cos^2 \theta$ の点でおり返され、線形のプラズマプロファイルの場合、反射率は $R = \exp(-2P \cos^5 \theta)$ となる。ここでPは垂直入射の場合の光学的厚さ(吸収係数の逆数)である。
- 14) J. P. Freidberg and B. M. Morder, Phys. Rev. A, **4**, 1549 (1971)
- 15) B. Grek. H. Pepin. T. W. Johnston, J. N. Leboeuf and H. A. Baldis, Nuclear Fusion, **17**, 1165 (1977)
- 16) 13)に示すように入射角 θ ではおり返し点の密度は $n_m = n_c \cos^2 \theta$ ゆえに $(\omega_o - \omega_p) / \omega_p = (\sqrt{n_c} - \sqrt{n_m}) / \sqrt{n_m} = (1 - \cos \theta) / \cos \theta$
- 17) 水井順一：レーザーによるプラズマ加熱過程の基礎的研究(大阪大学工学部, 博士論文, 昭和53年8月)
- 18) H. Azechi, S. Oda, K. Tanaka, T. Norimatsu, T. Sasaki, T. Yamanaka, and C. Yamanaka: Phys. Rev. Lett. **39**, 1144 (1977)
- 19) S. Nakai, M. Matoba, H. Fujita, H. Nishimura, et al., Phys. Rev. A, **17**, 1133 (1978),
的場幹史：炭酸ガスレーザーによる核融合の研究：(大阪大学工学部博士論文 昭和54年1月) [ここでは共鳴電場による密度低下が自己位相変調に寄与としている]
- 20) 西村 他, 山中(編), Annual Progress Report, Osaka University, ILE-APR-77, PP 77
- 21) K. Itoh and S. Inoue, Phys. Rev. Lett **37**, 508 (1976)
- 22) J. A. Stamper et al., Phys. Rev. Lett. **26**, 1012 (1971), M. G. Drouot, R. Bolton

- Phys. Rev. Lett, **36**, 591 (1976)
- 23) L. Spitzer 著, 山本 他訳: 完全電離気体の物理 コロナ社 昭和 36 年 (初) PP 122
 - 24) A. Raven, O. Willi and P. T. Rumsby, Phys. Rev. Lett. **41**, 554 (1978), J. A. Stamper, NRL Memorandum Report 3872, October 27, 1978 (Unpublished)
 - 25) P. Koldner and E. Yablonovich, Phys. Rev. Lett. **43**, 1402 (1979), J.J. Thomson, C. E. Max and K. Estabrook, Phys. Rev. Lett. **35**, 663 (1975), Y. Sakagami, H. Kawakami, and S. Nagao, Phys. Rev. Lett, **42**, 839 (1979)
 - 26) N. A. Ebrahim et al. Appl Phys Lett, **35**, 106 (1979)
 - 27) R. Decoste, et al Phy. Rev. Lett, **42**, 1673 (1973)
 - 28) D. W. Gregg and S. J. Thomas, J. Appl. Phys. **37**, 2787 (1966), S. A. Metz, Appl. Phys. Lett. **22**, 211 (1973), A. N. Pirri, R. Schlier and D. Northam, Appl. Phys. Lett., **21**, 79 (1972)
 - 29) A. Raven, H. Azechi et al., (Private Communication) M. D. J. Burgess, H. Motz, P. T. Rumsby, 6th Conf on Plasma Phys, and Cont Nuclear Fusion Res, Berchtesgarden, October, 1976, IAEA-CN-35/H-3
 - 30) H. Nishimura et al., Phys. Rev. A, **23**, 1022 (1981)
 - 31) 西原, 細川 他, Annual Progress Report, ILE, Osaka University, ILE-APR-77, PP105
 - 32) D. W. Forslund, J. M. Kindel and K. Lee, Phys. Rev. Lett. **39**, 284 (1977), S. J. Gitomer and D. B. Henderson, Phys. Fluids, **22**, 364 (1979)
 - 33) K. Lee, D. W. Forslund, J. M. Kindel and E. L. Lindman Phys Fluids **20**, 51 (1977)
 - 34) K. R. Manes, V. C. Rupert, J. M. Averbach, P. Lee, J. E. Swain, Phys. Rev. Lett. **39**, 281 (1977), J. E. Balmer, Phys. Rev. Lett, **39**, 1084 (1977), R. P. Godwin, et al., Phys. Rev. Lett. **39**, 1198 (1977)
 - 35) R. Fedsejev, et al. Phys. Rev. Lett. **39**, 932 (1977), H. Azechi et al. Phys. Rev. Lett. **39**, 1144 (1977)
 - 36) D. T. Attwood et al., Phys. Rev. Lett. **40**, 184 (1978)
 - 37) A. Raven and O. Will, Phys. Rev. Lett. **43**, 278 (1978)
 - 38) R. Fedosejevs, M. D. J. Burgess, G. D. Enright and M. C. Richardson, Phys. Rev. Lett. **43**, 1644 (1979)
 - 39) 三間 他, Annual Progress Report ILE Osaka University, ILE-APR-77, PP 113. H. Nishimura, K. Mima, Y. Yanase et al. Plasma Phys. **22**, 69 (1980)
 - 40) E. J. Valeo and K. G. Estabrook, Phys. Rev. Lett. **34**, 1008 (1975)
 - 41) M. Matoba, H. Fujita, S. Nakai et al. Annual Progress Report, ILE Osaka Univer-

sity, ILE-APR-79, PP 75

- 42) A. Tamura et al. Annual Progress Report, ILE Osaka University, ILE-APR-78, PP 92
- 43) F. Amiranoff, R. Fabbro, E. Fabre, et al, Phys. Rev. Lett. **43**, 522 (1979)
- 44) D. J. Nagel et al. Phys. Rev. Lett, **33**, 743 (1974) J. C. Coutvrand, Opt. Comm. **22**, 71 (1977)
- 45) D. R. Bates et al, Proc. Roy. Soc. A**267**, 297, A**270**, 115 (1962)
- 46) D. Duston and J. Daris, Phys. Rev. A, **21**, 1664 (1980), J. D. Kilkenny, R. W. Lee, M. H. Key and J. G. Lunney, Phys. Rev A, **22**, 2746 (1980)
- 47) B. Yaakobi, I. Pelah and J. House, Phys. Rev. Lett, **37**, 836 (1976), K. B. Mitchell and R. P. Godmin, J. Appl, Phys. **49**, 3851 (1978), J. D. Hares, J. D. Kilkenny, M. H. Key and J. G. Lunny, Phys. Rev. Lett, **42**, 1216 (1979)
- 48) N. Yamaguchi, J. Phys. Soc. Jap. **47**, 299 (1979)
- 49) L. L. House, Astro. Phys. J. Sup. Series. **18**, 21 (1969)
- 50) C. J. Powell, Rev. Mod. Phys. **48**, 33 (1976), H. W. Dramin, Zeitschrift eur Physik, **164**, 513 (1961) *ibid* **172**, 429 (1963)
- 51) T. Yabe, K. Mima, K. Yoshikawa, and H. Takabe, Jpn. J. Appl. Phys. **20**, L141 (1981)
- 52) K. Estabrook and W. L. Kruer, Phys. Rev. Lett. **40**, 42 (1978)
- 53) N. A. Ebrahim, C. Joshi, D. M. Villeneuve, N. H. Burnett, and M. C. Richardson, Phys. Rev. Lett, **43**, 1995 (1979)
- 54) G. McClellan, P. H. Y. Lee, and G. Caporaso, Phys. Rev. Lett. **44**, 658 (1980), J. Mizui, N. Yamaguchi, T. Yamanaka and C. Yamanaka, Phys. Rev. Lett. **39**, 619 (1977)
- 55) L. R. Veese and J. C. Solem, Phys. Rev. Lett. **40** 1391 (1978), R. J. Trainor, J. W. Shaner, J. M. Averbach and N. C. Holmes, Phys. Rev. Lett. **42**, 1154 (1979), N. H. Burnett, G. Joshi, B. Ahlborn and R. Evans, Appl. Phys. Lett. **38**, 226 (1981), P. D. Goldstone, R. F. Benjamin, and R. B. Schultz, Appl. Phys. Lett. **38**, 223 (1981)
- 56) A. Ng, D. Salzmann and A. A. Offenberger, Phys. Rev. Lett. **43**, 1502 (1979), H. A. Baldis, and P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. **45**, 1260 (1980), T. P. Donaldson and I. J. Spalding, Phys. Rev. Lett. **36**, 467 (1976)
- 57) Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, "Physics of Shock Waves and High-Temperature

- Hydrodynamic Phenomena" (Academic, New York) PP 167, 260 and 279
- 58) D. W. Forslund, J. M. Kindel and K. Lee, Phys. Rev. Lett. **39**, 284 (1977)
- 59) L. Spitzer, "Physics of Fully Ionized Gases" (J. Wiley & Sons. New York), § 5-2.

第 3 章 炭酸ガスレーザーによるペレット爆縮

§ 3-1 はじめに

レーザー核融合研究の 2 本柱は、レーザープラズマ中での吸収やエネルギー輸送を対照とする基礎過程とそして爆縮機構⁽¹⁾の解明である。一般に平面ターゲットは半径がフォーカス径を充分越えた場合と考えて、レーザー核融合の基礎過程の研究に多用されるが、球状ターゲットとはその幾何学的な形状が本質的に異なるため例えば横方向エネルギー輸送や表面波の不安定性を取り扱う場合には球状ターゲットによる照射実験が必要不可欠である。また 10.6 μm レーザーによるペレット爆縮の実証はレーザー装置開発の指針を明らかにし、ペレット照射における工学的諸問題を解明することと相まって、10.6 μm 照射ペレットによる爆縮の可能性を示し、また 10.6 μm レーザーに最適なペレット設計への糸口となる。これらの観点から、著者は高出力 2 ビーム炭酸ガスレーザーシステム「烈光Ⅱ号」を使用したペレットターゲット照射実験を行った。D₂ ガスを充填したガラスペレットもしくは (CD)₂ シェルターゲットを照射し、爆縮像と中性子生成を観測した。

レーザー爆縮を行うには様々な技術的問題を解決する必要がある。

(1) レーザー光とターゲットとの光軸調整

レーザー光の光軸調整はフォーカシングとポインティングの 2 点によって完了する。10.6 μm レーザー光用に著者が試みたハルトマンマスクによる光軸調整法⁽²⁾を付記した。

(2) レーザービームの同期

均一な圧縮を行うために、多ビームの同期をとる必要がある。一般に爆縮時間の $1/100 \sim 1/1000$ が必要である。

(3) レーザー光の S/N

イクスプロッシブな圧縮モードでは、プラズマプロファイルを無駄に長くし、吸収を低下させ (共鳴吸収)、散乱光を増大させる危険があるため、レーザー光中のプリパルスや漏れ光の防止が必要である。一般に 100 J 程度のレーザーエネルギーに対し $S/N \geq 10^6$ が必要 ($4E \leq 100 \mu\text{J}$) とされる。

(4) 集光点上での照射強度の均一性

爆縮の均一性を保つ上に必要とされるビーム強度の均一性はガラスレーザーに対して $\pm 10\%$ 程度とされている。⁽³⁾ 炭酸ガスレーザーの場合、エネルギー輸送に高速電子が介在すればこの数字はもっと緩和されるはずである。

(5) 寄生発振の防止

小信号利得の高い炭酸ガスレーザー特有の現象で、ペレットとレーザー装置間に形成された

共振器中での発振は最適化した飽和吸収セルにより防止される。また炭酸ガスレーザー用の大口径ファラデーローテーターが実用段階にまで至っていないため、ペレットを完全な対向照射にすることが現在のところ不可能である。

ペレット爆縮において、科学的ブレークイーブンに至る2つのアプローチが提示された。レーザー出力が比較的小規模な段階ではレーザー爆縮の可能性を示す必要上、ペレット質量を極力低下させたイクスプロシブモード⁽⁴⁾によるペレット爆縮が行なわれた。⁽⁵⁾ 高速電子による予備加熱を許し、燃料の密度は上げずに温度を上げて中性子生成を促す方式である。しかしこの方法ではペレット利得の考えは生かせず、科学的ブレークイーブンに到達するには限界がある。もう1つのアプローチ、ペレット内の燃料を等エントロピー圧縮し自己点火によるペレット利得を利用するアブレーティブモードでは燃料を包む、プッシャーやアブレーター⁽⁶⁾の質量が増大するので、大型レーザーの完成に伴い、逐次ペレット爆縮が実証されることになる、これら2つのモードでの爆縮機構を解明する上で重要な物理過程もしくは物理量は、

(1) レーザー光吸収率

平面ターゲットだけではなく、球状ターゲットでの吸収率を押える必要がある

(2) 吸収エネルギーのバランス

高速粒子、輻射による損失、流体力学的効率

(3) 燃料の予備加熱

高速粒子、輻射、衝撃波などによる燃料の予備加熱

(4) 圧縮の対称性

横方向エネルギー輸送と関連して、照射の均一性、アブレーター材の最適化をはかる必要がある。

(5) 中性子生成と燃料の ρR 値

などが考えられる。

本研究においてはペレット照射の初期的計測であるレーザー光の吸収、高速粒子生成燃料圧縮と中性子生成を計測した。4種の異なるペレットターゲットを使用し、X線爆縮像と計算機シミュレーション結果を比較した。中性子生成に対しても同様の比較を行った。

§ 3-2 実験装置と方法

使用したレーザーは高出力炭酸ガスレーザーシステム「烈光Ⅱ号」である。寄生発振を防止し、パルスのS/Nを向上させる目的で各増幅媒質間には最適化された可飽和吸収セルが挿入されている、図3-1に烈光Ⅱ号システムのブロックダイアグラムを示す、発振器およびプリアンプはラダー型の紫外線予備励起TEAレーザーである。Amp 1～3は電子ビーム制御型レーザーで、

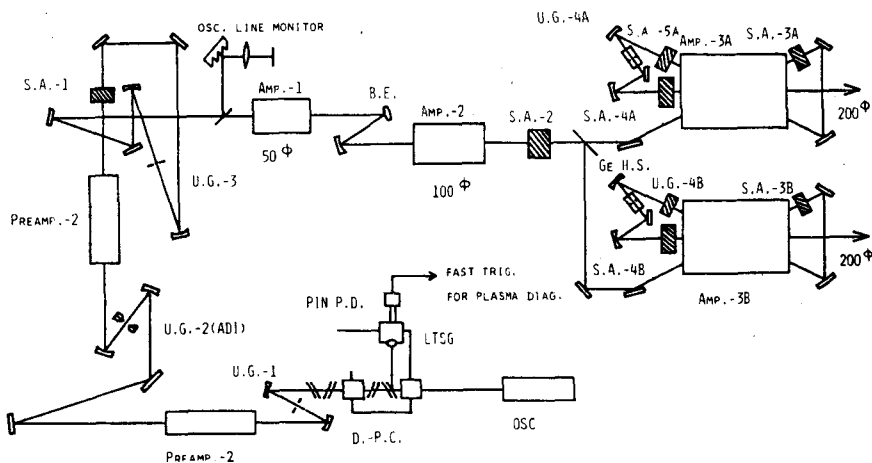


図3-1 烈光Ⅱ号システム

特に Amp 3 は双頭型でかつ3パス光学系によりエネルギー取り出し効率が高める工夫がなされている。図3-2に各増幅器からのレーザー出力とそのときのパルスのS/N比の理論特性と測定結果を示す。2本のビームのパス長は光路長を実測することにより調整した。測定精度は時間にして30psec以内であった。表3-1にレーザー照射条件をまとめる。図3-3にペレット照射時の実験装置を示す。集光は2枚の軸はずし放物面鏡により行った。これら2枚の放物面鏡とターゲットのアラインメントは10.6 μm 光と光軸、平行度を合致させたHe-Neレーザー光によりハルトマンマスクを用いて行った。この方法によるターゲットと焦の位置合わせ精度は $\pm 10 \mu\text{m}$ であった。すべてのターゲットに対し、集光点がターゲット中心と一致するセンターフォーカスとした。レーザー光のビームウェストは200

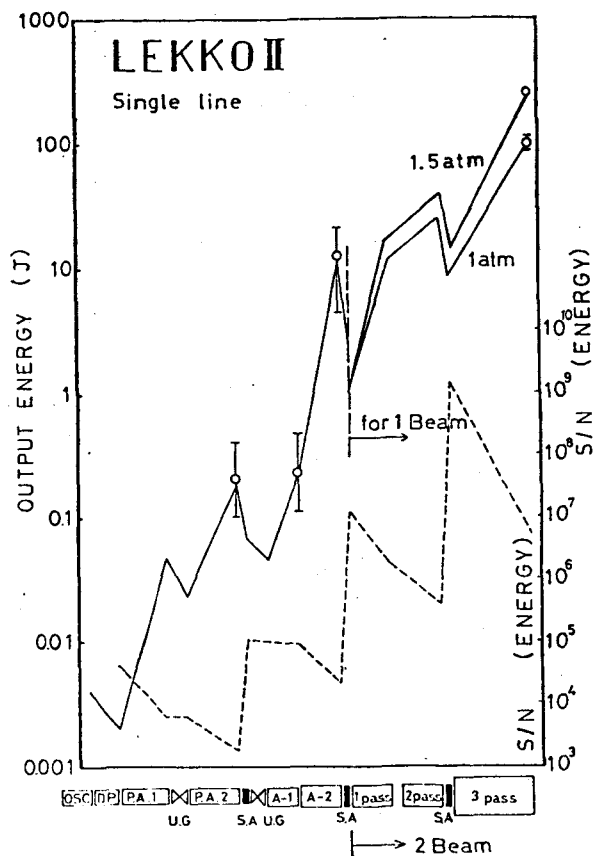


図3-2 烈光Ⅱ号出力特性

表 3-1 レーザー照射条件

<レーザー> 烈光Ⅱ号システム 2ビーム

波 長 $10.6\mu\text{m}$
 パルス幅 $1.2\sim 2\text{ nsec}$
 たち上がり $0.5\sim 0.8\text{ nsec}$
 S/N 10^6 以上

<集 光 系>

軸はずし放物面鏡 準対向照射

焦点距離 $f = 300\text{ mm}$ $F/1.5$

フォーカスサイズ $100\mu\text{m}$ (50%)

入 射 センターフォーカス

<ターゲット>

$80\sim 120\mu\text{m}$ の球状ターゲット (図 3-5)

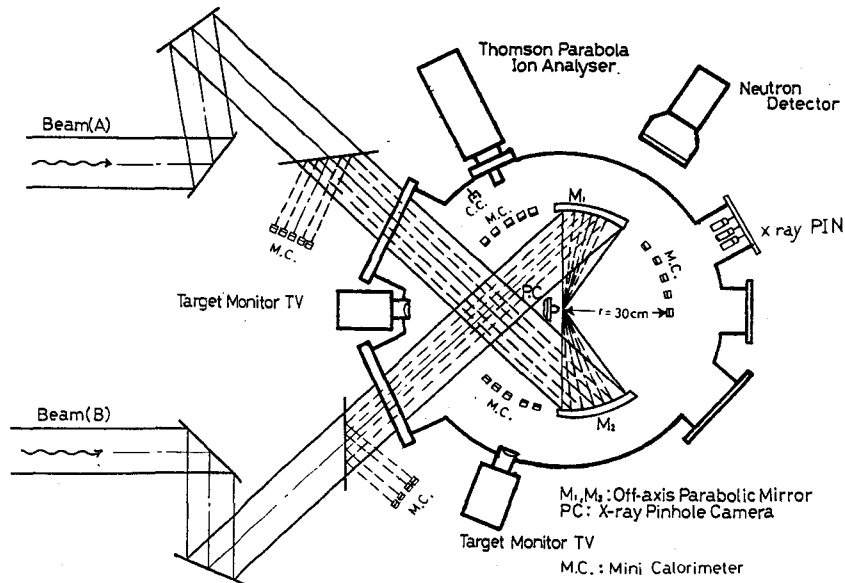


図 3-3 ペレット照射装置

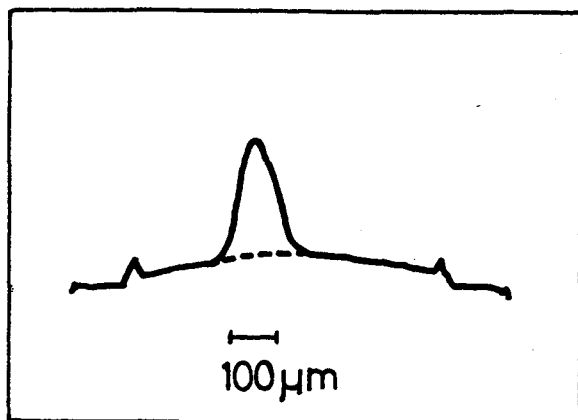


図3-4 レーザーのフォーカスプロファイル。
NaCl球面レンズと赤外ビジコンカメラによって得た。

μm程度であることが平面ターゲットのバーニングパターンから判っており、図3-4に示すようなフォーカスプロファイルであることから、直径200μm以下のペレットに対しレーザーはターゲット全体をほとんど包み込むと考えてよい。

実験に使用したターゲットは4種類である。図3-5にこれを示す。

タイプAは $(C_8D_8)_n$ ポリステレンシエル、タイプBは球状ポリステレン、タイプC、Dはそれぞれ

Type A:



$(C_8D_8)_n$ microballoon
d = 110 ~ 130 μm
t = 5 ~ 10 μm

Type B:



$(C_8D_8)_n$ solid
d = 110 ~ 130 μm

Type C:



glass microballoon
d = 80 ~ 120 μm
t = 1 ~ 1.5 μm

Type D:



glass microballoon
D₂ gas 10 atm
d = 80 ~ 120 μm
t = 1 ~ 1.5 μm

図3-5 実験に使用した4種のペレットターゲット

燃料としての重水素ガスを充填しない、あるいは10気圧充填したガラスマイクロバルーン (GMB) である。

本実験に使用した計測器を表3-2にまとめる。爆縮ペレットのX線像はピンホールカメラにより観測した。倍率は4倍で、ターゲット上での空間分解能は10 μ m以上であった。X線スペクトラムはX線結晶分光器およびX線PINダイオードを検出器として使用したロスフィルター法により観測した。レーザー生成プラズマ粒子はチャージコレクターおよびトムソンパラボライオンアナライザーを使用した。これにより特に高速イオン種とエネルギーの同定が可能となった。エネルギーは10%以内の精度で決定できた。爆縮による核反応生成中性子は直径10cmのプラスチックシンチレーターをもった2台の中性子検出器をターゲットからそれぞれ1mおよび1.4mの距離に設置した。これらの中性子検出器は個々に絶対校正され、検出の最低感度はターゲットからの中性子が空間に対して均一に分布したとしてターゲット上で 8×10^2 コ以上であった。この他、レーザー光の吸収率を求める目的で小型カロリメーターが多数配置された。また10.6 μ mレーザーパルスと同期をとったパルス幅1nsecのルビーレーザーを使用し、ジャモン干渉光学系と組み合わせて照射プラズマの密度プロファイルを観測した。

実験項目は以下のとおりである。

表3-2 計 測 装 置 一 覧

Instrument	Physical quantity	Specification
X-ray Pinhole Camera	X-ray image	4 magnification 10 μ m resolution
X-ray slit spectrograph	Space resolved X-ray spectrum	Energy range of 1kev ~ 3kev
X ray PIN diode with filter	X-ray energy spectrum	Energy range of 1.5kev ~ 28kev
Faraday cup	Ion energy and amount	Deep cup type
Thomson parabola	Ion energy and identification of ion species	10% energy resolution
Neutron detector	Identification of neutron and neutron yield	Lower counting threshold 10^3
Jamin interferometer	Plasma density profile	~ 10 μ m spacial resolution
High sensitive mini calorimeter	Back and side scattered light energy	Sensitivity of 6.3 μ V/ μ J

- (1) 散乱光のエネルギー，空間分布を計測し，球状ターゲットに対する吸収率を求める。
- (2) 高速イオンのイオン種を同定し，チャージレクターと組合わせてイオンの速度スペクトラムを求める。さらに速度スペクトラムとプラズマの等温膨張モデルとを比較し，電子温度を求める。
- (3) 光学干渉法によりプラズマ密度プロファイルを得る。
- (4) シンチレーション法による中性子生成の観測と1次元流体コードによるシミュレーション結果との比較を行う。
- (5) 爆縮像の観測とシミュレーション結果との比較

§ 3-3 ペレットターゲットによるレーザー光吸収

ペレット照射に伴う散乱光は図3-3に示すように小型のカロリメータを多数配置して計測した。後方散乱光はレーザービーム中に挿入したビームスプリッターを介して，また側方散乱光は集光ミラーの側面に配置することで求めた。球状ターゲットに対して入射面は一意に定義できないが，説明の便宜上ビームAは紙面上に偏光しているのて，紙面内に散乱された成分をP偏光，これに垂直な散乱光成分をS偏光と定義する。図3-6はこの3つの散乱光成分，すなわち後方

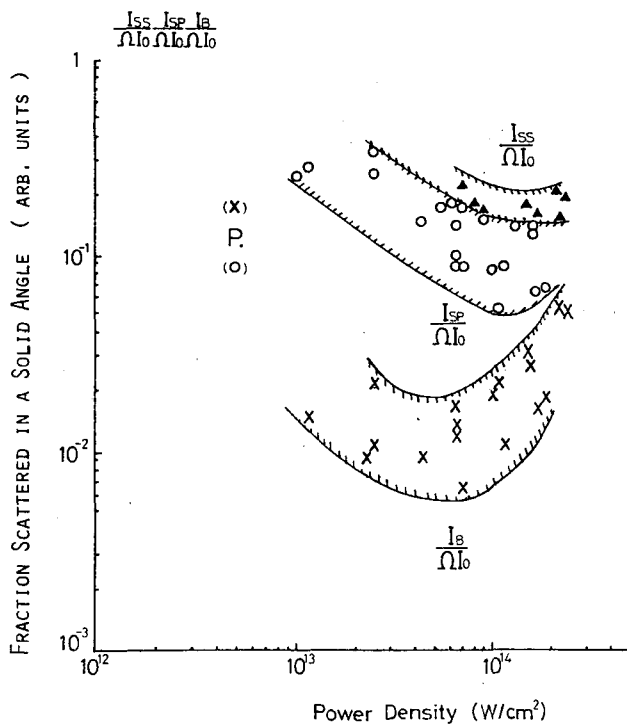


図3-6

散乱光のレーザー強度変化

図3-3ビームAの照射に対して紙面に垂直に散乱された成分 (I_{SS}) および紙面内に散乱された成分 (I_{SP})，そして後方散乱成分 (I_B)， I_0 は入射エネルギー。縦軸は単位立体角中に散乱されたエネルギーを入射エネルギーで校正した任意目盛。

側方散乱光に対してはレーザー光軸から 40° の角度，後方散乱光に対してはレーザー光軸上の点をプロットした。ターゲットは直径 $120\mu\text{m}$ のGMB。

散乱光，P 偏光，S 偏光散乱の単位立体角中のエネルギーを入射エネルギーで較正した値の照射強度依存性を示す。垂直軸は任意目盛である。同一照射強度で後方散乱光，P 偏光散乱成分，S 偏光散乱成分の順に強度は増加している。後方散乱成分に対して $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ を底として照射強度が増加しても，減少しても後方散乱成分は増加している。一方側方散乱成分の特に P 偏光成分はレーザー強度の増大に伴い減少傾向を示している。後方散乱光および P 偏光散乱成分の角度分布を図 3-7 に示す。後方散乱光はレーザー光軸上で最低となった軸対称の散乱分布となっている。側方散乱成分は後方散乱成分より約 1 桁大きなエネルギー成分となり，光軸からはずれるに従って徐々に減少している。これらの分布は寄生発振時（図 3-7 での P）の分布とは大きく異っていることがわかる。このような後方散乱光よりむしろ側方散乱光がエネルギー的に大きな割合を含めるという実験結果は，第 4 章の散乱光計測結果で述べるように平面ターゲットに対して得られている。またレーザー波長をかえた場合でも同様な傾向があり， $1.06 \mu\text{m}$ レーザーでは全散乱エネルギーの 50% 近くがこの側方散乱成分で占められていることが報告されている。¹⁶⁾

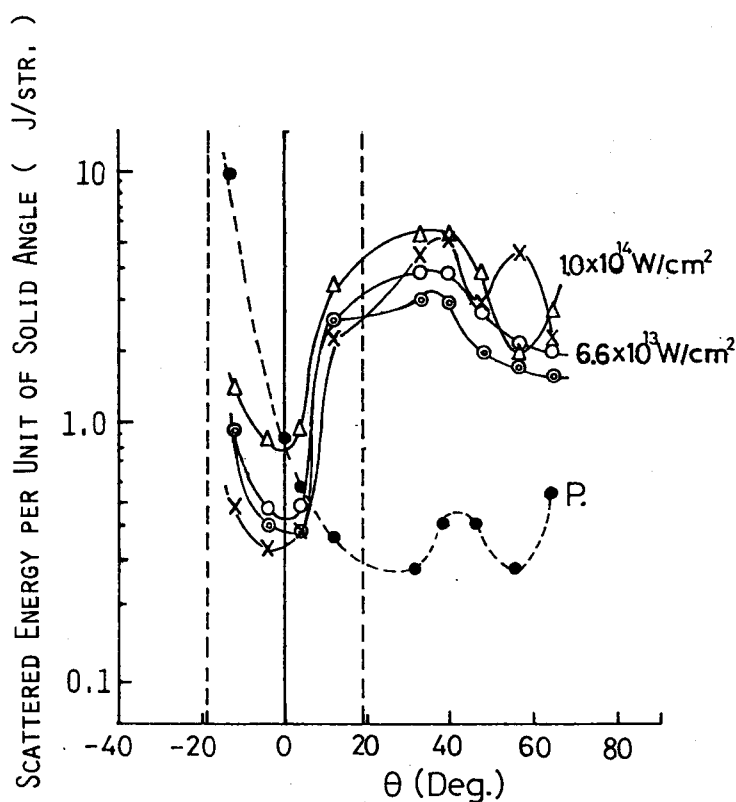


図 3-7 後方散乱成分および側方散乱成分の角度依存性，側方散乱光は図 3-3 の紙面内に散乱された成分をとった。P は寄生発振時の散乱光に対応する。

ペレットターゲットに対する $10.6\text{ }\mu\text{m}$ 光の吸収率は、後方散乱光および側方散乱光成分を図3-7に示した分布に軸対称性を仮定して求めることができる。その計算結果を表3-3に示す。 10^{14} W/cm^2 の強度下で吸収率はほぼ35%であることがわかった。なお、この吸収率はターゲット材質を重水素ポリスチレンからGMBまで変えても測定のはなつき範囲内で一定であり、吸収に対するターゲット材のZ値依存性はないと考えてよい。

表3-3 ペレットターゲットに対する吸収率

Shot No	(a)	(b)	(c)
Laser Intensity (W/cm^2)	A 7.5×10^{13} B 2.5×10^{13}	3.8×10^{14} 4.2×10^{14}	2.5×10^{14} 1.2×10^{14}
Absorption (%)	51	35	35

§3-4 高速イオンの速度分布と電子温度

$10.6\text{ }\mu\text{m}$ レーザー照射ペレットターゲットからの生成粒子はチャージコレクターとトムソンパラボライオンアナライザーによって観測された。チャージコレクターはイオンのスパッタリングや2次電子放出を極力抑えるようなカップ状⁽⁷⁾の電極構造となっている。トムソンパラボラではイオンの軌跡をニトロセルロースフィルムで記録した。⁽⁸⁾ 検出できるエネルギーレンジに関して、現在のところ正確なデーターはないが、経験的にプロトンに対して $50\text{ keV} \sim 400\text{ keV}$ 、カーボイオンに対して 100 keV 以上ということがわかっている。ポリスチレン球 $(\text{C}_8\text{H}_8)_n$ を照射したときのトムソンパラボラから得たイオン軌跡の例を図3-8に示す。カーボンイオン C^{n+} 、プロトンビームが判別できる。原点にみえるのはトムソンパラボラに電場、磁場をかけなかったときのイオン軌跡で、トムソンパラボラの原点を与える。トムソンパラボラの特長から、この原点を通過する直線はイオンエネルギー E_i が一定となり、水平軸(磁場による偏向方向)に平行な直線は E_i/Z が一定となる(図3-9参照)。図3-8からカーボンイオンに対してその電荷数に関係なく、一定の最大速度が存在することがわかる。この例の場合、カーボンイオンの最大エネルギーは 580 keV 、プロトンに対して 180 keV であった。カーボンイオンに対して最大速度が存在し、プロトンビームに対してそのエネルギーが約3倍になっているという事実は他のレーザーショットでも得られた。トムソンパラボラから得たイオン種およびエネルギーと同時に得られたイオン電流の例を図3-10に示す。カーボンに対して最大速度が決定できるのでイ

オン信号中でのプロトンとカーボンイオンによる電流はそれぞれ区別することが可能である。

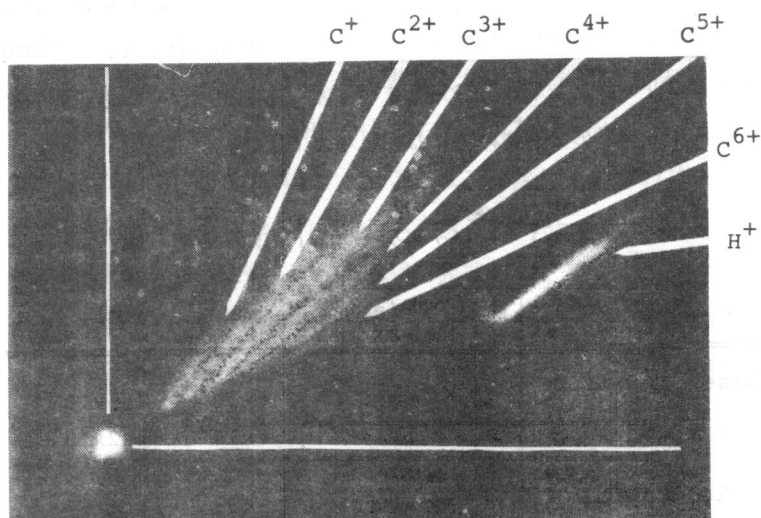


図 3-8 トムソンパラボライオン軌跡の例

ターゲット $(C_8H_8)_n$ 球, 強度 10^{14} W/cm^2 , カーボンイオン
に対して最大エネルギー 580 keV, 最小エネルギー 320 keV
またプロトンに対してそれぞれ 180 keV, 100 keV である。

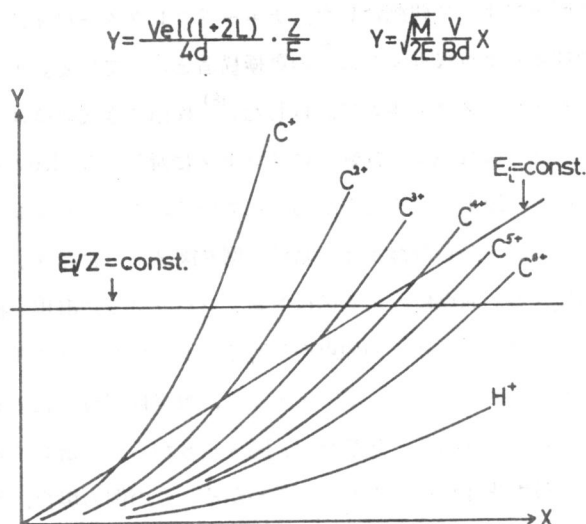


図 3-9 トムソンパラボラのイオン軌跡の特徴

原点を通過する直線はイオンエネルギーが一定であることを意味する。

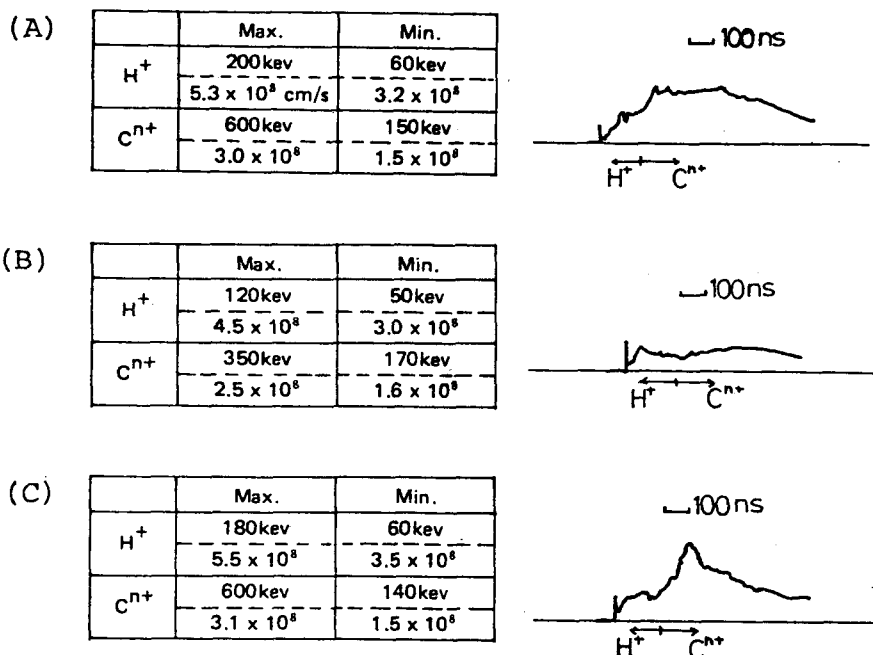


図3-10 トムソンパラボラから見たイオンの最大、最小エネルギーと、同時に得られたイオン電流の例

検 討

高速イオンは共鳴電場により加速された高速電子により生成され、その速度分布は高速電子の温度が反映される。L.M.Wickens⁽⁹⁾らは低温電子、高速電子の二温度系でイオンの速度分布を評価し、その温度比や密度比で速度分布にみられる“くぼみ”を説明している。また高速イオンが最大速度をもつという実験事実に関してはJ.S.Pearlman⁽¹⁰⁾らが2つの異った機構での可能性を議論している。ここでは簡単のために、1温度電子下での高速イオン加速を考え、実験結果の検討を行う。

基礎式として流体の連続、運動、電荷中和はそれぞれ

$$\frac{\partial}{\partial t} n_i + \frac{\partial}{\partial x} (n_i u_i) = 0 \quad (3-1)$$

$$m_i n_i \left(\frac{\partial}{\partial t} u_i + u_i \frac{\partial}{\partial x} u_i \right) = -Z e n_i \frac{\partial}{\partial x} \phi \quad (3-2)$$

$$m_e n_e \left(\frac{\partial}{\partial t} u_e + u_e \frac{\partial}{\partial x} u_e \right) = e n_e \frac{\partial}{\partial x} \phi - \kappa T_e \frac{\partial}{\partial x} n_e \quad (3-3)$$

$$Z n_i = n_e \quad (3-4)$$

で与えられる。ここで n_e, m_e, u_e および n_i, m_i, u_i はそれぞれ電子およびイオンの密度、質量、速度を示す。 T_e は電子温度、 ϕ は密度勾配がもたらすポテンシャルである。ここでは等温膨張を仮定し、イオンの圧力による運動への寄与は無視した。低密度側へ膨張するプラズマ中での帰還電流による電荷中和は期待できず、モデルとして高速電子によるイオンの両極性拡散を考えているので (3-3) 式の左辺はゼロとおく。 (3-2) ~ (3-4)

式より

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} u_i + u_i \frac{\partial}{\partial x} u_i &= -\frac{Z\kappa T_e}{m_i} \frac{1}{n_i} \frac{\partial}{\partial x} n_i \\ &= -C_s^2 \frac{1}{n_i} \frac{\partial}{\partial x} n_i\end{aligned}\quad (3-5)$$

ただし、

$$C_s = \sqrt{Z\kappa T_e / m_i} \quad (3-6)$$

今 x, t の関数 u_i, n_i において変数 ξ を

$$\xi = x/t \quad (3-7)$$

で定義すると u_i, n_i は ξ の関数として、

$$n_i = n_0 \exp(-\xi / C_s) \quad (3-8)$$

$$u_i = \xi + C_s = u_e \quad (3-9)$$

が与えられる。 $x = x_0$ に設置されたチャージレクタが感じる、時刻 t におけるイオン電流密度 $J(x_0, t)$ は

$$\begin{aligned}J(x_0, t) &= eZ n_i u_i \\ &= eZ n_0 (x_0/t + C_s) \exp(-x_0/C_s t)\end{aligned}\quad (3-10)$$

である。イオン信号から速度を読むときには加速相は無視して、等速度 $u (= x_0/t)$ と読むからイオンの速度分布 $\partial N_0 / \partial v$ は

$$\begin{aligned}\frac{\partial N_0}{\partial v} &= n_i \\ &\sim n_0 \exp(-v/C_s)\end{aligned}\quad (3-11)$$

ただし

$$x_0/t \gg C_s \quad (3-12)$$

で与えられる。

今，規格化したイオンおよび電子密度を考え，電子のポテンシャルを電子温度で，イオンの速度を音速で無次元化する。すなわち

$$N_i = n_i / n_{i0}, \quad N_e = n_e / n_{e0} \quad (3-13)$$

$$\zeta = \xi / C_s \quad (3-14)$$

$$\psi = e\varphi / \kappa T_e \quad (3-15)$$

このとき，電荷中和と電子のマックスウェル速度分布は

$$N_e = Z N_i \quad (3-16)$$

$$N_e = \exp(\psi) \quad (3-17)$$

で表わされる。このとき電子の圧力勾配によりイオンを加速する規格化された電場 ϵ は，

$$\epsilon = -\partial\psi / \partial\zeta \quad (3-18)$$

で与えられる。 $\partial\psi / \partial\zeta = (\partial\psi / \partial T_e)(\partial T_e / \partial\zeta)$ ， $\varphi/x = E_x$ とすると，
(3-14)，(3-15) 式より

$$\epsilon = \frac{E_x}{m_i C_s / Ze \tau} \quad (3-19)$$

となる。ここで τ は電子温度がピーク値と同程度になると考えられる時間スケールで，レーザーのパルス幅程度と考えてよい。高速電子が完全なマックスウェル分布となっている場合 ψ は定数となるから，(3-19) 式は $\epsilon = 1$ を与え，どの速度のイオンをとってもイオンが感じる電界強度は一定である。

粒子としてのイオンの運動方程式は対流項を無視して

$$m_i \frac{\partial u_i}{\partial t} = e Z \epsilon_x \quad (3-20)$$

である。一定時間この両極性電場により一様な加速を受けたとするとこのときイオンの得る運動エネルギー E_i は

$$E_i = \frac{(e Z \epsilon_x)^2}{2 m_i} \tau^2 \quad (3-21)$$

となる。

今プロトンとカーボンの2成分プラズマがあるとき、生成される高速イオンのエネルギー比を考えてみる。吸収領域の温度はX線計測からはば400 eV程度であるから完全電離状態であると考えてよい。これは衝突—輻射平衡状態での電子温度に対する電離度の計算結果⁽¹¹⁾からも裏づけられている。この完全電離プロトンおよびカーボンイオンは高速電子により一様な加速を受ける。このときプロトンは電荷数のわりに質量が小さいのでより大きな加速を受け、高速電子により形成された電場をプロトンより先に消化してしまうことが可能である。すなわち(3-21)式でイオンが一様加速を受ける時間 τ がイオン種によらず一定であるとするプロトンとカーボンが得る運動エネルギーの比は

$$\frac{E_{iC}}{E_{iP}} = \frac{(Z^C)^2 / m_i^C}{(Z^P)^2 / m_i^P} = 3 \quad (3-22)$$

となり、実験結果を説明できる。

チャージコレクタのイオン電流から高速イオンの速度分布を求めると(3-11)式に示すような分布となり、等温膨張モデルで説明できる。これより、加速を考える高速電子の温度が実験的

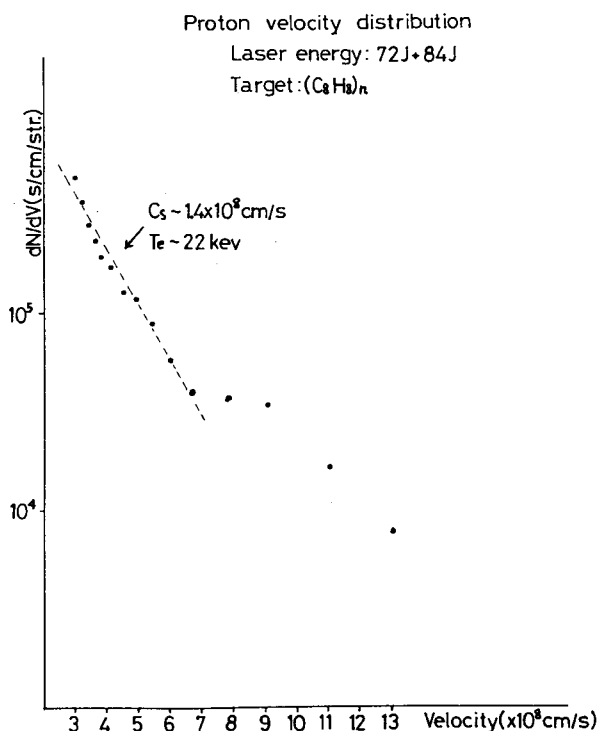


図3-11 (a)プロトンおよび (b)カーボンの速度分布
ターゲットはポリスチレン球

に求められる。図3-11, 12, 13は、図3-10に示したイオン電流にそれぞれ対応している。ターゲットはポリスチレンおよび重水素ポリスチレン球である。重水素ポリスチレン球には製造の過程で水分が含まれているのでプロトンが検出さる。いずれの場合にも高速イオンの速度分布は音速をスケールとした等温膨張モデルの結果とよく一致している。プロトンに対して $Z=1$ 、カーボン(もしくは重水素)に対してトムソンバラボラのデーターから平均した値 $Z=2\sim3$ をそれぞれに決定して、高速電子の温度を求めた結果を表3-4に示す。この表において T_h はX線スペクトラムから求めた電子温度である。結果は

$T_e(H^+) > T_h \gtrsim T_e(C^+)$ となっている。これは粒子や輻射が発生する領域が異なっていることで定性的には説明できる。すなわち、共鳴領域でエネルギーを得た高速電子のうち低密度側へ流れたものは自己の形成したポテンシャル場でイオンを加速する。このとき加速されるイオンの先頭になつのはプロトンであり、高速電子による電場でもマクウェル分布のその部分による電子が支配する局所場を常に感じる。これに比べ

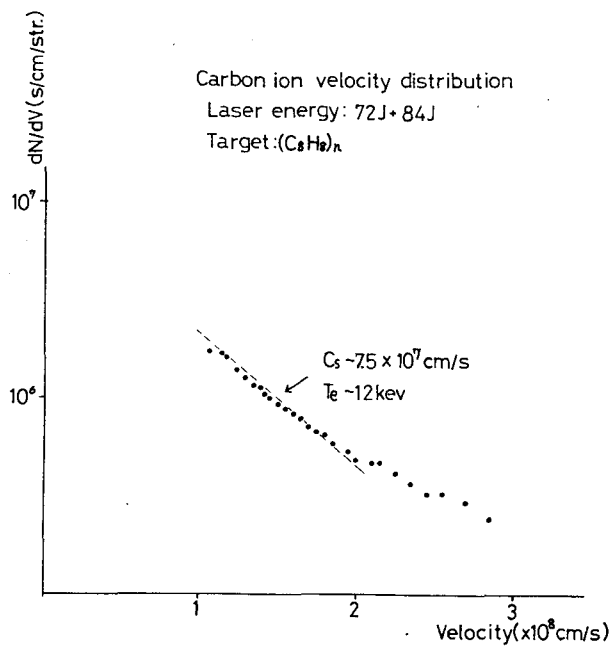


図 3 - 1 1 (b)

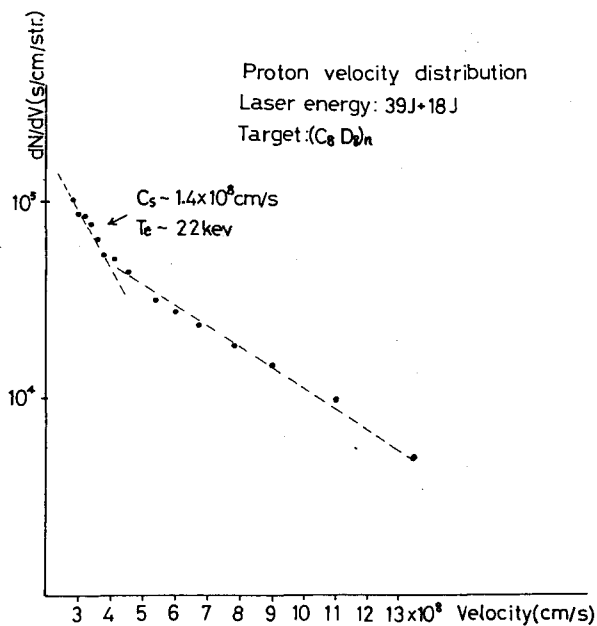


図 3 - 1 2

(a)プロトンおよび (b)カーボンの速度分布，ターゲットは重水素ポリスチレン球，プロトンはターゲット中に不純物として含まれる水素から出る。

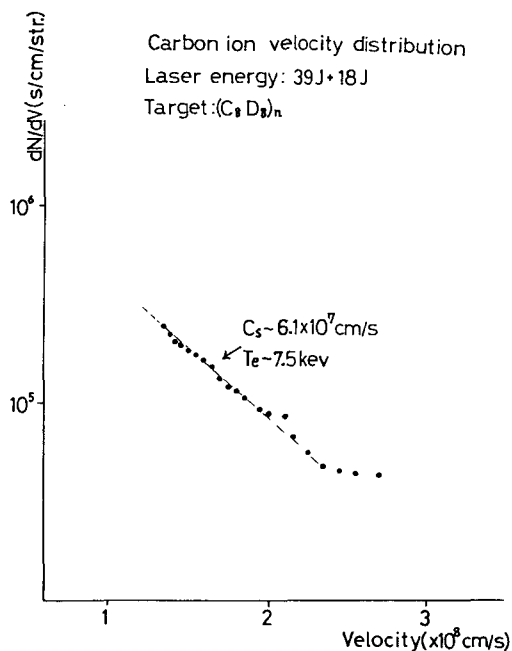
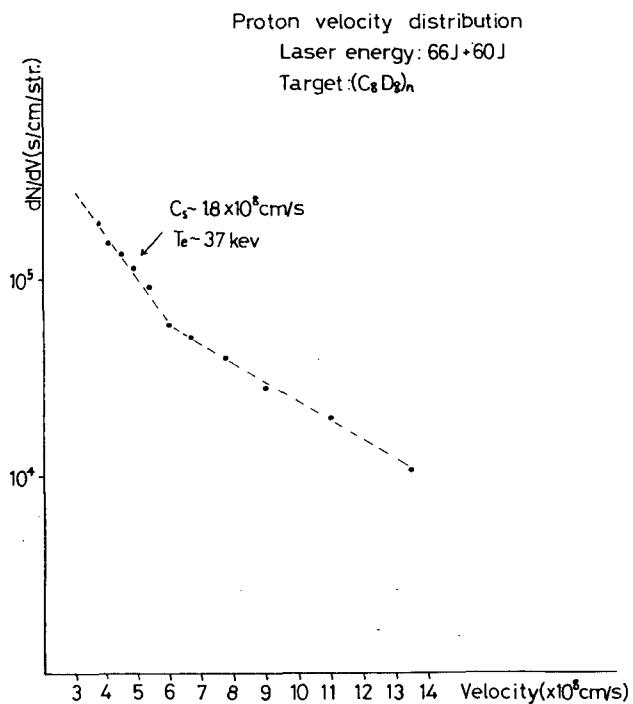


図 3 - 1 2 (b)

ーボンの得るエネルギーは平均して低下することになる。また自己形成のポテンシャル場に捕束された電子は背後のプラズマとクーロン相互作用を介して制動輻射を行う。このとき、時間平均して観測されるX線のスペクトルはポテンシャル場を往復して平均的にエネルギーを失った高速電子によるものであるため、その温度はプロトンの速度分布から求めたものより低下している。

図 3 - 1 3

(a)プロトンおよび (b)カーボンの速分布、ターゲットは重水素ポリスチレン球



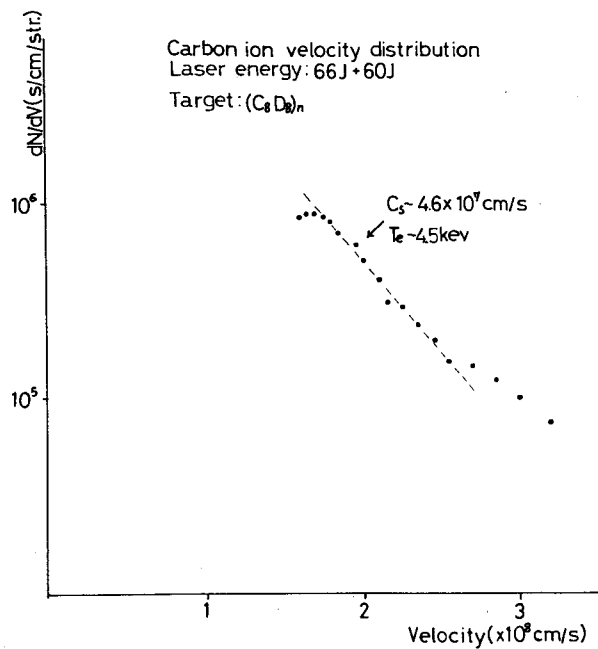


図 3 - 13 (b)

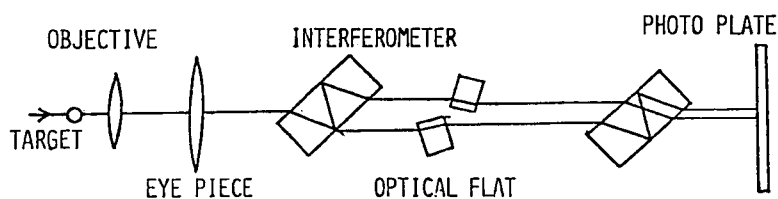
表 3 - 4 高速イオンの速度分布から求めた電子温度
〔 $T_e(H^+)$, $T_e(C^{n+})$ 〕とX線スペクトル
計測から得た電子温度〔 T_h 〕

Shot	$T_e(H^+)$	$T_e(C^{n+})$	T_h
(A)	22 keV	12 keV	14 keV
(B)	22 keV	7.5 keV	?
(C)	37 keV	4.5 keV	11 keV

§ 3-5 プラズマ密度の急峻化

レーザー照射に伴う動重力によりプラズマプロファイルは変形を受け、臨界密度面上流側、下流側には棚状のプロファイルが形成される。幸い、炭酸ガスレーザーのカットオフ密度は 10^{19} cm^{-3} であり、可視のレーザーをプローブ光とした場合、プラズマによる屈折を考慮しても $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 程度までの電子密度計測が可能である。

パルス幅 1 ms のルビーレーザー光（波長 $6943 \text{ \AA}$ ）を用い、ジャマン干渉計を組んでプラズマ密度の観測を行った。図 3-14 は観測装置を示す。ターゲットの像は対物レンズでリレーされ、結像用レンズでフィルム面上で結ばれる。干渉用の参照光はターゲット側面を通過した光を用いる。光路中に挿入されたオプティカルフラットにより適当な光路差がとられ、干渉じまが得られる。 $10.6 \text{ }\mu\text{m}$ 光とルビーレーザー光との同期は、 $10 \text{ }\mu\text{m}$ 光の発振とルビーレーザーの Q スイッチゲートを開放する時間差を高圧パルス発生装置内の遅延時間で制御する方法で行った。従って各レーザーからのパルス発生の変動と高圧パルス発生装置内の変動とが同期の誤差を与え、最大 20 nsec の時間誤差が存在し得る。測定系の空間分解能は $10 \text{ }\mu\text{m}$ 以上であった。図 3-15(a) はレーザーピークから 50 (± 20) nsec 後の干渉写真の例である。ターゲットは直径 $130 \text{ }\mu\text{m}$ の重水素ポリスチレン球であった。レーザーはターゲットの左右から照射され、このときの強度はそれぞれ 0.5×10^{14} , $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ であった。レーザー光軸に対しプラズマのプロファイルが軸対称であると仮定し、アーベル変換を用いることにより干渉じまのシフト量から電子密度を求めることができる。その結果を図 3-15 (b) (c) に示す。(c) は密度プロファイルを 3 次元表示したもので、横軸は照射レーザーの光軸からの距離、奥行き方向の軸はターゲット中心からの距離を示している。光軸方向にそって見たとき、プラズマのプロファイ



OPTICAL SOURCE; RUBY LASER
WAVE LENGTH; $6943 \text{ \AA}$
CUT OFF DENSITY; $2.3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$
MAGNIFICATION; $\times 20$

図 3-14 プラズマ密度計測用ジャマン干渉計の配置図。 参照光はターゲットの側面をぬけてきたレーザー光を使用する。

ルは 10^{19} cm^{-3} の臨界密度面を境に上流側，下流側に棚が形成されていることが図3-15(b)からもわかる。プラズマのスケール長は上流側で $\ell_1 = 140 \mu\text{m}$ ，臨界密度面で $\ell_2 = 23 \mu\text{m}$ となった。レーザー照射後50 nsec も経過しているにもかかわらず，照射時に形成されたと考えられる密度プロファイルの変形が観測された。R. Fedosejevsら⁽¹²⁾の同様な計測によると 10^{14} W/cm^2 の強度下で臨界密度面のスケール長は照射時で $5 \mu\text{m}$ であるから，この値を用いて臨界密度の高密度側と低密度側の流速差は $4 \times 10^5 \text{ cm/sec}$ と見積れる。

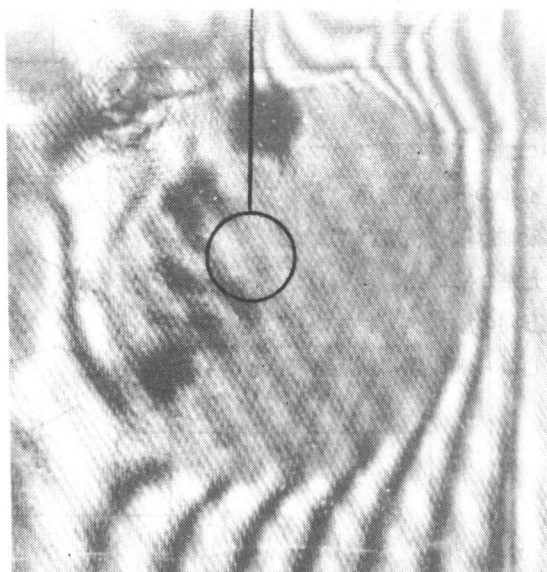
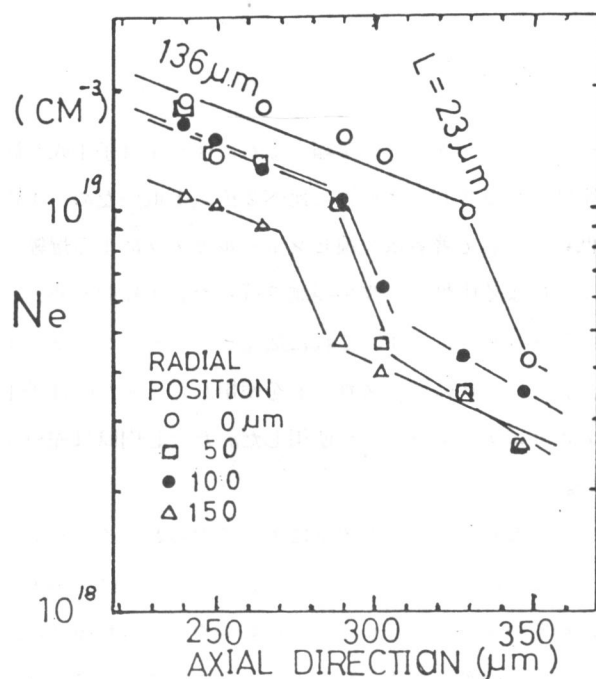
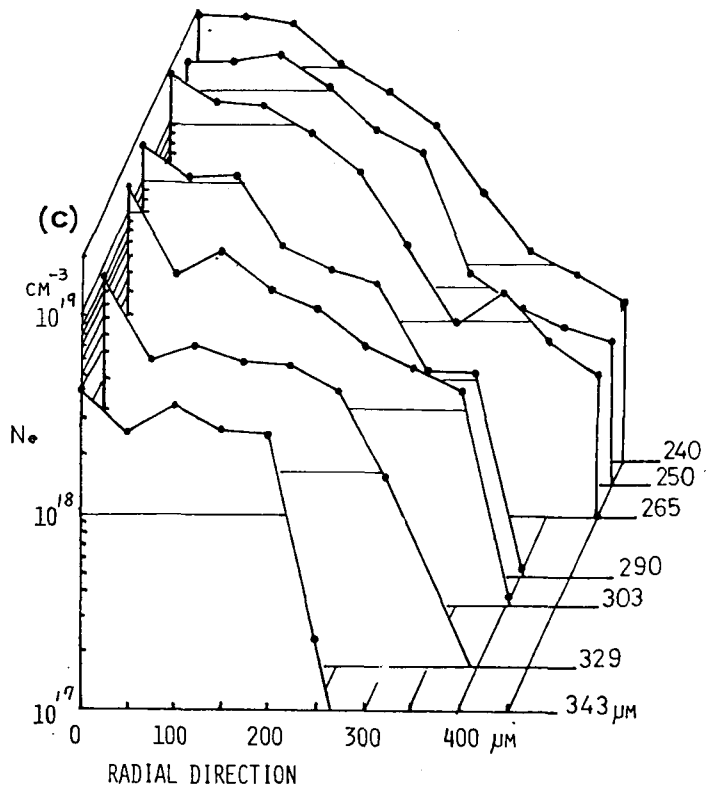


図3-15 (a)レーザー照射後50 nsec での干渉写真 ターゲットは外径130 μm の重水素ポリスチレン球



(b)レーザー光軸上での密度プロファイル プロファイルの軸対称性を可定し，アーベル変換から求めた。

(c) プラズマ密度プロファイルの3次元表示
縦軸は電子密度、横軸は光軸からの距離、奥行き方向の軸はターゲット中心からの距離に対応する。



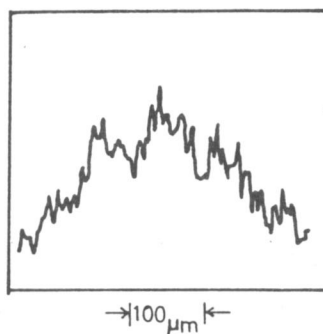
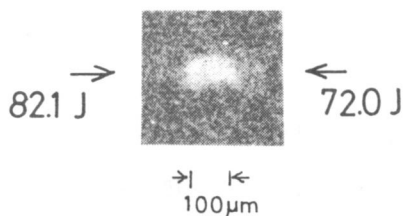
§ 3-6. 圧縮と中性子生成

爆 縮 像

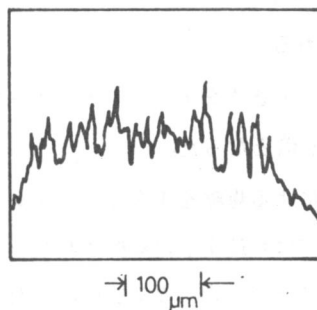
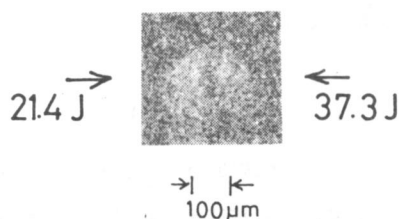
10.6 μm レーザー 2 ビーム照射によるペレットターゲットの爆縮とそれに伴う中性子生成を観測した。10.6 μm 照射の場合、その臨界密度がガラスレーザー等と比べ2桁以上低いため、本質的に1 keV 前後のX線輻射エネルギーは低い。そこで著者はX線ピンホールカメラによる爆縮ペレットのX線像撮影と、シンチレーション法による中性子生成の観測を行った。比較のため、4種の異ったターゲットを使用した。これらを図3-5に示す。これに加えピンホールカメラによるイメージの空間分解能を確認するため、テーパ状のガラスロッドを使用した。また中性子生成信号であることを確認するため、普通のポリエチレンシェルを使用した。ただし肉厚は充分厚く、爆縮による反応の違いは比較できない。

図3-5に示す4種のターゲットに対するX線ピンホールカメラによって得られたイメージとそのデンシトメータトレースの結果を図3-16に示す。デンシトメータトレースは図中矢印で示した部分を掃引したものに对应する。初期のターゲットサイズよりもやや広がった領域に、照射レーザーにより加熱されたプラズマからのX線発光が認められる。さらにタイプA,Dのター

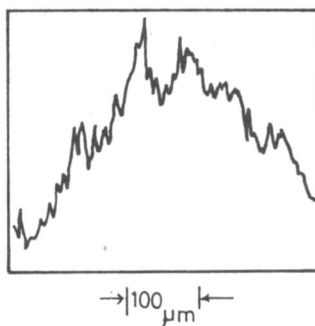
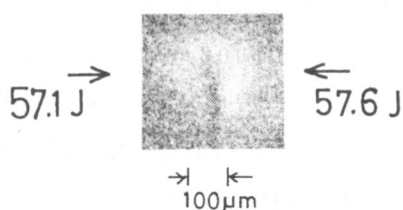
Type A : $(C_8D_8)_n$ microballoon
 $d=110\mu m$, $t=10\mu m$



Type B : $(C_8D_8)_n$ solid
 $d=130\mu m$



Type C : glass microballoon
 $d=98\mu m$, $t=1.47\mu m$



Type D : glass microballoon
 D gas 10 atm
 $d=84\mu m$, $t=1.35\mu m$

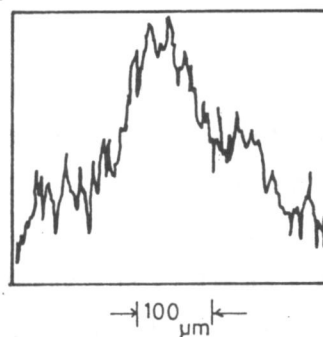
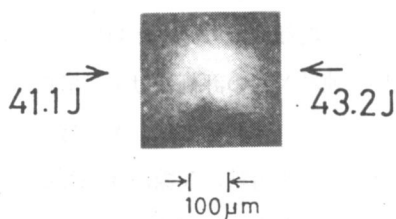


図3-16 4つの異ったターゲット照射により得られたX線ピンホール像とそのデンストメータートレース タイプAとDのターゲットに対して爆縮コアが存在する。

ゲットに対しては爆縮されたプラズマからの発光がターゲット中央部に見られる。これに対しタイプB、Cのターゲットには見られない。この傾向は同様なターゲットに対する他のレーザーショットに対して数例ずつ確認された。ガラスレーザー等の短波長レーザーの場合⁽¹³⁾ に比べ爆縮ターゲットイメージが明瞭でない原因としては、

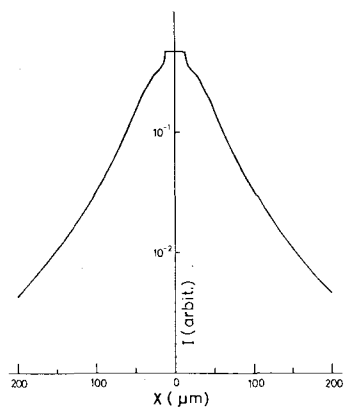
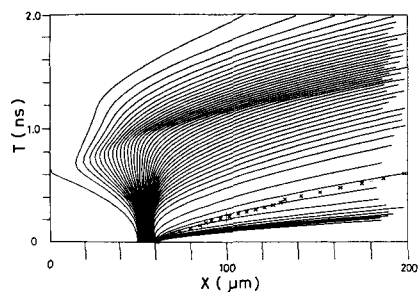
- ① X線像は時間積分されているため、レーザーパルスが長いとプラズマの運動とともに像は空間拡がりをもってしまう。
- ② 定性的にはX線の発光は密度と温度が高いほど強く、X線の発光領域は臨界密度領域からアブレーション領域にまでおよぶ。その点 10.6 μm レーザーは空間的規模が大きいので、変換効率は低くかつ広がって見える。

などが考えられる。

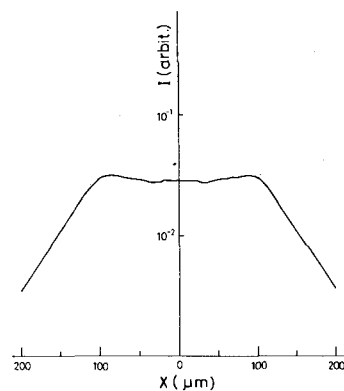
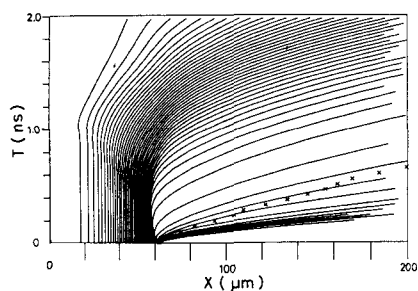
爆縮コアーの大きさをデンスリトメーターから求め体積圧縮率を計算するとターゲットのタイプDに対して10倍となった。

10 μm 光による爆縮を1次元シミュレーションコード「MEDMIN」⁽¹⁴⁾ を用いて行った。このコード中では高速電子に変換されたレーザーエネルギーは臨界密度付近に分散させる手法を用いており、プラズマ中の異常抵抗に原因した局部的電界による高速電子拡散の効果は考慮されていない。従ってこのコードは、ターゲットの厚さが比較的薄く、高速電子の平均自由行程よりその値が小さいようなイクスプロッシブなターゲットのシミュレーションを行うのに最も適している。ところで第2章§2-5で述べたように、重水素ポリスチレン、ガラスマイクロバルーンのターゲット厚さがそれぞれ $\sim 5 \mu\text{m}$ 、 $\sim 1 \mu\text{m}$ であることは10.6 μm レーザー照射の同様な条件下での高速電子によるアブレーション厚にほぼ等しく、レーザー照射完了前後でそのアブレーションを完了させると考えられる。従って実験で行った爆縮のモードは完全なイクスプロッシブモードとアブレーションモードの中間的位置にあると考えられる。MEDMIN 内で用いられた高速電子に対する取り扱いでも本実験の場合大きな差を与えないことが次の流体コードHIMICOを用いた爆縮シミュレーションで確認できる。流線図からわかるように爆縮の様子はイクスプロッシブモードに近い。タイプDのターゲットに対して体積圧縮率は最大値で26倍となった。X線像に対して全般的な傾向の一致は見られるが、レーザー照射領域での発光に対応する両肩の部分が見られない。X線像のシミュレートに対し行っている連続X線の評価だけでは解析が不充分であることに原因している。実際、1～3 keVのX線スペクトラム観測では、例えばガラスマイクロバルターゲットに対して、SiやNaのX線スペクトラムや再結合X線が連続X線より充分強い強度で発光していることがわかっており、これらの寄与を考慮する必要がある。

a) Type A $(C_8D_8)_n$ microballoon



b) Type B $(C_8D_8)_n$ solid



c) Type D glass microballoon
 D_2 gas 10 atm

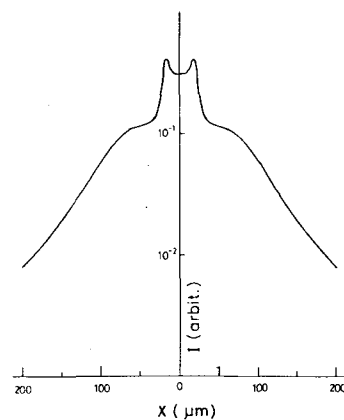
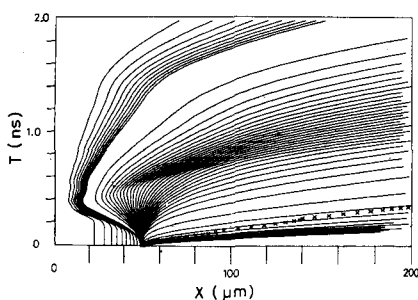


図3-17 一次元流体コードによるシミュレーション結果の流線図とX線像の数値計算結果。
発光X線はこの場合、制動輻射についてのみ評価した。

中性子生成

上に述べたターゲット爆縮に対応して、中性子の生成が観測された。図3-18にこの例を示す。オシロスコープの信号のうち、上のトレースが中性子検出器からのもの、下のトレースがタイムマーカー用のX線PINダイオードの信号(2ch分)である。ターゲット照射に伴う高エネルギーのEM波(硬X線もしくは γ 線)に遅れること約63nsecで中性子信号が得られた。この飛程時間から求めた中性子のエネルギーは2.4MeVとなり、D-D反応による中性子であると考えられる。タイプA, Dのターゲットに対して、この中性子生成は全ショット中15%の確率で見られた。これは中性子検出器の検出可能レベル(検出器に1つの中性子がかかる)が約 8×10^2 個であることに原因している。従って中性子生成総数は 10^3 個である。図3-18には

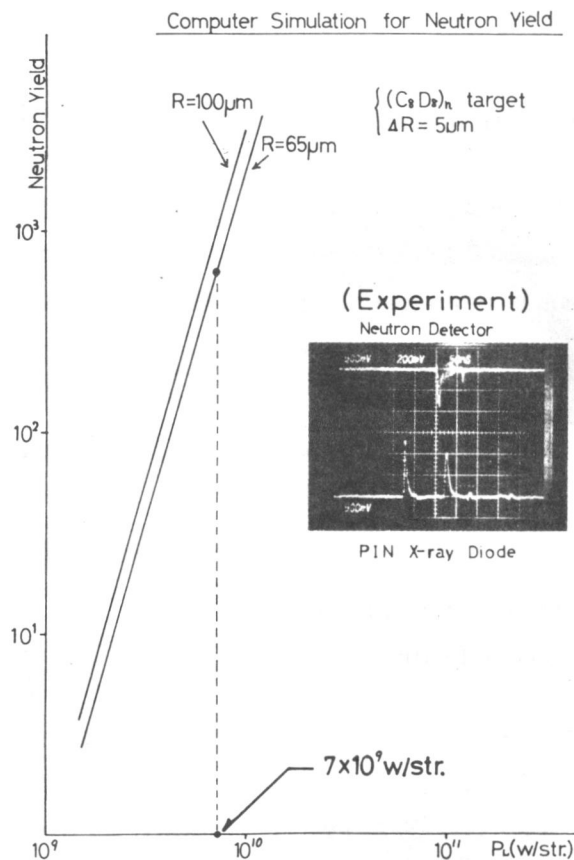


図3-18 中性子検出器から得られた信号(上)とタイムマーカー用の2ch X線信号
レーザー照射時に発生高エネルギー電磁波(X線もしくは γ 線)から64nsec遅れて中性子信号が得られている。グラフは $(C_8D_8)_n$ シェルターゲットに対するシミュレーション結果で、生成中性子数は観測値と一致している。

計算機シミュレーション結果を中性子生成に対し示してある。横軸は照射レーザー強度（球状ターゲットの場合，ターゲットサイズが増大するに従って照射強は低下するので，単位立体角あたりのパワーで表示している。），縦軸は生成中性子数である。ターゲット半径 R が $6.5 \mu\text{m}$ の場合，生成中性子数は 8×10^2 となり，実験結果とよく一致する。上記の結果は重水素ポリスティレン球を用いた場合であり，ポリスティレンシェルはアブレターと燃料を兼ねた構造となっている。重水素ガスを充填したガラスシェルに対しても全く同様な実験結果が得られ，シミュレーション結果が示す中性子生成の総数は実験条件下で 1.9×10^3 となり，実験結果とは大きく異ならない。

イクスプロッシブモード圧縮に対する重水素 — 三重水素燃料温度とこのときの生成中性子数の特性エネルギー（圧縮までの間に吸収されたレーザーのエネルギーでプッシャーの運動エネルギーとして変換される）に対する依存性は，E.K. Storm⁽¹⁵⁾ らによって明解な理論的解析が示されている。今，この解析を利用して，重水素ガスを充填したターゲットに対するイクスプロッシブモードでの生成中性子数を求める。このモデルでは高速電子がエネルギー輸送に重要な役割をはたし，ターゲットシェルは瞬時にして全体が加熱される。特性エネルギーを E_c (J)，プッシャーの質量の半分の M_p (ng)，燃料初期密度を ρ_0 (mg/cc)，シェルの厚さを W (μm)，シェルの初期半径を r_0 とすると，圧縮された燃料の温度 T_i (keV) は，

$$T_i = \frac{7.0 E_c / M_p}{1 + 10^{-3} \rho_0 r_0 / W} \quad (3-23)$$

で与えられる。⁽¹⁵⁾

D-T反応に対して，核反応断面積 $\langle \sigma v \rangle_{D-T}$ ($\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$)，生成中性子総数 N はそれぞれ

$$\langle \sigma v \rangle_{D-T} = 3.8 \times 10^{-12} T_i^{-2/3} \exp(-19.02/T_i^{1/3}) \quad (3-24)$$

$$N_{D-T} = 2.73 \times 10^8 \rho_0^{4/3} r_0^{10/3} W^{2/3} T_i^{-6/7} \exp(-19.02/T_i^{1/3}) \quad (3-25)$$

となる。核反応断面積 $\langle \sigma v \rangle$ に対する式 (3-24) は J.L. Tuck⁽¹⁶⁾ が示した結果と T_i が $1 \sim 100 \text{ keV}$ の範囲でファクター 3.0 以内で一致している。逆に D-D 反応に対して同様なスケールリングを求めると，

$$\langle \sigma v \rangle_{D-D} = 2.3 \times 10^{-14} T_i^{-1/2} \exp(-18.6/T_i^{1/3}) \quad (3-26)$$

$$N_{D-D} = 1.65 \times 10^6 \rho_0^{4/3} r_0^{10/3} W^{2/3} T_i^{-5/7} \exp(-18.6/T_i^{1/3}) \quad (3-27)$$

となった。核反応断面積 $\langle \sigma v \rangle_{D-D}$ に対する著者の求めた近似式はファクター 1.25 以内で J. L. Tuck が示した結果と一致する ($T_i: 1 \sim 100 \text{ keV}$)。シミュレーション結果に従って D_2 ガスを充填したガラスシェルの対して圧縮時間は 370 psec であるから (図 3-17 参照), 吸収率 1.5% として $E_c = 2.6 \text{ (J)}$ となった。(2-23), (2-26) (2-27) 式より燃料温度 T_i , 生成中性子数 N はそれぞれ, $T_i = 0.84 \text{ (keV)}$, $N = 4.7 \times 10^3$ となった。ただし $\rho_0 = 1.67 \text{ (mg/cc)}$: 10 気圧, $r_0 = 50 \text{ (}\mu\text{m)}$, $W = 1.0 \text{ (}\mu\text{m)}$, $M_p = 39.3 \text{ (ng)}$ を使用した。(3-23), (3-26) (3-27) 式はシミュレーション結果, 実験結果と比較的良好一致を与える。逆に, これらの式はイクスプロージョンモードでの圧縮でレーザー出力が決定されたときの最大生成中性子数を与えるターゲットの最適化が可能である。

表 3-5 X線ピンホールカメラの結果のまとめ

MATERIAL	TARGET SIZE	X-RAY PINHOLE IMAGE
$(CH_2)_n$ shell	$500\mu\text{m}^\phi, 50\mu\text{m}^t$	no core
$(C_8D_8)_n$ shell	$120\mu\text{m}^\phi, 10\mu\text{m}^t$	compressed core
$(C_8D_8)_n$ solid	$150\mu\text{m}^\phi$	no core
glass shell	$\sim 150\mu\text{m}^\phi, \sim 1.5\mu\text{m}^t$	no core
glass shell (with D_2 gas)	$100\mu\text{m}^\phi, 1\mu\text{m}^t$	compressed core
glass rod	$20\mu\text{m}$	

§ 3-7 アブレーティブモードでの圧縮とシミュレーション

ターゲット爆縮にはイクスプロッシブモードとアブレーティブモードがあることをこれまで述べてきた。前者の場合、燃料の予備加熱が重大な要因となって燃料密度の増大とペレット利得は期待できず、科学的ブレークイーブンへは到達しえない。一方アブレーティブモードでは十分なアブレーターを設けることにより、燃料の予備加熱を押え、燃料を圧縮するピストンとしてのプッシャーに十分な加速時間とそして運動エネルギーを与えることができる。その結果、燃料密度を固体の100～1000倍まで圧縮することが可能となり、自己点火を促すことにより大きなペレット利得も期待できる。

炭酸ガスレーザーの場合、その照射強度を十分に押える（例えば 10^{10} W/cm^2 以下）ことを行なわないかぎり、エネルギー輸送は高速電子に支配されていると考えられる。しかしながら、この低照度では十分なアブレーション圧力が発生できず、ターゲット圧縮は、不可能である。従ってターゲット構造をアブレーティブモードに適合したものとし、予備加熱を防ぐことが可能となるようなものにするのがターゲット設計のうえで最重要課題となる。現在考えられているターゲットは①アブレーティブモードへ変換し、②輻射や高速電子の予備加熱を防止し、③均一な圧縮を行えるものとしてそれぞれの工夫がなされたターゲット構造が考えられている。

○熱伝導を考慮して、十分な厚さの低Z値物質アブレーター層を外側に置く。または高Z値物質をドープし、高速粒子の侵入を押え、かつ流体力学的不安定性を押える。

②に対して

○高Z値物質により予備加熱防止層を設ける。

○真空層を設け、高速電子の侵入を抑制する。

○低密度高Z値物質の層を設ける。⁽¹⁷⁾

③に対して

○穴あき2重構造とし、レーザー光をキャビティー内に閉じ込め、照射の均一化をはかる。

○照射レーザーエネルギーを輻射、特に軟X線に変換する。輻射はその輸送に関して局所的な磁場、電場の影響は受けない。

様々なターゲット構造のうち、ガラスシェル中に重水素ガスを燃料として充填し、その外側に低Z値アブレーターとしてポリエチレン層を設けたターゲットに対し、爆縮のシミュレーションを行った。レーザーは「烈光Ⅱ号システム」（エネルギー 150 J/Beam , パルス幅 1.0 nsec ）を対象とした。使用シミュレーションコードは1次元流体コードで、高速電子輸送には拡散モデルを使用したものであった。吸収率（高速電子への変換効率にほぼ等しい）を35%とし、球状ターゲットに均一照射とした。高速電子の輸送には局所電場も考慮した多群拡散法を用いて解き、輻射によるエネルギー輸送は考慮されていない。高速電子の横方向拡がりによるエネルギー輸送

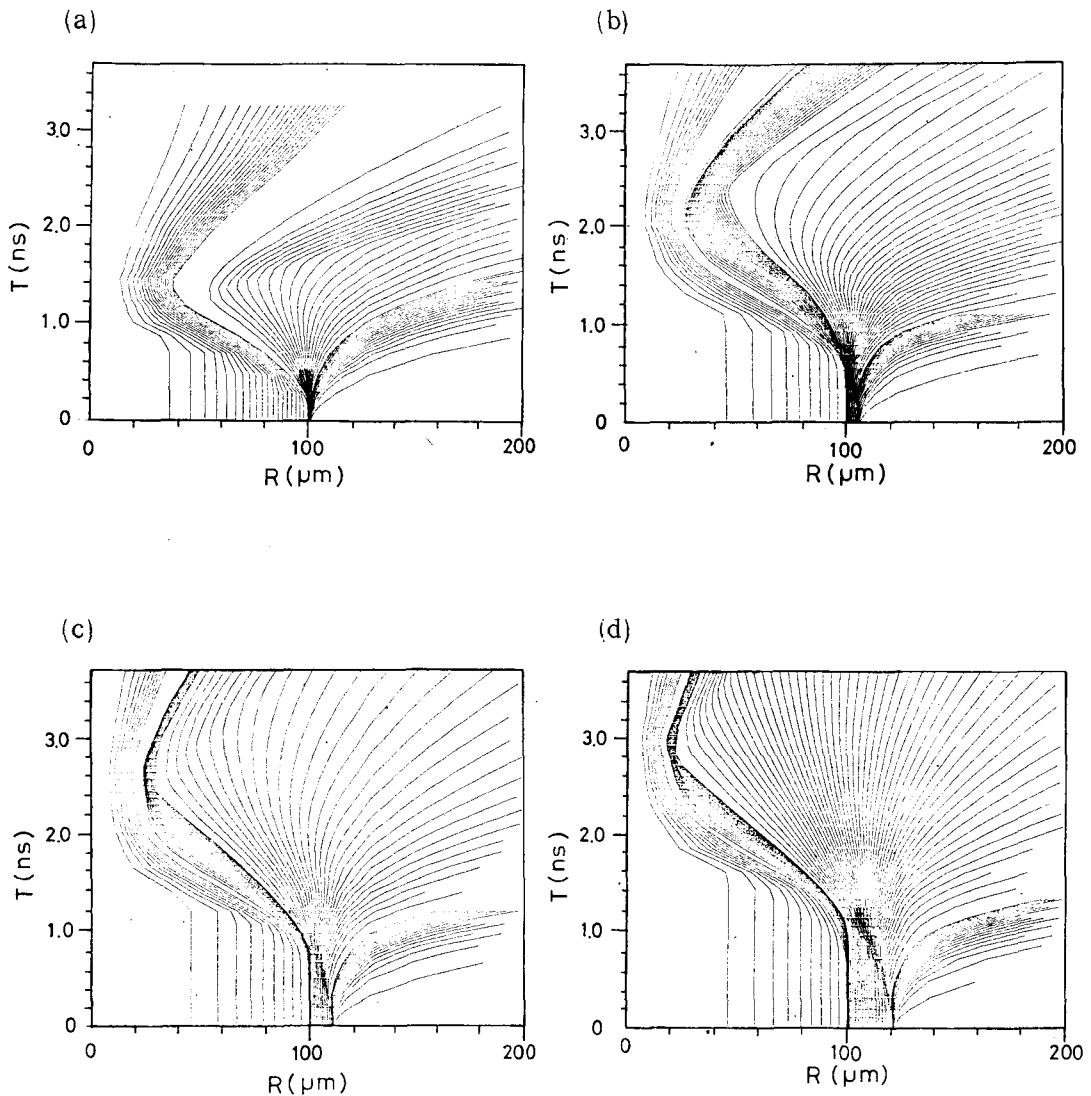


図 3-19 一次元流体コードを用いたシミュレーション結果の流線図
 直径 $200\text{ }\mu\text{m}$ のガラスシェルをベースに、ポリエチレン
 を(a) $0\text{ }\mu\text{m}$, (b) $5\text{ }\mu\text{m}$, (c) $10\text{ }\mu\text{m}$, (d) $20\text{ }\mu\text{m}$ コーティン
 グしたターゲットを想定した。

の効果は球状ターゲットの場合、照射の均一性に変換されると仮定した。レーザー波形はガウシアンで、パルス幅は 1.0 nsec とした。ターゲットとして重水素ガス 5 気圧を充填した外径 $200\text{ }\mu\text{m}$ 、壁厚 $1.2\text{ }\mu\text{m}$ のガラスシェルを標準とし、これにポリエチレン層を設けてその厚さをパラメーターとした。本シミュレーションの場合、この厚さは 0, 5, 10, $20\text{ }\mu\text{m}$ を選んだ。

ポリエチレン層の厚さに対する爆縮の変化の様子は図 3-19 に見ることができる。層の厚さ

が増大するにつれ圧縮モードはアブレイティブなものへと移行し、圧縮時間が増大していることがわかる。アブレーター層を設けることにより燃料の予備加熱は防止され、生成中性子数が低減するのに対し、燃料の密度、 ρR 値が増大していく（図3-20参照）。 $10\mu\text{m}$ までのアブレーター層に対するターゲットの最大圧縮時の燃料密度、温度、 ρR 値、生成中性子数、圧縮時間の変化を表3-6に示す。層厚を $10\mu\text{m}$ から $20\mu\text{m}$ にかえても大きな変化は認められなかった。

以上のシミュレーション結果から明らかなように、低Z物質の層を設けることにより圧縮はアブレイティブモードへと移行していく。ただし燃料の予備加熱の防止、輻射によるエネルギー輸送の効果などが残された重要な課題であり、実験値との比較、検討を行うことが必要である。

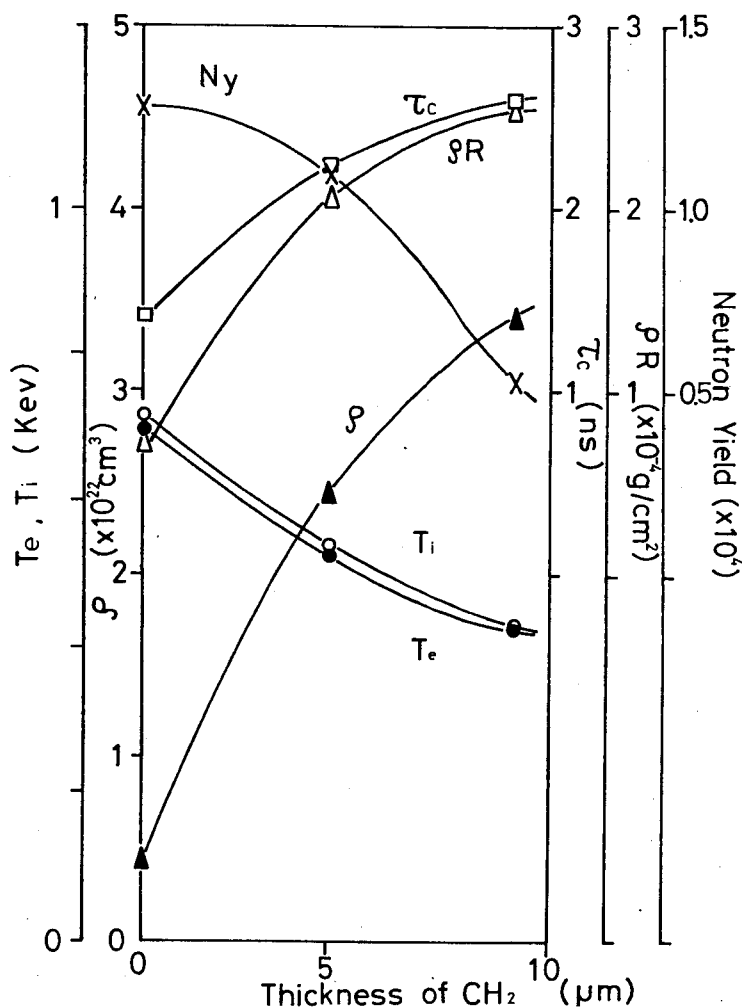


図3-20 重水素10気圧を充填したGMBにほどしたコーティング厚に対する燃料の温度 (T_e , T_i), 密度 (ρ), 圧縮時間 (τ_c), 燃料の ρR 値 (ρR),そして生成中性子数 (N_g)の変化のシミュレーション結果

表 3-6 GMB にほどしたコーティング厚に対する各種パラメーターの変化
のまとめ。予備加熱の低下に伴い、生成中性子数は低下し、一方燃料
密度、 ρR 値は増大していく。

	THICKNESS OF CH ₂		
	0 μm	5 μm	10 μm
PEAK FUEL DENSITY (cm^{-3})	4.62×10^{21}	2.46×10^{22}	3.40×10^{22}
PEAK FUEL ION TEMPERATURE (eV)	716	541	435
PEAK ELECTRON TEMPERATURE (eV)	701	534	432
TOTAL NEUTRON YIELD	1.28×10^4	1.09×10^4	5.23×10^3
ρR (g/cm^2)	6.73×10^{-5}	2.06×10^{-4}	2.55×10^{-4}
COMPRESSION TIME (N SEC)	1.40	2.21	2.58

§ 3-8 む す び

2 ビーム炭酸ガスレーザーを用い、ペレット爆縮実験を行った。結果は1次元流体コードを用いたシミュレーション結果と比較された。本研究により得られた結果をまとめると、

- (1) 2 ビーム炭酸ガスレーザーによるペレット照射を技術的に可能とした。レーザー側では①2 ビームのエネルギーバランス、②2 ビームの同期、③S/Nの向上、④寄生発振の抑制、⑤光学素子の破壊閾値の向上が、集光照射系では①ターゲットと集光点のアライメントが解決された課題であった。
- (2) ペレットターゲットに対し、レーザー光の吸収率は 10^{14}W/cm^2 の強度下で35%であった。
- (3) 高速イオンの速度分布は等温膨張モデルに従う。このとき得られた高速電子の温度はイオン

種によって異なり、両極性電界により加速される領域が異なっていることが推定された。

- (4) 光学干渉計測により、照射後 50 nsec 後において、臨界密度面近傍のプラズマプロファイルの変形が保存されていることを観測した。
- (5) 重水素ポリスチレン球、重水素ガスを充填したガラスマイクロバルーンをターゲットとしたとき、圧縮像が得られ、同時に中性子生成が観測された。飛程時間から推定された中性子は D-D 反応による 2.45 MeV の中性子であった。生成中性子数は約 10^8 であり、計算機シミュレーション、およびイクスプロッシブモード圧縮モデルでの生成中性子数を与える解析解から得られた値と一致した。
- (6) 計算機シミュレーションにより、アブレーティブモードへの移行を調べた。

第 3 章の参考文献

- (1) K.B.Mitchell, D.B. van Husteyn, G.H.McCall, P.Lee, and H.R. Griem, Phys. LeH. **42**, 232(1979)
- (2) 西村他“ハルトマンマスクによるターゲットアライメント法”レーザー研究, **6**, 71 (1978)
- (3) S.P.Obenschain, B.H.Ripin, and E.A.McLean and J.Grun, MRL Memoradum Report 4466, 1881 (unpublished)
- (4) E.K.Storm, J.T.Larsen, J.H.Nuckolls, H.G.Ahlstrom, and K.R.Manes, LLL Preprint UCRL—79788 (unpublished)
- (5) E.K.Storm, et al., Phys.Rev.Lett. **40**, 1570 (1978), K.R.Manes. H.G.Ahlstrom, R.A.Haas, and J.F.Holzrichter, J.Opt.Soc.Am. **67**, 717 (1977)
- (6) K.Tanaka and L.M.Goldman, Phys.Rev.Lett. **45**, 1558 (1980)
- (7) J.S.Pearlman Rev. Sci. Instrum. **48**, 1064 (1977)
- (8) R.L.Fleischer. P.B.Price, and R.M.Walker, Phys.Rev. **156**, 353 (1967). ibid **36**, 3645 (1955), P.B.Price, R.L.Fleischer, and D.D.Peterson. Phys.Rev. **164**, 1618 (1967)
- (9) L.M.Wickens, J.E.Allen and P.T.Rumsby, Phys.Rev.Lett, **41**, 243 (1978)
- (10) J.S.Pearlman and R.L.Morse, Phys. Rev. Lett. **40**, 1652 (1978)
- (11) D.Colombant, and G.F.Tonon, J. Appl. Phys. **44**, 3524 (1973)
- (12) R.Fedosejevs, M.D.J.Burgess, G.D.Emright and M.C.Richardson, Phys. Rev. Lett. **43**, 1664 (1979)
- (13) J.D.Kilkenny and R.W.Lee, M.H.Key and J.G.Lunney, Phys Rev. **A.22**, 2476 (1981)
- (14) 西原, 細川 他 Annual Progress Report. ILE Osaka University, ILE—APR—77, pp 105
- (15) E.K.Storm, J.T.Larsen, J.H.Nuckolls, HG.Ahlstrom and K.R.Manes, Lawrence Livermore Laboratory, U. of California, PREPRINT UCRL-79788(unpublished)
- (16) J.L.Tuck, Nucl. Fusion, **1**, 201 (1961)
- (17) D.J.Bond, J.D.Hares and J.D.Kilkenny, Phys. Rev. Lett. **45**, 252 (1980)

第4章 吸収・輸送に関するレーザー波長依存性

§4-1 はじめに

レーザープラズマ中でのエネルギー輸送に対して、その吸収計測と同様、個々のレーザーに対し様々な角度からの研究がなされてきた。特に波長 $1.06\mu\text{m}$ レーザーはその開発が先行していたことに原因して、低Z物質中のエネルギー輸送に関連した報告が多数ある。^{1)~8)} また E. Fabre らの研究グループは $1.06\mu\text{m}$ の高調波レーザーの吸収と輸送に関する実験的研究を報告し、 $0.53\mu\text{m}$ レーザーのような短波長レーザーのレーザー核融合における有用性を示した⁸⁾。一方、 $10.6\mu\text{m}$ ^{9)~11)} レーザーに対して、第2章§2-5で示したように、高速電子がエネルギー輸送において重要であることが指摘された。しかし、これらの研究成果は照射条件（パルス幅、入射角、コーン角etc）、ターゲットが統一されておらず、そのまま比較するには実験条件から派生した別の問題を考慮する必要があった。

著者はこれらの観点から $0.53\mu\text{m}$ 、 $1.06\mu\text{m}$ 、 $10.6\mu\text{m}$ の3つの異なるレーザーを使用し、可能なかぎり照射条件をそろえ、かつ全く同様の計測器を用いて同様な計測を行い、3波長のレーザーに対する吸収と輸送に関する実験的研究を行った。具体的な計測としては、

- (i) 吸収率の照射強度、ターゲットのZ値依存性
- (ii) 後方散乱光の照射強度、Z値依存性
- (iii) 電子温度計測
- (iv) コーティングターゲットを用いたX線分光計測
- (v) イオンのカロリメトリック計測
- (vi) 高Z値プラズマからの軟X線輻射計測

を行った。ターゲットのアブレーションによる加速をロケットモデルと比較した結果、照射強度を 10^{14} W/cm^2 で固定した場合、 $0.53\mu\text{m}$ レーザー生成プラズマ中では光は古典吸収を受け、低温電子によるエネルギー輸送が支配的であるのに対し、 $10.6\mu\text{m}$ レーザー生成プラズマ中では集団的な機構（パラメトリック過程もしくは共鳴吸収）による吸収を受け、高速電子によるエネルギー輸送が支配的であることがわかった。 $1.06\mu\text{m}$ はこの両者の中間的位置にある。計測結果から3つの異なる波長のレーザー照射下でのアブレーション圧力、質量アブレーション速度を求めた。これらの物理量を求める手法は従来になかった新しいものである。結果は、準定常状態下での簡単なモデルと比較、検討される。

低Z値物質として各種のプラスチックフィルム（ポリエチレン、マイラー、フォルムバーetc）をターゲットとして使用したのに対し、高Z値物質としてAuを使用した。軟X線輻射計測により3波長に対する輻射温度と変換効率を求めたところ、特に $0.53\mu\text{m}$ では変換効率が吸

収エネルギー中 40%前後をしめていることが明らかとなり、高Zプラズマ中での輻射によるエネルギー輸送が重要であることを指摘する。軟X線計測用に開発した真空バイプラナー型X線ダイオード (XRD) を用い、これをターゲット前後面に設置して、ターゲット前後面のプラズマ温度を計測した。ターゲット後面からのXRDの信号は、Au フォイルの一部がX線源となり、残りがX線に対してフィルターとなっているとしたモデルで説明できる。このモデルから求めた金膜ターゲットでの質量アブレーション速度は、電子伝導によるエネルギー輸送で説明でき、輻射による輸送であるとする、その輻射が束縛-自由遷移が主たるものであるという仮定のもとでは実験結果を説明できないことを示す。

§ 4-2 実験装置と方法

レーザープラズマ中のエネルギー輸送に着目した場合、一般的な実験のパラメーターとして、レーザーに対して

- (i) レーザー波長 ($0.26\mu\text{m}$, $0.36\mu\text{m}$, $0.53\mu\text{m}$, $1.06\mu\text{m}$, $10.6\mu\text{m}$)
- (ii) パルス幅, 波形 (三角派, ガウシアン)
- (iii) 照射強度
- (iv) 入射角
- (v) フォーカスのコーン角
- (vi) S/N (プリパルス, 漏れ光)
- (vii) 偏光方向

ターゲットに対して

- (i) ターゲットのZ 値
- (ii) ターゲット材
- (iii) 形状 (球状あるいは平板)
- (iv) 構造 (多層構造, 多重構造)
- (v) その他 (表面状態, 不純物 etc)

などが考えられる。本実験の場合、 $0.53\mu\text{m}$, $1.06\mu\text{m}$, $10.6\mu\text{m}$ の3つの異なる波長のレーザーを使用し、ターゲットは低Z値物質としてプラスチックフィルムを、高Z値物質としてAuを選んだ。

$0.53\mu\text{m}$, $1.06\mu\text{m}$ レーザー照射のときの実験装置を図4-1に、 $10.6\mu\text{m}$ レーザーの場合を図4-2に示す。

レーザー

使用したレーザーは大阪大学レーザー核融合研究センターの激光Ⅱ号ガラスレーザーシステムおよび烈光Ⅱ号炭酸ガスレーザーシステムである。 $1.06\mu\text{m}$ 光に対してパルスは、幅500psec

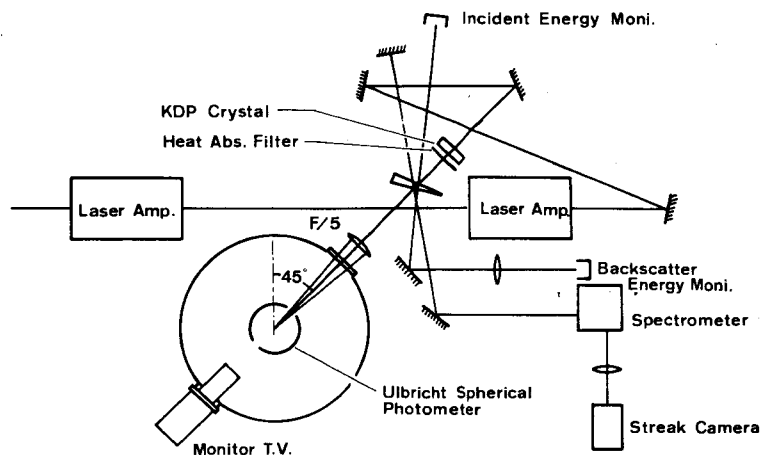


図4-1 0.53 μm , 1.06 μm レーザー照射実験の装置配置を示す。0.53 μm は KDP 結晶の2倍高調波から得た。基本波は吸熱フィルタ (HA フィルター) によりシャ断した。

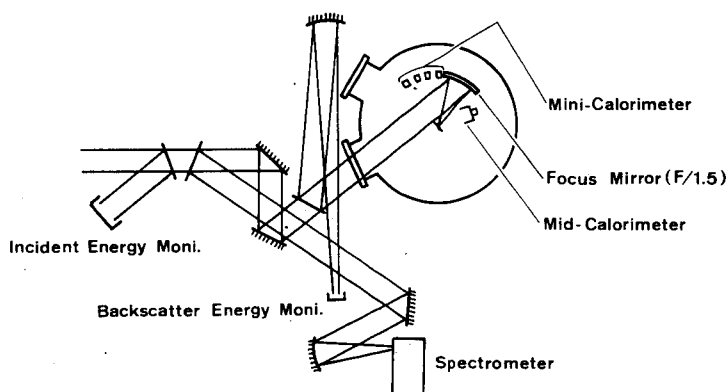


図4-2 10.6 μm レーザー照射実験の装置配置。吸収計測は中型，小型カロリメーターを使用して行った。

の gaussian ビームであった。これを焦点距離 50 cm の球面レンズで 45° の入射角から集光した。実効的なレーザーの F ナンバーは 6 であった。0.53 μm 光は 1.06 μm 光の 2 倍高調波から得た。結晶の後には 1.06 μm 光を押えるための熱吸収フィルタ (HA フィルター) が挿入された。0.53 μm 光への変換効率は約 30 % で、パルス幅は 500 psec になるよう調整された。10.6 μm ではパルス幅 1.0 sec の三角波で立ち上がりは 500 psec であった。これを焦点距離 30 cm の軸はずし放物面鏡で集光した。実効的なレーザーの F ナンバーは 1.5 であった。3 つのレーザー光に対して、照射の偏光方向は P 偏光で、照射強度は 0.53 μm , 1.06 μm , 10.6 μm 光に対しそれぞれ 1×10^{14} , 2×10^{14} , 3×10^{14} W/cm² が最大となる範囲で変化させた。粒子計測, X 線分光計測時にはレーザー強度は最大値に固定して行った。このときの強度のばらつきは ± 10 % 程度である。

Wavelength (μm)	0.53	1.06	10.6
Pulse duration (ns)	0.5	0.5	1
Incident angle (deg)	45	45	27
Focusing f number	6	6	1.5
Incident polarization	P	P	P
Intensity (W/cm^2)	$\leq 1 \times 10^{14}$	$\leq 2 \times 10^{14}$	$\leq 3 \times 10^{14}$

表 4-1 レーザー照射条件のまとめ。10 μm 光での入射角と集光光学系の F ナンバーを除いて、同一条件下で実験を行った。

ターゲット

2つの異なった構造のターゲットを使用した。吸収計測、電子温度計測、粒子計測、輻射計測には、プラスチック〔フォームバー； $(\text{C}_5\text{H}_7\text{O}_2)_n$ ，ポリプロピレン； $(\text{C}_3\text{H}_6)_n$ ，マイラー； $(\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4)_n$ 〕の単膜，もしくは Au の単膜を使用した。厚さはそれぞれ 0.1～6 μm ，0.25～10 μm であった。これに対し X 線分光計測にはコーティングターゲットを使用した。厚さ 6 μm のアルミフォイルを基板に，ポリエチレンもしくは Au をプラズマ重合あるいは真空蒸着の手法を用いてコーティングしたものである。このターゲットを使用し，コーティングされた物質プラズマ中の熱やエネルギーの輸送を Al プラズマからの X 線分光計測により求めた。

計測器

プラズマ中のエネルギー輸送に着目し，その支配的な機構を見いだすには，一現象のみに捕われることなく多角的な計測が必要である。本研究において行った計測項目別に使用した計測器を述べる。

(i) 吸収計測

レーザーの吸収に対しては，従来，集光光学系への後方散乱成分やターゲットの鏡面反射成分の計測から評価を行っていたのを改善し，ターゲット全体を包み込むような形でのフォトメーターによる計測を行った。0.53 μm ，1.06 μm 光に対しては積分球を使用した。この積分球は内径 15 cm のアルミ製球殻で，内面は酸化マグネシウムによる光拡散処理が施されている。入射光，ターゲット挿入，ターゲットモニター用の 3 つの窓と検出用の 2 つの窓を有している。2 つの検出器からの出力が同等であることから，散乱光は積分球内で均一に拡散していることを確認した。また 2 桁近いリニアリティがあることが較正から得られた。測定の精度は各吸収率に対し 5 % 以上であった。10.6 μm 光に対して個々の散乱光成分に対し専用のカロリメーターを設置することにより求めた。散乱光の空間分布は次のべるようにバーニングペーパーを用いて確かめた。後方散乱光，鏡面散乱光，側方散乱光それぞれに大口径（直径 30 cm）中口径（直径 10 cm），そして小型（直径 5 mm）のカロリメーターを使用した。吸収率はそれぞれのカロリ

－メーターからの値，もしくは必要に応じて軸対称性を仮定した空間積分を行うことにより求めた。光の集積損失（カロリ－メーターで集められなかった散乱光成分）を考慮しなかったときの，計測器自体の精度は10%であった。従って得られた吸収率は吸収の最大値を与えると考えることができる。絶対値はこのように多少の不確実性を有するが，ターゲットZ値による依存性およびレーザ－強度依存性は調べることが可能である。

(ii) 散乱光計測

集光光学計を通して返ってくる後方散乱光に着目して計測を行った。計測はエネルギー，時間分解あるいは時間積分スペクトラム計測に分かれる。0.53 μm ，1.06 μm レーザ－照射に対しては後方散乱率と時間分解スペクトル計測を行った。較正は集光レンズの直前に反射率が既知の光学平板を挿入して行った。スペクトルの時間分解計測は分光器とS-1ストリークカメラを用いて行った。入射光の一部を同時に入射させ，時間と波長に対する基準とした。1.06 μm レーザ－照射に対しては後方散乱率と時間積分スペクトル計測を行った。後方反射率の較正は個々の光学素子の反射率とカロリ－メーターの絶対値較正の値とを使用して行った。

散乱光の空間分布計測をバーニングペーパーを用いて行った。ターゲットのまわりを円筒状にバーニングペーパーで囲む方法をとった。円筒の直径は10 cmであった。プラズマ粒子によるペーパーの変色は厚さ30 μm のポリエチレンフィルムを用いて防止した。

(iii) 電子温度計測

低Z値プラズマに対しては完全電離エネルギーが1 keV 以下であるので，数keV 以上の領域でのX線スペクトラムは制動輻射成分のみと考えてよく，スペクトラムから電子温度を求めることができる。計測はX線PINダイオードを検出器としたロスフィルター法により行った。検出範囲は1～30 keV であった。

(iv) X線分光計測

第2章§2-5で示したように，プラズマからのX線スペクトルは電離プラズマ中の電子の励起レベル間遷移による共鳴線と，X線もしくは高速電子のインパクトによる最内殻K軌道電子の励起に原因した $K\alpha$ 線が主に観測される。（もちろんこれ以外に連続線や再結合輻射が重複して観測される）。前者が高温高密度（～数百eV， $n_i = 10^{21} \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ）領域からの発光であるのに対し，後者は比較的電離度の低いプラズマ中へのX線もしくは高速電子の侵入を示している。基板としてアルミを使用すると，それぞれのスペクトラムとして $\text{Al}^{+11} 1s^2 - 1s^2 2p$ 線， $K\alpha$ 線が観測できる。このアルミ基盤の上にコーティングした物質の厚さを増すとこれらの特性線強度は低下していく。このX線強度のコーティング厚依存性を計測した。計測にはX線分光器を使用した。これは§2-5で述べた計測で使用したものと同一のものである。10 μm レーザ－照射の場合，高速電子衝突によるBe製しゃ光板自体の蛍光が問題となったので，永久磁石（B～1 kgauss）を設け，これを防止した。

(V) イオンカロリ計測

ターゲットの前後面にイオンカロリメータおよびチャージコレクターを設置し、前面へのプラズマ噴出と後面へのロケット作用によるターゲット加速を計測した。イオンカロリメータは小型高感度カロリメータを2個1組にした差動型で、一方のカロリメータには粒子（および一部のX線）を阻止するプラスチックフィルムが窓として設けられた。吸収体は粒子の散乱率を考慮して30 μm厚のアルミフォイルを使用した。イオンのカロリは空間分布を計測した後、ターゲット垂直軸に対称であると仮定して空間積分することにより求めた。ロケットモデルとの比較から評価される流体力学的効率 η_H は

$$\begin{aligned}\eta_H &= E_{\text{Target}} / E_{\text{abs}} \\ &\simeq E_{iR} / (E_{iF} + E_{iR})\end{aligned}\quad (4-1)$$

により近似し求めた。ここで

E_{Target} ; 加速されたターゲットの運動エネルギー

E_{abs} ; 吸収されたレーザーエネルギー

E_{iF} ; ターゲット前面へ噴出したイオンエネルギー

E_{iR} ; ターゲット後面へ噴出したイオンエネルギー

である。噴出イオンの前面および後面への平均速度 U および V はチャージコレクター信号と光学シャドウ計測からそれぞれ求めた。ターゲット前面のイオン信号から速度スペクトラムを求めると、プラズマの定常的なアブレーション成分と高速イオンに代表される等温膨張成分とに分かれる。¹²⁾ 後に述べるロケットモデルで重要なアブレーション速度 U は前者の平均速度から求めた。後面への加速ターゲット速度 V も同様の手続きから、イオンの速度スペクトラムに焼きなおして求めた。

(VI) 光学シャドウ計測

光源はガラスレーザー光の2倍高調波をエチルアルコールを封じたラマンセルに通過させ得た633 nmの光を用いた。パルス幅は400 psecであった。光学シャドウからは加速されたターゲットの速度とプラズマの均一性が評価できる。光学系は光路長をわずかずつずらした3ch構成で、1つのターゲットショットに対し、各チャンネル間で約1~1.5 nsecの時間差がとれる。

(VII) 高Z値プラズマからの軟X線放射計測

Auのような高Z値プラズマ中では光学的平均自由長はプラズマスケールに比べ1桁以上も大きいので、プラズマ中では輻射平衡が成り立ち、観測されるスペクトラムはプランク関数に従う。この場合、プラズマの温度は観測されるプラズマの輻射温度と一致し、プラズマ密度に依存しない関数として求めることができる。黒体放射の場合、そのスペクトラムピークは輻射温度のほぼ3倍のエネルギーに一致するので、計測される放射の中心は1 keV以下の軟X線領域である。この計測を目的として高速応答真空型X線ダイオードを開発し、使用した。フォトカソードは真空蒸

着法により作成したアルミで、吸収膜としてポリプロピレン、アルミ単膜およびそれらを組合わせたものを使用した。時間分解能はダイオード自身の応答が100psec 以下であるが、実質的にはオシロスコープの応答で制限されるため、総合的な時間分解能は350 psec であった。ターゲット前前の輻射温度および輻射変換効率、そしてターゲット後面の温度もしくは前面からの輻射の透過

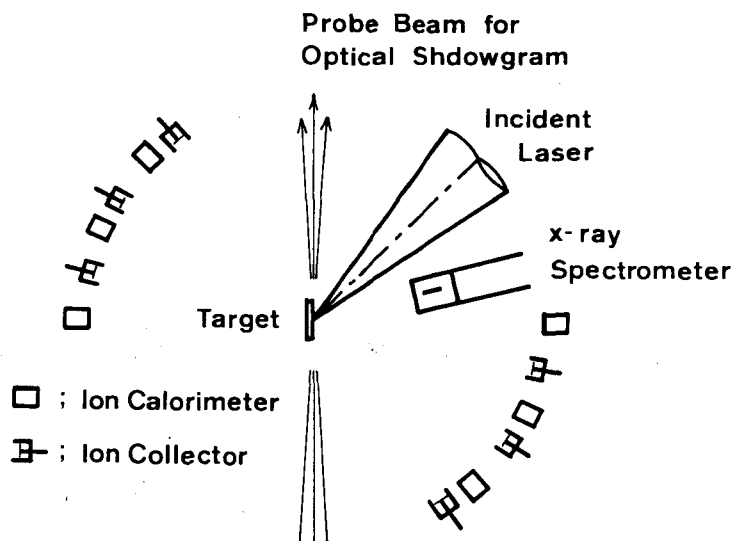


図4-3 ターゲットまわりの計測器の詳細。粒子計測として差動型イオンカロリメーターおよびチャージコレクターをターゲット前後面に配置した。この他X線分光器、3ch光学シャドウプローブ光を使用した。後者は10 μ m レーザーの場合使用しなかった。

を調べる目的で

図4-4に示す

ようにターゲッ

ト前後面にそれ

ぞれ3ch, 2ch

のX線ダイオー

ドをセットした。

ダイオードの

時間分解能が無

限小の場合、ダ

イオードから得

られる電流は次

式であたえられる。

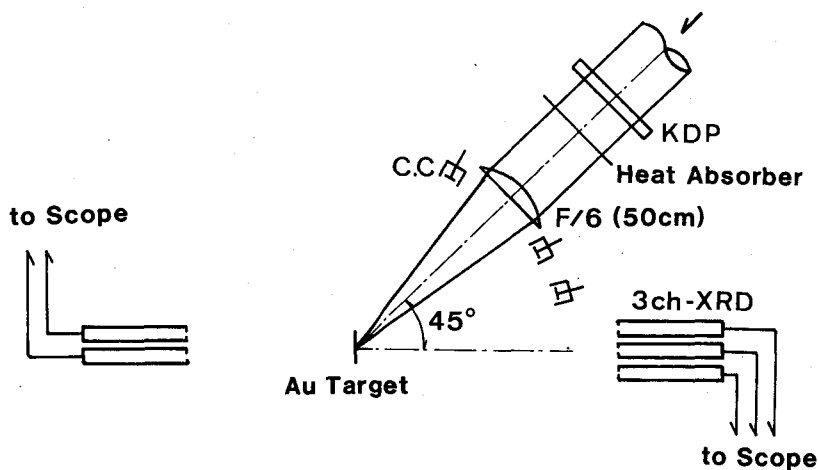


図4-4 X線ダイオードを用いた輻射計測。ターゲット前面、後面からの輻射は3chもしくは2chのX線ダイオードをそれぞれ図のように配置し計測した。

$$\frac{dQ}{dt} = F(\theta) \Omega_D \int_0^\infty ds \int_0^\infty I_{TR}(\epsilon) \cdot T(\epsilon) \cdot D(\epsilon) d\epsilon \quad (4-2)$$

ただし

$$\epsilon \equiv h\nu \quad (4-3)$$

ここで Ω_D はダイオード開口部の立体角, $T(\epsilon)$ はフィルターの透過率を示す。また $F(\theta)$ は放射の空間分布に相当し, 角度 θ における単位立体角あたりの強度比を示す。すなわち, 平面プラズマに対して

$$\int_0^{2\pi} F(\theta) d\Omega = 2\pi \quad (4-4)$$

である。 $\int_0^\infty ds$ はプラズマの面積に相当し, もし温度の横方向空間分布がステップ関数状であれば

$$\int_0^\infty ds = S_{\text{plasma}} \quad (4-5)$$

と近似できる。 $I_{TR}(\epsilon)$ は放射温度 T_R をパラメーターとしたプランク関数¹³⁾で

$$I_{TR}(\epsilon) d\epsilon =$$

$$C_0 \frac{\epsilon^3}{e^{\epsilon/T_R} - 1} d\epsilon$$

$$(4-6)$$

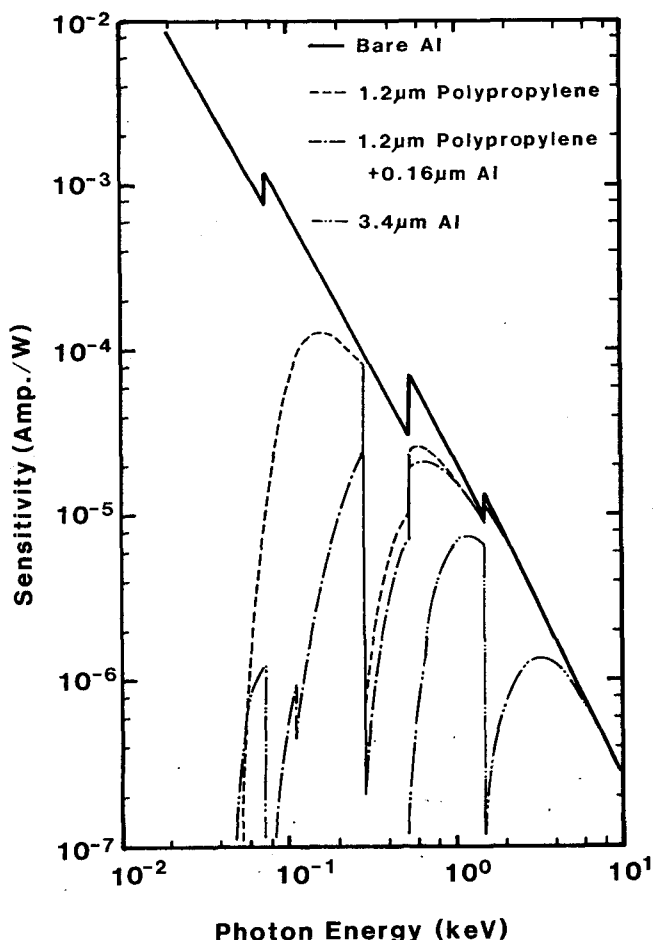


図4-5 X線ダイオードの波長応答。アルミのフォトカソードの特性はR.H.Day¹⁴⁾らのデータに基づいた。フィルターの吸収特性とプラズマからの放射スペクトラムからダイオードの総合応答が決定される。

で与えられる。 $D(\epsilon)$ はダイオードのスペクトラム応答を示す。図4-5はR.H.Day¹⁴⁾らと与えたアルミに対する裸特性で, 各吸収フィルターの透過率を含めた応答も並記した。後者はB.L.HenkeとE.S.Ebiss¹⁵⁾が報告した吸収断面積から数値計算し求めたものである。吸収特性の異ったフィルターを有した同等のフォトカソードのX線ダイオード2chの電流比は(4-2)式から明らかのように, 放射温度 T_R の一意の関数となる。信号比から求めた温度を使用してプラズマの面積 S_p が求まり, これと計測により求めた空間分布 $F(\theta)$ を使用して, 放射パワ

ー変換効率 η_c^p が得られる。これを時間積分したものが求めるエネルギー変換効率 η_c である。
すなわち

$$\eta_c = \int_0^\infty \eta_c^p dt \quad (4-7)$$

$$\eta^p = \left[\sigma \int_0^\infty S_p \cdot T_R^4 dt \right] / E_{abs} \quad (4-8)$$

である。実際には輻射によるプラズマの冷却が速く、パワー変換率がエネルギー変換率をやや下回る程度の違いであった。

§ 4-3 実験結果

4-3-1 レーザー光吸収に対する波長依存性

照射レーザー強度に対する吸収率の計測結果を図4-6に示す。ここで吸収率は散乱されたすべての光エネルギー（後方散乱光も含む）に対して考慮されている。0.53 μm レーザーの結果に着目すると、吸収率はAuターゲットに対して97%、ポリマーターゲットに対して92%程度の非常に高い値にはじまり、照射強度の増大とともに吸収率はゆるやかに減少している。また常にAuターゲットの方が吸収率は高い。

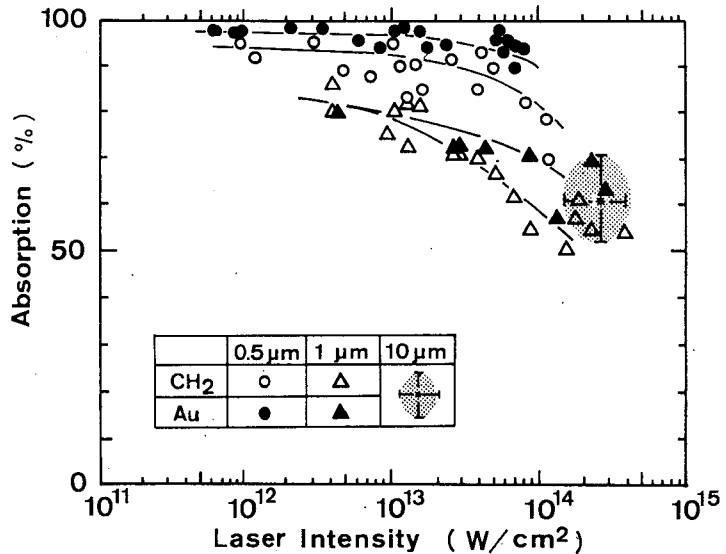


図4-6 吸収率の照射強度依存性。短波長レーザーほどの吸収率は高い。

1.06 μm レーザー照射の場合にも同様な傾向が見られるが、その絶対値は80%→50%と0.53 μm レーザーの場合に比べ低い。Auターゲットの方が吸収率はやや高いが、 10^{14} W/cm²以上になってくるとその差は減少する傾向を示している。10.6 μm レーザーに対して、吸収率は60% (±10%) となった。図に示すレーザー強度の範囲内でターゲット材質、照射強度に関係なく吸収率は一定であった。ただし、計測器の説明で述べたように、ターゲットを完璧に囲んでしまう計測法でないため、実際の吸収率はこの値を最大値とするか、もしくはこれ以下の値であると考えた方がよい。例えば、米国のロスアラモス研究所の10 μm 光に対する吸収計測で

は吸収率が25%~40%程度であることが報告されている。¹⁶⁾

4-3-2 レーザー光散乱に対する波長依存性

照射光学系内への方散乱光の

エネルギー反射率はレーザー照射強度およびレーザー波長の関数として整理できる。これを図4-7

に示す。この図において上図(a)は実験結果、下図(b)は理論計算結果である。後者に関しては後で詳細に述べる。0.53 μm レーザーの場合、散乱光は極めて低く、0.5%前後であり、図に示す強度範囲内ではほぼ一定であった。これに対し、1.06 μm の場合、レーザー強度の増大に伴い散乱率は増大し、 $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ の強度で、10%前後となった。ショットによるデータ点のバラツキは大きく、再現性に乏しいことが特色であった。1.0 μm レーザーの場合、散乱率はレーザー強度に関係なくほぼ一定となり、5%前後で飽和している。

2 nsec パルスレーザーの場合のデータを参考として示す。

散乱率はやや高いが、飽和する傾向が同様に得られた。以上の結果は低Z 値物質ターゲットの場合であるが、Au ターゲットに対しても大きな差異は認められなかった。

次に後方散乱光の分光計測結果について述べる。0.53 μm 光では散乱光は4~5 Å 長波長側へシフトして、時間的にシスト量が増加する傾向が見られた。また時間的に強度の微細構造があることが多い。1.06 μm 光では波長シフト量が不安定で、その幅も0.53 μm 光の場合より広く、短波長側から長波長側へ広がっていることが多い。また波長方向にも時間方向にも微細構造があり、ショットごとのバラツキが多いのが特徴である。1.06 μm 光に関しては § 2-2

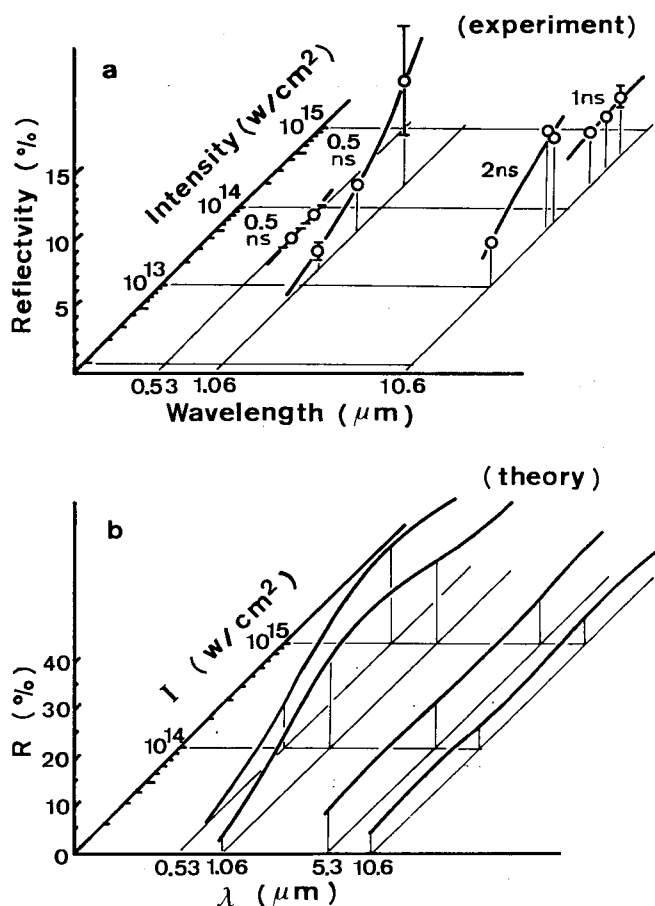


図4-7 後方散乱光エネルギー反射率のレーザー波長、および照射強度依存性、(a)実験結果と(b)理論計算(三間²⁸⁾の計算による)

で述べたのと同様の傾向が認められた。ただし自己位相変調成分は明確ではなかった。

バーニングペーパーを使用して散乱光の空間分布を観測した。0.53 μm 、10.6 μm 光の例を図4-8に示す。散乱光は集光光学系への後方散乱成分と鏡面散乱成分とからなっていることがわかる。これはポリマーターゲット、Au ターゲットのいずれにも共通の特色であったが、0.53 μm レーザーの場合、Auターゲット後面への異常透過光が得られた。⁴⁾ この現象については後で再び触れる。0.53 μm 光に比べ、10.6 μm 光の場合鏡面反射成分、後方散乱成分ともに大きく広がっていることがわかる。散乱を考えたときの側方散乱成分は1つの重要な要素となっている。

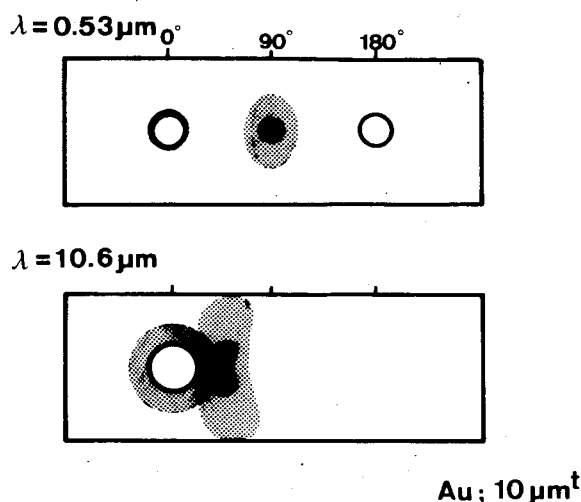


図4-8 散乱光の空間分布，バーニングペーパー上の変色パターンを示す。入射光軸を0とした。照射光学系への後方散乱光と鏡面反射光とが主な成分である。

4-3-3 電子温度に対する波長依存性

連続X線のスペクトラム観測から得た電子温度を図4-9に示す。実験での照射強度下では10.6 μm 光レーザーの場合、いわゆる2温度プラズマとなっていることがわかる。一方0.53 μm 光の場合、高速電子成分は見られなかった。図中直線、実線で示したのは、世界の各主要研究所で報告された電子温度の平均的な傾向を示すものである。¹⁷⁾

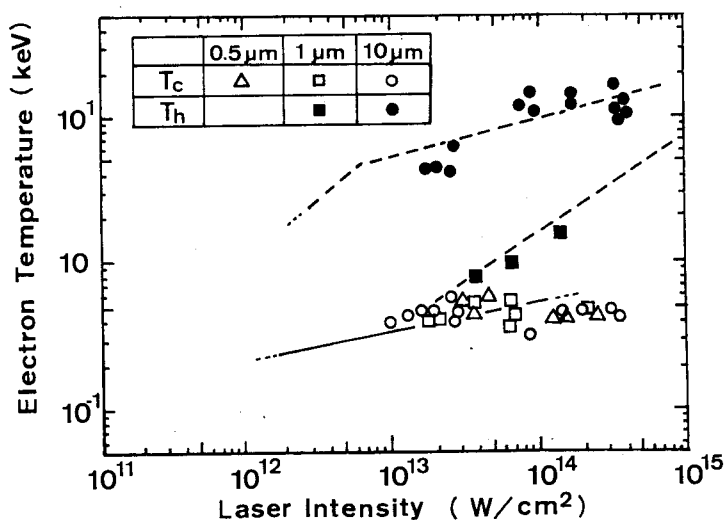


図4-9 電子温度の入射強度依存性，ターゲットはポリマーであった。

各 $0.53\mu\text{m}$, $1.06\mu\text{m}$, $10.6\mu\text{m}$ レーザーの計測結果とよく一致していることがわかる。従って高速電子温度 T_h に対しては D. W. Forslund¹⁸⁾ らによって指摘された $I\lambda^2$ スケーリングに従っており、低温電子の温度も考えたとき、 T_h は K. Estabrook¹⁹⁾ の与えた結果

$$T_h = 3.46 T_e^{0.25} \{ I_0 \lambda^2 \}^{0.39} \text{ (keV)} \quad (4-9)$$

によく従う。ただし I_0 は 10^{14} (W/cm²) でノーマライズしたレーザー強度、 λ は波長 (μm)、 T_e は低温電子温度 (keV) である。従って 10^{14} W/cm² の照射強度近傍では $0.53\mu\text{m}$ 光の場合、高速電子の生成はなく、逆に $10\mu\text{m}$ 光の場合、 $T_h \sim 15$ eV 程度の温度をもった高速電子生成が重要である。 $1.06\mu\text{m}$ 光の場合、両者のちょうど中間的な位置にあり、高速電子生成の過渡的なレーザー強度であると考えられる。

4-3-4 輸送・アブレーションに対する波長依存性

X線分光計測からアブレーション深さが、イオンカロリ計測から流体力学的効率が、イオン電流からイオンの平均速度がそれぞれ求められた。

X線分光計測

アルミターゲットとすると、観測されるX線は § 2-5, 図-2-30 の例で示すように各種の共鳴線および $K\alpha$ 線が主に観測される。アルミの上にコーティングを行い、その厚さを増加させると観測されるX線のエネルギーはある厚さを境に急激に減少する。図4-10にそれぞれ(a) $0.53\mu\text{m}$, (b) $1.06\mu\text{m}$ そして(c) $10.6\mu\text{m}$ レーザー照射の場合の結果を示す。横軸はコーティング厚 ℓ と固体密度 ρ との積、すなわち単位面積あたりのコーティング質量で規格化されている。レーザー強度は(a) $(1 \pm 0.2) \times 10^{14}$, (b) $(2 \pm 0.3) \times 10^{14}$, (c) $(3 \pm 0.3) \times 10^{14}$ (W/cm²) の範囲内で一定であった。実線はアルミ共鳴線 ($\text{Al } \ell^{+11} 1s^2 - 1s2p$)、破線はアルミ $K\alpha$ 線にそれぞれ対応する。共鳴線強度はポリエチレンコーティングに対して $\rho\ell$ 値(a) 2.0×10^{-4} , (b) 2.0×10^{-4} , (c) 2.7×10^{-5} (g/cm²) を、Au コーティングに対して $\rho\ell$ 値(a) 1.9×10^{-4} , (b) 2.4×10^{-4} , (c) 7.7×10^{-5} (g/cm²) を境として急激な減少を示している。しかし $10.6\mu\text{m}$ レーザー照射の場合、 $K\alpha$ 線はこれらの共鳴線が観測されなくなっても依然として観測された。この特徴は他の短波長レーザーの場合には見られない独特のものである。この $K\alpha$ 線の消失するコーティング厚さは $10\mu\text{m}$ 光の場合、ポリエチレンコーティングに対して 5×10^{-4} (g/cm²)、Au コーティングに対して 3×10^{-4} (g/cm²) 程度である。短波長レーザーの場合、 $K\alpha$ 線の強度は $10\mu\text{m}$ 光に比べ強いが、共鳴線が観測される以前に消滅している。Au コーティングターゲットに対しては $K\alpha$ 線は観測レベル以下であった。

粒子計測

アブレーションにより加速されたターゲット (実際には完全に冷いものとターゲット材のまま

で加速されることはなく、衝撃波や輻射、電子などにより予備加熱され、低温のプラズマとして計測されると考えられる。この温度は数 eV 程度と推定できる。^{20,21)} およびアブレートした粒子のエネルギーと速度を得た。これらは後に述べるロケットモデル²²⁾ との比較検討に必要な物理量である。レーザーを 0.53, 1.06, 10.6 μm としたときのそれぞれの波長に対する(a)低Z値ターゲット (ポリエチレン 30 μm 厚) および(b) 高Z値ターゲット (Au 2 μm 厚) に対する、ターゲット前面、後面へのイオン信号と、プラズマの角度分布の例を図4-11(a), (b)にそれぞれ示す。イオンのエネルギーは任意目盛である。低Z値ターゲットの場合、0.53 μm では前面に幅のせまい単一ピークがイオン信号が得られ、後面に加速されたターゲットの信号が見られる。これに対し 10.6 μm レーザーでは前後面ともに高速イオンが見られる。1.06 μm レーザーはこの中間的位置にあり、後面に顕著な高速イオン生成が見られる。高Z値ターゲットの場合、いずれの波長のレーザーに対しても高速イオンの生成が見られる。これに引き

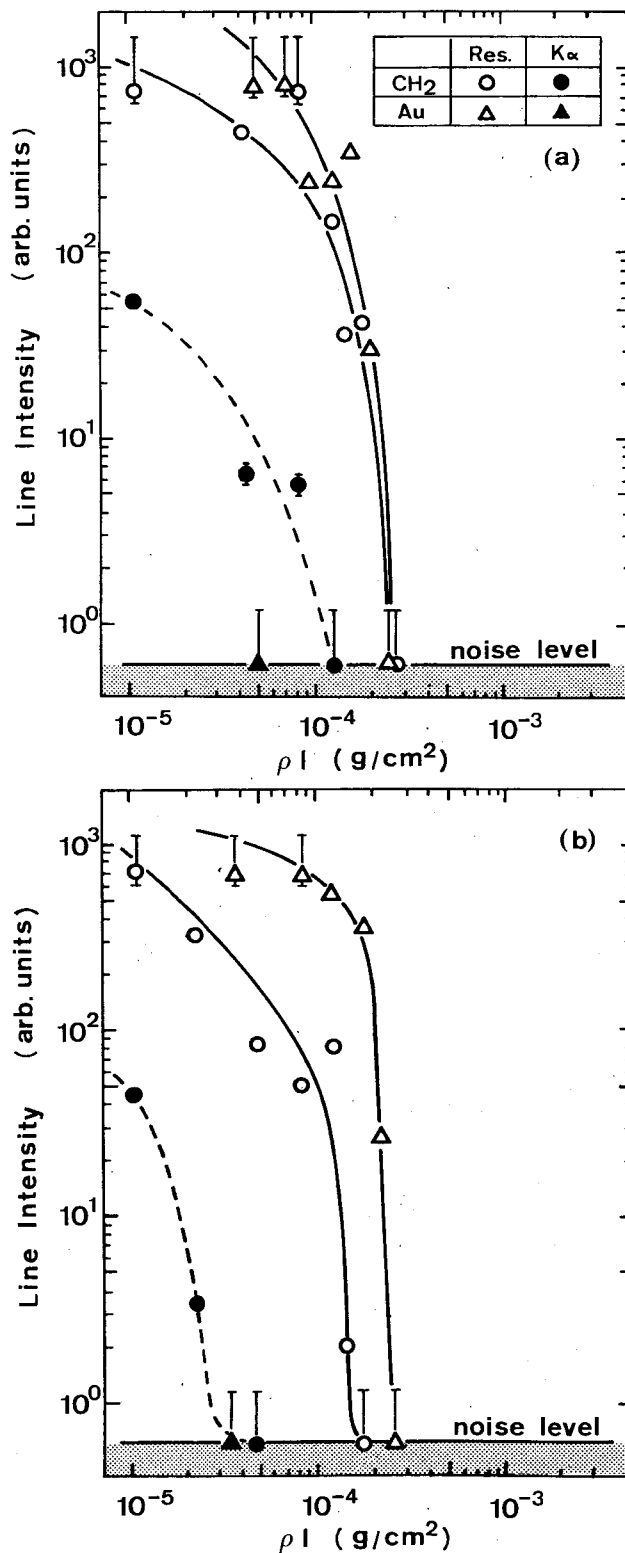


図4-10 上(a)
下(b)

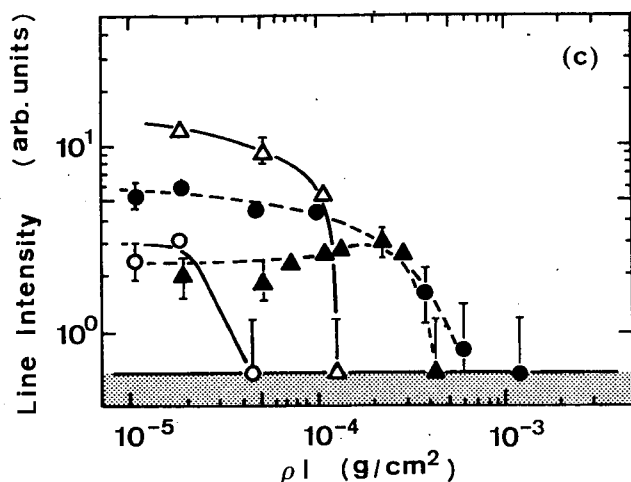


図4-10 観測された共鳴線 ($Al^{+11} 1s^2 - 1s2p$)とアルミ $K\alpha$ 線エネルギーのコーティング面密度 (コーティング厚さ $\ell \times$ 固体密度 ρ) 依存性, それぞれ(a) $0.53 \mu m$, (b) $1.06 \mu m$, (c) $10.6 \mu m$ レーザー照射の場合を示す。丸印はポリエチレンコーティング, 三角印はAuコーティングに対応する。

図4-10(c)

続いてアブレートしたプラズマおよび加速されたターゲットの信号がそれぞれターゲットの前面、後面に見られる。イオンのエネルギーはターゲット垂直軸方向に強い指向性をもった分布が、いずれのターゲット、波長によっても得られた。

ターゲット前面、後面それぞれのイオン信号からイオンの速度スペクトラムを求め、全角にわたってのイオンの平均速度²³⁾を求めた。例えば $0.53 \mu m$ レーザーに対して、低Zターゲット $30 \mu m$ の場合 (図4-11(a)-1), アブレーション速度 U は $5.3 \times 10^7 \text{ cm/sec}$, 被加速ターゲットの速度 V は $5.2 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ となった。これらの速度は後に述べる光学シャドウによる計測から得た速度と30%以内の精度で一致している。²⁴⁾ 総合的な粒子エネルギーは図4-11に示した分布に対し軸対称を仮定して空間積分することにより得た。得られた粒子エネルギーのターゲット前面、後面の値の和は吸収エネルギーと15%以内の精度で一致している。

$10.6 \mu m$ レーザーの場合に対して、高速イオンのエネルギー割合を評価した。ターゲット後面に観測された高速イオンの数は、§2-5で述べたようにターゲットの厚さを増大させるにつれ急激に減少していく。減少の傾向はZ値に対して大きくは依存しない。ターゲット膜厚が低Z物質 (マイラー) に対して $3 \mu m$ 以下, 高Z値物質 (Au) に対して $0.2 \mu m$ 以上になると, ターゲット後面で観測される高速イオンの吸収エネルギーに対する割合は3%以下となる。ただしこの見積に際しては観測された高速イオン電流に平均的な電価 (低Z値物質に対して $Z = 1.0$, 高Z値物質に対して $Z = 2.6$) を仮定した。ここで指摘すべき点は, 上記のそれぞれの膜厚が4-3-4で述べたX線分光計測での Al の共鳴線あるいは $K\alpha$ 線が消滅するコーティング厚さに一致していることである。以上より, $10 \mu m$ レーザー生成プラズマにおいてのイオンのエネルギー計測に対してロケットモデルを適用し, 流体力学的効率を求める場合, 低Z値物質に対して $3 \mu m$ 以上, 高Z値物質に対して $0.2 \mu m$ 以上のターゲット厚であれば, ターゲット後面へのイオンの影響は無視してよいことがわかる。

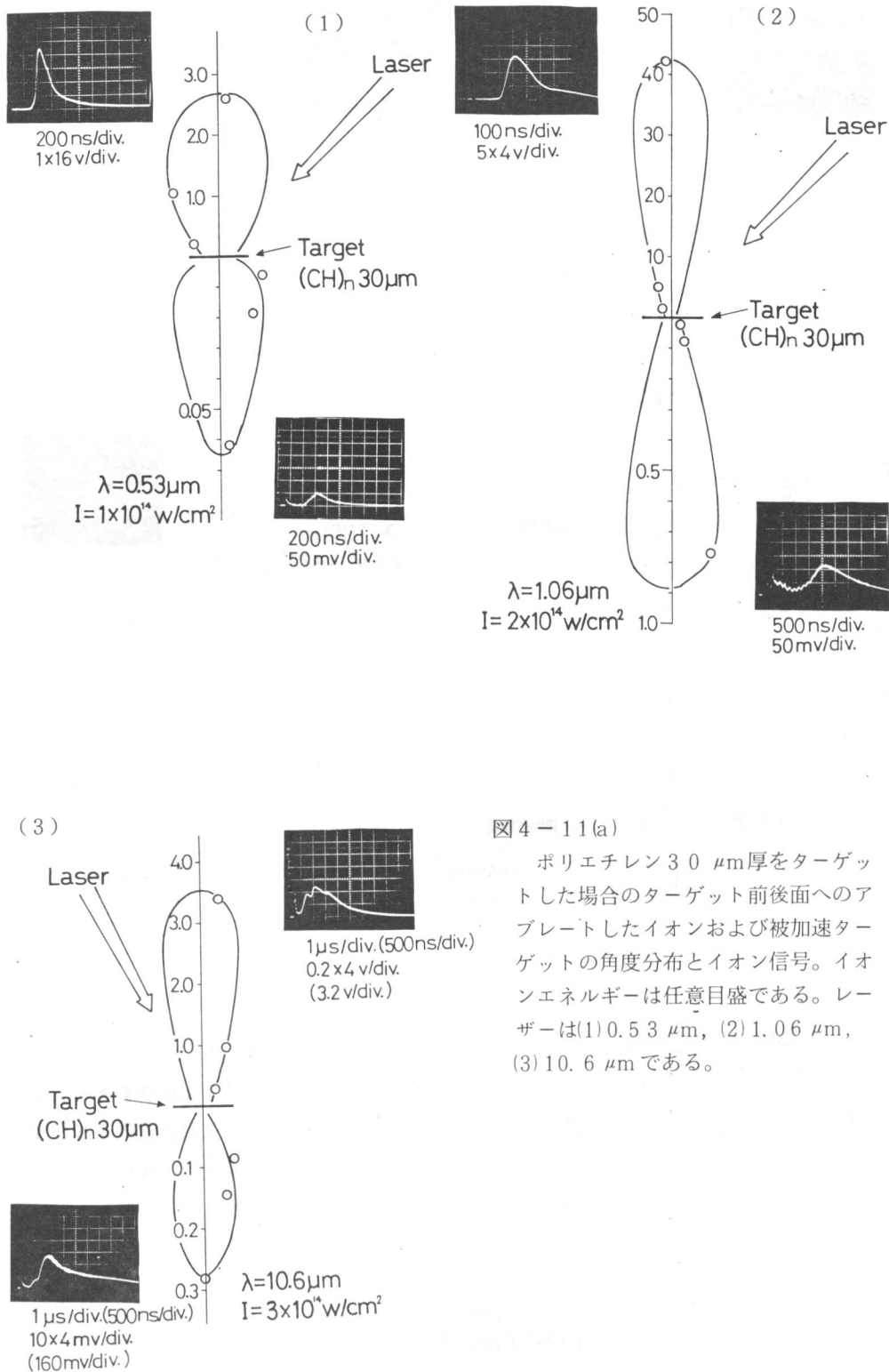


図 4-11(a)

ポリエチレン 30 μm 厚をターゲットした場合のターゲット前後面へのアブレートしたイオンおよび被加速ターゲットの角度分布とイオン信号。イオンエネルギーは任意目盛である。レーザーは(1) 0.53 μm, (2) 1.06 μm, (3) 10.6 μm である。

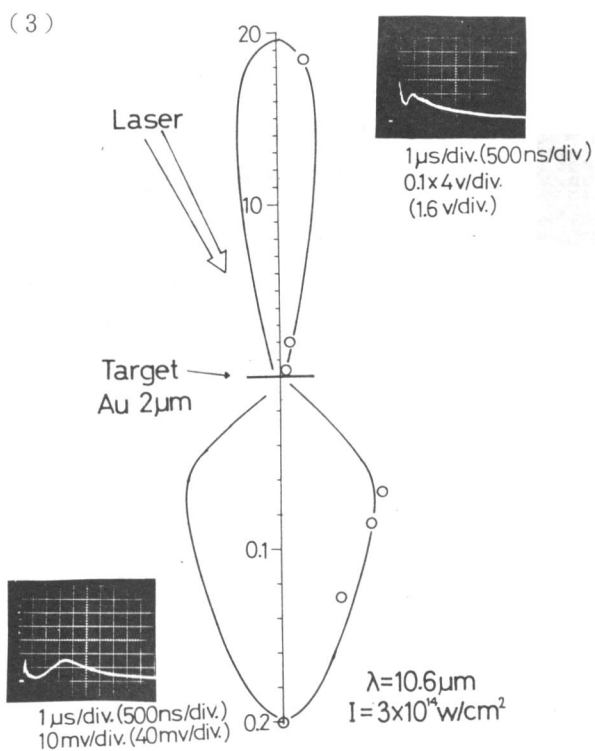
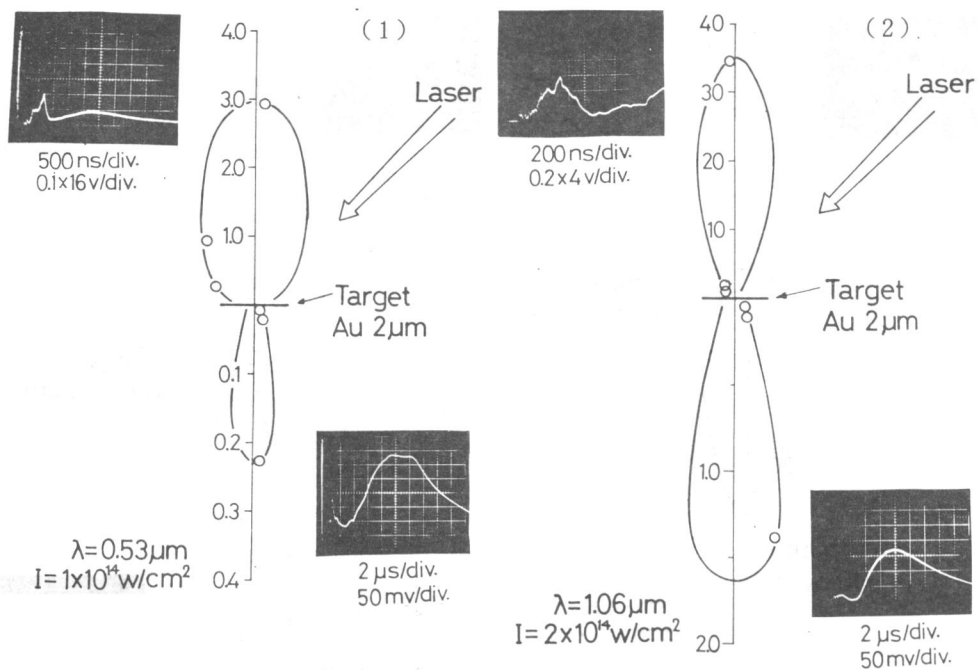


図 4-11(b)
金膜 2 μm 厚をターゲット
とした場合の例 (あとはa)
の場合と同様)

光学シャドウ計測

イオン信号から得たアブレーション速度、被加速ターゲットの速度と比較するため、 $0.53\mu\text{m}$ 、 $1.06\mu\text{m}$ レーザー照射プラズマに対し、光学シャドウ計測を行った。得られた結果の代表的な例を図4-12に示す。照射レーザーは $1.06\mu\text{m}$ レーザーで、低Z値ターゲットとしてマイラ $3\mu\text{m}$ 厚、高Z値ターゲットとしてAu $1\mu\text{m}$ 厚を使用した場合である。レーザー照射側にはフォーカスサイズよりも充分横方向に広がった低密度プラズマ成分が見られ、またターゲット後方にはほぼフォーカスサイズに一致した規模の被加速ターゲット部が見られる。この後方に加速されたターゲット部は等速運動を行い、レーザ

ー照射中の加速相からは分離された等速運動相へ移行していることがわかる。プラズマのアブレーション速度、被加速ターゲットの速度はイオン電流から得たそれぞれの速度と30%以内の精度で一致した。

付加的な事実として、 $1.06\mu\text{m}$ レーザー照射の場合、ターゲット後面への被加速プラズマ中にフィラメント状の低密度部分が低Z値ターゲットに対し観測される。高Z値ターゲットの場合、このようなフィラメントはターゲット前面のみに観測される。

4-3-5 高Z値プラズマからの輻射に対する波長依存性 輻射温度と変換効率

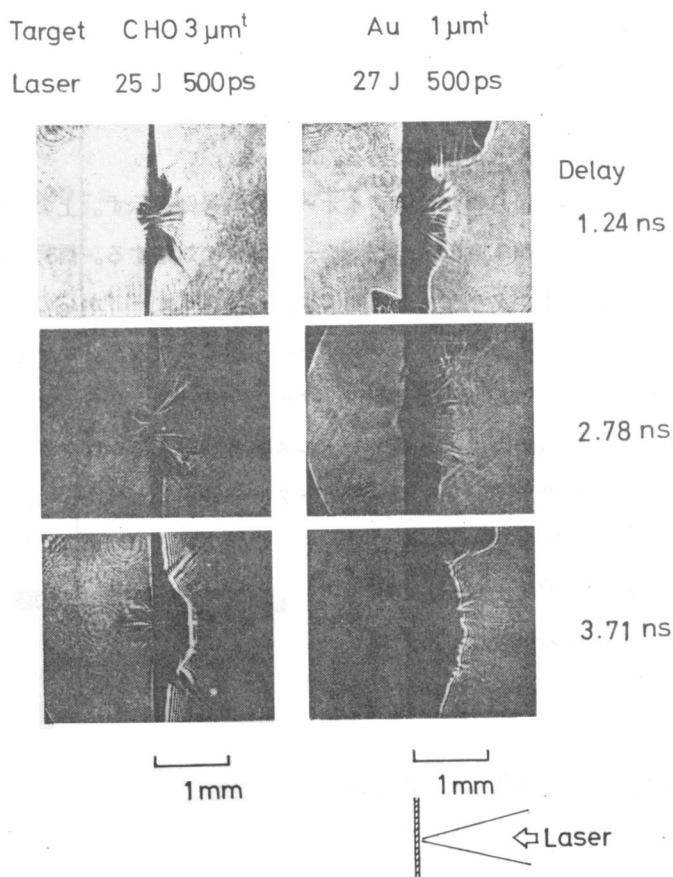
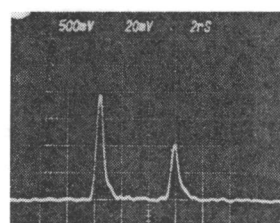


図4-12 $1.06\mu\text{m}$ 光を照射したときの、低Z値ターゲット（マイラ $3\mu\text{m}$ ）と高Z値ターゲット（Au $1\mu\text{m}$ ）の光学シャドウ写真、時間スケールの原点は照射レーザー光のピークに一致する。

レーザー強度が 10^{14} W/cm² 程度である場合、生成された Au プラズマは 100 eV 前後の温度となり、 $Z = 16 \sim 24$ に電離することが知られている。²⁵⁾ この場合観測されるスペクトラムは様々なレベル間での遷移による線スペクトラム、再線合スペクトラムが緻密に重なり、その包絡線はプランク関数で近似できる。²⁶⁾ 従って軟 X 線放射を吸収膜法で計測し、温度およびエネルギー変換効率を得ることが可能である。

図 4-13 に得られた X 線ダイオードの信号例を示す。上の信号が波長 $0.53 \mu\text{m}$ レーザーの場合、下の信号が $1.06 \mu\text{m}$ レーザーの場合に対応する。信号は 2 ch の X 線ダイオードの重ね合わせで、ch 1 がターゲット前面に設置したダイオードからの、ch 2 が後面に設置したダイオードからの信号である。ターゲットからの距離は 2 者のダイオード間で同一ではないので信号レベルを直接比較することはできない。ターゲットは Au $0.5 \mu\text{m}$ 厚であった。両レーザー照射とも、放射の得られる時間はレーザーのパルス幅と同等もしくはやや広がっている程度である。従って放射のピークが照射レーザーのピークに一致すると考え、時間原点をこれでそろえた。

3 つの異ったフィルターを設けた 3 ch の X 線ダイオードの各 2 ch ずつ 3 組の信号比からそれぞれ放射温度を求めることができる。得られた温度は $\pm 8\%$ の精度で一致した。従って黒体放射の仮定はこの誤差の範囲内で正しい考え、以下の議論を進める。入射レーザー強度に対する放射温度の依存性を図 4-14 に示す。レーザーは (a) $0.53 \mu\text{m}$ 、(b) $1.06 \mu\text{m}$ そして (c) $1.06 \mu\text{m}$ 波長である。いずれの波長の場合でもレーザー強度の増大に伴い、温度はゆるやかに増大し、 $0.53 \mu\text{m}$ 、 $1.06 \mu\text{m}$ レーザーの場合 10^{14} W/cm² の強度下で約 130 eV 前後の放射温度になる。これに対して $1.06 \mu\text{m}$ レーザーの場合温度は低く、 10^{14} W/cm² で 23 eV から 5×10^{14} W/cm² で 57 eV 程度の値となる。 $1.06 \mu\text{m}$

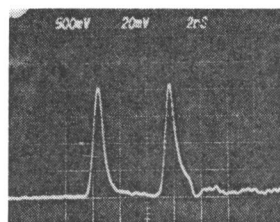


(a)

$$\lambda = 0.53 \mu\text{m}$$

$$I = 7 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$$

ch.1 ch.2



(b)

$$\lambda = 1.06 \mu\text{m}$$

$$I = 1.2 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$$

ch.1 ch.2

ch.1 1.6 μm P.P. Target front side

ch.2 1.2 μm P.P. + 0.13 μm Al rear side

図 4-13 X 線ダイオードの信号例 ターゲットは Au フォイル $0.5 \mu\text{m}$ 厚 ターゲットは前面に設けた ch 1 と後面に設けた ch 2 との距離は等しくない。図中下に示すのは各チャンネルの X 線吸収フィルターである。

レーザーの場合特にレーザー強度 $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ のところで温度上昇の飽和が見られ、 $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 前後で再び増大しはじめている。1.06 μm 光にとって、照射強度 $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ は吸収における集団的過程の閾値に一致している。図4-6で示した吸収率を用いて、横軸を吸収レーザー強度に改めたときの、輻射温度変化は図4-15のようになり、0.53 μm 、1.06 μm レーザーそれぞれに対して輻射温度は $T_R = 130 I_L^{0.16} (\text{eV})$ 、 $T_R = 113 I_L^{0.138} (\text{eV})$ となった。ここで I_L は 10^{14} W/cm^2 の値で規格化した吸収レーザー強度である。10 μm レーザーの場合、精度の良い吸収値が得られていないが、 $10^{14} \sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$ の強度下で吸収率が40%でかつ一定であるとすれば $T_R = 40 I_L^{0.61} (\text{eV})$ となる。従って 10^{14} W/cm^2 前後の強度下では短波長レーザーほど輻射温度は高くなる。

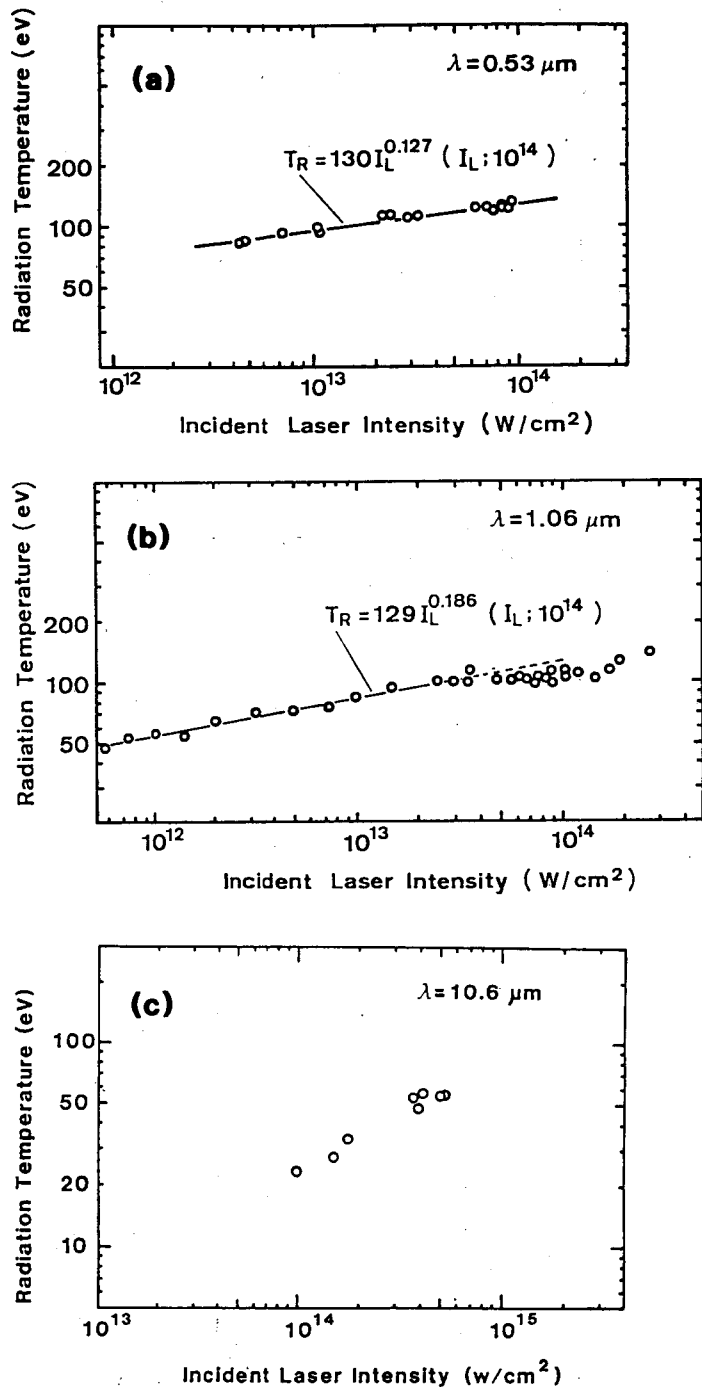


図4-14 (a) 0.53 μm , (b) 1.06 μm , (c) 10.6 μm レーザーを照射したときの輻射温度、ターゲットは10 μm 厚のAu フォイルで、黒体輻射モデルを適用した。

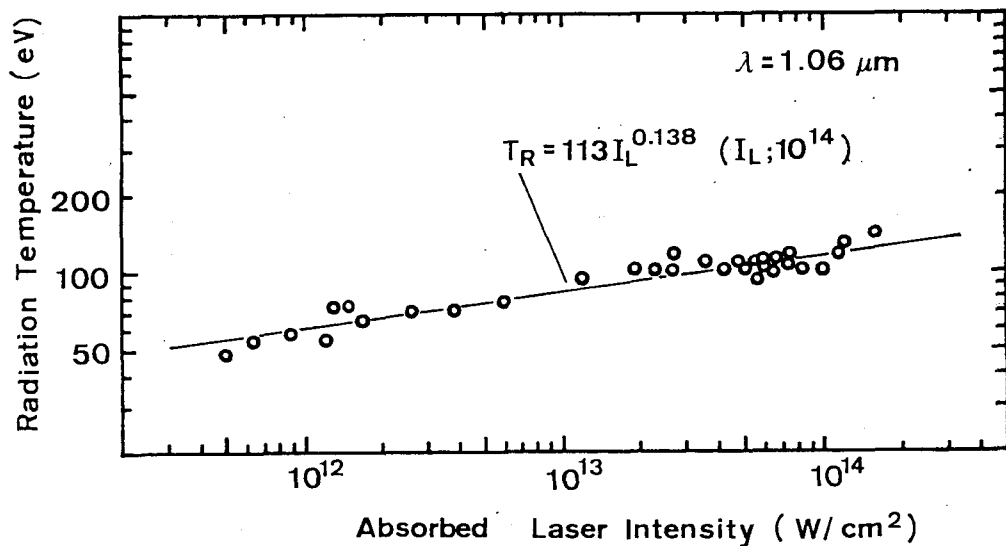
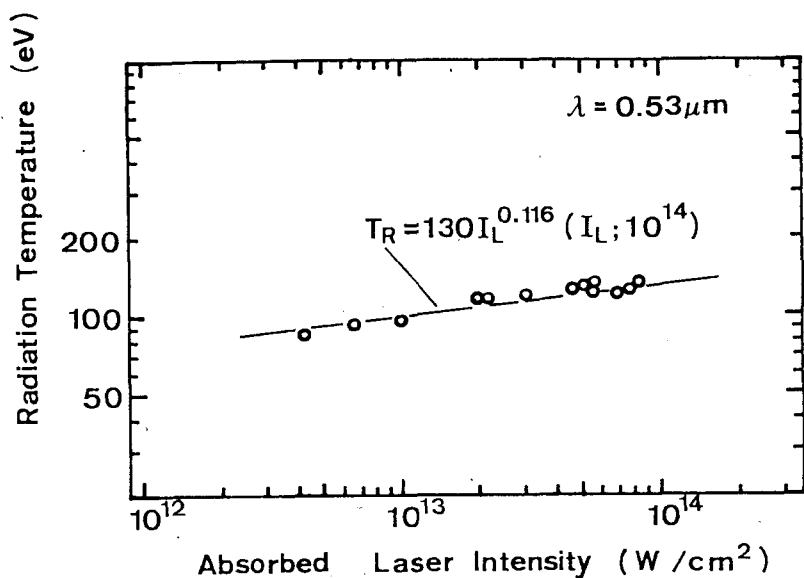


図4-15 吸収レーザー強度に対する輻射温度依存性，吸収率は図4-6の値を使用した。

レーザー強度が $10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$ 前後の領域では輻射の空間分布は平面プラズマからのものと考えることができる。この計測結果を図4-16に示す。X線ダイオードの信号ピークに対応する時間での単位立体角中への輻射パワーの角度分布は，ターゲット垂直軸上の値を最大値 P_0 と

した球状分布, $P_0 \cos \theta$ となった。ここで θ はターゲット垂直からの角度である。この計測結果は $0.53 \mu\text{m}$, $1.06 \mu\text{m}$ レーザー照射時のものである。 100 eV の Au プラズマが音速で等温膨張したときの密度のスケール長はレーザーピーク時で $20 \mu\text{m}$ 程度と評価できるので、プラズマの横方向規模がこれより充分に大きい場合には放射の空間分布は計測結果によく従うものと推定できる。

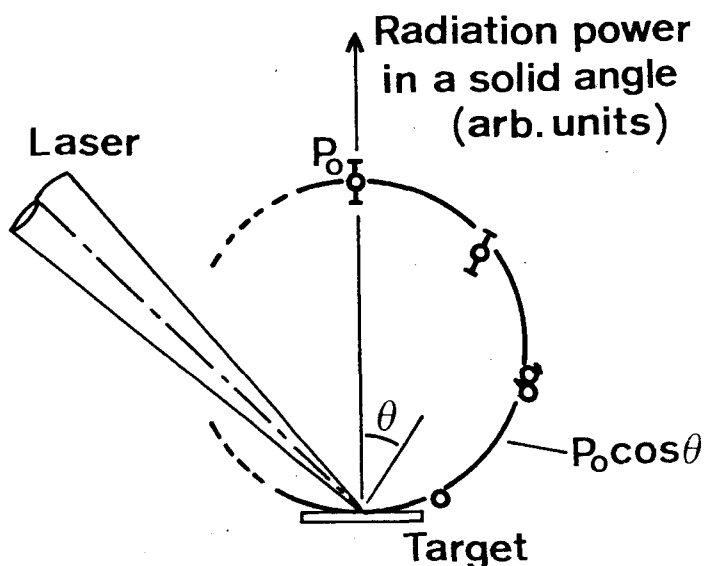


図4-16 Au フォイルからの単位立体角中の放射パワー

放射温度 T_R と放射の空間分布が実験的に伴明したので、(4-2)式に従ってX線ダイオードの電流から放射温度に相当する領域の直径を求めることができる。この数値計算においてはレーザーがターゲットに斜 45° で入射していることを考慮し、図4-17に示した直径はプラズマ面が楕円になったときの短軸に相当する。図4-17は $0.53 \mu\text{m}$, $1.06 \mu\text{m}$ レーザー照射の場合の値を示す。いずれの場合にも、プラズマの径はレーザー強度の増大に伴い一様に増大していることがわかる。ここで注意すべき点は、このプラズマの直径が実際のプラズマの横方向規模を心ずしも与えていないことである。実際光学シャドウ計測ではフォーカスサイズの数倍に広がったプラズマが観測されている。

以上求めた放射温度 T_R , 放射の角度分布 $F(\theta)$, プラズマの面積 S_p を用い、黒体放射モデルを適用することにより、放射変換効率を得ることができる。ここでいう変換効率はエネルギー変換効率であり、各時刻における各 T_R , S_p を求め、 $F(\theta)$ を一定として時間積分を行うことにより放射エネルギーを求めた。この解析においては、計測で得られたX線ダイオードの電流信号を各チャンネルに対し、A-D変換しデジタル量で処理を行った。時間原点は各チャンネルの電流ピークに相当する時刻をとってそろえた。放射温度の同定は信号比に対する温度のテーブルを作成し、補間法を用いて行った。プラズマの表面積は各時刻での電流値を(4-2)式に代入して求めた。結果を図4-18に示す。レーザーはそれぞれ(a) $0.53 \mu\text{m}$, (b) $1.06 \mu\text{m}$ そして(c) $1.06 \mu\text{m}$ である。 $0.53 \mu\text{m}$ レーザーの場合、変換効率は30%でほぼ一定であるのに対し、

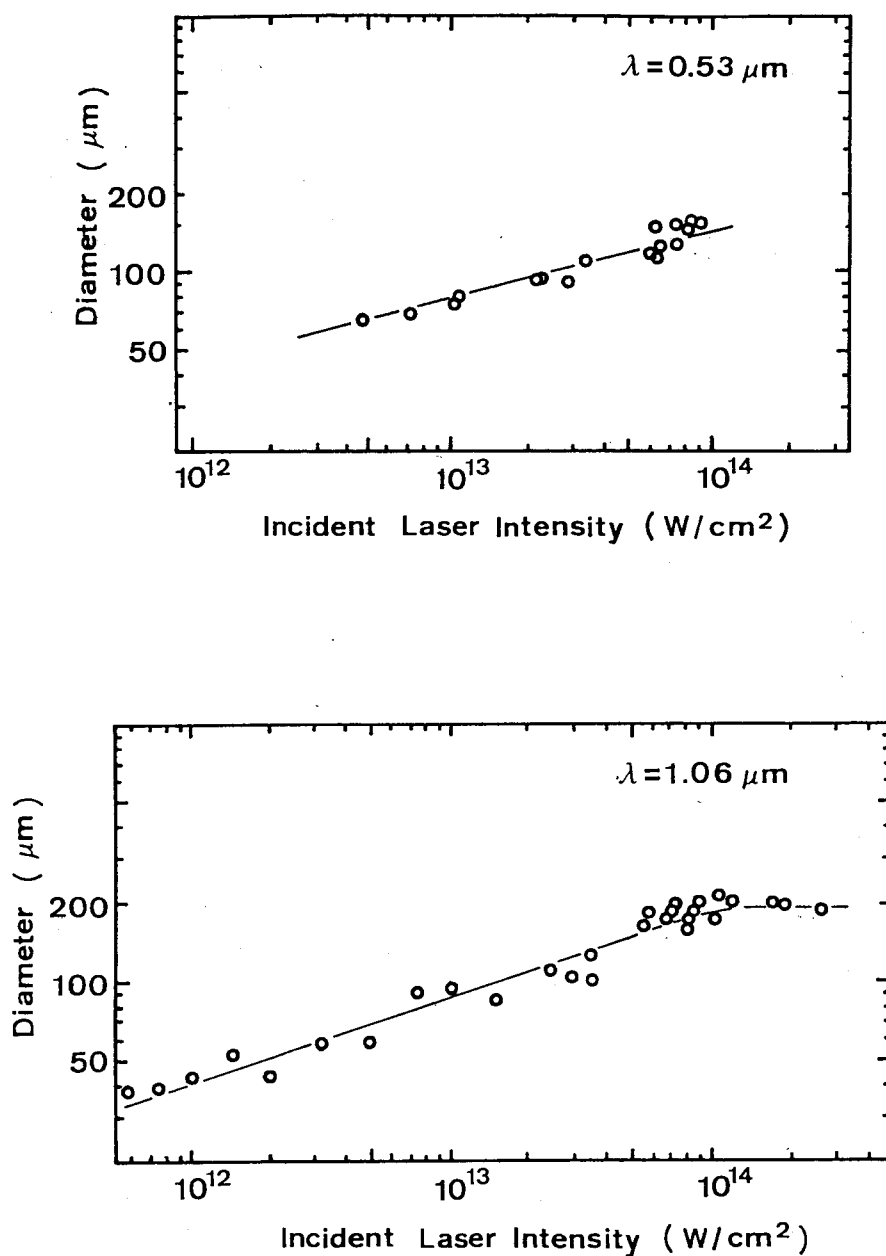
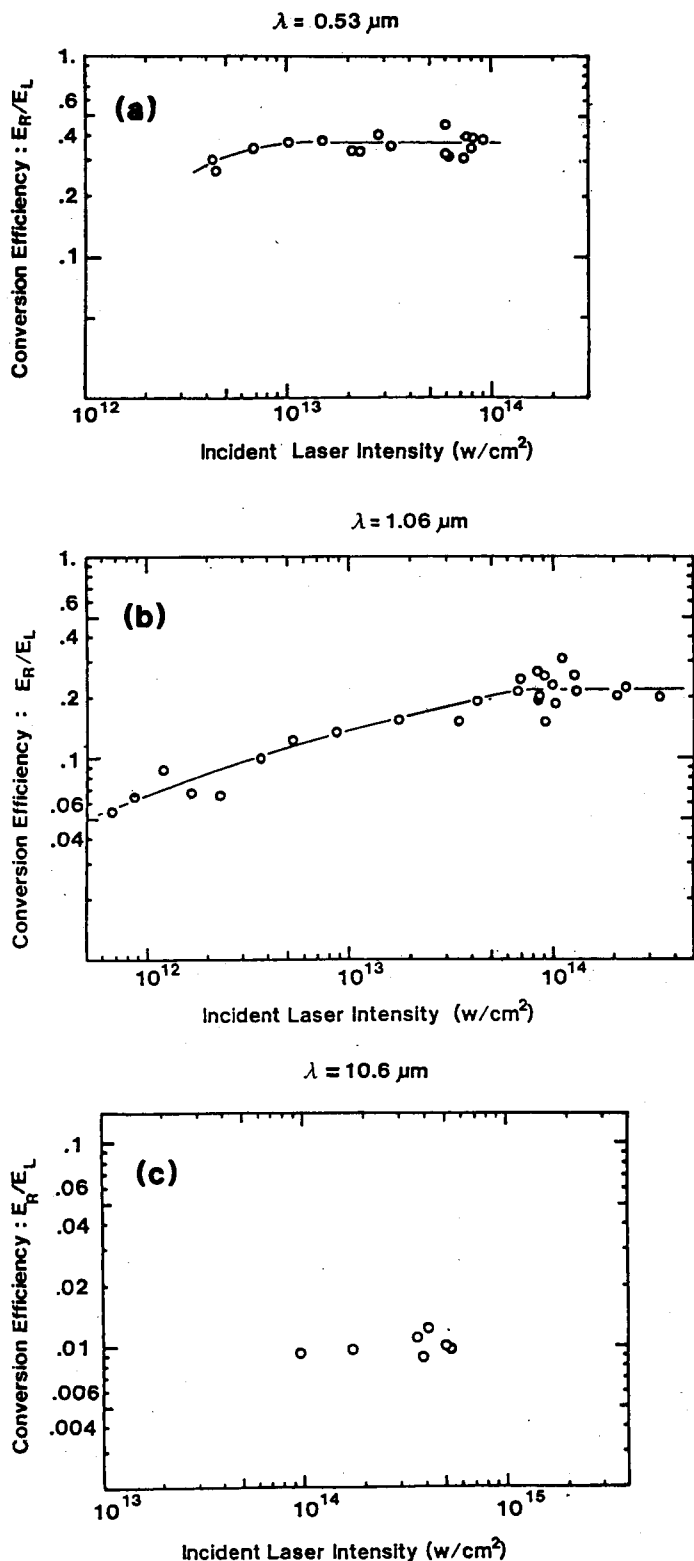


図4-17 入射レーザー強度に対する輻射領域のプラズマの直径, X線ダイオードの信号比から求めた輻射温度を与える平均的なプラズマ規模に相当する。1.06 μm レーザーの場合, プラズマ径の増加に飽和傾向が見られる。

1.06 μm レーザーでは $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ までは徐々に増大し、 10^{14} W/cm^2 付近で20%程度となり、かつ飽和の傾向を示している。一方10.6 μm レーザーの場合、レーザー強度に依存せずほぼ一定の値、1%になっている。この変換効率を吸収率で補正したときのレーザー波長、レーザー強度依存性を図4-19に示す。やはり短波長レーザーほど変換効率は高く、例えば入射レーザー強度を 10^{14} W/cm^2 で固定したとき、それぞれのレーザー照射に対する吸収エネルギー中の輻射エネルギーの割合は40%、32%、3%である。ただしここで10 μm 光に対する吸収率は40%とした。

図4-18

(a) 0.53 μm , (b) 1.06 μm レーザー照射プラズマからの入射レーザーエネルギーに対する輻射エネルギー割合。短波長レーザーほど変換効率は高い。 →



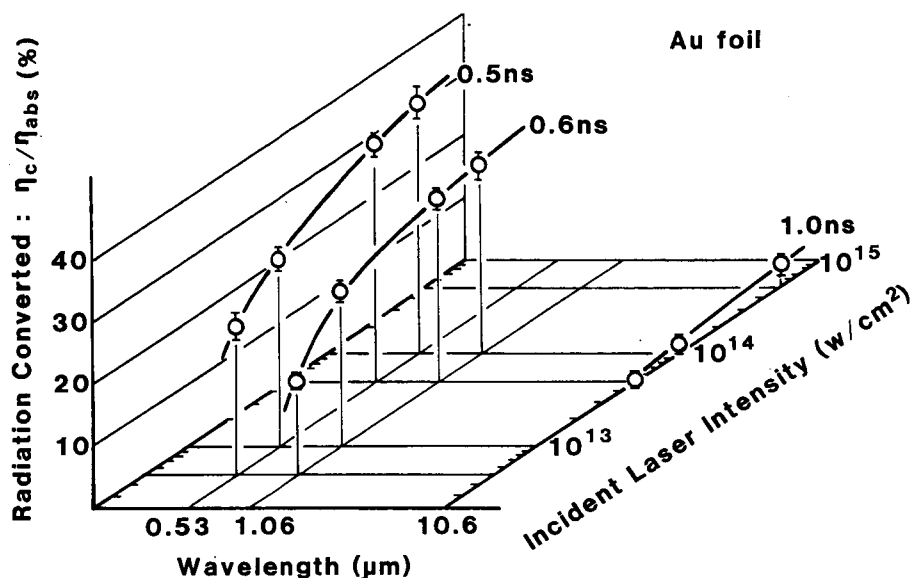
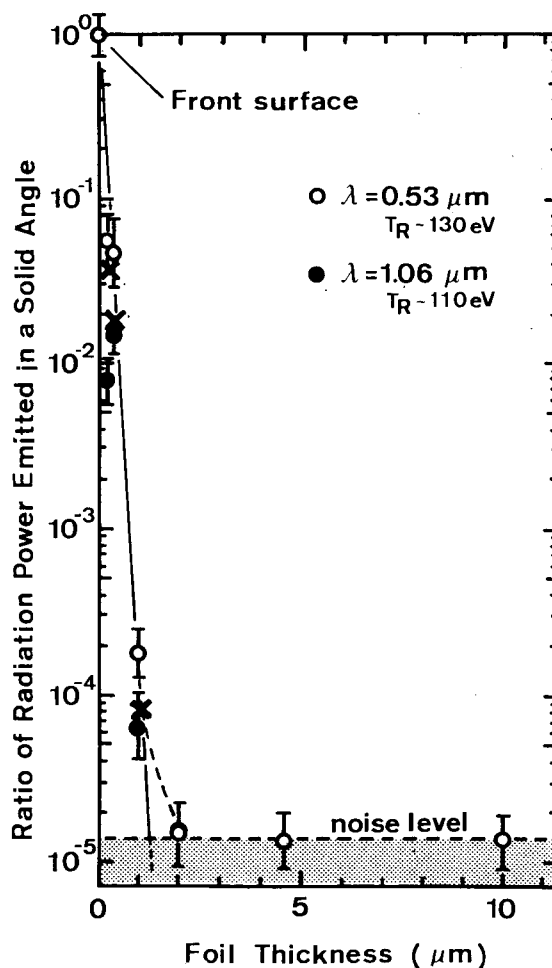


図 4-19

レーザー波長，照射強度に対する輻射変換効率。ただし縦軸はこれを吸収率で補正してある。時間はレーザーのパルス幅を示す。

図 4-20

Au フォイルターゲットの厚さに対するターゲット前後面での輻射の強度比，縦軸はターゲット前面で観測される単位立体角中の輻射パワーで較正されたターゲット後面での同様な輻射パワー比を示す。時刻は X 線ダイオードのピークに一致する。レーザーは $0.53 \mu\text{m}$ と $1.06 \mu\text{m}$ の 2 つを使用した。×印はこの時刻に $600 \text{ \AA}$ ($\pm 100 \text{ \AA}$) の厚さの金がアブレートして輻射源となり，残りのフォイルがターゲット後面で観測される X 線に対して吸収フィルターとして作用したと仮定したモデルで求めた計算値である。観測値とよく一致している。



輻射強度の膜厚依存性

Au フォイルターゲットの後面で観測される輻射の強度はターゲット厚の増大に伴い、急激な減少を見せる。波長 $0.53\text{ }\mu\text{m}$ 、 $1.06\text{ }\mu\text{m}$ レーザー照射時のターゲット前面に対する後面で得られた単位立体角中の輻射パワーの変化を図 4-20 に示す。レーザー強度は $(1 \pm 0.3) \times 10^{14}\text{ W/cm}^2$ と一定した。このときのそれぞれのレーザー波長に対する輻射温度は 130 eV 、 110 eV であった。時刻は各 X 線ダイオードのピークに一致している。このときのダイオードのフィルターはポリプロピレン $1.2\text{ }\mu\text{m}$ であった。図からわかるように、ターゲット膜厚の増大に伴い、ターゲット後面の輻射は急激な減少を示し、指数関数を適応したときの減衰定数は $0.53\text{ }\mu\text{m}$ レーザーのデータに対して $9.1 \times 10^4\text{ cm}^{-1}$ となった。

§ 4-4 実験結果に関連したモデルと検討

4-4-1 吸収と散乱に関する波長依存性

レーザープラズマ中のエネルギー輸送過程はレーザー光吸収過程と密接な関連をもっている。本実験の場合、レーザー照射強度を 10^{14} W/cm^2 で固定し、このときレーザーの波長に対して吸収過程が移行していくことがわかる。 $0.53\text{ }\mu\text{m}$ レーザーの場合吸収率は他の長波長レーザーよりも高く、レーザー強度の増大およびターゲット Z 値の低下に伴い吸収率の低下が見られる。さらに高速イオン、高速電子は観測されない。これらの結果は、 $0.53\text{ }\mu\text{m}$ 光の吸収過程は古典吸収が支配的であることを示している。これに対し $10.6\text{ }\mu\text{m}$ レーザーの場合、吸収率はレーザー強度やターゲット Z 値に依存せず、電子温度は 2 成分となって、高速イオンの生成が見られる。従って $10.6\text{ }\mu\text{m}$ レーザー光の場合、吸収過程は共鳴吸収あるいはパラメトリック過程による集団的な吸収過程が支配的である。 $1.06\text{ }\mu\text{m}$ レーザーの場合はこの中間的位置にあり、 10^{14} W/cm^2 以上の強度では $1.06\text{ }\mu\text{m}$ 光で見られる集団的な吸収過程が支配的となる強度領域へ入り、これ以下では $0.53\text{ }\mu\text{m}$ 光で見られる古典吸収領域に近づく。従って $1.06\text{ }\mu\text{m}$ 光で低い照射強度、例えば $10^{12} \sim 10^{13}\text{ W/cm}^2$ の領域で古典吸収を支配的にし、高速粒子の生成を抑え、定常的なアブレーションによるターゲット圧縮を行うことが可能となる²⁷⁾

散乱過程

プラズマからの後方散乱光を誘導ブリラン散乱過程で説明する。§ 2-2 で述べたように誘導ブリラン散乱は入射電磁波がプラズマ中のイオン音波と結合し散乱波を形成するパラメトリック過程として知られている。ここではプラズマ中に誘起されたイオン音波の成長と散乱波の成長を考察してみる。

考えるモデルとしては、

- (1) ブリラン散乱が起こる給合領域での流れによる散乱の増大効果²⁹⁾は無視する。
- (2) イオン音波の成長速度はレーザープラズマ中での温度、密度条件下では psec オーダーで

あるのでレーザーのパルスと比べ十分に短く、イオン波の成長と散乱波に関しては定常状態と考えてよい。

(3) 誘導ブリラン散乱光の発生領域での吸収はないものとする。

(4) 長さLの均一密度プラズマを考え、イオン波の励起とダンピングが均衡したところで散乱率が決定される。ダンピングの機構としては線形ランダウダンピング、および非線形ランダウダンピングを考慮する。

(5) 1次元モデルで考える。

プラズマ中のイオン音波と電磁波との結合を考える。基礎式として、³⁰⁾

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \gamma_m \frac{\partial}{\partial t} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \omega_p^2 \right) E = 0 \quad (4-10)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (nv) = 0 \quad (4-11)$$

$$n \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (nC_s^2) - \frac{Zne^2}{2m_e Mc^2} \frac{\partial}{\partial x} \langle E^2 \rangle \quad (4-12)$$

である。3式はそれぞれ、プラズマ中の電磁波の伝搬、流体の連続、流体の運動を表わしている。 c は光速、 ω_p はプラズマ周波数、 n, v は流体（ここではイオン）の密度および流速、 C_s は音速、 m_e, e は電子の質量および素電荷、 M はイオンの質量を示す。また E はプラズマ中の電磁波の電界振幅である。 γ_m は電磁波のプラズマ中での減衰定数で、(3)の仮定から $\gamma_m \rightarrow 0$ である。同様に(1)の仮定から $v_0 \rightarrow 0$ である。

今、電磁波およびイオン音波に対し解を設定する。すなわち

$$E = E_+ \exp i(k_+x - \omega_+t) + E_- \exp i(-k_-x - \omega_-t) + c.c \quad (4-13)$$

$$n = n_0 + n_1$$

$$= n_0 + \text{Re} [\tilde{n} \exp i(k_p x - \omega_s t)] \quad (4-14)$$

ここで+は高密度側へ進行する波（入射波）、-は低密度側へ進行する波（反射波）をそれぞれ示す。また n_0 は定常項で、線形化した密度ゆらぎに対する波導方程式は第2項目から導かれる。

k_p, ω_s はそれぞれイオン音波の波数および周波数である。

パラメトリック過程での整合条件

$$\omega_+ = \omega_- + \omega_s \quad (4-15)$$

$$k_+ = -k_- + k_p \quad (4-16)$$

を考慮し、(4-13)式を(4-10)式に代入して2次の微小項を無視すると

$$2\omega_{\pm} \frac{\partial E_{\pm}}{\partial t} + E_{\pm} \frac{\partial \omega_{\pm}}{\partial t} + 2c^2 k_{\pm} \frac{\partial E_{\pm}}{\partial x} + c^2 E_{\pm} \frac{\partial k_{\pm}}{\partial x}$$

$$= -\frac{i\omega_{\pm}^2}{2} \frac{\tilde{n}_{\pm}}{n_c} E_{\mp} \quad (4-17)$$

を得る。強度に対しては複素共役項（*で示す）を考えることにより

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\omega_{\pm} |E_{\pm}|^2) + c^2 \frac{\partial}{\partial x} (k_{\pm} |E_{\pm}|^2) \\ &= \frac{\omega_{\pm}}{\partial} \text{Im} \left(\frac{\tilde{n}}{n_c} E_- E_+^* \right) r_i \end{aligned} \quad (4-18)$$

一方密度のゆらぎに対して (4-11), (4-12), (4-14) 式から

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + r_i \frac{\partial}{\partial t} - C_s^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) n_1 = \frac{Z n_0 e^2}{4 m_e M c^2} \frac{\partial^2 |E|^2}{\partial x^2} \quad (4-19)$$

を得る。ここで r_i はイオン音波のダンピング係数である。右辺はポンディアモーティブ力を示し、これは (4-13) 式から

$$\frac{\partial^2 |E|^2}{\partial x^2} = -2 k_p^2 \text{Re} [E_- E_+^* \exp i(k_p x - \omega_s t)] \quad (4-20)$$

で与えられる。(4-14), (4-20) 式から (4-19) 式は

$$(\omega_i^2 - k_p^2 C_s^2 + i r_i \omega_i) \tilde{n} = \frac{Z n_0 e^2 k_p^2}{2 m_e M c^2} E_- E_+^* \quad (4-21)$$

となる。従って (4-18) 式が示すプラズマ中の電磁波と (4-21) 式が示すイオン音波は電界によるポンディアモーティブ力を介して結合され、

$$c^2 \frac{\partial}{\partial x} (\pm k_{\pm} |E_{\pm}|^2) = \pm \frac{1}{4} \frac{n_0}{n_c} \left(\frac{e^2 |E_{\mp}|^2}{m_e^2 c^2} \right) \left(\frac{Z m_e \omega_0^2}{M C_s^2} \right) \frac{\omega_s}{r_i} |E_{\pm}|^2 \quad (4-22)$$

と表しうる。この式を書きなおすと

$$\frac{\partial}{\partial x} |E_+|^2 = \frac{\partial}{\partial x} |E_-|^2 = \frac{1}{4} \frac{n_0}{n_c k_0} \left(\frac{e^2}{m_e^2 c^4} \right) \frac{Z m_e \omega_0^2}{M C_s^2} \cdot \frac{\omega_s}{r_i} |E_+|^2 |E_-|^2 \quad (4-23)$$

を得る。この式から

$$\frac{\partial (|E_+|^2 - |E_-|^2)}{\partial x} = 0 \quad (4-24)$$

を得るが、これは物理的には入射波の減少と反射波の増大の均衡を表わしており、相互作用領域での個々の空間位置で反射率 R は決定され、一定の増加率をもっていることを意味している。

ここで強度反射率 R を x の関数として

$$R \triangleq |E_-|^2 / |E_+|^2 \quad (4-25)$$

と定義し、

$$|E_+|^2 - |E_-|^2 = (1 - R) |E_+|^2 = A \quad (4-26)$$

とおくと (4-23) 式は

$$\frac{dR}{dx} = \frac{1}{4k_0} \frac{n_0}{n_0} \left(\frac{e^2}{m_e c^4} \cdot \frac{Z \omega_0^2}{M C_s^2} \right) \frac{\omega_s}{r_i} AR \quad (4-27)$$

となる。長さ \$L\$ にわたって積分し、プラズマ中での屈折率の低下に伴い、実効的にパス長が短くなることを考慮して

$$R_{total} = R_0 \exp [Q (1 - R_{total})] \quad (4-28)$$

を得る。³¹⁾ ここで \$Q\$ はよく知られた形²⁹⁾

$$Q = \frac{1}{4} \left(\frac{v_{osc}}{v_{th}} \right)^2 \cdot \frac{n_0}{n_c} \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \left(\frac{2 \omega_s}{r_i} \right) \left(1 + \frac{3 T_i}{Z T_e} \right)^{-1} k_0 L \quad (4-29)$$

となる誘導散乱の大きさを決定する重要な量である。

誘導ブリラン散乱が低下するには

- 1) プラズマ中の電子の熱振動速度 \$v_{th}\$ を下回る電界による振動速度になる波長を選択する。
すなわち \$v_{osc} \sim (e E \lambda_0 / 2 \pi c)\$ であるから一般に短波長レーザーの方がブリラン散乱は小さい。
- 2) イオン波のダンピングが大きい温度領域であること。一般に線形のイオン波ランダウ減衰の減衰率は

$$r_L = \frac{k_p C_s}{2} \cdot \frac{\pi}{2} \left(\frac{Z T_e}{T_i} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{1}{2} \cdot \frac{Z T_e}{T_i} - \frac{3}{2} \right) \quad (4-30)$$

で与えられるので、線形ランダウ減衰は \$0.2 \lesssim (Z T_e / T_i) \lesssim 10\$ の領域で支配的であるのに対し、非線形ランダウ減衰はイオン波の振幅の2乗項（あるいはさらに高次の項）に比例するため、線形ランダウ減衰が支配的ではないような領域で重要である。三間²⁸⁾の解析によれば、高速電子を含めた実効的な電子温度を考え、イオン波の線形、非線形なランダウ減衰を評価することにより反射率を得ることができる。これを図4-7(b)に示す。反射率は波長 \$1 \mu m\$ レーザーのときが最大となり、短長レーザーに対しては上記(1)の理由により、長波長レーザーに対しては高速電子が含まれることによる実効的な電子温度上昇がイオン波の生長を押えていることに原因して、反射率は低下している。また、いずれの波長に対しても反射率の飽和が見られる。これはやはり高速電子の生成に起因するもので、飽和が見られるレーザー照射強度は集団的過程（特に共鳴吸収）が支配的になる領域と一致する。

- 3) 相互作用領域が短いほど反射率は低下する。レーザー核融合の実用炉ターゲットはその規模も大きく（～数mm）、またレーザーのパルス幅も広く（～数nsec）なるため、\$1 \mu m\$ 光を使用したときの誘導散乱は解明すべき重要な課題となる。

4) その他、レーザー光をマルチバンドあるいはブロードバンドとしたり、偏光を円偏光にしたりして誘導ブリラン散乱を低下させることが提案されている。³²⁾

以上の考察から明らかなように、後方散乱光のレーザー波長依存性は低密度均一プラズマ中での誘導散乱過程をモデルとすることにより説明できる。波長 $1\ \mu\text{m}$ 付近を境として、短波長側では臨界密度の上昇に伴う衝突周波数の増大が古典吸収を促し、かつ電子の振動速度 v_{osc} が熱速度 v_{th} に比べ低いいため誘導散乱光への結合は弱い。また長波長側では高速電子の生成により実効的な電子温度は上昇し、やはり (v_{osc}/v_{th}) は1より十分に小さくなり、かつ非線形なイオンランダウ減衰が作用し、誘導散乱のレベルは低下する。

4-4-2 アブレーションの波長依存性

低温電子、高速電子の侵入

コーティングターゲットを用いたX線分光計測から、コーティング材のアブレーションの物理を知ることができる。4-3-4で述べたように、ターゲットの基板としてアルミを用い、この基板上にプラスチックもしくは金をコーティングした場合、観測されるアルミプラズマからのX線輻射強度はコーティング厚のある値を境に急激な減少をみせる。

観測されるX線スペクトラムは2つの成分に大別され、1つは完全電離状態に近い水素様やヘリウム様イオンの電子遷移にもとづく共鳴線やそのサテライト線であり、もう1つは、ほとんど電離していないイオンの内殻電子の空乏軌道形成³⁸⁾に伴う $K\alpha$ 線に代表されるX線である。実験結果からは、 $0.53\ \mu\text{m}$ 、 $1.06\ \mu\text{m}$ レーザープラズマ生成アルミプラズマからは主に Al の11価、12価の共鳴線が観測され、 $1.06\ \mu\text{m}$ レーザーの場合、 Al の11価のイオンからの共鳴線が観測される。一般にイオンの電離状態はプラズマの密度、温度、プラズマスケールに大きく依存し、厳密な議論はここではしないが、例えば Al の11価イオンが存在することは電子温度で $100\sim 600\ \text{eV}$ のプラズマが形成されていると考えてよい。D. D. Stinson³⁴⁾らのCRE (衝突輻射平衡; Collisional Radiative Equilibrium) モデル計算によれば Al 11価イオンの生成率は $T_e = 300\ \text{eV}$ 前後で最大となる。従ってアルミプラズマから放出される共鳴線は、レーザーのエネルギーを受けて高密度側に進行する低温電子による熱波の進行を示していると考えられる。

一方、 $K\alpha$ 線の発成の原因となる内殻電子励起の機構としては高速電子とX線が考えられる³⁵⁾。 $1.0\ \mu\text{m}$ 生成プラズマ中での $K\alpha$ 線発成に関しては2-5-3節で述べたように、真空絶縁形のターゲットを使用した実験から、主原因は高速電子であることが同定できている。しかし、 $0.53\ \mu\text{m}$ 、 $1.06\ \mu\text{m}$ レーザー生成プラズマ中で観測される $K\alpha$ 線の主原因はX線の再吸収による可能性も残されている。前節で述べたように $0.53\ \mu\text{m}$ 、 $1.06\ \mu\text{m}$ レーザーの本実験照射条件下では高速電子の生成は顕著ではない。また、広帯域X線スペクトロメータから得た数 keV 領域への

輻射変換効率は、短波長レーザーの場合の方が $1.0 \mu\text{m}$ レーザーの場合よりも1桁程度高い。さらに $1.0 \mu\text{m}$ レーザープラズマとの大きな差は、短波長レーザープラズマの場合、コーティング厚を増すにつれ先に $K\alpha$ 線が消滅し、つづいて共鳴線が観測されなくなるのに対し、 $1.0 \mu\text{m}$ レーザーの場合この傾向が全く逆転している点である。

$0.53 \mu\text{m}$, $1.06 \mu\text{m}$ レーザー生成プラズマに対しては観測された共鳴線強度のコーティング厚依存性から、 $1.06 \mu\text{m}$ レーザー生成プラズマに対しては $K\alpha$ 線のコーティング厚依存性からコーティング物質のアブレーションを考察してみる。

高速電子のような平均自由行程の長いエネルギー輸送因子によるプラズマ膨張は、ターゲット厚が自由行程を下まわる程度になるとイクスプロッシブなモデル³⁶⁾に従うのに対し、低温電子のように輸送行程が短いものの場合、アブレーティブなモードとなって、ターゲットの加速は定常的なプラズマ噴出に伴うロケット反作用のモデル(ロケットモデル)³⁷⁾によって説明できる。今、このロケットモデルと実験結果を比較し、エネルギー輸送とこれに伴うアブレーション過程を考察する。

図4-21のようなターゲット加速を考える。加速されるロケットの質量を M 、速度を V 、ロケットの系からみた粒子のアブレーション速度を U とすると運動方程式は

$$\frac{d}{dt} (MV) = - \frac{dM}{dt} (U - V) \quad (4-31)$$

で与えられる。これより U と V との間には

$$\frac{V}{U} = \ln \left(\frac{M_0}{M_0 - \Delta M} \right) \quad (4-32)$$

なる関係がある。これはロケット方程式としてよく知られた関係である。ここで M_0 はロケットの初期の質量、 ΔM はアブレートした粒子の質量の総計である。今、単位面積あたりの質量 m_0 、 Δm を考えると (4-32) 式は

$$\frac{V}{U} = - \ln \left(1 - \frac{\Delta m}{m_0} \right) \quad (4-33)$$

と書き改められる。一方、ロケットの運動エネルギー ϵ_R とロケットが初期に有していたエネルギー ϵ_0 との比で定義された流体力学的効率 η_h は、

$$\begin{aligned} \eta_h &= \frac{\epsilon_R}{\epsilon_0} \\ &= \left(\frac{m_0}{\Delta m} - 1 \right) \left\{ \ln \left(1 - \frac{\Delta m}{m_0} \right) \right\}^2 \end{aligned} \quad (4-32)$$

で与えられる。³⁸⁾ またアブレーションの作用時間を τ とすると質量アブレーション速度 $\dot{m}$ (ここ

では単位面積あたりと定義する)は

$$\dot{m} = \Delta m / \tau \quad (4-35)$$

で、アブレーション圧力 P_a は

$$P_a = m \dot{V} = -U \dot{m} \quad (4-36)$$

でそれぞれ与えられる。実際のレーザープラズマの膨張を評価する場合、アブレートする粒子は1次元流とならない。またロケットの初期に有するエネルギーに相当する吸収されたエネルギーは必ずしもアブレートする粒子の運動エネルギーとはならず、高速電子や高速イオン、輻射、熱エネルギーの形態をとるため、実測される流体力学的効率は

(4-34)式を下回る。そこでアブレーション効率 η_a を定義する。これはアブレートした粒子の運動エネルギーと吸収されたエネルギーとの比で定義される。すなわち

$$\eta_a = \frac{1}{2} \Delta m U^2 / \epsilon_{abs} \quad (4-37)$$

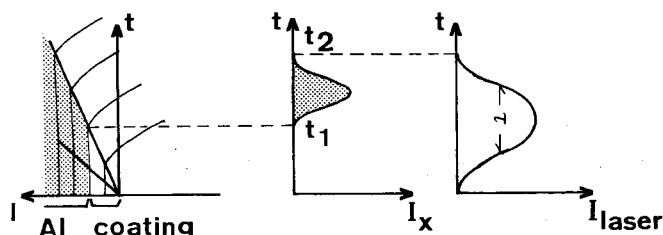
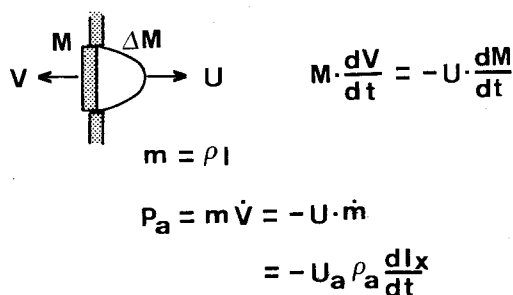
従って実効的な流体力学的効率は

$$\eta_h = \left(\frac{m_0}{\Delta m} - 1 \right) \left\{ \ln \left(1 - \frac{\Delta m}{m_0} \right) \right\}^2 \eta_a \quad (4-38)$$

となる。

ここで再び、コーティングターゲットを用いたX線スペクトラム計測の話にもどる。本実験でのX線の観測は時間積分計測なので、観測される各スペクトラムに対するエネルギー ϵ_{obs}^x はコーティング物質中を熱波(あるいは高速電子)が進行し、アルミ面まで到着してからレーザー照

ABLATION MODEL



I_x ; overcoat thickness for disappearance of resonance line

$$E_{obs}^x \sim \int_{t_1}^{t_2} I_x(t) dt$$

$$\dot{m} = \rho I_x / \tau$$

図4-21 アブレーションに対する(a)ロケットモデルと(b) X線スペクトルエネルギー E_{abs}^x のコーティング厚依存性に対するモデル

射が完了するまでの時間（時刻 t_1 から t_2 まで）のX線強度の積分値と考えることができる。このモデルを図4-21に示す。もしこの熱波もしくは高速電子拡散の先端がアブレーション面に一致するならば、X線が観測されなくなるようなコーティング厚 ℓ_x はレーザー照射中に進行しうるアブレーション波の侵入厚さを与える。固体状態でのコーティング物質の密度 ρ および厚さ ℓ の積は単位面積あたりの質量を与えるので、質量アブレーション速度 $\dot{m}$ は、コーティングターゲットのX線スペクトル観測から実験的に

$$\dot{m} = \rho \ell_x / \tau_L \quad (4-39)$$

で与えられる。ここで τ_L はレーザーのパルス幅に相当する。厳密にはX線の発光時間はプラズマ自身の輻射や熱膨張に伴う冷却により左右され、レーザーのパルス幅とは一致せず、前者の方が長くなるのが普通であるが、ここでは問題を簡単化するため、(4-38)式で近似できるものとする。従ってロケットモデルとの比較に必要な単位面積あたりのアブレートした粒子質量 Δm は

$$\Delta m = \rho \ell_x \quad (4-40)$$

で求められる。

図4-22にレーザー照射に伴うターゲットのアブレーションと加速に関し、ロケットモデルと比較したものを示す。図中○印はプラスチックターゲット、△印は金ターゲットに相当するデーターである。流体力学的効率 η_h 、加速されたターゲットとアブレートした粒子の速度比 V/U のデーターは粒子計測および光学シャドウ計測（図中Shadowと記したデーター点）から得たものである。また実線はロケットモデルから求めた、(4-32)、(4-33)式の η_h 、 V/U のそれぞれの理論曲線である。横軸はターゲットの初期の単位面積あたりの質量 m_0 とアブレートしたターゲットの質量 Δm の比である。 Δm は(4-40)式から求めた値に相当する。ここで重要なのは、 $0.53\mu\text{m}$ 、 $1.06\mu\text{m}$ レーザー照射プラズマの場合 Δm は共鳴線の観測結果から得たのに対し、 $10.6\mu\text{m}$ レーザーの場合、 $K\alpha$ 線の結果から求めた点である。もし、 $10\mu\text{m}$ 光の場合に対して他の波長レーザーと同様に求めた場合 Δm は $1/16$ となり、図4-22(c)のすべてのデーター点は右へ16倍分シフトする必要がある、ロケットモデルからは完全にはずれてしまう。図4-22中の測定点は一般に理論曲線とよく一致していることがわかる。上記の比較から、次のような項目が実験事実から結論できる。

- (1) $0.53\mu\text{m}$ 光、あるいは $1.06\mu\text{m}$ レーザー生成プラズマ中のエネルギー輸送は、本実験の照射条件下では、低温電子によって支配されているのに対し、 $10.6\mu\text{m}$ レーザー生成プラズマ中では高速電子により支配されていることが判別した。これは高速電子駆動アブレーション（Hot Electron Driven Ablation）を実験的に証明したものとして重要である。
- (2) イクスプロッシブなプラズマ膨長のモードには Δm が与えるターゲット初期厚の0.1倍程

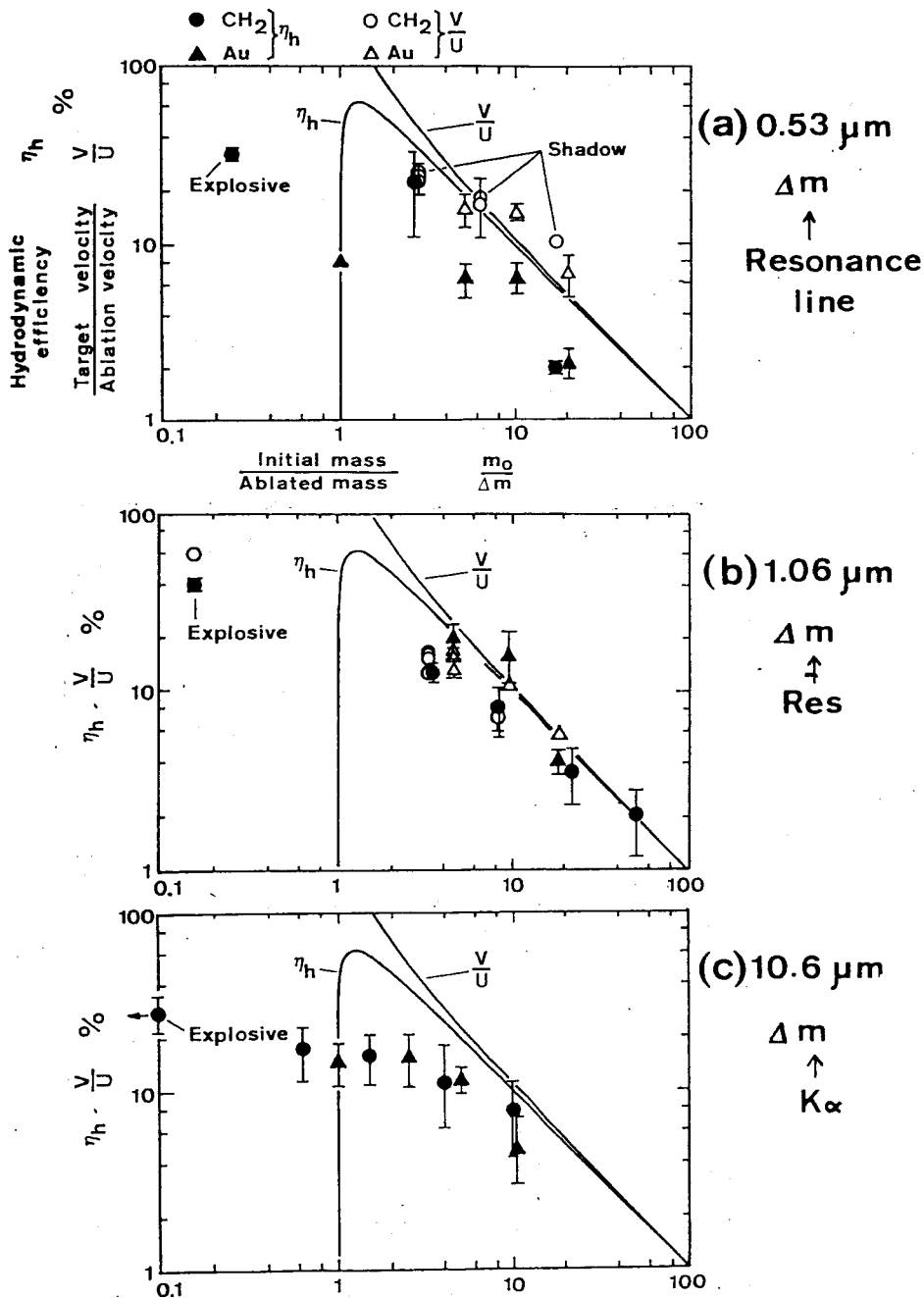


図 4-22 レーザー照射に伴うターゲット加速とロケットモデルとの比較, V , m_0 はそれぞれ加速されたターゲットの到達速度, 単位面積あたりの初期質量, U , Δm はアブレートした粒子の速度, 総合質量を示す。実線はロケットモデルから得た流体力学的効率 η_h と速度比 V/U の理論値を示す。ここで重要なのは, (a) 0.53 μm , (b) 1.06 μm 光照射の場合 Δm はコーティングターゲットを用いた X 線スペクトラム計測の共鳴線から, (c) 10.6 μm 光の場合には $K\alpha$ 線の結果から求めた値を使用していることである。

度のターゲット厚がその値の目安となる。

- (3) 流体力学的効率の理論曲線と計測値との比は(4-37)式で定義したアブレーション効率を与え、 $0.53\ \mu\text{m}$ 光に対して $\eta_a = 1 \sim 0.2$ 、 $1.06\ \mu\text{m}$ 光に対して $\eta_a = 1 \sim 0.3$ として $10.6\ \mu\text{m}$ 光に対して $\eta_a = 1 \sim 0.15$ となることがわかる。

計測から求めた Δm とアブレーション速度 U を用いても、アブレーション効率 η_a を求めることができる。結果を図4-23に示す。○印はプラスチックターゲット、△印は金ターゲットに対する結果である。アブレートした粒子の単位面積あたりの質量 Δm は、 $0.53\ \mu\text{m}$ 光に対しては共鳴線から、 $10.6\ \mu\text{m}$ 光に対しては共鳴線と K_α 線の計測結果から求めた値を使用した。この図において特筆すべき点は2つある。1つは $10.6\ \mu\text{m}$ レーザー生成プラズマでは、高速電子によるエネルギー輸送が支配しており、このアブレーションを K_α 線で特徴づけた場合、その結合係数は高Z値、低Z値物質に関係なく10%前後となることである。よく知られているように、 $10.6\ \mu\text{m}$ 光の照射

強度 $10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 近傍では、吸収されたエネルギーのほとんどは先づ、高速電子に変換されると考えてよく、このエネルギーの約50%は高速イオンとなって外部に運びさられる。高速電子が高速イオンの発生原因とすれば、高速電子がアブレーション領域から離れる際、反作用としての“圧力”を与えるはずであるが、質量が極度に小さく、個々の粒子のエネルギーが高いため、運動量としては低温のイオン膨張の方がはるかに大きくなる。従って高速イオンはアブレーション圧力の評価において「損失」と考えてよい。以上のことから、吸収されたレーザーエネルギーの残余40%は予備加熱や横

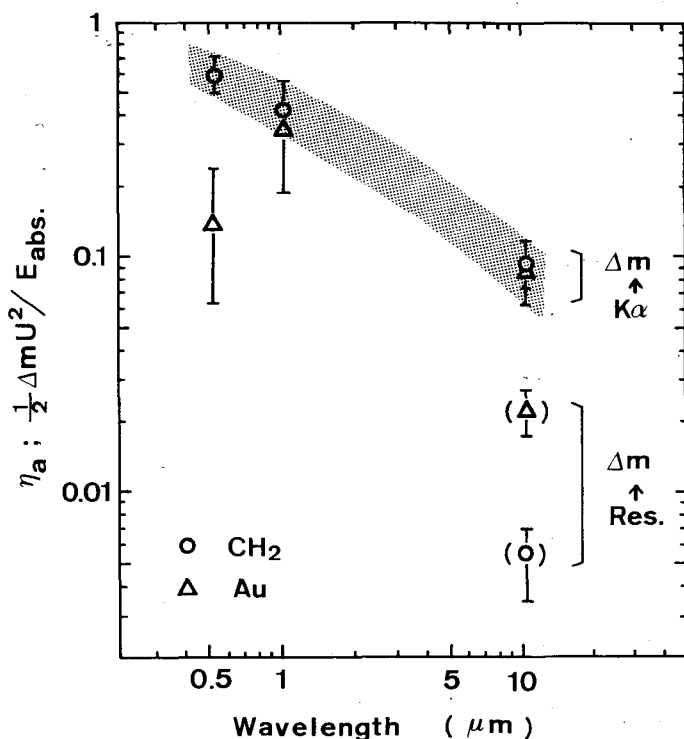


図4-23 吸収エネルギーのうち、粒子のアブレーションエネルギーとして有効に使用された場合、アブレーション効率 η_a を示す。○印はプラスチックターゲット、△印は金膜ターゲットに対する結果を示す。図中、 $10.6\ \mu\text{m}$ 光に対しては Δm はX線スペクトラム計測の K_α 線および共鳴線の結果からそれぞれ求めた値を示している。

方向エネルギーの散逸として作用することが推定できる。

もう1つの重要な点は、高Z値ターゲットでの η_a の低下である。これは0.53 μm 照射のデーターに顕著に表われている。低Z値ターゲットの場合に比較して、Auターゲットの場合、アブレーション効率 η_a は0.53から0.13へ低下している。エネルギーの横方向輸送は古典的輸送モデルではZ値の高いプラズマ中ほど低下しているから他の損失機構を考慮する必要がある。1つの可能性として輻射損失を上げることができる。4-3-5節で述べたように短波長レーザー生成高Z値プラズマからの輻射変換効率は吸収の40%前後にもなる。外部で観測された輻射は、吸収エネルギーのうち熱エネルギーや粒子の運動エネルギーには変換されず輻射の形をとって放出されたエネルギーであるから、ターゲット加速を考えた場合にはやはり損失である。しかし、 η_a の大幅な低下は輻射だけでは説明できず、横方向輸送も含めた詳細な研究がさらに必要である。

チャップマン・ジュゲ点でのアブレーション

〔低温電子による輸送〕

吸収エネルギーが膨張領域のエネルギー増大と均衡を保つときのアブレーション圧力を解析的に評価してみる。解析に際して、次のようなモデルを考える。

- 1) 流体およびエネルギーの流れは1次元として取扱う。
- 2) 質量アブレーション速度 $\dot{m}$ 、アブレーション圧力 P_a はチャップマン・ジュゲ点³⁹⁾(以後C-J点と呼ぶ)での流速と温度で評価を行う。C-J点は流体の流速と局所的な音速が等しくなる点で、一般にこの点より高密度側では、流速は亜音速に、低密度側では超音速になる。
- 3) 注入されたレーザーエネルギーは、臨界点付近から低温電子により輸送され、プラズマのイオン化エネルギー、熱エネルギー、輻射エネルギーそして運動エネルギーとなり、ターゲットを加速または圧縮する。このときのターゲット圧縮に流れたエネルギーは無視する。高部⁴⁰⁾らの解析によると圧縮効率 η_{comp} は

$$\eta_{\text{comp}} = \left[\frac{5}{2(4\mu - 1)} \right]^{1/2} (\mu - 1) \alpha^{1/2} \quad (4-41)$$

で与えられる。ここで μ は密度圧縮比、 α は圧縮をささえるアブレーション波(彼らは燃焼波と呼んでいる)の前後面の密度比である。 $\mu = 4$ 、 $\alpha = (n_s/n_c) \sim 0.017$ として、 $\eta_{\text{comp}} \sim 0.16$ 程度である。またエネルギー輸送の低下はさらに実質的な圧縮効率の低下を招くので、この仮定はほぼ正しい。またイオン化エネルギー、輻射エネルギーは無視する。

- 4) プラズマは等温膨張し、アブレーション領域では $T_e \gg T_i$ とする。
- 5) アブレーション面を原点としたアブレーション波にのった座標系(真空側を+とする)で考える。

膨張領域での単位面積あたりのエネルギー ϵ_e は

$$\epsilon_e = \int_0^\infty \left(\frac{1}{2} M n_i v_i^2 + \frac{3}{2} Z n_i T_{CJ} \right) \alpha x \quad (4-42)$$

で与えられる。ここで M , n_i , v_i はそれぞれイオンの質量, 密度, 速度を示す。また Z は電価数, T_{CJ} は電子温度を示す。仮定から

$$n_i = n_{CJ} \exp \left(-\frac{x}{C_{CJ} t} \right) \quad (4-43)$$

$$v_i = C_{CJ} + x/t$$

であるから, 膨張領域でのエネルギー増大率 $\dot{\epsilon}_e$ は

$$\dot{\epsilon}_e = 4 n_{CJ} M C_{CJ}^3 \quad (4-44)$$

で与えられる。ここで n_{CJ} , C_{CJ} はそれぞれ $C-J$ 点でのイオン密度および音速である。一方, このエネルギー増大率は吸収されたレーザー熱速 I_{abs} と低温電子の自由流によるエネルギー輸送で均衡しているとする, と,

$$\begin{aligned} I_{abs} &= f n_c m_e v_{th}^3 \\ &= \dot{\epsilon}_e \end{aligned} \quad (4-45)$$

となる。ここで f は熱流の抑制係数, n_c はレーザーの臨界密度, m_e は電子密度, v_{th} は電子の熱速度を示す。(4-45)式から

$$\begin{aligned} T_{CJ} &\sim m_e v_{th}^2 \\ &= \left(\frac{\sqrt{m_e}}{f n_c} I_{abs} \right)^{\frac{2}{3}} \end{aligned} \quad (4-46)$$

を得る。 $C_{CJ} \sim \sqrt{Z T_{CJ} / M}$ であるから, (4-44), (4-46)式を用いて

$$n_{CJ} = \frac{1}{4} f \sqrt{\frac{M}{m_e}} n_c Z^{-\frac{3}{2}} \quad (4-47)$$

$$C_{CJ} = \left\{ Z \left(\frac{\sqrt{m_e}}{f n_c} \right)^{\frac{2}{3}} M^{-1} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4-48)$$

を得る。これより単位面積あたりの質量アブレーション速度 $\dot{m}$, アブレーション圧力 P_a はそれぞれ

$$\dot{m} \triangleq \rho_{CJ} \cdot C_{CJ} = n_{CJ} \cdot M \cdot C_{CJ}$$

$$= \frac{1}{4} f^{\frac{2}{3}} Z M m_e^{-\frac{1}{3}} n_c^{\frac{2}{3}} I_{abs}^{\frac{1}{3}}, \quad (4-49)$$

$$\begin{aligned} P_a &\triangleq Z n_{CJ} T_{CJ} + \rho_{CJ} C_{CJ}^2 \\ &= \frac{1}{2} f^{\frac{1}{3}} Z^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} m_e^{-\frac{1}{6}} n_c^{\frac{1}{3}} I_{abs}^{\frac{2}{3}} \end{aligned} \quad (4-50)$$

で与えられる。\$M = A m_p\$ (\$m_p\$; プロトン質量), \$n_c = 10^{21} / \lambda^2\$ (cm\$^{-3}\$), \$\lambda\$ を \$\mu\$m 単位のレーザー波長, \$I_{abs}\$ を \$10^{14}\$ W/cm\$^2\$ を単位とした強度とすると上式はそれぞれ,

$$\dot{m} = 4.65 \times 10^5 \cdot f^{\frac{2}{3}} A \cdot Z^{-1} \lambda^{-\frac{4}{3}} I_{abs} \text{ [g/sec} \cdot \text{cm]} \quad (4-51)$$

$$P_a = 21.54 \cdot f^{\frac{1}{3}} A^{\frac{1}{2}} Z^{-\frac{1}{2}} \lambda^{-\frac{2}{3}} I_{abs} \text{ [Mb]} \quad (4-52)$$

となる。

実験から得られた \$I_{abs}\$ を使用し、輸送の抑制係数 \$f\$ の最大値として \$f = 0.6\$ を使用した場合のアブレーション (粒子) 速度、質量アブレーション速度の計算値を図 4-24(a), (b) に示す。ここで実線はポリエチレン、破線は金膜ターゲットに対応する。\$Z\$ 値の評価は、低 \$Z\$ 値物質に対しては完全電離として平均値 \$Z = 3.5\$、高 \$Z\$ 値物質に対しては \$X\$ 線の信号レベルを低 \$Z\$ 値物質の場合と比較し、\$X\$ 線の放出が制動輻射により支配されているとして求め、\$Z = 1.8\$ とした。計測データーも同時に示す。\$1.06 \mu\$m 光の場合、質量アブレーション速度は \$X\$ 線の \$K\alpha\$、共鳴線の両方から求めた値を記している。一般に、レーザーの波長が短くなるとエネルギーが注入される点の密度が低下し、平均した個々の電子の温度は、入射エネルギー束を保ったとき、長波長レーザーの方が高くなる。さらに流体の速度が音速に等しくなる \$C-J\$ 点は低密度側へ移るので、理論的に求められたアブレーション速度はレーザー波長の増大に伴って増加し、質量アブレーション速度は低下する。

\$0.53 \mu\$m, \$1.06 \mu\$m レーザー生成プラズマ中のエネルギー輸送は低温電子により支配されているので、これまで述べてきた輸送モデルを適応できる。図 4-24(a), (b) において、これら短波長レーザーでのアブレーションの理論値と計測値との差はエネルギー輸送の抑制係数に帰すことが可能である。ただ、アブレーション速度の観測値は流体自身の熱エネルギーが観測される粒子の運動エネルギーに変換され、実際のアブレーション速度よりも高めに観測されるのでこの値から \$f\$ 値を定めるのは危険である。従って、質量アブレーション速度から \$f\$ 値を求める。結果をまとめると表 4-2 のようになる。\$0.53 \mu\$m の金ターゲットの場合を除くとほぼ \$f = 0.02 \sim 0.05\$ になることがわかる。この抑制係数は本実験と全く同様の手法で、\$0.35 \mu\$m レーザー照

射プラズマ中の輸送を研究したB. Yaakobi⁴¹⁾らの結果と一致しており、低Z値物質中でのエネルギー輸送抑制係数は 0.03 ± 0.02 で、波長依存性がないことが明らかとなっている。金プラズマ中での輸送は次節で再び議論するが、 f 値の低下に伴う $\bar{Z}$ の上昇を考慮すると $f \sim 0.05$ で同様に説明できることに注意したい。

質量アブレーション速度、アブレーション速度の観測値から求めたアブレーション圧力を図4-25に示す。図中の曲線は実験データの傾向を示している。10 μm 光に対してはこれまでの議論と同様、 K_α 線と共鳴線から定めた値を記している。10 μm 光で高速電子駆動型アブレーションになっているとしても、やはり短波長レーザー照射の方がアブレーション圧力は大きい。ただし、この場合にも同様に0.53 μm レーザー照射、金ターゲットでのアブレーション圧力はポリエチレンターゲットに比べ低下している。この短波長、高Z値ターゲットでのエネルギー

図4-24(b)

質量アブレーション速度のレーザー波長依存性。曲線は(a)と同様理論値を示す。データ点はX線スペクトラム計測から求めた。

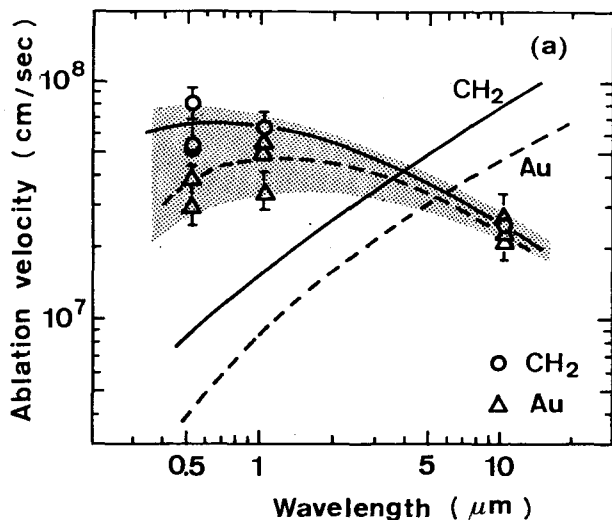
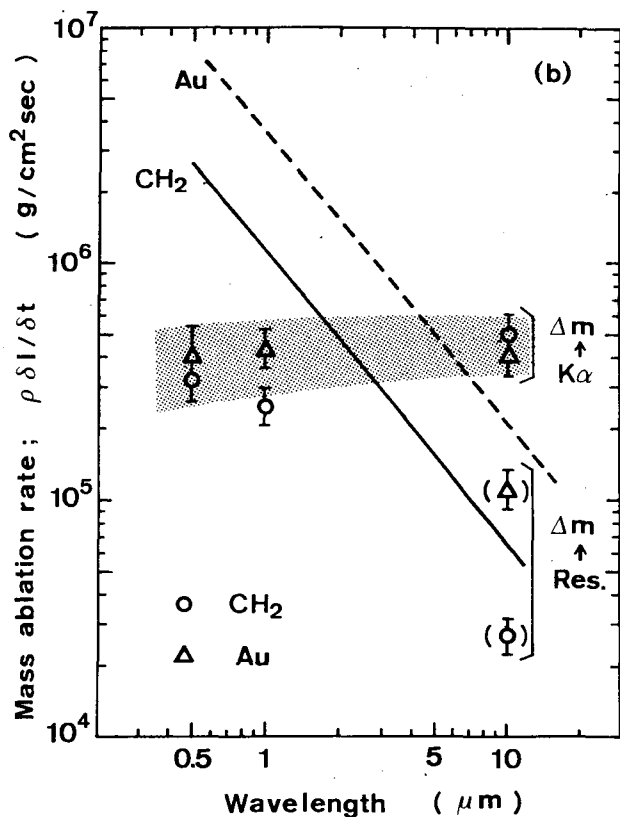


図4-24 アブレーション速度の波長依存性。実線、破線はそれぞれポリエチレン、金に対する理論値、○印、△印はそれぞれ計測データを示す。



輸送の低下,あるいはエネルギー損失に関しては,さらに次節で議論する。

〔高速電子による輸送〕

1.0.6 μm 生成プラズマ中での輸送,アブレーションに対しては,高速電子による輸送を評価する必要がある。三間, Kidder, 矢部⁴²⁾らは自己調整 (Self-regulation) モデルを用いて C-J 点を決定する方法から,高速電子駆動型アブレーションに対する質量アブレーション速度,アブレーション圧力を決定している。すなわち,高速電子への変換領域,すなわち吸収領域 ($x=0$) から C-J 点までの距離 x_{CJ} を次式,

$$\int_0^{x_{CJ}} \frac{dx}{\lambda_h(x, t)} = 1 \quad (4-53)$$

で決める。ただし $\lambda_h(x, t)$ は高速電子の平均自由行程である。彼らの解析によれば,質量アブレーション速度 $\dot{m}$, アブレーション圧力 P_a はそれぞれ

$$\dot{m} = 9.6 \times 10^5 t^{-\frac{2}{3}} \left\{ (1 - f_i) \eta_{ab} \right\}^{0.59} I_L^{0.85} \lambda_L^{1.04} [\text{g/sec} \cdot \text{cm}^2] \quad (4-54)$$

$$P_a = 93 t^{-\frac{1}{3}} \left\{ (1 - f_i) \eta_{ab} \right\}^{0.67} I_L^{0.93} \lambda_L^{0.52} [\text{Mb}] \quad (4-55)$$

で与えられる。ただし, t はレーザーのパルス幅 (nsec), f_i は高速イオンによるエネルギー損失, η_{ab} はレーザー光の吸収率, I_L は 10^{15} W/cm^2 を単位とした入射レーザー強度, λ_L はレーザー波長 (μm) である。いま, 実験値として $f_i = 0.5$, $\eta_{ab} = 0.4$, $I_L = 0.3$,

表 4-2

レーザー波長 (μm)	0.53	1.06	1.06
ポリエチレン	0.02	0.05	—
Au	0.007	0.02	—

熱束の抑制係数 f の評価。0.53 μm 光, 金プラズマに対しては f 値に対する Z 値の変化は考慮していない。

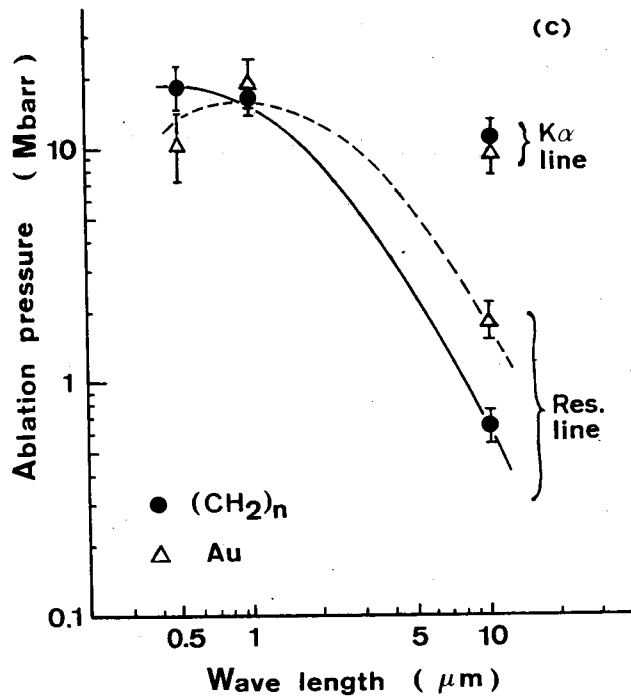


図 4-25 アブレーション圧力 ($\dot{m} \cdot U$) のレーザー波長依存性。曲線は計測データの傾向を示す。

$\lambda_L = 1.06$, $t = 1$ を代入すると, $\dot{m} = 1.6 \times 10^5$ (g/sec · cm²), $P_a = 34$ Mb となった。計測値とは質量アブレーション速度でファクター 4 小さく, アブレーション圧力でファクター 3 大きく出ており, このモデルでは完全に説明できないところがある。臨界点で形成された高速電子は横方向拡がりを持ち, 実質的な注入エネルギー束が低下するので, その評価が必要である。

以上の考察から明らかなように, ロングパルスレーザー照射プラズマのアブレーションはロケットモデルにより説明できる。特に高速電子の生成が無視できるような, 短波長, 低照度下でのレーザープラズマ中のエネルギー輸送は低温電子の自由流モデルで説明できる。このときの抑制係数 f は 0.03 ± 0.02 であることを実験的に求めた。質量アブレーション速度をコーティングターゲットを使用した X 線スペクトラム計測から求めるという計測法を確立した。これにより $1.06 \mu\text{m}$ レーザー生成プラズマ中でのアブレーションは高速電子駆動型になっていることを明らかにした。

4-4-3 輻射損失と輻射によるアブレーション

前節で, $0.53 \mu\text{m}$ レーザー生成金プラズマ中でのエネルギー輸送は他の低 Z 値プラズマと比較して, 異常に低減していることを示した。これは高 Z 値プラズマ中での電子による輸送だけが低下しているわけではないことは $1.06 \mu\text{m}$ 光生成プラズマ中での同様な比較から明確である。金ターゲットからの輻射変換を計測した結果から, $0.53 \mu\text{m}$ 光の場合, 吸収エネルギーの約 40% が輻射エネルギーとして再放出されていることが判明した。 $1.06 \mu\text{m}$ 光の場合でも同様に約 30% が変換されている。これらの実験事実, 短波長レーザー生成高 Z 値プラズマでの輻射変換, 輻射輸送が無視できないことを示唆している。

本節ではレーザー生成高 Z 値プラズマ中の輻射変換と輸送に関する問題を取りあつかう。レーザー生成プラズマ中のエネルギー輸送問題に輻射を取り込むのは困難さを伴い, 解析的手法はまだ確立されていないといってよい。計算機を使ったシミュレーションの研究では現在 LASNEX と呼ばれるコードが存在する。これを使用した計算結果はすでに M. D. Rosen⁴³⁾, W. C. Mead⁴⁴⁾ らによって発表されているが, 実験結果を完全に説明できる段階にまでは至っていない。これは低温電子や高速電子のような粒子によってエネルギーが輸送される場合, 粒子の生成領域は臨界点近傍に限られるのに対し, 輻射がエネルギー輸送の主体となった場合, 輻射によって加熱された領域は次の新しい輻射源となり, 出発点となる輻射源の密度が必ずしも規定されないことに原因している。またプラズマ中の輻射には主に 3 つの過程 ($b-b$, $b-f$, $f-f$ 遷移) があり, 吸収や放出に対して個別の取り扱いが要求されることが問題をさらに複雑にしている。従って本節ではプラズマからの輻射スペクトルは黒体輻射で近似できるものとしてエネルギー輸送問題を考察する。また, 金膜ターゲットのアブレーション実験結果との比較検討を行う。

実験結果の検討

金膜ターゲットの後面から観測された輻射から、アブレーション過程を考察する。次のようなモデルを考える。

- (1) アブレーション領域中にプラズマスケール長程度の厚みをもった平板状の輻射源があると
する。
- (2) 輻射源の表面温度は観測された黒体温度に等しく、低密度側に放出されたと同等の輻射が
高密度側へも放出される。
- (3) 固体領域はほとんど電離せず、X線に対する吸収係数は固体状態での値に等しい。

以上の仮定から、ある領域がレーザー照射によりアブレートし、輻射領域となる。残った固体領域はX線に対して吸収フィルターとして作用すると考えることができる。

輻射温度を $0.53\ \mu\text{m}$ レーザー照射の場合の計測結果 130eV とし、輻射領域の面積を観測値と等しくしたとき、 $600(\pm 100)\ \text{\AA}$ の深さのターゲットがアブレートしたと仮定するとターゲット後面に設置したX線ダイオードで得られるべき電流が算出される。これと前面のX線ダイオードの電流値との比をとったものを図4-20中、×印で示す。モデルからの算出値と計測結果とはよく一致している。観測値の時刻はほぼレーザーピークに一致しているので、 $0.53\ \mu\text{m}$ 光、 $10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$ の照射下で、金膜ターゲットに対する質量アブレーション速度 $\dot{m}$ は $4.6 \times 10^5\ \text{g}/\text{sec} \cdot \text{cm}^2$ となる。この速度は $1.06\ \mu\text{m}$ 光、 $2 \times 10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$ の照射下の値とほぼ同等である。

ここで注意したいのは、上記の質量アブレーション速度の値が、前節で述べた、コーティングターゲットを用いたX線スペクトラム計測で求めた値と一致することである。2つの全く異った方法で得た物理量が一致していることは計測の妥当性を語る重要な事実である。

輻射によるアブレーション

プラズマが輻射を含め、局所的熱平衡状態にあり、プラズマの規模が輻射の平均自由行程と同程度である場合、そのプラズマ表面からの輻射は黒体となる。このときプラズマの温度と輻射温度は等しいと考えてよい。

電子のエネルギー輸送を古典拡散で考えると、そのエネルギー束 Q_e は

$$Q_e = -\frac{\ell_e v_{th}}{3} U_e \quad (4-56)$$

で与えられる。ここで ℓ_e は電子の平均自由行程で $\ell_e \sim \sqrt{\ell_{ee} \cdot \ell_{ei}}$ 程度である (ℓ_{ee} ; 電子-電子平均自由行程, ℓ_{ei} ; 電子-イオン平均自由行程) また v_{th} は熱速度, U_e はエネルギー密度で $U_e \sim n_e T_e$ である。密度, 温度の急峻化に伴い $\partial U_e / \partial x \gtrsim (n_e T_e / \ell_e)$ であるときは上記の拡散近似は使えず, 自由流モデルで最大エネルギー束は制限され,

$$Q'_e = f n_e m_e v_{th}^3 \quad (4-57)$$

となる。

一方輻射輸送に対して同様な考えから、輻射のエネルギー束 Q_r は

$$Q_r = -\frac{\ell_r c}{3} U_p \quad (4-58)$$

で与えられる。ここで ℓ_r は輻射の平均自由行程、 c は光速、 U_p は輻射に対するエネルギー密度で $U_p = 4\sigma T_R^4/c$ である(σ ; ステファン-ボルツマン定数、 T_R ; 輻射温度)。拡散モデルの適応は同様の議論から、

$$Q_r \sim \sigma T_R^4 \quad (4-59)$$

となる。今、電子によるエネルギー輸送と輻射によるエネルギー輸送が拡散近似できる範囲で両輸送機構のエネルギー束比 q は

$$q \triangleq \frac{Q_e}{Q_r} \simeq \left(\frac{\ell_e}{\ell_r}\right) \left(\frac{v_{th}}{c}\right) \left(\frac{U_e}{U_p}\right) \quad (4-60)$$

となる。また拡散近似が使えない領域では、

$$q' \triangleq \frac{Q'_e}{Q'_r} = \frac{f n_e m_e v_{th}^3}{\sigma T_R^4} \quad (4-70)$$

となる。 $T_R = T_e = m_e v_{th}^2/2$ の仮定のもとで $q = q' = 1$ となりうる境界を図4-26に示す。ただし

$$\ell_e = \frac{3 T_e^2}{4 \sqrt{\pi} e^4 Z \sqrt{n_e n_i} \sqrt{\ell_n \Lambda_{ei} \ell_n \Lambda_{ee}}} \quad (4-71)$$

$$\ell_r = 8.1 \times 10^{36} \frac{T_e^{7/2} (\text{ev})}{Z (Z+1)^2 n_i^2} (\text{cm}) \quad (4-72)$$

e ; 電子の素電荷

Z ; 電荷数

n_e ; 電子密度

$\ell_n \Lambda_{ei}$; e-i 衝突クーロン対数

n_i ; イオン密度

$\ell_n \Lambda_{ee}$; e-e 衝突クーロン対数

T_e ; 電子温度

とした。ただし ℓ_r は再結合輻射に対するロッセランド平均自由長をとった。また Z はコロナモデルに対する経験式

$$Z = 2.6 \sqrt{\frac{T_e}{1000 + (26/Z_n)^2 T_e}} \sim 0.822 \sqrt{T_e} (\text{ev}) \quad (4-73)$$

から計算した値を使用した。ただし Z_n は核の電荷数で、金の場合 $Z_n = 79$ である。この図からわかるように、領域(A)は電子による輸送が完全に支配的となる領域と考えられるが、領域(B)は拡散近似が使える場合には輻射が、使えない場合は電子による輸送がそれぞれ支配的となる混在領域である。本研究で行った輻射温度、輻射変換、さらには金膜ターゲットでのアブレーション

計測で観測された温度は約 $100 \sim 300 \text{ eV}$ であり、放射源としてこの主要部分が臨界密度より高密度側にあることを考慮するとイオン密度としては約 $10^{20} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ を対照とすることになる。従ってレーザー生成プラズマ中の輸送問題は上記の領域(B)に対応する。

今、図4-27に示すようなプラズマ中の輸送モデルを考える。

- (1) レーザーエネルギーは衝突過程を経て低温電子に吸収され、高密度側へ輸送される(領域1)
- (2) 高Z値プラズマ中ではこの臨界密度より、いくらか高密度側に強い放射源をもっている。この領域内では放射と熱エネルギーとは平衡状態(黒体)にあり、この放射源の厚みは放射温度で決まる放射の平均自由長(例えば $1 \mu\text{m}$) より大きい。
- (3) 4-3-5節で述べた放射の実験結果から明らかなように、真空側から観測された放射は主にこの放射源から低密度側に放出され、再吸収を受けなかった成分であると考ええる。
- (4) 高密度側へ放出された放射は再吸収を受ける。輸送は拡散近似モデルが成立するとし、エネルギー束は再結合放射に対する平均自由長の理論式(4-72)で評価する。
- (5) アブレーション面に乗った座標系を考え、放射源は $x = x_r$ にあるとし、C-J点を放射輸送に対する自己調整(Self-regulation)モデルから決定し、放射駆

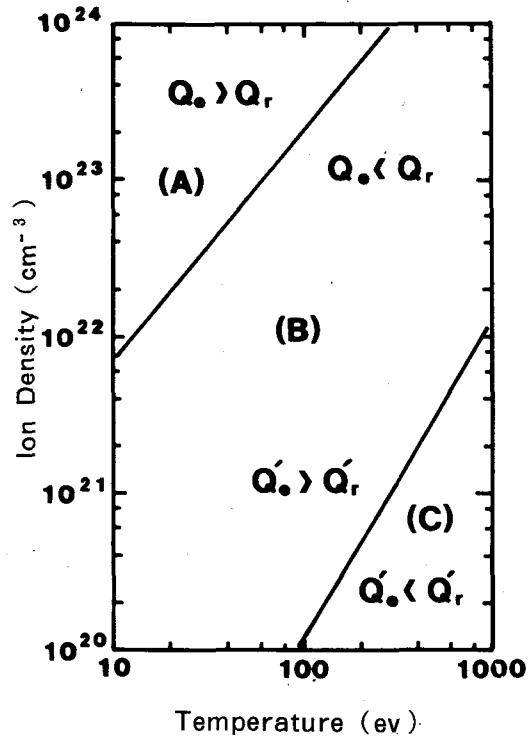


図4-26 電子によるエネルギー束(Q_e, Q'_e)と放射によるエネルギー束(Q_r, Q'_r)との比が1になる温度、密度領域を示す。プライム印は拡散近似が使えない状態でのエネルギー束を評価したもの。領域(A)は電子による輸送が、領域(C)は放射による輸送が支配的になると考えてよい。

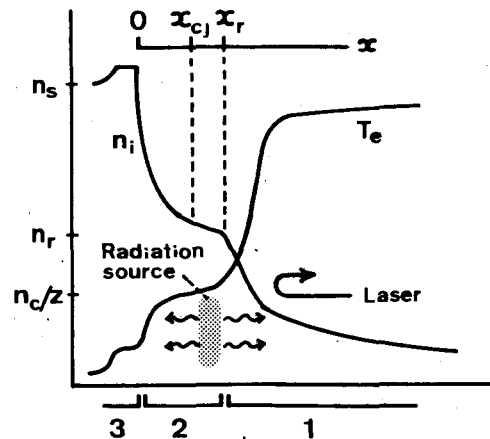


図4-27 レーザー生成高Z値プラズマ中のエネルギー輸送モデル

動型アブレーションを考察する。

(6) プラズマは領域 1, 2 とも等温膨張する。

再結合輻射に対する平均自由長を λ_{bf} とすると, (5) の仮定から

$$\int_{x_{CJ}}^x \frac{1}{\lambda_{bf}} dx = 1 \quad (4-74)$$

領域 2 では等温膨張するとして

$$n_i = n_s \exp(-x/C_s t) \quad (4-75)$$

$$n_{CJ} = n_s \exp(-x_{CJ}/C_s t) \quad (4-76)$$

からプラズマプロファイルを規定する。電離に対して金プラズマでのサハ方程式を解いた。 $T_e = 120$ (ev) 近傍でのイオン密度に対する平均電荷数 $\bar{Z}$ は

$$\bar{Z} = 3.8 \times 10^7 n_i^{-0.29} \quad (4-77)$$

で近似できる。ただし n_i , n_s , n_{CJ} はそれぞれ座標 x , 固体領域, C-J 点でのイオン密度を示す (単位は cm^{-3})。

(4-72), (4-74), (4-75), (4-77) 式を用い, $Z(Z+1)^2 \approx Z^3$ と近似すると,

$$n_{CJ} = n_s \left(3.13 \times 10^{-12} T_r^{7/2} / C_s t + \alpha^{1.13} \right)^{0.885} \quad (4-78)$$

を得る。ここで C_s はプラズマ中の音速, T_r は輻射温度 ($\sim T_e$), α は輻射領域と固体領域の密度比 (n_r / n_s) を示す。ところで, (4-44) 式を求めた場合と同様の議論から, 輻射によるエネルギー注入がアブレーション領域のエネルギー増大と平衡するとき,

$$4 n_{CJ} M C_s^3 = (1 - f_r) \eta_c I_{abs} \quad (4-79)$$

$$= I_r$$

と表わせる。ただし M はイオンの質量, f_r は輻射損失の割合, η_c は吸収されたレーザー強度である。(4-79) 式の右辺は従って輻射源から高密度側へアブレーションに寄与するパワー束を表わしている。これを I_r とする。(4-78), (4-79) を解くことにより, I_r , α の値を与えると質量アブレーション速度 $\dot{m}$ が求まるが, 解析的な解は得られないので数値解より求めた結果を図 4-28 に示す。ただし $\dot{m} = M n_{CJ} C_{CJ}$ とし, $T_r \sim T_e \sim C_s^2 M / Z$ より温度を決定した。このときの Z は $n_i = 10^{22} (\text{cm}^{-3})$, $T_e = 120$ (ev) の値 ($\bar{Z} = 15.8$) で代表した。

α が比較的小さく, n_r が臨界点近傍に存在する場合 (例えば $\alpha = 10^{-3}$) には, 質量アブレ

ーション速度は輻射の平均自由長に依存し、逆に α が大きくなると α のものに依存してくる傾向をもつ。これは輻射の平均自由長がイオン密度の2乗の逆数に比例して低下していることに原因している。本実験で行った計測では輻射源が臨界密度の近傍にあるとすれば、 $0.53\text{ }\mu\text{m}$ 光で $\alpha \sim 6 \times 10^{-3}$ 、 $1.06\text{ }\mu\text{m}$ 光で $\alpha \sim 2 \times 10^{-3}$ であるので、質量アブレーション速度は輻射の平均自由長に依存してくる。この値を再結合輻射に対して評価した値(図4-28)では $T_e \sim T_r \sim 130\text{ eV}$ に対し、 $\dot{m} \sim 1.6 \times 10^7\text{ g/sec}\cdot\text{cm}$ 、輻射強度 $I_r \sim 1.8 \times 10^{13}\text{ W/cm}^2$ となる。観測値から $I_{\text{abs}} \sim 8 \times 10^{13}\text{ W/cm}^2$ 、 $\eta_c \sim 0.4$ であるから、輻射損失 f_r は44%となる。上記の質量アブレーション速度は観測値

$4.6 \times 10^5\text{ g/sec}\cdot\text{cm}$ の約35倍大きな値となっており、大きな差異がある。 α が大きくなればこの差はさらに増大する。原因として考えられるのは、輻射の平均自由長の評価法である。実際、金プラズマに対して、再結合輻射過程でなく、束縛遷移過程(bound-bound transition)に対しての吸収長は前者の1桁近く短くなると考えられており、²⁶⁾ 輻射中心である $h\nu = 300 \sim 400\text{ (eV)}$ の領域での輻射が結スペクトラムを中心としているならば、輻射によるアブレーションは、ほとんど輻射領域の密度 n_r で決定される。水井らの計測によれば、⁴⁵⁾ レーザー生成金プラズマからの輻射で、 $h\nu = 300 \sim 400\text{ eV}$ 近辺では $\text{Au}^{+16} \sim \text{Au}^{+24}$ のプラズマからの結スペクトラムが非常に密に重なり合っており、このことを考慮すると平均自由長は(4-72)式の評価より充分小さくなる可能性が強い。従って逆に実験から得た質量アブレーションを用いると n_r は $1.1 \times 10^{20}\text{ (cm}^{-3}\text{)}$ となる。このとき輻射強度 $I_r = 4.6 \times 10^{11}\text{ (W/cm}^2\text{)}$ 、輻射利用率は2%となり、束縛-自由遷移での輻射ではプラズマ中のアブレーションには寄与せず、ほとんど損失に作用するに過ぎないと結論できる。

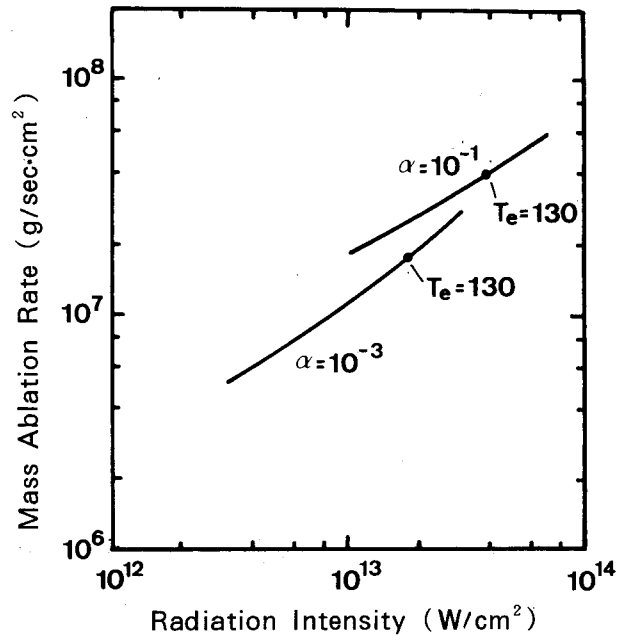


図4-28 高密度側へ放出される輻射強度 I_r と質量アブレーション速度との関係、輻射の平均自由長は再結合輻射過程から求めた。 α は輻射源のイオン密度 n_r と固体密度 n_s との比である。輻射源温度は輻射強度の増大に伴い上昇していく。図中、 $T_e = 130\text{ eV}$ の点を示してある。

自由流モデルによるアブレーション

4-4-2節で用いた低温電子による自由流モデルで、高Z値プラズマ中でのエネルギー輸送を評価することができる。この場合、質量アブレーション速度に対して用いる式は(4-49)(4-51)式である。低Z値プラズマの場合、レーザープラズマのコロナ領域では完全電離していると考えてよく(A/Z)の値はほぼ2になるのに対し、高Z値プラズマでは1以下になることが可能である。電荷数Zの増大はC-J点の密度低下を招き、従って $\dot{m}$ は減少する。Zの値を(4-73)式で近似し、エネルギー束抑制係数fの関数として $\dot{m}$ を求めると図4-29のようになる。エネルギー束の抑制はコロナ領域の温度を上昇させ、Z値の増大を招くので、C-J点は低密度側へ移るので $\dot{m}$ は低下する。図にはコロナ領域の温度 T_e の計算値も記した。ただしレーザー波長は $0.53\ \mu\text{m}$ 、 $I_{\text{abs}} = 8 \times 10^{13}\ \text{W}/\text{cm}^2$ とした。金膜ターゲットに対する質量アブレーション速度の観測値は $\dot{m} = 4.6 \times 10^5\ \text{g}/\text{sec} \cdot \text{cm}^2$ であったから、これに相当するエネルギー束抑制係数は $f \sim 0.05 \pm 0.01$ となる。この値は低Z値物質中でのエネルギー輸送を議論したときとほぼ同等の値であることに注意したい。

高Z値プラズマ中でのエネルギー輸送とアブレーションを研究した。代表例として金膜をターゲットし、三つの異なる波長のレーザー照射に伴う加熱により放出される放射を観測した。黒体放射モデルとの比較から放射温度、放射の変換効率のレーザー波長と照射強度の依存性を調べた。また金膜ターゲット前、後面から観測されるX線強度のターゲット厚依存性を求めることにより、アブレーションを評価する新しい試みを行い、全く異なる手法により求めた質量アブレーション速度と一致し、計測の妥当性を確認す

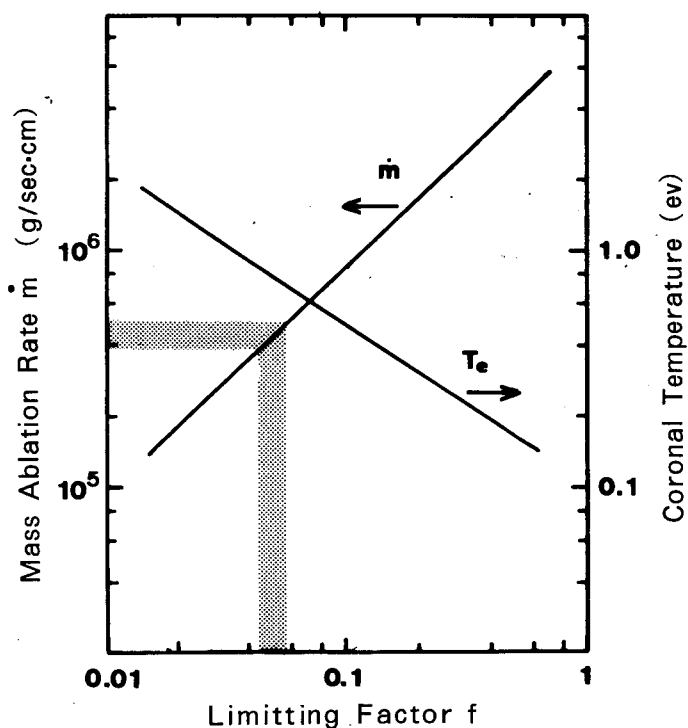


図4-29 低温電子の自由流モデルでのエネルギー束抑制係数fに対する質量アブレーション速度。実験値 $\dot{m} \sim 4.6 \times 10^5\ \text{g}/\text{sec} \cdot \text{cm}^2$ を説明するには $f \sim 0.05 \pm 0.01$ の値となる。

ることができた。観測された値を説明するには①束縛-束縛遷移による輻射を中心とした、「輻射によるエネルギー輸送」かもしくは②低温電子による自由流モデル ($f \sim 0.05$) で説明できることを予測あるいは明示した。

高Z値プラズマ中でのエネルギー輸送問題の歴史は浅い。電子だけでなく輻射を含めた形での電離、再結合、励起、緩和問題を注意深く解明していくことが今後とも必要である。

§4-5 む す び

レーザー生成プラズマ中での光の吸収、および吸収されたレーザーエネルギーのプラズマ内部の輸送に注目した研究を行った。これらの問題はレーザー核融合の基礎的過程として常に重要視され、個々には研究された部分もあるが、統一された研究成果はなかった。これに対し著者は三つの異なるレーザー光を用い、同一な照射条件下で吸収と輸送に関する実験を行い、得られた結果を説明するエネルギー輸送モデルの検討を行った。

結果をまとめると次のようになる。

- (1) レーザー強度を 10^{14} W/cm^2 前後に保ったとき、 $0.53 \mu\text{m}$ 光は古典吸収に支配された吸収を受け、80%近い吸収率を得ているのに対し、 $1.06 \mu\text{m}$ 光は集団過程による吸収を受け、40%前後のレーザー強度に依存しない吸収率を示した。これらの結果はX線観測による電子温度計測や粒子計測による結果で裏づけられている。 $1.06 \mu\text{m}$ 光はこの両波長光の中間的位置に存在する。
- (2) 照射光学系内への後方散乱光を調べた結果、 $1.06 \mu\text{m}$ 光を中心に短波長側、長波長側両波長光ともにエネルギー反射率は低下している。この値は $0.53 \mu\text{m}$ 光で $\sim 0.5\%$ 、 $1.06 \mu\text{m}$ 光で $\sim 5\%$ 、また $1.06 \mu\text{m}$ 光で $\sim 10\%$ であった。レーザー強度の増大に伴い、反射率の飽和がいずれの波長光に対しても見られた。
- (3) 後方散乱光に対し、プラズマ中のイオン音波振幅の成長を簡単なモデルにより検討し、後方散乱率の定性的な傾向を説明することができた。これによると、短波長レーザーでは電子のレーザー電界による振動速度が低下し、一方長波長レーザーでは高速電子により実効的な電子熱速度が増大することに原因して、後方散乱光は低下する。
- (4) コーティングターゲットを使用し、基板からのX線発光スペクトラムを観測することにより、コーティング物質中のエネルギー輸送とアブレーションを調べる実験的手法を確立した。
- (5) (4)の手法を用い、アブレーション厚さを求めた。結果をロケットモデルと比較することから、低Z値物質に対して、 $0.53 \mu\text{m}$ 光、 $1.06 \mu\text{m}$ 光では低温電子が、 $1.06 \mu\text{m}$ 光では高速電子がそれぞれエネルギー輸送に対して支配的な役割を果たしていることを明らかにした。
- (6) (5)と同様にして、質量アブレーション速度、アブレーション圧力、アブレーション効率のレーザー波長依存性を得た。

- (7) 低温電子によるエネルギー輸送に自由流モデルを適用し、C-J点でのアブレーションの物理を解析した。低Z値物質に対しては輸送抑制係数 f は0.02～0.05となった。
- (8) レーザー生成高Z値プラズマからの輻射に着目し、軟X線ダイオードを用いた観測を行った。黒体輻射モデルとの比較から輻射温度、輻射変換効率のレーザー波長およびレーザー強度依存性を求めた。
- (9) 金膜ターゲットの前面、後面から観測される輻射のターゲット厚依存性を調べ、金プラズマのアブレーションを解明した。得られた質量アブレーション速度は(4)の手法で求めた値と一致する。
- (10) 金プラズマ中でのエネルギー輸送に対し2つのモデルを検討した。
- (a) 束縛-自由遷移過程での輻射輸送が支配的であるとしたとき、90%以上の輻射損失がないと実験結果は説明できない。
- (b) 低温電子の自由流モデルでは、輸送抑制係数 f の低下に伴う電離度の上昇を考慮すると実験値が説明できる。このとき輸送抑制係数は $f \sim 0.05$ である。

第4章の参考文献

- 1) J.S. Pearlman and J.P. Anthes, Appl Phys Lett. **27**, 581 (1975)
- 2) F.C. Young, R.R. Whitlock, R. Decoste, B.H. Ripin, D.J. Nagel, J.A. Stamper, J.M. McMahon and S.E. Bodner, Appl Phys Lett. **30**, 45 (1977)
- 3) B. Yaakobi and T.C. Bristow, Phys. Rev. Lett. **38**, 350 (1977)
- 4) J. Mizui, N. Yamaguchi, T. Yamanaka and C. Yamanaka, Phys. Rev. Lett. **39**, 619 (1977)
- 5) G. McClellan, P.H.Y. Lee and G. Caproraaso, Phys. Rev. Lett. **44**, 658 (1980)
- 6) J.S. Pearlman and J.J. Thomson, Appl. Phys. Lett. **32**, 703 (1978)
- 7) B. Arad, S. Eliezer, S. Jackel, A. Krumbein, H.M. Leobenstein, D. Salzmann, A. Zigler, H. Zmora and S. Zweigenbaum, Phys. Rev. Lett. **44**, 326 (1980)
- 8) F. Amiranoff, R. Fabbro, E. Fabre, C. Garban, J. Virmont and M. Weinfield, Phys. Rev. Lett. **43**, 522 (1979)
- 9) N.A. Ebsahin, C. Joshi, D.M. Villeneuve, N.H. Burnett, and M.C. Richardson, Phys. Rev. Lett. **43**, 1955 (1979)

- 10) K.B. Mitchell and R.P. Godwin, J. Appl. Phys. **49**, 3851 (1978)
- 11) J.C. Kietter, H. Pepin, E. Martin, P. Church, and T.W. Johnston, Phys. Rev. Lett. **44**, 1128 (1980)
- 12) J.P. Anthes, M.A. Gusinow, and M.K. Matzen, Phys. Rev. Lett. **41**, 1300 (1978)
- 13) Y.B. Zel'dovich and Y.P. Raizer, "Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena", (Academic Press N.Y. 1966) pp. 115
- 14) R.H. Day, P. Lee, E.B. Sulmon and D.J. Nagel, Los Alamos National Laboratory Report, LA-UR-79-1360 (1979) (Unpublished)
- 15) B.L. Henke, and E.S. Ebbiss, "Advances in X-ray analysis, **17**, (Plenum Press. N.Y. 1974)
- 16) V. Cottles, D. Giovanielli, L. White and A. Williams, Los Alamos National Laboratory, Annual Progress Report LA-7328-PR, 1977 (Unpublished)
- 17) S. Nakai, Report on IAEA Tech Meeting on Advances in Inertial Confinement Systems, Rev. Laser Engineering, **8**, 90 (1980)
- 18) D.W. Forslund, J.M. Kindel and K. Lee, Phys. Rev. Lett. **39**, 284 (1977)
- 19) K. Estabrook and W.L. Kruer, Phys. Rev. Lett. **40**, 42 (1978)
- 20) L.R. Veeseer and J.C. Solem, Phys. Rev. Lett. **40**, 1391 (1978), R.J. Trainor, J.W. Shaner, J.M. Averbach and N.C. Burnett, G. Joshi, B. Ahlborn and R. Evans, Appl. Phys. Lett., **38**; 226 (1981), P.D. Goldstone, R.F. Benjamin and R.B. Schultz, Appl. Phys. Lett., **38**, 223 (1981)
- 21) E.A. McLean, et al. Phys. Rev. Lett. **45**, 1246 (1980)
- 22) R. Decoste, S.E. Bodner, B.H. Ripin, E.A. McLean, S.P. Obenshain and C.M. Armstrong, Phys. Rev. Lett. **42**, 1673 (1979)
- 23) J.A. Anthes, M.A. Gusinow and M.K. Matzen, Phys. Rev. Lett., **41**, 1300 (1978)
- 24) ここで注意したいのは光学シャドウとX線シャドウ計測による差異である。A. Raven*らの計測によると厚さ3 μm のマイラー膜をターゲットとした場合、被加速ターゲットの速度は光学シャドウとX線シャドウと比べて前者が約10倍大きな値になっている。シャドウ計測

で観測された「影」が常にターゲット上のある固定された点を追っているという完全な保証がないため、どちらの計測がより正しい被加速ターゲットの速度を与えているとは結論しがたいが、問題となる点である。

* A. Raven et al Reserch Report, ILE-Osaka U. 8104P
(Unpublished)

- 25) J. Mizui, N. Yamaguchi and S. Takagi and K. Nishihara, Phys. Rev. Lett. **47**, 1000 (1982)
- 26) P. D. Rockett, W. Friedhorsky, D. Giovanielli, Los Alamos National Scientific Lab. Report, LA-UR-80-2442 (unpublished)
- 27) B. H. Ripin, S. E. Bodner, S. H. Gold et al., Naval Reserch Lab. NRL Memorandum Report, 4212 (1980) (unpublished)
- 28) K. Mima, Int. Conf. Plasma Physics, Nagoya, 11B-2, (1980)
- 29) C. J. Randall, J. J. Thomson and K. G. Estabrook, Phys. Rev. Lett. **43**, 924 (1979)
- 30) C. J. Randall, J. R. Albritton, and J. J. Thomson, Phys. Fluids, **24**, 1474 (1981)
- 31) R. W. Short and E. A. Williams, Phys. Rev. Lett. **337** (1981)
- 32) K. Estabrook et al. Phys. Rev. Lett. **46**, 724 (1981)
- 33) L. L. House, Astro. J. Supp. Series, No 155, **18**, 21 (1969)
- 34) D. Duston and J. Davis, Phys. Rev. **A**, **21**, 1664 (1980)
- 35) N. Yamaguchi, J. Phys. Soc. Japan, **47**, 299 (1979)
- 36) E. K. Storm, J. T. Larsen, J. H. Nevckolls, H. G. Ahlstrom, and K. R. Manes, Lawrence Livermore Laboratory, Preprint UCRL-79788 (unpublished)
- 37) R. Decoste, S. E. Bodner, B. H. Ripin, E. A. McLean, S. P. Obenschain and C. M. Armstrong, Phys. Rev. Lett., **42**, 1673 (1979)

38) ロケットが消費していくエネルギー率 $\dot{\epsilon}_0$ は

$$\begin{aligned}\dot{\epsilon}_0 &= \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} M V^2 \right) + \frac{1}{2} \frac{dM}{dt} (U - V)^2 \\ &= - \frac{1}{2} \dot{M} U^2\end{aligned}$$

である。また $\epsilon_R = M V^2 / 2$ であるから

$$\eta_h = \frac{V^2 M}{U^2 \Delta M}$$

$$= \frac{V^2}{U^2} \left[\exp \left(\frac{V}{U} \right) - 1 \right] = \left(\frac{M_0 - \Delta M}{\Delta M} \right) \left[\ln \left(\frac{M_0}{M_0 - \Delta M} \right) \right]^2$$

となる。

- 39) Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, Physics of Shockwaves and High-temperature Hydrodynamic Phenomena (Academic, NY, 1966) p. 346
- 40) H. Takabe, K. Nishihara and T. Taniuti, J. Phys. Soc. Jpn., **45**, 2001 (1978)
- 41) B. Yaakobi et al, Opt. Comm. **39**, 175 (1981)
- 42) K. Mima, T. Yabe, R. E. Kidder, (Private Communications)
- 43) M. D. Rosen et al, Phys Fluids, **22**, 2020 (1979)
- 44) W. C. Mead et al, Lawrence Livermore Laboratory, Preprint UCRL-84684 (unpublished), W. C. Mead et al, Phys. Rev. Lett. **47**, 1289 (1981)
- 45) J. Mizui, N. Yamaguchi, S. Takagi and K. Nishihara, Phys. Rev. Lett. **47**, 1000 (1981)

第 5 章 結 論

レーザーによる慣性核融合を主目的とし、この基礎的過程として重要なレーザー光の吸収とプラズマ中のエネルギー輸送の研究を行った。主として波長 $1.06\ \mu\text{m}$ の炭酸ガスレーザーを用い、これに加えて波長 $1.06\ \mu\text{m}$ のガラスレーザーおよびこの 2 倍高調波 ($0.53\ \mu\text{m}$) を用い、各過程に関する詳細な比較検討を行った。これにより、 $1.06\ \mu\text{m}$ レーザーで行っていた研究課題に対し、新たに 2 つのレーザーによる結果を加え、吸収と輸送の物理に関し、新しい知見を得ることができた。従来の低温電子によるエネルギー輸送に加え、高速電子駆動型のアブレーションを明らかにし、さらには高 Z 物質プラズマ中でのエネルギーバランスを考える場合、輻射が重要であることを示した。一方高出力炭酸ガスレーザーシステムを使用することにより、 $1.06\ \mu\text{m}$ 光によるペレット爆縮を成功させ、これによる中性子生成を勧測した。実験および理論的考察から得られた結果を総括すると次のようになる。

第 2 章

- (1) $1.06\ \mu\text{m}$ レーザー照射プラズマにおいて、照射強度の増大に伴い、古典吸収、パラメトリック過程、共鳴吸収へと移行していくことを明らかにした。これは反射光観測、粒子計測そして薄膜ターゲットの加速等で確認された。
- (2) レーザー光の動重力により急峻化した臨界密度面上の表面波の形成とこれに結合した散乱光に関して、観測された結果と理論との一致をみた。表面波は S 偏光照射に対しその成長は不安定となり、散乱光の空間分布中に、この表面波が形成する 1 次元グレーティングの散乱に相当する成分が明瞭に観測できた。
- (3) $1.06\ \mu\text{m}$ 光照射ターゲットの後面温度を時間、空間の関数として計測した。結果を 1 次元流体シミュレーション結果と比較し、高速電子による予備加熱が主たる機構であることを解明した。この場合、高速電子の横方向拡散の重要性が指摘できた。

第 3 章

- (1) 2 ビーム炭酸ガスレーザー ($150\ \text{J}/\text{Beam}$, $1\ \text{ns}$) によるペレット照射の技術的手法を確立した。
- (2) ペレットターゲットに対し、 $1.06\ \mu\text{m}$ 光レーザー光吸収率は 35% であった。
- (3) $1.06\ \mu\text{m}$ 光の場合、そのエネルギーバランスで特に重要となる高速イオンは等温膨張モデルに従う速度分布をもつ。このときの高速電子の温度はイオン種によって異なり、かつまた両極性電界により加速される領域はやはりイオン種によって異っている。

- (4) 重水素ポリスチレン球、重水素ガス充填ガラスマイクロバルーンをターゲットしたとき、ベレット爆縮と中性子生成を実証した。

第 4 章

- (1) レーザー強度 10^{14} W/cm^2 下で、 $0.53 \mu\text{m}$ 光、 $1.06 \mu\text{m}$ 光は衝突過程により吸収を受け、低温電子にエネルギーが変換されるのに対し、 $1.06 \mu\text{m}$ 光では集団的な過程を経て光は吸収され、生成された高速電子がエネルギー輸送に介在していることが明確となった。
- (2) レーザー光の後方散乱過程は誘導ブリラン散乱で説明でき、レーザー波長および照射強度の依存性に関し、実験と理論的解析との一致がみられた。
- (3) アブレーション過程をロケットモデルと比較し、 $0.53 \mu\text{m}$ 光、 $1.06 \mu\text{m}$ 光照射では低温電子が、 $1.06 \mu\text{m}$ 光照射では高速電子がそれぞれエネルギー輸送の主体となっていることを明らかにした。後者を「高速電子駆動型アブレーション」と名づけた。
- (4) レーザー生成高Z値プラズマ（特に金プラズマ）からの輻射に注目し、黒体輻射モデルとの比較から輻射温度、輻射変換効率のレーザー波長、強度依存性を調べ、特に短波長レーザーでは吸収エネルギーの半分近くが輻射エネルギーとして放出されることを明らかにした。また金膜ターゲットのアブレーション過程に対し輻射輸送と低温電子輸送の両者の可能性を検討した。

以上の結果から、レーザーによるプラズマ中のエネルギー輸送において、その主要なる媒体は吸収過程で決定されることを確かめ、ターゲット設計上重要な指針となるレーザー波長と照射強度の最適化に対する基本的な方向づけを行うことができた。すなわち、低温電子による輸送を支配的とし、高速粒子によるターゲット予備加熱を抑制する方向では、短波長 ($\lambda \leq 0.53 \mu\text{m}$)、低照度 ($\lesssim 10^{14} \text{ W/cm}^2$) が望まれる条件となる。一方高速電子による輸送を支配的とし、圧縮の均一化をはかる方向では $1.06 \mu\text{m}$ 光がそのレーザー自体の効率を考慮しても最適なレーザーであると結論でき、高速電子の温度と生成アブレーション圧力とのバランスから適当なレーザー強度の決定が要求される。さらに新しく輻射を主体とした輸送を行う方向では、やはり短波長レーザーが適することになる。

謝

辞

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

あわせて大学院在学中御指導、御教示を戴いた木下仁志教授、西村正太郎元教授、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、山中龍彦教授、井沢靖和教授に謝意を表します。

また終始変らぬ指導、討論、激励を戴いた加藤義章助教授、佐々木孝友助教授、望月孝晏助教授、西原功修助教授、三間罔興助教授、中塚正大助教授、故的場幹史助教授、吉田国雄講師、今崎一夫講師、北川米喜講師、矢部孝講師に謝意を表します。

研究生生活の苦楽を共にし、意味深い討論を戴いた、藤田尚徳助手、畦地宏助手、垂松孝好助手、宮永憲明助手、大道博行助手、名古屋大学水井順一助手に深く感謝します。

最後に本研究に際し、レーザー操作、ターゲット製作、データー解析など様々な形で御協力下さり、惜しめない情熱を注いで下さった大阪大学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方々に深く感謝の意を表します。

付 録

ハルトマンマスクによるターゲットアライメント法

1. ま え が き

レーザーによる慣性核融合の研究に使用されている高出力レーザーは、波長 $1.06\mu\text{m}$ の Nd ガラスレーザーと波長 $10.6\mu\text{m}$ の炭酸ガスレーザーである。前者の例としては阪大レーザー核融合研究センターの「激光Ⅻ号」¹⁾ や米国リバモア研究所にある「ノベット」²⁾ が 1982 年現在最大級のものである。炭酸ガスレーザーでは、阪大レーザー核融合研究センターの「烈光Ⅷ号」¹⁾ や米国ロスアラモス研究所の T. B. S : Two-Beam System³⁾ 及びヘリオス : Eight Beam System³⁾ がその例である。

特に炭酸ガスレーザーはその高出力装置建設 ($100\text{kJ}\sim 1\text{MJ}$) の可能性に加え、高効率、高繰返し、低コスト等の特徴をもち、実用核融合炉用レーザーとしての可能性をもつ。これによる慣性核融合の研究はここ数年で急激な発展を示し、多ビーム照射でのペレット爆縮の立証が行なわれる段階まで至った。⁴⁾ これはレーザーシステム自身の大型化の技術開発とともに、汎長 $10.6\mu\text{m}$ の炭酸ガスレーザー用光学素子、材料および遠赤外の光学技術の開発に負う所が多い⁵⁾。

ここでは、発振器から数 10m にわたる増幅システムを通過し、最終口径 $200\sim 300\text{mm}$ に達する出力ビームを直径 $100\mu\text{m}$ のペレットに精度よく集光、照射するための光学系のアライメント法について述べる。

このような集光系に要求される特性は次のような点である。

- 1) 大口径であること ($20\text{cm}\sim 30\text{cm}$ 以上の直径)
- 2) 光学的破壊閾値が高いこと (ナノ秒パルスで $\geq 5\text{ J}/\text{cm}^2$)
- 3) 集光点でのスポット径が可能な限り小さいこと。
- 4) 初期特性が長期に渡って保てること。
- 5) コストが安いこと。

筆者らはこのため、最終集光鏡として軸はずし放物面鏡を採用して 2 ビームを集光し、ターゲットペレットに照射している。この集光ミラーの集点の相対位置、およびこれとペレットターゲットとの相対位置を高精度に検出、調節するためにハルトマンマスク法を用いた。一般的なターゲット集光系のアライメント法を見た上で、このハルトマンマスク法について、その原理、アライメント精度および実験結果について述べる。

2. レーザーターゲット照射アライメント法

2.1 一般的なターゲットアライメント法

ペレットターゲットの爆縮実験を行う際、数本のレーザー光を再現性良く、かつ正確にターゲット上に集光することは、レーザー光とターゲットとの相互作用を調べより効果的な爆縮を行なわせるために大切な基本的技術である。普通使用するターゲットペレットの直径は $100\mu\text{m}$ 前後で、直径 $10\sim 20\text{ cm}$ のレーザービームを十分に絞込んでターゲット上に希望通り照射するのは容易なことではない。現在行なわれているガラスレーザーによるターゲット照射実験において採用されている一般的なアライメント法には次のようなものがある。

A) 透過 法

図-付1に示すように対向する2枚の集光レンズをうまく利用したものである。照射調整の手順は次のように進める。

- ①(a)のようにレーザー光路中に長焦点レンズ L_d を挿入し、発振段からのレーザー光もしくは光路合わせを行ったYAGレーザー光をターゲットの“照明光源”として使用する。ターゲットの空間位置はターゲットチャンバーに固定された2台のモニターテレビカメラで記憶させておく。この照明光で赤外線テレビカメラ (I.R.T.V) 上にターゲットの影像を正確に結ばせ、タ

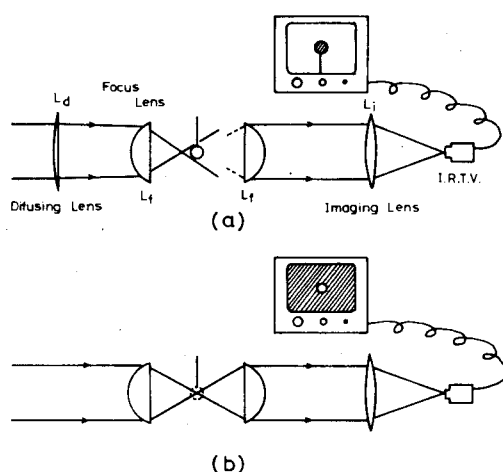


図-付1 透過光によるターゲットアライメント法

ーゲットの置かれるべき位置を赤外線テレビカメラ自身にも記憶させ、固定しておく。

- ②次にターゲットと光路中のレンズとを除き、やはり発振段からのレーザー光を集光させ、その像を赤外線テレビカメラ上でモニターしながら希望の位置と希望のスポット径になるように集光レンズを調整する。

この方法は集光レンズ2枚が完全に対向していなければならないため、現段階ではガラスレーザーの照射に使用されている。

B) 反 射 型

照射レーザービーム数が増大した場合に有効な方法である。(図-付2 参照)

- ①ターゲットの背後からレーザー光を平行ビームにして照らし、赤外線テレビカメラ上にターゲットの影像を結ばせる。
- ②次に発振段からレーザー光を通し、ターゲットからの反射光の像をテレビでモニターしながら

ら集光レンズを調整する。焦点と真球度のよいターゲットとの相対位置により反射光は変化し、これによりターゲットに対する焦点位置が決定できる。

以上のような方法は高性能な種々のレンズが比較的簡単に入手でき、かつ分解能のよい高感度画像観測装置の使える波長 $1.06\ \mu\text{m}$ のガラスレーザーの場合には適用できる方法である。

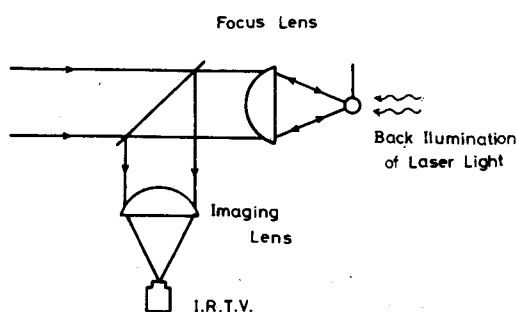


図-付2 反射光によるターゲットアライメント法

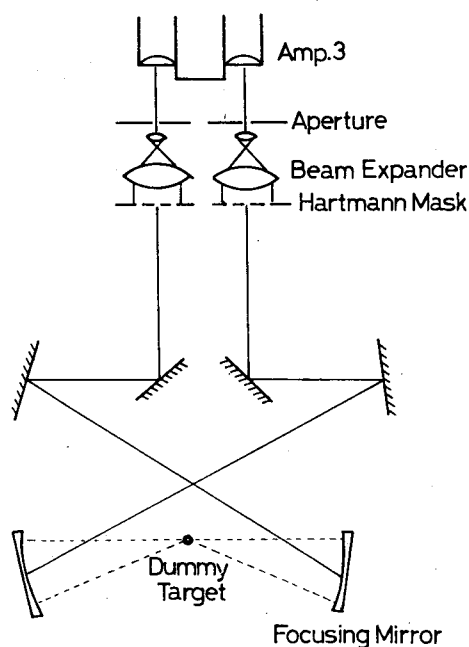


図-付3 ハルトマンマスク法の原理

鏡と1枚の軸はずし放物面鏡を通してダミーターゲットと呼んでいる真球度、表面精度の高い鋼球に照射し、その反射光をハルトマンマスク上に写しだす。ハルトマンマスクは従ってレーザー光を空間的に整形するマスクであり、反射光を写しだすスクリーンでもある。

レンズで集光する場合と異なり、軸はずし放物面鏡には6つの自由度がある。すなわちミラー

2.2 ハルトマンマスク法

ハルトマンマスクの方法は一種の光線追跡法で、レンズの検査などにも用いられている方法である⁶⁾。我々のものはこれを応用し、集光系がすべてミラーで構成されていることは利用したもので、2.1 B) の反射型の変形とみることができる。

図-付3に烈光Ⅱ号の最終増幅段出力側よりターゲットに至る集光照射光学系および、これによるハルトマンマスクをセットした状態を示す。実際の CO_2 レーザー光と光軸を一致させた可視レーザー光を図のようにビームエキスパンダーで口径を広げた平行ビームにする。この光軸とセンターを一致させ、中心対称にあけた4個のアーチャーを持つハルトマンマスクを通して光軸に平行な4本の光線がターゲットに向かって送られる。この光線をあらかじめアライメントしておいた集光系（この図では2枚の平面鏡と1枚の軸はずし放物面鏡）を通してダミーターゲットと呼んでいる真球度、表面精度の高い鋼球に照射し、その反射光をハルトマンマスク上に写しだす。ハルトマンマスクは従ってレーザー光を空間的に整形するマスクであり、反射光を写しだすスクリーンでもある。

中心に対しての回転，水平面内での左右の振り，上下のあおり，ミラー自身の上下，左右，そして前後方向への平行移動である。従ってこれらの自由度を正確に調整するためには，ハルトマンマスク上の反射光と元のアパーチャーとの位置関係から照射状態を判断し，づれの原因となっている自由度を調整することにより照射状態を改善していく。

我々がアライメントに用いたのは出力5 mWのCW・He-Ne レーザーである。これをビームエキスパンダを用いて直径80 mmの平行ビームにした。ハルトマンマスクはアパーチャー自身の径が10 mm，アパーチャー間の対角距離が50 mmのものを使用した。集光鏡は軸はずし角 30° ，焦点距離300 mmの放物面鏡で口径260 mmである。ダミーターゲットには直径0.5 mm～2 mmの超精密スチールベアリング球を用いた。

2.2.1 反射パターンとその補正法

軸はずし放物面鏡は回転放物面の一部を切り出したものである。(図-付4参照) 従って入射光の光軸が入射軸(回転軸)に対して空間的に平行になりさえすればミラーのどの位置に光束が入射しようと最適条件での集光が行なえる。光軸に対し平行でないときには非点収差が生じる。また入射光が入射軸に平行な場合でもダミーターゲットの中心が焦点の位置にない場合にはやはり正常な反射光が得られない。図-付5(a)～(i)に焦点とターゲットとの相対位置により決まる反射光パターンの典型例を示す。

図-付5(a)の場合が正規のパターンで，例えば①のアパーチャーから入射した光線は往復同一パスを経由して①のアパーチャー上に戻る。図-付5(b)の場合がいわゆるインフォーカス，図-付5(c)の場合がアウトフォーカスに対応する。このアウトフォーカス状態がさらに強くなると図-付5(d)，(e)のようになって反射光は反転したものとなる。これらの調整は反射軸上に沿ってミラーを前後に移動することによって行える。

ダミーターゲットの中心にフォーカスしない場合には図-付5(f)のような反射パターンが見られる。例えばこの図のようにターゲットの上方に照射されている場合にはハルトマンマスク上で

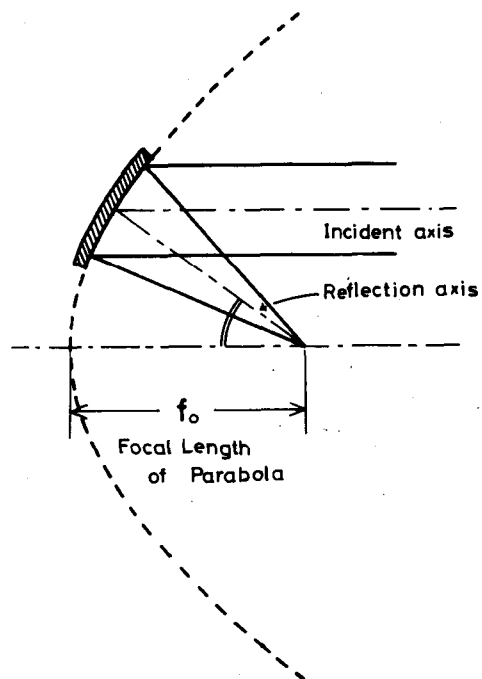


図-付4 軸はずし放物面鏡での集光

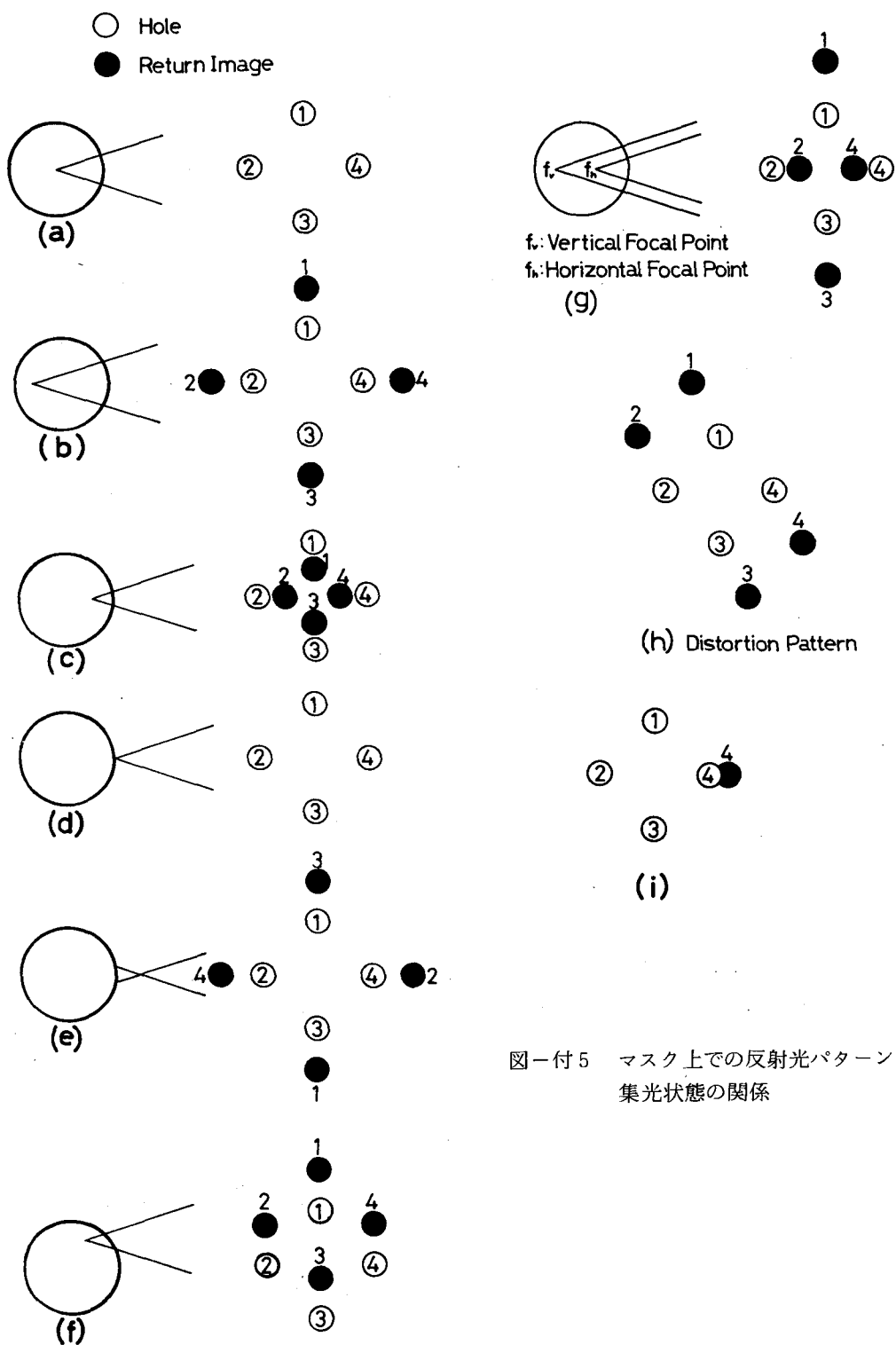


図-付5 マスク上での反射光パターンと集光状態の関係

も上方に反射光は返ってくる。この時はミラーの上下のあおりと左右の振りを調整する。

図-付5(g)の例は入射光が放物面鏡の理想入射面内でその入射軸と平行でない「軸ずれ」の状態を示す。この場合にはハルトマンマスクを通過した4本のビームのうち上下の2本と左右の2本（これらをそれぞれ垂直ビーム、水平ビームと呼んでいる）とのフォーカス点が一致しない。このため図の例のように垂直ビームはインフォーカス状態であるためマスク上では反射光は広がり、水平ビームはアウトフォーカスであるため反射光は縮んでいる。この場合、集光ミラーへの入射角を調整してやれば良い。

図-付5(h)のようなパターンを我々は「歪んだパターン」とか「ねじれたパターン」とか呼んでいる。これは入射光が理想入射面からはずれて、入射軸と平行でないために生ずるものである。このパターンの場合には反射軸方向にミラーを移動させてやっても反射パターンはアパーチャー上には重なろうとせず、斜めに一直線に並んだりするだけである。この場合の補正法の1つはミラー自身の上下方向への平行移動であるが、最終的にはミラー自身を回転させなければ完全に補正することはできない。

このほかに図-付5(i)のような場合がある。これは他の3本の反射ビームがマスク上のアパーチャーに対応がついて返っているが、1本だけがどうしても合わない場合である。これの原因の1つはダミーターゲットの真球度の悪さであり、もう1つは集光ミラー自身の理想面からのずれである。

2.2.2 アライメント精度

ハルトマンマスク上に反射してきたパターンと元のアパーチャーとのずれから、ターゲット上でのフォーカス位置がわかる。逆に希望のフォーカス条件に合わせることができるわけである。

1) 光軸方向での焦点位置の移動

光軸方向にずれがあるときを考えてみる。図-付6(b)のように反射パターンとアパーチャーとのずれが Δx であるような場合には、図-付6(a)からわかるように

$$d = \left(\sin \frac{\theta}{2} \right) \cdot \frac{r}{\sin \phi} \quad (1)$$

という関係が成り立つ。今、集光鏡の焦点距離を f 、ハルトマンマスクのアパーチャー間距離を $2D$ とすると、

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{D}{f} \right) \quad (2)$$

また

$$\Delta x = f \cdot \theta \quad (3)$$

が成立する。(2), (3)式を(1)式に代入して

$$d = \frac{r}{\sin \{ \tan^{-1} (D/f) \}} \sin \left(\frac{\Delta x}{2f} \right)$$

$$= \frac{fr}{D} \sin \left(\frac{\Delta x}{2f} \right) \quad (4)$$

が求まる。同じ焦点ずれ d が生じている場合を考えると、アパーチャ間距離 D が大きくなるか、又は焦点距離 f 、ダミーターゲット半径 r が小さくなるほど、ずれ Δx は大きくなりアライメント精度が上がる。我々の例では、 $f = 320 \text{ mm}$ 、 $D = 25 \text{ mm}$ 、 $r = 1 \text{ mm}$ であったので

$$d = 128 \times \sin \left(\frac{\Delta x}{640} \right) \quad (5)$$

となる。ハルトマンマスク上で $\Delta x = 50 \text{ mm}$ のときには $d = 1 \text{ mm}$ となって光軸（反射軸）方向のずれは 50 倍に拡大されて返ってくる。従ってハルトマンマスク上で $\Delta x = 1 \text{ mm}$ のずれは判別可能であるから光軸方向でのアライメント精度は今ある装置で $\pm 10 \mu\text{m}$ を得ることができる。

ii) 焦点面内での焦点の移動

ターゲット中心から Δr のずれがあるときを考えてみる。図-付 7(b)のように反射パター

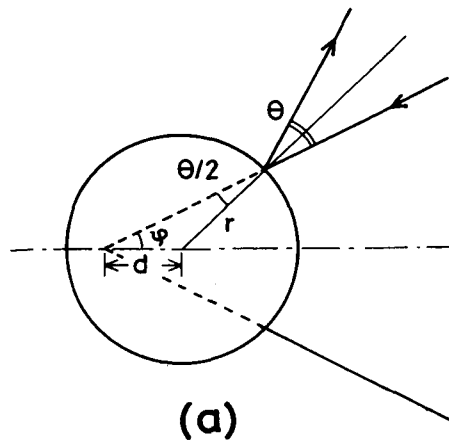
ンとアパーチャとのずれが同じく Δx であるような場合には図-付 7(a)からわかるように、

$$\Delta r = \left(\sin \frac{\theta}{2} \right) \frac{r}{\cos \phi} \quad (6)$$

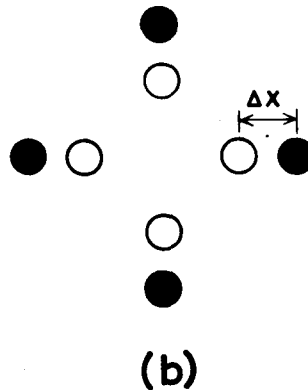
が成り立つ。(2), (3)式をこれに代入し、 $\phi \ll 1$ であることに注意して

$$\Delta r = r \sin \left(\frac{\Delta x}{2f} \right) \quad (7)$$

を得る。この場合も i) の場合と同様 f が大きく、又 r が小さいほど精度は上がる。ただし、 D にはほとんど依存しない。 $f = 320 \text{ mm}$ 、 $r = 1 \text{ mm}$ を代入すると

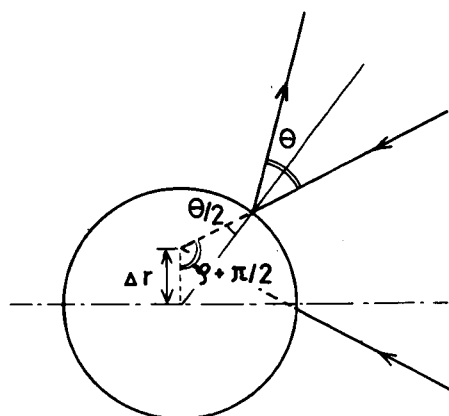


(a)

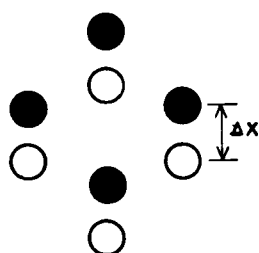


(b)

図-付 6 (a)光軸方向での焦点のずれと
(b)反射パターン



(a)



(b)

図一付7 (a)焦点面内での集光点のずれと
(b)反射パターン

$$\Delta r = \sin\left(\frac{\Delta x}{640}\right) \quad (8)$$

となる。従って i) の場合のさらに 12.8 倍、つまり 640 倍に拡大されて返ってくることになり、 $\Delta x = 1 \text{ mm}$ に対してはターゲット上では $1.6 \mu\text{m}$ までのアライメント精度で合わせることができるわけである。

我々が実際ターゲットアライメントを行う場合、ターゲットチェンバーに固定したモニターテレビでダミータゲットの中心位置を決定し、このダミータゲットの直径を 2 mm 、 1 mm 、 $500 \mu\text{m}$ と順次小さくしていく方法をとっている。このハルトマンマスクの方法により実験用ペレットターゲット ($100 \sim 500 \mu\text{m}$ の直径) の 2 ビーム照射が可能となった。レーザーにより加熱された領域から出る X 線をピンホールカメラで像として撮った結果も、レーザー光は希望どおりの位置にフォーカスされており、そのサイズも $100 \mu\text{m}$ まで絞り込まれていることがわかった。この値は波長 $10 \mu\text{m}$ の CO_2 レーザーとしては非常に良い値である。

このハルトマンマスク法は、ダミータゲット上での集光状態がそのまま、しかも拡大

されて出てくるため、実験的に精度良く集光ミラー及びターゲットのアライメントができる方法である。しかも光学系がすべて反射型で構成されているため、あらゆる波長の光に対して応用することができる。

2.2.3 問題点

このハルトマンマスク法でターゲットアライメントを行う場合に注意すべき点を列記してみよう。

i) 光軸あわせ

ハルトマンマスクの方法は He-Ne レーザーを使用して行なうのが便利である。このため実際

の CO₂ レーザー光の光軸とこの He-Ne レーザー光の光軸とを正確に合わせてやる必要がある。ターゲット上で焦点面内での上下、左右方向のずれを 10 μm 以内に押えるには 0.03 mrad 以内に光軸をそろえる必要がある。このほかに光路の途中に窓がある場合にはそのウェッジや屈折率の波長変化によるずれも合わせて考慮しなければならない。

ii) 反射パターンの拡大

2.2.2の考察からアライメント精度を向上させるにはダミーターゲットの径を小さくしてやれば良いわけである。しかしこのときには、各アパーチャーを通過したそれぞれのビームも拡大されて返ってくる。このため焦点距離の調整すなわち反射軸方向の集光鏡の調整には許しうる限り径の大きいダミーターゲットを使用するのが望ましい。実際、500 μm のダミーターゲットを使用した場合には焦点がターゲットの中心に一致していても反射パターンの 1 つ 1 つは約 10 cm の直径のビームにまで広がってしまい、他ビームとの干渉からのがれえない。これは焦点付近での光の波面が球面ではなくなり、光線の進行方向がターゲット中心に向う直線からずれてきたためと思われる。従ってダミーターゲットは大きなサイズのものから調整精度を上げるとに順次小さなものへと変えてゆき、小さくしたときには焦点面内での上下、左右方向の位置調整だけに留めた方がよい。

参 考 文 献

- 1) Annual Progress Report on Laser Fusion Program, Institute of Laser Engineering, Osaka University, (1980)
- 2) Laser Program Annual Report Lawrence Livermore Laboratory, University of California, UCRL-50021-79 (1979)
- 3) Progress Report on the LASL Laser Fusion Program, LA-6982-PR (1977)
- 4) 西村他, 日本物理学会秋の分科会, 5 PCP4 (1978)
- 5) F.A.Horrigan, R.I.Rudko, Material for High-Power CO₂ Lasers, FINAL TECHNICAL PERORT, Prepared for U.S.Army, Missile Command, Contract No. DA AH 01-69. C.0038
- 6) 久保田 広著「光学」P. P. 206 岩波書店

業 績 目 録

発 表 論 文 (その 1)

- 1) Resonance Absorption and Surface Instability at a Critical Density Surface of a Plasma Irradiated by a CO₂ Laser ;
H.Nishimura, K.Mima, Y.Yanase, N.Banjoya, H.Fujita, K.Iba, M.Matoba, S.Nakai and C.Yamanaka
Plasma Physics, Vol.22, No.1, 69 (1980)
- 2) Momentum Transfer and Related Interaction Phenomena with a High Power CO₂ Laser ;
H.Nishimura, H.Fujita, N.Banjoya, K.Iba, M.Matoba, S.Nakai and C.Yamanaka
Jpn. J. Appl. Phys., Vol.19, No.2, L105 (1980)
- 3) Experimental Study of Wavelength Dependences of Laser-plasma Coupling, Transport and Ablation Behavior ;
H. Nishimura, H.Azechi, K.Yamada, A.Tamura, Y.Inada, F.Matsuoka, M.Hamada, Y.Suzuki, S.Nakai and C.Yamanaka
Phys. Rev. A, Vol.23, 2011 (1981)
- 4) Time and Spaceresolved Temperature of a 10.6μm Laser Irradiated Foil ;
H.Nishimura, M.Yagi, F.Matsuoka, K.Yamada, T.Yamanaka, S.Nakai and C.Yamanaka
Appl. Phys. Lett., Vol.39, No15, 529, (1981)
- 5) Nonlinear Processes of Interaction between a CO₂ Laser and Plasma ;
S.Nakai, M.Matoba, H.Fujita, H.Nishimura, H.Daido, N.Banjoya, K.Iba and C.Yamanaka
Phys. Rev. A, Vol.7, 1133 (1978)
- 6) Improvement of Absorption and Hydrodynamic Efficiency by Using a Double Foil Target with a Pinhole ;
K.Yamada, M.Yagi, H.Nishimura, F.Matsuoka, H.Azechi, T.Yamanaka and C.Yamanaka
J. Phys. Soc. Jpn., Vol.51, No.1, 280 (1982)

発 表 論 文 (その 2)

- 1) Laser Fusion Target Alignment by a HARTMANN Mask Method ;
H.Nishimura, A.Tamura, Y.Yanase, N.Banjoya, S.Nakai and C.Yamanaka
レーザー研究, 第6巻 71ページ (1978)

- 2) Thermo-Nuclear Fusion Plasma Produced by a CO₂ Laser
H.Nishimura, H.Fujita, Y.Kawamura, N.Banjoya, H.Daido,
Y.Yanase, T.Seki, K.Iba, M.Matoba, S.Nakai and C.Yamanaka
Tech. Rep. Osaka University, Vol.28, 185 (1978)
- 3) Experimental Study on Wavelength scaling in Laser Fusion
by using 0.53, 1.06 and 10.6μm Lasers ;
H.Nishimura, H.Azechi K.Yamada, A.Tamura, Y.Inada,
F.Matsuoka, M.Hamada, Y.Suzuki, S.Nakai and C.Yamanaka
Tech. Rep. Osaka University, Vol.31, 97 (1981)
- 4) High Power CO₂ Laser at Osaka ;
S.Nakai, M.Matoba, S.Uda, H.Fujita, H.Toya, H.Nishimura,
A.Nakamura and C.Yamanaka
Proc. Fuji Seminar on Laser Interaction with Plasma
- 5) Electron Beam Controlled CO₂ Laser ;
H.Fujita, Y.Uematsu, S.Uda, H.Nishimura K.Iba, M.Matoba,
S.Nakai and C.Yamanaka
レーザー研究, 第3巻 34ページ (1975)
- 6) High Power Electron-Beam Controlled CO₂ Laser System for
Laser fusion Research ;
M.Matoba, H.Nishimura, H.Toya, H.Fujita, K.Iba, S.Nakai
and C.Yamanaka
Tech. Rep. Osaka University, Vol.24, 445 (1977)
- 7) Anomalous Interaction of High Laser Intensity Laser Beams
with Plasmas
C.Yamanaka, S.Nakai, T.Yamanaka, K.Mima, T.Sasaki,
M.Matoba, H.Azechi, T.Norimatsu, H.Nishimura, N.Miyanaga,
S.Oda, K.Aono, Y.Yanase, M.Yoshida, J.Mizui and N.Yamaguchi
Tech. Rep. Osaka University, Vol.29, 127 (1979)
- 8) Laser Fusion Experiments with Tow-beam Co₂ Laser Lekko-II ;
A.Tamura, H.Nishimura, H.Hama, M.Inoue, F.Fukumaru,
K.Okamura, Y.Kawamura, H.Fujita M.Matoba, S.Nakai and
C.Yamanaka
Tech. Rep. Osaka University, Vol.30, 193 (1980)

国際会議報告

- 1) High Power CO₂ Laser System for Plasma Research (Lekko II) ;
S.Nakai, M.Matoba, H.Fujita, H.Nishimura, N.Banjoya,
H.Daido, T.Seki, K.Iba and C.Yamanaka
IAEA Advisory Group Meeting on the Technology of Inertial
Confinement Experiment, Dubna, USSR, July (1976)
- 2) Anomalous Interaction of laser with plasma ;
M.Matoba, H.Fujita, H.Nishimura, H.Daido, N.Banjoya,

Y.Yanase, K.Iba, S.Nakai and C.Yamanaka
IEEE International Conf. on Plasma Science, Troy, N.Y. (1977)

- 3) Laser Fusion Experiments in Osaka ;
H.Azechi, H.Fujita, K.Imasaki, Y.Kato, Y.Kawamura,
M.Matoba, K.Mima, S.Miyamoto, Y.Mizumoto, T.Mochizuki,
S.Nakai, K.Nishihara, H.Nishimura, T.Norimatsu, T.Sasaki,
M.Matoba, K.Yoshida, T.Yamanaka and C.Yamanaka
IEEE Topical Meeting on Inertial Conf. Fusion, Sandiego,
California, USA, Feb. (1978)
- 4) High Efficiency CO₂ Laser System "Lekko II" using Multiline
Energy Extraction ;
C.Yamanaka, M.Matoba, H.Fujita, Y.Kawamura, H.Nishimura,
and S.Nakai
10th International Quantum Electronics Conference (IQEC),
Atlanta, Georgia, USA, (1978)
- 5) Experimental Study on Hydrodynamic Efficiency of Implosion
Processes by 10.6-, 1.06- and 0.53- μ m Lasers ;
H.Azechi, M.Hamada, Y.Inada, H.Nishimura, A.Tamura and
C.Yamanaka
International Conf. on Plasma physics, Nagoya 11a-I-02, (1980)
- 6) Recent Topics on Laser Plasma Interactions at Osaka
University ;
y.Kitagawa, H.Nishimura, H.Azechi, N.Miyanaga, K.Yamada,
Y.Kato, M.Yokoyama and C.Yamanaka
10th Annual Conf. on Anomalous Absorption of Electromagnetic
Waves, South-Sanfransisco, May, (1980)
- 7) Laser Fusion Reactor Concept of High Pellet Gain using
Magnetically Guided Li Flow ;
S.Ido, K.Imasaki, Y.Izawa, Y.Kato, Y.Kitagawa, M.Matoba,
K.Mima, T.Mochizuki, S.Nakai, K.Nishihara, H.Nishimura,
T.Norimatsu, T.Sasaki, T.Yabe, T.Yamanaka and C.Yamanaka
8th ICPP Cont. Fus. Res. IAEA-CN-38/E-3, Brussel, July (1980)
- 8) Laser Fusion Research at ILE Osaka ;
H.Azechi, H.Fujita, S.Ido, Y.Izawa, Y.Kato, Y.Kawamura,
M.Matoba, K.Mima, T.Mochizuki, M.Monma, S.Nakai, K.Nishihara
H.Nishimura, T.Norimatsu, T.Sasaki, H.Takabe, T.Ueda, T.Yabe
K.Yoshida, T.Yamanaka and C.Yamanaka
ibid, IAEA-CN-38/B-3
- 9) Experimental Study of Energy Transport in Low-Z Plasmas
Generated by a 10.6 μ m Laser
H.Nishimura, H.Hama, A.Tamura, M.Inoue, F.Fukumaru,
K.Okamura, Y.Kawamura, H.Fujita, M.Matoba, S.Nakai

and C.Yamanaka
ICF Topical Meeting, Sandiego, California, WB 11 (1980)

- 10) Experimental Study of Energy Transprt in Plasmas Produced by
10.6 μ m, 1.06 μ m and 0.53 μ m Wavelength Lasers
H.Nishimura, K.Yamada, H.Azechi, F.Matsuoka, Y.Suzuki
and C.Yamanaka
International Conf. on Plasma Physics, Nagoya, 10 P-I-40
(1980)
- 11) Studies of Radiation Conversion and Transport in a 0.53 μ m
Laser Produced Gold Plasma ;
H.Nishimura, G.H.McCall, F.Mastuoka, M.Yagi, K.Yamada,
H.Niki, T.Yamanaka and C.Yamanaka
Topical Conf. on Low Energy x-ray Diagnostics, Monterey,
AIP Conf. Proc. No.75, 261 (1981)
- 12) Radiation Conversion by Different Wavelength Lasers ;
H.Nishimura, K.Yamada, F.Matsuoka, M.Yagi and C.Yamanaka
American Phys. Soc. 23rd Annual Meeting in Plasma Physics,
New York, 12-16 Octorber (1981), 5G 5

国内学会報告

「E-Beam CO₂ レーザーシステムの開発 (増幅部) III」

電気学会全国大会 九州大学 1974. 4

「200 J 電子ビーム制御 CO₂ レーザー VI (烈光 I 号) -増幅器-

電気学会関西支部連合大会 関西大学 1974. 10

「E-ビーム CO₂ レーザーによる核融合プラズマの研究」

電気関係学会関西支部連合大会 関西大学 1974. 10

「電子ビーム制御炭酸ガスレーザーシステム V」

電気学会全国大会 九州大学 1975. 4

「E-ビーム CO₂ レーザーとプラズマとの相互作用」

電気学会全国大会 九州大学 1975. 4

「CO₂ レーザー (烈光 I 号) による核融合の研究」

電気関係学会関西支部連合大会 関 西 大 学 1975. 10

「高出力 E ビーム CO₂ レーザーシステム (烈光 I 号) 」

物 理 学 会 年 会 京 都 大 学 1975. 4

「レーザー核融合用高出力CO₂ レーザー烈光 I 号の開発」

物 理 学 会 秋 の 分 科 会 日本大学 (郡山) 1975. 10

「レーザーによるプラズマの研究 III (E ビーム CO₂ レーザーシステム) 」

物 理 学 会 秋 の 分 科 会 日本大学 (郡山) 1975. 10

「レーザーによるプラズマの研究 IV (E ビーム CO₂ レーザーによるプラズマ加熱) 」

物 理 学 会 秋 の 分 科 会 日本大学 (郡山) 1975. 10

「E ビーム CO₂ レーザーによるプラズマの研究」

電 気 学 会 全 国 大 会 東 京 電 機 大 学 1976. 4

「電子ビーム制御CO₂ レーザー (烈光 I 号) 」

物 理 学 会 年 会 名 古 屋 大 学 1976. 4

「E ビーム CO₂ レーザー (烈光 I 号) による核融合プラズマの研究 (1)レーザー装置」

物 理 学 会 年 会 名 古 屋 大 学 1976. 4

「E ビーム CO₂ レーザー (烈光 I 号) による核融合プラズマの研究 (2)プラズマ実験」

物 理 学 会 年 会 名 古 屋 大 学 1976. 4

「CO₂ レーザー (烈光 I 号) の特性」

電気関係関西支部連合大会 大 阪 府 立 大 学 1976. 10

「CO₂ レーザー (烈光 I 号) の特性」

物 理 学 会 秋 の 分 科 会 山 形 大 学 1975. 10

- 「CO₂ レーザー（烈光Ⅰ号）による核融合プラズマの研究 Ⅰ」
物理学会秋の分科会 山 形 大 学 1976. 10
- 「CO₂ レーザー（烈光Ⅰ号）による核融合プラズマの研究 Ⅱ」
物理学会秋の分科会 山 形 大 学 1976. 10
- 「CO₂ レーザーによる核融合の研究 Ⅰ（烈光システム）」
電気学会全国大会 北 海 道 大 学 1977. 8
- 「CO₂ レーザーによる核融合の研究 Ⅱ（レーザープラズマ相互作用）」
電気学会全国大会 北 海 道 大 学 1977. 8
- 「核融合研究用2ビームCO₂ レーザーシステム烈光Ⅱ ー増幅段ー」
電気学会全国大会 北 海 道 大 学 1977. 8
- 「核融合研究用2ビームCO₂ レーザーシステム烈光Ⅱ ー発振段ー」
電気学会全国大会 北 海 道 大 学 1977. 8
- 「核融合用CO₂ レーザーシステム（烈光2号）」
物理学会年会 山 口 大 学 1977. 4
- 「CO₂ レーザーによる核融合の研究 Ⅰ（烈光2号）」
物理学会年会 山 口 大 学 1977. 4
- 「CO₂ レーザーによる核融合の研究 Ⅱ（ターゲット照射実験）」
物理学会年会 山 口 大 学 1977. 4
- 「CO₂ レーザーによる核融合の研究 Ⅰ ーレーザーシステムー」
電気関係関西支部連合大会 大 阪 市 大 1977. 11
- 「CO₂ レーザーによる核融合の研究 Ⅱ ーX線計測ー」
電気関係関西支部連合大会 大 阪 市 大 1977. 11

- 「CO₂ レーザーによる核融合の研究 III -エネルギー輸送-」
電気関係関西支部連合大会 大阪市大 1977. 11
- 「CO₂ レーザー烈光による核融合の研究 I -レーザーシステム-」
物理学会秋の分科会 東京理科大 1977. 10
- 「CO₂ レーザー烈光による核融合の研究 II -レーザープラズマ相互作用-」
物理学会秋の分科会 東京理科大 1977. 10
- 「CO₂ レーザー烈光による核融合の研究 III -エネルギー輸送-」
物理学会秋の分科会 東京理科大 1977. 10
- 「レーザープラズマ診断法の開発 I -X線結晶分光器-」
物理学会秋の分科会 東京理科大 1977. 10
- 「レーザープラズマ診断法の開発 II -X線顕微鏡-」
物理学会秋の分科会 東京理科大 1977. 10
- 「CO₂ レーザーによる核融合の研究 I -烈光II号システム-」
電気学会全国大会 日本工学院専門学校 1978.
- 「CO₂ レーザーによる核融合の研究 II -プラズマ実験-」
電気学会全国大会 日本工学院専門学校 1978.
- 「レーザー核融合研究用高出力CO₂ レーザーシステム「烈光」」
電気学会全国大会 日本工学院専門学校 1978.
- 「CO₂ レーザーによる核融合の研究 I -レーザーシステム-」
物理学会年会 東北大学 1978. 4
- 「CO₂ レーザーによる核融合の研究 II -相互作用-」
物理学会年会 東北大学 1978. 4

- 「CO₂ レーザーによる核融合の研究 III -ペレット照射実験-」
物 理 学 会 年 金 東 北 大 学 1978. 4
- 「CO₂ レーザー烈光Ⅱ号によるペレット爆縮の研究」
電気関係学会関西支部連合大会 京 都 工 芸 繊 維 大 1978. 10
- 「CO₂ レーザー烈光Ⅱ号による核融合の研究 I -レーザーシステム-」
物 理 学 会 秋 の 分 科 会 静 岡 大 学 1978. 10
- 「CO₂ レーザー烈光Ⅱ号による核融合の研究 II -ペレット照射実験-」
物 理 学 会 秋 の 分 科 会 静 岡 大 学 1978. 10
- 「CO₂ レーザー烈光Ⅱ号による核融合の研究 III -相互作用-」
物 理 学 会 秋 の 分 科 会 静 岡 大 学 1978. 10
- 「CO₂ レーザー烈光2号による核融合の研究 I -レーザーシステム-」
電 気 学 科 全 国 大 会 近 畿 大 学 1979. 4
- 「CO₂ レーザー烈光2号による核融合の研究 II -ペレット照射実験-」
電 気 学 科 全 国 大 会 近 畿 大 学 1979. 4
- 「CO₂ レーザー烈光2号による核融合の研究 III -レーザープラズマ相互作用-」
電 気 学 科 全 国 大 会 近 畿 大 学 1979. 4
- 「烈光Ⅱ号による核融合の研究 I -レーザーシステム-」
物 理 学 会 年 会 大 阪 大 学 1979. 4
- 「烈光Ⅱ号による核融合の研究 II -光学計測-」
物 理 学 科 年 会 大 阪 大 学 1979. 4
- 「烈光Ⅱ号による核融合の研究 III -粒子計測-」
物 理 学 会 年 会 大 阪 大 学 1979. 4

「烈光Ⅱ号による核融合の研究 Ⅳ -X線計測-

物理学会年会 大阪大学 1979. 4

「CO₂ レーザー烈光2号による核融合の研究 -レーザープラズマ相互作用-

電気関係学会関西支部連合大会 同志社大 1979. 11

「CO₂ レーザー烈光Ⅱ号による核融合の研究 I -システム動作-

物理学会秋の分科会 愛媛大学 1979. 10

「CO₂ レーザー烈光Ⅱ号による核融合の研究 II -X線スペクトラム計測-

物理学科秋の分科会 愛媛大学 1979. 10

「CO₂ レーザー烈光Ⅱ号による核融合の研究 III -高速粒子・散乱光-

物理学科秋の分科会 愛媛大学 1979. 10

「波長10.6 μm , 1.06 μm , 0.53 μm レーザーとプラズマとの相互作用」

電気学会全国大会 日本工学院専門学校 1980. 4

「10.6 μm , 1.06 μm , 0.53 μm レーザーとプラズマとの相互作用 I」

吸収とブリラン散乱」

日本物理学会年会 早稲田大学 1980. 3

「10.6 μm , 1.06 μm , 0.53 μm レーザーとプラズマとの相互作用 II」

エネルギー輸送」

物理学会年会 早稲田大学 1980. 3

「10.6 μm , 1.06 μm , 0.53 μm レーザーとプラズマとの相互作用 III」

流体力学的効率」

物理学会年会 早稲田大学 1980. 3

「レーザー核融合における流体力学的効率の向上

-穴あきダブルシェルターゲッター -」

電気関係学会関西支部連合大会 大阪工業大学 1980. 11

- 「レーザーによる高速電子の生成とアブレーションへの効果」
物理学会秋の分科会 福井大学 1980.10
- 「ガラスレーザー照射二重構造ターゲットの圧縮効率」
物理学会秋の分科会 福井大学 1980.10
- 「高速応答軟X線ダイオードの開発」
物理学会秋の分科会 福井大学 1980.60
- 「レーザー核融合 一穴あき2重構造ターゲット」
電気学会全国大会 日本工学院専門学校 1981. 4
- 「レーザープラズマにおける輻射輸送」
物理学会年会 広島大学 1981. 3
- 「レーザー核融合における加速機構 II - cannonball acceleration -」
物理学会年会 広島大学 1981. 3
- 「レーザープラズマよりの軟X線放射特情」
レーザー学会学術講演会 大阪大学 1981. 2
- 「キャノンボール方式によるレーザー爆縮核融合の基礎研究」
レーザー学会学術講演会 大阪大学 1981. 2
- 「レーザー生成Au プラズマによる輻射変換」
電気関係関西支部連合大会 神戸大学 1981.11
- 「高Z値プラズマ中でのエネルギー輸送 -Osaka効果-」
電気関係関西支部連合大会 神戸大学 1981.11
- 「10.6 μm レーザー生成プラズマ中での横方向エネルギー輸送」
日本物理学会秋の分科会 新潟大学 1981.10

「Au プラズマでの輻射変換の波長依存性」

日本物理学会 秋の分科会 新潟大学 1981. 10

「高 Z 値レーザープラズマ中での縦方向エネルギー輸送」

日本物理学会 秋の分科会 新潟大学 1981. 10

「短波長レーザーとターゲットプラズマとの相互作用」

第2回レーザー学会学術講演会 理化学研 1982. 1

研究会・シンポジウム

「炭酸ガスレーザー照射における Fast Ion の生成」

「強い空間不均一を持つプラズマ中の輸送過程」研究会

名古屋大学 プラズマ研究所 1978. 11

「CO₂ レーザー烈光Ⅱ号による圧縮実験」

電磁流体シンポジウム 東大宇宙研 1979. 2

「慣性核融合炉における電磁流体力学的諸問題」

電磁流体力学シンポジウム 東大宇宙研 1979. 2

「レーザーによる爆縮核融合の研究」

電気学会 プラズマ研究会 1980. 11

「レーザーによる爆縮核融合実験」

核融合連合講演会 電総研・筑波 1981. 2

「0.53 μm レーザー生成高 Z 値プラズマからの軟 X 線輻射」

「高密度プラズマの原子過程と X 線輻射」研究会

名古屋大学 プラズマ研究所 1981. 1

「レーザーによる慣性核融合の研究」

一穴あき2重構造ターゲットによる流体力学的効率の向上」

電磁流体力学シンポジウム 東大宇宙研 1981. 2